

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**GLUON KUTUPLANMASININ ÜST KUARK
SON DURUMLARIYLA İNCELENMESİ**

Ahmet Alper BİLLUR

FİZİK ANABİLİMDALI

**ANKARA
2011**

Her hakkı saklıdır

ÖZET

Doktora Tezi

GLUON KUTUPLANMASININ ÜST KUARK SON DURUMLARIYLA İNCELENMESİ

Ahmet Alper BİLLUR

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Satılmış ATAĞ

Bu tez çalışmasında proton içindeki kutuplanmış gluon dağılımının doğrudan ölçülebilmesi amacıyla foton-proton çarpışmasında üst kuark çift üretimi önerilmiştir. Kısa ömrü nedeniyle, çarpışma sırasında üretilen üst kuarkların spin bilgisi bozunum ürünlerine aktarılmaktadır. Son durum üst kuarklarının kutuplanma asimetrisinin gluon kutuplanması ile orantılı olduğu gösterilmiştir. Ters Compton saçılmasından gelen yüksek enerjili fotonlar ve Brookhaven Ulusal Laboratuvarı Relativistik Ağır İyon Çarpıştırıcısı'nda (RHIC) kullanılan kutuplanmış protonların çarpışan demetler olarak kullanılabilceği düşünülmüştür. Üst kuarkların kutuplanma asimetrisinin açısız dağılımı ve enerjiye bağımlılığı incelenmiştir.

Ek olarak, elektron-proton çarpışmasında tek üst kuark üretiminin spin bağımlı gluon dağılımının belirlenmesindeki rolü tartışılmıştır.

Mart 2011, 114 sayfa

Anahtar Kelimeler: Standart model, üst kuark, proton spini, gluon spini, spin kutuplanması.

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

INVESTIGATION OF GLUON POLARIZATION VIA TOP QUARK FINAL STATES

Ahmet Alper BILLUR

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof.Dr. Satilmis ATAG

In this thesis, top quark pair production has been proposed in the gamma-proton scattering in order to measure directly polarized gluon distribution in the proton. Due to the short lifetime, spin information of the top quarks produced in the collision can be transferred to the decay products. It has been shown that polarization asymmetry of the final top quarks is proportional to the gluon polarization. High energy photons from the inverse Compton scattering and polarized protons from Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory are supposed to be used as colliding beams. Energy dependence and angular distribution of the top quark polarization asymmetry have been examined.

In addition, the role of single top quark production in electron-proton collision to determine spin dependent gluon distribution has been discussed.

March 2011, 114 pages

Key Words: Standard model, top quark, proton spin, gluon spin, spin polarization.

TEŐEKKÖR

Bu tez çalıőması sırasında her tŸrlŸ yardım ve sabrı benden esirgemeyen değerli hocam, sayın Prof.Dr.Satılmış ATAĞ'a (Ankara Ÿniversitesi Fizik Anabilim Dalı) teőekkŸrŸ bir borç bilirim. Çalıőmadaki umutsuzluk anlarında desteğini hiç esirgemeyen sevgili eőime Őukranlarımı sunarım. Ayrıca 2211 yurtiçi doktora bursiyeri olduğum ve bana destek veren TŸBİTAK'a teőekkŸr ederim. Doktora alıőması için bana destek veren Cumhuriyet Ÿniversitesi Fizik BŸlŸmŸ'ndeki tŸm hocalarıma ve çalıőma arkadaőlarıma teőekkŸr ederim. TŸm eğitim ve Ÿęretim hayatımda benden desteklerini ve sevgilerini esirgemeyen anne ve babama sonsuz Őukranlarımı sunarım.

Ahmet Alper BİLLUR
Ankara, Mart 2011

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
2. RELATİVİSTİK KUANTUM MEKANİĞİ DENKLEMLERİ	3
2.1 Klein-Gordon Denklemi	7
2.2 Dirac Denklemi.....	9
2.3 Proca Denklemi	15
2.4 Maxwell Denklemi.....	16
3. STANDART MODEL.....	17
3.1 Yerel Ayar Değişmezliği ve Kendiliğinden Simetri Kırılması	18
3.2 Ayar Bozonlarının Kütle Kazanması	26
3.3 Fermiyonların Kütle Kazanması	29
3.4 Etkileşme Terimleri	30
3.4.1 Ayar bozonlarının kendi aralarında etkileşme terimleri	30
3.4.2 Fermiyon ayar bozonu etkileşme terimleri.....	31
3.5 Kuarkların Kütle Kazanması	32
3.6 Güçlü Etkileşmeler.....	36
3.7 Standart Modelin Sorunları.....	41
4. PROTON SPİNİ.....	46
5. TEMEL BİR PARÇACIK OLARAK ÜST KUARK	65
6. ELEKTRON-PROTON ÇARPIŞTIRICILARINDA ÇİFT ÜST KUARK ÜRETİMİ.....	78
7. ELEKTRON-PROTON ÇARPIŞTIRICILARINDA TEK ÜST KUARK ÜRETİMİ.....	89
8. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	103
KAYNAKLAR	105

EK 1 Foton Dağılımı	109
EK 2 Proton-proton Çarpışmasında Diferansiyel Tesir Kesitleri	110
EK 3 Spin İzdüşüm İşlemcileri	111
ÖZGEÇMİŞ	114

SİMGELER DİZİNİ

m_w	W bozonunun kütlesi
m_z	Z bozonunun kütlesi
A_μ	Foton alanı
W_μ	W bozon alanı
Z_μ	Z bozon alanı
g	SU _L (2) Etkileşme sabiti
g'	U _Y (1) Etkileşme sabiti
θ_w	Weinberg Açısı
m_H	Higgs bozonu kütlesi
u	Yukarı kuark
d	Aşağı kuark
s	Garip kuark
c	Tılsımlı kuark
b	Taban kuark
t	Üst kuark
e^-	Elektron
e^+	Pozitron
μ^-	Müon
τ^-	Tau
ν_e	Elektron nötrinosu
ν_μ	Muon nötrinosu
ν_τ	Tau nötrinosu
Y	Zayıf hiperyük
I^w	Zayıf izospin
α	İnce yapı sabiti
γ	Foton

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1 Kendiliğinden simetri kırılması için potansiyelin alanlara göre grafiği.....	23
Şekil 3.2 Zayıf ayar bozonları ile Higgs alanının üçlü ve dördü etkileşme köşeleri	28
Şekil 3.3 Higgs alanının kendi kendine üçlü ve dördü etkileşme köşesi.....	29
Şekil 3.4 Ayar bozonlarının kendi aralarında etkileşme köşeleri	31
Şekil 3.5 Fermiyon ayar bozonu etkileşme köşeleri	32
Şekil 3.6 Elektron-pozitron çarpışmasında ağaç seviyesinde hadron üretimi için Feynman diyagramı.....	36
Şekil 3.7 Gluonun kendi kendine etkileşme köşeleri.....	40
Şekil 3.8 Ayar bozonlarının propagatörlerine üst kuarkın halka diyagramlarında katkısı.....	41
Şekil 3.9 Proton-proton çarpıştırıcısında Higgs bozonunun üst kuark katkısıyla üretimi	42
Şekil 3.10 Yüklü zayıf ayar bozonlarının birbirleriyle saçılması için Feynman diyagramları	42
Şekil 3.11 Yüklü zayıf ayar bozonlarının birbirleriyle Higgs bozonu aracılığıyla saçılması için Feynman diyagramları	43
Şekil 4.1 Derin inelastik saçılma için Feynman diyagramı.....	46
Şekil 4.2 Partonların spininin proton içinde proton ile aynı yönlü ve ters yönelmiş iki durumunun şematik gösterimi.....	54
Şekil 4.3 Kuark dağılımı için spin bağımlı dağılım fonksiyonlarının Bjorken değişkenine göre grafiği.....	60
Şekil 4.4 Gluon için spin bağımlı ve spin bağımsız dağılım fonksiyonlarının oranı $(\Delta G(x)/G(x))$ 'in Bjorken değişkenine göre grafiği.....	62
Şekil 4.5 Kutuplanmış gluon dağılım fonksiyonunun üç farklı gluon kutuplanma durumu için Bjorken x_{Bj} değişkenine göre grafiği	64
Şekil 5.1 Proton-proton çarpışmasında baskın olan süreçlerin çift üst kuark üretimi için Feynman diyagramları	66
Şekil 5.2 Proton-antiproton çarpışmasında baskın olan süreçlerin çift üst kuark üretimi için Feynman diyagramları.....	66
Şekil 5.3 Çift üst kuark üretiminde güçlü etkileşmelerin parite altında davranışı.....	68

Şekil 5.4 Üst kuarkın zayıf etkileşme köşesi	69
Şekil 5.5 Üst kuarkın proton-proton çarpıştırıcılarında ağaç seviyesinde üretimi.....	69
Şekil 5.6 Üst kuarkın spinine göre bozunma durumunda oluşan parçacıkların spin yönelimleri.....	72
Şekil 5.7 Üst kuarkın çift üretiminde momentum ve spin yönelimleri.....	72
Şekil 5.8 Üst kuarkın durgun çerçevesinde bozunma ürünlerinin spin ekseni ile yaptığı açılar	76
Şekil 6.1 Çift üst kuark üretimi için ağaç seviyesinde Feynman diyagramları.....	78
Şekil 6.2 Foton-proton ve proton-proton çarpışmalarında olay sayılarının kütle merkezi enerjisine göre grafiği.....	83
Şekil 6.3 Tek üst kuark kutuplanma durumu için asimetrinin kütle merkezi enerjisine göre grafiği	84
Şekil 6.4 Tek üst kuark kutuplanma durumu için diferansiyel asimetrinin açıya göre grafiği	84
Şekil 6.5 Çift üst kuark kutuplanma durumu için asimetrinin kütle merkezi enerjisine göre grafiği	86
Şekil 6.6 Çift üst kuark kutuplanma durumu için diferansiyel asimetrinin açıya göre grafiği	86
Şekil 7.1 Tek üst kuark üretimine ait başat seviyede Feynman diyagramları.....	89
Şekil 7.2 Proton demet enerjisi 100 GeV için asimetrinin kütle merkezi enerjisine göre grafiği SET=1	94
Şekil 7.3 Proton demet enerjisi 100 GeV için asimetrinin kütle merkezi enerjisine göre grafiği SET=2	95
Şekil 7.4 Proton demet enerjisi 100 GeV için asimetrinin kütle merkezi enerjisine göre grafiği SET=3	95
Şekil 7.5 Proton demet enerjisi 100 GeV için diferansiyel asimetrinin üst kuarkın enine momentumuna göre grafiği SET=1	97
Şekil 7.6 Proton demet enerjisi 100 GeV için diferansiyel asimetrinin üst kuarkın enine momentumuna göre grafiği SET=2	97
Şekil 7.7 Proton demet enerjisi 100 GeV için diferansiyel asimetrinin üst kuarkın enine momentumuna göre grafiği SET=3	98

Şekil 7.8 Proton demet enerjisi 250 GeV için asimetrimin kütle merkezi enerjisine göre grafiği SET=1	99
Şekil 7.9 Proton demet enerjisi 250 GeV için asimetrimin kütle merkezi enerjisine göre grafiği SET=2	100
Şekil 7.10 Proton demet enerjisi 250 GeV için asimetrimin kütle merkezi enerjisine göre grafiği SET=3	100
Şekil 7.11 Proton demet enerjisi 250 GeV için diferansiyel asimetrimin üst kuarkın enine momentumuna göre grafiği SET=1	101
Şekil 7.12 Proton demet enerjisi 250 GeV için diferansiyel asimetrimin üst kuarkın enine momentumuna göre grafiği SET=2	102
Şekil 7.13 Proton demet enerjisi 250 GeV için diferansiyel asimetrimin üst kuarkın enine momentumuna göre grafiği SET=3	102

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Lepton ailelerinin çeşitli özellikleri	6
Çizelge 2.2 Kuark ailelerinin çeşitli özellikleri.....	6
Çizelge 3.1 Parçacıkların zayıf izospin, izospinin üçüncü bileşeni, hiperyük ve elektrik yükü değerleri	21
Çizelge 3.2 Higgs bozonu kütesine göre kritik enerji değerleri.....	44
Çizelge 5.1 Üst kuarkın leptonik ve hadronik bozunmaları için korelasyon katsayıları	75
Çizelge 6.1 Asimetrimin ve duyarlılığının çeşitli açılar için değerleri	88

1. GİRİŞ

1970'lerde ortaya çıkan Standart Model parçacıklar arasındaki temel etkileşmeleri açıklayan teori olarak kabul edilmektedir. Bu teori öne sürüldükten sonra birçok deneyle doğrulanmıştır. Teorinin deneysel öngörülleri, örnek olarak Weinberg açısı, CKM matris elemanları gibi tahminleri büyük bir doğrulukla sınanmıştır. Fakat teörinin açıklayamadığı bazı sorular hala mevcuttur. Örnek olarak, parçacık kütleleri, serbest parametre sayısı ve kökeni cevaplanamayan sorulardır.

Standart modelin temel parçacıklarından olan üst kuark şu ana kadar parçacık hızlandırıcılarında gözlenen en büyük kütleli temel parçacıktır. Kütleli yaklaşık 172 GeV kadardır. Kütleli bu kadar fazla olması onun ömrünü kısaltır. Ömrü QCD etki ölçeğinden kısadır ve bu sebeple hadronlaşmadan bozunur. Üst kuarkın bozunma süreci elektrozayıf kuvvet aracılığıyla gerçekleşir. Dolayısıyla üst kuarkın bozunma ürünleri üst kuarkın spin bilgisini korur. Ayrıca Standart Model'in en büyük kütleli temel parçacığı olan üst kuark özellikle Higgs bozonu ile bağlaşımının büyüklüğünden dolayı hem Standart Model'in hem de Standart Model ötesi yeni teorilerin incelenmesi açısından önemlidir.

Üst kuarklar çeşitli çarpıştırıcılarda tek ve çift olarak üretilebilirler. Bu süreçler zayıf ve güçlü etkileşmeler aracılığıyla olur. Tek üretim süreçleri üst kuarkın CKM matris elemanının belirlenmesine olanak sağlar. Ayrıca tek üretim süreçlerinde zayıf etkileşme yapısından dolayı etkileşmeye giren parçacıklar kutuplu olmasa bile üst kuarklar kutuplu olarak üretilebilirler.

Protonun spininin $1/2$ olduğu keşfinden hemen sonra biliniyordu. Fakat protonun içyapısının keşfinden beri içyapısındaki parçacıkların spine katkısı tam olarak bilinmemektedir. 1980'lerden itibaren yapılan deneyler proton spininin çok küçük bir kısmının değerlik kuarklarından geldiğini, büyük bir kısmının gluon spini, gluon ve kuarkların yörüngesel açısal momentumundan kaynaklandığını göstermektedir. Bu sebeple değerlik kuarklarının, deniz kuarklarının ve gluonun spininin ayrı ayrı olarak

protonun spin büyüklüğünün ne kadarını oluşturduğunu bulmak son yıllarda önemli bir sorun haline gelmiştir.

Bu çalışmada öncelikle proton spinine gluon katkısının belirlenmesi amacıyla kutuplu proton demetleriyle ters Compton saçılmasından gelen foton çarpışması düşünülmüştür. Bu tür bir çarpışma hali hazırda çalışmakta bulunan RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) çarpıştırıcısına ek olarak yapılacak bir elektron demeti aracılığıyla elde edilebilir. Böyle bir çarpıştırıcının (eRHIC) yakın zamanda kurulması planlanmaktadır. Proton içindeki gluon ve ters Compton saçılmasından gelen foton ile çift üst kuark üretimi yapılabilir. Burada kullanılan proton demetleri kutuplanmış olarak düşünülmüş ve bu sayede sürece giren gluon kutuplu alınmıştır.

Buna ek olarak elektron-proton çarpışmasında tek üst kuark üretimi incelenerek yine gluon kutuplanmasının son durumdaki üst kuark kutuplanmasına etkisi incelenmiştir. Kutuplu çarpıştırıcı için RHIC çarpıştırıcısında proton demetleri incelenmiştir.

2. RELATİVİSTİK KUANTUM MEKANİĞİ DENKLEMLERİ

Maddenin temel yapıtaşları ve bunların birbirleri arasında ki etkileşmeleri ilk çağlardan itibaren insanoğlunun ilgisini çekmiştir. Bu sebeple ilk çağlardan itibaren temel yapıtaşları ve bunlar arasındaki etkileşmeler ile ilgili çeşitli düşünceler ortaya atılmıştır. Ancak temel parçacıkların bugünkü anladığımız anlamdaki deneysel keşfi 1897'de J.J.Tompson'un elektronu keşfiyle başlar. Daha sonraki yıllarda sırasıyla protonun, nötronun ve anti-protonun keşfi o zamana kadar bilinen maddenin daha küçük ölçeklerine inme açısından bu alanı ilgi çekici kılmıştır. Beta bozunumunun açıklanması için önerilen nötrino parçacığı ve yine bu bozunum açıklanması için Fermi tarafından geliştirilen teori bugünkü standart modelin başlangıç noktası sayılabilir. Bugün temel teori olarak etkileşmeleri ve kuvvetleri açıklayan standart model yüksek enerji fiziğinde öngöröleri büyük bir doğrulukla sınanan ve genel kabul gören bir teoridir. 1950'li yıllarda ilk parçacık hızlandırıcılarının yani siklotronların keşfi ve bundan sonraki ilerlemeler yeni parçacıkların keşfine ve bunlar arasındaki yeni kuvvetlerin tanımlanmasına yol açtı. Artan parçacık sayısı; bütün bu parçacıkların sınıflandırılmasını, aralarındaki etkileşmelerin daha ayrıntılı, özellikle kuantum mekaniği ve özel görelilik teorisi çatısı altında kurulan kuantumlu alanlar teorisine uygun olarak açıklanmasını gerektirdi.

Bugün, yeni parçacık hızlandırıcılarının devreye girmesiyle bulunan birçok yeni parçacık türü mevcuttur. Bunların büyük bir kısmı kararsızdır. Bu yeni parçacık türlerinin keşfi ve ilk çağlardan beri sorulan temel parçacık fikri bu parçacıkların altyapılarının ve aralarındaki etkileşmelerin açıklanmasına gerek duyurmuştur. Bu nedenle bugünün temel teorisi olan standart model keşfedilmiştir.

Temel parçacıklar spinlerine göre sınıflandırılabilir. Spini tam sayı olan parçacıklara bozon, buçuklu spine sahip parçacıklara fermiyon denir. Fermiyonlar Pauli dışarlama ilkesine uyan parçacıklardır. Bu ilke fermiyon dalga fonksiyonunun antisimetrik yani parçacıkların kendi aralarında yer değıştirmeleri durumunda negatif işaret almasını gerektirir. Bu ilke birden fazla fermiyonun aynı anda aynı kuantum sayısını alamayacağını da söyler. Bozonlar bu ilkeye uymazlar.

Fermiyonlar iki sınıfa ayrılabilirler: kuarklar ve leptonlar. Her bir sınıf üç aile olarak sınıflandırılabilir. Kuark ve lepton aile sayılarının aynı olması kuantumlu alanlar teorisi açısından zorunludur. Leptonlar, lepton sayısı adı verilen bir kuantum sayısına sahiptir ve etkileşmelerde bu sayı korunur. Lepton sayısının korunumundan dolayı lepton aileleri arasında geçiş yoktur fakat kuark aileleri arasında standart modelin öngörülerine uygun olarak geçişler olabilir.

Kuarklar çeşitli dizilimlerde birleşerek yeni parçacıklar oluşturabilirler. Bu yeni parçacıklar hadronlar olarak isimlendirilir. Hadronlar, mezonlar ve baryonlar olarak ikiye ayrılır. Mezonlar bir kuark ve antikuark çiftinden oluşur. Baryonlar ise üç kuarktan oluşur. Kuarkların fermiyon oldukları düşünülürse bu şekilde ki dizilimlerin Pauli dışarlama ilkesini çiğnememesinin sebebi doğada renk yükü denilen yeni bir kuantum sayısının var olmasıdır. Bu renk kuantum sayısı elektrik yükünden farklı olarak üç tanedir ve kırmızı, mavi ve yeşil olarak adlandırılır. Doğada renk yükü elektrik yükünden farklı olarak tek başına gözlenemez. Yapılan deneyler henüz renk yüküne sahip bir parçacığı diğer parçacıklardan ayırık olarak gözleyememiştir. Bu problem günümüzde hala kendini açığa vermemiş bir sır olarak durmaktadır. Mezon durumunda kuark ve antikuark çiftlerinin zıt renk yükleri taşıması sebebiyle net renk yükü yine sıfırdır. Aynı şekilde baryonlar içinde toplam renk yükü sıfırdır. Çünkü kırmızı, mavi, yeşil renkten oluşan bir kuark grubu toplamda renk açısından nötrdür.

Temel parçacıklar arasındaki etkileşmeler dört tanedir. Bunlar elektromagnetik etkileşmeler, zayıf etkileşmeler, güçlü etkileşmeler ve kütleçekim kuvvetidir. Bunlar arasında elektromagnetik etkileşmeler ve kütleçekim kuvveti sonsuz erimlidir. Zayıf ve güçlü kuvvetin etki alanı ise çok kısa mesafelidir. Bunun sebebi kuantumlu alanlar teorisine göre elektromagnetik ve kütleçekim kuvvetlerinin taşıyıcı parçacıklarının kütsüz, zayıf kuvvetin taşıyıcı parçacıklarının kütleli olmasıdır. Güçlü kuvvetin ise taşıyıcı parçacığı olan gluonlar kütsüz olmalarına karşın kuark hapsi mekanizmasından dolayı bu kuvvet yine kısa mesafeli kalmaktadır. Bunların şiddetleri büyükten küçüğe doğru sırasıyla güçlü, elektromagnetik, zayıf ve kütleçekim kuvvetidir. Bunların büyüklüklerini oranlarsak güçlü kuvvete 1, elektromagnetik kuvvet 10^{-2} , zayıf kuvvet 10^{-3} şiddete ve kütleçekim kuvveti 10^{-42} mertebesindedir, bu sıralamada büyüklükler

seçilen birim sistemine göre farklılık gösterebilir. Kütleçekim dışındaki kuvvetler standart model çerçevesinde birleştirilebilmektedir. Kütleçekimini ise tamamen geometrik yapıda bir kuvvettir. Henüz kütleçekimi tam olarak kuantumlu alanlar teorisinin içine sokulamamıştır. Bu sebeple diğer kuvvetlerle henüz birleştirilebilmiş değildir.

Standart model elektromagnetik kuvveti ve zayıf kuvveti tek bir kuvvet olarak birleştirebilmektedir. Bunun için öncelikle bu iki kuvvetin taşıyıcı parçacıkları tek bir ayar bozonu olarak birlikte düşünülür daha sonra kendiliğinden simetri kırılması mekanizması yardımıyla zayıf kuvvetin taşıyıcı parçacıkları olan vektör bozonları kütle kazanırken, elektromagnetik kuvvetin taşıyıcı parçacığı olan foton kütsüz kalır. Böylece elektrozayıf kuvvet denilen tekbir kuvvet ortaya çıkar.

Kuarklar güçlü etkileşmelerin taşıyıcı parçacığı olan gluon aracılığıyla etkileşirler. Gluonlar kuarklar gibi renk yükü taşıdığından kendi aralarında etkileşmeleri mevcuttur. Bu kuantum renk dinamiğinin pertürbatif olarak açıklanmasını güçleştiren en önemli nedenlerden biridir. Gluonlar, kuarklar arası etkileşmeleri sağlarken kuarkların renk yüklerini de değiştirir. Aynı şekilde renk değişimi gluonlar arası etkileşmeler içinde geçerlidir.

Standart modelde şu ana kadar bilinen parçacıkları aşağıdaki iki çizelgede temel bazı özellikleri ile gösterebiliriz. Burada lepton sayıları korunan niceliklerdir ve her lepton ikilisi için ayrı değerler alır. Aynı şekilde kuark türleri için de türleriyle ilişkili olan sayılar tanımlaya biliriz.

Çizelge 2.1 Lepton ailelerinin çeşitli özellikleri

Lepton	Elektrik Yüğü	Lepton Sayıları	Kütle (MeV)
e	$- e $	$L_e = +1$	0.51
μ	$- e $	$L_\mu = +1$	105.66
τ	$- e $	$L_\tau = +1$	1777
ν_e	0	$L_e = +1$	0
ν_μ	0	$L_\mu = +1$	0
ν_τ	0	$L_\tau = +1$	0

Çizelge2.2 Kuark ailelerinin çeşitli özellikleri

Kuark	Elektrik Yüğü	I_3	S	C	B	T	Kütle
U	$+\frac{2}{3} e $	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0	1,5-4MeV
D	$-\frac{1}{3} e $	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0	4-8 MeV
S	$-\frac{1}{3} e $	$-\frac{1}{2}$	-1	0	0	0	80-130 MeV
C	$+\frac{2}{3} e $	$+\frac{1}{2}$	0	+1	0	0	1,15-1,5 GeV
B	$-\frac{1}{3} e $	$-\frac{1}{2}$	0	0	-1	0	4,1-4,4 GeV
T	$+\frac{2}{3} e $	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	+1	170-174 GeV

2.1 Klein-Gordon Denklemi

Görelî olmayan kuantum mekaniğinin temel denklemi Schrödinger denklemidir. Bu denklem düşük enerjilerde atomik yapının birçok özelliğini açıklayabilmektedir. Denklem 1927’de Erwin Schrödinger tarafından bulunmuştur ve o günden beri birçok deneyle doğrulanmıştır. Denklemde ki ψ dalga fonksiyonu daha sonra Max Born tarafından olasılık genliğı olarak yorumlanmıştır. Schrödinger denkleminden yola çıkarak olasılık akısı ve olasılık yoğunluğu için süreklilik denklemi elde etmek mümkündür. Fakat olasılık genliğı klasik teoride karşılığı olmayan bir kavramdır. Schrödinger denklemi,

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\vec{r}, t) + V(\vec{r})\psi(\vec{r}, t) \quad (2.1)$$

şeklindedir. Bu denklem operatör formunda klasik enerji bağıntısı olan

$$E = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V(\vec{x}) \quad (2.2)$$

bağıntısında operatör olarak

$$E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad \vec{p} \rightarrow -i\hbar \vec{\nabla} \quad (2.3)$$

seçimi ile elde edilebilir.

Schrödinger denklemi birçok deneyle doğrulanmasına karşın açık olarak relativistik olmaması sebebiyle bulunmasından hemen sonra özel görelilik teorisine uygun kuantum mekanişel bir denklem aranmaya başlamıştır. Bunun için Schrödinger denkleminde Lorentz değışmezliğini açık bir şekilde kıran uzaysal ve zamansal türev derecelerinin farklı olması, güçlüğü yenmeye çalışılmıştır. Yine bu güçlüğü yenmek için Schrödinger

uzaysal ve zamansal türev derecelerinin eşitlenmesi gerektiğini fark etmiştir. Bunun için ilk olarak zamansal türevinde ikinci dereceden olduğu bir denklem arayışına girilmiştir.

Schrödinger denklemine benzer olarak Klein-Gordon denklemi de görelî enerji-momentum bağıntısından elde edilebilir.

$$E^2 = \vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (2.4)$$

bağıntısında (2.4) denklemindeki operatör formları yerlerine konursa ve $\hbar = 1 = c$ seçilirse,

$$(\partial^\mu \partial_\mu + m^2)\phi = 0, \quad (2.5)$$

olarak elde edilebilir. Klein-Gordon denklemi görelî enerji-momentum bağıntısından elde edildiği için açık olarak Lorentz değişmezdir. Klein-Gordon denklemi enerji momentum bağıntısından da açıkça görülebileceği gibi negatif enerji durumlarını da içermektedir. Denklem sadece enerji açısından değil olasılık yoğunluğu açısından da bulunduğu zamanlarda bazı sorunlara yol açmıştır. Bunu görmek için akım yoğunluğunu hesaplayalım. Denklemi ϕ^* ve ϕ ile çarparsak relativistik olmayan kuantum mekaniğine benzer şekilde bir süreklilik denklemi elde edebiliriz.

$$\partial^\mu j_\mu = 0, \quad (2.6)$$

burada dördü akımın uzaysal bileşeni

$$\vec{j} = -i(\phi^* \vec{\nabla} \phi - \phi \vec{\nabla} \phi^*), \quad (2.7)$$

zamansal bileşeni

$$\rho = i \left\{ \phi^* \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) - \phi \left(\frac{\partial \phi^*}{\partial t} \right) \right\}, \quad (2.8)$$

şeklinde olasılık yoğunluğunu vermektedir. Dikkat edilirse olasılık yoğunluğu pozitif değerler alabileceği gibi negatif değerler de alabilir başka bir deyişle pozitif tanımlı değildir. Bu durum Pauli ve Wiesskopff tarafından akının önüne getirilen bir elektrik yükü çarpanı sayesinde akım yoğunluğu şeklinde tanımlanmasıyla giderilmiştir.

Klein-Gordon denkleminin serbest durum çözümleri

$$\phi = N.e^{-ip.x} \quad (2.9)$$

şeklinde düzlem dalgalarıdır. Denklemin çözümleri açıkça parçacıkların spini ile ilgili bilgi vermez. Bundan dolayı Klein-Gordon denklemi spini sıfır olan parçacıkları tasvir eder.

Bu çözümlere karşılık gelen enerji özdeğerleri hesaplanırsa

$$E = \mp \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} \quad (2.10)$$

bulunur. Görüldüğü gibi çözümler negatif enerjili durumları içerdiği gibi pozitif enerjili durumları da içermektedir. 1950’de Feynman ve Stülckberg tarafından verilen yorumda negatif enerjili parçacıkların zamanda ters yönde hareket eden anti-parçacıklar şeklinde olduğu kabul edilmiştir.

Yukarıda özetlenen negatif enerji yoğunluğu ve negatif enerji özdeğerleri problemleri 1920’li yıllarda başka bir relativistik kuantum mekaniği denklemi araştırmaya yönelik çalışmaları ateşlemiştir.

2.2 Dirac Denklemi

Dirac, Schrödinger denkleminin açık olarak Lorentz kovaryant olmaması ve Klein-Gordon denkleminin negatif olasılık yoğunluğu, negatif enerji çözümleri problemlerini de çözecek özel görelilik teorisi ile uyumlu yeni bir kuantum mekaniksel bir denklem

aramıştır. Bu denkleme ulaşmak için ilk önce relativistik olmayan kuantum mekaniğinin temel denklemi olan Schrödinger denkleminden başlanabilir.

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi. \quad (2.11)$$

Dirac bu denklemi düzenlemek için öncelikle Hamiltoniyeni şu şekilde yazdı:

$$H_D = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m = -i\vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} + \beta m, \quad (2.12)$$

burada $\vec{\alpha} = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ ve $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \beta$ matris, ψ ise sütun vektördür. Bu haliyle Schrödinger denklemi çok bileşenli Dirac denklemine dönüşür, şöyle ki

$$(i \frac{\partial}{\partial t} + i\vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} - \beta m)\psi = 0. \quad (2.13)$$

Bu denklem ise görelilik olarak Klein-Gordon denklemini sağlamalıdır. Bunu görmek için öncelikle her iki tarafı $(i\partial / \partial t - i\vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} + \beta m)$ terimiyle çarpalım.

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \sum_i \alpha_i^2 \partial_i \partial_i + \sum_{i < j} (\alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i) \partial_i \partial_j + im \sum_i (\alpha_i \beta + \beta \alpha_i) \partial_i - \beta^2 m^2 \right] \psi = 0, \quad (2.14)$$

bu denklemin Klein-Gordon denklemiyle özdeş olması için sağlaması gereken bazı şartlar vardır. Bunlar;

$$\beta^2 = 1, \quad \alpha_1^2 = \alpha_2^2 = \alpha_3^2 = 1,$$

$$\alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i = 0 \quad i \neq j \quad (2.15)$$

$$\alpha_i \beta + \beta \alpha_i = 0 \quad i = 1, 2, 3.$$

şeklindedir. Bu şartların sağlanması için $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \beta$ sayı vasıflarından başka özelliklere de sahip olmalıdırlar. Daha açıkça bu katsayılar matris formuna haiz olmalıdır. Bu şartları sağlayan en küçük boyutlu izsiz matrisler ise 4×4 'lü yapıda olmalıdır. Bunun için yazılabilecek matrisler 2×2 'li Pauli spin matrisleri kullanılarak oluşturulabilir:

$$\alpha^i = \begin{pmatrix} -\sigma^i & 0 \\ 0 & \sigma^i \end{pmatrix}_{4 \times 4}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^0 \\ \sigma^0 & 0 \end{pmatrix}_{4 \times 4} \quad (2.16)$$

birim matris,

$$I = \begin{pmatrix} \sigma^0 & 0 \\ 0 & \sigma^0 \end{pmatrix}_{4 \times 4}, \quad \sigma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}_{4 \times 4} \quad (2.17)$$

şeklinde tanımlanır. Şimdi şu şekilde yeniden bir tanım yapılabilir,

$$\gamma^0 = \beta, \quad \gamma^i = \beta \alpha^i. \quad (2.18)$$

Bu matrisler parçacık fiziğinde iyi bilinen Dirac matrisleridir. Dirac matrislerini Weyl temsilinde Pauli spin matrisleri cinsinden tekrar yazabiliriz:

$$\gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^0 \\ \sigma^0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Dörtlü gösterimde Dirac matrisleri cinsinden Dirac denklemi şu forma gelir:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0. \quad (2.20)$$

Momentum uzayında $p^\mu = i\partial^\mu$ özdeşliği kullanılarak Dirac denklemini tekrar yazmak istersek,

$$(\not{\epsilon} - m)\psi = 0 \quad (2.21)$$

şeklinde son derece kısa bir denklem elde etmiş oluruz.

Dirac matrisleri parçacık fiziğinde kullanışlı olan bazı özellikleri sağlarlar. Bu özelliklerin bazılarını gösterirsek,

$$\begin{aligned} \{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} &= 2g^{\mu\nu} \\ \text{Tr}[\gamma^\mu \gamma^\nu] &= 4g^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\gamma^0 \gamma^{\mu\dagger} \gamma^0 = \gamma^\mu, \quad \gamma^{0\dagger} = \gamma^0, \quad (\gamma^0)^2 = I$$

Dirac matrisleri kullanılarak yine bazı tanımlar yapılabilir:

$$\begin{aligned} \sigma^{\mu\nu} &= \frac{i}{2}(\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu) \\ \gamma^5 &\equiv i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\{\gamma^\mu, \gamma^5\} = 0.$$

Bu tanımlarla birlikte γ^5 matrisinin açık formunu gösterelim:

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} -\sigma^0 & 0 \\ 0 & \sigma^0 \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Bu son tanım kullanılarak ellilik operatörleri,

$$P_L = \frac{1 - \gamma^5}{2}, \quad P_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} \quad (2.25)$$

şeklindedir. Ellilik operatörlerinin de açık formunu gösterirsek,

$$P_L = \frac{1-\gamma^5}{2} = \begin{pmatrix} \sigma^0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad P_R = \frac{1+\gamma^5}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \sigma^0 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

şeklindedir. Bu operatörlerin sağladığı bazı özellikler

$$P_i^2 = P_i, \quad P_R + P_L = 1, \quad P_R P_L = 0 \quad (2.27)$$

olarak gösterilebilir. Ellilik operatörleri kütleli durumlarda parçacığın helisite operatörlerine özdeşirler.

Bu operatörlerin bir Dirac spinörü üzerindeki etkisini incelersek,

$$P_L \psi = \begin{pmatrix} \sigma^0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_L \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

$$P_R \psi = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \sigma^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_R \end{pmatrix}$$

olarak gösterilebilir. Ellilik operatörleri parçacığın spini üzerinde sağ veya sol eli olarak izdüşüm yaparlar.

Dirac denkleminin serbest çözümleri genel olarak,

$$\psi = u(p)e^{-ip \cdot x} \quad (2.29)$$

şeklinde bulunur. Klein-Gordon denkleminde farklı olarak düzlem dalga çözümlerinin yanında birde parçacığın spin bilgisini içeren 4x1 formunda sütun matrislerini bulundurur.

Bu denklemin üç boyutta momentum uzayında ki çözümlerini inceleyelim:

$$\begin{aligned}
u^1 &= \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_x + ip_y}{E+m} \end{bmatrix} & u^2 &= \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ \frac{p_x - ip_y}{E+m} \\ \frac{-p_z}{E+m} \end{bmatrix} & v^1 &= \begin{bmatrix} \frac{p_x - ip_y}{E+m} \\ \frac{-p_z}{E+m} \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} & v^2 &= \begin{bmatrix} \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_x + ip_y}{E+m} \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{2.30}$$

şeklinde dördlü spinörlerdir. Burada u^1, u^2, v^1, v^2 sırasıyla parçacık ve anti-parçacık için dördlü spinörlerdir. Bu spinörler hesaplanırken anti-parçacık çözümleri için negatif enerjili çözümler pozitif enerjili anti-parçacık çözümleri olarak alınmıştır. Görüldüğü gibi Dirac denklemin Schrödinger denkleminde farklı olarak kendiliğinden spin bilgisini içermektedir.

Parçacıklar ve antiparçacıklar için serbest parçacık Dirac denklemini iki farklı şekilde yazılabilir,

$$(\not{p} - m)u(p) = 0 \tag{2.31}$$

$$(\not{p} + m)v(p) = 0$$

Spinörlerin tamlık bağıntılarını parçacık ve anti-parçacıklar için tanımlayabiliriz,

$$\sum_{s=1,2} u^{(s)}(p)\bar{u}^{(s)}(p) = \not{p} + m \tag{2.32}$$

$$\sum_{s=1,2} v^{(s)}(p)\bar{v}^{(s)}(p) = \not{p} - m.$$

Burada $\bar{u} = \gamma^0 u^\dagger$ şeklinde tanımlıdır.

2.3 Proca denklemi

Kütleli spin-1 parçacıkları için yazılır. Lagranjiyen;

$$L = -\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{8\pi} m^2 A^\nu A_\nu \quad (2.33)$$

Her bir alan serbestliği için ayrı ayrı yazılabilen Euler-Lagrange denklemlerini kullanarak

$$\frac{\partial L}{\partial \varphi_\lambda} - \frac{\partial}{\partial x^\mu} \frac{\partial L}{\partial (\partial \varphi_\lambda / \partial x^\mu)} = 0, \quad (2.34)$$

Proca denklemini elde edebiliriz,

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m^2 A^\nu = 0. \quad (2.35)$$

Burada alan tensörü

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (2.36)$$

şeklinde tanımlıdır. Bu denklem kütlesi m olan alanlar için Proca denklemidir. Dikkat edilirse Proca denklemi Maxwell denklemlerinin kütleli halidir. Maxwell denklemlerinden farklı olarak kütleli alanlar için yazıldığından bu denklem Lorenz ayar koşulunu kendiliğinden sağlar. Dolayısıyla Proca denkleminde bu şekilde bir ayar serbestliği mevcut değildir.

2.4 Maxwell Denklemi

Kaynak terimi olan bir bölge için elektromagnetik Lagranjiyen

$$L = -\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - J^{\nu} A_{\nu} \quad (2.37)$$

Burada $F^{\mu\nu}$ ile gösterilen antisimetrik tensör alanlar cinsinden

$$F^{\mu\nu} = \partial^{\mu} A^{\nu} - \partial^{\nu} A^{\mu} \quad (2.38)$$

şeklindedir. Kaynak terimi için Maxwell denklemleri;

$$\partial_{\mu} F^{\mu\nu} = 4\pi J^{\nu} \quad (2.39)$$

anti-simetrik elektromagnetik alan tensörü

$$F^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{bmatrix} \quad (2.40)$$

şeklindedir. Korunumlu akım,

$$\partial_{\mu} J^{\mu} = 0 \quad (2.41)$$

olarak tanımlanır. Korunumlu akımın sıfırinci bileşeni hesaplanırsa elektromagnetik teori için korunumlu elektrik yükü bulunur.

3. STANDART MODEL

Parçacık fiziğinin temel teorisi olan standart model 1970'lerin başlarında elektromagnetik ve zayıf etkileşmelerin tutarlı bir birleştirme yapısının bulunmasıyla doğmuştur. Bugün bu iki kuvvetin tek bir kuvvet olarak birleştirilmiş haline elektrozayıf kuvvet diyoruz. Güçlü kuvvet teoriye sonradan ayar değişmezliği prensibi uyarınca sokulmuş fakat tam olarak diğer iki kuvvet gibi birleştirilmesi yapılamamıştır. Bununla beraber kütle çekiminin de hala tutarlı bir kuantumlu alan teorisi mevcut değildir dolayısıyla halen parçacık fiziği çerçevesinde diğer kuvvetlerden ayrık bir durumda bulunmaktadır.

Standart modelin temel ayar grubu $U_Y(1) \times SU_L(2) \times SU_C(3)$ ayar grubudur. Burada Y hiperyükü, L sol elliliği, C ise renk yükünü gösterir. Standart model elektromagnetik etkileşmeler ile zayıf etkileşmeleri hiperyük ve ellilik kavramlarını teoriye sokarak birleştirir.

Etkileşmelerin doğasını açıklayan standart model bugün fiziğin temel bir prensibi kabul edilen ayar değişmezliği prensibine dayanmaktadır. Bu prensip sistemin eylemini değişmez bırakacak, dolayısıyla hareket denklemlerini de değişmez bırakacak şekilde bir dönüşümün mümkün olduğu fikrine dayanmaktadır. Böyle bir dönüşüm, dönüşüm parametresinin uzay-zamana bağlı değerler alması ve almaması durumlarına göre iki farklı sınıfa ayrılabilir. Uzay-zamandan bağımsız bir dönüşüm parçacık fiziği terminolojisiyle global ayar dönüşümü olarak isimlendirilir. Böyle bir dönüşüm altında sistemi tasvir eden lagranjiyenin değişmez kalması, sistemin belirli bir simetriye sahip olduğunu gösterir. Noether teoremine göre böyle bir simetriye sahip sistem korunumlu bir akıma da sahiptir. Örnek vermek gerekirse, $U_{EM}(1)$ altında bir sistemin simetrik kalması elektrik yükünün korunumlu olduğunu gösterir. Benzer şekilde $SU_C(3)$ altında global dönüşüm yapılırsa renk yükünün korunduğu tespit edilebilir.

Dönüşüm parametrelerinin uzay-zamana bağlı olduğu dönüşümler yerel ayar dönüşümleri olarak isimlendirilir. Bu tür dönüşümler sistemin en genel dönüşümleridir ve sistemin bu tür dönüşümler altında değişmez kalması için teoriye, uygun

dönüşümleri sayesinde değişmezliğin sağlandığı yeni alanların eklenmesi gerekir. Bu alanlar ayar alanları olarak isimlendirilir. Standart modelin matematiksel alt yapısı olan kuantumlu alanlar teorisinde etkileşmelerin nasıl olacağı başka bir deyişle lagranjiyenin gerçek bir parçacık sistemini tasvir ederken nasıl yazılacağı hakkında hiçbir ipucu yoktur. Fakat yerel ayar değişmezliği prensibi teoriye etkileşmelerin de yazılabileceği sistemlerin nasıl sokulacağını yöntemini vermektedir. Teorinin temel fikri yerel ayar değişmezliği olduğundan öncelikle bu özeliğin matematiksel yapısını inceleyelim.

3.1 Yerel Ayar Değişmezliği ve Kendiliğinden Simetri Kırılması

Matematiksel yapısı kuantumlu alanlar teorisine dayanan standart model sistem için fazladan yerel ayar değişmezliği denilen bir şart ister. Uzay-zaman koordinatlarına bağlı olan bu dönüşümler alanların buna uygun olarak dönüşüp lagranjiyenin değişmez kalmasını sağlar. Bunun için bir alanın aşağıdaki gibi dönüştüğünü varsayalım.

$$\phi'(x) = U \phi(x) = e^{-i\alpha(x)} \phi(x) . \quad (3.1)$$

Uzay-zaman koordinatlarına göre türevinin dönüşümler altında değişimi,

$$\begin{aligned} \partial^\mu \phi'(x) &= \partial^\mu (e^{-i\alpha(x)} \phi(x)) \\ &= e^{-i\alpha(x)} \partial^\mu \phi(x) + \phi(x) (-i \partial^\mu \alpha(x)) e^{-i\alpha(x)} \end{aligned} \quad (3.2)$$

gibidir.

Genel bir Lagranjiyen $L_0(\phi, \partial^\mu \phi)$ şeklinde yazılabildiğinden yerel ayar dönüşümleri altında değişmez kalmamaktadır. Lagranjiyenin değişmez kalması için ayar alanının da dönüşümünü tanımlamak gereklidir. Bu dönüşüm,

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x) \quad (3.3)$$

şeklinde tanımlanabilir. Alanın bu şekilde dönüştüğünü varsayarak türev tanımını kovaryant türev haline getirebiliriz,

$$D_\mu \phi(x) \equiv [\partial_\mu + ieA_\mu(x)] \phi(x) \quad (3.4)$$

bu yeni türev operatörünün dönüşümüne bakalım,

$$\begin{aligned} [D_\mu \phi(x)]' &= [\partial_\mu + ieA'_\mu(x)] \phi'(x) \\ &= (\partial_\mu \phi) e^{-i\alpha(x)} - i\phi \partial_\mu \alpha(x) e^{-i\alpha(x)} + [ieA_\mu + i\partial_\mu \alpha(x)] e^{-i\alpha(x)} \phi(x) \end{aligned} \quad (3.5)$$

daha kısa olarak yazmak istersek

$$\begin{aligned} [D_\mu \phi(x)]' &= U [\partial_\mu + ieA_\mu(x)] \phi(x) \\ &= UD_\mu \phi. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Bu denklem kovaryant türevin alanlar ile aynı şekilde dönüştüğünü anlatır. Kompleks alanlar için bu dönüşüm benzer olarak,

$$[D_\mu \phi(x)]'^* \equiv U^* [D_\mu \phi(x)]^* \quad (3.7)$$

şeklindedir.

Bu şekilde tanımlanan yerel ayar değişmezliği teoriye yeni alanlar katmakta ve madde ile bu alanlarının etkileşmesini göstermektedir. Dolayısıyla etkileşmelerin kökeni böyle bir yerel ayar değişmezliği sayesinde açıklanabilmektedir.

Zayıf etkileşmelerin pariteyi korumamasından dolayı sistem için yazdığımız alanların sol ve sağ elliliğe sahip alanlar olarak ikiye ayrılmış hallerini göz önüne almalıyız. Sol ve sağ elliliğe sahip alanlar aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \psi_\nu \\ \psi_e \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\psi_\nu \\ \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\psi_e \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\psi_e. \quad (3.9)$$

Bu şekilde alanları ikiye ayırmak parçacıkları belirli şartlar altında gruplandırabilmeyi sağlar. Yukarıda da açıkça görüldüğü gibi bir aileli durum için elektron ve nötrinosu sol elli olarak bir ikli halinde gruplandırılmıştır. Doğada sağ elli nötrinoların varlığı henüz deneysel olarak ispatlanamadığı için sağ elli elektron tanımı tekli bir yapıda karşımıza çıkar.

Bu ikili yapı fizikçilerin daha eskilerden bildiği bir benzerlikle tek bir parçacığın iki farklı görüntüsü olarak betimlenebilir. Bunun için teoriye bütün parçacıklar için yazılabilen yeni bir kuantum sayısı olan izospin kavramı ithal edilebilir. Yük ile zayıf izospinin üçüncü bileşeni arasında Gell-Mann Nishijima bağıntısı tanımlanabilir,

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y \quad (3.10)$$

burada hiperyük,

$$Y = B + S \quad (3.11)$$

şeklinde tanımlanan yeni bir kuantum sayısıdır. İzospin ve elektrik yüküne göre fermiyon ikililerinin ve teklilerinin, ayrıca skaler alanların ikililerinin çeşitli özellikleri aşağıdaki çizelgede verilmiştir.

Çizelge 3.1 Parçacıkların zayıf izospin, izospinin üçüncü bileşeni, hiperyük ve elektrik yükü değerleri

	I^w	I^w_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \psi_{\nu L} \\ \psi_{eL} \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
ψ_{eR}	0	0	-1	-1
$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

Elektrozayıf teoriyi oluşturmak için tek aile durumunda $U_Y(1) \times SU_L(2)$ altında lagranjiyeni yazmakla işe başlayalım,

$$L_0 = \bar{\psi}_L i \not{\partial} \psi_L + \bar{\psi}_R i \not{\partial} \psi_R + (\partial_\mu \phi^\dagger)(\partial^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) - f_e (\bar{\psi}_L \phi \psi_R + \bar{\psi}_R \phi \psi_L) \quad (3.12)$$

Dikkate edilirse böyle bir lagranjiyenin ilk iki terimi Dirac lagranjiyenine benzemektedir. Fakat önemli bir farkla ki, kütle terimi eksiktir ve sebebini bu eksiklikle açıklayacağımız yeni bir skaler alan eklenmiştir. Kütle teriminin eksikliğini şu şekilde açıklayabiliriz. Eğer lagranjiyene bir kütle terimi eklememiz gerekirse sağ ve sol elli alanlar cinsinden sıfırdan farklı şöyle bir seçim vardır:

$$m \bar{\psi} \psi = m (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \quad (3.13)$$

Lagranjiyene ekleyebileceğimiz kütle terimi ancak bu şekilde olabilir. Böyle bir terimin dönüşümler açısından önemli bir sorunu vardır, sol ve sağ elli alanlar $U_Y(1) \times SU_L(2)$ dönüşümü altında farklı şekilde dönüşür. Dolayısıyla böyle bir terim bu dönüşüm altında iyi tanımlı değildir. Doğada ki temel parçacıkların nötrinolar hariç kütleli olduğunu bugünkü deneylerden biliyoruz. O halde teorinin gerçek fiziksel sistemi yansıtabilmesi için bir şekilde kütle terimlerinin de mevcut olması gerekir. Bu tür bir

zorluk (3.12) denklemindeki gibi yeni skaler alanlardan oluşan bir potansiyelin ve fermiyonlar ile skaler alanın etkileşme terimlerinin teoriye sokulmasıyla aşılabılır.

Kendiliğinden simetri kırılmasını sağlayacak böyle bir potansiyelin açık tanımı,

$$V(\phi^\dagger\phi) = -\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (3.14)$$

şeklinde skaler alanların ve kompleks eşleniklerinin bir fonksiyonudur.

$U_Y(1) \times SU_L(2)$ yerel ayar dönüşümleri altında sol elli, sağ elli ve skaler parçacıkların dönüşümleri aşağıda ki gibidir:

$$\begin{aligned} \psi_L' &= \exp\left[-\frac{i}{2}\bar{\tau}.\vec{\alpha}(x) + \frac{i}{2}g'\theta(x)\right]\psi_L \\ \psi_R' &= \exp[ig'\theta(x)]\psi_R \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\phi' = \exp\left[-i\frac{g}{2}\bar{\tau}.\vec{\alpha}(x) - \frac{i}{2}g'\theta(x)\right]\phi.$$

Genel olarak tek aileli durum için $U_Y(1) \times SU_L(2)$ altında yerel ayar değişmez Lagranjiyen

$$\begin{aligned} L &= \bar{\psi}_L i(\not{\partial} + \frac{i}{2}\bar{\tau}.\vec{A} - \frac{i}{2}g'\not{B})\psi_L + \bar{\psi}_R i(\not{\partial} - ig'\not{B})\psi_R \\ &+ \left[\left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\bar{\tau}.\vec{A}_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu\right)\Phi\right]^\dagger \left[\left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\bar{\tau}.\vec{A}_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu\right)\Phi\right] \\ &- V(\Phi^\dagger\Phi) - f_e [\bar{\psi}_L\Phi\psi_R + \bar{\psi}_R\Phi\psi_L] - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^i G_i^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (3.16)$$

haline gelir. Burada \vec{A} ve B alanları teorinin ayar değişmez kalabilmesi için eklenen yeni ayar alanlarıdır. İkinci satırda ki terimler ise skaler alanların kovaryant türevlerini gösterir. Son satır sırasıyla skaler potansiyeli, skaler alan ile fermiyonların etkileşme terimlerini ve alanların serbest enerji kısımlarını gösterir. Alan tensörleri,

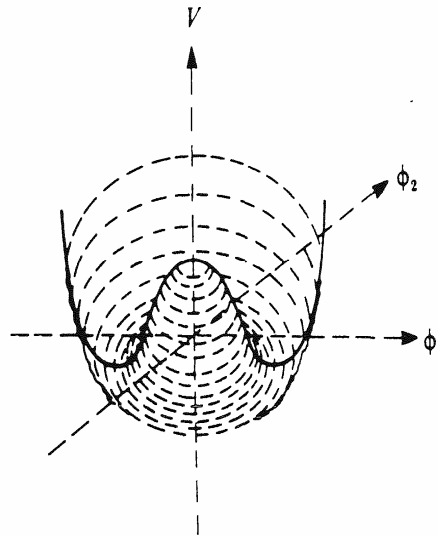
$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (3.17)$$

$$G_{\mu\nu}^i = \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i + g \epsilon^{ikl} A_\mu^k A_\nu^l .$$

şeklinde tanımlanır.

Lagranjiyende bulunan bütün fermiyonlar $SU_L(2)$ altında tekli veya ikili olarak bulunabileceğinden dolayı eklenecek fermiyonlarla Yukawa etkileşimi yapabilecek skaler alan ikili veya üçlü olabilir. Üçlü skaler alan fermiyonlara kütle kazandırabilecek bir etkileşim yapamayacağından dolayı eklenecek yeni skaler alan ikili şeklinde olmalıdır (Burgess 2007).

$$V(\phi^\dagger \phi) = -\mu^2 (\phi^- \phi^+ + \bar{\phi}^0 \phi^0) + \lambda (\phi^- \phi^+ + \bar{\phi}^0 \phi^0)^2 \quad (3.18)$$



Şekil 3.1 Kendiliğinden simetri kırılması için potansiyelin alanlara göre grafiği

Üniterlik koşulundan dolayı λ ve μ^2 terimleri gerçel olmalıdır ayrıca λ terimi pozitifdir. Skaler potansiyelin minimum değeri türevinin sıfır değerini aldığı nokta ile bulunabilir,

$$\frac{\partial V(\phi^\dagger \phi)}{\partial \phi} = 0. \quad (3.19)$$

Bu şart alanlar cinsinden,

$$\varphi^- \varphi^+ + \bar{\varphi}^0 \varphi^0 = \frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (3.20)$$

şeklini alır.

Skaler alanlar için ikili şekilde ve reel alanlar cinsinden yeni tanımlar yaparsak

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (3.21)$$

olur. Bu yeni alanlar cinsinden (3.20) denkleminin yeni hali,

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} \quad (3.22)$$

şekline gelir. Potansiyelin taban durumu son denklemden de anlaşılacağı gibi dejeneredir. Buna göre potansiyelin bileşenleri arasında bir seçim yapabiliriz. Üç durumun sıfır olduğu yalnızca bir tek durumun sıfırdan farklı olduğu böyle bir durum

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \quad \phi_3 = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} = \eta, \quad (3.23)$$

olsun. Bu durumda alanın vakum beklenen değeri

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix}, \quad (3.24)$$

olur. Vakum beklenen değerini onarmak için skaler alanlar yeniden aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \exp(i \frac{\vec{\tau} \cdot \vec{\xi}}{\sqrt{2}}) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\eta + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

burada $H(x)$ reel Higgs alanı, η ise sabit vakum beklenen değeridir ve değeri 246 GeV olarak belirlenebilir.

Fiziksel alanlar için vakum beklenen değeri

$$\langle 0|\xi_i|0\rangle = 0, \quad \langle 0|H|0\rangle = 0 \quad (3.26)$$

şeklini alır.

Vakum beklenen değeri için yeni bir ayar seçimi yapabiliriz. Alanın bu şekilde seğilmesi elektromagnetik ayar değişmezliğini sabit bırakmasını sağlar. (3.25) ifadesinin daha basit hale getiren üniter ayar seçimi,

$$\alpha(x) = \xi_i(x), \quad \theta(x) = 0 \quad (3.27)$$

şeklinde yapalım. Bu ayar seçimi altında alanların dđnüşümü,

$$\psi_L' = \exp\left[-\frac{i}{2}\bar{\tau}\cdot\vec{\xi}(x)\right]\psi_L$$

$$\psi_R' = \psi_R \quad (3.28)$$

$$\phi' = \exp\left[-i\frac{g}{2}\bar{\tau}\cdot\vec{\xi}(x)\right]\phi$$

haline indirgenir. Skaler alanların bu şekilde seçimi sonucunda alan bileşenlerinin üç tanesi sıfır değerini alır. Bu kütleli alanlara Goldstone bozonları denir.

3.2 Ayar Bozonlarının Kütle Kazanması

Skaler bozonların serbest enerji ve ayar bozonları ile etkileşme terimi,

$$L_\phi = \left[\left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\bar{\tau}\cdot\vec{A}_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu\right)\Phi\right]^\dagger \left[\left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\bar{\tau}\cdot\vec{A}_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu\right)\Phi\right] \quad (3.29)$$

Bu terim Higgs alanı ve diğer alanlar cinsinden daha açık olarak yazılırsa,

$$L_\phi = \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \phi^\dagger \left(\frac{g^2}{4}(\bar{\tau}\cdot\vec{A}_\mu)^2 + \frac{g'^2}{4}(B_\mu)^2 + \frac{gg'}{2}\bar{\tau}\cdot\vec{A}_\mu B^\mu \right) \phi \quad (3.30)$$

halini alır. ϕ alanı için vakum ve Higgs alanını yerine koyarsak,

$$L_\phi = \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{1}{2}(\eta + H(x))^2 \left(\frac{g^2}{4}\vec{A}_\mu\cdot\vec{A}^\mu + \frac{g'^2}{4}(B_\mu)^2 - \frac{gg'}{2}A^3_\mu B^\mu \right) \quad (3.31)$$

alan bileşenleri için aşağıdaki tanım yapılırsa,

$$(A_\mu^1)^2 + (A_\mu^2)^2 = 2W_\mu^+ W_\mu^- \quad (3.32)$$

3.31 ifadesinde son parantez içindeki son terim

$$\begin{pmatrix} Z_\mu & A_\mu^\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{4}(g^2 + g'^2) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu^\gamma \end{pmatrix} \quad (3.33)$$

olarak yazılırsa, yeni alan bileşenleri

$$A_\mu^\gamma = A_\mu^3 \sin\theta + B_\mu \cos\theta \quad (3.34)$$

$$Z_\mu = A_\mu^3 \cos\theta - B_\mu \sin\theta$$

halini alır. Yeni alan terimleri için incelediğimiz terimimiz

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{1}{2}(\eta + H(x))^2 \left(\frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{(g^2 + g'^2)}{4} Z_\mu Z^\mu \right), \quad (3.35)$$

bu terimi biraz daha açarsak

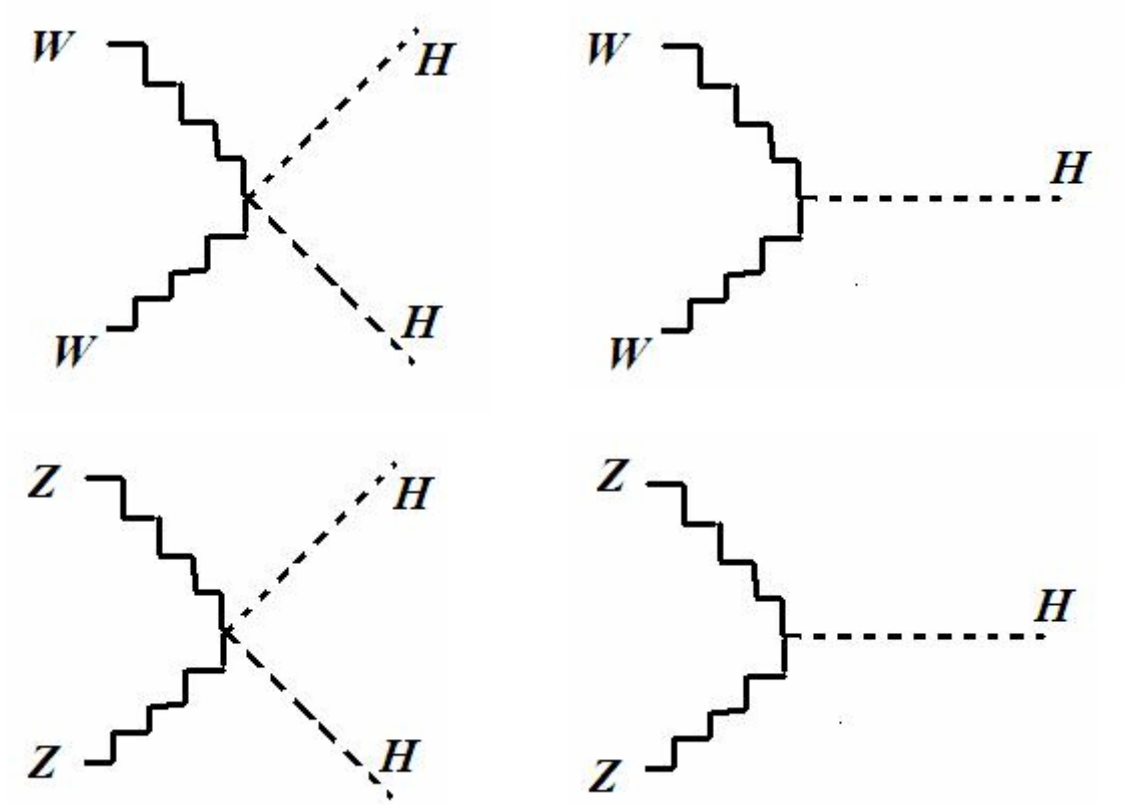
$$\frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + M_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2}(2\eta H(x) + H(x)^2) \left(\frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{(g^2 + g'^2)}{4} Z_\mu Z^\mu \right) \quad (3.36)$$

olur. Bu son denklemde vakum beklenen değeri ile birlikte bağlaşım sabiti yeniden tanımlanarak kütle terimleri olarak gösterilmiştir. Kütle terimleri,

$$M_W = \frac{g\eta}{2}, \quad M_Z = \frac{\eta(g^2 + g'^2)}{2}, \quad M_A = 0 \quad (3.37)$$

görüldüğü gibi bu şekilde bir alan seçiminden sonra toplam sayısı dört olan ayar bozonlarından üç tanesi kütle kazanmakta, bir tanesi kütesiz kalmaktadır. Bu 3.36

ifadesinin son iki terimi ayrıca Higgs alanı ile zayıf ayar bozonlarının etkileşme terimlerini vermektedir.

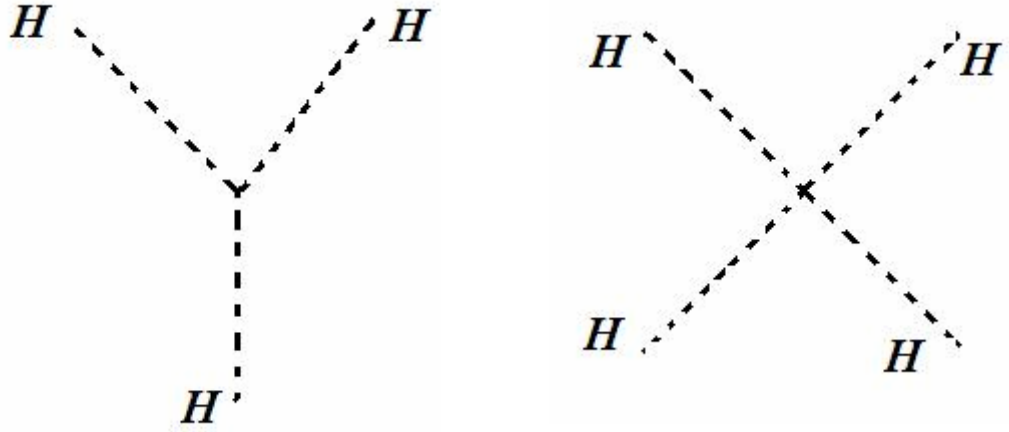


Şekil 3.2 Zayıf ayar bozonları ile Higgs alanının üçlü ve dördlü etkileşme köşeleri

Higgs alanının kütle ve etkileşme terimleri

$$V(\phi^\dagger\phi) = -\frac{\mu^2}{4\lambda} + \mu^2 H^2 + (\lambda\eta) H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4. \quad (3.38)$$

Etkileşme terimlerini betimleyen Feynman diyagramları şu şekilde gösterilebilir:



Şekil 3.3 Higgs alanının kendi kendine üçlü ve dörtlü etkileşme köşesi

Şu ana kadar ayar bozonlarının kütle terimleri, Higgs alanının kendi kendine etkileşme terimleri skaler alanın kovaryant türevinden elde ettik. Şimdi (3.16) lagranjiyeninde ki fermiyon skaler bozon etkileşme lagranjiyenine geçebiliriz.

3.3 Fermiyonların Kütle Kazanması

Bir aile için fermiyon-skaler bozon etkileşme terimi şu şekilde yazılabilir,

$$-f_e [\bar{\psi}_L \phi \psi_R + \bar{\psi}_R \phi \psi_L] = - \left[\frac{f_e \eta}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_e \psi_e + \frac{f_e}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_e \psi_e H(x) \right]. \quad (3.39)$$

Burada parantez içindeki ilk terim tek aileli durum için fermiyon kütle terimi, ikinci terim ise fermiyon ile Higgs parçacığının etkileşme terimidir. Tek aile için fermiyon kütle terimi buradaki parametreler cinsinden ve ayar bozonlarının (3.37) kütle terimi seçimine benzer olarak,

$$m_e = \frac{f_e \eta}{\sqrt{2}} \quad (3.40)$$

şeklindedir. Dikkat edilirse fermiyon-Higgs parçacığı etkileşme terimi aslında fermiyonun kütlesi cinsinden bir bağlaşım sabitine sahiptir.

3.4 Etkileşme Terimleri

3.4.1 Ayar bozonlarının kendi aralarında etkileşme terimleri

Ayar bozonlarının etkileşme terimlerini elde etmek için (3.16) lagranjiyeninde ki alanların serbest enerji terimlerini yeniden inceleyelim,

$$L_F = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \left[G_{\mu\nu}^1 G_1^{\mu\nu} + G_{\mu\nu}^2 G_2^{\mu\nu} + G_{\mu\nu}^3 G_3^{\mu\nu} \right]. \quad (3.41)$$

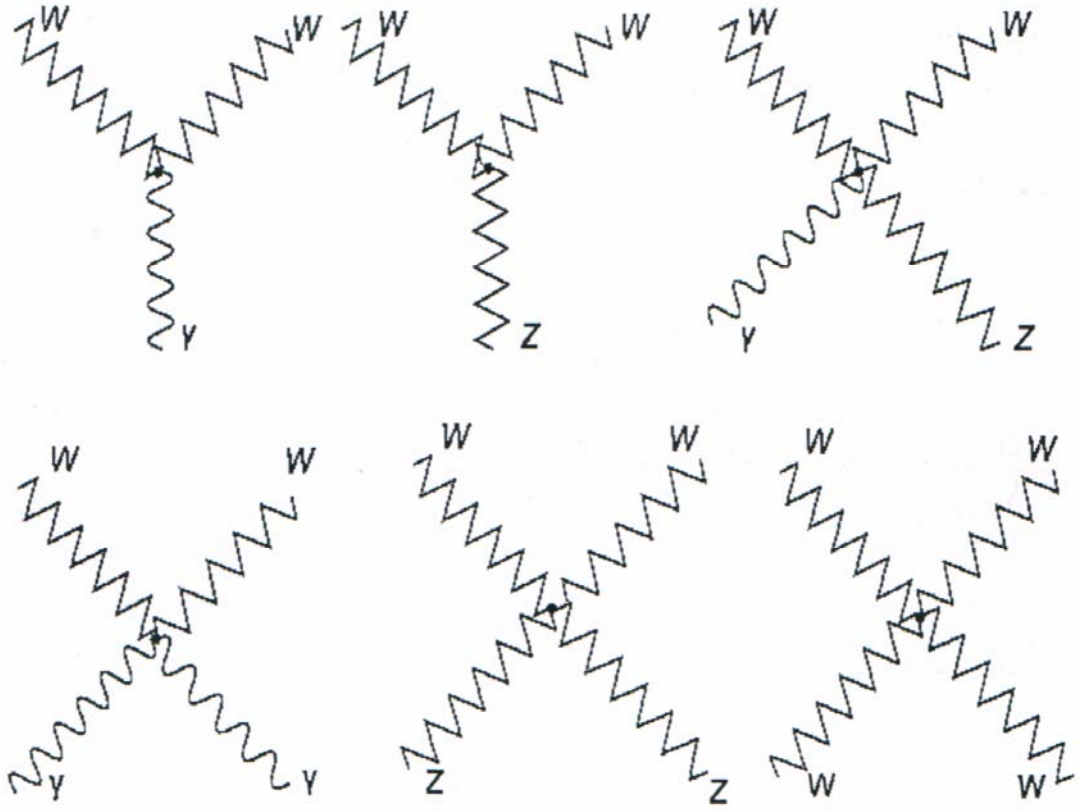
Bunlardan ilki ile sonuncusunu bir araya toplarsak,

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + G_{\mu\nu}^3 G_3^{\mu\nu} &= (\partial_\mu A_\nu^\gamma - \partial_\nu A_\mu^\gamma) \cdot (\partial^\mu A_\gamma^\nu - \partial^\nu A_\gamma^\mu) + (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu) \cdot (\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) \\ &+ 2ig \left[\text{Sin}\theta (\partial_\mu A_\nu^\gamma - \partial_\nu A_\mu^\gamma) + \text{Cos}\theta (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu) \right] \cdot \left[W^{+\mu} W^{-\nu} - W^{-\mu} W^{+\nu} \right] \\ &- 2g^2 \left[(W_\mu^+ W^{+\mu}) \cdot (W_\nu^- W^{-\nu}) - (W_\mu^+ W^{-\mu})^2 \right], \end{aligned} \quad (3.42)$$

son kalan iki terim ise;

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^1 G_1^{\mu\nu} + G_{\mu\nu}^2 G_2^{\mu\nu} &= 2(\partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+) \cdot (\partial^\mu W^{-\nu} - \partial^\nu W^{-\mu}) \\ &+ 2ig \left[-(\partial_\mu W_\mu^- - \partial_\nu W_\mu^-) W^{+\mu} + (\partial_\mu W_\mu^+ - \partial_\nu W_\mu^+) W^{-\mu} \right] \cdot (A^\nu \text{Sin}\theta + Z^\nu \text{Cos}\theta) \\ &+ 4g^2 \left[(W_\mu^+ W^{-\mu}) \cdot (A_\nu \text{Sin}\theta + Z_\nu \text{Cos}\theta) \cdot (A^\nu \text{Sin}\theta + Z^\nu \text{Cos}\theta) - \right. \\ &\left. - W_\mu^+ W_\nu^- (A^\mu \text{Sin}\theta + Z^\mu \text{Cos}\theta) \cdot (A^\nu \text{Sin}\theta + Z^\nu \text{Cos}\theta) \right] \end{aligned} \quad (3.43)$$

Bu etkileşme terimleri için Feynman köşeleri aşağıdaki gibi gösterebiliriz.



Şekil 3.4 Ayar bozonlarının kendi aralarında etkileşme köşeleri

3.4.2 Fermiyon ayar bozonu etkileşme terimleri

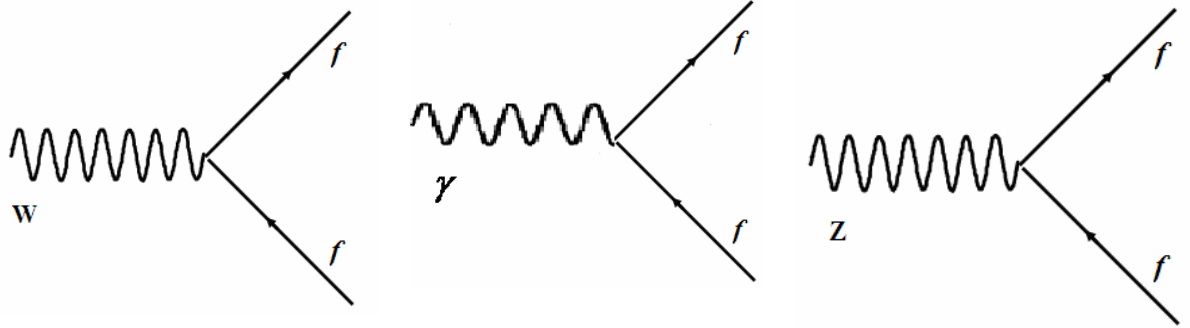
Fermiyon ayar bozonu etkileşme terimi,

$$L_{fB} = \bar{\psi}_L i \left(\not{\partial} + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{A} - i \frac{g}{2} B \right) \psi_L + \bar{\psi}_R i (\not{\partial} - ig' B) \psi_R . \quad (3.44)$$

Eğer bu terim simetri kırılmasından sonraki yeni alanlar için yeniden yazılırsa,

$$\begin{aligned}
L_{fB} = & i\bar{\psi}_{\nu L}\not{\partial}\psi_{\nu L} + i\bar{\psi}_e\not{\partial}\psi_e \\
& + \frac{g}{\sqrt{2}}\left[\bar{\psi}_{\nu L}\gamma^\mu\psi_{eL}W_\mu^- + \bar{\psi}_{eL}\gamma^\mu\psi_{\nu L}W_\mu^+\right] - \bar{\psi}_{\nu L}\gamma^\mu\psi_{\nu L}Z_\mu\left(\sqrt{g^2 + g'^2}\right) \\
& - \frac{1}{2}\left(\sqrt{g^2 + g'^2}\right)\bar{\psi}_e\gamma^\mu\left(-\frac{1}{2} + 2\text{Sin}^2\theta_w + \frac{1}{2}\gamma^5\right)\psi_e Z_\mu + \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}\right)\bar{\psi}_e\gamma^\mu\psi_e A_\mu^\gamma
\end{aligned} \tag{3.45}$$

şekline gelir. Bu etkileşme köşelerinin Feynman diyagramlarını çizebiliriz:



Şekil 3.5 Fermiyon ayar bozonu etkileşme köşeleri

3.5 Kuarkların Kütle Kazanması

Leptonlar için yazılan Yukawa lagranjiyeninde farklı aileler arası karışımlar mümkün değildir. Lepton durumunda karışım olmamasının nedeni doğada böyle bir olayın deneysel olarak gözlenememesidir. Fakat kuark aileleri için böyle deneysel bir sınırlama söz konusu değildir. Dolayısıyla kuarklar için Yukawa lagranjiyenini yazarken farklı aileler arası karışımlar mümkündür.

Daha önce yazdığımız tek aileli durum Yukawa lagranjiyenini üç aileli duruma karışımları da göz önüne alarak genelleştirirsek,

$$\begin{aligned}
L^Y = & -f_e \left(\bar{\psi}_L^1 \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \psi_L^1 \right) - f_\mu \left(\bar{\psi}_L^2 \Phi \mu_R + \bar{\mu}_R \Phi^\dagger \psi_L^2 \right) - f_\tau \left(\bar{\psi}_L^3 \Phi \tau_R + \bar{\tau}_R \Phi^\dagger \psi_L^3 \right) \\
& - f_d \left(\bar{q}_L^1 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^1 \right) - f_u \left(\bar{q}_L^1 \Phi^c u_R + \bar{u}_R \Phi^{c\dagger} q_L^1 \right) - f_s \left(\bar{q}_L^2 \Phi^c s_R + \bar{s}_R \Phi^\dagger q_L^2 \right) \\
& - f_c \left(\bar{q}_L^2 \Phi^c c_R + \bar{c}_R \Phi^{c\dagger} q_L^2 \right) - f_b \left(\bar{q}_L^3 \Phi b_R + \bar{b}_R \Phi^\dagger q_L^3 \right) - f_t \left(\bar{q}_L^3 \Phi^c t_R + \bar{t}_R \Phi^{c\dagger} q_L^3 \right) \\
& - f_{ds} \left(\bar{q}_L^1 \Phi s_R + \bar{s}_R \Phi^\dagger q_L^1 \right) - f_{db} \left(\bar{q}_L^1 \Phi b_R + \bar{b}_R \Phi^\dagger q_L^1 \right) - f_{uc} \left(\bar{q}_L^1 \Phi^c c_R + \bar{c}_R \Phi^{c\dagger} q_L^1 \right) \\
& - f_{ut} \left(\bar{q}_L^1 \Phi^c t_R + \bar{t}_R \Phi^{c\dagger} q_L^1 \right) - f_{sd} \left(\bar{q}_L^2 \Phi^c d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^2 \right) - f_{sb} \left(\bar{q}_L^2 \Phi b_R + \bar{b}_R \Phi^\dagger q_L^2 \right) \\
& - f_{cu} \left(\bar{q}_L^2 \Phi^c u_R + \bar{u}_R \Phi^{c\dagger} q_L^2 \right) - f_{ct} \left(\bar{q}_L^2 \Phi^c t_R + \bar{t}_R \Phi^{c\dagger} q_L^2 \right) - f_{bd} \left(\bar{q}_L^3 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^3 \right) \\
& - f_{bs} \left(\bar{q}_L^3 \Phi s_R + \bar{s}_R \Phi^\dagger q_L^3 \right) - f_{tu} \left(\bar{q}_L^3 \Phi^c u_R + \bar{u}_R \Phi^{c\dagger} q_L^3 \right) - f_{tc} \left(\bar{q}_L^3 \Phi^c c_R + \bar{c}_R \Phi^{c\dagger} q_L^3 \right). \quad (3.46)
\end{aligned}$$

Dikkate edilirse farklı aileler için yazılan skaler bozon kuark terimleri karışımları gösterir. Bu tür terimler fiziksel olarak anlamsızdır. Bunun nedeni bu tür terimlerin bazılarının herhangi bir temel etkileşme olmadan kuarkların tür değiştirmesine neden olmasıdır. Bunun esas sebebi de bu lagranjiyede kuarkların kütle öz durumlarında bulunmamasıdır. Bunu daha iyi görmek için öncelikle bu lagranjiyeni daha kısa olarak yazalım,

$$L_q^Y = \frac{(\eta + H(x))}{\sqrt{2}} \left[(\bar{u}_L \quad \bar{c}_L \quad \bar{t}_L) \tilde{M} \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} + (\bar{d}_L \quad \bar{s}_L \quad \bar{b}_L) M' \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} \right] \quad (3.47)$$

burada köşegen olmayan \tilde{M} ve M' kuark kütle matrisleri

$$\tilde{M} = -\eta \begin{pmatrix} f_{uu} & f_{uc} & f_{ut} \\ f_{cu} & f_{cc} & f_{ct} \\ f_{tu} & f_{tc} & f_{tt} \end{pmatrix}, \quad M' = -\eta \begin{pmatrix} f_{dd} & f_{ds} & f_{db} \\ f_{sd} & f_{ss} & f_{sb} \\ f_{bd} & f_{bs} & f_{bb} \end{pmatrix} \quad (3.48)$$

şeklinde. Bu matrisler köşegen olmadıklarından dolayı Yukawa lagranjiyeninde karışımalar bulunmaktadır. Bu sorunu çözmek için bu matrisleri köşegenleştirmek gerekmektedir. Köşegen olmayan bir matris S, T gibi iki üniter matris vasıtasıyla şu şekilde köşegenleştirilebilir:

$$S^\dagger M T = M_D . \quad (3.49)$$

Her bir kuark sektörünün kütle matrislerinin farklı olması gerektiğinden bunlara karşı gelen köşegenleştirme matrisleri de farklı olmalıdır. Bunları S_u, S_d, T_u, T_d olarak isimlendirirsek, köşegenleştirmeden sonraki Lagranjiyen

$$L_q^y = \frac{(\eta + H(x))}{\sqrt{2}} \left[(\bar{u}_L \quad \bar{c}_L \quad \bar{t}_L) S_u S_y^\dagger \tilde{M} T_u T_u^\dagger \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} + (\bar{d}_L \quad \bar{s}_L \quad \bar{b}_L) S_d S_d^\dagger M T_d T_d^\dagger \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} \right] \quad (3.50)$$

halini alır. Bu lagranjiyede sol ve sağ elli durumlar farklı dönüşümlere tabi olurlar. Açıkça gösterirsek,

$$\begin{pmatrix} u'_L \\ c'_L \\ t'_L \end{pmatrix} = S_u^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u'_R \\ c'_R \\ t'_R \end{pmatrix} = T_u^\dagger \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix} = S_d^\dagger \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} d'_R \\ s'_R \\ b'_R \end{pmatrix} = T_d^\dagger \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} \quad (3.51)$$

olarak dönüşürler.

Zayıf öz durumlardan kütle öz durumlarına geçildiğinde tüm standart model lagranjiyeninde kuark alanları kütle öz durumlarında yazılmalıdır. Standart modelde elektromagnetik ve nötral zayıf akımlar değişmeden kalır. Fakat yüklü akımlar bu durumdan etkilenir. Bu değişim,

$$L_{YA}^q = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left[\begin{pmatrix} \bar{u}_L' & \bar{c}_L' & \bar{t}_L' \end{pmatrix} \gamma^\mu S_u^\dagger S_d \begin{pmatrix} d_R' \\ s_R' \\ b_R' \end{pmatrix} W_\mu^- \right] + h.e. \quad (3.52)$$

şeklinde olur. Artık $S_u^\dagger S_d$ terimi birim matristen farklı bir terim olduğu için yeni bir tanım yapılabilir

$$C = S_u^\dagger S_d. \quad (3.53)$$

İki üniter matrisin çarpımı da üniter olduğu için C matrisi üniter, kompleks bileşenli bir matristir. C matrisi literatürde Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisi olarak adlandırılır. Bu matris tanımlandıktan sonra farklı aile kuarkları için yeniden karışım tanımlanabilir.

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \quad (3.54)$$

şeklinindedir. Dikkate edilirse ailelerin aynı tip kuarkları arası geçiş mevcut değildir. Bunun sebebi zayıf yüksüz akımların ve elektromagnetik akımın zayıf durumlardan kütle öz durumlarına geçildiğinde standart model lagranjyeninde bir değişikliğe uğramamasıdır.

CKM matrisinin üniterliği kullanılarak ve fazlar arasında bazı kısaltmalar yapılarak serbest değişken sayısı azaltılabilir.

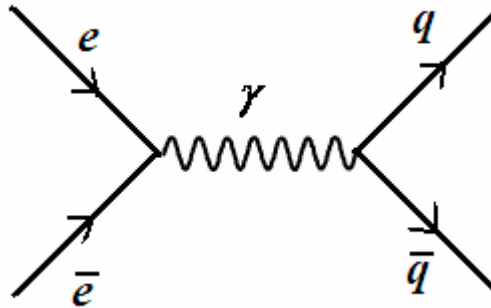
$$C = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & -c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta} & -c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (3.55)$$

Burada $c_i = \text{Cos}\theta_i$, $s_i = \text{Sin}\theta_i$ şeklinde tanımlıdır. CKM matrisindeki bütün terimler deneysel olarak tespit edilmektedir. Mevcut teori bu sayıların sayısal değerleri konusunda herhangi bir bilgi vermemektedir.

Dikkat edilirse CKM matrisi için gerekli tüm kısaltmalar yapıldıktan sonra dahi $e^{i\delta}$ şeklinde bir faz kalmaktadır. Bu faz standart modelde CP ihalinin sebebini oluşturmaktadır.

3.6 Güçlü Etkileşmeler

Doğada ki bilinen temel parçacıklardan nükleonların bir arada tutulmasından bu etkileşmeler sorumludur. Kuarkların elektrik yükleri bilindiğinden nükleon içinde aynı yükte iki parçacık bulunabilmesi için elektromagnetik kuvvetten daha güçlü bir kuvvete ihtiyaç vardır. Bu kuvvetin tanımlanabilmesi için yeni bir yük kavramı olan renk yükü tanımlanabilir. Renk yükü deneysel olarak lepton-lepton çarpıştırıcılarında hadron üretimi olarak gözlenebilir. Böyle bir süreç için başat terim olarak Feynman diyagramı şu şekildedir:



Şekil 3.6 Elektron-pozitron çarpışmasında ağaç seviyesinde hadron üretimi için Feynman diyagramı

Bu diyagram için tesir kesiti hesaplanırsa,

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = \sigma_0 \cdot 3 \cdot \sum_f Q_f^2 \quad (3.56)$$

bulunur. Buradaki σ_0 terimi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ QED sürecinin tesir kesitidir. Dikkat edilirse kuarkların yüklerinin büyüklüğü haricinde sürece QED sürecinden farklı olarak 3 çarpanı gelmektedir. Bu çarpan çıkan kuarkların alabilecekleri renk yükünün toplam sayısıdır.

Doğada parçacıklar renk yükü açısından nötr olarak bulunurlar. Renk yükü elektrozayıf teoriye dâhil edilecek olursa standart modelin ayar grubu güçlü etkileşmeleri de içine alacak biçimde $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ olarak genişletilebilir. Burada $SU_c(3)$ renk yükünden kaynaklanan ayar grubudur. Bu şekildeki bir seçimle doğadaki parçacıklar iki türlü sınıfa ayrılabilir: renk yükü taşıyanlar ve taşımayanlar. Aslında hadron ve lepton türlerinin isimlendirilmesinin kökeni doğadaki parçacıkların bu özellikleridir.

Kuvvetli etkileşmelerde etkileşmeye giren kuarkın renk yük etkileşme sonucunda değişir bunun sebebi gluonların renk yükü taşımasıdır. Gluonlar kuantum elektrodinamiğinin taşıyıcı parçacığı olan fotonlardan farklı olarak renk yükü taşırlar ve kuarklar ile birlikte kendi aralarında da etkileşmeye girebilirler. Bu özellik açık olarak kuantum renk dinamiği için serbest lagranjiyenin global ayar dönüşümleri altında nasıl dönüştüğü incelenerek gösterilebilir. Böyle bir dönüşüm için Noether akımı alan tensörüne bağlı çıkar ve sıfır vermez. Bu da gösterir ki serbest alan durumunda bile Abelyen olmayan teorilerde Noether akımı mevcuttur. Serbest alan terimi kuantum renk dinamiği için gluon alanlarından oluştuğuna göre bu özellik alanların kendilerinin de renk yükü taşıdığını gösterir.

Zayıf ve elektromagnetik alanları birleştirdikten sonra, yine bir yerel ayar değişmezliği öngörülerek güçlü etkileşmeler tanımlanabilir,

$$L = \bar{\psi}_a [i\not{\partial} - m] \psi_a \quad (3.57)$$

burada ψ_a tek değişkenli bir fonksiyon değil de,

$$\psi_a = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix} \quad (3.58)$$

şeklinde 1,2,3 olarak renklerin tanımlandığı matris gösterimidir. $\bar{\psi}_a$ ise ψ 'nin hermitik eşleniğidir.

Bu alanların yerel dönüşümü

$$\psi_a(x) \rightarrow U_a^b(x)\psi_b(x) \quad (3.59)$$

şeklinde renkler üzerinden toplam olan bir dönüşümdür. Dönüşüm matrislerinin boyutu alan operatörlerinin boyutuna göre belirlenir. Dönüşüm matrisinin açık formunu yazarsak $SU_L(2)$ grubunda ki gibi üretici fonksiyonlar cinsinden,

$$U = \exp(i\frac{1}{2}\theta_a(x)T^a) \quad (3.60)$$

şeklinindedir. Grup üreticileri olan T_a matrisleri Gell-Mann matrislerine şu şekilde bağlıdır

$$T_a = \frac{\lambda_a}{2}. \quad (3.61)$$

Gell-Mann matrislerinin temel temsilde açık ifadelerini gösterelim,

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \quad (3.62)$$

T_a üreticileri için Lie cebri şu bağıntıyla tanımlanır:

$$[T_a, T_b] = if_{abc} T_c. \quad (3.63)$$

Burada f_{abc} cebirin yapı sabitleridir. Toplam üretici sayısı grubun üniter ve özel grup olmasından dolayı sekiz tane dir.

Lagranjiyenin yerel ayar dönüşümleri altında değişmez kalması için kovaryant türev tanımı yaparsak,

$$D_\mu \rightarrow \partial_\mu - ig \frac{\lambda}{2} G_\mu^a. \quad (3.64)$$

Dönüşmüş lagranjiyen,

$$L = \bar{\psi} (i \not{\partial} - m) \psi + \bar{\psi} \gamma^\mu (U^\dagger \partial_\mu U) \psi - \bar{\psi} \gamma^\mu U^\dagger (G_\mu^a T_a) U \psi, \quad (3.65)$$

alanların dönüşümü ise,

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \theta^a - f_{abc} \theta^b G_\mu^c \quad (3.66)$$

olarak tanımlanır. Alan tensörünü tanımlarsak,

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (3.67)$$

olur. Kovaryant türevlerin sıra değiştirme bağıntısı,

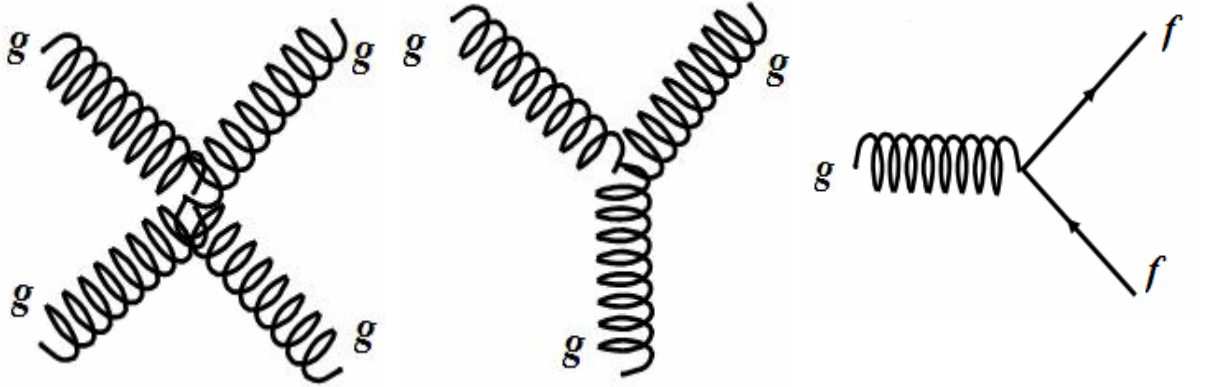
$$[D_\mu, D_\nu] = -iF_{\mu\nu}^a T^a \quad (3.68)$$

olur. Bu durumda yerel ayar değişmez sadece güçlü etkileşmeler için lagranjiyen,

$$L = \bar{\psi} i \not{D} \psi - \frac{1}{4} (F_{\mu\nu}^a)^2 - m \bar{\psi} \psi \quad (3.69)$$

şeklinde olur. Burada ilk ve son terim Dirac lagranjiyeninden gelir, ikinci terim ise alanların serbest terimidir.

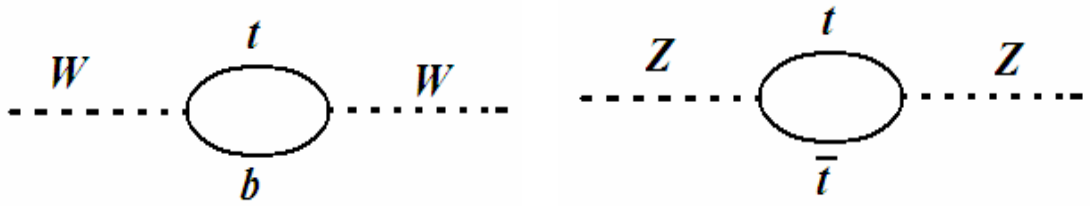
Eğer serbest lagranjiyen için Feynman kurallarındaki köşe terimleri hesaplanmak istenirse Abelyen teorilerden farklı olarak daha önce bahsedildiği gibi kendi-kendine bağlaşımların olduğu görülür. Bu bağlaşımlar alan tensöründeki son terimden gelir. Bu türlü gluon bağlaşımları en düşük mertebeden üçlü ve dördü bağlaşımlar olarak gösterilebilir. Ayrıca Abelyen teorilere benzer olarak burada da ayar bozonu fermiyon etkileşme köşesi için Feynman diyagramı çizilebilir.



Şekil 3.7 Gluonun kendi kendine etkileşme köşeleri

3.7 Standart Modelin Sorunları

Standart model, parçacık fiziğinin birçok görüngüsünü açıklayabilmektedir. Bugüne kadar yapılan deneylerin sonuçları birçok kere standart modelin öngörüsüyle örtüşmüştür. Standart modelin önemli parametrelerinden bir tanesi Weinberg açısıdır. Bu parametredeki teori-deney farklılığı ayar bozonlarının kendi kendine etkileşmesinden bulunabilir. Böyle bir etkileşme şekildeki gibi Feynman diyagramlarıyla gösterilebilir.



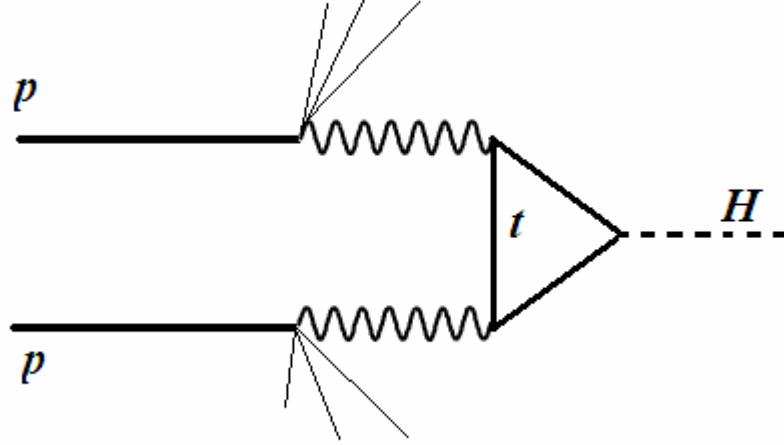
Şekil 3.8 Ayar bozonlarının propagatörlerine üst kuarkın halka diyagramlarında katkısı

Burada halka seviyesinde katkı görüldüğü gibi üst kuarkın sürece girmesiyle olmaktadır. W bozonları durumunda bu parçacıkların elektrik yükü taşımaları sebebiyle tek üst kuark katkısı, Z bozonlarında ise iki üst kuark katkısı gelmektedir. Bu süreçler için Weinberg açısında meydana gelebilecek farklılık

$$\delta \text{Sin}^2 \theta_w = \frac{-3\alpha_{em}}{16\pi \text{Sin}^2 \theta_w} \frac{m_t^2}{m_Z^2} \quad (3.71)$$

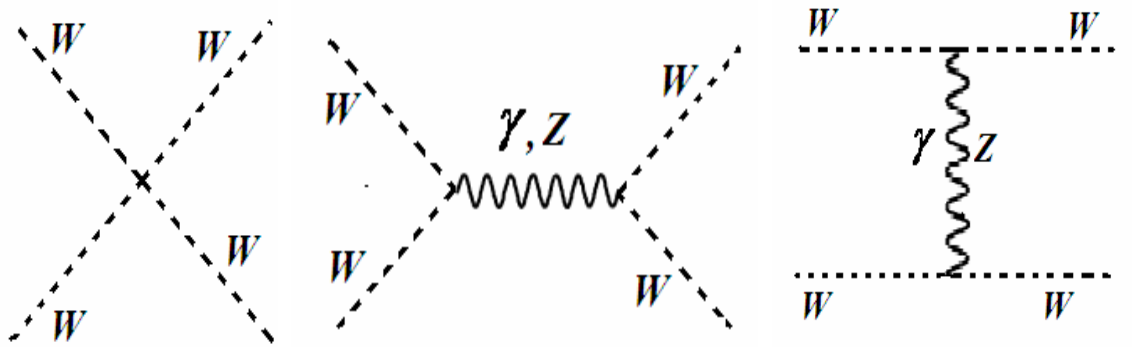
ile orantılıdır. Bu sonuç kullanılarak beklenen üst kuark kütle değeri $m_t = 169 \pm 24$ olmaktadır. Görüldüğü gibi üst kuarkın kütesinin ölçümü Weinberg açısında ki farklılığın hesabında önemli rol oynamaktadır. Higgs bozonu kütleli parçacıklarla, parçacıkların kütleleri ile orantılı olarak bir bağlaşıma sahiptir. Bilinen en büyük kütleli temel parçacık olan üst kuark bu sebepten Higgs bozonu ile büyük bir bağlaşıma sahiptir. Dolayısıyla üst kuark elektrozayıf teorinin testinde büyük bir önem sahiptir.

Proton-proton çarpıştırıcılarında Higgs bozonun keşfinde ve özelliklerinin belirlenmesinde üst kuark yukarıda anlatılan sebeplerden dolayı şöyle bir Feynman diyagramıyla başat seviyede katkı verebilir:

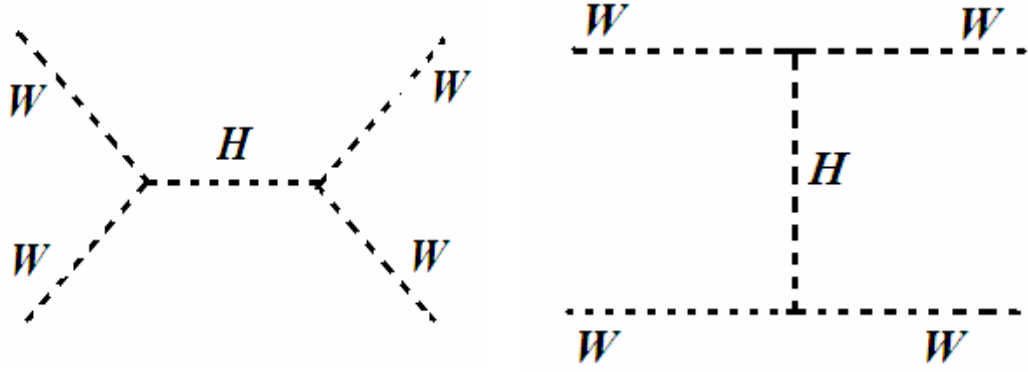


Şekil 3.9 Proton-proton çarpıştırıcısında Higgs bozonunun üst kuark katkısıyla üretimi

Standart modeldeki elektrozayıf simetri kırılmasının bir başka önemi yüklü zayıf ayar bozonlarının saçılmasında karşımıza çıkar,



Şekil 3.10 Yüklü zayıf ayar bozonların birbirleriyle saçılması için Feynman diyagramları



Şekil 3.11 Yüklü zayıf ayar bozonların birbirleriyle Higgs bozonunu etkileşmesiyle saçılması için Feynman diyagramları

Böyle bir süreç için genlik $g^2 E^2 / M_W^2$ ile orantılıdır (Şekil 3.10) ve bunun sebebi üçlü zayıf ayar bozonlarının etkileşmesinin sürece giren parçacıklarının momentumuna bağlı olmasındandır. Eğer bu sürece Higgs bozonu dâhil edilmez ise standart model içerisindeki böyle bir sürecin tesir kesiti enerji ile orantılı olarak artacak ve ıraksama oluşacaktır. Higgs bozonunun sürece girmesiyle oluşan genlik ifadesi ise $g^2 M_H^2 / M_W^2$ ile orantılıdır. Bu ifade açıkça şu şekilde gösterilebilir:

$$\frac{g^2}{32\pi} \frac{E^2}{M_W^2} \Rightarrow \frac{g^2}{32\pi} \frac{M_H^2}{M_W^2} = \frac{\lambda}{4\pi} . \quad (3.72)$$

Böylece sürecin genliği Higgs bozonunun kendi kendine yaptığı bağlaşımla orantılı olur. λ yeterince küçük yada Higgs bozonunun kütlesi $M_H < 700 \text{ GeV}$ ise bu çıkan sonuçlar pertürbasyon teorisi açısından sorun çıkarmaz. Fakat $\lambda \gg 1$ veya $M_H \geq 700 \text{ GeV}$ ise böyle bir sürecin standart model çerçevesinde hesaplanması mantıksızdır çünkü enerji arttıkça sürecin tesir kesiti de artar dolayısıyla ıraksar.

Görüldüğü gibi standart modeldeki bu tip bir süreç, teorinin tutarlılığı açısından Higgs bozonu kütlesine bağlıdır. Higgs bozonu henüz deneysel olarak gözlenememiş bir parçacık olduğu için kütlesinin değeri bilinmemektedir. Fakat bu kütle değerinin çeşitli

durumlardaki sınırları renormalizasyon teorisinden hesaplanabilir. λ için renormalizasyon grup denklemi şu şekildedir,

$$\frac{d\lambda}{d\log(Q/\nu)} = \frac{3}{2\pi^2} \lambda^2. \quad (3.73)$$

Bu denklem λ için çözümlerse;

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda}{1 - \frac{3\lambda}{2\pi^2} \log(Q/\nu)}, \quad \lambda(\nu) \equiv \lambda \quad (3.74)$$

sonucu elde edilir. Bu sonuç $\lambda(Q)$ ifadesinin enerji ile birlikte arttığını göstermektedir. Eğer $M_H^2 = 2\lambda\nu^2$ ifadesi kullanılırsa ve $Q = E_{kr}$ değerinde λ 'nın sonsuz olduğu kabul edilirse bu son denklemin paydası,

$$\frac{E_{kr}}{\nu} = \exp\left(\frac{4\pi^2\nu^2}{3M_H^2}\right) \quad (3.75)$$

olur. Bu sonuç Higgs kütle teriminin payda da olması sebebiyle kritik enerji ile Higgs kütlesi arasında ilişki kurmaktadır. Böyle bir ilişki kullanılarak Higgs kütesine göre kritik enerji arasında çeşitli değerler oluşturulabilir.

Çizelge 3.2 Higgs bozonu kütesine göre kritik enerji değerleri (Şahin 2005)

M_H (GeV)	E_{kr} (GeV)
150	6.10^{17}
200	1.10^{11}
300	2.10^6
500	6.10^3
700	1.10^3

Çizelge 3.2'den görülebileceği gibi eğer Higgs bozonunun kütlesi 700 GeV sınırında ise kritik enerji yaklaşık 1 TeV olur. Bu sonuç şunu gösterir deneysel olarak keşfedilecek Higgs bozonu kütlesi çizelgedeki üst sınırdan ise standart model ötesinde 1 TeV değerinden sonra yeni bir güçlü etkileşme vardır. Öyle ki standart model bu yeni etkileşmenin etkin halidir.

Higgs bozonunun elektrozayıf süreçlere katıldığı radyatif katkılarda mevcuttur. Fakat bu katkılar elektrozayıf parametreleri üst kuark kadar etkilemez şöyle ki;

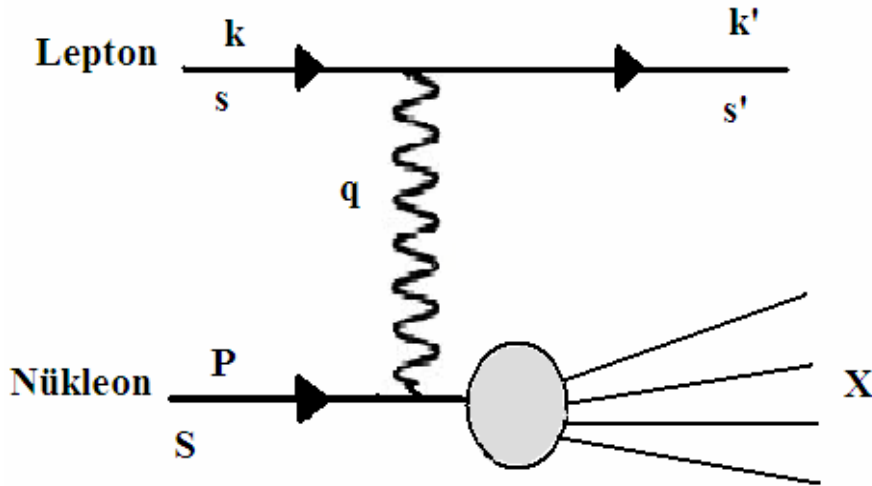
$$\delta \text{Sin}^2 \theta_w = \frac{5\alpha_{em}}{24\pi} \log \frac{M_H}{M_Z} \quad (3.76)$$

görüldüğü gibi Weinberg açısındaki değişim Higgs bozon kütlesine göre yavaştır özellikle üst kuark kütlesi ile karşılaştırıldığında bu katkı küçüktür.

Standart modelin tüm başarılarına rağmen açıklayamadığı bazı önemli sorunlar mevcuttur, bu sorunlar yukarıda anlatıldığı gibi Higgs bozonunun kütlesinin küçük olması halinde bile mevcuttur. Bunlardan ilk akla gelen elektrozayıf simetri kırılmasını sağlayan skaler alan potansiyelinin ilk terimindeki $-\mu^2$ ile başlayan terimin neden negatif olduğudur. Bu terimin pozitif durumu kendiliğinden simetri kırılmasına yol açmamaktadır dolayısıyla terimin işareti belirleyici rol oynar. Standart model bu terimin işaretinin kökeni konusunda herhangi bir cevap verememektedir. Bunun dışında standart modelin açıklayamadığı sorunlardan biri nötrinoların kütle sorunudur. Ayrıca hiyerarşi problemi, teoride yer alan serbest parametre sayısı ve bu parametrelerin kaynağı teori çerçevesinde açıklanamayan bazı sorunlardandır.

4. PROTON SPİNİ

1960'ların sonunda Bjorken ölçeklendirmesinin bulunmasının ardından nükleonun içyapısının noktasal parçacıklardan oluştuğu fikri ve buna bağlı olarak nükleonların parton modeli geliştirildi. Nükleonların parton modeli için nükleon içinde belirli momentumlara sahip parçacıkların dağılımlarını yapan yapı fonksiyonları geliştirildi. Bundan sonra nükleonların içyapısının araştırılması belirli bir momentuma sahip lepton ile durgun nükleon çarpışmaları, başka bir deyişle derin inelastik saçılma (DIS) deneyleriyle daha ayrıntılı olarak başladı. Bugün hala DIS deneyleri nükleonların içyapısının araştırılmasında temel rol oynamaktadır. DIS deneylerinden elde edilen yapı fonksiyonları vasıtasıyla nükleonun basit kuark modeli için momentum hesabı yapıldığında toplam momentumun ancak yarısını kuarkların karşıladığı görüldü. Bu sonuç nükleon içindeki gluonların ilk deneysel kanıtı olarak görülür. DIS saçılma deneylerinde ilk etapta nükleon ve nükleona çarpan lepton demeti kutupsuz halde çarpıştırıldı. Böylece bu kutupsuz durumlar için nükleon yapı fonksiyonu geliştirildi. Aynı şekilde kutuplanmış nükleon hedefleri ve kutuplanmış lepton demetleri ile DIS deneyleri yapıldığında basit kuark modeli için spin bağımlı yapı fonksiyonları geliştirildi. Bu tür DIS deneylerinde nükleonun spininin ancak küçük bir kısmının, kuarklar tarafından taşındığı görüldü.



Şekil 4.1 Derin inelastik saçılma için Feynman diyagramı

Lepton-proton çarpıştırıcılarında yapılan derin inelastik saçılma süreci için diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2MQ^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (4.1)$$

şeklindedir. Burada $L_{\mu\nu}$ leptonik tensör, $W^{\mu\nu}$ ise hadronik tensör olarak adlandırılır.

Spinler üzerinden toplam yapılarak elde edilebilen leptonik tensör

$$L_{\mu\nu}(k, s; k') = \sum_{s'} \left[\bar{u}(k', s') \gamma_\mu u(k, s) \right]^* \left[\bar{u}(k', s') \gamma_\nu u(k, s) \right], \quad (4.2)$$

olarak bulunur. Burada M nükleonun kütlesi, $q = k - k'$ aktarılan momentum, $Q^2 = -q^2$, E, E' sırasıyla gelen ve saçılan leptonun enerjileridir. Süreç içindeki parçacıkların dörtlü momentumları $P = (M, \vec{0})$ nükleon momentumu, $k = (E, \vec{k})$ gelen leptonun momentumu, $k' = (E', \vec{k}')$ saçılan leptonun momentumu olarak gösterilmiştir.

Leptonik tensör iki kısma ayrılabilir:

$$L_{\mu\nu}(k, s; k') = 2 \left\{ L_{\mu\nu}^{(S)}(k; k') + i L_{\mu\nu}^{(A)}(k, s; k') \right\}, \quad (4.3)$$

burada simetrik ve antisimetrik parçalar,

$$L_{\mu\nu}^{(S)}(k, k') = k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu} (k \cdot k' - m^2), \quad (4.4)$$

$$L_{\mu\nu}^{(A)}(k, k') = m \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} s^\alpha q^\beta. \quad (4.5)$$

Dikkat edilirse antisimetrik kısmın simetrik kısımdan farkı yeni eklenen spin dörtlü vektörüdür. Hadronik kısım da simetrik ve antisimetrik kısımlar olarak iki parça halinde yazılabilir:

$$W_{\mu\nu}(q; P, S) = W_{\mu\nu}^S(q, P) + iW_{\mu\nu}^A(q; P, S). \quad (4.6)$$

Nükleonun hadronik tensörünün simetrik kısmı kutuplu olmayan derin inelastik saçılma ile ilgilidir ve $F_1(x, Q^2)$ ve $F_2(x, Q^2)$ spin bağımsız yapı fonksiyonları cinsinden şöyle yazılır,

$$W_{\mu\nu}^S(q, P) = 2 \left[\frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - \eta_{\mu\nu} \right] F_1(x, Q^2) + \frac{2}{M \mathcal{G}} \left[P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right] \left[P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right] F_2(x, Q^2). \quad (4.7)$$

Antisimetrik kısım ise kutuplu derin inelastik saçılmayı kapsar,

$$W_{\mu\nu}^A(q, P, s) = 2 \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha \left\{ M^2 S^\beta G_1(\mathcal{G}, Q^2) + \left[M \mathcal{G} S^\beta - (S \cdot q) P^\beta \right] G_2(\mathcal{G}, Q^2) \right\}. \quad (4.8)$$

Burada $\mathcal{G} = E - E' = P \cdot q / M_N$ inelastiklik parametresidir. Bu ifadeler $g_{1,2}$ gibi iki yeni değişken tanımlayarak yeniden yazılabilir,

$$g_1(x, Q^2) = M^2 \mathcal{G} G_1(\mathcal{G}, Q^2), \quad g_2(x, Q^2) = M \mathcal{G}^2 G_2(\mathcal{G}, Q^2). \quad (4.9)$$

Antisimetrik kısım bu yeni parametreler cinsinden düzenlenebilir,

$$W_{\mu\nu}^A(q, P, s) = \frac{2M}{P \cdot q} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha \left\{ S^\beta g_1(\mathcal{G}, Q^2) + \left[S^\beta - \frac{(S \cdot q)}{(P \cdot q)} P^\beta \right] g_2(\mathcal{G}, Q^2) \right\}. \quad (4.10)$$

Bu şekilde antisimetrik parça eklenen hadronik tensör eklenen anti-simetrik kısmın doğrudan Levi-Civita sembolüne bağlı olması sayesinde hala elektromagnetik ayar değişmezliğini sağlamaktadır:

$$q^\mu W_{\mu\nu} = 0. \quad (4.11)$$

Ayrıca nükleonun spin ortalaması alınırsa antisimetrik kısım tesir kesitine sıfır katkı verir. Bu özellik bu kısmın doğrudan spin bağımlı dağılım fonksiyonunun parçası olduğunu göstermektedir.

Spin bağımlı yapı fonksiyonun elde edilmek istendiği derin inelastik saçılma deneylerinde kutuplanmış lepton demetleri yine kutuplu haldeki proton hedeflerine çarpılarak saçılmaları sağlanmakta ve bu saçılmanın açısal dağılımından hedefin yapısı hakkında bilgiler edinilmektedir. Yukarıda yazılan hadronik tensörlere dikkatlice bakılacak olursa, kutuplu olmayan bir lepton demeti için leptonik tensör tamamen simetriktir bu halde nükleon hedefiyle çarpışan böyle bir lepton demeti için hadronik tensörün antisimetrik kısmıyla çarpımı katkı vermez. Bu da böyle bir derin inelastik saçılma deneyinde nükleonun hadronik tensörünün sadece simetrik kısımlarının incelenmesine olanak sağlar. Eğer bir şekilde hadronik tensörün antisimetrik kısımları ya da başka bir deyişle spin bağımlı kısımları incelenmek istenirse kutuplu lepton demetleri kullanılmalıdır. Bunun için geçmişteki deneylerde doğal olarak kutuplanmış müon demetleri ya da kutuplu elektron demetleri kullanılmıştır.

Yukarıda bahsedilen durum göz önüne alındığında hem nükleonun hem de gelen lepton demetinin kutuplu olduğu durumda ancak spin bağımlı yapı fonksiyonlarından katkı gelir. Bu da iki tensörün antisimetrik kısımlarının çarpımından gelen katkıdır:

$$L_{\mu\nu}^A W^{A\mu\nu} = -2mM(g_{\lambda\alpha}g_{\sigma\beta} - g_{\lambda\beta}g_{\sigma\alpha})q^\lambda S_p^\sigma q^\alpha s_e^\beta G_1 \quad (4.12)$$

$$- \frac{m}{M}(g_{\lambda\alpha}g_{\sigma\beta} - g_{\lambda\beta}g_{\sigma\alpha})q^\lambda (q \cdot P S_p^\sigma - q \cdot S_p P^\sigma) q^\alpha s_e^\beta G_2 .$$

Derin inelastik saçılma deneyinde kütle merkezi çerçevesinde momentum vektörlerini şu şekilde seçelim,

$$p = (E_l, 0, 0, p_l), \quad P = (E_p, 0, 0, -P_p) . \quad (4.13)$$

Boyuna kutuplanma vektörleri,

$$s_l(L) = \pm \frac{1}{m} (p_l, 0, 0, E_l), \quad (4.14)$$

$$S_p(L) = \pm \frac{1}{M} (p_p, 0, 0, E_p). \quad (4.15)$$

Enine kutuplanma vektörleri,

$$s_e(T) = \pm(0,1,0,0) \text{ ve } \pm(0,0,1,0), \quad (4.16)$$

$$S_p(T) = \pm(0,1,0,0) \text{ ve } \pm(0,0,1,0), \quad (4.17)$$

şeklinde olur. Bu vektörler için tesir kesitine en büyük katkıyı veren skaler çarpımlar,

$$s_e(L).S_p(L) \approx \pm \frac{2E_e E_p}{mM}, \quad s_e(L).P \approx \pm \frac{2E_e E_p}{m} \quad (4.18)$$

şeklinindedir. Bu son iki skaler çarpıma göre diğer skaler çarpımlar küçüktür ve katkıları ihmal edilebilir. Bu yüzden spin bağımlı yapı fonksiyonlarının incelenmesinde lepton ve nükleon arasında bağıl iki tür kutuplanma durumu büyük katkı verir. Bunlardan ilki birbirlerine göre boyuna kutuplanma durumu, ikincisi ise yine birbirlerine göre enine kutuplanma durumudur.

Leptonun ve nükleonun boyuna kutuplanması için sadece spin bağımlı yapı fonksiyonlarına bağlı bir ifade yazılabilir,

$$\frac{d^2\sigma(\uparrow\downarrow)}{dxdy} - \frac{d^2\sigma(\uparrow\uparrow)}{dxdy} = \frac{16\pi\alpha^2}{Q^2} \left[\left(1 - \frac{y}{2} - \frac{y^2(M^2x^2 + m^2)}{Q^2} \right) g_1 - \frac{2M^2x^2y^2}{Q^2} g_2 \right]. \quad (4.19)$$

Lepton ve nükleonun enine kutuplanması için,

$$\frac{d^2\sigma(\rightarrow\uparrow)}{dxdy} - \frac{d^2\sigma(\rightarrow\downarrow)}{dxdy} = -\frac{16\alpha^2}{Q^2} \left(\frac{2Mx}{Q} \right) \sqrt{1-y-\frac{M^2x^2y^2}{Q^2}} \left[\frac{y}{2} \left(1 + \frac{2m^2y}{Q^2} \right) g_1 + g_2 \right] \quad (4.20)$$

burada

$$y = \frac{P.q}{P.k} = \frac{E-E'}{E}, \quad x = \frac{Q^2}{2q.P}, \quad Q^2 = -q^2 \quad (4.21)$$

şeklindedir. Teorik olarak bu iki ifade için g_1 ve g_2 spin bağımlı yapı fonksiyonları bulunabilmesine rağmen pratikte kinematik faktörlerin küçüklüğünden dolayı g_2 belirlenmesi zordur. Dolayısıyla bu kısmın katkısı ihmal edilebilir.

Deneysel sonuçlar birçok kere bu ifadelerin kutuplanmamış duruma oranları olan asimetriler cinsinden incelenir. Bunun için kutuplanmamış kısım spin bağımsız yapı fonksiyonlarına bağlı olarak,

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{4\pi\alpha^2}{xyQ^2} \left\{ xy^2 \left(1 - \frac{2m^2}{Q^2} \right) F_1 + \left(1 - y - \frac{M^2x^2y^2}{Q^2} \right) F_2 \right\} \quad (4.22)$$

verilir.

Boyuna kutuplu durum için asimetri ifadesi,

$$A_L = \frac{d\sigma(\uparrow\downarrow) - d\sigma(\downarrow\uparrow)}{2d\sigma}. \quad (4.23)$$

Enine kutuplanma için asimetri ifadesi ise,

$$A_T = \frac{d\sigma(\rightarrow\uparrow) - d\sigma(\rightarrow\downarrow)}{2d\sigma}. \quad (4.24)$$

Genellikle bu asimetri ifadeleri de etkileşmenin propagatörü olan foton için sanal foton-nükleon asimetrisi olan A_1 ve A_2 cinsinden verilir. Bu foton-nükleon asimetrisi,

$$A_1 = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \quad (4.25)$$

ve

$$A_2 = \gamma \left[\frac{g_1 + g_2}{F_1} \right] \quad (4.26)$$

olarak tanımlanır. Bunlar cinsinden boyuna ve enine asimetri ifadeleri,

$$A_L = D(A_1 + \eta A_2) \quad (4.27)$$

$$A_T = d(A_2 - \xi A_1)$$

şeklindedir. Bu ifadelerdeki yeni değişkenler kinematik faktörler cinsinden,

$$D = \frac{y \left[(1 + \gamma^2 y / 2)(2 - y) - 2y^2 m^2 / Q^2 \right]}{y^2 (1 - 2m^2 / Q^2)(1 + \gamma^2) + 2(1 + R)(1 - y - \gamma^2 y^2 / 4)} \quad (4.28)$$

$$R = \left[1 + \gamma^2 \right] \left(\frac{F_2}{2xF_1} \right) - 1, \quad \gamma^2 = \frac{4M^2 x^2}{Q^2} \quad (4.29)$$

$$d = \left\{ \frac{\left[1 + \gamma^2 y (1 + 2m^2 y / Q^2) / 2 \right] \sqrt{1 - y - \gamma^2 y^2 / 4}}{(1 - y / 2)(1 + \gamma^2 y / 2) - y^2 m^2 / Q^2} \right\} D, \quad (4.30)$$

$$\eta = \gamma \frac{\left[1 - y - y^2 (\gamma^2 / 4 + m^2 / Q^2) \right]}{(1 - y / 2)(1 + \gamma^2 y / 2) - y^2 m^2 / Q^2}, \quad (4.31)$$

$$\xi = \gamma \frac{1 - y/2 - y^2 m^2 Q^2}{1 + \gamma^2 y/2(1 + 2m^2 y/Q^2)}. \quad (4.32)$$

$Q^2 \rightarrow \infty$ iken iki asimetri ifadesi,

$$A_2 \rightarrow 0 \quad (4.33)$$

$$A_1 \approx \frac{A_L}{D} \approx (1 + \gamma^2) \left(\frac{g_1}{F_1} \right) \quad (4.34)$$

terimlerine indirgenir. Dolayısıyla sadece boyuna asimetri ifadesi ölçülerek spin bağımlı yapı fonksiyonunun spin bağımsız yapı fonksiyonuna oranı bulunabilir. Asimetri ifadesinin bu son 4.34 terimi bulunurken pertürbatif QCD yaklaşımında, m^2/Q^2 terimleri ihmal edilmiştir.

DIS saçılma deneylerinde sadece basit nötron ve proton hedefleri değil bunların karmaşık birleşimleri de olan döteron, He çekirdeği gibi hedefler de kullanılabilir. Eğer hedef seçimi böyle basit spin-1/2 parçacık olmazsa hadronik tensör daha fazla yapı fonksiyonunu içinde barındırabilir. Fakat bu durumda nükleonlar arasındaki bağlanmanın çok güçlü olmadığı kabul edilerek asimetri ifadesi proton ve nötron asimetrileri cinsinden yazılıp spin bağımlı yapı fonksiyonu bu şekilde değerlendirilebilir.

Kuarkların basit parton modeline göre kutuplanmamış yapı fonksiyonları kuark momentumu ve bu momentumda bulunma olasılığına göre basit bir şekilde yazılabilir:

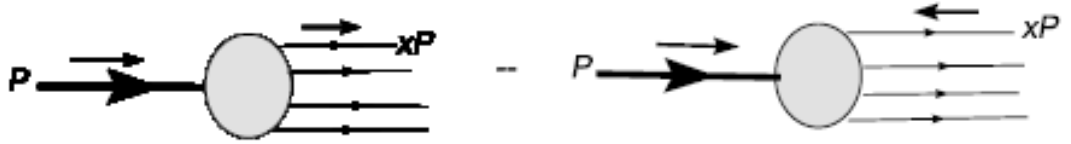
$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_{q=u,d,\dots} q(x) Q_q^2. \quad (4.35)$$

Burada $q(x)$ kuarkın x momentum oranında bulunma olasılığını veren bir fonksiyon, Q_q ise o kuarkın elektrik yüküdür. Benzer olarak boyuna kutuplanma spin bağımlı yapı fonksiyonu kuarkların spinlerinin proton spinine göre yönelimleri cinsinden yazılabilir,

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_j Q_j^2 [\Delta q_j(x) + \Delta \bar{q}_j(x)] \quad (4.36)$$

$$\Delta q_j(x) = q_+(x) - q_-(x).$$

Burada $q_+(x)$ ve $q_-(x)$ sırasıyla spin yönelimi proton spinine göre boyuna olarak paralel ve anti-paralel kuark yoğunluğudur.



Şekil 4.2 Partonların spininin proton içinde proton ile aynı yönlü ve ters yönelmiş iki durumunun şematik gösterimi

Kutuplanmamış kuark yoğunluğu paralel ve anti-paralel kuark yoğunluğu cinsinden gösterilmek istenirse,

$$q(x) = q_+(x) + q_-(x), \quad (4.37)$$

olarak yazılabilir. $g_1(x)$ terimi $SU_F(3)$ altındaki farklı dönüşümlere göre kutuplanmış kuark dağılımları cinsinden,

$$\Delta q_3 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d})$$

$$\Delta q_8 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}) - 2(\Delta s + \Delta \bar{s}) \quad (4.38)$$

$$\Delta \Sigma = (\Delta u + \Delta \bar{u}) + (\Delta d + \Delta \bar{d}) + (\Delta s + \Delta \bar{s})$$

gibi sekizli, üçlü, tekli olarak üç farklı durum için yazılabilir. Bunlar cinsinden $g_1(x)$ fonksiyonu,

$$g_1(x) = \frac{1}{9} \left[\frac{3}{4} \Delta q_3(x) + \frac{1}{4} \Delta q_8(x) + \Delta \Sigma(x) \right]. \quad (4.39)$$

Bu dağılımların Bjorken değişkeni üzerinden integre edilmiş tanımları yapılabilir:

$$a_3 = \int_0^1 \Delta q_3(x) dx$$

$$a_8 = \int_0^1 \Delta q_8(x) dx \quad (4.40)$$

$$a_0 = \int_0^1 \Delta \Sigma(x) dx .$$

a_3, a_8 terimleri nötronun β bozunumu ve hiperonun bozunum süreçlerinden hesaplanabilir,

$$a_3 = 1.2670 \pm 0.0035 \quad (4.41)$$

$$a_8 = 0.585 \pm 0.025 .$$

Basit (naive) parton modelinde tekli durumlar

$$a_0 = a_8 + 3(\Delta s + \Delta \bar{s}) \quad (4.42)$$

olur. Basit parton modelinde protonun z yönündeki spininin değeri tekli durumların katkıları olarak verilebilir,

$$\langle S_z \rangle = \frac{1}{2} \int_0^1 \Delta q(x) dx, \quad (4.43)$$

bu ifade tekli durumlar için kullanılırsa,

$$a_0 = 2 \langle S_z \rangle,$$

elde edilir. Buna göre bu tekli durum için a_0 değeri basit parton modeli için kuarkların proton spinine katkısını göstermektedir. Basit kuark modeline göre $2 \langle S_z^{kuark} \rangle \approx 0.6$ olarak hesaplanır (Sehgal 1974).

Ellis-Jaffe toplam kuralı (Ellis 1974) için acayip kuarkın proton spinine katkısı sıfır alınır ve yaklaşık olarak tekli durumların,

$$a_0 \cong a_8 \cong 0.59 \quad (4.44)$$

olması gerekir. Fakat yapılan 1980'lerin başından itibaren yapılan deneyler bu sonucun doğru olmadığını göstermiştir.

Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi'nde (SLAC) kutuplanmış elektron demetleri ve kutuplanmış proton hedefi kullanılarak ilk nükleon spin araştırma deneyi yapılmıştır. Fakat bu deney çok kısıtlı x değerlerini kapsamaması, çok küçük Q^2 değerlerine sahip olması, özellikle de çok büyük hatalara sahip olması yüzünden başarısızlıkla sonuçlanmıştır. Bundan sonra Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi CERN'de doğal olarak kutuplanmış müon demetleri ve yüksek oranda kutuplanmaya sahip proton hedefleri ile çok küçük $x \approx 0.01$ değerlerine ulaşabilen European Muon Collaboration

(EMC) deneyleri başarıyla gerçekleştirildi. EMC deneyinin elde ettiği ilk bulgular spin tekli değeri için yaklaşık olarak (Ashman 1988);

$$a_0 \cong 0 \quad (4.45)$$

civarındadır. Bu sonuç ciddi bir soruna işaret etmekteydi: Deney sonuçları SLAC sonuçlarıyla birleştirildiğinde basit kuark modelinin öngördüğü sonuçlara ulaşamıyordu. Ayrıca Ellis-Jaffe toplam kuralında değinildiği gibi acayip kuarkların proton spinine katkısının sıfır olduğu yönündeki inancı da kırıyordu. EMC deneyleri proton spinin en fazla %25'lik kısmının kuarklar tarafından sağlandığını göstermiştir. Bugün bu sorun genel manada spin krizi olarak isimlendirilmiştir. Bugün proton spininin geri kalan kısmını gluon spinini, kuarkların ve gluonun yörüngesel açısıl momentumundan kaynaklanan katkıların oluşturduğu düşünülmektedir. Kuarkların spin katkısı DIS deneyleriyle, gluonun spin katkısı yine bazı DIS ve RHIC deneyleriyle araştırılmaktadır. Yörüngesel açısıl momentum ölçümleri bugüne kadar dolaylı olarak yapılabilmektedir.

EMC deneyinden sonra yine CERN'de Spin Muon Collaboration (SMC) adıyla hedef olarak döteron ve protonun kullanıldığı ve EMC deneylerinin kinematik ve istatistik sınırlarının geliştirildiği yeni bir deney grubu oluşturuldu. SMC hedef deneyleri içinde o zamana kadar yapılan en yüksek Q^2 ve en düşük x değerlerinde büyük doğrulukta, sonuçlara ulaştı.

CERN'deki deneylerin yanında SLAC'da da deneyler devam etmekteydi. E142 deneyi helyum gaz hedefleri kullanarak yüksek ışınlık değerlerinde nötron spin yapı fonksiyonları g_1^n, g_2^n için değerler bulmayı başardı. Bu sonuçlar EMC ve SMC sonuçları ile birleştirilince kuarkların izospin simetrisinin kullanıldığı Bjorken toplam kuralının pertürbatif QCD'de geçerli olduğu bulundu. Bundan sonra SLAC'da E142 deneylerini takip eden farklı nötron, proton, döteron ve ${}^3\text{He}$ hedeflerinin kullanıldığı deneylere devam edildi. E142, E143, E54, E155 deneyleri spin yapı fonksiyonları $g_2^{p,n,d}$ için çok duyarlı sonuçlar elde etti. Çeşitli nükleonlar için SLAC (Abe 1995, Abe 1998,

Anthony 1993, Anthony 2000), CERN (Adeva 1998, Ageev 2006) ve DESY (Ackerstaff 1997, Airapetian 1998) deneyleri ile önemli sonuçlar elde edilmiştir.

EMC ve SLAC deneylerinin sonuçları proton spininin anlaşılması için yeni deneylerin yapılması ve özellikle Bjorken toplam kuralının test edilmesi için nötron hedefli deneylerin tasarlanmasına yol açtı. Bu son amaç ayrıca farklı deney teknolojilerinin geliştirilmesini sağladı. Bunlardan ilki hedef olarak kutuplanmış döteron demetleri kullanılması idi. Burada kutuplanmış olan döteron içinde ki proton ve nötrondan nötronun bilgisi daha önce yapılan proton deneylerinde kullanılan sonuçlar çıkarılarak elde ediliyordu. Sabit hedef deneylerinde proton kutuplanması için %80 ile %90 arasında başarıya, döteron içinde %30-%50 arasında kutuplanmaya ulaşılabilmektedir. Nötron kutuplanmasını ölçmek için bir başka yol ise kutuplanmış ${}^3\text{He}$ hedefleri kullanmaktır. Burada ${}^3\text{He}$ çekirdeği iki proton ve bir nötron içermektedir. Ters yönde kutuplanan iki proton ile herhangi bir şekilde proton katkısı elenmekte ve geriye kalan nötron için kutuplama bilgisi ölçülebilmektedir.

EMC ve SLAC deneylerinden gelen verilerden sonra proton spini için bir QCD toplam kuralı yazılabilir. Böyle bir toplam kuralı genellikle spin toplam kuralı olarak isimlendirilir,

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g . \quad (4.46)$$

Burada $\Delta\Sigma$ kuarkların spin katkısı, ΔG gluonun spin katkısı, L_q kuarkların yörüngesel açısal momentum katkısı, L_g gluonun yörüngesel açısal momentum katkısını göstermektedir. Gluon spin katkısının toplam değeri şöyle hesaplanabilir:

$$\Delta G = \int_0^1 \Delta G(x) dx . \quad (4.47)$$

Kuarklarda olduğu gibi gluon için de spin bağımlı yapı fonksiyonu gluonun proton spinine paralel ve antiparalel yönelimlerinin farkı cinsinden ifade edilebilir:

$$\Delta G(x) = G_+(x) - G_-(x). \quad (4.48)$$

Eğer proton spinine gluon katkısı incelemek için NLO diyagramlar hesaba katılırsa bu tür diyagramlar (4.41) ifadesinde bahsedilen spin tekli durumuna şu şekilde bir katkı verir:

$$a_0^{gluon} = -3 \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_0^1 \Delta G(x, Q^2) dx \quad (4.49)$$

$$- 3 \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta G(Q^2).$$

Bu sonuca göre daha önce hesaplanan tekli durum şöyle değiştirilmelidir:

$$a_0 = \Delta \Sigma - 3 \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta G. \quad (4.50)$$

Bu sonuç spin sorununun çözümü açısından umut vaat edicidir. Çünkü eğer ΔG gluon dağılımı $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$ değerinde 1.7 civarında ise spin tekli durum değeri için bugünkü ölçülen ortalama değer olan $a_0 = 0.2$ değeri teorik olarak tutturulabilecektir. Bu sonucun bulunmasının hemen ardından problemin çözümü için dikkatler gluon spini üzerine çevrilmiştir.

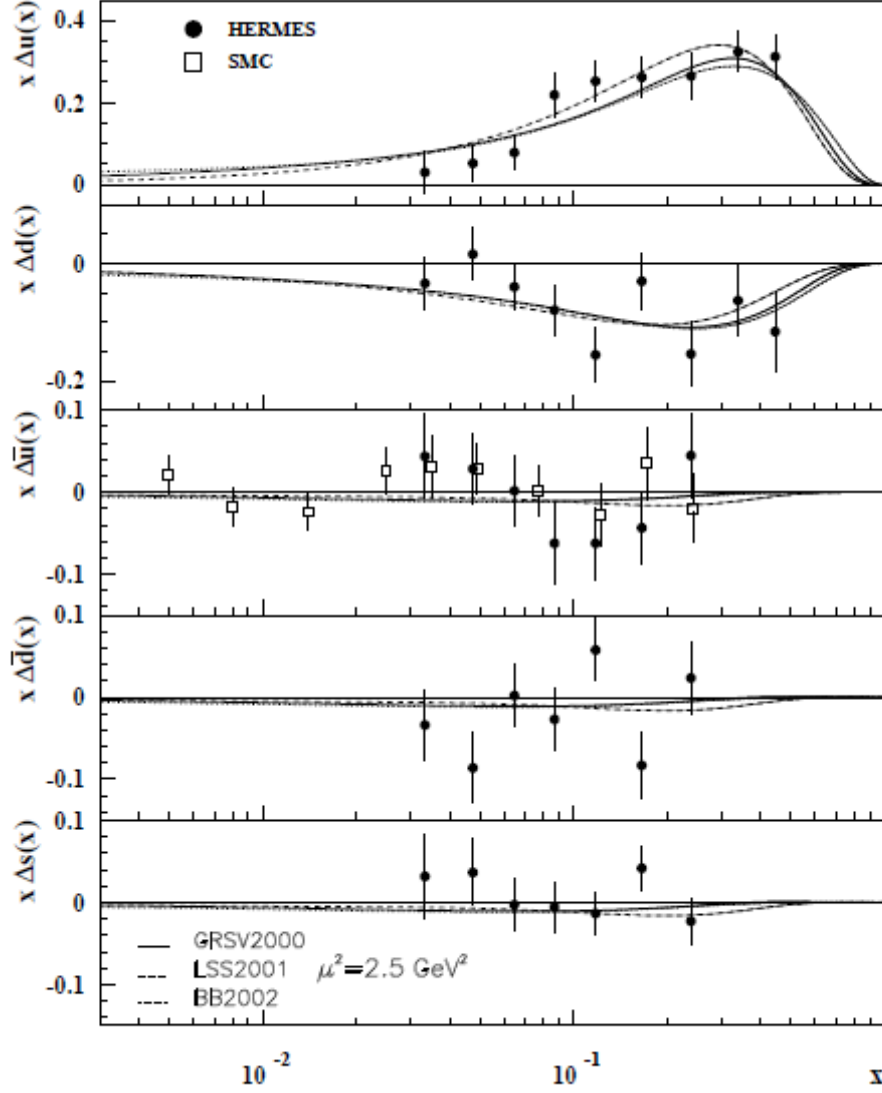
Yukarıda bahsedilen deneylerden sonra DESY'deki HERA halkalarından gelen pozitron ve elektron demetlerini kullanan HERMES deneyi daha önceki deneysel bulguları geliştirdi. Bu deney gluon kutuplanması üzerine ilk ölçüm sonuçlarını verdi. Son yıllarda büyük x değerleri için HERMES, tutarlı ve hassas sonuçlar vermiştir. HERMES deneylerinin ΔG için sonucu,

$$\Delta G / G = 0.071 \pm 0.034 (ist.)_{-0.127}^{+0.105} (sis.) \quad (4.51)$$

ile verilir. Yine bu deneyin proton spinine kuark spin katkıları için sonucu,

$$\Sigma = 0.330 \pm 0.011(\text{teo.}) \pm 0.025(\text{den.}) \pm 0.028(\text{hes.}). \quad (4.52)$$

Kuarklar için spin bağımlı dağılım fonksiyonlarının ölçümlerini HERMES ve SMC gruplarının değerlerini göstererek aşağıdaki gibi bir grafik ile verebiliriz.



Şekil 4.3 Kuark dağılımı için spin bağımlı dağılım fonksiyonlarının Bjorken değişkenine göre grafiği (Kuhn 2009)

HERA halkalarının kapatılmasından sonra şu an nükleonların spin bilgisi üzerine çalışan üç deney grubu kaldı. Bunlar: CERN’de bulunan COMPASS, Brookhaven Ulusal Laboratuvarı’ndaki (BNL) proton–proton çarpıştırıcısı olan RHIC ve Jefferson laboratuvarıdır.

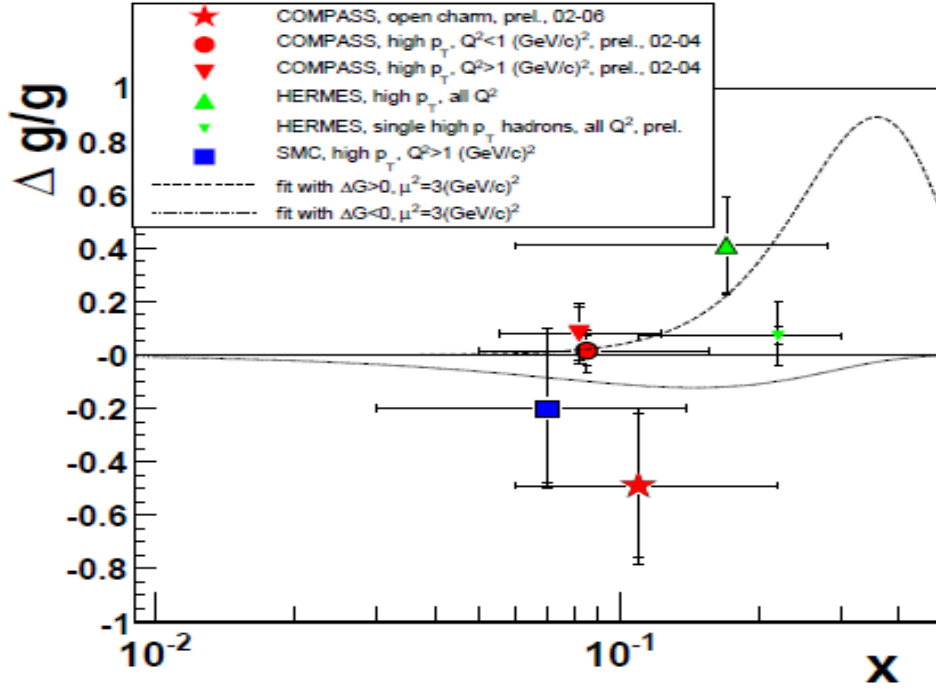
COMPASS deneyi doğal olarak kutuplanmış müon demetleri ile büyük ölçüde kutuplanmış döteron ve hidrojen hedefleri kullanmaktadır. Bu deney daha önce yine müon demetleri kullanan SMC sonuçlarını kinematik bölgede geliştirmekte ve yüksek doğruluk amaçlamaktadır. Ayrıca gluon kutuplanmasının ölçümü de bu deneyin hedefleri arasındadır. Burada gluon katkısı DIS'da başat terimden bir sonraki terim (NLO) analizlerinden yapılmaktadır ve COMPASS bu ölçümlerde önemli katkılar sağlamıştır. Gluon için bu deneyin sonuçları:

$$\Delta G / G = 0.016 \pm 0.058(ist.) \pm 0.055(sis.) . \quad (4.53)$$

Kuark katkıları için ise:

$$\Sigma = 0.33 \pm 0.03(ist.) \pm 0.05(sis.) . \quad (4.54)$$

Gluon kutuplanmasının ölçümü üzerine yapılan deneylerin sonuçları için Bjorken değişkenine göre grafik oluşturulabilir. Şekil 4.4 böyle bir grafiği göstermektedir. Deney sonuçlarından görüleceği üzere ölçümlerdeki hatalar şekil 4.3'de verilen kuark dağılımına göre çok büyüktür. Başka bir deyişle proton spinine gluon katkısının ölçümü yeterli bir hassasiyete henüz sahip değildir.



Şekil 4.4 Gluon için spin bağımlı ve spin bağımsız dağılım fonksiyonlarının oranı ($\Delta G(x)/G(x)$)'in Bjorken değişkenine göre grafiği (Leader 2007)

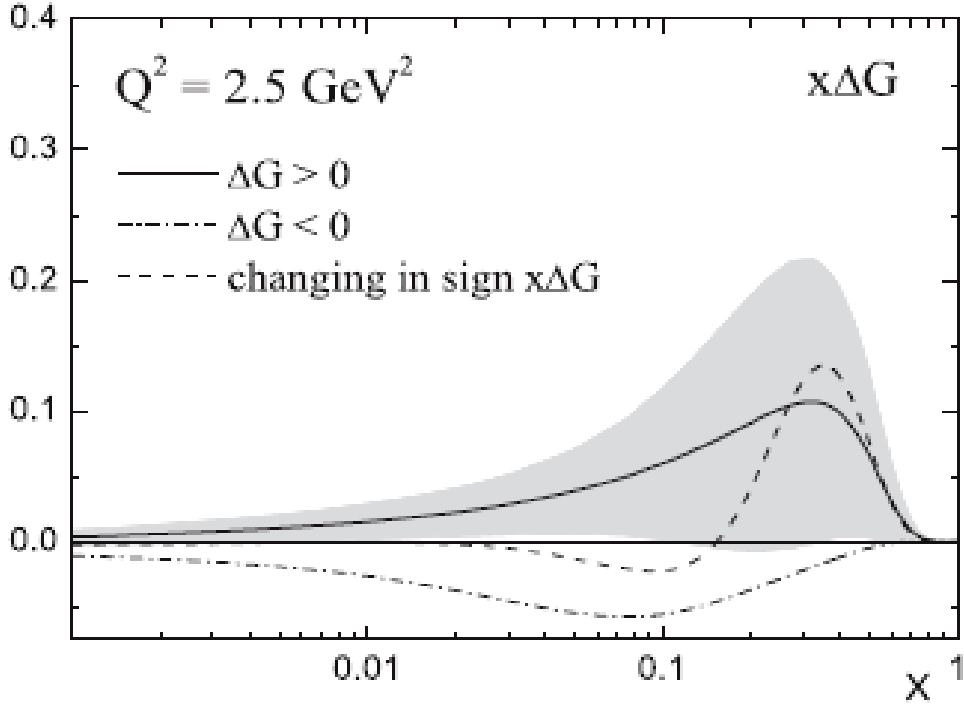
4.52 ve 4.54 göz önüne alınırsa proton spinine kuark katkısı üzerinde deneyler hemen hemen hemfikirdir. Fakat 4.51 ve 4.53 incelenirse aynı cümleyi gluon için kullanamayız, bunun ana sebebi bu deneylerin çoğunlukla gluon kutuplanmasını dolaylı olarak ölçmesidir. Bu sorunu çözüme kavuşturmak ve gluon kutuplanmasını doğrudan ölçmek amacıyla DIS saçılma deneylerinden başka tür deneylerin yapılması zorunludur. Bu tür zorunluluklar ise farklı bir çarpıştırıcıyı Relativistik Ağır İyon Çarpıştırıcısı'nı (RHIC) gündeme getirmiştir.

RHIC çarpıştırıcısının ana hedefi gluon kutuplanmasının ölçümüdür. Bu deneyde kutuplanmış protonlar RHIC halkalarının içerisine gönderilir ve 'Siberian snakes' denen özel yapılar sayesinde kutupsuz hale gelmesi önlenir ve çarpışma noktalarında spin döndürücüler sayesinde istenilen kutuplu çarpışma elde edilir. Bu çarpıştırıcının enerji açısından iki ana seçeneği vardır: şu an çalışılan 100 GeV, gelecekte planlanan 250 GeV demetler için enerji seçenekleridir. RHIC halkalarında kutuplanmış proton demetleri yaklaşık %70 kutuplanma oranına sahiptir. DIS deneyleri lepton-proton çarpışması olduğu için ilk mertebede gluon kutuplanması için yeterli sonuçlar verememektedir.

Bunun sebebi bu deneylerin sabit hedef deneyleri olması ve çoğunlukla sınırlı x değerlerini kapsamasıdır. RHIC çarpıştırıcısında kuark-gluon ve gluon-gluon başlangıç durumlarını kullanarak son durumda çıkan mezonların asimetri ölçümleri sayesinde gluon kutuplanmasını incelemektedir. Bu deneylerde şu ana kadar yüksek enine momentumlu mezon üretimi yapılarak gluon-gluon ve kuark-gluon alt süreçleri için ölçümleri alınmıştır. RHIC çarpıştırıcısında ana iki deney PHENIX ve STAR, proton spinine ΔG katkısını ölçmek için kullanılmaktadır. Bu deneylerden PHENIX gluon kutuplanması için -0.5 ile 0 arasında, STAR ise 0.3 den küçük olacak şekilde sonuçlar elde etmişlerdir. Şu ana kadar elde edilen RHIC verileri ve DIS deney sonuçları göstermektedir ki proton spinine gluon katkısı küçüktür (Adler 2004, Adler 2005, Adler 2006, Abelev 2006, Abelev 2008). RHIC için gelecekte proton demetlerinin enerjilerini 250 GeV değerine çıkarılması ve kutuplanma oranının artırılması planlanmaktadır.

Bugün halen çalışan deneylerden sonuncusu, Jefferson Laboratuvarı'nda %85 oranında kutuplanmış elektron demetleri kullanan ve bu demetlerin enerji aralığı 0.8 GeV ile 6 GeV arasında değişebilen; hedef olarak da proton, döteron ve 3He hedeflerinin üçünü de kullanabilen deneydir. Bu deneyin ana amacı nötron spin yapısını doğru olarak tespit etmektir. CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer) deney grubu yine derin inelastik saçılma deneyleri vasıtasıyla gluon spin katkısını incelemektedir. Bu deneylerde küçük Q^2 değerleri için ölçüm yapıldığından perturbatif olmayan QCD katkıları da hesaplanabilmektedir. Leader ve arkadaşları (Leader 2006) bu deney sonuçlarını kullanarak proton spinine gluon katkısını yeniden hesaplamışlardır. Bu hesaplamalar deney sonuçlarındaki hata paylarını da azaltmıştır. Bu sonuçlar göstermiştir ki gluon katkısı için $|\Delta G| < 0.3$ olmalıdır. Yine bu grup spin bağımlı yapı fonksiyonları için CLAS deney sonuçlarını kullanarak ve perturbatif QCD içermeyen katkıları da hesaba katarak bir dağılım fonksiyonu verileri hazırlamışlardır (LSS2006). Bu dağılım fonksiyonları gluon kutuplanması için üç farklı durumu içermektedir: bunlar gluon kutuplanmasının proton ile aynı yönlü olduğu $\Delta G > 0$ (SET=1) durumu, $\Delta G < 0$ (SET=2) durumu ve ΔG 'nin değişen x değerlerine göre değerler aldığı (SET=3) durumudur. Bu durumlar için yapı fonksiyonunun Bjorken x değişkenine göre grafiği çizilebilir. Böyle bir grafikte en küçük katkı proton spinine göre zıt yönlü olduğu

durumdan gelmektedir (SET=2). Özellikle büyük x değerlerinde SET=1 durumu ile SET=3 durumu yakın dağılımlara sahiptir.



Şekil 4.5 Kutuplanmış gluon dağılım fonksiyonunun üç farklı gluon kutuplanma durumu için Bjorken x değişkenine göre grafiği (Leader 2007)

Proton spinini iyi anlamak için gluon katkısını doğrudan ve iyi bir hassasiyetle ölçmek şarttır. Mevcut asimetri deneyleri ile bu konuda çalışılmasına rağmen gluon katkısının DIS deneylerinde doğrudan ölçülememesi, son durum parçacıklarının hadronize olması ve proton-proton çarpışma süreçlerindeki kirlilikten dolayı bazı belirsizlikler içermektedir. Foton-gluon ve elektron-gluon alt süreçlerinde son durumda üretilen üst kuark süreçleri gluon katkısının doğrudan ve temiz olarak ölçülmesi için ümit veren süreçlerdir.

5. TEMEL BİR PARÇACIK OLARAK ÜST KUARK

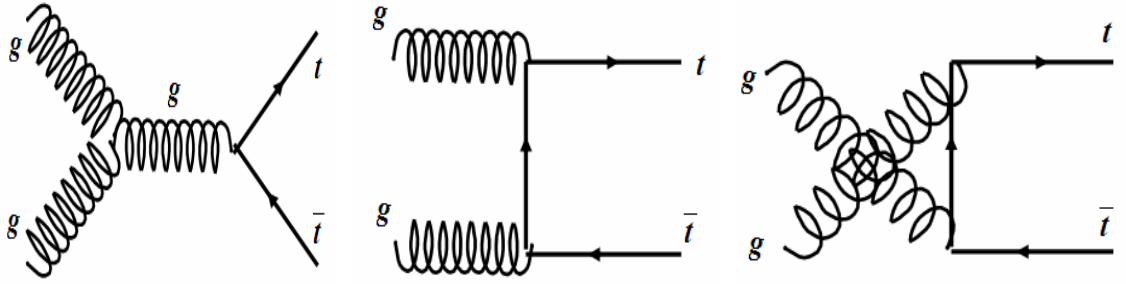
Şu ana kadar keşfedilen temel parçacıkların en büyük kütlelisi ve standart model kuark sektörünün bilinen son parçacığı üst kuarktır. 1995 yılında Fermilab'da bir proton-antiproton çarpıştırıcısı olan Tevatron'da keşfedilmiştir (Abe 1995, Abachi 1995). Tevatron yeterli istatistik olmayışından dolayı bugüne kadar sadece üst kuarkın keşfinde kullanılabilmiştir. Üst kuarkın diğer özelliklerinin esas olarak incelenmesi Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC) yapılacaktır. Üst kuarkın şu ana kadar belirlenen özellikleri standart model ile büyük bir uyum içerisindedir fakat daha ayrıntılı inceleme bu kuarkın özellikleri ve belki de standart model ötesi katkılar hakkında bilgi verecektir. Üst kuarkın kütlesi $m_t = 172,0 \pm 0,9 \pm 1,3$ GeV'dir (Nakamura 2010). Bu değer yaklaşık bir altın atomunun kütleline eşittir. Kütledeki belirsizlik diğer bütün kuarklardan küçüktür. Bunun nedeni üst kuarkın hadronize olmadan elektrozayıf etkileşmelerle bozunması ve bozunma ürünlerinden ayrıntılı bilgiler edinilebilmesidir. Üst kuarkın kütlelerinin doğru olarak belirlenmesi sadece kendisi için değil elektrozayıf teorideki bazı parametrelerin doğru olarak tayini açısından da önem taşımaktadır. Kesim 3.7'de bahsedildiği gibi üst kuarkın kütlesi W bozonunun kütleline m_t^2 şeklinde düzeltmeler getirmektedir. Ayrıca standart modelin önemli bir parametresi olan Weinberg açısının hassasiyetine de üst kuark katkısı yine m_t^2 ile orantılı gelmektedir. Elektrozayıf simetri kırılmasının enerji ölçeği 246 GeV'dir. Üst kuarkın Higgs bozonu ile etkileşmesi için bağlaşımı ise,

$$\frac{\sqrt{2}}{v} m_t \approx 1, \quad (5.1)$$

olarak belirlenir. Görüldüğü gibi üst kuarkın Higgs bozonu ile bağlaşımı bilinen diğer tüm temel parçacıklardan daha büyüktür. Bu kadar büyük kütleli olması üst kuarkı özellikle elektrozayıf simetri kırılmasının daha ayrıntılı incelenmesinde önemli bir aktör yapar. Ayrıca yine büyük kütleli standart model ötesi teorilerden gelecek katkıların incelenmesinde üst kuarkı ilgi çekici kılar.

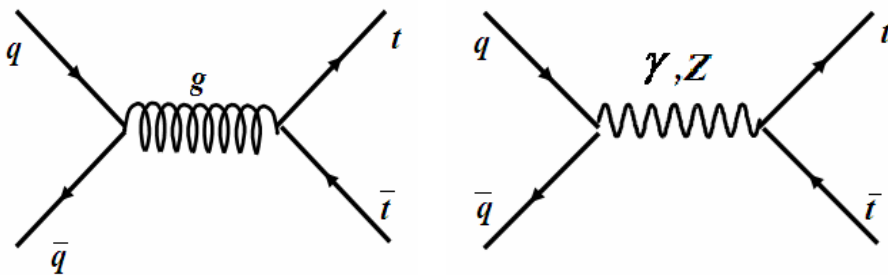
Üst kuark diğer kuarklar gibi renk yükü taşır. Bu nedenle $SU_c(3)$ altında diğer kuarklara benzer olarak üçlü şekilde dönüşür. Kuark hapsi mekanizması kuarkların renk yüklerini açık olarak belirlenmesini engellese de çift üst kuark üretim tesir kesitlerinden üst kuarkın renk üçlüsü olarak davrandığı bilinmektedir. Üst kuark, alt kuarkın $I_3 = 1/2$ zayıf izospin eşidir, standart modelin zayıf teori öngörleriyle uyum içindedir. Üst kuarkın elektrik yükünün $Q_t = 2e/3$ olduğu standart model öngörüsüdür, burada $e > 0$ pozitronun elektrik yükünü gösterir.

LHC bir proton-proton çarpıştırıcısı olduğu için çift üst kuark üretiminde baskın kanal gluon-gluon füzyonudur. Yaklaşık olarak üretimin %90'ı bu alt süreçten gelir.



Şekil 5.1 Proton-proton çarpışmasında baskın olan süreçlerin çift üst kuark üretimi için Feynman diyagramları

Tevatron ise bir proton-antiproton çarpıştırıcısı olduğu için çift üst kuark üretimi için baskın kanal kuark-kuark yok olmasıdır. Tevatron'daki üst kuark üretiminin yaklaşık %85'i bu tip alt süreçlerden gelir.



Şekil 5.2 Proton- antiproton çarpışmasında baskın olan süreçlerin çift üst kuark üretimi için Feynman diyagramları

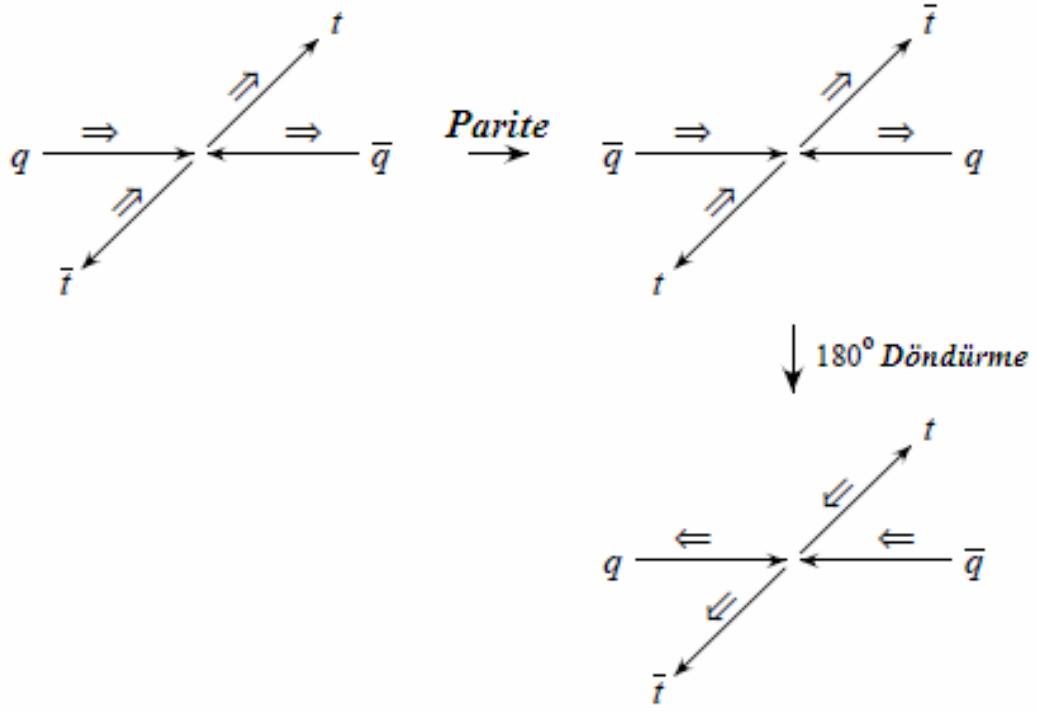
Kütleli parçacıklar için en genel spin yönelimi için spinörler şu şekilde yazılabilir:

$$\begin{aligned}
 u_+(p) &= \begin{bmatrix} \sqrt{E-p} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\ \sqrt{E+p} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \end{bmatrix} & u_-(p) &= \begin{bmatrix} \sqrt{E+p} \begin{pmatrix} \sin \frac{\theta}{2} \\ -e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\ \sqrt{E-p} \begin{pmatrix} \sin \frac{\theta}{2} \\ -e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \end{bmatrix} \\
 v_+(p) &= \begin{bmatrix} \sqrt{E+p} \begin{pmatrix} -e^{-i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\ -\sqrt{E-p} \begin{pmatrix} -e^{-i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \end{bmatrix} & v_-(p) &= \begin{bmatrix} \sqrt{E-p} \begin{pmatrix} e^{-i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\ -\sqrt{E+p} \begin{pmatrix} e^{-i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

Kütlesiz durumda $E = p$ olduğu için fermiyonların elliliği ile helisite öz durumları çakışır. Başka bir deyişle,

$$\begin{aligned}
 u_+(p) &= u_R(p) & u_-(p) &= u_L(p) \\
 v_+(p) &= v_L(p) & v_-(p) &= v_R(p)
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

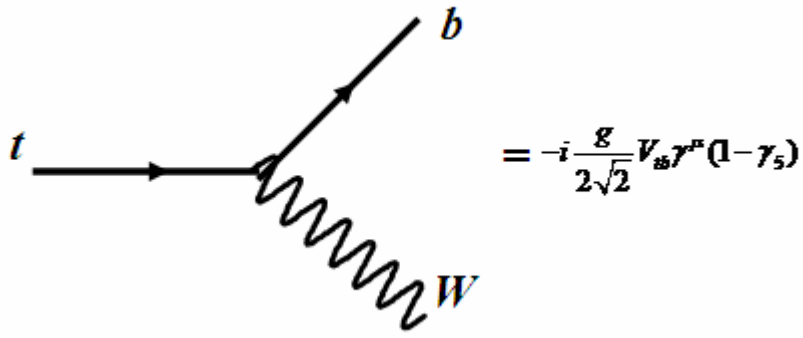
karşılık gelir. Güçlü etkileşmeler için fermiyonların elliliği korunur. Kütlesiz durumda ellilik ile helisite aynı durumlara karşılık geldiği için helisite de güçlü etkileşmelerde korunur. Fakat aynı özelliği etkileşmeye giren fermiyonların kütleli olduğu durumda söyleyemeyiz, ellilik korunurken helisite korunmayabilir. Güçlü etkileşmelerde üretilen üst kuarkların kutupluluklarını incelemek için etkileşmenin parite işlemcisi altındaki davranışını inceleyelim. Kuark-kuark yok olma sürecinde çift üst kuark üretiminin parite altında davranışını aşağıdaki şekilde gösterebiliriz.



Şekil 5.3 Çift üst kuark üretiminde güçlü etkileşmelerin parite altında davranışı (Willenbrock 2002)

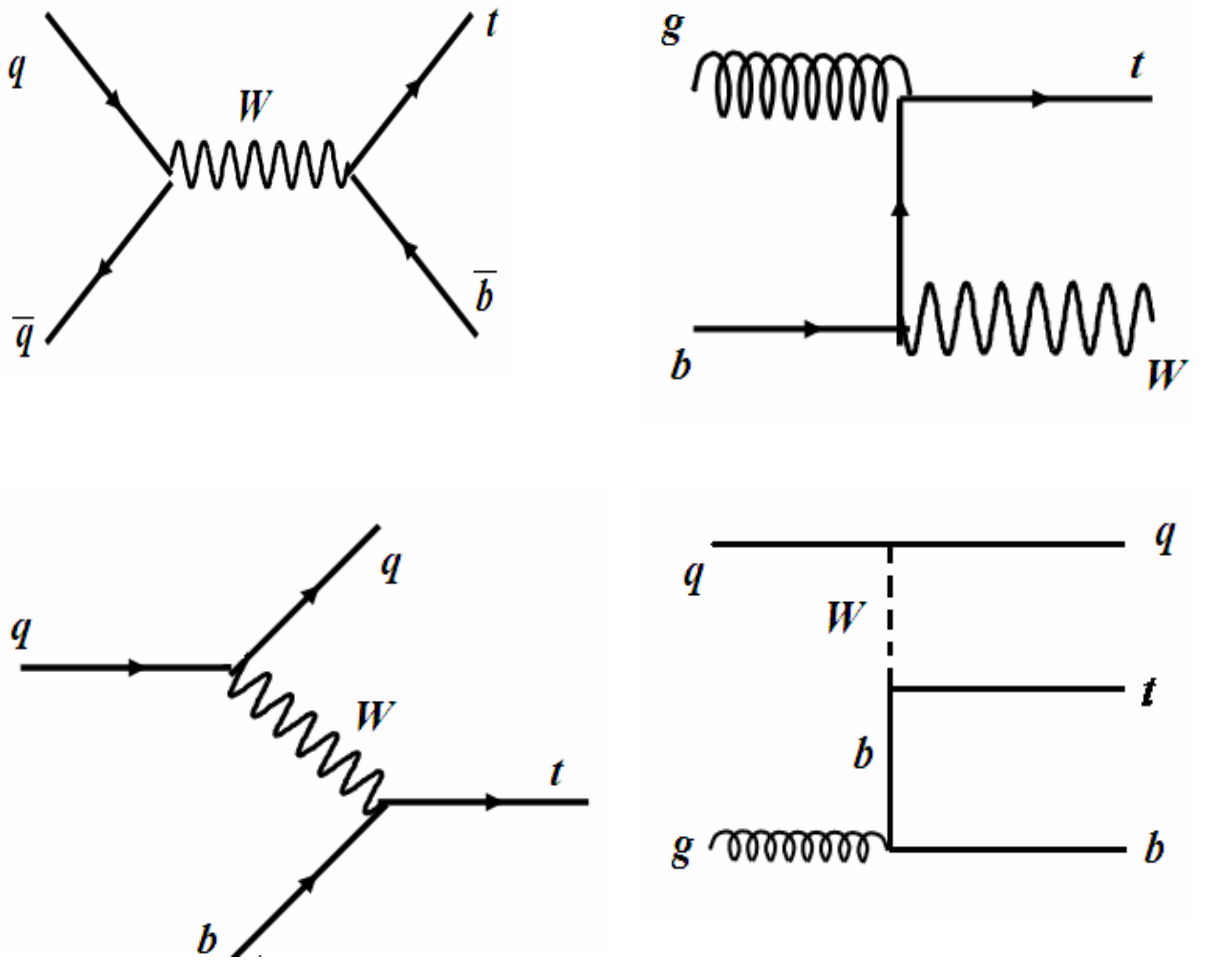
Güçlü etkileşmeler parite altında korunduğundan yukarıda gösterilen ilk ve son şekil üretilen üst kuarkların pozitif ve negatif helisiteli olarak eşit olasılıkla üretilebileceğini gösterir. Aynı özellik gluon füzyon süreci için de geçerlidir. Dolayısıyla güçlü etkileşmeler vasıtasıyla, üst kuarklar gelen parçacıkların kutupsuz olduğu durumda etkileşme köşesinden dolayı kutuplu halde üretilemezler.

Üst kuarklar proton-proton(antiproton) çarpıştırıcılarında sadece güçlü etkileşmeler aracılığıyla değil, zayıf etkileşmeler aracılığıyla da üretilebilirler. Bu tür etkileşmeler olay sayısı açısından güçlü etkileşmelerden daha azdır. Zayıf etkileşme köşesinin vektör-aksiyel vektör yapısından dolayı parite korunmaz ve bu tür süreçlerde üst kuarklar kendiliğinden kutuplu halde üretilebilirler.



Şekil 5.4 Üst kuarkın zayıf etkileşme köşesi

Üst kuarkların proton-proton(antiproton) çarpıştırıcılarında üretilmesi için Feynman diyagramları aşağıdaki şekildedir.



Şekil 5.5 Üst kuarkın proton-proton çarpıştırıcılarında ağaç seviyesinde üretimi

1995’de üst kuarkın keşfi kuark antikuarık alt sürecinden çift üst kuark üretimi gözlenerek yapılmıştır şekil 5.2. Bundan sonra standart modelde olan tek üst kuark üretim süreci olay sayısının azlığı nedeniyle uzun bir süre gözlenememiştir. Son yıllarda yine Tevatron’da tek üst kuark üretimi de gözlenebilmiştir (Abazov 2008). Tek üst kuarkı üretimi özellikle zayıf etkileşmeler aracılığıyla yapıldığından dolayı CKM matris elemanı olan V_{tb} ’nin ölçülmesinde büyük bir öneme sahiptir.

Üst kuarkın ömrü diğer bilinen tüm kuarklardan farklı olarak hadronize olamayacak kadar kısadır. Ömrü yaklaşık olarak $\tau \cong 5.10^{-25}$ s. dir. Standart modelde üst kuark yaklaşık %99 oranında $t \rightarrow bW^+$ şeklinde bozunur. Diğer önemli bozunum kanalları $Br(t \rightarrow sW^+) \cong 1,9.10^{-3}$ ve $Br(t \rightarrow dW^+) \cong 10^{-4}$ dir. Dallanma oranlarının oranı cinsinden bir parametre tanımlanabilir:

$$R = \frac{Br(t \rightarrow bW^+)}{\sum_{q=b,s,d} Br(t \rightarrow qW^+)} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2}. \quad (5.4)$$

Tevatron’da R değeri için, CDF ve D0 detektörlerinin yaklaşık değeri $R = 0,97_{-0.08}^{+0.09}$ şeklindedir (Leone 2007, Abazov 2008).

Üst kuarkın bozunma genişliği ise

$$\Gamma_t(t \rightarrow bW) = \frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}} m_t^3 |V_{tb}|^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2 \frac{m_W^2}{m_t^2}\right) = 1,44 \text{ GeV} \quad (5.5)$$

olarak elde edilir. Bu sonuç elde edilirken alt kuarkın kütlesi üst kuarkın ve yüklü zayıf bozonun kütlesinin yanında küçük kaldığı için ihmal edilmiştir.

Üst kuarkın büyük kütlesinden dolayı kısa ömürlü olması onun hadronize olmadan elektrozayıf etkileşmeler vasıtasıyla bozunmasını sağlar. Üst kuarkın bozunum genişliği yukarıda da bahsedildiği gibi yaklaşık $\Gamma_t^{-1} \approx (1.44 \text{ GeV})^{-1}$ dir. Güçlü etkileşmelerin

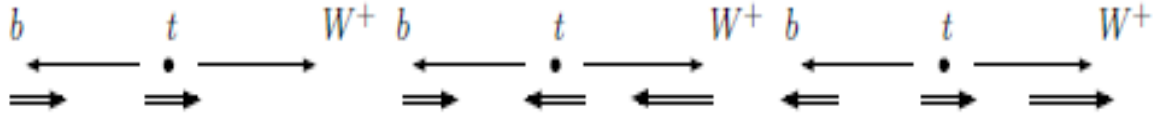
hadronizasyon ölçeği ise $\Lambda_{QCD}^{-1} \approx (200 \text{ MeV})^{-1}$ civarındadır. Bu ölçekte bozunan bir kuark daha hafif bir antikuark ile $(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)/\sqrt{2}$ olan toplam spin sıfır durumu oluşturacak şekilde etkileşmeye girer. Dolayısıyla son durumda büyük kütleli kuarkın spin bilgisi ayırt edilemez. Üst kuark bozunum genişliği hadronize olamayacak kadar kısadır. Bu özellik üst kuarkın spin bilgisinin korunmasına ve elektrozayıf etkileşmeden sonra bozunum ürünleri aracılığıyla spin bilgisinin incelenmesine olanak getirir (Kühn 1984, Jezabek 1989, Falk 1994, Jezabek 1994, Mahlon 1996, Mahlon 1997, Bernreuther 2008). LHC’de çift üst kuark üretiminde spin asimetrisi ölçümleri iyi bir doğrulukla yapılabilecektir (Hubaut 2005).

Üst kuarkın bozunumunda, W bozonu üst kuarkın kütesinin büyüklüğünden dolayı kütle kabuğu üzerinde oluşabilir ve daha sonra hadronik veya leptonik olarak tekrar bozunabilir. Son durumda jet ve leptonik kanal veya tamamen hadronik kanal kalabilir. Üst kuarkın W^+b bozunum kanalında bozunum süreci standart model elektrozayıf teori uyarınca vektör-aksiyel vektör (V-A) köşesi ile olur. Bu bozunmadan sonra tekrar bozunan zayıf ayar bozonu spin bilgisini leptonlara aktarabilir. Bu bozunumda zayıf bozonun helisitesini incelemek için $F_0 = Br(t \rightarrow Wb(\lambda_w = 0))$, $F_{\mp} = Br(t \rightarrow Wb(\lambda_w = \mp 1))$ tanımlanabilir. Burada λ_w zayıf bozonun helisite özdeğeridir. Tanım gereği $F_0 + F_- + F_+ = 1$ olmalıdır. Etkileşme köşesinin vektör-aksiyel vektör (V-A) yapısından ve açılal momentumun korunumundan dolayı zayıf vektör bozonları sıfır ve negatif helisite özdeğerli durumlara bozunmasına rağmen, pozitif helisite özdeğerli durumlar m_b^2/m_w^2 faktörü ile baskılanmıştır. Sıfır ve negatif özdeğerli durumlar için dallanma oranları,

$$F_0^B = \frac{m_t^2}{m_t^2 + 2m_w^2} = 0,6934 \quad (5.6)$$

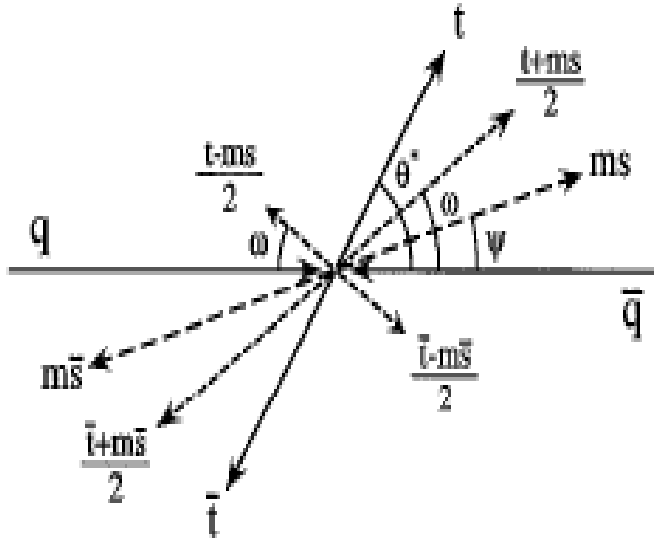
$$F_0^B = \frac{2m_w^2}{m_t^2 + 2m_w^2} = 0,3066 \quad (5.7)$$

olarak bulunur. Karşit üst kuarkın bozunumu için $\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-$ için $F_0 = F_0$, $F_{\pm} = F_{\mp}$ değişikleriyle zayıf bozonun helisitesi bulunabilir. Bu dallanma oranlarında oluşacak fark ise CKM matris elemanındaki CP ihlalinin göstergesidir. Zayıf bozonların boyuna kutuplanma oranının %70 olması üst kuark bozunum sürecinin bir göstergesidir. Çünkü diğer QCD süreçlerinde W bozonun çoğunlukla enine helisiteli olarak üretilir.



Şekil 5.6 Üst kuarkın spinine göre bozunma durumunda oluşan parçacıkların spin yönelimleri

Üst kuark, kuark-kuark yok olma sürecinde üretildiğinde spin yönelimi ve üst kuark momentumları bir şekilde gösterilebilir.



Şekil 5.7 Üst kuarkın çift üretiminde momentum ve spin yönelimleri (Mahlon 1997)

Burada üst kuarkın spininin kütle merkezinde gelen kuark doğrultusuyla yaptığı açı,

$$\tan \psi = \frac{\beta^2 \sin \theta_{qt} \cos \theta_{qt}}{1 - \beta^2 \sin^2 \theta_{qt}} \quad (5.8)$$

şeklindedir. 5.8 ifadesinde β üst kuarkın hız vektörü, θ_{qt} ise üst kuark momentumunun gelen kuark eksenine ile yaptığı açıdır. Üst kuark Tevatron'da ancak üretilebildiği için β hız büyüklüğü küçük olmaktadır. Bu nedenle yukarıdaki açı ifadesinden de görülebileceği gibi üst kuarkın enerjisinin küçük olduğu durumlarda spin yönelimi demet doğrultusuna yaklaşmakta, enerji büyüdükçe spin yönelimi üst kuarkların momentum yönüne kaymaktadır. Çok büyük enerjilerde ise üst kuarkın spin yönelimi helisite doğrultusundadır. Bu sonuçlardan sonra şu söylenebilir Tevatron'da spin bazı seçimi olarak demet doğrultusu iyi bir seçimdir, LHC'de ise helisite bazı daha iyi bir seçim olarak karşımıza çıkar. Buradan hareketle üst kuarkın enerjisinin bu iki sınır arasında olduğu durumları daha rahat inceleyebilmek için yeni bir doğrultu tanımlanabilir. Bu spin vektörü ile momentum vektörünün arasında olan sanal bir vektördür:

$$t_1 = \frac{t + ms}{2} . \quad (5.9)$$

Burada t_1 sanal vektörün uzaysal kısmını, t ise üst kuarkın momentumunu göstermektedir. Benzer şekilde üst kuark için ikinci bir sanal t_2 vektörü tanımlanabilir:

$$t_2 = \frac{t - ms}{2} . \quad (5.10)$$

Bu ifadeler aynı şekilde dörtlü momentum büyüklüklerine genişletilebilir. Üst kuarkın durgun çerçevesinde t_1 vektörünün uzaysal kısmı üst kuarkın kutuplanma yönünde, t_2 vektörünün uzaysal kısmı ise kutuplanmaya zıt yönde bir vektördür. Üst kuarkın durgun çerçevesinde dörtlü spin vektörü,

$$s^\mu = (0, \vec{s}) \quad (5.11)$$

olarak tanımlanır.

Üst kuarkın dallanma oranı en büyük bozunum süreci $t \rightarrow Wb$ sürecidir. Bu süreç için zayıf ayar bozununun da leptonik kanala bozunmasını incelersek bozunum genişliği,

$$d\Gamma \sim \sum_{Spin} |M|^2 \sim (t.l)(b.v) \quad (5.13)$$

şeklindedir. Burada her bir parçacığın momentumu kendi simgesiyle gösterilmiştir. Üst kuarkın spin yuları ve aşağı durumları için bu bozunum genişliği t_1, t_2 vektörleri cinsinden yazılmak istenirse,

$$d\Gamma_\uparrow \sim (t_2.l)(b.v) \quad (5.14)$$

$$d\Gamma_\downarrow \sim (t_1.l)(b.v)$$

elde edilir. Üst kuarkın durgun sisteminde spin yukarı olduğu durumu ele alalım. Bu durumda t_2 vektörünün uzaysal bileşeni üst kuarkın spin doğrultusu ile zıt yönlüdür. Bunu da dikkate alarak bozunum genişliği; θ , lepton ile spin vektörü arasındaki açıyı göstermek üzere,

$$d\Gamma_\uparrow \sim t_2.l \sim 1 + \text{Cos}\theta \quad (5.15)$$

olmaktadır. Diferansiyel genişlik de benzer olarak,

$$\frac{d\Gamma_\uparrow}{d\text{Cos}\theta} \sim 1 + \text{Cos}\theta, \quad (5.16)$$

ile ifade edilir. Bu son ifade gösterir ki son durum leptonu üst kuarkın spin yöneliminde hareket etmeye çalışır. Gerçekte yüklü lepton son durumu üst kuarkın spin analizinde en

önemli araçtır. Bu tartışmanın benzerini üst kuarkın tekli üretimi için de yapmak mümkündür.

Bir üst paragraftaki tartışmayı diğer bozunum ürünlerine de genelleştirebiliriz. Üst kuark spini ile bozunum ürünlerinin açısal dağılımının ilişkisi,

$$\frac{1}{\Gamma_i} \frac{d\Gamma_i}{d\cos\theta_i} = \frac{1}{2} (1 + p\beta_i \cos\theta_i). \quad (5.17)$$

Burada $p = \pm 1$ üst kuarkın kutuplanma derecesidir. Bozunma ürünleri ile üst kuarkın spin yönelimi arasındaki korelasyon katsayıları her bir durum için ayrı ayrı hesaplanabilir. Aşağıda farklı son durumlar için bu korelasyon değerleri verilmiştir. Bu ifadede açı değerleri şekil 5.8'den de görüleceği gibi ürün olan her bir parçacığın momentumunun üst kuark spin kuantizasyon eksenine ile yaptığı açıdır.

Çizelge 5.1 Üst kuarkın leptonik ve hadronik bozunmaları için korelasyon katsayıları

Bozunma Ürünü	β_i
$b(W)$	-0,39(0,39)
ν_l, u, c	-0,33
l^+, d, s	1,0

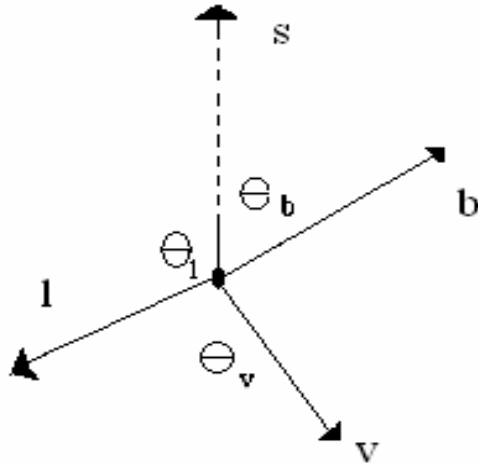
Çizelge 5.1'den de görüleceği gibi korelasyon katsayıları en büyük olan lepton ve d-tipi kuarklar üst kuark spin incelemesi açısından en iyi seçimdir. Bu ifadeden şunu söyleyebiliriz ki son durum leptonu üst kuark spin eksenine ile tam olarak aynı yönlü momentuma sahiptir. Burada yüklü leptonun kendini üreten zayıf ayar bozonundan daha iyi bir şekilde üst kuark spin bilgisi hakkında bilgi vereceği görülür. Bu özellik ilk bakışta tuhaf gözükabilir. Fakat üretilen lepton dağılımı, W zayıf ayar bozonunun genliklerinde $\lambda_w = 0$ ve $\lambda_w = -1$ durumlarının ortalamasından gelir. Burada çapraz terimler ise lepton momentumunun üst kuark spin eksenine ile yaptığı açıda tam olarak paralel ve anti paralel durumlarda yapıcı ve yıkıcı olarak katkı yapar.

(5.17) ifadesinin benzeri anti üst kuark durumları içinde yazılabilir:

$$\frac{1}{\Gamma_{\bar{i}}} \frac{d\Gamma_{\bar{i}}}{d\cos\theta_{\bar{i}}} = \frac{1}{2} (1 + p\beta_{\bar{i}} \cos\theta_{\bar{i}}). \quad (5.18)$$

Burada yeni korelasyon katsayıları $\beta_{\bar{i}} = -\beta_i$ şeklindedir. Herhangi bir şekilde bu ifadedeki sapma standart modeldeki CP ihlalini gösterir.

Üst kuarkın durgun çerçevesinde leptonik kanalda bozunum ürünlerinin üst kuarkın spin kuantizasyon eksenini ile yaptığı açıları şekil 5.8'deki gibi gösterebiliriz.



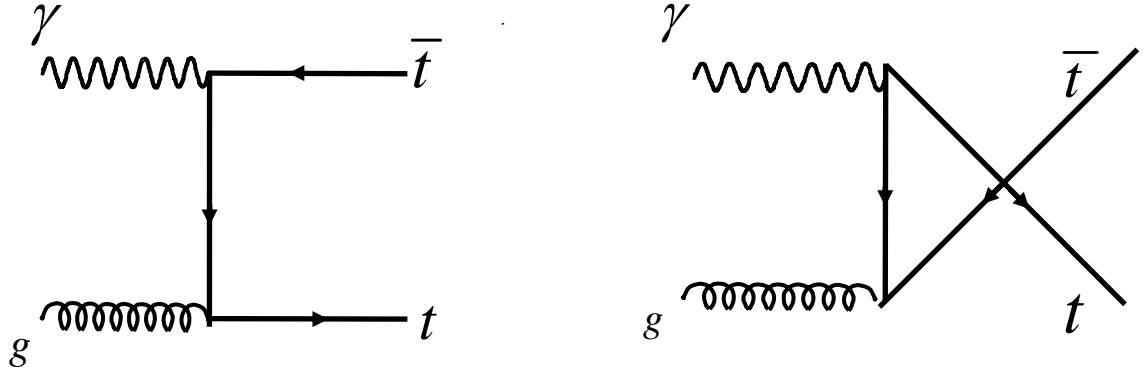
Şekil 5.8 Üst kuarkın durgun çerçevesinde bozunma ürünlerinin spin eksenini ile yaptığı açıları

Üst kuark son durumları yukarıda anlatılan özelliklerinden dolayı spin bilgisini incelemeye son derece yararlı sonuçlar verebilir. Özellikle gluon kutuplanmasının incelenmesinde son durum üst kuarkların hadronize olmaması sebebiyle gluon spin bilgisi hakkında net sonuçlar verebilir. Proton-proton çarpıştırıcıları şekil 5.1'den görüldüğü gibi sürece giren gluonların birden fazla olması ve kuark-kuark etkileşmelerinin de aynı son durumu vermeleri sebebiyle gluon kutuplanmasının direk ölçümü için net sonuçlar veremeyebilir. Elektron-proton çarpıştırıcılarında çift üst kuark son durumunu foton-gluon alt süreci kullanarak elde etmek mümkündür. Bu tür süreçler ile çift üst kuark üretimi açısından gluon kutuplanmasının doğrudan katkı yapması

nedeniyle çok daha temiz sonuçlar elde edilebilir. Bu tür çarpıştırıcılarda gerçek fotonlar elektrondan Compton geri saçılmasıyla elde edilebilir. Compton geri saçılması için foton dağılım fonksiyonu Ek 1’de verilmiştir.

6. ELEKTRON-PROTON ÇARPIŞTIRICILARINDA ÇİFT ÜST KUARK ÜRETİMİ

Elektron-proton çarpıştırıcılarında çift üst kuark üretimi elektrondan Compton geri saçılmasıyla üretilen foton ile proton içindeki gluonun sürece girmesiyle sağlanabilir. Bu üretimin ağaç seviyesinde alt süreç Feynman diyagramları aşağıdaki gibidir.



Şekil 6.1 Çift üst kuark üretimi için ağaç seviyesinde Feynman diyagramları

Bu tür bir süreç için eğer proton belirli bir yönde kutuplanmış olarak sürece girerse, alt süreç için gelen gluonda belirli bir yönde kutuplanmış olarak alınabilir. Üst kuarkın kutuplanma durumunda iki farklı seçim yapılabilir. Çıkan iki üst kuarkında spin bilgisine bakılmak isteniyorsa her bir üst kuarkın ve gluonun helisite özdeğerleri cinsinden böyle bir sürecin diferansiyel tesir kesiti hesaplanabilir. Çift üst kuarkın kutuplanmış ve gluonunda kutuplanmış durumu için diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dz}(\lambda_g, \lambda_t, \lambda_{\bar{t}}) = \frac{\beta N_c \pi \alpha \alpha_s Q_t^2}{4\hat{s}(1-\beta^2 z^2)^2} \left[-4\beta\lambda_g \{(\beta^2 - 1)(\lambda_t - \lambda_{\bar{t}}) + \beta(\lambda_t + \lambda_{\bar{t}})(1-z^2)z\} \right. \\ \left. + 2\beta^4(\lambda_t \lambda_{\bar{t}} - 1)(1+(1-z^2)^2) + 4\beta^2(1+\lambda_t \lambda_{\bar{t}} z^2)(1-z^2) - 2(\lambda_t \lambda_{\bar{t}} - 1) \right]. \quad (6.1)$$

Burada $\lambda_g, \lambda_t, \lambda_{\bar{t}}$ sırasıyla gluonun, üst kuarkın ve antikuarkın helisite özdeğerleridir. β , üst kuarkın hızı, $N_c = 1/2$ renk katsayısı, α, α_s ise elektromagnetik ve güçlü etkileşme bağlaşım sabitleri, Q_t ise üst kuarkın yüküdür. Üstteki ifadeye dikkatli bakılırsa üç

farklı terim içerdiği görülür. İki kıvrık parantez içerisindeki gluon helisite özdeğerine yani proton kutuplanma durumuna bağlı olan terim, ikincisi ve üçüncüsü ise üst kuarkın helisite özdeğerine bağlı olan ve kutuplanmamış terimlerdir. Üst kuarkın helisite özdeğerine bağlı ikinci terim protonun kutuplu olmadığı durumda bile çıkan üst kuarkların kutuplanmasını mümkün kılar. z, β, ξ parametrelerinin açık tanımları

$$z = \text{Cos}\theta, \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{\hat{s}}}, \quad \xi = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \quad (6.2)$$

şeklindedir. Alt süreç için toplam tesir kesiti üst kuarkın saçılma açısı üzerinden integrasyon yaparak elde edilebilir. Bu şekilde çift üst kuarkın kutuplanma durumu için helisite özdeğerlerine bağlı olarak toplam tesir kesiti,

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}(\lambda_g, \lambda_t, \lambda_{\bar{t}}) = & \frac{\beta N_c \pi \alpha_s Q_t^2}{4\hat{s}} \left[4\lambda_g (\lambda_t - \lambda_{\bar{t}}) \{ (1 - \beta^2) \log \xi + \beta \} \right. \\ & + \frac{4}{\beta^3} \{ (1 - \lambda_t \lambda_{\bar{t}}) \beta^5 - (2 - \lambda_t \lambda_{\bar{t}}) \beta^3 - 3\lambda_t \lambda_{\bar{t}} \beta \\ & \left. + \log \xi \left[-(1 - \lambda_t \lambda_{\bar{t}}) \beta^6 + \lambda_t \lambda_{\bar{t}} \beta^4 + 3(1 - \lambda_t \lambda_{\bar{t}}) \beta^2 + 3\lambda_t \lambda_{\bar{t}} \right] \right]. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Proton helisite özdeğerinin pozitif değeri için üst kuarkların asimetri değerlerine bakılabilir. Bu değerler bize gluonun kutuplanma durumunun asimetri üzerinde ne kadarlık bir farka yol açtığını gösterecektir. Böylece protonun içindeki parçacıklardan gluonun proton spinine katkısı hesaplanabilir. Çift üst kuark kutuplanma durumu için asimetri ifadesi;

$$A_2 = \frac{\sigma_+(\lambda_t = 1, \lambda_{\bar{t}} = -1) - \sigma_+(\lambda_t = -1, \lambda_{\bar{t}} = +1)}{\sigma_+(\lambda_t = 1, \lambda_{\bar{t}} = -1) + \sigma_+(\lambda_t = -1, \lambda_{\bar{t}} = +1)} = \frac{\Delta \hat{\sigma}_2}{\hat{\sigma}_2}. \quad (6.4)$$

Asimetri ifadesinde ki terimleri açık olarak yazarsak

$$\Delta \widehat{\sigma}_2(\lambda_g, \lambda_t, \lambda_{\bar{t}}) = \frac{4\beta N_c \pi \alpha \alpha_s Q_t^2}{\widehat{s}} \left[\{(1 - \beta^2) \log \xi + \beta\} \right], \quad (6.5)$$

iki üst kuarkında kutupsuz olduğu durum için toplam tesir kesiti,

$$\begin{aligned} \widehat{\sigma}_2 = \frac{2 N_c \pi \alpha \alpha_s Q_t^2}{\widehat{s} \beta^2} & \left[(-2\beta^6 - \beta^4 + 6\beta^2 - 3) \log \xi \right. \\ & \left. + 2\beta^5 - 3\beta(\beta^2 - 1) \right]. \end{aligned} \quad (6.6)$$

Alt süreç tesir kesitleri parton dağılım fonksiyonları kullanılarak ana süreç ifadelerine bağlanabilir. Bunun için alt sürece giren parçacıkların momentumlarının ana süreç parçacıklarının momentumlarına oranları x_1, x_2 'ye bağlı olarak ana sürecin kutuplanmış ve kutuplanmamış tesir kesitleri,

$$\Delta \sigma = \int_{x_1^{\min}}^{x_1^{\max}} dx_1 \int_{x_2^{\min}}^1 dx_2 f_\gamma(x_1) \Delta g(x_2, Q) \Delta \widehat{\sigma}(\widehat{s}) \quad (6.7)$$

$$\sigma = \int_{x_1^{\min}}^{x_1^{\max}} dx_1 \int_{x_2^{\min}}^1 dx_2 f_\gamma(x_1) g(x_2, Q^2) \Delta \widehat{\sigma}(\widehat{s}) \quad (6.8)$$

şeklinde verilir. Burada $\Delta g(x_2, Q)$ gluon için kutuplu dağılım fonksiyonu, $f_\gamma(x_1)$ Compton geri saçılması için foton dağılım fonksiyonudur. Çalışmada spin bağımlı dağılım fonksiyonları olarak LSS2006 (Leader 2007) dağılım fonksiyonu, spin bağımsız dağılım fonksiyonu olarak MRST2006 (Martin 2007), foton dağılım fonksiyonu olarak da ters Compton saçılması için foton dağılımı kullanılmıştır (Ginzburg 1983,1984, Telnov 1990, Borden 1992).

Üst kuarklardan birinin spin bilgisini önemsemeksizin diğerinin açılal dağılımı vasıtasıyla spin bilgisine de bakılabilir. Böyle bir durum için diğer üst kuark

kutuplanmamış olarak düşünülür. Tek üst kuark kutuplanma durumu için diferansiyel tesir kesiti şu şekildedir,

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{dz}(\lambda_g, \lambda_t) = & \frac{\beta N_c \pi \alpha_s Q_t^2}{4\hat{s}(1-\beta^2 z^2)^2} \left[-8\beta \lambda_g \lambda_t \{(\beta^2 - 1) + \beta z(1 - z^2)\} \right. \\ & \left. + 4 \left\{ -\beta^4 (1 + (1 - z^2)^2) + 2\beta^2 (1 - z^2) + 1 \right\} \right]. \end{aligned} \quad (6.9)$$

Dikkat edilirse burada üst kuarkın helisite özdeğeri ile gluon helisite özdeğeri bağımlıdır ve ek olarak kutuplanmamış kısımdan gelen bir terim daha vardır. Üst kuark ile gluonun kutuplanma durumlarının bağımlı olması gelen proton demetinin ve bundan ötürü gluonun kutuplanmamış olduğu durumda çıkan üst kuarkın da kutuplanamayacağını gösterir. Başka bir deyişle çıkan kuarkın kutuplanma durumu gluona doğrudan bağlıdır.

Yine bu süreç açığı üzerinden integre edilebilir. Bu durumda tek üst kuark kutuplanma durumu için toplam tesir kesiti,

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}(\lambda_g, \lambda_t) = & \frac{2\beta N_c \pi \alpha_s Q_t^2}{\hat{s}} \left[\lambda_g \lambda_t \{(\beta^2 - 1) \log \xi + \beta\} \right. \\ & \left. + \left\{ \left(\frac{3}{\beta} - \beta^3 \right) \log \xi + \beta^2 - 2 \right\} \right], \end{aligned} \quad (6.10)$$

bulunur. Burada,

$$z = \text{Cos}\theta, \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{\hat{s}}}, \quad \xi = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \quad (6.11)$$

olarak alınmıştır.

Yine protonun pozitif helisite özdeğeri alınarak sadece üst kuarkın farklı spin durumunda bir asimetri ifadesi yazılabilir. Tek üst kuark kutuplanma durumu için asimetri ifadesi;

$$A_1 = \frac{\sigma_+(\lambda_t = 1) - \sigma_+(\lambda_t = -1)}{\sigma_+(\lambda_t = 1) + \sigma_+(\lambda_t = -1)} = \frac{\Delta \hat{\sigma}}{\hat{\sigma}}, \quad (6.12)$$

burada

$$\Delta \hat{\sigma} = \frac{4\beta N_c \pi \alpha_s Q_t^2}{\hat{s}} \left[\{(1 - \beta^2) \log \xi + \beta\} \right], \quad (6.13)$$

toplam tesir kesiti,

$$\hat{\sigma} = \frac{4\beta N_c \pi \alpha_s Q_t^2}{\hat{s}} \left[\{(3 - \beta^4) \log \xi + \beta(\beta^2 - 2)\} \right]. \quad (6.14)$$

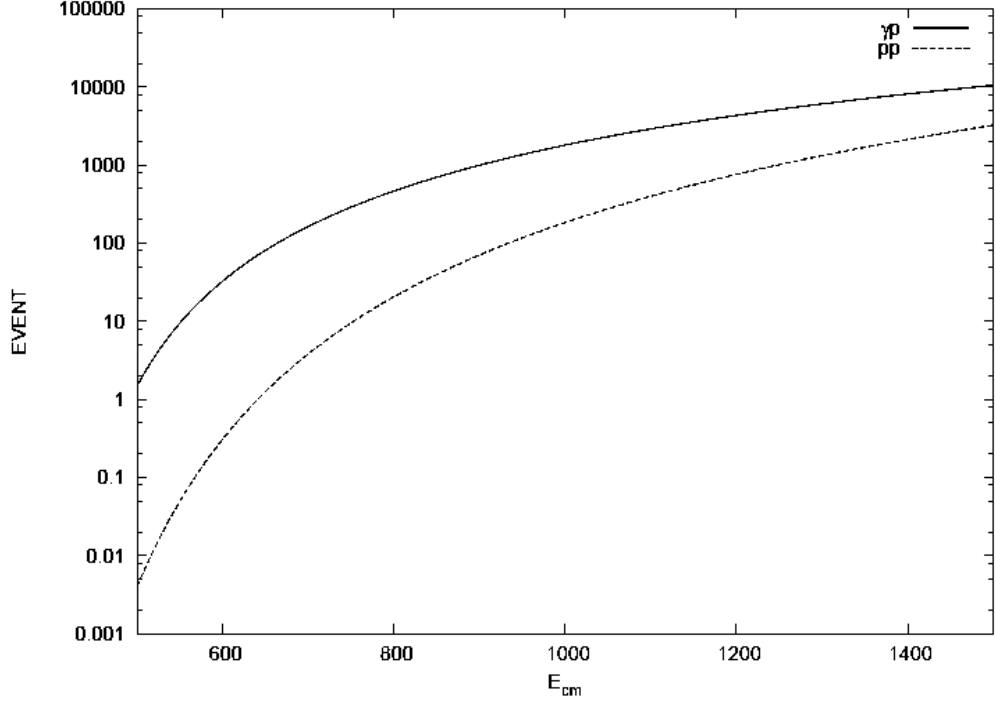
Foton-proton çarpışmalarının proton spinine gluon katkısının doğrudan ölçülmesinde katkıda bulunmasının yanı sıra bir avantajı daha vardır. Kutuplanmamış durumda olay sayıları açısından foton-proton çarpışmaları daha büyüktür. Bunu daha açık görmek için, kutuplanmamış durumda proton-proton çarpışmasında için üst kuark üretim tesir kesiti,

$$\hat{\sigma} = \frac{\pi \alpha_s^2}{432 \hat{s}} \left[\beta(215\beta^2 - 339) + 18(\beta^4 - 18\beta^2 + 33) \log \xi \right]. \quad (6.15)$$

Foton-proton çarpışması için kutuplanmamış durumda üst kuark üretim tesir kesiti,

$$\hat{\sigma} = \frac{4\beta N_c \pi \alpha_s Q_t^2}{\hat{s}} \left[\{(3 - \beta^4) \log \xi + \beta(\beta^2 - 2)\} \right]. \quad (6.16)$$

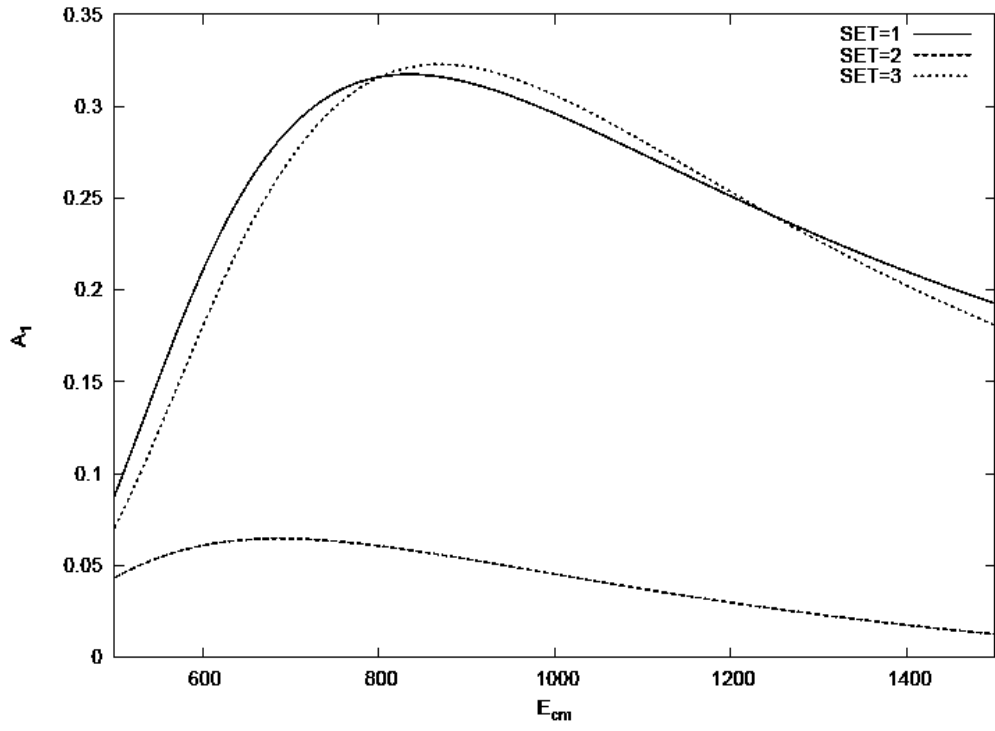
şeklindedir. Bu iki ifade kullanılarak ve alt süreç, dağılımlar üzerinden integre edildiğinde çeşitli kütle merkezi enerjileri için foton-proton ve proton-proton çarpışmaları şekil 6.2'deki gibi kıyaslanabilir.



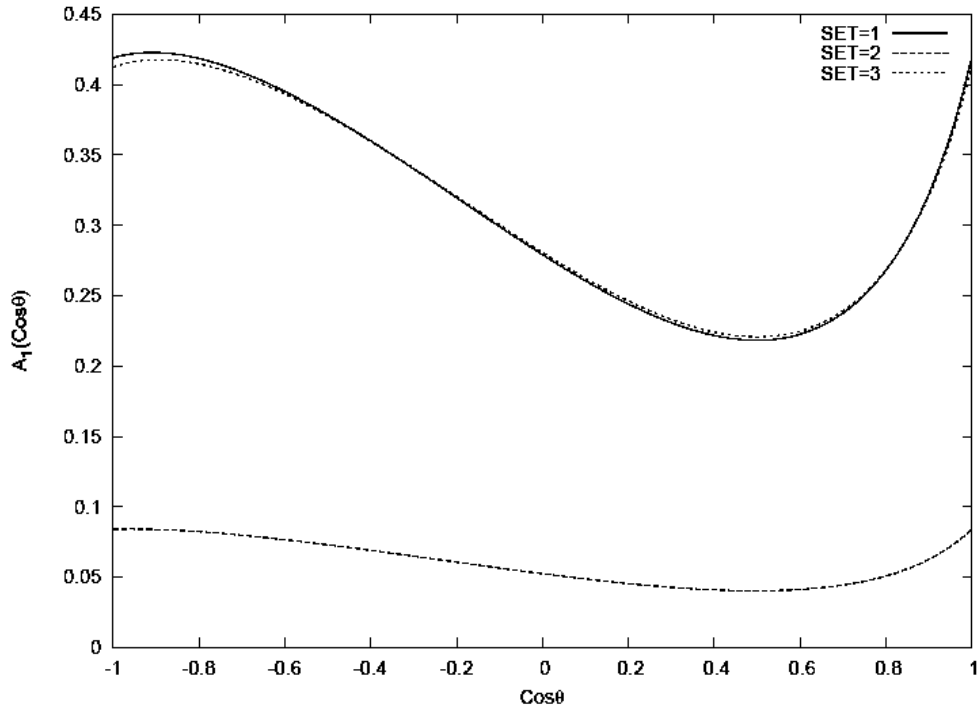
Şekil 6.2 Foton-proton ve proton-proton çarpışmalarında olay sayılarının kütle merkezi enerjisine göre grafiği

Şekil 6.2'de gösterildiği gibi olay sayısı açısından foton-proton çarpışması proton-proton çarpışmasına göre oldukça avantajlıdır. Olay sayısından başka proton-proton çarpışmaları, proton spinine gluon katkısının kuark katkılarından ayırt edilememesi ve son durumda asimetri ölçümü için kuarkların hadronize olması nedeniyle oluşan belirsizliklerden dolayı dezavantajlıdır.

Tek üst kuarkın kutuplanma durumu için asimetrinin kütle merkezi enerjisine ve diferansiyel asimetrinin üst kuarkın saçılma açısına göre grafiği çizildiğinde gluon kutuplanmasının üst kuark spin asimetrisine büyük bir etkisi olduğu görülür (Atağ 2009).



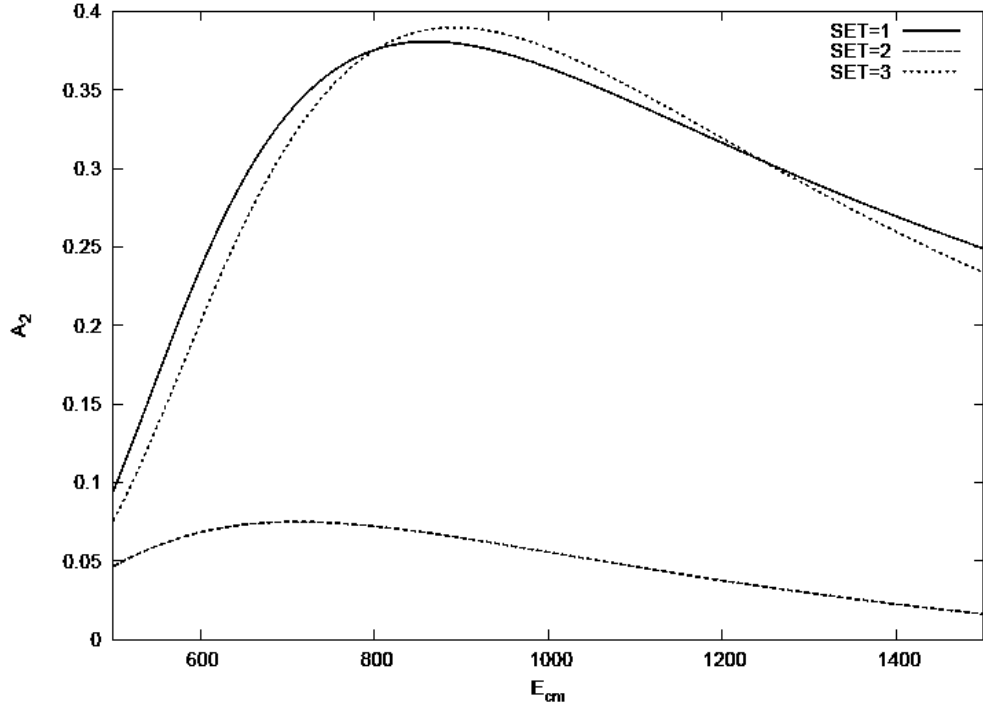
Şekil 6.3 Tek üst kuark kutuplanma durumu için toplam asimetrinin kütle merkezine göre grafiği



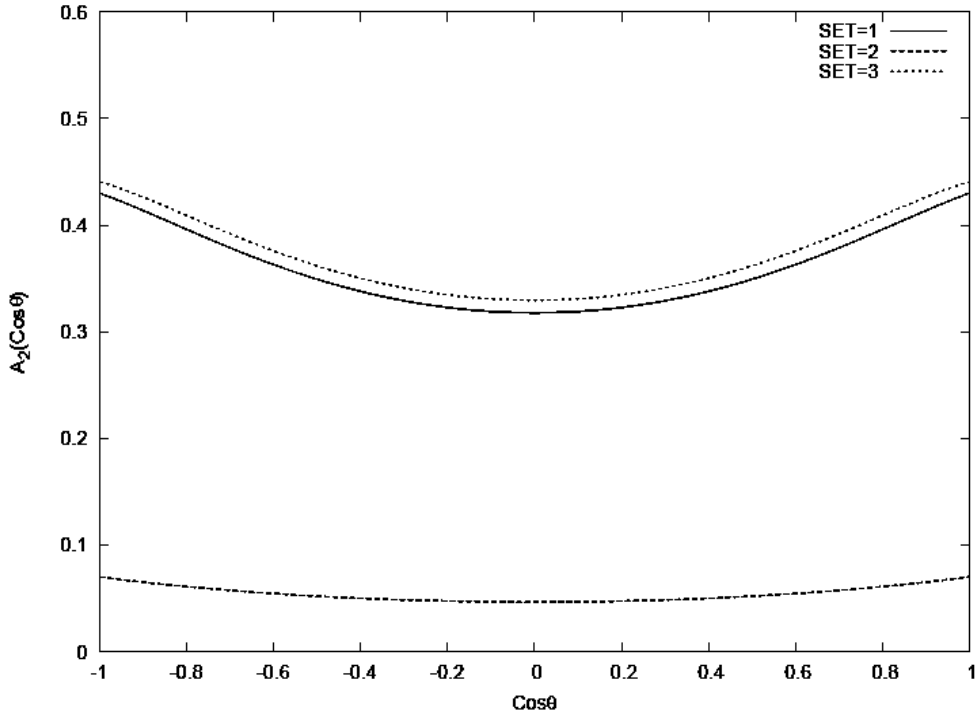
Şekil 6.4 Tek üst kuark kutuplanma durumu için diferansiyel asimetrinin açığa göre grafiği

Tek üst kuarkın spin bilgisinin incelendiği böyle bir süreçte üretilen üst kuarklardan birinin leptonik diğerinin hadronik olarak bozunduğu düşünülmüştür. Böyle bir yarı leptonik bozunum kanalı için dallanma oranı yaklaşık 0,3'dür. Şekil 6.3'de görüleceği gibi tek üst kuarkın kutuplanması incelendiğinde $SET=1,3$ durumları için kütle merkezi enerjisinin 800 GeV değerinde %30 civarında bir asimetri değeri mevcuttur. $SET=2$ durumunda spin bağımlı dağılım fonksiyonunun küçük değerler almasından dolayı asimetri değeri küçük kalır. Ayrıca gluonun kutuplu olmadığı durumda böyle bir asimetri oluşmaz. Şekil 6.4'de olduğu gibi diferansiyel asimetri değeri üst kuarkın saçılma açılarına göre incelendiğinde detektör içinde asimetrinin özellikle ileri ve geri yönlerde kolaylıkla ölçülebileceği görülür.

Çift üst kuark üretiminde iki üst kuarkın birden spin bilgisi incelenerek gluon kutuplanması araştırılabilir. Böyle bir süreç üretilen iki üst kuarkın birden leptonik bozunumu düşünülürse üst kuarkların durgun sistemine geçebilmenin deneysel zorluğu nedeniyle dezavantajlıdır. Ayrıca iki üst kuarkın birden leptonik bozunum kanalı için dallanma oranı 0,05'dir. Bu değer tek üst kuarkın spin bilgisinin incelendiği durumun dallanma oranından yaklaşık 6 kat küçüktür. Böyle bir inceleme için yine tek üst kuark durumundaki gibi asimetrinin kütle merkezi enerjisine ve kütle merkezi sisteminde diferansiyel asimetrinin üst kuarklardan birinin saçılma açısına göre grafiği incelenebilir.



Şekil 6.5 Çift üst kuark kutuplanma durumu için toplam asimetrinin kütle merkezine göre grafiği



Şekil 6.6 Çift üst kuark kutuplanma durumu için diferansiyel asimetrinin açığa göre grafiği

Asimetri değeri özellikle iki üst kuarkın da birden kutuplanma durumu gözleendiğinde SET=1,3 durumları için 900 GeV civarında yaklaşık %40 değerindedir. SET=2 durumu için bu değer tek kuark kutuplanma durumunda olduğu gibi düşüktür. Çift üst kuark üretim sürecindeki tüm hesaplar kütle merkezi çerçevesinde yapılmıştır. Şekil 6.6'da çift üst kuark kutuplanma durumu için diferansiyel asimetrinin üst kuarklardan birinin saçılma açısına göre asimetri değerleri görülmektedir. Yine bu değerler üst kuarkın spin asimetrisinin detektörde belirgin bir şekilde ölçülebileceğini göstermektedir.

Asimetri grafiklerine bakarak gluon kutuplanmasının üst kuark spin asimetri değerlerinden kolaylıkla belirlenebileceğini söyleyebiliriz. Ayrıca bu asimetri değerleri için asimetrinin gözlenmesine ilişkin duyarlılık hesabı da yapılabilir. Tek üst kuark kutuplanma durumu için asimetri duyarlılığı,

$$\delta A = \frac{1}{P} \sqrt{\frac{1 - A^2 P^2}{N}}, \quad (6.17)$$

şeklinde hesaplanabilir. Burada A, duyarlılığı hesaplanmak istenen açıdaki asimetri değeri, P ise RHIC çarpıştırıcısında elde edilen kutuplanma değeri, $N = \sigma L Br$ ise kutuplanma durumundaki olay sayısıdır. Işınlık değeri eRHIC çarpıştırıcısı için $L = 20 \text{ fb}^{-1}$, lepton kanalı için dallanma oranı $Br = 0,30$ alınmıştır. Kutuplanma değeri RHIC çarpıştırıcısı için özel olarak %70 alınmıştır. Belirli açı değerlerinde asimetri duyarlılığı aşağıdaki çizelgede verilmiştir.

Çizelge 6.1 Asimetrimin ve duyarlılığının çeşitli açılar için değerleri

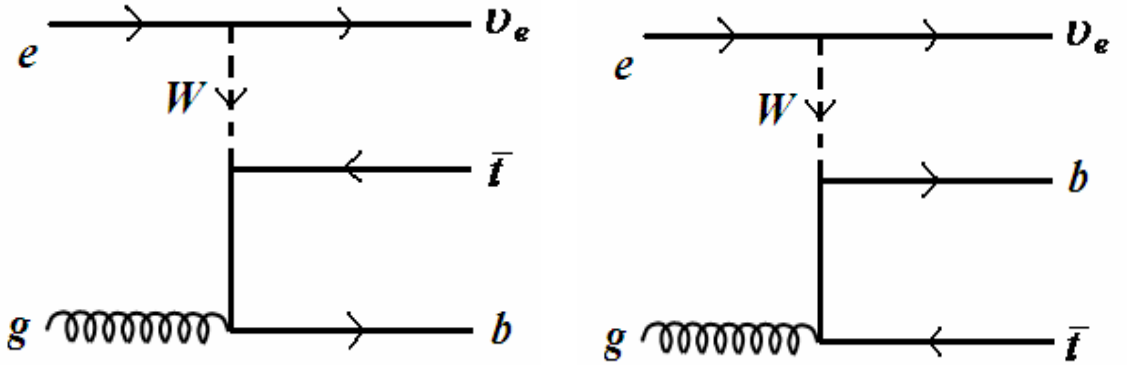
$z = \cos\theta$	$A_1(z)$	δA
-1	0,43	0,04
-0,8	0,42	0,04
-0,6	0,39	0,05
-0,4	0,34	0,05
-0,2	0,30	0,05
0	0,25	0,05
0,2	0,21	0,05
0,4	0,18	0,05
0,6	0,18	0,05
0,8	0,43	0,04
1	0,43	0,04

Çizelge 6.1'den görüldüğü gibi özellikle z 'nin büyük değerlerinde asimetrimin duyarlılığı yaklaşık %10 mertebesindedir. Küçük z değerlerinde bu değer %20'ye kadar ulaşabilmektedir. Bu sonuçlar asimetrimin iyi bir doğrulukla ölçülebileceğini gösterir.

7. ELEKTRON-PROTON ÇARPIŞTIRICILARINDA TEK ÜST KUARK ÜRETİMİ

Foton-proton çarpışmasında gluon kutuplanmasının üretilen üst kuark spin asimetrisine doğrudan katkı yapması nedeniyle temiz sonuçlar elde edilebilir. Daha önce ele alınan çift üst kuark üretim sürecinden farklı olarak tek üst kuark üretim süreci kütle merkezi enerjisi için daha makul seviyelerde sonuç verebilmektedir. Ayrıca bu süreç bugünkü çalışan RHIC gibi kutuplu proton çarpıştırıcılarının eRHIC (Farkhondeh 2004, Deshpande 2007) gibi çarpıştırıcılara genişletilmesiyle daha yakın zamanda gözlemlenebilir.

Tek üst kuark üretim sürecinde gelen elektron ve proton için başat seviyede iki tane Feynman diyagramı vardır.



Şekil 7.1 Tek üst kuark üretime ait başat seviyesinde Feynman diyagramları

Üst kuarkın kütesinin büyüklüğünden dolayı spin yönelimi her zaman helisite yönünde olmak zorunda değildir. Farklı spin yönelimlerini incelemek için kutuplu hesaplarda birkaç farklı yol izlenebilir. Bunlarda bir tanesi üst kuarkın spinörünü kütesiz iki spinörün lineer birleşimi olarak yazılabilen tekniktir (Kleiss 1985). Bu teknikte üst kuarkın spinörü, kütesiz kabul edilen yardımcı spinörlerin belirli şartlarda lineer yazımını içerir. Bu şekildeki bir yazım analitik hesapta helisite genliği yönteminin bazı avantajlarını kullanmaya yarar. Üst kuarkın spinörünün iki farklı durumu böyle yardımcı iki spinör cinsinden,

$$\begin{aligned}
|p_t +\rangle &= |t_1 +\rangle + \alpha |t_2 -\rangle \\
|p_t -\rangle &= |t_1 -\rangle + \beta |t_2 +\rangle \\
\langle p_t +| &= \langle t_1 +| + \alpha^* \langle t_2 -| \\
\langle p_t -| &= \langle t_1 -| + \beta^* \langle t_2 +| \quad ,
\end{aligned}
\tag{7.1}$$

şeklinde yazılabilir. Burada ki katsayılar kütlelessiz yardımcı spinörlerin iç çarpımları cinsinden

$$\begin{aligned}
\alpha &= \frac{1}{m_t} \langle t_1 -| t_2 +\rangle \\
\beta &= \frac{1}{m_t} \langle t_1 +| t_2 -\rangle
\end{aligned}
\tag{7.2}$$

şeklindedir. Kütlelessiz dörtlü momentumlar üst kuarkın dörtlü momentumu ve dörtlü spin vektörü cinsinden

$$\begin{aligned}
t_1 &= \frac{p_t + m_t s}{2} \\
t_2 &= \frac{p_t - m_t s}{2}
\end{aligned}
\tag{7.3}$$

olur. Bu dörtlü momentumların kareleri, kütlelessiz olduklarından

$$t_1^2 = 0, \quad t_2^2 = 0
\tag{7.4}$$

şeklindedir. Şekil 7.1'deki Feynman diyagramlarına karşı gelen genlikler bu şekilde kütlelessiz iki spinör cinsinden yazılırsa,

$$\begin{aligned}
M_1^\uparrow &= \left(\frac{g_w^2 g_s \lambda_c U_{tb}}{2} \right) \left(\frac{1}{q_w^2 - m_w^2} \right) \left(\frac{1}{q_b^2} \right) \langle p_e + |t_1 - \rangle \langle p_b - | \not{q}_b | p_\nu + \rangle \\
M_1^\downarrow &= \left(\frac{g_w^2 g_s \lambda_c U_{tb}}{2} \right) \left(\frac{1}{q_w^2 - m_w^2} \right) \left(\frac{1}{q_b^2} \right) \beta \langle p_e + |t_2 - \rangle \langle p_b - | \not{q}_b | p_\nu + \rangle \\
M_2^\uparrow &= \left(\frac{g_w^2 g_s \lambda_c U_{tb}}{2} \right) \left(\frac{1}{q_w^2 - m_w^2} \right) \left(\frac{1}{q_t^2 - m_t^2} \right) \{ \langle p_e + | \not{q}_t \not{e} | t_1 - \rangle \langle p_b - | p_\nu + \rangle \\
&\quad - \alpha m_t \langle p_e + | \not{e} | t_2 + \rangle \langle p_b - | p_\nu + \rangle \} \\
M_2^\downarrow &= \left(\frac{g_w^2 g_s \lambda_c U_{tb}}{2} \right) \left(\frac{1}{q_w^2 - m_w^2} \right) \left(\frac{1}{q_t^2 - m_t^2} \right) \{ \beta \langle p_e + | \not{q}_t \not{e} | t_2 - \rangle \langle p_b - | p_\nu + \rangle \\
&\quad + m_t \langle p_e + | \not{e} | t_1 + \rangle \langle p_b - | p_\nu + \rangle \} \tag{7.9}
\end{aligned}$$

ifadeleri elde edilir. Burada g_w, g_s sırasıyla zayıf ve güçlü etkileşme sabitleri, U_{tb} alt kuark ile üst kuark arasındaki CKM matris elemanıdır. m_w, m_b, m_t W bozonunun, alt kuarkın, üst kuarkın kütleleridir. Genliklerdeki yukarı ve aşağı oklar üst kuarkın spin yukarı ve spin aşağı durumunu simgelemektedir. Bu genlik ifadeleri elde edilirken kütsüz parçacıkların helisite öz durumları olarak hesaplar yapılmıştır. Alt kuarkın kütsü, kütle merkezi enerjisinin çok yüksek olduğu kabul edilerek ihmal edilmiştir.

Tesir kesitlerini hesap etmek için bu ifadelerin mutlak karelerini almak gerekir. Bu işlem yapılırken kütsüz iki spinörün tamlık bağıntısı ellilik işlemcileri cinsinden alınmıştır. Üst kuarkın spin yukarı durumu için genlik kareleri şu şekilde yazılabilir:

$$|M_1(p_t \uparrow)|^2 = N_c \left(\frac{g_w^2 g_s U_{tb}}{4} \right)^2 \left[\frac{1}{q_w^2 - m_w^2} \right]^2 \left[\frac{1}{q_b^4} \right] (t_1 \cdot p_e) \text{Tr}[\not{q}_b \not{e}^* \not{p}_b \not{q}_b (1 + \gamma^5) \not{p}_\nu]$$

$$\begin{aligned}
|M_1^\dagger(p_t \uparrow)M_2(p_t \uparrow)| &= N_c \left(\frac{g_w^2 g_s U_{tb}}{4} \right)^2 \left[\frac{1}{q_w^2 - m_w^2} \right]^2 \left[\frac{1}{q_t^2 - m_t^2} \right]^2 \\
&\quad \{Tr[\not{p}_e \not{q}_t \not{\epsilon}(1 - \gamma^5) \not{t}_1] - Tr[\not{p}_e \not{\epsilon} \not{t}_2(1 - \gamma^5) \not{t}_1]\} Tr[\not{q}_b \not{\epsilon}^* \not{p}_b(1 + \gamma^5) \not{p}_v] \\
|M_2(p_t \uparrow)|^2 &= N_c \left(\frac{g_w^2 g_s U_{tb}}{4} \right) \left[\frac{1}{q_w^2 - m_w^2} \right] \left[\frac{1}{q_b^2} \right] \left[\frac{1}{q_t^2 - m_t^2} \right] (p_v \cdot p_b) \{Tr[\not{\epsilon}^* \not{q}_t \not{p}_e \not{q}_t \not{\epsilon}(1 - \gamma^5) \not{t}_1] \\
&\quad Tr[\not{\epsilon}^* \not{p}_e \not{q}_t \not{\epsilon} \not{t}_1(1 + \gamma^5) \not{t}_2] - Tr[\not{\epsilon}^* \not{q}_t \not{p}_e \not{\epsilon} \not{t}_2(1 - \gamma^5) \not{t}_1] + m_t^2 Tr[\not{\epsilon}^* \not{p}_e \not{\epsilon}(1 + \gamma^5) \not{t}_2]\}.
\end{aligned} \tag{7.10}$$

Çapraz terimin kompleks eşleniği alınarak ikinci çapraz terim bulunabilir. Üst kuarkın spin aşağı durumu için genliklerin kareleri $t_1 \rightarrow t_2$ değişikliği ile hesaplanır. Bundan sonra yardımcı dördü vektörler t_1, t_2 yerine 7.3 bağıntısı konularak bu ifadeler üst kuarkın momentumu ve spin vektörü cinsinden yazılabilir. Üst kuarkın dördü spin vektörü üst kuarkın durgun sisteminde ki üçlü spin vektörü ve üst kuarkın momentumu cinsinden tanımlanabilir. Bu şekilde üst kuarkın dördü spin vektörü,

$$s^\mu = \left(\frac{\vec{p}_t \cdot \vec{s}'}{m_t}, \vec{s}' + \frac{\vec{p}_t \cdot \vec{s}'}{m_t(E + m_t)} \vec{p}_t \right) \tag{7.5}$$

olur. Burada üçlü \vec{s}' vektörü üst kuarkın durgun sistemindeki spin vektörünü gösterir:

$$(s^\mu)_{D.S} = (0, \vec{s}'). \tag{7.6}$$

Üst kuarkın büyük kütlesi, spininin diğer kuarklardan farklı olarak ayrıntılı incelenbilmesine olanak tanınmasından başka, bir özelliğe daha sahiptir. Üst kuark üretildiğinde spin yönelimi kütlelerinin büyüklüğünden dolayı sadece helisite yönünde olmak zorunda değildir. Farklı eksenlerde de spin yönelimi bulunabilir. Bu özellik üst kuarkın farklı eksenler için de spin asimetri değerini hesaplamayı mümkün kılar. Eksen seçimi olarak çeşitli yönelimler yapılabilir. Heliste bazından farklı olarak elektron

demetinin geliş doğrultusunda ya da kısaca elektron bazında üst kuark spin vektörünü gösterebiliriz:

$$\vec{s}' = \lambda \frac{\vec{p}_e^*}{|\vec{p}_e^*|} \quad \lambda = \pm 1, \quad (7.7)$$

burada,

$$\vec{p}_e^* = \vec{p}_e + \frac{\gamma-1}{\beta^2} (\vec{\beta} \cdot \vec{p}_e) \vec{\beta} - E_e \gamma \vec{\beta}, \quad \vec{\beta} = \frac{\vec{P}_t}{E_t} \quad (7.8)$$

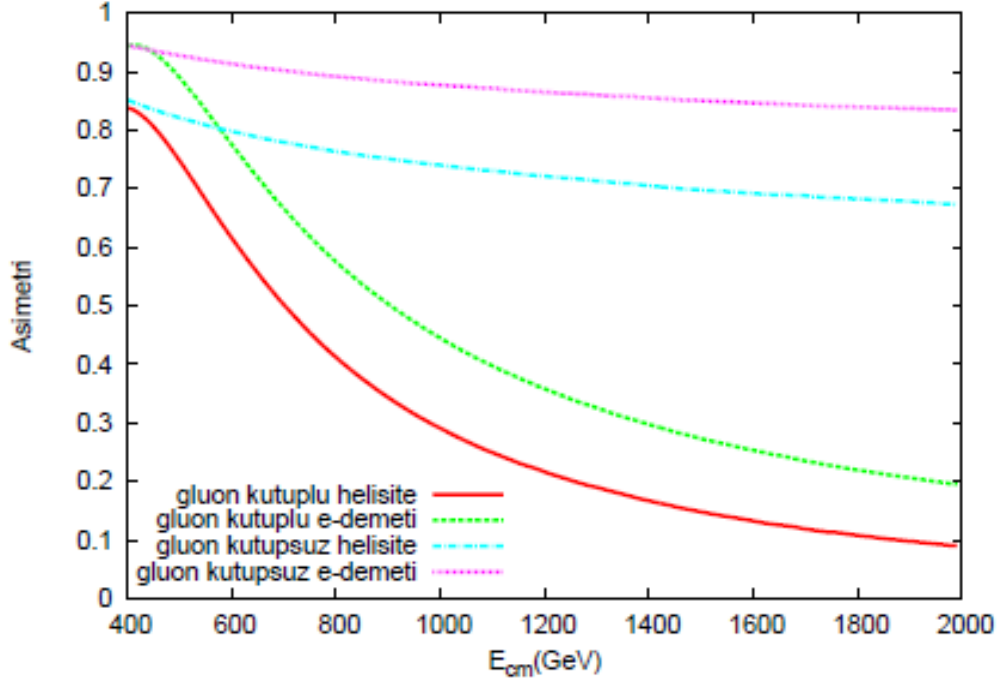
olarak tanımlanır.

Bundan sonra bu spin vektörlerinin helisite ve elektron bazındaki tanımları kullanılarak genlik kare ifadeleri Grace programına aktarılmış ve faz uzayı integrasyonu bu program vasıtasıyla yapılmıştır. Grace Monte Carlo yöntemini kullanan bir tesir kesiti hesaplama programıdır (MINAMI 1993, Yuasa 2000).

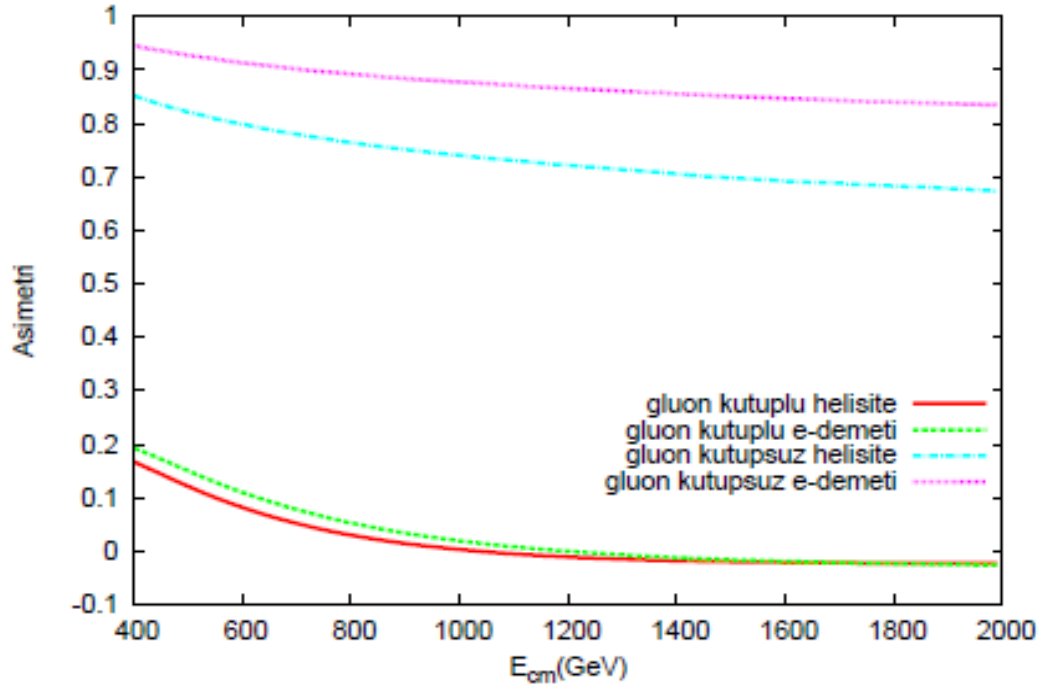
RHIC çarpıştırıcısının bugün çalışan durumu için kütle merkezi enerjisi 200 *GeV* 'dir. Bu değer proton demetlerinden her birinin 100 *GeV* değerinde bir enerjiye ulaşmasıyla sağlanır. Gelecekte kurulması planlanan eRHIC çarpıştırıcısı için elektron demeti enerjisinin farklı değerlerde alınabilir fakat kutupluluk durumundan dolayı proton demetinin enerjisi bu çalışmada 100 *GeV* (şu anda çalışan durum) ve 250 *GeV* (planlanan durum) olarak alınmıştır. Farklı kütle merkezi enerjilerine ulaşmak için kutuplu olmayan elektron demetinin enerjilerinin değiştirildiği düşünülmüştür.

Üst kuarkın elektron bazında ve helisite bazında spin yönelimi için proton enerjisi 100 *GeV* olarak sabit alınıp sadece elektron demetinin enerjisi değiştirilerek kütle merkezi enerjisine göre spin asimetri değerleri laboratuvar çerçevesinde incelenebilir. Tek üst kuark üretiminde yüklü zayıf ayar bozonu sürece Şekil 7.1'den de görüleceği gibi propagatör olarak girmektedir. Zayıf ayar bozonu ile fermiyon etkileşme köşesinin yapısından dolayı sürece giren gluon kutuplu olmasa dahi son durum üst kuarkı

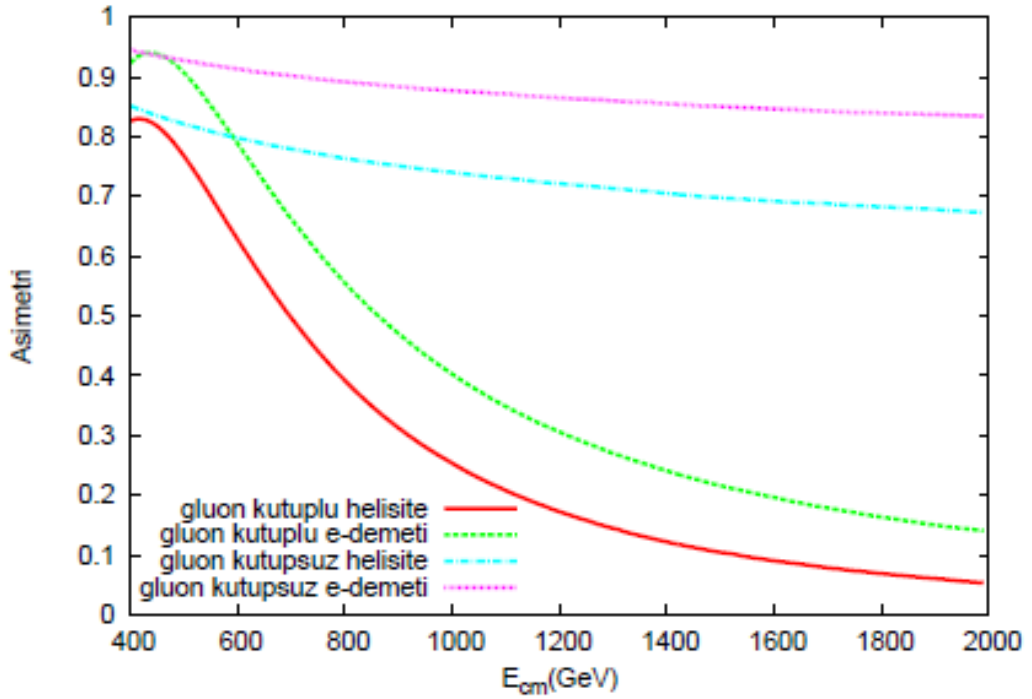
kutuplanır, bu özellikten dolayı spin asimetri grafiği ayrıca kutuplanmamış proton durumu için de çizilmelidir. Bu grafik kutuplanmış parton dağılımları için üç farklı durumu kapsar.



şekil 7.2 Proton demet enerjisi 100 GeV için asimetrinin kütle merkezi enerjisine göre grafiği SET=1



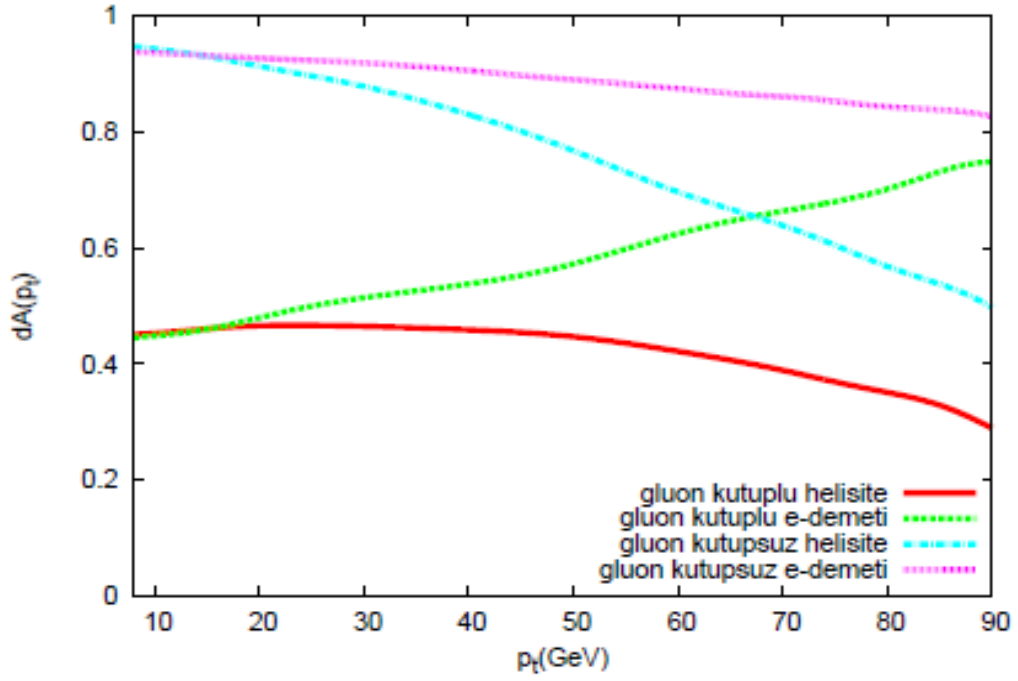
Şekil 7.3 Proton demet enerjisi 100 GeV için asimetrinin kütle merkezi enerjisine göre grafiği SET=2



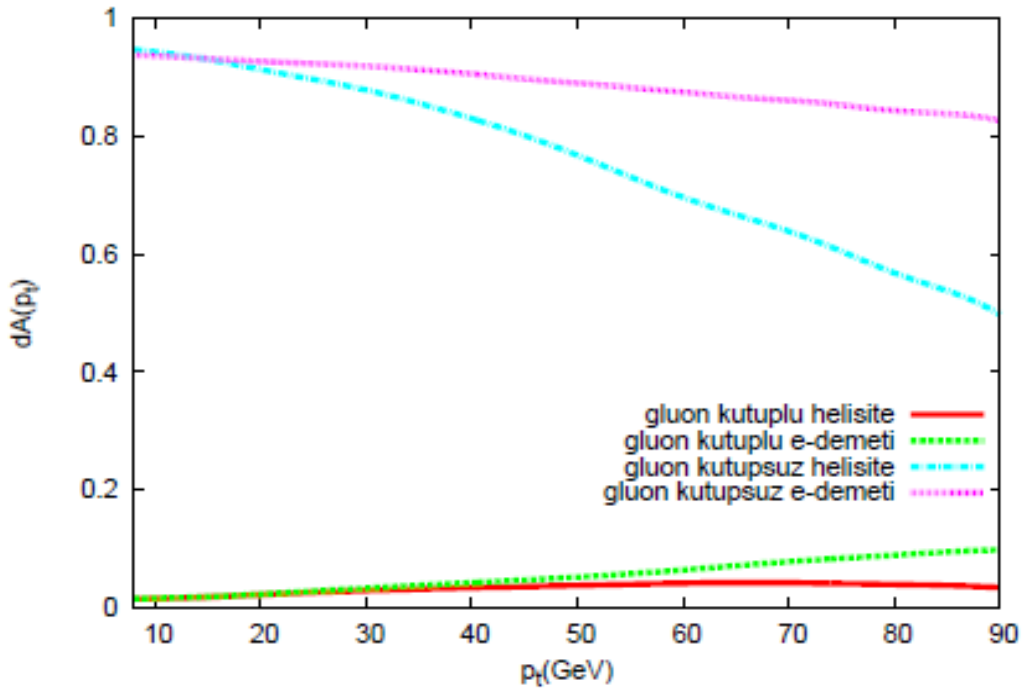
Şekil 7.4 Proton demet enerjisi 100 GeV için asimetrinin kütle merkezi enerjisine göre grafiği SET=3

Spin bağımlı parton dağılımlarının üç farklı durumu için çizilen bu grafiklerde Şekil 7.2'deki SET=1 durumu için kutupsuz durum artan kütle merkezi enerjilerine göre azda olsa azalmaktadır. Kütle merkezinin 400 GeV değerinin yakınlarında en büyük asimetri değerini alan kutuplu durum, artan enerjilere göre belirgin bir şekilde azalmaktadır. Kütle merkezi enerjisinin yaklaşık 700 GeV değerinden sonra spin asimetri değeri, kutuplu durumu kutupsuz durumdan ayırt edilebilecek kadar farklıdır. Bu durumda çok yüksek enerjilere çıkılmadıkça kutuplu durum asimetri değeri aynı zamanda ölçülebilecek kadar büyüktür. Şekil 7.3'de SET=2 durumu için asimetri değeri kutuplu durum için küçüktür. Bunun nedeni bu durumda spin bağımlı parton dağılım fonksiyonunun değerinin küçük olmasıdır. Üst kuark üretiminde partonların yüksek momentum oranlarına sahip olması gerektiğinden dolayı şekil 7.4 durumu şekil 7.2 durumuna benzer çünkü dağılım fonksiyonları Şekil 4.5'den görüleceği gibi yüksek Bjorken değişkeninde SET=1 ve SET=3 durumları yakın değerler alır.

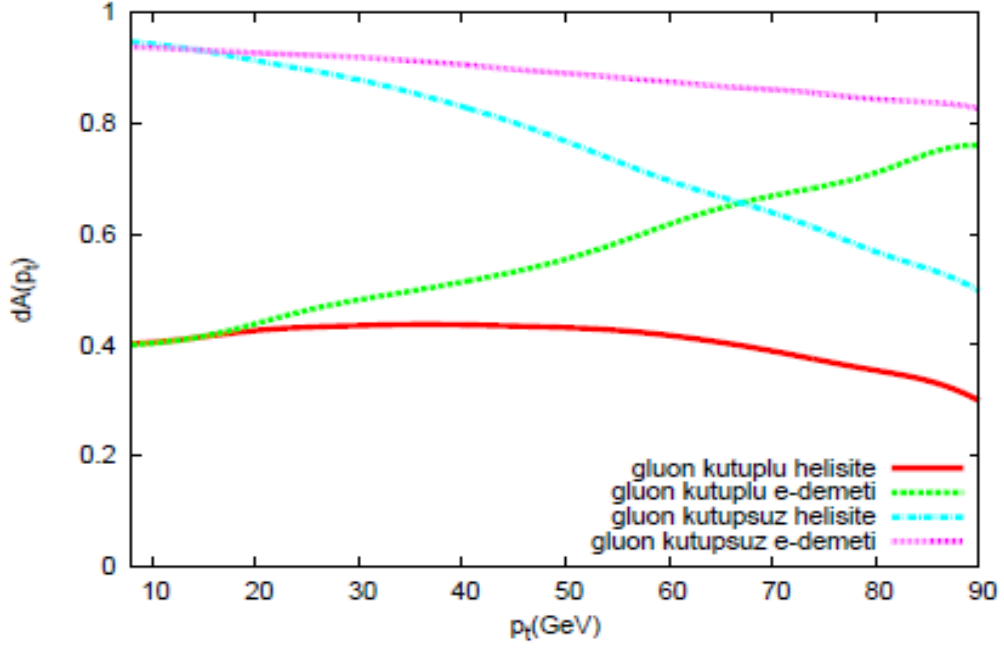
Asimetrielerin detektörde ölçülmesine ilişkin başka bilgi verici değer enine momentuma göre diferansiyel asimetri değerlerini incelemektir. Diferansiyel asimetrinin üst kuarkın enine momentumuna göre incelemesi yine spin bağımlı dağılım fonksiyonunun üç farklı durumu için ve kütle merkezi enerjisinin 800 GeV değerinde yapılmıştır. Bu değerlendirme yine laboratuvar çerçevesindedir.



Şekil 7.5 Proton demet enerjisi 100 GeV için diferansiyel asimetrinin üst kuarkın enine momentumuna göre grafiği, SET=1



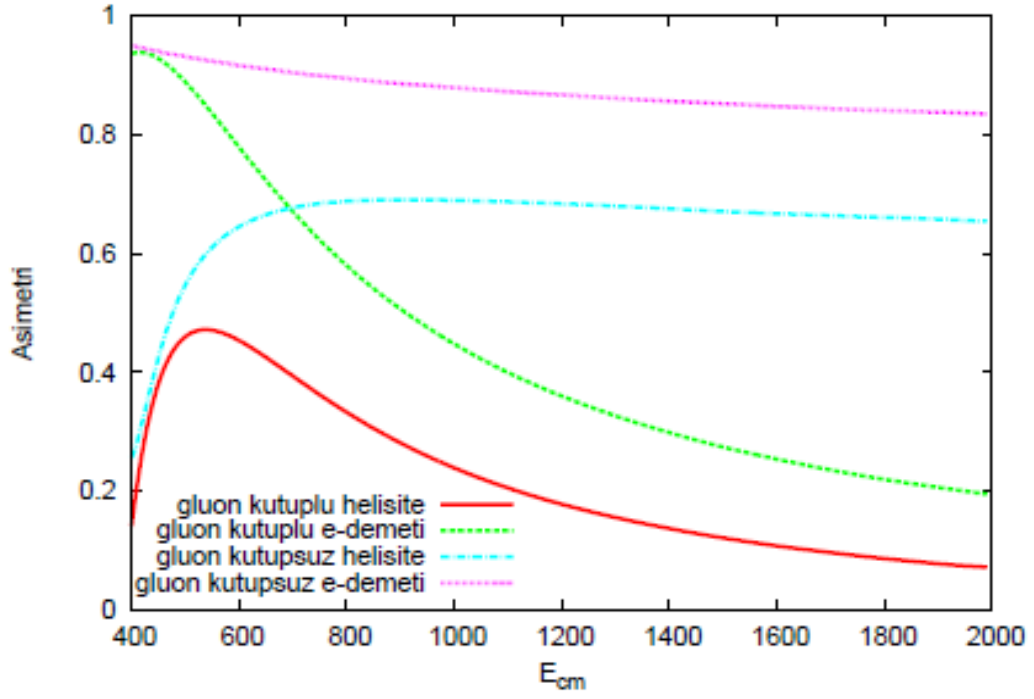
Şekil 7.6 Proton demet enerjisi 100 GeV için diferansiyel asimetrinin üst kuarkın enine momentumuna göre grafiği, SET=2



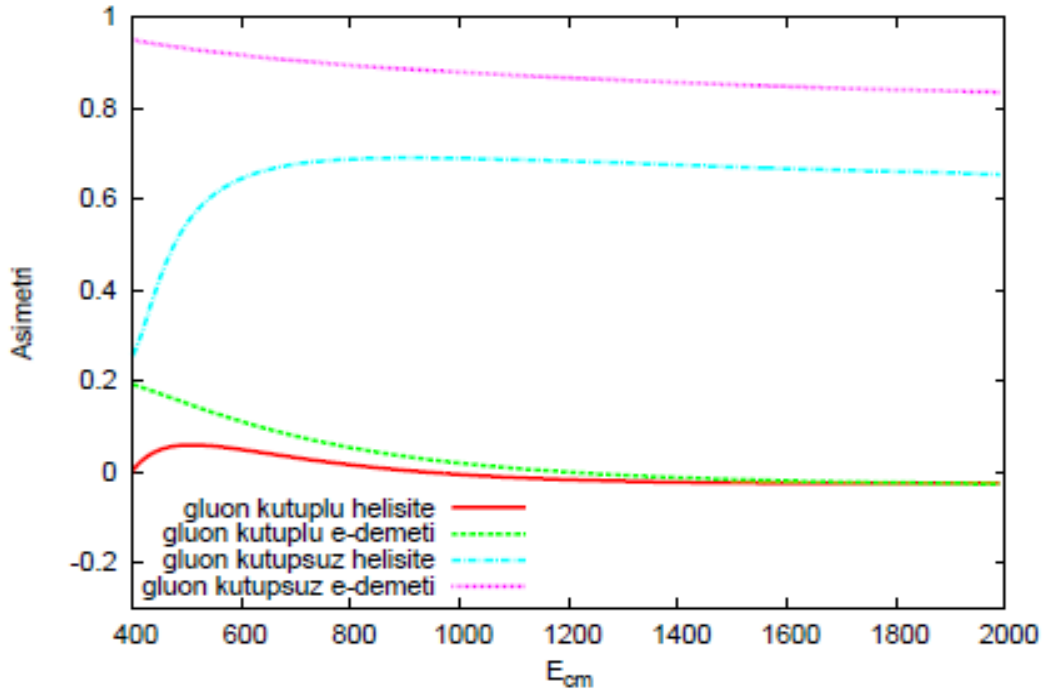
Şekil 7.7 Proton demet enerjisi 100 GeV için diferansiyel asimetrinin üst kuarkın enine momentumuna göre grafiği, SET=3

Asimetri değerleri üst kuarkın spin kutuplanma eksenine için farklı yönler seçilerek yapılmıştır. Heliste bazı ve elektron bazı gluonun kutuplu ve kutupsuz olduğu durumlar için farklı davranışlar sergiler. Diferansiyel asimetrinin üst kuarkın enine momentumuna göre çizilen grafiğinde yine helisite ve elektron bazı için kutuplu ve kutupsuz proton demetleri kullanılarak çizilen şekil 7.5 ve şekil 7.7’de görüldüğü gibi protonun kutupsuz olduğu durum elektron bazında maksimum asimetri değerine sahiptir ve bu değer artan enine momentum değerlerine göre hemen hemen sabittir. Helisite bazında düşük enine momentum değerlerinde yüksek bir asimetri değeri olmasına karşın artan momentuma göre bu asimetri azalır. Protonun kutuplu durumu için helisite bazında enine momentuma göre çok değişmeyen yaklaşık %40 oranında bir asimetri değeri mevcutken, elektron bazında momentuma göre artan bir asimetri mevcuttur. Her iki durumda da asimetri değerleri protonun kutupsuz durumundan ayırt edilebilir bundan ötürü gluon kutuplanması ölçülebilir. Şekil 7.6 ise spin bağımlı dağılım fonksiyonunun SET=2 durumunda küçük değerler alması nedeniyle kutuplu durum asimetri değerleri yine kutupsuz duruma göre küçüktür.

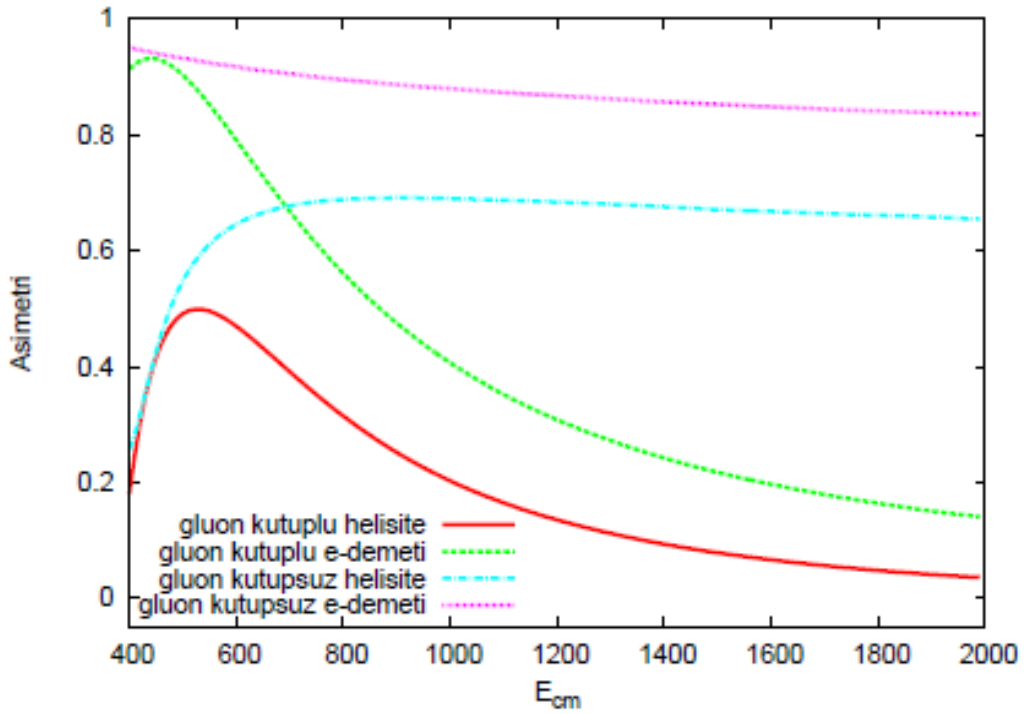
Asimetri değerlerinin kütle merkezi enerjisine göre grafiği kutuplanmış proton demetinin 250 GeV değerinde olduğu duruma göre de yapılabilir. Yine bu durumda kutuplanmış parton dağılımlarının üç farklı durumu göz önüne alınmıştır.



şekil 7.8 Proton demet enerjisi 250 GeV için asimetrinin kütle merkezi enerjisine göre grafiği, SET=1



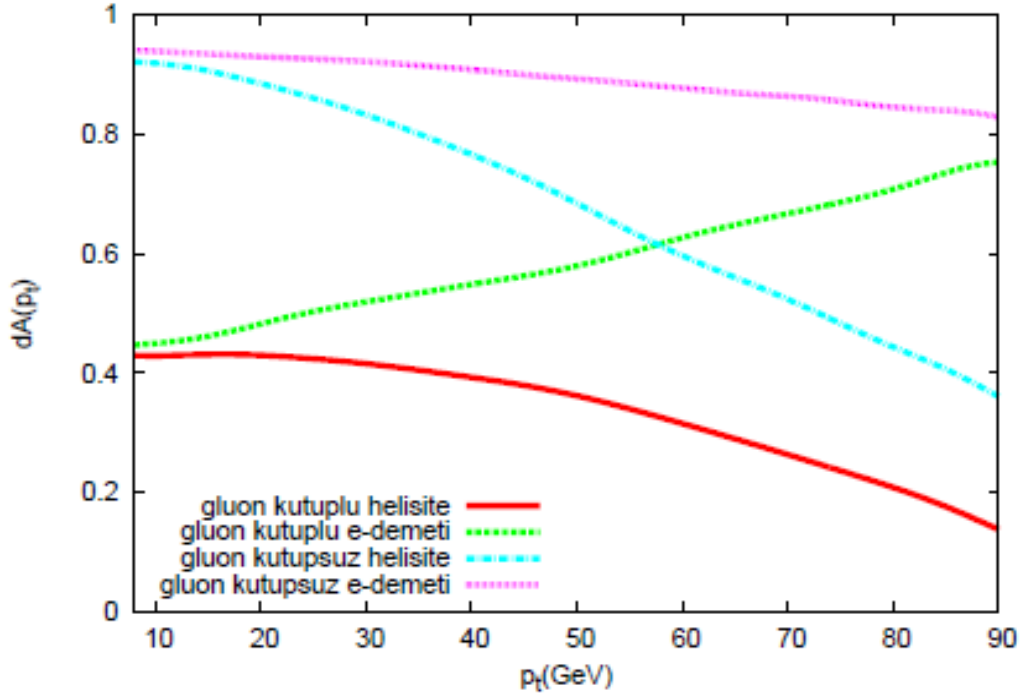
Şekil 7.9 Proton demet enerjisi $250 GeV$ için asimetrinin kütle merkezi enerjisine göre grafiği, SET=2



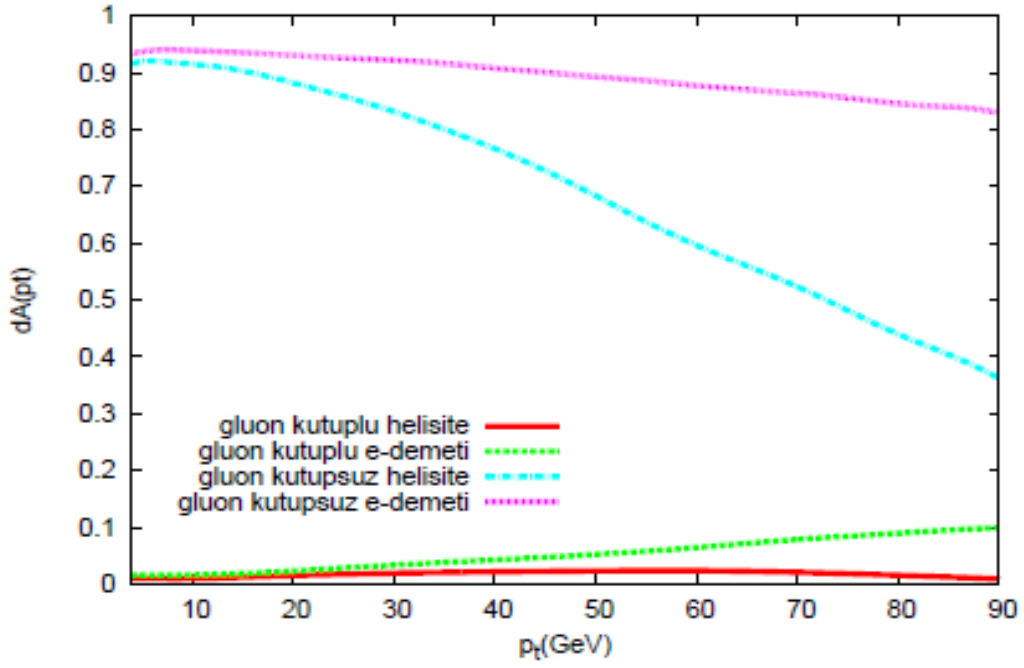
Şekil 7.10 Proton demet enerjisi $250 GeV$ için asimetrinin kütle merkezi enerjisine göre grafiği, SET=3

Kutuplanmış proton demetinin enerjisinin 100 GeV olduğu duruma benzer olarak yine $SET=1,3$ durumları için asimetri değerleri ölçebilecek kadar büyük fakat kutupsuz duruma göre küçük değerler alır. $SET=2$ durumunda spin bağımlı parton dağılımının yapısı nedeniyle asimetri değerleri bu durumda sıfıra yakındır.

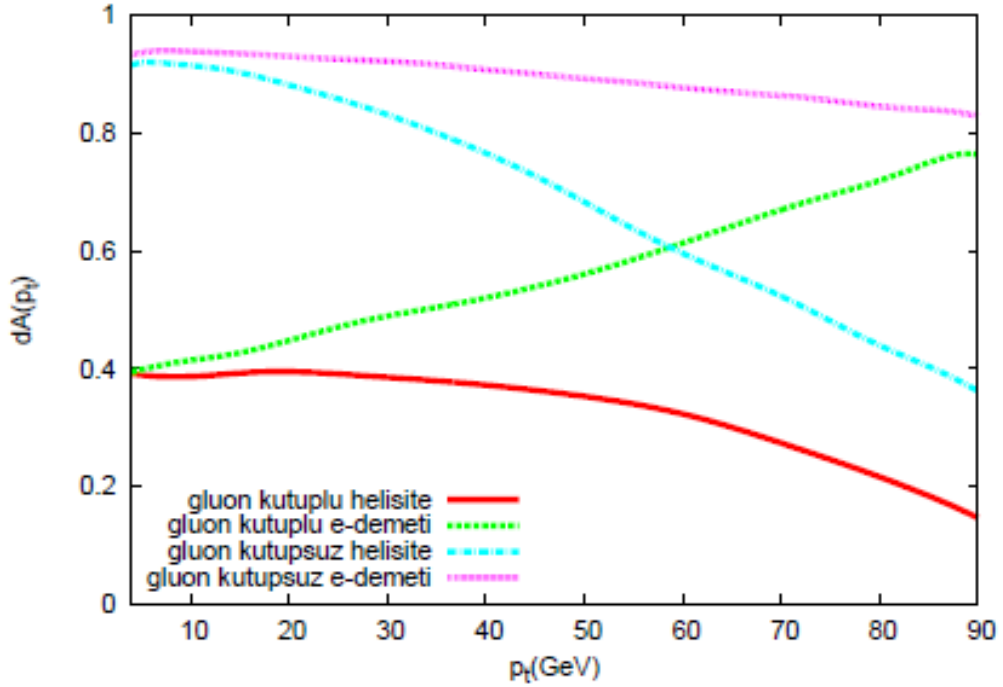
Diferansiyel asimetri değerlerinin üst kuarkın enine momentum değerlerine göre grafiği kutuplanmış proton demetinin 250 GeV değerinde olduğu durumda da yapılabilir. Bu durumda da kutuplanmış parton dağılımlarının üç farklı durumu göz önüne alınmıştır. Bu durumlarda da diferansiyel asimetri değerleri kutuplanmış proton demetinin enerjisinin 100 GeV olduğu duruma benzer davranış gösterir.



Şekil 7.11 Proton demet enerjisi 250 GeV için diferansiyel asimetrinin üst kuarkın enine momentumuna göre grafiği, $SET=1$



Şekil 7.12 Proton demet enerjisi 250 GeV için diferansiyel asimetrinin üst kuarkın enine momentumuna göre grafiği, SET=2



Şekil 7.13 Proton demet enerjisi 250 GeV için diferansiyel asimetrinin üst kuarkın enine momentumuna göre grafiği, SET=3

8. SONUÇ VE TARTIŞMA

Proton spininin anlaşılması 1980'lerin başlarından itibaren parçacık fiziğinin en ilgi çekici problemlerinden biri olmuştur. Gerek EMC gerekse ondan sonra yapılan diğer deneyler proton spininin kökenini tam olarak açıklayamamaktadır. 1960'larda ortaya atılan Ellis-Jaffe toplam kuralı acayip kuarkların proton spinine katkısını sıfır olarak öngörmekte fakat yapılan tüm deneyler acayip kuarkların proton spinine negatif bir katkı yaptığını göstermektedir. Ayrıca gluonun protonun spinine katkısı beklenenden daha düşük bulunmuş ama çoğunlukla yapılan deneylerin ciddi bir kısmı lepton-proton çarpışmaları olmasından veya proton-proton çarpışmalarının gluon kutuplanmasını izole edememesinden dolayı bugün hala bu konuda tatmin edici sonuçlar elde edilememiştir.

Proton spinine gluon katkısının iyi tespit edilebilmesi amacıyla, Brookhaven Ulusal Laboratuvar'ında (BNL), Relativistik Ağır İyon Çarpıştırıcısı (RHIC) kurulmuştur. RHIC'in diğer deneylerden en önemli farkı kutuplanmış proton demetlerini karşılıklı olarak yüksek enerjilerde çarpıştırabilmesidir. Bundan önceki çarpıştırıcılar durgun proton hedefleri kullanmakta dolayısıyla kütle merkezi enerjileri özellikle büyük kütleli son durum parçacıkları üretmek için yetersiz kalmaktadır. Bu çarpıştırıcıda bugün yaklaşık 100 GeV enerjili proton demetleri çarpıştırılırken yaklaşık %70 oranında kutuplanma oranına ulaşabilmektedir. RHIC çarpıştırıcısının gelecekte 250 GeV enerjili proton demetlerine sahip olması hedeflenmiştir. Ayrıca çok uzak olmayan bir gelecekte çarpıştırıcının bir doğrusal elektron çarpıştırıcısı ile birleştirilerek (eRHIC) elektron-proton çarpışmalarına da olanak sağlaması amaçlanmıştır. Özellikle böyle bir çarpıştırıcıda yüksek enerjili elektron demetleri kullanılabilirse ters Compton saçılması vasıtasıyla yüksek enerjili fotonlar da elde edilebilir.

Çift üst kuark üretimi eRHIC gibi çarpıştırıcılarda foton-gluon alt süreçlerinde yapılabilir. Proton-proton süreçlerine göre foton-proton süreci gluon katkısının kuark katkılarından ayırt edilebilmesini sağlamakta ayrıca son durum parçacıkları üst kuark olduğu için spin bilgisi diğer kuarklara oranla daha iyi ölçülebilmektedir. Ayrıca foton-proton süreçlerinde çift üst kuark üretimi için olay sayısı proton-proton süreçlerine göre daha fazladır. Foton-gluon alt sürecinde özellikle üst kuarklardan sadece birinin

kutuplanma durumu incelenirse üst kuark kutuplanması gluon kutuplanmasına doğrudan bağlıdır. Gluonun kutuplu olmadığı durumda bu süreç için çıkan üst kuarklar kutuplanamaz.

Çalışmada ayrıca eRHIC için tek üst kuark üretimi de incelenmiştir. Laboratuvar çerçevesinde yapılan bu hesaplamalarda üst kuark için farklı iki spin bazı seçilmiştir. İlki helisite bazıdır, ikincisi ise sürece giren elektron demeti doğrultusunda seçilen bazdır. Bu süreçte W bozonu propagatör olarak sürece katkı vermektedir. W bozonunun fermiyonlar ile etkileşme köşesinin yapısından dolayı böyle bir süreçte üretilen üst kuarklar kendiliğinden kutuplanmış olarak çıkmaktadırlar. Böyle bir üretim sürece giren gluon kutuplu olmasa bile son durum spin asimetrisine ciddi bir katkı vermektedir.

Proton demet enerjisinin iki farklı seçeneği için eRHIC çarpıştırıcısında kutuplu proton demetleriyle tek üst kuark üretimi yapılabilir. Bunlardan ilki 100 GeV demet enerjisi durumudur. İkinci durum demet enerjisinin 250 GeV olduğu durumdur. Bu durum olay sayısının daha yüksek olması sebebiyle daha iyi bir istatistiğe sahiptir. Bu durum gerek kütle merkezi enerjisine göre asimetri değerleri, gerekse üst kuarkın enine momentumu açısından asimetri değerleri için demet enerjisinin 100 GeV olduğu durumdan fazla bir farklılık gözlenmez.

Sonuç olarak protonun içindeki gluonların proton spinine katkısı bugün özellikle RHIC çarpıştırıcısında incelenmektedir. İki kutuplanmış proton demetinin sürece girdiği böyle bir çarpıştırıcı son durum parçacıklarının hadronizasyonu ve gluon katkısının iyi bir şekilde kuark katkısından ayırt edilememesi yüzünden eksik kalmaktadır. Gelecekte yapılması planlanan eRHIC gibi bir çarpıştırıcı ulaştığı yüksek enerjilerle son durum üst kuark süreçlerini inceleyebilir. Üst kuark son durumları, spin bilgisinin korunması açısından ve özellikle gluon spin katkısının ölçülmesi açısından gerek çift üst kuark üretim süreçlerinde, gerekse tek üst kuark üretim süreçlerinde ümit verici sonuçlar vermektedir.

KAYNAKLAR

- Abachi, S. 1995. Observation of the top quark Phys.Rev.Lett. 74,2632.
- Abazov, V. M. 2008. Simultaneous measurement of the ratio $B(t \rightarrow Wb)/B(t \rightarrow Wq)$ and the top quark pair production cross section with the D0 detector at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV arXiv: 0801.1326.
- Abazov, V. M. 2008. Evidence for production of single top quarks Phys.Rev.D 78, 012005.
- Abe, F. 1995. Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions with the Collider detector at Fermilab Phys.Rev.Lett. 74,2626.
- Abe, K. 1995. Precision measurement of the deuteron spin structure function g_1^d Phys.Rev.Lett. 75, 25.
- Abe, K. 1998. Measurements of the proton and the deuteron spin structure functions g_1 and g_1^d Phys.Rev.D 58,112003.
- Abelev, B.I. 2006. Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive jet production in polarized proton collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV Phys.Rev.Lett. 97,252001.
- Abelev, B.I. 2008. Longitudinal double-spin asymmetry for inclusive jet production in $\bar{p} + \bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV Phys.Rev.Lett. 100, 232003.
- Ackerstaff, K. 1997. Measurement of the neutron spin structure function g_1^n with polarized ${}^3\text{He}$ internal target, Phys.Lett. B 404, 383.
- Adeva, B. 1998 Next-to-leading order QCD analysis of the spin structure function g_1 Phys.Rev.D 58, 112002.
- Adler, S.S. 2004. Double helicity asymmetry in inclusive midrapidity π^0 production for polarized p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV, Phys.Rev.Lett. 93,202002.
- Adler, S.S. 2005. Measurement of transverse single-spin asymmetries for midrapidity production of neutral pions and charged hadrons in polarized p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV Phys.Rev.Lett.95,202001.
- Adler, S.S. 2006. Improved measurements of double helicity asymmetry in inclusive midrapidity π^0 production for polarized p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV Phys.Rev.D 73, 091102(R).

- Ageev, E.S. 2006. Gluon polarization in the nucleon from quasi-real photoproduction of high- p_T hadron pairs Phys.Lett. B 633,25.
- Airapetian, A. 1998. Measurement of the proton spin structure function g_1^p with pure hydrogen target Phys.Lett. B 442, 484.
- Amsler, C. 2008. Review of Particle Physics Physics Letters B 667,1.
- Anthony, P.L. 1993. Determination of the neutron spin structure function Phys.Rev.Lett. 71, 959.
- Anthony, P.L. 2000. Measurements of the Q^2 -dependence of the proton and the neutron spin structure functions g_1^p and g_1^n . Phys.Lett.B 493, 19.
- Ashman, J. 1988. A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g_1 in deep inelastic muon-proton scattering. Phys.Lett.B 206,364.
- Atag, S.and Billur, A.A. 2009. Possibility of determining gluon polarization via polarized top pairs in gamma-proton scattering.Phys.Lett.B. 676,155.
- Bernreuther, W. 2008. Top quark physics at the LHC J.Phys.G 35, 083001.
- Borden, B.I., Bauer D.A. and Caldwell D.O. 1992. SLAC Report No.SLAC-PUB-5715, Stanford, 1992.
- Burgess, C.P. and Moore G.D. 2007. The Standard Model: A Premier, Cambridge University Press.
- Deshpande, A. 2007. The EIC white paper , Annual Reviews of Nucl. and Part. Sci. 55,165.
- Ellis, J.R. and Jaffe, R.L. 1974. Sum rule for deep-inelastic electroproduction from polarized protons Phys.Rev. D9,1444.
- Falk, A.F. and Peksın M.E. 1994. Production, decay, and hadronization of excited Heavy hadrons. Phys.Rev. D 49,3320.
- Farkhondeh M. and Ptitsyn V. M. 2004 eRHIC Zeroth-Order Design Report, BNL CA-D Note 142.
- Ginzburg, I.F. 1983. Nucl. Instrum. Methods Phys.Res. 205,47.
- Ginzburg, I.F. 1984. Nucl.Instrum.Methods Phys. Res. A 219, 5.
- Hubaut, F., Monnier, E., Pralavorio, P., Smolek, K., Simak, V. 2005. ATLAS Sensitivity to top quark and W boson polarization in $t\bar{t}$ events. Eur.Phys.J.C 44S2,13.
- Jezabek, M. and Kuhn, J.H. 1989. Lepton spectra from Heavy quark decay Nucl.Phys. B320, 20.
- Jezabek, M. 1994. Top quark physics Nucl.Phys.Proc.Suppl. B37,197.

- Kleiss, R. and Stirling, W.J. 1985. Spinor techniques for calculating $p\bar{p} \rightarrow W^\pm Z^0 + jets$ Nucl.Phys. B262, 235.
- Kuhn, S.E., Chen J.P., and Leader E. 2009. Spin Structure of the Nucleon-Status and Recent Results arXiv:0812.3535v2.
- Kühn, J. H. 1984. How to measure the polarization of top quarks *Nucl.Phys. B* 237,77.
- Leader, E., Sidorov, A.V. and Stamenov D.B. 2007. Impact of CLAS and COMPASS data on polarized parton densities and higher twist *Phys.Rev. D* 75, 074027.
- Leone, S. 2007. Electroweak and top physics at the Tevatron and indirect Higgs limits arXiv:0710.4983.
- Mahlon, G. and Parke S. 1996. Angular correlations in top pair production and decay at hadron colliders *Phys.Rev.D* 53,4886.
- Mahlon, G. and Parke S. 1997. Maximizing spin correlations in top quark pair production at the Tevatron *Phys.Lett. B* 411,173.
- Martin A.D., Stirling W.J., Thorne R.S. and Watt G. 2007. Update of parton distributions at NNLO *Phys.Lett. B* 652,292.
- MINAMI TATEYA group 1993. ‘GRACE manual’ KEK Report 92,19.
- Nakamura, K. et al. 2010. Review of particle physics. *Journal of Physics G* 37,075021.
- Sehgal, L.M. 1974. Angular momentum composition of the proton in the quark-parton model *Phys.Rev.D* 10, 1663.
- Telnov, V.I. 1990. *Nucl. Instrum.Methods Phys. Res. A* 294,72.
- Şahin, İ. 2005. Polarize elektron-gama çarpışmasında üçlü ayar bozonu etkileşmeleri, Doktora tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Entitüsü.
- Şahin, B. 2006. ep çarpışmasında üst kuarkın spin polarizasyonu, Doktora tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Entitüsü.
- Willenborck, S. 2002. The Standard model and the top quark. arXiv:hep-ph/0211067.
- Yuasa, F. 2000. *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 138,18.

EKLER

EK 1 Foton Dağılımı	109
EK 2 Proton-proton Çarpışmasında Diferansiyel Tesir Kesitleri	110
EK 3 Spin İzdüşüm İşlemcileri	111

EK 1 Foton Dağılımı

Düşük enerjili fotonlar yüksek enerjili elektronlar ile çarpıştırılarak fotonların geri saçılmaları sağlanabilir. Böyle bir durumda saçılan fotonlar en yüksek olasılıkla tam olarak geri saçılma yaparlar. Bu saçılma esnasında fotonlar çarpıştıkları elektronların enerjilerinin bir kısmını soğururlar ve daha yüksek enerjilere ulaşırlar.

Ters Compton saçılmasında sürece giren gerçek fotonlar için dağılım fonksiyonu aşağıda ki gibidir:

$$f_{\gamma/e} = \frac{1}{g(\zeta)} \left[1 - y + \frac{1}{1-y} - \frac{4y}{\zeta(1-y)} + \frac{4y^2}{\zeta^2(1-y)^2} \right] \quad (1.1)$$

burada

$$g(\zeta) = \left(1 - \frac{4}{\zeta} - \frac{8}{\zeta^2} \right) \log(\zeta + 1) + \frac{1}{2} + \frac{8}{\zeta} - \frac{1}{2(\zeta + 1)^2}, \quad (1.2)$$

ve

$$y = \frac{E_\gamma}{E_e}, \quad \zeta = \frac{4E_0E_e}{M_e^2}, \quad y_{\max} = \frac{\zeta}{\zeta + 1}. \quad (1.3)$$

Burada E_0, E_e gelen lazer fotonun ve başlangıç elektronun enerjisidir.

EK 2 Proton-proton Çarpışmasında Diferansiyel Tesir Kesitleri

Proton-proton çarpışması için çift üst kuark üretimi iki tür diyagramdan katkı alır (Şekil 6.2). Bu iki tür Feynman diyagramının diferansiyel tesir kesitleri aşağıda ki gibidir (Amsler 2008).

Kuark-kuark yok olmasından gelen katkı,

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dt}(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}) = \frac{4\pi\alpha_s^2}{9s^4} \left[(m^2 - t)^2 + (m^2 - u)^2 + 2m^2 s \right] \quad (2.1)$$

şeklindedir. Gluon füzyonundan gelen katkı ise,

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{dt}(gg \rightarrow t\bar{t}) = & \frac{\pi\alpha_s^2}{8s^2} \left[\frac{6(m^2 - t)(m^2 - u)}{s^2} - \frac{m^2(s - 4m^2)}{3(m^2 - t)(m^2 - u)} \right. \\ & + \frac{4(m^2 - t)(m^2 - u) - 8m^2(m^2 + t)}{3(m^2 - t)^2} + \frac{4(m^2 - t)(m^2 - u) - 8m^2(m^2 + t)}{3(m^2 - t)^2} \\ & \left. - \frac{3(m^2 - t)(m^2 - u) - 3m^2(u - t)}{s(m^2 - t)} - \frac{3(m^2 - t)(m^2 - u) - 3m^2(u - t)}{s(m^2 - u)} \right] \quad (2.2) \end{aligned}$$

olarak verilebilir.

Burada t,s,u sırasıyla alt süreç için Mandelstam değişkenleridir. α_s güçlü kuvvet için bağlaşım sabiti, m ise üretilen üst kuarkların kütesidir. Bu diferansiyel tesir kesitleri için renk faktörleri ifadelerin içinde yer almıştır.

EK.3 Spin İzdüşüm İşlecileri

Spin izdüşüm işlemcisi \hat{z} eksenine üzerine ve relativistik olmayan haller için,

$$\hat{P}_{\pm} = \frac{1 \pm \hat{\sigma}_3}{2} \quad (3.1)$$

şeklindedir. Artı ve eksi işaretleri sırasıyla spin yukarı, spin aşağı durumlara karşı gelmektedir. Bu işlemciyi herhangi bir yön üzerine genişletmek istersek,

$$\hat{P}(\vec{u}) = \frac{1 \pm \vec{\sigma} \cdot \vec{u}}{2} \quad (3.2)$$

olarak \vec{u} yönündeki izdüşüm yazılabilir (Şahin 2006). Relativistik limitte bu son ifadeyi genellemek gereklidir. Bunun için dörtlü u_z^μ vektör kullanılırsa, parçacığın durgun sisteminde,

$$(u_z^\mu)_{D.S.} = (0, 0, 0, 1) = (0, \vec{u}_z) \quad (3.3)$$

olur. Lorentz dönüşümleri kullanılarak bu durgun sistemden hareketli sisteme geçiş yapılabilir,

$$u_z^\mu = L_\alpha^\mu (u_z^\alpha)_{D.S.} \quad (3.4)$$

Durgun sistemdeki \hat{z} yönündeki hız vektörü kullanılırsa Minkowski uzay-zamanına geçilmiş olur. Bu şekilde yazılabilen spin izdüşüm işlemcisi,

$$\hat{\Sigma}(u_z^3) = \frac{1 + \hat{\Sigma}_3}{2} \quad (3.5)$$

olur. Burada u_z^3 , u_z 'nin z bileşenidir. $\hat{\Sigma}_3$ daha ayrıntılı yazılırsa,

EK Spin İzdüşüm İşlecileri (devam)

$$\begin{aligned}\hat{\Sigma}_3 &\equiv \begin{bmatrix} \hat{\sigma}_3 & 0 \\ 0 & \hat{\sigma}_3 \end{bmatrix} = i \begin{bmatrix} -\hat{\sigma}_1 \hat{\sigma}_2 & 0 \\ 0 & \hat{\sigma}_1 \hat{\sigma}_2 \end{bmatrix} = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^0 = -i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 \gamma^3 \gamma^0 = \gamma_5 \gamma_3 \gamma_0 \\ &= \gamma_5 \gamma_3 (u_z^3)_{D.S.} \gamma_0\end{aligned}\quad (3.6)$$

şeklindedir. $\hat{\Sigma}(u_z^3)$ bu son denklemi kullanarak,

$$\hat{\Sigma}(u_z^3) = \frac{1 + \gamma_5 \gamma_3 (u_z^3)_{D.S.} \gamma_0}{2} = \frac{1 + \gamma_5 (\not{u}_z)_{D.S.} \gamma_0}{2}\quad (3.7)$$

şeklinde elde edilebilir. Fakat bu denklem kovaryant yapıda değildir. Son γ_0 terimi kovaryantlığı bozmaktadır. (1.7) işlemcisi $\omega^r(0)$ ($r = 1, 2, 3, 4$) durgun spinörlerine uygulanırsa, γ_0 'ın spinörlere etkisi ± 1 faktörü ile ortaya çıkar ve γ_0 ihmal edilebilir. Kovaryant yapıdaki izdüşüm işlemcisi,

$$\hat{\Sigma}(s) = \frac{1 + \gamma_5 \not{s}}{2}\quad (3.8)$$

olarak elde edilir. Bu işlemci hareketli sistemler için de geçerlidir. Hareketli bir sistemde ki spinörlere etkisi şöyle tanımlanır:

$$\begin{aligned}\hat{\Sigma}(s)u(p, s) &= u(p, s) \\ \hat{\Sigma}(s)v(p, s) &= v(p, s)\end{aligned}\quad (3.9)$$

$$\hat{\Sigma}(-s)u(p, s) = \hat{\Sigma}(-s)v(p, s) = 0$$

biçimindedir. Burada ki dörtlü spin vektörü şu koşulları sağlar,

EK 3 Spin İzdüşüm İşlemcileri (devam)

$$p_\mu s^\mu = (m \ 0 \ 0 \ 0) \begin{pmatrix} 0 \\ s_x \\ s_y \\ s_z \end{pmatrix} = 0, \quad s^\mu s_\mu = -1. \quad (3.10)$$

Dörtlü spin vektörü parçacığın durgun sisteminde, $(s^\mu)_{D.S.} = (0, \vec{s}')$ biçimindedir. Parçacığın durgun sisteminde tanımlanan dörtlü spin vektörüne Lorentz dönüşümü uygulanırsa, parçacığın \vec{p} momentumuyla hareket ettiği gözlem çerçevesine geçilebilir. Bu şekildeki dörtlü spin vektörü,

$$s^\mu = \left(\frac{\vec{p} \cdot \vec{s}'}{m}, \vec{s}' + \frac{\vec{p} \cdot \vec{s}'}{m(E+m)} \vec{p} \right) \quad (3.11)$$

olur. Burada \vec{s}' , parçacığın durgun sistemindeki üçlü spin vektörüdür. \vec{p} momentumuna sahip parçacığın spini helisite yönünde seçildiğinde spin vektörü:

$$\vec{s}' = \lambda \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}, \quad \lambda = \pm 1 \quad (3.12)$$

olarak tanımlanır. Burada +1 ve -1 özdeğerleri sırasıyla spin vektörünün momentum vektörü ile aynı yönlü ve zıt yönlü olduğu durumlara karşılık gelir. Bu şartlar altında parçacığın dörtlü spin vektörü,

$$s^\mu = \lambda \left(\frac{|\vec{p}|}{m}, \frac{E\vec{p}}{m|\vec{p}|} \right) \quad (3.13)$$

elde edilir. Spin vektörünün farklı yönelimleri incelenmek istendiğinde benzer işlemler tekrar edilebilir.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Ahmet Alper BİLLUR

Doğum Yeri : Ankara

Doğum Tarihi: 07.12.1979

Medeni Hali : Evli

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu

Lise : Antalya Lisesi (1993-1996)

Lisans : Ankara Üniversitesi (1997-2002)

Yüksek Lisans: Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı (2003-2005)

Çalıştığı Kurum:

Cumhuriyet Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nde araştırma görevlisi (2003).

Yayınları

Atağ, S. and **Billur, A.A.** 2009, Possibility of determining gluon polarization via polarized top pairs in gamma-proton scattering. Phys.Lett. B 676, 155.

Atağ, S. and **Billur, A.A.** 2010, Possibility of determining τ lepton electromagnetic moments in $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ process at the CERN-LHC. JHEP 11, 060.