

CERN-LHC'DEKİ DENEYLERDE
YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ MODELLEME ÇALIŞMALARI

Volkan ÇETİNKAYA

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Haziran - 2007

CERN-LHC'DEKİ DENEYLERDE
YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ MODELLEME ÇALIŞMALARI

Volkan ÇETİNKAYA

Dumlupınar Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca
Fizik Anabilim Dalında
YÜKSEK LİSANS TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır.

Danışman : Yrd. Doç. Dr. Hatice DURAN YILDIZ

Haziran - 2007

KABUL ve ONAY SAYFASI

Volkan ÇETİNKAYA'nın YÜKSEK LİSANS tezi olarak hazırladığı CERN-LHC'DEKİ DENEYLERDE YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ MODELLEME ÇALIŞMALARI başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

19 / 06 / 2007

Üye : Doç. Dr. Eyüp TEL

Üye : Doç. Dr. Asım OLGUN

Üye : Yrd. Doç. Dr. Hatice DURAN YILDIZ (Danışman)

Fen Bilimleri Enstitüsünün Yönetim Kurulunun/...../..... gün ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

.....
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

**CERN-LHC'DEKİ DENEYLERDE
YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ MODELLEME ÇALIŞMALARI**

Volkan ÇETİNKAYA

Fizik Bölümü, Yüksek Lisans Tezi, 2007

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Hatice DURAN YILDIZ

ÖZET

Bu tezde Dördüncü Standart Model fermiyonlarından u_4 kuarkın üretimleri ve bozunumlarını elde etmek için yapılan modelleme çalışmaları sunulmaktadır. 14 TeV lik kütle merkezi enerjisinde ve düşük luminositi $3 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ değerinde pp çarpışmasından u_4 'ün tekli üretimleri CompHEP ile; çiftli üretimleri ise Monte Carlo olay üretici programı olan PYTHIA ile sağlanmıştır. Bu tezdeki işlemler CERN-Linux4 işletim sisteminde fortran tabanlı program yazılarak elde edilmiştir. u_4 kuarkın çiftli üretimleri için Atlas dedektörünün hızlı dedektör modelleme programı olan ATLFAST kullanılmıştır. Pythia'da 320 GeV kütleli Dördüncü SM kuark ailesinden u_4 'ün $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4$, $u_4 \rightarrow bW^+$, $\bar{u}_4 \rightarrow gt$ kanallarında sinyaller aranmış ve buradaki u_4 'ün üretim kanalları için $1.8679 \times 10^3 \text{ mb}$ tesir kesit değeri elde edilmiştir.

CompHEP ile u_4 'ün tekli üretimleri için elde edilen sonuçlar $pp \rightarrow u_4 x \rightarrow bW^+ x$ kanalıyla modellenirken kütle değerleri olarak $300-700$ aralığı çalışılmıştır. $pp \rightarrow u_4 x \rightarrow bW^+ x$ kanalı için kriter konulmadan elde edilen istatistiksel kesinlik değerleri $0.63 (0.14)$ 'tür ki bu değerler $2200 (440)$ olay sayısına $m_{u_4} = 300 (700) \text{ GeV}$ şeklinde karşılık gelir. Böylece u_4 'ün hem tekli hem de çiftli üretimleri LHC'de bol miktarda üretilecektir.

Anahtar Kelimeler: ATLAS Deneyi, ATLFAST, CompHEP, Demokratik Kütle Matrisi (DMM), Dördüncü SM Ailesi, LHC, PYTHIA.

HIGH ENERGY PHYSICS SIMULATION STUDIES AT CERN-LHC EXPERIMENTS

Volkan Çetinkaya

Physics Department, M. S. Thesis, 2007

Thesis Supervisor: Asist. Prof. H. Duran Yıldız

SUMMARY

In this thesis, simulation studies of the production and decay modes of the u_4 quark of Fourth Standard Model Family are presented. Single production of u_4 , in which produced from pp collision with 14 TeV center of mass energy and low luminosity condition $3 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, is obtained by using compHEP and pair production of u_4 is studied by using Monte Carlo event generator program, PYTHIA. For the processes in thesis, CERN-Linux4 operation system with a written fortran program are used. In order to obtain pair production of u_4 quark, ATLFAST fast detector simulation program are concluded. Fourth SM Family u_4 quark signal is searched in $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4$, $u_4 \rightarrow bW^+$, $\bar{u}_4 \rightarrow gt$ decay and production channel at 320 GeV mass and the cross section $1.8679 \times 10^3 \text{ mb}$ are obtained for the production channel part.

While single production of u_4 quark is simulated by CompHEP, the mass interval are chosen 300-700 GeV for the channel $pp \rightarrow u_4 x \rightarrow bW^+ x$. Statistical Significance (SS) of the $pp \rightarrow u_4 x \rightarrow bW^+ x$ process without cut is 0.63 (0.14) corresponding to 2200 (440) events with $m_{u_4} = 300$ (700) GeV respectively. Single and pair production of u_4 will be copiously produced at LHC.

Keywords: ATLAS Experiment, ATLFAST, CompHEP, Democratic Mass Matrix (DMM), Fourth SM Family, LHC, PYTHIA

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım boyunca bilgi ve tecrübelerini benimle paylaőan, her konuda emek gösteren ve desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen değerli danışman hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Hatice DURAN YILDIZ'a yaőamım süresince minnettar kalacağım.

Ayrıca maddi ve manevi olarak her zaman yanımda olan, hayatım boyunca emeklerini ödeyemeyeceğim kıymetli aileme, beni hiçbir zaman yalnız bırakmayan ve daima anlayıő gösteren ömrüm Sema'ya őükranlarımı sunarım.

Son olarak çalıőmalarımda bana yardımcı olan sevgili arkadaşlarım Metin Aydar ile M. Menderes Alyörük'e ve emeği geçen herkese teőekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	iv
SUMMARY.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	x
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
1.1. Tarihçe.....	1
1.2. Temel Parçacıklar ve Etkileşimleri.....	3
2. TEMEL PARÇACIKLARIN STANDART MODELİ.....	7
3. PARÇACIK HIZLANDIRICILARI.....	10
3.1. CERN.....	10
3.2. LHC.....	11
3.2.1. ATLAS.....	12
3.2.1.1. İz takip edici.....	14
3.2.1.2. Elektromanyetik kalorimetre.....	14
3.2.1.3. Hadronik kalorimetre.....	15
3.2.1.4. Müon kalorimetre.....	15
3.2.2. CMS.....	16
3.2.3. LHCb, ALICE.....	16
4. DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL FERMİYON AİLESİ.....	17

İÇİNDEKİLER(Devamı)

	<u>Sayfa</u>
4.1. Standart Modelde Dördüncü Ailenin Gerekliliği.....	18
4.2. Demokratik Kütle Matrisi Yaklaşımı.....	22
4.3. Öngörülen Dördüncü SM Fermiyon Ailesinin Limit Değerleri.....	24
4.4. Dördüncü SM Ailesinin Tekli Üretimlerinin Etkili Lagrangianı.....	24
5. DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL KUARK AİLESİNİN MODELLENMESİ.....	26
5.1. Tekli Kuark Üretimlerinin CompHEP İle Modellenmesi.....	26
5.1.1. CompHEP model seçimi.....	26
5.1.2. Tekli üretimler için yapılan modelleme çalışmaları.....	27
5.2. Çiftli Kuark Üretimlerinin PYTHIA İle Modellenmesi.....	32
5.2.1. PYTHIA model seçimi.....	36
5.2.2. Çiftli üretimler için yapılan modelleme çalışmaları.....	38
6. SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	55
KAYNAKLAR DİZİNİ.....	57

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
3.1 Dört büyük deneyin LHC üzerindeki yerleşimi.....	12
3.2 ATLAS Detektörü.....	13
3.3 Parçacıkların detektör içerisinde gözlendiği kısımlar.....	14
5.1 Detektör içindeki eta sınırları.....	38
5.2 Dik momentumun $40 - 50 GeV$ olan bölgedeki enerji çözünürlüğü.....	47
5.3 Dik momentumun $200 - 250 GeV$ olan bölgedeki enerji çözünürlüğü.....	48
5.4 b-jetlerin ve c-jetlerin MeV olarak kütlesi.....	49
5.5 Kayıp dik enerji.....	49
5.6 İzole edilmiş müonun dik momentumu.....	50
5.7 İki jetin toplam enerjisi.....	51
5.8 İzole edilmiş müonun dik momentumunun yukarıda eta'ya, ve aşağıda phi'ye karşı histogramı.....	52
5.9 İzole edilmiş elektronun dik momentumunun eta'ya, ve phi'ye karşı histogramı....	52
5.10 c-jetlerin eta'sı.....	53
5.11 İzole edilmiş elektronun enerjisine karşı dik momentum histogramı.....	54

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Cizelge</u>	<u>Sayfa</u>
1.1 Fermiyon Ailesi.....	3
1.2 Temel etkileşimlerin ayar bozonları.....	5
1.3 Bazı Fermiyonik Hadronlar (Baryonlar ve Antibaryonlar).....	5
1.4 Bazı Bozonik Hadronlar (Mezonlar).....	6
2.1 Standart modeldeki parçacıkların sayısı.....	7
4.1 GeV/c^2 biriminde temel fermiyonların kütleleri.....	21
4.2 Dört SM ailesi kuarklarının kütle durumları.....	23
5.1 SM ve normal olmayan bozunmalar için bozunma genişlikleri ve dallanma oranları.....	28
5.2 300(700) kütle değerlerinde sinyal ve fon tesir kesitleri	29
5.3 u_4 için kriterli ve kriterli olmayan istatistiksel kesinlik değerleri.....	30
5.4 u_4 için dallanma oranları ($\lambda = 1$, $\Lambda = 1TeV$).....	30
5.5 Farklı kütlelerde u_4 için elde edilen tesir kesit değerleri.....	31
5.6 pp çarpışmasında oluşan diferansiyel tesir kesiti.....	39
5.7 Parçacıkların dallanma oranı ve bozunma genişlikleri.....	40
5.8 Parçacık/parton veri çizelgesi.....	41
5.9 Detektör kısımlarının modellenme sonuçları.....	42
5.10 Özet olay listesi.....	44
5.11 Olay sayısı ve tesir kesitleri.....	45
5.12 Nötrinonun dik enerjisi (x ve y yönündeki).....	46

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
L	Lagrangian, ışınlık
J^μ	Elektromanyetik akım operatörü
A_μ	Ayar alan operatörü
α_{em}	İnce yapı sabiti
θ_w	SM'in Weinberg açısı
η	skaler Higgs alanının boşluk beklenen değeri
L_{int}	İntegrali alınmış ışınlık
ss	son durum parçacıkları için istatistiksel (statistical significance) değer
σ_s	pb olarak sinyalin tesir kesiti
σ_B	pb olarak fonun tesir kesiti
E_T	Dik enerji
E_T^{init}	İlk dik enerji
P_T	Dik momentum
a_F	Fermiyon-Higgs etkileşme sabiti
M^0	Kütle matrisi
<u>Kısaltmalar</u>	<u>Açıklama</u>
SM	Standart Model
SUSY	Süper Simetri
DMM	Demokratik Kütle Matrisi
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Organizasyonu
ATLAS	Toroidal Büyük Hadron Çarpıştırıcısı Aleti
FERMİLAB	Uluslar arası Tevatron Hızlandırıcı Fermi Laboratuvarı
QED	Kuantum Elektrodinamik
QCD	Kuantum Kromodinamik
SLAC	Stanford Lineer Hızlandırıcısı

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (Devamı)

<u>Kısaltmalar</u>	<u>Açıklama</u>
CKM	Cabibbo-Kabayashi-Maskava Matrisi
FCNC	Çeşni Değiştiren Nötral Kanal
KF;KC	Çeşni Kodu; Sıkıştırılmış kod
ALICE	Büyük İyon Çarpıştırıcısı
LHCb	LHC-beauty
CMS	Compact Müon Selenoid
LEP	Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı
GUT	Büyük Birleştirilmiş Teoriler

1. GİRİŞ

Günümüzde var olan bütün deneysel veriler temel parçacıkların Standart Modelini (SM) başarılı bir şekilde açıklamaktadır [1]. Buna rağmen SM'in cevap veremediği bir takım sorular vardır. SM'deki bu sorulara cevap bulmak için demokratik kütle matrisi, sağ-sol simetrik modeller, büyük birleşim teorileri gibi SM'in çeşitli genişletilme modelleri önerilmiştir. SM'deki eksiklikleri gidermek için önerilen en önemli öngörülerden birisi de Dördüncü SM Ailesinin varlığıdır [2,3,4]. Bu ailenin varlığıyla birlikte SM'de kestirilemeyen fermiyon ailesinin sayısına bir netlik kazandırılmış ve Higgs'in gözlenebilirliği de modellemelerle ispatlanmıştır. Asimptotik serbestlik derecesine göre fermiyon ailelerinin sayısı sekizden fazla olamaz. Fenomolojik çalışmalar sonucunda Dördüncü Ailenin varlığı SM, Higgs ve diğer modellerle uyum halindeyken beş ve yukarısı özellikle Higgs'in kütlesi bakımından uyum sağlamamaktadır [5]. Ayrıca demokratik kütle matrisine (DMM) üç aileli SM fermiyon çiftleri uygulandığında yanlış kütle değerleri vermekte fakat dördüncü ailenin varlığında fermiyon kütleleri deneylerle uyum sağlamaktadır. Bütün bu sebeplerden dolayı dördüncü SM ailesinin varlığı kabul edilmektedir. Dördüncü ailenin çalışılması için Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)'nin iyi bir çarpıştırıcı olduğu düşünülmektedir. Bu tezde dördüncü SM fermiyonlarından u_4 'ün (t') tekli ve çiftli üretimleri CompHEP ve PYTHIA modelleme programları kullanılarak LHC'de çalışılmış, sonuçları tartışılmıştır.

Dördüncü ailenin araştırılması gelecekteki çarpıştırıcı fiziği (ep, e^+e^-) için de önemli amaçlardan birisidir.

Bu tezde, birinci bölümde temel parçacıklar ve aralarındaki etkileşimler hakkında bilgi verilmektedir. İkinci bölümde SM'in temel yapısı ve teoriksel yaklaşımı verilerek, etkileşim kuvvetleri detaylandırılmıştır. Üçüncü bölümde CERN-LHC çarpıştırıcısı ve ATLAS Dedektörünün çalışma prensipleri verilmektedir. Dördüncü bölümde Dördüncü SM Fermiyon Ailesinin teorik altyapısı hakkında geniş bilgi verilmektedir. Beşinci bölümde bozunum modunun CompHEP ve PYTHIA ile analizi ve yorumlaması verilmektedir. Son bölümde yapılan çalışmanın sonuçları tartışılmaktadır.

1.1. Tarihçe

Bilim insanı yüzyıllardır maddenin en küçük yapıtaşının ne olduğunu araştırarak atomaltı parçacıklar olarak bilinen parçacıkları keşfetmişler ve günümüzde halen cevabı

bulunamayan soruların gelecekte çözümlenebilmesine ışık tutmuşlardır. Bu aşamalar içerisinde en göze çarpan keşifler şu şekilde sıralanabilir:

M.Ö. 4. yüzyılda Yunan filozof Democritus tarafından maddenin en küçük yapıtaşına “bölünemez” anlamında atom denilmiştir [6]. 1803 yılında John Dalton, elementlerin atom adı verilen küçük parçacıklardan oluştuğunu ortaya atarak ilk modern atom teorisini önermiştir [7]. 1897 yılında J. J. Thomson bir katot ışını tüpünü bir elektrik alanına yerleştirdiği zaman katot ışınlarının saptırıldığını, manyetik alanda ise dairesel biçimde kıvrıldığını fark ederek ışınların eksi yüklü parçacıklardan oluştuğunu göstermiştir. Thomson, elektrik ve manyetik alanların ışınlara uyguladığı kuvvetlerden yola çıkarak, katot ışınları için q/m oranını hesaplamıştır. Tüpteki katotun veya tüpün içindeki gazın ne olduğuna bakılmaksızın, hesaplanan q/m oranının hep aynı çıkması bu eksi yüklü parçacıkların aynı parçacıklar olduğunu gösterir. Böylece Thomson tarafından ilk temel parçacık olan elektron keşfedilmiştir [8]. 1911 yılında Ernest Rutherford tarafından atomun çekirdek modeli önerildi. Bu modele göre onun proton adı verdiği pozitif yüklü ağır parçacık çekirdekte ve hafif yüklü elektron(lar) ise bu çekirdek etrafında dolanmaktadır [9]. 1929’da Berkeley’de Ernest O. Lawrence tarafından protonların 1 MeV enerji düzeyine hızlandırılabilirdiği ilk siklotron inşa edilmiş ve Lawrence bu keşfiyle 1939 Nobel Fizik Ödülünü kazanmıştır [10]. 1932 yılında, yüksüz ve kütlesi protonunkine yakın olan nötron parçacığı James Chadwick tarafından keşfedilmiştir [11]. 1937 yılında J. C. Street ve E. C. Stevenson tarafından elektronun kütlesinin 207 katı ağırlığında olan yüklü parçacık müon kozmik ışınların incelendiği sırada keşfedilmiştir [12].

1954 yılında dünyanın en büyük laboratuvarı olan CERN (Avrupa Nükleer Araştırma Organizasyonu) 12 Avrupa ülkesinin katılımıyla kurulmuştur. Bugün 20 üyesi bulunmaktadır [13]. 1967-1970 yılları arasında Glashow, Salam ve Weinberg tarafından elektromanyetik ve zayıf etkileşme kuvvetlerinin birleştirilmesiyle oluşan “elektrozayıf” kuram geliştirilmiştir [14].

1975 yılında SLAC’ta (Stanford Lineer Hızlandırıcı Merkezi) lepton ailesinin üçüncü üyesi tau, Martin L. Perl tarafından keşfedilmiştir. Bu temel parçacık elektronun kütlesinden 3500 kat daha ağırdır [15]. Bottom Kuark, 9.5 GeV’lik rezonans enerjisinde 17 Kasım 1976’da John Yoh tarafından bulunmuştur [16]. 1983 yılında zayıf etkileşim kuvvetlerinin taşıyıcıları olan W^{\pm} ve Z^0 bozonları CERN’de keşfedilmiştir [14]. Bu keşif Carlo Rubbia ve Simon Van der Meer’in CERN’deki senkrotronda proton antiprotonları çarpıştırmak için geliştirilen teknikler sayesinde yapılan deneylerde gerçekleşmiştir. Top Kuark 2 Mart 1995’te, Fermilab’da CDF Kollaborasyonu ile keşfedilmiştir [17]. Diğer kuarklar da (u, d, s, c) bu aradaki dönemde (1976-1995) değişik kollaborasyonlarla keşfedilmiştir

1.2. Temel Parçacıklar ve Etkileşimleri

Maddenin temelini oluşturan parçacıklar spinlerine göre fermiyonlar ve bozonlar olmak üzere iki grupta yer alırlar. Bugün altı çeşit kuark bulunduğu ve bunların lepton adı verilen grupla beraber fermiyonları oluşturduğu bilinmektedir. Leptonlar ve kuarklar Pauli Dışarlama İlkesi'ne uyduklarından aynı grupta yer alırlar (Pauli Dışarlama ilkesi; bir atom içinde aynı kuantum sayıları setine [(n, l, s, m_l, m_s) veya (n, l, s, j, m_j)] sahip iki elektron bulunamaz) ve bu parçacıklar buçuklu (1/2, 3/2, 5/2, ...) spinlere sahip olup Fermi-Dirac İstatistiği'ne uyarlar. Çizelge 1.1 fermiyon ailesini göstermektedir [18].

Çizelge 1.1 Fermiyon Ailesi.

leptonlar spin = 1/2	çeşni	kütle(GeV/c ²)	elektrik yükü	kuarklar spin = 1/2	çeşni	kütle(GeV/c ²)	elektrik yükü
nötrinolar	ν_e	$< 3 \times 10^{-9}$	0	üst kuarklar	u	$(1.5 - 4.5) \times 10^{-3}$	2/3
	ν_μ	$< 0.19 \times 10^{-3}$	0		c	1.0 - 1.4	2/3
	ν_τ	< 0.0182	0		t	174.3 ± 5.1	2/3
yükü leptonlar	e	$0.51099890 \times 10^{-3}$	-1	alt kuarklar	d	$(5 - 8.5) \times 10^{-3}$	-1/3
	μ	0.105658357	-1		s	$(80 - 155) \times 10^{-3}$	-1/3
	τ	1.77699	-1		b	4.0 - 4.5	-1/3

Pauli Dışarlama İlkesi'ne uymayan parçacıklar ise bozonlardır. Bunlar, tamsayı (0, 1, 2, ...) spinlere sahip olup Bose-Einstein İstatistiği'ne uyarlar. Yüksek enerjili parçacıkların birbirlerinden kopmasını engelleyen, uyum içerisinde birbirleriyle etkileşimlerini sağlayan, yani kuvvetleri taşıyan parçacıklar çizelge 1.2'deki [18] bozonlardır.

Temel fermiyonlar arasındaki etkileşimler ara bozonlarla gerçekleşir. Kuarklar arasındaki kuvvetli etkileşimlerin taşıyıcısı, spinleri 1 olan gluonlardır (sekiz adet). Bu kuvvetler, kuarkları proton ya da nötronların içinde, ayrıca proton ve nötronları da çekirdek içinde bir arada tutmaktan sorumludur. Spini 1 olan foton elektromanyetik etkileşimlerin ara bozonudur. Bu etkileşim kuvvetleri atomlarda elektronların çekirdeğe bağlanmasını sağlar.

Zayıf etkileşimlerin ara parçacığı ise spinleri 1 olan W^\pm ve Z^0 bozonlarıdır. Parçacık bozunmalarında görülen kuvvetler zayıf kuvvetlerdir. Örneğin bu kuvvet β bozunmasından sorumludur (${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e + \nu$ ya da ${}^A_ZX \rightarrow e^0_{-1} + {}^A_{Z+1}Y + \nu$). Bunun yanında teorik olarak çift tamsayılı bozonlar da taşıyıcı olabilirler, sıfır spinli Higgs bozonu ve spini 2 olan graviton gibi. Graviton, kütle çekim etkileşimlerinin ara parçacığıdır. Bütün parçacıklar arasında etkilidir ve bu kuvvet Güneş sistemini bir arada tutar. Hakkında en az bilgi sahibi olduğumuz kuvvettir.

Kuarklar ve kuvvetli etkileşimlerde kuarklar arasında değiş-tokuş yapan gluonlar ile onların sahip olduğu renk yükü özellikleri önemlidir. Kuarklar elektrik yükünün haricinde renk yükü de taşırlar. Renk yükü farklı etkileşme özelliğini belirtmek için kullanılmaktadır, fiziksel renklerle ilişkisi yoktur. Bilindiği gibi elektrik yüklü parçacıklar foton alışverişiyle elektromanyetik etkileşimlerde bulunurlar. Benzer olarak kuarklar da renk yükleri sayesinde gluon alışverişi yaparak güçlü etkileşimi gerçekleştirirler. Renk yükleri, mavi, yeşil ve kırmızı olmak üzere üç çeşittir. Bunun yanında bir de anti mavi, anti yeşil ve anti kırmızı şeklinde üç karşı renk bulunmaktadır. Herhangi bir anda bir kuark bir renk yüküne sahipken anti kuark da anti renk yüklerinden birine sahip olabilir. Farklı renk yüküne sahip üç kuark bir araya geldiğinde nötr renk yükü oluşur ya da elektromanyetik etkileşimlerdeki gibi (+) ve (-) elektrik yüklü iki parçacığın bir araya gelmesiyle nötr elektrik yükünün oluşmasına benzer şekilde bir renk yüküne sahip kuark ile onun anti renk yüküne sahip bir başka kuarkın bir araya gelmesiyle yine nötr renk yükü oluşur. Ancak bu noktada renk yükü elektrik yükünden farklı bir özellik gösterir. Örneğin (-) elektrik yükü taşıyan elektron bir foton soğurduğunda ya da saldıığında onun (-) yükünde bir değişme olmazken bir kuark diğer kuarklarla gluon alışverişi yaparken kuarkın renk yükü değişir. Bunun nedeni, fotonların elektrik yükü taşıyor, gluonların ise renk yükü taşıyor olmasıdır. Renk yüklerinin de elektrik yükü gibi korunması gerektiğinden bir gluon hem bir renk hem de bir anti renk taşır. Dolayısıyla 3×3 şeklinde 9 farklı renk yükü bileşimi vardır. Fakat SM gluonlar için olan state fonksiyonundan renk teklisi elde edilemediğinden dolayı 8 tanesine izin veriyor. Yoksa gluon tek serbest parçacık olarak elde edilebilirdi. Bunun yanında kuarklar bir renk yükü taşırlarken, anti kuarklar bir anti renk yükü taşırlar.

Çizelge 1.2 Temel etkileşimlerin ayar bozonları.

Kuvvetler	Ara bozon	Kütlesi(GeV/c ²)	Yükü	Renk	Spin	Simetri Grubu
Şiddetli	Gluon(g)	0	0	8	1	$SU(3)$
Elektromanyetik	Foton(Γ)	0	0	-	1	$U(1)$
Zayıf	Z^0	91.1876 ± 0.0021	0	-	1	$SU(2)$
	W^+	80.423 ± 0.039	+1	-	1	
	W^-	80.423 ± 0.039	-1	-	1	
Kütle çekim	Graviton(G)	0	0	-	2	
	Higgs(H^0)	>114	0	-	0	

Renkli nesnelere doğada serbest olarak varlık gösteremediğinden kuarkların ve gluonların renksiz hadronların içinde hapsediği farzedilir. Hadronlar ise kendilerini oluşturan kuarkların sayısına göre ikiye ayrılırlar: Proton (uud), nötron (udd), vb. gibi üç kuarktan oluşan baryon, bir kuark ve bir anti kuarktan oluşan mezolon grubunda yer alırlar. Mezonlara örnek olarak $\pi^+(u\bar{d})$ ve $D^+(c\bar{d})$ verilebilir. Çizelge 1.3 ile Çizelge 1.4 Baryon ve Mezonların bazı özelliklerini göstermektedir [19].

Çizelge 1.3 Bazı Fermiyonik Hadronlar (Baryonlar ve Antibaryonlar).

Sembol	Ad	İçerdiği kuarklar	Elektrik yükü	Kütle (GeV/c ²) $\times 10^{-3}$	Spin
p	Proton	uud	+1	938.27203 ± 0.00008	1/2
\bar{p}	Antiproton	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	-1	938.27203 ± 0.00008	1/2
n	Nötron	udd	0	939.56536 ± 0.00008	1/2
Λ^0	Lambda	uds	0	1115.683 ± 0.006	1/2
Ω^-	Omega	sss	-1	1672.45 ± 0.29	3/2
Σ_c	Sigma-c	uuc	+2	2454.02 ± 0.18	1/2

Çizelge 1.4 Bazı Bozonik Hadronlar (Mezonlar).

Sembol	Ad	İçerdiği kuarklar	Elektrik yükü	Kütle (GeV/c^2) $\times 10^{-3}$	Spin
π^+	pion	$u\bar{d}$	+1	139.57018 ± 0.00035	0
K^-	kaon	$s\bar{u}$	-1	493.677 ± 0.016	0
K^0	kaon	$d\bar{s}$	0	497.648 ± 0.022	0
ρ^+	Ro	$u\bar{d}$	+1	775.5 ± 0.4	1
D^+	D	$c\bar{d}$	+1	1869.3 ± 0.4	0
η_c	Eta-c	$c\bar{c}$	0	2980.4 ± 1.2	0

Temel parçacıkların tarihsel gelişimi içinde en büyük proje olarak CERN'deki çalışmaları halen devam eden LHC'yi görürüz. LHC'nin en önemli kuruluş amacı, temel parçacıklara kütle kazandırdığı düşünülen Higgs Bozonunu bulmaktır. Böyle bir parçacığın bulunması ise Standart Model'in ve Süpersimetrik Model'in tamamlanması yolunda çok önemli bir adım teşkil edecektir.

2. TEMEL PARÇACIKLARIN STANDART MODELİ

Standart Model (SM), temel parçacıklarla bunlar arasındaki etkileşimleri $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ simetrik-üniter ayar dönüşümü şeklinde tarif eden bir modeldir. SM'e göre tüm madde kuarklar, leptonlar ve ara parçacıklarından oluşur [20]. Kuarklar ve leptonlar dört temel kuvvetin etkisiyle birbirleriyle etkileşirler: Kütle çekim, zayıf, elektromanyetik ve şiddetli kuvvet etkileşimleri. Kütle çekim dışında temel parçacık etkileşimleri SM ile tanımlanır [21, 22]. Bu kuvvetler taşıyıcı bozonlar ile temel parçacıkları bir arada tutarlar. Çizelge 2.1 SM'deki parçacıkların günümüzdeki toplam sayısını vermektedir.

Çizelge 2.1 Standart modeldeki parçacıkların sayısı.

PARÇACIKLAR	SAYI
Leptonlar + Antileptonlar	6 +6
Kuarklar+Antikuarklar	$(6 \times 3=18) + (6 \times 3=18)$
W^\pm bozonları, Z^0 bozonu	2, 1
Foton, Gluon	1, 8
Higgs bozonu	En az 1
Toplam Temel Parçacık	≥ 61

Parçacık etkileşim teorileri için matematiksel çerçeve ayar teorileriyle sağlanır. Ayar teorileri ayar grubunun seçimine göre farklılık gösterir. SM'de elektromanyetik etkileşimler kuantum elektrodinamiği (QED), $U(1)$ ayar grubu ile açıklanır. $SU(2)$ ayar teorisi zayıf etkileşimleri tanımlar ve $SU(3)$ ayar grubu şiddetli etkileşimleri–kuantum renk dinamiğini (QCD) anlamak için-tanımlar. Dolayısıyla $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ayar simetrisine dayanan teori SM olarak tanımlanır. $(SU(2) \otimes U(1))$, kısmen birleştirilmiş elektrozayıf teoriyi ifade eder ve bu teoriye göre ayar değişmezliği ayar bozonu kütlelerinin sıfır olmasını gerektirir.

Foton ve gluonlar gerçekte kütleye sahip olmadıklarından onlar için problem yoktur. Ancak W^\pm ve Z^0 bozonları ağırdır ve SM ile öngörülen bir parçacık onlara kütle kazandırmak için gereklidir. Higgs bozonu olarak bilinen bu parçacık Higgs alanıyla birleştirilen nötr parçacıktır ve onun var olması SM'in en önemli ispatı olacaktır. Bu parçacığı gözlemek için en

uygun deney tasarımıdaki problem onun kütlelerinin teoriyle kesin olarak halen öngörülmemiş olmasıdır. Teori yalnızca alt ve üst limitler verebilir. 1990'lı yıllarda CERN'de 206 GeV kütle merkezi enerjisine sahip Büyük Elektron Pozitron çarpıştırıcısında (LEP) $m_{H^0} > 114.1 GeV$ olduğu gösterilmiştir [23]. Teorik açıdan ise $m_{H^0} < 1TeV$ olmalıdır. CERN'de kurulmuş olan ve Kasım 2007'de çalışmaya başlayacak olan LHC'de kütle merkezi enerjisi 14TeV olması beklendiğinden Higgs bozonu üretilmesi olasıdır. Higgs bozonu; nötrinolar, elektronlar, müonlar ve u, d, s kuarkları gibi hafif parçacıklarla zayıf şekilde ve W^\pm , Z^0 bozonları ve t kuarkları gibi ağır parçacıklarla kuvvetli şekilde etkileşir [24].

Kuarklar ve leptonların elektrozayıf etkileşimleri ağır ayar bozonları W^\pm , Z^0 ve foton (γ) tarafından taşınırlar. Teorinin dinamiği temel Lagrangian ile tanımlanır [25]:

$$L = L(QCD) + L(SU(2) \otimes U(1)) \quad (2.1)$$

Ayar simetri grubu $U(1)$ olarak seçilir. Bu ayar grup fermiyonları sol el eş çiftleri ve sağ el eş tekleriyle verilmiştir.

Elektrozayıf teori $(SU(2)_L \otimes U(1)_Y)$ üç sonuca sahiptir:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad (2.2)$$

ve

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (2.3)$$

Elektromanyetizmanın zayıf etkileşimler teorisine dahil edilmesi için ilk deney sonucundan hareketle $SU(2)_L$ (L alt indis sol-elli dönüşüm olduğunu ifade eder.) simetri ailesi bir $U(1)_Y$ zayıf aşırı yük faz simetrisine eklenir.

QED'deki etkileşim terimi $J^\mu A_\mu$ şeklinde verilir ki burada J^μ elektromanyetik akım operatörü ve A_μ ayar alan operatörüdür. Zayıf etkileşimin köşe terimi benzer yolla $J_{zayıf}^\mu W_\mu$ formunda tanımlanır:

$$J_{zayıf}^\mu = \bar{\psi}_{aL} \gamma^\mu \psi_{bL}$$

$$\begin{aligned}
&= \psi_a^+ P_L \gamma^\mu \gamma^0 P_L \psi_b \\
&= \frac{1}{2} \bar{\psi}_a (\gamma^\mu - \gamma^\mu \gamma^5) \psi_b
\end{aligned} \tag{2.4}$$

şeklindedir. Burada,

- $\psi_L = P_L \psi$, $P_L = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ ile sol el parçacıklarını yok eder veya sağ el parçacıklarını oluşturur.
- $\psi_R = P_R \psi$, $P_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ operatörü sağ el parçacıklarını yok eder veya sol el parçacıklarını oluşturur.

Burada $\gamma^5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ matrisidir.

$U_Y(1)$ grubu, $SU(2)_L$ 'nin izospinle bağlantısına benzer şekilde, zayıf aşırı yük ile ilgilidir. Zayıf aşırı yük ve zayıf izospin arasındaki ilişki:

$$Q = I_z + \frac{Y}{2} \tag{2.5}$$

şeklindedir.

Bu eşitlikte Q parçacığın elektrik yükü, I_z zayıf izospinin üçüncü bileşeni, Y de zayıf aşırı yüküdür. Zayıf aşırı yüklerin diyagonalize edilmiş Y operatörünün köşegeni boyunca değer aldığı düşünülür. $Y/2$, $U(1)$ simetrisinin ($U_Y(1)$) jeneratörü olarak alınır. Dalga fonksiyonunun sol el tarafı zayıf geçişe girer. Bu durum, zayıf izospin grubunun $SU(2)_L$ alınmasının sebebidir.

3. PARÇACIK HIZLANDIRICILARI

Hızlandırıcıların kurulma amacı; elektron, proton, vb. parçacıkların elektromanyetik alan içerisinde hızlandırılarak sabit bir hedefle ya da birbirleriyle çarpıştırılmak suretiyle buradan ortaya çıkabilecek yeni ve daha küçük parçacıkları detektör sistemleriyle gözlemlemektir.

Yüklü parçacıklar elektrik alanlarla hızlandırılırlar, manyetik alanla yönlendirilirler. Görelilik kuramına göre hızları ışık hızına yaklaşan parçacıkların kütleleri artar. Dolayısıyla zaman geçtikçe parçacıkların hızlandırılmaları enerji açısından zorlaşır. Bu durumda parçacıkları tek bir hedefle çarpıştırmak yerine zıt yönde hızlandırılmış parçacıkları dairesel bir yolda birbirleriyle çarpıştırmak enerji açısından daha ekonomiktir. Hızlandırıcı laboratuvarlarını kurmak ve çalıştırılma noktasında kontrolünü sağlamak, iyi araştırmacılar ve oldukça yüklü maliyetler gerektiren bir iştir. Bu sebeple laboratuvarlar dünyanın sayılı merkezlerinde mevcuttur. En önemlileri; CERN (Cenevre), DESY (Hamburg), Fermilab-FNAL (Chicago) ve SLAC (California) olarak sıralanabilir. Bu hızlandırıcıların önemi ise evrendeki temel parçacıkların ve böylece maddeye kütle kazandıran nesnenin bulunmasının yanısıra birçok yeni teknolojinin gelişmesine ve geliştirilmesine öncülük etmeleridir.

Parçacıklar günümüzde bilinen iki yöntemle hızlandırılırlar. Bu işlem ya Linac (Lineer hızlandırıcı) denilen doğrusal hızlandırıcılarla, ya da dairesel hızlandırıcılarla yapılır. Dairesel hızlandırıcıların birkaç çeşidi gelişme sırasına göre; siklotron, senkrotron ve siklosenkrotron olarak sıralanabilir.

3.1. CERN

1954 yılında ABD'ye karşı 12 Avrupa ülkesinin bir araya gelmesiyle kuruldu. İsviçre-Fransa sınırındaki laboratuvarın bugün 20 üyesi bulunmaktadır. CERN; "Avrupa Nükleer Araştırma Organizasyonu" demektir.

Zayıf etkileşimin ara parçacıkları kütleli yüksüz Z^0 ve yüklü W^\pm bozonları CERN Laboratuvarında bulunmuştur. Aynı zamanda temel maddeye kütle kazandırdığı düşünülen Higgs bozonunun gözleneceği LHC çarpıştırıcısı da CERN'de kuruludur. Ayrıca günümüzün en iyi haber alma araçlarından biri olan World-Wide Web (www) CERN Laboratuvarında doğmuştur (1990 Tim Berners-Lee) [26]. Şu anda www'den çok daha kapsamlı olan GRID sistemi üzerine de çalışmalar yine CERN'de yürütülmektedir. Yakın gelecekte bütün dünya

ülkeleri bu GRID [27, 28] sistemi üzerinden çalışma yapabilecek, internete bağlanabilecek ve yüksek miktarda veri akışı sağlanabilecektir.

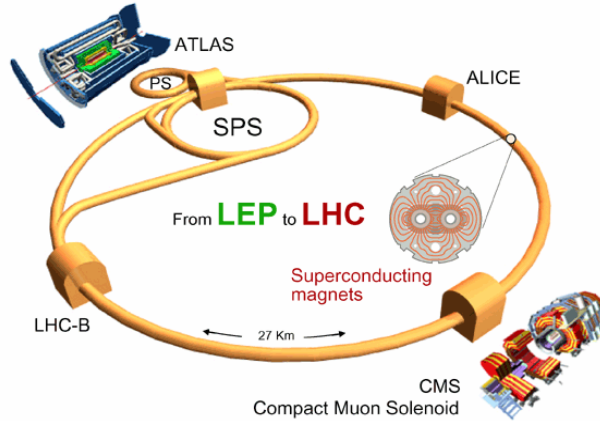
2007 Kasım ayında başlaması planlanan çarpışmanın sonuçları, Yüksek Enerji Fiziği (YEF) ve Parçacık Fiziğinde cevabı verilemeyen soruların ne kadarını yanıtlayabilecek? Bu durum bütün Yüksek Enerji Fizikçileri tarafından merakla beklenmektedir. Dördüncü bölümde detaylandırılan bu soruların cevabı Standart Modelin eksikliklerini tamamlama yolunda oldukça önemlidir [29].

3.2. LHC

LHC (Large Hadron Collider), Büyük Hadron Çarpıştırıcısı demektir. Şu anda dünyada bulunan parçacık hızlandırıcıları içinde alan ve parçacık enerji değeri olarak en büyüğü, ışınlık açısından da en güçlüsüdür. Bulunduğu tünel halka şeklinde olup 27 km uzunluğundadır. Konum olarak CERN’de, yerin yaklaşık 80 m altındadır. LHC ile evrenin oluşumu sırasındaki büyük patlama gerçekleştikten kısa bir süre sonra oluşan koşullar yeniden oluşturulmaya çalışılacak, böylece birçok yeni fiziği keşfetmek için çalışmalar yapılacak ve özellikle Higgs bozonunun bulunması ve özelliklerinin araştırılması sağlanacaktır. LHC ile, 14 TeV ’lik kütle merkezi enerjisine sahip protonların ($7 + 7 = 14$ demet ve her bir demetin enerjisi 1 TeV) kafa kafaya çarpıştırılması planlanmaktadır. Maliyeti düşük tutmak için LHC, daha önce kurulmuş olan LEP’in yerine kurulmuştur [30]. Bu halkanın içerisinde iki proton demeti zıt yönlerde hareket ederek elektrik alanlar sayesinde hızlandırılırlar. Halka içerisindeki hareket devam ettikçe protonların enerjileri daha da yükselir ve sonunda her iki proton demeti de 7 TeV ’lik enerjiye ulaşırlar. Burada yüksek enerjiden kaynaklanan durumu kontrol altına almak için manyetik alanlar kullanılmaktadır. Protonları yörüngede tutabilmek için 8.36 $Tesla$ ’lık bir manyetik alana ihtiyaç vardır. Bu manyetik alanlar yaklaşık $-273^{\circ}C$ mutlak sıcaklık noktasına kadar soğutulmuş olan süperiletken (bir takım malzemelerin, ortamında direnç olmadan elektrik akımını kayıpsız olarak iletmesidir) elektromıknatıslar tarafından üretilirler. LHC’nin maliyeti yaklaşık \$2.5 milyar’dır [31].

LHC üzerinde şekil 3.1’de gösterildiği gibi dört ana deney bulunmaktadır. Bunlar:

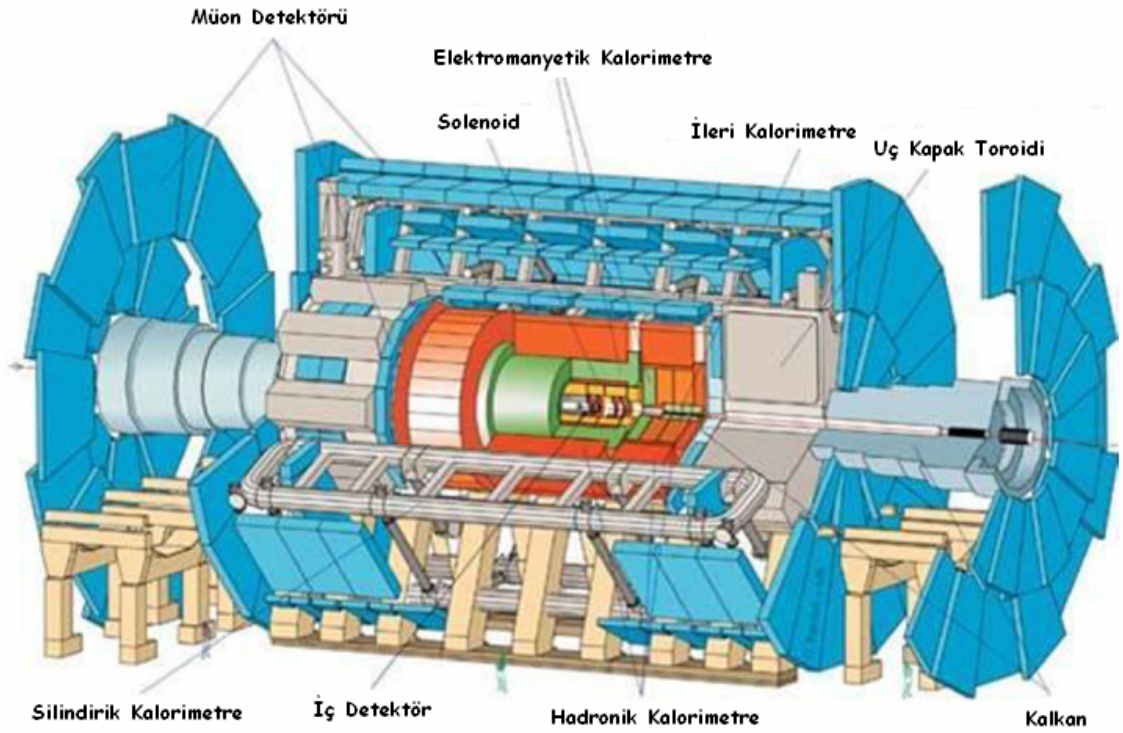
- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)
- CMS (Compact Muon Solenoid)
- LHCb (b fizik için LHC)
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment)



Şekil 3.1 Dört büyük deneyin LHC üzerindeki yerleşimi.

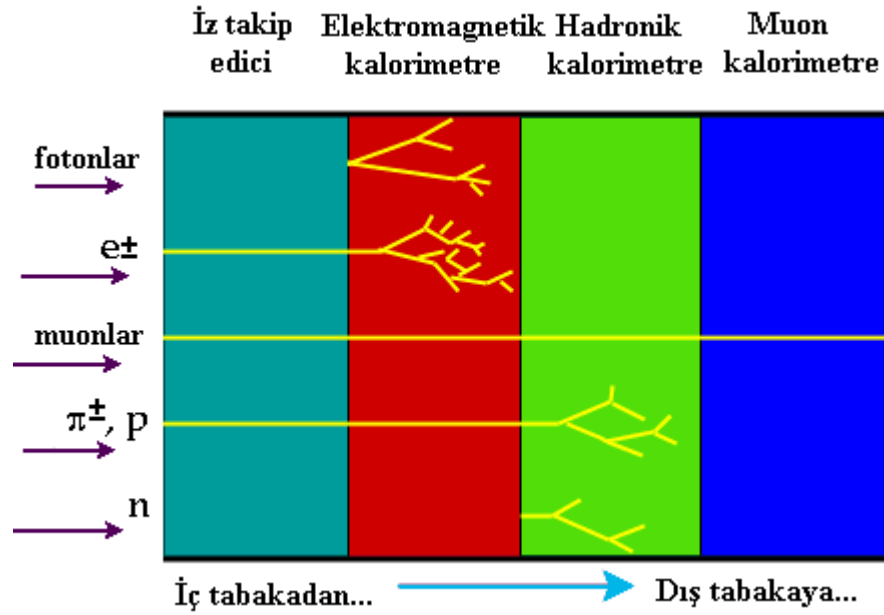
3.2.1. ATLAS

Atlas (Toroidal Büyük Hadron Çarpıştırıcısı Aleti), şimdiye kadar kurulmuş olan ve birçok bakımdan en büyük yüksek enerji fiziği dedektörlerinin başında gelir. Yüksekliği 25 m, uzunluğu 46 m ve ağırlığı da 7000 tondur. CERN’de bulunan LHC’nin bir bölümü üzerine yerleştirilmiştir. Amacı dünya üzerinde bugüne kadar ulaşılmamış enerjiye ulaşılan çarpışmalardaki temel maddeyi incelemek, Higgs bozonunu gözlemektir. Ayrıca tüm kuvvetlerin birleştirilmesini içeren süpersimetri kuramının da doğruluğu yine burada test edilecektir. Çok büyük olmasının nedeni milyarlarca protonun çarpışması sonucu çok sayıda parçacığı yakalama kapasitesinde olması gerekliliğindedir. Maliyeti ise işletme maliyetlerinin dışında \$430 milyon civarındadır [32]. Atlas deneyi, 34 ülkeden 150 Üniversite ve 1700 bilim adamının çalıştığı uluslararası bir deney istasyonu ve bilim merkezidir. 2007 Kasım ayında LHC’nin düşük aydınlık değerinde çalışmaya başlamasından sonra önümüzdeki 10-15 yıl içerisinde büyük enerjili çarpışmadan elde edilen ve depolanan verilerle birçok bilimsel eksikliğin giderilmesine çalışılacak ve böylece teknolojinin gelişmesine de öncülük edilecektir. Şekil 3.2 Atlas dedektörünün iç yapısını göstermektedir.



Şekil 3.2 ATLAS Detektörü.

ATLAS Dedektörünün özelliklerine bakıldığında; diğer dedektörlerde olduğu gibi iç içe geçmiş alt dedektörlerden oluştuğu görülür. Şekil 3.3'te bu iç yapı görülebilir. En iç kısımda bulunan dedektör iz dedektörüdür ve çarpışmada ortaya çıkan yüklü parçacıkların izlerini bulmaya yarar. Onun dışında elektromanyetik kalorimetre yer alır, elektronlarla fotonlar enerjilerini iyonizasyon sonucu buraya bırakırlar. Sonraki kısımda kuvvetli etkileşen parçacıklardan proton, nötron ve pionların enerjilerini bıraktıkları hadron kalorimetresi vardır. Son olarak en dışta muon odacıkları bulunur, onlar da zayıf etkileşmeye uğrayan muonları algılamaya yarar. ATLAS detektöründe manyetik alan olarak toroidal yapı kullanılır.



Şekil 3.3 Parçacıkların detektör içerisinde gözleendiği kısımlar.

3.2.1.1. İz takip edici

Detektörde sadece yüklü parçacıklar izlerini bırakırlar. Ancak parçacıklar yüksüz ise, örneğin foton ve nötron gibi, o zaman içinden geçtikleri bölgeyle etkileşmeden ikinci tabakaya ulaşırlar. Birinci tabakada enerji kaybı yok denecek kadar azdır. Çünkü buradan geçen parçacıklar etkileşimlerden hemen hemen hiç etkilenmezler. Sonuçta parçacıklar enerjileri ve yönleri hiç değişikliğe uğramadığı kabul edilerek ikinci tabakaya ulaşmış olurlar [33].

İz takip edici detektörün iç kısmında yoğun ve ağır metal olan kurşun ya da demirden plakalar yer alır ve bu plakaların her birinin arkasında telli oda görevi gören gaz hacimleri bulunmaktadır. İlk plakaya soldan giren parçacığın plakanın atomlarıyla etkileşmesi sonucunda enerjisi azalır ve ortaya daha küçük ikincil parçacıklar çıkar. Bunlar hep birlikte telli odaya ulaşarak iyonlaşmaya sebep olurlar. Enerjisi çok az olan ikincil parçacıklar burada durdurulurlar. Birincil parçacıklar ise bu süreci geçip diğer plakaya ulaşırlar ve bu işlem parçacıklar durduruluncaya kadar ya da başka parçacıklara bozununcaya kadar sürer. Sonuçta telli odalarda elde edilen ölçümlerin toplamından tabaka girişindeki enerjiye ulaşırlar.

3.2.1.2. Elektromanyetik kalorimetre

Özellikle yük taşımayan fotonlar elektromanyetik etkileşmenin gerçekleştiği ikinci tabakada durdurulurlar. Hem yüklü hem de hafif olan elektron, pozitron gibi parçacıklar az

miktarda enerji taşıdıklarından onlar da bu tabakada durdurulabilirler. Sonuçta bu tür parçacıkların enerjileri burada belirlenir. Burada enerjileri belirlenen parçacıklar iki tür etkileşime sahip olurlar: çift üretim ve bremsstrahlung. Bu iki proses birbirinin ardısıra iyonizasyon sırasında devam eder [34].

Bu tabakada kurşun plakalar kullanılır. Burada meydana gelen etkileşimler elektromanyetik türden olup bu etkileşimler ikincil parçacıkların oluşumuna yol açarlar. Elektromanyetik kalorimetre kurşun plakalarla plastik sintilatörlerin sandviç şeklinde sıralanmasıyla oluşur. Örneğin kurşun için enerji çözünürlüğü:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{0.17 GeV^{1/2}}{\sqrt{E}} \quad (3.1)$$

şeklinindedir. Elektromanyetik kalorimetrenin dinamik uzunluğu, lineerliği, radyasyon sertliği ve olayları üstüste bindirme gibi problemleri dizayn edilirken çok önem taşımaktadır. Bu konuda Atlas dedektörü elektromanyetik kalorimetresinde fizikçiler tarafından birçok testler yapılmıştır.

3.2.1.3. Hadronik kalorimetre

Daha ağır ve yüklü olan muon, pion veya proton gibi parçacıklar geçtikleri tabakalarda iz bırakmalarına ve enerjilerinin bir kısmını kaybetmelerine rağmen sahip oldukları çok yüksek enerji sayesinde üçüncü tabakaya ulaşırlar. Nötronlar ise yüksüz oldukları için ikinci tabakada bir etkileşime girmeden ilk durumlarını koruyarak hadronik kalorimetreye ulaşırlar. Sonuçta baryon sınıfına giren proton, nötron gibi parçacıklarla mezon sınıfına giren pion gibi parçacıklar (yani hadronlar) burada durdurulurlar.

Bu bölgede demir plakalar kullanılır ve böylece hadronlar demir plakalarla durdurulur. Ayrıca hadronlar uzun mesafeler kat edebildikleri için elektromanyetik kalorimetreye oranla bu tabaka daha kalındır. Parçacıklar demir atomlarıyla güçlü etkileşimler yaparak enerjilerini kaybederler [34].

3.2.1.4. Müon kalorimetre

Bu tabakaya yalnızca çok yüksek enerjilere sahip muonlar ulaşabilir. Muonlar kütle olarak elektronun yaklaşık 200 katı olup 2.2 μ s ortalama ömürle bozunan kararsız leptonlardır. Burada demir veya alüminyum plakalar kullanılmaktadır. Bu dört tabakayı da geçebilen parçacıklar yalnızca nötrinolardır. Nötrinoların enerjileri ölçülemediğinden varlıklarını belirlemek için enerjinin korunumu ilkesinden faydalanılır [34].

3.2.2. CMS

ATLAS detektörüyle neredeyse aynı yapıdadır. İkisini ayıran en büyük fark ise CMS 'te kullanılan manyetik alanın solenoidal olmasıdır. CMS'te de hızlı (CMSjet simülasyonu) ve full (ORCA -Object oriented Reconstruction for CMS Analysis- simülasyon programı) dedektör modelleme programlarıyla kanalların modellenmesi yapılabilmektedir. CMS deneyi, 159 farklı enstitüden 2300 bilim insanının çalıştığı uluslararası bir deney istasyonudur. Yeraltında Fransa'nın CERN-İsviçre sınırında CESSY bölgesine yerleştirilmiştir. Dedektörün özellikleri 21 metre uzunluğunda ve 16 metre çapında olup ağırlığı yaklaşık 12500 tondur. CMS Dedektörü ATLAS'ta olduğu gibi elektromanyetik ve hadronik kalorimetre, magnetler ve müon dedektörü ile geri dönüş bağlarından oluşur [35]. CMS Dedektörünün ileri kalorimetreleri Türkiye'de Türk firmaları tarafından yapılmış olup dayanıklılık testlerini başarıyla geçmiştir ve CERN organizasyon yöneticileri tarafından altın plaketle ödüllendirilmiştir.

3.2.3. LHCb, ALICE

Amacı evrende bulunan parçacık-antiparçacık dengesizliğinin nedenlerini araştırmak olan bu detektör, proton-proton çarpışmaları sırasında ortaya çıkacak olan özellikle b kuarkına sahip parçacıkların çalışacağı ve modelleneceği LHC'nin önemli bir dedektörüdür [36].

Evrenin ilk zamanlarındaki koşullarına ulaşip maddeyi bu şartlar altında araştırmayı planlayan fizikçiler bu detektörü kullanmayı amaçlamışlardır. Bunun için de protonlar yerine kurşun atomlarını kullanarak çekirdeklerinden oluşan hüzmelerle veri alınması hedeflenmektedir [37].

4. DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL FERMİYON AİLESİ

Standart Model temel parçacıkları ve onların etkileşimlerini birkaç yüz GeV ölçeğine kadar tanımlar. SM ile açıklanamayan problemler genel olarak:

1. Temel fermiyonların kütle ve karışımları,
2. Temel fermiyonların ve ailelerinin sayısı,
3. Higgs bozonunun deneysel ispatı,
4. sağ-sol simetrisinin bozulmasının gerçek nedeni,
5. Zayıf izospin (eşspin) çiftlerine sol el parçacıkların ve tekli yapılara sağ el parçacıkların keyfi ataması,
6. Henüz gözlenemeyen kuantum gravitasyonun hangi şekilde parçacık fiziğine katılabilir olduğu,
7. Higgs kütleindeki hiyerarşi sorunu,
8. CP (Charge Parity) bozunumu için SM tahminlerinin test edilebilirliği,
9. Nötrinoların kararsızlığı ve siyah cismin bir parçası olup olmadığı,
10. Evrende gözlenen madde – karşı madde orantısızlığı,
11. Güçlü ve elektrozayıf çiftlenim sabitlerinin kesin değerleri,
12. Süpersimetrik parçacıkların evrenin kayıp kütlelerine katkıda bulunup bulunmadığı,
13. SM içinde deneyler ile yerleştirilen 20 tane sabitin değerlerinin SM ile kestirilemez olması,
14. SM'in, güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşimleri gerçekten birleştiremez olması (çünkü onların her biri kendi ayar gruplarıyla tanımlanır) şeklinde sıralanabilir [38].

Bu problemleri çözmek için, SM'in içinde farklı yaklaşımlar ya da tamamen farklı modeller önerilmiştir. Bunlardan bazıları: elektrozayıf simetrisinin genişletilmesi, büyük birleştirilmiş teoriler (GUT-Grand Unified Theory-), süpersimetri (SUSY, MSSM-Minimal Super Symetric Model-, MSUGRA), preonik modeller, extra boyutlar olarak verilebilir. SM'in içinde önerilen farklı yaklaşımlara göre söz edilen problemlerden bazılarının SM'de yanıt bulunabileceği düşünülmektedir ki bunlardan SM ailesinin sayısı ile ilgili olan problem için örneğin, demokratik kütle matrisi yaklaşımı (DMM–Democratic Mass Matrix Approximation-) [39,40] geliştirilmiştir. Genelde bu yaklaşım ilk üç aileli fermiyon durumuna uygulanmıştır ve sonuç olarak SM'in uzantısı kaçınılmaz bir şekilde yanlış sonuçlar vermiştir. Elektrozayıf ayar grubunun $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ uzantısındaki durumu göz önüne alındığında örneğin top kuarkın kütlesi 11-14 GeV arasında öngörülmüştür ki bu da bilindiği gibi doğru değildir. Bu

duruma göre demokratik kütle yaklaşımı SM'deki dördüncü fermiyon ailesinin var olması gerektiğini öngörür.

4.1. Standart Modelde Dördüncü Ailenin Gerekliliği

Temel fermiyon kütlelerinin değerleri birbirlerinden çok farklıdır. Bu farklılık kütle oranlarında açıkça görülmektedir, örneğin;

$$\frac{m_{\nu_e}}{m_t} = 1.721 \times 10^{-11} \pm 5.03 \times 10^{-13} \quad (4.1)$$

$$\frac{m_e}{m_t} = 2.931 \times 10^{-6} \pm 8.575 \times 10^{-8} \quad (4.2)$$

$$\frac{m_u}{m_t} = (8.605 \times 10^{-6} - 2.581 \times 10^{-5}) \quad (4.3)$$

$$\frac{m_e}{m_\tau} = 2.875 \times 10^{-4} \quad (4.4)$$

SM'de fermiyon kütleleri Higgs adı verilen, nötral bileşenin boşluk beklenen değeri sıfırdan farklı olan, skaler alanla etkileşmesi sonucu oluşmaktadır.

Aynı Higgs alanının W^+ , W^- ve Z^0 ara bozonlarına kütle kazandırdığı da bilinmektedir. Bu kütlelerin değerleri,

$$m_W = \frac{1}{2} g \eta, \quad m_Z = \frac{1}{2} \bar{g} \eta \quad (4.5)$$

$$g = \frac{\sqrt{4\pi\alpha_{em}}}{\sin\theta_W}, \quad \bar{g} = \frac{\sqrt{4\pi\alpha_{em}}}{\sin\theta_W \cos\theta_W} \quad (4.6)$$

şeklindedir. Burada $\eta = 245 \text{ GeV}$ skaler Higgs alanının boşluk beklenen değeridir, $\sin\theta_W = 0.22$ SM'in Weinberg açısı ve $\alpha_{em} = 1/137$ ince yapı sabiti terimleridir.

Simetri kırılmasından önce aynı kuantum sayısı taşıyan fermiyonlar (elektrik yükü, kütle, zayıf izospin, vs.) ayırt edilemezler. Bundan dolayı fermiyon-Higgs etkileşimlerindeki, aynı kuantum sayılı fermiyonlara karşılık gelen Lagrangian terimleri eşit kuvvette olmalıdır. Diğer bir deyişle, fermiyon-Higgs etkileşimlerinde bu fermiyonlar aynı etkileşim sabitine sahip

olmalıdırlar. Örnek olarak yüklü leptonların kütle matrislerini ele alırsak, dokuz farklı lagrangian terimi yazılabilir:

$$L_m^l = a_{ee}\eta\bar{e}e + a_{\mu\mu}\eta\bar{\mu}\mu + a_{\tau\tau}\eta\bar{\tau}\tau + a_{e\mu}\eta\bar{e}\mu + a_{e\tau}\eta\bar{e}\tau + a_{\mu e}\eta\bar{\mu}e + a_{\mu\tau}\eta\bar{\mu}\tau + a_{\tau e}\eta\bar{\tau}e + a_{\tau\mu}\eta\bar{\tau}\mu \quad (4.7)$$

Burada a fermiyon-Higgs etkileşiminin kuvvetidir, η skaler Higgs alanının boşluk beklenen değeridir. Yukarıdaki sebeplerden dolayı lagrangiandaki tüm etkileşim sabitlerinin eşit olması gerekir:

$$a_{ee} = a_{\mu\mu} = \Lambda = a_{\tau\tau} = \sqrt{4\pi\alpha_{em}} \quad \text{veya} \quad \frac{\sqrt{4\pi\alpha_{em}}}{\sin\theta_W} \quad (4.8)$$

Kütle matrisi ise:

$$\hat{M} = a\eta(\bar{e}\bar{\mu}\bar{\tau}) \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

formunu alır ve demokratik kütle matrisi (DMM) olarak adlandırılır. Yukarıdaki singüler matris diegonal hale getirilip özdeğerlerinin bulunması için çözülürse;

$$\det[\hat{M} - \lambda I] = 0 \Rightarrow \begin{vmatrix} 1-\lambda & 1 & 1 \\ 1 & 1-\lambda & 1 \\ 1 & 1 & 1-\lambda \end{vmatrix} = 0 \quad (4.10)$$

$$(1-\lambda)^3 + 2 - 3(1-\lambda) = 0$$

$$-\lambda^3 + 3\lambda^2 = 0$$

$$\lambda^2(-\lambda + 3) = 0$$

$$\lambda_1, \lambda_2 = 0 \quad \text{ve} \quad \lambda_3 = 3 \quad (4.11)$$

olarak bulunur.

Elde edilen $\lambda_1, \lambda_2 = 0$ ve $\lambda_3 = 3$ değerleri bu değerlerin kütle değerleri ile orantılı olduğunu göstermektedir.

Görüldüğü üzere singüler matrisin üç özdeğerinden ikisi sıfırdır.

$m_1 = m_2 = 0$ üçüncüsü ise $m_3 = 3\partial\eta$ olur. Etkileşme sabiti $\partial = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ alınarak $\eta = 245 \text{ GeV}$ değeri de göz önünde tutulduğunda, $m_3 = 240 \text{ GeV}$ bulunur.

Aynı yolla aynı değerler nötrino, üst ve alt kuarklar için de türetilir. Bu değerler üçüncü aile fermiyonlarının deneysel kütleleri ile karşılaştırılırsa, üç aile durumunda yanlış sonuçlar elde edildiği görülür.

4. fermiyon ailesinin var olduğu düşünüldüğünde, kütle matrisinin özdeğerlerinden ilk üçü $m_1 = m_2 = m_3 = 0$ olacaktır. 4. kütle ise $4m_0$ değerini alacaktır. Eğer $\partial = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ ise $m_4 = 320 \text{ GeV}$ olarak alınır. Eğer $\partial = \frac{\sqrt{4\pi\alpha_{em}}}{\sin\theta_\omega}$ ise $m_4 = 640 \text{ GeV}$ olur. İkinci seçim görüldüğü üzere daha doğaldır.

Yüklü leptonların kütleleri incelendiğinde $m_e = 0.51099890 \times 10^{-3} \text{ GeV}$, $m_\mu = 0.105658357 \text{ GeV}$, $m_\tau = 1.77699 \text{ GeV}$, $m_{l_4} = 640 \text{ GeV}$ olur. Çizelge 4.1 fermiyonların kütlelerini göstermektedir. Buradan en büyük kütleli tau leptonun kütlesi dördüncü leptonun kütlesinden yaklaşık 300 kat daha azdır. 640 yanında diğer kütleler sıfır alınabilir. Nötrinolar için de aynı yaklaşım geçerlidir.

Alt kuarkları incelediğimizde yine m_4 ile diğer kuarklar arasındaki kütle oranı büyüktür (yaklaşık 150 kat). Aynı yaklaşım burada da kullanılabilir. Üst kuarklarda ise t kuarkın kütlesinin büyük olması yukarıdaki yaklaşımı bozar. Çünkü m_t kütlesi m_{l_4} kütlesinin 1/3'ü oranındadır.

Günümüze kadar olan çarpıştırıcıların enerjisi dördüncü aile fermiyonlarının üretilmesi için yeterli değildir fakat Kasım 2007'de protonların çarpıştırılmasının planlandığı 14 TeV 'lik kütle merkezi enerjisine sahip LHC'de yılda 5000 civarında $u_4\bar{u}_4$ çiftinin üretilmesi beklenmektedir.

Çizelge 4.1 GeV/c^2 biriminde temel fermiyonların kütleleri. t-kuark kütlesi için Fermilab'taki çarpışma detektörünün (CDF) sonucu kabul edilmektedir [41].

Nötrinolar	Yüklü leptonlar	Up kuarklar	Down kuarklar
$\nu_e : < 5.1 \times 10^{-9}$	$e : 0.51099906 \times 10^{-3}$	$u : (2-8) \times 10^{-3}$	$d : (5-15) \times 10^{-3}$
$\nu_\mu : < 0.27 \times 10^{-3}$	$\mu : 0.105658389$	$c : 1.0-1.6$	$s : 0.1-0.3$
$\nu_\tau : < 0.031$	$\tau : 1.7771$	$t : 174 \pm 23$	$b : 4.1-4.5$
$\nu_4 : > 45$	$l_4 : > 44.3$	$u_4 : > 85$	$d_4 : > 85$

$na_F\eta$ ifadesinde F , fermiyonların çeşidini gösterir ve nötrinolar, yüklü leptonlar, up kuarklar ve down kuarklar bilinen en temel fermiyonlardır. Bu yaklaşıma göre n SM aileleri durumunda $(n-1)$ aileleri kütesizdirler ve n -inci aile fermiyonları $na_F\eta$ kütlelerine sahiptir. Prensipite a_F , fermiyonların çeşidinde değişebilir fakat SM çerçevesinde a_ν , a_l , a_u ve a_d 'nin aynı sıranın değerleri olması farzedilir. Üçüncü aile fermiyonlarının gerçek kütle spektrumunu hesap içine almak (Bkz. Çizelge 4.1), ister istemez dördüncü ailenin olması gerektiği varsayımına yol açar. Doğrusu üç SM ailesi olması durumunda; üçüncü aile fermiyon kütlelerinin $3a_F\eta$ 'ye eşit olması beklenir. $\eta=245 GeV$ olduğundan $a_\nu < 4.15 \times 10^{-5}$, $a_l = 2.38 \times 10^{-3}$, $a_u = 0.233 \pm 0.031$, $a_d = (5.5-6.0) \times 10^{-3}$ olarak elde ederiz. Fermiyon-Higgs etkileşiminin kuvvetleri arasında büyük farklılıklar vardır. Bu sebeple, bu tezde dördüncü kuark ailesinin varlığı önerilmektedir. Bu durum birinci varsayım olarak isimlendirilebilir.

İkinci bir varsayım olarak, yalnızca bir Higgs-çiftlenimi vardır, bu yüzden $a_d \approx a_u \approx a_l \approx a_\nu$ yani fermiyonların tüm çeşitleri için a_F 'nin aynı değerleri alınır. Ayrıca, a_F 'nin yaygın değerlerini $SU(2)$ için ayar bağlaşım sabiti (coupling constant) olan g 'ye eşit almak dördüncü aile fermiyon kütlelerinin $m_4 = 4g\eta = 8m_w = 640 GeV$ olmasını sağlar, eğer g , elektromanyetik bağlaşım sabiti e ile yer değiştirirse o zaman $m_4 = 320 GeV$ 'dir. Bu safhada ilk üç aile kütesiz kalır. Yüksek enerjilerde kısmi dalga üniterliği kullanılarak dördüncü aile fermiyon kütleleri kritik fermiyon kütle değerlerine yaklaştırılır.

Üçüncü varsayımda ise a değeri $e = g_w \sin \theta_w$ ve $g_z = g_w / \cos \theta_w$ arasındadır. Bu yüzden Dördüncü SM Ailesi Fermiyonları hemen hemen dejenere ve kütle değerleri

$320 < m_4 < 730 \text{ GeV}$ aralığında olması beklenmektedir. ($g : SU(2)$ için ayar çiftlenim sabiti ve e : eletromanyetik çiftlenim sabitidir). Buradaki üst limit olan 730 GeV değeri ağır kuark kütleleri için üst limite yakındır ki bu değer yüksek enerjilerdeki kısmi-dalga uniterlik değeridir ($\approx 1 \text{ TeV}$ bu değer üstünde pertürbasyon teorisi geçerliliğini yitirir.). $a \approx g_w$ değerinde çeşni demokrasisi dördüncü aile için $m_4 \approx 4a\delta \approx 8m_w \approx 640 \text{ GeV}$ 'i öngörür [42, 43].

Kütle matrisi terimlerinde temel fermiyonların tüm çeşitleri için yukarıdaki argümanlar,

$$M^0 = a\eta \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \rightarrow M = 4a\eta \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

olarak açıklanır. Doğada, en azından ilk üç ailedeki yüklü leptonlar ve kuarklar sıfır olmayan kütlelere sahiptir, ki bu durum; (4.12) denklemi uygun bir değişikliğe gereksinim duyar. Tüm demokraside minimum bir etkiye sahip bir değişikliği farzederek M^0 'ın bileşiminin aşağıdaki gibi önerilebileceğini ortaya atar.

$$M^0 = a\eta \begin{pmatrix} 1 & 1+\gamma & 1+\beta & 1 \\ 1+\gamma & 1+2\gamma & 1+\beta & 1 \\ 1+\beta & 1+\beta & 1+\alpha & 1-\alpha \\ 1 & 1 & 1-\alpha & 1+\alpha \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

γ parametresi ilk aile fermiyonları için kütleler üretir ve Cabibbo karışımını düzenler, β ikinci aile fermiyonları için kütleler verir ve $b-c$ geçişini ayarlar, α ise üçüncü aile kütlelerini verir. $\alpha = \beta = 0$ limitinde bu matris, [44]'de verilen matris olur. (4.13) matrisinin özdeğerleri bize aynı fermiyonların α , β ve γ parametrelerinin değerini tayin etmek için kullanılan kütlelerini verir.

4.2. Demokratik Kütle Matrisi Yaklaşımı

SM'de zayıf etkileşim kuark öz durumları ile kuark kütleleri öz durumları arasındaki fark CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) matrisleri ile tanımlanır [45]. Üç Standart Model (SM) ailesindeki kuark karışımları da, SM yük-parite (CP) dönüşümleri için gerekli değişkenleri içeren CKM matrisi ile verilir [46]. Bu matris, Cabibbo-Kobayashi-Maskawa tarafından

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

şeklinde ortaya atılmıştır. Dördüncü SM ailesi katılarak CKM matrisi aşağıdaki şekli alır.

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} & V_{ud_4} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} & V_{cd_4} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} & V_{td_4} \\ V_{u_4d} & V_{u_4s} & V_{u_4b} & V_{u_4d_4} \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

Burada matris elemanlarının değerleri $V_{ud_4} = 0.0001$, $V_{cd_4} = 0.0002$, $V_{td_4} = 0.0057$, $V_{u_4d_4} = 0.9999$, $V_{u_4d} = 0.0002$, $V_{u_4s} = 0.0003$, $V_{u_4b} = 0.0002$ değerlerine sahiptir.

SM’de dördüncü ailenin var olması gerektiğinin fenomenolojik kanıtlarından bir diğeri: ilk kuark ailesi için; up kuark down kuarktan daha hafiftir. Halbuki ikinci ve üçüncü kuark ailelerinde bu durum tam tersinedir. Eğer dördüncü SM ailesi varsa M_{u_4} , M_{d_4} ’ten daha küçük olmalıdır. Bu duruma göre, $\Delta M \equiv M_{d_4} - M_{u_4}$ kütle farkına bağlı olarak ve $|V_{d_4u_4}|$ ’e bağlı olarak d_4 kuarkı farklı bozunma genişliklerine sahip olabilir. Bu tezde, u_4 ’ün var olduğunun modellenmelerle ispatının verileceği göreceli kütle durumu çizelge 4.2’deki gibi - hafif - olmalıdır [47].

Çizelge 4.2 Dört SM ailesi kuarklarının kütle durumları [47].

u (hafif)	c (ağır)	t (ağır)	u_4 (hafif)
d (ağır)	s (hafif)	b (hafif)	d_4 (ağır)

Standart Model’de temel fermiyon ailelerinin sayısı belli değildir. Demokratik kütle matrisinin SM yaklaşımında kütleleri $300 GeV$ ’den $700 GeV$ ’e kadar uzanan temel fermiyonların dördüncü nesli de dahil edilmiştir. Dördüncü aile fermiyonlarının LHC’de çok miktarda üretilmesi beklenmektedir. Aynı zamanda bu dördüncü aile fermiyonlarının Higgs üretimine de ($gg \rightarrow h$) kanalında halka ara parçacığı olarak katkıda bulunacağı ve bu yüzden Higgs’in gözlelenebilirliğini daha olası kılacağı öngörülmektedir [48].

Çeşni demokrasisi SM'de dördüncü ailenin var olduğunu öngörür. Buna göre ilk üç nötrininonun küçüklüğü doğaldır. En son elektrozaıf data ölçümleri ekstra SM ailelerinin varlığına izin verir. Çeşni Demokrasisine göre dördüncü aile nötrinosu ağır olmalıdır. Demokratik kütle matrisi yaklaşımı çerçevesinde ilk üç nötrino için küçük kütleler büyük karışım açısıyla uyumludur ve bu nötrinolar Dirac tipindedir. Dördüncü SM ailesinin varlığı birçok kozmolojik ve astrofiziksel sonucu içerir. Dördüncü aile leptonlarının gelecekteki lepton çarpıştırıcılarında gözlenmesi beklenmektedir. SM bozunma kanalları için dördüncü aile kuark kütlelerinin bağılılıkları, bozunma genişlikleri CKM matris elemanlarına (V_{q_4q}) bağılıdır. Çünkü u_4 ve d_4 kuarkları kütleli olarak hemen hemen dejeneredir ve onların normal olmayan s kanalı üretim tesir kesitleri, eşit normal olmayan bağılılımları için aynı mertebededir. Eğer dördüncü aile kuarklarının SM bozunum kanalları baskınsa u_4 uarkının incelenmesi d_4 'e göre daha avantajlıdır. Çünkü $u_4 \rightarrow bW^+$, $d_4 \rightarrow tW^- \rightarrow bW^+W^-$ tesir kesitleri d_4 'ün bozunum durumlarına göre daha büyüktür [49].

4.3. Öngörülen Dördüncü SM Fermiyon Ailesinin Limit Değerleri

Yapılan direk araştırmalar sonucunda dördüncü SM ailesi fermiyonları için alt ve üst limit değerleri; yeni lepton (ν_4, l_4) ve quarklar (u_4, d_4) [50];

- $m_{l_4} > 100.8 \text{ GeV}$ ve $m_{\nu_4} > 45 \text{ GeV}$ (Dirac)
- $m_{\nu_4} > 39.5 \text{ GeV}$ (Majorana) v sabitse;
- $m_{u_4} > 200 \text{ GeV}$ (Nötral ve yüklü akım bozunumları için)
- $m_{d_4} > 199 \text{ GeV}$ (Nötral akım Bozunumları için)
- $m_{d_4} > 128 \text{ GeV}$ (Yüklü akım Bozunumları için)

Bu kütle değerlerinin hepsinin LHC'de 2007 Kasım ayındaki çalışmasından sonra ispat edilmesi beklenmektedir.

4.4. Dördüncü Standart Model Ailesinin Tekli Üretimlerinin Etkili Lagrangianı

Etkili Lagrangian bazı sabitlerin yanı sıra temel parçacıklar ve bunların etkileşmelerini sağlayan ara parçacıklarıyla birlikte etkileşim hareketlerini gösteren denklem bütünüdür.

$$L = \left(\frac{K^{q_i \gamma}}{\Lambda} \right) e_q g_e \bar{q}_4 \sigma_{\mu\nu} q_i F^{\mu\nu} + \left(\frac{K^{q_i Z}}{2\Lambda} \right) g_z \bar{q}_4 \sigma_{\mu\nu} q_i Z^{\mu\nu} + \left(\frac{K^{q_i g}}{\Lambda} \right) g_s \bar{q}_4 \sigma_{\mu\nu} T^a q_i G^{\mu\nu}_a + h.c \quad (4.16)$$

burada $K^{q_{\gamma,Z,g}}$ foton, Z bozon ve gluon için normal olmayan nötral akım bağlaşımlarını ifade eder. Λ yeni fizik için cut-off skalası ve e_q kuark yükü; g_e , g_z ve g_s elektrozayıf ve şiddetli bağlaşım sabitleridir, $g_z = g_e / \cos \theta_w \sin \theta_w$; burada θ_w Weinberg açısı olarak verilir. Lagrangian denkleminde $\sigma_{\mu\nu} = i(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu) / 2$ şeklindedir. $F^{\mu\nu}$, $Z^{\mu\nu}$ ve $G^{\mu\nu}_a$ foton, Z bozon ve gluonlar için alan etkinlik tensörleridir. T^a ise Gell-Mann matrisleri olarak bilinir [51].

5. DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL KUARK AİLESİNİN MODELLENMESİ

Fizik kanallarının üretimlerinin ve bozunumlarının modellemelerinin yapılması, hem son parçacıkların elde edilmesi hem de özelliklerinin bulunması açısından önem taşır. Paçacığın hareketinin incelenmesi sayesinde ürün veya bozunan parçacıkların yaşam süreleri, momentum, nominal kütle, bozunma genişlikleri, enerji gibi birçok özelliği elde edilebilir.

Dördüncü SM Kuarklarından u_4 'ün tekli üretimlerinin modellenmesi compHEP ve çiftli üretimlerinin modellenmesi ise PYTHIA modelleme programlarıyla yapılmıştır. Bu modelleme programları sayesinde u_4 'ün çeşitli kütle aralıkları (300-700 GeV) taranmış ve en uygun olası bulunma kütle ve tesir kesitleri belirlenmiştir. Ayrıca PYTHIA ile yapılan modellemede ATLFast hızlı dedektör modelleme programı da etkinleştirilerek dedektörün kısımlarında parçacıkların aranması ve yeniden oluşturulmasına çalışılmıştır.

5.1. Tekli Kuark Üretimlerinin CompHEP İle Modellenmesi

CompHEP, bozunum ve saçılma durumlarında parçacık işlemleri için deneylerle elde edilebilir nicelikleri yüksek enerjilerde modelleme yaparak hesaplayan bir programdır. Program Moskova State Üniversitesinde geliştirilmiştir [52]. CompHEP'in kullanımı basittir ve parçacık fiziğini incelemede teorik hesaplarla uyumlu sonuçlar vermektedir. CompHEP, güçlü, kullanımı hızlı fakat bazı limitleri olan bir programdır.

5.1.1. CompHEP model seçimi

CompHEP'in parçacık içeriğinde: SM, Unitary ve Feynmann ayarları; MSSM, Unitary ve Feynmann ayarı; SUGRA ve GMSB, Unitary ayarı gibi modeller vardır. CompHEP'te değişkenlerin, bilinen parçacıkların özelliklerinin tanımlandığı, Lagrangian ifadesinin yazıldığı, ve bu Lagrangian'da etkileşen parçacıkların kendilerinin ve ara parçacıklarının tanımlandığı, Lagrangian'da köşe faktörlerinin belirtildiği-Lorentz Çarpanı gibi-kısımlar vardır. CompHEP'te verilen probleme göre belirtilen ifadelerin hem sinyal hem de fonlar için tanımlanması gerekir.

CompHEP'te proses ve alt prosesler seçilebilir. Seçilen her bir prosesin fiziksel anlamına ve çarpışma kinematiğine göre çeşitli kriterler getirilebilir. Bu kriterler bazen CompHEP'te çalışılan prosesin diverjans durumunu (fotonlu süreçlerde bulunur) yok etmek için de yararlıdır. CompHEP'te olaylar çıktı halinde yazdırılabilir ve grafik çıktısı alınabilir. SUSY içeren modellerde CERNLIB'in programa dahil edilmesi gerekir.

CompHEP'te olayların sonuçlarını hesaplamak için bozunma ve saçılma durumundan uygun olan seçilir. Seçilen kanal için diyagramlar görülür ve bu diyagramlardan gerekli olanlar

Latex çıktısı halinde alınabilir; gereksizler silinebilir. Seçilen diyagramların bozunma genişlikleri ve tesir kesitleri C++ programlama diliyle derlenerek sembolik olarak hesaplanır ve bu hesaplar yazdırılabilir. Sonra sayısal hesaplar için yeni bir pencere açılır; uygun alt proses ve gerekli kriterler seçilerek Vegas veya Simpson Algoritmaları yardımıyla olaylar integralenir. Grafikselleştirme elde etmek için istenilen değişken seçilerek sınırlar ayarlanır. Liste çıktı sonuçları için $X^2 < 1$ olan sonuçlar elde edilmeye çalışılmalıdır. Çünkü bu sonuçlar beklenen değerler için hatası düşük olan sonuçlardır. CompHEP’te istenilen çoklukta olaylar üretilebilir.

5.1.2. Tekli üretimler için yapılan modelleme çalışmaları

Bu tezde dördüncü SM ailesini çalışmak için SM Feynman ayarı temel alınarak LHC’de u_4 üretimi ve bozunumu için yeni model compHEP ile oluşturulmuştur. Bu yapılırken model kısmında proton-proton çarpışması için Lagrangian (temel parçacıklar çarpıştığında etkileşme ara parçacığı, onun türü ve Lorentz faktörü denilen kısımlar), değişkenler kısmında ise bağlaşım sabitlerinin değerleri, CKM matris değerleri, temel parçacıkların genişlikleri ve kütlelerinin değerleri girilmektedir. Sınırlamalar kısmında ise CKM matris elemanlarının bağlaşım değerlerinin teoriksel ifadesi verilmektedir ($V_{u_4d}, V_{u_4s}, V_{u_4b}$ gibi), model kısmında yer alan parçacıklar bölümünde ise yazdığımız u_4 kuarkın spini, kütlesi, genişliği, rengi ve Latex ifade şekli belirtilmiştir. Son olarak, model kısmındaki ‘oluşturma’ bölümü ise protondan gelen kuarkların $u, \bar{u}, d, \bar{d}, g$ veya kuark denizindeki diğer hangi kuarklardan oluştuğunun belirtildiği bölümdür.

Bu çalışmada $pp \rightarrow u_4 x$ saçılması ele alınmıştır. Her bir proton demeti $7 TeV$ ’lık kütle merkezi enerjisinde olup $L=100 fb^{-1}$ ışınlık (luminositi) değerinde hesaplamalar yapılmıştır. Buna göre CKM matris elemanları $V_{u_4b}=0.0008, V_{u_4s}=0.0005, V_{u_4d}=0.0002$ [53] karışım sabitleri de kullanılarak dallanma oranları ve bozunma genişlikleri elde edilmiştir. u_4 için farklı kütlelere göre SM ve normal olmayan bozunmalar için dallanma oranları ve bozunma genişlikleri çizelge 5.1’de verildiği gibidir.

Çizelge 5.1 SM ve normal olmayan bozunmalar için bozunma genişlikleri ve dallanma oranları.

Bozunum Kanalı	Kütle (GeV)				
	200	300	400	500	700
gu	46	40	36	34	32
gt	0.7	12	19	23	27
$Zu(c)$	2.2 (2.3)	2.5	2.4	2.3	2.2
Zt	–	0.27	1	1.4	1.8
γu	1	0.9	0.81	0.76	0.72
γt	0.014	0.26	0.43	0.52	0.6
$bW^+(\times 10^{-5})$	12	11	9.8	9.3	8.8
$sW^+(\times 10^{-5})$	4.6	4.2	3.8	3.6	3.4
$dW^+(\times 10^{-6})$	7.3	6.8	6.1	5.8	5.5
$\Gamma_{Tot}(GeV)$	1.35	5.21	13.73	28.45	82.56

Proton çarpıştırıcısı (LHC), 14 TeV 'lik kütle merkezi enerjisinde $L_{int}=100 fb^{-1}$ ışınılıkta üretilen son durum parçacıkları için istatistiksel (statistical significance) değeri,

$$SS = \frac{\sigma_{s+B} - \sigma_B}{\sqrt{\sigma_B}} \sqrt{\varepsilon \cdot BR \cdot L_{int}} \quad (5.1)$$

denklemleriyle hesaplanır. Buradaki ε ve BR değeri b kuarklı süreçlerde dahil edilir ve değerleri yaklaşık olarak BR için 0.2, ε için de 0.5'tir. ε detekte etme verimi, BR de sürecin dallanma oranını gösterir. u_4 'ün Wb 'ye bozunuyor olmasından dolayı $\varepsilon \cdot BR$ göz önünde bulundurulmuştur. Ayrıca fon ve sinyal için kriterli (P_T kriteri) ve kriterli tesir kesit değerleri çizelge 5.2'de görülmektedir. σ_s , pb olarak sinyalin tesir kesitini, σ_B , pb olarak fonun tesir kesitini göstermektedir.

Çizelge 5.2 300(700) kütle değerlerinde sinyal ve fon tesir kesitleri.

	$m_{u_4} = 300(700) GeV$	
Tesir kesiti	Kriter yok	P_T kriteri var
σ_s, pb	0.022 (0.0044)	0.020 (0.0043)
σ_B, pb	10.17	0.72
σ_{s+B}, pb	10.19 (10.17)	0.74 (0.72)

u_4 'ün kütlesi 300 GeV alındığında, herhangi bir kriter konulmadan;

$$ss = \left(\frac{10.19 - 10.17}{\sqrt{10.17}} \right) \sqrt{0.5 \times 0.2 \times 10^5} = 0.63 \quad (5.2)$$

700 için (kriter yok):

$$ss = \frac{0.0044}{\sqrt{10.17}} = 0.137 \quad (5.3)$$

300 için (kriter var):

$$ss = \frac{0.74 - 0.72}{\sqrt{0.72}} \sqrt{0.5 \times 0.2 \times 10^5} = 2.36 \quad (5.4)$$

olarak bulunur.

u_4 için dik momentum (P_T) kriterleri uygulanmıştır. Bu değer 300 ve 700 GeV 'lik u_4 sinyali için 50 GeV 'dir. Çizelge 5.3'te u_4 için 300 ve 700 GeV kütlelerinde istatistiksel kesinlik değerleri verilmektedir.

Çizelge 5.3 u_4 için kriterli ve kriterli istatistiksel kesinlik değerleri.

Kütle (GeV)	300		700		300		700	
u_4	SS değerleri				LHC'de $L=100 fb^{-1}$ ışınılıkta elde edilecek u_4 sayıları			
	Kriter yok	Kriter var	Kriter yok	Kriter var	Kriter yok	Kriter var	Kriter yok	Kriter var
	0.63	2.36	0.137	0.134	2200	2000	440	430

Olay sayıları incelenen olay için elde edilen tesir kesiti ile ışınılık değerinin çarpılmasından elde edilir. CompHEP'te olay sayıları istenilen değerde girilerek daha sonra doğruluğu test edilir.

$$N_s = \sigma_s \cdot L_{\text{int}} \quad (5.5)$$

Olay sayıları dallanma oranlarıyla doğrudan orantılıdır. u_4 için farklı kütle değerlerinde dallanma oranları çizelge 5.4'deki gibidir.

Çizelge 5.4 u_4 için dallanma oranları ($\lambda = 1$, $\Lambda = 1TeV$).

u_4 kuark kütlesi (GeV)	$gu(c)$	gt	$Zu(c)$	Zt	$\gamma u(c)$	γt	$\Gamma_{\text{Tot}}(GeV)$
200	46	0.65	2.2(2.3)	–	1	0.014	1.35
250	44	5.9	2.5	–	0.97	0.13	2.80
300	40	12	2.5	0.27	0.9	0.26	5.21
350	38	16	2.4	0.71	0.85	0.36	8.79
400	36	19	2.4	1	0.81	0.43	13.73
450	35	22	2.3	1.3	0.78	0.48	20.22
500	34	23	2.3	1.4	0.76	0.52	28.45
600	33	25	2.3	1.7	0.74	0.57	50.89
700	32	27	2.2	1.8	0.72	0.6	82.56

$L_{\text{int}} = 100 \text{ fb}^{-1}$ ışınlık değerinde ve pp çarpıştırıcısında $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ 'lik kütle merkezi enerjisinde u_4 kuarkın tekli normal olmayan üretim tesir kesit değerleri çizelge 5.5'teki gibi elde edilmiştir.

Çizelge 5.5 Farklı kütlelerde u_4 için elde edilen tesir kesit değerleri.

u_4 kuark kütlesi (GeV)	$\sigma(nb)$
200	34.6
300	19.6
400	12.9
700	4.9

Çalışılan $pp \rightarrow u_4 x \rightarrow bW^+ x$ kanalında $k/\Lambda = 1 \text{ TeV}^{-1}$ seçimi yapılarak $pp \rightarrow bW^+ x$ fonu çalışılmıştır. Bu fon değerleri P_T kriterinin uygulanmasıyla fazla miktarda düşürülmüştür. Bu istenen bir durum olmakla birlikte yeterli olmamıştır. Modellemelerde sinyalin yaşam süresi çok kısa olduğu zaman hemen son durum parçacıklarına bozunur. İstenilen kanalı incelemek için son durum parçacıkları üzerine hesap yapılarak orta prosese ve oradan da ilk bozunan parçacığa ulaşmaya çalışılır. Sinyal ile fonun son durum parçacıkları aynı olduğundan bazen fonlardan kurtulmak ve sinyali incelemek kolay olmayabilir. Bu durum için çeşitli kinematiksel ve dinamiksel kriterler uygulanarak fondaki olay sayıları düşürülmeye çalışılır. Bu tezde dördüncü ailede pp çarpışmasından u_4 üretim modelleme çalışmasında fon (background) olarak $pp \rightarrow b, W^+, X$ alınmış ve çalışılmıştır.

Lagrangian'da tanımlanan k ve Λ değerlerinin CompHEP'te $k/\Lambda = 1 \text{ TeV}^{-1}$ şeklinde alınmasından dolayı incelenen Çeşni Değiştiren Nötral Kanalların (FCNC-Flavour Changing Neutral Channel) tesir kesiti ve bozunma genişliği SM değerlerine göre daha büyük çıkmaktadır. FCNC, SM'de yer almamaktadır. FCNC'nin bulunması yani bu tezde yapılan çalışma SM ötesinde yeni modellerin varlığının öngörüsüdür.

Fon olarak hesaplanan kanallar ise SM'de yer alan kanallardır. $pp \rightarrow u_4 x \rightarrow bW^+ x$ işlemi için kriter konmadan elde edilen istatistiksel kesinlik değerleri 0.63 (0.14)'tür ki bu değerler 2200 (440) olay sayısına karşılık gelir. P_T kriteri konduğunda ise istatistiksel kesinlik

değerleri $SS = 2.36$ (0.14) ve karşılık gelen olay sayıları 2000 (430) olup sırasıyla $m_{u_4} = 300$ (700) GeV durumu göz önüne alınmıştır.

5.2. Çiftli Kuark Üretimlerinin PYTHIA İle Modellenmesi

PYTHIA, şu ana kadar elde edilmiş olan en kuvvetli yüksek enerji fiziği modelleme programıdır. Torbjörn Sjöstrand ve grubu tarafından yazılıp geliştirilmiştir [54]. Random olayların üretilmesi metoduna göre çalışır. PYTHIA, detektör modelleme programları dahil edilerek ve edilmeden çalışabilir. PYTHIA'nın Fortran, C, C++ derleme program versiyonları vardır. Bu tezde derlenen program fortran diliyle yazılmıştır.

Detektör modelleme katkısı olmadan PYTHIA programının çalıştırılması durumu için: öncelikle PYTHIA kaynak dosyasının ve CERN kütüphane dosyalarının aynı ortama yüklenmesi gerekir. Bu dosyalar PYTHIA'nın çalıştırılması için gereken olan kütüphane alt yapısını sağlayacak olan CERNLIB paketidir.

CERNLIB paketi; (temel matematik dosyalar, özel fonksiyonlar, sayısal integralleme, minimum yapma işlemleri, lineer olmayan fit, interpolasyon, yaklaşımlar, lineer fit, matrisler, vektörler ve lineer denklemler, istatistik analiz ve olasılık, veri girişi ve çıkışı, verilerin grafiksel gösterimi, veri eldesi, magnet ve demet dizaynı, elektronik, kuantum mekaniği, parçacık fiziği, rastgele sayı üreticiler, yüksek enerji fiziği simülasyonu, kinematik, faz uzayı, istatistik veri analizi ve temsili, sistem ile ilgili programlar.) matematik kütüphanesi, minuit kütüphanesi, C-fortran kütüphaneleri, geant kütüphanesi, paw kütüphanesi, kernel kütüphanesi gibi birçok içerilen dosyaya sahiptir. CERNLIB paketinin kullanılabilmesi için ilk önce cern kütüphanelerinin bulunduğu sayfadan [55] adresinden indirilmesi sağlanır. İndirme işlemi yapılırken yalnızca tar.gz uzantılı dosyalar bir klasör altında toplanmalıdır. Daha sonra bu paket dosyalarının teker teker açılması yerine aşağıdaki gibi bir betik (toplu işlem) dosyası hazırlanıp çalışması sağlanır:

```
#!/bin/sh

# Unpack the source files and set up the build structure, e.g.
# /tmp/cernlib/2003/src (and lib)

list=`ls src_*.gz`
```

```

for ffile in $list
do
  gunzip -c $ffile | tar xf -
done

# Establish the environment variables for the build procedures
# Depending on the system, other directories may need to be
added to the PATH
# e.g. for the build tools and alternative compilers.

CERN_LEVEL=`gunzip -c src_Imakefile.tar.gz | tar tf - | awk -F/
'{print $1}'`

CERN=`pwd`
CERN_ROOT=$CERN/$CERN_LEVEL
CVSCOSRC=$CERN/$CERN_LEVEL/src
PATH=$CERN_ROOT/bin:$PATH

export CERN
export CERN_LEVEL
export CERN_ROOT
export CVSCOSRC
export PATH

# Create the build directory structure

cd $CERN_ROOT
mkdir -p build bin lib build/log

# Create the top level Makefile with imake

cd $CERN_ROOT/build
$CVSCOSRC/config/imake_boot

# Install kuipc and the scripts (cernlib, paw and gxint) in
$CERN_ROOT/bin

gmake bin/kuipc > log/kuipc 2>&1
gmake scripts/Makefile
cd scripts
gmake install.bin > ../log/scripts 2>&1

# Install the libraries

cd $CERN_ROOT/build
gmake > log/make.`date +%m%d` 2>&1

```

Bu hazırlanan betik dosyasına “start_cern” adı verilerek kaydedilir. Bu dosyanın oluşturulmasında CERNLIB2005 versiyonu ele alınmıştır. Gerekğinde bu shell dosyasının

orijinaline [56] adresinden de ulaşılabilir. Bu adresteki program kopyalanıp KWrite yazım programı aracılığıyla yine start _cern adıyla kaydedilebilir.

Betik dosyasının elde edilmesinden sonra Linux konsolunda bu shell dosya çalıştırılır ve bu adımdan sonra artık sistemimizde CERNLIB yüklenmiş olur.

Aynı ortama kütüphane ve pythia fortran kodunun, örneğin pythia6409.f gibi, versiyon bilgisini de içeren bir fortran kaynak kodunun yüklenmesinden sonra bir örnek program yazılarak PYTHIA ana programıyla birlikte derlenir ve daha sonra çalıştırılabilir bir dosyaya ulaşılır. Örnek olacak şekilde aşağıdaki gibi kısa bir deneme programı yazılıp ornek.f şeklinde kaydedilirse:

```
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
CALL PY2ENT (0, 2, -2, 20D0)
CALL PYLIST (1)
END [57]
```

Yazılan bu örnek program PYTHIA ana programıyla derlendiğinde PY2ENT (0, 2, -2, 20D0) ve PYLIST (1) alt programlarını verilen parametrelerle çağırır.

Örnek dosya da fortran kodu şeklinde yazıldıktan sonra sırasıyla ornek.f ve pythia6409.f derlenerek ornek.o ve pythia6409.o isimli object dosyaları elde edilir. Elde edilen bu iki object dosya birlikte çalıştırılabilir tek dosya haline getirilebilir. PYTHIA'nın çalışmasından sonra son adım olarak program çıktısı şeklinde liste ve histogram çıktıları elde edilir [57]. Histogram çıktılarını elde etmek için PAW histogramlama programı kullanılmıştır.

PAW-Physics analysis workstation, fizik analizlerinin çalışma istasyonu demektir. PAW, CERN kütüphanesi ile birlikte çalışan bir uygulama programıdır. Bir grafik gösterimi üzerinde deneysel bilgiyi çalışmak için çok kullanışlı bir interaktif programdır. Program çok geniş data analizleri için grup modunda çalışabilir. PAW programı ile bir olaya ait verilerden, vektör grafiği, histogram, histogram fit, grafiklerin çeşitli formlara dönüştürülmesi, ve basılması gibi birçok çalışma yapılabilir. Bu program, PYTHIA veya diğer simülasyon programlarının çıktılarından renkli görsel grafiklerin oluşturulması, histogramlardan istatistik analizi yapılarak fizik sonuçlarının elde edilmesi için kullanılabilir [58]. PAW, CERN Yüksek Enerji Fiziği Laboratuvarı sistemini birleştirir. Bu sistem aynı zamanda süreçlerde ve data gösterimlerinde

tek başına kullanılır. PAW'ın amacı birçok ortak analizi ve datayı göstermek ve ortak prosedürleri yardıma çağırmak için esnek bir yöntem sağlamaktır.

PYTHIA'nın detektör modelleme katkısı olduğu durumda çalışabilmesi için hızlı veya tam detektör modelleme programlarından birisi seçilmelidir. Bu tezde hızlı dedektör modelleme programı ATLFAST seçilmiştir.

ATLFAST, ATLAS detektörünün hızlı modellemesini yapan bir detektör modelleme programı olup fortran dilinde yazılmıştır. PP veya $P\bar{P}$ çarpışmaları olduğunda, hızlı olay analizleri elde etmek için kullanılır. ATLFAST programı ile detektörün önemli kısımları rastgele üretilen parçacıklar tarafından modellenir. Foton izolasyonu, elektron izolasyonu, muon izolasyonu, jetlerin tekrar oluşturulması, fotonlara ve leptonlara enerji ve momentum kazandırılması, manyetik alan etkileri ve kayıp dik enerji gibi durumlar modellenir. ATLFAST hızlı modelleme programı yalnızca ATLAS detektörü için değil, bu detektöre bağlı parametreler değiştirilerek başka bir detektör için de kullanılabilir. Üretilen parçacıkları tam olarak analiz etmesi, izole edilmiş fotonları ve leptonları seçebilmesi, jetleri tekrar oluşturabilmesi, b-jetleri, c-jetleri ve tahmini yapılan kayıp dik enerji tanımlayabilmesi bu modelleme programının en önemli avantajlarıdır. Ayrıca foton, elektron, muon gibi parçacıkların enerji ve momentum dağılımlarını da göstermekte fakat detektörün detaylı modellemesini yapmamaktadır. O yüzden yapılan çalışmalar için ATLFAST kullanılarak çabuk ve detaysız sonuç elde edebilir; ayrıca elde edilen sonuçlar, detaylı (full) dedektör modelleme-ATHENA [59] gibi programlarla test edilebilir. ATLFAST programında parçacıkların dik enerjileri (E_T) için son durum parçacıklarının kalorimetre hücrelerindeki ($|\eta < 3|$ için 0.1×0.1 ve $|\eta > 3|$ için 0.2×0.2 koordinatı) değerler toplanabilir. Bu son durum parçacığı tüm kalorimetreyi kapsayan ($\eta < 5$) $\eta \times \phi$ koordinatlarında izole edilmiştir. Eşik değerinin üstündeki dik momentum değeri ($P_T > 0.5 \text{ GeV}$) şeklinde alınır. P_T değerleri bu eşik değerinin üstünde olan yüklü parçacıkların katkıları ihmal edilir. Eşik değerinin üstündeki ($E_T^{init} > 1.5 \text{ GeV}$) dik enerji değeri ile tüm kalorimetre hücreleri $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$, ($\Delta R = 0.4$) olan bir konide toplanır. Bu E_T 'yi azaltmak için yapılır. Tekrar oluşturulan atom grupları ve hücre enerjisi programda COMMON/CLUSTER bloklarında depolanır. COMMEN/LUJETS/ içinde depolanan parçacıklar arasında izole edilmiş fotonlar aranır. FUNCTION RESTHE'de tanımlanan bir Gaussian enerji dağılımına göre fotona bir foton momentumu ve fotonun polar açısı kazandırılır. Düşük ve yüksek ışınlık değerleri için bu iki işlem ayrı ayrı yapılır [60]. İzole

edilmiş elektronlar COMMON/LUJETS/'de depolanan parçacıklar arasında aranır. Her bir elektron momentumunun kazandırılması ATLFast'te FUNCTION RESELE'de tanımlanan bir Gaussian enerji dağılımına göre yapılır. Bu işlem de düşük ve yüksek ışınlık durumları için ayrı ayrı yapılır. İzole edilmiş müonlar da COMMON/CLUSTER/ içinde depolanan parçacıklar arasında aranır. Müonun P_T , $|\eta|$ ve ϕ parametrelerine bağlı olan bir Gaussian momentum dağılımına göre her bir müon momentumu kazandırılır. Müon ölçümleri için alt-detektörler; müon sisteminin, iç detektörün ve müon sistemi ile iç detektörün birleştirilerek kullanılması olmak üzere üç durumda olabilir. Özellikleri gözlemlenebilen kuarklara jet adı verilir, bunlar detektörde iz bırakan hadronlardır. Jetler η - ϕ uzayında $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ denklemiyle tanımlanan mesafede izolasyon sağlanarak yeniden oluşturulur. Bunun için genellikle ΔR fonksiyonun sağladığı izolasyon değeri 0.2 ve bu izolasyonun içindeki dik momentum kriteri de $P_T > 5 \text{ GeV}$ 'dir.

5.2.1. PYTHIA model seçimi

PYTHIA olay üretici programı genel anlamda;

- Giriş parametrelerinin verilmesi (değişken, sabit ve fonksiyonların tanımlanması, alt programların çağırılması, vektör ve matris boyutlarının girilmesi, kinematik kriterlerin konulması, patron dağılım fonksiyonlarının seçimleri, çalışan fizik süreçlerinin kodlarının belirlenmesi, histogram programının çağırılması, otomatik veya kullanıcıya bağlı seçimler-MSEL gibi- kısımları içerir),
- İstenilen miktardaki monte carlo olaylarının üretilmesi (istenilen sayıda monte carlo olayının üretilmesi, fizik kurallarına uygun kriterlerin seçilen işleme uygulanması, böylece olayların analizi ve bunları detektör simülasyonuna tabi tutarak olayların analizinin yapılması; bu analiz ile temel parçacıkların-lepton, jet enerjileri, momentumları-açısal bağımlılıklarının elde edileceği şekilde programa girilmesi kısımlarını içerir) ve
- Alt programların kapatılarak sonuçlarının liste ve histogram halinde alınması şeklinde üç bölümden oluşmaktadır.

PYTHIA Model seçimi olarak bu tezde, ECM = 14000 komutuyla Kütle merkezi enerjisi 14 TeV'de alınmıştır. Burada IMSS(1) = 0 komutu SM için üretici kanallar açmıştır. PYTHIA'da PMAS komutuyla Parçacık/parton kütlesi m (GeV olarak) elde edilmiştir.

PYTHIA'da MSUB komutuyla MSEL = 0 iken, kanalla ilgili bütün elemanlar üretime dahil süreçlerin alt süreçlerini seçmek için kullanılmıştır.

Bu tezde MSUB(ISUB)=1 komutuyla alt süreçlerin dahil olduğu gösterilmiştir. Burada PMAS (KC, 2) komutu; ortalama yaşam ömrü KC, sıkıştırılmış kodu verir ayrıca KFDP(IDC, J) komutuyla farklı kanallar için bozunum ürünleri içerilmiştir. KFDP(66, 2) seçilmesi PYTHIA çıktı listesinde $\bar{u}_4 \rightarrow gt$ kanalının gözönüne alındığını belirtir. PYTHIA'da BRAT (IDC) komutuyla farklı bozunum kanalları için dallanma oranı verilmiştir. IDC(individual decay channel) komutunu yazarak istenilen alt proses için seçim yapılmış olur. BRAT(66)=0.001 seçimi $u_4 \bar{u}_4 \rightarrow gt \bar{u}_4$ kanalını gösterir. Burada MSEL=8 komutu ile ağır matris elemanlarıyla dördüncü aile u_4 üretimi verilmiştir. Bu tezde MDME(1, 1)=1 komutu kullanılarak açık olması istenilen kanallar alınmıştır. MDME(1, 1)=0 ile istenilmeyen kanallar kapatılmıştır. MDME(68, 1)=1 seçimi ile $\bar{u}_4 \rightarrow Zt$ kanalı açılır. PYTHIA'da MSTP(71)=0 komutuyla başlangıç demetinin özellikleriyle ilgili bilgi verilmiştir. Örneğin, programda MSTP(71)=0 seçildiğinde program son-durum radyasyonunu ve hadronizasyonu göz önüne almaz. Bu tezde MDME(1, 1)=0 komutu kapalı olması istenilen kanallar için kullanılmıştır ve MSUB(ISUB)=0 komutunun seçilmesiyle alt süreçlerin dahil olmadığı gösterilmiştir. ISUB alt süreci temsil eder. Programın içeriğinde dördüncü aile kuarklarının VCKM bağlaşım sabitleri matris bileşenleri şeklinde:

$$V_{ckm}(1, 4) = 0.0002$$

$$V_{ckm}(2, 4) = 0.0012$$

$$V_{ckm}(3, 4) = 0.0014$$

$$V_{ckm}(4, 4) = 1.0000$$

$$V_{ckm}(4, 1) = 0.0005$$

$$V_{ckm}(4, 2) = 0.0011$$

$$V_{ckm}(4, 3) = 0.0014$$

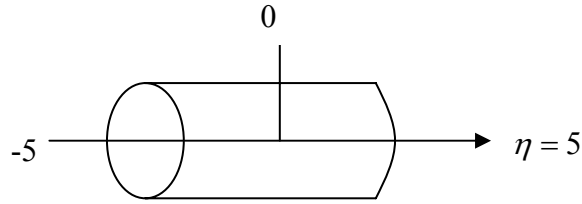
yer alacak şekilde girilmiştir.

Programın başında CALL PYTHIA, CALL ATLFAT, CALL ATLFNTUP komutlarını sırasıyla programa girerek PYTHIA'daki değişkenleri ve istenilen bozunum prosesini; detektör modellemesini ve histogram çıktısını çağırırız daha sonra bir olay döngüsü yaparak bu döngüdeki olayları listeleriz.

Olayın devamında bozunum prosesindeki $pp \rightarrow \bar{u}_4 u_4 x \rightarrow bW^+ bW^- x$, b-jetleri ve W 'lerin hadronik ($W \rightarrow jj$) ve leptonik ($W \rightarrow l\nu$) bozunumlarını yeniden oluşturabilmek için leptonları, jetleri istenilen kinematikte (örneğin açısız olarak merkezi bölgeye sınırlanmış ve P_T olarak gözönüne alınabilir değerde maksimum enerjili jetleri ve leptonları sıralamak gibi) elde etme programı yazıldı. Bu duruma göre programa yazılan kriterlerin bazıları şunlardır:

- $\eta \leq 3$
- $E_T^{l,jets} \geq 10 \text{ GeV}$
- $P_T^{l,jets} \geq 6 \text{ GeV}$
- $0.4 \leq \Delta R \leq 0.7$

Buradaki eta'nın (η) dedektör içindeki sınırları şekil 5.1'deki gibidir.



Şekil 5.1 Detektör içindeki eta sınırları ($-5 \leq \eta \leq 5$).

u_4 kuarkları ve özelliklerini bulmak için yazılan programın içinde bir döngü şeklinde parçacık listesinde 66-75 arasındaki kısmı tararız çünkü bu kısım pp 'den üretilen u_4 'lerin bozunum parçacıklarını, onların bozunum genişliklerini ve dallanma oranlarını gösterir.

5.2.2. Çiftli üretimler için yapılan modelleme çalışmaları

Bu kısımda CERN-LHC, ATLAS Deneyinde Dördüncü SM Kuark Ailesinin Çeşni değiştiren nötral kanallara (FCNC) ($pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4$, $u_4 \rightarrow W^+ b$, $\bar{u}_4 \rightarrow g t$ ve burada $W^+ \rightarrow l^+ \nu$, $t \rightarrow W b \rightarrow l \nu b$) bozunumu modellemesinin çıktı sonuçları sunulmaktadır.

Yazılan fortran programında, olaylar pp 'nin 14 TeV'lik kütle merkezi enerjisi ve düşük luminositi, $3 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ değerlerinde alınmıştır. $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4$ bozunumu için programda PYTHIA'nın kanalı simulasyon kanalı olan $qf \rightarrow QF$ temel alınmıştır.

Listedeki incelediğimiz kanal:

$pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4$, $u_4 \rightarrow Wb$, $\bar{u}_4 \rightarrow gt$, $W \rightarrow l\nu$, $t \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$. Çıktı listesinde bu bozunumun diferansiyel tesir kesiti 3.43×10^{-9} ve "semihard QCD $2 \rightarrow 2$ " sürecinin diferansiyel tesir kesiti ise 1.868×10^3 olarak elde edilmiştir. Çizelge 5.7'de programın liste çıktısı görülmektedir. Çıktı listesindeki bozunma özellikleri olan bozunma genişlikleri ve dallanma oranları PYTHIA'da istatistik listesi istenerek ve "PYSTAT" komutu terimi programa girilerek elde edilir. $pp \rightarrow \bar{u}_4 u_4$ bozunması için u_4 kütlesi 320 GeV alınmıştır. Listede 320 GeV'lik u_4 'ün gt 'ye bozunma genişliği $3.2 \times 10^{-3} \text{ GeV}$ ve dallanma oranı 1 alınarak sadece $u_4 \rightarrow gt$ bozunması olacak şekilde sonuçlar elde edilmiştir.

Çizelge 5.6 pp çarpışmasında oluşan diferansiyel tesir kesiti.

```

=====
I                                                     I
I           PYTHIA will be initialized for a p on p collider   I
I                   at 14000.000 GeV center-of-mass energy     I
I                                                     I
=====
***** PYMAXI: summary of differential cross-section maximum search *****

=====
I                                                     I
I ISUB  Subprocess name                               I Maximum value I
I                                                     I
=====
I                                                     I
I  83   f + q -> f' + Q, massive                       I  3.4319E-09   I
I  96   Semihard QCD 2 -> 2                             I  1.8679E+03   I
I                                                     I
=====

```

Çıktı listesinde parçacıkların bozunma genişliklerinin ve dallanma oranlarının verildiği PYTHIA istatistik kısım çizelge 5.8'de verilmektedir. Burada sırasıyla ana parçacıkların hangi parçacığa hangi bozunma genişliğinde ve hangi dallanma oranında verildiğini gösteren kısımlar yer alır. Çalışılan kanal için olan u_4 'ün bozunumunun dallanma oranları, bozunma genişlikleri ve dallanma oranının verimi de son bölmede görülmektedir.

Çizelge 5.7 Parçacıkların dallanma oranı ve bozunma genişlikleri.

```

***** PYSTAT: Decay Widths and Branching Ratios *****
=====
I      I      I      I      I      I      I      I
I      Mother --> Branching/Decay Channel      I Width (GeV) I      B.R. I Stat I      Eff. B.R. I
I      I      I      I      I      I      I      I
=====
I      I      I      I      I      I      I      I
I      1  d      (m = 0.330) -->      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I off I 0.000E+00 I
I      1  g      + d      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I      2  gamma + d      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I      3  Z0     + d      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I      4  W-    + u      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I      5  W-    + c      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I      6  W-    + t      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I      7  W-    + t'     I 0.000E+00 I 0.000E+00 I ---- I 0.000E+00 I
I      8  h0    + d      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I      I      I      I      I      I      I      I
I      2  u      (m = 0.330) -->      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I off I 0.000E+00 I
I      9  g      + u      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I     10  gamma + u      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I     11  Z0     + u      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I     12  W+    + d      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I     13  W+    + s      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I     14  W+    + b      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I     15  W+    + b'     I 0.000E+00 I 0.000E+00 I ---- I 0.000E+00 I
I     16  h0    + u      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I      I      I      I      I      I      I      I
.
.
.
I      7  b'     (m = 320.000) -->      I 1.975E-02 I 1.000E+00 I on  I 1.000E+00 I
I     56  g      + b      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I     57  gamma + b      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I     58  Z0     + b      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I     59  W-    + u      I 2.123E-03 I 1.075E-01 I on  I 1.075E-01 I
I     60  W-    + c      I 1.274E-02 I 6.449E-01 I on  I 6.449E-01 I
I     61  W-    + t      I 4.892E-03 I 2.476E-01 I on  I 2.476E-01 I
I     62  W-    + t'     I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I     63  h0    + b'     I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I     64  H-    + c      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I ---- I 0.000E+00 I
I     65  H-    + t      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I ---- I 0.000E+00 I
I      I      I      I      I      I      I      I
I      8  t'     (m = 320.000) -->      I 3.200E-03 I 1.000E+00 I on  I 1.000E+00 I
I     66  g      + t      I 3.200E-03 I 1.000E+00 I on  I 1.000E+00 I
I     67  gamma + t      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I off I 0.000E+00 I
I     68  Z0     + t      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I off I 0.000E+00 I
I     69  W+    + d      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I off I 0.000E+00 I
I     70  W+    + s      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I off I 0.000E+00 I
I     71  W+    + b      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I off I 0.000E+00 I
I     72  W+    + b'     I 0.000E+00 I 0.000E+00 I off I 0.000E+00 I
I     73  h0    + t'     I 0.000E+00 I 0.000E+00 I off I 0.000E+00 I
I     74  H+    + b      I 0.000E+00 I 0.000E+00 I ---- I 0.000E+00 I
I     75  H+    + b'     I 0.000E+00 I 0.000E+00 I off I 0.000E+00 I
I      I      I      I      I      I      I      I
.
.
.
I 9900041 H_L++  (m = 200.000) -->      I 8.816E-01 I 1.000E+00 I on  I 1.000E+00 I
I 3976  e+    + e+      I 7.958E-02 I 9.027E-02 I on  I 9.042E-02 I
I 3977  e+    + mu+     I 1.592E-03 I 1.805E-03 I on  I 1.808E-03 I
I 3978  e+    + tau+    I 1.591E-03 I 1.805E-03 I on  I 1.808E-03 I
I 3979  mu+   + mu+     I 7.958E-02 I 9.027E-02 I on  I 9.042E-02 I
I 3980  mu+   + tau+    I 1.591E-03 I 1.805E-03 I on  I 1.808E-03 I
I 3981  tau+  + tau+    I 7.161E-01 I 8.123E-01 I on  I 8.137E-01 I
I 3982  W+    + W+      I 1.578E-03 I 1.790E-03 I on  I 6.325E-05 I
I      I      I      I      I      I      I      I
I 9900042 H_R++  (m = 200.000) -->      I 8.800E-01 I 1.000E+00 I on  I 1.000E+00 I
I 3983  e+    + e+      I 7.958E-02 I 9.043E-02 I on  I 9.043E-02 I
I 3984  e+    + mu+     I 1.592E-03 I 1.809E-03 I on  I 1.809E-03 I
I 3985  e+    + tau+    I 1.591E-03 I 1.808E-03 I on  I 1.808E-03 I
I 3986  mu+   + mu+     I 7.958E-02 I 9.043E-02 I on  I 9.043E-02 I
I 3987  mu+   + tau+    I 1.591E-03 I 1.808E-03 I on  I 1.808E-03 I
I 3988  tau+  + tau+    I 7.161E-01 I 8.137E-01 I on  I 8.137E-01 I
I 3989  W_R+  + W_R+    I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on  I 0.000E+00 I
I      I      I      I      I      I      I      I
=====

```

PYTHIA çıktı listesinde ayrıca Parçacık/Parton data tablosu da elde edilir. Bu tabloda sırasıyla parçacıkların KF (çeşni kodu), KC (Compressed-sıkıştırılmış kod), tekil bozunma kanalı, parçacık yaşam süreleri, bozunum dallanma oranları, anti-parçacık bozunum ürünleri, üç defa yük (kuark yükleri kesirli olduğundan), renk, anti-renk, kütle, genişlik gibi özellikler verilmektedir. Bu duruma göre $u_4(t')$ için KC ve KF-sekiz (8), bozunum dallanma oranı u_4 için 0.001, $\bar{u}_4(t')$ bozunum ürünleri g, gama (γ), Z^0 , W^+ , h^0 , H^+ çıkmış durumdadır. Üç defa yük ise $2 (3 \times 2/3 = 2)$, renk 1, anti-renk 1, kütle 320 GeV ve genişlik $\Gamma = 3.2$ olarak elde edilen durumlar Çizelge 5.9'de verilmektedir.

Çizelge 5.8 Parçacık/parton veri çizelgesi.

Particle/parton data table									
width	KF	KC	particle	antiparticle	chg	col	anti	mass	
	w-cut	on/off	lifetime	decay					
	IDC	ME	Br.rat.	decay products					
0.00000	1	1	d	dbar	-1	1	1	0.33000	
	0.00000		0.00000E+00	0					
	1	1	102	0.000000	g		d		
	2	1	102	0.000000	gamma		d		
	3	1	102	0.000000	Z0		d		
	4	1	102	0.000000	W-		u		
	5	1	102	0.000000	W-		c		
	6	1	102	0.000000	W-		t		
	7	-1	102	0.000000	W-		t'		
	8	1	102	0.000000	h0		d		
0.00000	2	2	u	ubar	2	1	1	0.33000	
	0.00000		0.00000E+00	0					
	9	1	102	0.000000	g		u		
	10	1	102	0.000000	gamma		u		
	11	1	102	0.000000	Z0		u		
	12	1	102	0.000000	W+		d		
	13	1	102	0.000000	W+		s		
	14	1	102	0.000000	W+		b		
	15	-1	102	0.000000	W+		b'		
	16	1	102	0.000000	h0		u		
.									
.									
.									
0.01975	7	7	b'	b'bar	-1	1	1	320.00000	
	0.19754		0.00000E+00	1					
	56	1	102	0.000000	g		b		
	57	1	102	0.000000	gamma		b		
	58	1	102	0.000000	Z0		b		
	59	1	0	0.107487	W-		u		
	60	1	0	0.644882	W-		c		
	61	1	0	0.247631	W-		t		
	62	1	0	0.000000	W-		t'		
	63	1	102	0.000000	h0		b'		
	64	-1	0	0.000000	H-		c		
	65	-1	0	0.000000	H-		t		
3.20000	8	8	t'	t'bar	2	1	1	320.00000	
	0.00000		0.00000E+00	1					
	66	1	102	0.001000	g		t		

```

67  0 102  0.000000  gamma  t
68  0 102  0.000000  Z0     t
69  0  0  0.000000  W+    d
70  0  0  0.000000  W+    s
71  0  0  0.000000  W+    b
72  0  0  0.000000  W+    b'
73  0 102  0.000000  h0    t'
74 -1  0  0.000000  H+    b
75  0  0  0.000000  H+    b'

0.00000  11  11  e-  e+  -3  0  1  0.00051
0.00000  0.00000  0.00000E+00  0
76  1 102  0.000000  gamma  e-
77  1 102  0.000000  Z0     e-
78  1 102  0.000000  W-    nu_e
79  1 102  0.000000  h0    e-

.
.
.
9900041  353  H_L++  H_L--  6  0  1  200.00000
0.88159  8.81592  0.00000E+00  1
3976  1  0  0.090266  e+    e+
3977  1  0  0.001805  e+    mu+
3978  1  0  0.001805  e+    tau+
3979  1  0  0.090266  mu+   mu+
3980  1  0  0.001805  mu+   tau+
3981  1  0  0.812263  tau+  tau+
3982  1  0  0.001790  W+    W+

9900042  354  H_R++  H_R--  6  0  1  200.00000
0.88001  8.80013  0.00000E+00  1
3983  1  0  0.090428  e+    e+
3984  1  0  0.001809  e+    mu+
3985  1  0  0.001808  e+    tau+
3986  1  0  0.090428  mu+   mu+
3987  1  0  0.001808  mu+   tau+
3988  1  0  0.813720  tau+  tau+
3989  1  0  0.000000  W_R+  W_R+

```

Program çalıştıktan sonra liste çıktısında detektör kısımlarının modellenmesi sonucundaki elde edilen değerler de verilmektedir. Dedektör kısımlarında elektron müon gibi leptonlar, jetler ve kayıp enerjiler farklı yerlerde ölçülebildiklerinden her bir detektör parçası ayrı ayrı modellenmiştir. Çizelge 5.10; müon, elektron ve jetlerin programda tabii tutulduğu kriterleri ve sonuçlarını göstermektedir. Örneğin jetler için jet konileri 0.4 ile 0.7 arasında seçilmiştir. Yine jetler için kalorimetredeki eta açısı 3.2 olarak alınmış ve 10 GeV enerjiden daha küçük enerjili jetler gözönüne alınmamıştır.

Çizelge 5.9 Detektör kısımlarının modellenme sonuçları.

```

*****
*
*
*           *****
*           ATLFAST, version:  2.60
*           Released at:  10/11/ 1
*           *****
*           Analyses event on particle level
*
*
*           Simulation package by:
*

```

```

*           E. Richter-Was, D. Froidevaux, L. Poggioli           *
*                                                                 *
*****
*****
*           *****                                           *
*           *           *****                               *
*           *           ***   MAKMUO   ***                   *
*           *           *****                               *
*           *****                                           *
*           clusters definition ...                             *
*           5.00000      E_T_clust      ETCLU      X1 *
*           0.40000      R cone set 1    RCONB1     X1 *
*           0.70000      R cone set 2    RCONB2     X1 *
*           muon isolation ...                                  *
*           6.00000      min. muon p_T    PTMUMIN    X1 *
*           2.50000      max. muon eta    ETAMAX     X1 *
*           0.40000      min R_lj for isolat.  RISOLJ    X1 *
*           0.20000      R for energy deposit  RDEP      X1 *
*           10.00000     max E_dep for isolat  EDMAX     X1 *
*           0.50000     min. muon track p_T  PTMUMIT    X1 *
*           1           smearing on/off      KEYSME     X1 *
*           3           option for muon smea  KEYMUO     X1 *
*           2           option for muon smea  KEYFUN     X1 *
*           11          detec. config.       KEYIDC     X1 *
*****
*****
*           *****                                           *
*           *           *****                               *
*           *           ***   MAKELE   ***                   *
*           *           *****                               *
*           *****                                           *
*           clusters definition ...                             *
*           5.00000      E_T_clust      ETCLU      X1 *
*           0.40000      R cone set 1    RCONB1     X1 *
*           0.70000      R cone set 2    RCONB2     X1 *
*           electron isolation ...                                  *
*           5.00000      min. lepton p_T    PTLMIN     X1 *
*           2.50000      max. lepton eta    ETAMAX     X1 *
*           0.15000     max R_ej for ele-clu  RJE        X1 *
*           0.40000     min R_lj for isolat.  RISOLJ    X1 *
*           0.20000     R for energy deposit  RDEP      X1 *
*           10.00000    max E_dep for isolat  EDMAX     X1 *
*           1           smearing on/off      KEYSME     X1 *
*           1           low/high lumi       KEYLUM     X1 *
*****
*****
*           *****                                           *
*           *           *****                               *
*           *           ***   MAKJET   ***                   *
*           *           *****                               *
*           *****                                           *
*           clusters definition ...                             *
*           0.40000      R cone barell set 1  RCONB1     X1 *
*           0.40000      R cone forward set 1  RCONF1     X1 *
*           0.70000      R cone barell set 2  RCONB2     X1 *
*           0.70000      R cone forward set 2  RCONF2     X1 *
*           3.20000     eta transit in CALO   CALOTH     X1 *
*           jets definition ...                                  *
*           10.00000     E_T_jets [GeV]      ETJET      X1 *
*           5.00000     eta coverage jets    ETAJET     X1 *
*           1           smearing on/off      KEYSME     X1 *
*           1           low/high lumi       KEYLUM     X1 *
*****

```

Liste çıktı dosyası çok uzun olup sayfalar dolusu parçacıklar ve detektöre ait bilgiler içermektedir. Bu bilgilerden bir diğeri de özet olay listesidir ve çizelge 5.11’de gösterilmektedir. Bu listede yine parçacıkların KF (çeşni kodu), KC (Compressed-sıkıştırılmış kod), nereden

geldiği, x,y,z yönündeki momentum ifadeleri, parçacıkların enerjileri ve son olarak parçacıkların nominal kütleleri verilmektedir. Örneğin 8. sıradaki parçacık bu tezde incelenen parçacık olup protondan geldiği x yönündeki momentumunun 13.677, y yönündeki momentumunun 20.645, z yönündeki momentumunun 56.834 GeV , enerjisinin 341.602 ve kütlelerinin 335.930 GeV olduğu bilgisini taşımaktadır.

Çizelge 5.10 Özet olay listesi.

Event listing (summary)									
I	particle/jet	KS	KF	orig	p_x	p_y	p_z	E	m
1	!p+	21	2212	0	0.000	0.000	7000.000	7000.000	0.938
2	!p+	21	2212	0	0.000	0.000	-7000.000	7000.000	0.938

3	!d!	21	1	1	0.060	0.803	3873.624	3873.624	0.000
4	!g!	21	21	2	-0.023	0.821	-333.297	333.298	0.000
5	!d!	21	1	3	0.060	0.803	3873.596	3873.596	0.000
6	!sbar!	21	-3	4	0.138	2.424	-142.407	142.428	0.000
7	!u!	21	2	0	-13.479	-17.418	3674.356	3674.422	0.330
8	!t'bar!	21	-8	0	13.677	20.645	56.834	341.602	335.930
9	!g!	21	21	8	-8.492	8.750	-102.751	103.472	0.000
10	!tbar!	21	-6	8	22.169	11.895	159.586	238.130	174.944
11	!W-	21	-24	10	-29.940	-47.214	72.018	120.997	79.550
12	!bbar!	21	-5	10	48.984	60.328	84.208	114.686	4.800
13	!e-	21	11	11	-15.475	8.715	59.412	62.010	0.001
14	!nu_ebar!	21	-12	11	-14.227	-55.591	12.485	58.725	0.000

15	(W-)	11	-24	11	-29.701	-46.876	71.898	120.735	79.550
16	nu_ebar	1	-12	14	-14.045	-54.880	12.326	57.974	0.000
17	gamma	1	22	13	-0.143	-1.457	6.490	6.654	0.000
18	e-	1	11	13	-15.515	9.460	53.081	56.105	0.001
19	gamma	1	22	13	0.001	0.001	0.000	0.002	0.000
20	(s)	A 12	3	4	0.150	-1.018	-96.332	96.339	0.500
21	(g)	I 12	21	4	-0.977	-1.021	-73.001	73.015	0.000
22	(g)	I 12	21	4	0.666	0.436	-21.529	21.544	0.000
23	(uu_l)	V 11	2203	2	-0.183	-0.469	-5165.813	5165.813	0.771
24	(u)	A 12	2	7	-12.541	-15.562	3221.725	3221.787	0.330
25	(g)	I 12	21	7	-0.937	-1.856	452.630	452.635	0.000

370	gamma	1	22	300	0.169	0.782	-3.302	3.398	0.000
371	gamma	1	22	301	0.027	0.048	-0.439	0.442	0.000
372	gamma	1	22	301	0.152	0.243	-0.794	0.844	0.000
375	pi+	1	211	320	-0.486	-0.815	-0.487	1.075	0.140
376	pi-	1	-211	320	-0.224	-0.299	-0.534	0.667	0.140
377	pi-	1	-211	326	0.031	-0.013	0.245	0.284	0.140
378	pi+	1	211	326	0.041	0.398	0.094	0.434	0.140
379	gamma	1	22	332	0.053	-0.100	-0.158	0.195	0.000
380	gamma	1	22	332	0.038	0.041	-0.040	0.069	0.000
381	K+	1	321	361	9.404	12.326	17.300	23.235	0.494
382	(rho-)	11	-213	361	4.019	5.175	8.655	10.876	0.665
383	gamma	1	22	362	1.119	1.415	2.023	2.710	0.000
384	gamma	1	22	362	0.179	0.234	0.418	0.511	0.000
385	gamma	1	22	364	1.232	1.860	2.129	3.084	0.000
387	pi-	1	-211	382	0.682	0.885	1.160	1.617	0.140
388	(pi0)	11	111	382	3.336	4.290	7.495	9.259	0.135
389	gamma	1	22	388	0.420	0.538	1.019	1.226	0.000
390	gamma	1	22	388	2.917	3.752	6.476	8.033	0.000

sum:			2.00		0.00	0.00	0.00	14000.00	14000.00

Liste çıktısında burada uzunluktan dolayı belirtilemeyen birçok extra bilgiden başka son olarak ürün, yani son durum parçacıkları için tesir kesitleri mb olarak çizelge 5.12'de verilmektedir. Burada 50000 olay çalıştırılmak üzere programa girilmiş ve sonuç olarak 1.155×10^{-10} değerinde tesir kesiti elde edilmiştir.

Çizelge 5.11 Olay sayısı ve tesir kesitleri.

```

***** PYSTAT:  Statistics on Number of Events and Cross-sections *****
=====
I          I          I          I          I
I          Subprocess      I      Number of points      I      Sigma      I
I          I          I          I          I
I-----I-----I          (mb)      I
I          I          I          I          I
I N:o Type      I      Generated      Tried I          I
I          I          I          I          I
=====
I          I          I          I          I
I    0 All included subprocesses      I      50000      1480548 I  1.155E-10 I
I    83 f + q -> f' + Q, massive      I      50000      1480548 I  1.155E-10 I
I          I          I          I          I
=====
***** Fraction of events that fail fragmentation cuts =  0.00186 *****

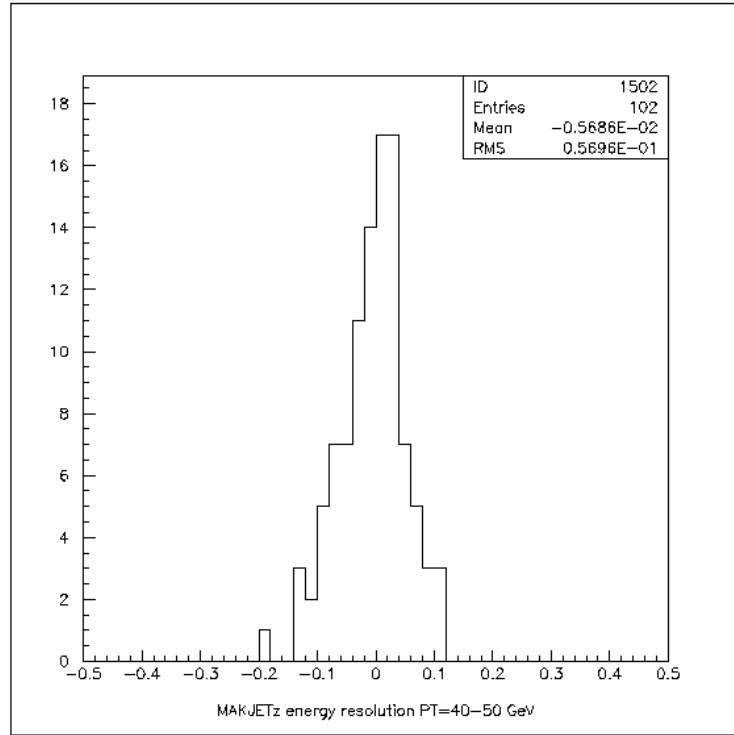
```

Liste çıktılarında tablosal ve yazısal bilgilerden sonra grafiksel bilgiler de verilmektedir. Burada örnek olarak en az 100 histogramdan sadece bir tanesini vermiş bulunmaktayız. Bu histogram $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4$, $u_4 \rightarrow W^+ b$, $\bar{u}_4 \rightarrow g t$ kanalında $W^+ \rightarrow l^+ \nu$ için nötrinin enerjisini vermektedir. Bu sistem de kayıp enerji olarak bilinir, çünkü nötrinin kütlesi şimdiye kadar deneysel olarak elde edilememiştir. Bu, histogramda kaç olay çalıştırdığımızı, ortalamanın altında ve üstünde kalan olay değerlerini, histogram bin'inin daha kolay görülmesini sağlar. Çizelge 5.13'te nötrinin x ve y yönündeki dik enerjisi görülmektedir.

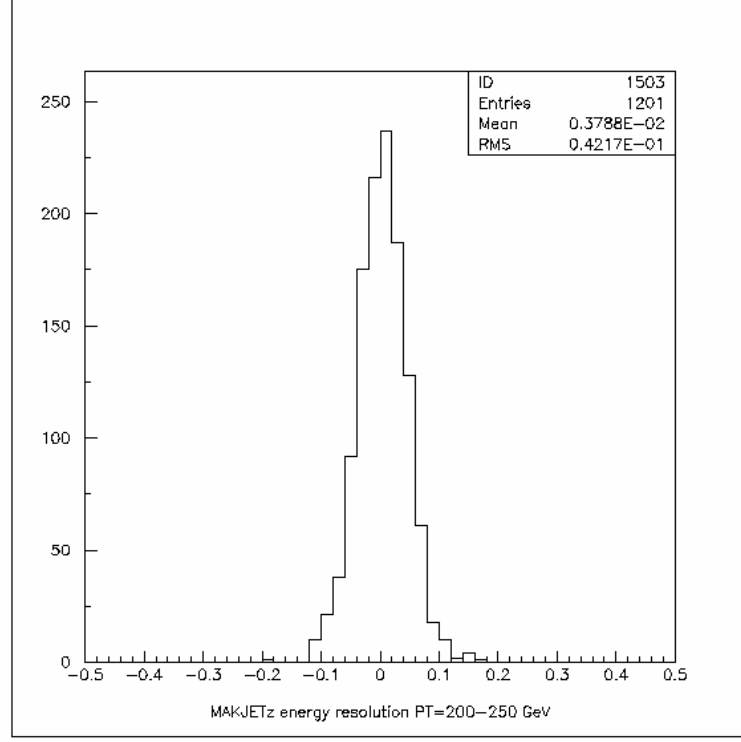
Detektör parçalarındaki enerji çözünürlüğünün değerleri ve grafikleri detektörün verimi ve testlere dayanıklılığı açısından büyük önem taşımaktadır. Enerji çözünürlüğü elektromanyetik ve hadronik kalorimetre için yapılan malzeme testi, radyasyon testi, materyal kırılma testlerinden sonra anlaşılabilir ve genelde eta açısına bağlı olarak çözünürlük dağılımı gösterir.

Örneğin şekil 5.2, dik momentum değerinin 40-50 GeV civarındaki durumu için enerji çözünürlüğü değerini göstermektedir. Şekil 5.3 yine aynı durumlar için dik momentum aralığını 200-250 GeV olarak tarar.

Şekilde görüldüğü üzere hem dik momentumu yüksek b-jetlerinde hem de dik enerjisi düşük yumuşak jetlerde enerji çözünürlüğü merkez etrafında maksimuma ulaşmaktadır.

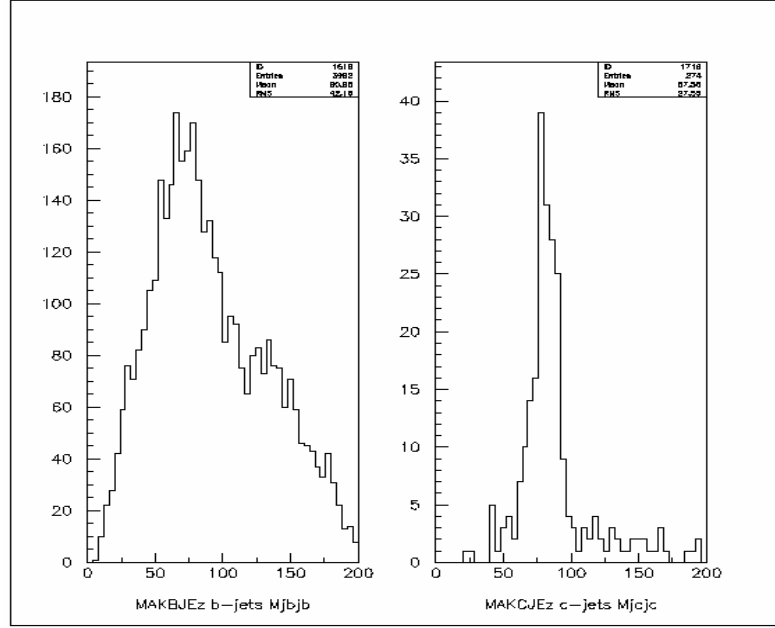


Şekil 5.2 Dik momentumun 40 – 50 GeV olan bölgedeki enerji çözünürlüğü.



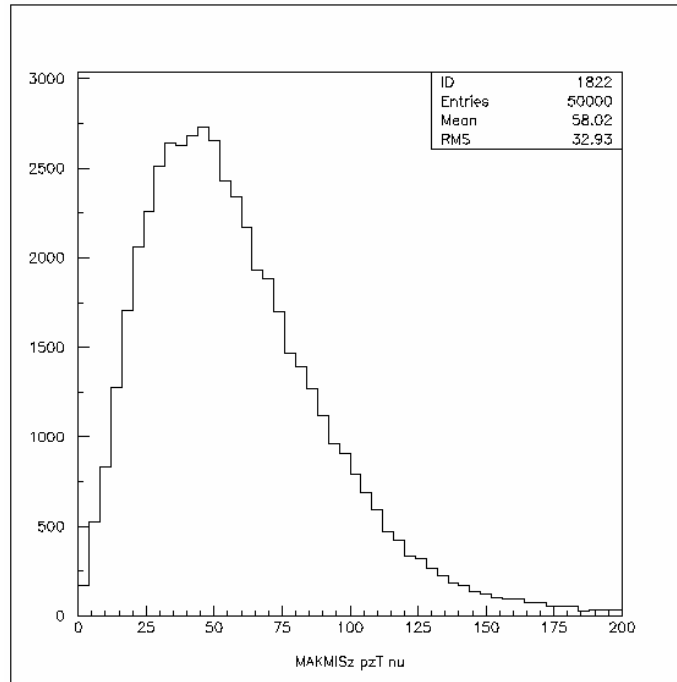
Şekil 5.3 Dik momentumun 200 – 250 GeV olan bölgedeki enerji çözünürlüğü.

Çalışılan $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4$, $u_4 \rightarrow W^+ b$, $\bar{u}_4 \rightarrow gt$ kanalı için son durumda iki tane b-jet yer almaktadır. Jetlerin içinde enerjisi en yüksek olanı b-jetleridir. Genelde 100-200 GeV arasında enerji taşırlar. Şekillerde de görüldüğü gibi b-jetlerinin oluşturduğu kütle değeri c-jetlerin taşıdığı kütle değerine göre daha büyük enerji taşımaktadır. Şekil 5.4’de b ve c-jetleri için kütle degerleri elde edilmiştir.



Şekil 5.4 b-jetlerin ve c-jetlerin MeV olarak kütlesi.

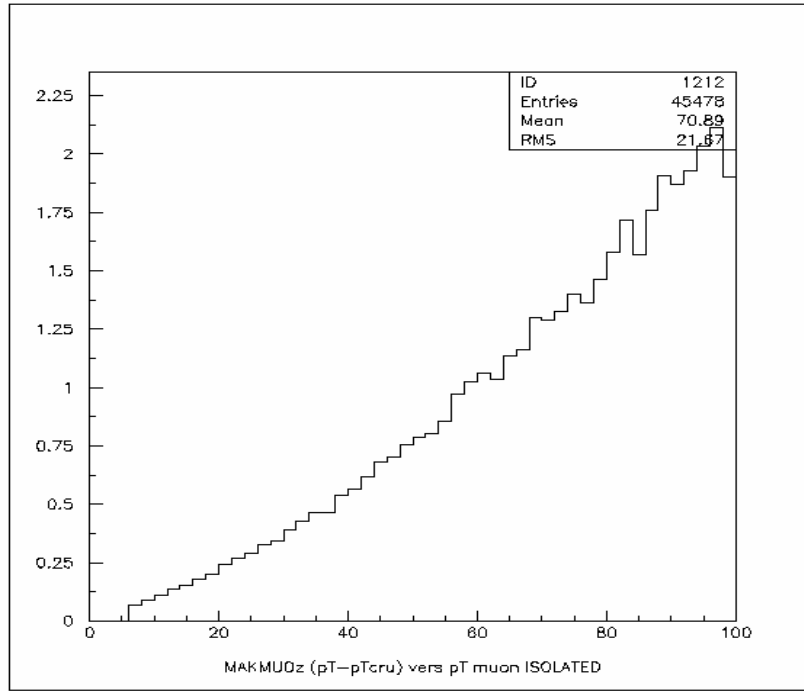
Kayıp enerjinin dik bileşeni; diğer bir deyişle x ve y yönündeki kayıp enerji değerinin (GeV olarak) olay sayısına göre histogramı şekil 5.5'te görülmektedir.



Şekil 5.5 Kayıp dik enerji.

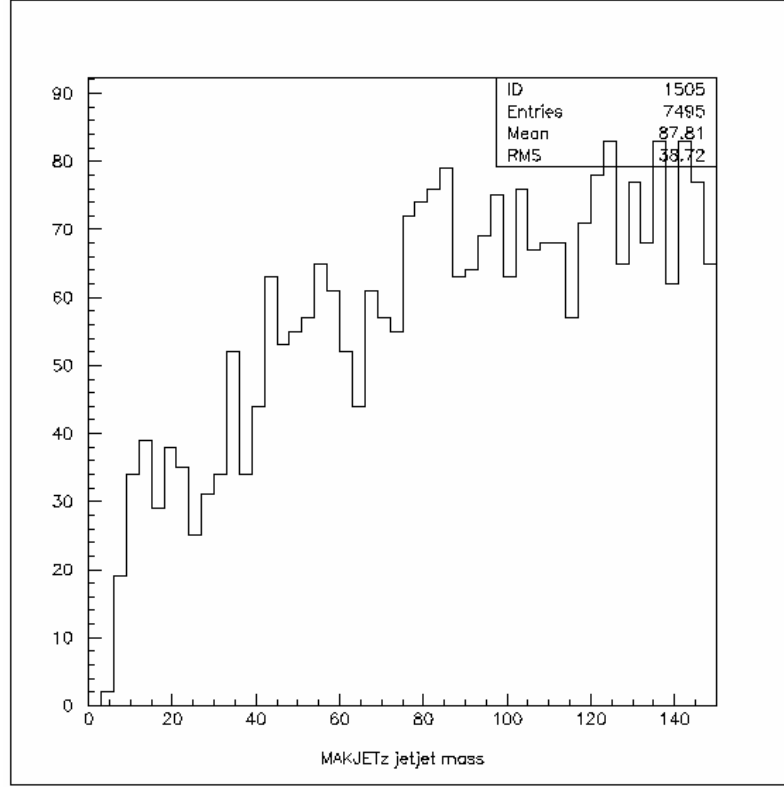
$$pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4, u_4 \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b \text{ \& } \bar{u}_4 \rightarrow gt \rightarrow gWb \rightarrow gl\nu b, \quad \bar{u}_4 u_4 \rightarrow gl\nu b b$$

çalışılan kanalda son durum parçacıkları olarak iki tane yüklü lepton elde edilmesi gerekmektedir. Bu leptonların elektron ve müon olma olasılığı büyüktür. Çünkü tau leptonun yaşam süresi çok kısadır. Şekil 5.6'da izole edilmiş müonun dik momentumu görülmektedir. Parçacıkların izole edilmesindeki amaç büyük enerji ve momentuma sahip olan parçacıkları seçmek içindir. Düşük değerlere sahip parçacıklar diğerlerine göre daha çabuk yok olurlar ve böylece elde edilmeye çalışılan parçacık için değerler sağlam şekilde elde edilemezler.



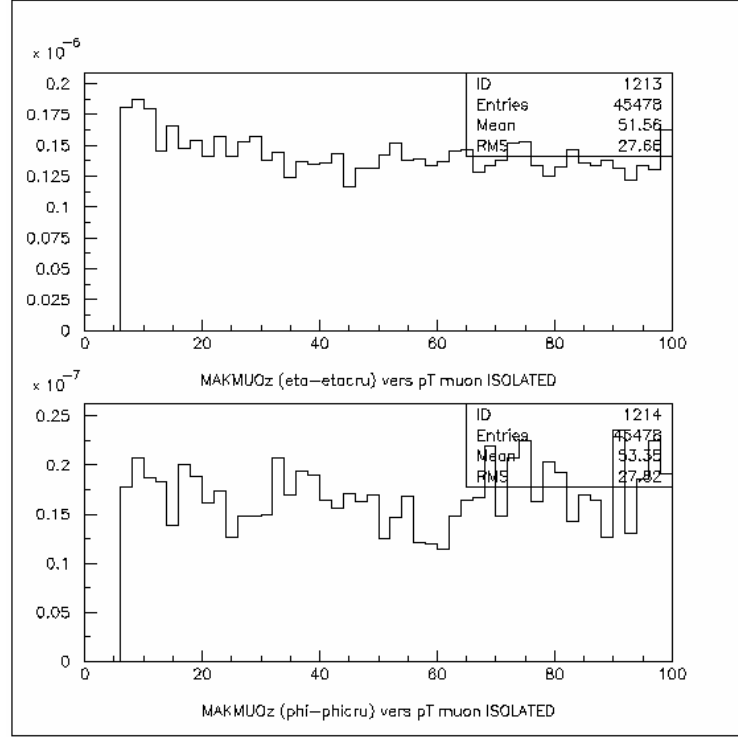
Şekil 5.6 İzole edilmiş müonun dik momentumu.

Son durum parçacıkları olarak gluon ve b-jetler vardır. Bunlardan örneğin b-jetlerin kütleleri şekil 5.7'de görüldüğü gibidir. Burada iki jetin toplam enerjisi görülmektedir.

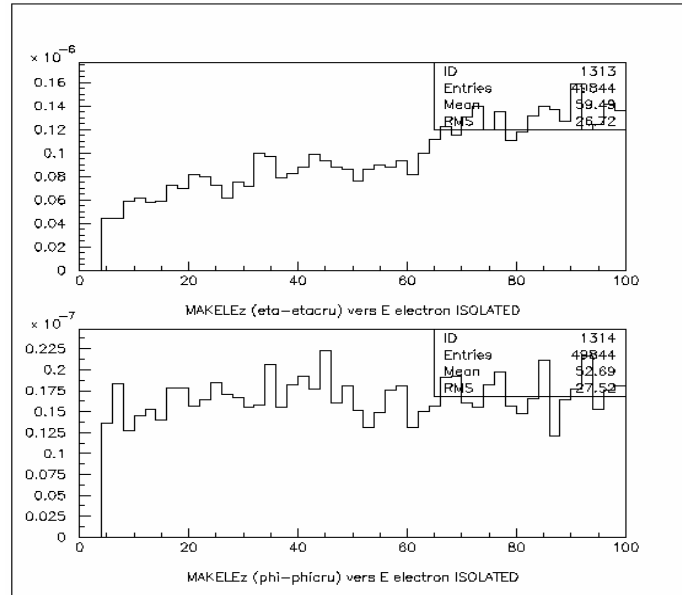


Şekil 5.7 İki jetin toplam enerjisi.

Detektörün açısal bağımlılığı önem taşır. Silindirik şeklindeki Atlas detektörünün bir ekseninden diğer eksenine gidiş eta taramasına göre $(-5) - (+5)$ aralığındadır. Fakat 5 ve 4'lere yakın değerlerde ancak çok yüksek enerjili parçacıklar bulunur. Orta bölgelerde ise enerjisi çok yüksek olmayan parçacıkların geniş bir birikimi yer almaktadır. $|\eta| \leq 2.5$ özelliğine sahip olan parçacıklara merkezi parçacıklar ve bunların dağılım gösterdiği bölgeye de merkezi bölge denir. Şekil 5.8'de silindirik şeklindeki Atlas dedektöründe eta ve phi açılara göre izole edilmiş müonun dik momentumu ve Şekil 5.9'da da yukarıda tanımlanan aynı eta ve phi değerleri için elektronun dik momentumu görülmektedir.

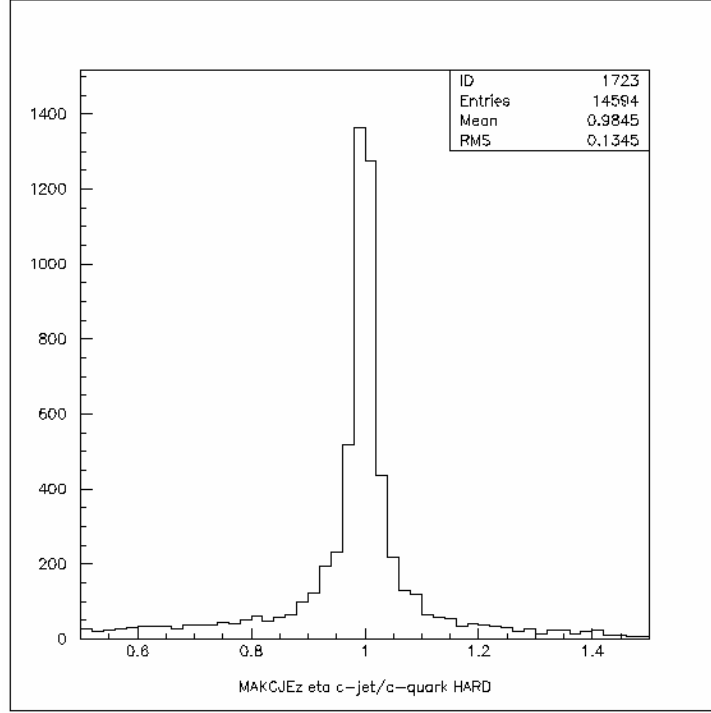


Şekil 5.8 İzole edilmiş müonun dik momentumunun yukarıda eta'ya, ve aşağıda phi'ye karşı histogramı.



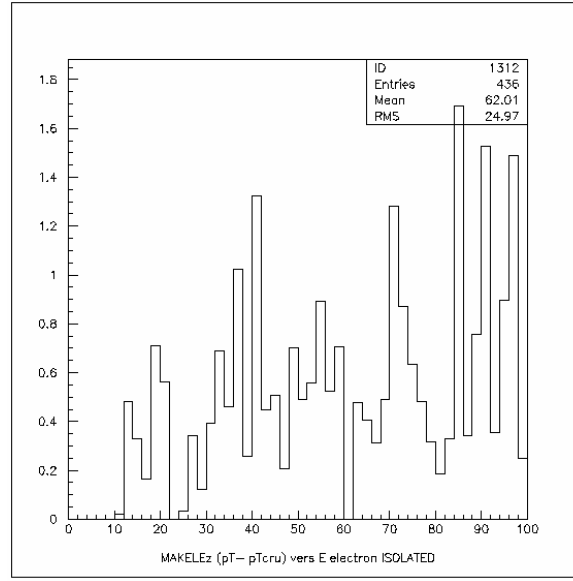
Şekil 5.9 İzole edilmiş elektronun dik momentumunun eta'ya, ve phi'ye karşı histogramı.

Merkezi bölgede yoğunlaşmış olan c-jetlerin etası Şekil 5.10'da gösterilmiştir.



Şekil 5.10 c-jetlerin eta'sı.

Son olarak da elektron enerjisinin elektronun dik momentumuna göre dağılımı Şekil 5.11'de görülmektedir. Elektronun enerjisi ortalama olarak 62 GeV civarındadır. Bu duruma göre çok enerjetik bir elektrona sahip olduğu düşünülür ki $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4$, $u_4 \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$ & $\bar{u}_4 \rightarrow g t \rightarrow gWb \rightarrow gl\nu b$, $\bar{u}_4 u_4 \rightarrow gl\nu l\nu bb$ 'dir. Bu denklemin son durumundaki l diye isimlendirilen parçacıkların (l , leptonu temsil eder.) elektron olma olasılığının büyük olduğu liste çıktılarının yanında histogramlarla da teyit edilmiş bulunmaktadır.



Şekil 5.11 İzole edilmiş elektronun enerjisine karşı dik momentum histogramı.

6. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu tezde yapılan dördüncü SM u_4 kuarkının aranma çalışmaları sayesinde parçacık fiziği yüksek enerji modelleme programları-PYTHIA, CompHEP; dedektör modelleme programları-ATLFAST ve CERN-LHC fiziği hakkında geniş bilgi dağarcığına sahip olunmuştur.

CompHEP'le yapılan u_4 'ün üretilmesi ve bozunması çalışmaları sayesinde Standart Model ayarları, Lagrangian terimleri, matematiksel ve istatistiksel integral alma yöntemleri, histogramlama teknikleri hakkında bilgi sahibi olduktan sonra $pp \rightarrow u_4 x \rightarrow bW^+ x$ kanalının CompHEP'le modellenmesi yapılabilmektedir. Bu modelleme sonucunda u_4 üretimi ve bozunumu hakkında $pp \rightarrow u_4 x \rightarrow bW^+ x$ işlemi için kriter konmadan elde edilen SS değerleri 0.63 (0.14)'tür ki bu değerler 2200 (440) olay sayısına karşılık gelir. P_T kriteri konduğunda ise istatistiksel kesinlik değerleri SS=2.36 (0.14) ve karşılık gelen olay sayıları 2000 (430) olup sırasıyla $m_{u_4} = 300(700) GeV$ durumu için bulunmuş değerler olup LHC için ($L_{int} = 100 fb^{-1}$ ışınık değeri ve pp çarpıştırıcısında $\sqrt{s} = 14 TeV$ 'lik kütle merkezi enerjisi) elde edilmiştir.

SM bozunma kanalları için dördüncü aile kuark kütlelerinin bağılıkları, bozunma genişlikleri CKM matris elemanlarına ($V_{q_4 q}$) bağlıdır. Çünkü u_4 ve d_4 kuarkları kütleli olarak hemen hemen dejeneridir ve onların normal olmayan s kanalı üretim tesir kesitleri, eşit normal olmayan bağlaşımları için aynı mertebededir. Eğer dördüncü aile kuarklarının SM bozunum kanalları baskınsa u_4 kuarkının incelenmesi d_4 'e göre daha avantajlıdır. Çünkü $u_4 \rightarrow bW^+$, $d_4 \rightarrow tW^- \rightarrow bW^+W^-$ tesir kesitleri d_4 'ün bozunum durumlarına göre daha büyüktür. Bu sebeple bu tezde u_4 incelenmiştir.

Dördüncü SM u_4 kuarkın PYTHIA Monte Carlo olay üretici ile dedektör modellenmesi (ATLFAST) de hesaba katılarak modellenmesi için CERN kütüphaneleri, histogramlama teknikleri, dedektör katmanlarındaki parçacık bulma verim yolları, programlama dilleri iyi bir şekilde öğrenilmiştir. Dördüncü aile u_4 kuarkının $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4$, $u_4 \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$ & $\bar{u}_4 \rightarrow g t \rightarrow gWb \rightarrow gl\nu b$, $\bar{u}_4 u_4 \rightarrow gl\nu l\nu bb$ kanalı sayesinde üretilmesi ve bozunması durumundaki histogram ve liste çıktıları u_4 çiftli üretim sinyalini 2007 Kasım'da çalışmaya başlayacak olan LHC'de bol miktarda görebileceğimiz

sonucunu taşımaktadır. u_4 'lerin bulunması Higgs sinyalinin gözlenebilme olasılığını da 320 GeV m_4 için $1.16 \rightarrow 9.79(\sigma \times BR)$ değerinde artmakta olduğunu kanıtlamıştır [42].

Dördüncü aile durumunda; incelenen çeşni değiştiren nötral kanallara (FCNC) bozunumu iyi bir istatistik ile elde edilebilmiş olup bu çalışma bu konuda ATLAS Deneyinde yapılan önemli bir çalışma olmuştur. İstatistiksel kesinliği iyi elde edebilmek için incelenen FCNC kanalında $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4$, $u_4 \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$, $\bar{u}_4 \rightarrow gt \rightarrow gWb \rightarrow gl\nu b$, ve son durum parçacıkları olarak $\bar{u}_4 u_4 \rightarrow gl\nu l\nu bb$ b-jetlerin, nötrino, leptonların ve farklı jetlerin histogramsal olarak yazılan programda aranması sonucunda değerli histogramlar elde edilmiştir. Histogramlarda iki tane maximum enerjiye ve momentuma sahip b -jet, deney merkezsel bölgesi etrafında kayıp enerji fazlalığı, muonlar ve diğer farklı enerjilerde jetler bulunmuştur. Sonra W 'ler için $l\nu$ 'den W_1 ve yine diğer kanal $l\nu$ 'den W_2 oluşturulduktan sonra W_2 ve b -jetin birinden t parçacığı elde edilir. Bu yeniden oluşturmaların sonucunda elde edilen $\bar{u}_4 u_4$ sinyali olmaktadır. Dördüncü fermiyon ailesinden u_4 'ün $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4$, $u_4 \rightarrow bW^+$, $\bar{u}_4 \rightarrow gt$ kanalında sinyal aranmış ve buradaki u_4 'ün üretim kanalı için tesir kesiti $1.8679 \times 10^3 \text{ mb}$ değerinde elde edilmiştir.

Sonuç olarak Dördüncü Standart Model u_4 quarkları hem tekli hem de çiftli üretimler halinde proton-proton ya da diğer deyişle hadron-hadron çarpıştırıcılarında bol miktarda üretilebilecektir. Gelecekte inşa edilmesi düşünülen ep veya lineer çarpıştırıcılar olan e^-e^+ çarpıştırıcılarında Dördüncü Standart Model Fermiyonlarının (leptonlar ve kuarklar) farklı çarpıştırıcılarda aranması ve bulunması çalışmaları Standart Model'in eksikliklerinden birini tamamlama anlamında önem kazanmaktadır. Çünkü Dördüncü SM ailesinin varlığı birçok kozmolojik ve astrofiziksel sonucu içerir.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- [1] [hep-ph/9812242] The Standard Model Erişim tarihi: 09.03.2007
- [2] <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0007043> Erişim tarihi: 09.03.2007
- [3] <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0004271> Erişim tarihi: 09.03.2007
- [4] Atağ, S., Çelikel, A., Çiftçi, A.K., Sultansoy, S., Yılmaz, Ü.O., 1 November 1996, “Fourth SM family, breaking of mass democracy and the CKM mixings”.
- [5] http://arxiv.org/PS_cache/hep-ph/pdf/0502050.pdf Erişim tarihi: 08.03.2007
- [6] Krane, S. K., (Çeviri Editörü: Şarer, B.), 2001, “Nükleer Fizik 1. Cilt”
- [7] <http://chemed.chem.purdue.edu/genchem/history/dalton.html> Erişim tarihi: 11.03.2007
- [8] <http://www.aip.org/history/electron/> Erişim tarihi: 11.03.2007
- [9] Rohlf, J. W., 1994, “MODERN PHYSICS from α to Z^0 ”
- [10] Lawrence EO, Livingston MS. “The production of high speed light ions without the use of high voltages”. Phys Rev 1932;40: 19-35.
- [11] <http://www.chemcases.com/nuclear/nc-01.htm> Erişim tarihi: 11.03.2007
- [12] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/particles/muonhist.html> Erişim tarihi: 11.03.2007
- [13] <http://public.web.cern.ch/Public/Content/Chapters/AboutCERN/WhatIsCERN/WhatIsCERN-en.html> Erişim tarihi: 11.03.2007
- [14] http://pdg.web.cern.ch/pdg/cpep/more_unified.html Erişim tarihi: 12.03.2007
- [15] <http://www.osti.gov/accomplishments/per1.html> Erişim tarihi: 11.03.2007
- [16] <http://symmetrymagazine.org/cms/?pid=1000195> Erişim tarihi: 09.03.2007
- [17] http://www.fnal.gov/pub/inquiring/physics/discoveries/top_quark.html Erişim tarihi: 11.03.2007
- [18] DPT2002K120250 No’lu DPT Araştırma Projesi sonuç raporu.
- [19] http://pdg.lbl.gov/2006/tables/contents_tables.html Erişim tarihi: 15.03.2007
- [20] maria-laach.physik.uni-siegen.de/2006/Folien/Djouadi/Djouadi-maria1.pdf
- [21] John Ellis, CERN-TH/98-403
- [22] S. Weinberg, Phys.Rev.Lett., **19** (1976) 1264.

KAYNAKLAR DİZİNİ (Devamı)

- [23] The LEP Higgs Working Group, hep-ex/0107029 ve hep-ex/0107030.
- [24] Z. Kunszt, S. Moretti and W. Stirling, (hep-ex/9611397).
- [25] The Higgs Hunter's Guide, J. F. Gunion, Addison-Wesley (1989).
- [26] <http://www.w3.org/People/Berners-Lee/WorldWideWeb.html> Erişim tarihi: 27.03.2007
- [27] <http://lcg.web.cern.ch/LCG/> Erişim tarihi: 30.03.2007
- [28] <http://www.grid.org.tr/> Erişim tarihi: 30.03.2007
- [29] Jamieson, V., 28 August 2004, "Monsters of the Universe", New Scientist, vol. 183,
- [30] <http://delphiweb.cern.ch/offline/physics/pubdet2.html> Erişim tarihi: 16.04.2007
- [31] <http://press.web.cern.ch/public/Content/Chapters/AboutCERN/CERNFuture/WhatLHC/WhatLHC-en.html> Erişim tarihi: 17.04.2007
- [32] <http://atlas.ch/> Erişim tarihi: 17.04.2007
- [33] http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER_DETECTOR/inner_detector.html Erişim tarihi: 22.04.2007
- [34] http://atlas.web.cern.ch/Atlas/SUB_DETECTORS/DetStatus/DetStatus.html Erişim tarihi: 25.04.2007
- [35] <http://cmsinfo.cern.ch/outreach/> Erişim tarihi: 05.03.2007
- [36] <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/> Erişim tarihi: 17.05.2007
- [37] <http://alice.web.cern.ch/Alice/user.html> Erişim tarihi: 22.05.2007
- [38] Atağ, S., Çelikel, A., Çiftçi, A. K., Sultansoy, S., Yılmaz, Ü. O., 1 November 1996, "Fourth SM family, breaking of mass democracy, and CKM mixings", Physical Review D, Volume 54, Number 9.
- [39] Fritzsche, H. and Plankl, J., 1990, Phys. Lett. B 237, 45.1
- [40] Fritzsche, H. and Holtmannspötter, D. 1994, Phys. Lett. B 338, 290.
- [41] F.Abe et al., 1995, Phys. Rev. Lett. 74, 2626.
- [42] Duran Yıldız, H., 13-16 Eylül 2005, "CERN ATLAS Deneyinde Dördüncü Standart Model Kuark Ailesinin FCNC Bozunumlarıyla Gözlenmesi", Türk Fizik Derneği, 23. Uluslar arası Fizik Kongresi.
- [43] Arık, E., Sultansoy, S., Turkish Comments on "Future Perspectives in HEP", BOUN-HEP-2003-01, GU-HEP-2003-01.

KAYNAKLAR DİZİNİ (Devamı)

- [44] A. Çelikel, A. K. Çiftçi, and S. Sultansoy, 1995, Phys. Lett. B 342, 257 .
- [45] Barger, V., Berger, M. S., and Ohman, P., “Universal Evolution of CKM Matrix Elements”, WI 53706, USA, University of Wisconsin Madison.
- [46] <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlfast/> Erişim Tarihi: 11.01.2007
- [47] Yılmaz, D., 1999 “Standart Modelde Higgs Sektörü ve Higgs’in Bozunumları”, Y. L. Tezi. Ankara Üniversitesi, Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı, Ankara.
- [48] <http://public.web.cern.ch> Erişim Tarihi: 25.11.2006
- [49] <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/index.html> Erişim Tarihi: 22.11.2006
- [50] Arık, E., Sultansoy, S., 3 Feb 2003, Turkish Comments on “Future Perspectives in HEP”, arXiv:hep-ph/0302012.
- [51] Arık, E., Çakır, O., Sultansoy, S., 2005, “A search for the fourth SM family quarks at the Tevatron”, Eur. Phys. J. C 39, 499-501
- [52] <http://theory.sinp.msu.ru/comphhep> Erişim Tarihi: 24.12.2006
- [53] A. K. Çiftçi et al, 2005, Phys. Rev. D 72, 053006
- [54] <http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html> Erişim Tarihi: 13.02.2007
- [55] http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/cernlib/download/2005_source/tar/ Erişim Tarihi: 22.03.2007
- [56] http://cernlib.web.cern.ch/cernlib/install/start_cern Erişim Tarihi: 25.03.2007
- [57] Sjöstrand, T., Mrenna, S., and Skands, P., March 2006, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”.
- [58] Application Software Group Computing and Network Division, PAW, CERN Geneva, Switzerland.
- [59] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/WorkBook> Erişim Tarihi: 27.03.2007
- [60] Richter-Was, E., Froidevaux, D., Poggioli, L., 01.03.1996, ATLFAS1.0, ATLAS Internal Note, PHYS-No-079.