ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

YÜKSEK ENERJİLİ ÇARPIŞTIRICILARDA DİKUARKLARIN ÜRETİMİ

Mehmet ŞAHİN

FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA
2009

ÖZET

Doktora Tezi

YÜKSEK ENERJİLİ ÇARPIŞTIRICILARDA DİKUARKLARIN ÜRETİMİ

Mehmet ŞAHİN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

Bu çalışmada, yüksek enerjili çarpıştırıcılar olan proton-proton (pp), foton-proton (γp) ve elektron-pozitron ($e^{-}e^{+}$)'da skaler ve vektör dikuarkların üretimleri incelenmiştir. $SU(3)_C \times SU(2)_W \times SU(1)_Y$ ayar grubu altında değişmez kalan efektif lagranjiyen yöntemi kullanılarak skaler ve vektör dikuarkların üretim oranları, bozunum genişlikleri ve skaler ve vektör dikuark sinyalleri tartışılmıştır. Foton-proton çarpıştırıcılarında skaler ve vektör dikuarkların birbirinden ayırt edilmesi için jet açısal dağılım grafikleri elde edilmiştir. Bu yüksek enerjili çarpıştırıcılarda skaler ve vektör dikuarklar için sinyal ve fon analizleri yapılmıştır. Hadron-hadron (pp), foton-hadron (γp) ve lepton-lepton ($e^{-}e^{+}$) çarpıştırıcılarında üretilebilecek skaler ve vektör dikuarklar için ulaşılabilecek kütle ve bağlaşım limitleri elde edilmiştir.

Temmuz 2009, 151 sayfa

Anahtar Kelimeler: Standart model ötesi, Kompozit Modeller, Skaler ve vektör Dikuarklar, Proton-Proton Çarpıştırıcısı, Foton-Proton Çarpıştırıcısı, Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

PRODUCTION OF DIQUARKS IN HIGH ENERGY COLLIDERS

Mehmet ŞAHİN

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

Supervisor: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

In this work, the production of scalar and vector diquarks at high energy hadron-hadron (*pp*), photon-hadron (γp) and lepton-lepton ($e^{-}e^{+}$) colliders are investigated. Production rates, decay widths and signatures of scalar and vector diquarks are discussed using the general $SU(3)_C \times SU(2)_W \times SU(1)_Y$ invariant, effective Lagrangian method. The angular distributions of the jets are obtained to distinguish the scalar and vector diquarks at photon-hadron colliders. Signal and background analysis for scalar and vector diquarks are examined in the high energy colliders. The attainable mass limits and couplings are obtained for scalar and vector diquarks that can be produced in high energy hadron-hadron (*pp*), photon-hadron (γp) and lepton-lepton ($e^{-}e^{+}$) colliders.

July 2009, 151 pages

Key Words: Beyond Standard Model, Composite Models, Scalar and Vector Diquarks, Hadron-Hadron Colliders, Photon-Proton Colliders, Lepton-Lepton Colliders

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasının gerçekleştirilmesi sırasında danışman hocam, sayın Prof. Dr. Orhan ÇAKIR'dan büyük destek ve yardım gördüm. Kendisine bu destek ve yardımlarından dolayı içten teşekkürlerimi sunarım. Aynı zamanda tez izleme komitemde bulunan ve benden hiçbir zaman değerli düşüncelerini ve yardımlarını esirgemeyen sayın Prof. Dr. Satılmış ATAĞ'a ve sayın Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER'e teşekkürlerimi sunarım.

Bu Doktora Tez çalışması DPT2006K120470 kod nolu "Türk Hızlandırıcı Merkezinin Teknik Tasarımı ve Test Laboratuvarları" isimli proje tarafından desteklenmiştir.

Mehmet ŞAHİN
Ankara, Haziran, 2009

İÇİNDEKİLER

SİMGELER DİZİNİ

A_μ	Foton Alanı
D_μ	Kovaryant Türev
$F_{\mu\nu}$	Alan Stress Tensörü
g_e	Elektromagnetik Etkileşme Bağlaşım Sabiti
g'	Zayıf Etkileşme Bağlaşım Sabiti
g_s	Güçlü Etkileşme Bağlaşım Sabiti
g_{DQ}	Dikuarkların Etkileşme Bağlaşım Sabiti
G_F	Fermi Sabiti
H	Higgs Alanı
L_{SM}	Standart Model Lagranjiyeni
L_{YW}	Yukawa Lagranjiyeni
θ_w	Weinberg Açısı
Ψ	Fermiyon Alanı
Γ	Bozunum Genişliği
Γ_{DQ}	Dikuarkların Bozunum Genişliği
Λ	Kompozitlik Skalası
σ	Tesir Kesiti
Q	Elektriksel Yük
Y	Zayıf Hiperyük
$W_\mu^\pm$	$W^\pm$ Alanı
Z_μ	Z Alanı
m_{e^-}	Elektronun Kütlesi
$m_{W^\pm}$	$W^\pm$ Bozonlarının Kütlesi
m_Z	Z Bozonunun Kütlesi
m_{DQ}	Dikuark Kütlesi
e^-	Elektron

e^{+}	Pozitron
μ^{-}	Müyon
τ^{-}	Tau
ν_e	Elektron Nötrinosu
ν_μ	Müon Nötrinosu
ν_τ	Tau Nötrinosu
u	Yukarı Kuark
d	Aşağı Kuark
s	Acayip Kuark
c	Sihirli Kuark
b	Alt Kuark
t	Üst Kuark

ŞEKİLLER DİZİNİ

ÇİZELGELER DİZİNİ

1. GİRİŞ

Standart Model leptonların ve kuarkların etkileşimleri için bir kaç yüz GeV'lik enerjilere kadar başarılı bir teoridir. Ayrıca standart modelde ön görülen ifadeler günümüze kadar yapılan deneylerle de tutarlılık göstermektedir. Fakat Standart Model için yine de eksiksiz bir teori diyemeyiz. Çünkü Standart Modelin yanıtsız bıraktığı bazı sorular vardır. Niçin lepton ve kuarklar üç aile şeklinde tekrar etmektedirler? Aileler arasındaki çeşni farklılıkları veya aileler arası kütle farklılığının nedeni nedir? Doğadaki dört temel etkileşmeyi sağlayan kuvvetler nasıl birleştirilebilir? Nötrinolar kütleli midir? Bu türdeki sorulara Standart Model'in yanıt vermemesi nedeniyle, Standart Model tam bir teori değildir. Standart Model'in öngörüleri bir kaç yüz GeV'lik enerjilere kadar deneysel sonuçlarla tutarlı olduğu için etkin bir teoridir.

Standart Modelin bazı sorulara yanıt vermemesi nedeniyle, bu sorulara yanıt vermek üzere Standart Model Ötesi (SMÖ) kavramı ortaya atılmıştır. Bu kavram altında, yanıtsız sorulara yanıt vermek için yeni fizik araştırmaları yapılmaktadır. Standart Model Ötesi modellere Kompozit Modelleri, Süpersimetrik Modelleri, E_6 Modelini, Süpersicim esinlenimli E_6 Modelini, Büyük Birleştirme Modellerini örnek verebiliriz. Bu modeller vasıtasıyla bu güne kadar gözlemlenmemiş bir çok parçaçık ile ilgili varsayımlarda bulunulmuştur. Bu çalışmada Kompozit Modellerde ve Süperstring esinlenimli E_6 Modelinde öngörülen Dikuarkların yüksek enerjili çarpıştırıcılarda üretimleri incelenmiştir.

Dikuarkların yüksek enerjili çarpıştırıcılarda üretim süreçleri incelenirken modelden bağımsız etkileşim lagranjiyenleri kullanılmıştır. Bu lagranjiyenler vasıtasıyla dikuarklar için genlikler hesaplanmış, dikuarkların bozunum genişlikleri hesaplanmış ve ayrıca tesir kesitleri hesaplanmıştır. Hesaplanan tesir kesitleri ve çarpıştırıcıların ışınlıkları vasıtasıyla dikuarklar için olay sayıları bulunmuştur. Monte Carlo tekniklerini temel alan çeşitli simülasyon programları kullanılarak dikuarklar için sinyal / fon analizi yapılmış ve dikuarklar için çeşitli çarpıştırıcılarda kütle keşif spektrumu taraması yapılmıştır. Skaler ve vektör dikuark türlerinin bir birinden nasıl ayırt edileceğine dair çalışmalar yapılmıştır.

Ayrıca dikuarklar için dedektör simülasyonları da yapılmıştır. 2. Bölümde Standart Model özetlenmiş, parçacık spektrumu verilmiştir. Elektrozayıf etkileşmeler ve güçlü etkileşmelerin özellikleri verilmiştir. 3. Bölümde Standart Model Ötesi modellerden bahsedilmiştir. Ayrıca dikuark öngörüsünde bulunan Kompozit Modellerden, Süpersicim Esinlenimli E_6 modelinde ve E_6 dikuarklarının ve Kompozit kuarkların özelliklerinden bahsedilmiştir. 4. Bölümde skaler ve vektör dikuarkların özelliklerinden bahsedilmiş ve etkileşim lagranjiyenleri verilmiş ve bu lağranjyenlerden yararlanılarak skaler ve vektör dikuark için çeşitli çarpıştırıcılarda genlik, bozunum genişliği hesabı, tesir kesiti hesabı yapılmıştır. 5. Bölümde çeşitli simülasyon programları kullanılarak skaler ve vektör dikuarklar için çeşitli çarpıştırıcılarda üretim tesir kesitleri hesaplanmıştır. 6. Bölümde dikuarklar için sinyal ve fon analizi yapılmıştır. Bu analizlerin yardımı ile skaler ve vektör dikuraklar için kütle keşif taraması yapılmıştır. 7. Bölümde diğer bölümlerde yapılan hesaplamalar sonucunda elde edilen sonuçlara yer verilmiştir.

2. STANDART MODEL

$SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ ayar grubuna sahip Standart Model, 6 kuark, 6 lepton ve bunların anti-parçacıklarını, 4 kuvvet taşıyıcı parçacık ve henüz keşfedilmemiş olan ve parçacıklara kütle kazandırdığı düşünülen Higgs parçacığını içermektedir. C harfi renk yükünü, W harfi zayıf izospini, Y harfi de hiper yükü temsil etmektedir. Bu günkü bilgilerimize göre kuarklar ve leptonlar üç aileden oluşmaktadır.

Çizelge 2.1 Standart Model aileleri ve kuvvet taşıyıcı parçacıklar.

	I. Aile	II. Aile	III. Aile
Kuarklar	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ $u_R,\ d_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$ $c_R,\ s_R$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ $t_R,\ b_R,$
Leptonlar	$\begin{pmatrix} \nu_{e^-} \\ e^- \end{pmatrix}_L$ $e_R^-,$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu^-} \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$ $\mu_R^-,$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau^-} \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$ τ_R^-
Bozonlar (Kuvet Taşıyıcılar)	γ, g, W^+, W^-, Z		

Çizelge 2.1.'deki u, c, t kuarkları + 2/3 elektriksel yüke sahiptirler. d, s, b kuarkları ise – 1/3 elektriksel yüküne sahiptirler. γ simgesi elektromagnetik etkileşmelerin kuvvet taşıyıcı parçacığı olan fotonu, g güçlü etkileşmelerin kuvvet taşıyıcı parçacığı olan gluonu, W^+, W^-, Z elektrozayıf etkileşmelerin kuvvet taşıyıcı parçacıklarını temsil etmektedir. *L* ve *R* harfleri ise sol ve sağ elliliği ifade etmektedir.

Standart Model'in ayar grubu güçlü etkileşmelerin simetri grubu olan $SU(3)_C$'yi, elektrozayıf etkileşmelerin simetri grubu olan $SU(2)_W \times U(1)_Y$'yi, elektromagnetik etkileşmelerin simetri grubu olan $U(1)_{em}$'yi içermektedir. Standart Model grubunun bir alt grubu olan $SU(2)_W \times U(1)_Y$ simetri grubu, elektromagnetik etkileşmelerle zayıf etkileşmeleri elektrozayıf etkileşme adı altında birleştiren bir simetri grubudur.

Standart Modelin ayar sektörü $SU(3)_C$'nin ayar bozonları olan sekiz gluondan, $SU(2)_W \times U(1)_Y$'nin ayar bozonları olan $\gamma, W^{\pm}, Z$ bozonlarından oluşmaktadır. Gluonlar kütlesizdirler, elektrik yükü açısından yüksüzdürler ve renk yükü taşırlar. Sekiz tane gluon vardır çünkü bu sekiz gluon farklı renk yükü taşırlar. Gluonlar renk yükü içermelerinden dolayı kuarklarla ve kendi kendileri ile etkileşirler. Zayıf etkileşme bozonları $W^{\pm}$ ve Z kütleli parçacıklardır. Kendi kendileriyle etkileşebilirler. $W^{\pm}$ bozonları "+" ve "-" elektriksel yükünü taşırlar ve renk yükü taşımazlar. Z bozonu da kendi kendisiyle etkileşebilir. Elektriksel yük açısından yüksüzdür ve renk yükü taşımaz. γ bozonu kütlesizdir, elektriksel yük açısından yüksüzdür, kendi kendine etkileşmez ve renk yükü taşımaz.

Etkileşmelerin menzilleri hakkında bilgi verecek olursak, bunlardan en iyi bilinen elektromagnetik etkileşmeler kütlesiz bir kuvvet taşıyıcı bozon vasıtasıyla etkileşmelerini gerçekleştirdiği için sonsuz menzile sahiptir. Zayıf etkileşmeler kütleli kuvvet taşıyıcı bozonlar vasıtasıyla etkileşmelerini gerçekleştirdikleri için kısa menzillidirler. Bu menzil ise yaklaşık $10^{-16}\,cm$'dir. Güçlü etkileşmeler kütlesiz kuvvet taşıyıcı bir parçacık vasıtasıyla gerçekleşir. Kuvvet taşıyıcı parçacığı kütlesiz olduğu için güçlü etkileşmelerin sonsuz menzilli olması beklenir. Fakat güçlü etkileşmeler sonsuz menzilli değildir. Bunun nedeni renk yükü hapis mekanizmasından kaynaklanır. Renk taşıyan hiçbir parçacık uzun menzilli olamaz. Bundan dolayı doğada renkli parçacıklar gözlemlenemez. Dolayısıyla güçlü etkileşmelerin menzili $10^{-13}\,cm$'dir ve buda yaklaşık olarak en hafif hadronların boyutlarına karşılık gelmektedir (Herrero 1998).

Bu üç etkileşmenin şiddeti onların bağlaşım sabitlerine bağlıdır. Elektromagnetik etkileşmeler elektromagnetik bağlaşım sabiti e veya $\alpha = e^2/4\pi$'nin şiddetine göre yönetilirler. Düşük enerjilerde ince yapı sabiti $\alpha(Q = m_e) = 1/137$ olur. Zayıf etkileşmeler alışverişi yapılan ayar bozon kütlesi M_V'den daha küçük enerjilerde Fermi sabiti $G_F = 1.167 \times 10^{-5}\ GeV^{-2}$ tarafından verilen efektif (zayıf) bir şiddete sahiptir. Güçlü etkileşmeler zayıf etkileşmelere göre daha güçlüdürler ve etkileşmenin şiddeti güçlü etkileşme bağlaşım sabiti g_s veya $\alpha_s = g_s^2/4\pi$'nin büyüklüğü tarafından yönetilir. Düşük enerjilerde güçlü etkileşme sabitinin değeri $\alpha_s(Q = m_{hadron}) \approx 1$ gibi büyük değerler alır. Yüksek enerjilerde ise $\alpha_s(Q \to \infty) \to 0$ olur ve asimtotik limit ortadan kalkar. Bu son limitin anlamı sonsuz derecede büyük enerjilerde (benzer şekilde sonsuz küçük uzaklıklarda) kuarkların serbest parçacık gibi gözlemlenebileceğidir (Herrero 1998). Bu durum asimtotik serbestliğin bir özelliği olarak bilinmektedir. Şimdi daha detaylı bir şekilde etkileşmeleri ele alalım.

2.1 Kuantum Elektrodinamiği (QED)

Kuantum elektrodinamiği (QED) elektrodinamiğin rölativistik bir alan teorisidir. QED 1920'li yılların sonlarına doğru çok sayıda fizikçi tarafından geliştirilmeye başlanmıştır. QED atomik seviyedeki dünyayı anlamamız için temel kaynak olmaktadır. Temel olarak ışığın maddeyle nasıl etkileştiğini tanımlar. Daha çok elektronların, pozitronların ve fotonların birbirleri arasındaki etkileşmelerle ilgilenmektedir. Kuantum elektrodinamiği parçacık fiziğindeki en başarılı ayar teorisidir. Yapılan deneylerin sonucunda yüksek seviyede doğruluğa sahip bir teori olduğu ortaya çıkmıştır.

$s = 1/2$ spinli serbest Dirac alanı Ψ için lağranjiyen aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\mathcal{L} = \overline{\Psi}(x)(i\eth - m)\Psi(x); \quad \eth \equiv \partial_\mu \gamma^\mu \tag{2.1}$$

Bu lagranjiyene karşılık gelen hareket denklemi Dirac denklemidir.

$$(i\eth - m)\Psi(x) = 0 \tag{2.2}$$

Şimdi bu lagranjiyenin global $U(1)$ dönüşümleri altında invaryant kaldığını gösterelim.

$$\Psi \rightarrow e^{iQ\theta}\Psi;\ \bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi}e^{-iQ\theta};\ \partial_\mu\Psi \rightarrow e^{iQ\theta}\partial_\mu\Psi \tag{2.3}$$

Burdaki global fazı $Q\theta$ simgeleri, sürekli parametreyi ise θ simgesi temsil etmektedir. Noether's teoremi, denklem (2.3)'deki lagranjiyenin $U(1)$ global ayar değişmezliği elektromagnetik akımın korunumlu olduğunu ima etmektedir. Elektromagnetik akım ve elektromagnetik yük için aşağıdaki ifade verilmiştir.

$$J_\mu = \bar{\Psi}\gamma_\mu eQ\Psi;\ \partial_\mu J^\mu = 0;\ eQ = \int d^3x\, J_0(x) \tag{2.4}$$

Global ayar dönüşümünden yerel ayar dönüşümüne geçiş yapmak için θ parametresinin bir uzay-zaman noktası olan x'e bağlı olması gerekir. Aşağıda alanların ve türevlerin yerel ayar dönüşümü uygulandıktan sonraki biçimlerini görmekteyiz.

$$\Psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)}\Psi;\ \bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi}e^{-iQ\theta(x)};\ \partial_\mu\Psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)}\partial_\mu\Psi + iQ(\partial_\mu\theta(x))e^{iQ\theta(x)}\Psi \tag{2.5}$$

Yukarıdaki alanların ve türevlerin yardımıyla yeniden yazılan lagranjiyen hala yerel ayar dönüşümleri altında invaryant (değişmez) kalmaz. Bu sorunun çözümü ayar ilkesi prensibince çözümlenebilir. Bunun için foton alanı olarak adlandırılan $A_\mu(x)$ ayar vektör bozonuyla tanışmamız gerekir. Bu ayar vektör bozonu Ψ alanıyla etkileşir ve $U(1)$ ayar dönüşümleri altında düzgün bir şekilde dönüşür.

$$A_\mu \longrightarrow A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\theta(x) \tag{2.6}$$

Buradaki düzgün bir şekilde dönüşüm $\partial_\mu \theta \neq 0$ olan ekstra terimlerin lağranjiyene olan katkısını telefi etme anlamına gelmektedir. Sonuçta toplam lagranjiyen değişmez (invaryant) kalmaktadır.

Lagranjiyeni ayar değişmezi (invaryant) bırakmanın en ekonomik yolu normal türev ∂_μ'nün yerine kovaryant türev olarak adlandırılan D^μ türevinin kullanılmasıdır.

$$D_\mu \Psi \equiv (\partial_\mu - ieQA_\mu)\Psi \tag{2.7}$$

Bu türev Ψ alanının kendi kendine dönüşümünde olduğu gibi kovaryant bir şekilde dönüşür.

$$D_\mu \Psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)} D_\mu \Psi \tag{2.8}$$

Foton alanının yayılmasını lagranjiyene eklemek için kinetik terimi de eklememiz gerekir. Kinetik terim de ayar invaryant olmalıdır. Alan stress tensörü terimleri cinsinden ifade edilir.

$$F_{\mu\upsilon} = \partial_\mu A_\upsilon - \partial_\upsilon A_\mu \tag{2.9}$$

Böylece toplam lagranjiyen Lorentz ve $U(1)$ ayar invaryant kalır. Bu lagranjiyen Kuantum Elektrodinamiği (QED) lagranjiyeni olarak bilinir (Herrero 1998).

$$\mathcal{L}_{QED} = \overline{\Psi}(x)\big(iD_\mu\gamma^\mu - m\big)\Psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\upsilon}(x)F^{\mu\nu}(x) \tag{2.10}$$

$\overline{\Psi} iD_\mu\gamma^\mu$ terimi istenilen etkileşme olan $\overline{\Psi} eQA_\mu\gamma^\mu\Psi$'yi içerir. Son olarak elektromagnetizma için ayar grubu $U(1)_{em}$'dir. $U(1)_{em}$ bir Q jeneratörüne ve bir θ parametresine sahiptir.

2.2 Elektrozayıf etkileşme

Standart Model'in en büyük başarılarından birisi elektromagnetik etkileşmelerle zayıf etkileşmeleri başarılı bir şekilde birleştirmesidir. Bu kesimde elektrozayıf etkileşmelerle ilgili bilgiler verilmektedir. İlk önce zayıf etkileşmeler teorisinin tarihçesi ile ilgili bilgiler verilerek bu kesime başlanmıştır.

2.2.1. Fermi teorisi

Zayıf etkileşmeler teorisi 1933 yılında Fermi'nin beta bozunumu teorisi ile başlamıştır. Hatta Fermi, Pauli tarafından elektronların sürekli enerji spektrumlarını açıklamak (görünürde enerjinin korunmaması durumunu açıklamak) için varsayımsal olarak ortaya atılan bu parçacığın ismini nötrino olarak öngörmüştür.

Fermi'nin orjinal teorisi, elektron-elektron saçılmasını açıklayan elektromagnetik etkileşmelerde olduğu gibi iki vektör akımı içerir. Her ne kadar etkileşmenin doğru formu 1957'de parite kırılmasının keşfedilmesinden sonra daha da belirgin bir biçimde açıklığa kavuşmasına rağmen, Lee ve Yang tarafından teorik açıklaması yapılmıştır. Bu açıklama vektör ve eksensel vektör (V-A) akımlarının bir sonucu olarak zayıf etkileşmelerin lagranjiyeninin önerilmesine neden olmuştur.

$$L_F(x) = \frac{G_F}{2}\,\bar{p}(x)\gamma^{\alpha}(g_v - g_A\gamma_5)n(x)\bar{e}(x)\gamma_{\alpha}(1-\gamma_5)\nu(x) + h.c. \qquad (2.11)$$

Burada nükleonun vektörel bağlaşımı Cabibbo açısı $g_v = \cos\theta_C \approx 0.97$ ile verilen bağlaşımdan bir parça daha küçüktür. ΔJ = 0, 1 toplam açısal momentum geçişli beta bozunumunun çalışılması sonucunda öğrenilen nükleonun eksensel bağlaşımının vektörel bağlaşımına oranı $g_A / g_V = -1.2573 \pm 0.0028$'dir (Casso *et al.* 1998). Denlem (2.11)'de ki lagranjiyen, pertürbasyon teorisinin leading order mertebesinde Fermi bağlaşımı G_F cinsinden nötronun yaşam ömrünü hesaplamada kullanılabilir. Nötronun deneysel yaşam ömrü τ = 887.0 ± 2.0 s değerinden Fermi sabiti $G_F = 10^{-5}$ GeV^{-2} olarak tahmin edilebilir. Bu teori renormalize edilemez ve düşük enerjilerde etkileşimi zayıftır.

Pionun, müonun ve acayip hadronların keşfi ile zayıf etkileşmelerin vector (V)-eksensel vektör (A) yapısı çeşitli deneylerle kanıtlanmıştır. Daha büyük gelişme elektron ve müon sayılarının ayrı ayrı korunması ve müon nötrinolarının keşfi ile gerçekleşmiştir. Fermiyonik çifler (p,n), (e, ν_e), (μ, ν_μ) arasındaki dörtlü fermiyon etkileşmeleri özellikle de müonun bozunumu aşağıdaki lagranjiyen vasıtasıyla tanımlanmaktadır (Ho-Kim and Pham 1998).

$$L_\mu(x) = \frac{G_F}{2}\bar{\nu}_\mu(x)\gamma^\alpha(1-\gamma_5)\mu(x)\bar{e}(x)\gamma_\alpha(1-\gamma_5)\nu_e(x) + h.c. \tag{2.12}$$

Bu etkileşim renormalize edilemeyen önemli bir teoreme neden olur. Pertürbasyon teorisinin bütün mertebelerinde bu geçiş için fotonik düzeltmeler sonlu kalmaktadır. Leading order düzeltmeleri 20 yıl önce hesaplanmıştır. Müonun yaşam ömrü aşağıdaki teorik formül vasıtasıyla hesaplanabilir.

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}(1-\frac{8m_e^2}{m_\mu^2})\left[1+1.810\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)+(6.701\pm 0.002)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2+...\right] \tag{2.13}$$

Denklem (2.13)'de, Fermi bağlaşım sabiti G_F'nin değerine fotonik olmayan tüm düzeltmelerin eklendiği varsayılarak Fermi bağlaşım sabitinin uygun bir tanımı önerilmektedir. τ_μ'nün ölçülen değeri kullanılarak (Casso *et al.* 1998) Fermi bağlaşım sabiti için aşağıdaki değer bulunur.

$$G_F = (1.16637 \pm 0.00001) \times 10^{-5}\ GeV^{-2} \tag{2.14}$$

2.2.2 Elektrozayıf etkileşmelerin simetri grubu

Elektrozayıf etkileşmelerin ayar simetrisi $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetri grubu ile temsil edilir. L harfi solelliliği, Y ise hiper yükü temsil etmektedir. Weinberg ve Salam tarafından bulunmuş olan bu ayar simetrisi elektromagnetik etkileşmelerle zayıf etkileşmeleri başarılı bir şekilde birleştirmiştir. Bu simetri grubuna göre dört tane kuvvet taşıyıcı bozon vardır. Bu kuvvet taşıyıcı bozonlardan üçü kütleli birisi de kütlesizdir. Kütleli olan bozonlara kütle vermek için $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetri grubu kendiliğinden simetri kırılmasına uğrayıp $U(1)_{em}$ grubuna kırılır. Bu kırılma sonucunda elektrozayıf teorinin ayar bozonları olan $W^{\pm}, Z$ bozonları kütle kazanmış olurlar. Bu mekanizma Higgs Mekanizması olarak bilinir. Bu mekanizmanın ve ayar dönüşüm ilkelerinin yardımıyla elektrozayıf teorinin ayar bozonları kütleli olsa bile elektrozayıf teorinin lagranjiyeni ayar dönüşümleri altında değişmez (invaryant) kalır.

2.2.3 Zayıf izospin ve hiperyük

Elektromagnetik etkileşme ile zayıf etkileşme arasında bir benzerlik araştırılırken, dört-fermiyon etkileşmesi yüklü kiral akımı ile etkileşen yüklü kütleli vektör bozonun düşük enerjili bir efektif teorisi olarak düşünülmüştür. Yüklü kiral akımlar aşağıda tasvir edilmiştir (Ho-Kim and Pham 1998).

$$L_I = -\frac{g}{2\sqrt{2}} W_\alpha^- J^{+\alpha} + h.c. \tag{2.15}$$

$$J_\alpha^+ = \left[\overline{\nu}_e(x)\gamma_\alpha(1-\gamma_5)e(x) + \overline{\nu}_\alpha(x)\gamma_\alpha(1-\gamma_5)\mu(x) + \ldots \right] \tag{2.16}$$

$$\mathrm{G_F} = \frac{g^2}{8M_W^2}, \ \ \mathrm{M_W} \leq 110 \text{ GeV, eğer g} < 1 \tag{2.17}$$

Denklem (2.14)'de ki $W^{\pm} = W^1 \pm iW^2$'dir. $SU(2)_L$ zayıf izospinin yüklü bileşeninin yüklü akımı denklem (2.15)'da gösterilmiştir. Denklem (2.18)'de ki P_L izdüşüm operatörünü temsil etmektedir.

$$\frac{1}{2} J_\alpha^i = \overline{N}_L(x)\gamma_\alpha T^i L_L(x)$$

$$N_L(x) = P_L \begin{pmatrix} p(x) \\ n(x) \end{pmatrix}, \quad L_L(x) = P_L \begin{pmatrix} \nu(x) \\ e(x) \end{pmatrix} \qquad P_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5) \tag{2.18}$$

Burda $T^i = \tau^i / 2$ temel temsilde SU(2)'nin jeneratörleridir. Bu jeneratörler elektromagnetizma gibi yüksüz olan ilave bir yüksüz zayıf akımın varlığını ortaya koymaktadır. Denklem (2.18)'de ki $p(x)$ ve $n(x)$ simgeleri proton ve nötronu, $\nu(x)$ ve $e(x)$ bileşenleri ise elektronu ve onun nötrinosunu temsil etmektedir.

$$\left[T^+, T^-\right] = 2T^3 \neq Q \tag{2.19}$$

Denklem (2.19)'da $T^{\pm} = T^1 \pm iT^2$'dir. $SU(2)_L$ ikilileri ve teklileri hiperyük isimli bir kuantum sayısı taşımaktadır. Böylece Gell-Mann – Nishijima formülünü yazabiliriz. Burada Q elektriksel yükü, T^3 zayıf izospinin üçüncü bileşenini, Y ise zayıf hiper yükü temsil etmektedir.

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2} \tag{2.20}$$

Denklem (2.20)'den de yararlanılarak temel fermiyonların kuantum sayıları çizelge 2.2'de listelenmiştir.

Çizelge 2.2 Temel fermiyonların kuantum sayıları.

Aileler			Renk	T_L^3	Y_L	T_R^3	Y_R	Q
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	3 3	1 / 2 -1 / 2	1 / 3 1 / 3	0 0	4 / 3 -2 / 3	2 / 3 -1 / 3
$\begin{pmatrix} \nu_{e^-} \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu^-} \\ \mu^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau^-} \\ \tau^- \end{pmatrix}$	1 1	1 / 2 -1 / 2	-1 -1	0 0	0 -2	0 -1

T_L^3 solelli fermiyonların izospinlerinin üçüncü bileşenini ifade etmektedir, Y_L sol elli fermiyonların hiper yükünü ifade etmektedir, T_R^3 sağ elli fermiyonların izospinlerinin üçüncü bileşenini ifade etmektedir, Y_R sağ elli fermiyonların hiper yükünü ifade etmektedir, Q ise fermiyonların elektriksel yükünü ifade etmektedir.

2.2.4 Yang-Mills teorisi

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ grubuna sahip Yang-Mills teorisinden yararlanarak aşağıdaki lagranjiyen yoğunluğu yazılabilir. Bu lağranjiyen yoğunluğunun simetrik kısmı g ve g' ayar bağlaşım sabitleri cinsinden ifade edilmiştir (Ho-Kim and Pham 1998).

$$L_{ew} = -\frac{1}{4} W^{i,\mu\nu} W^i_{\mu\nu} - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} + \sum_{f=1}^{3} \overline{\psi}_L^f \gamma_\mu D^\mu \psi_L^f + \sum_{f=1}^{6} \overline{q}_R^f \gamma_\mu D^\mu q_R^f + \sum_{f=1}^{3} \overline{E}_R^f \gamma_\mu D^\mu E_R^f \quad (2.21)$$

Denklem (2.21)'de ki D^μ kovaryant türevi temsil etmektedir. Açık formu aşağıda ifade edilmiştir. ψ_L^f simgesi sol elli lepton ve kuarkların ailesini temsi etmektedir. q_R^f simgesi sağ elli kuarkları temsil eymektedir. E_R^f simgesi ise sağ elli leptonları temsil etmektedir.

$$D^\mu = \partial^\mu + ig\sigma^i W^{i,\mu} + ig'YB^\mu \quad (2.22)$$

Elektro-zayıf teoride kovaryant türev gluon alanlarını içermemektedir, σ^i ifadesi fermiyonik alan olan ψ_L^f 'nin indirgenemez temsilinin $SU(2)_L$ matrisidir. Foton alanı W_3 ve B alanının lineer bileşeninden oluşur ve elektromagnetik akım ile bağlaşımlıdır.

$$A_\mu = -\sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu \quad (2.23)$$

$$\tan\theta_W = \frac{g'}{g}, \;\; e = g\sin\theta_W \quad (2.24)$$

Z bozon alanı ise dik kombinasyonlara sahiptir ve yüksüz zayıf akım ile bağlaşımlıdır.

$$Z_{\mu} = \cos\theta_W W_{\mu}^{3} + \sin\theta_W B_{\mu} \tag{2.25}$$

Fermiyonların etkileşim lagranjiyen yoğunluğu, akımları ile birlikte Dirac spinörleri cinsinden ifade edilmiştir.

$$L_{I_f} = -\left(\frac{g}{2\sqrt{2}} J_{\mu}^{+} W^{-,\mu} + \frac{g}{2\sqrt{2}} J_{\mu}^{-} W^{+,\mu} + \frac{g}{2\cos\theta_W} J_{\mu}^{NC} Z_{\mu} + e J_{\mu}^{elm} A^{\mu}\right)$$

$$J_{\mu}^{+} = \sum_{fU\,fD} \overline{\psi}_{fU} \gamma_{\mu} (1-\gamma_5) V_{CKM}^{fUfD} \psi_{fD} + \sum_{fE} \overline{\psi}_{fN} \gamma_{\mu} (1-\gamma_5) \psi_{fE}$$

$$J_{\mu}^{NC} = \sum_{f_\chi} \overline{\psi}_{f_\chi} \gamma_{\mu} (v_{\chi} - a_{\chi}\gamma_5) \psi_{f_\chi}$$

$$J_{\mu}^{em} = \sum_{f_\chi} \overline{\psi}_{f_\chi} \gamma_{\mu} Q_{\chi} \psi_{f_\chi} \tag{2.26}$$

Buradaki f_χ bileşeni ailelerin verilen bir bileşeni için fermiyonların aile etiketini temsil etmektedir. Yani $\chi = U, D, E, N$ olmak üzere $f_U = u, c, t$; $f_D = d, s, b$; $f_E = e^-, \mu^-, \tau^-$; $f_N = \nu_{e^-}, \nu_{\mu^-}, \nu_{\tau^-}$ ifadelerini temsil etmektedir. Renk etiketleri ve spinör etiketleri yazılmamıştır. V_{CKM}^{fUfD} ise CKM-matrisini temsil etmektedir. Abelyen olmayan ayar simetrisine ihtiyaç duyulması ayar bozonlarının etkileşimlerinin evrenselliğine ve yüksüz akım bağlaşımlarının tahminine neden olmuştur. Nötral akım bağlaşımları aşağıda ifade edilmiştir.

$$v_{\chi} = T_{\chi,L}^{3} - 2Q_{\chi}\sin^2\theta_W, \quad a = T_{\chi,L}^{3} \quad \chi = U, D, E, N \tag{2.27}$$

$\chi = U, D, E, N$ ifadesinde ki $U = u, c, t$ kuarklarını temsil etmektedir. $D = d, s, b$ kuarklarını temsil etmektedir. $E = e^-, \mu^-, \tau^-$ yüklü leptonları temsil etmektedir. $N = \nu_{e^-}, \nu_{\mu^-}, \nu_{\tau^-}$ yüksüz leptonları temsil etmektedir. (2.26) denklemindeki lagranjiyenin kiral ayar simetrisi ayar bozonları ve fermiyonlar için kütle terimlerini yasaklar. Kütle terimlerini lagranjiyene el ile eklemek büyük sorunlara yol açar. Bu sorunların nedeni lagranjiyene ayar bozonları ve fermiyonlar için kütle terimlerinin eklenmesi dolayısıyla ayar değişmezliğinin bozulmasıdır. Bu sorundan dolayı altmışlı yılların başlarında bu teoriler ciddiye alınmamış ve yüksüz akımlar için başarılı bir tahmin yapılamamıştır. Düşük enerjili efektif teori küçük düzeltme terimlerini içeren yüklü akım verilerini daha başarılı bir şekilde açıklamaktadır. Benzer şekilde düşük enerjili efektif teoriler kütleli renormalize edilebilir bir Yang-Mills teorisinin var olması gerektiğine dair ip uçları da vermiştir.

2.2.5 Higgs mekanizması

Kütle kavramının yol açtığı sorunlar ve bu sorunların çözümü abelyen teoriler vasıtasıyla anlaşılabilmiştir. Kütlesiz ve spini 1 olan bir parçacık sadece iki spin serbestlik derecesine sahiptir. Etkileşim teorisini ayar değişmezi bırakmak için parçacığın boyuna bileşeni ikili formunda olmamalıdır, ve böylece renormalize edilebilir bir teori elde edilmelidir. Sonsuz küçük bir kütle teriminin eklenmesi durumunda dahi büyük problemlerle karşılaşılır. Ayar bozonlarının boyuna bileşenleri fizikseldir ve üniterliği bozarlar. Sorun serbestlik derecesi ile ilgilidir. Kütleli ayar bozonları üç spin durumuna sahiptirler. Bu yüzden kütlesiz teori kütleli teorinin kütlesiz limiti gibi basit bir şekilde elde edilemez. Yüksek enerjilerde ayar bozonlarının boyuna bileşeni skaler bir parçacık gibi davranır. Eğer bu skaler parçacığı teoriye eklersek belki ayar simetrisini korur. Ayar dönüşüm kuralları da skaler parçacığı içerecektir. Higgs'in bu önemli görüşü (Higgs 1964) Brout ve Englert'in Higgs mekanizmasını keşfetmelerine neden olmuştur (Englert and Brout 1964). Skaler alanın enerji açısından tercih edilen değeri sıfıra eşit değil ise, Ward-Takahashi özdeşliği yerel ayar değişmezliğini korur. Eğer taban durumu $\langle\phi\rangle$ sıfır değil ise yerel simetriye gereksinim duyulmaksızın her bir kırılan jeneratörle bağlantılı olarak kütlesiz Goldstone bozonları aracılığı ile kendiliğinden kırılan simetriye sahip oluruz. Yüksek enerjilerdeki ayar teorilerinde kütleler ihmal edilebilir. Dolayısıyla kütlesiz Goldstone bozonlarına ve kütlesiz ayar bozonlarına sahip oluruz. Düşük enerjilerde Goldstone bozonları teoride ortadan kaybolarak kütleli ayar bozonlarının boyuna bileşenlerinin olmasını sağlarlar. Çünkü teorinin serbestlik derecesi sayısı korunmak zorundadır. Ayar teorilerinin Goldstone bozonları ile bu şekildeki bağlantısı Higgs mekanizması olarak adlandırılır. Kütleli ayar bozonlarını uygun Goldstone bozonlarını kullanmak koşuluyla lagranjiyene bazı yeni sektörler ekleyerek elde edebiliriz. Şimdi Standart Model için genel bir lagranjiyen yazarak işe başlayalım.

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_A + \mathcal{L}_{KSK} + \mathcal{L}_{YW} \tag{2.28}$$

Burada $\mathcal{L}_f$ fermiyonlar için lagranjiyeni ifade eder. $\mathcal{L}_A$ ayar alanları için lagranjiyeni ifade eder. $\mathcal{L}_{KSK}$ ise kendiliğinden simetri kırılması sektörünü ifade eder. $\mathcal{L}_{YW}$ Yukawa lagranjiyenini ifade eder.

$$\mathcal{L}_f = \sum_{f=l,q} \bar{\Psi} i D_\mu \gamma^\mu \Psi \tag{2.29}$$

Burdaki Ψ alanları fermiyon alanlarını temsil etmektedir. *f=l,q* ifadesindeki *l* ve *q* simgeleri ise sırasıyla leptonları ve kuarkları temsil etmektedir.

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \mathcal{L}_{AD} + \mathcal{L}_{FP} \tag{2.30}$$

Bu denklemdeki $W_{\mu\nu}^i$, $B_{\mu\nu}$ terimleri alan stress tensörlerini temsil etmektedir. $\mathcal{L}_{AD}$ ayar düzeltici lagranjiyen terimlerini temsil eder. $\mathcal{L}_{FP}$ termi ise Faddeev Popov lagranjiyenini temsil etmektedir.

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \ ; \ B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{2.31}$$

Standart Model Higgs mekanizmasının basit bir uygulaması ile tanımlanabilir. Bu tanım teoriye $Y(\Phi) = 1/2$ hiper yüklü skaler bir ikili yapının eklenmesi ile gerçekleştirilebilir. Bu skaler yapı kompleks alanları temsil etmektedir.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \tag{2.32}$$

Denklem (2.32)'den yararlanarak denklem (2.33) elde edilir. Denklem (2.33)'da ayar kinetik enerji terimleri ve kendi kendine etkileşme terimleri mevcuttur. Aşağıdaki lagranjiyen de ki μ^2 terimi kütle terimine benzemekle birlikte tam olarak kütle terimi değildir. Yani L_{KSK} lagranjiyeninde kütle terimi yoktur. Ayrıca lagrajiyendeki λ teriminin sıfırdan büyük olduğu kabul edilmiştir.

$$\mathcal{L}_{KSK}(x) = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \tag{2.33}$$

Yukawa bağlaşımlarını içeren lagranjiyen aşağıda yazılmıştır.

$$L_{YW}(x) = \sum_{ff'} \lambda^U_{ff'} \big(\bar{Q}_{Lf} \widetilde{\Phi}\big) u_{Rf'} + \lambda^D_{ff'}\big(\bar{Q}_{Lf} \Phi\big) d_{Rf'} + \lambda^E_{ff'}\big(\bar{L}_{Lf} \Phi\big) e_{Rf'} + h.c. \tag{2.34}$$

Burada Q_{Lf} ve L_{Lf} fermiyon ailesi için kuark ve lepton Weyl spinörü ikilisini temsil etmektedir. Aile uzayında $\lambda^u_{ff'}$, $\lambda^d_{ff'}$ $\lambda^e_{ff'}$ kompleks bağlaşım matrislerini göstermektedir. Nötrinolar için Yukawa bağlaşımı yoktur çünkü doğada sadece sol-elli nötrinoların var olduğu kabul edilmektedir. Denklem (2.33)'de lagranjiyenin potansiyel terimi aşağıda ifade edilmiştir.

$$V\big(\Phi^\dagger \Phi\big) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \tag{2.35}$$

Şimdi potansiyeli minimum yapan değerleri bulalım. Bu ifadeleri potansiyelin birinci dereceden türevini sıfıra eşitleyerek bulabiliriz.

$$\frac{\partial V(\Phi^\dagger \Phi)}{\partial \phi} = 0 \tag{2.36}$$

Buradan $-\mu^2 + 2\lambda\Phi^\dagger \Phi = 0$ bağıntısını elde ederiz. Denklem (2.35)'de μ^2 teriminin iki durumuna göre analiz yapabiliriz:

$-\mu^2 > 0$ olduğunu varsayarsak; $-\mu^2 + 2\lambda\Phi^\dagger\Phi = 0$ eşitliği ancak $\langle 0|\Phi|0\rangle = 0$ olur ise sağlanır. Bu da vakumun simetrik olduğunu ve simetri kırılması olmadığını gösterir.
$-\mu^2 < 0$ olduğunu varsayarsak; $-\mu^2 + 2\lambda\Phi^\dagger\Phi = 0$ eşitliğini aşağıdaki formda yazalım.

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{\mu^2}{2\lambda} \tag{2.37}$$

Artık (2.37) eşitliğini sağlayan alanları bulmalıyız. $\Phi^\dagger$, Φ ikilileri ϕ^+, ϕ^-, ϕ^0, ${\phi^0}^\dagger$ kompleks alan bileşenlerine sahiptirler. Bu kompleks alanları ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3, ϕ_4 reel alanları cinsinden yazabiliriz.

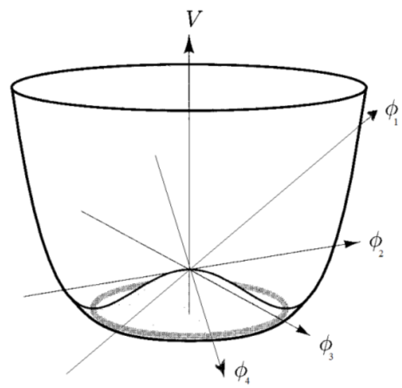
$$\phi^+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}, \phi^- = \frac{\phi_1 - i\phi_2}{\sqrt{2}}, \phi^0 = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}}, {\phi^0}^\dagger = \frac{\phi_3 - i\phi_4}{\sqrt{2}} \tag{2.38}$$

Artık reel alanlar cinsinden (2.37) denklemini (2.39) formunda yeniden yazabiliriz.

$$\begin{pmatrix} \frac{\phi_1 - i\phi_2}{\sqrt{2}} & \frac{\phi_3 - i\phi_4}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \\ \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \frac{\mu^2}{2\lambda} \tag{2.39}$$

$$\frac{\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2}{2} = \frac{\mu^2}{\lambda} \tag{2.40}$$

(2.40) eşitliğinin bir hiper küreyi temsil ettiğini söyleyebiliriz. Bu kürenin üzerinde (2.35) denklemi ile ifade edilen potansiyelin bir minimumunun var olduğunu söyleyebiliriz. Bu durumdan da potansiyelin taban durumunun dejenere olduğunu anlayabiliriz.



Şekil 2.1 Taban durumu dejenere olan potansiyelin skaler alanlara göre grafiği (Peskin and Schroeder 1995).

Ayrıca dejenere olan bu taban durumları, skaler alanların aralarındaki dönmesi ile birbirine bağlı kalırlar. Dejenere olan taban durumlardan birisini $\phi_3 = \varphi$ ve diğerlerini $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ olacak şekilde alırsak dejenereliği ortadan kaldırmış oluruz. $\varphi = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}$ olacak şekilde seçilmiştir. Böylece (2.40) koşulu Φ'nin vakum beklenen değeri üzerinde kullanılırsa aşağıdaki ifadeyi elde ederiz.

$$|\langle 0|\Phi|0\rangle|^2 = \frac{\varphi^2}{2} \tag{2.41}$$

(2.41) ile seçilen taban durumu kuantum alan teorisinde aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \varphi \end{pmatrix} \tag{2.42}$$

Bu seçimle vakumun $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisi $U(1)_{em}$ simetrisine kırılır. Bu simetri kırılması kendiliğinden gerçekleştiği için adına kendiliğinden simetri kırılması denmiştir. Pertürbasyon teorisine göre fiziksel alanlar taban durumu üzerindeki tedirgenmeler olarak düşünülmektedir. Böylece taban durumunun Φ'nin vakum beklenen değerinin sıfır olduğu durum olması beklenmektedir. Fakat (2.42) denkleminden görüldüğü gibi Φ'nin vakum beklenen değeri sıfır olmamaktadır. Bu durumda ϕ^+, ϕ^-, ϕ^0, ${\phi^0}^\dagger$ alanları fiziksel değildir.

Fakat bizim fiziksel alanları kullanmamız gerektiği için fiziksel alanlara geçmemiz gerekmektedir. Fiziksel olarak kabul edilen ξ ve H alanlarını kullanarak (Herrero 1998) Φ' yi

$$\Phi = \exp\left(i\,\frac{\vec{\xi}(x).\vec{\sigma}}{\varphi}\right)\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\varphi + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.43}$$

şeklinde ifade edebiliriz. Böylece potansiyelin minimum olduğu taban durumu ξ ve H alanlarının vakum beklenen değerlerinin sıfır olduğu duruma karşılık gelecektir. Literatürde ξ alanına Goldstone bozonları H alanına ise Higgs bozonu denmektedir.

Kendiliğinden simetri kırılması vasıtasıyla elektrozayıf etkileşmeyi sağlayan üç ayar bozonuna kütle verilmiş olur. Bu kütle kazanma süreci sırasında lagranjiyenin toplam serestlik derecesinde değişme olmaması gerekir. Fakat üç tane ayar bozonuna kütle kazandırıldığı için lagranjiyenin toplam serbestlik derecesi üç artmıştır. Bu artışın telafi edilebilmesi için uniter bir ayar dönüşümünün uygulanması gerekir.

$$U(\xi(x)) = \exp\,(-i\,\frac{\vec{\xi}(x).\vec{\sigma}}{\varphi}) \tag{2.44}$$

(2.44) ayar dönüşümü uygulanırsa toplam lagranjiyenin serbestlik derecesi sabit kalmış olur.

$$\Phi' = \mathrm{U}(\xi(\mathrm{x}))\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\varphi + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.45}$$

elde edilir. Bu yerel ayar dönüşümüne üniter ayar dönüşümü denir. Üniter ayar dönüşümünün uygulanması ile kütlesiz Goldstone bozonları yok olur. Goldstone bozonları yok olurken ayar bozonları kütle kazanır. Üniter ayar dönüşümünden sonra $\mathcal{L}_{SM}$ lagranjiyenini yeniden ele alalım.

(2.44) denklemindeki üniter dönüşümü $\mathcal{L}_{SM}$ lagranjiyenindeki tüm alt bileşenlere uygulayalım.

$$l'_L = U(\xi(x))l_L;\ e'_R = e_R\ ;\ q'_L = U(\xi(x))q_L\ ;\ u'_R = u_R\ ;\ d'_R = d_R \tag{2.46}$$

$$\left(\frac{\vec{\sigma}.\vec{W}'_\mu}{2}\right) = U(\xi)\left(\frac{\vec{\sigma}.\vec{W}_\mu}{2}\right)U^{-1}(\xi) - \frac{i}{g}\left(\partial_\mu U(\xi)\right)U^{-1}(\xi) \text{ ve } B'_\mu = B_\mu \tag{2.47}$$

Yukarıdaki ifadelerden ve $g = e/s_\omega$ ve $g' = e/c_\omega$ bağıntılarından da yararlanarak fiziksel ayar bozonları yazılabilir.

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu'^1 \mp iW_\mu'^2}{\sqrt{2}} \tag{2.48}$$

$$Z_\mu = c_\omega W_\mu'^3 - s_\omega B'_\mu \tag{2.49}$$

$$A_\mu = s_\omega W_\mu'^3 + c_\omega B'_\mu \tag{2.50}$$

$$\left(D_\mu\Phi'\right)^\dagger(D^\mu\Phi') = \left(\frac{g^2\varphi^2}{4}\right)W_\mu^+W^{\mu-} + \frac{1}{2}\left(\frac{(g^2+g'^2)\varphi^2}{4}\right)Z_\mu Z^\mu + \cdots \tag{2.51}$$

$$V(\Phi') = \frac{1}{2}(2\mu^2)H^2 + \cdots \tag{2.52}$$

$$\mathcal{L}_{YW} = \left(\lambda_e\frac{\varphi}{\sqrt{2}}\right)\bar{e}'_L e'_R + \left(\lambda_u\frac{\varphi}{\sqrt{2}}\right)\bar{u}'_L u'_R + \left(\lambda_d\frac{\varphi}{\sqrt{2}}\right)\bar{d}'_L d'_R + \cdots \tag{2.53}$$

Bu ifadelerden sonra üç aşamalı tahminlere sahip oluruz.

$$M_W = \frac{g\varphi}{2}\ ;\ M_Z = \frac{\sqrt{g^2+g'^2}\varphi}{2} \tag{2.54}$$

$$M_H = \sqrt{2}\mu \tag{2.55}$$

$$m_e = \lambda_e \frac{\varphi}{\sqrt{2}}; m_u = \lambda_u \frac{\varphi}{\sqrt{2}}\,; m_d = \lambda_d \frac{\varphi}{\sqrt{2}}\,; \ldots \tag{2.56}$$

Denklem (2.56)'daki $\varphi = \sqrt{\mu^2/\lambda}$'dır. Higgs mekanizması uygulandıktan sonra $\mathcal{L}_{KSK}$ ve $\mathcal{L}_{YW}$ terimleri fiziksel skaler alanlar cinsinden yeniden yazılabilir.

$$\mathcal{L}_{KSK} + \mathcal{L}_{YW} \rightarrow \mathcal{L}_H^{serbest} + \mathcal{L}_H^{etkileşim} + \cdots \tag{2.57}$$

Buradaki $\mathcal{L}_H^{serbest}$ ve $\mathcal{L}_H^{etkileşim}$ terimleri aşağıda yazılmıştır.

$$\mathcal{L}_H^{serbest} = \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2}M_H^2 H^2 \tag{2.58}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_H^{etkileşme} = {} & \frac{M_H^2}{2\varphi}H^3 - \frac{M_H^2}{8\varphi^2}H^4 - \frac{m_f}{\varphi}\bar{f}Hf + M_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-}\left(1 + \frac{2}{\varphi}H + \frac{1}{\varphi^2}H^2\right) \\ & + \frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left(1 + \frac{2}{\varphi}H + \frac{1}{\varphi^2}H^2\right)\end{aligned} \tag{2.59}$$

Bütün kütleler, kütle terimi olan $\varphi = \sqrt{\mu^2/\lambda}$ ve $g, g', \lambda, \lambda_e$ bağlaşım sabitleri cinsinden ifade edilmiştir. H'nin fermiyonlarla ve ayar bozonları ile etkileşimi ayar bağlaşımları ve parçacık kütlelerine karşılık gelen ifadeler ile orantılıdır.

$$f\bar{f}H : -\frac{g}{2}\frac{m_f}{M_W} \quad ; \quad W_\mu^+ W_\nu^- H : igM_W g_{\mu\nu} \quad ; \quad Z_\mu Z_\nu H : \frac{ig}{c_\omega} M_Z g_{\mu\nu} \tag{2.60}$$

2.2.6 Kütle özdurumları ve Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisi

Higgs mekanizması sadece ayar bozonları için kütle üretmez aynı zamanda fermiyonlar için de kütle üretir. Daha önceden de vurguladığım gibi Standart Model (SM)'de doğrudan kütle terimlerine izin verilmez. Higgs ikilisinin Yukawa bağlaşımlarında fermiyonlar için kütle terimine dolaylı olarak izin verilir. Denklem (2.53)'de ufak değişiklikler yaptıktan sonra yeniden yazalım.

$$L_{YW} = (m_e)_{ij}\,\overline{e}'_{Li} e'_{Rj} + (m_u)_{ij}\,\overline{u}'_{Li} u'_{Rj} + (m_d)_{ij}\,\overline{d}'_{Li} d'_{Rj} + h.c. \tag{2.61}$$

Denklem (2.61)'deki kütle terimlerinin köşegenleştirilmemiş formda olduğunu varsayalım. Bu kütle terimlerini köşeğenleştirmek için sağdan ve soldan üniter dönüşümler uygulanmalıdır.

$$\begin{aligned} V^{(u)\dagger} m_u \widetilde{V}^{(u)} &= köşegen\ (m_u, m_c, m_t) \\ V^{(d)\dagger} m_d \widetilde{V}^{(d)} &= köşegen(m_d, m_s, m_b) \\ V^{(e)\dagger} m_e \widetilde{V}^{(e)} &= \text{köşegen}(m_e, m_\mu, m_\tau) \end{aligned} \tag{2.62}$$

Denklem (2.62)'deki matris ifadeleri üniterdir ($V^{(u)\dagger}\widetilde{V}^{(u)} = 1$, $V^{(d)\dagger}\widetilde{V}^{(d)} = 1$, $V^{(e)\dagger}\widetilde{V}^{(e)} = 1$). Artık zayıf özdurumlardan (*i, j*) kütle özdurumlarına (α, β) geçiş yaparsak aşağıdaki ifadeyi yazabiliriz.

$$u_{Li} = V^{(u)}_{i\alpha} u_{L\alpha},\ d_{Li} = V^{(u)}_{i\alpha} d_{L\alpha},\ u_{Ri} = \widetilde{V}^{(u)}_{i\alpha} u_{R\alpha},\ d_{Ri} = \widetilde{V}^{(d)}_{i\alpha} d_{R\alpha} \tag{2.63}$$

Üst ve alt tipi $V^{(u)}$ ve $V^{(d)}$ matrisleri özdeş değildir. Ayrıca sol ve sağ elli kuarkların kütle özdurumları aynı değildir. $V^{(u)}$ ve $V^{(d)}$ matrislerinden yararlanarak Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisi yazılabilir.

$$V_{\alpha\beta} = V_{\alpha i}^{(u)\dagger} V_{\beta i}^{(d)} \tag{2.64}$$

(2.26) denkleminde de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisinin elemanları $V_{CKM}^{ff'}$ ile tanımlanmıştı. Burda $f = u, c, t$ ve $f' = d, s, b$ kuarklarını temsil etmektedir. CKM matrisi kuarkların zayıf etkileşme teorisinde ortaya çıkmaktadır. Aşağıda CKM matrisi elemanları görülmektedir.

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{2.65}$$

Şimdi bu matrisi daha açık bir formda yazalım.

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{2.66}$$

Burdaki $c_{12} = cos\theta_{12} > 0$, $s_{12} = sin\theta_{12} > 0$ dır. CKM matrisi farklı çeşnilerdeki kuark alanlarını birbirine bağlar. Dört önemli fiziksel parmetre içerir ve bu parametreler üç dönme açısı θ_{12}, θ_{13}, θ_{23} ve bir faz açısı δ’dan oluşmaktadır (Cottingham and Greenwood 2007).

Kuarkların kütlesi ile ilgili bir teorinin olmdığı gibi bu parametreler ile ilgili de bir teori yoktur. CKM matrisi parametreleri deneysel olarak belirlenmelidir. Verilere gore CKM matris elemanları köşegen üzerinde büyük değerler alırken, köşegen üzerinden uzaklaşıldığında olabildiğince küçük değerler almaktadır.

2.3 Kuantum Renk Dinamiği (QCD)

Bu kesimde kuarkların ve glunların etkileşmelerini açıklayan güçlü etkileşmeler hakında bilgi verilmiştir. Bu kesime kuantum renk dinamiğinin tarihçesiyle başlanmıştır.

2.3.1 Kuantum renk dinamiğinin tarihçesi

Altmışlı yıllar ve yetmişli yılların başında, heycan verici güzel deneyler serisinin sonucunda elde edilen beklenmeyen sonuçlar Quantum Renk Dinamiğinin (QCD) keşfine neden olmuştur.

1964 yılında baryonlar ve mezonların $SU(3)$ simetrisini açıklamak için yapılan deneylerde Gell-Mann ve Zweigh hadronların temel bileşenleri olan ve 1/2'lik spine sahip olan kuarkları keşif etmiştir. Keşif edilen kuarklar yukarı, aşağı ve acayip çeşnilerine sahiptirler. Ayrıca spini 3/2 olan baryonların kuarklardan oluştuğu anlaşılmıştır. Fakat kuarkların Fermi-Dirac istatistiğine uymadıkları gibi yanlış bir sonuca ulaşılmıştır. İşte bu hatayı düzeltmek için renk kavramı 1964'de Greenberg tarafından icat edilmiştir. Belirli bir çeşniye sahip her kuark kırmızı, mavi ve yeşil renklerinden oluşan üç renk taşımalıdırlar. Nötral pionun iki fotona bozunma sürecinde $\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$ bozunma oranının normalizasyonun ölçümünde ve $\sigma(e^+e^- \rightarrow hadronlar)$ tesir kesiti sürecinin hesaplanmasında kuarkların üç çeşit renk yükü taşıdıkları ispatlanmıştır. Renkli etkileşmelerin doğası çok net değildir. Örneğin Gell-Mann tarafından öngörülen ve şu andaki cebrin başarısında motivasyon kaynağı olan güçlü etkileşmelerin alan teorisinde, abelyen ve renksiz gluon içeren bir kuark-gluon teorisi vardır. Fakat Nambu gluonları renksiz almak yerine $SU(3)_C$ renk grubunun sekizli temsiline sahip olacak şekilde renkli almıştır.

Bir sonraki gelişmede ise, elektron ve nötrinoların geri saçılma deneylerinde kuarkların protonların noktasal bileşenleri oldukları ortaya çıkmıştır. Kuarkların protonların noktasal bileşenleri olduklarını söyleyen teoriye parton modeli denir. Parton modelinin hadron spektroskopisini açıklamak için ortaya atıldığını söyleyebiliriz. Fakat parton modelinin formülasyonu, kısa mesafelerde bağlı durumda bulunan kuarkların serbest parçacıklar gibi davrandığı varsayımını yaptığı için yapılamamıştır. Bu varsayım altmışlı yılardaki renormalize edilebilir alan teorileriyle tutarlılık göstermemektedir. Yani abelyen olmayan alan teorileri parton modelinin bu özelliğinden dolayı o yıllarda renormalize edilememektedir. Ayrıca abelyen olmayan alan teorilerinin kuantizasyonu kuantum elektrodinamiğindeki durumdan daha karmaşıktır. Bunun nedeni olarak abelyen olmayan ayar teorilerinde ayar alanlarının kendi kendine etkileşebilme özelliğine sahip olmalarını gösterebiliriz. Tüm bu sorunlara abelyen olmayan alan teorilerinde Feynman kurallarının cebirsel karmaşıklığını ve Ward özdeşliği için tam bir ayar simetrisini sağlamaya çalışmanın çok zor olmasını da ilave edebiliriz. Tüm bu sorunlar abelyen olmayan alan teorilerinin çalışılmasını güçleştirmiştir. Ayrıca abelyen olmayan alan teorilerinde ayar bozonlarının kütlesiz olması nedeniyle bir çok insan tarafından bu durum fiziksel olarak görülmemektedir. Bu durumda o tarihlerde abelyen olmayan ayar teorilerinin çalışılmasını güçleştirmiştir. Tüm bu sorunlar 1971 yılında t'Hooft tarafından abelyen olmayan ayar teorilerinin renormalize edilebileceğinin gösterilmesiyle çözülmüştür. Böylece abelyen olmayan ayar teorileri güçlü etkileşmeler için temel teori olarak görülmüştür. Yang-Mills teorisinin t'Hooft'un yardımıyla renormalize edilebilmesi kuark, renk, çeşni gibi temel kavramların Kuantum Kromodinamiği olarak adlandırılan abelyen olmayan alan teorileri altında bir araya getirilmelerini sağlamıştır. t'Hooft, D. J. Gross, F. Wilczek ve D. Politzer'in katkılarıyla Yang-Mills teorileri için tamamiyle yeni bir özellik keşfedilmiştir. Olabildiğince çok kısa mesafelerde fizik aynı görünür fakat parçacıkların etkileşmeleri azalır (t'Hooft 1980, Gross and Wilczek 1973, Politzer 1973). Eski tip alan teorilerinin tersine Yang-Mills teorileri kısa mesafelerde iyi tanımlanmıştır. Alan teorisi yanlızca abelyen olmayan ayar teorisi olduğunda asimtotik serbestlik kazanır. Asimtotik serbestliğin Bjorken skalası ile bağlantısı da önemlidir. Bjorken skalası ile asimtotik serbestlik arasındaki bu bağlantının yardımıyla pertürbatif yöntemle güçlü etileşmelerin etkilerinin hesaplanabileceği ortaya çıkarılmıştır. Gross ve Wilczek Wilson'un operator çarpım açılımı ve renormalizasyon grup metodunu kullanarak kısa ve uzun mesafe katkılarını belirlemişlerdir. Kısa mesafe katkısı pertürbasyon teorisi kullanılarak tutarlı bir şekilde belirlenmiştir (Gross and Wilczek 1973). Ayrıca derin esnek olmayan saçılmanın Bjorken skalası olarak yorumlanan protonun içindeki serbest kuarkların fotonları soğurmasındaki ileri mertebe hesaplamaları yapmışlardır. Hesaplarındaki birinci mertebeden düzeltmelerin uzun süren zahmetli deneylerin sonucunda doğrulukları sınanmıştır. Bu sonuçların Feynman diyagramları cinsinden yeniden formülasyonları sonucunda geliştirilmiş QCD parton modeli inşa edilmiştir. Bu model hadronların iştirak ettiği sert saçılma süreçlerinin tesir kesitlerinin hesaplanmasında iyi tanımlanmış bir algoritma olarak bize yardımcı olmaktadır. Özellikle jet, W, Z ve ağır kuarkların üretimleri ile ilgili tahminler yapılmış ve ağır kuarkları içeren bağlı durumların özellikleri ile ilgili tahminler yapılmıştır. Bu tahminler ve hesaplamalar bize gerçekleştirilen deneylerde ve yeni parçacıkların keşfinde faydalı olmuştur. Ayrıca ağır parçacıkların araştırılması için önerilen yeni deneysel araştırma önerileri de geliştirilmiş QCD parton modelinin tahminlerinin sınanmasında yardımcı olacaklardır.

2.3.2 Kuantum renk dinamiği (QCD) lagranjiyeni

Yerel $SU(3)_C$ ayar grubunun temel temsilinin dönüşüm matrisleri aşağıda ifade edilmiştir.

$$\Omega(x)_{ab} = (e^{iT^A\xi^A(x)})_{ab} \,, T^A = \frac{1}{2}\lambda^A \tag{2.67}$$

Buradaki λ^A *SU(3)* Gell-Mann matrislerini temsil etmektedir. $\xi^A(x)$ ise A= 1, …, 8 ve a, b = 1, 2, 3 olmak üzere grup parametrelerini temsil etmektedir. Kuarkların Dirac spinörü aşağıdaki formda dönüşür

$$q'_a(x) = \Omega(x)_{\mathrm{ab}}\mathrm{q}_{\mathrm{b}}(x) \tag{2.68}$$

Abelyen olmayan alan şiddet tensörleri aşağıda ifade edilmiştir.

$$G_{\mu\nu}^{A} = \partial_{\mu} G_{\mu}^{A} - \partial_{\nu} G_{\mu}^{A} - g_S f^{ABC} G_{\mu}^{B} G_{\nu}^{C} \tag{2.69}$$

$$D_{ab}^{\mu} = \delta_{ab} \partial^{\mu} + i g_S T_{ab}^{C} G^{\mu C} \tag{2.70}$$

Buradaki f^{ABC} *SU(3)* Lie cebirinin yapı sabitidir. Bu ifadelerin yardımıyla aşağıdaki lagranjiyeni yazabiliriz.

$$\mathcal{L}_{klasik} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^{A} G_{A}^{\mu\nu} + \sum_f \bar{q}^{fa}(x) i \gamma_{\mu} D_{ab}^{\mu} q(x)_b^f - \sum_f m_f \bar{q}^{fa}(x) q(x)_{fa} \tag{2.71}$$

Burdaki *f* parametresi $f = u, d, \ldots, t$ şeklinde kuarkları temsil etmektedir. Ayrıca spinör etiketleri yazılmamıştır. Kuantum Renk Dinamiği bir vektör teorisi olduğu için Lagranjiyende kütle terimlerine izin verilmiştir. Sol ve sağ elli kuarkların renk özellikleri aynıdır. Fakat renormalizasyon ve ayar değişmezliği bu lagranjiyene ek terimlerin eklenmesine izin verir.

$$\mathcal{L}_{\theta} = \frac{\theta g_S^2}{32\pi} G_{\mu\nu}^{A} \tilde{G}_{A}^{\mu\nu}, \quad \tilde{G}_{A}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} G^{A,\lambda_{\rho}} \tag{2.72}$$

$\tilde{G}_{A}^{\mu\nu}$ terimi ayar invaryant olmayan vektör alanı K_{μ}'nün bir toplam türevi olarak yazılabilir. K_{μ} ayar alanı olan G_{μ}^{A}'yı içermektedir. K_{μ} vektör alanı invaryant olmadığı için pertürbasyon teorisi bağlamında $\tilde{G}_{A}^{\mu\nu}$terimi lagranjiyenden çıkarılabilir. Fakat $\mathcal{L}_{\theta}$ genellikle ihmal edilmez. Vektör alanı K_{μ} ayar invaryant olmadığı için sonsuzda singüler bir davranışa sahip olabilir. Kuantum Renk Dinamiği (QCD) vakumunun aşikar olmayan topolojik alan konfigrasyonu fiziksel olarak CP-kırılmasına neden olabilir. Fakat güçlü CP-kırılması ciddi bir şekilde deneysel veriler tarafından sınırlandırılmıştır. Deneysel üst limit kullanılırsa $\theta < 10^{-9}$ olarak elde edilir. Bu terimin niçin bu kadar küçük olduğu henüz anlaşılamamıştır.

Bu sorun literatüre güçlü CP problemi olarak geçmiştir. Bu sorunun çözümü için axion denen parçacıkların varlığı ortaya atılmıştır.

Denklem (2.71)'de ifade edilen klasik lagranjiyen kuantize edilirse lagranjiyende bazı değişmeler meydana gelir. Pertürbatif davranış ayar sabitleyici terimlerin lagranjiyene eklenmesini gerektirmektedir. Fadeev-Popov ghost terimleri lagranjiyene eklenmiştir. Ayrıca renormalizasyon counter terimlerinin lagranjiyene eklenmesi gerekmektedir. Böylece lagranjiyen aşağıdaki formda olmalıdır.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{klasik} + \mathcal{L}_{ayar-sabitleyici} + \mathcal{L}_{ghost} + \mathcal{L}_{counter-terimleri} \tag{2.73}$$

2.3.3 Kuantum renk dinamğinde renk yükü hesabı

$SU(3)$ grubu determinantı 1 olan ve 3×3'lük üniter matrislerin kümesini içeren bir gruptur. $SU(3)$'ün herhangi bir U elemanı $SU(3)$'ün sekiz jeneratörünün bileşenleri cinsinden yazılabilir. Bu parmetreler $\lambda_\alpha/2$ ve sekiz reel parametrenin bir kümesi olan θ_α'dır. Böylece U aşağıdaki biçimde yazılabilir.

$$U = e^{i\theta\frac{\lambda_\alpha}{2}} \ ; \alpha = 1, \dots, 8 \tag{2.74}$$

Denklem (2.74)'deki 3×3'lük izsiz hermityen matrisler olan λ_α'lar aşağıda ifade edilmiştir.

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

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}\begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.75}$$

$SU(3)$ grubunun jeneratörlerinin bazı özellikleri aşağıda ifade edilmiştir.

$$\left[\frac{\lambda_\alpha}{2} \quad , \quad \frac{\lambda_\beta}{2}\right] = if_{\alpha\beta\gamma}\frac{\lambda_\gamma}{2} \;;\; Tr\left(\frac{\lambda_\alpha}{2} \quad \frac{\lambda_\beta}{2}\right) = \frac{1}{2}\delta_{\alpha\beta} \tag{2.76}$$

$f_{\alpha\beta\gamma}$ tensörü tamamen antisimetriktir ve bu tensörün elemanları $SU(3)$ grubunun yapı sabitleridir. Yapı sabitlerinin sıfırdan farklı elemanları aşağıda ifade edilmiştir.

$$f_{123} = 1, f_{147} = \frac{1}{2}, f_{156} = -\frac{1}{2}, f_{246} = \frac{1}{2}, f_{257} = \frac{1}{2}, f_{345} = \frac{1}{2}$$

$$f_{367} = -\frac{1}{2}, f_{458} = \sqrt{\frac{3}{2}}, f_{678} = \sqrt{\frac{3}{2}} \tag{2.77}$$

Renk yükü hesabında yararlı olan bazı bağıntılar aşağıda listelenmiştir (Herero 1998).

$$\delta_{\alpha\beta}C_A = \sum_{\gamma\delta} f_{\alpha\gamma\delta}f_{\beta\gamma\delta} \;;\; C_A = 3 \tag{2.78}$$

$$\delta_{ik}C_F = \sum_{\alpha l}\frac{\lambda_{il}^{\alpha}}{2}\frac{\lambda_{lk}^{\alpha}}{2} \,;\, C_F = \frac{4}{3} \tag{2.79}$$

$$\delta_{\alpha\beta}T_F = \sum_{ki}\frac{\lambda_{ik}^{\alpha}}{2}\frac{\lambda_{ki}^{\beta}}{2} \;;\, T_F = \frac{1}{2} \quad (i,k = 1,2,3 \,;\, \alpha,\beta,\gamma,\delta = 1,\dots,8) \tag{2.80}$$

Yukarıda yazdığımız bağıntılar yardımıyla QCD süreçleri için renk yükü hesabı yapılabilir. Örnek olarak iki farklı kuarkın saçılma süreci ($qq' \rightarrow qq'$)'indeki renk faktörünün hesabını inceleyelim. Bu süreci veren sadece bir Feynman diyagramı vardır. Bu diyagramın bir gluonun alışveriş edildiği t-kanalını tanımladığını varsayalım. Bu diyagram QED süreci olan $e^-\mu^- \rightarrow e^-\mu^-$ ye benzerdir. Bu süreçte fotonun alışveriş edildiği bir t-kanalı ile ifade edilmektedir. QED süreçlerinden de bildiğimiz ve genliğin karesi alındığında kullanılan spin ortalaması kavramını $e^-\mu^- \rightarrow e^-\mu^-$ süreci içinde kullanalım. Mandelsam değişkenleri olarak ifade edilen s, t ve u parametreleri kullanılırsa aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\overline{|F|}^2 = 2e^4\left(\frac{s^2+u^2}{t^2}\right) \tag{2.81}$$

Bu denklemdeki elektromagnetik bağlaşım sabiti e'nin yerine güçlü bağlaşım sabiti g_s'yi yazarsak ve birde renk faktörü olan F_C'yi (2.81) denklemine eklersek ağaç seviyesinde $qq' \rightarrow qq'$ QCD süreci için genliğin karesini elde etmiş oluruz.

$$\bar{F}^2 = F_C 2g_s^4\left(\frac{s^2+u^2}{t^2}\right) \tag{2.82}$$

Renk faktörü F_C yi hesaplamaya başlayalım. Kuark-gluon-kuark köşesi ve gluon propogatörü için QCD Feynman kurallarından yararlanalım. Başlangıçtaki renklerin ortalaması ve son durumdaki renklerin toplamı alınırsa aşağıdaki ifadeyi elde ederiz.

$$F_C = \frac{1}{9}\sum_{ijlm\alpha\beta\alpha'\beta'}\left(\frac{\lambda_{ij}^{\alpha}}{2}\right)\delta_{\alpha\beta}\left(\frac{\lambda_{lm}^{\beta}}{2}\right)\left(\frac{\lambda_{ij}^{\alpha'}}{2}\right)^*\delta_{\alpha'\beta'}\left(\frac{\lambda_{lm}^{\beta'}}{2}\right)^* \tag{2.83}$$

Yukarıdaki ifade $SU(3)$ jeneratörlerinin özellikleri kullanılarak sadeleştirilebilir.

$$F_C = \frac{1}{9}\sum_{\alpha\alpha'}\left[\sum_{ij}\left(\frac{\lambda_{ij}^{\alpha}}{2}\right)\left(\frac{\lambda_{ji}^{\alpha'}}{2}\right)\right]\left[\sum_{lm}\left(\frac{\lambda_{lm}^{\alpha}}{2}\right)\left(\frac{\lambda_{ml}^{\alpha'}}{2}\right)\right] \tag{2.84}$$

$$= \frac{1}{9}\sum_{\alpha\alpha'}[\delta_{\alpha\alpha'}T_F][\delta_{\alpha\alpha'}T_F] = \frac{2}{9} \tag{2.85}$$

Sonuçta $qq' \rightarrow qq'$ QCD süreci için renk yükü 2 / 9 olarak bulunur.

3. STANDART MODEL ÖTESİ MODELLER

Bu tezin giriş bölümünde de bahsedildiği gibi Standart Model'in yanıt veremediği bazı sorular vardır. Bu soruların yanıtını bulabilmek amacıyla Standart Model Ötesi kavramı ortaya atılmıştır. Bu kavrama göre, bir kaç yüz GeV'lik enerjilere kadar öngördüğü sonuçlar deneysel sonuçlarla tutarlı olduğu için Standart Model düşük enerjiler için (bir kaç yüz GeV için) efektif bir teoridir. Daha yüksek enerjilere çıkıldığında artık Standart Model önemini yitirmektedir. Standart Modeli de içeren daha büyük gruba sahip modeller önem kazanmaktadır. Bu modeller Standart Modelin yanıtlayamadığı soruları yanıtlamak amacıyla inşa edilmişlerdir. Bu modellere Kompozit Modelleri, E_6 Modelini, Süpersicim Esinlenimli E_6 modelini, Süpersimetrik Modelleri ve Büyük Birleştirme Teorileri (GUT)'ni örnek verebiliriz. Bu modellerden Süpersicim Esinlenimli E_6 modelini ve Kompozit Modelleri dikuarkları içerdiklerinden dolayı ele alacağız.

3.1 Süpersicim Esinlenimli E_6 Modeli

Standart Model, Glashow-Weinberg-Salam tarafından inşa edilen $SU(2)_L \times U(1)_Y$ grubu üzerine kurulu elektro-zayıf teoriyi ve güçlü etkileşmelerin teorisini anlatan Kuantum Renk Dinamiği (QCD)'ni iyi bir şekilde bir araya getirmektedir. Fakat Standart Model bu başarısına rağmen doğadaki dört etkileşme kuvvetini birleştirmede başarısız olmaktadır. Bu durumun üstesinden gelmek için çok sayıda Standart Model Ötesi (SMÖ) model ortaya atılmıştır. Büyük Birleştirme Teorileri (GUT)'de bu modellerin arasındadır. Büyük Birleştirme Teorileri güçlü etkileşmelerle elektro-zayıf etkileşmeleri tek bir ayar grubu altında birleştirme amacındadırlar. Bu amaçlarında kısmen başarılı olmuşlardır. $SU(5)$ büyük birleştirme teorilerinden birisidir ve başlangıç noktası bilinmeyen bir çok parametre içermektedir. Ayrıca Standart Model'de karşılaşılan bir çok teorik sorunun üstesinden gelmede $SU(5)$'de başarısız olmaktadır. Ayrıca $SU(5)$ protonun yaşam süresi (τ_p) ve elektrozayıf karışım açısı ($\sin^2\theta_W$)'nın değeri konusunda deneysel verilerle tutarlı değildir. $SU(5)$'in bu başarısızlığı süpersimetrinin ve daha büyük GUT gruplarının incelenmesine neden olmuştur. Büyük GUT gruplarına örnek olarak $SO(10)$ verilebilir. $SO(10)$'da her bir Standart Model (SM) ailesine bir sağ elli nötrino alanı eklenmiştir. Böylece onaltı fermiyon alanı $16=(1+\overline{5}+10)$ boyutsal temsili ile verilebilir.

$SO(10)$ grubundan sonra E_6 grubuna 1970'li yılların sonlarına doğru büyük ilgi duyulmaya başlanmıştır. E_6'da her bir fermiyon ailesi 27 boyutlu temsil içerisinde yer almaktadır. Bu $SO(10)$'daki onaltı fermiyon alanına ilaveten iki bileşenli onbir fermiyon alanının da eklenmesi anlamına gelmektedir. Green ve Schwarz'ın 1984'ün sonlarına doğru süpersicim teori üzerine yaptıkları çalışma sonrasında E_6 modeli üzerindeki ilgi artmaya başlamıştır. Süpersicim teori üzerinde yapılan çalışmadan dolayı E_6 modeli üzerindeki ilginin artması nedeniyle bu modellere Süpersicim esinlenimli E_6 Modeli adı verilmiştir.

Yukarıda bahsedildiği gibi E_6 ve onun alt grupları üzerindeki ilgi Green ve Schwarz'ın çalışmalarına dayanmaktadır. Süpersicim teorilerde 10 boyutta çalışılmaktadır. Bizim dört-boyutlu dünyamızla bağlantı kurabilmek için ek altı boyutun bazı manifoldlar ve bir kaç kompakt hale getirme mekanizması ile kompaktlaştırılması gereklidir. Bu manifoldlara Calabi-Yau manifoldu örnek verilebilir (Hewett and Rizzo 1989). Calabi-Yau manifoldu sayesinde E_8 grubu $E_8 \to SU(3)\times E_6$ grubuna kırılır. $SU(3)$ ayar alanı kompakt hale getirilmiş uzayın spin bağlantısı olmaktadır. 10 boyuttan 4 boyuta kompaktlaştırma sonucunda süpersimetrinin kırılmamış formda olması gerekir. Bunun nedeni ise hiyerarşi ve ince ayar sorunlarının çözümü için süpersimetriye ihtiyaç duyulmasıdır. Böylece E_6'nın 27 ve $\overline{27}$ temsilinde madde süperalanları ortaya çıkmaktadır. Süperalanları daha sonra tekrar inceleyeceğiz. Şimdi E_6'nın 27 temsili ile ilgili bilgiler verelim.

E_6'nın $SO(10)$ ve $SU(5)$ altgrupları cinsinden 27 temsili aşağıdaki biçimde ayrışır.

$$27=(16,10)+(16,\overline{5})+(16,1)+(10,5)+(10,\overline{5})+(1,1) \tag{3.1}$$

Klasik alanlar ve sağ-elli nötrinolar $SO(10)$'nun 16'lı temsilinin $10+\bar{5}+1$'lik kısmında yer almaktadır. Ek alanlar $SO(10)$'un $10+1$'li temsilinde yer alırlar ve egzotikler olarak adlandırılırlar (Hewett and Rizzo 1989). Çizelge 3.1'de 27'li temsil içindeki alanların renk yükleri, zayıf-izospin (T_{3L})'leri, hiperyük ($Y/2$)'leri ve elektrik yük (Q)'leri listelenmiştir.

Çizelge 3.1'de listelenen parçacıklar $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ grubu altında değişmez olan süperpotansiyellere sahiptir. Bu potansiyeller aşağıda ifade edilmiştir.

$$W = W_0 + W_1 + W_2 + W_3,$$

$$W_0 = \lambda_1 H^c \psi u^c + \lambda_2 H \psi d^c + \lambda_3 H L e^c + \lambda_4 H^c H S^c + \lambda_5 h h^c S^c,$$

$$W_1 = \lambda_6 h u^c e^c + \lambda_7 \Omega h^c \psi + \lambda_8 \nu^c h d^c,\ W_2 = \lambda_9 h \psi \psi + \lambda_{10} h^c u^c d^c,\ W_3 = \lambda_{11} H^c \Omega \nu^c \qquad (3.2)$$

Süperpotansiyel W bağlaşımları üzerindeki tüm ayar gruplarını ve süpersimetrik sınırlandırmaları özetlemektedir. Her bir W terimi Yukawa bağlaşımlarına karşılık gelmektedir. Üç alandan herhangi ikisi süperalanın fermiyon bileşenini üçüncü alan ise skaler bileşenini ifade etmektedir. ψ simgesi kuark ikililerini, Ω simgesi ise lepton ikililerini temsil etmektedir. Denklem (3.2)'deki W teriminin aile indisleri yazılmamıştır. Denklem (3.2)'deki W_1 terimi $B(h)=1/3$, $L(h)=1$ olmak üzere leptokuark bağlaşımlarını temsil etmektedir. W_2 terimi ise $B(h)=-2/3$, $L(h)=0$ olmak üzere dikuark bağlaşımlarını göstermektedir. $B(h)$ ve $L(h)$ terimleri sırasıyla ekzotik parçacıkların baryon sayısını ve lepton sayısını ifade etmektedir.

Çizelge 3.1 Alanların 27 boyutlu temsili.

$SO(10)$	$SU(5)$		Renk	T_{3L}	$Y/2$	Q
16	10	$\psi = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	3	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$1/6$	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ 1/3 \end{pmatrix}$
		u_L^c	$\bar{3}$	0	-2/3	-2/3
		e_L^c	1	0	1	1
	$\bar{5}$	$\Omega \equiv \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$	1	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1/2	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
		d_L^c	$\bar{3}$	0	1/3	1/3
	1	ν_L^c	1	0	0	0
10	$\bar{5}$	$H \equiv \begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix}_L$	1	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$-1/2$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
		h_L^c	$\bar{3}$	0	1/3	1/3
	5	$H^c \equiv \begin{pmatrix} E \\ N \end{pmatrix}_L^c$	1	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1/2	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
		h_L	3	0	-1/3	-1/3
1	1	S_L^c	1	0	0	0

Çizelge 3.1'de $SO(10)$ ($SU(5)$'in $5+\bar{5}$ ve 1 temsili)'un 10+1 temsilinde egzotik (sağ elli nötrinoları da içeren) parçacıklar listelenmektedir. Egzotik parçacıklar renk üçlüsü olan, zayıf izo-singlet özelliğe sahip olan, $Q=-1/3$ yüklü olan bir h fermiyonundan, renk singleti olan, zayıf izo-dublet yapısına sahip olan, $Q=0$ ve -1 yüküne sahip N ve E fermiyonlarından ve renk singleti olan, zayıf izo-singlet yapısına sahip yüksüz S^c fermiyonundan oluşmaktadır.

Egzotik fermiyonların etkileşimleri denklem (3.2)'de verilen süperpotansiyeller vasıtasıyla açıklanmaktadır. Süpersicim esinlenimli modellerde Higgs alanları 27'li boyutsal temsildeki madde alanları tarafından içerilmektedir. Bu temsilde rank-5 modelleri için Higgs alanlarının rolü $\widetilde{N}$, $\widetilde{N}^c$ ve $\widetilde{S}^c$ parçacıkları tarafından yerine getirilmektedir. Rank-6 modelleri için ise $\widetilde{\nu}^c$ Higgs'in rolünü üstlenir. W süperpotansiyel terimlerinin hepsi kendi kendine var olamaz. Aksi taktirde düşük-enerjili baryon ve lepton sayı kırılması gerçekleşebilir. Eğer lepton sayısı için $L(\nu^c) = -1$ olarak seçilirse rank-5 modellerinde h fermiyonunun baryon sayısı, lepton sayısı ve R-paritesi için üç durum söz konusu olmaktadır (Hewett and Rizzo 1989).

(i) h-kuark $\lambda_6 = \lambda_7 = \lambda_8 = \lambda_9 = \lambda_{10} = 0$, $B(h) = \frac{1}{3}$, $L(h) = 0$, $R = +1$,

(ii) h-leptokuarklar $\lambda_9 = \lambda_{10} = 0$, $B(h) = \frac{1}{3}$, $L(h) = 1$, $R = -1$,

(iii) h-dikuarklar $\lambda_6 = \lambda_7 = \lambda_8 = 0$, $B(h) = -\frac{2}{3}$, $L(h) = 0$, $R = -1$.

(3.3)

Bazı Yukawa bağlaşımları (λ_i) kompaktlaştırıcı manifoldlar veya bazı kesikli simetrilerin kullanılması ile sıfır değerini alır. Yanlız ve yanlızca birbirinden farklı iki Z_2 simetrisi durumunda protonun bozunumu ve çeşni değiştiren yüksüz akımlar kendiliğinden bastırılır. Bu simetriler egzotik parçacıkların bozunumları üzerine sınırlandırma getirir. Bu sınırlandırmalar sonucu egzotik kuarklar her zaman yarı leptonik olarak bozunurlar. Z_3 simetrik bir modelde protonun bozunumu ve çeşni değiştiren yüksüz akımlar bastırılır (Drees and Tata 1987). (i) durumunda süperpotansiyel h parçacığı için baryon (B) ve lepton (L) sayılarına sınırlandırma getirmez. Bununla birlikte bütün diğer olası sınırlandırmalar h parçacığının kararlı olmasına neden olur. Rank-6 modellerde olduğu gibi eğer $L(\nu^c) = 0$ ve $\widetilde{\nu}^c$ vakum beklenen değeri kazanıyor ise λ_8'in sıfır olmasına gerek kalmaz. Ayrıca bu durum h ve d parçacıklarının birbirleri ile karışımına neden olacaktır. Bununla birlikte

Çeşni Değiştiren Yüksüz Akımların (FCNC) görünürde yok olması nedeniyle λ_8 küçük olacak şekilde ayarlanmalıdır. Kesikli simetrilerin kullanılmaması belki bir miktar soruna neden olabilir. (ii) durumu için rank-6 modellerindeki gibi $\lambda_8 = 0$ olması durumunda ν^c bir vakum beklenen değerine sahip olmalıdır.

$B(h) = -2/3$, $L(h) = 0$, ve $R = -1$ değerleri için uygun süperpotansiyel terimleri aşağıda yazılmıştır.

$$W_2 = \lambda_9 h\psi\psi + \lambda_{10} h^c u^c d^c \qquad (3.4)$$

Buradaki bağlaşımların şiddeti Yukawa faktörleri λ_i 'ler tarafından belirlenir. Aileler arası bağlaşımlar Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım süreçleri tarafından sınırlandırılır. Skaler $\tilde{h}$ (dikuark) bir kuark çiftine bozulur.

$$\tilde{h} \rightarrow \bar{u}\bar{d} \qquad (3.5)$$

Denklem (3.5)'den de görüldüğü gibi Süpersicim esinlenimli E_6 Model'inde $\bar{u}\bar{d}$ tipli skaler dikuark vardır. Bu tezin konusu içerisinde dikuarklar olduğu için, Süpersicim esinlenimli E_6 Modeline ud tipli skaler dikuarkı içermesinden dolayı tez kapsamında yer verilmiştir.

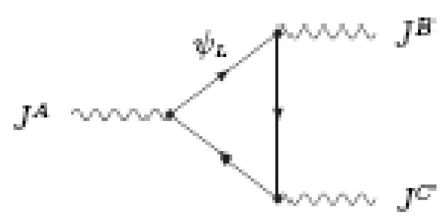
3.2 Kompozit Modeller

En az üç fermiyon ailesinin varlığı, kuarkların ve leptonların yüksek enerjilerde Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım (FCNC)'lar vasıtasıyla aileler içi karışımlar gerçekleştirebileceklerinin düşünülmesi kuarkların ve leptonların daha temel olan bileşenlerden oluşabileceğine dair bir kanıya varmamıza neden olmuştur. Kuark ve leptonlardan daha temel olan parçacıklar preonlar olarak adlandırılır. Kompozit modellerde, bu günkü deneysel sonuçlara göre temel parçacık olarak görülen leptonlar ve kuarklar kompozit parçacıklar olarak görülmektedir. Temel parçacık olarak ise preonlar görülmektedir. Preon kelimesi parçacık fiziğinde kuarkların ve leptonların alt bileşenleri olan noktasal parçacıklar için kullanılmaktadır. Bu kelime Jogesh Pati ve Abdus Salam tarafından 1974'de kullanılmıştır (Pati and Salam 1974). Preonlar kuarklardan ve leptonlardan daha temel parçacık olduğu için boyutları da kuarklardan ve leptonlardan daha küçük olmalıdır. Yani boyutları $10^{-17} - 10^{-18}\,cm$'den küçük olmalıdır. Kompozit modellere göre preonlar Kuantum Renk Dinmiği (QCD) benzeri bir kuvvet vasıtasıyla bağlı durumlar oluşturarak lepton ve kuarkları oluşturmaktadır. Bunun yanısıra bu modeller yüksek enerjilerde olağan olmayan kuantum sayılarına sahip bir çok yeni parçacığın var olacağını da ileri sürerler. Bu yeni parçacıklara uyarılmış kuarklar, uyarılmış leptonlar, dikuarklar, bileptonlar, leptokuarklar, leptogluonlar, sextet kuarklar ve octet bozonlar örnek verilebilir. Şimdi preon dinamiği ile ilgili bilgiler verelim.

Fermiyonları preonların bağlı durumları olarak varsayarsak preon dinamiği vasıtasıyla fermiyonların kütlesini hesaplayabiliriz. Örneğin, Hidrojen atomunun Compton dalga boyu ($\lambda \approx 1/m_{Hidrojen}$) Bohr yarıçapı ($r_{Bohr} \approx 1/\Lambda$)'ndan çok küçüktür. Burada Λ bir enerji skalasıdır. Nükleon gibi sıkı bir şekilde bağlı bir durumda nükleonun büyüklüğü Compton dalga boyu ile yaklaşık olarak aynıdır. Böylece $m_N \approx \Lambda$ olarak yazılabilir. Fakat kuarkları ve leptonları bağlı durumlar (enerji skalasını en az 1 TeV olarak düşünürsek) olarak düşünürsek Compton dalga boyu kuarkların ve leptonların büyüklüğünden çok daha fazla büyüktür ($m_{q,l} << \Lambda$). Fermiyonların kütlelerini kompozitlik skalasının büyüklüğünden çok küçük tutabilmek için kütle koruma mekanizmalarına ihtiyaç duyulmaktadır. Aynı zamanda başarılı bir kompozit teori inşa edebilmek içinde kütle koruma mekanizmalarına ihtiyaç duyulmaktadır (D'Souza and Kalman 1992). Bağlı durumları kompozit kütle açısından hafif tutan (özellikle kompozitlik skalası ile karşılatırıldığında kütlesizmiş gibi tutan) iki mekanizma vardır. Birincisi kiraliteyi koruma mekanizması, ikincisi ise quasi-Goldstone fermiyon mekanizmasıdır.

3.2.1 Kiraliteyi koruma ve t’ Hooft anormal karşılaştırma koşulu

Kiralite kuark ve leptonların kütlelerini bağlı durum oluşturdukları enerji skalasına göre çok daha küçük tutmak için kullanılabilir. Bir preon teorisinin global kiral simetrisine sahip olduğunu düşünelim. Bu simetri, preonlar kuarkların ve leptonların bağlı durumları olduğu zaman bozulmadan kalır. Dolayısıyla çiftlenmemiş kütlesiz kiral durumlara sahip olunur. Kütlesizlik limiti durumunda QCD lagranjiyeni bir $U(N)_L \times U(N)_R$ kiral simetrisine sahip olur. Burdaki N harfi çeşni sayısını göstermektedir. Bu teoride fermiyonların kütlesiz olduğu varsayılmaktadır. Çünkü kütle terimi lagranjiyende sol-sağ elli geçişlere neden olduğu için kiral simetrinin kırılmasına neden olmaktadır. Fakat sorun, kiral olarak simetrik olan preonik teorinin bağlı durum teorisinin kiral simetrik olmasını sağlamada yetersiz kalınca başlamaktadır. Bunun nedeni ise kiral simetrinin QCD’de olduğu gibi kendiliğinden kırılmasıdır. Çoğu teoride kiral simetri kiral anormallikleri yok etmek için kırılmalıdır. Kiral anormallikler eksensel veya γ^5 anormallikleri olarak da bilinir. Şekil 3.1’de görülen üçgen diyagramlarında görülürler. Burada bir fermiyon ilmeği vasıtasıyla eksensel vektör akımın vektör akımına bağlaşımı gerçekleşmektedir.



Şekil 3.1 Üçgen-ilmek diyagramı.

Kiralitenin korunması için gerekli olan fakat yeterli olmayan bir koşuldan bahsedelim. Bağlı durumdaki kiral anormallik katsayıları ile preonik seviyedeki anormallik katsayılarını karşılaştıralım. Özellikle üç kiral akım için üçgen diyagramın genliğe olan anormal katkısı aşağıda verilmiştir (D'Souza and Kalman 1992).

$$T_{\alpha\beta\gamma} = \frac{g^2}{2\pi^2} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\sigma} (p_a - p_b)^\sigma Tr\left[\{T^a, T^b\} T^c\right] \tag{3.6}$$

Denklem (3.6)'daki T^i'ler $i = a, b, c$ olmak üzere akım üreticilerin matris temsilidir. Denklem (3.6)'daki iz teriminin değeri aşağıda ifade edilmiştir.

$$Tr\left[\{T^a, T^b\} T^c\right] = A d^{abc} \tag{3.7}$$

Burdaki A harfi anormal katsayıları temsil etmektedir. *a, b, c* indisleri için d^{abc} tamamen simetriktir. Şimdi bir kiral teorinin kendi kendisi ile tutarlı olabilmesi için anormalliklerin yok olması gerekir. Yukarıda bahsedilen $T_{\alpha\beta\gamma}$ genliği kütleden bağımsız olduğu için anormallikler aşağıdaki denklem vasıtasıyla yok edilirler.

$$\sum_r n_r A = 0 \tag{3.8}$$

Buradaki toplam bütün kiral fermiyonlar üzrinden alınmaktadır. n_r simgesi ise verilen temsildeki fermiyonların sayısıdır. Eğer kiral simetriye sahip bir preonik teori ile başlarsak ve kiralite bağlı durumlarda da kırılmaz ise eksensel akım kütlesiz kompozit fermiyon çiftleri yaratacaktır. Bu durum ancak bağlı durumlardaki anormal katsayıların toplamının preonlar drumundaki anormal katsayıların toplamına eşit olması durumunda mümkün olacaktır.

$$\sum N_r A = \sum n_r A \tag{3.9}$$

Buradaki N_r ise kütlesiz kompozit fermiyonların sayısını ifade etmektedir. Denklem (3.9) t’Hooft anormal karşılaştırma koşuludur.

t’Hooft koşulu gerekli bir koşuldur fakat kütlesiz bağlı durum fermiyonlarının varlığını garanti edecek kadar yeterli bir koşul değildir. Çünkü t’Hooft anormal karşılaştırma koşulu verilen her hangi bir ayar teorisi için eşsiz bir çözüme sahip değildir. Ayrıca anormal karşılaştırma denklemi anormallikleri kaldırmak için ek koşullara ve varsayımlara da ihtiyaç duyabilmektedir. Buna örnek olarak anormal karşılaştırma denkleminin çözümünün ağır preonları içeren kompozitlere izin vermesini gösterebiliriz. Buradaki kütle teriminin kiral simetriyi kırmadığı farz edilmektedir. Teoride preonlardan birisi kütleli olarak kabul edilir. Bu kütle terimi orjinal çeşni simetrisi G_F ’yi daha küçük olan $G_F^{'} \subset G_F$ bir $G_F^{'}$ simetrisine dönüştürecektir. Sonra bu kütle için sıfırdan sonsuza kadar bir limit alınırsa ağır preonun etkisi ortadan kaybolacaktır. Bu durum Applequist-Carazzone bağlaşımsızlık teorisi olarak bilinir (Applequist and Carazzone 1975). Burada bağlı durumların içerdiği ağır kütleli preon herhangi bir parçacıkla bağlaşımı olmadığı için ortadan kaybolur. Bir kütle, bağlı durumlardaki sol kiralitenin sayısı bağlı durumlardaki sağ kiralitenin sayısına eşit ise ancak bağlı durumlara verilebilir (D’Souza and Kalman 1992).

Bağlaşımsızlık teoreminin bu uygulaması Preskill ve Weinberg tarafından eleştirilmiştir (Preskill and Weinberg 1981). Preskill ve Weinberg bağlaşımsızlık teorisinin altında yatan fikrin muhtemelen doğru olduğunu fakat onun uygulamasının geçersiz olduğunu vurgulamıştır. Çünkü preonlardan birisi yeteri kadar ağır olduğunda bir faz geçişi olmaktadır. Kendiliğinden simetri kırılmasının biçmine göre veya kütlesiz kompozitin içerik temsiline göre bu durum değişmektedir. Bağlaşımsızlık teoreminin bu şekilde uygulanmasında preonlardan birisi kütleli olduğu zaman faz geçişleri olmayacaktır. Bu varsayımdan sakınmak için Preskill ve Weinberg daha güçlü bir sınırlandırma getirilmesi önerisinde bulunmuştur. Onlar bu sınırlandırmaya “ısrarlı-kütle koşulu” adını vermiştir. Bu koşul, herhangi bir ayar teorisinin kompozit parçacıklarının içerdiği preonlardan birisine kütle verildiği zaman kırılmadan kalan kiral simetrinin bu preonu içeren kompozit parçacıkların da bir miktar kütleye sahip olmasına izin vermesine neden olan koşuldur. Bununla birlikte Preskill ve Weinberg ısrarlı-kütle koşulunun kompozit modellerin inşasında bir sınırlandırma olarak görülmemesini önermiştir. Bu tartışmaların QCD sonrası kompozit modelleri modelleme için yapıldığı bir gerçektir. Bu modellemeler QCD modelinin ayar yapısını değiştirerek (ayar grubu olarak $SU(N)$ alınmıştır) yapılmaya çalışılmıştır. Bu modellemeleri başarılı kompozitlik modelleri inşa etmeye aday olarak göremeyiz. Çünkü QCD'de kiral simetriler kırılırlar.

Anormallikleri karşılaştırma koşulu fermiyonik bağlı durumlarda kiral simetrinin kırılmadan kalmasını yeterince garanti edemediği için başka koşulların önerilmesine neden olmuştur. Anormallikler bağlı durumlarda yeniden üretilen üç noktalı Green fonksiyonundaki singülaritelerin varlığı ile bağlantılandırılmıştır. Daha önceden de tartışıldığı gibi kütlesiz bağlı durum fermiyonları var ise singülariteler anormal katsayıların karşılaştırılması yöntemiyle yeniden üretilirler. Fakat bu singülariteler kiral akımlarla bağlaşımı olan kütlesiz Goldstone bozonlarının üretilmeleri durumunda da yeniden üretilir. Eğer bu durum gerçekleşirse kiralite simetrisi kırılır. Bu mekanizmanın QCD süreçlerinde de gerçekleşen ve kiraliteyi kıran mekanizma olduğu söylenebilir. Burada pionlar dinamik bir şekilde kırılan $SU(2)$ 'nin pseudo-Goldstone bozonları olarak düşünülmektedir. Verilen bir teoride Anormalliklerin kesin biçimi konusu karmaşık bir sorudur. İlk olarak kırılmanın olup olmayacağı konusunda bir varsayım yapılmalıdır. Sonra anormal karşılaştırma denkleminin veya Goldstone bozonlarının etkileşimleri koşulunun kullanılması gerekir. Yok olmayan anormallikler ya kütlesiz kompozit fermiyonlar ile yada Nambu-Goldstone bozonları ile ortadan kaldırılmalıdırlar. Burda Nambu-Goldstone bozonları vasıtasıyla getirilen açıklama Higgs (pseudo-Goldstone bozonları) fazına ve aynı teorideki sınırlandırıcı (kompozit fermiyonlar için) faza eşdeğerdir. Higgs fazında kiral simetrinin kırılma tarzı sınırlandırıcı fazdaki ile aynı olmalıdır. Aynı zamanda her iki fazdaki kütlesiz parçacıkların spektrumu da özdeş olmalıdır. Böylece sınırlandırılmış bir fazdaki kütlesiz parçacıkların spektrumu Higgs Fazının sınanması için değerlendirilebilir (D'Souza and Kalman 1992).

3.2.2 Quasi-Goldstone fermiyon mekanizması

Bağlı durumlarda fermiyonları kütlesiz tutmanın bilinen diğer bir yolu quasi-Goldstone fermiyon mekanizmasıdır. Bir G global simetrisine sahip preonik bir teori düşünelim. Bağlı durumlarda bu preonik teorinin global simetrisi olan G'nin kendi altgrubu olan $G^{'}$'de kırıldığını farz edelim. Üretilen Goldstone bozonlarının sayısı $G/G^{'}$ koset uzayının boyutuna eşit olacaktır. Eğer preonik teori süpersimetrik bir teori olursa üretilen bu bozonlar kütlesiz fermiyonların sayısına eşit miktarda süper eşlere sahip olacaklardır. Bu kütlesiz quasi-Goldstone fermiyonları ile kuarkların ve leptonların arasında bir bağ kurulabilir. Sonuçta süpersimetri kırılmak zorundadır. Eğer bağlı durumlar bir kez daha hafif olarak kalırsa Goldstone bozonlarının yeni parametrelerle tanışılmaksızın nasıl ağır yapılacağı bulunmalıdır. Böylece çift koruma mekanizması denilen bir mekanizmaya ihtiyaç duyulmaktadır. Bu çift koruma mekanizması fermiyonları hafif tutmada quasi-Goldstone mekanizması uygulanırken gerekmektedir.

Sınırlandırılmış süpersimetrik bir ayar teorisinde global kiral simetriye sahip G grubunun olduğu durumu düşünelim. Bu teorinin bağlı durum spektroskopisi, 1) G grubu kırılmadan kalırsa veya 2) Eğer G, $G^{'}$'ye kendiliğinden kırılırken süpersimetri kırılmadan kalırsa veya 3) En azından bir kütlesiz fermiyon (Goldstino) oluşturabilmek için süpersimetri kırılırsa kütlesiz kompozit fermiyon içerecektir. İkinci durum yani *G'* nin $G^{'}$'ye kırıldığı durumda Eğer $G^{'}$ ilaveten kiral simetrik ise kompozit fermiyonlarda kiral simetrik olabilirler (D'Souza and Kalman 1992).

3.2.3 Kütle üretimi

Buraya kadar bağlı durumların kütle kazanmasını engellemeye çalıştık. Şimdi kuark ve leptonlara küçük kütleler (Λ_h enerji skalası ile karşılaştırıldığında küçük olan kütleler) vermenin yolunu bulacağız. Böylece gözlemlenen aile spektrumunu türetmiş olacağız.

Fermiyonlara kütle bir kaç yolla verilebilir. Bunlardan birisi preonlara küçük bir kütle verilir ve bu sayede hadronlar (kuarkların kompoziti) kendi kütlelerine kavuşmuş olur. Diğer bir yöntem ise global ayar simetrisi için aynen Standart Model'de olduğu gibi sıfır ayar bağlaşımı limitini kullanmaktır. Bu bağlaşımın kullanılması ile global simetri kırılır. Örneğin $SU(2)\times U(1)$ simetrisinin kendiliğinden kırılmasına neden olan bir yoğunlaşma varsa kuarklar ve leptonlar kütle kazanabilirler. Kuark ve leptonlara kütle kazandırma çalışmaları ve ailelerin yapısı FCNC süreçlerine neden olmaktadır (D'Souza and Kalman 1992).

Şimdi kuarkların ve leptonların kompozit parçacıklar olduğunu anlatan bazı modellerden bahsedelim. Bu modeler kompozit modeler için prototip modellerdir. Modellerin çoğu sadece bir aile ile ilgilenmektedir. Kuark ve leptonları kompozit parçacıklar olarak kabul ederler ve preon denen parçacıkları ise noktasal olarak kabul ederler.

3.2.4 Fritzsch-Mandelbaum Modeli (Haplon Modeli)

Bir fermiyon-bozon modeli prototipidir ve hiper-renk ayar grubuna sahiptir. Bu grup $SU(N)$ ile temsil edilmektedir. Renksiz fermiyonların preonları (α,β) formunda $SU(2)$ ikilisidirler ve $\pm e/2$ elektriksel yüke sahiptirler. Birde skaler dörtlüler formunda preonlar vardır. Skaler dörtlüler (x,y) biçiminde temsil edilir ve y bileşeni renksizdir ve $-e/2$ elektriksel yüke sahiptir. Ayrıca y bileşeni lepton sayısını taşırken x bileşeni ise (x_1,x_2,x_3) formundadır, renk yükü taşırlar ve $e/6$ elektriksel yüküne sahiptir. Şimdi bu özelliklerden yararlanarak bazı lepton ve fermiyonları preonlar vasıtasıyla ifade edelim (Fritzsch and Mandelbaum 1981, Greenberg and Sucher 1981, Barbieri *et al.* 1981).

$$\nu=(\alpha y) \qquad e^-=(\beta y) \qquad u=(\alpha x) \qquad d=(\beta x) \tag{3.10}$$

Renk yükünün belirlenmesinde alternatif bir yöntem daha vardır. Bu yönteme göre bütün preonlar renk üçlüleri olmalıdırlar. Bu model sol ve sağ elli nötrinolara sahiptir.

$$3\otimes\overline{3}=1\oplus 8\,,\;\overline{3}\otimes\overline{3}=3\oplus\overline{6} \tag{3.11}$$

Çizelge 3.2 Fritzch-Mandelbaum preonları

Preon	ElektrikselYük	Hiperyük $SU(N)$	Renkyükü
α	$e/2$	N	1 veya $\overline{3}$
β	$-e/2$	N	1 veya $\overline{3}$
x	$e/6$	$\overline{N}$	1 veya $\overline{3}$
y	$-e/2$	$\overline{N}$	1 veya 3

Benzer bir şekilde zayıf etkileşmelerin ayar bozonları ve higgs parçacığıda preonlar cinsinden aşağıda ifade edilmiştir.

$$W^{+}=\left(\alpha\overline{\beta}\right),\; W^{-}=\left(\overline{\alpha}\beta\right),\; Z=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\alpha\overline{\alpha}+\beta\overline{\beta}\right),\; H^{0}=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\alpha\overline{\alpha}-\beta\overline{\beta}\right) \tag{3.12}$$

Bu modelde gluonlar, fotonlar ve hiper-bozonlar temel parçacıklar olarak öngörülmüştür.

3.2.5 Harari-Seiberg-Shube Modeli (Rishon Modeli)

Bu model sadece fermiyonik preonları kullanan prototip bir modeldir. Bu modelde iki tip preon kullanılmıştır. Bu preonlar *e/3* elektriksel yüküne sahip T preonu ve 0 elektriksel yüküne sahip V preonundan oluşmaktadır. Bu preonlarla ilgili $SU(3)$ renk ve $SU(3)$ hiperrenk kuantum sayıları çizelge 3.3' de listelenmiştir. Modelde temsiller aşağıdaki şekilde ayrışırlar.

$$3\otimes 3\otimes 3=1\oplus 8\oplus 8\oplus 10\,,\; 3\otimes 3\otimes\overline{3}=3\oplus\overline{6}\oplus\overline{3}\oplus 15 \tag{3.13}$$

Çizelge 3.3 Preon kuantum sayıları

Preon	Elektriksel Yük	Hiper Renk Yükü	Renk Yükü
T	*e/3*	3	3
V	0	3	$\overline{3}$

Bu modelde de sağ elli nötrinolar yine mevcuttur. Şimdi bu modele göre bazı fermiyonların preonlar cinsiden temsilini görelim (Shupe 1979, Harari 1979, Harari and Seiberg 1982, Elbaz 1986).

$$e^{+} = (TTT)\,,\ \nu = (VVV)\,,\ u = (TTV)\,,\ \overline{d} = (TVV) \tag{3.14}$$

3.2.6 Terazawa WCH Modelli

Bir çok bilim adamı tarafından oluşturulan bir modeldir. Bu bilim adamlarına göre bu model üç fermiyonik preona sahiptir. Bu fermiyonik preonlardan birisi (C) renk-lepton kuantum sayılarını taşıyan $SU(4)$ dörtlüsüdür. Diğer fermiyonik preon (W) bir zayıf $SU(2)$ ikilisi formundadır. Üçüncü fermiyonik preon (H) ise $SU(3)_{aile}$ üçlüsü formundadır. Bütün kuvvetler $q\overline{q}$ veya $l\overline{l}$ kompozitleri tarafından oluşturulan kütlesiz bozonlar tarafından taşınırlar. W, C ve H preonlarının bağlı durumları açıkça belirtilmemiştir. Bu türdeki modelin dinamiği çok sayıda bilim adamı tarafından oluşturulmuştur. Akama ve Hattori kuarklar ve leptonlar için altı fermiyon etkileşimi kullanmıştır. Kuarkları ve leptonları hafif parçacıklar olarak tutabilmek için kiral simetriyi kullanmıştırlar. Modelde preonlar için herhangi bir hapis mekanizmasının olmaması nedeniyle kuarkların ve leptonların kütleleri ile ilgili tahmiler yapılamamıştır (Pati *et al.* 1974, Terazawa *et al.* 1977, Akama and Hattori 1989).

Eğer sadece üç aile var ise Terazawa “en küçük” kompozit modeli kullanmıştır ve üst kuark için bir kütle tahmini yapmıştır. Bu tahmine göre üst kuarkın yaklaşık olarak 134 GeV’lik bir kütleye sahip olacağını ön görmüştür.

Terazawa kuarkların ve leptonların kütle spektrumlarını türetebilmek için kütle toplam kuralını kullanmıştır (Terazawa 1992). 6 kuark ve 3 yüklü lepton için kütle üretebilmek için 9 bağımsız denkleme ihtiyaç duyarız. Terazawa preonların bilinmeyen dinamiklerindeki bazı kiral değişmezliklerden dolayı preonlar tarafından oluşturulan nötrinoların kütlesiz veya neredeyse kütlesiz olduklarını kabul etmiştir. Kütle toplama kurallarının denklemi kompozit modellerden elde edilmiştir (D’Souza and Kalman 1992).

$$\left[\frac{\sum m_f^2}{8N_g}\right]^{1/2} = \frac{m_W}{\sqrt{3}} \tag{3.15}$$

Denklem (3.15)’deki N_g terimi aile sayısını ifade etmektedir. m_f terimi fermiyonların kütlesini, m_W terimi ise $W^{\pm}$ bozonlarının kütlesini temsil etmektedir.

$$m_d^{1/2} - m_u^{1/2} = m_e^{1/2} \tag{3.16}$$

$$m_s^{1/2} - m_u^{1/2} = m_\mu^{1/2} \tag{3.17}$$

$$m_b^{1/2} - m_c^{1/2} = m_\tau^{1/2} \tag{3.18}$$

$$\frac{m_c^{1/2}}{m_u^{1/2}} - \frac{m_s^{1/2}}{m_d^{1/2}} = \frac{m_\mu^{1/2}}{m_e^{1/2}} \tag{3.19}$$

$$\frac{m^{1/2}}{m^{1/2}} - \frac{m^{1/2}}{m^{1/2}} = \frac{m^{1/2}}{m^{1/2}} \tag{3.20}$$

Burada sadece 6 denklem vardır. Diğer kompozit modeler çerçevesinde 3 veya daha fazla bağımsız denklem bulunabilir. Bu durum bize daha iyi kompozit modellerin bulunmasında yardımcı olacaktır. Terazawa her nekadar 9 denklem bulamamasına ragmen bu 6 bağımsız denklemi kuarklar için kütle üretmede kullanmıştır. Denklem (3.15) yardımıyla ve üst kuarkın kütlesi $m_t >>$ diğer kuark kütleleri olarak ve aile sayısı $N_g = 3$ olarak seçilerek $m_W \cong 80$ GeV için üst kuark kütlesi $m_t = 131$ GeV olarak bulunmuştur. Diğer kütleler için kütle toplama kuralından faydalanılarak $m_u = 3.2$ MeV, $m_d = 6.3$ MeV, $m_c = 1200$ MeV, $m_s = 146$ MeV ve $m_b = 6500$ MeV değerleri bulunmuştur (D'Souza and Kalman 1992).

3.2.7 Abbott-Farhi Modelleri

Bu modellerde yine fermiyonik ve bozonik preonları içermektedir. Preonlar $SU(2)$ ikilisi olarak düşünülmektedir. Preonlar için $SU(2)$ grubu bir sınırlandırıcı kuvvet içermektedir. Bu kuvvet preonları bir arada tutmayı sağlayan kuvvettir. Herhangi bir bozulma ve kırılmaya uğramayan bir kuvvettir. Sol elli kuarkların ve leptonların birinci ailesi iki fermiyon ikilisi ve bir skaler ikilisinden inşa edilebilir. Sağ elli fermiyonlarda benzer bir şekilde inşa edilebilir veya temel parçacıklar olarak kabul edilirler. Aileler Standart Model' de olduğu gibi birbirini tekrar eden bir şekilde üretilirler. Bu nedenden dolayı bu modelin ikinci bir ismi de Güçlü Bağlaşımlı Standart Model (SCSM) olarak bilinir.

Bu modelin süpersimetrik versiyonuda öngörülmüştür (Fajfer and Tadic 1988). Örneğin $\overline{5}$ ve 10 temsilinde süperalanlı preonları içeren $SU(5)$ gruplu süpersimetrik kompozit model tartışılmıştır. Ayrıca çarpım temsili standart elektrozayıf teoride ihtiyaç duyulan bu bağlı durumları içerir. Sağ elli durumların temel olduğu ve hatta bazı alt-preonik teorilerin bağlı durumları olduğu varsayılmaktadır. Bu modelde 1. ailenin dışındaki ailelerin preon multipletlerinin tekrarıyla ya da taban durumların uyarılması ile elde edilebileceği varsayılmaktadır. Ayrıca yüksek enerjilerde bir çok yeni parçacığın var olacağı da tahmin edilmektedir (Abbott and Farhi 1981).

3.2.8 Matsushima Modeli

Matsushima $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R$ grubunun (3, 2, 2) temel temsilinde $|e|/6$ elektriksel yüküne sahip süpersimetrik spin-1/2 ve spin-0 preon çiftlerini kullanmıştır. Bu modelde zayıf etkileşmeler artık etkileşmeler olarak görülmektedir.

g_L ve g_R bağlaşımlarının bir birlerinden bağımsız olmasından dolayı kompozitlik skalası Λ_L Fermi skalasına yakındır. Λ_R kompozitlik skalası ise GUT skalasına yakındır. Sol elli nötrino çok küçük bir kütleye sahip olurken, sağ elli nötrino büyük bir kütleye sahip olmaktadır. Fakat sadece bir aile ile ilgili ayrıntılar düşünülmüştür. Diğer aileler için ise ek preonların varlığına ihtiyaç olacağı düşünülmüş ama Standart Model' de olduğu gibi detaylı açıklamalar yapılmamıştır. Ayrıca kütle spektrumu ile ilgilenilmemiştir (Matsushima 1992).

Buraya kadar ele alınan kompozitlik prototipi modeler ve Süpersicim esinlenimli E_6 modeli gibi modellerin amacı Standart Model'in açıklayamadığı sorulara yanıt vermek ve Standart Model'de karşılaşılan bir çok parametreyi aza indirgemektir. Bu amaçlarında kısmen başarılı olmuşlarsa da kütle kavramı, parametre sayısının fazlalığı, kiral simetriye sahip olup olmadıkları, deneysel olarak doğruluklarının ispatının günümüz teknolojisinde zor olması gibi bir çok nedenden dolayı bu modellerden hiçbirisi tam doğru bir model olarak kabul edilmemektedir.

Bu tezde incelenen dikuarklar, Standart Model Ötesi (SMÖ) bazı modellerde öngörüldüğünden bu modellerin ele aldığı çeşitli tip dikuark etkileşme biçimleri de farklılık göstermektedir. Standart Model'in kuark içeriği kapsamında, dikuarklar için modelden bağımsız etkin etkileşme lagranjiyeni tanımlanabilir.

4. DİKUARKLAR ve ETKİLEŞİM LAGRANJİYENLERİ

Bu bölümde ilk olarak dikuarklar ve onların özelliklerinden bahsedilmiştir. Sonra dikuarkların kütlelerine ve bağlaşımlarına getirilen sınırlandırmalardan bahsedilmiştir. Sonra tezde modelden bağımsız efektif lagranjiyen yöntemi ile hesaplamalar yapıldığı için efektif lagranjiyen yönteminden kısaca bahsedilip, dikuarklar için ekfektif lagranjiyenler yazılmıştır.

4.1 Dikuarklar ve Özellikleri

Dikuarklar $|B|=2/3$ baryon sayısı taşıyan ve bir çift kuarka bağlaşımı olan parçacıklardır. Bu parçacıklar $S=0$ (skaler) ve $S=1$ (vektör) olmak üzere tamsayı spine sahiptir. Elektrik yükleri ise $|Q_{DQ}|= 1/3,\ 2/3$ *ve* $4/3$ olmaktadır. Dikuarklar $SU(3)$ grubu altında renk anti-üçlüsü (3*) veya renk altılısı (6) formunda dönüşürler.

Standart modelin ötesinde yeni fizik içeren kompozit modeller (Wudka 1986), Süpersicim esinlenimli E_6 Modeli (Hewett and Rizzo 1989) dikuarkları öngörmektedir. Kuarkların ve leptonların üç aile şeklinde tekrarlanmasından dolayı, onların daha temel bileşenlerden oluşan kompozit bir yapıya sahip oldukları düşünülmektedir. Kompozit modellerle ilgili çalışmalarda bu en temel parçacıklar preonlar olarak adlandırılmıştır.

Bu gün süpersimetrinin (SUSY) olduğu kadar, kompozitlik de Standart Model ötesi (BSM) fizik için bir aday olarak düşünülmektedir. Kuarkların ve leptonların kompozit yapıya sahip olmaları durumunda, doğal olarak yüksek enerjilerde olağan olmayan kuantum sayılarına sahip yeni parçacıkların zengin bir spektrumunun ortaya çıkması beklenir. Bu yeni parçacıklara örnek olarak uyarılmış kuarklar, uyarılmış leptonlar, dikuarklar, bileptonlar, leptokuarklar, leptogluonlar, renk altılısı kuarklar ve renk sekizli bozonlar verilebilir.

Gelecek nesil çarpıştırıcıların kütle merkezi enerjileri E ile kompozitlik ölçeği Λ karşılaştırılarak bu yeni parçacıklar ve etkileşmeleri araştırılabilir. Λ kompozitlik ölçeği temel düzeyde preonların etkileşimlerini karakterize etmektedir. Eğer E < Λ ise preonlar arasında dört fermiyon kontak etkileşimi, E > Λ ise preonların etkileşimi sonucunda yeni fizik ve yeni parçacıklar, ve E ~ Λ ise preonlar arasında modele çok bağımlı etkileşmeler meydana gelir.

Renk anti-üçlüsü (3^*) dikuarklarının birinci ailesinin DQ_1, $\tilde{DQ}_1$, $\tilde{DQ}'_1$, $DQ_{2\mu}$ ve $\tilde{DQ}_{2\mu}$ simgeleri ile tanımlandığını varsayalım ve bu dikuarkların bazı özelliklerini verelim. DQ_1 skaler dikuarkları $SU(2)_W$ teklisidirler ve elektriksel yükleri *1/3*, hiper yükleri ise *2/3*'dür. $\tilde{DQ}_1$ skaler dikuarkları da $SU(2)_W$ teklisidirler ve elektriksel yükleri *-2/3*, hiper yükleri ise *-4/3*'dür. $\tilde{DQ}'_1$ skaler dikuarkları da yine $SU(2)_W$ teklisidirler ve elektriksel yükleri 4/3, hiper yükleri ise 8/3'dür. $SU(2)$ adjoint temsilinde yer alan DQ_3 skaler dikuarkları $SU(2)_W$ üçlüsüdürler ve elektriksel yükleri (4/3, 1/3, -2/3) değerlerini alır. Hiper yükleri ise 2/3'dür. Benzer şekilde $DQ_{2\mu}$ vektör dikuarkları $SU(2)_W$ ikilisidirler ve elektriksel yükleri (1/3,-2/3) değerlerini alır. Hiper yükleri ise -1/3'dür. Son olarak $\tilde{DQ}_{2\mu}$ vector dikuarkları $SU(2)_W$ ikilisidirler ve elektriksel yükleri (4/3, 1/3) değerlerini alır. Hiper yükleri ise 5/3'dür. Şimdi dikuarkların bu özelliklerini çizelge 4.1'de özetleyelim.

Çizelge 4.1 Renk anti-üçlüsü skaler ve vektör dikuarkların birinci ailesinin kuantum sayıları.

SKALER DİKUARKLAR					
	$SU(3)_C$	$SU(2)_W$	$U(1)_Y$	Q	Bağlaşımlar
DQ_1	3^*	1	2/3	1/3	$u_L d_L (g_{1L}), u_R d_R (g_{1R})$
$\tilde{DQ}_1$	3^*	1	-4/3	-2/3	$d_R d_R (g_{1R})$
$\tilde{DQ}'_1$	3^*	1	8/3	4/3	$u_R u_R (\tilde{g}'_{1R})$

DQ_3	3^*	3	2/3	$\begin{pmatrix} 4/3 \\ 1/3 \\ -2/3 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u_L u_L(\sqrt{2}) \\ u_L d_L(-g_{3L}) \\ d_L d_L(-\sqrt{2}g_{3L}) \end{pmatrix}$
VEKTÖR DİKUARKLAR					
$DQ_{2\mu}$	3^*	2	-1/3	$\begin{pmatrix} 1/3 \\ -2/3 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} d_R u_L(g_2) \\ d_R d_L(-g_2) \end{pmatrix}$
$\tilde{DQ}_{2\mu}$	3^*	2	5/3	$\begin{pmatrix} 4/3 \\ 1/3 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u_R u_L(\tilde{g}_2) \\ u_R d_L(-\tilde{g}_2) \end{pmatrix}$

4.2 Dikurakların Kütle ve Bağlaşımlarına Getirilen Sınırlamalar

Fermilab'daki Tevatron proton-anti-proton çarpıştırıcısı üzerindeki CDF dedektörü, iki-jet son durumuna bozunan bir skaler dikuark türünün (E_6 modelinde öngörülen) kütlesinin 290 < m_{DQ} < 630 GeV arasında olamayacağı sınırlamasını koymuştur (Aaltonen *et al.* 2008). Bu sınırın yaklaşık olarak diğer skaler dikuarklar için de geçerli olacağı beklenmektedir.

LEP e^+e^- çarpıştırıcısındaki duyarlı elektrozayıf veriler (Bhattacharya *et al.* 1995) vasıtasıyla elde edilen bağlaşımlar üzerine dolaylı olarak sınırlandırmalar getirilmiştir. Bu sınırlandırmalar dikuark-kuark bağlaşımlarının α_{DQ} = 0.1 büyüklüğüne kadar bir değer almalarına izin vermektedirler.

4.3 Efektif Lagranjiyen Analizi

Standart Model birkaç yüz GeV enerji skalasına kadar deneysel sonuçlarla tutarlıdır. Fakat daha yüksek enerjilerde Standart Model tutarlı bir model olmamaktadır. Daha yüksek enerjilerde tutarlı olacak ve Standart Model'in yanıt veremediği ve gerçekleştiremediği işleri başarmak için Standart Model Ötesi (SMÖ) kavramı ortaya atılmış ve dolayısıyla bir çok model öne sürülmüştür. Fakat bu modeller Standart Model (SM)'in başarısız olduğu konularda kısmen başarılı olsalar da yinede tam olarak doğru bir model inşa edilememiştir. Bu yüzden tek bir model üzerinde çalışmak yerine bu modellerin parametrelerini de içeren ve modelden bağımsız olan efektif lagranjiyen analizi yöntemi üzerine yoğunlaşılmıştır. Bu yüzden bu tezin kapsamına efektif lagranjiyen analizi yöntemi de dahil edilmiştir.

Şimdi efektif lagranjiyen analizi yöntemi ile ilgili bilgiler vermeye başlayalım. Efektif lagranjiyen tekniği ile sistematik bir şekilde Standart Model (SM)'den sapmaları çalışabiliriz. Artık Standart Model (SM) düşük enerjili efektif bir teori olarak kabul edilmiştir. Efektif lagranjiyen tekniğinde yeni enerji skalası Λ TeV mertebesindedir. Ayrıca efektif lagranjiyendeki tüm terimler $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisine uymak zorundadır. Baryon ve lepton sayıları korunumları da tüm terimler için sağlanmalıdır. Lagranjiyendeki alanların hepsi klasik alanlardır. Şimdi toplam efektif lagranjiyeni yazalım (Buchmüller and Wyler 1986).

$$L_{eff} = L_0 + \frac{1}{\Lambda} L_1 + \frac{1}{\Lambda^2} L_2 + \dots \qquad (4.1)$$

Burada L_0 lagranjiyeni 4 boyutlu, $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar simetrisine sahip Standart Model (SM) lagranjiyenidir. L_1 lagranjiyeni 5 boyutludur, $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar simetrisine sahip olan ve Standart Model Ötesi (SMÖ) etkileşme terimlerine sahip bir lagranjiyendir. L_2 ise 6 boyutludur, $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar simetrisine sahip olan ve Standart Model Ötesi (SMÖ) etkileşme terimlerine sahip bir lagranjiyendir. Şimdi lagranjiyen terimlerini ayrı ayrı ele alalım.

4.3.1 Efektif lagranjiyenin standart model lagranjiyeni

Efektif lagranjiyendeki en başat terim olan L_0 Standart Model (SM) lagranjiyenini temsil etmektedir. Şimdi bazı notasyon tanımlamaları yapalım. l_L^i sol elli lepton ikilisini, e_R sağ elli yüklü leptonu, $q_L^{\alpha i}$ sol elli kuark ikilisini, u_R^{α} ve d_R^{α} ifadeleri sağ elli kuarkları, Φ ve $\Phi^{\dagger}$ ifadeleri ise Higgs bozonu ikililerini temsil etmektedir. Buradaki α, i indisleri sırasıyla renk yükü ve aile sayısını ifade eden indislerdir. Şimdi L_0 lagranjiyenini yazalım.

$$
\begin{aligned}
L_0 = & -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^{A} G^{A\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^{I} W^{I\mu\nu} - B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \left(D_{\mu}\Phi^{\dagger}\right)\left(D^{\mu}\Phi\right) + \mu^2 \Phi^{\dagger}\Phi - \frac{\lambda}{2}\left(\Phi^{\dagger}\Phi\right)^2 \\
& + i\bar{l}_L^1 \not{D} l_L^1 + i\bar{e}_R \not{D} e_R + i\bar{q}_L^1 \not{D} q_L^1 + i\bar{u}_R \not{D} u_R + i\bar{d}_R \not{D} d_R \, f_e\left(\overline{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^{\dagger} \Psi_L^1\right) \\
& - f_d\left(\bar{q}_L^1 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^{\dagger} q_L^1\right) - f_u\left(\bar{q}_L^1 \Phi^c u_R + \bar{u}_R \Phi^{c\dagger} q_L^1\right)
\end{aligned}
\tag{4.2}
$$

(4.2) denkleminde SM lagranjiyeni örnek olsun diye sadece 1. aile leptonlarını ve kuarklarını içermektedir. Diğer elemanlar da benzer şekilde lagranjiyene eklenebilir. Burada $G_{\mu\nu}^{A}$ gluonların alan-tensörüdür ve G_{μ}^{A} (A=1,...,8) gluon alanlarını göstermek üzere,

$$
G_{\mu\nu}^{A} = \partial_{\mu} G_{\nu}^{A} - \partial_{\nu} G_{\mu}^{A} + g_s f_{ABC} G_{\mu}^{B} G_{\nu}^{C} \tag{4.3}
$$

olarak yazılmıştır. $W_{\mu\nu}^{I}$ zayıf teori ayar bozonlarının alan-tensörüdür ve W_{μ}^{I} *(I=1,..,3)* zayıf teori ayar bozonlarını göstermek üzere,

$$
W_{\mu\nu}^{I} = \partial_{\mu} W_{\nu}^{I} - \partial_{\nu} W_{\mu}^{I} + g \in_{ijk} W_{\mu}^{J} W_{\nu}^{K} \tag{4.4}
$$

olarak yazılmıştır. $B_{\mu\nu}$ fotonların alan-tensörüdür ve B_{μ} foton alanlarını göstermek üzere,

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{4.5}$$

olarak bulunmuştur. Kovaryant türevin açık hali de aşağıda yazılmıştır.

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \frac{1}{2}\lambda^A G_\mu^A - ig \frac{1}{2}\tau^I W_\mu^I - ig'YB_\mu \tag{4.6}$$

Denklem (4.6)'daki λ^A tanımı *A=1,…,8* olmak üzere Gell-Mann matrislerini ifade etmektedir. τ^I *I=1,…,3* olmak üzere Pauli spin matrisleridir. *Y* harfi ise hiperyükü temsil etmektedir. Efektif lagranjiyendeki tüm alanların klasik alanlar olduğunu söylemiştik. Dolayısıyla hareket denklemleri kullanılabilir. Alanlara göre L_0 lagranjiyeninin varyasyonu alınırsa, bu alanların sağladığı hareket denklemleri bulunabilir. Aşağıda bu hareket denklemlerinden bir kaçı verilmiştir.

$$\bar{l}_L^1 : i\not{D}l_L^1 - f_e\Phi e_R = 0 \tag{4.7}$$

$$\bar{e}_R : i\not{D}e_R - f_e\Phi l_L^1 = 0 \tag{4.8}$$

$$\bar{q}_L^1 : i\not{D}q_L^1 - f_u u_R\Phi^c - f_d d_R\Phi = 0 \tag{4.9}$$

$$\bar{u}_R : i\not{D}u_R - f_u{\Phi^c}^\dagger q_L^1 = 0 \tag{4.10}$$

Bu denklemlerden yararlanarak çok sayıda yararlı bağıntı bulunabilir. Örneğin (4.7) denkleminin hermitik eşleniğini alıp sağdan γ_0 ile çarparsak aşağıdaki bağıntıyı buluruz.

$$-i\bar{l}_L^1\gamma^\mu \overleftarrow{D}_\mu^\dagger - f_e\bar{e}_R\Phi^\dagger = 0 \tag{4.11}$$

Burada ters vektör işareti türevin sol tarafa etkidiğini göstermektedir. Denklem (4.7) soldan $\bar{l}_L^1$ ile denklem (4.11)'de sağdan l_L^1 ile çarpıp bu iki denklemi birbirlerinden çıkarırsak aşağıdaki bağıntıyı elde ederiz.

$$\partial_\mu\left(\bar{l}_L^1\gamma^\mu l_L^1\right)=if_e\left(\bar{e}_R\Phi^\dagger l_L^1-\bar{l}_L^1\Phi e_R\right) \qquad (4.12)$$

Bu bağıntılar efektif lagranjiyenin basitleştirilmesinde faydalıdır. Şimdi efektif lagranjiyenin diğer terimlerini ele almaya devam edelim.

4.3.2 Efektif lagranjiyendeki diğer terimlerin türetilmesi

Denklem (4.1)'deki efektif lagranjiyende ilk olarak 5 boyutlu L_1 terimi türetilmelidir. Bu lagranjiyen sadece fermiyonlar veya sadece skalerlerden türetilemez. Bunun nedeni boyutsal problemlerden ve skalerlerin izospin ikilisi olmasından kaynaklanır. Yani fermiyon alanları 3/2 kütle boyutuna sahip olduğu için sadece fermiyon alanlarından faydalanarak 5 boyutlu bir lagranjiyen yazılamaz. Skalerler izospin ikilisi olduklarından $SU(2)_L$ ayar dönüşümü altında değişmezlik (invaryantlık) için çift sayıda skaler alanın bulunması gerekir. Oysa 5 boyutta bu mümkün olamaz. İki fermiyon (boyutları 3/2) ile iki skalerden (boyutu 1) oluşan operatörü düşünelim. Eğer skalerler Φ ve $\Phi^\dagger$ formunda ise iki fermiyon toplam 0 hiperyüke sahip olmalıdır. Bu durum sadece bir multiplet ve fermiyonların yük eşleniği durumunda söz konusu olmaktadır. Fakat fermiyon-antifermiyon operatörü Lorentz invaryant olamaz. Eğer skalerler iki Φ'den oluşuyorsa, bu skalerler bir $SU(2)_L$ triplet oluşturmalıdır. Çünkü iki eşit skaler ikilisinin çarpımı mümkün değildir. Ayrıca iki fermiyonda bir $SU(2)_L$ ikilisi oluşturmalıdır. Sonuçtaki operatör bir Φ ve bir lepton ikilisinden oluşan ayar singlet bir kompozit fermiyon için bir Majorana kütle terimi gibi yazılabilir. Bu durumda L_1 lagranjiyeni aşağıdaki formda yazılabilir.

$$L_1=\varepsilon_{ij}\bar{l}_R^{ci}\Phi^j\varepsilon_{kl}l_L^k\Phi^l+c.c. \qquad (4.13)$$

Bu durumda da L_1 lagranjiyeninde lepton sayısı bozulması oluşur. Oysa efektif lagranjiyende lepton sayısının da korunması gerekir. Bu yüzden böyle bir ifadeyi de yazamayız. Sadece fermiyon ve ayar bozonlarından oluşan bir operatör düşünelim. Bu durumda da 5 boyutlu lagranjiyeni oluşturamayız. Çünkü bu operator ile 5 boyutlu lagranjiyen oluşturabilmemiz için iki fermiyon alanına ve iki skaler alanına ihtiyaç duyarız. $\bar{l}_L l_L = \bar{l}(1/4)(1+\gamma^5)(1-\gamma^5)l = 0$ ve benzer ifade sağ elli fermiyonlar için de elde edileceği için bu operatörle de yine 5 boyutlu lagranjiyen türetilemez. Sadece ayar bozonlarının olduğu bir operator durumunda da yine 5 boyutlu lagranjiyen inşa edemeyiz. Çünkü ayar bozonlarının boyutu 1'dir ve 5 boyutlu lagranjiyen için 5 adet ayar bozonuna ihtiyaç duyulacaktır. Ayar bozonlarının Lorentz skaleri olabilmesi için çift sayılarda olmaları ve kovaryant ve kontravaryant indislerin kontrak etmesi gereklidir. Oysa sadece ayar bozonlarından oluşan operatörde 5 tane ayar bozonu vardır. Bu yüzden ayar bozonları skaler invaryantlığı sağlamaz ve dolayısıyla da 5 boyutlu lagranjiyen oluşturulamaz. Böylece L_1 lagranjiyeninden toplam efektif lagranjiyene katkı gelmeyeceği görülmüştür.

Artık L_2 lagranjiyenini ele alabiliriz. Bu 6 boyutlu terimleri içeren bir lagranjiyendir tüm terimleri $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar simetrisini sağlar. L_2'nin efektif lagranjiyene katkısı L_0 kadar büyük olmamaktadır. Fakat L_2'deki terimler Standart Model Ötesi (SMÖ) yeni fizik katkılarını içeren terimlerden oluştuğu için önemlidir. L_2 teriminde de baryon ve lepton sayısı korunmalıdır. Klasik hareket denklemlerinin kullanımı L_2 lagranjiyenindeki terimlerin sayısını sınırlandırır. Bu durum işimizin bir miktar kolaylaşmasına neden olur. L_5'ten efektif lagranjiyene katkı gelmeyeceğini bulmuştuk. Ozaman denklem (4.1)'i yeniden yazabiliriz.

$$L_{eff} = L_0 + \frac{1}{\Lambda^2} L_2 + \ldots \tag{4.14}$$

Efektif lagranjiyenden türetilen hareket denklemlerinin bir kaç tanesi (4.7)-(4.10) denklemlerinde listelenmiştir. Bu denklemlerin sağ taraflarındaki sıfırın yerine $1/\Lambda^2$ terimi kullanalım. L_2 lagranjiyenindeki türev terimleri $1/\Lambda^4$ mertebesine kadar çıkabilecektir. Bu yüzden türevlerden gelen katkılar ihmal edilebilir. Artık L_2 lagranjiyenini aşağıdaki formda yazılabilir.

$$L_2 = \sum_i \alpha_i O_i \tag{4.15}$$

Denklem (4.15)'deki O_i operatörleri 6 boyutludur ve $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar invaryantıdır. α_i terimleri de O_i operatörlerinin bağlaşım sabitlerini ifade etmektedir. Bu ayar invaryant operatörler sadece vektörleri içeren, sadece fermiyonları içeren, sadece skalerleri içeren, fermiyon ve vektörleri içeren, skaler ve vektörleri içeren, fermiyon ve skalerleri içeren, vektörleri fermiyonları ve skalerleri içeren olmak üzere 7 sınıfa ayrılabilir. Şimdi bu ayar invaryant operatörleri kısaca incelemeye çalışalım.

i. Sadece vektör bozonları içeren ayar invaryant operatörleri elde etmek için alan-tensörlerine ve bu tensörlerin duallerine ihtiyaç duyarız. Bir ayar singleti elde etmek için bu tensörlerden iki yada üç tanesine ihtiyaç duyarız. İki tane alan tensörü veya bunların duali kullanılırsa, boyutun 6 olabilmesi için iki adet kovaryant türevde kullanılmalıdır. Hareket denklemlerinin kullanılmasıyla türev terimleri ortadan kalkar ve aşağıdaki operatörleri elde ederiz.

$$O_G = f_{ABC} G_\mu^{A\nu} G_\nu^{B\lambda} G_\lambda^{C\mu}, \tag{4.16}$$

$$O_{\widetilde{G}} = f_{AC} \widetilde{G}_\mu^{A\nu} G_\nu^{B\lambda} G_\lambda^{C\mu}, \tag{4.17}$$

$$O_w = \in_{ijk} W_\mu^{I\nu} W_\nu^{J\lambda} W_\lambda^{K\mu} \tag{4.18}$$

$$O_{\widetilde{w}} = \epsilon_{ijk}\ \widetilde{W}_{\mu}^{I\nu} W_{\nu}^{J\lambda} W_{\lambda}^{K\mu} \tag{4.19}$$

Burada $d_{ABD} G_{\mu}^{A\nu} G_{\nu}^{B\lambda} G_{\lambda}^{C\mu}$ benzeri terimler sıfır değerini alır.

ii. Sadece fermiyonları içeren operatörler dörtlü-fermiyon operatörleridir. L sol elliliği R ise sağ elliliği temsil etmek üzere operatörler fermiyon sayısı korunumunu $\overline{L}L\overline{L}L$, $\overline{R}R\overline{R}R$, $\overline{L}R\overline{R}L$, $\overline{L}R\overline{L}R$ sağlarlar. Burada alanların mertebesi Fierz dönüşümleri nedeniyle önemli değildir. Alanların mertebesi aşağıdaki ifadelerle belirlenir.

a) $\overline{L}L\overline{L}L$ operatörleri $(\overline{L}\gamma_{\mu}L)(\overline{L}\gamma^{\mu}L)$ formunda olmaktadır. Buradaki parantezler kontrakt eden spinör indislerini temsil etmektedir. Ek grup indisleri alanlara bağlıdır. Böylece aşağıdaki operatörleri bulabiliriz.

$$O_{ll}^{(1)} = \frac{1}{2}(\bar{l}\gamma_{\mu}l)(\bar{l}\gamma^{\mu}l) \tag{4.20}$$

$$O_{qq}^{(1,1)} = \frac{1}{2}(\bar{q}\gamma_{\mu}q)(\bar{q}\gamma^{\mu}q) \tag{4.21}$$

$$O_{ll}^{(3)} = \frac{1}{2}(\bar{l}\gamma_{\mu}\tau^{I}l)(\bar{l}\gamma^{\mu}\tau^{I}l) \tag{4.22}$$

$$O_{qq}^{(8,1)} = \frac{1}{2}(\bar{q}\gamma_{\mu}\lambda^{A}q)(\bar{q}\gamma^{\mu}\lambda^{A}q) \tag{4.23}$$

$$O_{qq}^{(1,3)} = \frac{1}{2}(\bar{q}\gamma_{\mu}\tau^{I}q)(\bar{q}\gamma^{\mu}\tau^{I}q) \tag{4.24}$$

$$O_{lq}^{(1)} = (\bar{l}\gamma_{\mu}l)(\bar{q}\gamma^{\mu}q) \tag{4.25}$$

$$O_{qq}^{(8,3)} = \frac{1}{2}\left(\bar{q}\gamma_{\mu}\lambda^{A}\tau^{I}q\right)\left(\bar{q}\gamma^{\mu}\lambda^{A}\tau^{I}q\right) \tag{4.26}$$

$$O_{lq}^{(3)} = \left(\bar{l}\gamma_{\mu}\tau^{I}l\right)\left(\bar{q}\gamma^{\mu}\tau^{I}q\right) \tag{4.27}$$

λ^{A} ve τ^{I} ifadeleri $SU(3)_{C}$ ve $SU(2)_{I}$ matrisleridir. C renk yükünü I izospini temsil etmektedir. Bu operatörlerde çeşni indisleri yazılmamıştır.

b) $\overline{R}R\overline{R}R$ operatörleri $\left(\overline{R}\gamma_{\mu}R\right)\left(\overline{R}\gamma^{\mu}R\right)$ formundadır. Böylece aşağıdaki ifadeleri yazabiliriz.

$$O_{ee} = \frac{1}{2}\left(\bar{e}\gamma_{\mu}e\right)\left(\bar{e}\gamma^{\mu}e\right) \quad , \tag{4.28}$$

$$O_{uu}^{(1)} = \frac{1}{2}\left(\bar{u}\gamma_{\mu}u\right)\left(\bar{u}\gamma^{\mu}u\right) \quad , \; O_{uu}^{(8)} = \frac{1}{2}\left(\bar{u}\gamma_{\mu}\lambda^{A}u\right)\left(\bar{u}\gamma^{\mu}\lambda^{A}u\right) \tag{4.29}$$

$$O_{dd}^{(1)} = \frac{1}{2}\left(\bar{d}\gamma_{\mu}d\right)\left(\bar{d}\gamma^{\mu}d\right) \quad , \; O_{dd}^{(8)} = \frac{1}{2}\left(\bar{d}\gamma_{\mu}\lambda^{A}d\right)\left(\bar{d}\gamma^{\mu}\lambda^{A}d\right) \tag{4.30}$$

$$O_{eu} = \left(\bar{e}\gamma_{\mu}e\right)\left(\bar{u}\gamma^{\mu}u\right) \quad , \tag{4.31}$$

$$O_{ed} = \left(\bar{e}\gamma_{\mu}e\right)\left(\bar{d}\gamma^{\mu}d\right) \quad , \tag{4.32}$$

$$O_{ud}^{(1)} = \left(\bar{u}\gamma_{\mu}u\right)\left(\bar{d}\gamma^{\mu}d\right) \quad , \; O_{ud}^{(8)} = \left(\bar{u}\gamma_{\mu}\lambda^{A}u\right)\left(\bar{d}\gamma^{\mu}\lambda^{A}d\right) \tag{4.33}$$

c) $\bar{L}R\bar{R}L$ operatörleri için inceleme yapalım. İlkesel olarak iki Lorentz yapısı düşünerek operatörlerin $\left(\bar{L}\sigma_{\mu\nu}R\right)\left(\bar{R}\sigma^{\mu\nu}L\right)$ ve $(\bar{L}R)(\bar{R}L)$ formunda olmasını bekleriz. Fakat Fierz dönüşümleri ilk terimin ikinci terimin biçmine dönüşmesine neden olur. Dolayısıyla tensör terimler ortadan kaybolur.

$$O_{le} = \left(\bar{l}e\right)\left(\bar{e}l\right) \,, \tag{4.34}$$

$$O_{lu} = \left(\bar{l}u\right)\left(\bar{u}l\right) \,, \tag{4.35}$$

$$O_{ld} = \left(\bar{l}d\right)\left(\bar{d}l\right) \,, \tag{4.36}$$

$$O_{qe} = \left(\bar{q}e\right)\left(\bar{e}q\right) \,, \tag{4.37}$$

$$O_{qu}^{(1)} = \left(\bar{q}u\right)\left(\bar{u}q\right), \quad O_{qu}^{(8)} = \left(\bar{q}\lambda^A u\right)\left(\bar{u}\lambda^A q\right) \,, \tag{4.38}$$

$$O_{qd}^{(1)} = \left(\bar{q}d\right)\left(\bar{d}q\right), \; O_{qd}^{(8)} = \left(\bar{q}\lambda^A d\right)\left(\bar{d}\lambda^A q\right) \,, \tag{4.39}$$

$$O_{qde} = \left(\bar{l}e\right)\left(\bar{d}q\right) \tag{4.40}$$

d) Son olarak $\bar{L}R\bar{L}R$ terimine bakalım. Burada da baryon ve lepton sayıları korunmalıdır. Dolayısıyla aşağıdaki ifadeleri yazabiliriz.

$$O_{qq}^{(1)} = \left(\bar{q}u\right)\left(\bar{q}d\right), \tag{4.41}$$

$$O_{qq}^{(8)} = \left(\bar{q}\lambda^A u\right)\left(\bar{q}\lambda^A d\right), \tag{4.42}$$

$$O_{lq} = (\bar{l}e)(\bar{q}u) \tag{4.43}$$

iii. Sadece skaler alanları içeren operatörler durumunda, operatörler ya altı bozon (üç Φ ve üç $\Phi^\dagger$) ya da dört bozon ve iki türevden oluşmaktadır. Bu operatörler grup invaryant olmalıdır. Bu koşulları sağlayan iki operatör vardır. Bu operatörler aşağıda yazılmıştır.

$$O_{\Phi} = \frac{1}{3}\left(\Phi^\dagger\Phi\right)^3, \tag{4.44}$$

$$O_{\partial\Phi} = \frac{1}{2}\partial_\mu\left(\Phi^\dagger\Phi\right)\partial^\mu\left(\Phi^\dagger\Phi\right) \tag{4.45}$$

iv. Fermiyonlar ve vektörlerden oluşan operatörleri inceleyelim. Altı boyutlu operatör iki fermiyon alanından ve üç tane momentum boyutundan oluşabilir. Bu momentum boyutunu ise türevler veya ayar bozonları oluşturabilir. Bütün vektörlerin hiperyükleri sıfırdır ve farklı fermiyon alanları farklı hiperyüklere sahip olduklarından dolayı fermiyonlar daima bir alan ve onun eşleniği formunda olmalıdır. Bu durum γ_μ matrisinin kullanılmasını gerekli kılar. Bu durumu sağlayan operatörler aşağıda verilmiştir.

$$O_{lW} = i\bar{l}\tau^I\gamma_\mu D_\nu l W^{I\mu\nu}, \quad O_{lB} = i\bar{l}\gamma_\mu D_\mu l B^{\mu\nu}, \tag{4.46}$$

$$O_{eB} = i\bar{e}\gamma_\mu D_\nu e B^{\mu\nu}, \tag{4.47}$$

$$O_{qG} = i\bar{q}\lambda^A\gamma_\mu D_\nu q G^{A\mu\nu}, \tag{4.48}$$

$$O_{qW} = i\bar{q}\tau^I\gamma_\mu D_\nu q W^{I\mu\nu}, \; O_{qB} = i\bar{q}\gamma_\mu D_\nu q B^{\mu\nu}, \tag{4.49}$$

$$O_{uG} = i\bar{u}\lambda^A\gamma_\mu D_\nu u G^{A\mu\nu} \tag{4.50}$$

$$O_{uB} = i\bar{u}\gamma_{\mu} D_{\nu} u B^{\mu\nu} \tag{4.51}$$

$$O_{dG} = i\bar{d}\lambda^{A}\gamma_{\mu} D_{\nu} d G^{A\mu\nu} \tag{4.52}$$

$$O_{dB} = i\bar{d}\gamma_{\mu} D_{\nu} d \;\; B^{\mu\nu} \tag{4.53}$$

v. Skaler ve vektörlerden oluşan operatörleri inceleyelim. Vektör alanlar ya alan tensörleri ile ya da kovaryant türevler vasıtasıyla operatörlerde ortaya çıkarlar. Skaler alanlar olan Φ ve $\Phi^{\dagger}$ ' den $SU(2)_I \times U(1)_Y$ değişmezliğini sağlamak için eşit sayıda bulunurlar. I ve Y simgeleri sırasıyla izospini ve hiperyükü temsil etmektedir. Şimdi bu operatörlerden bazılarını yazalım.

$$O_{\Phi G} = \frac{1}{2}(\Phi^{\dagger}\Phi) G_{\mu\nu}^{A} G^{A\mu\nu} \quad , \; O_{\Phi\widetilde{G}} = (\Phi^{\dagger}\Phi)\widetilde{G}_{\mu\nu}^{A} G^{A\mu\nu} \; , \tag{4.54}$$

$$O_{\Phi W} = \frac{1}{2}(\Phi^{\dagger}\Phi) W_{\mu\nu}^{I} W^{I\mu\nu} \; , \; O_{\Phi\widetilde{W}} = (\Phi^{\dagger}\Phi)\widetilde{W}_{\mu\nu}^{I} W^{I\mu\nu} \; , \tag{4.55}$$

$$O_{\Phi B} = \frac{1}{2}(\Phi^{\dagger}\Phi) B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \; , \; O_{\Phi\widetilde{B}} = (\Phi^{\dagger}\Phi)\widetilde{B}_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \; , \tag{4.56}$$

vi. Fermiyon ve skalerlerden oluşan operatörleri inceleyelim. Bu durumda 6 boyutlu operatör iki fermiyon ve üç ayar bozonuna veya iki fermiyon, iki bozon ve bir türeve sahip olmalıdır. Ancak ikinci durumda Lorentz invaryantlığı sağlamak için bir γ_{μ} terimine daha ihtiyaç vardır. Türev ayar invaryant bir niceliğe etki eden türev olmalıdır. İki türevi içeren durum da mümkün değildir. Çünkü buradaki türev ayar invaryant bir niceliğe etki eden bir türevdir ve singlet olan bir alan yoktur. Bu koşulları sağlayan operatörler $\partial_{\mu}(\Phi^{\dagger}\Phi)(\bar{l}\gamma_{\mu} l)$ formunda olmalıdır. Operatörlerle ilgli bir kaç örnek aşağıda verilmiştir.

$$O_{e\Phi} = (\Phi^{\dagger}\Phi)(\bar{l}e\Phi)\,, \tag{4.57}$$

$$O_{u\Phi} = (\Phi^{\dagger}\Phi)(\bar{q}u\widetilde{\Phi})\,, \tag{4.58}$$

$$O_{d\Phi} = (\Phi^{\dagger}\Phi)(\bar{q}d\Phi) \tag{4.59}$$

vii. Vektörler, fermiyonlar ve skalerlerden oluşan operatörleri inceleyelim. Bütün bu üç alanın kombinasyonunu düşünelim. Açıkça 6 boyutlu operatörler oluşturmak için iki fermiyon ve bir veya iki skaler alana ihtiyaç vardır. Eğer iki skaler alan var ise bir kovaryant türeve ve bir γ_{μ} ye ihtiyaç duyulacaktır. Şimdi bu operatörlere örnek verelim.

$$O^{(1)}_{\Phi\Phi} = i(\Phi^{\dagger}D_{\mu}\Phi)(\bar{l}\gamma^{\mu}l)\,, \tag{4.60}$$

$$O^{(3)}_{\Phi\Phi} = i(\Phi^{\dagger}D_{\mu}\tau^{I}\Phi)(\bar{l}\gamma^{\mu}\tau^{I}l)\,, \tag{4.61}$$

$$O_{\Phi e} = i(\Phi^{\dagger}D_{\mu}\Phi)(\bar{e}\gamma^{\mu}e)\,, \tag{4.62}$$

$$O^{(1)}_{\Phi q} = i(\Phi^{\dagger}D_{\mu}\Phi)(\bar{q}\gamma^{\mu}q)\,, \tag{4.63}$$

$$O^{(3)}_{\Phi q} = i(\Phi^{\dagger}D_{\mu}\tau^{I}\Phi)(\bar{q}\gamma^{\mu}\tau^{I}q)\,, \tag{4.64}$$

$$O_{\Phi u} = i(\Phi^{\dagger}D_{\mu}\Phi)(\bar{u}\gamma^{\mu}u)\,, \tag{4.65}$$

$$O_{\Phi d} = i(\Phi^{\dagger}D_{\mu}\Phi)(\bar{d}\gamma^{\mu}d)\,, \tag{4.66}$$

Efektif lagranjiyende 6 boyuttan daha yüksek lagranjiyenlerin terimleri de benzer şekilde türetilebilir. Fakat boyut sayısı arttıkça bu terimlerin efektif lagranjiyene olan katkısı da azalmaktadır. Dolayısıyla efektif lagranjiyende boyut sayısı yüksek terimlerden gelen katkı küçük olacağı için bu terimler önemini yitirmektedir.

4.4 Dikuark Etkileşim Lagranjiyenleri

Çalışmamızda modelden bagımsız bir yöntem olan etkileşim lagranjiyeni metodu kullanılmıştır. Skaler ve vektör dikuarklar için etkileşim lagranjiyeni aşağıdaki biçime sahiptir (Atağ *et al.* 1999, Arik *et al.* 2002).

$$L_{|B|=0} = f_{1L}\bar{q}_L\gamma^\mu q_L DQ^C_{1\mu} + (f_{1R}\bar{d}_R\gamma^\mu d_R + f'_{1R}\bar{u}_R\gamma^\mu u_R)DQ'^C_{1\mu}$$
$$+\bar{f}_{1R}\bar{u}_R\gamma^\mu d_R \widetilde{DQ}^C_{1\mu} + f_{3L}\bar{q}_L\tau\gamma^\mu q_L . DQ^C_{3\mu} + f_2\bar{q}_L i\tau_2 u_R DQ^C_2$$
$$+\bar{f}_2\bar{q}_L i\tau_2 d_R \widetilde{DQ}^C_2 + H.c. \qquad (4.67)$$

$$L_{|B|=2/3} = (g_{1L}\bar{q}^C_L i\tau_2 q_L + g_{1R}\bar{u}^C_R d_R)DQ^C_1 + \tilde{g}_{1R}\bar{d}^C_R d_R \widetilde{DQ}^c_1$$
$$+\tilde{g}'_{1R}\bar{u}^C_R u_R \widetilde{DQ'}^C_1 + g_{3L}\bar{q}^C_L i\tau_2\tau q_L . DQ^C_3 + g_2\bar{q}^C_L\gamma^\mu d_R DQ^C_{2\mu}$$
$$+\tilde{g}_2\bar{q}^C_L\gamma^\mu u_R \widetilde{DQ}^c_{2\mu} + H.c. \qquad (4.68)$$

Burada baryon sayısı |B| = 0 olan dikuarklar elektrozayıf ayar vektörlerine ve yüklü higgs skalerlerine benzer bilinen alanlardır. Burada sadece |B| = 2/3 baryan sayısına sahip olan dikuarkları gözönüne alacağız. (4.67) ve (4.68) denklemlerindeki $q_L = (u_L, d_L)$ ifadesi sol elli kuark spinörünü $q^C = C\bar{q}^T$ ($\bar{q}^C = -q^T C^{-1}$) ifadesi ise yük konjuge kuark alanını temsil etmektedir.

Denklem (4.67) ve (4.68) de kolaylık için renk ve jenerasyon indisleri ihmal edilmiştir. (4.68) denklemindeki alanlar atılır ve gerekli sadeleştirme işlemleri yapılırsa dikuarklar için aşağıdaki köşe faktörleri elde edilir. Aşağıdaki denklemlerde verilen λ^{α} ifadesi Gell-Mann matrislerini a ve b ifadeleri ise reel sayıları temsil etmektedir.

Vektör Dikuark: $-i\dfrac{\lambda^{\alpha}}{2}\gamma^{\mu} g(a+b\gamma_5)$ (4.69)

Skaler Dikuark: $-i\dfrac{\lambda^{\alpha}}{2} g(a+b\gamma_5)$ (4.70)

Renk anti-üçlüsü dikuarkların bağlaşımlarından söz edelim. DQ_1 skaler dikuarkı $u_L d_L(g_{1L}), u_R d_R(g_{1R})$ bağlaşımlarına sahiptir. $\widetilde{DQ}_1$ skaler dikuarkı $d_R d_R(\widetilde{g}_{1R})$ bağlaşımına sahiptir. $\widetilde{DQ}'_1$ skaler dikuarkı $u_R u_R(\widetilde{g}'_{1R})$ bağlaşımına sahiptir. DQ_3 skaler dikuarkı $(u_L u_L(\sqrt{2}g_{3L})$, $u_L d_L(-g_{3L})$, $d_L d_L(-\sqrt{2}g_{3L}))$ bağlaşımlarına sahiptir. $DQ_{2\mu}$ vektor dikuarkı ($d_R u_L(g_2)$, $d_R d_L(-g_2)$) bağlaşımlarına sahiptir. Son olarak da $\widetilde{DQ}_{2\mu}$ vektör dikuarkı ($u_R u_L(\widetilde{g}_2)$, $u_R d_L(-\widetilde{g}_2)$) bağlaşımlarına sahiptir. Bu bağlaşımlar |B| = 2/3 baryon sayısına sahip etkileşim lagranjiyeninden elde edilmiştir.

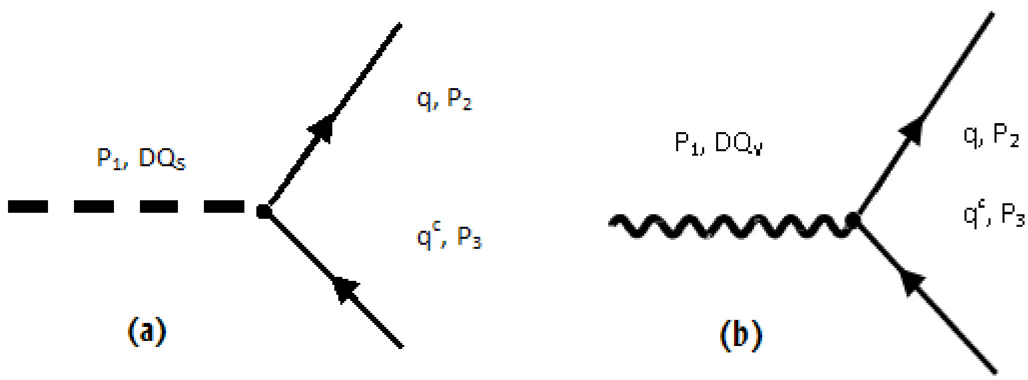
Skaler ve vektör dikuarkların foton ile etkileşimini bulabileceğimiz etkileşim lagranjiyeni ise aşağıda verilmiştir (Çakır *et al.* 2003).

$$L_{\gamma,Z,g} = \sum_{\Phi=S,R} (D_{\mu}\Phi)^{+}(D^{\mu}\Phi) - M_{\Phi}^{2}\Phi^{+}\Phi \quad (4.71)$$

Bu lagranjiyendeki Φ sembolü dikuarkların tipini belirtir. M_{Φ}^{2} dikuarkların kütlesini temsil etmektedir. Kovaryant türevi ise $D_{\mu} = \partial_{\mu} - ig_e Q_S A_{\mu} - ig_e Q_Z Z_{\mu} - ig_s T^{a} G_{\mu}^{a}$ ifadesi ile temsil edilmiştir. Buradaki Q_S ifadesi dikuarkın elektriksel yükünü g_e ise elektromagnetik bağlaşım sabitini temsil etmektedir. Ayrıca $Q_Z = (I_3 - Q_S \sin\theta_W)/\cos\theta_W \sin\theta_W$ 'dir. Kovaryant türevdeki A_μ, Z_μ, G_μ simgeleri sırasıyla foton alanını, Z-bozonu alanını, gluon alanını temsil etmektedir. I_3 simgesi zayıf izospinin üçüncü bileşenini, θ_W Weinberg açısını, T^a Gell-Mann matrislerini, g_s ise güçlü etkileşme sabitini temsil etmektedir.

4.5 Skaler ve Vektör Dikuarklar için Matris Elemanları ve Fierz Dönüşümleri

Bu köşe faktörlerinden ve aşağıdaki Feynman diyagramlarından yararlanarak skaler ve vektör dikuark için bozunum genişliklerini hesaplayalım.



Şekil 4.1 Skaler (a) ve vektör (b) dikuarkların bozunum süreçlerinin Feynman diyagramları.

Yukarıda verilen diyagramlardan ve daha önceden elde edilmiş olan köşe çarpanlarından yararlanılarak skaler ve vektör dikuarkların bozunum genişlikleri için genlikler aşağıdaki biçimde yazılabilir.

$$M_S = \frac{1}{2}\bar{u}(2)T^a_{i'i}g_{DQ}(a+b\gamma_5)u^C(3)a_1^\alpha \tag{4.72}$$

$$M_V = \frac{1}{2}\overline{u}(2)T_{i'i}^{a}\gamma^{\mu}g_{DQ}(a+b\gamma_5)u^C(3)\in_{\mu}(1)a_1^{\alpha} \qquad (4.73)$$

(4.72) ve (4.73) denklemlerindeki $T_{i^{'}i}^{a}$ ifadeleri kuarkların başlangıç ve son durumdaki renkleriyle ilgili bir parametredir. a_1^{α} niceliği ise skaler ve vektör dikuarkların renk durumlarını içerir. $\in_{\mu}(1)$ niceliği ise vektör dikuarkın polarizasyon vektörüdür.

$$M_S M_S^{\dagger} = g^2 T_{i^{'}i}^{a} T_{ii^{'}}^{a^{'}} a_1^{\alpha} a_1^{\alpha^{'}} \left[\overline{u}(2)(a+b\gamma_5)u^C(3)\right]\left[\overline{u}(2)(a+b\gamma_5)u^C(3)\right]^{\dagger} \in_{\mu}(1)\in_{\nu}^{\dagger}(1) \qquad (4.74)$$

Denklem (4.74)'deki $T_{i^{'}i}^{a} T_{ii^{'}}^{a^{'}} a_1^{\alpha} a_1^{\alpha^{'}}$ ifadesi bize sürecin renk faktörünü verir. Şimdi bu ifade üzerinde biraz daha duralım.

$$T_{i^{'}i}^{a} T_{ii^{'}}^{a^{'}} a_1^{\alpha} a_1^{\alpha^{'}} = T_{i^{'}}^{a} T_{i^{'}}^{a^{'}} a_1^{\alpha} a_1^{\alpha^{'}} \qquad (4.75)$$

Burdaki $T_{i^{'}}^{a}$ operatörleri $SU(3)_C$ grubunun jeneratörleridir. Bu operatörler ile ilgili bilgi verelim. Genel olarak,

$$\left[T^a, T^b\right] = if^{abc}T^c \qquad (4.76)$$

$$tr[T_{i^{'}}^{a} T_{i^{'}}^{a^{'}}] = C(r)\delta^{aa^{'}} \qquad (4.77)$$

$C(r)$ ise her bir *i* temsili için bir sabittir (Peskin and Schroeder 1995). $SU(N)$ grubu için temel indirgenemez temsil *N* boyutlu kompleks vektördür. *N >2* için bu temsil komplekstir dolayısıyla ikinci bir temsil vardır. Bu temsil diğerine eşit olmayan bir $\overline{N}$ temsilidir. $SO(N)$ grubu için temel temsil N boyutludur ve reel bir vektör temsilidir. $S_p(N)$ grubu için ise *N* boyutlu ve pseudöreel olan bir vektör temsilidir.

Lie cebiri için bir diğer indirgenemez temsil adjoint temsildir. Bu temsil $r=G$ olarak tanımlanır ve bu temsilin matrisi aşağıda tanımlanmıştır.

$$(T_G^b)_{ac} = if^{abc} \tag{4.78}$$

T_G^b ifadesi Lie cebirini sağlar.

$$([T_G^b, T_G^c])_{ae} = if^{bcd}(T_G^d)_{ae} \tag{4.79}$$

Yapı sabitleri reel ve antisimetrik olan $T_G^b = -(T_G^a)^*$ şeklinde bir özelliğe sahip olduğu için adjoint temsil daima reel bir temsildir. Lie grubunun yukarıda verilen tanımından adjoint temsilin boyutu *d(G)* olarak verilir. Klasik grupların adjoint temsillerinin boyutları aşağıda verilmiştir (Peskin and Schroeder 1995).

$$d(G) = \left\{ \begin{array}{lll} SU(N) & için & N^2 - 1 \\ SO(N) & için & N(N-1)/2 \\ S_p(N) & için & N(N+1)/2 \end{array} \right\} \tag{4.80}$$

Denklem (4.77)'nin ve denklem (4.76)'nın yardımıyla aşağıdaki denklem yazılabilir.

$$f^{abc} = -\frac{i}{C(r)} tr\{[T_r^a, T_r^b]T_r^c\} \tag{4.81}$$

Denklem (4.81)'deki f^{abc} terimi tamamıyla antisimetriktir. Ayrıca T^a matrisi aşağıdaki özelliğe sahiptir.

$$T^2 = T^a T^a \tag{4.82}$$

Ayrıca denklem (4.82) birim matrisle orantılıdır. Dolayısıyla aşağıdaki ifadeyi yazabiliriz.

$$T_r^a T_r^a = C_2(r).1 \tag{4.83}$$

Denklem (4.83)'deki 1 $d(r) \times d(r)$ boyutlu birim matrisdir. $C_2(r)$ ise kuadratik Casmir operatörü olarak adlandırılan bir sabittir. Böylece denlem (4.77)'deki $\delta^{aa'}$ yü kontrakt eder ve denlem (4.83)'den de yararlanırsak aşağıdaki denklemi elde ederiz.

$$d(r)C_2(r) = d(G)C(r) \tag{4.84}$$

Denklem (4.84) $SU(N)$ için $C_2(r)$'nin değerini hesaplamada bize yardımcı olur. $SU(2)$ için iki boyutlu temel temsil spinör temsilidir ve Pauli matrisleri aracılığıyla aşağıdaki biçimde ifade edilir.

$$T_2^a = \frac{\sigma^a}{2} \tag{4.85}$$

Böylece $tr[T_2^a T_2^b] = \frac{1}{2}\delta^{ab}$ eşitliği sağlanır. Temel temsilin herhangi bir matrisi;

$$tr[T_N^a T_N^b] = \frac{1}{2}\delta^{ab} \tag{4.86}$$

Biçiminde ifade edilebilir. Bu ifade $SU(N)$'in tüm indirgenebilir temsili için $C(r)$ ve $C_2(r)$'nin değerlerini sabitler. Böylece N ve $\overline{N}$ temel temsilleri için

$$C(N)=\frac{1}{2},\ C_2(N)=\frac{N^2-1}{2N} \tag{4.87}$$

değerleri bulunur (Peskin and Schroeder 1995). Artık denklem (4.75)'deki kuarkların ve dikuarkın renk yükü ile ilgili olan parametreler üzerine daha iyi çalışabiliriz. $T^{a}_{i'i}T^{a'}_{ii'}a_1^{\alpha}a_1^{\alpha'}=T^{a}_{i'}T^{a'}_{i'}a_1^{\alpha}a_1^{\alpha'}$ terimi denklem (4.77) kullanılırsa aşağıdaki hali alır.

$$T^{a}_{i'i}T^{a'}_{ii'}a_1^{\alpha}a_1^{\alpha'}=C(r)\delta^{aa'}a_1^{\alpha}a_1^{\alpha'} \tag{4.85}$$

Denklem (4.85)'deki $C(r)$ ifadesinin değeri 1/2'dir. Ayrıca renk ortalamasınıda hesaba katmalıyız.

$$T^{a}_{i'i}T^{a'}_{ii'}a_1^{\alpha}a_1^{\alpha'}=\frac{1}{3}\frac{1}{2}(\mathrm{a}_1^{\alpha}\mathrm{a}_1^{\alpha}) \tag{4.86}$$

Dikuarklar anti üçlüler ve altılılar formunda renk yüküne sahiptirler. Dolayısıyla $a_1^{\alpha}a_1^{\alpha}$ ifadesi anti-üçlü formunda 8/3'dür. Bunu denklem (4.86)'da yerine yazarsak tüm ifadeler için renk faktörünü 2/3 olarak buluruz. Benzer hesaplamalar vektör dikuarkın bozunum genişliğini hesaplamada da kullanılabilir. Yani anti-üçlü formundaki vektör dikuarkların bozunum genişliği için renk faktörü skaler dikuarklarda olduğu gibi 2/3'dür.

Denklem (4.85)'de yazılan genliklerdeki bazı sipinörler yük eşlenikli spinörlerdir. Bu spinörleri yük eşleniğinden kurtarmak için Fierz dönüşümlerinden yararlanılmıştır. Aşağıda bazı yararlı Fierz dönüşüm ifadeleri verilmiştir.

$$(\overline{a}^{C}\gamma^{\mu}P_{L,R}b^{C})=-(\overline{b}\gamma^{\mu}P_{R,L}a) \tag{4.87}$$

$$(\bar{a}\,P_L\,b)(\bar{c}\,P_R\,d) = -\frac{1}{2}(\bar{a}\,\gamma^{\mu}\,P_R\,d)(\bar{c}\,\gamma_{\mu}\,P_L\,b) \tag{4.74}$$

$$(\bar{a}\,\gamma^{\mu}\,P_{L,R}\,b)(\bar{c}\,\gamma_{\mu}\,P_{L,R}\,d) = (\bar{a}\,\gamma^{\mu}\,P_{L,R}\,d)(\bar{c}\,\gamma_{\mu}\,P_{L,R}\,b) \tag{4.75}$$

$$(\bar{a}^{C}\,P_{L,R}\,b)(\bar{c}\,P_{R,L}\,d^{C}) = -\frac{1}{2}(\bar{a}^{C}\,\gamma^{\mu}\,P_{L,R}\,d^{C})(\bar{c}\,\gamma_{\mu}\,P_{L,R}\,b) \tag{4.76}$$

$$= \frac{1}{2}(\bar{d}\,\gamma^{\mu}\,P_{L,R}\,a)(\bar{c}\,\gamma_{\mu}\,P_{L,R}\,b) \tag{4.77}$$

$$(\bar{a}^{C}\,\gamma^{\mu}\,P_{L,R}\,b)(\bar{c}\,\gamma_{\mu}\,P_{L,R}\,d^{C}) = (\bar{a}^{C}\,\gamma^{\mu}\,P_{L,R}\,d^{C})(\bar{c}\,\gamma_{\mu}\,P_{L,R}\,b) \tag{4.78}$$

$$= -(\bar{d}\,\gamma^{\mu}\,P_{R,L}\,a)(\bar{c}\,\gamma_{\mu}\,P_{L,R}\,b) \tag{4.79}$$

Daha önceden yazılmış olan genlik ifadelerinden ve yukarıdaki özdeşliklerden yararlanılarak denklem (4.80) ve denklem (4.81) yazılmıştır.

$$\left\langle |M_S|^2 \right\rangle = 2(a^2+b^2)\,C_{Sf}\,g^2\,m_{DQ}^2 \tag{4.80}$$

$$\left\langle |M_V|^2 \right\rangle = \frac{4}{3}(a^2+b^2)\,C_{Vf}\,g^2\,m_{DQ}^2 \tag{4.81}$$

Denklem (4.80) ve denklem (4.81)'deki C_{Sf} ve C_{Vf} nicelikleri sırasıyla skaler ve vektör dikuarklar için renk faktörüdürler ve değerleri 2/3'dür. Ayrıca bağlaşım sabiti g_{DQ}'nun değeri $g_{DQ} = \sqrt{4\pi\alpha_{DQ}}$'dır. Skaler ve vektör dikuarklar için bozunum genişliğini veren denklem yazılmıştır.

$$\Gamma = \frac{S\left|\vec{P}\right|}{8\pi m_1^2}\left\langle |M|^2 \right\rangle \tag{4.82}$$

Denklem (4.82)'deki $\left|\vec{P}\right|$ niceliğinin formülsel değeri de yazılmıştır.

$$\left|\vec{P}\right| = \frac{1}{2m_{DQ}}\sqrt{m_{DQ}^4 + m_q^4 + m_q^4 - 2\,m_{DQ}^2\,m_q^2 - 2\,m_{DQ}^2\,m_q^2 - 2\,m_q^2\,m_q^2} \tag{4.83}$$

Denklem (4.82) deki S niceliği, S=1/J! dir ve J ise son durumdaki özdeş parçacık sayısıdır. Daha önceden hesaplanılmış olan ifadelerden ve denklem (4.82) ve denklem (4.83)'den yararlanılarak $\alpha_{DQ} = 0.1 \cong \alpha_S(m_Z)$ ve a = b= ½ için skaler ve vektör dikuarkların bozunum genişlikleri hesaplanıp sayısal değerleri verilmiştir.

$$\Gamma_{DQ}^S = \frac{F_S\, g^2\, m_{DQ}}{16\pi} \cong 25GeV\left(\frac{F_S\, m_{DQ}}{1TeV}\right) \tag{4.84}$$

$$\Gamma_{DQ}^V = \frac{F_S\, g'^2\, m_{DQ}}{24\pi} \cong 17GeV\left(\frac{F_S\, m_{DQ}}{1TeV}\right) \tag{4.85}$$

Denklem (4.84) ve denklem (4.85)'de görülen F_S niceliği renk faktörünü ve istatitiksel faktörü (son durumdaki özdeş fermiyon sayısını) içermektedir. $\alpha_{DQ} = 0.01 = \alpha_{em}(m_Z)$ alındığında dikuarklar içinde bozunum genişlikleri $\Gamma_{DQ}^S \cong 2.5GeV\left(\frac{F_S\, m_{DQ}}{1TeV}\right)$ ve $\Gamma_{DQ}^S \cong 1.7GeV\left(\frac{F_S\, m_{DQ}}{1TeV}\right)$ olarak hesaplanmıştır.

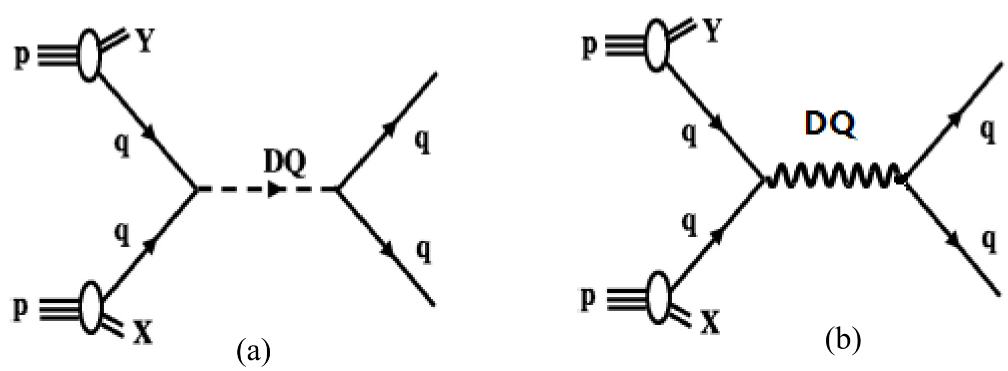
5. SKALER ve VEKTÖR DİKUARKLARIN ÜRETİMİ

Bu bölümde skaler ve vektör dikuarkların yüksek enerjili çarpıştırıcılarda rezonans ve tek üretimleri incelenmiştir. Skaler ve vektör dikuarklar için tesir kesitleri hesaplanmıştır. Tezin adında da geçen, yüksek enerjili çarpıştırıcılar ile Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC), Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcı (Battaglia *et al.* 2004) (CLIC), Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcısı (Phinney *et al.* 2007) (ILC) ve foton proton çarpıştırıcıları olan Büyük Hadron Elektron Çarpıştırıcısı (Zimmermann *et al.* 2008) (LHeC), ILC$\otimes$LHC, CLIC$\otimes$LHC çarpıştırıcıları (Aksakal *et al.* 2007., Sultansoy 2004) ima edilmektedir.

Şimdi skaler ve vektör dikuarkların bu çarpıştırıcılardaki üretimlerini inceleyelim.

5.1 Proton-Proton Çarpıştırıcısında Skaler ve Vektör Dikuarkların Rezonans Üretimleri

Skaler ve vektör dikuarkların pp çarpıştırıcısındaki rezonans üretimlerinin şematik gösterimleri aşağıda verilmiştir. Şekillerden de görüldüğü gibi skaler ve vektör dikuarklar partonik olarak son durumda iki kuarka bozunmaktadır.



Şekil 5.1 Skaler (a) ve vektör (b) dikuarkların proton-proton çarpıştırıcısında şematik rezonans üretimleri.

Üretim süreçleri için genlikler,

$$M_S = \frac{1}{4(q^2 - m_{DQ}^2 - i\,\Gamma_{DQ}\, m_{DQ})}\left[\overline{u}(3)T_{i'i}^{a}\, g(a + b\gamma_5)\, u^C(4)\right]$$

$$\times\left[\overline{u}^C(2)T_{j'j}^{a}\, g(a + b\gamma_5) u(1)\, C_1\right] \qquad (5.1)$$

$$M_V = -\frac{(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_{DQ}^2})}{4(q^2 - m_{DQ}^2 + i\Gamma_{DQ} m_{DQ})}\left[\overline{u}(3)T_{i'i}^{a}\,\gamma^\mu\, g(a + b\gamma_5)\, u^C(4)\right]$$

$$\times\left[\overline{u}^C(2)T_{j'j}^{a}\,\gamma^\mu\, g(a + b\gamma_5) u(1)\right] \qquad (5.2)$$

Denklem (5.1), (5.2) ve Fierz dönüşümlerinden yararlanılarak skaler ve vektör dikuarklar için diferansiyel tesir kesitleri yazılmıştır.

$$\frac{d\,\hat{\sigma}^S}{d\hat{t}}(q_i q_j \to DQ^S \to q_i q_j) = \frac{F_S\, g^4}{64\pi\left[(\hat{s} - m_{DQ}^2)^2 + (m_{DQ}\Gamma_{DQ}^S)^2\right]} \qquad (5.3)$$

$$\frac{d\,\hat{\sigma}^V}{d\hat{t}}(q_i q_j \to DQ^V \to q_i q_j) = \frac{F_S\, g^4(\hat{t}^2 + \hat{u}^2)}{16\pi\left[(\hat{s} - m_{DQ}^2)^2 + (m_{DQ}\Gamma_{DQ}^V)^2\right]\hat{s}^2} \qquad (5.4)$$

5.1.1 Büyük hadron çarpıştırıcısı (LHC)’nda dikuarkların rezonans üretimi

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)’nın $\sqrt{s} = 14$ TeV kütle merkezi enerjisine sahip olduğu kabul edilmiştir. LHC büyük kütle merkezi enerjisinin ve 10^5 pb^{-1} lik ışınlık değerinin büyük olması nedeniyle skaler ve vektör dikuarkların kütle keşif spektrumunu taramak için iyi bir çarpıştırıcı olacaktır. Şekil 5.1’den yararlanılarak pp çarpıştırıcısında skaler ve vektör dikuarklar için toplam tesir kesiti formülü yazılmıştır.

$$\sigma = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy\, f_{q/p}(x,Q_p^2)\, f_{q'/p}(y,Q_p^2) \int_{\hat{t}_{\min}}^{\hat{t}_{\max}} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} d\hat{t} \tag{5.5}$$

Skaler ve vektör dikuarklar için (5.5) denklemdeki $\int_{\hat{t}_{\min}}^{\hat{t}_{\max}} (d\hat{\sigma}/d\hat{t})d\hat{t}$ integralinin sınırları belirlenip daha sonra bu integral skaler ve vektör dikuarklar için hesaplanmıştır.

$$\hat{\sigma}^S = \frac{F_S g_{DQ}^4 \hat{s}}{64\pi((\hat{s}-m_{DQ}^2)^2 + (m_{DQ}\Gamma_{DQ}^S)^2)} \tag{5.6}$$

$$\hat{\sigma}^V = \frac{F_S g_{DQ}^4 \hat{s}}{24\pi((\hat{s}-m_{DQ}^2)^2 + (m_{DQ}\Gamma_{DQ}^V)^2)} \tag{5.7}$$

Dar genişlik yaklaşımı $(\Gamma_{DQ}/m_{DQ} < 0.1)$ ile denklem (5.6) ve denklem (5.7) için denklem (5.9) ve denklem (5.10) bulunmuştur.

$$\frac{1}{(\hat{s}-m_{DQ}^2)^2 + m_{DQ}^2\Gamma_{DQ}^2} \cong \frac{\pi}{m_{DQ}\Gamma_{DQ}} \delta(\hat{s}-m_{DQ}^2) \tag{5.8}$$

$$\hat{\sigma}_R^S(\hat{s}) = \frac{F_S g_{DQ}^4 \hat{s}}{64 m_{DQ}\Gamma_{DQ}^S} \delta(\hat{s}-m_{DQ}^2) \tag{5.9}$$

$$\hat{\sigma}_R^V(\hat{s}) \cong \frac{F_S g_{DQ}^4 \hat{s}}{24\, m_{DQ}\Gamma_{DQ}^V} \delta(\hat{s}-m_{DQ}^2) \tag{5.10}$$

Yukarıdaki denklemlerdeki $\hat{s}$ terimi altsüreçlerin kütle merkezi enerjisinin karesine karşı gelmektedir. Denklem (5.5) ile verilen pp çarpıştırıcısı için toplam tesir kesiti ifadesinin integral sınırları belirlenmiştir.

$$\sigma = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy\, f_{q/p}(x,Q_p^2)\, f_{q'/p}(y,Q_p^2)\hat{\sigma}_R \tag{5.11}$$

Denklem (5.11)'de $xy = \tau$ değişken değiştirmesi yapılıp integralin sınırları belirlendikten sonra denklem (5.9) ve denklem (5.10)'dan yararlanılarak skaler ve vektör dikuarkları için toplam tesir kesiti ifadelerini veren integral ifadeleri bulunmuştur (Çakır and Şahin 2005).

$$\sigma^S = \int_{m_{DQ}^2/s}^{1} \frac{dx}{x} f_{q/p}(x,Q_p^2)\, f_{q'/p}(m_{DQ}^2/xs,Q_p^2)\sigma_R^S(m_{DQ}^2) \tag{5.12}$$

Denklem (5.12)'de ki $\sigma_R^S(m_{DQ}^2)$ ifadesinin değeri aşağıda verilmiştir.

$$\sigma_R^S(m_{DQ}^2) = \frac{F_S g_{DQ}^4}{64 m_{DQ}\Gamma_{DQ}^S} \tag{5.13}$$

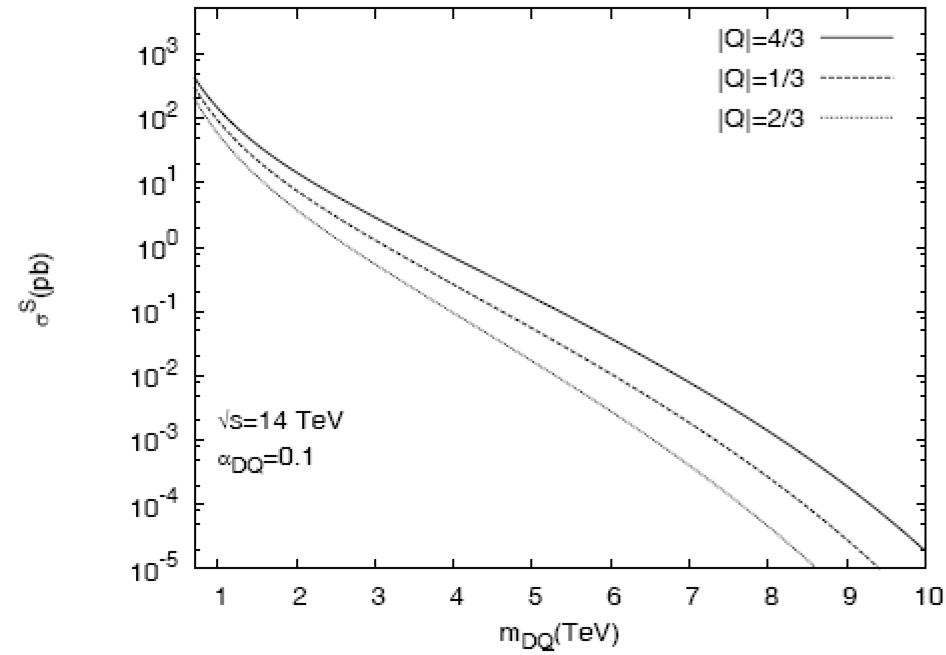
$$\sigma^V = \int_{m_{DQ}^2/s}^{1} \frac{dx}{x} f_{q/p}(x,Q_p^2)\, f_{q'/p}(m_{DQ}^2/xs,Q_p^2)\sigma_R^V(m_{DQ}^2) \tag{5.14}$$

Denklem (5.14)'de ki $\sigma_R^V(m_{DQ}^2)$ ifadesinin değeri aşağıda verilmiştir.

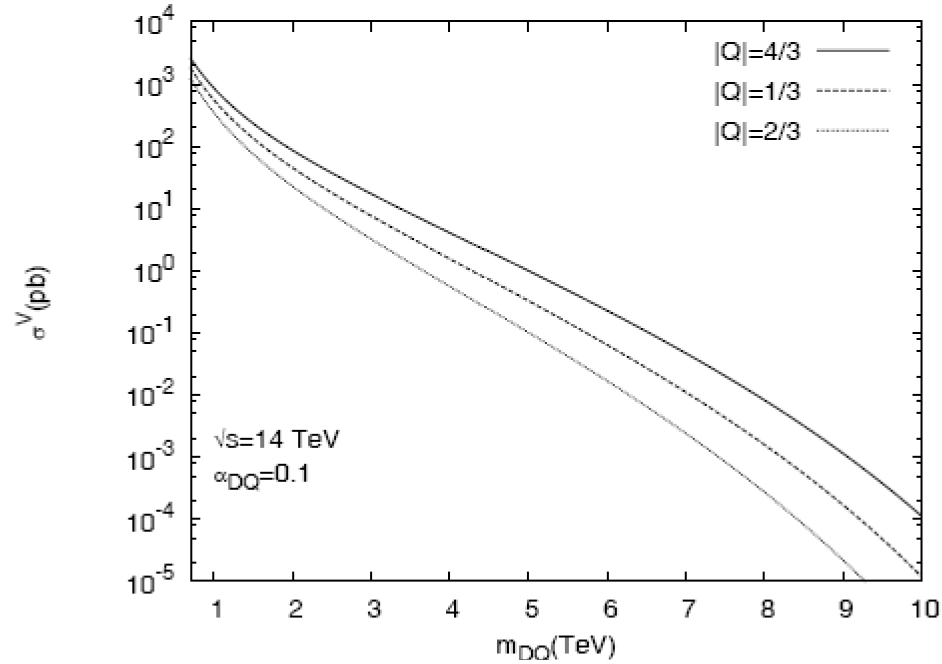
$$\sigma_R^V(m_{DQ}^2) = \frac{F_S g_{DQ}^4}{48 m_{DQ}\Gamma_{DQ}^V} \tag{5.15}$$

Denklem (5.14) ve (5.12) deki $f_{q'/p}(m_{DQ}^2/xs, Q_p^2)$, $f_{q/p}(x, Q_p^2)$ ifadeleri protondan gelen kuark dağılım fonksiyonlarıdır. Burada $Q_p^2 = \hat{s}$'li CTEQ5L (Lai *et al.* 2000) kuark dağılım fonksiyonları kullanılmıştır.

Denklem (5.12) ve denklem (5.14)'de integral ifadelerinin çeşitli skaler ve vektör dikuark kütle değerleri için sayısal değerleri Gauss Quadrature Yönteminden yararlanılarak yazılmış olan bir Fortran 77 programı ile hesaplanılmıştır. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)'nın $\sqrt{s} = 14$ TeV'lik kütle merkezi enerjisi için bu programın çıktısından $m_{DQ} = 700$ GeV için uu tipli skaler dikuarkın tesir kesiti değerinin $\sigma = 378.4$ pb, ud tipli skaler dikuarkın tesir kesiti değerinin $\sigma = 263.5$ pb, dd tipli skaler dikuarkın tesir kesiti değerinin $\sigma = 177.1$ pb olduğu görülmüştür. $m_{DQ} = 1000$ GeV için uu tipli skaler dikuarkın tesir kesiti değerinin $\sigma = 129.4$ pb, ud tipli skaler dikuarkın tesir kesiti değerinin $\sigma = 83.1$ pb, dd tipli skaler dikuarkın tesir kesiti değerinin $\sigma = 51.6$ pb olduğu görülmüştür. Yine bu programının çıktısından $m_{DQ} = 700$ GeV için uu tipli vektör dikuarkın tesir kesiti değerinin $\sigma = 2270.6$ pb, ud tipli vektör dikuarkın tesir kesiti değerinin $\sigma = 1581.1$ pb, dd tipli vektör dikuarkın tesir kesiti değerinin $\sigma = 1062.6$ pb olduğu görülmüştür. $m_{DQ} = 1000$ için uu tipli vektör dikuarkın tesir kesiti değerinin $\sigma = 776.5$ pb, ud tipli vektör dikuarkın tesir kesiti değerinin $\sigma = 498.9$ pb, dd tipli vektör dikuarkın tesir kesiti değerinin $\sigma = 309.6$ pb olduğu görülmüştür. Ayrıca skaler ve vektör dikuarklar için bu programın çıktısından elde edilen değerler Gnuplot () yardımıyla grafiklere dönüştürülmüştür.



Şekil 5.2 *pp* çarpıştırıcısında farklı elektriksel yükler için α_{DQ}=0.1 bağlaşımlı skaler dikuarkların toplam tesir kesitlerinin kütleye göre grafiği.



Şekil 5.3 pp çarpıştırıcısında farklı elektriksel yükler için α_{DQ}=0.1 bağlaşımlı vektör dikuarkların toplam tesir kesitlerinin kütleye göre grafiği.

Şekil 5.2 ve şekil 5.3 incelendiğinde *pp* çarpıştırıcısında vektör dikuarkların skaler dikuarklardan daha büyük bir tesir kesitine sahip olduğu görülmektedir. Ayrıca skaler dikuarkların kendi arasında en büyük tesir kesitine sahip olan türünün ise $|Q|$ = *4/3'*lük elektriksel yüke sahip olan uu tipli skaler dikuark olduğu da görülmektedir. Benzer şekilde vektör dikuarkların kendi arasında da enbüyük tesir kesitine sahip olan türünün yine $|Q|$ = *4/3'* lük elektiriksel yüke sahip olan uu tipli vektör dikuark oluğu da görülmektedir. Ayrıca şekillerden skaler ve vektör dikuarkların LHC'nin nominal değerlerinde büyük bir kütle spektrumuna sahip olacak bir şekilde gözlemlenebileceğini söyleyebiliriz.

LHC'nin nominal kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV ve yıllık ışınlığı 10^5 pb^{-1} dir. Bu değerler için skaler ve vektör dikuarkların LHC'deki üretim tesir kesitleri hesaplanıp çizelgelerle ifade edilmiştir.

Çizelge 5.1 Skaler dikuarkların LHC'nin $\sqrt{s} = 14$ TeV ve 10^5 pb^{-1} lik değerleri için üretim tesir kesitleri.

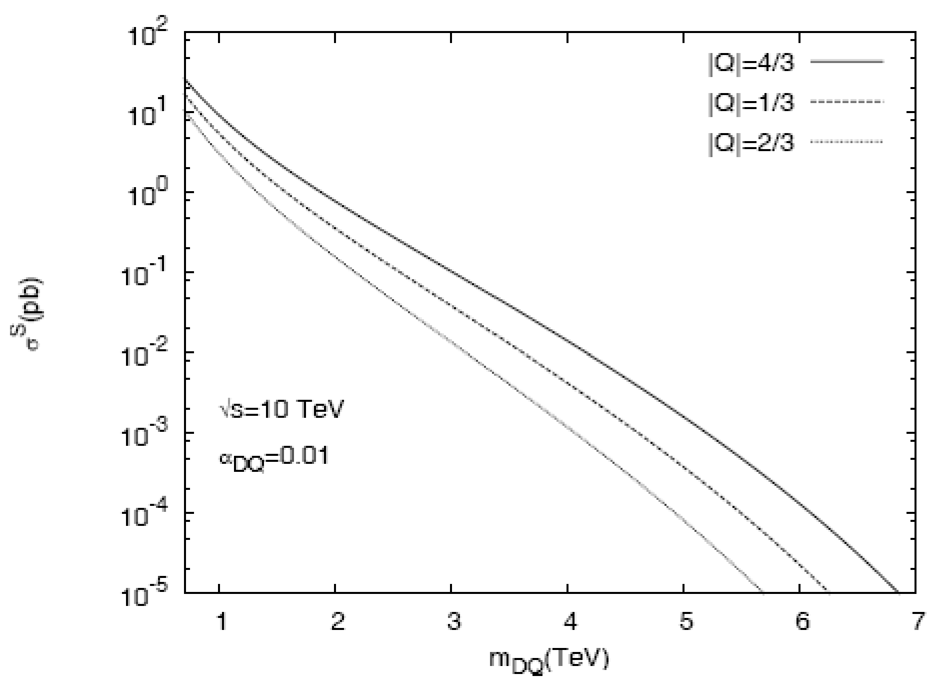
M_{DQ} (GeV)	$\sigma_S(uu)$ pb	$\sigma_S(ud)$ pb	$\sigma_S(dd)$ pb
1000	1.29×10^{2}	8.31×10^{1}	5.16×10^{1}
3000	2.86×10^{0}	1.26×10^{0}	5.35×10^{-1}
5000	1.67×10^{-1}	5.51×10^{-2}	1.71×10^{-2}
7000	8.05×10^{-3}	1.91×10^{-3}	4.16×10^{-4}
9000	1.97×10^{-4}	2.94×10^{-5}	3.83×10^{-6}

Çizelge 5.2 Vektör dikuarkların LHC'nin $\sqrt{s} = 14$ TeV ve 10^5 pb^{-1} lik değerleri için üretim tesir kesitleri.

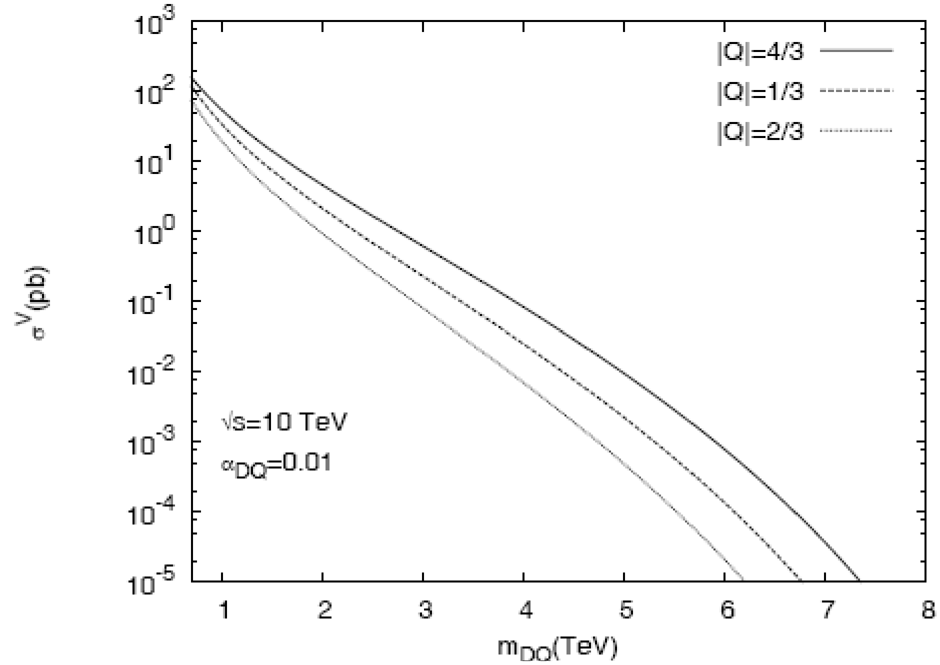
M_{DQ} (GeV)	$\sigma_V(uu)$ pb	$\sigma_V(ud)$ pb	$\sigma_V(dd)$ pb
1000	7.80×10^{2}	4.98×10^{2}	3.09×10^{2}

3000	1.72×10^{1}	7.60×10^{0}	3.21×10^{0}
5000	1.00×10^{0}	3.31×10^{-1}	1.03×10^{-1}
7000	4.83×10^{-2}	1.14×10^{-2}	2.49×10^{-3}
9000	1.19×10^{-3}	1.76×10^{-4}	2.29×10^{-5}

Grafikler ve çizelgelerden de görüleceği gibi LHC skaler ve vektör dikuarkları geniş bir kütle spekturumunda gözlemleyebilecektir. Şimdi LHC'nin çalışmaya başlayacağı ilk yıllardaki kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 10\,\text{TeV}$ ve 10^2 pb^{-1} lik yıllık ışınlık değeri ve α_{DQ}=0.01 için benzer hesaplamaları yapalım. Bu hesaplamaların yardımıyla Şekil 5.4 ve Şekil 5.5 çizilmiştir.



Şekil 5.4 pp çarpıştırıcısında farklı elektiriksel yükler için α_{DQ}=0.01 bağlaşımlı skaler dikuarkların toplam tesir kesitlerinin kütleye göre grafiği.



Şekil 5.5 pp çarpıştırıcısında farklı elektiriksel yükler için α_{DQ}=0.01 bağlaşımlı vektör dikuarkların toplam tesir kesitlerinin kütleye göre grafiği.

Şekil 5.4'den de görüldüğü gibi skaler dikuarklar LHC'nin $\sqrt{s}=10$ TeV, 10^2 pb^{-1} lik yıllık ışınlık değerinde ve dikuarkların α_{DQ}=0.01 bağlaşım değerinde yaklaşık 3 TeV'de 10 olaya sahip olacaktır. Şekil 5.5'den de LHC'nin aynı değerleri ve aynı bağlaşım değeri için vektör dikuarklar yaklaşık 4 TeV'de 10 olaya sahip olacaktır.

Şimdi LHC'nin çalışmaya başlayacağı ilk yıllardaki kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s}=10$ TeV ve 10^2 pb^{-1} lik yıllık ışınlık değeri ve dikuarkların α_{DQ}=0.01 bağlaşım değeri için yapılan hesaplamalardan bazılarını çizelgelere aktaralım.

Çizelge 5.3 Skaler dikuarkların LHC'nin $\sqrt{s}=10$ TeV ve 10^2 pb^{-1} lik yıllık ışınlık değeri ve α_{DQ}=0.01 bağlaşım değeri için tesir kesitleri.

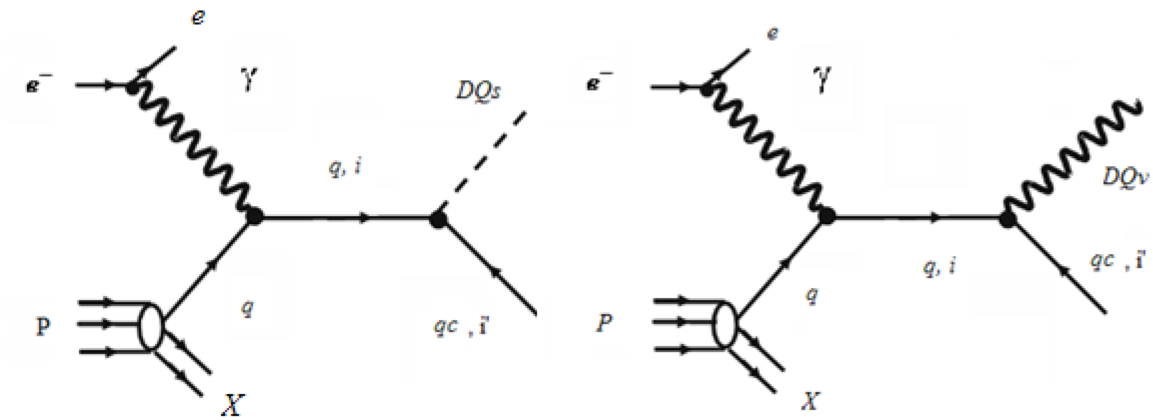
M_{DQ} (GeV)	$\sigma_S(uu)$ pb	$\sigma_S(ud)$ pb	$\sigma_S(dd)$ pb
1000	9.1288	5.3646	3.0446
2000	0.7810	0.3579	0.1566
3000	0.1063	0.0395	0.0139
4000	0.0146	0.0044	0.0012
5000	0.0017	0.0004	0.000088

Çizelge 5.4 Vektör dikuarkların α_{DQ}=0.01 bağlaşım değeri ve LHC'nin $\sqrt{s}=10$ TeV değeri için tesir kesitleri. Olay sayıları için 10^2 pb^{-1} lik yıllık ışınlık değeri kullanılabilir.

M_{DQ} (GeV)	$\sigma_S(uu)$ pb	$\sigma_S(ud)$ pb	$\sigma_S(dd)$ pb
1.00×10^3	54.7733	32.1875	18.2677
2.00×10^3	4.6853	2.1474	0.9399
3.00×10^3	0.6382	0.2372	0.0835
4.00×10^3	0.0876	0.0264	0.0074
5.00×10^3	0.0101	0.0024	0.00053

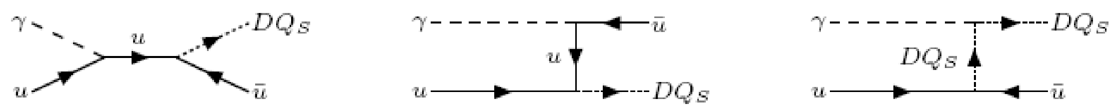
5.2 Foton Proton Çarpıştırıcılarında Skaler ve Vektör Dikuarkların Üretimi

Foton-Proton çarpıştırıcıları elektron-proton bazlı çarpıştırıcılar olacaktır. Yüksek enerjili fotonlar, lazer fotonunun doğrusal bir elektron hızlandırıcısındaki yüksek enerjili elektronlardan Compton geri saçılması vasıtasıyla elde edilirler. Bu geri yönde saçılma sırasında yüksek enerjili elektronlar lazer fotonuna enerjilerinin maksimum % 83'nü aktarırlar. Böylece yüksek enerjili fotonlar elde edilmiş olur. Protonların ise LHC'nin protonlarından birisi olacağı düşünülmektedir. Skaler ve vektör dikuarkların foton-proton çarpıştırıcılarında üretimleri şematik olarak aşağıdaki grafikte gösterilmiştir.

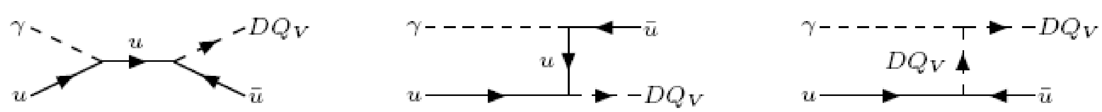


Şekil 5.6 Skaler ve vektör dikuarkların foton-proton çarpıştırıcılarında tek üretimlerinin şematik gösterimi.

Gelecekte kurulması düşünülen foton-proton çarpıştırıcıları bir proton-proton çarpıştırıcısı olan LHC'ye göre daha düşük fona sahip olacaklardır. Ayrıca Şekil 5.7 ve Şekil 5.8'de görüldüğü gibi foton proton çarpıştırıcılarında partonik seviyelerde fotonla dikuarklar elektromagnetik etkileşmelerde bulunacaklardır. Bu durum dikuarkların elektriksel yüklerinin belirlenebilmesine neden olacaktır. Ayrıca foton proton çarpıştırıcılarındaki fonun LHC'ye göre az olması nedeniyle, skaler ve vektör dikuarkların bozundukları jetlerin durgun çercevelerindeki $\cos\theta$ dağılımlarının grafiklerine bakılarak bir birlerinden ayırt edilmeleri mümkün olacaktır. Gelecekte kurulması düşünülen Foton proton çarpıştırıcılarının LHC'ye göre dezavantajları ise ışınlık değerlerinin düşük olmasıdır (LHC nominal ışınlık değeri $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$, gelecekte kurulması düşünülen foton-proton çarpıştırıcılarının ışınlık değerleri $10^{32}cm^{-2}s^{-1} - 10^{33}cm^{-2}s^{-1}$ olacaktır). Bu nedenle LHC, foton-proton çarpıştırıcılarına göre dikuarkların kütlelerini daha geniş bir spektrumda taramada kullanılacaktır. Foton-proton çarpıştırıcıları ise dikuarkların özelliklerini (elektriksel yüklerini, skaler ve vektör ayrışımını) belirlemede kullanılacaktır.



Şekil 5.7 Foton proton çarpıştırıcısındaki uu tipli skaler dikuarkın tek üretim süreçlerinin Feynman diyagramları.



Şekil 5.8 Foton proton çarpıştırıcısındaki uu tipli vektör dikuarkın tek üretim süreçlerinin Feynman diyagramları.

Şekil 5.7 diyagramlarından yararlanarak skaler dikuarkları için genlikler yazılıp genliklerin karesinin izi hesaplanmıştır. Genliklerdeki *a* ve *b* nicelikleri sabit sayıları temsil etmektedir. g_{DQ} dikuarkların bağlaşım sabitini temsil etmektedir. g_e ise elektromagnetik etkileşmelerin bağlaşım sabitini temsil etmektedir. Q_q, Q_{qp} simgeleri ise kuarkların yüklerini temsil etmektedir. $\hat{s}$, $\hat{t}$ nicelikleri Mandelsam değişkenlerini temsil etmektedir.

$$\left\langle |M_1|^2 \right\rangle = \frac{(a^2+b^2)g_{DQ}^2 g_e^2 Q_q^2 (\hat{s}+\hat{t}-m_{DQ}^2)}{\hat{s}} \tag{5.16}$$

$$\left\langle \left| M_2 \right|^2 \right\rangle = \frac{(a^2 + b^2) g_{DQ}^2 g_e^2 Q_{DQ}^2 \hat{t}(\hat{t} + m_{DQ}^2)}{\hat{t}^2 + \Gamma_{DQ}^2 m_{DQ}^2 - 2\hat{t} m_{DQ}^2 + m_{DQ}^2} \tag{5.17}$$

$$\left\langle \left| M_3 \right|^2 \right\rangle = \frac{(a^2 + b^2) g_{DQ}^2 g_e^2 Q_{qp}^2 \hat{s}}{\hat{s} + \hat{t} - m_{DQ}^2} \tag{5.18}$$

$$\left\langle \left| M_{12} \right|^2 \right\rangle = -\frac{(a^2 + b^2) g_{DQ}^2 g_e^2 Q_{DQ} Q_q^2 \hat{t}(\hat{s} - 2m_{DQ}^2)(\hat{t} - m_{DQ}^2)}{2\hat{s}(t^2 + \Gamma_{DQ}^2 m_{DQ}^2 - 2\hat{t} m_{DQ}^2 + m_{DQ}^4)} \tag{5.19}$$

$$\left\langle \left| M_{13} \right|^2 \right\rangle = -\frac{(a^2 + b^2) g_{DQ}^2 g_e^2 Q_q Q_{qp} (\hat{s} + \hat{t})(\hat{s} - m_{DQ}^2)}{\hat{s}(\hat{s} + \hat{t} - m_{DQ}^2)} \tag{5.20}$$

$$\left\langle \left| M_{23} \right|^2 \right\rangle = \frac{(a^2 + b^2) g_{DQ}^2 g_e^2 Q_{DQ} Q_{qp} \hat{t}(\hat{t} - m_{DQ}^2)(\hat{s} + \hat{t} + m_{DQ}^2)}{2(\hat{s} + \hat{t} - m_{DQ}^2)(\hat{t}^2 + \Gamma_{DQ}^2 m_{DQ}^2 - 2\hat{t} m_{DQ}^2 + m_{DQ}^2)} \tag{5.21}$$

Yukarıdaki genlik ifadelerinden yararlanılarak skaler dikuarklar için diferansiyel tesir kesitleri yazılmıştır.

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}_S}{d\hat{t}} = {} & \frac{(a^2 + b^2) g_e^2 g_{DQ}^2}{16\pi \hat{s}^2} \Bigg[\frac{Q'^2 \hat{s}}{(\hat{s} + \hat{t} - m_{DQ}^2)} - \frac{2QQ'(\hat{s} + \hat{t})(\hat{s} - m_{DQ}^2)}{\hat{s}(\hat{s} + \hat{t} - m_{DQ}^2)} \\ & + \frac{Q^2 (\hat{s} + \hat{t} - m_{DQ}^2)}{\hat{s}} - \frac{Q_{DQ} Q \hat{t}(\hat{s} - 2m_{DQ}^2)(\hat{t} - m_{DQ}^2)}{\hat{s}(\hat{t}^2 + \Gamma_{DQ}^2 m_{DQ}^2 - 2\hat{t} m_{DQ}^2 + m_{DQ}^4)} \\ & + \frac{Q_{DQ}^2 \hat{t}(\hat{t} + m_{DQ}^2)}{(\hat{t}^2 + \Gamma_{DQ}^2 m_{DQ}^2 - 2\hat{t} m_{DQ}^2 + m_{DQ}^4)} + \frac{Q_{DQ} Q' \hat{t}(\hat{t} - m_{DQ}^2)(\hat{s} + \hat{t} + m_{DQ}^2)}{(\hat{s} + \hat{t} - m_{DQ}^2)(\hat{t}^2 + \Gamma_{DQ}^2 m_{DQ}^2 - 2\hat{t} m_{DQ}^2 + m_{DQ}^4)} \Bigg] \end{aligned} \tag{5.22}$$

Denklem (5.22)'de $\hat{s}$ ve $\hat{t}$ nicelikleri Mandelsam değişkenlerini temsil etmektedir. Q ve Q' simgeleri ise sırasıyla başlangıç ve son durumlardaki kuarkların elektriksel yüklerini temsil etmektedir. Q_{DQ} ise dikuarkların elektriksel yüklerini temsil etmektedir. g_e ve g_{DQ} nicelikleri sırasıyla ise elektromagnetik etkileşmelerin bağlaşım sabitini ve dikuarkların bağlaşım sabitini temsil etmektedir.

Şekil 5.8 diyagramlarından yararlanarak vektör dikuarklar için genlikler yazılıp genliklerin karesinin izi hesaplanmıştır. Genliklerdeki *a* ve *b* ifadeleri sabit sayıları temsil etmektedir.

$$\left\langle |M_1|^2 \right\rangle = \frac{2(a^2+b^2)g_{DQ}^2 g_e^2 Q^2(\hat{s}+\hat{t}-m_{DQ}^2)}{\hat{s}} \tag{5.23}$$

$$\left\langle |M_2|^2 \right\rangle = \frac{(a^2+b^2)g_{DQ}^2 g_e^2 Q_{DQ}^2(6\hat{s}^2+6\hat{s}(\hat{t}-m_{DQ}^2)+\hat{t}(3\hat{t}+2m_{DQ}^2))}{(\hat{t}^2+\Gamma_{DQ}^2 m_{DQ}^2-2\hat{t}m_{DQ}^2+m_{DQ}^2)} \tag{5.24}$$

$$\left\langle |M_3|^2 \right\rangle = \frac{2(a^2+b^2)g_{DQ}^2 g_e^2 Q_{qp}^2 \hat{s}}{\hat{s}+\hat{t}-m_{DQ}^2} \tag{5.25}$$

$$\left\langle |M_{12}|^2 \right\rangle = -\frac{2(a^2+b^2)g_{DQ}^2 g_e^2 Q_{DQ}Q_q(\hat{t}-m_{DQ}^2)(\hat{s}^2-\hat{s}m_{DQ}^2+\hat{t}m_{DQ}^2)}{\hat{s}(\hat{t}^2+\Gamma_{DQ}^2 m_{DQ}^2-2\hat{t}m_{DQ}^2+m_{DQ}^4)} \tag{5.26}$$

$$\left\langle |M_{13}|^2 \right\rangle = \frac{2(a^2+b^2)g_{DQ}^2 g_e^2 Q_q Q_{qp}\hat{t}m_{DQ}^2}{\hat{s}(\hat{s}+\hat{t}-m_{DQ}^2)} \tag{5.27}$$

$$\left\langle |M_{23}|^2 \right\rangle = -\frac{(a^2+b^2)g_{DQ}^2 g_e^2 Q_{DQ}Q_{qp}(\hat{t}-m_{DQ}^2)(\hat{s}^2+3\hat{s}\hat{t}+2\hat{t}^2-\hat{s}m_{DQ}^2)}{(\hat{s}+\hat{t}-m_{DQ}^2)(\hat{t}^2+\Gamma_{DQ}^2 m_{DQ}^2-2\hat{t}m_{DQ}^2+m_{DQ}^4)} \tag{5.28}$$

Yukarıdaki genlik ifadelerinden yararlanılarak vektör dikuarklar için diferansiyel tesir kesiti yazılmıştır.

$$\frac{d\hat{\sigma}_V}{d\hat{t}} = \frac{(a^2+b^2)g_e^2 g_{DQ}^2}{16\pi\hat{s}^2}\left[\frac{2Q'^2\hat{s}}{(\hat{s}+\hat{t}-m_{DQ}^2)} + \frac{4QQ'\hat{t}m_{DQ}^2}{\hat{s}(\hat{s}+\hat{t}-m_{DQ}^2)}\right.$$
$$+\frac{2Q^2(\hat{s}+\hat{t}-m_{DQ}^2)}{\hat{s}} - \frac{2Q_{DQ}Q(\hat{t}-m_{DQ}^2)(\hat{s}^2+3\hat{s}\hat{t}+2\hat{t}^2-\hat{s}m_{DQ}^2)}{(\hat{s}+\hat{t}-m_{DQ}^2)(\hat{t}^2+\Gamma_{DQ}^2 m_{DQ}^2-2\hat{t}m_{DQ}^2+m_{DQ}^4)}$$
$$-\frac{4Q_{DQ}Q(\hat{t}-m_{DQ}^2)(\hat{s}^2-\hat{s}m_{DQ}^2+\hat{t}m_{DQ}^2+\hat{t}m_{DQ}^2)}{\hat{s}(\hat{t}^2+\Gamma_{DQ}^2 m_{DQ}^2-2\hat{t}m_{DQ}^2+m_{DQ}^4)}$$
$$\left.+\frac{Q_{DQ}^2(6\hat{s}^2+6\hat{s}(\hat{t}-m_{DQ}^2)+\hat{t}(3\hat{t}+2m_{DQ}^2))}{(\hat{t}^2+\Gamma_{DQ}^2 m_{DQ}^2-2\hat{t}m_{DQ}^2+m_{DQ}^4)}\right] \quad (5.29)$$

Denklem (5.29)'de $\hat{s}$ ve $\hat{t}$ nicelikleri Mandelsam değişkenlerini temsil etmektedir. Q ve Q' simgeleri ise sırasıyla başlangıç ve son durumlardaki kuarkların elektriksel yüklerini temsil etmektedir. Q_{DQ} ise vektör dikuarkların elektriksel yüklerini temsil etmektedir. g_e ve g_{DQ} nicelikleri sırasıyla ise elektromagnetik etkileşmelerin bağlaşım sabitini ve dikuarkların bağlaşım sabitini temsil etmektedir.

Skaler ve vektör dikuarkların γp çarpıştırıcısında üretimi için genel olarak aşağıdaki formül kullanılır.

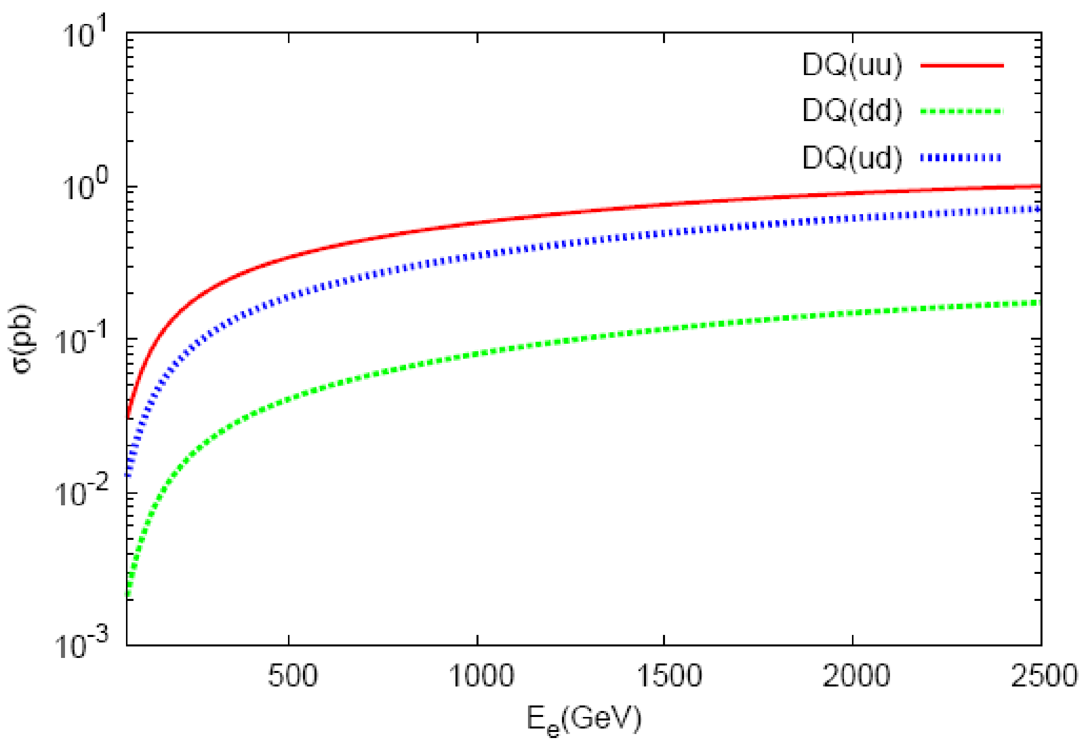
$$\sigma = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}}\int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dx dy\, f_{\gamma/e}(y)\, f_{q/p}(x, Q_p^2)\hat{\sigma}(\hat{s}) \quad (5.30)$$

τ = xy dönüşümü kullanılır ve gerekli işlemler yapılarak hadronik tesir kesiti için aşağıdaki denklem elde edilir.

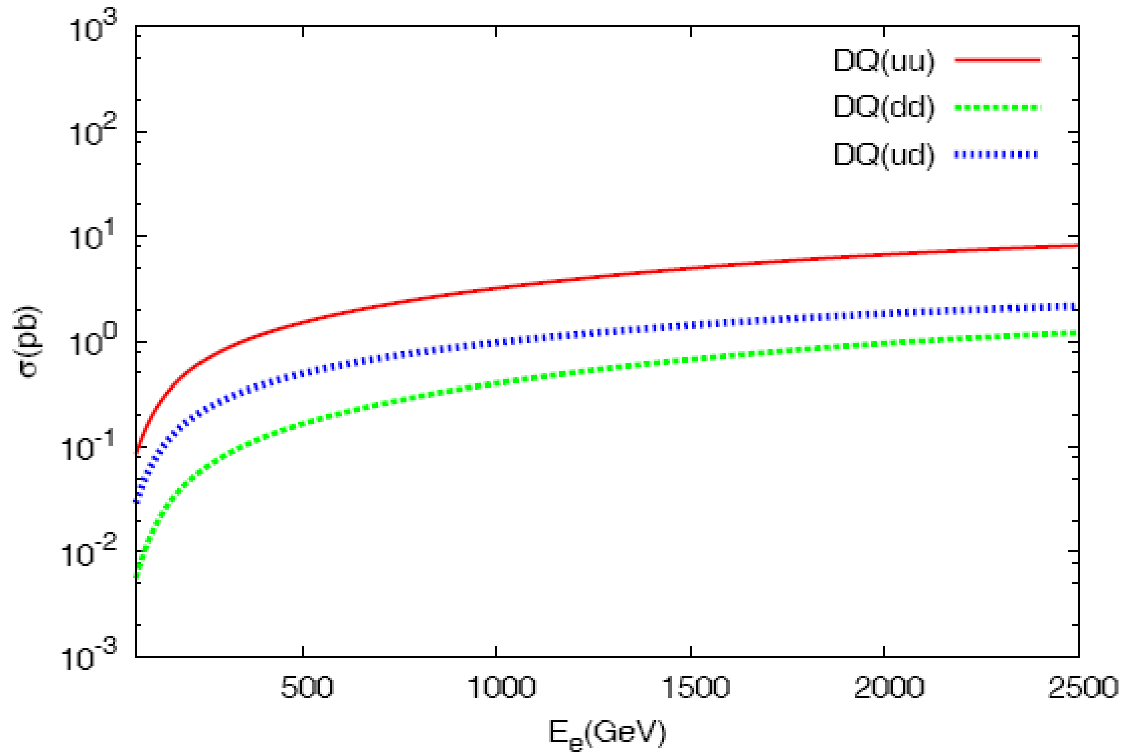
$$\sigma = \int_{m_{DQ}^2/s}^{0.83} d\tau \int_{\tau/0.83}^{1} \frac{dx}{x} f_{\gamma/e}(\frac{\tau}{x}) f_{q/p}(x, Q_p^2) \hat{\sigma}(\hat{s}) \tag{5.31}$$

Bu çift katlı integral Gauss quadrature yöntemi kullanılarak yazılan Fortran 77 programı ile hesaplanır. Böylece skaler ve vektör dikuarkların foton proton çarpıştırıcısında üretimleri için hadronik tesir kesiti hesaplanmış olur.

Skaler dikuarklar ve vektör dikuarklar için yazdığımız bu tesir kesiti ifadelerinin üniterlik koşulunu sağladığını göstermek için foton-proton çarpıştırıcılarındaki tek üretim tesir kesitleri ile foton-proton çarpıştırıcılarındaki doğrusal hızlandırıcıdaki elektron demetinin enerjisine göre çizilen grafiklere bakmamız yeterli olacaktır.



Şekil 5.9 $\alpha_{DQ} = 0.1$ dikuark bağlaşım değeri için, m_{DQ}=700 GeV kütleli skaler dikuark türlerinin üretim tesir kesitlerinin elektron demeti enerjisine göre grafiği.



Şekil 5.10 $\alpha_{DQ} = 0.1$ dikuark bağlaşım değeri için, m_{DQ}=700 GeV kütleli vektör dikuark türlerinin üretim tesir kesitlerinin elektron demeti enerjisine göre grafiği.

Şekil 5.9 ve Şekil 5.10'daki grafikler incelenirse dikuarkların üretim tesir kesitlerinin enerjiye göre hızlı bir şekilde artıp ıraksama göstermediği görülmektedir. Dolayısıyla skaler dikuarklar için yazdığımız tesir kesiti ifadeleri üniterlik koşulunu sağlamaktadır.

Gelecekte kurulacak olan foton-proton çarpıştırıcılarının opsiyonlarından da bahsedelim. Bu opsiyonlardan birisi Büyük Hadron Elektron Çarpıştırıcısı (LHeC) dir. LHeC doğrusal bir elektron hızlandırıcısıyla dairesel bir hızlandırıcı olan LHC'nin uyumlu bir şekilde çalıştırılmasından oluşacaktır. Yani LHeC, LHC'ye teğet olacak bir şekilde doğrusal bir hızlandırıcının inşa edilmesi ile oluşacak olan bir platformdur. Bu çarpıştırıcıda yüksek enerjili fotonlar, doğrusal elektron hızlandırıcısındaki elektronlardan lazer fotonlarının Compton geri saçılması sırasında, elektronların enerjilerinin %83'nü lazer fotonlarına aktarması sonucunda elde edilir. Aşağıdaki çizelgede gelecekte kurulması düşünülen foton-proton çarpıştırıcılarının parametreleri listelenmiştir.

Çizelge 5.5 Foton-Proton Çarpıştırıcıları parametreleri

	Çarpıştırıcı	$E_{e^-}\,(TeV)$	$E_p\,(TeV)$	$\sqrt{s_{ep}}\,(TeV)$	$\sqrt{s_{\gamma p}^{mak}}$	$L_{ep}^{\text{int}} \cong L_{\gamma p}^{\text{int}}\,(10^2\,pb^{-1})$
LHeC	Opsiyon 1	0.070	7	1.4	1.275	10-100
	Opsiyon 2	0.14	7	1.96	1.803	10-100
$ILC \otimes LHC$		0.25	7	2.64	2.41	1-100
$CLIC \otimes LHC$	Opsiyon 1	0.5	7	3.74	3.41	1-100
	Opsiyon 2	1.5	7	6.48	5.90	1-100
	Opsiyon 3	2.5	7	8.37	7.63	1-100

5.2.1 Skaler ve vektör dikuarkların LHeC'de üretimleri

LHeC iki enerji opsiyonuna sahip olacaktır. Bu opsiyonlardan birincisi demet enerjilerinin $E_{e^-} = 70$ GeV, $E_p = 7000$ GeV olduğu $\sqrt{s} = 1.4$ TeV kütle merkezi enerjili opsiyondur. İkincisi ise $E_{e^-} = 140$ GeV, $E_p = 7000$ GeV demet enerjilerine sahip olacak $\sqrt{s} = 1.979$ TeV kütle merkezi enerjili opsiyondur. CalcHEP (Pukhov *et al.* 1999, Pukhov 2004) programınına skaler ve vektör dikuarklar girilip dikuarklar için model oluşturulmuştur. Bu modelin yardımıyla sırasıyla bu opsiyonlarda hesaplanan skaler ve vektör dikuarkların üretim tesir kesitleri hesaplanmıştır. Hesaplanan değerler Çizelge 5.6 ve Çizelge 5.7'de listelenmiştir.

Çizelge 5.6 Skaler dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için LHeC (E_e=70 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitleri

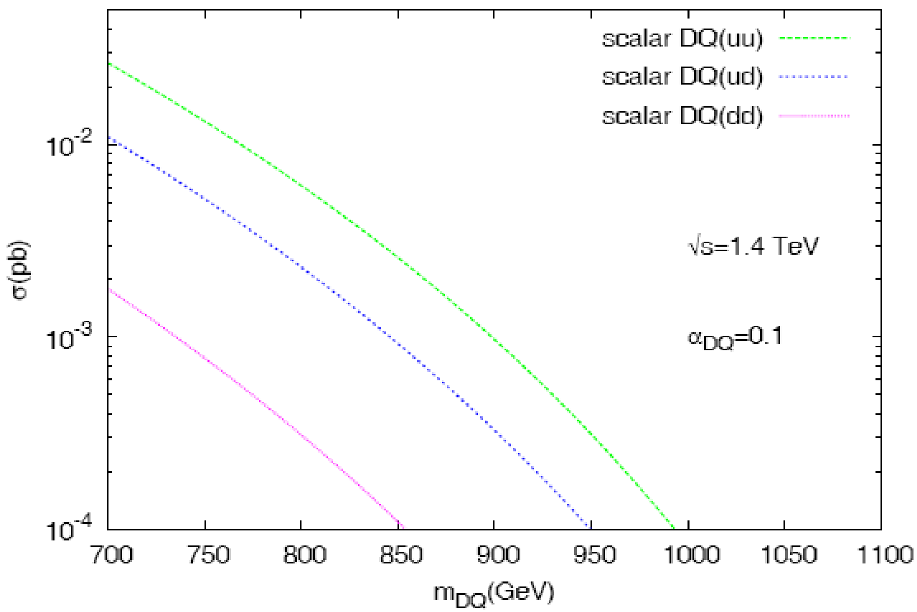
m_{DQ} (GeV)	SKALER DİKUARKLAR		
	uu (pb)	ud (pb)	dd (pb)
700	3.10×10^{-2}	1.29×10^{-2}	2.14×10^{-3}
800	8.21×10^{-3}	3.17×10^{-3}	4.56×10^{-4}
900	1.65×10^{-3}	5.67×10^{-4}	6.64×10^{-5}
1000	1.98×10^{-4}	5.91×10^{-5}	4.89×10^{-6}

Benzer hesaplamaları vektör dikuarklar için yapıp çizelge 5.7'de listeleyelim.

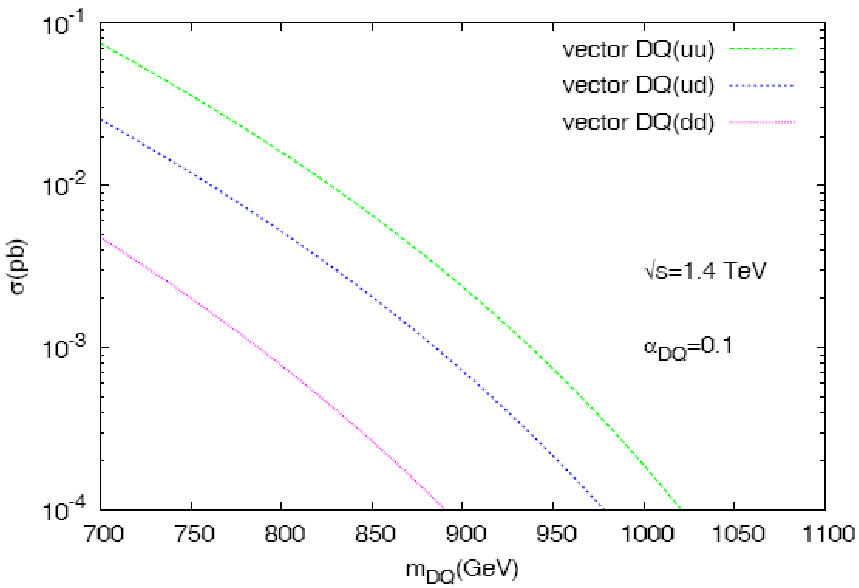
Çizelge 5.7 Vektör dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için LHeC (E_e=70 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitleri

m_{DQ} (GeV)	VEKTÖR DİKUARKLAR		
	σ(uu), pb	σ(ud), pb	σ(dd), pb
700	8.57×10^{-2}	2.97156×10^{-2}	5.72×10^{-3}
800	2.14×10^{-2}	7.10568×10^{-3}	1.14×10^{-3}
900	4.01×10^{-3}	1.24143×10^{-3}	1.55×10^{-4}
1000	4.53×10^{-4}	1.26884×10^{-4}	1.08×10^{-5}

Ayrıca aşağıda skaler ve vektör dikuarkların üretim tesir kesitlerinin kütlelerine göre olan grafikleri de verilmiştir.



Şekil 5.11 Skaler dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için LHeC (E_e=70 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitlerinin kütlelerine göre grafikleri.



Şekil 5.12 Vektör dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için LHeC (E_e=70 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitlerinin kütlelerine göre grafikleri.

LHeC (E_e=140 GeV, E_p=7000 GeV) opsiyonu için yine CalcHEP'e eklediğimiz dikuark modeli yardımıyla skaler ve vektör dikuarkların tek üretim süreçlerinin tesir kesitleri hesaplanmıştır. Hesaplanan tesir kesitleri aşağıdaki çizelgelerde listelenmiştir.

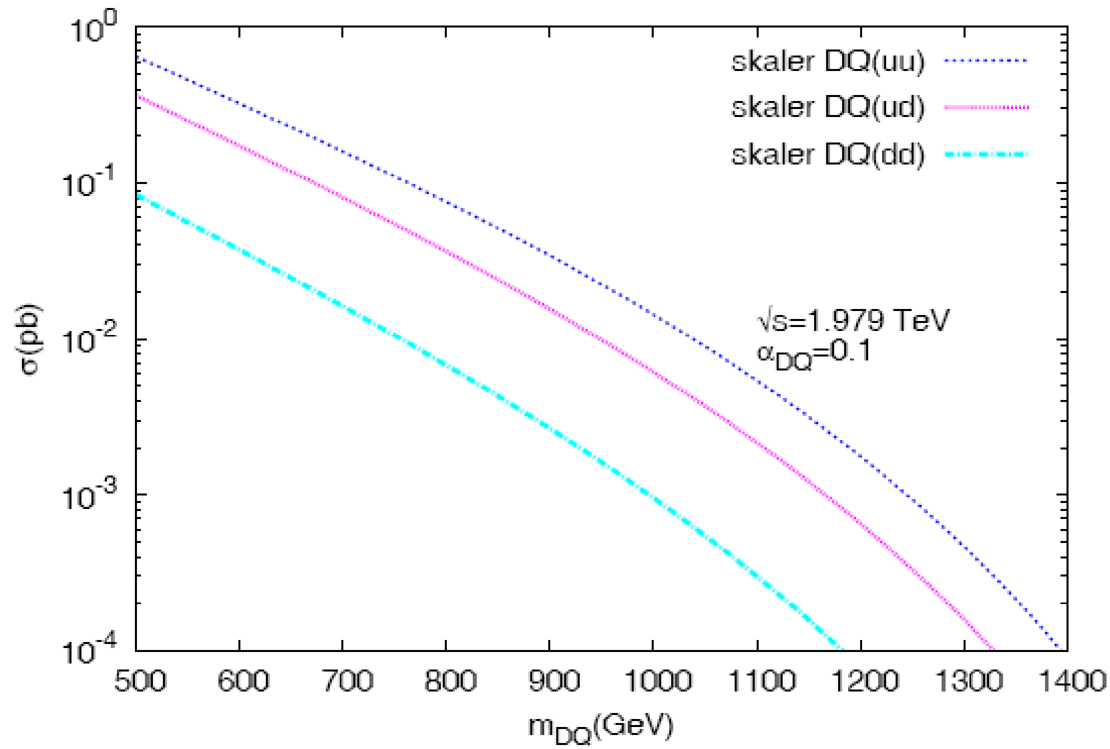
Çizelge 5.8 Skaler dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için LHeC (E_e=140 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitleri.

m_{DQ} (GeV)	SKALER DİKUARKLAR		
	σ(uu) ,pb	σ(ud), pb	σ(dd), pb
700	1.62×10^{-1}	8.24×10^{-2}	1.66×10^{-2}
800	7.98×10^{-2}	3.84×10^{-2}	7.21×10^{-3}
900	3.76×10^{-2}	1.72×10^{-2}	2.98×10^{-3}
1000	1.66×10^{-2}	7.16×10^{-3}	1.14×10^{-3}
1100	6.70×10^{-3}	2.71×10^{-3}	3.94×10^{-4}
1200	2.38×10^{-3}	8.97×10^{-4}	1.15×10^{-4}
1300	7.05×10^{-4}	2.44×10^{-4}	2.66×10^{-5}
1400	1.59×10^{-4}	4.97×10^{-5}	4.27×10^{-6}

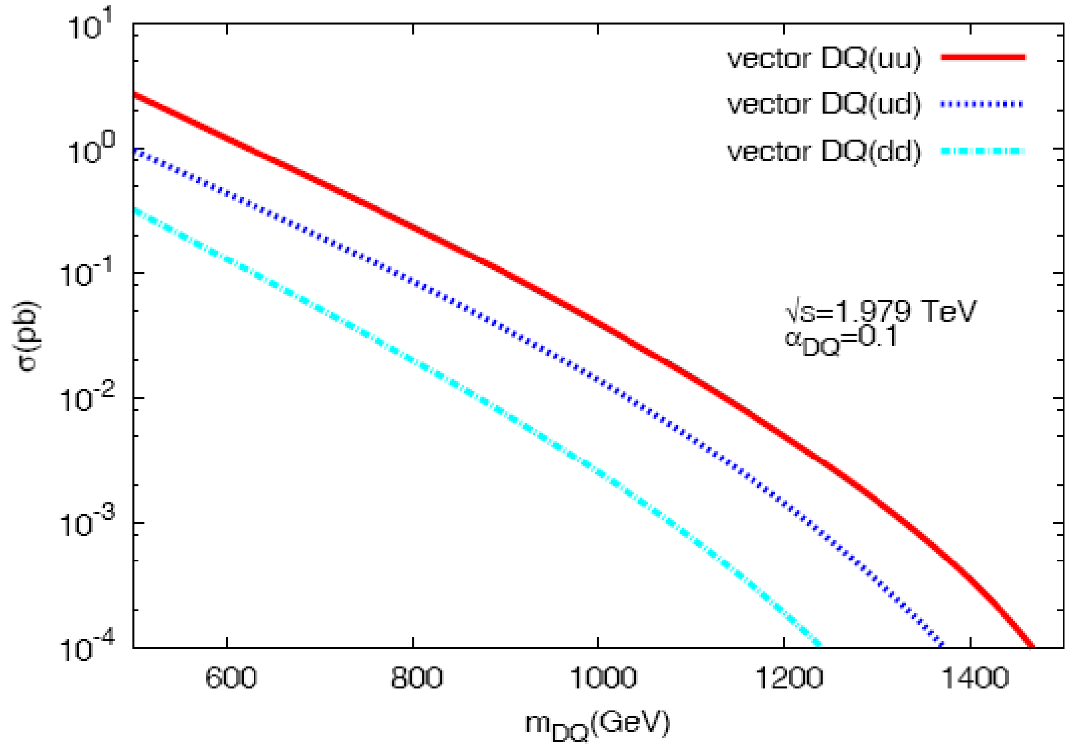
Çizelge 5.9 Vektör dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için LHeC (E_e=140 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitleri.

m_{DQ} (GeV)	VEKTÖR DİKUARKLAR		
	σ(uu), pb	σ(ud), pb	σ(dd), pb
700	5.44×10^{-1}	2.01×10^{-1}	5.26×10^{-2}
800	2.46×10^{-1}	9.06×10^{-2}	2.13×10^{-2}
900	1.08×10^{-1}	3.94×10^{-2}	8.28×10^{-3}
1000	4.53×10^{-2}	1.61×10^{-2}	3.02×10^{-3}
1100	1.74×10^{-2}	5.99×10^{-3}	9.90×10^{-4}
1200	5.88×10^{-3}	1.95×10^{-3}	2.77×10^{-4}
1300	1.67×10^{-3}	5.23×10^{-4}	6.16×10^{-5}
1400	3.63×10^{-4}	1.05×10^{-4}	9.53×10^{-6}

Şimdi bu tesir kesitlerini grafiklerle gösterelim.

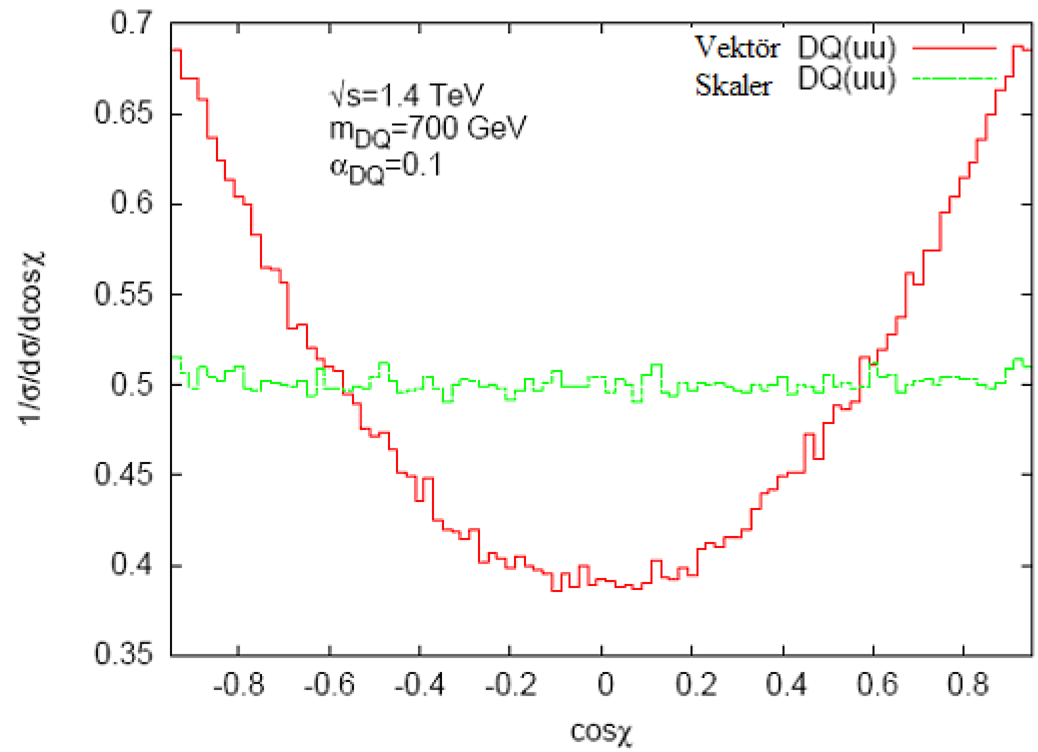


Şekil 5.13 Skaler dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için LHeC (E_e=140 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitlerinin kütlelerine göre grafikleri.



Şekil 5.14 Vektör dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için LHeC (E_e=140 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitlerinin dikuark kütlelerine göre grafikleri.

LHeC bir foton-proton çarpıştırıcısı olduğundan ve fonu proton-proton çarpıştırıcısına göre daha az olduğundan skaler ve vektör dikuarkları birbirinden ayırt etmek için foton-proton çarpıştırıcılarında son durumdaki jetlerin durgun çerçevelerindeki açısal dağılımlarına bakılır.



Şekil 5.15 LHeC'in E_e=70 GeV, E_p=7000 GeV enerji opsiyonları için skaler ve vektör dikuark durumunda jetlerin açısal dağılımları.

Şekil 5.15'den de görüldüğü gibi skaler ve vektör dikuarkların açısal dağılımları bir birlerinden farklı davranış göstermektedir. Bu farklılıktan dolayı skaler ve vektör dikuarkları foton-proton çarpıştırıcılarında bir birlerinden ayırt edebileceğiz.

5.2.2 *ILC* ⊗ *LHC* Bazlı foton proton çarpıştırıcısı

Bu tür foton-proton çarpıştırıcısı, Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcısı (ILC) gibi doğrusal bir hızlandırıcının Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)'nın proton halkasıyla uyumlu bir şekilde çalıştırılmasından oluşacak bir çarpıştırıcı olacağı düşünülmektedir. Bu çarpıştırıcı LHeC'in yüksek kütle merkezi enerjili bir versiyonu olarak da görülebilir. Daha önceden anlatıldığı gibi yüksek enerjili elektronlar Compton Geri Saçılması yöntemi ile enerjilerinin % 83'nü lazer fotonlarına aktarırlar ve ortaya yüksek enerjili fotonlar çıkar. Böylece foton-proton çarpıştırıcısı elde edilmiş olur. $ILC \otimes LHC$ tabanlı lepton-proton çarpıştırıcısının demet enerjileri E_e=250 GeV, E_p=7000 GeV ve kütle merkezi enerjisi ise $\sqrt{s} = 2.64$ TeV olacaktır.

$ILC \otimes LHC$ bazlı lepton-proton çarpıştırıcısı (E_e=250 GeV, E_p=7000 GeV) opsiyonu için yine CalcHEP'e eklediğimiz dikuark modeli yardımıyla skaler ve vektör dikuarkların tek üretim süreçlerinin tesir kesitleri hesaplanmıştır. Hesaplanan tesir kesitleri aşağıdaki çizelgelerde listelenmiştir.

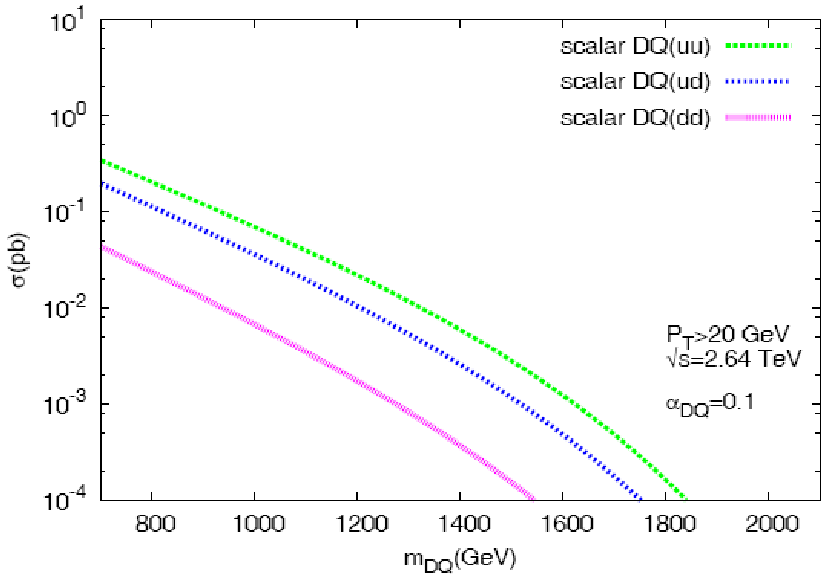
Çizelge 5.10 Skaler dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $ILC \otimes LHC$ (E_e=250 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitleri.

M_{DQ}(GeV)	SKALER DİKUARKLAR		
	σ(uu), pb	σ(ud), pb	σ(dd), pb
700	$1.35\times10^{+0}$	5.04×10^{-1}	1.59×10^{-1}
800	7.37×10^{-1}	2.78×10^{-1}	8.03×10^{-2}
900	4.08×10^{-1}	1.55×10^{-1}	4.11×10^{-2}
1000	2.28×10^{-1}	8.61×10^{-2}	2.11×10^{-2}
1100	1.26×10^{-1}	4.72×10^{-2}	1.06×10^{-2}
1200	6.82×10^{-2}	2.53×10^{-2}	5.26×10^{-3}
1300	3.58×10^{-2}	1.31×10^{-2}	2.51×10^{-3}
1400	1.81×10^{-2}	6.46×10^{-3}	1.13×10^{-3}
1500	8.62×10^{-3}	3.00×10^{-3}	4.77×10^{-4}
1600	3.82×10^{-3}	1.29×10^{-3}	1.83×10^{-4}
1700	1.54×10^{-3}	4.97×10^{-4}	6.19×10^{-5}
1800	5.44×10^{-4}	1.67×10^{-4}	1.76×10^{-5}
1900	1.60×10^{-4}	4.66×10^{-5}	3.94×10^{-6}
2000	3.62×10^{-5}	9.86×10^{-6}	6.17×10^{-7}

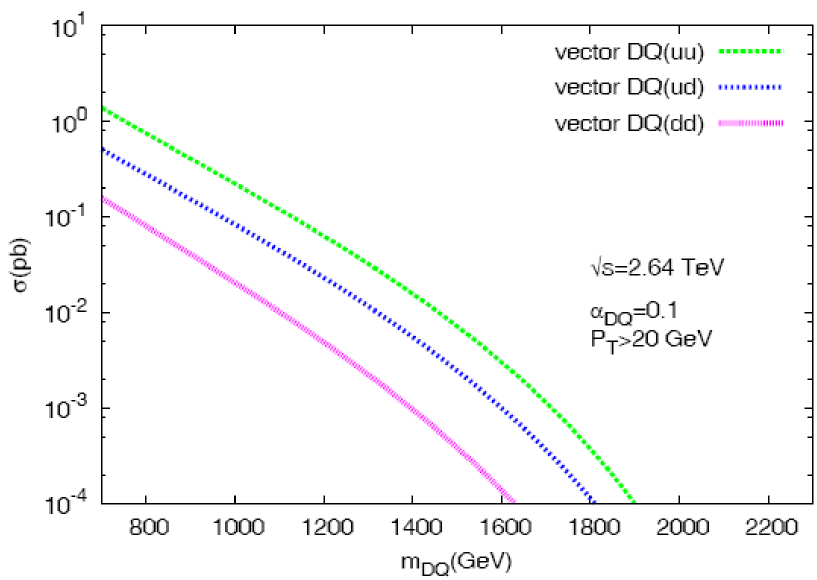
Çizelge 5.11 Vektör dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $ILC \otimes LHC$ (E_e=250 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitleri

M_{DQ}(GeV)	VEKTÖR DİKUARKLAR		
	σ(uu), pb	σ(ud), pb	σ(dd), pb
700	$1.35\times10^{+0}$	5.04×10^{-1}	1.59×10^{-1}
800	7.37×10^{-1}	2.78×10^{-1}	8.03×10^{-2}
900	4.08×10^{-1}	1.55×10^{-1}	4.11×10^{-2}
1000	2.28×10^{-1}	8.61×10^{-2}	2.11×10^{-2}
1100	1.26×10^{-1}	4.72×10^{-2}	1.06×10^{-2}
1200	6.82×10^{-2}	2.53×10^{-2}	5.26×10^{-3}
1300	3.58×10^{-2}	1.31×10^{-2}	2.51×10^{-3}
1400	1.81×10^{-2}	6.46×10^{-3}	1.13×10^{-3}
1500	8.62×10^{-3}	3.00×10^{-3}	4.77×10^{-4}
1600	3.82×10^{-3}	1.28×10^{-3}	1.83×10^{-4}
1700	1.54×10^{-3}	4.97×10^{-4}	6.19×10^{-5}
1800	5.44×10^{-4}	1.67×10^{-4}	1.76×10^{-5}
1900	1.60×10^{-4}	4.66×10^{-5}	3.94×10^{-6}
2000	3.62×10^{-5}	9.86×10^{-6}	6.17×10^{-7}

Çizelgelerden de görüldüğü gibi en büyük tesir kesitine uu tipli vektör dikuark sahip olmaktadır. En küçük tesir kesitine ise dd tipli skaler dikuark sahip olmaktadır. Şimdi çizelgelerde listelenen tesir kesitlerinin dikuarkların kütlesine göre grafiklerini çizelim.

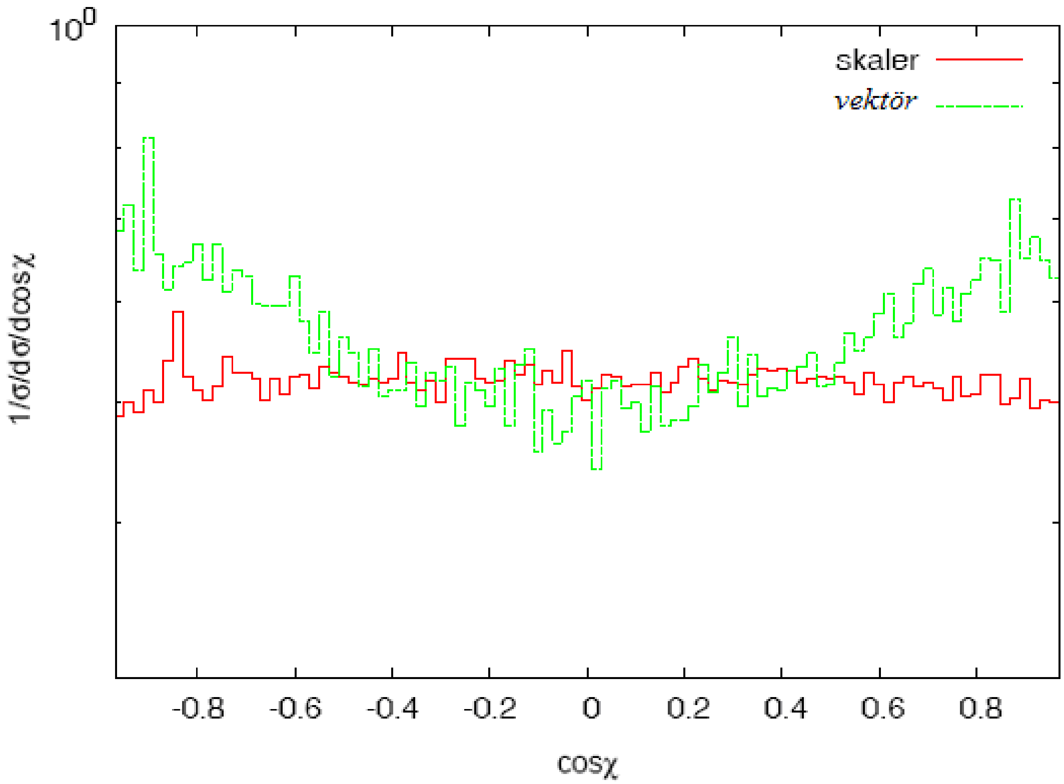


Şekil 5.16 Skaler dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $ILC \otimes LHC$ (E_e=250 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitlerinin, dikuark kütlelerine göre grafikleri.



Şekil 5.17 Vektör dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $ILC \otimes LHC$ (E_e=250 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitlerinin kütlelerine göre grafikleri.

$ILC \otimes LHC$ bir foton-proton çarpıştırıcısı olduğundan ve fonu proton-proton çarpıştırıcısına göre daha az olduğundan skaler ve vektör dikuarkları birbirinden ayırt etmek için foton-proton çarpıştırıcılarında son durumdaki jetlerin durgun çerçevelerindeki açısal dağılıma bakılır.



Şekil 5.18 $ILC \otimes LHC$ 'nin E_e=250 GeV, E_p=7000 GeV enerji opsiyonları için skaler ve vektör dikuarkların bozunduğu jetlerin açısal dağılımları.

Daha önceden LHeC çarpıştırıcısı için verilen dağılımda da görüldüğü gibi skaler ve vektör dikuarkların açısal dağılımları bir birlerinden farklı davranış göstermektedir. Bu farklılıktan dolayı skaler ve vektör dikuarkları foton-proton çarpıştırıcılarında bir birlerinden ayırt edebileceğiz. Dikuarkların foton proton çarpıştırıcısındaki üretimlerini incelememizin amacı skaler ve vektör dikuarkları bir birinden ayırt etmek ve dikuarkların elektriksel yüklerini belirlemektir. Yukarıdaki grafik bu amacımızda başarılı olabileceğimizi göstermektedir.

5.2.3 $CLIC \otimes LHC$ Bazlı foton proton çarpıştırıcısı

Bu çarpıştırıcıda LHC'ye teğet olarak kurulması düşünülen yüksek enerjili bir doğrusal hızlandırıcıdan ve LHC'nin kendisinden oluşacağı düşünülmektedir. LHeC çarpıştrıcısı bu çarpıştırıcı türünün daha düşük enerjili opsiyonudur. Compact Linear Collider (CLIC) doğrusal bir elektron-pozitron çarpıştırıcısı olacak şekilde 0.5 TeV, 1 TeV, 3 TeV ve 5 TeV kütle merkezi enerjileri için tasarlanmıştır (Assmann *et al.* 2000). $CLIC \otimes LHC$ çarpıştırıcısı ile LHeC'de ulaşılamayan dikuark kütle değerlerine ulaşılabilmek ve dikuarkların özelliklerini incelemek için kurulması düşünülmektedir. Yani LHeC ile elektriksel yükleri ve açısal dağılımları incelenemeyecek olan parçacıkların incelenmesinde kullanılacaktır. Bu çarpıştırıcının 3.74 TeV, 6.48 TeV ve 8.366 TeV enerji opsiyonlarının olması düşünülmektedir. Şimdi bu opsiyonlar için hesaplanan tesir kesitleri çizelgeleri ve grafiklerini verelim.

Çizelge 5.12 Skaler dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $CLIC \otimes LHC$ (E_e=500 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitleri.

M_{DQ} (GeV)	SKALER DİKUARKLAR		
	σ(uu), pb	σ(ud), pb	σ(dd), pb
700	6.02×10^{-1}	3.93×10^{-1}	9.21×10^{-2}
800	3.98×10^{-1}	2.53×10^{-1}	5.72×10^{-2}
900	2.69×10^{-1}	1.66×10^{-1}	3.64×10^{-2}
1000	1.84×10^{-1}	1.10×10^{-1}	2.34×10^{-2}
1100	1.27×10^{-1}	7.39×10^{-2}	1.52×10^{-2}
1200	8.82×10^{-2}	4.97×10^{-2}	9.88×10^{-3}
1300	6.11×10^{-2}	3.34×10^{-2}	6.43×10^{-3}
1400	4.21×10^{-2}	2.24×10^{-2}	4.15×10^{-3}
1500	2.89×10^{-2}	1.48×10^{-2}	2.66×10^{-3}
1600	1.95×10^{-2}	9.77×10^{-3}	1.69×10^{-3}
1700	1.31×10^{-2}	6.33×10^{-3}	1.05×10^{-3}

1800	8.58×10^{-3}	4.03×10^{-3}	6.43×10^{-4}
1900	5.52×10^{-3}	2.51×10^{-3}	3.83×10^{-4}
2000	3.46×10^{-3}	1.52×10^{-3}	2.22×10^{-4}
2100	2.11×10^{-3}	8.94×10^{-4}	1.24×10^{-4}
2200	1.24×10^{-3}	5.05×10^{-4}	6.59×10^{-5}
2300	6.97×10^{-4}	2.73×10^{-4}	3.32×10^{-5}
2400	3.73×10^{-4}	1.39×10^{-4}	1.56×10^{-5}
2500	1.87×10^{-4}	6.65×10^{-5}	6.78×10^{-6}
2600	8.67×10^{-5}	2.92×10^{-5}	2.64×10^{-6}
2700	3.63×10^{-5}	1.15×10^{-5}	8.99×10^{-7}
2800	1.32×10^{-5}	3.97×10^{-6}	2.55×10^{-7}

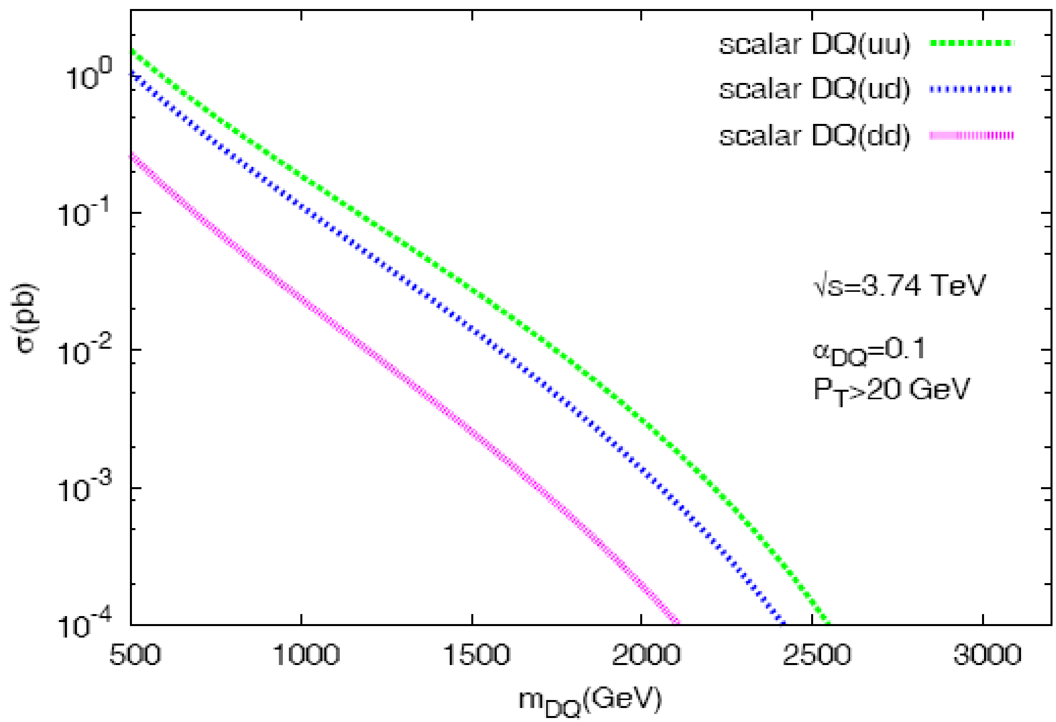
Vektör dikuarklar için benzer bir çizelge oluşturalım.

Çizelge 5.13 Vektör dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $CLIC \otimes LHC$ (E_e=500 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitleri

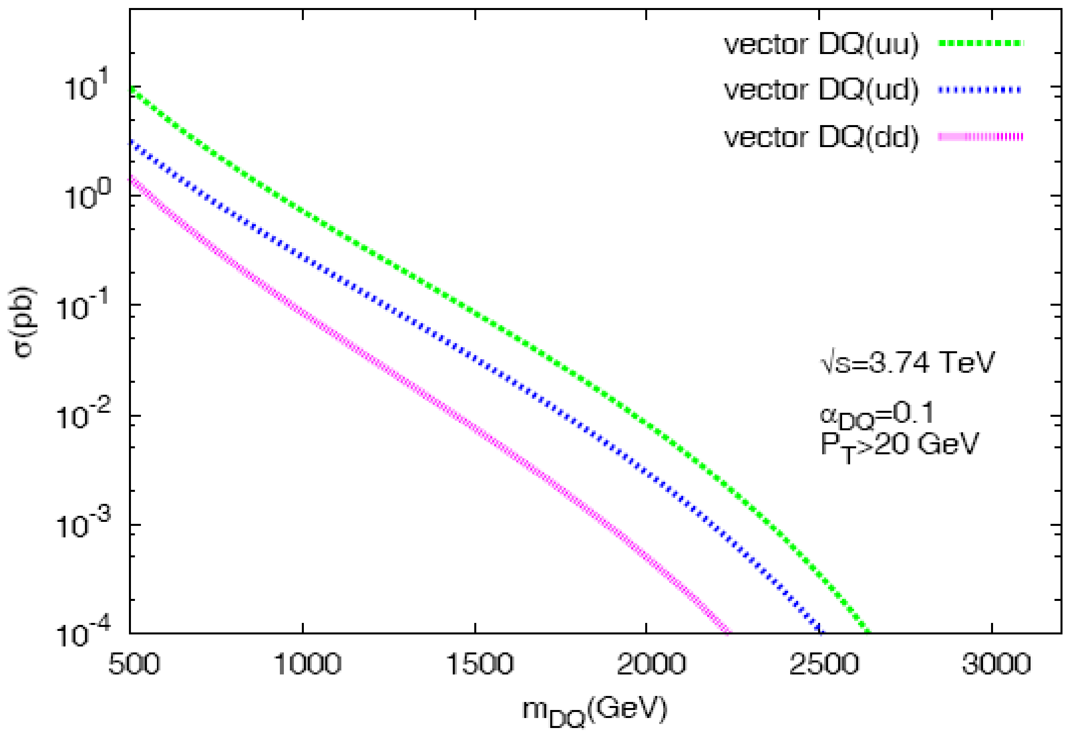
M_{DQ} (GeV)	VEKTÖR DİKUARKLAR		
	σ(uu), pb	σ(ud), pb	σ(dd), pb
700	$2.92\times10^{+0}$	$1.05\times10^{+0}$	4.03×10^{-1}
800	$1.76\times10^{+0}$	6.55×10^{-1}	2.30×10^{-1}
900	$1.09\times10^{+0}$	4.17×10^{-1}	1.36×10^{-1}
1000	7.02×10^{-1}	2.71×10^{-1}	8.31×10^{-2}
1100	4.58×10^{-1}	1.78×10^{-1}	5.13×10^{-2}
1200	3.02×10^{-1}	1.18×10^{-1}	3.19×10^{-2}
1300	1.99×10^{-1}	7.78×10^{-2}	1.99×10^{-2}
1400	1.33×10^{-1}	5.14×10^{-2}	1.25×10^{-2}
1500	8.76×10^{-2}	3.37×10^{-2}	7.74×10^{-3}
1600	5.74×10^{-2}	2.19×10^{-2}	4.76×10^{-3}
1700	3.72×10^{-2}	1.40×10^{-2}	2.88×10^{-3}
1800	2.37×10^{-2}	8.86×10^{-3}	1.72×10^{-3}
1900	1.49×10^{-2}	5.47×10^{-3}	1.00×10^{-3}
2000	9.09×10^{-3}	3.29×10^{-3}	5.65×10^{-4}
2100	5.41×10^{-3}	1.92×10^{-3}	3.08×10^{-4}
2200	3.10×10^{-3}	1.08×10^{-3}	1.61×10^{-4}
2300	1.71×10^{-3}	5.78×10^{-4}	7.94×10^{-5}
2400	8.93×10^{-4}	2.94×10^{-4}	3.66×10^{-5}

2500	4.39×10^{-4}	1.39×10^{-4}	1.56×10^{-5}
2600	1.99×10^{-4}	6.10×10^{-5}	5.96×10^{-6}
2700	8.18×10^{-5}	2.39×10^{-5}	1.99×10^{-6}
2800	2.93×10^{-5}	8.23×10^{-6}	5.56×10^{-7}

Bu çizelgelerden en yüksek tesir kesitli dikuarkın uu tipli vektör dikuark olduğu en düşük tesir kesitli dikuarkın ise dd tipli skaler dikuarkın olduğu gözlemlenmektedir. Şimdi grafiklerle bu değerleri ifade edelim.



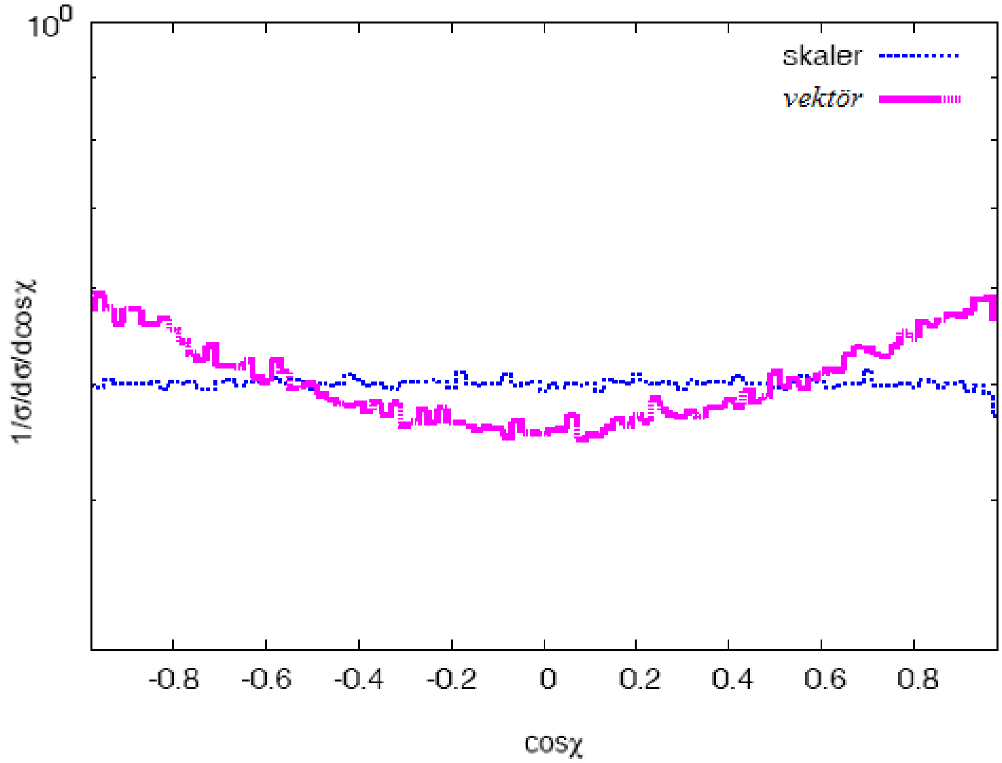
Şekil 5.19 Skaler dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $CLIC \otimes LHC$ (E_e=500 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitlerinin, dikuarkların kütlelerine göre grafikleri.



Şekil 5.20 Vektör dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $CLIC \otimes LHC$ (E_e=500 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitlerinin, dikuark kütlelerine göre grafikleri.

Grafiklere bakıldığında, daha önceki kesimlerde incelenen LHeC bazlı ve $ILC \otimes LHC$ bazlı foton proton çarpıştırıcılarına göre $CLIC \otimes LHC$ bazlı foton proton çarpıştırıcısının dikuarkları daha yüksek kütle değerlerine kadar üretebileceği görülmektedir. Bu nedenle $CLIC \otimes LHC$ bazlı foton proton çarpıştrıcısı dikuarkların özelliklerini incelemede diğer çarpıştırıcı opsiyonlarına göre daha başarılı olacaktır. Çünkü $CLIC \otimes LHC$ bazlı foton proton çarpıştırıcısında dikuark türlerinin hepsi daha iyi bir duyarlılıkla incelenebilecektir. LHC, $CLIC \otimes LHC$ bazlı foton proton çarpıştırıcılarına göre dikuarkları daha yüksek kütle değerlerine kadar üretebilecektir. Dolayısıyla aklımıza şu soru gelmektedir, daha yüksek enerji değerine kadar dikuarkları üretebilecek olan LHC varken niçin $ILC \otimes LHC$ ve $CLIC \otimes LHC$ bazlı foton proton çarpıştırıcılarına ihtiyaç duyulmaktadır. Bunun nedeni LHC'nin foton proton çarpıştırıcılarına göre yüksek miktarda fona sahip olacak olmasından dolayı hassas ölçümler için uygun olmayacaktır. Ayrıca foton proton çarpıştırıcısı olmadığı ve fonunun yüksek olmasından dolayı parçacıkların elektriksel yüklerini belirlemede, açısal dağılımlarına bakarak skaler ve vektör özellik taşıyan parçacıkların bir birlerinden ayırt edilmesini sağlamada başarılı olmayacaktır. Bu nedenlerden dolayı foton proton çarpıştırıcılarına ihtiyaç duymaktayız. Son zamanlarda foton proton çarpıştırıcısı olarak gelecekte kurulması düşünülen LHeC bazlı foton proton çarpıştırıcısının ismi sık söylenir olmuştur. LHeC tabanlı foton proton çarpıştırıcıları varken niçin $ILC \otimes LHC$ ve $CLIC \otimes LHC$ tabanlı çarpıştırıcılara ihtiyaç duyulacaktır. Bunun nedeni ise LHeC tabanlı foton proton çarpıştırıcılarının kütle merkezi enerjisi $ILC \otimes LHC$ ve $CLIC \otimes LHC$ tabanlı çarpıştırıcılara göre düşük olduğu için TeV mertebesinde kütlelere sahip parçacıkların özelliklerini incelemede yeterli olmayacaklardır. Bu nedenle TeV mertebesinde kütlelere sahip olacak parçacıkların özelliklerini incelemede $ILC \otimes LHC$ ve $CLIC \otimes LHC$ tabanlı çarpıştırıcılara ihtiyaç duyulacaktır.

Foton-proton çarpıştırıcılarında dikuarkları incelerken, dikuarkların elektriksel yüklerini ve skaler ve vektör dikuarkların açısal dağılımlarına bakarak skaler dikuarkla vektör dikuarkı bir birlerinden ayırt edebiliriz. Aşağıdaki grafik $CLIC \otimes LHC$ bazlı foton proton çarpıştırıcısında skaler ve vektör dikuarkların bozunduğu jetlerin durgun çerçecelerindeki $\cos\theta$ açısal dağılımlarını göstermektedir. Bu açısal dağılımlardan skaler ve vektör dikuarkın bozunduğu jetlerin farklı açısal dağılımlara sahip oldukları görülmektedir.



Şekil 5.21 $ILC \otimes LHC$ 'nin E_e=500 GeV, E_p=7000 GeV enerji opsiyonları için skaler ve vektör dikuarkların bozunduğu kuarkların açısal dağılımları.

Şimdi $CLIC \otimes LHC$ tabanlı foton proton çarpıştırıcısının diğer enerji opsiyonları için dikuarkların tek üretim tesir kesitlerini çizelgelerle listeleyelim.

Çizelge 5.14 Skaler dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $CLIC \otimes LHC$ (E_e=1500 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitleri

M_{DQ} (GeV)	SKALER DİKUARKLAR		
	σ(uu), pb	σ(ud), pb	σ(dd), pb
500	$2.48\times10^{+0}$	$1.94\times10^{+0}$	5.05×10^{-1}
600	$1.59\times10^{+0}$	$1.22\times10^{+0}$	3.09×10^{-1}
700	$1.07\times10^{+0}$	8.13×10^{-1}	2.01×10^{-1}
800	7.59×10^{-1}	5.64×10^{-1}	1.36×10^{-1}

900	5.54×10^{-1}	4.04×10^{-1}	9.57×10^{-2}
1000	4.14×10^{-1}	2.97×10^{-1}	6.88840×10^{-2}
1100	3.15×10^{-1}	2.22×10^{-1}	5.05530×10^{-2}
1200	2.43×10^{-1}	1.68×10^{-1}	3.76611×10^{-2}
1300	1.90×10^{-1}	1.29×10^{-1}	2.83911×10^{-2}
1400	1.49×10^{-1}	9.99×10^{-2}	2.15982×10^{-2}
1500	1.19×10^{-1}	7.79×10^{-2}	1.65590×10^{-2}
1600	9.52×10^{-2}	6.12×10^{-2}	1.27744×10^{-2}
1700	7.63×10^{-2}	4.82×10^{-2}	9.89170×10^{-3}
1800	6.15×10^{-2}	3.81×10^{-2}	7.68280×10^{-3}
1900	4.96×10^{-2}	3.02×10^{-2}	5.97998×10^{-3}
2000	4.01×10^{-2}	2.39×10^{-2}	4.66048×10^{-3}
2200	2.62×10^{-2}	1.51×10^{-2}	2.83×10^{-3}
2400	1.71×10^{-2}	9.46×10^{-3}	1.71×10^{-3}
2600	1.10×10^{-2}	5.89×10^{-3}	1.02×10^{-3}
2800	7.02×10^{-3}	3.61×10^{-3}	6.03×10^{-4}
3000	4.39×10^{-3}	2.18×10^{-3}	3.48×10^{-4}
3200	2.68×10^{-3}	1.28×10^{-3}	1.95×10^{-4}
3400	1.58×10^{-3}	7.28×10^{-4}	1.06×10^{-4}
3600	9.05×10^{-4}	3.98×10^{-4}	5.46×10^{-5}
3800	4.94×10^{-4}	2.08×10^{-4}	2.67×10^{-5}
4000	2.55×10^{-4}	1.02×10^{-4}	1.21×10^{-5}
4200	1.23×10^{-4}	4.66×10^{-5}	5.04×10^{-6}
4400	5.42×10^{-5}	1.94×10^{-5}	1.87×10^{-6}
4600	2.13×10^{-5}	7.14×10^{-6}	5.92×10^{-7}

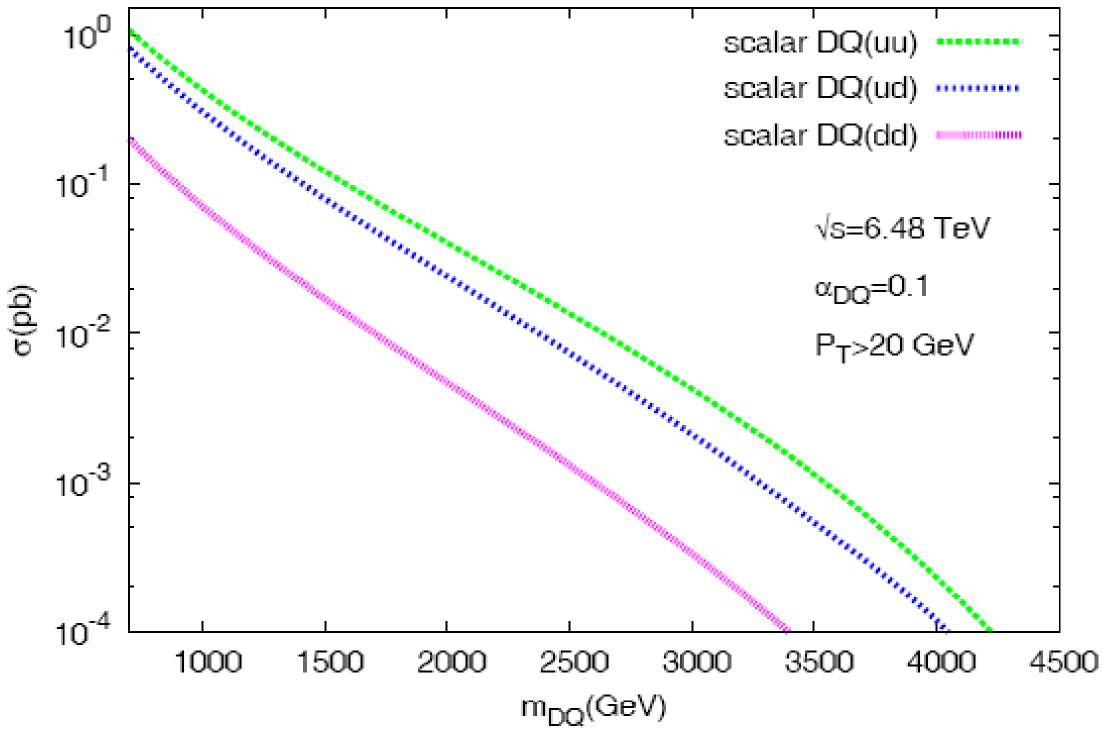
Şimdi vektör dikuarklar için benzer çizelgeyi verelim.

Çizelge 5.15 Vektör dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $CLIC \otimes LHC$ (E_e=1500 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitleri.

M_{DQ} (GeV)	VEKTÖR DİKUARKLAR		
	uu (pb)	ud (pb)	dd (pb)
700	$7.05\times10^{+0}$	$2.34\times10^{+0}$	$1.15\times10^{+0}$
800	$4.54\times10^{+0}$	$1.57\times10^{+0}$	7.19×10^{-1}
900	$3.06\times10^{+0}$	$1.09\times10^{+0}$	4.69×10^{-1}
1000	$2.13\times10^{+0}$	7.86×10^{-1}	3.17×10^{-1}
1100	$1.52\times10^{+0}$	5.75×10^{-1}	2.20×10^{-1}
1200	$1.11\times10^{+0}$	4.28×10^{-1}	1.56×10^{-1}

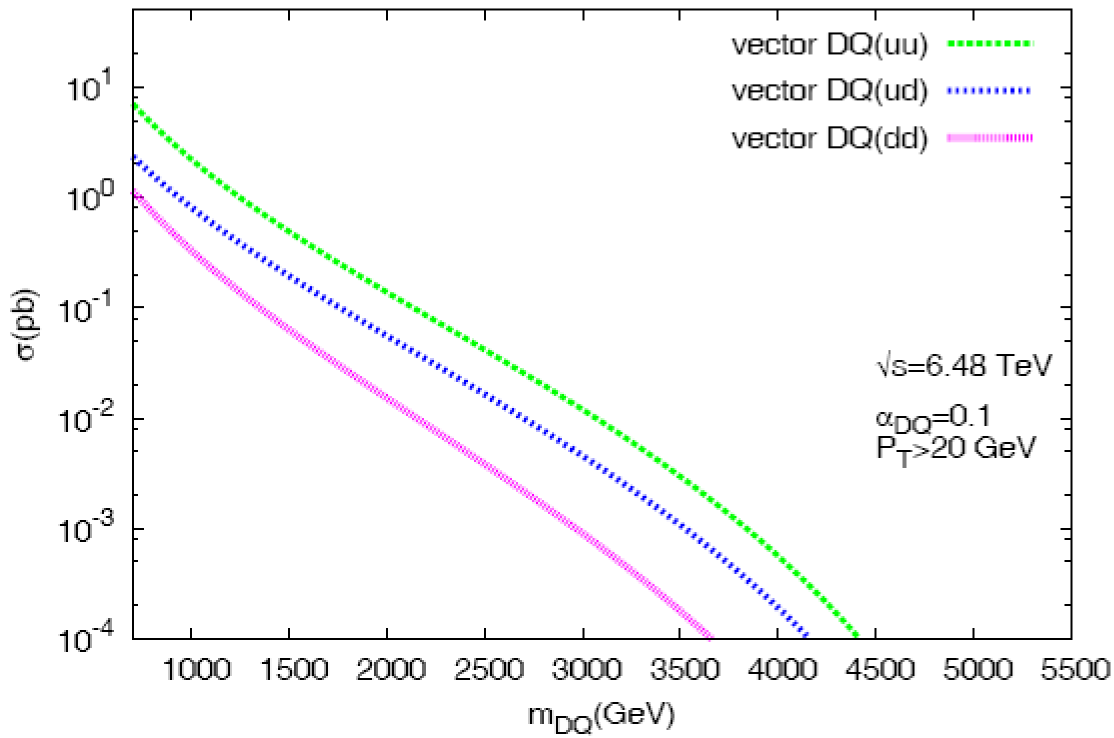
1300	8.25×10^{-1}	3.23×10^{-1}	1.13×10^{-1}
1400	6.22×10^{-1}	2.46×10^{-1}	8.25×10^{-2}
1500	4.74×10^{-1}	1.89×10^{-1}	6.11×10^{-2}
1600	3.65×10^{-1}	1.47×10^{-1}	4.56×10^{-2}
1700	2.83×10^{-1}	1.11×10^{-1}	3.43×10^{-2}
1800	2.21×10^{-1}	8.96×10^{-2}	2.59×10^{-2}
1900	1.73×10^{-1}	7.03×10^{-2}	1.97×10^{-2}
2000	1.37×10^{-1}	5.53×10^{-2}	1.50×10^{-2}
2100	1.08×10^{-1}	4.35×10^{-2}	1.14×10^{-2}
2200	8.51×10^{-2}	3.43×10^{-2}	8.74×10^{-3}
2300	6.73×10^{-2}	2.69×10^{-2}	6.68×10^{-3}
2400	5.32×10^{-2}	2.12×10^{-2}	5.09×10^{-3}
2500	4.19×10^{-2}	1.66×10^{-2}	3.87×10^{-3}
2600	3.31×10^{-2}	1.30×10^{-2}	2.94×10^{-3}
2700	2.59×10^{-2}	1.02×10^{-2}	2.23×10^{-3}
2800	2.03×10^{-2}	7.92×10^{-3}	1.68×10^{-3}
2900	1.58×10^{-2}	6.13×10^{-3}	1.26×10^{-3}
3000	1.29×10^{-2}	4.72×10^{-3}	9.41×10^{-4}
3200	7.28×10^{-3}	2.75×10^{-3}	5.13×10^{-4}
3400	4.19×10^{-3}	1.55×10^{-3}	2.70×10^{-4}
3600	2.33×10^{-3}	8.45×10^{-4}	1.36×10^{-4}
3800	1.24×10^{-3}	4.38×10^{-4}	6.50×10^{-5}
4000	6.23×10^{-4}	2.14×10^{-4}	2.89×10^{-5}
4200	2.93×10^{-4}	9.72×10^{-5}	1.17×10^{-5}
4400	1.26×10^{-4}	4.01×10^{-5}	4.25×10^{-6}
4600	4.86×10^{-5}	1.47×10^{-5}	1.32×10^{-6}
4800	1.59×10^{-5}	4.62×10^{-6}	3.34×10^{-7}

Çizelgelerden yine enyüksek tesir kesitine sahip olan dikuarkın uu tipli vektör dikuark en düşük tesir kesitine sahip olan dikuarkın ise dd tipli skaler dikuarkın olduğu görülmektedir. Ayrıca çizelgelerden dikuarkların geniş bir kütle spektrumunda gözlemlenebileceği görülmektedir. Bu durum bize LHC’de üretilebilecek olan fakat yüksek fondan dolayı hasas bir şekilde özelliklerinin çalışılması mümkün olmayacak olan yüksek kütleli dikuarkların özelliklerini (elektriksel yük belirleme, skaler ile vektör dikuarkları ayırt etme) çalışma olanağı sağlayacaktır. Çizelgelerle listelenen bu tesir kesiti değerlerini grafiklerle ifade edelim.



Şekil 5.22 Skaler dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $CLIC \otimes LHC$ (E_e=1500 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitlerinin, dikuark kütlelerine göre grafikleri.

Benzer grafiği vektör dikuarklar için çizelim.



Şekil 5.23 Skaler dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $CLIC \otimes LHC$ (E_e=1500 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitlerinin, dikuark kütlelerine göre grafikleri.

Şimdi $CLIC \otimes LHC$ bazlı foton proton çarpıştırıcısının diğer enerji opsiyonu için çizelgeler ve grafikler verelim.

Çizelge 5.16 Vektör dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $CLIC \otimes LHC$ (E_e=2500 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitleri

M_{DQ} (GeV)	SKALER DİKUARKLAR		
	uu (pb)	ud (pb)	dd (pb)
700	$1.33\times10^{+0}$	$1.07\times10^{+0}$	2.68×10^{-1}
1000	5.35×10^{-1}	4.09×10^{-1}	9.74×10^{-2}

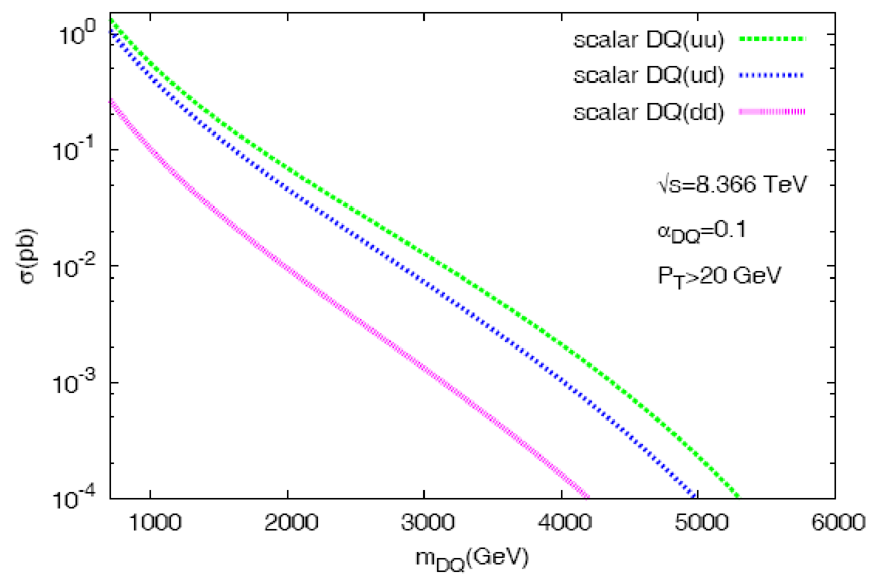
2000	6.79×10^{-2}	4.49×10^{-2}	9.32×10^{-3}
3000	1.28×10^{-2}	7.29×10^{-3}	1.32×10^{-3}
4000	2.19×10^{-3}	1.08×10^{-3}	1.67×10^{-4}
5000	2.48×10^{-4}	1.04×10^{-4}	1.28×10^{-5}
6000	1.07×10^{-5}	3.55×10^{-6}	2.82×10^{-7}

Benzer çizelge vektör dikuarklar içinde yapılmıştır.

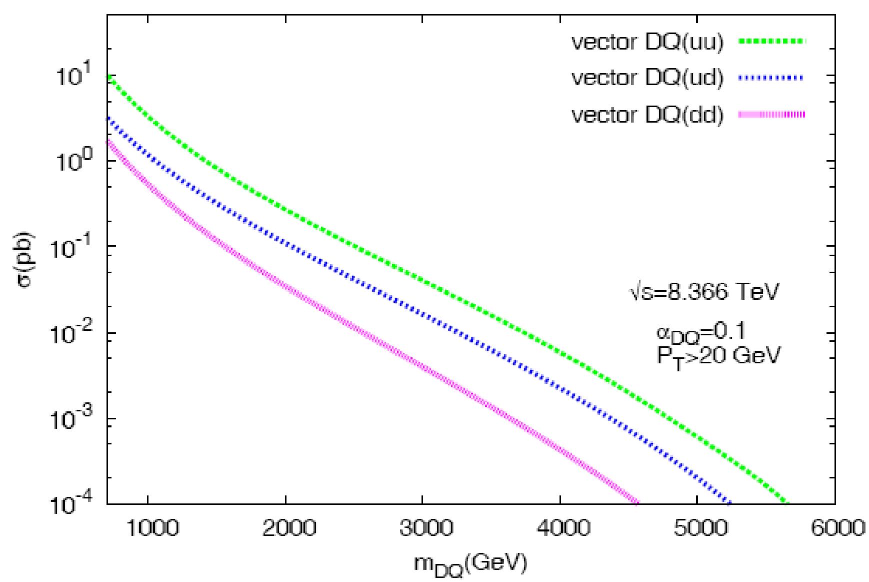
Çizelge 5.17 Vektör dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $CLIC \otimes LHC$ (E_e=2500 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitleri

M_{DQ} (GeV)	VEKTÖR DİKUARKLAR		
	uu (pb)	ud (pb)	dd (pb)
700	$9.87\times10^{+0}$	$3.16\times10^{+0}$	$1.71\times10^{+0}$
1000	$3.14\times10^{+0}$	$1.12\times10^{+0}$	5.04×10^{-1}
2000	2.61×10^{-1}	1.07×10^{-1}	3.33×10^{-2}
3000	4.01×10^{-2}	1.62×10^{-2}	3.22×10^{-3}
4000	6.03×10^{-3}	2.32×10^{-3}	4.45×10^{-4}
5000	6.15×10^{-4}	2.16×10^{-4}	3.11×10^{-5}
6000	2.42×10^{-5}	7.30×10^{-6}	6.25×10^{-7}

Dikuarkların üretim tesir kesitlerini birde grafiklerle ifade edelim.



Şekil 5.24 Skaler dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $CLIC \otimes LHC$ (E_e=2500 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitlerinin kütlelerine göre grafikleri.



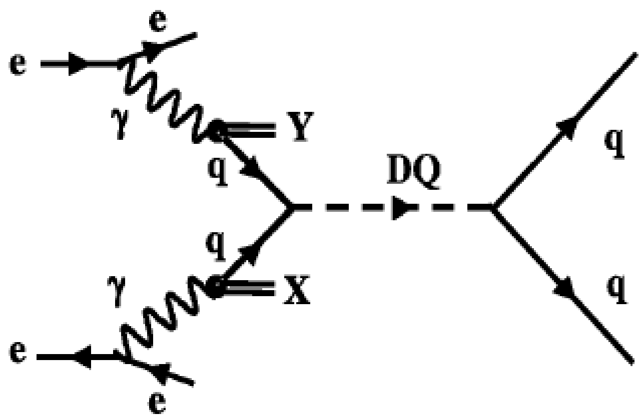
Şekil 5.25 Vektör dikuarkların $P_T^j > 20$ GeV'lik enine momentum sınırlandırması için $CLIC \otimes LHC$ (E_e=2500 GeV, E_p=7000 GeV)'de tek üretim tesir kesitlerinin kütlelerine göre grafikleri.

Grafiklerden de görüldüğü gibi enyüksek tesir kesitine sahip dikuark uu tipli vektör dikuark olacaktır. En düşük tesir kesitine sahip dikuark ise dd tipli sklaer dikuark olacaktır.

Şuna kadar ki tüm foton proton çarpıştırıcısı opsiyonlarında dikuarkların üretimlerindeki amaç, dikuarkların özelliklerinin LHC'de fonun yüksek olması nedeniyle incelenmesi çok güç olacağı için bu özelliklerinin incelenmesi için foton proton çarpıştırıcısının uygun olmasıdır. Yani foton proton çarpıştırıcıları LHC'ye göre daha duyarlı ölçümlerin yapılmasını sağlayacaktır. En duyarlı ölçümlerin yapıldığı çarpıştırıcılar elektron pozitron çarpıştırıcılarıdır. Fakat dikuarkların elektron pozitron çarpıştırıcılarında üretilmesi çözünmüş (resolved) fotonlar kullanılarak gerçekleşeceği için dikuark üretim tesir kesitleri proton-proton ve foton-proton çarpıştırıcılarına göre daha az olacaktır. Bu nedenle dikuark türlerinin bazılarının elektron-proton çarpıştırıcısında incelenmesi mümkün olmayacaktır. Bu yüzden dikuarkların özelliklerinin hasas bir şekilde incelenmesi (elektriksel yüklerinin, skaler ve vektör ayrışımının gözlemlenmesi) foton-proton çarpıştrıcılarında mümkün olacaktır.

5.3 Elektron Pozitron Çarpıştırıcılarında Dikuarkların Rezonans Üretimi

Dikuarklar elektron(e^-)-pozitron (e^+) çarpıştırıcısında çözülmüş (resolved) foton yöntemi sayesinde rezonansta üretilebilirler. Şekil 5.26'da çözünmüş (resolved) foton yardımıyla dikuarkların elektron (e^-) – positron (e^+) çarpıştırıcılarındaki rezonans üretimlerinin şematik gösterimi görülmektedir.



Şekil 5.26 Elektron (e^-)-pozitron (e^+) çarpıştırıcılarında dikuarkların rezonans üretimleri.

Çözülmüş foton yöntemi ile dikuarkların toplam tesir kesitleri aşağıdaki denklemle hesaplanabilir.

$$\sigma = \int_{x_{\min}}^{x_{mak}} dx \int_{y_{\min}}^{y_{mak}} dy\, f_{q/e}(x, Q_\gamma^2)\, f_{q'/e}(y, Q_\gamma^2)\hat{\sigma}(\hat{s}) \tag{5.32}$$

Denklem (5.32)'deki $f_{q/e}(x,Q_\gamma^2)$ ve $f_{q'/e}(y,Q_\gamma^2)$ terimleri başlangıçtaki elektron pozitron demetlerinin enerjisinin x ve y'lik oranını taşıyan q ve q' kuarklarının dağılım fonksiyonlarına karşılık gelmektedir. Denklem (5.32)'deki x ve y momentum oranları üzerinden alınacak olan integral elektron ve pozitronlardan gelen partonların matematiksel olarak enerji taramasına karşılık gelmektedir. İntegralin alt sınırları kuarkların üretimi için gerekli olan enerjiyi garanti etmelidir. Bu enerji taramasının sonucunda meydana gelecek olan kuarkların enerjileri dikuarkların rezonans üretimleri için yeterli olacaktır. Kuarkların dağılım fonksiyonları $f_{q/e}(x,Q_\gamma^2)$ ve $f_{q'/e}(y,Q_\gamma^2)$ daha ayrıntılı bir şekilde aşağıda yazılmıştır.

$$f_{q/e}(x, Q_\gamma^2) = \int_{x_{2\min}}^{x_{2mak}} \int_{x_{1\min}}^{x_{1mak}} dx_2 dx_1\, f_{\gamma/e}(x_2)\, f_{q/\gamma}(x_1, Q_\gamma^2)\delta(x_1 x_2 - x) \tag{5.33}$$

$$f_{q'/e}(y,Q_\gamma^2)=\int_{y_{2\min}}^{y_{2mak}}\int_{y_{1\min}}^{y_{1mak}}dy_2dy_1\,f_{\gamma/e}(y_2)\,f_{q/\gamma}(y_1,Q_\gamma^2)\delta(y_1y_2-y) \tag{5.34}$$

Bu denklemler üzerinde biraz daha işlem yapılırsa aşağıdaki formu alırlar.

$$f_{q/e}(x,Q_\gamma^2)=\int_x^1\frac{dx_2}{x_2}\,f_{\gamma/e}(x_2)f_{q/\gamma}(\frac{x}{x_2},Q_\gamma^2) \tag{5.35}$$

$$f_{q/e}(y,Q_\gamma^2)=\int_y^1\frac{dy_2}{y_2}\,f_{\gamma/e}(y_2)f_{q/\gamma}(\frac{y}{y_2},Q_\gamma^2) \tag{5.36}$$

Bu ifadelerden yarlanırsak toplam tesir kesiti denklemini aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\sigma=\int_{x_{\min}}^{x_{mak}}dx\int_{y_{\min}}^{y_{mak}}dy\int_x^1\frac{dx_2}{x_2}f_{\gamma/e}(x_2)\,f_{q/\gamma}(\frac{x}{x_2},Q_\gamma^2)\int_y^1\frac{dy_2}{y_2}\,f_{\gamma/e}(y_2)\,f_{q/\gamma}(\frac{y}{y_2},Q_\gamma^2)\hat{\sigma}(\hat{s}) \tag{5.37}$$

$xy=\tau$, $\tau=\hat{s}/s$ ve $\hat{s}=\tau s=xys$ dönüşümlerinden yararlanılırsa toplam tesir kesiti denklemini aşağıdaki biçime dönüşür.

$$\sigma=\int_{x_{\min}}^{x_{mak}}\frac{dx}{x}\int_{\tau_{\min}}^{\tau_{mak}}d\tau\int_x^1\frac{dx_2}{x_2}f_{\gamma/e}(x_2)\,f_{q/\gamma}(\frac{x}{x_2},Q_\gamma^2)\int_{\tau/x}^1\frac{dy_2}{y_2}\,f_{\gamma/e}(y_2)f_{q'/\gamma}(\frac{\tau}{xy_2},Q_\gamma^2)\hat{\sigma}(\hat{s}) \tag{5.38}$$

$\hat{\sigma}(\hat{s})$ partonik seviyedeki tesir kesitidir. Bu tesir kesiti skaler ve vektör dikuarklar için farklıdır. Şimdi skaler ve vektör dikuark için bu tesir kesitlerini ele alalım ve toplam tesir kesitinin sembolik ifadesini skaler ve vektör dikuark türleri için çıkaralım.

Dar bozunma genişlik yaklaşımı kullanılırsa ($\Gamma_{DQ} / m_{DQ} < 0.1$ için) aşağıdaki ifadeler yazılabilir.

$$\frac{1}{\left[(\hat{s}-m^2)^2+m^2\Gamma^2\right]} \approx \frac{\pi}{m_{DQ}\Gamma_{DQ}}\delta(\hat{s}-m_{DQ}^2) \tag{5.39}$$

$$\frac{1}{\left[(\hat{s}-m^2)^2+m^2\Gamma^2\right]} \approx \frac{\pi}{m_{DQ}\Gamma_{DQ}}\delta(\tau s-m_{DQ}^2) \tag{5.40}$$

$$\frac{1}{\left[(\hat{s}-m^2)^2+m^2\Gamma^2\right]} \approx \frac{\pi}{m_{DQ}\Gamma_{DQ}}\frac{1}{s}\delta(\tau-\frac{m_{DQ}^2}{s}) \tag{5.41}$$

Bu bağıntılardan yararlanarak skaler ve vektör dikuarkların rezonans partonik tesir kesitleri aşağıdaki biçimde yazılabilir (Çakır and Şahin 2005).

$$\sigma_R^S(\hat{s}) \cong \frac{F_s g_{DQ}^4 \hat{s}}{64 m_{DQ}\Gamma_{DQ}^S}\delta(\hat{s}-m_{DQ}^2) \tag{5.42}$$

$$\hat{\sigma}_R^V(\hat{s}) \cong \frac{F_S g_{DQ}^4 \hat{s}}{24 m_{DQ}\Gamma_{DQ}^V}\delta(\hat{s}-m_{DQ}^2) \tag{5.43}$$

Yukarıdaki denklemlerdeki $\hat{s}$ terimi alt süreçlerin kütle merkezi enerjisinin karesine karşı gelmektedir. Denklem (5.38) ile verilen elektron (e^-)-pozitron (e^+) çarpıştırıcısı için toplam tesir kesiti ifadesinin integral sınırları belirlenmiştir.

$$\sigma = \int_{m_{DQ}^2/s}^{1}\frac{dx}{x}\int_{x}^{1}\frac{dx_2}{x_2}f_{\gamma/e}(x_2)f_{q/\gamma}(\frac{x}{x_2},Q_\gamma^2)\int_{m_{DQ}^2/sx}^{1}\frac{dy_2}{y_2}f_{\gamma/e}(y_2)f_{q'/\gamma}(\frac{m_{DQ}^2/s}{xy_2},Q_\gamma^2)\sigma_R(m_{DQ}^2) \tag{5.44}$$

Şimdi yukarıdaki denklemden yararlanarak skaler ve vektör dikuarklar için ayrı ayrı toplam tesir kesiti ifadesini yazalım. Denklem (5.44)'deki $\sigma_R(m_{DQ}^2)$ rezonans tesir kesiti ifadesi skaler ve vektör dikuarklar için farklı değerlere sahiptir. Skaler dikuarklar için,

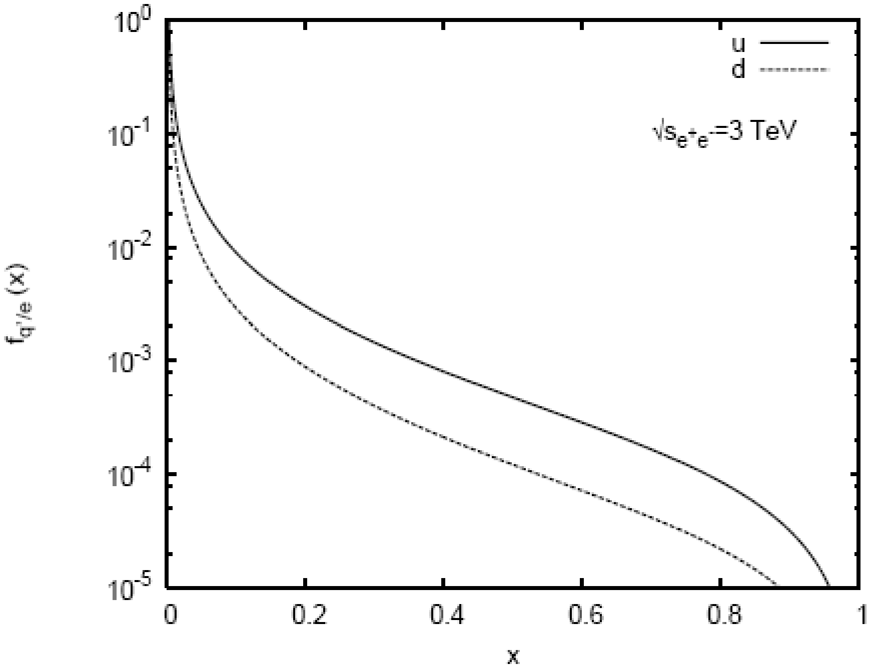
$$\sigma_R^S(m_{DQ}^2) = \frac{F_S g_{DQ}^4}{64 m_{DQ} \Gamma_{DQ}^S}, \tag{5.45}$$

yazılabilir. Vektör dikuarklar için $\sigma_R(m_{DQ}^2)$ ifadesi,

$$\sigma_R^V(m_{DQ}^2) = \frac{F_S g_{DQ}^4}{48 m_{DQ} \Gamma_{DQ}^V}, \tag{5.46}$$

yazılabilir. Böylece skaler/vektör dikuarklar için toplam tesir kesiti ifadesi aşağıdaki yapıya sahip olmaktadır.

$$\sigma = \int_{m_{DQ}^2/s}^{1} \frac{dx}{x} \int_{x}^{1} \frac{dx_2}{x_2} f_{\gamma/e}(x_2) f_{q/\gamma}(\frac{x}{x_2}, Q_\gamma^2) \int_{m_{DQ}^2/sx}^{1} \frac{dy_2}{y_2} f_{\gamma/e}(y_2) f_{q'/\gamma}(\frac{m_{DQ}^2/s}{xy_2}, Q_\gamma^2) \sigma_R^{S/V}(m_{DQ}^2) \tag{5.47}$$



Şekil 5.27 $E_e = 1.5$ TeV enerjili elektronların demet enerjisinde bremsstrahlung fotonları için kuark dağılım fonksiyonu $f_{q/e}(x, Q_\gamma^2)$ 'nun grafiği.

Burada dikuarkların birinci ailesiyle ilgilendiğimiz için sadece u ve d kuarklarının dağılım fonksiyonları verilmiştir.

Elektron (e^-)-pozitron (e^+) çarpıştırıcısında dikuarkların rezonans üretimi için Aşağıdaki çizelgede elektron (e^-)-pozitron (e^+) çarpıştırıcıları için beamstrahlung parametreleri Υ ve elektron başına ortalama foton sayısını ifade eden N_γ parametresi ile ilgili bazı değerler listelenmiştir. Bir doğrusal hızlandırıcıda N_γ ve Υ paketçik tasarımına göre aşağıdaki denklemlerden bulunurlar.

$$\Upsilon = \frac{5\alpha N E_e}{6 m_e^3 \sigma_z (\sigma_x + \sigma_y)} \ , \quad N_\gamma = N_{cl} \frac{1}{\sqrt{1 + \Upsilon^{2/3}}} \tag{5.48}$$

$$N_\gamma = N_{cl} \frac{1}{\sqrt{1+\Upsilon^{2/3}}} \tag{5.49}$$

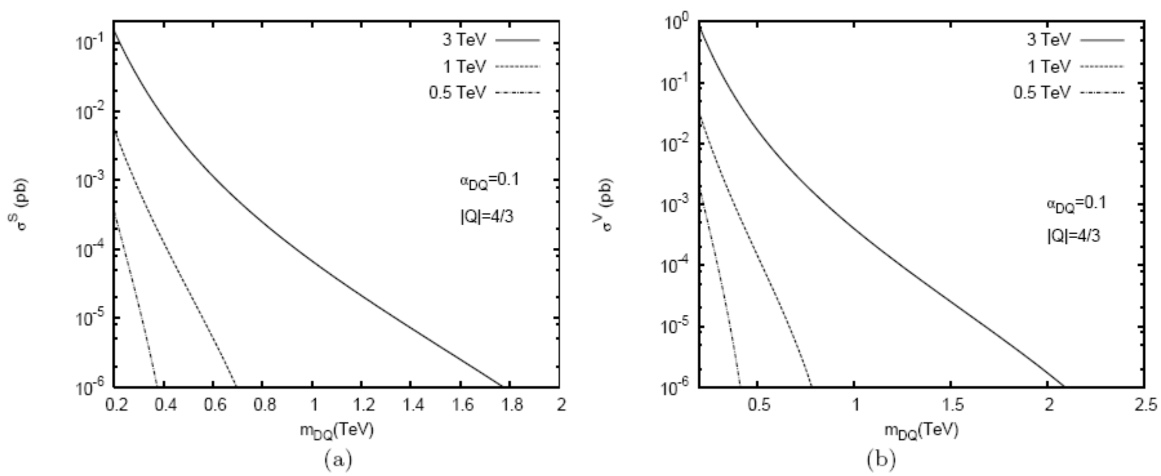
$$N_{cl} = \frac{25\alpha N}{12 m_e(\sigma_x + \sigma_y)} \tag{5.50}$$

Buradaki N ifadesi paketcikteki parçacık sayısını, E_e ve m_e ifadeleri elektronların enerjisini ve kütlesini temsil etmektedir. σ_x, σ_y ve σ_z parçacık paketciklerinin ortalama büyüklüğüne karşı gelmektedir.

Çizelge 5.18 Elektron (e^-)-pozitron (e^+) çarpıştırıcıları için beamstrahlung parametreleri Υ ve elektron başına ortalama foton sayısını ifade eden N_γ parametresi ile ilgili bazı değerler.

Çarpıştırıcı Parametreleri	ILC	CLIC	
N(10^{10})	2	0.4	0.4
$\sigma_x(nm)$	655	115	43
$\sigma_y(nm)$	5.7	1.75	1
$\sigma_z(\mu m)$	300	30	30
Υ	0.045	1.014	8.068
N_γ	1.22	1.04	1.74
N_{cl}	1.30	1.47	3.90

Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı (ILC) gelecekte kurulması düşünülen bir elektron pozitron çarpıştırıcısıdır (Assmann 2000). Bu çarpıştırıcının demet enerjilerinin $E_{e^-} = 0.25$ TeV ve $E_{e^+} = 0.25$ TeV olması planlanmaktadır. Dolayısıyla ILC'nin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 0.5\,\text{TeV}$ olacaktır (Ross, Walker and Yamamoto 2009). Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcı (CLIC)'de gelecekte kurulması düşünülen ve günümüzde CERN'de test laboratuarları olan bir çarpıştırıcı türüdür. CLIC'in üç çeşit demet opsiyonu olması düşünülmektedir. Bunlar, $E_{e^-} = 0.5$ TeV ve $E_{e^+} = 0.5$ TeV demet enerjili ve $\sqrt{s} = 1$ TeV kütle merkezi enerjili opsiyon, $E_{e^-} = 1.5$ TeV ve $E_{e^+} = 1.5$ TeV demet enerjilerine sahip $\sqrt{s} = 3$ TeV kütle merkezi enerjili opsiyon ve $E_{e^-} = 2.5$ ve $E_{e^+} = 2.5$ TeV demet enerjili $\sqrt{s} = 5$ TeV kütle merkezi enerjili opsiyondur. Şimdi denklem (5.47)'deki integralin değerini bir fortran 77 programı vasıtasıyla çeşitli skaler ve vektör dikuark kütleleri ve ILC ve CLIC parametreleri için hesaplayıp grafikler çizelim. Bu hesaplanan değerler skaler ve vektör dikuarkların ILC ve CLIC'de rozonans üretim tesir kesitleridir.



Şekil 5.28 $\sqrt{s} = 0.5$, 1, 3 TeV kütle merkezi enerjilerinde a) skaler ve b) vektör dikuarkların kütlelerine göre tesir kesiti grafikleri (Çakır and Şahin 2005).

Grafikten de görüldüğü gibi vektör dikuarklar skaler dikuarklardan daha büyük tesir kesitine sahiptir.

6. SİNYAL VE FON

6.1 Proton Proton Çarpıştırıcısında Sinyal ve Fon Analizi

Proton-proton çarpışmasında iki jet son durumuna katkıda bulunan 2→2 QCD süreçleri için diferensiyel tesir kesiti

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{g_s^2}{16\pi\hat{s}^2}\left\langle |M_{ij\to kl}|^2 \right\rangle \tag{6.1}$$

ile verilir. Burada $|M_{ij\to kl}|^2$ genlik-karesi ifadeleri, katkıda bulunan her bir süreç için Mandelstam değişkenleri ($\hat{s},\hat{t},\hat{u}$) cinsinden aşağıdaki gibi verilir:

- $q_i q_j \to q_i q_j \ \ (i \neq j)$, $\bar{q}_i \bar{q}_j \to \bar{q}_i \bar{q}_j \ \ (i \neq j)$, $q_i \bar{q}_j \to q_i \bar{q}_j$

$$\left\langle |M_{qq'\to qq'}|^2 \right\rangle = \frac{4}{9}\left[\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}\right] \tag{6.2}$$

Burada renk faktörü (*qq*→*qq*) süreci için

$$\begin{aligned}&\frac{1}{3}\sum_i \frac{1}{3}\sum_k \sum_{j,l}(t^b_{lk}t^b_{ji})(t^a_{lk}t^a_{ji})^* = \frac{1}{9}\sum_{i,j,k,l}(t^b_{lk}t^a_{kl})(t^b_{ji}t^a_{ij}) \\ &= \frac{1}{9}Tr(t^b t^a)Tr(t^b t^a) = \frac{1}{9}(\frac{1}{2}\delta_{ab})(\frac{1}{2}\delta_{ab}) = \frac{2}{9}\end{aligned} \tag{6.3}$$

olarak hesaplanır. Diğer 2jet son durumları için genlik ifadeleri,

- $q_i q_i \to q_i q_i$ ve $\bar{q}_i \bar{q}_i \to \bar{q}_i \bar{q}_i$

$$\left\langle |M_{qq\to qq}|^2 \right\rangle = \frac{4}{9}\left[\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{s}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}^2}\right]-\frac{8}{27}\left[\frac{\hat{s}^2}{\hat{t}\hat{u}}\right] \tag{6.4}$$

- $q_i\bar{q}_i \to q_j\bar{q}_j \quad (i \neq j)$

$$\left\langle |M_{q\bar{q}'\to q\bar{q}'}|^2 \right\rangle = \frac{4}{9}\left[\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}\right] \tag{6.5}$$

- $q_i\bar{q}_i \to q_i\bar{q}_i$

$$\left\langle |M_{q\bar{q}\to q\bar{q}}|^2 \right\rangle = \frac{4}{9}\left[\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}\right]-\frac{8}{27}\left[\frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}}\right] \tag{6.6}$$

- $q_i\bar{q}_i \to gg$

$$\left\langle |M_{q\bar{q}\to gg}|^2 \right\rangle = \frac{32}{27}\left(\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}}\right)-\frac{8}{3}\left(\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}\right) \tag{6.7}$$

- $gg \to q_i\bar{q}_i$

$$\left\langle |M_{gg\to q\bar{q}}|^2 \right\rangle = \frac{9}{64}\left[\left(\frac{32}{27}\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}}\right)-\frac{8}{3}\left(\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}\right)\right] \tag{6.8}$$

- $q_i g \to q_i g$ ve $\bar{q}_i g \to \bar{q}_i g$

$$\left\langle |M_{qg\to qg}|^2 \right\rangle = -\frac{4}{9}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{u}}\right)+\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}\right) \tag{6.9}$$

- $gg \to gg$

$$\left\langle |M_{gg\to gg}|^2 \right\rangle = \frac{9}{2}\left(3 - \frac{\hat{u}\hat{t}}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{s}\hat{u}}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{s}\hat{t}}{\hat{u}^2}\right) \tag{6.10}$$

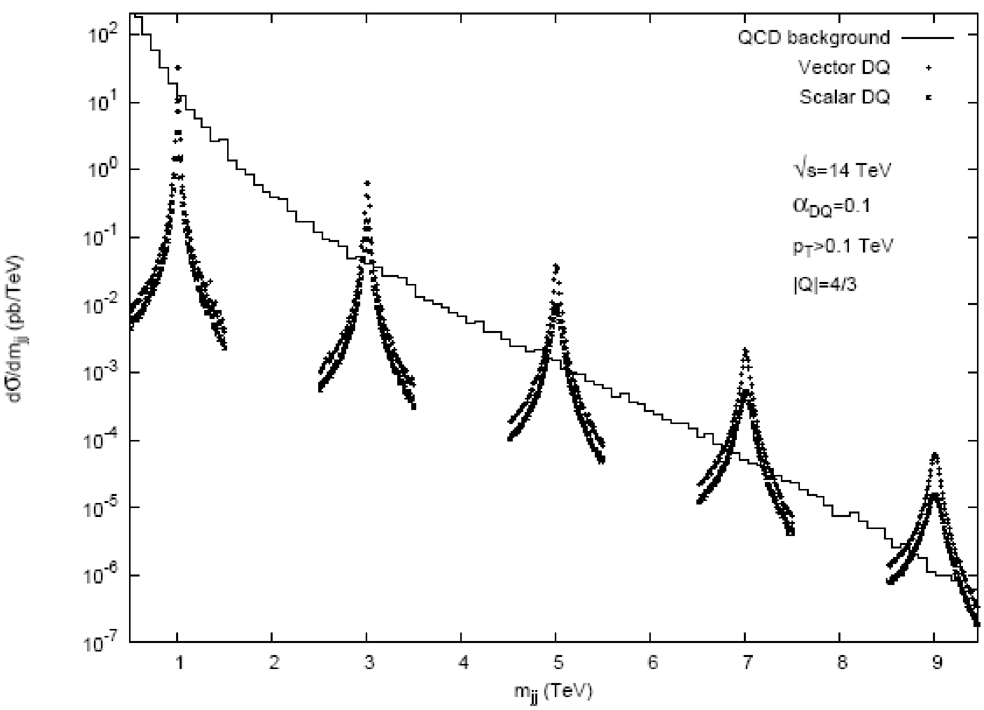
ile verilir. Burada ilk durum ve son durumda kütlesiz parçacıklar için Mandelstam değişkeni $\hat{u} = -\hat{s} - \hat{t}$ olarak yazılabilir.

Skaler ve vektör dikuarklar $DQ \to q_i q_j$ süreci vasıtasıyla bozunacaklardır. Bu yüzden son durumda uygun sinyal bir çift sert jet olacaktır. LHC enerjisinde son durumda iki-jet'e katkıda bulunacak en önemli süreçler ve bu süreçlerin toplam tesir kesitleri Çizelge 6.1'de verilmiştir. Çizelge 6.1'de verilen değerler CompHEP programıyla (E. Boos et al. 2004) partonik seviyelerde jetlerin üzerine çeşitli P_T sınırlandırmaları (cuts) getirilerek türetilmiştir.

Çizelge 6.1. Partonik seviyede çeşitli sınırlandırmalarla (cuts) CompHEP tarafından üretilen iki jet sondurumuna katkıda bulunan QCD fonları için tesir kesitleri (pb).

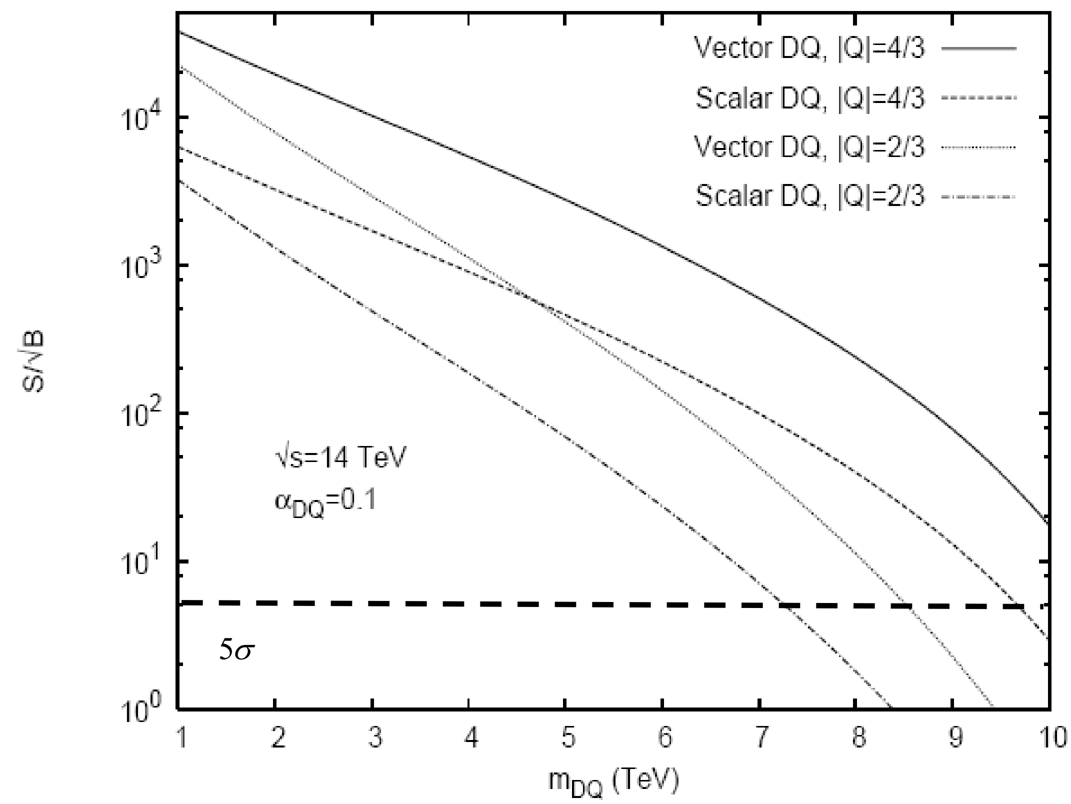
Süreç	$p_T > 0.1$ TeV	$p_T > 0.5$ TeV	$p_T > 1$ TeV	$p_T > 2$ TeV
$gg \to gg$	6.3×10^{5}	2.0×10^{2}	2.3×10^{0}	5.7×10^{-3}
$qg \to qg$	6.4×10^{5}	4.8×10^{2}	1.0×10^{1}	5.7×10^{-2}
$qq' \to qq'$	1.0×10^{5}	1.8×10^{2}	6.7×10^{0}	8.8×10^{-2}
$gg \to q\overline{q}$	2.4×10^{4}	9.8×10^{0}	1.0×10^{-1}	2.9×10^{-4}
$q\overline{q} \to q'\overline{q'}$	1.6×10^{3}	2.8×10^{0}	1.3×10^{-1}	1.1×10^{-3}
$q\overline{q} \to gg$	1.5×10^{3}	2.5×10^{0}	6.7×10^{-2}	8.5×10^{-4}
Toplam	1.4×10^{6}	8.8×10^{2}	1.9×10^{1}	1.5×10^{-1}

Yüksek P_T sınırlandırmaları (cuts) fon tesir kesitini önemli bir miktarda indirger. Şekil 6.1 LHC'de sinyal ve QCD fonlarını içeren pp $\rightarrow$ 2j + X süreci için ikijet (dijet) değişmez (invariant) kütle dağılımını göstermektedir. m_{DQ} = 1, 3, 5, 7, 9 TeV skaler ve vektör dikuark kütleleri ve α_{DQ} = 0.1 için sinyal zirvelerinin (peaks) karşılaştırılması yumuşak (düz) fon dağılımında gösterilmektedir.



Şekil 6.1 pp $\rightarrow$ 2jX süreci için iki-jet değişmez kütle dağılımı. Düzgün (yumuşak) QCD fonu ile karşılaştırıldığında 1,3,5,7 ve 9 TeV skaler ve vektör dikuark kütleleri için rezonans zirveleri gösterilmiştir.

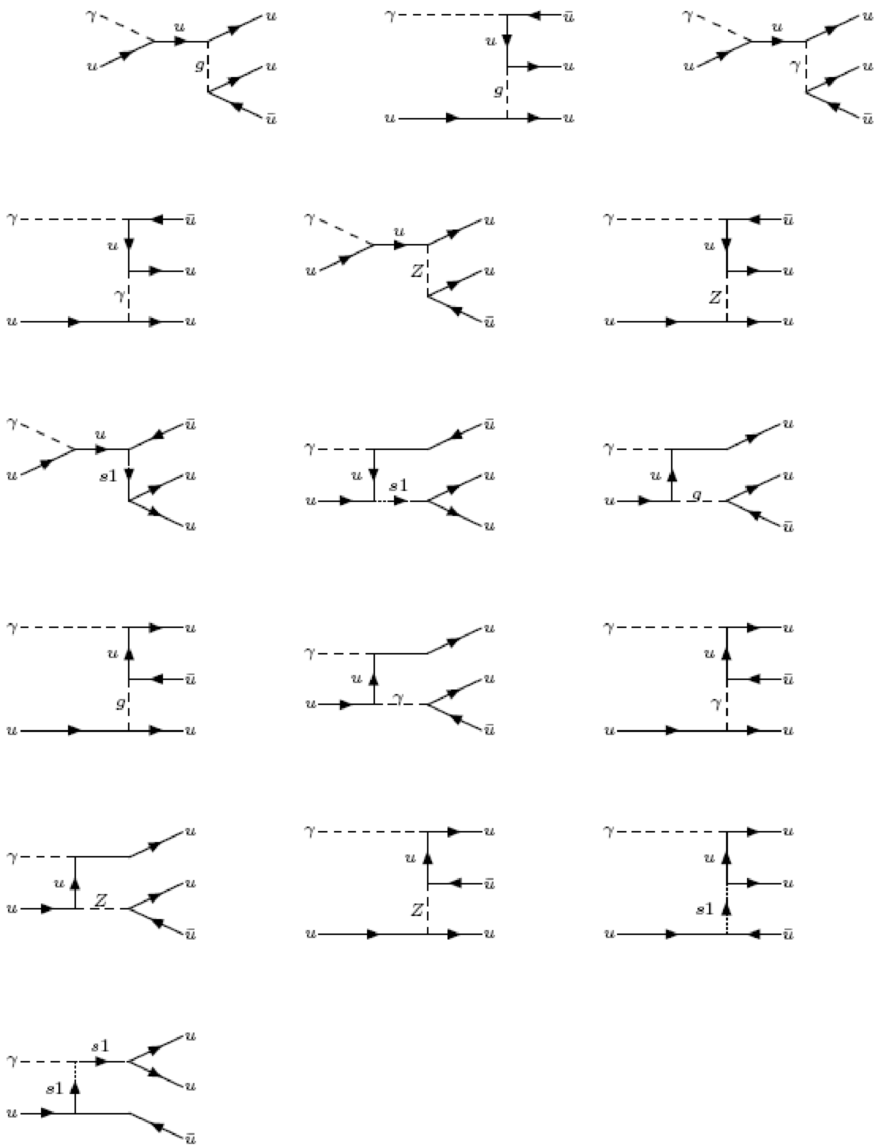
LHC'de dikuarkların gözlemlenebilirliğini elde etmek için 10^5 pb^{-1}'lik bir toplam ışınlık değerinde sinyal (S) ve fon (B) olay sayıları hesaplanmıştır. Sinyal m_{DQ} kütleli bir dikuark tarafından üretilir. Γ_{DQ} bozunum oranı iki-jet değişmez kütle aralığında $m_{DQ} - \Gamma_{DQ} < m_{jj} < m_{DQ} + \Gamma_{DQ}$ toplam diferansiyel tesir kesiti vasıtasıyla hesaplanır. Rezonans civarında iki-jet değişmez kütle aralığı olayların yaklaşık olarak %95'ni içermektedir. Fon ise $m_{DQ} - \Delta m < m_{jj} < m_{DQ} + \Delta m$ aralığında toplam tesir kesiti vasıtasıyla hesaplanır. Bu aralıkta Δm, $\Delta m = \max(\Gamma_{DQ}, \delta m_{jj})$ değerlerine sahiptir. Burada δm_{jj} dedektörün kütle çözünürlüğüdür, iki-jet son durumu için dedektörün hadronik kalorimetresinin enerji çözünürlüğü ile orantılıdır, $\delta m_{jj} / m_{jj} \approx \delta E / \sqrt{2E}$. Fonun üzerindeki sinyalin istatistik önemi $S/\sqrt{B}$ ile tanımlanır. |Q| = 4/3 ve 2/3 elektriksel yüklü skaler ve vektör dikuarklar için $S/\sqrt{B}$ 'nin dikuarkların kütlesine göre grafiği çizilmiştir.



Şekil 6.2. LHC'de dikuarkların kütlelerine bağlı olarak dikuarklar için sinyal değerleri.

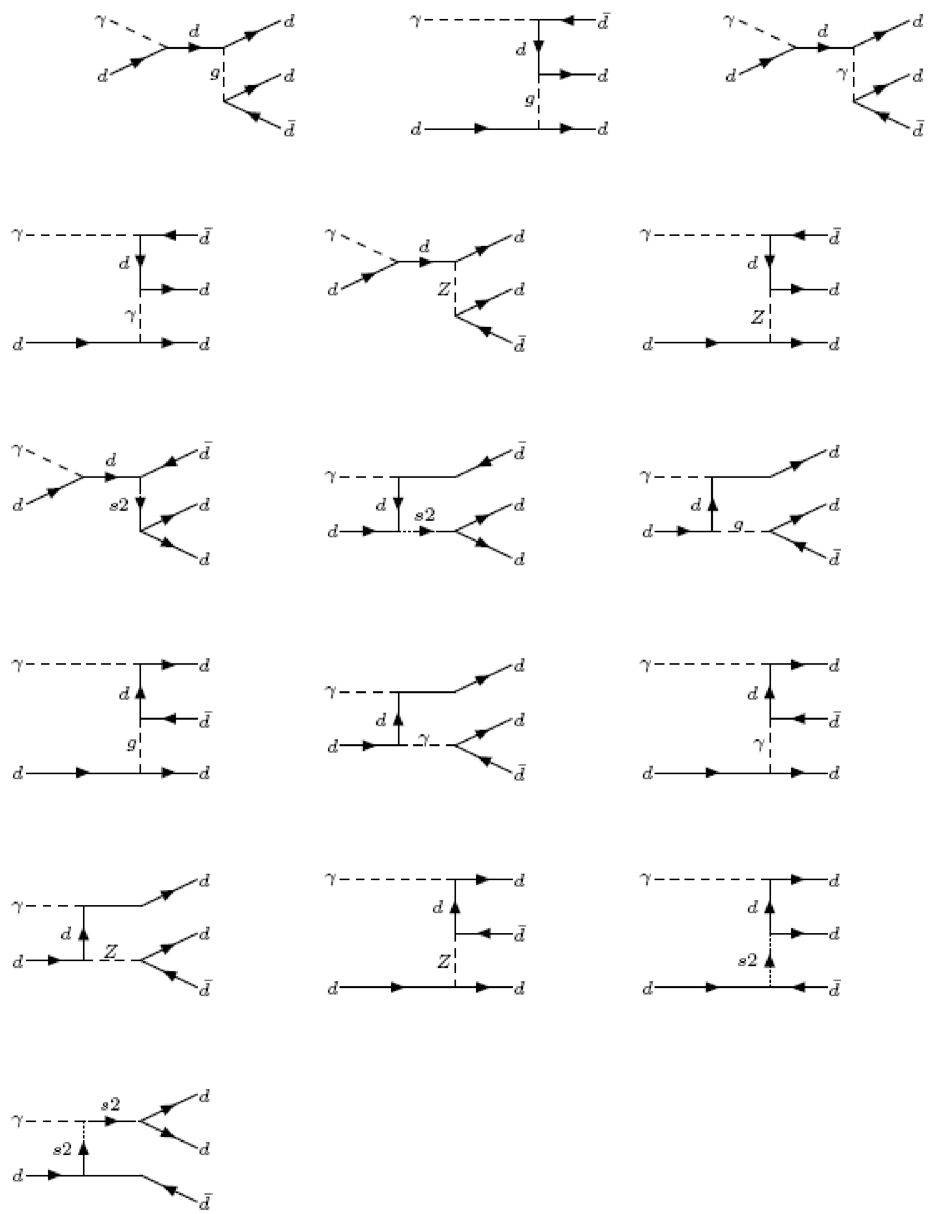
6.2 Foton Proton Çarpıştırıcısında Sinyal ve Fon Analizi

Son durumda üç jet olduğu durum için foton-proton çarpıştırıcılarının çeşitli opsiyonları için sinyal ve fon analizleri yapılmıştır. İlk olarak enine momentum dağılım grafikleri elde edilmiş ve sonra invaryant kütle grafikleri elde edilmiştir. Aşağıda üç jet son durumu için Feynman grafikleri görülmektedir.



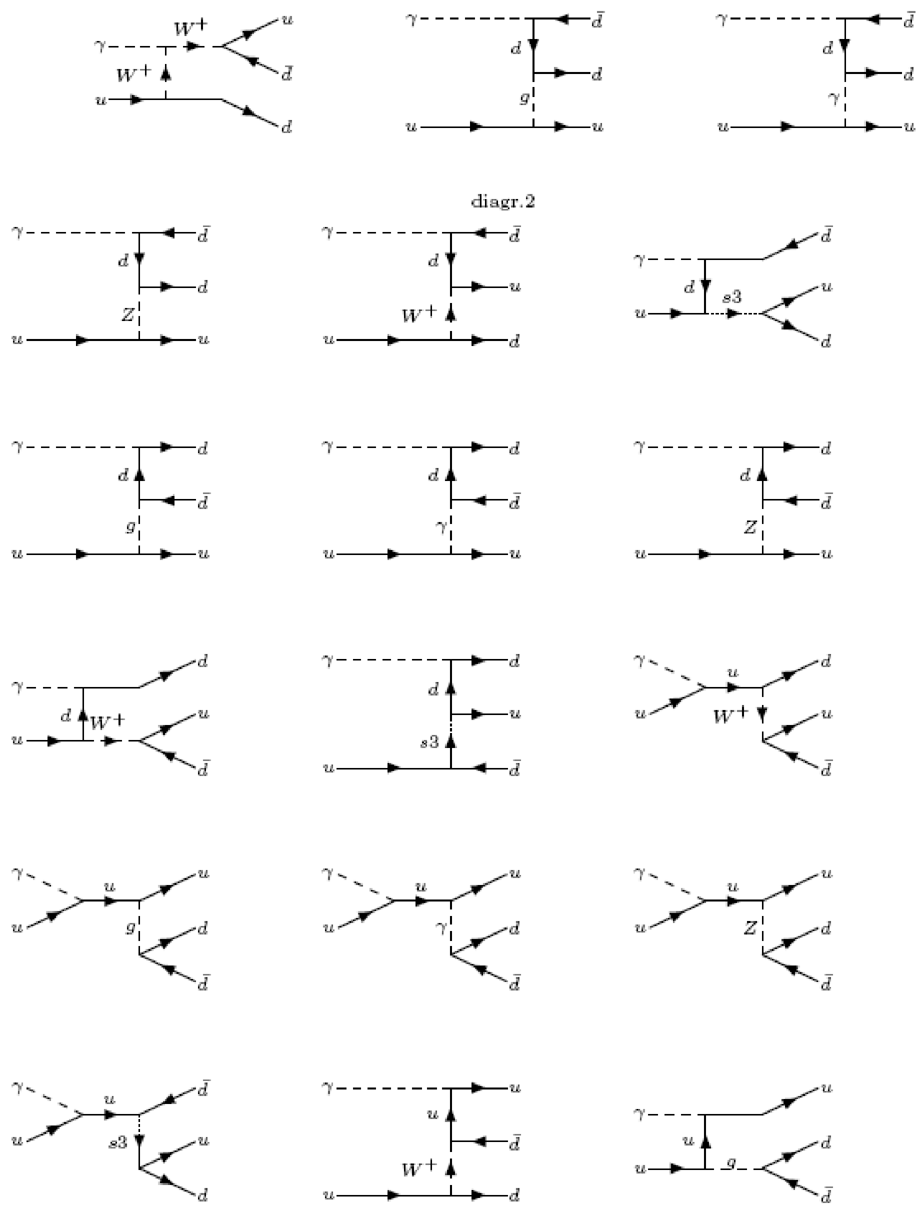
Şekil 6.3 *DQ(uu)* tipli skaler dikuark ve SM girişim Feynman diyagramları.

Şekil 6.3'de uu tipli skaler dikuarkın dört Feynman diyagramı ve buna ek olarak skaler dikuark diyagramları ile girişim yapan 12 adet SM diyagram görülmektedir. Benzer diyagramları dd tipli skaler dikuark için de çizelim.

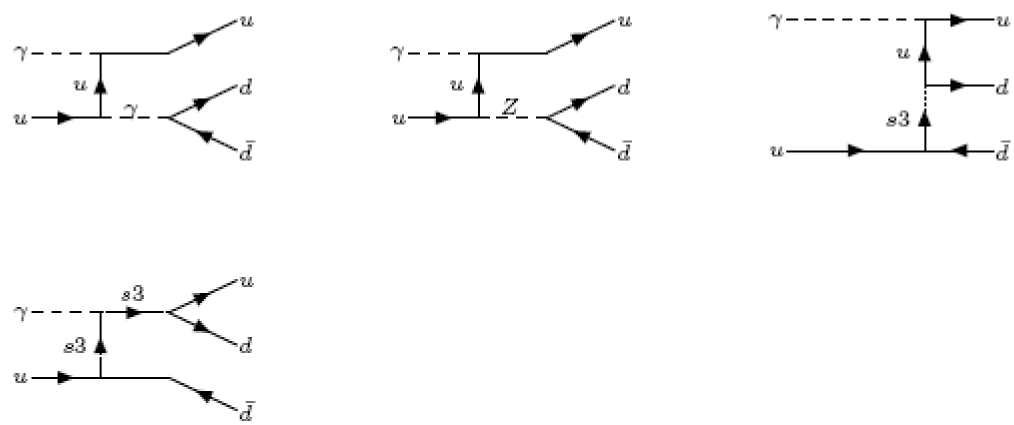


Şekil 6.4 *DQ(dd)* tipli skaler dikuark ve SM girişim Feynman diyagramları.

Şekil 6.4'de dört tane dd tipli skaler tipli dikuark diyagramı ve 12 adet SM girişim diyagramı görülmektedir. ud tipli skaler dikuark içinde Feynman diyagramlarını çizebiliriz.

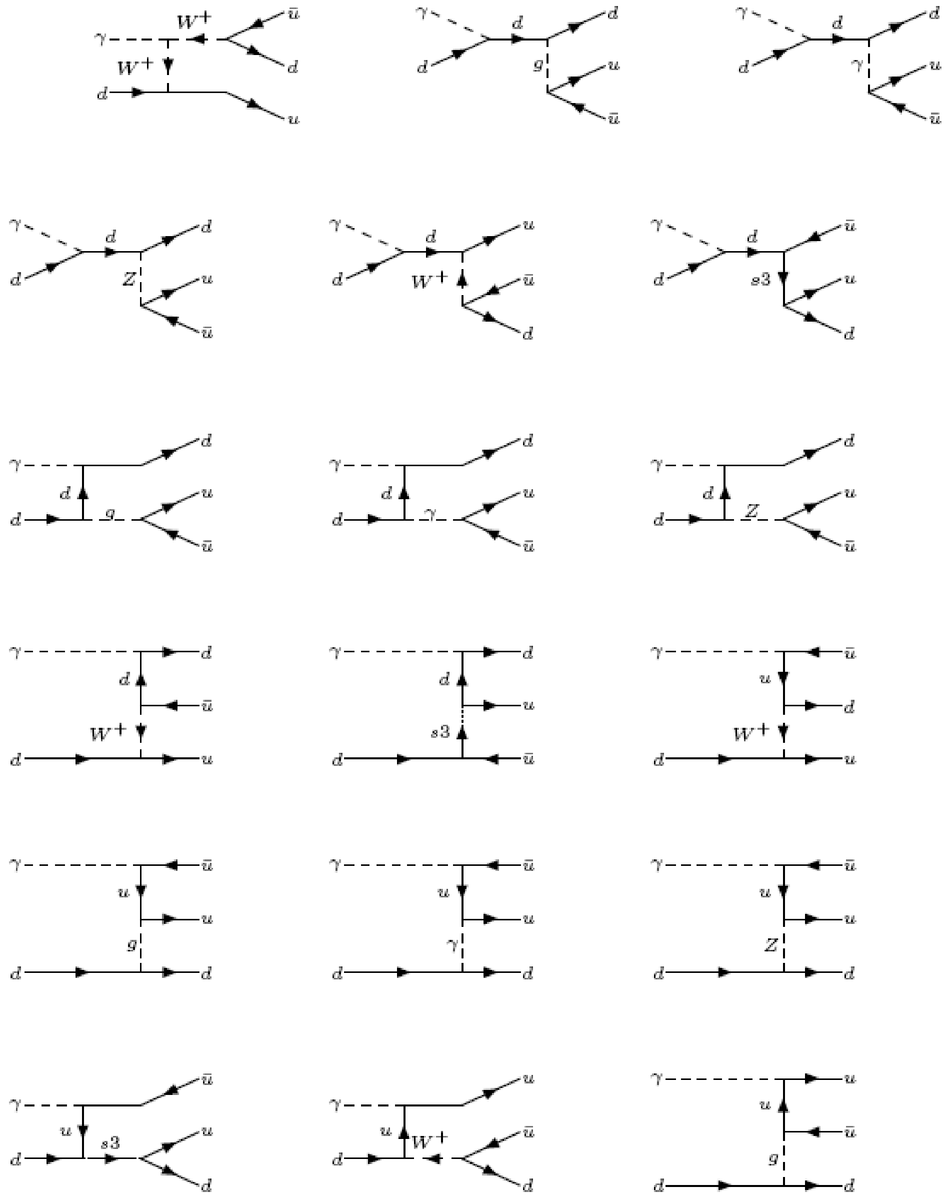


Şekil 6.5 *DQ(ud)* tipli skaler dikuark ve SM girişim Feynman diyagramları.

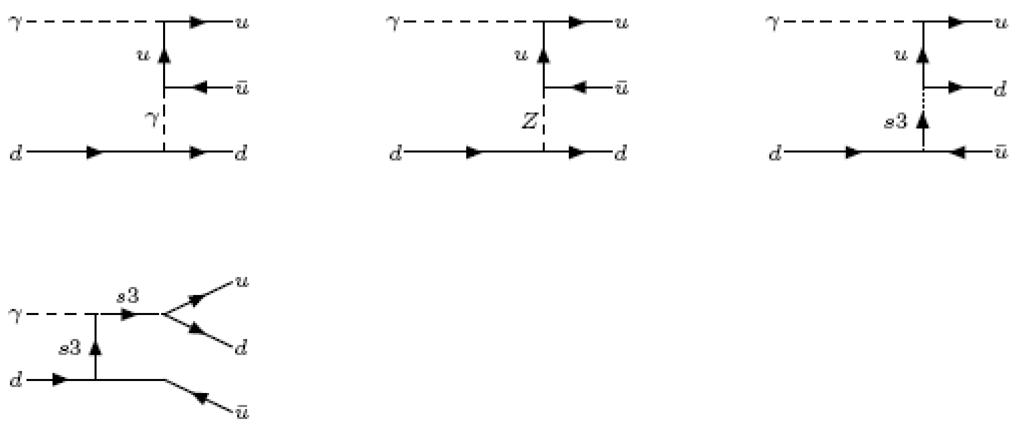


Şekil 6.5 *DQ(ud)* tipli skaler dikuark ve SM girişim Feynman diyagramları(devam).

Şekil 6.5’de 5 ud tipli skaler dikuark diyagramı ve 17 SM girişim diyagramı görülmektedir. Gelen parçacığın d kuark olduğu alt süreç için üç jet son durum grafiklerini çizelim.



Şekil 6.6 *DQ(ud)* tipli dikuark için gelen parçacığın d kuark olması durumunda sinyal+SM girişim grafikleri.

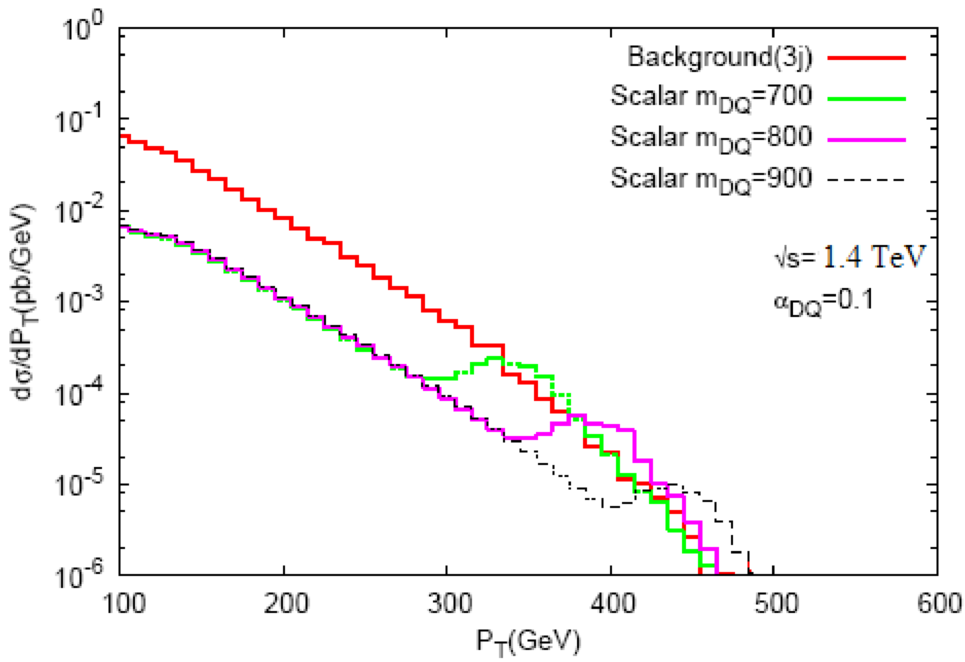


Şekil 6.6 *DQ(ud)* tipli dikuark için gelen parçacığın d kuark olması durumunda sinyal+SM girişim grafikleri (devam).

Bu grafiklerin dışında sinyal ile girişim yapmayan diyagramları içeren üç alt süreç daha vardır. Bu süreçlerdeki diyagramlar ud tipli skaler dikuark diyagramları ile girişim yapmazlar. Doğrudan üç jet son durumuna katkı yaparlar. Skaler dikuarklar için çizilen bu diyagramların vektör dikuarklar içinde aynıdır. Sadece sinyal grafiklerinde skaler parçacıklar yerlerini vektör parçacıklara bırakacaktır.

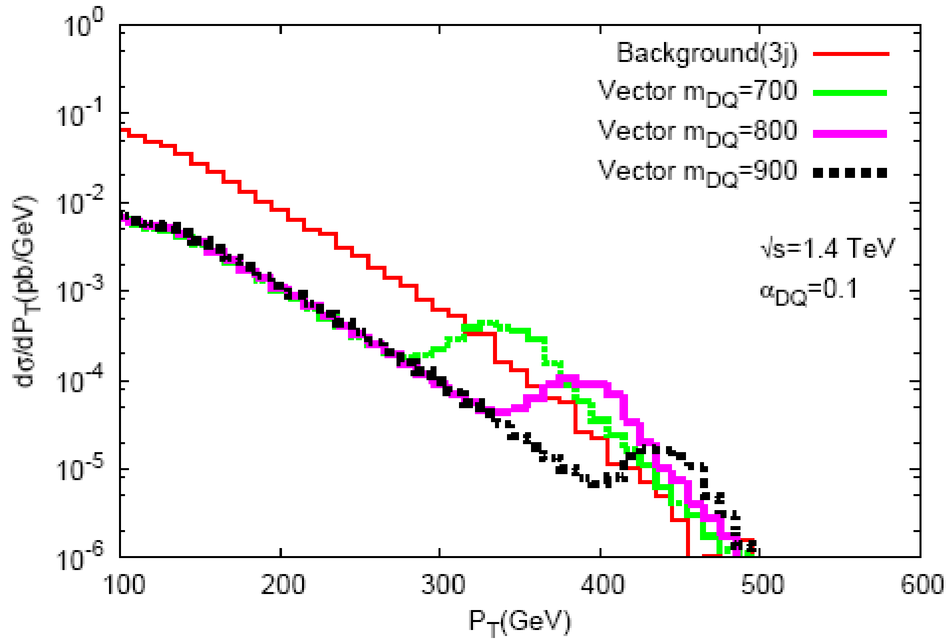
6.2.1 LHeC çarpıştırıcısı için sinyal fon analizi

Bu opsiyon gelecekte LHC halkasına teğet olarak inşa edilmesi düşünülen doğrusal hızlandırıcının LHC halkası ile uyumlu çalıştırılması sonucunda ortaya çıkacaktır. LHeC için iki kütle merkezi enerjisi opsiyonu düşünülmetedir. Bu opsiyonlar, bugünkü tasarımla $\sqrt{s} = 1.4$ TeV, L=10 fb^{-1} ve $\sqrt{s} = 1.979$ TeV, L=1 fb^{-1}'dir. Şekil 6.3'de görülen Feynman diyagramlarındaki gibi LHeC'de dikuarkları için sinyal ve fon analizi yapabilmek için üç jet son durumu veren süreçlerin hesabı yapılmıştır. Buna göre Şekil 6.7'de uu tipli skaler dikuarkın m_{DQ}=700, 800, 900 GeV'lik kütleleri için enine momentum dağılım grafiği çizilmiştir. Bu grafik çizilirken jetlerin enine momentumlarına $P_T^j > 100$ GeV, psadörapiditylerine $-2.5 < \eta^j < 2.5$ ve jetlerin konik açılarına $\Delta R > 0.4$ sınırlandırmaları getirilmiştir.



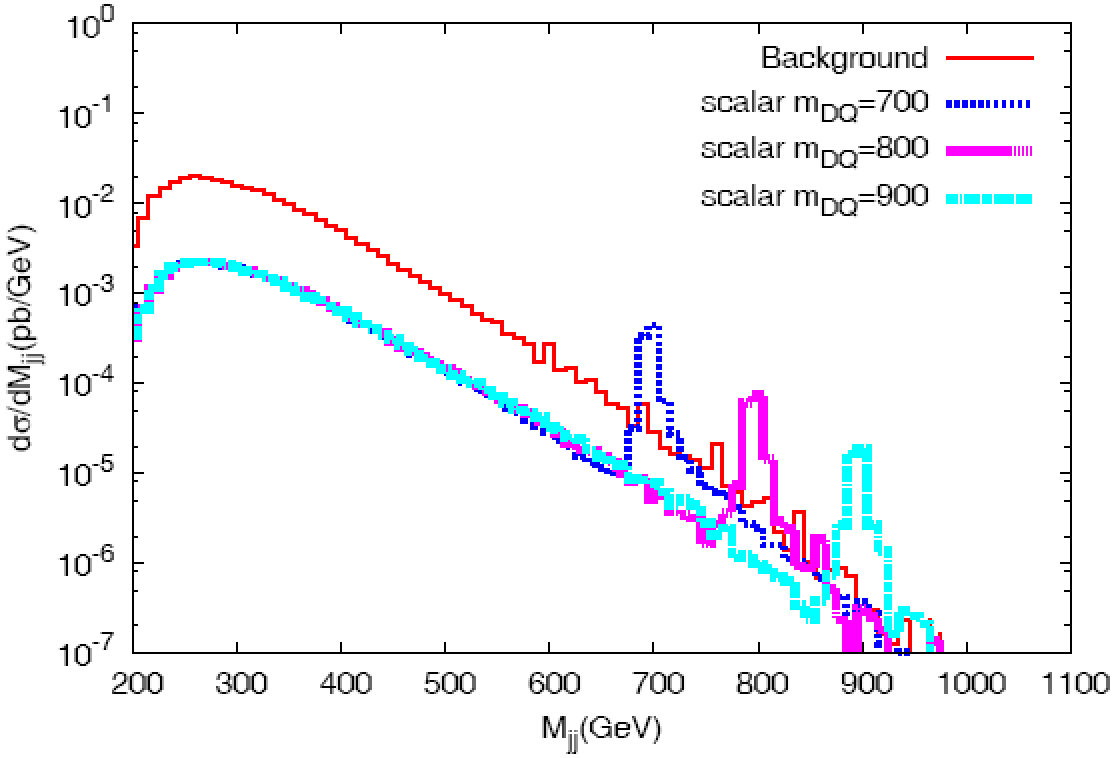
Şekil 6.7 *DQ(uu)* tipli skaler dikuarkın, $\alpha_{DQ} = 0.1$ bağlaşım değeri ve m_{DQ}=700, 800, 900 GeV'lik skaler dikuark kütleleri için enine momentum dağılım grafiği.

Şekil 6.7'de skaler dikuarkların diferansiyel tesir kesiti değerlerinin fonun diferansiyel tesir kesiti değerini geçtiği görülmektedir. Yani sinyal fonun üzerine çıkmaktadır. Benzer grafik Şekil 6.8'de vektör dikuarklar için çizilmiştir. Skaler dikuarklarda olduğu gibi vektör dikuarkların da diferansiyel tesir kesiti fon diferansiyel tesir kesitini geçmektedir. Yani sinyal fonun üzerine çıkmaktadır.



Şekil 6.8 *DQ(uu)* tipli vektör dikuarkın, $\alpha_{DQ} = 0.1$ bağlaşım değeri ve m_{DQ}=700, 800, 900 GeV'lik skaler dikuark kütleleri için enine momentum dağılım grafiği.

Şekşil 6.9'da LHeC'in $\sqrt{s} = 1.4$ TeV enerji opsiyonu için invaryant kütle dağılımı verilmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi skaler dikuarkların diferansiyel tesir kesiti değerleri 3 jet fonunu geçmektedir.



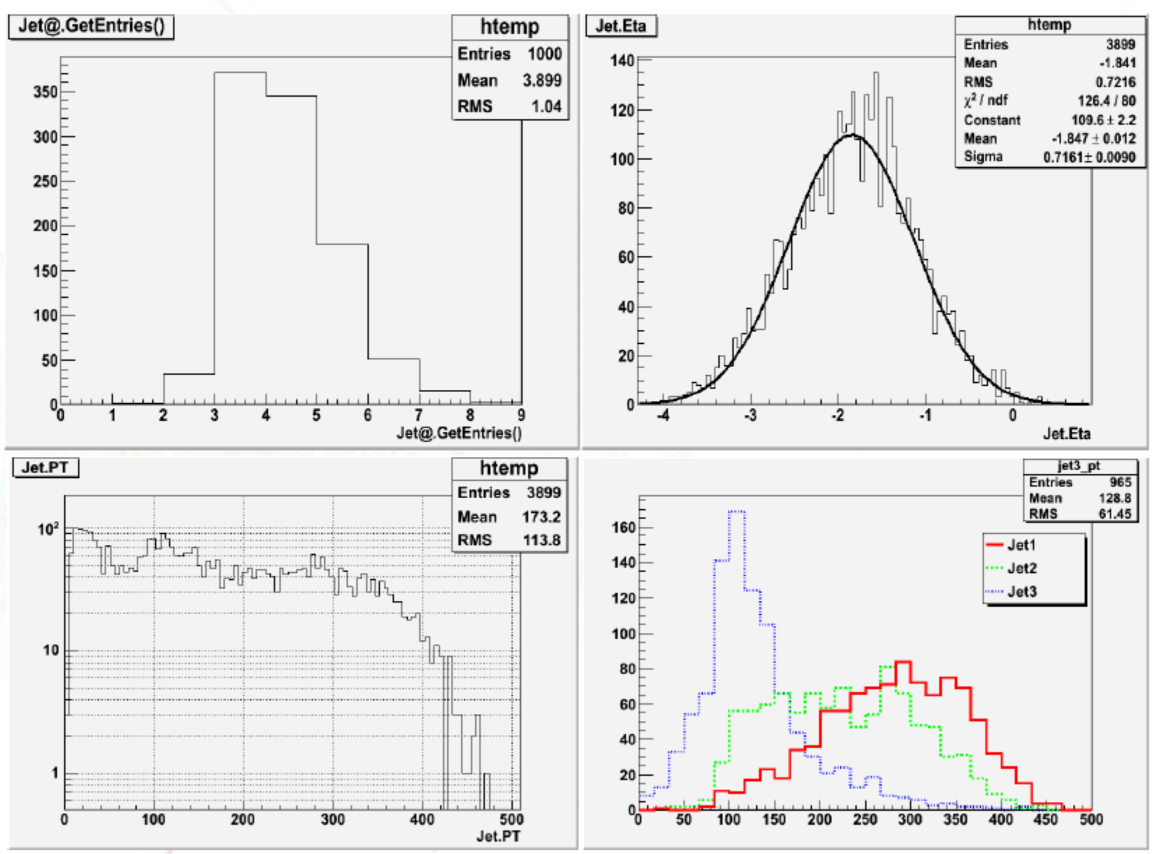
Şekil 6.9 *DQ(uu)* tipli skaler dikuarkın, $\alpha_{DQ} = 0.1$ bağlaşım değeri ve m_{DQ}=700, 800, 900 GeV'lik skaler dikuark kütleleri için değişmez kütle dağılım grafiği.

LHeC'in $\sqrt{s} = 1.979$ TeV kütle merkezi enerjili opsiyonu içinde benzer grafikler çizildiğinde sinyalin fonun üzerine çıktığı görülmektedir.

Buraya kadar hep partonik seviye hesaplamaları yaptık. Şimdi Hadronik seviye hesaplamaları yapalım. Bunun için CalcHEP programına eklediğimiz dikuark modelinden yararlanarak CalcHEP'de sinyal ve fon olayları üretilmiştir. Pythia ile CalcHEP arayüzü yazılımı olan cpyth (Pukhov and Belyaev 2007) kullanılarak jetlerin hadronlaşması sağlanmıştır. Sonra PGS4 (Conway *et al.* 2006) programı kullanılarak genel bir LHC dedektörü parametreleri için dedektör simülasyonu yapılmıştır. Sonra sinyal ve fon analizi ExRootAnalysis programı kullanılarak yapılmıştır (http://madgraph.phys.ucl.ac.be/Downloads/ExRootAnalysis/RootTreeDescription.html,2006)

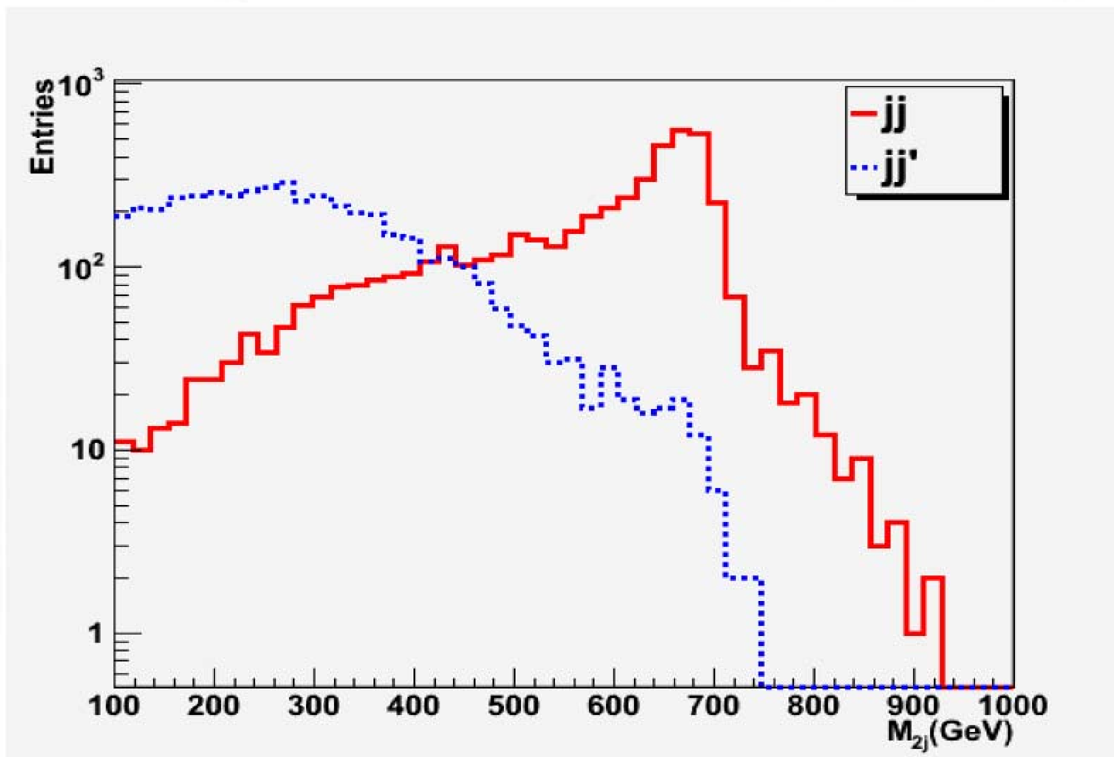
Bu analizin sonucunda m_{DQ}=700 GeV'lik skaler dikuark için aşağıdaki jet dağılımları elde edilmiştir. Bu dağılımlar SM ve sinyal için yılda 1000 olay üretilecek şekilde elde edilmiştir.

Sadece sinyal olayları üretilerek, dedektör etkilerinden sonra jetlerin dağılımları Şekil 6.10'da verilmiştir.



Şekil 6.10 uu tipli skaler dikuarkın, $\alpha_{DQ} = 0.1$ bağlaşım değeri ve m_{DQ}=700 GeV kütle değeri için jet dağılımları.

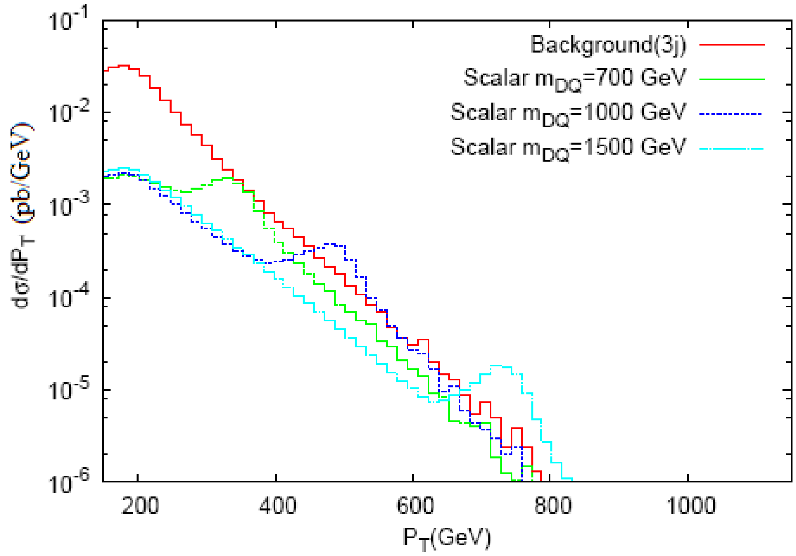
Yukarıdaki grafikten üç jetli durumların olay sayısının en fazla olduğunu görebiliriz. Ayrıca jet1'in ve jet2'nin skaler dikuarkdan gelen jetler olduğu görülmektedir. Burada Dikuark bozunumundan gelen jetleri ayırmak için hem yüksek p_T li olmaları hem de pseudo-rapidity değerleri $1<|\eta|<3$ aralığında olmaları istenebilir. Benzer hesaplarla jetlerin değişmez (invaryant) kütle grafikleri de elde edilmiştir.



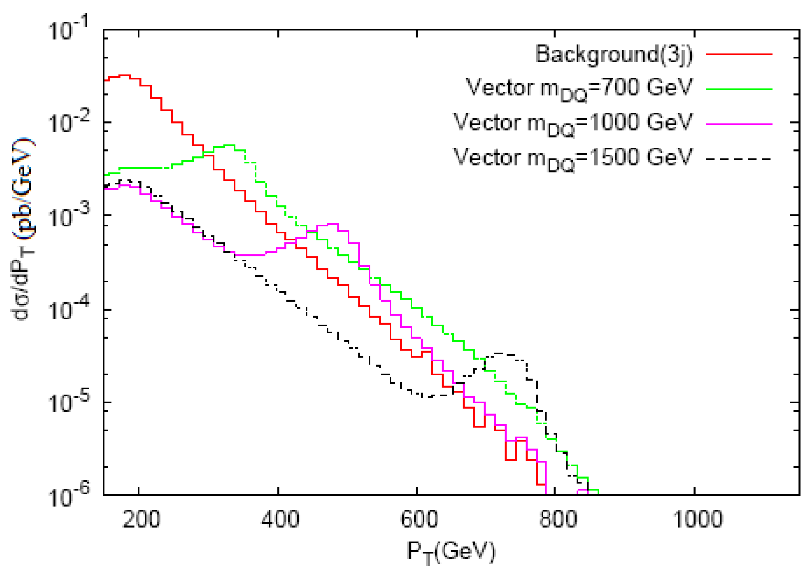
Şekil 6.11 $\sqrt{s} = 1.4$ TeV kütle merkezi enerjisinde ve $\alpha_{DQ} = 0.1$ bağlaşım sabiti değerinde skaler dikuarkların için iki jet değişmez (invaryant) kütle dağılımı grafiği.

6.2.2 $ILC \times LHC$ bazlı foton proton çarpıştırıcısında sinyal fon analizi

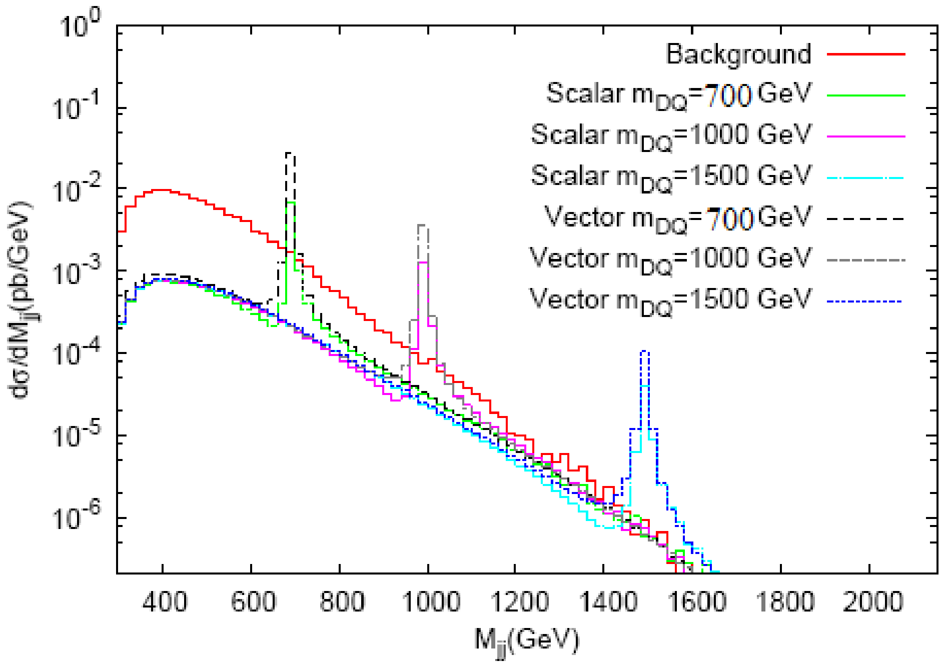
Bu opsiyon için enerji opsiyonları E_e=250 GeV ve E_p=7000 GeV olması düşünülmektedir. Dolayısıyla çarpıştırıcının kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 2.64$ TeV olacaktır. Şimdi bu opsiyon için enine momentum ve invaryant kütle dağılım grafiklerini verelim. Bugrafikler çizilirken jetlerin enine momentumlarına $P_T^j > 150$ GeV, psadörapidiylerine $-2 < \eta^j < 2$ ve jetlerin konik açılarına $\Delta R > 0.4$ sınırlandırmaları getirilmiştir.



Şekil 6.12 Kütle merkezi enerjisi 2.64 TeV olan foton-proton çarpıştırıcısında skaler dikuarkların 700, 1000, 1500 GeV kütle değerlerinde enine momentum dağılım grafiği.



Şekil 6.13 Kütle merkezi enerjisi 2.64 TeV olan foton-proton çarpıştırıcısında vektör dikuarkların 700, 1000, 1500 GeV kütle değerlerinde enine momentum dağılım grafiği.



Şekil 6.14 Kütle merkezi enerjisi 2.64 TeV olan foton-proton çarpıştırıcısında dikuarkların 700, 1000, 1500 GeV kütle değerlerinde invaryant kütle dağılım grafiği.

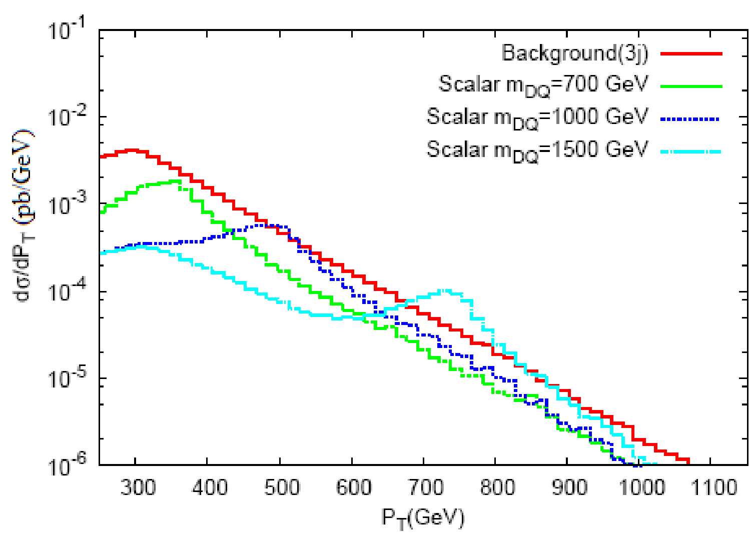
Skaler ve vektör dikuarklar γp çrpıştırıcısında üretildikten sonra üç jet son durumu meydana gelecektir. γ, P $\rightarrow$ J_1, J_2, J_3 burada P = u,U,d,D,s,S,c,C,b,B,G J_1=u,U,d,D,s,S,c,C,b,B olabilir. Burda G gluonu, diğerleri ise kuarkları ve anti kuarkları temsil etmektedir. Bu değerler hesaplanırken sinyal ve fon jetlerinin enine momentumlarına $P_T^j > 200$ GeV, psadö-rapiditylerine $-2 < \eta^j < 2$ ve jetlerin koni açılarına $\Delta R > 0.7$ sınırlandırması getirilmiş ve jetlerin enine momentumları için $\Delta M = \max(\Gamma_{DQ}, \delta M)$ ifadesi kullanılarak bir sınırlandırma getirilmiştir. Ayrıca $S/\sqrt{B} > 5$ koşulu uygulanarak aşağıdaki değerler elde edilmiştir.

2.64 TeV enerjili *ILC×LHC* foton proton çarpıştırıcısında olay sayısını enaz 10 olay ve olacak şekilde seçilirse;

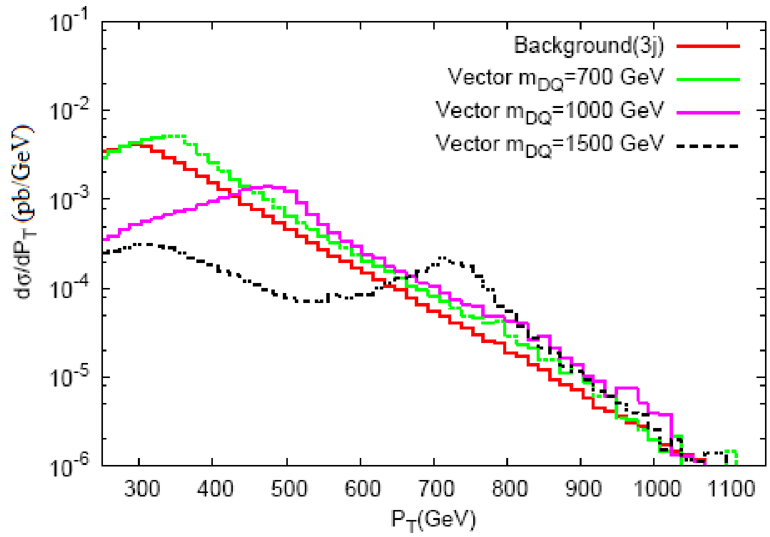
- dd tipli skaler dikuark 650 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.
- ud tipli skaler dikuark 960 GeV' e kadar gözlemlenebilecektir.
- uu tipli skaler dikuark 1300 GeV' e kadar gözlemlenebilecektir.
- dd tipli vektör dikuark 1000 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.
- ud tipli vektör dikuark 1200 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.
- uu tipli vektör dikuark 1500 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.

6.2.3 $CLIC \times LHC$ bazlı foton proton çarpıştırıcısında sinyal ve fon analizi

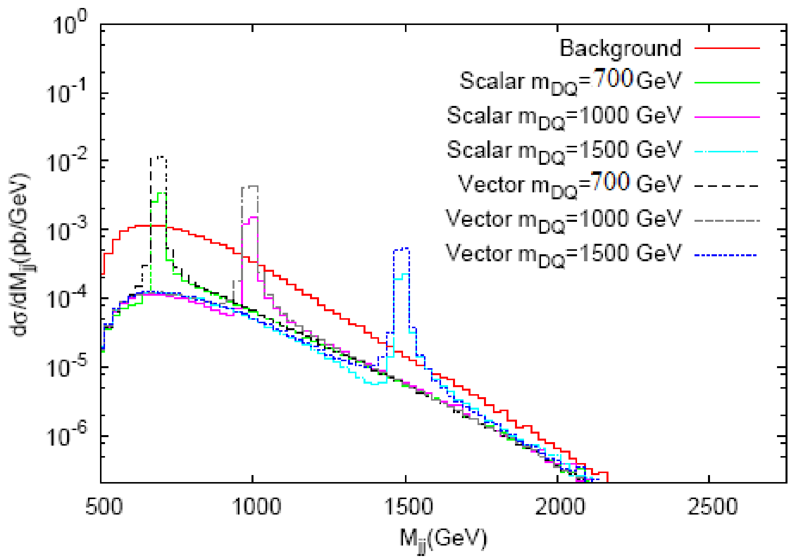
Bu çarpıştırıcının birinci enerji opsiyonunun E_e=500 GeV ve E_p=7000 GeV olması düşünülmektedir. Dolayısıyla çarpıştırıcının kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 3.74$ TeV olacaktır. Şimdi bu opsiyon için enine momentum ve invaryant kütle dağılım grafiklerini verelim. Bu grafikler çizilirken jetlerin enine momentumlarına $P_T^j > 250$ GeV, psadörapidiylerine $-1.6 < \eta^j < 1.6$ ve jetlerin konik açılarına $\Delta R > 0.7$ sınırlandırmaları getirilmiştir.



Şekil 6.15 Kütle merkezi enerjisi 3.74 TeV olan foton-proton çarpıştırıcısında skaler dikuarkların 700, 1000, 1500 GeV kütle değerlerinde enine momentum dağılım grafiği.



Şekil 6.16 Kütle merkezi enerjisi 3.74 TeV olan foton-proton çarpıştırıcısında skaler dikuarkların 700, 1000, 1500 GeV kütle değerlerinde enine momentum dağılım grafiği.



Şekil 6.17 Kütle merkezi enerjisi 3.74 TeV olan foton-proton çarpıştırıcısında skaler dikuarkların 700, 1000, 1500 GeV kütle değerlerinde invaryant kütle dağılım grafiği.

Skaler ve vektör dikuarklar γp çrpıştırıcısında üretildikten sonra üç jet son durumu meydana gelecektir. γ, P $\rightarrow$ J_1, J_2, J_3 burada P = u,U,d,D,s,S,c,C,b,B,G J_1=u,U,d,D,s,S,c,C,b,B olabilir.

3.74 TeV Kütle Merkezi Enerjili CLIC$\otimes$LHC çarpıştırıcısındaki duruma bakalım

- dd tipli skaler dikuark 700 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.
- ud tipli skaler dikuark 1100 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.
- uu tipli skaler dikuark 1600 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.
- dd tipli vektör dikuark 1100 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.
- ud tipli vektör dikuark 1300 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.
- uu tipli vektör dikuark 1800 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.

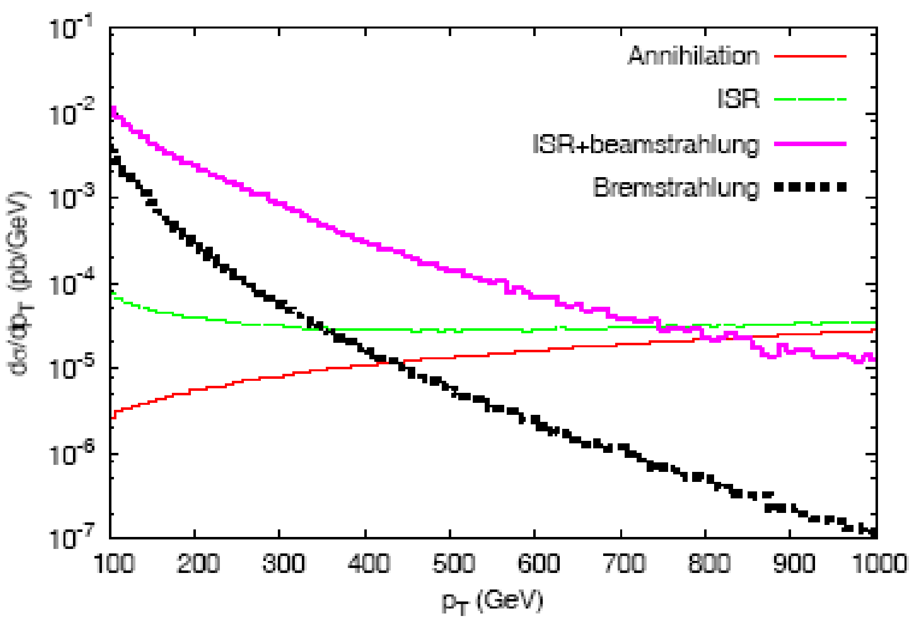
6.3 Elektron Pozitron Çarpıştırıcılarında Sinyal ve Fon analizleri

Elektron (e^-)-pozitron (e^+) çarpıştırıcılarında elektron ve pozitron demetleri ışıma yaptıkları için çarpıştırıcının kütle merkezi enerjisi beklenenden az olur. Dolayısıyla bu çarpıştırıcılarda üretilen parçacıkların tesir kesitleri ışımasız olarak hesaplanan tesir kesitlerinden bir miktar daha az olacaktır. Dolayısıyla hesaplamalar yapılırken bu ışımalar da hesaba katılmalıdır. Bu ışımalara elektron ve pozitron demetlerinde olduğu için Başlangıç Durum Işımaları (ISR) olarak adlandırılırlar. Şimdi bu ışımaları da hesaba katarak elektron (e^-)-pozitron (e^+) çarpıştırıcılarında dikuarklar için sinyal ve fon analizi yapalım. Burada elektron (e^-)-pozitron (e^+) çarpıştırıcılarıyla, $\sqrt{s} = 0.5\,\text{TeV}$ kütle merkezi enerjili ILC ve $\sqrt{s} =$ 1 ve 3 TeV kütle merkezi opsiyonlu CLIC kastedilmektedir. Gerçekçi bir sinyal ve fon analizi için çarpıştırıcılardaki dedektörlerin hadronik kalorimetrelerinin iki jet kütle çözünürlüğünün $\delta m_{jj} = 0.5\sqrt{m_{jj}} + 0.03 m_{jj}$ olduğu varsayılmıştır. Ayrıca Standart Model fonunu azaltmak için son durumdaki jetlerin invaryant kütlesinin $m_{jj} > 100\,\text{GeV}$ olacak şekilde invaryant kütle sınırlandırılması getirilmiştir. Ayrıca jetlerin enine momentumlarında da sınırlandırmalar getirilmiştir. Aşağıdaki çizelgede ISR ve beamstrahlung fon tesir kesitine olan etkisi gösterilmiştir.

Çizelge 6.2 Fon süreçleri olan $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow q\bar{q}$ süreçlerinin $P_T^j > 20$ GeV ($P_T^j > 100$ GeV) sınırlandırmaları getirilerek hesaplanan tesir kesitlerine ISR ve beamstrahlung olaylarının etkisi.

Çarpıştırıcı Parametreleri	ILC 500 GeV	CLIC 1 TeV	CLIC 3 TeV
ISR' siz	2.590 pb (2.290 pb)	0.638 pb (0.619 pb)	0.0705pb (0.0703pb)
Sadece ISR' li	10.469 pb (2.482 pb)	2.817 pb (0.742 pb)	0.363 pb (0.098 pb)
ISR + beamstrahlung	10.775 pb (2.539 pb)	5.253 pb (1.219 pb)	85.961 pb (1.475 pb)

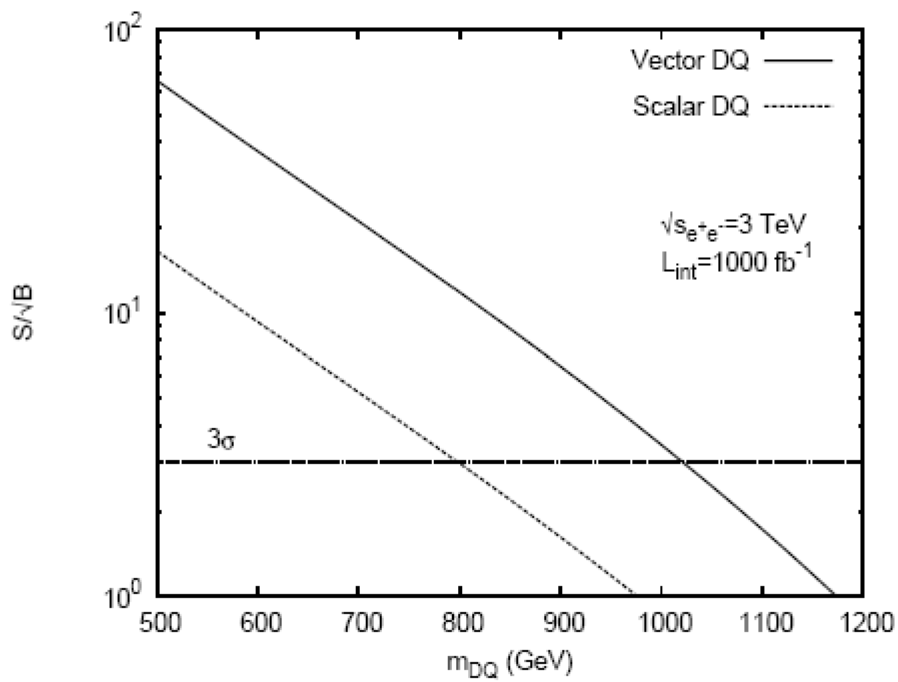
Şekil 6.18'de $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 3$ TeV kütle merkezi enerjisinde elektron pozitron yok olma süreçlerine ISR+beamstrahlung olaylarının katkısı gösterilmektedir.



Şekil 6.18 $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 3$ TeV kütle merkezi enerjisinde elektron pozitron yok olma süreçlerine ISR+beamstrahlung olaylarının katkısı.

Şekilden de görüldüğü gibi ISR + beamstrahlung etkisi en yüksek diferansiyel tesir kesitine sahiptir. Kütle arttıkça beamstrahlung ve ISR + beamstrahlung dağılımlarının diferansiyel tesir kesitleri azalmaktadır. Bu da bize yüksek enerjilerde breamstrahlung fotonunun önemini kaybettiğini söylemektedir.

Son durumda jetlerin enine momentumlarına $P_T^j > 100$ GeV'lik bir sınırlandırma getirilip, $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 3\,\text{TeV}$ kütle merkezi enerjisi ve $L_{\text{int}} = 1000\,fb^{-1}$ toplam ışınlık değeri için aşağıdaki grafik çizilmiştir.



Şekil 6.19 Skaler ve vektör dikuarklar için kütlelerine göre istatiksel önem grafiği.

$S/\sqrt{B} \geq 3$ olacak şekilde alınırsa, $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 3\,\text{TeV}$ kütle merkezi enerjisinde vektör dikuarklar 1 TeV'e kadar gözlemlenebilecektir. Skaler dikuarklar ise 800 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.

7. SONUÇ VE TARTIŞMA

7.1 Proton Proton Çarpıştırıcısı için Sonuçlar

Elde ettiğimiz verilere göre skaler ve vektör dikuarklar LHC'de rezonans üretimlerinde büyük tesir kesitlerine sahip olacaklardır. En büyük olay sayısına sahip dikuark türü uu tipli vektör dikuark olacaktır. Ayrıca dikuarklar için gözlemlenme olay sayısı minimum 25 olay olarak alınırsa ve $S/\sqrt{B} \geq 5$ olacak şekilde seçilirse |Q| = 2/3 elektriksel yüklü skaler dikuarklar 7.5 TeV'e kadar gözlemlenebilir. Benzer şekilde |Q| = 2/3 elektriksel yüklü vektör dikuarklar da 8.5 TeV'e kadar gözlemlenebilir. L = 10^5 pb^{-1} yıllık ışınlığına sahip LHC'de |Q| = 4/3 elektriksel yüklü skaler dikuark 9.5 TeV'e kadar gözlemlenebilir. |Q| = 4/3 elektriksel yüklü vektör dikuark da 10 TeV'e kadar gözlemlenebilir. Bu sonuçlardan da görüleceği gibi LHC skaler ve vektör dikuarkları çok geniş bir kütle spektrumunda gözlemleyecektir. Yani LHC dikuarklar için keşif makinası olacaktır. Dikuarkların olası sinyalleri LHC'nin ilk verileri ile analiz edilebilir. LHC'nin fizik programında da yüksek p_T 'li iki jet son durumu yüksek önceliklidir.

7.2 Foton Proton Çarpıştırıcıları için Sonuçlar

Foton-Proton çarpıştırıcıları ise daha çok skaler ve vektör dikuarkların özelliklerini belirlemede kullanılacaklardır. Yani dikuarkların elektriksel yüklerini belirlemede, skaler dikuark ile vektör dikuarkın bir birinden ayırt edilebilmesinde kullanılacaktır. LHC proton-proton çarpıştırıcısı olduğu için çok büyük fona sahip olacaktır. Bu yüzden hassas ölçümler için uygun bir çarpıştırıcı olmayacaktır. LHC'nin bu eksikliğinin foton-proton çarpıştırıcılarının devreye alınması ile giderileceği düşünülmektedir. Kısacası gelecekte kurulması düşünülen foton-proton çarpıştırıcıları LHC'yi tamamlayıcı makinalar olarak düşünülebilir.

LHeC'in $\sqrt{s}=1.4$ TeV kütle merkezi enerjisinde $S/\sqrt{B}\geq 5$ olacak şekilde seçilirse *DQ(uu)* tipli skaler dikuarklar 800 GeV'e kadar, *DQ(uu)* tipli vektör dikuarklar 1000 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.

2.64 TeV kütle merkezi enerjili ILC⊗LHC'nin γp opsiyonunda vektör dikuarklar 1.5 TeV'e kadar skaler dikuarklar 1.35 TeV'e kadar gözlemlenebilecektir. 3.74 TeV kütle merkezi enerjli CLIC⊗LHC'nin γp opsiyonunda vektör dikuarklar 1.9 TeV'e kadar skaler dikuarklar 1.6 TeV'e kadar gözlemlenebilecektir. 6.48 TeV kütle merkezi enerjili CLIC⊗LHC' nin γp opsiyonunda Vektör dikuarklar 2.1 TeV'e kadar skaler dikuarklar 1.8 TeV'e kadar gözlemlenebilecektir.

7.3 Elektron-Pozitron Çarpıştırıcıları için Sonuçlar

Elektron-pozitron çarpıştırıcıları proton-proton çarpıştırıcılarına ve foton-proton çarpıştırıcılarına göre daha az fona sahiptirler. Bu yüzden diğer çarpıştırıcılara göre daha hassas ölçümler yapan çarpıştırıcılardır. Gelecekte kurulması düşünülen doğrusal elektron pozitron çarpıştırıcıları da düşük fona sahip olacaktır. Bu yüzden LHC'de gözlemlenemeyen olaylar bu çarpıştırıcılarda gözlemlenebilecek yada LHC'ye göre daha hassas ölçümler yapılabilecektir. Dikuarklar gelecekte kurulması düşünülen ILC ve CLIC' de resolved foton yöntemi ile üretilecekleri için LHC'deki ve Compton geri saçılmasından elde edilen fotonları içeren foton-proton çarpıştırıcılarındaki tesir kesitlerine göre daha az üretim tesir kesitlerine sahip olacaklardır. Dolayısıyla dikuarklar bazı türlerini keşif etmede elektron-pozitron çarpıştırıcıları iyi bir çarpıştırıcı olmayacaktır. Ancak dikuarkların bazı özellikleri bu çarpıştırıcılarda da incelenebilecektir.

$S/\sqrt{B}\geq 3$ olacak şekilde alınırsa, $\sqrt{s_{e^+e^-}}=3\,\text{TeV}$ kütle merkezi enerjisinde vektör dikuarklar 1 TeV'e kadar gözlemlenebilecektir. Skaler dikuarklar ise 800 GeV'e kadar gözlemlenebilecektir.

KAYNAKLAR

Abbott, B and Farhi. 1981. Are the weak interactions strong?. Phys. Lett. B, 101, Issues 1-2, Pages 69-72.

Akama, K. and Hattori, T. 1999. Natural and realistic subquark model with solvable Dynamics. Phys.Rev.D 39.

Aaltonen, T. and CDF collaborations. 2008. Search for new particles decaying into dijets in proton-antiproton collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. arXiv:0812.4036.

Aksakal, H., Çiftçi, A.K., Nergiz, Z., Schulte, D., Zimmermann, F. 2007. Conversion efficiency and luminosity for gamma-prtoton colliders based on the LHC-CLIC or LHC-ILC OCD explorer scheme. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 576, 287-293.

Applequist, T. and Carazzone , J. 1975. Infrared singularities and massive fields, Phys. Rev.D 11, 2856-2861.

Arık, E., Çetin, S.A., Çakır, O. ve Sultansoy, S. 2002. A search for vector diquarks at the CERN LHC, JHEP 0209, 024.

Assmann, R. W. 2000. A 3 TeV Linear Collider based on CLIC Technology. The CLIC Study Team.

Atag, S., Cakir, O. and Sultansoy, S. 1998. Resonance production of diquarks at the CERN LHC. Phys. Rev. D 59, 015008.

Barbieri, R., Mohapatra, R.N., Masiero, A. 1981. Compositeness and a left-right symmetric electroweak model without broken gauge interactions. Phys.Lett. B105. 369-374.

Battaglia, M., De Roeck, A., Ellis, J., Schulte, D. 2004. Physics at the CLIC multi-TeV linear collider. Report of the CLIC Physics WorkingGroup.

Bhattacharyya, G., Choudry, D., ve Sridhar,K.,1995. New LEP bounds on B-violating supersymmetry or diquarks, Phys. Lett. B 355, 193.

Boos, E. et al. 2004. (COMPHEP Collaboration), Nucl. Instrum. And Meth. Phys. Res. Sect. A 534, 250 ; hep-ph/9908288.

Bröker, H.B., Merritt, E.A. 2004. GnuPlot an interactive plotting program. Web Sitesi. http://www.gnuplot.info/. Erişim Tarihi: 09.06.2009.

Buchmüller, W. and Wyler, D. 1986. Effective lagrangian analysis of new interactions and flavour conservation. Nucl. Phys. B, 268; 621-653.

Çakır, O., Ateşer, E., Koru, H. 2003. Scalar leptoquark production at TESLA and CLIC based eγ colliders, Eur. Phys. J.C. 28, 381-388.

Çakır, O. 2004. Drawing particle symbols and Feynman diagrams with office, e-Print Physics /0411006.

Çakır, O. and Şahin, M. 2005. Resonant production of diquarks at high energy pp, ep, e^+e^- colliders, Physical Review D 72, 115011.

Caso, C, and Particle Data Grup. 1998. Review of Particle Physics. Eur. Phys. J. C3, 1-794.

Conway, J., Culbertson, R., Demina, R., Kilminster, B., Kruse, M., Mrenna, S., Nielsen, J., Roco, M., Pierce, A., Thaler, J., Wizansky, T. 2006. Pretty Good Simulation of high energy collisions (PGS). Web Sitesi. http://www.physics.ucdavis.edu/~conway/research/software/pgs/pgs4-general.htm. Erişim Tarihi: 09.06.2009.

Cottingham, W.N., and Greenwood, D.A. 2001. An Introduction to Nuclear Physics. 2nd Edition, Cambridge University Press.

D'Souza, I.A.D and Kalman, C.S. 1992. Preons Models of Leptons, Quarks and Gauge Bosons as Composite Objects. World Scientific, Singapore,NewJersey,London,Hong Kong.

Drees, M and Tata, X. 1987. Simple discrete symmetries in phenomenologically viable E_6 superstring models. Phys. Rev. Lett. 59, 528 – 531.

Elbaz, E. 1986. Quark and lepton generation in the geometrical rishon model. Phys. Rev. D34, 1612 - 1618.

Englert, F., Brout, R. 1964. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. Phys. Rev. Lett. 13. 321-322.

Fajfer and Tadic. 1988. Simple supersymetric strongly coupled preon model, Phys.Rev.D 38, 962-969.

Fritzch, H., and Mandelbaum, G. 1981. Weak interactions as manifestations of the substructure of leptons and quarks. Physics Letters B Volume 102, Issue 5, Pages 319-322.

Greenberg, O.W. and Sucher, J.1981. A Quantum Structure Dynamic Model of Quarks, Leptons, Weak Vector Bosons, and Higgs Mesons. Phys.Lett.B99,339.

Gross, D., and Wilczek, F. 1973. Asymptotically Free Gauge Theories. Phys.Rev.D8. 3633-3652.

Harari, H.1979. A Schematic Model of Quarks and Leptons. Phys.Lett.B86,83.

Harari and Seiberg 1982, The rishon model, Nuclear Physics B, Volume 204, Issue Pages 141-167.

Herrero, M. 1998. The Standard Model. arXiv:hep-ph/9812242v1.

Hewett, J.L. and Rizzo, T.G. 1989. Low-energy phenomenology of superstring-inspired E_6 Models. Physics Reports 183. 193-381.

Higgs, P.W.1964. Broken symmetries, massless particlees and gauge fields. Physics Letters Volume 12, Issue 2, Pages 132-133.

H0-Kim, Q. and Pham, X.-Y. 1998. Elementary particles and their interactions. ISN 3-540-63667-6 Springer-Verlag Berlin Heidelerg New York. 661, New York, USA.

Matsushima, T. 1992. A Model of gauge fields as cartan connection and related matter fields. Il Nuovo Cimento Vol. 106A, N.2, 139-162.

Pati, J.C., and Salam, A. 1974. Lepton number as the fourth "color". Phys. Rev. D 10, 275 - 289.

Peskin, M.E., and Schroeder, D.V. 1995. An Introduction to Quantum Field Theory. The Advanced Book Program, Perseus Books, 842 p.,Massachusetts.

Phinney, N., Nobukazu, T., Walker, N.2007. Accelerator. International linear collider reference design report.

Politzer, D. 1973. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions, Phys.Rev.Lett.30, 1346.

Preskill, J., and Weinberg, S. 1981. "Decoupling" constraints on massless composite particles. Phys. Rev. D 24, 1059 - 1062.

Pukhov, A., Boos, E., Dubinin, M., Edneral, V., Ilyin, V., Kovalenko, D., Kryukov, A., Savrin, V., Shichanin, S., Semenov, A. 1999. CompHEP - a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 33. Preprint INP MSU 98-41/542,arXiv:hep-ph/9908288.

Pukhov, A. 2004. CalcHEP 3.2: MSSM, structure functions, event generation, batchs, and generation of matrix elements for other packages. e-Print Archive: hep-ph/0412191.

Pukhov, A., Belyaev, A. 2007. New facilities in CalcHEP 2.5. Web Sitesi. http://www.hep.phys.soton.ac.uk/%7Ebelyaev/proj/intro_to_hep_tools/ /talks/mc4bsm_calchep.pdf. ErişimTarihi: 10.06.2009.

Rizzo, T. G. Z. 1989. Diquark production in ep collisions, Phys. C-Particles and Fields 43, 223-227.

Ross, M., Walker, N. and Yamamoto, A. 2009. ILC Global Design Effort. Prepared by the Technical Design Phase Projecet. Release 3.

ROOT tree structure. 2006. Web sitesi. http://madgraph.phys.ucl.ac.be/Downloads/ ExRootAnalysis/RootTreeDescription.html. Erişim Tarihi: 10.06.2009.

Sultansoy, S. 2004. Linac-Ring type colliders: second way to TeV scale. Eur. Phys. J. C 33, s1064-s1066.

Shupe,M. A. 1979. A Composite Model of Leptons and Quarks. Phys.Lett.B86, 87-92.

Terazawa, H., Akama, K., Chikashige, Y. 1977. Unified Model of the Nambu-Jona-Lasinio Type for All Elementary Particle Forces. Phys.Rev.D15,480-487.

Terazawa, H. 1992. How to solve the mass spectrum of quarks and leptons. Mod. Phys. Lett. A7.1879-1886.

t'Hooft, G. 1980. Naturalness, chiral symmetry, and spontaneous chiral symmetry breaking. NATO Adv.Study Inst.Ser.B Phys.59:135.

Wudka, J.1986. Composite Leptoquarks,Phys. Lett. Volume 167B, number 3, pages 337-342.

Zimmermann, F., Bordry, F., Braun, H., Brüning, O.S., Burkhardt, H., de Roeck, A., Garoby, R., Linnecar, T., Mess, K.H., Osborne, J., Rinolfi, L., Schulte, D., Tomas, R., Tuckmantel, J., Eide, A., Willeke, F.J., Chattopadhyay, S., Cockcroft, I., Holzer, B.J., Dainton, J., Klein, M., Vivoli, A., Sultansoy, S., Çiftçi, A.K., Aksakal, H. 2008. Linac-LHC ep collider options. Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Mehmet ŞAHİN

Doğum Yeri : Ankara

Doğum Tarihi : 23.03.1978

Medeni Hali: Bekar

Yabancı Dili: İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise	: T. Çayır Lisesi
Lisans	: Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü
Yüksek Lisans	: Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik A.B.D.

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl

Ankara Üniversitesi Proje Destek Uzmanı 2006-

Yayınları (SCI ve diğer)

Çakır, O. and Şahin, M. 2005. Resonant production of diquarks at high energy pp, ep, e^+e^- colliders, Physical Review D 72, 115011.

Şahin, M. and Çakır, O. 2009. Search for scalar and vector diquarks at the LHC. Balkan Physics Letters, BPL, 16 (1), pp. 120-125, 161020.