

T.C
KAFKAS ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

ALPGEN SİMULASYONU İLE TOP KUARKIN ÜRETİLMESİ

Gökhan TAŞTAN
YÜKSEK LİSANS TEZİ

DANIŞMAN
Doç. Dr. Mithat KAYA

MAYIS-2009

KARS

T.C Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans öğrencisi Gökhan TAŞTAN'ın Doç. Dr. Mithat KAYA'nın danışmanlığında yüksek lisans tezi olarak hazırladığı “ ALPGEN Simulasyonu İle Top Kuarkın Üretilmesi ” adlı bu çalışma, yapılan tez savunması sınavı sonunda jüri tarafından Lisansüstü Eğitim Yönetmeliği uyarınca değerlendirilerek oy ile kabul edilmiştir.

.../.../2009

	<u>Adı-Soyadı</u>	<u>İmza</u>
Başkan	: Doç.Dr. Mithat KAYA
Üye	: Prof.Dr. İsmail ÇAKMAK
Üye	: Güventürk Uğurlu

Bu tezin kabulü, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunun/...../..... gün ve/.....sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. Abdullah DOĞAN

Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ

Bu yüksek lisans tezi, Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Enerji Ve Plazma Fiziği Bilim Dalı yüksek lisans programında hazırlanmıştır.

Bu çalışmada ALPGEN üretici ile Top kuarkın üretilmesi ele alınmıştır. Bu tezde top kuarkın özellikleri, Standart Model için top kuarkın bulunmasının önemi, top kuarkın diğer kuarklardan farklı kılan özelliklerinden bahsettik ve bu çalışmada son olarak ALPGEN üreticini kullanarak farklı çalışma seçenekleri ile top kuark olaylarını ürettik.

Tez çalışmamda en büyük emeği geçen, yoğun çalışmalarından bana zaman ayırarak derin bilgilerinden faydalanma fırsatı veren, öğrencisi olmaktan her zaman gurur duyduğum, değerli bilim adamı, Sayın Doç. Dr. Mithat KAYA'ya en içten teşekkürlerimi sunarım.

Kars- 2009

Gökhan TAŞTAN

İÇİNDEKİLER

ÖZET	vi
ABSTRACT	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ	1
2. STANDART MODEL	3
3. TOP KUARK FİZİĞİ	8
3.1 Top Kuarkın Temel Özellikleri	8
3.2 Top Kuarkın Zayıf Etkileşimleri	11
3.3 Top Kuarkların Tek ve Çift Üretimi	14
3.4 W -gluon Füzyonu: Kütle Tekilliği ve Parton Modeli	19
3.5 Top Kuarkın TEVATRON Üretilmesi	20
3.6 Tesir Kesitinde $t\bar{t}$ Üretilmesi	22
3.7 Top Kuarkın Kütesinin Belirlemesi	23
4. TOP KUARKIN SİMULASYON ÇALIŞMASI	28
4.1 ALPGEN Üreteci	28
4.2 Program Genel Yapısı	30
4.3 Parton Düzlüğünde Üretim Ve Tesir Kesit Değerlendirmesi	31
4.4 Alt Süreçlerin Seçimi	31
4.5 Faz Uzayı Modeli (Phase-space sampling)	32
4.6 Matrix Ögesi İle Hesaplama (LO)	33

4.7 PDF Tayin etmek ve α_s	33
4.8 Elektrozayıf Bağlaşım	34
4.9 Ağırılıksız Duş Evresi	36
4.10 Beklenen Zor Süreçler	37
4.10.1 $WQ\bar{Q}$ +jets	37
5. ALPGENİN İÇ YAPISI	38
5.1 Kod Paketinin İç Yapısı	38
5.2 Kodlama Çalışması	40
5.2.1 İmode=0	41
5.2.2 İmode=1	42
5.2.3 İmode=2	43
5.3 Kütlesiz Olaylarda HERWIG veya PYTHIA İle Çalışmak	44
5.4 Çalışma Biçimi	44
5.4.1 Giriş Yapısı	44
6. ANALİZLER	46
6.1 İmode=1 İçin Yapılan Analiz (100K olay)	54
6.2 İmode=0 İçin Yapılan Analiz (100K olay)	56
6.3 İmode=1 İçin Yapılan Analiz (1000K olay)	58
6.4 İmode=0 İçin Yapılan Analiz (1000K olay)	60
6.5 Analiz Sonuçları	63
7. SONUÇ	69
KAYNAKLAR	70
ÖZGEÇMİŞ	74

ÖZET

Bu çalışmada ALPGEN üretici ile top kuarkın üretilmesi ele alındı. Ayrıca bu çalışmada Standart Model, top kuark özellikleri ve ALPGEN üreticinin genel yapısı ele alındı. Yüksek enerjili parçacıkları tanımlayan Standart Model, top kuarkın bazı özelliklerini tanımlarken top kuarkın kütlesi hakkında bir öngöründe bulunmamaktadır. Top kuarkın kütlesi diğer kuarkların kütlesinin yaklaşık 30 katı büyüklüğünde olmasından dolayı Standart Model ötesi fiziğinin bulgularını içerdiği düşünülmektedir.

Bu çalışmada son olarak ALPGEN üretici ile dört tane analiz yaptık. Bu analizlerde, olay sayısı ve çalışma biçime göre alt süreçler ve tesir kesitinde geçen parçacık sayısındaki değişimleri inceledik.

Anahtar kelimeler: Standart Model, Pozitron-Proton çarpışması, Top kuark, ALPGEN üretici

ABSTRACT

In this thesis, top quark production was studied by using ALPGEN generator. Standard model, properties of Top Quark and general phase of Alpgen generator was also discussed. Standard model usually defines the high energetic particles and also some properties of top quark; on the other hand it does not have so many predictions about mass of top quark. Since the mass of the top quark is enormously big (more than 30 times of total mass of other quarks) It should be evaluated beyond the Standard model.

In this study we have done four different analysis using ALPGEN generator. In this analysis we mainly looked at the cross-section of the sub processes using different number of events.

Key words: Standard Model, the Positron-Proton collisions, Top quark, ALPGEN generator

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

1. SİMGELER

e^-	Elektron
e^+	Pozitron
μ^-	Müon
τ^-	Tau
ν_e	Elektron Nötrinosu
ν_μ	Müon Nötrinosu
ν_τ	Tau Nötrinosu
u	Yukarı Kuark
d	Aşağı Kuark
s	Garip Kuark
c	Tılsımlı Kuark
b	Alt Kuark
t	Top(üst) Kuark
γ	Foton
W	W Bozonu
Z	Z Bozonu
A_μ	Foton Alanı
W_μ^\pm	W_μ^\pm Alan
Z_μ	Z Alanı
H	Higgs Alanı
g	$SU_L(2)$ Etkileşme Sabiti
g'	U_Y Etkileşme Sabiti
Y	Zayıf Hiperyük
I^w	Zayıf İzospin
θ_w	Wienberg Açısı

m_e	Elektronun Kütlesi
m_H	Higgs Bozonun Kütlesi
m_W	W Bozonun Kütlesi
m_Z	Z Bozonun Kütlesi

2. KISALTMALAR

SM	Standart Model
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
SPS	Süper Proton Çarpıştırıcısı
CKM	Cabiblo-Kobayashi-Maskawa Matrisi
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
SLAC	Stanford Proton Hızlandırıcısı
LEP	Büyük Elektron Pozitron Hızlandırıcısı
DESY	Ulusal Yüksek Enerji Fiziği Araştırma Enstitüsü
QCD	Kuantum Renk dinamiği

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa No
Şekil 2.1 W ve Z bozonlarının kütlelerine katkıda bulunan t kuark ilmekleri	5
Şekil 3.2.1 t -kuark yüklü-akım zayıf etkileşimi	12
Şekil 3.2.2 W^* üretimi için ana katkı Feynman Diyagramı	13
Şekil 3.2.3 $W - g$ füzyonu için Feynman Diyagramı	13
Şekil 3.2.4 Wt üretimi için ana katkı Feynman Diyagramları	13
Şekil 3.3.1 Hadron çarpıştırıcılarında top kuarkın güçlü etkileşmeler aracılığıyla üretimi	14
Şekil 3.3.2 Kuark antikuark yok olması ile top kuark üretimi	17
Şekil 3.3.3 Hadron çarpıştırıcılarında top kuarkın tek üretimi için Feynman diyagramları	18
Şekil 3.4.1 W -gluon füzyonunda t -kuark tek üretimi	19

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa No

Çizelge 3.1.1 Top Kuarkın İncelenen Özellikleri.....	11
Çizelge 3.7.1 CDF ve Dzero deneylerinde bulunan t kuarkın kütle dağılımı.....	26

1. GİRİŞ

Standart Model günümüzde parçacık fiziğinin temel teorisini oluşturmaktadır. Standart modelin öngörülerinin birçoğu deneylerle kanıtlanmış ve modelin doğruluğuna olan inancı artırmıştır. Parçacık fiziği laboratuvarlarından elde edilen bilgileri açıklamaktaki büyük başarısına rağmen Standart Modeli parçacık fiziğinin nihai teorisi olarak görmek doğru olmayacaktır. Çünkü teoride cevabı olmayan sorular bulunmaktadır. Bunlardan bazıları:

- modelin içerdiği bazı parametrelerin değerlerinin model tarafından öngörülememesi,
- fermiyonlara ve bozonlara kütle kazandıran kendiliğinden simetri kırılması mekanizmasının kökeni konusunda sessiz kalması,
- teorinin kütle çekim kuvvetini de içerecek şekilde genişletmenin güçlüğü sayılabilir.

Ayrıca gelişen teknolojiler sayesinde parçacık çarpıştırıcılarının artan enerji skalalarına bağlı olarak standart modelin yerini yeni bir teoriye bırakması beklenebilir. Hem Standart Modelin test edilmesi hem de Standart Model ötesindeki fiziğin araştırılması çerçevesinde modelin en büyük kütleli parçacığı olan top kuark oldukça önemli bir yer teşkil etmektedir. Çünkü top kuarkın üretildiği süreçlerde, kütesinin büyük olmasından dolayı yüksek enerjilere çıkılması gerekmektedir. Bu bağlamda standart modelin öngörülerinden farklı sonuçlar elde edileceği düşünülebilir ve Standart Model ötesindeki yeni fizik hakkında ipuçları verebilir. Tüm fermiyonlar içerisinde top kuark Higgs bozonuyla oldukça büyük bir bağlaşımla etkileşmektedir. Bu nedenle top kuarkın üretildiği süreçlerde, Higgs bozonu ile ilgili yeni bilgiler elde etmek mümkün olabilir. Ayrıca bu tür süreçler elektrozayıf simetri kırılması mekanizmasının açıklanmasına da imkan verir. Top kuark büyük kütesi ($\sim 175 \text{ GeV}/c^2$) sebebiyle çok kısa bir sürede ve zayıf etkileşme ile bozunmaktadır. Bozunma süresi ise QCD'nin karakteristik hadronizasyon süresinden oldukça kısadır. Bu nedenle kuvvetli etkileşmeler onun spin bilgisini bozmadan, top kuark bir W bozon ve b kuarka bozunur. Top kuarkı çeşitli çarpıştırıcılarda tek veya çift olarak üretmek mümkündür. Çift olarak üretildiği süreçlerde baskın olarak güçlü etkileşmeler aracılığıyla, tek üretim süreçlerinde ise elektrozayıf etkileşmeler sonucunda üretilmektedir.

Top kuarkın tek üretimi süreçlerinin önemli bir özelliği CKM matrisinin V_{tb} elemanının bu süreçlerden doğrudan ölçülebilir olmasıdır. Tek üretim süreçleri aynı zamanda top kuarkın anormal W_{tb} bağlaşımlarını araştırmak için de kullanılabilir. Bu süreçler W bozon, t kuark, b kuarktan oluşan bir köşeyi içermektedirler ve bu köşeye standart model ötesinden gelebilecek katkıları etkin lagranjiyen yöntemiyle incelemek mümkündür [1].

Bugüne dek t üzerine yapılmış çalışmaların henüz deneysel olarak test edilmeleri mümkün olmamıştır. t -kuark fiziğinin en önemli testi $\sqrt{s} = 14$ TeV enerjili bir çarpıştırıcı olan CERN Large Hadron Collider (LHC) deneyleri olacaktır. Elimizdeki çalışma, Standart modelin (SM) ciddi bir sınav vereceği bu laboratuarda gerçekleşmesi öngörülen olaylardan t üretimi ve bozunumundaki korelasyonlar olgusunun, SM bağlamında araştırılması amacını taşımaktadır [2].

2. STANDART MODEL

Parçacık Fiziği Standart Modeli, ilkece, günümüz yüksek enerji deneylerinde gözlenen tüm olguların, özelde, güçlü ve elektrozayıf etkileşimlerin, bütünlüklü bir betimlemesini sunar. Modelin özünde yatan, bozonik vektör parçacıkları ile etkileşen fermionik madde parçacıklarının betimlendiği bir Yang-Mills kuantum alanlar kuramıdır. Etkileşimler, kuramın $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ grubu altında yerel ayar değişmez kalması koşulu sonucu belirlenir. Kütle kazanımı ise kendiliğinden simetri kırılması sonucu gerçekleşir ve henüz gözlenmemiş Higgs bozonlarının varlığını gerektirir. SM kütle-çekim kuvvetini betimlemez. Her ne kadar bu kuramsal bir eksiklikse de, parçacık fiziği açısından bakıldığında kütle-çekimin etkisi ihmal edilebilir düzeyde olduğundan fenomenolojik açıdan bir sorun oluşturmaz [2].

Standart Model güçlü ve elektrozayıf kuvvetleri bir araya getirmeyi başarmıştır. Standart modelin açıkladığı birçok veri deneysel olarak doğrulanmıştır. W^\pm ve Z^0 bozonları, gluon, top kuark ve tılsımlı kuark gibi parçacıklar standart modeli temel alınarak bulunmuştur. Modelde önemli bir yere sahip olan bu bozonların kütleleri Standart Model tarafından öngörülmektedir. Ancak bu kütleler sayısal değerler olarak verilmemektedir. Çünkü o dönemde bu değerleri ön görecektir deneyler yapılamamaktaydı. Yetmişli yıllarda CERN’de SPS (Super Proton Synchrotron) isimli proton-antiproton çarpıştırıcısı kurulmaya başlandı ve 1983 yılında bu çarpıştırıcıda, Carlo Rubbia ve Simon Van der Meer’in geliştirdiği teknikler kullanılarak $\sqrt{s} = 540$ GeV kütle merkezi enerjisinde yapılan iki deneyde, elektrozayıf kuramın varlıklarını gerektirdiği W^+ , W^- , Z^0 bozonları gözlemlendi. Bu deneylerde bozonların kütleleri,

$$m_W = 81 \pm 5 \text{ GeV}/c^2 \quad m_Z = 95 \pm 3 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.1)$$

olarak ölçüldü. Standart Modelin öngördüğü kütle değerleri ise,

$$m_W = 82 \pm 5 \text{ GeV}/c^2 \quad m_Z = 92 \pm 2 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.2)$$

dir ve bu kütleler ölçülen değerleri ile oldukça yakındır. Bu buluş Standart Modelin doğrulanması açısından büyük bir önem taşımaktadır. Bu nedenle 1984 yılında bu alandaki çalışma Nobel ödülü kazanmıştır. Daha sonraki yıllarda yapılan deneylerde bu bozonların kütleleri hassas bir şekilde ölçülmüştür. Günümüzdeki değerleri,

$$m_w = 80 \pm 0.038 \text{ GeV}/c^2 \quad m_z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.3)$$

dir. 1989 yılında SLAC ve CERN'deki LEP çarpıştırıcılarında yapılan deneylerle, Z bozonun ömrü ölçüldü. Bu deneylerde elde edilen sonuçlar, doğada yalnız üç çeşit, çok hafif veya kütsüz nötrinonun var olması gereğiyle de uyumluydu. Leon Lederman ve arkadaşlarının çalışmaları ile 1973 yılında beşinci kuark olarak, b kuark keşfedildi. b kuarkın birde zayıf izospin eşinin olması beklendiğinden, bu altıncı kuarkın aranması çalışmalarına başlandı. Ancak bulunması için aradan yirmi yıla yakın bir sürenin geçmesi gerekti. O sıralarda Hamburg'daki DESY laboratuvarının bir çarpıştırıcısı olan PETRA'da bir kuark veya antisini tarafından gluon yayınlandığına dair güçlü izlere rastlandığı bildirildi. Standart Modelin teorik olarak sağladığı altyapı yardımı ile top kuark keşfedilmeden önce kütlesi tahmin edilebilmekteydi. Çeşitli merkezlerde gerçekleştirilen deneyler ile t kuarkın kütlesi için $m_t \geq 89 \text{ GeV}/c^2$ alt sınırı öngörülmekteydi. Top kuark vakum polarizasyonu ve öz enerji diyagramları ile W ve Z bozonların kütlelerine katkıda bulunmaktadır. Bu diyagramların katkılarının büyüklüğü, ilmeklerde bulunan sanal parçacıkların kütleleri ile ilişkilidir. Top kuark, W bozonun vakum polarizasyonu diyagramındaki ilmekte bir kez yer alırken, Z bozonunkinde iki kez bulunmaktadır. Bu sebeple m_t 'nin, W ve Z bozonların

kütlelerine olan katkısı farklıdır ve $\frac{m_w}{m_z}$ oranı m_t 'ye bağlıdır (Şekil 2.1). Bu bozonların

kütlelerinin oranı deneylerle, $\frac{m_w}{m_z} = 0,8801 \pm 0,0037$ değerini vermiştir. Bu sonuçlar

yardımla m_t için, $m_t \leq 200 \text{ GeV}/c^2$ üst sınırı konulmuştur.



Şekil 2.1 W ve Z bozonlarının kütlelerine katkıda bulunan t kuark ilmekleri

1995 yılının Mart ayında, Fermilab’da (FNAL) proton-antiproton çarpıştırıcısında yapılan CDF ve Dzero deneyleri, on sekiz yıldır çeşitli hızlandırıcılarda yapılan deneylerde rastlanamamış olan top kuarkın varlığını kanıtladı. Bulunmasının neden bu kadar zor olduğu da böylece ortaya çıkmış oldu. Çünkü top kuark, altı kuarkın otuz katından fazla bir kütleyle sahiptir. Üretilmesi için daha büyük enerjili bir çarpıştırıcının yapılması gerekiyordu. Bu çarpıştırıcıda protonlar TeV düzeyindeki enerjilere kadar hızlandırılabilirdiği için makineye Tevatron adı verilmiştir. Kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 1,8$ TeV’dir. Top kuark Standart Modeli oluşturan parçacıklar içerisinde en büyük kütleli parçacık olarak ortaya çıkmıştır. CDF ve Dzero grupları t kuarkın kütlesi için şu değerleri ölçmüştür,

$$m_t = 176,0 \pm 6,5 \text{ GeV}/c^2 \text{ (CDF)}, \quad m_t = 172,1 \pm 7,1 \text{ GeV}/c^2 \text{ (Dzero)} \quad (2.4)$$

Top kuarkın bulunuşu Standart Modelin doğrulanması yolunda atılan çok önemli bir adımdır. Ancak, parçacığın kütlesinin bu kadar büyük oluşunun nedenleri tartışmalara ve yeni kuramsal modellerin kurulmasına yolunu açtı. Standart Modelin parçacıkların kütle problemine getirdiği çözüm Higgs mekanizması olarak anılır. Öyle ki bütün uzay bir ‘Higgs alanı’ ile kaplıdır ve parçacıklar bu alanla etkileşerek kütle kazanırlar. Parçacığın kütlesinin büyüklüğü bu alanla etkileşmesinin şiddetine bağlıdır. Higgs alanının etkisini Higgs bozonu olarak adlandırılan parçacık taşımaktadır. Higgs bozonu Standart Modelin öngördüğü ve henüz gözlenmemiş olan tek parçacıktır. CERN’de çalışmaya başlaması planlanan LHC’de bu bozonların gözlenmesi beklenmektedir. Higgs bozonunun gözlenmesi Standart Modelin doğrulanmasında çok büyük bir adım olacaktır, kütlesinin ve çeşitli özelliklerinin bilinmesi modeldeki bazı boşlukların doldurulmasını sağlayacaktır.

Higgs bozonunun kütlesi Standart Model tarafından öngörülmemektedir. Ancak parçacık fiziği laboratuvarlarından elde edilen bilgilere dayanılarak kütlesinin alt limitinin $m_H \geq 114,4 \text{ GeV}/c^2$, üst limitinin ise $m_H < 219 \text{ GeV}/c^2$ olduğu tahmin edilmektedir. Standart Model, maddenin yapısı ile ilgili sorunların pek çoğunu dört kuvvetin etkisi altındaki altı çeşit kuark ve leptonla oldukça inandırıcı bir biçimde yanıtlayabiliyor. Ancak Standart Modelin yanıtlayamadığı sorular da var. Standart Modelde karşılaşılan problemlerin büyük bir kısmı Higgs sektöründen gelmektedir. Buna göre elektrozayıf teorinin son nokta olmadığı yönünde haklı sebepler mevcuttur. İlk olarak, Standart Model Higgs bozonlarının kökeni hakkında oldukça sessiz kalmaktadır. Bunun sebebi ise modelde $SU_L(2) \times U_Y(1)$ elektrozayıf simetrisinin kendiliğinden bozulmasının, tam olarak bu simetriyi uygun şekilde kırarak biçimde seçilmiş olan $V(\Phi, \Phi^+)$ skaler potansiyelinin araç olarak kullanılması ile gerçekleştirilmesidir. Simetrinin kendiliğinden bozulması için potansiyeldeki μ^2 terimi kütle teriminden bir eksi çarpanı kadar farklıdır. Bu durum şu soruyu akla getirir; μ^2 'yi negatif yapan nedir? Standart Model bu soruyu, simetrinin kendiliğinden kırılabilmesi için bu şekilde seçilmelidir şeklinde yanıtlamaktadır. Ancak eğer bu soruya verilebilecek bir cevap varsa, Standart Model ötesinde bir teoride aranmalıdır. Standart Modelin bu tür eksiklikleri fizikçileri yeni teoriler ileri sürmeye sevk etmektedir. Standart Modelin yanıtlayamadığı diğer sorulardan bazıları şöyle sıralanabilir:

- Kuark ve leptonlar gerçekten temel parçacık mı, yoksa daha temel başka parçacıklardan mı oluşuyorlar?
- Parçacık kütleleri neden öngörülemiyor ve kütle çekimi bu modele en uyumlu şekilde nasıl girmeli?
- Maddeyle karşıt madde arasında bir simetri varsa eğer, evrene baktığımızda neden hep madde görüyoruz, hiç anti madde görmüyoruz?
- Karanlık maddenin yapısı nedir ve neden gözlenemiyor?
- Dört ayrı etkileşim, tek bir etkileşim çatısı altında toplanamaz mı?

Yüksek enerjili parçacıklar üzerinde çalışan bilim adamlarının amaçlarından biride dört temel kuvveti birleştirmektir. Çünkü yukarıdaki sorunların çoğunun yanıtları bu birleştirme sırasında verilebileceği düşünülüyor. Dolayısıyla bu yöndeki çalışmalar

yoğun bir şekilde sürdürülmektedir. Lepton ve kuarkları aynı çerçeveye yerleştiren bu birleştirme kuramları, Standart Modelin lepton ve baryon sayısının korunmasına yönelik ilkesinin zedelenebileceği doğrultusunda öngörülerde bulunuyor. Bu kapsamda yapılan çalışmalardan bazıları nötronlarında bozunabileceğini öne sürüyor. Birleşik alanlar kuramına göre, evrendeki madde ve anti-madde dengesizliği evrenin ilk oluşma aşamasında parçacık üretim süreçlerinin bir süre için baryonlar lehine küçük bir sapmaya uğramış olmasından kaynaklanmaktadır. Bu sırada üretilmiş olan madde parçacığı fazlalığı, madde ile anti-madde parçacıklarının birbirlerini yok etmesinden sonra geriye kalanlarında evrende bugün görünen maddeyi oluşturmaktadır. Sonuçta Standart Model yüksek enerjili parçacıkları anlamamız için bir basamak görevi görüyor yani temel oluşturuyor [1].

3. TOP KUARK FİZİĞİ

3.1 Top Kuarkın Temel Özellikleri

CDF ve Dzero ortak çalışmaları sonucu top (t) kuarkın keşfi SM'nin doğrulanması için önemli bir adımdı. Bu keşif bir yandan SM için önemli bir destek sağlamakla kalmayıp t -kuark üçüncü ailenin son ferdi olarak gözlenerek SM kuark modelini pekiştirmiş olup SM testleri için yeni ve önemli sonuçlar doğurabilecek bir araştırma alanı da açmış oldu. Bilindiği gibi bugün parçacık fiziği fenomenolojisindeki neredeyse tüm çalışmalar temelde aynı soruyu sormaktadırlar: SM ötesi, ya da diğer bir deyişle, yeni fiziğin doğası. Birçok fizikçi gerçekleştirilmemiş deneylerde yeni fiziğin gözlenme olasılığını araştırmakta ve buna yönelik deney düzenlemeleri önermektedirler. Top kuarkın bu programdaki rolü kütlelerinden kaynaklanır. Şimdiye dek gözlenmiş olan en ağır fermiyon olması, olası SM ötesi etkilerin top kuark etkileşimlerinde görülebileceğine dair olan inanca güçlü bir temel sağlar. Ancak t -kuarkının diğer kuarklara nazaran yüksek kütleli bu parçacığın kendine özgü karakterlerinin olabileceğini düşündürmektedir. Bu nedenle top kuarkın özelliklerinin mümkün olan tüm araçlar kullanılarak araştırılması büyük önem taşımaktadır. Gerçekten de top kuarkın kütlelerinin boyutu, bu parçacığın bütün yönleriyle araştırılması ve SM'nin bu konudaki öngörülerinin ileride gerçekleştirilecek deneylerde test edilmek üzere belirlenmesinin önemini gösterir. Top kuarkı çalışmanın iki önemli nedenini şöyle sıralayabiliriz:

- SM doğrulanması için ve t -kuarkta yeni fizik etkilerinin görünmemesi, top (t) kuarkın kütlelerinin SM kuark hipotezini çürütecek bir etki yaratmaması anlamına gelecek ve kuram ciddi bir doğrulama kazanmış olacaktır.
- t -kuarkın kütlelerinin diğer kuarklara göre büyük olması standart modelin ötesinde ki fiziğin temelini atmak için top kuarkın araştırılması gereklidir.

Top kuarkın kütleleri dışındaki diğer özellikleri SM'nin öngörülerine uygun bir parçacık olarak varsayılarak keşfinden önce belirlenmişti.

Parçacığın başlıca özellikleri:

- spin $-1/2$
- $Q_t^{em} = \frac{2}{3}|e|$
- $SU(3)$ renk triplet
- b - kuarkın zayıf izospin partneri: $T_3^t = 1/2$

olarak sıralanabilir. Bu özellikler henüz deneysel olarak direk test edilmiş değildirler ancak doğruluklarını destekleyen dolaylı kanıtlar mevcuttur. Parçacığın kütlesi m_t 'nin varolan en iyi ölçümleri ise şu değerleri verirler:

$$m_t = 175.9 \pm 4.8 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{stat.}) \pm 5.3 \text{ (syst.) (CDF)}$$

$$m_t = 173.3 \pm 5.6 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{stat.}) \pm 5.5 \text{ (syst.) (Dzero)}$$

Bu en yakın kuarkın ($m_b = 4.2 \text{ GeV}$) kütlesinden yaklaşık 40 kat daha büyüktür. Bu açıdan bakıldığında, t 'nin bir nokta parçacık olmaktansa bir iç yapısının olması. Bu yapısında dolayı SM-ötesi için top kuarkın incelenmesi önem kazanıyor. t -kuark en belirgin bozunmaları b kuark ve W bozonudur. Bozunum oranı yaklaşık olarak:

$$\Gamma(t \rightarrow bW^+) = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + \frac{2M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \quad (3.1.1)$$

şeklinde yazılabilir. Burada M_W ve m_t , sırasıyla, W bozonu ve t kuarkın kütlesidir. G_F ise, zayıf etkileşim bağlaşım sabiti olmak üzere,

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (3.1.2)$$

şeklinde tanımlanan Fermi sabitidir. Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisi elemanı V_{tb} ise, $t \rightarrow bW^+$ bağlaşımının gücünü ölçen deneysel bir parametredir.

Eğer yalnızca üç kuark ailesinin varolduğu kabul edilirse, CKM matrisi üniterlik özelliğinden dolayı, $V_{tb} \sim 1$ yazılabilir ve bu durumda bozunum oranı $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$ için,

$$\Gamma(t \rightarrow bW^+) \approx 1.55 \text{ GeV} \quad (3.1.3)$$

olarak bulunur. Bu değer parçacık ömrü olarak

$$\tau_t \approx 0.5 \times 10^{-24} \text{ sn} \quad (3.1.4)$$

değerine karşılık gelir. Güçlü etkileşimin etkileri, eğer Λ_{QCD} kuantum renk dinamiği enerji skalasını belirtirse, $1/\Lambda_{QCD}$ süresinde etki ederler. $\Lambda_{QCD} \approx 200 \text{ MeV}$ için bu zaman,

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (3.1.5)$$

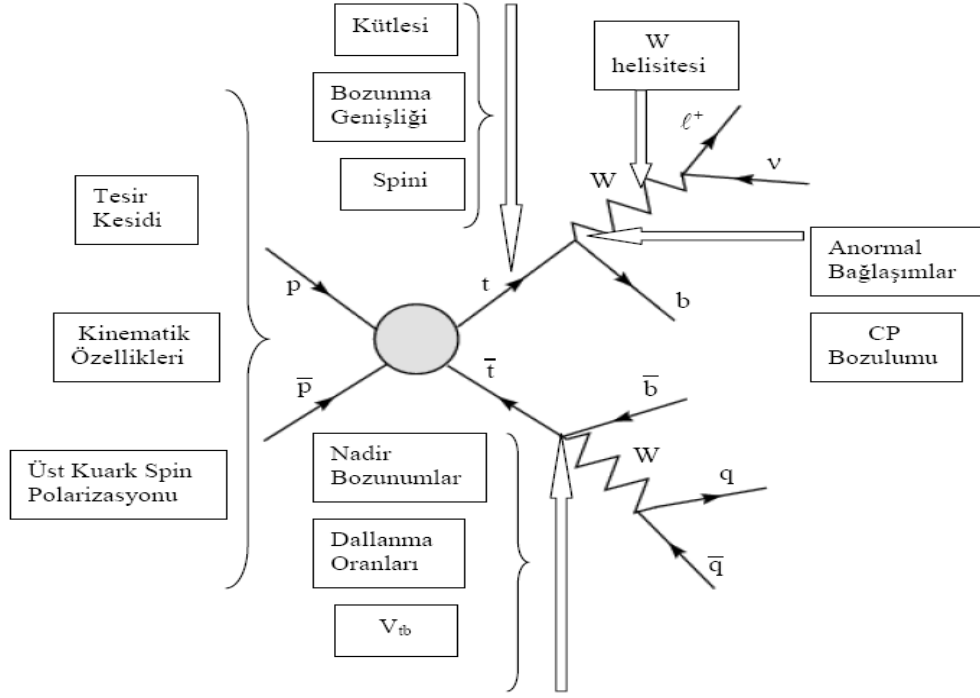
belirsizlik bağıntısı kullanılarak elde edilen

$$\tau_{QCD} \approx 3 \times 10^{-24} \text{ sn} \quad (3.1.6)$$

değerine karşılık gelir ve bu da t kuarkının hadronize olacak zamanı bulamadan bozunacağı anlamına gelir. Bir başka deyişle, bir hadron içerisindeki kuarkın değil top bozunumunda izole bir kuarkın bozunumunu gözleriz [2].

Top kuarkın Tevatron'da ilk kez gözlemlendiği, Run I olarak adlandırılan çalışma döneminde, istatistiksel sınırlı ölçümler nedeniyle tüm özelliklerinin incelenmesi mümkün olmamıştır. Ancak 2001 yılından sonraki Run II döneminde çok sayıda elde edilen top kuark örnekleri sayesinde artık keşif döneminden daha duyarlı ölçümlerin yapıldığı bir döneme geçilmiştir. Hadron çarpıştırıcılarında yapılan çalışmalarda top kuarkın incelenen özellikleri Çizelge 3.1.1 de gösterilmiştir.

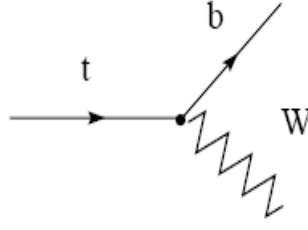
Çizelge 3.1.1 Top Kuarkın İncelenen Özellikleri



Top kuarkla ilgili yapılan bu ölçümler yardımıyla standart modelin öngörülleri de test edilmektedir. Top kuarkın araştırılması, Fermilab'da bulunan Tevatron'un ve CERN'deki LHC'nin programlarının önemli bir bölümünü oluşturmaktadır. Bu çarpıştırıcılar hadron çarpıştırıcıları olduklarından top kuarklar büyük ölçüde güçlü etkileşmeler sonucu üretilmektedirler [1].

3.2 Top Kuarkın Zayıf Etkileşimleri

Tek top kuark üretimi hem SM araştırmaları hem de t -kuarkın zayıf etkileşimlerini incelemek için çok elverişli bir süreçtir. Bu sürecin önemi, SM içinde Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matris elemanı V_{tb} 'nin direk olarak ölçülme olanağını veren tek süreç olmasından kaynaklanır. Ayrıca SM-ötesi fizik için bu süreç top kuarkın yüklü-akım zayıf etkileşimlerine etki edebilecek yeni fiziğe duyarlıdır. Şekil 3.2.1'de top kuarkın zayıf etkileşimi ($W - t - b$) Feynman diyagramı ile gösterilmiştir.

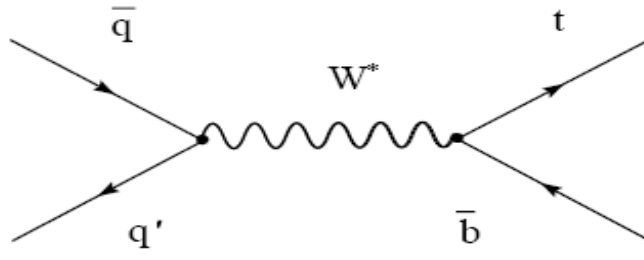


Şekil 3.2.1 t -kuark yüklü-akım zayıf etkileşimi

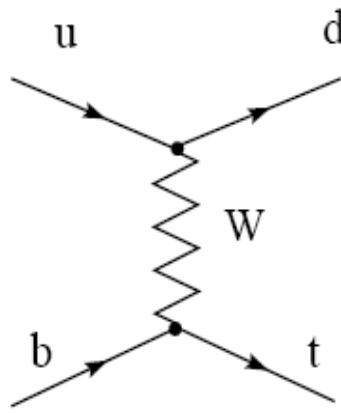
Bir hadron çarpıştırıcısında baskın olan üç ayrı t -kuark üretim kanalı vardır. Bunlar W^* modu, W -gluon füzyonu ve tW^- modu olarak bilinirler. Bu üç süreç için “alt süreç” yerine “mod” sözcüğünün kullanılması uygun görülmüştür çünkü tümünün farklı başlangıç ve son koşulları vardır ve bu nedenle ayrı ayrı ölçülebilirler. W^* modu bir kuark ve antikuarkın sanal bir W bozonuna dönüşmesi ve bu bozonun da bir t ve \bar{b} 'ye ayrılması sürecidir. Bu süreç bir $p\bar{p}$ çarpıştırıcısı olan Tevatron'da yüksek bir oran taşırsa da bir $p\bar{p}$ çarpıştırıcısı olan LHC'de (Large Hadron Collider) görece daha düşük bir tesir kesitine sahiptir. tW^- modunda ise bir başlangıçta b -kuarkın kütle kabuğunda (on-shell) W bozonu ışıması sonucunda tW^- son durumu oluşur. Son olarak, W -gluon füzyonunda ise bir b kuarkı W bozonu ile etkileşir ve bir hadron jeti ile birlikte tek t -kuark üretimi gerçekleşir. W -gluon füzyonu LHC'de baskın t üretim modudur. Özet olarak t -kuark üretimi için;

- s -kanalı: W^* üretimi: $qq' \rightarrow W^* \rightarrow t\bar{b}$
- t -kanalı: W -gluon füzyon: $bq \rightarrow tq'$
- Wt üretimi: $gb \rightarrow tW$

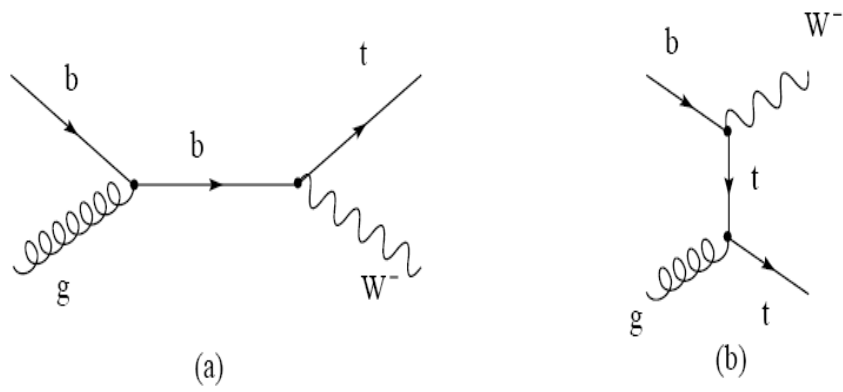
yazılabilir. Şekil 3.2.2–3.2.3–3.2.4'de bu süreçler için çeşitli Feynman diyagramları gösterilmiştir.



Şekil 3.2.2 W^* üretimi için ana katkı Feynman Diyagramı



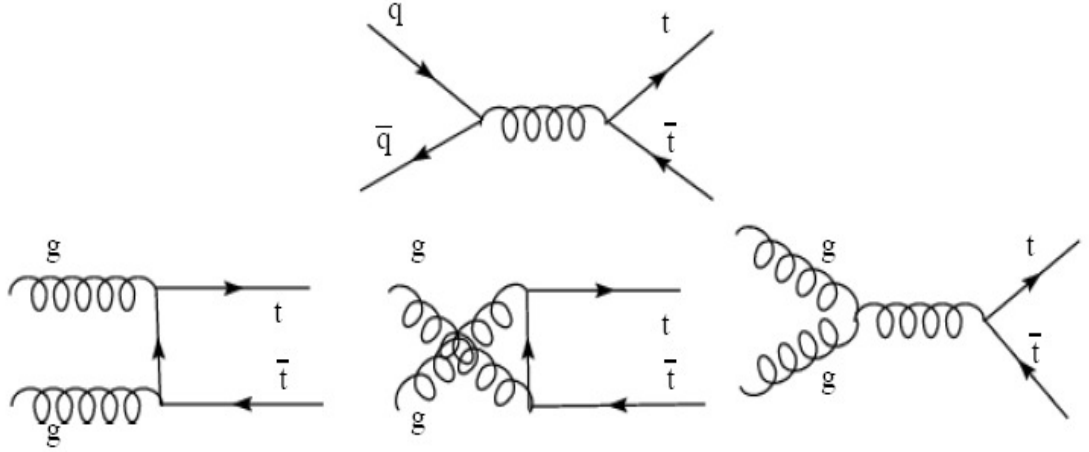
Şekil 3.2.3 Wt füzyonu için Feynman Diyagram



Şekil 3.2.4 $W - g$ üretimi için ana katkı Feynman Diyagramları [2].

3.3 Top Kuarkların Tek ve Çift Üretimi

Hadron çarpıtıcılarında top kuarkın çift üretimine en büyük katkıyı veren iki alt sürece ait Feynman diyagramları Şekil 3.3.1’de gösterilmiştir. Bu diyagramlardan ilki kuark antikuark yok olması, diğerleri ise gluon füzyonu olarak adlandırılmaktadır.



Şekil 3.3.1 Hadron çarpıtıcılarında top kuarkın güçlü etkileşmeler aracılığıyla üretimi

Tevatron proton antiproton çarpıtıcısı olduğu için üretime en büyük katkı kuark antikuarkın yok olmasından gelirken, LHC’de gluon füzyonu süreci daha baskın olmaktadır. Top kuarkın en önemli özelliklerinden birisi, spini doğrudan incelenebilen tek kuark olmasıdır. Bu durum onun büyük kütesinin bir sonucudur. Çünkü top kuark çok kısa ömürlü bir parçacıktır. Zayıf etkileşme bozunma genliliğinin yardımıyla top kuarkın ömrü, $\tau_t = \Gamma_t^{-1} \approx (1.5 GeV)^{-1}$ olduğu görülür. Bu süre hadronizasyon için gerekli olan süreden daha kısadır. $\Lambda_{QCD}^{-1} \approx (200 MeV)^{-1}$ mertebesindeki bir zaman skalasında büyük kütleli bir kuark kendisi ile zıt spinli hafif bir antikuarkla birleşerek bir mezon oluşturmak üzere hadronize olur. Bu kuarklar arasındaki spin-spin etkileşmesi mezonun spininin sıfır olmasına yol açmaktadır. Top kuark ise depolarize olmaya vakti kalmadan ya da hadronize olmadan bozunan tek kuarktır. Böylece top kuarkın spin özelliklerini gözlemlemek mümkündür. Bu da bozunma ürünlerinin açılal dağılımı aracılığı ile yapılmaktadır.

Şimdi bir fermiyonun helisitesini daha detaylı tartışalım. Bir fermiyon için, spininin momentumu doğrultusundaki izdüşümü olarak tanımlanan helisite bazını kullanmak oldukça alışıla gelmiştir. Serbest bir fermiyon alanını şu şekilde yazmak mümkündür,

$$\psi(x) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3 \sqrt{2E}} \sum_{\lambda=\pm} (a_p^\lambda u_\lambda(p) e^{-ipx} + b_p^{\lambda\dagger} v_\lambda(p) e^{ipx}) \quad (3.3.1)$$

Burada a_p^λ ve $b_p^{\lambda\dagger}$ sırasıyla bir fermiyon ve anti-fermion için yok edici ve yaratıcı operatörlerdir, u ve v momentum uzayında fermiyon ve antifermiyona ait spinörler, λ 'lar da pozitif ve negatif helisiteli durumlara karşı gelir. E enerjili ve p momentumlu fermiyon ve antifermiyonlara ait spinörler şu şekilde yazılabilir,

$$u_+(p) = \begin{pmatrix} \sqrt{E-P} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\ \sqrt{E+P} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \end{pmatrix}, \quad u_-(p) = \begin{pmatrix} \sqrt{E+P} \begin{pmatrix} \sin \frac{\theta}{2} \\ -e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\ \sqrt{E+P} \begin{pmatrix} \sin \frac{\theta}{2} \\ -e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \end{pmatrix} \quad (3.3.2)$$

$$v_+(p) = \begin{pmatrix} \sqrt{E+P} \begin{pmatrix} -e^{-i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\ -\sqrt{E+P} \begin{pmatrix} -e^{-i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \end{pmatrix}, \quad v_-(p) = \begin{pmatrix} \sqrt{E-P} \begin{pmatrix} e^{-i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\ -\sqrt{E+P} \begin{pmatrix} e^{-i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \end{pmatrix} \quad (3.3.3)$$

Dirac matrisi γ^5 'in yardımıyla ellilik (chirality) durumları tanımlanmaktadır. Sol-elli ve sağ-elli spinörler,

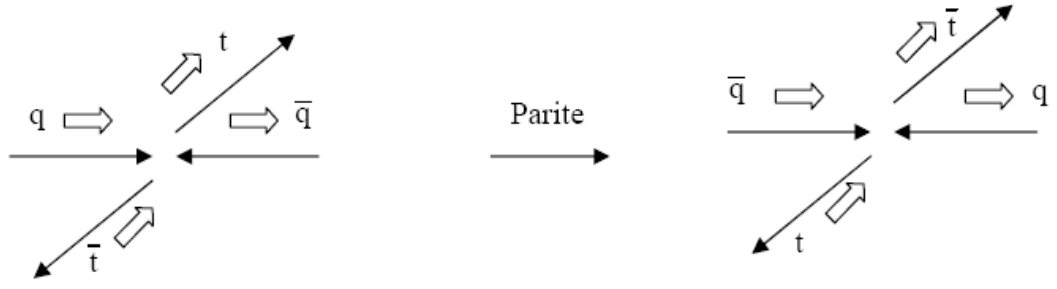
$$\psi_L \equiv \frac{1-\gamma_5}{2}\psi = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\psi, \quad \psi_R \equiv \frac{1+\gamma_5}{2}\psi = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\psi \quad (3.3.4)$$

biçimindedir. Görüldüğü gibi sol-elli spinörün üst iki bileşeni sıfırdan farklıken, sağ-elli spinörün alt bileşenleri sıfırdan farklıdır. Ellilik ayar etkileşmelerinde korunmaktadır. Çünkü madde parçacıkları için yazılan lagranjiyede aynı elliliğe sahip alanlar bulunmaktadır. Kütlesiz limitte helisite ve ellilik ilişkilidir, bu durumda $\sqrt{E-p}$ sıfır olmaktadır. Spinörler arasındaki ilişki aşağıdaki gibidir,

$$\begin{aligned} u_+(p) &= u_R(p) & u_-(p) &= u_L(p) \\ v_+(p) &= v_L(p) & v_-(p) &= v_R(p) \end{aligned} \quad (3.3.5)$$

Kütlesiz fermiyonlar için elliliğin korunumu helisitenin korunumunu gerektirir. Bu nedenle ayar etkileşmelerinde, kütlesiz durumda helisite korunur.

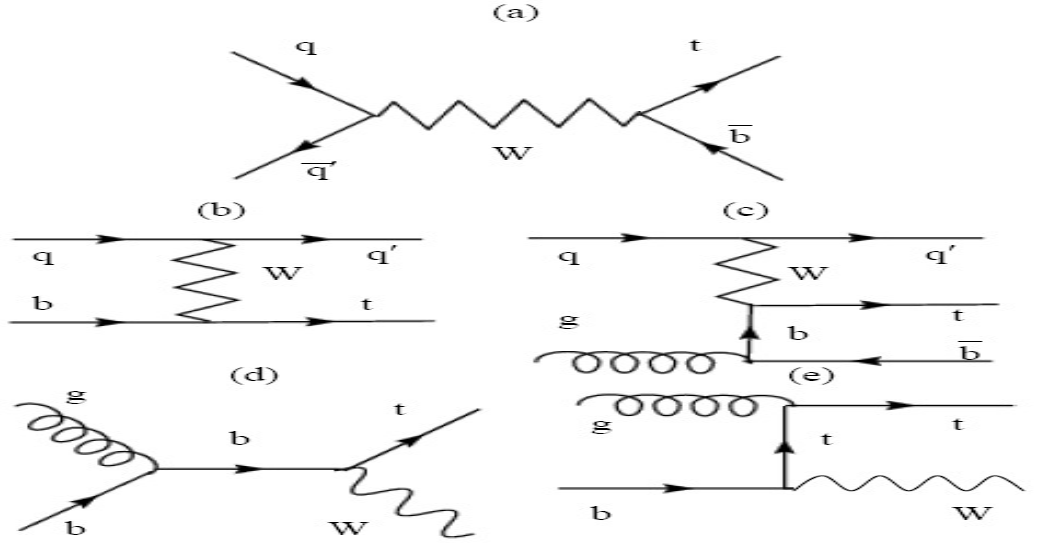
Kütleli fermiyonlar için helisite ellilik ile ilişkili olmadığından ellilik korunsa bile helisite korunmaz. Parite, QCD'deki önemli bir kesikli simetridir; $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$, $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$. Parite altında spinin yön değiştirmemesine rağmen helisite yön değiştirmektedir. Çünkü parite altında fermiyonların hareket doğrultusu değişir. Parite kullanılarak, QCD etkileşmelerinde top kuarkların eşit olasılıkla pozitif ve negatif helisiteli olarak üretildiği gösterilebilir. Örneğin, kuark ve antikuark yok olması alt sürecini ele alalım. Zıt helisiteli bir kuark ve anti-kuark, zıt helisiteli bir t kuark ve anti- t kuark üretecek şekilde oluşumu Şekil 3.3.2 de gösterilmiştir.



Şekil 3.3.2 Kuark antikuark yok olması ile top kuark üretimi

Kütlesiz limitte helisite korunacağından hafif kuark ve antikuarkın helisitesi zıt olmalıdır. Fakat bu top kuarklar için geçerli değildir. Görüldüğü gibi parite altında tüm parçacıkların helisiteleri değişmektedir. İlk etkileşimde pozitif helisiteli olan top kuarklar ikincide negatif helisitelidir. Parite QCD'nin bir simetrisi olduğundan bu etkileşimler aynı oranda katkı getirirler. Böylece top kuarklar hadron çarpıştırıcılarında eşit olasılıkla pozitif ve negatif helisiteli olarak üretilirler.

Hadron çarpıştırıcılarında top kuarkları tek olarak üretmek de mümkündür. Bu tür süreçler yüklü zayıf akım etkileşimlerini içermektedir. Tesir kesitine katkı veren tek üretim süreçleri, katkıları büyükten küçüğe doğru olacak biçimde Şekil 3.3.3'de verilmiştir. Top kuarkın tek üretim süreçleri W bozon, t kuark ve b kuarktan oluşan zayıf etkileşim köşesi ile doğrudan orantılıdır. Bu etkileşimlere ait genlik ifadeleri, CKM matris elemanı V_{tb} 'yi içermektedir. Bu nedenle tek üretim süreçlerinde V_{tb} elemanını doğrudan ölçmek mümkündür. Zayıf etkileşim köşesinin V-A yapısından dolayı top kuarkın sadece sol-chiral bileşeni ayar etkileşimlerine katılmaktadır. Böylece tek top kuarkların yüksek oranda polarize olarak üretilebileceğini söylemek mümkündür. Şekil 3.3.3'deki diyagramlardan ilki s -kanalı, t -kanalı olan ikinci ve üçüncü diyagramlar W -gluon füzyonu süreci, dördüncü ve beşinci diyagramlar W_t üretimi olarak bağımsız isimlendirilmektedir. Aslında ikinci ve üçüncü diyagramlar birbirinden tamamen bağımsız değildir. Bu ilişki ileride ayrıntılı olarak incelenmektedir.



Şekil 3.3.3 Hadron çarpıştırıcılarında top kuarkın tek üretmi için Feynman diyagramları

Bu alt süreçlerden (b) ve (c)'nin W -gluon füzyonu süreci olarak adlandırılmasının sebebi, proton demetinden gelen gluonun $b\bar{b}$ ya da $t\bar{t}$ çiftine ayrılması ile oluşan b veya t kuarkların W bozonu ile etkileşmesidir. Top kuark baskın olarak bir W bozon ve b kuarka bozunmaktadır, $t \rightarrow bW$. Bu bozunma için dallanma oranının $B(t \rightarrow Wb) \sim 0,998$ olduğu bilinmektedir.

$$B = \frac{B(t \rightarrow Wb)}{B(t \rightarrow Wq)} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2 + |V_{tb}|^2} = |V_{tb}|^2 \sim 0,998 \quad (3.3.6)$$

Bozunma ürünlerinden olan W bozon ya da bir lepton ve onun nötrinosuna yada bir kuark ve antikuarka bozunmaktadır. Top kuarkın diferansiyel bozunma genişliği leptonik bozunma için hesaplanırsa şöyle bir ifade elde edilir,

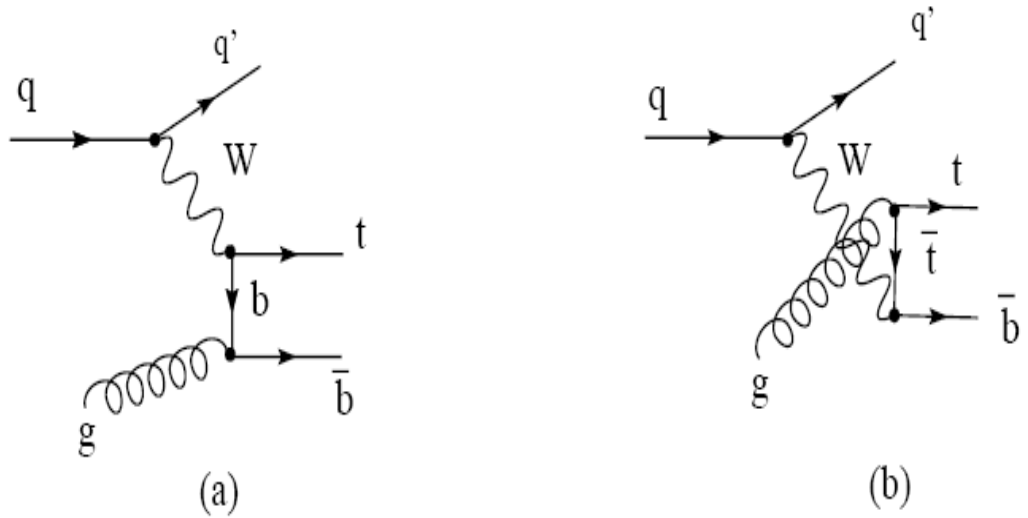
$$d\Gamma \sim \sum_{spin} |M|^2 \sim t.l.b.v \quad (3.3.7)$$

Burada her bir parçacığın momentumu kendi simgesi ile gösterilmektedir. Top kuarkın zayıf etkileşme aracılığıyla üretimi süreçlerinde spin özelliklerini araştırmak mümkündür. Top kuarkın tek olarak üretildiği süreçler, elektrozayıf etkileşmeleri içeren

süreçler olduğundan üretilen t kuarklar W bozon ile etkileşirler. Bu da etkileşme köşesinin yapısından dolayı polarize olmuş t kuarkların üretilmesine sebep olmaktadır. pp ya da $p\bar{p}$ çarpıştırıcılarında da top kuarkı tek veya çift olarak üretmek mümkündür. Fakat çift üretime en büyük katkı gg ilk durumundan gelmektedir [1].

3.4 W -gluon Füzyonu: Kütle Tekilliği ve Parton Modeli

İncelenecek temel süreç olan W -gluon füzyonu hem Tevatron hem de LHC için en yüksek sayıda tek t -kuark olayı içeren süreçtir. Bu sürecin ağaç-düzey (tree-level) Feynman diyagramları Şekil 3.4.1'deki gibi çizilebilir.



Şekil 3.4.1 W -gluon füzyonunda t -kuark tek üretimi

W -gluon füzyonu incelenirken, t -kuark ile karşılaştırıldığında çok düşük olduğundan b -kuark kütlesi ihmal edilebilir görünmektedir. Ancak bu durumda diyagramlardan birincisi, \bar{b} -kuarkı gelen gluonla eş çizgisel (collinear) olduğunda bir tekillik (singularity) içerecektir. Aslında bu durum kuantum alan kuramındaki genel bir olgunun bir sonucudur. Kuantum alan kuramına göre sıfır kütle limitinde eş çizgisel ışınlar için oluşan ıraksamalara kütle tekilliği adı verilir [2].

3.5 Top Kuarkın TEVATRON'da Üretilmesi

Fermilab'daki CDF ve Dzero deneylerinde $p\bar{p}$ çarpıştırılarak alınan ölçümlerde top kuark bulunmuştur. 1996'da Run I'de $\sqrt{S} = 1.8 \text{ TeV}$ 'de araştırıldı. 2001'de Run II'de ise $\sqrt{S} = 1.96 \text{ TeV}$ 'de yüksek statik ölçümler yapıldı. QED metoduyla hadron çarpıştırıcısında $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ ve $gg \rightarrow t\bar{t}$ iki çifti arasında dominant top kuark üretildi. Bu kanallarda, 1.96 TeV'de yaklaşık olarak 7 pb tesir kesitinde $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$ olarak tespit edildi ve $q\bar{q}$ katkısını %85 (%90) ihmal edildi [3].

Elektrozayıf mekanizmasında küçük bir tesir kesitinde üretildi yani $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ ve $qb \rightarrow q't$ sırasıyla W bozunun t kanal ve sanal s kanalı aracı etmekte, tek (single) top kuark süreçlerinde ise 1.96 TeV'de yaklaşık olarak 3 pb için $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$ olarak ölçüldü [4-6].

Önemli backgroundlardan top kuarkın kimliğini belirlemek, QCD'in elektrozayıf kanallarına göre daha zordur. Top kuark bozulmalarında V_{td} ve V_{ts} CKM matris elemanlarından W_d ve W_s son durumları belirlenirken Wb relativesi ortadan kalkar. CKM matris elemanın önemli üç türü ölçümlerde yaklaşık olarak 0.043 ve 0.014'ü ihmal edilir. $t \rightarrow Wb$ Kanallarında, top kuarkın kütesinden büyük iki cisim Wb eşliğinde V_{tb} yakın bozunma kesit içinde düşünmeli. Standart model genliği [7];

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right] \quad (3.5.1)$$

olarak öngörür ve $\frac{m_b^2}{m_t^2}$ için sırasıyla α_s^2 ve $(\alpha_s/\pi)M_W^2/m_t^2$ ihmal edilir. Genlik değiştirdiğinde kütlede değişmekte örneğin, 1.02 GeV/c^2 için $m_t = 160 \text{ GeV}/c^2$ olurken, 1.56 GeV/c^2 için $m_t = 180 \text{ GeV}/c^2$ olur. Top kuark $\approx 0.5 \times 10^{-24} \text{ s}$ gibi kısa ömürlü olmasında dolaylı hadron çeşnisinin içerisinde ilkin bozulması beklenir veya $t\bar{t}$

quarkonium durumları oluşur. Γ_t eşitliğinde α_s^2 QCD terimi bulunursa tüm teoride kesinlik % 1 daha artar. Çift oluşturmak için sonucu üç parçaya böleriz.

$$A. t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow q\bar{q}' b q'' \bar{q}''' \bar{b}, \quad (46.2\%)$$

$$B. t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow q\bar{q}' b \bar{\nu}_\ell \bar{b} + \bar{\nu}_\ell b q q' \bar{b}, \quad (43.5\%)$$

$$C. t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow \bar{\nu}_\ell b \bar{\nu}_\ell' \bar{b}, \quad (10.3\%)$$

Son durumda hadron jetleri kuarklara bozunur. A, B ve C sırasıyla, tüm jetler, lepton+jetler (ℓ +jetler) ve dilepton ($\ell\ell$) kanallarını belirtir. Yukarıdaki lepton (ℓ) oluşumunda e ve μ kanallarında ölçülen datalar daha güvenilirdir. O nedenle biz lepton (ℓ) kanallını e 'nu ya da μ 'nu takip edip anlamaya çalışırız. Son durumdaki gluonlar kuarklar yayar ve ekstradan jetler oluşturur. Bütün bozunma verilerini sınıflandırdığımızda $t\bar{t}$ çifti ortaya çıkar. $t\bar{t} \rightarrow Wb$ bozunmasını desteklemek için $W \rightarrow jj$ olayında kütlesi değişmeyen iki alt (b) kuarkın jetini son durumdaki $\ell\nu_\ell b\bar{b}jj$ 'ye eşitlemek için parçacıklar yeniden oluşturulur [8-10].

CDF ve Dzero'da top kuarkın kütlesini ölçmek için hadronik bozulmalardaki W bozununun kütlesi sabit tutularak lepton+jet olaylarındaki jetin enerji değeri kalibrasyon edilmiştir ve bu bozunma modu desteklenmiştir [11,12].

Tevatron'da elde edilen datalardan top kuarkın özelliklerini belirlemek için top kuarkın bozulma ve üretim mekanizmasındaki background süreçleri iyi incelenmiştir. Alt (b) ve tılsımlı (c) kuarkı kapsayan küçük açılı ışın yönündeki jetlerin enerji transferindeki (E_t) spektrum hızında beklenen düşüş miktarı yüksek yüzdeli backgroundların açılal dağılımını zayıflattığı gözlenmiştir. Top sinyali, tercih edilen parçacıkların bozulmasında zıt enerjik jetler ve $\approx 100\%$ beklenen b kuark parçacığından sonra oluştuğu görülmüştür. O nedenle çok enerjik durumlarda ya da kinematik merkezinde b kuarkı bulmak için S/B oranı düzeltilmiştir. Background hesaplamasını kontrol etmekte kullanılan jetlerden az miktarda top kuark (dilepton kanallındaki 0 yada 1 jetleri,

lepton+jetler kanallındaki 1 yada 2 jetleri ve tüm jetler kanallında b kuarkı etiketlendirmek için ≤ 4 jetleri ihmal edilmeli) bulunmuştur.

Sinyal ve background elde etmek için son zamanlarda Monte Carlo programı kullanılmakta fakat $t\bar{t}$ analizlerinde ihtiyaç duyulan backgroundlar ve çeşitli jetleri elde etmek için henüz kullanılmamıştır. Analizlerde Monte Carlo programı dışında kullanılan başka bir yöntem ise Leading-order (LO) yöntemdir. Background metodunda (W ya da Z bozonu+jetler ve dibozonu+jetler) teoriksel tahminler için kullanılan LO yönteminin hesaplamalarında büyük çelişkiler olduğu görülmüştür. Olayın kinematiği ve b ya da c kuarkları içeren W + multi jet olayların sonuçların hesaplamak için kullanılan LO yöntemi doğru sonuçları için belirli sınırlamalar getirmektedir [13,14].

3.6 Tesir Kesitinde $t\bar{t}$ Üretilmesi

CDF ve Dzero deneylerinde $\sigma_{t\bar{t}}$ tesir kesitinde $t\bar{t}$ üretimi, top adaylarının sayısı, güvenilir backgroundlar ve $t\bar{t}$ imzası ışına integralinden tespit edilir. Dileptonun, lepton+jetler ve tüm jetlerin bozunma modları tesir kesitiyle belirlenir. Sinyali backgroundlarına ayırmak için deneylerde b kuarkın uygun jetleri tespit edilir ya da kinematik gözlemlerdeki farklar kullanılır. Bir b kuarkın etiketlendirilmesini kapsayan bir ikinci vertex tespit etmek için kullanılan teknikler, bir jet içeren ikinci vertex'in çarpışma parametrelerinin izlerini ('jet olasılığı') ölçmek yada yarileptonik bir ' b ' bozulmasında ("hafif μ , b tag") bir muon tespit etmek için de kullanılır. Lepton ailesine (ID) uygun ℓ +jetler ve $\ell\ell$ modunun tespit etmek için, 'e' ve ' μ ' bozunmalarına duyarlı W 'e göre küçük olan ve $W \rightarrow \nu$ 'e uygun ikinci $\tau \rightarrow (e, \mu)\nu X$ bozunmalarındaki parçacıkların momentum transferine (p_T) ihtiyaç vardır.

Leptonların $\ell\ell$ modu ne zaman başka bir leptonun ihtiyacını karşılırsa, lepton ailesi kriterleri ($\ell + iz$), $W \rightarrow \nu$ 'ye büyük duyarlılık gösterir. Tau bozunma modunda $t\bar{t}$ çifti araştırmalarında tau'un lepton+hadronik kanallında $r_T \equiv B(t \rightarrow b \nu) / B_{SM}(t \rightarrow b \nu)$ oranı yaklaşık olarak $r_T < 5.2$ (%95) olarak bulundu.

Tablo 3.7.1’de CDF ve Dzerodaki tesir kesitindeki ölçümlerin deneysel beklentilerini göstermektedir. Teorik hesaplamalar aracılığıyla hafif gluon ölçümlerinde kapsayan ölçümlerin iyi anlaşılması gerekmektedir [3].

Run II’de büyük numunelerin ölçümlerini birleştirmek için, ürünler üzerine sınırlamalar getirildi ve bazı metotlarla bozunma kanallarını tahmin etmek için ekzotik üretim mekanizması yolu denendi [15-18].

Standart Modelin sonuçları, data ve teori arasındaki uyumsuzluk hakkında bir şey söylemez. Kinematik dağılımı değiştirerek top kuarkı elde etmek için, $t\bar{t}$ çiftinin sabit kütlesi yada top kuarkın momentum (p_T) transferi bilinmelidir. Run I’de CDF ve Dzero deneylerinde $t\bar{t}$ kuarkın sabit kütlesi ve CDF’de p_T dağılımı bulundu [19-22].

Run I’de SM beklentileriyle tutarlı kinematik dağılımlar Dzero’da bulundu. Run II’de leptonun momentum transferindeki (p_T) birinci kinematik değişkenin dağılımında ki kayıp E_T ve açıların değişebildiği gözlemlendi bunlarında SM’le tutarlı olduğu görüldü. Run II’de $t\bar{t}$ ’ın kinematik dağılımında incelendi. Run II’de büyük dataların mevcut istatistiksel sınırları tespit edildi [20].

3.7 Top Kuarkın Kütlesinin Belirlenmesi

CDF ve Dzero’da top kuarkın kütlesi, dilepton, lepton + jetler ve tüm jet kanallarında belirlendi. Dört yada daha çok jeti kapsayan lepton+ jetlerin kayıp E_T ’si çok dikkatli ölçümler sonucunda bulundu. Numunenin kütlesini belirlemek için topological (topo) veya b etiketlendirme metotları kullanıldı. Bu kanallarda top kuarkın kütlesini belirlemek için dört temel teknik kullanıldı. İlki “template metodu” olup hipotezi ise $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \bar{\ell}v_\ell b q \bar{q}' \bar{b}$ ’de ki her olay için kinematik fit üzerindeki 2C sınırlamasını değiştirip buradan da 4 kuarkın $t\bar{t}$ bozunmasındaki 4 jetinin E_T enerjisini bulup buradan da top kuarkın kütlesini belirlemektir. Buda son durumdaki kuark jetleri için ayrı hesaplayıp ve leptonik W bozulmasındaki W ’nun kütlesine sınırlama

getirildiğinde nötrinin p_z 'sinin iki çözümü gösterilmesiyle mümkündür. b kuarkın b etiketi için bir jet tayin edildiğinde ve olayın iki b 'ni etiketi dört olduğu zaman çözümlerin sayısı on ikiye iner. A χ^2 değişkenin tanımlamak ve $t\bar{t}$ hipotezindeki jet enerjisinin çözümünü ölçümlerde belirlemek için olayın çözümünün iyi anlaşılmasıyla mümkündür.

Çizelge 3.7.1'de CDF ve Dzero deneylerinde $p\bar{p}$ çarpışmasında teorik olarak $t\bar{t}$ ($m_t = 175 \frac{GeV}{c^2}$) üretim için tesir kesiti $\sqrt{s} = 1.96$ TeV olarak ölçüldü. Run I'de ise $\sqrt{s} = 1.8$ TeV idi. Çizelgedeki değerler CDF ($m_t = 175 \frac{GeV}{c^2}$) ve Dzero ($m_t = 172.1 \frac{GeV}{c^2}$) deneylerinde yapılan son ölçümler için gösterilmiştir. Her ölçüm için sistematik hatalar ve toplam alan hesaplamalarındaki hatalar verilmektedir. Bu çözümde χ^2 tanımlamak için, top kuarkın kütlesi için verilen teorik değer, olay sonucunda kullanılmıştır. Top kütlesi için bu dağılımı yeniden oluşturmak için template metodu kullanılarak olay sinyalinin background datalarını karşılaştırıp top kuarkın kütlesi için dağılımlar yeniden oluşturuldu.

İkinci metot ise Donato et al ve Dalitz ve Goldstein tarafında önerilen orijinaline benzeyen "Matris elemanı / Dinamik olasılık metodu" (ME/DLM), top kütlesi için $t\bar{t}$ çiftinin bozulma ve üretim olaylarının her biri için bir LO matris fonksiyonu tanımlayarak hesaplama yapılır. Olayın belirlenen sınırları olasılık matris elemanı kullanılarak son durumdaki kuark jetleri için yeniden belirlenir. Ağır partonların dört vektör ile ölçümün dört vektörü arasındaki uyumu sağlamak için veri transferinin bir olasılık fonksiyonu kullanılır. Son durumdaki en küçük dört vektör jeti ile top kuark kütlesinin üzerindeki sistematik belirsizlik, ölçülen jet enerjisindeki belirsizlikten kaynaklanır.

Üçüncü teknik yalnızca imzaya bağlıdır buda jet enerji skalasındaki belirsizliğe neden olur. Bu metot top kuark çerçevesinde olağanüstü bir başarı göstermiştir. b kuarkı

Lorentz $\gamma_b \approx 0.4 m_t / m_b$ sabitiyle desteklenir. Top kuark bozunmalarında alt (b) hadronların çapraz bozunma uzunluğu L_{xy} 'nin ölçümü top kuarkın kütlesini belirlemek için çok önemlidir. Ek olarak top kuarkın kütlesinin belirlenmesindeki tüm jet kanallarındaki enerji transferindeki kayıp (E_T), iki ya da daha fazla jetler ile dilepton kanallarından gelmektedir. Dilepton kanallarından ölçülemeyen nötrinolar tarafından ölçümler sınırlandırılır. Genelde, top kuarkın kütlesine bir değer verilir burada genelde şu gerekçeye dayandırılır; $t\bar{t}$ sistemi her bir nötrinin p_z 'sinin iki çözümünden dolayı kuark ve lepton jetler seçimindeki eight-fold belirsizliğinden kaynaklanır.

Diğer metot MWT metodudur; bu metod da düzeltilmeye ihtiyaç duyulan nötrinin toplam \vec{P}_T 'si ölçülen kayıp E_T vektörüne eşitlenir ve her bir nötrinin çözümleri verilir [23-30].

Tüm jet kanallarındaki nötrinoların momentum değeri bilinmediğinden S/B oranı düşük olur. CDF ve Dzero deneylerinde küçük bir b etiketlendirme olayı için 6 yada daha çok jet kullanıldı. Ek olarak, Dzero deneyinde bir ana sınırdan 18 kinematik değişkenin seçimi esnasında, bir top kuarkın kütlesi için jet + kuark olayını hadronik W 'nın sabit kütlesine eşitlemek için en iyi fit yeniden ele alınmıştır. CDF deneyinde bir b etiketlendirmesinde jet ihtiyacının karşılanması için olayın kinematik kriterleri çok dikkatli tespit edilmiştir ve iki alt kuarkın etiketlendirmesinde jetleri karşılandığında olayın toplam minimum enerjisinin üstüne çıkmıştır. ℓ + jet modunun aynı fitini kullanarak top kuarkın kütlesi için her olay yeniden ele alınmıştır. CDF ve Dzero deneylerinde top kuarkların kütleleri ve çeşitli backgroundlarının dağılımı Monte Carlo tekniğiyle ölçülen kütle dağılımlarıyla karşılaştırıldı ve son ölçümlerde m_t değerindeki belirsizliği bulmak için maksimum bir olasılık tekniği kullanıldı. Çizelge 3.7.1'de bu ölçümler gösterilmiştir.

Çizelge 3.7.1 CDF ve Dzero deneylerinde bulunan t kuarkın kütlelerin dağılımı

$\sigma_{t\bar{t}}(pb)$	Source	$\int \mathcal{L} dt$ (pb $^{-1}$)	Ref.	Method
$6.7^{+2.2}_{-1.7}$	DØ	230	[13]	ℓ + jets/kinematics
$8.6^{+1.7}_{-1.6}$	DØ	230	[14]	ℓ + jets/vtx b -tag
$8.1^{+1.4}_{-1.3}$	DØ	370	[15] †	ℓ + jets/vtx b -tag (update)
$7.9^{+1.7}_{-1.6}$	DØ	370	[16] †	ℓ + jets/0-2 vtx b -tags
$8.6^{+3.4}_{-3.0}$	DØ	220-240	[17]	ll
$8.6^{+2.7}_{-2.3}$	DØ	370	[18] †	ll (update)
$11.1^{+6.0}_{-4.6}$	DØ	160	[19] †	$e\mu$ /vtx b -tag
$5.2^{+3.0}_{-2.7}$	DØ	350	[20] †	all-jets/vtx b -tags
$7.1^{+1.9}_{-1.7}$	DØ	220-240	[21] †	combined
$5.6^{+1.5}_{-1.3}$	CDF	160	[22]	ℓ + jets/vtx b -tag
$8.9^{+1.5}_{-1.3}$	CDF	320	[23] †	ℓ + jets/vtx b -tag (update)
8.9 ± 1.5	CDF	320	[24] †	ℓ + jets/jet prob b -tag
$5.3^{+3.5}_{-3.4}$	CDF	190	[25]	ℓ + jets/soft μ b -tag
6.6 ± 1.9	CDF	190	[26]	ℓ + jets/kinematics
6.3 ± 1.3	CDF	350	[27] †	ℓ + jets/kinematics (update)
6.0 ± 2.0	CDF	160	[28]	ℓ + jets/kin+vtx b -tag
$6.1^{+1.8}_{-1.6}$	CDF	310	[29] †	ℓ + jets/missing- E_T +jets
$7.0^{+2.9}_{-2.4}$	CDF	200	[30]	ll
$8.0^{+3.9}_{-3.0}$	CDF	310	[31] †	all-jets/kin+vtx b -tags
7.1 ± 1.0	CDF	350	[32] †	combined
$5.8 - 7.4$	Theory ($\sqrt{s}=1.96$ TeV)		[1]	$m_t = 175$ GeV/ c^2
$6.5^{+1.7}_{-1.4}$	CDF Run I	105	[33]	all combined
5.7 ± 1.6	DØ Run I	110	[34,35]	all combined
$4.5 - 5.7$	Theory ($\sqrt{s}=1.8$ TeV)		[1]	$m_t = 175$ GeV/ c^2
$5.0 - 6.3$	Theory ($\sqrt{s}=1.8$ TeV)		[1]	$m_t = 172.1$ GeV/ c^2

Jet enerji skalasındaki belirsizlik için, sistematik belirsizlik ile istatistiksel belirsizliği karşılaştırmak için Monte Carlo yöntemi kullanılmıştır. Run II’de CDF ve Dzero deneylerindeki analizlerde aynı $t\bar{t}$ olaylarında $W \rightarrow jj$ kalibrasyonu aracılığıyla jet enerji skalasındaki belirsizlik tespit edilmiştir. Tevatron elektrozayıf çalışma grubu (TevEWWG) , CDF ve Dzero’da farklı ölçümlerin kalibrasyonu ve sistematik hatalar arasındaki ilişkiye bakarak Fortranla top kuarkın kütesinin ortalama bir değerini hesapladılar. Parçacık data grubu (PDG), Run I ve Run II’de top kuarkın kütle ölçümlerindeki bilgileri birleştirip (Sistem ve istatistiksel belirsizlikleri alan

hesaplanması gibi birleştirdi.) $m_t = 174.2 \pm 3.3 \text{ GeV}/c^2$ 'in en iyi değerini bulmuşlardır. TevEWWG grubu son zamanlarda Run II'nin başlangıcındaki birkaç ölçümü kullanarak ortalama olarak $m_t = 172.5 \pm 2.3 \text{ GeV}/c^2$ değerini buldular. Tevatrondaki aşırı hassas deneylerde daha çok $2.0 \text{ GeV}/c^2$ değerindeki deneylerde top kuarkın kütlesi belirlendi. Top kuarkın kütlesi için seçilmiş tekniği kullanarak deneylerde elde edilen kütle değerlerinden anti-top'ın kütlesi çıkarıldı. Anti-top'ın kütlesine benzer herhangi bir kuarkın kütlesini tanımlamak için $\Lambda_{QCD} \approx 200 \text{ MeV}$ kuralındaki belirsizlik esas alınmıştır. Standart Model'de küresel akım fitlerinin ölçümlerinden top kuarkın kütlesini belirlemek, Higgs ışığının minimum süpersimetri uzamasından sağlanmaktan nispeten daha güvenilirdir. Böyle fitlere anti Z datası ve W bozonun kütle ölçümleride katıldığında $m_t = 179.4^{+12.1}_{-9.2} \text{ GeV}/c^2$ sonuç verir. Elektrozayıf hassas data fiti ek olarak katıldığında $m_t = 172.3^{+10.2}_{-7.6} \text{ GeV}/c^2$ sonuç ölçülmüştür. Direk olarak top kuarkın kütlesini ölçmek için her iki olayın değerleri iyi anlaşılması gerekmektedir [31].

4. TOP KUARKIN SİMULASYON ÇALIŞMASI

4.1 ALPGEN Üretici

Gelecekteki hadronik çarpıştırıcılarında yeterince büyük enerjili birkaç kuvvetli ve iyi ayrılan jetlerin son durumları tercih edilen bir olgudur. Multijetlerin son durumları, doğrudan kuvvetli QCD ışınma süreçlerinden veya büyük taneciklerin bozulmalarından, örneğin W ve Z ayar bozonları, top kuark, Higgs bozonun, süpersimetrik tanecikleri, ilgilendiğimiz top kuarkların doğru ölçümlerinde vb. çıkarılır. Hadronik çarpışmalarda multijetin tesir kesitinde hesaplanması için birkaç örnek dizin mevcuttur. Onların bir kısmı MC ile kuvvetli ve iyi izole edilmiş partonların son durumunu oluşturmada kullanılır. Olay jeneratörleri parton düzeyinde Monte Carlo ile hesaplanır. Çoğunun arasında kullanışlı ve en iyi dokümanlı örnekler PAPAGENO, (W/Z bozonlarında 4 ve daha fazla jetlerin üretim için) VECBOS, NJETS (6 ve üzeri jet üretimi için) dir. Basitçe QCD'de çeşitli jetleri pratik olarak hesaplayıp işleme tabi tutar ve hadronik çarpışmalarda multijet çeşni karmaşıklığıyla uğraşmamak için yeni teknikler geliştirilmiştir. Kullanıcının belirlediği parton düzeyinde ki süreçleri otomatik olarak üretmesi için programlar mevcut olup ve hadronik çarpışmalarda birçok önemli tepkime hesabı için bu dizinler kullanılır: MADGRAPH, CompHEP, GRACE ve AMEGIC ++ dir.

Deneysel verileri, pratik analizlerin sonuçlarında kullanmak için partonik duşların gelişiminde hadronların partonlara dönüşmesi görülebileceğinden yüksek düzeyde düzeltmelere ihtiyaç duyulur. MC, HERWIG, PYTHIA veya ISAJET, gibi programlar bu son iki adımı tamamlamakta kullanılır. Partonik duş gelişiminde MC programlarının parton düzeyinde ki hesapları tutarlı olması önemlidir. Düşük seviyedeki süreçlerin son durumlarında göreceli ekstra jetlerin nerede oluşacakları ile ilgi problemlere çeşitli yaklaşımlar (Örneğin W , Z jet atmaları ve $t\bar{t} + \text{jet}$) sunar. Bu olaylarda sunulan algoritmalar duş gelişim programları tarafından tahmin edilip düzeltmeler yapılır. Duş dağılımının daha yüksek değerleri için matris ögesi kullanılmaktadır [32-50].

Diğer çalışmalarda sınırlı bir süre içinde vektörlerle birlikte jet yayma olayları bozonlar tarafından sınırlanır. Özellikle NLO parton düzeyinde görülen denk olma problemi tam bir tartışması konusu olduğu için logaritmik (Satırlar) duş jeneratörlerini taşınması amaçlanır. Büyük jet çeşnisinin yapısı ve onun tekilliğinin karmaşıklığından dolayı matris ögesi elemanın uygulanması engellenir.

Son zamanlarda yeni bir strateji geliştirildi, duş gelişimi ile multijetlerin matris ögeleri ile birleştirmesi için çalışmalar yapıldı. Bu strateji, Sudakov form faktörü ile ağırlıklar tekrar inşa edildi ve parton düzeyi ile örtüşen faz uzay bölgelerinde duş yayılımlarının vetosu karşılaştırıldı. Duş gelişiminden sonra, farklı düzeydeki parton numuneleri keyfi jet çeşnisini kapsayan numuneleri bir arada elde etmek ve çift sayısının alt parçacıkları nasıl etkilediğini belirlemeye yardımcı olur. Bu fikirlerin uygulanması hadroniklerin son durumdaki elektron antielektron e^+e^- çarpışmasında gerçekleşir. Değerlendirmeler teorik bir yapı içersinde tartışılır ve bu yolla olayların üretimine göre bir duşta MC programı kullanılır buna müteakip perturbative gelişim sağlanır. W bozonunun ağır bir kuark çifti ile üretildiği olaylarda artı işareti 4 ekstra hafif parton atmasına başarılı bir şekilde uygulanmıştır [51,52].

MC kodu son durumları tanımlar. Ana komuttan perturbative gelişim matris ögesi ile hesaplanır ve hadroliz HERWIG'in kullanmasıyla tamamlanır. Son zamanlarda bu fikirlerin uygulamalarını geliştirerek hadronik çarpışmalarda elde edilen yeni süreçleri kapsayan kodlar MC'in kütüphanesine eklendi:

$WQ\bar{Q}+N$ jetleri ve $Z/\gamma Q\bar{Q}+N$ jetleri de (ağır kuark Q var) $N \leq 4$;
 $W+\text{charm}+N$ jetleri ve $Z+N$ jetleri ($N \leq 6$); $nW+mZ+lH+N$ jetleri de
 $n+m+l+N \leq 8$ ve $N \leq 3$; $Q\bar{Q}+N$ jetleri ($N \leq 6$); $QQQ'\bar{Q}$ jetleri de Q ve Q' ağır
kuarklar(eşitseler) ve $N \leq 4$; $HQ\bar{Q}+N$ jetleri ($N \leq 4$); N jetleri de
 $N \leq 6$; $N\gamma+M$ jetleri, eğer $N \geq 1$ $N+M \leq 8$; ve $M \leq 6$; single top, yani; 1) $t\bar{t}+N$ jetleri
de $t(\bar{t})\bar{b}(b)+N$ jetleri de $N \leq 1,2$) $t(\bar{t})+W+N$ jetleri de $N \leq 1,4$) $t(\bar{t})\bar{b}(b)+W+N$
jetleri de $N \leq 1$ dir [52].

4. 2 Program Genel Yapısı

Program birkaç yapı taşından oluşur. Kod kütüphanesinin bir kısmı, jeneratörün toplam alt yapısını tanımlar bir kısımda alt rutin takımlarını mantık sırasına göre çağırılmasını sağlar. Her zor süreç ona özgü olan kod öğelerinin ayrı bir takımına sahip olur. Bunlar, süreci başa döndürüp ve faz uzayında üretim çeşnisini kapsar. Hazır gelen analiz rutinlerinden olayın yapısı oluşturulur. Her zor süreç özel uygulamalarla meydana getirilir ve süreçten bağımsız olanlarla sürece göreli olarak bağlı olanlar kod öğelerine uyar. Yukarıdakine ek olarak, kod kütüphanesinin bir kısmı duş gelişimiyle ilgilenir. Kod öğeleri hesaplamanın bu evresinde HERWIG kodunu kapsar ve algoritma yorumlayabilen HERWIG tarafından işleme tabi tutulacak biçimde partonik girişin oluşturmasında görev alır. Biçimlendirme standardın Les Houches tarafında sunulanı benimser. Program iki ana biçimde çalışır;

İlk biçimi, kod seçilen zor süreçlerde ağırlıklı olayları oluşturmak için matris ögesi ile parton düzeydeki hesaplamaları yapar. Her ağır olayın olay kinematığı çalışılabilirdiği bir program çizgisinde analiz yapar buna göre histogramlar doldurulur. Kullanıcı, bu analiz programına direk olarak erişme şansı vardır ve kendi ihtiyaçlarına göre onu ayarlayabilir. Çalışmanın sonunda farka bağlı histogramlar elde edilir. Bir histogramlar paketi, yüksek işlemci grafiksel formunda grafikleri çizer ve bir çıktısını oluşturur. Bu paket kod kütüphanesinde mevcuttur. Çalışmanın kolay olabilmesi için, (Mesela verilmiş bir eşğin yukarısındaki jetlerin üretimi için) toplam tesir kesitinde bazı üretim kesitleri herhangi bir özel şarta bakmaksızın kullanması mümkündür.

İkinci biçimi ise parton düzeyinde ki olayların duş gelişimi farklı kod öğeleri ile iki farklı evrede yapılır. Çalışmanın bu biçimi matris ögesiyle bütün çeşnileri tekrar oluşturulur ve bilgiyi tam duş gelişimi için zorunlu kılar. Kinematığı verilmiş bir olay için renk çeşnisinin verisi bir dosyada depolanır olayı işleme tabi tutacak bu duş MC ile okunur [53].

4.3 Parton Düzlüğünde Üretim Ve Tesir Kesitinin Değerlendirmesi

Verilmiş zor bir sürecin tesir kesitini hesaplamak için aşağıdaki adımlar takip edilir:

- Zor süreçlerin giriş parametreleri kod ile tanımlanır. Bunlar, ağır kuarkların kütlesi, jet çeşnisini, hızını, momentum transferini vb. özellikleri kapsar.
- İlk bir faz uzayında kesitin bütünleştirme çevrimi yapılır ve tüm katkıda bulunan alt süreçler arasında nasıl dağıldığını hesaplar. Olay ile olayı takip eden adımlar yer alır. Bir alt süreç rastgele seçilendir;
- Faz uzayının bir noktasında kinematiksel kesitler ile tutarlı bir şekilde rastgele seçilir;
- İlk imzadaki parton parlaklığı seçilen alt süreçler için değerlendirilir ve mümkün çeşni arasından biri seçilir;
- Partonun spin ve renklerinden her biri rastgele tayin edilir;
- Faz uzayında olayın ağırlığı ve parton parlaklık faktörü matris ögesiyle değerlendirildikten sonra ele alınır. Her bir alt sürecin ağırlıkları bir muhasebesinin ve faz uzayının alt hacimleri için tutulur.
- İlk bütünleştirme tekrarlamasının sonunda farklı alt süreçler dağılımı faz uzayın bir bölgesinde depolanır.

4.4 Alt Süreçlerin Seçimi

Partonların son durumları için tesir kesiti hesabı tipik olarak alt süreçlerin büyük bir bölümü toplam çeşni ile karşılaştırma biçiminde meydana gelir. Örneğin $WQ\bar{Q}+2$ olayında jetlerin takip edeceği alt süreçler:

$$\begin{aligned} \bar{q}q' &\rightarrow WQ\bar{Q}gg, \quad qg \rightarrow WQ\bar{Q}gq', \quad gq \rightarrow WQ\bar{Q}gq', \quad gg' \rightarrow WQ\bar{Q}qq \\ gg &\rightarrow WQ\bar{Q}qq', \quad q\bar{q}' \rightarrow WQ\bar{Q}q\bar{q}', \text{ etc.} \end{aligned} \quad (4.4.1)$$

gibidir. Alt süreçlerin her biri (e.g. $u\bar{d} \rightarrow WQ\bar{Q}gg$, $u\bar{s} \rightarrow WQ\bar{Q}gg$) çeşniye birkaç şekilde katkıda bulunur. Örneğin yukarıdaki listede tüm süreçlerin toplam katkısı;

$$[u_1 \bar{d}_2 \cos^2 \theta_c + u_1 \bar{s}_2 \sin^2 \theta_c + c_1 \bar{s}_2 \cos^2 \theta_c + c_1 \bar{d}_2 \sin^2 \theta_c] \times \left| M(q\bar{q} \rightarrow WQ\bar{Q}gg) \right|^2 \quad (4.4.2)$$

gibi olur. Burada $q_i = f(x_i)$, $i = 1, 2$, parton yoğunluklarıdır ve q kaurk çeşididir. Önemli momentumlar ihmal edildikten sonra yük eşleneği veya izospinlerin spin katkıları hemen hesaplanabilir. Örneğin aynı dört olayı tanımlamak için matris ögesi kullanılır:

$$\begin{aligned} u(p_1) \bar{d}(p_2) &\rightarrow b(p_3) \bar{b}(p_4) g(p_5) g(p_6) e^+(p_5) \nu(p_6) \\ \bar{u}(p_1) d(p_2) &\rightarrow \bar{b}(p_3) b(p_4) g(p_5) g(p_6) e^-(p_5) \bar{\nu}(p_6) \\ d(p_1) \bar{u}(p_2) &\rightarrow b(p_3) \bar{b}(p_4) g(p_5) g(p_6) \bar{\nu}(p_5) e^-(p_6) \end{aligned} \quad (4.4.3)$$

Tipik olarak mümkün alt süreçler arasından çok az kısmı tesir kesitine önemli bir katkı da bulunur. Her olay için biz bütün alt süreçlerin ağırlıklarını toplamak yerine sadece birini hesaplarız. Bu ilk bütünleştirme çevrimi esnasında düzenli olasılıklar seçilir ve kesite her bir katkının bir kayıtlı tutulur. Müteakip bütünleştirme tekrarlamalarında tek kanalda ağırlık oranlarına göre biriktirilir [38].

4.5 Faz Uzayı Modeli (Phase-space sampling)

Faz uzayında sonuç en iyi şekilde kullanılır, her bir zor süreçte olduğu gibi hadron çarpıştırıcısında seçilen kesitlere uygulanması en uygun olan üretim değişkenleri kullanılmaktadır. Faz uzayında çok boyutlu sistem ile bütünleştirme esnasında bir kayıt sistemi her bin içinde biriktirilen toplam ağırlıkların kaydını tutar. Faz uzayında verimliliğe daha fazla katkıda bulunacak, bağımsız sistemler ve farklı alt süreçler denemesine imkan verir. Özellikle takip edilen ilk durumların her birini faz uzayı sistemine benzeteceğiz:

1. $q\bar{q}, q\bar{q}$ ve yük eşleneği
2. qg ve $\bar{q}g$
3. gq ve $g\bar{q}$

4. gg

5. $qq, q\bar{q}$ ve yük eşleneği

Örneğin $q\bar{q} \rightarrow WQ\bar{Q}gg$ ve $q\bar{q} \rightarrow WQ\bar{Q}q\bar{q}$ 'in aynı faz uzayını paylaşan süreçler.

4.6 Matris Ögesi İle Hesaplama (LO)

LO seçilen zor süreçler(Hard Process) için matris ögelerinin hesabını ALPGEN algoritmalarını kullanarak yapar, içersinde QCD etkileşimlerini tanımlayan uzantıları kullanılır. ALPGEN algoritması çözmekte zorlandığımız problemin karmaşıklığıyla başa çıkmak için kullanır. Bütün ağır kuarkların kütle olaylarının etkilerini kapsar. Hesaplamalar bittikten sonra MC ile olay düşünu sağlamak için, olayın duş gelişimi ile ilgi polarizasyonu ve renk görünümü ile ilgili bilgiye sahip olmak gerekmektedir. Çeşitli olayların polarizasyonu ve renkleri ile ilgi bilgiye ulaşmada MC faktörü rol alır. Rengin ana ilkesi ve renk akış kararlılık stratejisini seçmek için duş evriminin koherentini tanımlamak gerekli. Hadronik çarpışmalarda multijet süreçlerinde, ALPGEN algoritmasını bağımsız bir şekilde kullanılabilir [37,52,54].

4.7 PDF Tayin etmek ve α_s

Kod kütüphanesi en yeni PDF (Parton Distribution function) parametreleriyle açıklanan bir kısım seçeneği kapsar. Onları takip etmek için planlanan ndns değişkeni çalışmanın başlangıcında seçilebilir:

ndns	PDF	$[\alpha_s(m_z)]^{n_{loop}}$	ndn	PDF	$[s(m_z)]^{n_{loop}}$
1	CTEQ4M [35]	[0.116]2	101	MRST99-1[39]	[0.1175]2
2	CTEQ4L [35]	[0.116]2	102	MRST01-1 [40]	[0.119]2
3	CTEQ4HJ [35]	[0.116]2	103	MRST01-2 [40]	[0.117]2
4	CTEQ5M [36]	[0.118]2	104	MRST01-3 [40]	[0.121]2
5	CTEQ5L [36]	[0.127]1	105	MRST01J [40]	[0.121]2
6	CTEQ5HJ [36]	[0.118]2	106	MRSTLO [41]	[0.130]1
7	CTEQ6M [37]	[0.118]2			
8	CTEQ6L [37]	[0.118]2			

9 CTEQ6L1 [38] [0.130]1

10 +XX CTEQ61.XX [38] [0.118]2

XX = 00, 01, . . . , 40, plan sayısına nerede başvurduğun gösterir. NLO'in (Next-to-Leading Order) olayında 2'ci döngüyü tanımlamak için kullandığımızı α_s :

$$\alpha_s(Q) = \frac{1}{b_5 \log(Q^2 / \Lambda_5^2)} - \frac{b_5' \log \log(Q^2 / \Lambda_5^2)}{b_5^2 \log^2(Q^2 / \Lambda_5^2)}, \quad (4.7.1)$$

dir $Q > m_b \equiv 4.5 \text{ GeV}/c^2$ ise burada b_5 ve b_5' 1 ve 2-loop'un katsayıları sırasıyla 5 çeşnisinin QCD β fonksiyonudur [53].

4.8 Elektrozayıf Bağlaşım

ALPGEN giriş kodunun güncel akımla bağlaşımı standart $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ağaç düzeyindeki Lagrangian ile sağlanır. Girişte elektrozayıf kuvvetin (EW) parametrelerinin seçilmesinde kısa bir karışıklık olur. ALPGEN'de EW bağlaşımı ve Higgs bozonun (Kendiliğinde bağlaşım (selfcouplings)) gloun ile birleştirdiğinde $SU(2)$ parametreleri, zayıf $\sin\theta_w$ açısı ve EW ince yapı sabiti α_{em} , H ve W, Z 'in kütleleriyle karşılaştırılır. Bu yüzden 6 parametrenin toplamı genel EW matris öğelerinin değerini belirtmeye ihtiyaç duyulur. Eğer biz öğelerin sabit olmasını istersek yinede sadece dört bağımsız parametreyi kullanmamıza izin verilir (Yukawa bölgesindeki fermion kütleleri). Serbest bir parametre olarak davranan m_H kalan 5 parametreyi takip eder ağaç düzlüğü (tree) ilişkilerini tahmin ettiği için ağaç düzlüğünün sabit ayarı:

$$\cos\theta_w = \frac{m_w}{m_Z} \quad (4.8.1)$$

$$e = g \sin\theta_w \quad (4.8.2)$$

dır. Fermionlar Higgs'in kendiliğinden bağlaşımı ve Yukawa bağlaşımına ilaveten verilir:

$$\lambda_{hhh} = \frac{gm_H^2}{4mW} \quad (4.8.3)$$

$$\lambda_{hhhh} = \frac{g^2 m_H^2}{32M_W^2} \quad (4.8.4)$$

$$y_f = \frac{gm_f}{\sqrt{2}m_W} \quad (4.8.5)$$

Sonuç olarak yukarıdaki bağlantılar güncelleştirilmelidir. Büyük kütle enerjisinin merkezindeki akımlar göz önüne alınır ve hadron çarpışmalarında gelecek sahte düzeltmeler sayıca büyük olabilir ve tesir kesitine uygun olmayan yüksek enerjili davranışlarda görülebilir. Kodun güncel uyarlamasını EW 'in ortam parametrelerinden dört seçenek ile sağlar. Bu seçenekler değişken `iewopt` tarafından kontrol edilir zamana uygun çalışır (Bu değişken için hazır gelen değerler kodla sağlanır ve kullanıcı zor süreçleri takip edile bilinen kısımları tanımlayıp listeler). Farklı seçenekler aşağıda listelenmiştir; Parametrelerin hesaplanan sayısal değerleri giriş oluşturmakta kullanılır:

$$m_W = 80.419, \quad m_Z = 91.188, \quad \sin^2\theta_W = 0.231, \quad \alpha_{em}(m_Z) = 1/128.89, \\ G_F = 1.16639 \times 10^{-5} :$$

`iewopt=0`. giriş: $\alpha_{em}(m_Z), G_F, \sin^2\theta_W$. seçmek;

$$g = \sqrt{4\pi\alpha_{em}(m_Z)}/\sin\theta_W = 0.6497, \quad m_W = g/\sqrt{4\sqrt{2}G_F} = 79.98, \quad (4.8.6) \\ m_Z = m_W/\cos\theta_W = 91.20$$

`iewopt=1`. giriş: $m_W, G_F, \sin^2\theta_W$. seçmek;

$$m_Z = m_W/\cos\theta_W = 91.705 \quad g = (4\sqrt{2}G_F)^{1/2} m_W = 0.6532, \quad (4.8.7)$$

$$\alpha_{em}(m_Z) = (g \sin \theta_W)^2 / 4\pi = 1/127.51$$

iewopt=2. giriş: $m_Z, \alpha_{em}(m_Z), \sin^2 \theta_W$. seçmek;

$$m_W = m_Z \cos \theta_W = 79.97, \quad g = \sqrt{4\pi \alpha_{em}(m_Z)} / \sin \theta_W = 0.6497, \quad (4.8.8)$$

iewopt=3. giriş: m_Z, m_W, G_F . seçmek:

$$\sin^2 \theta_W = 1 - (m_W / m_Z)^2 = 0.2222, \quad g = (4\sqrt{2} G_F)^{1/2} m_W = 0.6532, \quad (4.8.9)$$

$$\alpha_{em}(m_Z) = (g \sin \theta_W)^2 / 4\pi = 1/132.5$$

Varsayım olarak bütün süreçlerde biz iewopt=3'ü çalıştırırız.

4.9 Ağırlıksız Duş Evresi

Duş gelişimi boyunca olayların işleme tabi tutulması için başlama noktası hafif olayların bir numunesinden üretilir. Bu üretim iki şekilde açıklanır:

1. Parton düzlüğünde kodun çalışması tanımlanır. Çalışma biçimini imode= 1 ile belirleriz ve ağırlıklı olaylar bir dosyada depolanır. Bütün olay bilgisi toplamak yerine basitçe olayın üretiminde kullanılan olasılık sayısının ilki toplanır ve depoladığımız dosyanın boyutunu ağırlıklı olaylar için sınırlamak gerekiyor.

2. Ağırlıklı olay numunesinin üretiminin sonunda, ağırlıksız kodla bir daha çalışma yapılıp kodlamada imode= 2 seçeneği kullanılmaktadır. Bu kodlama biçimi, kod dosyada depolanan olayları sırayla okur. Bir ağırlıksız olay seçildiği zaman olasılık sayısı rastgele yüklenir ve olayın hakkında bütün bilgi (Kinematığı, çeşnisi, spinler ve renkler) otomatik olarak tekrar inşa edilir. Olay için renk akışı sonra seçilen algoritmaya göre olayın renk durumuyla uyuşabilir ve ALPGEN'ni kullanarak bütün boyamaya uyan alt genlikler için tanımlanır; Onların rastgele olasılıkları çıkartılır [51].

Taneciklerin çeşni ile beraber renk ve momentumları çalışma sonunda ağırlıksız olayların tam numunesini içerecek olan bir dosyaya yazılır. Bu noktada duş gelişimi olayları işleme tabi tutmak için hazırlar. MC ile depolanan olayların renk ve çeşni bilgileri okunabilinir [52].

4.10 Beklenen Zor Süreçler

4.10.1 $WQ\bar{Q}$ +jets

Kod ile W 'nun üretilmesi, ağır kuark çiftleri ($Q = c, b$ veya t) ve jetlerle ilişkilidir. W notasyonunu kısaca kullanırız; bir fermion ile antifermion son durumlarında matris ögesiyle hesaplanan nedir gerçekte. Bütün karşılıklı spinlerin ve sınırlı genliklerin etkileri bu yüzden hesaplanır. Alıntı yapılan tesir kesiti için, tek bir lepton ailesine başvurulur; çeşninin tayininde kod bir elektron varsayarak seçer. Farklı çeşniler, ağırlıksız evre esnasında seçile bilinen bütün mümkün leptonik bozulmaları kapsayan kuark bozulmaları verilir. $Q = t$ olayında top kuark, sola doğru bozulmamaktadır. EW 'in parametreleri $iewopt=3$ 'den hazır gelenleri kullanarak seçenekleri ayarlar [34].

5. ALPGENİN İÇ YAPISI

5.1 Kod Paketinin İç Yapısı

Kod, Fortran77 ile yazılmıştır ve matris öğelerinin parçaları Fortran 90'da mevcuttur. Kod paketinde sıkıştırılan dosyalar alpgen.tar.gz dosyasında kullanmak için tanımlanır. URL <http://home.cern.ch/mlm/alpgen> adresinde ulaşılabilir. alpgen.tar.gz dosya paketinde ziplenmiş komutlar:

> tar -zxvf alpgen.tar.gz komutu ile açılarak aşağıdaki dosya ve kalsörler oluşturulur.

Aşağıdaki dizin yapıları kullanılır;

2Qlib/	DOCS/	alplib/	hjetwork/	topwork/	wjetlib/	wqqlib/
2Qphlib/	Makefile	compare	phjetlib/	validation/	wjetwork/	wqqwork/
2Qphwork/	Njetlib/	compile.mk	phjetwork/	vbjelib/	wphjetlib/	zjetlib/
2Qwork/	Njetwork/	ft90V.tar.gz	prc.list	vbjelib/	wphjetwork/	zjetwork/
4Qlib/	QQhlib/	herlib/	pylib/	wcjetlib/	wphqqlib/	zqqlib/
4Qwork/	QQhwork/	hjetlib/	toplib/	wcjetwork/	wphqqwork/	zqqwork/

Burada,

- alplib/, matris elemanın değerlerinde kullanılan ALPGEN algoritması kod çeşitlerini içerdği kısımdır. Kullanıcı bu dizini bir kara kutu olarak kullanmakta.
- alplib /alpgen.f : kod genel olarak; girişte matris öğesiyle hesaplama hazırlığı yapar, tesir kesitini hesaplar ve son olarakta olayın giriş dosyasını yapar vb. şeyler içerir.
- alplib /alpgen. inc: Dosya için gerekli ortak blokları içermekte.
- alplib/Aint. f, Asu3. f, Acp,f; Matris öğesi hesaplamaları için gerekli olan ALPGEN algoritma programının takımlarını hazırlar.
- alplib/alppdf. f: Parametrelerin görev yapılarının tamamını içerir; giriş çalışıldığı zaman paketin parçalarının tablosunu sağlamakta ve alt dizinleri alplib/pdfdat/'de depolamaktadır. alplib/pdfdat/hvqpdf'in bütün PDF veri tablosunun gerekli bağlantılarını içeren komut dosyasıdır. Bir varsayımda dosyanın dizin uzantılarını /*work ile sağlar.
- alplib/alputi.f: Bu program birimi topdrawer dosyasının dağılım ihtiyacına göre bir histogramlar paketini oluşturur. Bu pakette kullanılan örnekler hazır gelir, kullanıcıda

work/ usr.f. dosyasında sağlar. Diğer histogram paketlerini tercih eden kullanıcılarda HBOOK gibi bu dosyaya kullanmaya ihtiyaç duymaz.

- Bu dizinler *lib/ (*=wqq, zqq, wcjet, wjet, zjet, hjet, vbjet, 2Q, 4Q, QQh, Njet, phjet, top, wphjet, wphqq, 2Qph) belirli kod parçalarını içeren olayları $WQ\bar{Q}$ +jets, $ZQ\bar{Q}$ +jets, W +jets, W +jets, $W+c$ +jets, Z +jets, nH +jets, $nW+mZ+lH+j\gamma$ +jets, $Q\bar{Q}$ +jets, $Q\bar{Q}Q'\bar{Q}$ +jets, $Q\bar{Q}H$ +jets, N jets, γ +jets single- t +jets, $W+\gamma$ +jets, $W+\gamma+Q\bar{Q}$ +jets, ve $Q\bar{Q}+\gamma$ jets üretirler. Ortak komut dosyaları bu dizinlerde mevcuttur. Kullanıcı kara kutusu olarak bu dizinleri kullanır.
- * work/ (*= wqq, zqq, vb.) dizini, kendisiyle kullanıcının birbiri ile etkileştiğini varsayan kod parçalarını içerir ve kullanıcının özel analiz kesitleri yapmasını sağlar. *usr.f (*= wqq, zqq, vb.) bunlar analiz program dosyalarını nereden sağlandığını gösterir. Bu dosyalar kullanıcının üretim şeklini seçebildiği rutinlere ev sahipliği yapar, üretim parametreleri (Mesela enerji ışıması, PDF tayin etmek, ağır kuark kütlesi, vb.) üretim kesitleri ek olarak verir (Minimum p_T eşikleri vb.). Burada kullanıcı histogramın başa döndürüp analiz rutinini yeniden yazabilir ve gerekli program çıktısını yazdırır. Bu kod parçalarıyla kullanıcı analiz dosyalarında redaksiyon çalışması yapabilir ve uygulamalı çalışmalarda yapmasını sağlar. Bu sürüm daha önce çalışmaları tamamlanmış örnekleri içeren komut dosyalarını içermekte ve farklı giriş oluşturma olasılığımız vardır.
- Herlib/ dış gelişiminde kullanılan HERWIG'in güncel kod parçalarını içeren dizindir. HERWIG kaynağına ek olarak 6.510 versiyon dosyaları atother.f dizin dosyasında mevcuttur. Parton seviyesindeki matris öğeleri ve HERWIG'in ara birimleri hwuser.f dosyası da bulunmaktadır. HERWIG'in çalışması için ana sürücü ve kullanıcının giriş yapabildiği kodun parçalarını içeren analiz rutinlerini içermektedir.

Daha çok ayrıntıda:

- hwuser.f: Kullanıcının analizi başa döndürmesini sağlar. Standart HERWIG imzasını, histogram imzasını, analiz rutinleri vb. şeyleri içermektedir. Yeni rutinlere ihtiyaç olduğunda hwigup ve hwupro ile oluşturulan olayların ara yüzünü sağlar.

- atoher.f: Bu dosya matris ögesi jeneratörleri ile üretilen ağırlıksız olayları okumak için bütün gerekli rutinleri içerir. Rutinlerde hwigup kullanarak (çeşitli süreçler, partonları sayısı, enerjiye ışınımı ve ışın çeşidi vb.) zor süreçleri başa döndürme parametrelerini indirir ve ana HERWIG'in başına dönmeyi sağlar. Rutinde her olay hwupro ile çağrılır: O olayın kinematığını, çeşni ve ağırlıksız olayların dosyasından renk bilgisini okur ve düşün HERWIG ile işleme tabi tutulmasını sağlamak için olay verisini sağlar. Bu dosya bir kara kutu olarak kullanıcı tarafından kullanılır.
- herwig6510. f: HERWIG'in kod deposudur.
- HERWIG65. INC, herwig6510. inc: HERWIG'in komut deposudur.
- pdfdummy.f: PDF'in yapay rutini, HERWIG tarafından ihtiyaç duyulursa eğer CERN'in kütüphanesindeki PDF takımları kullanılmasını sağlar. Bir varsayım olarak, HERWIG'e hazır gelen PDF takımlarını güncelleştirme çalışmaları zor süreci oluşturmak için kullanılırsa bu belirtilmelidir. Bu güncelleştirmeden düşü son durumu etkilenmemektedir. Buna rağmen sonraki versiyonlarda kullandığımız PDF, düş gelişimine uygulandığında sıkıntı yaratmaktadır.
- Benzer bir dizin ve dosya yapısı PYTHIA içinde sağlanır.
- DOCS/ bu doküman onun dizin kaynağını içerir.
- Makefile dizin yapısı ise girişi oluşturan dosyaları içermekte örneğin tek paketli bir dosyaya dolu kodun düzenli yerleşmesine izin veren komuttur.

5.2 Kodlama Çalışması

> cd wqwork ! $WQ\bar{Q}$ yöntemi için kod derleyen dizini değiştirir:

> make gen ! Bir Makefile'nin derlenmesini sağlar.

wqqgen çalışmaya hazırlanır. Eğer kullanıcı wqqusr.f analiz dosyasına yeni isim vermek isterse myanal.f komutunu çalıştırabilen ek make komut seçeneklerini takip ederek yapar:

> make usrfile=myanal gen

Çalıştıktan sonra basitçe myanal çağrılır. Çalışmasıyla etkileşimli kod ile çağrılan parametrelerin uygun olduğu klavyeden yazılır veya hazır gelen komut dosyası girişini kullanarak komut çalıştırılır.

> wqqgen < input

Dosya girişini düzeltmek için başa dönerek eksikliklerini gidermeye izin verir (Mesela jetlerin sayısı, ağır kuark kütleleri, PDF takımları, vb.). İstenilen ilk giriş parametresinin çalışma kodu imode'dir. Üç mümkün çalışma biçimi vardır.

5.2.1 İmode=0

imode=0 en basit seçenektir, olayların seçilen kesitlere göre oluşturulduğu toplam tesir kesitin değerlendirilir ve kullanıcı olayı analiz etmesi için rutin programları kullanarak istenilen dağılımlarla histogramı doldurur. Kullanıcının işini kolaylaştırmak için olayın göreceli kinematiksel değişkenlerinin birliğini sağlar. Başlangıça usrfll'la ile dönülür wqqlib/ wqqi.f dosyasında mevcut olan rutinleri wqqe.inc dosyasının içerisindeki usrevt'in ortak bloklarında depolanır. Değişkenlerin örneklerini kapsar:

- pin(4,2): Gelen partonların momentumları
- pout(4,8): Giden taneciklerin momentumları (çıkışta ki sekiz maksimum partonun)
- pjet(4,8): Son durumdaki partonların momentumları (Yani kuarklar ve gluonlar)
- ptj(8), etaj(8): Son durumdaki partonların çaprazlama momentumu
- pbott(4) (pbb(4)), ptb (ptbb): Ağır (Anti) kuarkın momentum ve çaprazlama momentumu.
- plep(4) (ptlep), pnu(4) (ptmiss): (Çaprazlama) yüklü lepton ve nötrinonun momentumu
- drjj(8,8): Son durumdaki partonların arasında $\eta - \phi$ boşluğunun ΔR ayrılığı
- drbj(8) (drbbj(8)) : Son durumdaki ağır (anti) kuark ve son durumdaki partonlar arasındaki $\eta - \phi$ boşluğunun ΔR ayrılığı
- etc.

Kullanıcı bir çıktı olarak takip eden dosyaları bulacak: ('Dosya', çalışma başladığı zaman kullanıcı tarafından tayin edilen etikettir):

- file.stat: Bu dosya çalışma bilgisini içerir: (EW ve güçlü kuvvet, çeşitli ışıma enerjileri ve PDF takımları) üretimde zor süreçleri seçerek giriş parametrelerin

değerlerini belirler. Üstelik bu dosya toplam tesir kesitinde izin verilen alt süreçlerin bireysel katkılarına ek olarak her bir bütünleştirme çevrimin sonuçlarını da içerir.

- file.top: topdrawer grafik çizimlerinin dağıtımlarını içerir. Histogramları normalleştirmek için hazır pb kutusudur.
- cnfg.dat: ALPGEN’de istenilen dosyayı oluşturulur; analizin çıktısına ihtiyaç duyulmaz yeniden herhangi bir kod çalışması tekrar yapılacaksa kullanıcıya kolaylık sağlar ve kullanıcı yaptığı çalışmayı güvenli olarak silebilir.
- file.mon: Üretilen her biri 100K olayını sonradan güncelleştirmesini yapar; O çalışmanın hakkında bilgiyi içerir her 100K olayına ulaşmayı sağlar. Çalışmanın ilerlemesini izlemek içinde faydalanılır. Bu izleyen alete ek olarak kullanıcı çalışması esnasında diğer testlerden faydalanması da sağlar ve kısmi bilgiyi kurtarmak için veya çizilen dağıtımların gelişimini de izler. Program, rutin monitöre çağırdığı her 100K olayları kullanıcı wqqwork /wqqusru.f dosyasında bulmasını sağlar. Kullanıcı yapmak istediği herhangi çalışmayı yapabilir. Tehlikeli durumlarda veriler güvenli bir şekilde o noktadan uzaklaştırır bu yüzden sonuçlar kurtarılır.
- file.grid*: Faz uzayında mülti boyutlu aralıkların şebekesini açıklar. Faz uzayının bütünleştirilmesi esnasında, her bütünleştirme değişkeninin her bin içinde kaydını tutar. Bir bütünleştirme çevriminin ("Tekrarlama") sonunda bin oranları ile toplam bin aralıkları deneme verimliliğini geliştirmek içinde kullanılır. Bunu tayin ederek olasılıkları bin ile orantılı denemesini yapar. Müteakiben bir tekraralama sonrasında denenmesinin faydası olabilir. Her tekrarlamanın sonunda aralıkların durumu file.Grid1 dosyasında kayıt edilir.

5.2.2 İmode=1

imode=1 kodu ile imode=0 gibi pratik çalışma yapılır ve ağırlıklı olayları bir dosyaya yazmakta kullanırız. Dosyanın boyutunu sınırlamak için bir önceki ağırlıksız geçen tek olaylardan kurtarır. Ağırlıksız olayların üretiminde maksimum ağırlığın 1%'ine eşit olan maksimum bir ağırlıkta wtmp temel alınır: $W_{tmp} = w_{max}/100$. W 'in ağırlıksız olayından sonra bir ağırlık $w=w_{tmp}$ tarafında tayin edildiğinde ağırlıklı olay $w < w_{tmp}$, $w = w_{se}$, yada $w > w_{tmp}$ se’de toplanır. Ağırlıklı olayın üretimini başlatan rastgele çekirdek sayısı ile beraber x_1 'in değeriyle verilir. Çalışmada bazı istatistiksel bilgileri oluşturulan

olaylar, toplam maksimum ağırlığa ek olarak ayrı bir dosyada kayıt edilir. Ağırlıklı olayların dosyası ağırlıksız olaylar içinde kullanılmaktadır. Çeşnide rastgele çekirdek sayı bilinmesi dolu kinematığı oluşturmak için yeterli olur ve olay bilgisi boyanır. Her olayın boyutu, 57 byt'lidir. Daha fazla olay sayısı yazmanız için yeterli disk boşluğunun olduğuna emin olmalısınız. Dosyalara ek olarak imode=0 için yukarıda listelediğimiz dizinlerde kullanıcı takip edeceği dosyaları bulacaktır:

- file.par: Faz uzayında çalışan parametrelerin, aralık kesit ve maksimum ağırlık bilgisini (Mesela ışıma enerjileri ve çeşitli üretim kesitleri ve vb.) içermektedir;
- file.wgt: Her olay için rastgele üretilen ağırlıklı olayların iki çekirdeği ve olay için x_1 'in değerini depolar. Bir eksiklik olarak ağırlık dağıtımının muhasebesini rutin *usr.f'de tutulur ve veri topdrawer dosyasındaki file.top da toplanır.

5.2.3 İmode=2

imode=1 ile çalıştıktan sonra imode=2 ile çalışıldığında oluşturulan ağırlıksız olaylardan HERWIG veya PYTHIA ile olayların işleme tabi tutması için giriş dosyasını hazırlar. Kod, faz uzayının aralıklarında ağırlıklı olay üretimi için kullandığı dosyadan maksimum ağırlıkları file.par dosyasından okur. Kullanıcının dosyayı düzeltme olanağı var ve farklı bir değerle maksimum ağırlığı değiştirir, daha çok verimli ağırlıksız olay elde edebileceği numuneyi daha küçük maksimum bir ağırlığı seçerek yapabilir. file.wgt'i kodu ağırlıklı olayları içermekte. Maksimum ağırlıklı ve ağırlıksız olayların ağırlıklarının bir mukayesesi yapılır. Her ağırlıksız olayın kinematığı göreceli rastgele çekirdeklerde tekrar inşa edilir. Olay için renk akış sonrası hesaplanır ve dolu olay bilgisi yeni bir dosyaya yazılır. Bu dosya, dolu duş üretiminin başlama noktasında HERWIG veya PYTHIA kullanılarak yapılmakta. Bir çıktı olarak kullanıcı takip edeceği dosyaları bulacaktır:

- file.unw.stat: Tesir kesiti, max ağırlığı ve vb. şeyleri içermekte;
- file.unw.top: Hiçbir yeni olay oluşturulmazken analiz rutinleri imode=1'de ağırlıksız olaylara uygulandığı zaman kullanılır ve göreceli dağılımları değerlendirir. Bu yolla kullanıcı olay öncesi ve sonrası ağırlıksız olayların dağılımlarını kıyaslayabilir.

- file.unw: Ağırlıksız olayları listeler, olayı kinematığın, çeşni ve renk yapısı ve olay ağırlığı hesaplar.

5.3 Kütlesiz Olaylarda HERWIG veya PYTHIA İle Çalışmak

HERWIG hazır gelen verileri herlib /hwuser sürücüsünü kullanark derlemeye başlar. Giriş derlemek ve birleştirme için komut verilir:

> make hwuser

Bu komut Herlib dizininde mevcuttur. Uygulanabilir sonuçlar hwuser komutu verdikten sonra ağırlıksız dosyasını içeren dizinde çalıştırılır. Hazır gelen kod basitçe verilmiş olaylar için duş gelişimi ve ilkin az tanecik içeren olayları (Değişken maxpr tarafından koyulan kural uyan olaylarda sayılır) ekrana yazdırır. Analiz kodu kullanıcı tarafından sağlanmalıdır standart HERWIG rutinleri hwabeg, hwanal, hwaend ile doldurmalıdır. Bir kayıt dosyası girişlerini belgeleyen file-her.log'dir ve çalışma verileri üretir. PYTHIA'da çalışmak için benzer bir ara yüz mevcuttur.

5.4 Çalışma Biçimi

- imode=3: Seçilen zor süreçten hazır gelen değerlerin parametrelerini listesinin ve onların anlamının açıklayarak ekrana yazdırır.
- imode=4: İmode= 3'ün aynısı fakat sadece farklı olarak par.list'i dosyaya yazdırır
- imode=5: prc.list dosyaların yazar. ALPGEN'in parametreleri ve bütün zor süreçlerden hazır gelen değerlerin global takımlarının listesini yazar.

5.4.1 Giriş Yapısı

Giriş dosyaları bütün süreçler için aynı yapıya sahip olduğu için zorunlu 5 giriş maddesi vardır:

1. Çalışma biçimi
2. Dosyaları oluşturup adlandırma
3. Giriş aralıklarının seçeneği
4. Warmup tekrarlama başına olayların sayısı ve warmup tekrarlamalarının sayısı

5. Çalışma esnasında warmuptan sonra değerlendirilmesi için olayların sayısı

Gerekli olan bütün diğer parametreler hazır gelen değerlerle uyumlu olması gerekir. Kullanıcı, (Verilmiş bir parametreyi temsil etmek) onları değiştirebilir ve uygun değerlerini sıralar. Örneğin:

```
njets 3  
mb 4.75  
ptbmin 25
```

`njets` jetlerin sayısını değiştirir, `b` quarkın kütleini ve jetlerin minimum `pt`'sini değiştirir. Kod okumayı ve kayıt işlemini dosyanın sonuna kadar devam eder (Etkileşim dosyada çıkmak için `ctrl D`'le komutla çıkarılabilir). Konuyla ilgili parametreler formda önceden bahsedilen pariteye uygun olarak ardışık listelenir. Aynı yapı, `imode=2`'de çalışıldığı zaman çalışır. Şimdiden, `imode=1`'de çalışma koşullarının koyulduğu parametreler, tekrar başa döndürülmeye ihtiyaç duymaz. Dosyalardan uygulanabilir onları otomatik olarak içerisinde okur. Onları değiştirmesi için herhangi birini çıkarmak yeterlidir. `imode=2` ile tekrar çalışmak için parametrelerin listesi "`print 1`" komutu ile gerçekleşir. Bunlar tipik olarak `W,Z` ve top bozulma biçimlerini kontrol eden parametrelerdir. Bütün olayda `imode=0,1` veya `2`'nin olup olmadığı kod parametrelerinin kullanıcı tarafından ihtiyaç duyulan kodun istekleriyle uyuşabilir olduğundan değiştirip değiştirmedeği kontrol edebilir bundan dolayı hata yapması için hiçbir risk yoktur [55].

6. ANALİZLER

Tutorial (ALPGEN nasıl kullanılır)

- <http://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen/> sitesinden v210.tgz dizin indirilip içine girilir; yeni V2.10 versiyonun içersinde kod kaynakları mevcuttur.
- Komut verildilir;
> tar -xzvf v210.tgz

Dizin yapısı aşağıda gösterilmiştir:

2Qlib	compare	Makefile	QQhlib	vbjetwork	wphqqlib	zqqwork
2Qphlib	compile.mk	Njetlib	QQhwork	wcjetlib	wphqqwork	
2Qphwork	DOCS	Njetwork	toplib	wcjetwork	wqqlib	
2Qwork	ft90V.tar.gz	phjetlib	topwork	wjetlib	wqqwork	
4Qlib	herlib	phjetwork	v210.tgz	wjetwork	zjetlib	
4Qwork	hjetlib	prc.list	validation	wphjetlib	zjetwork	
alplib	hjetwork	pylib	vbjetlib	wphjetwork	zqqlib	

> make validate ! Komut vererek tüm paketi geçerli kılmak mümkündür:

Bütün süreçleri derleyecek çalışmaların dizin uygun olup olmadığını öğrenebiliriz.

> cd validation ! ile dizin değiştirilir:

> more val.summary !Ölçümü kontrol etmek için:

- Uygun dizine gitmek için:

> cd wqqwork

bu benzer dosyalara alpgen.inc cnfg.dat input Makefile pdflnk wqq.inc wqqusr.f bak.

- kodu derlemek için aşağıdaki komut kullanılır:

> make gen

dosya oluşturmak ve kullanmak için komut kullanılır;

wqqgen

- komut ver onu çalıştır

> wqqgen < input

- Sonucu depolanmış birçok dizin dosyasını içeren sayfalar görebiliriz.

- Giriş Dosyası

1 ! İmode

wbbj ! Dosyasını etiketlendir

10000 2 ! Olaylar / tekrarlama,

100000 ! Olayları üretmek sayısı

*** Bütün süreçlerin girişlerin sağlamak için sözü geçen 5 yol ihtiyaç vardır

*** Yolları tanımlamak için 3 asteriscs ile açıklanmalı

*** Bu yolla zor süreçleri çalışmak için aşağıdaki olasılıkları değiştirerek yapılır

*** Tüm parametrelerin listesin içine girilebilir ve onların değerlerin bakılabilir

*** Giriş “ print 1” (bölme üzerinde gösterir) yada “print 2” dosyasını yazar

ihvy 5

njets 1

ickkw 0

ptjmin 20

ptbmin 20

etajmax 1

etabmax 1

drjmin 0.7

drbmin 0.7

Varsayılan değerlere göre saklı parametreler vardır. Çeşitli listede tümü gösterilir;

>./wqqgen

→ Bölme üzerine uygulandığında:

Giriş üretme ve çalıştırma şekli:

0 : Ağırlıklı olayları üretimini olay dosyasına göndermemek

1 : wgted olayını üretildikte sonra ağırlıksız olay dosyasına yazmak

2: Olay dosyasını okumak yada ağırlıksız modunda göstermek

3: İz parametrelerinde olasılıklara ne zaman son verileceğin seçmek

4: Parçacık listesinin parametrelerini yazarak olasılıklara ne zaman son verileceğin seçmek

5: Parçacık listesine tüm metotları yazmak, varsayılan parametreler, choices skalası, PDF,etc., sonlandırmayı seçmek

→ Şimdi yaz

> 4

→ par.list dosyasının üretimine bunu yazalım:

Zor süreçlerin kodu (değişmeyebilir):

pp(1) yada ppbar(-1) çarpışmalarını seç:

ih2= -1

CM (Center of Mass)-Kütle Merkezi çerçevesinde ışınma enerjisi (e.g 7000 for LHC)

ebeam= 7000

Parton yoğunluğu ayarlanır:

ndns: 5

NDNS	Set	Lambda_4	Lambda_5_2loop	Scheme
1	CTEQ4M	.298	.202	MS
2	CTEQ4L	.298	.202	MS
3	CTEQ4HJ	.298	.202	MS
4	CTEQ5M	.326	.226 (as=0.118)	MS
5	CTEQ5L *	.192	.144 (asLO=0.127)	MS
6	CTEQ5HJ	.326	.226 (as=0.118)	MS

PDF takımları bir 1-loop analizinden elde edilir ve Lambda'nın göreceli değerleri için 1-loop oluşturulur. MSbar planı 1-ilmik yapı göreviyle eksiklikleri gidermede kullanılır.

Bütün olaylarda Lambda'nın değerleri ve loop kodu otomatik olarak kod ile koyulur kullanıcı sadece girişin ndns'e ihtiyaç duyar.

scalayı seç (bağlı süreçler):

iqopt= 1

Q'in olduğu çarpanlara ayırma normalleştirme ölçeği için seçenekler:

iqopt=0 => Q=qfac

iqopt=1 => $Q=qfac*\sqrt{m_W^2+ \text{sum_jets}(m_{tr}^2)}$

iqopt=2 => $Q=qfac*m_W$

iqopt=3 => $Q=qfac*\sqrt{m_W^2+ p_{t,W}^2}$

iqopt=4 => $Q=qfac*\sqrt{\text{sum_jets}(m_{tr}^2)}$

burada:

→ $m_{tr}^2=m^2+p_t^2$, ağır kuarklar ve hafif jetler

'ickkw 1' girişi CKKW skalasında seç (Jet'in denk olmasının için daha sonra kullanılması gerekli)

imode=2'i 'cluopt' seçeneklerin ayırma seçenekleri;

cluopt=1: kperp propton pt (kümeleme)

cluopt=2 : kperp propton mt (kümeleme)

ktfac tarafında kperp formatlamak demek

Q skalasının formatlama faktörü

qfac:1

CKKW skala seçeneği: 1 jet- parton karıştırmasına ayarlanmasını sağlar:

İckkw= 0

Skala faktör için ckkw alfa skalası:

ktfac = 1.

hafif jetlerin sayısı için:

$$n_{jets} = 0$$

WQQ, ZQQ, 2Q, gibi işlemler için ağır tür tipi (4=c, 5=b, 6=t):

$$I_{hvy} = 5$$

charm (c) kütle:

$$m_c = 1.5$$

bottom (b) kütle:

$$m_b = 4.7$$

top (t) kütle:

$$m_t = 174.3$$

hafif jetler için minimum momentum transferi (p_t):

$$p_{tmin} = 20$$

bottom (b) kuarklar için p_{tmin} (b süreçlerin göre belirtik):

$$p_{tbmin} = 20$$

charm (c) kuarklar için p_{tmin} (c süreçlerin göre belirtik):

$$p_{tcmin} = 20$$

yüklü leptonlar için minimum p_t :

$$p_{tlmin} = 0$$

kayıp minimum η :

$$\eta_{min} = 0$$

hafif jetler için max $|\eta|$ açısı:

$$\eta_{ajmax} = 2.5$$

b kuark için max $|\eta|$ açısı:

etabmax= 2.5

c kuark için max $|\eta|$ açısı:

etacmax= 2.5

yüklü leptonlar için max $|\eta|$ açısı :

etalmax= 10.

min deltaR (j-j), deltaR (Q-j) [j= light jet , Q= c/b]:

drjmin = 0.699999988

min deltaR (b-b) (b süreçlerin göre belirtik):

drbmin = 0.699999988

min deltaR (c-c) (c süreçlerin göre belirtik):

drcmin = 0.699999988

yüklü lepton ve hafif jetler arasında ki min. deltaR:

drlmin= 0.

başlangıçdaki ilk olasılık sayıları (5- tam sayı):

iseed1 = 12345

başlangıçtaki ikinci olasılık sayıları (5- tam sayı):

iseed2= 67890

imode=2 de W bozulma biçimi:

iwdecmod=1

kt sakala seçeneği. 1: kt propto pt, 2: kt propto mt:

cluopt= 1

başlangıçtaki ağırlıksızlar için ilk olasılık sayısı (5 – tam sayı)

iseed3 = 12345

başlangıçtaki ağırlıksızlar için ikinci olasılık sayısı (5 – tam sayı)

iseed4 = 67890

• Çıkış Dosyası

W b bbar + 1 jets

W - > ell nu

b kütlesi : 4.7

Partonik olay örneklerinin üretim biçimi:

Hafif jetler:

ptmin= 20. $|\eta_{\max}| = 1$. $dR(j-j), dR(Q-j) > 0.7$

b kuarklar:

ptmin= 20. $|\eta_{\max}| = 1$. $dR(Q-Q) > 0.7$

leptonlar:

ptmin (lep)= 0. $|\eta_{\max}| = 10$. $Et(\text{miss}) > 0$. $dR(l-j) > 0$.

Çalışma Parametreleri

Elektrozayıf parametreleri:

İewopt=3

Giriş mW, mZ , GF hesaplamasını destekler

M(W)= 80.419 Gamma (W)= 2.04807653

M(Z)= 91.188 Gamma (Z)= 2.44194427

$M(H) = 120$. $\Gamma(H) = 0$.

$g_W = 0.65323291$; $\sin^2(\theta_W) = 0.222246533$; $1/a_e(m_Z) = 132.50698$

Kuark kütleleri:

$m(\text{top}) = 174.3$ $m(\text{b}) = 4.7$

Işınım parametreleri:

beam1 = proton, beam2 = antiproton

Ebam = 980. PDF seçenekleri = CTEQ5L

$\alpha_s(M_Z) [n_{\text{loop}}=1] = 0.127003172$

Başlangıçta 10000. olay üretmek için

Ortalama ph-space eff = 0.342536138

avgwgt (pb) = 0.0152015651+- 0.00187552134 maxwgt = 7.65766369

unwgt eff = 0.00198514399

Alt süreçler:

jproc = 1 toplam (pb) : 0.0108255596+- 0.0017552771

jproc = 2 toplam (pb) : 0.00236215767+- 0.000554153443

jproc = 3 toplam (pb) : 0.00201384775+- 0.000374062198

Tesir kesit geçen parçacık sayısı :

avgwgt (pb) = 0.0167401609+- 0.00153770483

Başlangıçta 100000. olay üretmek için

Ortalama ph-spance eff = 0.409294254

avgwgt (pb) = 0.017476239 +- 0.000574471343 maxwgt: 26.1532933

unwgt eff = 0.000668223264

Alt süreçler:

jproc = 1 toplam (pb) : 0.0114901936+- 0.000490463401

jproc = 2 toplam (pb) : 0.00322185443+- 0.000225250821

jproc = 3 toplam (pb) : 0.00276419101+- 0.000200695731

Tesir kesit geçen parçacık sayısı:

avgwgt (pb) = 0.0173860873 +- 0.000538143309

Bir giriş dosyası ile bir çıkış dosyası vardır (56).

6.1 İmode=1 İçin Yapılan Analiz (100K olay)

```
1          ! generation
tt32j      ! string labeling the output files
100000 4   ! N(events)/iteration and N(iter's) for initial grid optimize
100000     ! number evts to generate
ih2 1
ebeam 7000
mt 175.00
ihvy 5
njets 0
ptjmin 100
iqopt 1
ickkw 1
drjmin 0.8
```

starting generation of 100000. events

average ph-space eff= 0.850976922

avgwgt(pb)= 26.5769916+- 1.00077907 maxwgt= 28587.8503

unwgt eff = 0.000929660374

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 12.9900854+- 0.652755605

jproc= 2 total(pb): 13.5869062+- 0.760919682

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.5769916+- 1.00077907

starting generation of 100000. events
average ph-space eff= 0.89736802
avgwgt(pb)= 27.4612027+- 0.482341163 maxwgt= 8388.76689
unwgt eff = 0.00327356846

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.5953027+- 0.342472324

jproc= 2 total(pb): 13.8658999+- 0.345160726

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.9541014+- 0.312623379

starting generation of 100000. events

average ph-space eff= 0.899757965

avgwgt(pb)= 27.1522763+- 0.464807579 maxwgt= 6878.68571

unwgt eff = 0.00394730584

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.4479816+- 0.316570991

jproc= 2 total(pb): 13.7042947+- 0.345709119

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 27.0158272+- 0.259407421

starting generation of 100000. events

average ph-space eff= 0.898836007

avgwgt(pb)= 25.9904733+- 0.450080579 maxwgt= 11503.6413

unwgt eff = 0.00225932578

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 12.786243+- 0.308307761

jproc= 2 total(pb): 13.2042303+- 0.333009762

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.7601498+- 0.224749948

6.2 İmode=0 İçin Yapılan Analiz (100K olay)

```
0          ! generation
tt32j      ! string labeling the output files
100000 4   ! N(events)/iteration and N(iter's) for initial grid optimize
100000    ! number evts to generate
ih2 1
ebeam 7000
mt 175.00
ihvy 5
njets 0
ptjmin 100
iqopt 1
ickkw 1
drjmin 0.8
```

starting generation of 100000. events

average ph-space eff= 0.851223208

avgwgt(pb)= 26.0574405+- 0.917249603 maxwgt= 18333.2574

unwgt eff = 0.00142132082

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 12.8603446+- 0.643365675

jproc= 2 total(pb): 13.197096+- 0.65637019

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.0574405+- 0.917249603

starting generation of 100000. events

average ph-space eff= 0.901185058
avgwgt(pb)= 26.4639942+- 0.450467797 maxwgt= 6253.89177
unwgt eff = 0.00423160413

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.1719357+- 0.315225221
jproc= 2 total(pb): 13.2920586+- 0.327194039

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.3849931+- 0.404338674

starting generation of 100000. events

average ph-space eff= 0.901884036
avgwgt(pb)= 26.5196724+- 0.438002959 maxwgt= 6198.32212
unwgt eff = 0.00427852439

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.5724282+- 0.311151517
jproc= 2 total(pb): 12.9472441+- 0.313920112

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.4469588+- 0.2970999

starting generation of 100000. events

average ph-space eff= 0.901940977
avgwgt(pb)= 27.1521564+- 0.470804602 maxwgt= 8876.34814
unwgt eff = 0.00305893324

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.2614661+- 0.317853327
jproc= 2 total(pb): 13.8906903+- 0.352576876

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.6478028+- 0.251254977

starting generation of 100000. events

average ph-space eff= 0.903415815

avgwgt(pb)= 26.3097381+- 0.438826311 maxwgt= 6937.02872

unwgt eff = 0.00379265232

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.14049+- 0.317647308

jproc= 2 total(pb): 13.1692481+- 0.308431072

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.5643381+- 0.218043935

6.3 İmode=1 İçin Yapılan Analiz (1000K olay)

1 ! generation

tt32j ! string labeling the output files

1000000 4 ! N(events)/iteration and N(iter's) for initial grid optimize

1000000 ! number evts to generate

ih2 1

ebeam 7000

mt 175.00

ihvy 5

njets 0

ptjmin 100

iqopt 1

ickkw 1

drjmin 0.8

starting generation of 1000000. events

average ph-space eff= 0.850074849
avgwgt(pb)= 26.3307211+- 0.31399746 maxwgt= 84977.4976
unwgt eff = 0.000309855219

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.3358066+- 0.228339568
jproc= 2 total(pb): 12.9949145+- 0.216337797

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.3307211+- 0.31399746

starting generation of 1000000. events

average ph-space eff= 0.90069074
avgwgt(pb)= 26.7791027+- 0.143459725 maxwgt= 15181.0491
unwgt eff = 0.00176398235

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.4176493+- 0.100527522
jproc= 2 total(pb): 13.3614534+- 0.104083951

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.7016704+- 0.130485836

starting generation of 1000000. events

average ph-space eff= 0.901193992
avgwgt(pb)= 26.5896501+- 0.144277722 maxwgt= 23482.1101
unwgt eff = 0.00113233649

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.2377444+- 0.10092477
jproc= 2 total(pb): 13.3519057+- 0.104803388

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.651269+- 0.0967769837

starting generation of 1000000. events

average ph-space eff= 0.900577991

avgwgt(pb)= 26.4953234+- 0.142570106 maxwgt= 25776.3754

unwgt eff = 0.00102789174

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.1147742+- 0.102363161

jproc= 2 total(pb): 13.3805491+- 0.100990021

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.6020789+- 0.0800720016

starting generation of 1000000. events

average ph-space eff= 0.901521408

avgwgt(pb)= 26.5719659+- 0.145195433 maxwgt= 28333.8927

unwgt eff = 0.000937815577

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.4411224+- 0.106936814

jproc= 2 total(pb): 13.1308436+- 0.0999960898

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.5950565+- 0.0701165737

6.4 İmode=0 için yapılan Analiz (1000K olay)

0 ! generation

tt32j ! string labeling the output files

1000000 4 ! N(events)/iteration and N(iter's) for initial grid optimize

1000000 ! number evts to generate

ih2 1

ebeam 7000

mt 175.00

ihvy 5

njets 0

ptjmin 100

iqopt 1

ickkw 1

drjmin 0.8

starting generation of 1000000. events

average ph-space eff= 0.849992478

avgwgt(pb)= 26.687392+- 0.308209847 maxwgt= 40621.5665

unwgt eff = 0.000656975944

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.420465+- 0.218072427

jproc= 2 total(pb): 13.266927+- 0.218617985

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.687392+- 0.308209847

starting generation of 1000000. events

average ph-space eff= 0.901257344

avgwgt(pb)= 26.6514978+- 0.14207187 maxwgt= 14411.0313

unwgt eff = 0.00184938172

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.2723394+- 0.101038381

jproc= 2 total(pb): 13.3791584+- 0.101640579

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.6577881+- 0.129023957

starting generation of 1000000. events

average ph-space eff= 0.901800264

avgwgt(pb)= 26.2350674+- 0.144279566 maxwgt= 22551.3353

unwgt eff = 0.00116334873

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.1334421+- 0.0990437586

jproc= 2 total(pb): 13.1016253+- 0.106541382

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.4699505+- 0.0961765997

starting generation of 1000000. events

average ph-space eff= 0.901177749

avgwgt(pb)= 26.690135+- 0.152046369 maxwgt= 39861.5023

unwgt eff = 0.00066957173

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.3416942+- 0.106296439

jproc= 2 total(pb): 13.3484408+- 0.110341955

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.5328735+- 0.0812806735

starting generation of 1000000. events

average ph-space eff= 0.901720573

avgwgt(pb)= 26.5190851+- 0.142917569 maxwgt= 16684.4447

unwgt eff = 0.00158944966

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.1635918+- 0.100339937

jproc= 2 total(pb): 13.3554932+- 0.103484013

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.5295036+- 0.0706535503

6.5 Analiz Sonuçları

Biz bu analizlerde aynı değerler için imode=0 ile imode=1 değerlerin karşılaştırdık yaptığımız tüm analizlerde aynı yöntemi kullandık. Aynı değerler için imode=0 ve imode=1 için olay ürettik bu iki değer için olayların tesir kesitinde geçen parçacık sayısına ve alt süreçlerdeki değişimine baktık. Bu analizlerde olayların ne kadar zamanda üretildiğini ölçtük ve aynı değerlere sahip fakat farklı çalışma seçenekleri için üretilen olayların ne kadar sürede oluştuklarını karşılaştırdık. Şimdi tek tek analizleri karşılaştıralım:

İmode=1 için yapılan analiz (100K olay) ve imode=0 için yapılan analiz (100K olay) için aynı değerleri kullandık ama imode=1 ve imode=0 şeklinde ürettik. Bu iki sürecin gerçekleşme sürelerini karşılaştırdık. Biz bu analizlerde alt süreçler ve tesir kesitinde ki yığımları karşılaştırdık. Aynı değerler için imode=1 ve imode=0 için olay ürettik. Yukarıda görüldüğü gibi imode=1 için yapılan analiz (100K olay) 1 dakika 43 sn sürdü alt süreçler ve tesir kesitinde geçen parçacık sayılarının sayısal değerlerinin ilk ve son durumları aşağıda görüldüğü gibidir. Olay sayısı arttıkça hata payları azalmaktadır. Biz bu analizde şunları gördük, olay sayısı arttıkça jproc=1 ve jproc=2'de azalmakta. Bunun yanında tesir kesitinde geçen parçacık sayısı sürekli artmakta ve hata payı azalmaktadır. Tesir kesitinde geçen parçacık sayısını artmasının sebebi olayın kütle merkezinde oluşması yani olay sayısı arttıkça kütle merkezinde etkileşmeye giren parçacık sayısında da artış olur.

İlk durum

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 12.9900854+- 0.652755605

jproc= 2 total(pb): 13.5869062+- 0.760919682

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.5769916+- 1.00077907

Son durum

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 12.786243+- 0.308307761

jproc= 2 total(pb): 13.2042303+- 0.333009762

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.7601498+- 0.224749948

Şimdi imode=0 için yapılan Analizi (100K olay) inceleyim bu analizin imode=1 için yapılan analizden (100K olay) tek farkı imode=1'i imode=0 yaptık ve aynı değer için analiz yaptık imode=1 ve imode=0 ile ilgili detaylar daha önce verilmişti. Bu iki analiz arasındaki en belirgin farklar; İmode=0 için yapılan analizde (100K olay) olay sayısı arttıkça iproc=1 artmakta iproc= 2 az miktarda azalmakta imode=1 için yapılan analizde (100K olay) jproc=1 ve jproc= 2 azalmasına karşın imode=0 için yapılan analizde (100K olay) jproc=1 artmakta jproc=2 az miktarda azalmaktadır. imode=0 için yapılan analizin (100K olay) ilk ve son durumlarındaki alt süreçlerdeki değişim aşağıda verilmektedir. Tesir kesitinden geçen parçacık sayısı artmaktadır. imode=1 sürecinde tesir kesitinden geçen parçacık sayısındaki artış imode=0 sürecin göre daha küçük olmaktadır yani imode=0'da tesir kesitinden geçen parçacık sayısındaki değişim pozitif yönde analiz 1'e göre daha iyi oluyor. İmode=0 için yapılan analiz (100K olay) bir dakika 44 sn'de gerçekleşirken imode=1 için yapılan analiz (100K olay) ise 1 dakika 43 sn'de gerçekleşiyor yani imode=0 analizi imode=1'e göre daha uzun sürdüğü görülmektedir. İmode=0 için yapılan analiz (100K olay) ilk ve son durumlardaki alt süreçler ve tesir kesitinden geçen parçacık sayısı aşağıda verilmiştir.

İlk durum

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 12.8603446+- 0.643365675

jproc= 2 total(pb): 13.197096+- 0.65637019

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.0574405+- 0.917249603

Son durum

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.14049+- 0.317647308

jproc= 2 total(pb): 13.1692481+- 0.308431072

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.5643381+- 0.218043935

Şimdi imode=1 için yapılan analiz (1000K olay) ve imode=0 için yapılan analizler (1000K olay) bakalım. Çünkü bu iki analizde olay sayısını 100K den 1000K'e artırdık. Şimdi imode=1 için yapılan analiz ve imode=0 için yapılan analiz arasındaki ilişkiye bakalım. Şimdi imode=1 için yapılan analiz bakalım. imode=1 için yapılan analizin ilk ve son durumları aşağıda verilmiştir. Aşağıda görüldüğü gibi jproc=1 ve jproc=2 artmakta aynı şekilde tesir kesitinden geçen parçacık sayısı ve olay sayısı beraber artmaktadır. İmode=1 için yapılan analiz (1000K olay) 20 dakika 19 sn'de ürettik. Şimdi imode=0 için yapılan analizi (100K olay) ve imode=1 için yapılan analizi (1000K olay) karşılaştıralım burada şuna dikkat etmeliyiz bütün değerler aynı yalnızca olay sayıları farklıdır. Analizin bu kısmında olay sayısının artmasıyla alt süreçler ve tesir kesitinden geçen parçacık sayılarının nasıl değiştiğine baktık. İmode=1 için yapılan analiz (100K olay) 1 dakika 43 sn gerçekleşirken imode=1 için yapılan analiz (1000K olay) ise 20 dakika 19 sn oluşmakta olay sayısını 10 kat artmasına karşın olay sürelerinin arasındaki bu oran aynı değil yani 100,000 olay 1 dakika 43 sn de üretilirken 1,000,000 olay 20 dakika 19 sn üretiliyor olay sayıları arasındaki 10 katlık oran, olayların oluşum süreleri arasında bu fark daha büyük oluyor bununla şuna bağlarız: parçacık fiziğinde bildiğimiz gibi olay sayısı artması bir biriyle etkileşmeye girecek parçacık sayısında bir artış olduğunu biliyoruz yani olay sayısı artarsa birbiriyle etkileşen parçacık sayısında

bir artış olur. Ekstra etkileşimler ortaya çıkar bu da doğal olarak olay süresini artırır. Bu imode=0 için yapılan analiz (100K olay) ve imode=0 için yapılan analizler (1000K olay) içinde geçerlidir. Bu zamandaki oran farkı buradan gelmektedir. Şimdi de alt süreçleri ve tesir kesitinden geçen parçacık sayılarını karşılaştıralım. imode=1 için yapılan analizde (100K olay) alt süreçlerin toplamı her ikisi azalırken imode=1 için yapılan analizde (1000K olay) ise tersine artmaktadır çünkü olay sayısı artmasıyla ekstra etkileşimler ortaya çıkıyor ve bunlara bağlı alt süreçlerde artmaktadır. Tesir kesitinden geçen parçacık sayısında fazla bir değişikliğin olmadığını gözlemledik. Çünkü olay sayısı artmasıyla oluşacak ekstra parçacıkların enerjileri çok küçük olabildiğinde etkileşmeye girmeden yok olabiliyorlar bu nedenle tesir kesiti üzerinde fazla bir etki yaratmıyor.

İlk durum

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.3358066+- 0.228339568

jproc= 2 total(pb): 12.9949145+- 0.216337797

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.3307211+- 0.31399746

Son durum

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.4411224+- 0.106936814

jproc= 2 total(pb): 13.1308436+- 0.0999960898

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.5950565+- 0.0701165737

Şimdi imode=0 için yapılan analize (1000K olay) bakalım. Aşağıda görüldüğü gibi jproc=1 ilk duruma göre azalmakta jproc=2 ise artmaktadır. Tesir kesitinden geçen parçacık sayısında ise azalma olmaktadır. imode=0 için yapılan analiz (1000K olay) 20 dakika 41 sn'de üretilmektedir. imode=1 için yapılan analizden (1000K olay) daha uzun sürmektedir.

Şimdi imode=0 için yapılan analiz (100K olay) ile imode=0 için yapılan analizi (1000K olay) karşılaştıralım. imode=0 için yapılan analiz (1000K olay) imode=0 için yapılan analize (100K olay) göre ters bir süreç gerçekleşmektedir. imode=0 için yapılan analizde (100K olay) jproc=1 artarken imode=0 için yapılan analizde (1000K olay) azalmakta ve imode=0 için yapılan analizde (100K olay) jproc=2 azalmaktayken imode=0 için yapılan analizde (1000K olay) ise artmakta ve son olarak imode=0 için yapılan analizde (100K olay) tesir kesitinden geçen parçacık sayısı artarken imode=0 için yapılan analizde (1000K olay) ise azalmaktadır. imode=1 için yapılan analizde (1000K olay) tesir kesit artmakta imode=0 için yapılan analizde (1000K olay) ise azalmaktadır. Aşağıda imode=0 için yapılan analizin (1000K olay) ilk ve son durumdaki tesir kesitinden geçen parçacık sayısı ile alt süreçlerin ilk ve son durumları verilmektedir.

İlk durum

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.420465+- 0.218072427

jproc= 2 total(pb): 13.266927+- 0.218617985

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.687392+- 0.308209847

Son durum

sub-processes:

jproc= 1 total(pb): 13.1635918+- 0.100339937

jproc= 2 total(pb): 13.3554932+- 0.103484013

cumulated cross-section:

avgwgt(pb)= 26.5295036+- 0.0706535503

Biz ALPGEN üreticinde hazır bulunan giriş dosyasının içine girip giriş parametrelerini üretmek istediğimiz parçacığa (top kuark) göre değiştirdik. Biz bu analizlerde top ve antitop kuark çiftini ALPGEN üreticinde hazır bulunan wbbj kanalından ürettik. Bu wbbj kanalı parçacık fiziğinde bildiğimiz gibi güçlü etkileşim kanalıdır. Yani biz bu programda top kuark çiftini güçlü wbbj kanalından ürettik. Güçlü etkileşimlerde top

kuarkın çift üretildiğini zayıf etkileşimlerde ise tek üretildiğini yukardaki bölümlerde söylemiştik. Yaptığımız analizlerde ALPGEN programını aşağıda özellikleri verilen windows+Linux (UBUNTU) işletim sistemi üzerine kurduk.

Bilgisayarın özellikleri;

Sistem : Windows XP +Linux(UBUNTU 8.04)

Bilgisayar : Intel ®, Pentium ® 4 CPU 3.00GHz 2.99 GHz, 512 MB RAM

Biz bu olayları yukardaki özelliklere sahip bilgisayarda ürettik ona göre olayların oluşum sürelerini ölçtük bu süreler başka özellikli bilgisayarlarda farklı olarak ölçülebilmektedir.

7. SONUÇ

Bu çalışmada Standart Modelinde öngördüğü top kuark'ı detaylı incelemeğe çalıştık. Özellikle Fermilab'da yapılan Dzero ve CDF deneylerinden alınan veriler üzerinde top kuarkın kütlesini inceledik. Top kuarkı özel kılan en büyük neden kütlesidir. Çünkü top kuarkın kütlesi diğer kuarkların kütlelerinin yaklaşık 30 katı büyüklüğündedir. Bundan dolayı top kuark, bir nokta parçacığı değil bir iç yapısı olan bir parçacık olarak düşünülmektedir. Bundan dolayı Standart Model-ötesi bir model için bir basamak olarak kullanılacağı düşünülmektedir. Top kuark ilk olarak CDF ve Dzero deneylerinde bulunmuştur. Biz bu çalışmada top kuarkın tek ve çift üretim ve ALPGEN simulasyonun kullanarak top kuarkın üretilmesini inceledik. Farklı olay sayısı ve farklı çalışma seçenekleri ile farklı analizler yaptık ve bu analizlerin sonuçlarını birbirleri ile karşılaştırdık. Ayrıca analizlerde olayların üretim sürelerini karşılaştırdık. Son olarak biz ALPGEN programında wbbj kanalından tt32j çiftinin üretimini çalıştık. Yani güçlü etkileşimlerden top kuark çifti üretimi için simülasyon çalışmaları yaptık.

KAYNAKLAR

- [1] ŞAHİN, B., “ ep çarpışmasında üst top kuarkın spin polarizasyonu”, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 1-79 (2006).
- [2] GÜRALP, G., “ Hadron çarpıştırıcılarında top kuarkın tek üretimi ve spin kutuplanması”, Yüksek Lisans Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 15-21 (2004).
- [3] M. Cacciari, S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridol, JHEP 04, 68 (2004); N. Kidonakis and R. Vogt, Phys. Rev. D68, 114014 (2003).
- [4] S. Cortese and R. Petronzio, Phys. Lett. B253, 494 (1991).
- [5] S. Willenbrock and D. Dicus, Phys. Rev. D34, 155 (1986).
- [6] B.W. Harris, E. Laenen, L. Phaf, Z. Sullivan, and S. Weinzierl, Phys. Rev. D66, 054024 (2002); Z. Sullivan, Phys. Rev. D70, 114012 (2004).
- [7] M. Je_zabek and J.H. Kühn, Nucl. Phys. B314, 1 (1989).
- [8] I.I.Y. Bigi et al., Phys. Lett. B181, 157 (1986).
- [9] A. Czarnecki and K. Melnikov, Nucl. Phys. B544, 520 (1999); K.G. Chetyrkin et al., Phys. Rev. D60, 114015 (1999).
- [10] F. Abe et al., CDF Collab., Phys. Rev. Lett. 80, 5720 (1998).
- [11] CDF Collab., CDF conference note 7680 (2005).
- [12] Dzero Collab., Dzero conference note 4874 (2005).
- [13] S. Frixione and B. Webber, hep-ph/0402116; S. Frixione and B. Webber, JHEP 06, 029 (2002); S. Frixione, P. Nason and B. Webber, JHEP 08, 007 (2003).
- [14] J.M. Campbell and R.K. Ellis, Phys. Rev. D62, 114012 (2000), Phys. Rev. D65, 113007 (2002); J.M. Campbell and J. Huston, Phys. Rev. D70, 094021 (2004).

- [15] C.T. Hill, Phys. Lett. B266, 419 (1991).
- [16] C.T. Hill, Phys. Lett. B345, 483 (1995).
- [17] C.T. Hill, S.J. Park, Phys. Rev. D49, 4454 (1994); H.P. Nilles, Phys. Reports 110, 1 (1984); H.E. Haber, G.L. Kane, Phys. Reports 117, 75 (1985); E.H. Simmons, Thinking About Top: Looking Outside The Standard Model, hep-ph/9908511, and references therein; E.H. Simmons, The Top Quark: Experimental Roots and Branches of Theory, hep-ph/0211335, and references therein;
- [18] D. Choudhury, T.M.P. Tait, C.E.M. Wagner, Phys. Rev. D65, 053002 (2002).
- [19] T. Affolder et al., CDF Collab., Phys. Rev. Lett. 85, 2062 (2000).
- [20] V.M. Abazov et al., Dzero Collab., Phys. Rev. Lett. 92, 221801 (2004).
- [21] T. Affolder et al., CDF Collab., Phys. Rev. Lett. 87, 102001 (2001).
- [22] B. Abbott et al., Dzero Collab., Phys. Rev. D58, 052001 (1998);
- [23] D. Acosta et al., CDF Collab., Phys. Rev. Lett. 95, 022001 (2005).
- [24] K. Kondo et al., J. Phys. Soc. Jpn. G62, 1177 (1993).
- [25] R.H. Dalitz, G.R. Goldstein, Phys. Rev. D45, 1531 (1992); Phys. Lett. B287, 225 (1992); Proc. Royal Soc. London A445, 2803 (1999).
- [26] P. Abreu et al., DELPHI Collab., Eur. Phys. J. C2, 581 (1998).
- [27] B. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. 80, 2063 (1998); B. Abbott et al., Dzero Collab., Phys. Rev. D60, 052001 (1999).
- [28] F. Abe et al., CDF Collab., Phys. Rev. Lett. 82, 271 (1999).
- [29] CDF Collab., CDF conference note 7759 (2005).
- [30] CDF Collab., CDF conference note 7797 (2005).
- [31] V.M. Abazov et al., Dzero Collab., hep-ex/0504043, accepted by Phys. Lett.B.

- [32] For a review of multi-parton processes in QCD, see M. L. Mangano and S. J. Parke, Phys. Rept. 200 (1991) 301.
- [33] F. Gianotti et al., hep-ph/0204087.
- [34] I. Hinchliffe, LBL-34372 Submitted to Workshop on Physics at Current Accelerators and the Supercollider, Argonne, IL, 2-5 Jun 1993.
- [35] F. A. Berends, H. Kuijf, B. Tausk and W. T. Giele, Nucl. Phys. B 357 (1991),32.
- [36] F. A. Berends, W. T. Giele and H. Kuijf, Phys. Lett. B 232 (1989) 266.
- [37] P. D. Draggiotis, R. H. Kleiss and C. G. Papadopoulos, hep-ph/0202201.
- [38] P. D. Draggiotis and R. Kleiss, Eur. Phys. J. C 17 (2000) 437 [hep-ph/0006133].
- [39] T. Stelzer and W. F. Long, Comput. Phys. Commun. 81 (1994) 357 [hep-ph/9401258].
- [40] A. Pukhov et al., hep-ph/9908288.
- [41] T. Ishikawa et al., [MINAMI-TATEYA group Coll.], KEK-92-19.
- [42] F. Krauss, R. Kuhn and G. Soff, JHEP 0202 (2002) 044 [arXiv:hep-ph/0109036].
- [43] G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys. B 310 (1988) 461. G. Marchesini, et al, Comput. Phys. Commun. 67 (1992) 465. G. Corcella et al., JHEP 0101 (2001) 010 [hep-ph/0011363].
- [44] T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun. 82 (1994) 74. T. Sjostrand, et al., Comput. Phys. Commun. 135 (2001) 238 [hep-ph/0010017].
- [45] F. E. Paige, S. D. Protopopescu, H. Baer and X. Tata, hep-ph/9810440.

- [46] M. H. Seymour, *Comput. Phys. Commun.* 90 (1995) 95 [hep-ph/9410414]. G. Corcella and M. H. Seymour, *Nucl. Phys. B* 565 (2000) 227 [hep-ph/9908388]. G. Miu and T. Sjostrand, *Phys. Lett. B* 449 (1999) 313 [hep-ph/9812455].
- [47] G. Corcella and M. H. Seymour, *Phys. Lett. B* 442 (1998) 417 [hep-ph/9809451]. G. Corcella, M. L. Mangano and M. H. Seymour, *JHEP* 0007 (2000) 004 [hep-ph/0004179].
- [48] M. Dobbs, *Phys. Rev. D* 64 (2001) 034016 [hep-ph/0103174].
- [49] Y. Kurihara et al., *Nucl. Phys. B* 654 (2003) 301 [hep-ph/0212216].
- [50] S. Frixione and B. R. Webber, [hep-ph/0204244].
- [51] F. Caravaglios, M. L. Mangano, M. Moretti and R. Pittau, *Nucl. Phys. B* 539 (1999) 215, [hep-ph/9807570].
- [52] M. L. Mangano, M. Moretti and R. Pittau, *Nucl. Phys. B* 632 (2002) 343, [hep-ph/0108069].
- [53] F. Maltoni and T. Stelzer, *JHEP* 0302 (2003) 027 [arXiv:hep-ph/0208156].
- [54] F. Caravaglios and M. Moretti, *Phys. Lett. B* 358 (1995) 332 [hep-ph/9507237].
- [55] J. Pumplin et al., hep-ph/0201195.
- [56] PITTAU, R., “The ALPGEN Generator”, Granada, January/ February, 2008

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Gökhan Taştan

Doğum Yeri : Horasan

Doğum tarihi : 10.02.1985

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Horasan Lisesi - 2002

Lisans : Kafkas Üniversitesi – 2006

Yüksek Lisans : Kafkas Üniversitesi - 2009