

YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ SİMULASYONLARINDA
MONTE CARLO TEKNİK VE UYGULAMALARI

İsa Sıdır

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Mart- 2006

**YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ SİMULASYONLARINDA
MONTE CARLO TEKNİK VE UYGULAMALARI**

İsa Sıdır

Dumlupınar Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca

Fizik Anabilim Dalında

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Olarak Hazırlanmıştır.

Danışman :Yrd. Doç. Dr. Hatice DURAN YILDIZ

Mart- 2006

KABUL ve ONAY SAYFASI

İsa Sıdır'ın YÜKSEK LİSANS tezi olarak hazırladığı YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ SİMULASYONLARINDA MONTE CARLO TEKNİK ve UYGULAMALARI başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

...../...../.....

Üye :

Üye :

Üye :

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

.....

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ SİMULASYONLARINDA
MONTE CARLO TEKNİK VE UYGULAMALARI

İsa Sıdır

Fizik Bölümü, Yüksek Lisans Tezi, 2006

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

ÖZET

Bu tezde, CERN'deki LHC, ATLAS Deneyi için dördüncü Standart Model (SM) kuark ailesinin FCNC (Çeşni Değiştiren Nötral Kanallar) bozunumlarının modellenmesi çalışıldı. Bu çalışmada, PYTHIA Monte Carlo olay üretici ve ATLAS Detektörü'nün hızlı detektör modelleme programı olan ATLFAST programları kullanıldı.

Çalışma boyunca 320 GeV kütleli dördüncü SM kuark ailesi olan u_4 ve d_4 'ün sinyallerinin gözlenmesi $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4$, $u_4 \rightarrow bW^+ \bar{u}_4 \rightarrow g(Zt)$ ve $pp \rightarrow d_4 \bar{d}_4$, $d_4 \rightarrow tW^- \rightarrow bW^+W^-$ bozunum kanalları için incelenmiş ve bozunum tesir kesitleri 1.158×10^{-10} mb olarak elde edilmiştir. Ayrıca simülasyonla elde edilen analiz tablosunda, önce bozunum ürünleri ve bu ürünlerin özellikleri daha sonra da bu ürünler birleştirilerek u_4 sinyali elde edilmeye çalışılmıştır. u_4 sinyalini 300-800 GeV aralığında gözlemek için gerekli olan luminositi değeri düşük luminositi olan $3 \times 10^{-31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'dir.

Anahtar Kelimeler: ATLAS Deneyi, Çeşni Demokrasisi, Demokratik Kütle Matrisi (DMM), Dördüncü SM Ailesi, LHC.

**MONTE CARLO TECHNIQUE AND APPLICATIONS IN
HIGH ENERGY PHYSICS SIMULATIONS**

İsa Sıdır

Physics Department, M. S. Thesis, 2006

Thesis Supervisor: Assist. Prof. Dr. H. DURAN YILDIZ

SUMMARY

In this thesis, FCNC (Flavour Changing Neutral Channel) decay simulation of fourth Standard Model (SM) quarks family was studied for LHC, ATLAS experiment at CERN. In this study, PYTHIA Monte Carlo event generator and ATLFAST fast detector simulation program for ATLAS detector were used.

Throughout study, observation of signals of fourth SM quarks family which are u_4 and d_4 with 320 GeV mass, were investigated for $pp \rightarrow u_4 \bar{u} u_4 \rightarrow bW^+, \bar{u}_4 \rightarrow gt(Zt)$ and $pp \rightarrow d_4 \bar{d} d_4 \rightarrow tW^- \rightarrow bW^+W^-$ decay channels and the decay cross-sections were obtained as 1.158×10^{-10} mb. Hence, products are given in analysis table obtained by simulation, first decay products and characteristics of this products, next u_4 signal was obtained by combining this products. The lowest required luminosity to observe u_4 signal between 300-800 GeV is $3 \times 10^{-31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Keywords: ATLAS experiment, Democratic Mass Matrix (DMM), Flavour democracy, Fourth SM family, LHC.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tez çalışmam süresince karşılaştığım zorlukların çözümlenmesinde değerli bilgileri ve tecrübeleri ile yardımlarını esirgemeyen kıymetli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Hatice DURAN YILDIZ'a şükranlarımı sunarım.

Ayrıca maddi ve manevi desteklerini benden esirgemeyen, karşılaştığım bütün zorluklarda her zaman yanımda olan anneme, babama, kardeşlerim Kezban ve Yalçın'a, tezi yazmamda bana yardımcı olan değerli arkadaşım Yadigar Gülseven'e ve emeği geçen herkese teşekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	iii
SUMMARY.....	iv
TEŞEKKÜR.....	v
İÇİNDEKİLER.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	x
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
1.1. Parçacıkların Tarihçesi.....	1
1.1.1. Leptonlar kuarklar ve özellikleri.....	5
1.2. Standart Model.....	7
1.2.1. Standart model ötesi.....	10
1.3. Temel Parçacık Fiziğinde Bugün.....	11
1.4. Yeni Fizik için Arayışlar.....	12
1.5. Yüksek Enerji Fiziğinde Araştırılan Sorular.....	13
2. PARÇACIK HIZLANDIRICILARI.....	14
2.1. Lineer Hızlandırıcılar (LİNAC).....	18
2.1.1. Proton ve ağır iyon linakları.....	20
2.1.2. Elektron lineer hızlandırıcıları.....	21
2.2. Dairesel Hızlandırıcılar.....	22
2.2.1. Siklotron.....	22
2.2.2. Sinkrosiklotron.....	24
2.2.3. Mikrotron.....	24
2.2.4. Sinkrotron.....	25
2.2.5. Betatron.....	26
2.3. Avrupa Parçacık Fiziği Laboratuvarı (CERN).....	27
2.4. LHC (Large Hadron Collider: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı).....	30
2.5. ATLAS Detektörü.....	33
2.5.1. Magnet sistemi.....	35
2.5.2. Muon sistemi.....	35
2.5.3. İç detektör.....	37
2.5.4. Kalorimetre.....	38

İÇİNDEKİLER (Devamı)

	<u>Sayfa</u>
2.6. Bir Detektörde Momentumun ve Enerjinin Ölçülmesi	41
2.7. Enerji Genişliği, T	43
2.8. Luminositi (Işınlık).....	45
3. SİMULASYON	46
3.1. Rastgele Sayı Üreticiler.....	47
3.2. Monte Carlo Simulasyonu	47
3.3. Monte Carlo Yöntemi	48
3.4. Simulasyon Elemanları	49
3.4.1. PYTHIA olay üreticisi.....	49
3.4.1.1. Yüksek enerji fiziği süreçleri	53
3.4.2. PAW.....	54
3.4.3. ATLFAS.....	55
3.4.3.1. Kalorimetrik atom grupları ve B -alanı	5 5
3.4.3.2. İzole edilmiş fotonlar	56
3.4.3.3. İzole edilmiş elektronlar	56
3.4.3.4. İzole edilmiş muonlar	57
3.4.3.5. Jetlerin yeniden oluşturulması	5 7
3.4.3.6. b-jetleri ve c-jetleri olarak jetlerin etiketlenmesi	58
3.4.3.7. Kayıp dik enerji	58
3.4.3.8. Tetikleme seçimi	59
4. DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL (SM) AİLESİNİN GEREKLİLİĞİ... ..	60
4.1. Dördüncü Standart Model Ailesi ve Demokrasi Kütlesinin Kırılması... ..	63
4.2. Çeşni Demokrasi.....	63
4.3. CKM Matrsileri	66
5. DÖRDÜNCÜ SM AİLESİNİN FCNC KANALLARINA BOZUNUMUNUN MODELLENMESİ	68
5.1. PYTHIA'nın ATLFAS ile Çalıştırılması.....	68
5.2. $pp \rightarrow \bar{u}_4 u_4 v \bar{u}_4 \rightarrow Zl \rightarrow llv b, \mu_4 \rightarrow Wb \rightarrow l v b$ Bozunumunun $llv l v b b$ Son Durum Parçacıklarına Modellenmesi	71
5.2.1. Liste çıktıları	71
5.2.2. Histogram çıktıları	78
6. SONUÇ.....	87
KAYNAKLAR DİZİNİ.....	88

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
1.1	Sıradan bir maddenin içeriği.....2
2.1	SLAC Lineer Elektron Hızlandırıcısı.....18
2.2	Siklotronun şematik tasarımı.....23
2.3	Mikrotronun şematik tasarımı.....24
2.4	Yerin 100 m altına kurulmuş CERN hızlandırıcılarının şematik görünümü 29
2.5	CERN'deki hızlandırıcılar.....30
2.6	Sağ el kuralına göre ATLAS detektörünün enine (boyuna) kesiti 34
2.7	ATLAS detektör sisteminin şeması.....37
2.8	Nötron-nötron etkileşmesinde elektromanyetik ve hadronik kalorimetrelerde gözlenen parçacık sağanakları.....40
2.9	Parçacıkların detektör içinde gözleendiği yerler..... 40
2.10	Yüklü bir parçacığın manyetik alandaki hareketi41
2.11	Yaşam ömrünün (τ) bir fonksiyonu olarak enerji genişliği (Γ)..... 44
2.12	Kararsız bir parçacığın kütle enerjisi dağılımı..... 45
5.1	Detektör içindeki η sınırları.....75
5.2	Muon enerjisi histogramı.....79
5.3	Yüksek enerjili elektronun izolasyon histogramı.....80
5.4	b -jetlerin momentum ve eta histogramları.....81
5.5	Jetlerin kütle histogramı.....82

ŞEKİLLER DİZİNİ (Devamı)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
5.6	Histogram 1812; yeniden oluşturulan dik momentumu, histogram 1822; nötrinonun dik momentumunu gösterir..... 83
5.7.a	Jetlerin kütle histogramı.....84
5.7.b	Muon enerjisi histogramı.....85
5.8	Kayıp enerji oranı histogramı.....86

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
1.1 Mezonlar ve özellikleri	4
1.2 Baryonlar ve anti-baryonların özellikleri	5
1.3 SM'deki üç fermiyon ailesi.....	6
1.4 SM'deki leptonlar ve kuarklar.....	7
1.5 Temel ayar bozonları.....	10
2.1 LHC sistem parametreleri	32
4.1 GeV/c^2 biriminde temel fermiyonların kütleleri.....	60
4.2 $a_F = g$ 'de kuark sektörü için parametreler ve uygun kütle değerleri	60
4.3 $a_F = e$ 'de kuark sektörü için parametreler ve uygun kütle değerleri.....	62
4.4 $a_F = g$ 'de lepton sektörü için parametreler ve uygun kütle değerleri.....	62
4.5 Dört SM ailesi kuarklarının kütle durumları.....	66
5.1 $(pp \rightarrow \bar{u}_4 u_4 \bar{\nu}_e u_4 \rightarrow Zt \rightarrow ll\nu b u_4 \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b)$ durumları için PYTHIA parametreleri.....	70
5.2 Parçacıkların özellikleri.....	72
5.3 Muon için dedektör kriterleri.....	74
5.4 Jetler için dedektör kriterleri.....	74
5.5 Özet olayların listesi.....	76
5.6 ATLFAS T ile elde edilen dedektördeki parçacık özellikleri.....	77
5.7 Tesir kesiti ve olayların istatistiği.....	77

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
B	Manyetik alan
E	Elektrik alan
F	Lorentz kuvveti
q	Yük
v	Hız
P	Momentum
R	Işık şiddeti
a	Tesir kesiti
w	Dalga frekansı
V_{\max}	Maksimum voltaj
r, p	Yarıçap
Φ	Manyetik akı
η	Pseudorapidity
$\eta \times \phi$	Detektör koordinatları
E_T	Dik enerji
E_T^{miss}	Kayıp dik enerji
$\sum E_T^{CALO}$	Kalorimetredeki toplam dik enerji
E_T^{thr}	Eşik dik enerji
E_T^{obs}	Gözlenen dik enerji

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ(Devamı)

Simgeler	Açıklama
E_T^{init}	İlk dik enerji
p_T	Dik momentum
p_T^{miss}	Kayıp dik momentum
$p_{x,y}^{obs}$	x,y yönünde gözlenen momentum
S	Higgs alanının vakum değeri
a_f	Fermiyon-Higgs etkileşme sabiti
M^0	Kütle matrisi
g	$SU(2)$ için ayar çiftlenim (bağlaşım) sabiti
e	Elektromanyetik etkileşmeler için çiftlenim (bağlaşım) sabiti
L	Luminosity
Γ	Enerji genişliği
T	Yaşam ömrü
c	Işık hızı
m_0	Durgun kütle
T	Kinetik enerji
E_{cm}	Kütle merkezi enerjisi
λ	Dalga boyu
RF	Radyo frekansı
SM	Standart model
SUSY	Süper simetri

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ(Devamı)

Simgeler	Açıklama
DMM	Demokratik kütle matrisi
LHC	Büyük hadron çarpıştırıcı
CERN	Nükleer araştırmalar için Avrupa organizasyonu
ATLAS	Toroidal büyük hadron çarpıştırıcı aleti
FERMILAB	Uluslararası Tevatron Hızlandırıcı Fermi Laboratuvarı
QED	Kuantum Elektrodinamik
QCD	Kuantum Kromodinamik
GUT	Büyük birleşim teorisi
CP	Yük-parite
LİNAC	Lineer hızlandırıcı
SLAC	Stanford lineer hızlandırıcısı
RFQ	Frekans quadropol odaklama sistemi
MC	Monte Carlo
CKM	Cabibbo-Kabayashi-Maskava Matrisi
FCNC	Çeşni değiştiren nötral kanal
KF; KC	Çeşni kodu; Sıkıştırılmış kod
MSSM	Minimal Süpersimetri Model
ALICE	Büyük iyon çarpıştırıcısı
LHCb	LHC-beauty
CMS	Compact Muon Solenoid
LEP	Büyük elektron-pozitron çarpıştırıcısı
PS	Proton sinkrotronu

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ(Devamı)

Simgeler	Açıklama
SPS	Süper proton sinkrotronu
ISR	Depolama halkası
TeV	Tevatron (10^{12} eV)
GeV	10^9 eV
MeV	10^6 eV

1. GİRİŞ

Standart Model (SM) temel parçacıkları, bu parçacıkların özelliklerini ve aralarındaki etkileşimleri başarılı bir şekilde açıklayabilmektedir. Fakat , SM'nin elektrozayıf kısmında ayar invaryansı nedeniyle ortaya çıkan kütesiz ayar bozonlarına kütle kazandırmak için SM'e katılan Higgs parçacığı adı verilen skaler bozon [1] ve Demokratik Kütle Matrisi (DMM) veya çeşni demokrasisi adı verilen yaklaşımın SM'ye kattığı dördüncü SM ailesi kuarkları [2] hala merak konularıdır.

Dördüncü SM ailesinin LHC'de bol miktarda üretilmesi beklenmektedir. Dördüncü SM ailesi kuarkları, bu sayede, hadron çarpıştırıcılarında gluon-gluon füzyonu kanallarıyla Higgs bozonu üretimini mümkün kılar [3]. CERN'de yapılan LHC (Large Hadron Collider), parçacık fiziği için geleceğin en parlak keşif makinasıdır.

Bu tezde çalışılan ve diğer bütün parçacık fiziği tezlerinde araştırılan konular halen cevabı merak konusu olan ve LHC gibi şu ana kadar dünyada en yüksek kütle merkezi enerjisinde ve ışınık değerinde çalışacak olan hızlandırıcı ve yine günümüz teknolojisinin en ileri tasarımı ile yapılmış ATLAS detektörü ile hem bu sorulara hem de Dördüncü SM ailesi[2], Higgs gibi konulara cevap olması beklenmektedir.

1.1. Parçacıkların Tarihçesi

Son yüzyıllarda, fizikçiler maddenin temel yapıtaşını, evreni oluşturan temel parçacıkları bulmak ve bu parçacıkları bir arada tutan korunum yasalarını oluşturabilmek için çalışmaktadırlar.

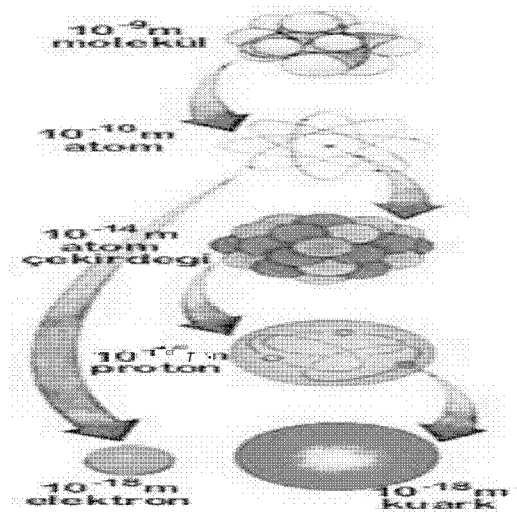
1808'de Dalton maddenin ilk atom teorisini ortaya koydu. 19. Yüzyılın başlarında, Mendeleev'in araştırmaları, periyodik tablonun oluşturulması ve bunu takiben J.J. Thomson 19. Yüzyılın ikinci yarısında ilk atom altı parçacık olan elektronu (e^-) keşfetmesiyle devam etti.

Rutherford'un 1911'deki ünlü saçılma deneyi, maddenin yapıtaşını anlamak üzere ilk önemli deneydi. Yüksek Enerji Fiziği bu deneyle başlar. Sonra, Geiger ve Marsden; çekirdeğin aynı mesafede olan negatif yüklü elektronlar tarafından çevrelendiğini belirten atom modelini önerdiler. Bu atom modeline göre; atomun bütün kütlesi de bu küçük çekirdeğin içinde yoğunlaşmış bulunmaktadır. Yükün korunumundan bilindiği gibi elektronların yükü negatiftir ve atomun çekirdeği de pozitif yüklüdür. Deneylerden sonra çekirdekteki pozitif yüklü proton

keşfedildi. Protonun keşfinden sonra atomun net yükünün nötr, atomik kütle numarasının da verilen atomun nükleer yükünden daha büyük olduğu bulundu.

Böylece 1930'un başlarına kadar, atomun yapısı tamamen anlaşıldı, çekirdek ise merak konusu olarak kaldı. Çekirdek için tek bilinen; çekirdeğin yoğun ve pozitif yüklü olduğudur. Daha sonra Rutherford, bütün çekirdeklerin pozitif yükünün protonlar tarafından taşındığını ileri sürdü ve protonların atomik kütlelerin tamamını oluşturmaya yeterli olmayacağını önerdi, elektriksel yükü olmayan fakat proton kadar ağır başka bir parçacığın olması gerektiğini savundu. Chadwick, atomdaki diğer parçacıkların varlığını postula etti. Yaptığı deneydeki bir olayın gelişimi ile, bu kayıp varlığı keşfetti. Bu varlık nötron olarak adlandırıldı ve 1932'de yayınlandı.

Bugün her atomik model üç temel parçacığa dayandırılır: elektron (e^-) proton (p), nötron (n). Bunlar maddenin en kararlı bileşenleridir. Daha sonra bunların anti parçacıklarının da kararlı parçacıklar olduğu öğrenildi. Bugün, evren, diğer bütün parçacıkların yerlerinin bilinmesi veya üretilmesi için sadece proton, nötron, elektron ve onların nötrinolarına ihtiyaç duyar. Bütün modellerin temeli, atom altı parçacıklar olan proton, nötron, elektron parçacıklarının tarihine dayanır ki, bunlar, yaşam süresi, kütleler, spin açıl momentum, spini gibi birçok bakımdan tarihte daha sonra keşfedilen parçacıklardan farklıdır.



Şekil 1.1 Sıradan bir maddenin içeriği [4].

Atom altı parçacıkların anlaşılmasında yarım yüzyıl boyunca birçok ilerlemeler kaydedildi. Temel parçacık fiziği sahip olduğu içerik ile yeniden şekillendi. Yeni parçacıkların çeşitli dağılımı Gell-Mann ve Zweig tarafından bağımsız olarak 1964'te Kuark Modeli de dahil edilerek yapıldı. Bu modelde bütün bilinen hadronlar up (u), down (d), strange (s) kuarklarından oluşur. Her bir kuark $s = 1/2$ olan bir spin açısalmomentuma sahiptir ve her bir kuarkın bir antikuarkı vardır. Bir hadronun toplam spinlerinin, izospinlerinin ve yüklerinin toplam elektrik yükü, kuarkların spinlerinin ve izospinlerinin toplamıdır. Hadronlar sahip oldukları spin açısalmomentum veya spin ile iki genel kategoriye ayrılırlar: Mezonlar ve Baryonlar. Burada hadronlar, bozonlar ve mezonlar olarak adlandırılabilirler. Mezonlar $0, 1, 2, \dots$ gibi tamsayı şeklinde spin açısalmomentuma sahiptir. Mezonlar orta-ağırlıktadır. Fermiyonlar olan hadronlar, baryonlar olarak adlandırılırlar. Baryonlar, $1/2, 3/2, 5/2, \dots$ gibi tam sayıların yarısı olan spin açısalmomentuma sahiptir. Baryonlar yüksek-ağırlıktadır. Böylece bu sınıftan mezonlar ve baryonlar, hadronlar olarak adlandırılır. Proton ve nötron ilk keşfedilen baryonlardır, daha sonra pilyonlar (π^+, π^-, π^0) keşfedildi. Bunların hepsi hadronlar olarak bilinir. Zayıf, elektromanyetik ve güçlü bozunmalara karşı kararlı olan hadron sadece protondur. Genel olarak hadronlar, serbest parçacık olarak güçlü bir şekilde etkileşirler fakat hadronlar güçlü bozunmalardan daha çok zayıf ve elektromanyetik bozunmalara sahiptirler. Hadronların birçoğu güçlü bozunmalara karşı kararlıdır. Baryonlar ve mezonların her ikisi de kararlı hadronlar olabilirler ki, onların yaşam süreleri uzundur. Kuark modelinde, bütün baryonlar kuarklardan ve bütün mezonlar, kuark-antikuark çiftlerinden oluşur. Öyleyse hadron olan baryonlar ve mezonların ikisi de temel parçacıklar değildirler [5].

Mezonlar, kuark-antikuark çiftlerinin en düşük enerjili durumlarıdır. Çünkü kuark-antikuark çiftleri sıfır yörüngesel açısalmomentum ($l = 0$) ve toplamı sıfır olan spin açısalmomentuma ($s = 0$) sahiptir. Böylece bu mezonların toplam kuantum açısalmomentum sayıları sıfırdır ($J = l + s = 0 + 0 = 0$). Toplam açısalmomentum kuantum sayılarının sıfır olduğu bilinen bazı mezonlar, $\pi^+, \pi^-, \pi^0, \eta^0, K^0, K^+, K^-$ 'dir [5,2,34].

Çizelge 1.1 Mezonlar ve özellikleri.

Mezonlar (kuark + anti-kuark)					
Sembol	Ad	İçerdiği Kuarklar	Elektrik Yükü	Kütle GeV/c ²	Spin
π^+	pion	$u\bar{d}$	+ 1	0,140	0
K^-	kaon	$s\bar{u}$	-1	0,494	0
ρ^+	ro	$u\bar{d}$	+ 1	0,770	1
D^+	D ⁺	$c\bar{d}$	+ 1	1,869	0
η_c	eta-c	$c\bar{c}$	0	2,980	0

Uyarılmış durumda olan kuark-antikuark bağlı durumlarında vardır. Bu durum için spin açısıl momentum kuantum sayısı 1'dir ve yörüngesel açısıl momentum yine 0'dir. O zaman toplam açısıl momentum kuantum sayısı $J = 1$ 'dir. Bilinen bazı vektör mezonları ρ^0, W^0, ϕ^0 'dir. Bu vektör mezonları aynı toplam açısıl momentum kuantum sayısına sahiptir ($J = 1$) ve foton gibi negatif pariteye sahiptirler. Dalga fonksiyonu mezonlarda parçacık değiş-tokuşuna göre bir bozon için simetrik olmalıdır. Mezonlar için renk kısmı antisimetriktir, uzay kısmı simetriktir ve spin kısmı toplam açısıl momentum kuantum sayısının (J) değerlerine bağlıdır.

Baryonlar (bir antibaryon için üç antikuark (antikuark-antikuark-antikuark)) üç kuark (kuark-kuark-kuark) kombinasyonunda strange (s) kuarkının sayılarına bağlı olarak farklı isimler alabilirler. Ω^- içinde üç strange kuarkı; antistrange kuark, proton ve nötronda bulunur. Üç kuark (kuark-kuark-kuark) kombinasyonunu için toplam açısıl momentum kuantum sayısı 1/2 ve 3/2 olabilir fakat yörüngesel açısıl momentum her iki durum içinde sıfırdır ($J = 0$). Toplam açısıl momentum kuantum sayısı $J = 3/2$ olduğu bilinen bazı baryonlar, $\Delta^-, \Delta^+, \Delta^{++}, \Lambda^0, \Sigma^{*-}, \Sigma^{*+}, Z^{*0}, S^{*-}, S^{*0}, \Omega^0$ vb . toplam açısıl momentum kuantum sayısı $J = 1/2$ olduğu bilinen bazı baryonlar, $n, p, \Sigma^-, \Sigma^+, Z^0, S^-, S^0, \Lambda^0$...[5].

Çizelge 1.2 Baryonlar ve Antibaryonların Özellikleri.

Baryonlar qqq ve Antibaryonlar $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$					
Sembol	Ad	İçerdiği Kuarklar	Elektrik yükü	Kütle GeV/c^2	Spin
P	proton	uud	1	0,938	1/2
\bar{P}	anti-proton	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	-1	0,938	1/2
n	nötron	udd	0	0,938	1/2
Λ	lambda	uds	0	1,116	1/2
Ω^-	omega	sss	-1	1,672	3/2

Baryonlarda parçacık değiş-tokuşuna göre bir fermiyon için dalga fonksiyonu antisimetrik olmalıdır. Baryonlar için $J = 1/2$ olan renk kısmı antisimetriktir, spin kısmı antisimetriktir ve uzay kısmı simetriktir. Fakat çeşni simetrisi dahil edilerek meydana getirilen 4'lü simetri antisimetrik olabilir ki, bu da çeşni kısmının simetrik olabileceği anlamına gelir.

$$\text{Simetri} = (\text{spin}) \times (\text{uzay}) \times (\text{çeşni}) \times (\text{renk})$$

Bu model temel parçacıkları kategorilere ayırır. Bunlar leptonlar, kuarklar, ve ayar bozonlarıdır.

1.1.1. Leptonlar, kuarklar ve özellikleri

6 lepton ve 6 anti-lepton olmak üzere toplam 12 tane lepton vardır. Leptonlar hafif ağırlıktadırlar. Leptonlar, kuarklar gibi $s=1/2$ spin açısız momentum taşırlar. Keşfedilmiş olan 6 tane de kuark vardır. Bu leptonlar ve kuarklar fiziksel özelliklerine göre çiftli gruplara ayrılırlar. Leptonlar ve kuarkların her ikisi elementlerin periyodik tablolarının guruplandırılmasında organize edicidirler. Üç lepton veya kuark-çiftlerinin her birisi sahip oldukları ek kuantum sayısını taşımada benzerdirler ki, lepton-çifti için diğerlerinden farklı özellikler leptonların içine girdiği bütün elektromanyetik ve zayıf etkileşmelerde korunur. Leptonlar renk yüküne sahip değildir. Bu yüzden güçlü etkileşmelere katılmazlar. Leptonlar zayıf ve elektromanyetik etkileşmelere katılırlar. Hadronlar ise zayıf, elektromanyetik ve güçlü etkileşmelere katılırlar.

Leptonlar nötrinoları ihmal edilen kütlelere ve sıfır elektrik yüküne sahiptirler. Nötrinoların büyük bir akışı ve büyük detektörü, nötrino etkileşmelerini incelemek için gereklidir. Çünkü nötrino uzun dalga boyuna rağmen, artan nötrino tesir kesitleri enerjisinin

artması ile azalmaktadır. Kuarklar atomların merkezinde proton ve nötron şeklinde birleşirler. Güçlü kuvvet yasası, gereğinden fazla kısa oranlarda onları bağlar. Kuarklar çeşitli kuantum sayıları taşır. Kuarklar aynı zamanda güçlü etkileşmelerle tanımlanan $SU(3)$ yerel ayar teorisine ilgili olarak renk kuantum sayıları taşır. Kuarklar sürekli olarak gluonları değiş-tokuş eder. Gluonların bu değiş-tokuş süreçleri esnasında yeni kuark-antikuark çiftleri oluşabilir. Kuarklar, kuantum kromodinamik teorisinde üç renge girer. Bu duruma göre hadronun temel olan üç sıfır-renk şekli vardır.

1- kuark-antikuark 2- üç kuark 3- üç antikuark

Leptonlar ve kuarklar temel parçacıklardır. Bugün fizikçiler inanıyor ki, elektron (e^-), muon (μ), tau (τ) gibi leptonlar bölünemez parçacıklardır. Aynı zamanda fizikçiler, u (up), d (down), s (strange), c (charm), b (bottom veya beauty), t (top veya truth) kuarkların ve antikuarkların yaklaşık olarak 10^{-18} m olan bugünkü deneysel cihazların sınırlamaları içinde bölünemez parçacıklar olduğu fikrinde de ortaktırlar. Bu sınır esas sınır değildir fakat bu sınırda kuarklar ve leptonlar temel parçacıklardır.

Çizelge 1.3 SM'deki üç fermiyon ailesi.

Nesiller	1	2	3
Leptonlar	e ν_e	μ ν_μ	τ ν_τ
Kuarklar	u d	c s	t b

Çizelge 1.4 SM'deki leptonlar ve kuarklar.

Leptonlar (spin=1/2)				Kuarklar (spin=1/2)			
Çeşni		Kütle GeV/c ²	Elektrik yükü	Çeşni		Kütle GeV/c ²	Elektrik yükü
ν_e	elektron nötrinos u	$< 3 \times 10^{-8}$	0	u	up	4×10^{-3}	2/3
e	elektron	511×10^{-6}	-1	d	down	8×10^{-3}	-1/3
ν_μ	muon nötrinos u	$< 19 \times 10^{-5}$	0	c	charm	1.35	2/3
μ	muon	0.106	-1	s	strange	0.13	-1/3
ν_τ	tau nötrinos u	$< 18.2 \times 10^{-3}$	0	t	top	178	2/3
τ	tau	1.77	-1	b	bottom	4.9	-1/3

1.2. Standart Model

Standart Model (SM) temel parçacık fiziği hakkında günümüzde anlaşılabilir için en basit teoriksel iskeleti sağlar. Bu model temel parçacıkların üç türünü içerir. Bunlar, kuarklar, leptonlar, ayar (gauge) bozonlarıdır. Kuarklar, çekirdeğin kurucuları olan proton ve nötronu oluştururlar [36]. Leptonlardan olan elektron ya da nötrinolar çekirdek ile birleşerek atomları oluştururlar. Bu temel parçacıklar arasında bilinen dört etkileşme vardır. Bunlar, güçlü nükleer kuvvetler, elektromanyetik kuvvet, zayıf kuvvet, gravitasyonel kuvvet [1,36]. SM; leptonlar (6 lepton+6 antilepton=12), kuarklar ((6+6)x3 renk=36), gluon (8), W^\pm , Z^0 , γ , en az bir SM Higgs'i olmak üzere toplam 61 temel parçacık öngörür [2].

Şiddetli nükleer kuvvetler kuarkları nükleonlarda ve nükleonları da çekirdek içinde tutar. İki kuark arasındaki şiddetli nükleer kuvvet; şiddetli renk kuvveti-nötr gluonlar (g) tarafından iletilir. Gluonlar kütesiz parçacıklardır. Kuarklar, gluonlarla değiş-tokuş ederken bu gluonlar yeni kuark-antikuark çiftleri üretebilir ve böylece kuark-antikuark çiftleri gluonlar içinde yok olabilirler. Öyleyse gluonlardan biri kuark-antikuark çifti oluşturabilir veya bunun terside doğrudur. Gluonlar renk yüküne sahiptirler, bu yüzden gluonlar başka bir gluonla direk olarak çift üretebilirler.

Zayıf kuvvet, daha çok radyoaktiflik için güvenilirdir ve solar-tip yıldızlarda enerji sürecini kontrol eder. Yüklü bozonlar W^- , W^+ (zayıf akımlı) ve Z^0 vektör bozonu (zayıf akımlı) kuarkların ve leptonların herhangi bir kombinasyonu arasındaki zayıf kuvvetleri iletir. Bunlar çok büyük kütleli veya enerjili parçacıklardır. Zayıf etkileşimde, renk yükü korunur fakat çeşni değişir [6,7].

Elektromanyetik kuvvet, elektronları atomların içinde ve atomları da moleküllerin içinde tutar. Elektromanyetik kuvvet foton (γ) tarafından iletir. Fotonlar enerji ve momentum taşır. Fotonlar kütsizdirler. Fotonların yükü sıfırdır, bu yüzden direk olarak çiftlenemezler. Fotonlar ışık hızında (c) hareket ederler [6,7].

Güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerde elektriksel yük korunur. Güçlü etkileşmelerde renk yükü korunmaz. Zayıf etkileşmelerde çeşni değişir.

Gravitasyon kuvveti, kainatın incelenen büyük-ölçekli yapıları içinde en az anlaşılandır. Kuvvet graviton adı verilen bozonların değiş-tokuşu ile iletir. Gravitasyonun kabul edilen bir korunum teorisi yoktur. Şimdiye kadar bütün bildiğimiz, gravitasyona sebep olan şeyin enerji olduğudur. Bu yüzden enerji bizim gravitasyonel yükümüz olacaktır.

Fermiyonlar, nitelikleri açısından üç aile içinde gruplandırılırlar. Gerçekten kuarkların ve leptonların kütleleri sadece bu aileler arası önemli farklılıkları temsil eder. İlk aile sıradan maddenin bileşenlerini içerir. İkinci ve üçüncü aile ağır ve kararsız temel parçacıkları içerir ki, bunlar sadece yüksek enerjilerde görülebilir. Gerçekten teorinin dikkat çekecek kadar çok belirleyici olan bir niteliği; temel bileşenler, iyi tanımlanmış kurallara göre başka bir biçime şekil değiştirebilir. Bunun sonucunda diyebiliriz ki; temel parçacıklar esastır ama değişmez değildir.

Kuarklar ve leptonlar, ayar bozonları olarak bilinen spin parçacık değişimi ile etkileşirler. En iyi bilinen ayar bozonu, elektromanyetizma aracı olan fotondur. Fotonun elektrozayıf partneri W ve Z bozonlarıdır ki, bunlarda zayıf kuvvetler arasında aracıdır. Tablo 1'deki W ve Z'nin büyük kütleleri fotonun kütsizliğine zıt olarak ağırdır. Dördüncü SM ailesi olarak bilinen parçacıklar ise ν_4 (>45 GeV), l_4 (>100.8 GeV), u_4 (>200 GeV ??), ve d_4 (>128 GeV)'den oluşur [8].

Standart Model parçacıklar arasında hissedilen güçlü, nükleer, elektromanyetik ve zayıf etkileşmeler olan dört kuvvetin üçünü tamamlamak için ayar teorisini kullanır. Bu ayar teorileri, kuvvetlerin taşıyıcıları olan ayar bozonlarının şartları altında tanımlanan ve elektriksel

yük gibi bazı temel niceliklerin konumuna uygun değişmez prensiplere yada simetrilere dayanır. $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar grubuna dayanan teoriye Standart Model denir. Temel parçacık fiziğinde temel etkileşmeler uygun bir alanla tanımlanır ve bu alanların kuantaları (taşıyıcı parçacıkları) olan ara parçacıklara "ayar bozonları" (gluon, foton, W^\pm , Z^0) adı verilir. Alanlar genellikle bir taşıyıcı parçacığın değiş-tokuşu ile oluşur. Elektromanyetik alanın taşıyıcı parçacığı fotondur (γ). Şiddetli alanı, elektromanyetik alanı, zayıf alanı ve gravitasyonel alanı taşıyan parçacıklar sırasıyla; gluonlar (8 tane), foton (γ) zayıf vektör bozonları (Z^0, W^\pm) ve gravitondur [1].

Her bir alanın çiftlenimi ayar teorileri ile anlaşılabilir. Elektromanyetik etkileşmeler, kuantum elektrodinamiğin (QED) $U(1)$ ayar grubu ile tanımlanabilir. $SU(2)$, ayar teorisi zayıf etkileşmeleri ve kuantum renk dinamiğini (QCD) tanımlar. $SU(3)$ ayar grubu, şiddetli etkileşmeleri anlamak için kullanılır[1].

Elektrozayıf gauge bozonları doğada kırılan simetrisinin bir seviyesini gösterir. Çok kısa mesafelerde ve yüksek enerjilerde W , Z ve foton benzer özelliklere sahiptirler ve onlar arasındaki simetrisi belirlidir.

Parçacık fiziğindeki bütün olayları tanımlamak için kullandığımız teori kuarkların ve leptonların zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerine dayanır. Bu teori ($SU(2) \times U(1)$) kısmen birleştirilmiş teoridir. Bu ($SU(2) \times U(1)$) ayar invaryansı ayar bozonlarının kütesinin sıfır olmasını gerektirir. Çünkü, ayar bozonları için kütle teriminin varlığı ayar invaryansını bozar. Standart Model, gelişigüzel simetri kırılması ve lokal ayar invaryansına dayanan bir ayar modelidir. Ayar bozonlarının bu bulunamayan kütle teriminden dolayı, SM'nin tamamlanamadığını söyleyebiliriz.

Birleştirilmiş elektrozayıf teorisinin şekli için, zayıf etkileşmelerin teorisiyle elektromanyetik teorisinin birleştirilmesi Higgs Bozonunun varlığını gerektirir. SM'nin elektrozayıf teorisi kısmında ayar invaryansı nedeniyle ortaya çıkan kütesiz ayar bozonlarına (Z^0, W^\pm) kütle kazandırmak için teoriye Higgs parçacığı adı verilen bir skaler bozon adı verilir [1]. Bu Higgs Bozonunun limitleri yaklaşık $60 \text{ GeV}/c^2$ 'nin daha üstündeki limitlerde deneysel olarak ve birkaç yüz GeV/c^2 'nin daha altındaki limitlerde teoriksel olarak aranmalıdır.

Pauli Dışarlama ilkesi'ne uymayan parçacıklar bozon olarak adlandırılır. Bunlar, tamsayı (0, 1, 2, ...) spinlere sahip olup Bose-Einstein İstatistiği'ne uyarlar. Bir başka deyişle

yüksek enerjili parçacıkların birbirlerinden kopmasını engelleyen, uyum içerisinde birbirleriyle etkileşimlerini sağlayan, yani kuvvetleri taşıyan parçacıklar bozonlardır. Ayrıca doğada dört temel kuvvet vardır. Bu kuvvetler ve taşıyıcı bozonları da Çizelge 1.5'te verilmiştir.

Temel parçacık fizikçileri, bir ayar teorisi içinde Standart Modelin üç ayar teorisini birleştirmek için çok uğraşmaktadır. Bu, büyük birleşme teorisidir (GUT).

Büyük birleşme teorisi, kuantum kromodinamik olan güçlü nükleer etkileşmelerin teorisi ile, Glashow, Weinberg ve Salam'ın elektrozayıf teorisinin (Glashow-Weinberg-Salam modeli, zayıf elektromanyetik etkileşmelerin şu anda kabul edilen teorisidir.) birleştirilmesi mümkün olacaktır.

Çizelge 1.5 Temel ayar bozonları

Ayar Bozonları ($s = 1$)	Yük	Kütle (GeV)	Etkileşme
Gluon (g)	0	0	Kuvvetli
Foton (γ)	0	0	Elektromanyetik
W^{\pm}	\pm	80.33	Zayıf (yükü)
Z^0	0	91.187	Zayıf (nötral)
Higgs (H^0)	0	$63 < M_H < 800$	Tüm Etkileşmeler

1.2.1. Standart model ötesi

Eğer bozonlar ve fermiyonlar arasındaki ek simetri süpersimetri ise basit Higgs mekanizmasının elementlerinin birçoğu elektrozayıf simetri kırılması için elde edilebilir. Bu zayıf simetri yaklaşık 1 Tev civarındaki kütlelerde yeni temel parçacıkların esnek bir girişinin pahasına teorideki kuantum kararsızlığı azaltılır [2].

Süpersimetrik teorilerde SM'deki her parçacık aslında süpersimetrik bozon yada fermiyon partnerine sahiptir. Genellikle süpersimetri, doğrudan deneysel dayanağa sahip değildir; süpersimetri: büyük birleştirilmiş teoriler ve düşük enerjilerde çiftlenme kuvvetlerini doğru olarak öngörür. Süpersimetri için ek destek motivasyonu süperbağ teorisi ile sağlandı ki, bu teoriler zayıf bağlar ile nokta parçacıkların yer değiştirmesi ile elde edilen Standart Model ile Gravitasyonun birleşimidir [2].

Birçok süpersimetrik teoriler, evrenin kayıp kütlelerini tanımlamak için potansiyele sahip ağır, sabit, nötr parçacıkların varlığını öngörür. Astronomik incelemeler, görünen kütlelerin evrenin toplam kütlelerinin %10'undan daha az olduğuna işaret eder. Yeni parçacıkların çokluğu ile süpersimetrik teorilerde bu problem çözülebilir. Eğer doğruysa, bu evren içindeki yerimiz için çok derin anlamlar içerir ki, böylece biz evrenin içerdiği katı maddenin neden yapıldığını öğrenebiliriz[2].

Elektrozayıf simetri kırılmaları için senaryolar en küçük top-antitop kuark kuark etkileşmelerinden daha hızlı modellere doğru bu oranlarda QCD'de modellendi [2].

Simetri kırılmasının dinamik olarak bütün ayrıntılarını anlamada ilerleme kaydetmek için yeni ağır femiyonlar, bozonlar veya bazı tanımlanmamış sürprizleri keşfetmek için olabilecek en yüksek enerjilerde hızlandırıcılar gerekir.

Yeni araştırmalar için hızlandırıcı ve hızlandırıcı olmayan durumlardan kolaylıkla yararlanılan farklı ve geniş tabanlı deneysel bir program gerekir.

1.3. Temel Parçacık Fiziğinde Bugün

Yüksek enerji fiziği doğanın temel yasalarını araştırır. Günümüz fiziğinde, proton, nötron ve elektron dışında en küçük yapı taşı nedir? Ve bütün maddeler neden oluşur? Atomun içinde daha temel parçacıklar var mıdır? Eğer varsa bu parçacıklar nelerdir? bu soruların cevabını veren araştırmalar maddenin temel bileşenlerini, maddeyi bir arada tutan kuvvetler ile beraber ortaya çıkarmak içindir ki, bu da 10^{-13} cm civarında olan nükleer boyutlardan çok daha küçük mesafeler gerektirir. Hızlandırıcılar, bu küçük mesafelerde tabiatın derinliğini araştırmak için çok büyük enerjilere sahip olmalıdırlar. Bu araştırmaların en son noktası bütün evrenimizi yönetmekte olan yasaların temelinin bir görünümü olacaktır

Son yıllarda, evrenin büyük kütle yapısı, nitelikleri ve kısa mesafelerin fiziği arasında ortaya çıkarılan ilişki büyük önem taşımaktadır. Bu gelişmeler Yüksek Enerji Fiziğinin ve astrofiziğin sınırlarının her ikisi üzerinde de yapılan çalışmalar olarak bilimin bütünlüğünü gösterir. Bu ilişki bize en temel soruların bazılarının cevabını da birlikte getirmektedir.

Fiziksel uzayımız nasıl başladı? Onun şu anki durumuna nasıl gelindi? Ve sonu ne olacak?

Son kırk yılda, deneysel keşifler, teoriksel ispatlar, temel parçacıklar ve onların arasındaki kuvvetleri anlamak adına önemli ilerlemeler elde edildi. Bilindiği üzere, elektronlar, protonlar ve nötronlar etrafımızdaki görünür maddeleri oluştururlar fakat günümüzde bunlardan sadece elektron temel parçacık olarak görünür.

Protonlar (uud) ve nötronlar (udd), up ve down kuarklardan oluşur. Bu kuarklar şiddetli etkileşimler veya kuvvetler tarafından sürekli olarak sınırlandırılırlar [2].

Şiddetli etkileşimler, kuantum kromodinamik (QCD) olarak bilinen kuarkların ve gluonların temel bir teorisi ile düzenlenirler. Gluonlar arasındaki güçlü kuvvetler protonların ve nötronların içindeki kuarkları bağlar. QCD teorisi, şiddetli etkileşimler fiziğini tanımlamak için uygun bir teoridir [2].

Diğer bir taraftan, önceden belirgin olarak düşünülen iki kuvvet olan elektromanyetizma ve zayıf kuvvetler, radyoaktif ışınla düzenlenmekte olup günümüzde birleştirilmiş elektrozayıf teori ile oldukça başarılıdır. Bu teori, foton gibi taşıyıcı olan zayıf kuvvetlerin taşıyıcıları W ve Z bozonlarının özelliklerini ve zayıf nötr akımlarını üretir.

Elektrozayıf teorisinin modeli ile QCD teorisinin modelinin kombinasyonu 10^{-16} cm mesafenin altındaki bütün bilinen temel parçacıkların düzenli bir tanımını verir. Şiddetli ve elektrozayıf etkileşimlerin teorisinin doğruluğu modelleme ve kesin ölçümlerin karşılaştırılması sonucunda test edilerek güçlülüğü ortaya konuldu ki, bu güçlü ve etkileyici başarılar teorisine Standart Model denildi. Standart Modelin keşfi 20. yüzyılın bilimsel başarılarından biri olarak görülmektedir [2].

Standart Modelin (SM) başarılarına rağmen, bu model en son model olarak görülmez. Bu durum, ilk olarak ortaya koyulan birkaç eksik ve cevapsız bırakılan bazı temel soruların elektrozayıf sektör ile uyumsuzluğuna dayanır [2].

Neden böyle birçok temel parçacık vardır? Ve niçin kütlelerin modelleri inceleniyor? Kütlelerin merkezi neresidir? Simetri kırılması nasıldır? Ve niçindir? Madde-antimadde simetrisi niçin kırılır? gibi soruların cevabını SM içermez [2].

1.4. Yeni Fizik İçin Arayışlar

Bu kısımda yüksek enerji fiziğinin genişletilmeye çalışılan konular incelenmiştir. Yeni fizik bulmak için en kısa yol daha yüksek enerjilere gitmek ve tam olarak keşfedilmemiş bölgeleri incelemektir. Yüksek enerji elde etmek için hızlandırıcılar kullanılmaktadır. Günün

güne genişleyen yüksek enerji sınırı temel parçacık fiziğinin can damarıdır [2]. Hızlandırıcılarda yeni fenomenler için araştırma ve Standart Model testi üç yaklaşım ile ana hatlarıyla kategorize edilir: yüksek enerji, yüksek tahmin ve yüksek yoğunluk. Parçacık fiziği için Avrupa laboratuvarı CERN'de (Nükleer Araştırmalar için Avrupa Organizasyonu) Büyük Hadron Çarpıştırıcı (LHC) 14 TeV'lik bir enerji ile Tevatron ötesindeki enerji sınırında önemli bir adım temsil eder. Buna rağmen LHC, SSC(Süperiletken Süper Çarpıştırıcı) kadar enerjik değildir. SSC önemli keşif potansiyeline sahiptir. TeV skalasında elektron-pozitron çarpıştırıcı keşif potansiyelini genişletir ve yeni fenomenin eksiksiz araştırılması için uygundur [2].

Yüksek enerji araştırmaları için tamamlayıcı olan Standart Model yüksek bir doğruluktur. Bu yaklaşımda standart modelin testlerle olan bir uygunluğu kesin deneyler ile tahmin edilir. Bu çalışmalar Standart Modeli mükemmelleştirmemize olanak sağlar. Buna ek olarak beklentilerden herhangi bir sapma yeni fiziğin bulunmasına dolaylı sinyal verecektir [2]. Yüksek oranda ve etkili detektörler gerektiren ilginç fenomenlerin diğer araştırmaları, proton bozunumu ve standart olmayan CP bozunumu, bir tipten diğerine nötrino salınımı içerir. Proton bozunum deneyleri oldukça etkileycidir çünkü onlar büyük birleşme kütle skalasında fizik için en doğrudan penceredir.

1.5. Yüksek Enerji Fiziğinde Araştırılan Sorular

Elektrozayıf simetri kırılması kapsamında; Higgs bozonu teorik olarak var mıdır? Bu supersimetri senaryosunun bir parçası mıdır? Higgs bozonunun özelliklerini nasıl araştırırız? Alternatif olarak elektro zayıf simetri dinamik olarak mı kırılır? Fermiyon kütleleri, uyumlar, CP B-bozunumu kapsamında; fermiyon ailesinin temelinde olan fizik nedir? Kuark uyumları ve CP bozunumu için Standart model tahminlerini test edebilir miyiz? Nötrino kütleleri ve uyumlar kapsamında; Nötrinolar siyah cismin bir parçası mıdır? Nötrinolar kararsızlık gösterirler mi? QCD (Kuantum kromodinamik) kapsamında; fotonun yapısı nedir? Kuark sınırlarını daha iyi anlayabilir miyiz? Güçlü çiftlenmiş sabitlerinin kesin değeri nedir? Elektrozayıf parametreler ve kuantum düzeltmeler kapsamında; elektrozayıf kütleler ve çiftlenmelerin kesin değeri nedir? Süpersimetri kapsamında; süpersimetrik parçacıklar evrenin kayıp kütlelerine katkıda bulunabilir mi? Süpersimetri 1 TeV veya daha altındaki değerlerde belli midir? CP değişimi kapsamında; standart modelin ötesinde CP değişimi var mıdır? ve varsa evrenin antisimetri ile ilgilimidir? Büyük birleşme kapsamında; şiddetli ve elektrozayıf etkilenmelerin büyük birleşmesini doğrulayabilir miyiz? Proton bozunumunu gözleyebilir miyiz? Manyetik monopoller nedir? Süper simetrik birleşmeyi test edebilir miyiz? String torisi nedir? [2]. LHC'de bu soruların bazılarının cevabının bulunabileceği düşünülmektedir.

2. PARÇACIK HIZLANDIRICILARI

Parçacık hızlandırıcıları, elektron (e^-)pozitron (e^+), proton (p), antiproton gibi yüklü temel parçacık demetlerinin belirli bir amaç çerçevesinde belirlenen bir enerjiye ulaşmaya kadar hızlandırılmasını sağlayan aygıtlardır. Katod ışınları tüpleri, katod-anod arasında elektron akımı oluşturan ilk hızlandırıcılar olarak alınabilir. 1920'li yılların sonlarında Widereo ilk modern lineer elektron hızlandırıcısını (LİNAC) tasarlamış ve hayata geçirmiştir. 1932'de Cokcroft-Waltonproton hızlandırıcısı ile hızlandırılan protonlar Li çekirdekleri üzerine gönderilerek iki He çekirdeği ortaya çıkarılmıştır. Daha yüksek elektrostatik hızlandırma potansiyelleri ise Van de Graffjeneratörü ile elde edilmiştir. Bu hızlandırıcı ile enerji MeV düzeyine ulaşmıştır (1 eV: 1 bir elektronun 1 voltluk potansiyel farkını geçmesiyle kazanacağı enerjidir. 1 MeV= 10^6 eV). RF salınımdı (\sim MHz) elektromanyetik alanlar aracılığı ile uyarılan rezonans kavitelesinin (rezonans boşluklar) parçacık hızlandırılmasında kullanımı Widereo tarafından önerildikten sonra 30 sürüklenme tüpüne sahip böyle bir hızlandırıcı ile civa iyonları 1.26 MeV'lik enerjiye hızlandırılmışlardır. Yükselen enerjilerde tüplerin sayılarının ve uyumluluklarının artması dairesel hızlandırıcı fikrini ortaya koymuştur. Sabit yarıçap üzerinde indüksiyon yoluyla uyarılan elektrik alanının yine sabit yarıçaplı yörüngelerde parçacıkları hızlandırması ilkesine dayanan BETATRON, aynı RF kaviteden geçirilerek her defasında daha büyük yarıçaplar çizerek hızlandırma yapan MİKROTRON, D şekilli karşılıklı iki magnet arasındaki boşlukta uygulanan RF hızlandırma geriliminden yararlanılarak spiral yörüngelerde hızlandırma yapan SİKLOTRON, dairesel yörünge boyunca her defasında RF kavitenin frekansının eş zamanlılık koşulu ayarlanacak şekilde arttırılması ilkesine dayanan ve sabit yarıçaplı yörüngelerde dipol magnetler aracılığı ile tutulan ve kuadropol magnetler aracılığı ile odaklamanın yapıldığı SİNKROTRON dairesel hızlandırıcılar olarak art arda geliştirilmiştir[9].

1940'lı yılların sonlarından başlayarak gelişen teknoloji ile ortalama her yedi yılda bir hızlandırıcılarla ulaşılan enerjinin üst sınırı 10 kat artmış ve günümüzde TeV (10^{12} eV) mertebesinde enerjilere ulaşmıştır. Parçacık fiziğinin vazgeçilmez deneysel aygıtları olan hızlandırıcılar günümüzde temel parçacıkların üretimi, ikincil demetlerin üretimi, sinkrotron ışınımı üretimi, serbest elektron lazerlerinin üretimi ve başta temel araştırmalar olmak üzere, endüstriyel ve teknolojik ürünlerin imalinde ve kalite kontrolünde kullanılması ile özellikle gelişmiş ülkelerde temel bilimlerin, mühendisliğin, tıbbın ve teknolojinin gelişmesinde kilit rol oynamaktadır [9].

Parçacık hızlandırıcılarının günümüzde başta parçacık fiziği ve nükleer fizik deneyleri olmak üzere malzeme fiziğinden yüzey fiziğine, x-ışınlarından nötron terapisine, proton terapısından iyon implantasyonuna, petrol ve gaz yataklarının arınmasından çevre atıklarına, gıdaların korunumundan izotop üretimine, nükleer atıkların temizlenmesinden toryuma dayalı santrallere, polimerizasyondan litografiye, anjiyografiden baca gazlarının temizlenmesine, mikrospektroskopiden güç mühendisliğine, sinkrotron ışınımından serbest elektron lazerlerine, ağır iyon füzyonlarından plazma ısıtılmasına 300'ün üzerinde kullanım alanı mevcuttur [10].

Hızlandırıcıların genel amacı, istenilen enerjideki bir tür parçacık demetini bir hedef üzerine göndermektir. Bir elektronik alet olan hızlandırıcı, yüklü parçacık kaynağına (sıcak bir telden yayılan e^- veya bir iyon kaynağından gelen protonlar), parçacıkları hızlandırmak için bir E alana (10^7), ışığın doğal eğilimi olan dağılmayı önlemek için odaklama elemanlarına, ışını istenilen doğrultuda hedef üstüne yönlendirmek için sapıtıcılara ve parçacık demetinin hava molekülleri ile çarpışıp saçılmasını önlemek için bütün elemanları yüksek vakumda tutacak bir odaya sahip olmalıdır. Bir hızlandırıcıyı tanımlamak için kullanılan önemli parametreler, birim zamanda hızlandırılan parçacık yoğunluğunu içine alan demet akım şiddeti, demet akısı ve demetin enine boyutlarıdır. Şayet sözkonusu bir çarpıştırıcı ise en önemli iki parametre birim zamanda ve birim yüzeyde etkileşme oranını veren ışınlık (L , luminositi) ve yeni parçacıklar üretmek üzere kullanılabilir enerjinin ölçüsü olan kütle merkezi enerjisidir (E_{cm})[11].

Hızlandırıcılar tasarım amaçlarına göre farklılık gösterirler. Bazı durumlarda yüksek enerji bazı durumlarda da yoğunluk önemlidir. Elektron hızlandırıcıları (e^- düşük gerilimlerde bile görecelidir ve madde içinde uzun menzile sahiptir.), ağır iyon (genel olarak göreceli değildir ve madde içindeki menzilleri çok kısadır.) hızlandırıcılarından önemli ölçüde farklıdır. Ağır iyonların kısa menzilli olması, iki vakum odasını birbirinden ayıran en ince bir tabakadan bile geçemeyen ağır iyonlar için, tüm hızlandırıcıların bir vakum odasına sahip olmasını zorunlu kılar.

Hızlandırıcılar genel olarak düşük, orta ve yüksek enerjili hızlandırıcılar olarak sınıflandırılırlar.

Düşük-enerjili hızlandırıcılar, 10-100 MeV arasında enerjilere sahip olan parçacık demetlerini üretmek için kullanılır [12].

Orta-enerjili hızlandırıcılar, yaklaşık olarak 100-1000 MeV arasında çalışır. Bu enerjilerde nükleonların çekirdekle çarpışmalarında π -mezonları oluşur. Bundan dolayı bu hızlandırıcılar nükleer kuvvette mezon değiş-tokuşunu incelemek için kullanılır [12].

Yüksek-enerjili hızlandırıcılar, 1 GeV (1000 MeV) ve daha yüksek enerjilerde parçacık demetleri üretir. Bu hızlandırıcıların amaçları nükleer yapıyı araştırmaktan ziyade yeni parçacık çeşitleri üretmek ve onların özelliklerini incelemektir. Burada asıl amaç mümkün olan en yüksek kütle-merkezi enerjisine ulaşmak ve maddenin orijinini araştırmaktır [12].

Bütün hızlandırıcılarda genel olarak kullanılan donanımın bazı parçalarını inceleyelim.

Bu parçaların ilki hızlandırılacak iyon veya elektron demeti yayınlayan iyon kaynağıdır. Hızlandırıcının çalışmasında (iyonlarla), bir gaz elektriksel boşalma yoluyla iyonlaştırılır ve pozitif yüklü iyonlar 10 kV potansiyelde tutulan negatif yüklü elektroda doğru hızlandırılarak dışarı atılır. Bazı uygulamalarda negatif iyon demeti, yani fazladan bir elektron kabul eden nötr atomlar gereklidir. Eğer pozitif iyon demetini gevşek bağlı elektronları olan nötr bir gazdan geçirirsek, pozitif iyonların, elektronları yakalayıp negatif iyonlara dönüştürme olasılıkları çok yüksektir.

Hızlandırıcılarda taşıma (veya demet optiği) sistemi, demeti odaklayan ve istenen yol üzerinde bükülmesini ve saptırılmasını sağlayan çok sayıda elektrik ve manyetik aygıttan oluşur. Odaklama aygıtları mercek olarak adlandırılır fakat aygıtlar camdan değil manyetik alanlardan oluşur. Mercekler x ve y doğrultularında ve b bir sabit olmak üzere

$$B_x = by, \quad B_y = bx \quad (2.1)$$

şeklinde alan bileşenleri oluşturur. Demet eksenine alanın olmadığı Z doğrultusundadır.

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.2)$$

Lorentz kuvvetinin bileşenleri,

$$F_x = -qv_z B_y = -qv_z bx = -kx \quad (2.3)$$

$$F_y = qv_z B_x = qv_z by = ky \quad (2.4)$$

şeklinde olur [13].

x konumundaki parçacıklar kendilerini y eksenine doğru iten bir kuvvet hissederler ve böylece ışın x boyunca odaklanmış olur. y doğrultusundaki etki demeti dağıtır. Dört kutuplu mercekle birbiriyle 90 derece açı yapacak şekilde seri halde yerleştirilirse her eksen boyunca (x ve y boyunca) hem odaklanma hem de dağılma etkisi görülür. Net etkinin demeti odakladığı görülür [13].

Bükücü mıknatıslar (optikteki prizmalar gibi) demetin yönünü değiştirir ve bileşenlerine ayırır (çünkü yüklü bir parçacığın yörüngesinin eğrilik yarıçapı momentuma bağlıdır). Bükücü mıknatıslar reaksiyon ürünlerinin oluşturduğu demeti incelemede büyük yarar sağlar [13].

Son olarak, her hızlandırıcının önemli parçaları, reaksiyon ürünlerinin özelliklerini, enerjilerini, zamanını ve yönünü kaydetmek için kullanılan saptama ve analiz aygıtlarıdır. Bu aygıtlar parçacık fizikçileri tarafından yüksek enerjili reaksiyonların çok zor ve nadir açığa çıkarılan ama daima yüksek enerjili olan ürünlerini incelemek için kullanılır [13].

Parçacıklar, kendilerinin elektromanyetik etkileşimleri boyunca hızlandırılırlar. Sadece elektriksel olarak yüklü olan parçacıklar kolayca hızlandırılabilirler ki bu parçacıklar kendiliğinden olan ışımaya karşı kararlıdırlar. Bu tanıma uygun olan parçacıklar, elektron, proton, kararlı çekirdekler ve onların antiparçacıklarıdır [13].

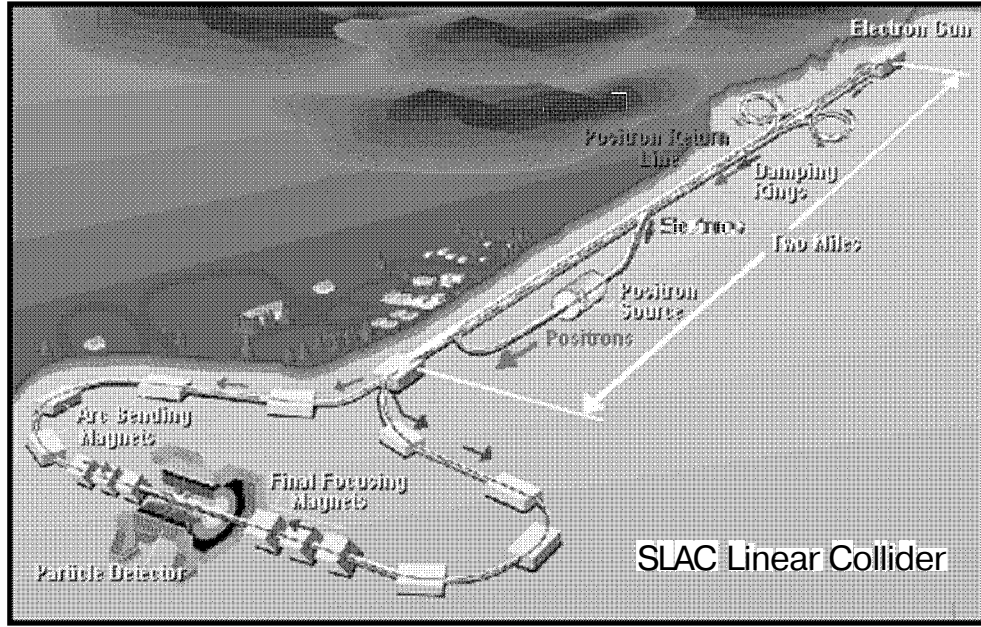
Enerji, büyük kütlelerin üretimi ve kısa mesafeli fenomenleri çalışmak için önemlidir. Hassas ölçümler yapmak için yeterli enerji ve ışık şiddetine ihtiyaç vardır.

Hızlandırıcılar iki sınıfa ayrılabilir [13];

1. Hızlandırma işlemi için yüksek bir DC gerilim farkı kullananlar
2. Radyo Frekans salınımlı elektromanyetik alanlar kullananlar.

Lineer hızlandırıcılarında, her bir parçacık hızlandırıcı yapılarından (RF rezonans boşlukları) ardışık olarak bir kere geçer. Dairesel hızlandırıcıları da aynı hızlandırıcı yapıdan yinelenmeli olarak geçmeleri için parçacıklar kapalı bir yörünge çevresinde magnetik alan kullanılarak bükülür [12].

Işık hızlarına yakın hızlarda hareket eden elektronlar ve diğer parçacıklar için olan lineer hızlandırıcılar özel bir dalga kılavuzu içinde hareketli bir elektro magnetik dalga kullanırlar. Elektronlar dalganın tepesinde bir okyanus dalgasının üzerindeki bir sörfçü gibi hareket ederler. En büyük lineer elektron hızlandırıcısı olan ve iki mil uzunluğundaki 50 GeV'lik Stanford Lineer Hızlandırıcısı (SLAC) Şekil 2.1'de gösterilmiştir [12].



Şekil 2.1 SLAC Lineer Elektron Hızlandırıcısı.

Yüksek enerjili parçacıklar üretmek için düşük voltajın tekrarlı bir şekilde kullanıldığı iki çeşit hızlandırıcı vardır:

1. Her bir parçacığın bir kez geçtiği lineer hızlandırıcılar,
2. Her bir parçacığın kapalı bir yörünge içerisinde (tam olarak dairesel olması gerekmez) dolaştığı ve aynı hızlandırıcı yapı içerisinde tekrar geçtiği dairesel hızlandırıcılardır.

Manyetik alan, kapalı yörüngeler boyunca parçacıkların yörüngelerini bükmek için kullanılır.

2.1. Lineer Hızlandırıcılar (LİNAC)

Lineer hızlandırıcıda (linac) parçacıklar çok iyi bir yaklaşıklıkta kadar düz bir yol izlerler. Bu parçacıklar E elektrik alanının etkisi ile istenilen yönde hızlandırılabilirler ve statik E veya B alanları kullanarak manyetik merceğin etkisiyle demet içinde odaklanabilirler. Bazı durumlarda zamanla değişen harmonik alanlar radyo frekans kuadropol odaklama (RFQ) sistemi ile yapılır.

Radyo frekansı hızlandırma tekniğinin anahtar maddesi (karışım oluşturan madde) yüksek-frekanstaki güç kaynağıdır. RF (radyo frekansı) tekniğinin belirgin bir özelliği, bir

dalga-yol boşluğundaki elektromanyetik dalgalar kullanarak relativistik parçacıkları hızlandırmaktır. Hızlandırma, dalganın faz hızı parçacık hızına eşit olduğunda bir boşlukta başlar. Elektromanyetik dalganın faz hızı, dalga-yol boşluğunun yaklaşık olarak geometrik şekillenmesi ile ayarlanır [12].

Bugünkü hızlandırıcılarda, hızlandırıcı kuvveti sağlayan elektrik alanı, demet yakınındaki dielektrik ortam veya iletkenlerle şekillendirilir. Parçacıklar hızlandırıcının içinden geçerken, parçacık demetinin kinetik enerji artışı hızlandırıcının elektrik alanda depo edilen enerjisinin azalmasıyla karşılanır. Statik alanın korunumu doğası nedeniyle yüksek voltaj hızlandırıcıları, lineer hızlandırıcıların daha temel bir biçimi maksimum sabit elektrik potansiyeli ile maksimum parçacık kinetik enerji kazancına sınırlandırılmıştır. Bu ise iletkenlerin bir düzlem ile desteklenebilir veya yapılabılır olmasını gerektirir. Pratik durumlarda bu birkaç milyon voltur. Eğer hızlandırıcı elektrik alan zamanla değişiyorsa, sürekli hızlandırma sağlanabilir. Bu oluşturulabilirse, maksimum parçacık kinetik enerjisine fiziksel bir limit gelmez. Linak'da hızlandırıcı alan enerjisinin önemli bir kısmı hızlanan dalgada bulunur. Hızlandırıcı kuvvet hızlandırıcının ekseni boyunca E büyüklüğü ile orantılıdır ($F = qE$). İlerleyen dalga alanı zamanla ve hızlandırıcı boyunca z uzaklığı ile değişir.

$$E = E_0 [w(t - z/v_w)] + \varphi_i \quad (2.5)$$

Burada w dalganın frekansdır. v_w dalganın faz hızı ve φ_i sabittir. Hızlandırmanın başında dalga boyunun, başlangıç değeri hesaplanır. ($t = 0, z = 0$) Eğer hızlandırılan parçacıklar hızlandırıcı ekseni boyunca v_p hızına sahipse onların konumu:

$$z = v_p t \quad (2.6)$$

olur.

Sonuç olarak, eğer linak $v_w = v_p$ olacak şekilde kurulursa, parçacıklar z-ekseni boyunca sabit bir kuvvet tarafından hızlandırılırlar.

$$F = qE_0 \cos(\varphi_i) \quad (2.7)$$

Hızlandırıcının etkin olması parçacığın salınımlı alanı sadece dalga tepeleri yakınında ($\varphi_i = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$) yakalaması gerekir. Böylece zamanla değişen alanlara uygun linaklardaki bu

demetler paketçikli 'bunched' halde olmalıdır. Paketçiklerin aralığı $v\lambda_w/c$ 'dir. Burada A hızlandırıcı harmonik alanın serbest-uzay dalga boyudur. Hızlanan parçacıkların hızları;

$$v_p/c = \left\{ 1 - \left[1 / (1 + (T/m_0c^2)) \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (2.8)$$

Burada T hızlanan parçacığın kinetik enerjisi, m_0c^2 durgun kütle enerjisi, c ışık hızıdır. Kinetik enerji, durgun kütle enerjisinden çok küçük ise. $T \ll m_0c^2$ durumunda ,

$$vp \approx (2T/m_0c^2) \quad (2.9)$$

ifadesine indirgenir. Durgun kütle enerjisi kinetik enerjiden çok fazla ise;

$$vp/c \approx 1 \quad (2.10)$$

yaklaşıklığı bulunur. Denklem (2.10) , hız ile kinetik enerji arasındaki bağıntıyı verir. Linaklar için ön hızlandırıcılar, yüksek voltaj *dc* veya *puls—dc* hızlandırıcılarıdır. Birkaç yüz kilowattan, birkaç yüz milyon voltlara kadar çalışırlar. Protonlar ve ağır iyonların durgun enerjileri bir kaç GeV'dir. Bunlar ön hızlandırıcıdan c ' nin sadece küçük bir kesri olan hızlarda çıkarlar. Elektronlar 511 keV lik bir durgun kütle enerjisine sahiptir. Öyle ki, 80keV lik bir ön hızlandırıcı, elektronların hızını $0,5 c$ ' ye kadar çıkartılabilir. Hızlandırıcıda dalganın verimli bir şekilde elde edilebilmesi için gerekli olan düzenlemeler, istenen dalga hızına bağlıdır. Proton, ağır iyon ve elektronlar için linakların düzenlenmesi farklıdır [12].

2.1.1. Proton ve ağır iyon linakları

İlerleyen dalga sistemi, parçacık hızlarının c 'den çok az olduğu durumlarda işlemez çünkü; dalga, parçacığın hızını yakalaması için yeteri kadar yavaşlatılamaz. Eğer dalga hızı parçacık hızından büyükse, dalga her bir parçacığı geçer. Geçerken azaltıcı kuvvetlerle karşılaşır. İlerleyen dalga yerine, duran dalga kullanılırsa ve iletken sürüklenme tüpleri negatif alan bölgesindeki parçacık izlerinin yakınına yerleştirilirse bu parçacıkların alanları korunur. Hızlandırma, sürüklenme tüpleri ile negatif alanlar tarafından etkilenmeyen tüpler boyunca sürüklenen parçacıklar arasındaki boşlukta veya aralıkta yer alır. Çoğu duran dalga lineer hızlandırıcıları, sürüklenme tüpleri enine hareketi içermesi için odaklama aletleri bulundurur. Sürüklenme tüpü lineer hızlandırıcıları, proton veya ağır iyonların hızlandırılmasında kullanılır. Yüksek yoğunluk demetleri üretme yeteneğindedir. Sürüklenme tüplerinin bulunması duran dalga lineer hızlandırıcısındaki frekansın seçimini etkiler. Hızlandırıcı frekans, sürüklenme

tüplerinin çok küçük odaklama elemanları içermesi nedeniyle çok büyük olmaz. Proton lineer hızlandırıcısında yaklaşık 200 MHz frekans kullanılır. Ağır iyon lineer hızlandırıcıları daha düşük hızda enjeksiyon yapar [12].

Linaktaki RF boşluklar, yani hızlandırıcı bölgesi elektromanyetik alan içerir. 200 MeV'lik proton linakı yaklaşık 650 uzunluğundadır. Puls uzunluğu ortalama RF gücü sadece birkaç kV olacak kadar kısadır. Her bir kavite için ayrı yükselticiler, ana osilatör tarafından eş zamanlılık sağlar. 200 MeV'lik protonların 200 mA'lık pik akımları proton sinkrotronu için enjektörlerle kazanılır. Puls uzunluklu lineer hızlandırıcılar, yüksek yoğunluk istenilen uygulamalar için yapılır. Daha yüksek enerjiler için bir duran dalga linakı, ilerleyen dalga linakına enjekte edilmek için kullanılır. Bu durumda parçacığın hızı ışık hızı (c) ile karşılaştırılabilir değerdedir. Duran dalga linakları, sürüklenme tüpleri ve bakır, neobiyum gibi süper iletken metallere yerleştirilebilir ve geri kalan sistem 2-4 Kelvin süper iletken sıcaklığına kadar soğutulur. Bir süper iletken ağır iyon linakı, LHC'de yer almaktadır. Süper iletkenin kullanımı uzun puls ve sürekli dalga linakları için ekonomiktir. Parçacıklar Faraday kanununa göre zamanla değişen manyetik alanla indüklenen elektrik alanlar tarafından hızlandırılır. Bir lineer indüksiyon hızlandırıcısında, manyetik alanlar eş zamanlı olarak puls şeklindedir. Lineer indüksiyon hızlandırıcıları, kısa pulslu (10-50 ns), yüksek şiddetli (1000A) ve 10-50 MeV enerjili demetler üretmek için kullanılırdır [12].

2.1.2. Elektron lineer hızlandırıcıları

Bu çeşit linakta dalga hızı, ışık hızından daha az olarak sabittir. Verimli bir iletken düzenlemesi, ihtiyaç duyulan boyuna elektromanyetik hızlandırma dalgasını destekler. Bu dalga kılavuzu silindirik bir borudur. Periyodik olarak çeyrek ve yarım dalga boyları arasında yer alan diyaframlarla yüklenmiştir. Dalga hızı borunun çapı ile kontrol edilir ve dalga boyuna yaklaşık olarak eşittir. Gücün aktığı hız, dalga kılavuzu diyaframındaki deliğin boyutları ile kontrol edilir. Böyle bir linakın çalışma dalga uzunluğu verimli bir hızlandırma için ve verimli bir hızlandırıcı dalga ile taşınan mikrodalga gücünün üretimi için aynı zamanda bir ihtiyaç olarak ortaya çıkar. Çalışılan dalga uzunluğu 3-30 cm'dir ve bugün en çok 10 cm. kullanılır. 10 cm. çalışma dalga boyunda 0,02mm. tolerans verilmelidir. Daha kısa dalga boylarında toleranslar daha küçüktür [12].

Ana osilatör tarafından uygun senkronizasyonla çok sayıda birim ihtiyaç duyulduğu kadar dizilebilir. Bakır (Cu) hızlandırıcı, dalga kılavuzu bunun metresi başına 3-5,4 MW'lık bir güç için, uzunluğun metresi başına 15-20 MV'lık etkin hızlandırıcı olarak devam

ettirilebilirler. Böylece Stanford Lineer hızlandırıcısının 3000 m çıkış enerjisi, 50 MW' da puls yapan güç yükseltici yaklaşık 50 GeV civarında olacaktır. Magnetron tüplerin birkaç milyon elektronvolt çıkış enerjili linaklar için güç kaynakları olarak kullanıldılar. Klystron amplifikatörleri mikrodalga frekanslarda geçerli seçimdir. Bugün Klystronlar 50 MW pik gücünde ve birkaç mikrosaniye puls uzunluklu olarak yayılabilmektedir. 1GW'a kadar kapasiteli tüpler, 1 mikrosaniyenin kesrine kadar düşünülmektedir [12].

Proton veya ağır iyon linakı gibi, normal bakır iletken yerine süperiletken yerleştirmek mümkündür.

2.2. Dairesel Hızlandırıcılar

Lineer hızlandırıcılara benzer şekilde, dairesel hızlandırıcılarda zamanla değişen alanlar parçacıkları hızlandırmak için kullanılır. Ayrıca burada parçacıkları kapalı bir yol etrafında bükerek tekrar hızlanan yapıya getirmek için magnetik alanlar olmalıdır. Hızlandırıcı yapılar ve magnetik alanlar değişik hızlandırıcılarda çok farklı olabilir.

2.2.1. Siklotron

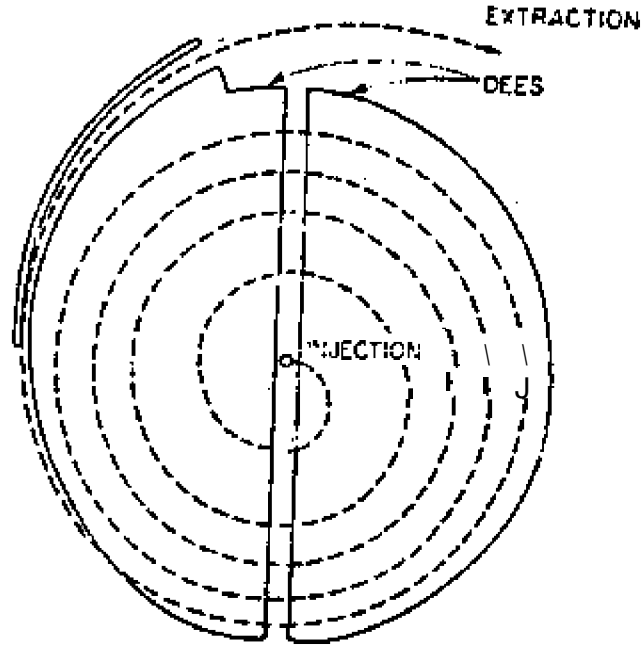
Bir yarık boyunca geçirilen elektronlarda voltaj maksimum iken elektronlar her bir yarığa ulaşır ve voltaj iki yarık arasında salınım yapar. Elektronlar her bir yarıқта hızlandırılır. Bu durum bir radyo frekansında salım için voltaj gerektirir. Elektronun kinetik enerjisiindeki kazanç (AE) sistemdeki maksimum voltajla (2.12)'de görüldüğü gibi orantılıdır.

$$\Delta E = 2eV_{\max} \quad (2.11)$$

Esas itibariyle, eklenebilen hızlandırıcı yarıklarının sayısı için bir sınır yoktur. Radyo Frekansı tekniği (RF), küçük genişlikteki V_{\max} 'ın, bir saçılma voltajı kullanılarak büyük bir enerji için bir yüklü parçacığın hızlandırılmasına izin verir[13,14].

En eski dairesel hızlandırıcı Lawrence tarafından bulunan ve ilk olarak 1932 yılında Lawrence ve Livingston tarafından kullanılan siklotronudur. Siklotronunda, parçacıklar siklotronun merkezine enjekte edilir ve dışa doğru spiral şeklinde hızlandırılır. Zamandan bağımsız düzgün manyetik alan bükülme ile bu spirallerin oluşmasını sağlar. Siklotrondaki geçit tüpler içi boş oyuklar şeklindedir. Parçacıklar tüp'ler arasındaki yarıktan geçerken hız kazanır. Şekil 2.2 Dee'ler içindeki siklotron yörüngelerini gösterir.

Hareket kanunlarına göre, parçacığın hızı ışık hızına yaklaştığında, yani özel rölativitede, parçacığın kütlesi arttıkça enerjisi de artar, yüksek enerjili parçacığın hızı fazla artmaz, bundan dolayı yarıktan geçişlerin frekansı azalır ve parçacıklar yoldan çıkar. Bu problemi çözmek için çeşitli sistemler bulundu. Bunlardan birisi sinkro-siklotrondur. Bu hızlandırıcıda gerilim frekansı hızlandırılmış parçacık paketçiklerini yörüngede tutmak için zorlar. Sinkrosiklotron hızlandırılmış parçacık paketçiklerini anında oluşturur. Sinkrosiklotron protonları 750 MeV enerjiye kadar hızlandırabilir. Bunlar büyük ölçüde bölge- odaklama siklotronları denilen AVF (Azimuthaly Veriying Field) siklotronlardır. Burada magnetik olan yarıktan geçiş frekansını sabit tutacak şekilde periyodik olarak değişir. Siklotronlara benzer şekilde, AVF siklotronları da sürekli paketçik demetleri oluşturur. Şiddet olasılığı sinkrotrondakinden daha büyüktür ve bilimsel araştırmalar için çok kullanılır [12].



Şekil 2.2 Siklotronun şematik tasarımı [64].

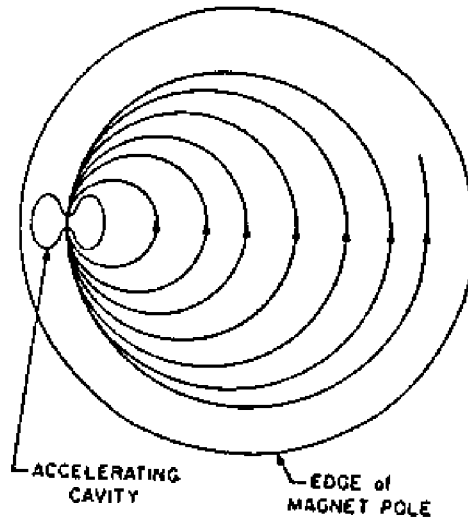
2.2.2. Sinkrosiklotron

1945'te, parçacık enerjilerinin (λmc^2) tersi ile eş zamanlı olarak alanın çeşitli frekansları ile bir siklotrondaki relativistik hızlara parçacıkların hızlandırılması için bir alet bulundu. Bu alet sinkrosiklotron olarak adlandırıldı.

Bir sinkrosiklotronda, bir klasik siklotrondaki gibi çok büyük bir voltaj döngüsüne sahip olmak için, daha uzun bir ortalamaya sahip olmak gerekmez. Hızlandırıcının her devri, genellikle 10 keV döngüsü civarında alınarak seçilir. Büyük bir manyetik alanın üretildiği bir limit oldukça, elde edilebilen maksimum enerji yapılabilen büyük bir alet tarafından sınırlanır. Sinkrosiklotronun enerji limiti 700 MeV civarındadır [12,14].

2.2.3. Mikrotron

Rölativistik etkiler siklotronlar için bir limit koyar. Elektronlar için düşük enerjilerde en uygun olan mikrotrondur. Basit bir mikrotronda elektron yörüngeleri hızlandırma kavitesine teğet olan bir dizi dairedir. Bu dairelerden her birinin dönme periyodu hızlandırma gerilimi toplam periyot sayısından farklıdır ve elektron bunchları hızlandırma gerilimi ile aynı fazdadır. Bu basit yörüngeler Şekil.2.6'da gösterilmiştir. Mikrotronlar koşu yolu biçiminde yapılır ve elektronları 100 MeV'den daha büyük enerjilere kadar hızlandırmak için kullanılır [12].



Şekil 2.3 Mikrotronun şematik tasarımı [12].

2.2.4. Sinkrotron

Bir sinkrotronda, yüklü parçacıklar bir vakum borusunda sabit yarıçaptaki magnetlerin halkasından geçerek sürüklenirler. Dairesel yörüngelerdeki bir veya daha fazla yerde parçacıklar hızlandırılmak için radyo frekansı (RF) uygulanan boşlukta sürüklenirler. Her bir parçacık RF boşluğu boyunca sıralanan her bölümde enerjisini biraz daha artırır. Parçacığın yörüngesinin yarıçapı sabit oldukça manyetik alan, parçacıkların enerji isindeki artış ile sinkronizasyonu artırmalıdır. Sinkrotron elektronları, protonları ve ağır iyonları hızlandırabilmek için kullanılabilir [12].

1 GeV den büyük enerjiler farklı şekillenmiş sinkrotron gerektirir. Diğer tartışılan tüm dairesele hızlandırıcılarda manyetik alanlar zamanla değişmez idi. Sinkrotronda parçacığın enerjisi hızlandırma geriliminin radyo frekansına bağlı olarak arttıkça, manyetik alanda artar. Parçacık yörüngesinin yarıçapı sabittir. Sinkrotron manyetik alanlarının sabit alan şekillenmelerinde olduğu gibi, tam daire değil de, daha çok küçük deliklere kadar yayılması gerekir. Bundan dolayı sinkrotron GeV mertebesindeki enerjiler için daha ekonomik tasarımıdır. Çevre uzunluğu 4 mil, yani 6 km. olan en büyük sinkrotron protonları bir TeV' e yakın enerjilere kadar hızlandırılabilir [12].

İlk elektron sinkrotronu 1946'da dönüştürülen bir betatrandan yapılmıştır. İlk proton sinkrotronu olan cosmotron 1952'de Brookhave ulusal laboratuvarında yapılmış ve 3 GeV enerji kazanılmıştır. Hızlandırıcının boyutu, hızlandırıcının artan enerjisiyle artar [12].

Elektron sinkrotronlarının prensibi ve manyetik alan şekillenimi proton sinkrotronlarındaki gibidir, fakat elektron sinkrotronlarının kendine has özellikleri de vardır. Yüklü parçacıklar hızlandıkları zaman elektromanyetik ışına yaparlar. Hızlandırıcılar da buna sinkrotron ışması (radyasyon) denir. Elektron gibi hafif parçacıklar, eğer içe doğru dönmeyip duvarla çarpıyorsa o kadar büyük enerji kaybı olur ki, bunun tekrar sağlanması gerekir. Elektronun kinetik enerjisi T ve dairenin yarıçapı p olmak üzere, her devir başına enerji kaybı

Ar,

$$\Delta T = 88.5(T^4 / p) \quad (2.12)$$

şeklindeyir. Burada T GeV ise AT KeV mertebesinde olur, p ise metre boyutundadır. Sinkrotron ışması şeklindeki bu enerji kaybı T arttıkça, hızlı bir şekilde artar. Hızlandırıcı sistem bu enerji kaybını ortadan kaldırmak için, çok iyi bir hızlandırma gerilimini sağlamalıdır. Radyo frekans sistemleri bu işlemi yerine getirmek için çok büyük olmalıdır [12].

Parçacıkların otomatik olarak hızlandırıcı mekanizması ile faza varmaları için parçacıkların kararlılığı, ayarlı saçak manyetik alanlar tarafından elde edilir. Bu ayarlamalar zayıf odaklama olarak adlandırılır. Zayıf odaklama tekniği vakum odasının çok büyük bir tesir kesitini gerektirir. Çünkü parçacık yörüngelerindeki salınımlar büyüktür [12].

Güçlü odaklama tekniğinde ise, salınımlar yatay ve dikey uçuşların ikisinde özellik odak ve odak olmayan magnetlerin girişi ile önemli oranda azaltılır [12].

Elektron sinkrotronunda, enerji sinkrotron radyasyonu tarafından sınırlanır. Enerji, yarıçapa ters orantılıdır ve parçacık enerjisinin 4.kuvveti gibi sinkrotron radyasyon çeşitlerinin miktarından söz eder [12].

Bir proton sinkrotronunda, enerji, sabit yarıçaptaki magnetlerin alan gerilmeleri ile sınırlanır. Böylece daha yüksek bir enerji makinesi, yarıçapı büyük olan magnetlerle yapılabilir. En büyük proton sinkrotronları 1km yarıçapa sahip olan LHC'deki süper proton sinkrotronu ve Fermilab'daki Main Ring ve Tevatronlardır. Fermilab main ring 500 GeV enerjiye sahiptir ve CERN SPS 450 GeV'dır. Fermilab ve Tevatron, main ring altındaki aynı tünelde yapılmış ve 1TeV enerjiye varabilir [12,14].

2.2.5. Betatron

Elektronlar için ilk dairesel hızlandırıcı olan betatron, 1940'ta D. W. Kerst tarafından icad edilmiştir. Lineer hızlandırıcılar gibi, parçacıkları dairesel indüksiyonla da hızlandırmak mümkündür. Dairesel indüksiyon hızlandırıcılarına betatron denir. Bunlar elektron hızlandırmak için kullanılır, çoğu betatron tıbbi ve endüstriyel amaçlarla 20- 30 MeV enerjili elektronları elde etmek için kullanılır. En büyük betatron 300 MeV enerjili elektronlar üretebilir [12].

Betatronda, elektronlar sabit yarıçapın (r)yörüngesinde dirler. Hızlandırma, elektron yörüngelerinin ilmeği boyunca değişen bir magnetik akının (Φ) uygulanmasından gelir. Faraday'ın indüksiyon yasası;

$$\oint dl \cdot E = -\frac{d\Phi}{dt} \text{ veya, } 2\pi r E = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (2.13)$$

şeklinde ifade edilir.

İndüklenmiş elektrik alan;

$$E = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (2.14)$$

ve momentumdaki değişim;

$$\frac{dp}{dt} = -eE = -\frac{e}{2\pi r} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (2.15)$$

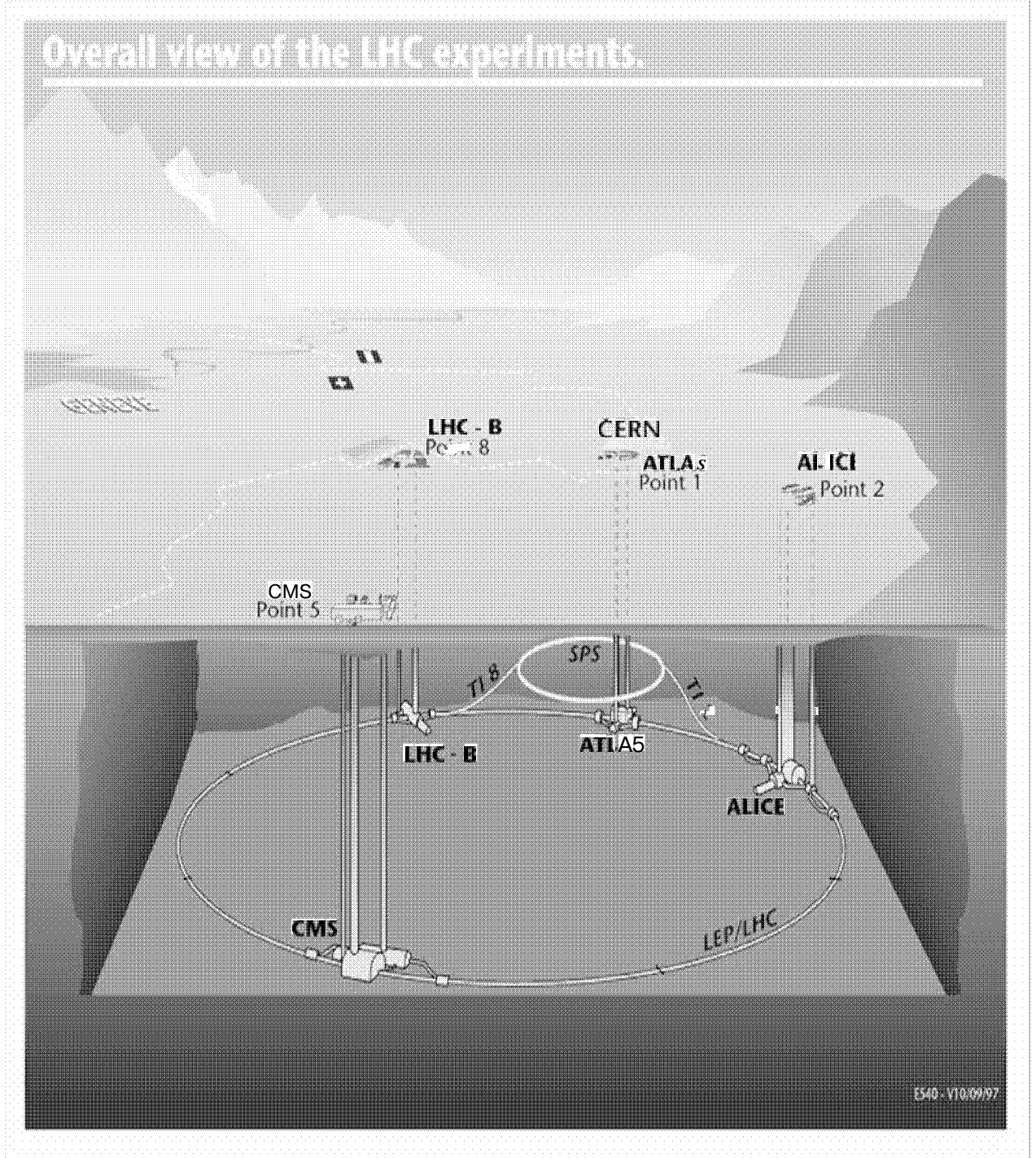
şeklinde. Betatronda elektronlar, elektrik alan tarafından hızlandırılıp manyetik alan tarafından dairesel yörüngede tutulurlar. Bu hızlanma, (ivmelenme) elektronlarda ışımaya sebep olur. Benzer dairesel devinimlerde yüklü bir parçacıktan yayılan radyasyon siklotron radyasyonu olarak adlandırılır [12,14].

2.3. Avrupa Parçacık Fiziği Laboratuvarı CERN

CERN parçacık fiziği laboratuvarı İsviçre-Fransa arasında kurulmuş bir araştırma merkezidir. Laboratuvarında temel olarak proton, elektron ve iyon hızlandırıcıları ve çarpıştırıcıları bulunmaktadır. Sinkrotron tipi dairesel makinelerin geliştirildiği ve yaygın olarak kullanıldığı yıllardan başlayarak CERN'de önce proton makineleri geliştirilmiştir. Proton Sinkrotronu (PS) hızlandırıcısı bugün hala çalışan ve protonları 26 GeV'lik enerjiye hızlandıran bir makinedir. PS 50 MeV doğrusal hızlandırıcı ve 1 GeV'lik başka bir sinkrotrondan (booster) beslenmektedir. Protonlar, bir lineer hızlandırıcıya ve bir itici sinkrotrona 3,5 GeV için hızlandırılır. Protonlar 26 GeV'e hızlandırılmak için proton sinkrotronu içine enjekte edilir. Super Proton Sinkrotronu (SPS) makinesi PS'den aldığı 26 GeV'lik protonları 450 GeV'e kadar hızlandırır. Proton-proton çarpıştırıcı ışın fiziği için protonlar ISR içine enjekte edilirler. Sabit-hedef fiziği için proton ışını çeşitli ikincil iyonların olduğu alanın içine aktarılır. Proton ışını, proton-antiproton çarpışmalarının çarpışmaları için kullanıldığında, proton sinkrotronundan proton ve antiproton üretmek için özel bir hedefe gönderilirler. Antiprotonlar, 3,5 GeV gibi tipik bir değer civarında momentumdaki bir yayılma ile üretilir. Bu antiprotonlar, antiproton toplayıcı olarak adlandırılan özel bir toplama halkasında toplanır. Antiproton toplayıcısında parçacıkların momentumundaki yayılma soğutma ile azaltılır. Soğutma sürecinde antiprotonların durumu halkada elektronik olarak hissedilir. Antiprotonların ilerisine doğru varan bir elektriksel sinyal çap boyunca halkanın karşı tarafına gönderilir. Bu sinyal, 3,5 GeV'in merkez değerine daha yakın ortalama momentum yapmak için antiprotonların nasıl hızlandırılacağını söyler. Antiproton ışını yeteri kadar yoğun olduğunda toplanır, proton sinkrotronuna gönderilir (PS) ve daha sonra süper proton sinkrotronunun (SPS) içine gönderilir.

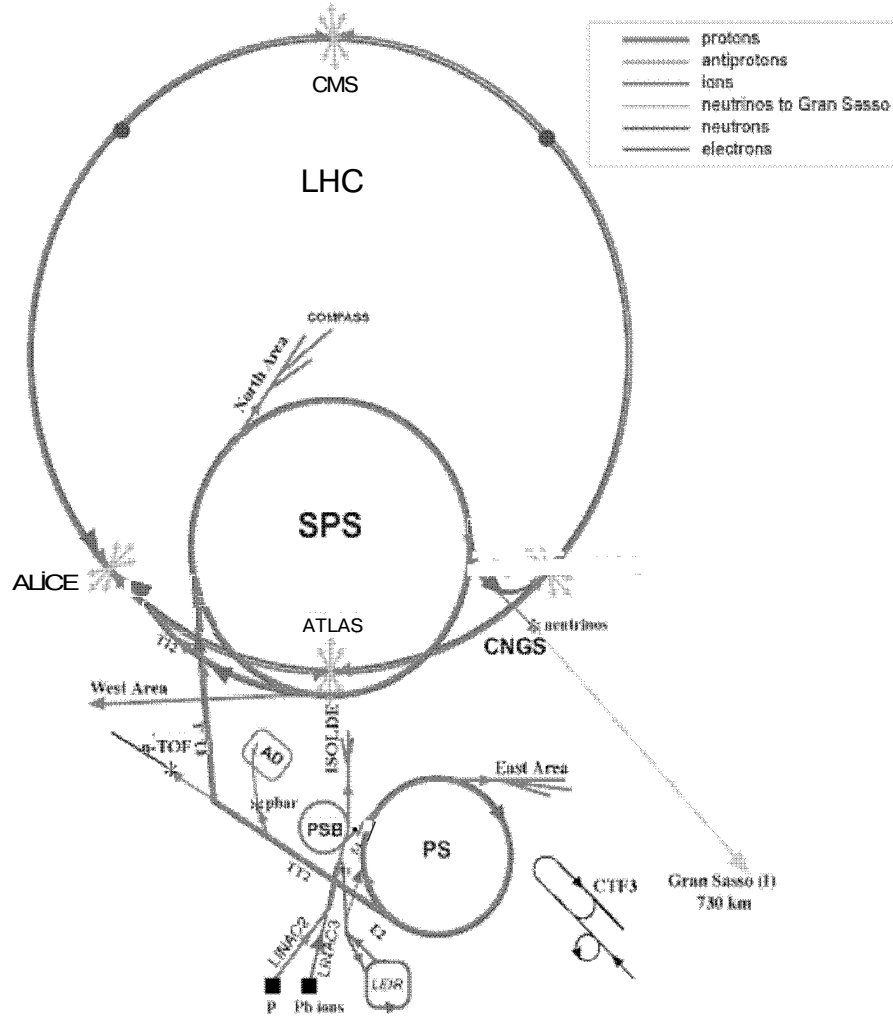
Protonlar ve antiprotonlar zıt yönlerde ilerleyerek süper proton sinkrotronunun içine enjekte edilir. İki parçacık tipinin birçok demeti daha sonra eş zamanlı olarak yüksek enerjilere hızlandırılır ve çarpıştırılır [6,15,14,16].

SPS makinası 1990 yılına kadar proton-antiproton çarpışmalarının yapıldığı bir makine olarak kullanılmıştır. SPS günümüzde sabit hedef deneylerinde kullanılan 450 GeV proton demetlerinin üretildiği bir makinadır. LEP hızlandırıcısı 1980'lerin sonunda çalışmaya başlamış dünyanın en hızlı elektronlarının dolaştığı çevresi 27 km olan bir tünelde kurulmuştur. Halen çalışmakta olan bu hızlandırıcıdaki deneyler elektron-pozitron çarpışmalarını incelemekte ve maddenin yapısını oluşturan temel parçacıkların (leptonlar ve kuarklar) sayısı hakkında çok önemli sonuçlar vermektedir. Işık hızına çok yakın hızlarda hareket eden bu proton ve elektronları hızlandıran makinalar ve çarpışmaları inceleyen dedektör sistemleri yerin 100 m altında kurulmuştur. Bunun nedeni; yüksek enerjilerde oluşan radyasyonun yayılmasını önlemektir. CERN'de aynı zamanda düşük enerjilerde de deneyler yapılmaktadır. Bu deneylerden birisinde ilk defa anti-hidrojen yani anti-atom gözlemi yapılmıştır. Ayrıca ağır iyonların hızlandırılıp çarpıştırıldığı, kurşun (Pb-Pb) çarpışmaları gibi deneyler de yapılmaktadır. CERN'de nötrino salınımlarını inceleyen deneyler de yapılmaktadır. Son yıllarda, yeni bir enerji kaynağı olarak, hızlandırıcılardan elde edilecek nötronlar ile gerçekleştirilebilecek nükleer fisyon reaksiyonları üzerinde çalışmalar yapılmaktadır. CERN'de günümüzdeki en güncel proje, dünyanın en yüksek enerjilerine (14 TeV) ulaştırılacak protonların çarpıştırılacağı LHC (Large Hadron Collider) projesidir. LEP halkasında kurulacak bu yeni çarpıştırıcı süperiletken teknolojisine sayesinde 7 TeV'lik protonları yörüngede tutabilecektir. Burada planlanan deneylerde maddenin yapısını anlama yolunda en önemli parçacık olan Higgs'in oluşumu gözlenebilecek ve bu parçacık incelenecektir [6,14,115,16].



ŞEKİL 2.4 Yerin 100 m altına kurulmuş CERN hızlandırıcılarının şematik görüntüsü [6].

2.4. LHC (Large Hadron Collider: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)



ŞEKİL 2.5 CERN'deki hızlandırıcılar [6].

LHC: Large Hadron Collider

LEIR: Low Energy Ion Ring.

SPS: Super Proton Synchrotron.

CNGS: Cern Neutrinos to Gran Sasso.

AD: Anti-Proton Decelerator.

ISOLDE: İsoptop Seperator Online Device.

PSB: Proton Synchrotron Booster.

PS: Proton Synchrotron.

LINAC: Lineer Accelerator.

Large Hadron Collider, SM ötesindeki yeni fiziği araştırmak ve SM'yi test etmek için 2007'nin Mayıs ayında çalışması planlanan yüksek enerji hızlandırıcı sistemidir. LHC'nin yapılmasındaki temel amaç, elektrozayıf simetri kırılmasının mekaniğini araştırmak, maddenin orijini keşfetmek ve bunun yanında birçok soruya cevap aramaktır. Minimal Süpersimetrik Model (MSSM) iki Higgs çifti içerir ve benzer standart parçacıklardan spini 1/2 ile fark eden süper parçacıklar içerir. Higgs çiftleri, elektrozayıf simetri kırılmasından sonra 5 Higgs bozonu olurlar. Süper parçacıklar, eğer mevcutlarsa çok sayıda bulunurlar ve LHC'de üretilebilmesi beklenmektedir.

LHC, elektrozayıf simetri kırılmasının mekaniğini araştırmak için güçlü bir alettir. LHC, SM ve MSSM için LEP2 araştırma sınırının ötesinde 1 TeV'e kadar bütün kütle oranları için Higgs oranlarını da kapsar.

LHC, daha önce yapılan çarpıştırıcıların en büyüğü, en hızlısı ve en kompleks olanıdır. İsviçre'de CERN'de yer almaktadır. LHC, $\sqrt{s} = 14$ TeV kütle merkezi enerjisinde çarpışması düşünülen protonları çarpıştıracak ve 27 km çevreli zaten var olan LEP tünelinin içine yerleştirilmiştir. Süperiletken teknolojiyle 10 Tesla'ya ulaşmak mümkün görünmektedir. Zıt yönlerde fakat eşit şiddete sahip olan iki ayrı ışın kanalı gereklidir. Tek bir donma kabı ile tek bir yapı içine yerleştirilebilen solenoidin uygun setlerini ve iki ışın kanalını içeren süperiletken magnetler önceden tasarlanmıştır. Bu, hiç kullanılmayan en gelişmiş süperiletken magnetler teknolojisi olmaktadır. Magnetlerin 8.4 Tesla değerinde magnet alanı yapabilmesi için 1.9 Kelvin ısıda süpersıvı helyum ile soğutulur. LHC makinasındaki 7 TeV enerjilerde dönen proton demetleri ilk olarak daha küçük yarıçaplı PS (Proton Synchrotron) makinasında PS'den SPS'ye (Super Proton Synchrotron) yollanan protonlar bu makinada 450 GeV enerjiye ulaşır. Buradan LHC halkasına yollanacak protonlar, 7 TeV enerjiye ulaşınca birbirleri ile halkanın iki yerinde çarpışır [12]. LHC sisteminin önemli parametreleri Tablo 5.1'de verilmektedir. İlk üç yıl

$L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-2}$ düşümlüminositide (ışınlık) çalıştırıldıktan sonra; LHC'nin tasarlanan $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}$ lüminositi değerine çıkması beklenmektedir. Burada L;

$$L = \frac{N^2 k_b f \gamma}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (2.16)$$

ile verilir. Burada N her bir demetteki protonların sayısı, k_b demetlerin sayısı, f frekans devri, γ relativistik faktör, ϵ_n normalize edilmiş dik emittans, β^* etkileşme noktasındaki

betatron fonksiyonunun değeri ve $F \approx 0.9$ ışınların saçılma açısı ile sebep olunan azalma faktörüdür.

Çizelge 2.1 LHC sistem parametreleri.

PARAMETRE	DEĞİŞKEN	BİRİM	DEĞER
Çarpışma enerjisi	\sqrt{s}	TeV	14
Enjeksiyon enerjisi	E	GeV	450
Dipolmagnetik moment	B	Tesla	8.33
Nominal luminositi	L	[cm ⁻² V ²]	10 ³³ ve 10 ³⁴
Demetlerin sayısı	k_b		2385
Normalize edilmiş dik emittans	ε_n	[μrad]	3.75
R.m.s demet uzunluğu	$\langle l_b \rangle$	[cm]	7.5
I.P. de dik ışın boyutu	σ	[μm]	15.9
I.P. de β	β^*	[m]	0.5
Saçılma açısı	ϕ	[mrad]	200
Işın ömrü	τ_{beam}	[h]	22
Demet başına parçacık sayısı	n_b		1.05x10 ¹¹
Luminositi ömrü	τ_L	[h]	10
Demet zaman farkı	τ_b	[ns]	24.95

LHC'de dört deneyin çalışması planlanmıştır. Bunlar: ALICE (A Large İon Collider) deneyi Pb-Pb çarpışmalarında üretildiği gibi yüksek enerji yoğunluklarında güçlü olarak etkileşen maddenin fiziğini çalışmaya adanmıştır. LHCb (LHC- beauty) deneyi nadir b bozunmaları ve CP bozulmasının kesin ölçümleri için çalışılır. Özellikle ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) ve CMS (Compact Muon Solenoid) çok amaçlı dedektörlerdir ki, bunlar parçacık fiziği araştırmalarının dev bir kısmını kapsar.

LHC ve Tevatron (Fermilab'ta, USA) karşılaştırılarak gösterilen süreçlerin hepsi için LHC tesir kesiti Tevatronunkinden en azından bir derece daha yüksek olduğu söylenebilir.

2.5. Atlas Detektörü

ATLAS "A Toroidal Large Hadron Collider (LHC) Apparatus" (Toroidal Büyük Hadron Çarpıştırıcı Aleti) detektörü, LHC'deki fizik çalışmaları için tasarlanmış çok amaçlı bir detektördür. Detektör, toplam uzunluğu 42 m ve yarıçapı 11 m olan silindir şeklinde bir detektördür. Sağ el koordinat sistemine göre ATLAS detektörünün enine (boyuna) kesiti Şekil 2.6'da görülmektedir. Buna göre x-ekseni LHC tünelinin merkezine doğrudur, z-ekseni tünel boyuncadır ve y-ekseni de tünelin genel eğimli halinin dik eksenine göre hafifçe bükülmüştür. Ana eksene göre parçacıkların pseudorapidity değeri şu şekilde tanımlanır[17]:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.17)$$

Burada, \vec{p} , parçacığın momentumu; p_z , \vec{p} 'nin yatay bileşeni; θ , z -eksenine göre kutup açısı.

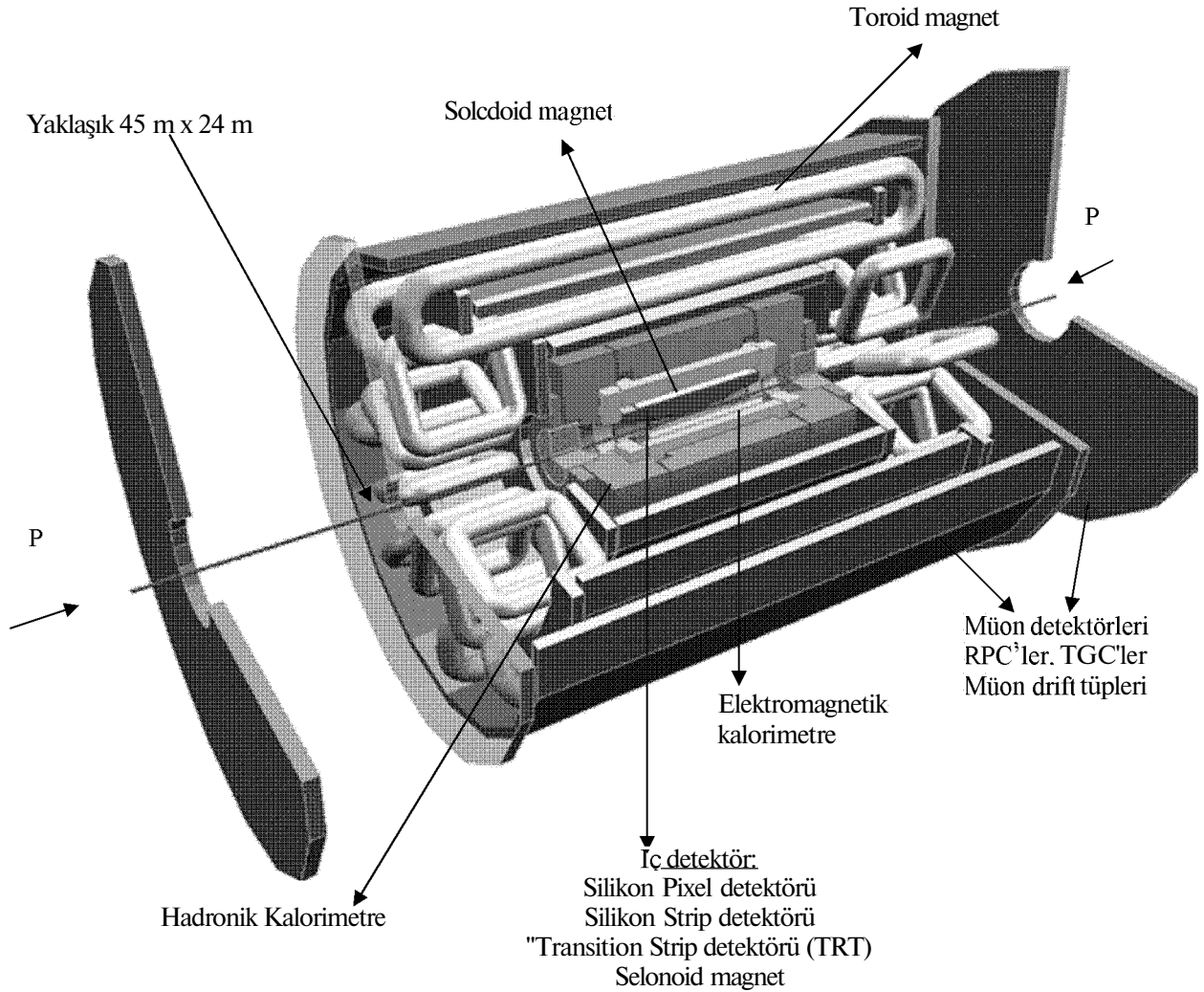
ATLAS detektörü içten dışa doğru sırasıyla iç detektör, elektromanyetik kalorimetre (EM), hadron kalorimetresi ve muon kalorimetresi olmak üzere dört kısımdan oluşur[17].

İç detektör 3.40 m uzunluğa ve 1.15 m yarıçapa sahiptir. Solenoidin içinde yer alır. Bir silikon detektörü ve bir iz belirleyiciden oluşur. Silikon tabakaları etkileşme noktasına en yakın piksel tabakalarıdır ve iz belirleyici detektör bunun dışındadır. İz belirleyici, ATLAS'ın elektron tanımlama yeteneğine ek olarak eş zamanlı bir geçiş radyasyonu detektörüdür.

Kurşun ve sıvı argon tabakaları ile bir sıvı argon elektromagnetik kalorimetre solenoid akım sarmalının dışına yerleştirilir. İleri yönde $\eta = 3.2$ 'ye düşer. Hadronik kalorimetre merkez bölgedeki bir sintilator kalorimetredir ve ileri bölgelerdeki elektromanyetik sıvı argon kalorimetresinin devamıdır. Kalorimetrenin toplam boyutları; 2.25 m yarıçapındadır ve 6.65 m uzunluğundadır.

Manyetik alanlar yük tanımlama ve momentum ölçümleri için gereklidir. ATLAS detektörü iki konfigürasyona sahiptir. Bunlar, etkileşme noktasına yakın 2 Tesla'lık solenoidal manyetik alan ve detektörü en dış kısmında 1-2 Tesla'lık toroidal manyetik alan.

ATLAS detektörünün en dış kısmı muon sistemidir. Toroid manyetik alan muon geçişi için düşük yoğunlukta saçılma ile sonuçlanan bir havalı bobin ile yapılır. Yerleştirilen iki uçkapak toroid ile uzun bir silindirik kap magnet sistemi ile $\eta = 2.7$ 'ye ulaşır. Muon sürüklenme tüpü manyetik alan içinde bir tabaka ile üç tabaka içine yerleştirilir. Daha düşük bir kararlılık ile hızlı tetikleme tüpleri tetik sistemi için ayrı olarak araçlar sağlar. LHC'deki bir detektör için önemli problem radyasyon miktarıdır. ATLAS detektörünün tamamı düşük enerji nötronlarından ve nükleer reaksiyonlardan çıkan fotonlarda radyasyona maruz kalır. Nötronlar en çok ileri bölgesinde üretilirler. Fakat düşük soğurma oranı ile bütün detektöre yayılır. Radyasyonun ağır teknolojileri detektörler ve elektronik data okumak için kullanılır [17].



ŞEKİL 2.6 Sağ el kuralına göre ATLAS detektörünün enine (boyuna) kesiti [6].

2.5.1. Magnet sistemi

Momentum ölçümünü sağlamak için yüklü olan parçacıkları yörüngede tutar [8]. Solenoid magnet, elektromanyetik kalorimetre (EM) içinde yer alır. Bu diğer detektör tasarımlarından çok farklıdır. Bu farkın sebebi diğer detektörlerde solenoid magnetlerin elektromanyetik kalorimetrenin dışında bulunmasıdır. Küçük solenoid avantajı, kompakt tasarım olmasıdır. EM kalorimetredeki küçük bir manyetik alan izlerin dik yayılmasını da azaltır. Burada sorun, kalorimetrenin önündeki madde miktarının azalmasıdır. Bu durum, kalorimetrenin aktif kısımlarına ulaşmadan önce birçok parçacığın iz yapmaya başlamalarına sebep olur.

Solenoid 4.5 Kelvin'de tutulan bir süperiletken magnettir. 2.65 m uzunluk ile iç dedektörden daha kısadır. Bunun sonucu olarak, kısa bir akım sarmalı kalorimetrenin önündeki materyalleri azaltır. Uzun bir dolanma iç detektörde manyetik alanı tek biçimli yapar. Z yönü boyunca manyetik alan, iç detektörün sonunda etkileşme noktasında 2 Tesla'dan yaklaşık olarak 0.5 Tesla'ya düşer.

Toroid magnet sistemi bir silindiriksel kap bölümü ve iki ileri sisteme bölünür. Toroid alanı ile parçacıklar alan hemen hemen dik olarak pseudorapidity oranına ulaşırlar. Bu momentum dağılımı için önemli bir faktör olan Bdl alan integralinin ileri yönde bile yüksek değerlerde tutulabileceği anlamına gelir. İleri yönde toroid alanı aynı zamanda sekiz süperiletken akım sarmalı ile şekillenir. Fakat ortak bir donma kabı içinde yer alır. Toroidal alana şekil vermek için az sayıda akım sarmalı kullanmak, bir alan şiddetiyle sonuçlanır ki, bu da ϕ koordinatı ile çeşitlenir [17].

2.5.2. Muon sistemi

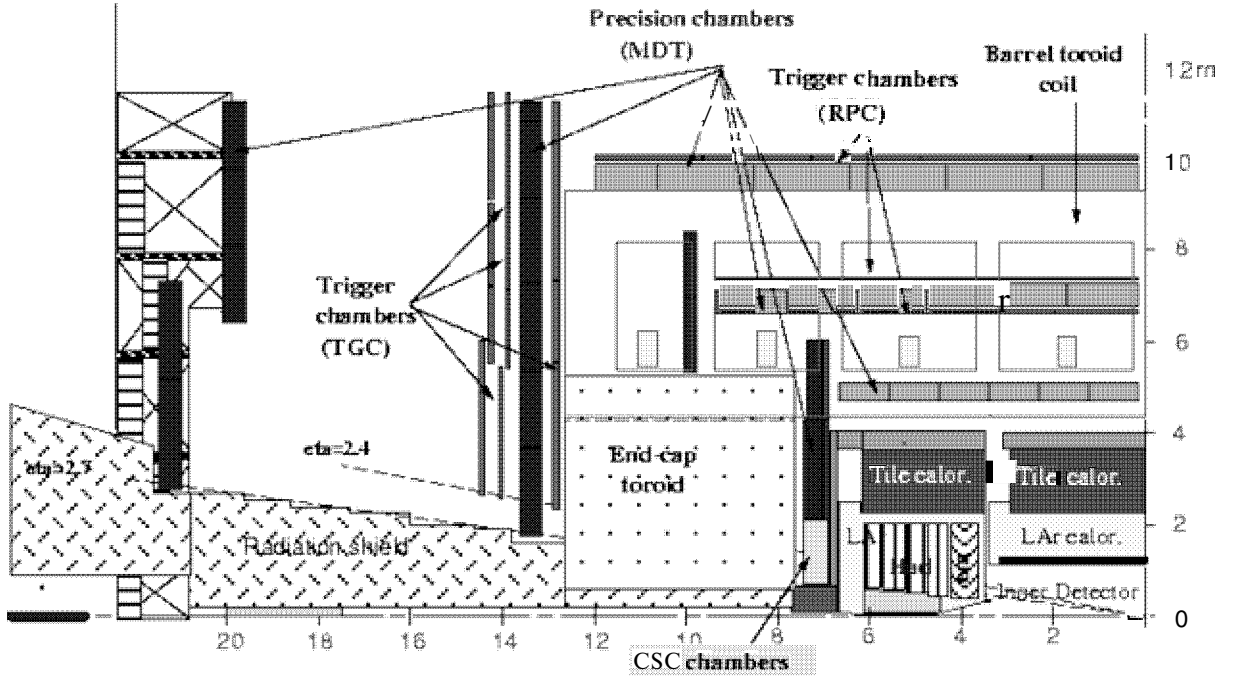
Muon kalorimetreler detektörlerin en dış kısmında bulunur ve muonların varlığını detekte eder. Muonlar bu sistemde tanımlanır ve momentumları burada ölçülür[8].

Çarpışmadan sonra oluşan yüklü parçacıklardan muonlar, kalorimetrelerden sonra detektörün en dış kısmında bulunan muon detektörlerinde algılanırlar. Muonların kütlesi elektronlardan yaklaşık 200 kat fazla olması sebebiyle atomlarla elektriksel bir etkileşmeye girmezler. Bu nedenle elektromanyetik saçanak oluşturmazlar.

ATLAS muon sistemi iki amaç için kullanılır: yüksek enerjili muonlar ile olayları seçmek için bir tetikleyici olarak ve tam bir muon spektrometresi olarak kullanılır.

Muon sisteminin en yoğun ve en yüksek verimde tasarlanması için aşağıdaki şartların yerine getirilmesi gerekir [56]:

- Düşük P_T bölgesinde iyi bir dik momentum dağılımı: sınır, fonun yüksek bir baskılanması ile muon kanalındaki $H \rightarrow ZZ^*$ bozunmasını dedekte etme kabiliyeti ile sınırlıdır. (Gelen parçacık z yönündedir ve z doğrultusundaki momentum boyuna momentum olarak adlandırılır. x ve y doğrultularındaki momentum ise P_T yani enine momentum olarak adlandırılır.)
- En yüksek P_T 'deki muon sistemi $Z \rightarrow \mu\mu$ bozunmasının tanımını ve iyi bir yük tanımını yapması için güvenli bir dağılıma sahip olması gerekir.
- Bir rapidity kapsamı $|\eta|$ (3 olmalıdır. Daha küçük bir rapidity kapsamı, kaplanmış bölge içinde bütün muonlar ile muonlara bozulan yüksek kütleli parçacıklar ile olay sayısını şiddetli bir şekilde azaltacaktır.
- Holler arasına kaçan parçacıkları engellemek için bir hermitik sistem.
- İyi bir kütle dağılımını sağlamak için iki boyutta uzaysal koordinatları ölçme.
- Hadronların ve yalancı izlerin oranı düşük olmalıdır.
- Bütün fizik kanalları için bir tetikleyici sistem. Rapidity kapsamı gerekliliği ana muon sisteminin gerekliliğine benzer.



ŞEKİL 2.7 ATLAS detektör sisteminin şeması [17].

2.5.3. İç detektör

İç detektörde parçacıkların momentumu ölçülür ve izleri gözlenir[8]. Bu kısım parçacıkların izlerinin solenoidin manyetik alanında yeniden oluşturulmasında kullanılan çok küçük bölmelere ayrılmış bir detektördür. İç detektörün en önemli noktaları aşağıda belirtilmiştir:

- Yoğun jetlerin içinden tek tek parçacıkların tanımlanması; kalorimetredeki tek parçacıklar kararlı olamazlar. Aldatıcı izlerin oranı düşük olmalıdır.
- Geniş momentum aralığında momentum ölçümü.
- Elektronlar ile fotonları ayırmak; çünkü bunlar elektromanyetik kalorimetrede benzer izler verirler.
- Yüksek enerjili b-kuarkları jet olarak etiketleme. b-jetler süpersimetrik parçacıkların $H \rightarrow b\bar{b}$ bozunması veya diğer bozunmalar formunda olabilir.
- Elektron-jet ayırımının yapılması. Bu ayırım kalorimetrede de yapılır. Bu durumda iç detektör için pseudorapidity değeri $|\eta|_i < 2.5$ değerine kadar uzanır.

- Düşük enerjili muonların momentum ölçümü. Muonlar hadron kalorimetresinde çoklu saçılma yaparlar.
- Olası bir Z^0 bozunumunun tanımlanması için büyük dik momentum değeri ile parçacıklarının yükünün tanımlanması.
- Var olan birçok verteks içinde ilk verteksin tanımlanması için dedektörün silindiriksel kap kısmında $|\eta| \leq 1$ 'dir ve detekte edici elemanların hepsi silindirik bir yapı içinde sıralanır. İki uç-kapak ise tekerleklerin içine yerleştirilen dedekte edici elemanlara sahiptir. Bu da parçacıkların büyük gelme açıları ile bütün detekte edici elemanları geçmesini garanti eder.

İyi bir momentum dağılımı, iz uzunlukları boyunca izin yeniden yapılması ile elde edilir. Bu, hem tek deteksiyon elemanlarının kararlılığını sağlamayı hem de tek ölçümleri doğru olarak izlerler ve birleştirmeyi olanaklı kılmayı gerektirir.

İç dedektörün muon sistemi kapsamı ve kalorimetredeki muonların ve elektronların deteksiyonu için kapsam alanı $|\eta| = 2.5$ 'e genişler [17].

2.5.4. Kalorimetre

Kalorimetrede parçacıkların taşıdığı enerjiler ölçülür [8]. Bir kalorimetre hemen hemen her zaman elektromanyetik kalorimetre ve hadronik kalorimetre olarak ikiye bölünür. Bu kalorimetrelerde farklı etkileşimler bulunur ve gözlenir. Örneğin; elektromanyetik kalorimetrede elektron ve foton gözlenirken hadronik kalorimetrede hadronlar gözlenir.

Gelen bir elektron ve protondan elektromanyetik izlerin oluşması iyi anlaşılan bir süreçtir. İz varyasyonları ve kaydedilen enerji değeri, gelen enerji değeri için oldukça küçüktür. Elektromanyetik izlerin büyüklüğü, kalorimetre materyalinin x_0 radyasyon uzunluğuna lineer olarak bağlıdır. Gelen hadronlar için durum tamamıyla farklıdır. Enerji miktarındaki geniş varyasyonları gösteren nükleer süreçler ikincil nötronlara (π^+ , π^0) aktarılır. Nötr pionlar direk olarak fotonlara bozunur ve böylece pionların enerjileri elektromanyetik izler olarak depolanır. Hadron enerjisiindeki dağılım izdeki çeşitlilik ile normal olarak sınırlanır, kalorimetrenin dağılımı tarafından sınırlanmaz. İzin sadece hadronik ve sadece elektromanyetik kısmı için kalorimetrenin yanıtı e/h olarak ifade edilir. Hadronik izlerin büyüklüğü materyalin etkileşme uzunluğu olan A 'ya lineer olarak bağlıdır. Bu uzunluk radyasyon uzunluğundan daima daha uzundur.

Elektromanyetik kalorimetrenin amacı elektronlar, pozitronlar ve fotonlar tarafından taşınan enerjiyi ölçmektir. Elektromanyetik kalorimetre ince (yaklaşık olarak 15 mm) kurşun levhalar ve aralarına yerleştirilmiş sintilasyon kristallerden oluşur. Elektromanyetik kalorimetreye giren yüksek enerjili elektronlar ortamın atom çekirdeği ile elektromanyetik etkileşme, bremsstrahlung yaparak yüksek enerjili fotonlar üretir. Bu fotonlar ortamın atom çekirdeğinin Coulomb alanından etkilenecek şekilde tekrar elektron ve pozitron çiftleri oluşturur. Oluşan elektronlar da tekrar yeni fotonlar ve oluşan yeni fotonlar da yeni elektron pozitron çiftleri üretir. Sonuç olarak elektromanyetik kalorimetreye giren yüksek enerjili bir elektron fotonlar, pozitronlar ve elektronlardan oluşmuş bir elektromanyetik sağanağa dönüşür. Bu durum meydana gelen ikincil parçacıkların enerji değerlerinin iyonizasyon ile enerji kaybı yapacağı enerji değerlerine düşmesine kadar devam eder.

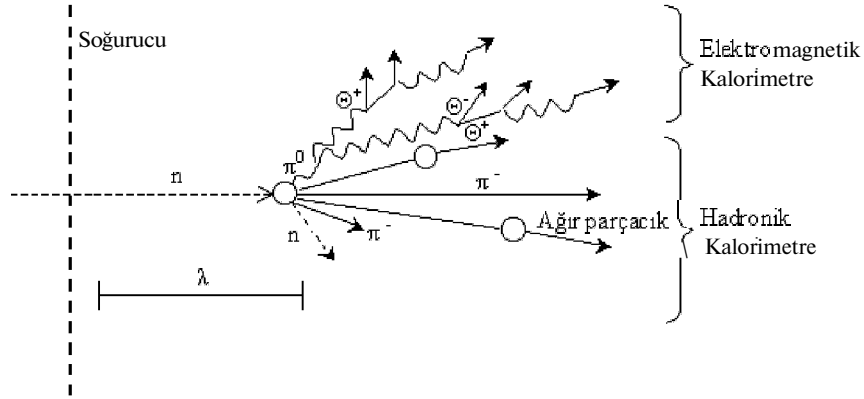
Oluşan sağanak içindeki düşük enerjili elektronlar ve pozitronlar kristal içerisinde ışıdamalar (sintilasyon) meydana getirir. Bunlar da fotodetektörler (fotoçoğaltıcı veya fotodiyot) tarafından dedekte edilir.

Bir kalorimetre, etkileşme noktasına en yakın yüksek dağılım ile küçük bir elektromanyetik kalorimetreye ve kabaca bir dağılım ile daha büyük bir hadronik kalorimetreye bölünebilir. Elektromanyetik kalorimetrenin yüksek yoğunluğu radyasyon ve etkileşme mesafesi arasında bir fark yaratır. Daha büyük bir kalorimetre onu çevreleyen daha büyük bir muon sistemi demektir ve böylece toplam enerji miktarını şiddetli olarak etkiler.

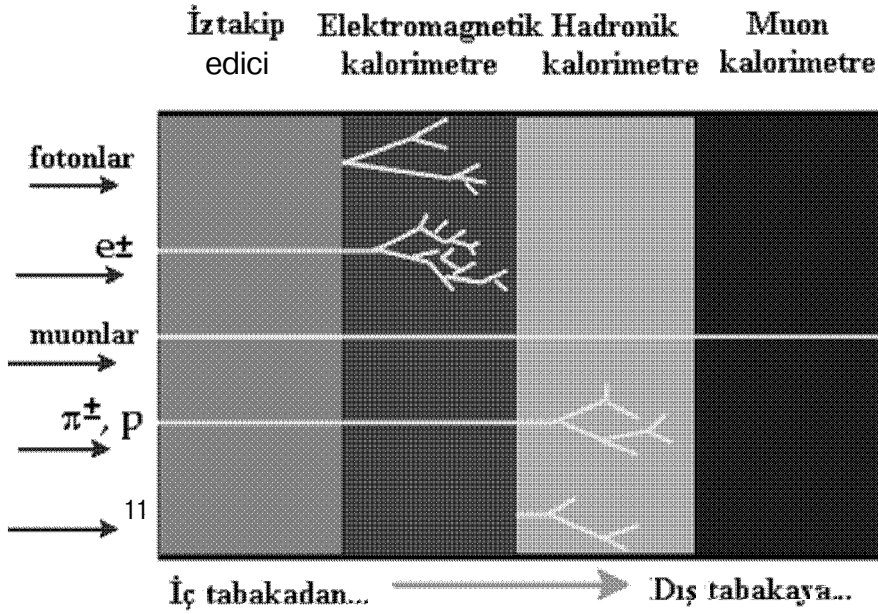
Elektronları ve fotonları tanımlamak kalorimetreler için en önemli şarttır.

Elektromanyetik kalorimetrenin tasarımı, elektronlara ve fotonlara bozunmaları içeren Higgs süreçlerinin enerji ve uzaysal dağılımı için gereksinimlerden dolayı yapılır.

Hadronik kalorimetreler çarpışmadan sonraki hadronların (proton, nötron, pion ve diğer mezonların) enerjilerini ölçer. Elektromanyetik kalorimetrede oluşan sağanağa kıyasla hadronik kalorimetredeki sağnak daha karmaşıktır. Bu durum, inelastik hadronik etkileşmeler sonucu çeşitli parçacıkların sağanak oluşturmasından dolayıdır. Bu durum Şekil 2.8'de görülebilir.



Şekil 2.8 Nötron-nötron çarpışmasında elektromanyetik ve hadronik kalorimetrelerde gözlenen parçacık sağanakları [18].



Şekil 2.9 Parçacıkların detektör içinde gözlendiği yerler [18].

Proton, nötron, pion ve diğer mezonların enerjileri hadronik kalorimetreler tarafından ölçülür. Hadronik kalorimetreler bakır ve çelik gibi metal tabakalardan oluşur. Bu tabakaların görevi, hadronları inelastik çarpışma vasıtasıyla düşük enerjili ikincil hadronlara dönüştürmektir. Tabakalar arasındaki algılayıcılar düşük enerjili parçacıklarla orantılı olarak sinyaller üretirler.

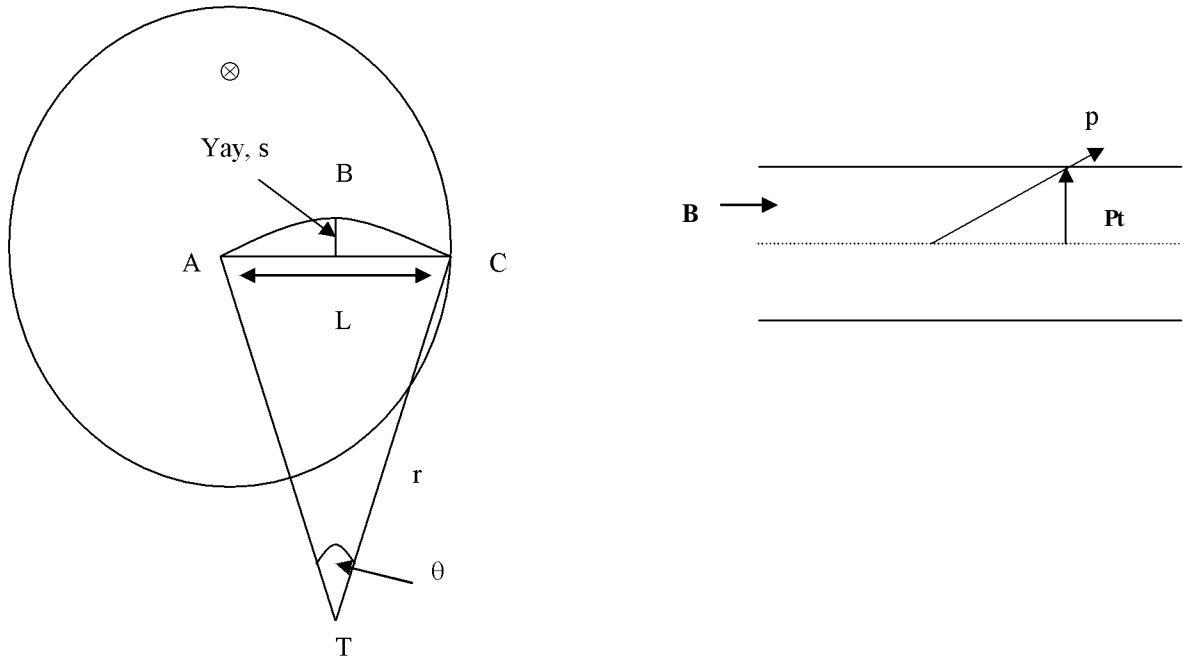
Şekil 2.9'da görüldüğü gibi hadronik kalorimetreler elektromanyetik kalorimetrelerin dışındadır. Böylece elektronlar ve fotonlar elektromanyetik kalorimetrede soğurulduğu için buradaki sinyale katkıda bulunmaz.

Jetlerin yeniden oluşturulması karmaşık (birçok parçacıktan oluşan) kuarkların araştırılması için önemlidir. Bu kuark dizilimleri yüksek enerjilerde hadronik kalorimetre cevabının lineerliğini sınırlar.

Kayıp dik enerjinin ölçümü, etkileşmeye girmeden dedektörden kaçan parçacıkları saptamak için bir yol teşkil eder. Bunlar ya nötrinolar ya da kararlı süpersimetrik parçacıklar olabilir. Kayıp dik enerjiyi tanımlamak için kalorimetre iyi bir hermitikliğe ihtiyaç duyar. Bu

da, rapidity kapsamının $|\eta| = 5$ 'e kadar varacağı anlamına gelir [17].

2.6. Bir Detektörde Momentumun Ve Enerjinin Ölçülmesi



Şekil 2.10 Yüklü bir parçacığın manyetik alandaki yörüngesi.

Şekil 2.10'daki düzgün solenoidal bir manyetik alandaki yüklü bir parçacığın hareketini düşünelim. Eğrilik yarıçapı r ;

$$r = \frac{P_T}{0.35} \quad (2.18)$$

ile verilir. Burada r , m olarak ölçülür. B , T'de ölçülen manyetik alanın büyüklüğüdür, P_T ise GeV/c değerinde ölçülen B 'ye dik momentum değeridir. θ açısı;

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{L}{2r} \quad (2.19)$$

eğer $r) \gg L$ ise o zaman,

$$\frac{\theta}{2} \sim \frac{L}{2r} \sim \frac{0.3BL}{P_T} \quad (2.20)$$

olarak elde edilir. Böylece yayın büyüklüğü, s ,

$$s = r - r \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \approx r \left[1 - \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\theta^2}{4} \right) \right] = \frac{r\theta^2}{8} \sim \frac{0.3BL^2}{8P_T} \quad (2.21)$$

olarak bulunur. Yayın A , B , C noktaları kullanılarak ölçüldüğünü varsayalım. O zaman,

$$s = x_R - \frac{x_L - x_R}{2}, \quad ds = dx_R - \frac{dx_L}{2} - \frac{dx_R}{2} \quad (2.2)$$

varsayarak, $dx_i \approx \sigma(x)$ bağımsız tek nokta hata değeri,

$$(ds)^2 = \sigma^2(x) + \frac{\sigma^2(x)}{4} + \frac{\sigma^2(x)}{4} = \frac{3}{2} \sigma^2(x) \cong \sigma_s^2 \quad (2.23)$$

olarak elde edilir. Burada σ_s yay üzerindeki hatadır. Momentum dağılımı

$$\frac{dP_T}{P_T} = \frac{\sigma_s}{s} = \frac{\sqrt{(3/2)}\sigma_x}{s}, \quad \frac{dP_T}{P_T} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sigma_x \frac{1}{0.3BL^2} \quad (2.24)$$

olarak hesaplanabilir.

P_T artışıyla lineer olarak azalacak fakat, iz eğrisinin daha büyük radyal büyüklüğü ve yüksek manyetik alan için büyüyecektir. Bir blok üzerine gelen nötr ve yüklü parçacıklar, yok olma süreçleri oluşturarak enerjilerini depo ederler. Depo edilen enerji, maddedeki atomların uyarılması veya iyonlaşması ile ölçülebilir. Ölçülebilen sinyal, yüzeye düşen enerji ile lineer olarak orantılıdır. Kalorimetrenin enerji dağılımı,

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \otimes \frac{b}{E} \otimes c \quad (2.25)$$

olarak verilir.

İlk terim, ilk ve bağımsız sinyal üretim süreçlerinin sayısındaki istatistik dalgalanmadan sorumludur. İkinci terim, parçacıklar ile taşınan enerjideki dalgalanma ve elektronik gürültüye eşdeğer enerji içerir. Bu üst-üste yığılma olarak tanımlanır. Son terim, enerjideki dalgalanma, sinyal üretiminin düzenli olmaması ve kalorimetre inşasının çok iyi olmayışından sorumlu olan sabit terimdir. Bu üç terimin büyüklüğü deneyde kullanılan enerjinin oranına bağlıdır. Burada ikinci dereceden toplam, üç tür katkının bağımsız olduğunu gösterir. Muonlar, elektronları, fotonları ve hadronları soğuran kalorimetrelerin materyalleri vasıtasıyla, delip geçme (nüfuz etme) güçleri sayesinde tanımlanırlar. Muonların momentumlarının ölçülmesi ve tanımlanmaları manyetik alandaki iz ile sağlanır. Muonlar magnetize edilmiş demir veya havadolulu magnetik alan içinde izlenebilirler [19].

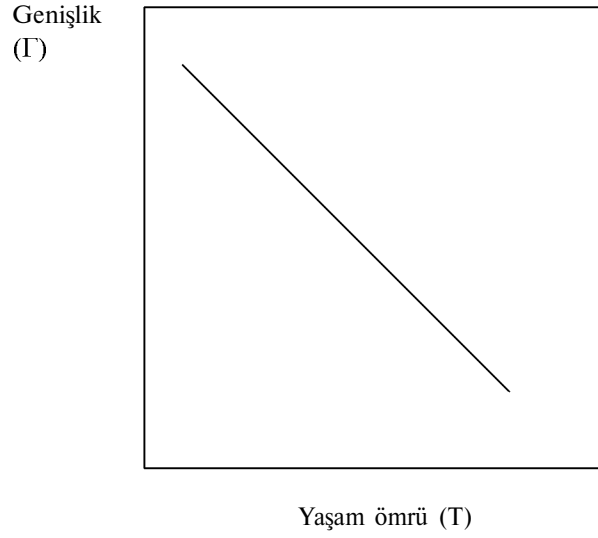
2.7. Enerji Genişliği, T

Sınırlı bir yaşam süresine sahip olan bir parçacık için belirsizlik ilkesi, parçacığın herhangi bir anda ölçülen enerji değeri hakkındaki bilgilere bir sınırlama getirir. Bu, herhangi keyfi değeri için enerjinin kesin değerini ölçemeyeceğimiz anlamına gelmez. Geniş bir zaman aralığında enerjiyi ölçerek ve ortalama değerini alarak bunu yapabiliriz. Parçacığın enerji genişliğine (Γ) ve ortalama yaşam süresine (τ) bağlı olarak belirsizlik ifadesini ifade edebiliriz. Enerji genişliği Γ , maksimumu değerinin $\frac{1}{2}$ 'sinde enerji dağılımının tam-genişliği olarak tanımlanır [14]. Enerji için Heisenberg belirsizlik ifadesi;

$$\Delta E \cdot \Delta t = \frac{\hbar}{2} \quad (2.26)$$

ile ifade edilir. Burada $\Delta t = T$ ve $2\Delta E = \Gamma$ alınırsa, belirsizlik ilkesi

$$\Gamma \cdot \tau = \hbar \quad (2.27)$$



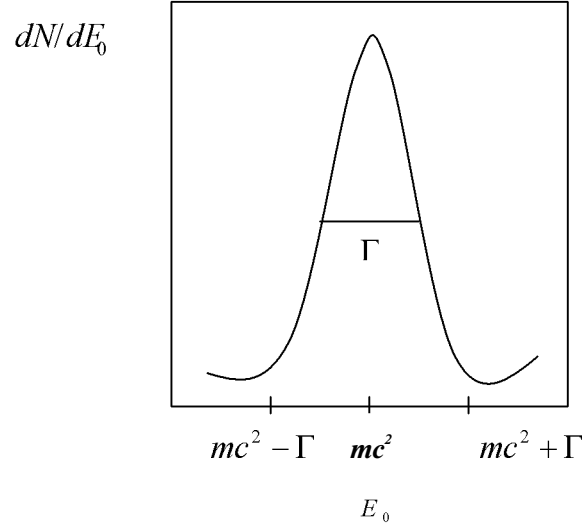
Şekil 2.11 Yaşam ömrünün (T) bir fonksiyonu olarak enerji genişliği (Γ) [14].

şeklini alır. Eğer parçacığın yarı ömrü bilirse enerjinin belirsizliğinin değeri hesaplanabilir. Parçacık genişliği (Γ) deneyden tespit edildiği takdirde parçacığın yaşam süresi (τ) belirsizlik ilkesinden hesaplanabilir [48].

Geniş bir zaman aralığında kararsız bir parçacığın kütle enerjisinin (E_0) ölçülmesi $\frac{dN}{dE_0}$ dağılımını belirler. Bu, Breit-Wigner veya Lorentz dağılımı formundadır. Breit-Wigner dağılımı

$$\frac{dN}{dE_0} = \frac{C}{(E_0 - mc^2)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (2.28)$$

şeklindedir. Maksimum civarında, Breit-Wigner dağılımı Gaussian gibi çan şeklindedir fakat daha uzun bir kuyruğa sahiptir. E , mc^2 'ye eşit veya $\pm \frac{\Gamma}{2}$ olduğunda dağılım maksimum değerinin yarısı olmaktadır [14].



Şekil 2.12 Kararsız bir parçacığın kütle enerjisi dağılımı [14].

2.8. Luminositi (Işıklık)

Parçacık türleri yanında, enerji ve parçacık akışı da verilen bir hızlandırıcı ile gözlenebilir. Parçacık akışından ışıklık olarak da söz edilebilir. Işıklık birimi $m^{-2} s^{-1}$ 'dir. Tesir kesitinin tanımından, bir parçacık süreci için olay sayısı (R), ışıklık(luminositi) (L) ile tesir kesitinin (σ) çarpımıdır [48].

$$R = L\sigma \quad (2.29)$$

3. ŞİMULASYON

Simulasyon gerçek bir problemin bilgisayarda çözülen modelidir. Bu tip problemler doğada rastgele olarak bulunur, karmaşıktırlar ve çok sayıda değişken içerirler. Bu tür problemlerin analitik çözümlerini bulmak oldukça zordur. Çözüm için bir yaklaşım, sistemin bilgisayar modelini kurmak ve Monte Carlo analizi gibi simulasyon tekniklerini kullanmaktır[20].

Simulasyonlar, pahalı ve dikkat isteyen gerçek deneylerde sistem parametrelerini değiştirerek sistemin davranışının gözlenmesine, gerçek deneylerde meydana gelebilecek olayların oluşturulmasına ve bu olayların etkisinin incelenmesine imkan sağlar [20].

Monte Carlo analizindeki giriş parametreleri, giriş değişkenlerinin dağılımının yapısına dayanan rasgele sayı üreticiler ile verilir. Bu işlem çok defa tekrarlanır ve sonuçlar sistemin performansının bir istatistiksel yapısını belirlemek için analiz edilir. Analizin duyarlılığı simulasyonda kullanılan denemelerin sayısına bağlıdır. Deneme sayısı arttıkça duyarlılık artar. Monte Carlo analizi birçok avantaja sahiptir. Analitik sonuçların kolayca elde edilmediği oldukça karmaşık sistemlerin davranışının çalışılmasını mümkün hale getirir. Ayrıca giriş parametrelerini değiştirerek, pahalı ve büyük boyutlu gerçek deneyleri inşa etmeden, sistem performansı üzerinde bu değişikliklerin etkisini kolayca görebiliriz [20].

Simulasyonda temel adım rastgele sayı üreticiler vasıtasıyla ardışık rastgele sayı üretmektir. Tanımlayıcı istatistik, ölçülen verilerin sınıflandırılması, temsil edilmesi ve indirgenmesi için grafiksel ve sayısal yöntemler kullanılır. Bu yöntemler gözlenen verilerin hesaplanmasında, yorumlanmasında ve onlardan sonuç çıkarılmasında yardımcı olmaktadır[20].

Verilerin grafiksel olarak gösterimi için en uygun araç histogramdır. Histogram, deneysel veriler guruplara ayrılarak çizilen iki boyutlu bir grafikdir. Veriler sınıfların aralıklarına yerleştirilir ve her bir aralığa düşen gözlem sayısı belirlenir. Burada her bir aralıktaki gözlemlerin sayısının çubukların yüksekliği ile gösterildiği düşey çubuklar çizilir. Histogram verilerin ortalama değerleri veya tipik değerleri etrafında dağılım bölgesini, çok sıklıkla meydana gelen değerlerini ve saçılma derecesini görsel olarak tanımlar [20].

Bağıl frekans diyagramları ve yığın frekans dağılımları verilerin kullanışlı temsilleridir. Sınıf aralıklarının sayısı,

$$m = 1 + 3.3 \log_{10} n \quad (3.1)$$

civarında olmalıdır. Burada n , veri noktalarının sayısıdır. Her bir sınıf için yığın frekans dağılımı, bağıl frekansların daha aşağıdaki sınıfların frekanslarına eklenmesiyle oluşturulur ve veri değerlerine karşılık gelen toplam değerler düz çizgilerle bir grafikte gösterilir. Bu toplam değerler sıfırdan bire kadar gider [20].

3.1. Rastgele Sayı Üreticiler

Simulasyonda temel adım rastgele sayı üretmektir. Bu sayılar mekanik veya elektronik olarak üretilebilir. Mekaniksel olarak 0 ile 9 arasında rastgele sayı üreticisinin çevresi istenilen sayıda eşit parçaya bölünebilir. Bir çevirme yapıldığında 0 ile 9 arasında rastgele bir sayı üretilmiş olur. Rastgele sayılar bilgisayarda üretilecekse, üretici önceden tanımlanmış bir sayısal şema kullanarak verilen bir aralıkta rastgele sayı üreten bir bilgisayar programı olmalıdır. Bir bilgisayar tarafından üretilen rastgele sayılar belli bir kurala göre hesaplandığında aslında tamamen rastgele değildir. Fakat ilk sayı rastgeledir, buna çekirdek değer denir. Bilgisayar programının farklı çalıştırılmalarında aynı çekirdek değeri kullanılırsa programın her bir test çalıştırılmasında aynı sıralı rastgele sayılar üretilmektedir [20,21].

3.2. Monte Carlo Simulasyonu

Monte Carlo yöntemleri bilgisayarda fizik problemini çözmeye oldukça önemlidir ve fiziğin birçok dalında kullanılmaktadır. Son zamanlarda, Monte Carlo (MC) yöntemlerini kullanarak fizik sonuçlarının elde edilmesi için yazılan programlar standartlaşmıştır [20].

Sayısal integrallemenin belirlenimci yöntemleri, bir fonksiyondan alınan örnekleme bir kısmını alarak işlem yapar. Genelde bu yöntemler, tek değişkenli fonksiyonlar için çok iyi işler. Ancak vektör fonksiyonları için belirlenimci quadrature yöntemleri çok yeterli değildir. 2-boyutlu bir vektörü sayısal olarak integre etmek için 2-boyutlu bir yüzey üzerine eşit olarak yerleştirilmiş grid noktalarına ihtiyaç vardır. Eğer 10×10 'luk bir gride ihtiyaç varsa 100 nokta olmalıdır. Çoğu fiziksel problemde bir boyut bir serbestlik derecesine karşılık gelir; örneğin, 3-boyutta simulasyonda en az 3 serbestlik derecesi vardır [20].

MC yöntemleri üstel zaman artışından kurtulmamıza imkan sağlar. İlgilenilen fonksiyon iyi davranışlı olduğu sürece, 100 boyutlu uzayda rastgele noktalar seçerek ve bir çeşit ortalama olarak tahmin yapabiliriz. Merkezi limit teoremine göre bu yöntemin $1/N$ açılımını göstermesi beklenir, yani boyutların sayısını önemsemeyen örneklenen noktaların sayısı dört kat alınarak hata yarıya indirilir. Bu yöntemle bir sınırlama, noktaların nasıl rastgele seçileceğidir, fakat bu noktaların integrale küçük katkı getiren bölgelerden değil de büyük katkı getiren

bölgelerden seçilmesi daha olasıdır. Diğer deyişle, bu noktalar fonksiyona benzer formdaki dağılımdan seçilmelidir. Bu işlemi tam olarak yapmak ilk yerleştirilen integrali çözmek kadar zordur. Ancak uygun yaklaşıklık yöntemleri vardır: benzer olduğu düşünülen integrallenebilir basit bir fonksiyon almak, aşağıda listelenen konulara adapte edilmiş programlar kullanmak[20].

Monte Carlo integral yöntemleri:

Doğrudan örnekleme (direct sampling) yöntemleri, önem örnekleme (importance sampling), katlı örnekleme (recursive stratified sampling), Vegas algoritması, rasgele yürüyüş (random walk) Monte Carlo yöntemi, Metropolis-Hastings Markov zinciri Monte Carlo örnekleme [20].

Optimizasyon: Sayısal simülasyonda rastgele sayılar için güçlü ve çok bilinen bir uygulama sayısal optimizasyondur. Burada biraz büyük boyutlu vektör bir fonksiyon vardır ve bu fonksiyonun minimumu bulma amacı vardır [20].

Çoğu MC optimizasyon yöntemleri rastgele yürüyüş üzerine dayanır. Geçekte, program daha düşük bir fonksiyona götüren yönlerde hareket etme eğilimindedir, fakat bazen eğime karşı hareket ederek çok boyutlu uzayda bir işaretleyici etrafında hareket eder. Burada Optimizasyon yöntemleri: genetik algoritmalar [20].

3.3. Monte Carlo Yöntemi

Monte Carlo yöntemi, matematik ve fizik problemlerinin, bu problemlerin olasılık modellerine uygulanan rastgele denemeler yoluyla çözülmesi yöntemidir. Bir önceki konuda birkaç Monte Carlo yönteminden bahsettik. Bu yöntemlerin her birinde gelişigüzel olaylar üretilerek verilen fizik problemleri için modelleme yapılabilir.

Monte Carlo yönteminin bilgisayarda kullanılması, bilgisayarda rastgele sayı üretilmesi yöntemlerinin geliştirilmesini gerektirmiştir. Bilgisayar belirlenimli bir aygıt olduğundan üretilen sayılar aslında tam olarak rastgele nitelikli değildir; rastgele sayılarda bulunması gereken özellikleri belli ölçülerde içeren bu sayılar bu nedenle "sözde rastgele sayılar" olarak adlandırılır. Monte Carlo yöntemi, integrallerin (özellikle çok katlı integrallerin) hesaplanmasında; kısmi diferansiyel denklemlerin, integralli denklemlerin, doğrusal denklem sistemlerinin çözümünde; nötron yayını, gama ışını soğurulması problemlerinde, parçacık fiziğinde bozunum genişliklerinin ve saçılma tesir kesitlerinin hesaplanması gibi yerlerde kullanılmaktadır [20,22].

3.4. Simulasyon Elemanları

Olay üretme ve dedektör yanıtı için kullanılan bilgisayar programları fizikte temel motivasyonlardır. Bir olay üreticisinde amaç en mükemmel dedektör ile dedekte edilebilecek kadar detaylı olaylar üretmektir. Uygun simulasyon ile dedektör yanıtının anlaşılması modern parçacık fiziğinin Standart Model ve Süpersimetrik keşif potansiyellerinin doğru değerlendirilebilmesi için çok önemli bir faktördür [23].

3.4.1. PYTHIA olay üreticisi

PYTHIA programı T. Sjöstrand ve grubu tarafından yazılmış bir FORTRAN 77 programıdır. Bu günkü sürümü PYTHIA 6.3'dir. 1978'de Lund grubu tarafından yazılan JETSET olay üreticisi programların başlangıcıdır. Daha sonra PYTHIA programı yazılmıştır. Bu iki program birleştirilmeden önceki son sürümleri JETSET 7.4 ve PYTHIA 5.7 olarak bilinmektedir. PYTHIA 6.1'de bu iki program birleştirilmiştir [23]

PYTHIA programı CERNLIB-[5] program kütüphanesi ile birlikte çalışmaktadır. CERNLIB kütüphanesinde bulunan alt programlar[24]:

- Temel matematik fonksiyonlar.
- Denklemler ve özel fonksiyonlar.
- Sayısal integralleme, minimum yapma işlemleri, lineer olmayan fit.
- İnterpolasyon, yaklaşımlar, lineer fit.
- Matrisler, vektörler ve lineer denklemler.
- İstatistik 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.
- İstatistik veri analizi ve temsili.
- Sistem ile ilgili programlar.

Pythia seçilen fizik modeli çerçevesinde Monte Carlo teknikleri kullanarak yüksek enerji fiziği olayları üretir. Etkileşimde çıkan parçacıkların bozunma genişlikleri, saçılma tesir kesiti, ilk durum ve son durum ışınımsal katkıları ile partonların hadronlaşması için gerekli alt programları da içermektedir. Üretilen olayların analizi ve histogram şeklinde elde edilmesi için gerekli alt programlar da bulunmaktadır [24]:

Genel olarak PYTHIA kullanımı üç aşamada gerçekleştirilir.

Başlangıç Aşaması:

- Değişken ve fonksiyonların tanımlanması [IMPLICIT, DOUBLE PRECISION, INTEGER,...].
- COMMON blok tanımları [COMMON/.../...].
- Süreç seçimi [MSEL, MSUB(..)].
- Kinematik sınırların seçimi [CKIN(..)].
- Fizik parametrelerinin girilmesi.
- Parton dağılım fonksiyonunun seçimi.
- Gerekli olan simülasyon anahtarlarının seçimi.
- Olay üretiminin başlatılması ve diferansiyel tesir kesitinin maksimum değerinin araştırılması [CALL PYINIT(...)].
- Histogram tanımlama [CALL HBOOK].

Olay Üretimi Aşaması:

- Olay döngüsü ile istenilen sayıda olay üretilir [CALL PYEVENT].
- İlgilenilen olayların analizi.
- Olayların kaydedilmesi.
- Olayların dedektör simülasyonu için kullanılması.

Bu kısımda olayların analizi, kaydedilmesi çerçevesinde lepton ve jetlerin momentumları, kütleleri, enerjileri, kütle aralıkları, ara parçacıkların özelliklerinin hesaplanması programa girilip hesaplanır.

Sonlandırma Aşaması:

- Bir çizelgede sonuçların gösterilmesi ve sürecin tesir kesitinin yazılması [CALL PYSTAT(1)].
- Histogramların çizilmesi [CALL PYHIST]
- Diğer çıktı dosyalarının yazılması, parçacık özelliklerinin liste halinde elde edilmesi [PYLIST(12)].

PYTHIA programı yüksek enerji fiziği olaylarını üretmek için kullanılır. Parçacık fiziğinin bugün bilinen sınırları içinde bütün olayları deneysel olarak elde edebilecek kadar çok detaylı üretmeyi amaçlar.

PYTHIA programı leptonlar, hadronlar ve fotonlar arasındaki çarpışmalarda (e^+e^- , ep , pp çarpışmaları) hafif veya şiddetli süreçleri üretir. PYTHIA yüksek enerji fiziği etkileşmelerini ve parçacık bilgilerini depolar. Ayrıca, sadece özel sinyaller veya alt kanallar için de kodlar verir. Olay üreticilerde istenen olasılık dağılımlarına uygun olarak değişkenleri seçmek ve olayların rastgele olmasını sağlamak için Monte Carlo teknikleri kullanılır. Bir olay üreticisi birkaç değişik şekilde kullanılabilir [24]:

- Olay çeşitleri ve oranları.
- Detektör performansı ve detektör alım düzeltmeleri.
- Analiz teknikleri.
- Gözlem sonuçlarının model çerçevesinde yorumlanması.

Tipik bir yüksek enerji olay üreticisi birçok fizik bilgisinin simülasyonunu içerecektir. Temel fizik bilgisi:

- İki parçacık ışını çarpışma için birbirlerine doğru gelirler. Genel olarak her bir parçacık, çeşitli partonik yapıyı tanımlayan parton dağılım fonksiyon takımı ile karakterize edilir.

- Her bir ışıktan gelen geçici başlangıçpartonu bir dallanma başlatır.
- İki geçici durumun her birinden gelen partonlar sert bir sürecin içine girerler ve daha sonra buradan yeni partonlar üretilir. Bu belirleyici özellik olayın temel niteliklerini tespit eder.
- Oluşan partonlar, geçici son durumları güçlendirmek için dağıtılabılır.
- Olayı başlatan geçici bir parçacık ışın parçacığından çıkarıldığında, geriye belirli bir ışın arta kalır. Bu arta kalan ışın ince yapıya sahiptir ve son durumun kararlılığıyla ilgili olan net bir renk yüküne sahiptir.
- QCD, öyle bir hapsedme mekanizmasına sahiptir ki, çıkan kuarklar ve gluonlar gözlenemez fakat nötr hadron yüklerine parçalanabilirler.
- Üretilen hadronların birçoğu kararsızdır ve bu yüzden bozunmaya meyillidirler.

Kuarklar ve gluonlar partonlar gibi dedekte edilirler fakat leptonlar ve fotonlar partonlar gibi detekte edilemezler. Zor süreçler için PYTHIA 1000'e yakın çok zengin seçimler içerir. bunlar birçok yolla sınıflandırılabilir. Bunların bazı önemli olanları:

- W / Z üretimi; $q\bar{q} \rightarrow W^+W^- / ZZ$.
- Standart model Higgs üretimi.
- Zor QCD süreçleri; $qg \rightarrow qg$.
- Ağır-çeşni üretimi; $gg \rightarrow tt$.
- Derin inelastik saçılma; $ql \rightarrow ql$.

PYTHIA/JETSET parçalanma ve bozunma olaylarının son durumları için kullanılır. PYTHIA/JETSET ile olay bilgilerini iletmenin üç farklı yolu vardır.

- 1- Ortak blok değişkenleri kurarak araştırılmış olan süreçleri tanımlamak.
- 2- Alt programlar çağırarak yukarıda belirtilen kurallara göre olaylar üretmek için program yazmak.
- 3- Üretilen olay üzerinde bilgi elde etmek için ortak bloğa bakarız ya da bizim için daha sonraki olayı analiz etmek için alt programları veya fonksiyonları çağırırız.

Başlangıç PYINIT çağırılarak yapılır. Başlangıç programının genel karakteri, giren hadronların özellikleri, verilen enerji ve değişkenlerin çeşitleri bu kısımda seçilir. Buna müteakiben olaylar PYEVNT çağırılarak üretilir. O zaman olaylar, depolanmış istatistikler ve ortak bloklardaki depolanmış bilgiler kullanılarak analiz edilebilir ve ondan sonra sonuçlar açıklanır. Olay kaydediciler, ortak blok LUJETS'de depolanan momentum bilgisine, çeşnilerine, olay tarihine ve üretim vertekslerine sahiptirler. LULIST komutu LUJETS'te depolanmış bilgilerin görünür bir özetini verir [25].

3.4.1.1. Yüksek enerji fiziği süreçleri

Yüksek enerji fiziği süreçleri genelde karmaşıktır. Bu süreçlerin aşağıda belirtildiği gibi aşamaları vardır:

İlk aşama olarak bütün süreçler, temel parçacıklar (leptonlar, kuarklar ve ayar bozonları) arasındaki etkileşmeler seviyesinde basit bir yapıya sahiptir ve incelenmeleri çok zor değildir. İkinci olarak, çok duyarlı çalışmalar için yüksek mertebede düzeltmeleri de hesaplamak gerekir. Burada gerekli pertürbasyon hesapları oldukça zordur. Üçüncü olarak, kuarklar ve gluonlar hadronlar içinde hapsedilmiştir ve renkli partonlar renksiz hadron jetlerine dönüşmektedir. Hadronlaşma iki gruba ayrılabilir [24]:

- 1- Parçalanma; yeni kuark ve anti-kuark çiftlerinin hafif kütleli hadronları oluşturması,
- 2- Bozunma.

Bir olay üreticisi, bir deneyin bütün analiz basamaklarında yer alabilir. Bir çarpıştırıcı, parçacıklar arasında etkileşmeler oluşturur. Bu olaylar detektör tarafından algılanır ve istenen olaylar veri alım sistemi tarafından disklere kaydedilir. Bundan sonra bu olay istenirse yeniden oluşturulabilir. Yani, elektronik sinyaller (tel odaları, kalorimetre ve diğerlerinden alınan sinyaller) yüklü izler ve yüksüz enerji depolanması şekline dönüştürülebilir. Dolayısıyla parçacıklar ve momentumları belirlenebilir. Bu bilgiden sonra olayların fizik analizine geçilebilir. Detektör simülasyon çıktısı detektörün kaydettiği gerçek verilerle aynı formatta olmalıdır. Simülasyonda da olayı yeniden oluşturma ve fizik analizleri zinciri takip edilir.

PYTHIA'nın kendi içinde tanımlı histogram oluşturma alt programları grafik oluşturmak için tasarıma sahip değildir. Bunun yerine CERNLIB içinde tanımlı HBOOK programından faydalanılır.

3.4.2. PAW

PAW, fizik olaylarının analizlerini çalışma istasyonu demektir. 1986'da CERN'de tasarlanan bir fizik analiz ve grafik programıdır. CERMLIB (CERN kütüphanesi) ile birlikte çalışan bir uygulama programıdır. Bir grafik gösterimi üzerinde deneysel bilgiyi çalışmak için çok kullanışlı interaktif bir programdır. Program çok geniş data analizleri için grup modunda çalışabilir fakat bir kullanıcı, grup işini çalışmadan önce interaktif olarak önce bir analiz prosedürüne karar verir. 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 simulasyon programlarının çıktılarından renkli görsel grafiklerin oluşturulması, histogramlardan istatistik analizi yapılarak fizik sonuçlarının elde edilmesi için kullanılabilir. PAW++, PAVV'nin üst versiyonudur. PAW komut satırından çalıştırılmaktadır, PAVV++ ise butonlarla daha görsel olarak kullanma imkanı sağlamaktadır. Grafiksel kullanıcı arabirimi kullanan PAW++ ile sinyal ve fon olaylarının ayrıntılı analizleri yapılabilir. Örneğin, belli bir aralıkta toplam sinyal ve fon olaylarının Gauss eğrisine fit edilmesi vb. [9].

PAW, CERN Yüksek Enerji Fiziği Laboratuvarı sistemini birleştirir. Bu sistem aynı zamanda süreçlerde ve data gösterimlerinde tek başına kullanılır. PAVV'nin amacı birçok ortak analizi ve datayı göstermek ve ortak prosedürleri yardıma çağırarak için esnek bir yöntem sağlamaktır.

PAW üretilmiş olayların tipik istatistik dağılımları olan fiziksel dataları anlamak ve analiz etmek için çok geniş işlem kabiliyetine sahiptir. Aşağıdaki liste PAW programının çok sık kullanılan ve iyi adapte edilmiş uygulamalarını içerir [9].

- Olayların listesi için data alanlarının vektör işaretlerinin belirlenmesi: işlenmemiş bir datanın ayarlanması, her bir olay için momentum, enerji ve parçacık kimlikleri gibi fiziksel niteliklerin bir listesini vermek için kullanıcının belirlediği süreçler ile yapılır.
- Olayların listesi için değişkenlerin vektörünün histogramı: histogram genelde değişkenlerden daha çok değişkenlerin vektörünün istatistiksel dağılımı ile ilgilenir. PAW olayların listesini tarayıp bin sayılarını toplayarak bir histogramın bin karakterlerini ve istenilen limitleri tanımlamak için olanak sağlar.
- Bir histogramı bir fonksiyona fit etmek: bir histogram tanımlandığında kullanıcı, standart fonksiyonlar ailesinin biri ile veya normal tasarlanmış bir fonksiyon ile sonuçları fit edebilir. Fit'in parametreleri kullanıcının kabul edebileceği formda geri

döner. Daha yüksek boyutlu histogramlarla birleştirilen fitlerin yeterliliği ve histogram üzerindeki karşılığının kapsamı PAW'a eklenen bir süreçtir.

- Açıklayıcı not (dipnot) ve print grafikleri: bir PAW kullanıcısının aracı deneysel datanın bir kitesinin özelliklerini incelemek, yönetmek, göstermek ve daha sonra raporda kullanılan sonuçlar için grafik hazırlamaktır.

3.4.3. ATLFast

ATLFast, fortran77 dilinde yazılmış ve ATLAS dedektörünün hızlı modellemesini yapan bir dedektör modelleme programıdır. Hızlı olay analizleri için pp veya $p\bar{p}$ çarpışmaları durumunda kullanılır [26].

ATLFast hızlı modelleme programı ile rastgele üretilen parçacıklar, dedektörün önemli kısımlarını modeller; bunlar: jetlerin yeniden oluşturulması, foton izolasyonu, müon izolasyonu, elektron izolasyonu, leptonlar ve fotolar enerji ve momentum kazandırma, manyetik alan etkileri ve kayıp dik enerji durumlarıdır. ATLAS dedektörüne bağlı parametreler değiştirilerek ATLFast hızlı modelleme programı herhangi başka bir dedektör için de kullanılabilir. Bu modelleme programının en önemli avantajı; üretilmiş olayları tam olarak analiz etmesi, izole edilmiş leptonları ve fotonları seçebilmesi, jetleri yeniden oluşturabilmesi, b-jetleri, c-jetleri ve tahmin edilen kayıp dik enerjiyi tanımlayabilmesidir. Ayrıca fotonların, elektronların ve müonların enerji ve momentum dağılımlarını da gösterir ve jetlerin yeniden oluşturulabilmesi için ATLAS dedektörünün (veya istenilen dedektörün) manyetik alan etkisini dahil eder [26].

QCD ve QED kuralları içinde üretilmiş olan ilk ve son durum radyasyonu, parçalanma, hadronlaşma ve kararsız parçacıkların bozunma olayları ATLFast modelleme programı ile analiz edilebilir. Sadece kararlı olan son durum parçacıkları ATLFast algoritması ile ele alınır ki, bu algoritma yeniden oluşturulmuş izole edilmiş leptonları, fotonları, hadronik jetleri ve işaretlenmiş b-j etleri veya c-j etleri seçer ve depolar [26].

3.4.3.1. Kalorimetrik atom grupları ve B-alanı

Nötrinolar ve müonlar hariç diğer bozunmamış parçacıkların dik enerjileri (E_T) bütün kalorimetreyi kapsayan ($|\eta| < 5$) $\eta \times \phi$ koordinatlarında izole edilmiş bir son durum parçacığının kalorimetre hücrelerinde ($|\eta| < 3$ için 0.1×0.1 ve $|\eta| > 3$ için 0.2×0.2 koordinatları) toplanır. Eşik

değerinin üstünde ($p_T > 0.5 \text{ GeV}$) p_T ve yüklü parçacıkların (f_i yönündeki solenoidal 2 Teslalık manyetik alanı FUNCTION FLDPHI'de parametrize edilir. Bu eşik değerin üstündeki p_T değerine sahip yüklü parçacıklardan gelen katkının ihmal edildiği varsayılır. Eşik değerden ($E_T^{imt} > 1.5 \text{ GeV}$) daha büyük dik enerji değeri ile bütün kalorimetre hücreleri E_T 'yi azaltmak için $AR = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (A < f_i)^2}$, ($\Delta R = 0.4$) olan bir konide toplanır. Yeniden oluşturulan atom grupları COMMON/ CLUSTER/ içinde depolanır. Hücre enerjisi COMMON/ CLUSTER/ içinde depolanır [47].

3.4.3.2. İzole edilmiş fotonlar

İzole edilmiş fotonlar COMMON/LUJETS/ içinde depolanan parçacıklar içerisinde aranır. Herhangi bir foton momentumu FUNCTION RESTHE'de tanımlanan bir Gaussian enerji dağılımına göre fotona kazandırılır. Fotonun polar açısı da yine FUNCTION RESTHE'DE tanımlanan bir Gaussian dağılımı ile fotona kazandırılır. Bu iki işlem düşük ve yüksek ışınlık değerleri için ayrı yapılır [26].

p_T ve $|\eta|$ da seçim kriterlerine ($p_T > 1 \text{ GeV}$ ve $|\eta| < 2.5$) uyan bu fotonların her biri için yeniden oluşturulmuş kalorimetrik atom grubu, önceden tanımlanmış atom grubu ile ($\Delta R_{\gamma, cluste} < 0.1$) örtüşür. Foton izolasyonunun kesilmesi, diğer atom gruplarından uzaklığa ve foton etrafındaki bir koninin hücrelerinde depolanan maksimum dik enerjiye göre uygulanır (koşul: diğer atom gruplarından $\Delta R > 0.4$ kadar uzak olma ve foton etrafındaki $AR = 0.2$ olan bir konide $E_T^{dep} < 10 \text{ GeV}$ olma). İzolasyon kriterlerine uyan bütün fotonlar COMMON/İSOPHO/ içinde depolanır ve onlara uyan atom grupları COMMON/CLUSTER/ den çıkarılır. Seçilen bu izolasyon kriterleri; örneğin, $H \rightarrow \gamma\gamma$ direk foton üretimi ve bozunmadan gelen fotonlar için %99 verime sahiptir [26].

3.4.3.3. İzole edilmiş elektronlar

İzole edilmiş elektronlar COMMON/LUJETS/ içinde depolanan parçacıklar içerisinde aranır. Her bir elektron momentumu FUNCTION RESELE'de tanımlanan bir Gaussian enerji dağılımına göre kazandırılır. Bu işlem düşük ışınlık için (KEYLUM=1) ve yüksek ışınlık için (KEYLUM=2) yapılır [26].

p_T ve $|\eta|$ da seçim kriterlerine ($p_T > 5$ GeV ve $|\eta| < 2.5$) uyan bu elektronların her biri için yeniden oluşturulmuş atom grubu, kimliği tanımlanan atom grubu ile birebir örtüşür ($AR_{\gamma, cluster} < 0.1$). Elektron izolasyonunun kesilmesi diğer atomlardan uzaklığa ve elektron etrafındaki bir koninin hücrelerinde depolanan maksimum dik enerjiye göre uygulanır (koşul: diğer atom gruplarından $\Delta R > 0.4$ kadar uzak olma ve elektron etrafındaki $AR = 0.2$ olan bir konide $E_T^{dep} < 10$ GeV olma). İzolasyon kriterlerine uyan bütün elektronlar COMMON/ISOELE/'de depolanır ve onlara yakın atom grupları COMMON/CLUSTER/'dan çıkarılır [26].

3.4.3.4. İzole edilmiş muonlar

İzole edilmiş muonlar COMMON/CLUSTER/ içinde depolanan parçacıklar içerisinde aranır. Her bir muon momentumu, muonun p_T , $|\eta|$ ve f_i parametrelerine bağlı olan bir Gaussian momentum dağılımına göre kazandırılır. Muon ölçümleri için alt-dedektörler üç durumda olabilir: muon sistemi tek başına kullanılır, iç dedektör tek başına kullanılır, muon sistemi ile iç dedektör birleştirilerek kullanılabilir. Momentum dağılımının tanımı FUNCTION RESMUO'da kodlanır [26].

p_T ve $|\eta|$ da seçim kriterleri ($p_T > 5$ GeV ve $|\eta| < 2.5$) uyan bu muonların her biri için izolasyon, kalorimetre atom gruplarından uzaklığa göre ve muon etrafında bir konideki hücrelerde depolanan maksimum dik enerjiye göre uygulanır (koşul: diğer atom gruplarından $\Delta R > 0.4$ kadar uzak olma ve muon etrafındaki $AR = 0.2$ olan bir konide $E_T^{aei} < 10$ GeV olma). İzolasyon kriterlerine uyan muonlar COMMON/ISOMUO/'da depolanır. Diğer muonlar COMMON/NOISOMUO/'da depolanır. p_T ve $|\eta|$ parametreleri kabul edilen muonların dışındaki muonlar çıkartılır [26].

3.4.3.5. Jetlerin yeniden oluşturulması

Jetler, aşağıdaki denklemde gösterildiği gibi tanımlanan bir mesafede $\eta - f_i$ uzayında yeniden oluşturulur [27].

$$AR = \sqrt{\Delta\eta^2 + A(f_i)^2} \quad (3.2)$$

Hücreler (atom topakları da denir) E_T 'ye göre sınıflandırılır. En yüksek atom topağı enerjisi E_T 'den başlayarak, enerji, bu kaynak etrafında bir konide toplanır ve jetleri yeniden oluşturmak için kullanılan atom topakları, atom topakları listesinden çıkartılır. Bu prosedür, hiç atom topağı kalmayınca kadar tekrarlanır. Sonraki adımda, üst-üste binen jetler ya bir jete katılır ya da iki jete bölünür. İki jetin üst-üste bindiği bölgede bir jetin enerjisi % 75'ten daha büyükse, bütün atom topakları toplanır aksi halde ortak atom topaklarının her biri en yakın jete tespit edilir. Son adımda, sadece en küçük E_T enerjisine sahip ve belirli bir η değerindeki jetler kabul edilir [26,27].

Atom grupları ile dolu olan hücreler jetleri yeniden oluşturmak için kullanılır. Atom grupları izole edilmiş elektronlar veya fotonlar ile birleşmiş olmamalıdır. Bu atom guruplarına FUNCTION RESHAD'da tanımlanan bir Gaussian enerji dağılımına göre enerji kazandırılır. Verilen bir eşik değerden ($E_T^{dep} > 150$ GeV) daha büyük bir E_T ile sonuçlanan jet atom grupları yeniden oluşturulmuş jetler olarak etiketlenir, COMMON/JETALL/'da depolanır ve COMMON/CLUSTER/'dan çıkarılır [26].

3.4.3.6. b-jetleri ve c-jetleri olarak jetlerin etiketlenmesi

Özellikleri ölçülebilen veya gözlemlenebilen kuarklar jet olarak adlandırılır. Jetler dedektörde izi olan hadronlardır. b-kuarklardan (b-jet) ortaya çıkarılan jetler, b-etiketleme teknikleri kullanılarak etiketlenir. Bu teknikler: verteks veya soft-lepton etiketlemedir. Paket, yeniden oluşturulan $|\eta| < 1.5$ değerine sahip, $\Delta R = 0.2$ 'lik koni içerisinde ve $p_T > 5$ GeV momentumu olacak şekilde izole edilmiş b-jetleri içerir. b-jetleri COMMON/B-JET/'de depolanır ve COMMON/JETALL/'dan çıkarılır. Benzer bir yolla, COMMON/CJET/ charm kuarklarla birleşmiş jetler ile doludur[47]. ATLAS detektörü için b-jetlerini etiketleme verimi %60 ve yanlış etiketleme %10 olarak kabul edilir. Leptonları yeniden oluşturmak ve ilk tetikleme için verim %90 kabul edilir [8].

3.4.3.7. Kayıp dik enerji

Kayıp dik enerji E_T^{miss} , hiçbir gruba eklenmeyen izole edilmemiş muonların ve jet olarak kabul edilmeyen atom gruplarının, b-jetleri, c-jetleri olan jetlerin, tanımlanan izole edilmiş fotonların, elektronların ve muonların dik momentumları toplanarak hesaplanır. Atom gruplarını yeniden oluşturmak için kullanılmayan hücrelerde depolanmış dik enerjiler bütün toplamda hesaba dahil edilir. Kullanılmayan hücrelerde depolanan dik enerji aynı enerji

dağılım fonksiyonu ile jetlere kazandırılır. Verilen bir eşik değerin altında depolanan dik enerji ($E_T^{thr} < 0 \text{ GeV}$) hücreler toplamından çıkarılır. $E_T^{obs} = \sqrt{(P_x^{obs})^2 + (P_y^{obs})^2}$ toplamından, kayıp dik momentum bileşenleri $P_x^{miss} = -P_x^{obs}$, $P_y^{miss} = -P_y^{obs}$ gibi $E_T^{miss} = E_T^{obs}$ kayıp dik enerji elde edilir. Toplam kalorimetre dik enerji $\sum E_T^{CALO}$, muonlar hariç bütün yukarıdaki dik enerjilerin toplamı olarak hesaplanır [26].

3.4.3.8. Tetikleme seçimi

Seçilmiş fizik olaylarının doğruluğunu kanıtlamak için basit bir tetikleme yöntemi, her bir olay algoritma tarafından izole edildikten sonra çağırılıp kullanılabilir. Bu yöntem bütün ATLAS dedektörünün tetikleme cevabını ve değerlerini içereceği anlamına gelmez. Bunun aksine, çıkarılmış olayların ATLAS'ın 1. seviye ve 2. seviye tetiklemelerine geçme şansları yoktur. Bu yöntem esasen n-jetleri +m-leptonları + E_T^{miss} tipinde birçok kompleks konuları içerecek SUSY-parçacık çalışmaları için de kullanılır. İzole edilmiş elektronlar, fotonlar, izole edilmiş ve izole edilmemiş muonlar ve yeniden oluşturulmuş jetlerin ATLFAST analizlerinin sonuçları bu tetikleme seçimi için kullanılır [26].

Önerilen tetikleme seçiminin amaçları şunlardır:

- Halihazırda anlaşılan LVL1+LVL2 ile uyumluluk
- Mümkün olan tüm kanalların tamamen içerilmesi
- Bazı durumlar için TP (tetikleme pozisyonu) çok az miktarda düşük eşik değerlerindeki fiziğin doğruluğunun kanıtlanması gerekir ki bu sadece bazen mümkün olabilir.

Tetikleme parçalarının üç sınıfı

- İzole edilmiş elektronlar ve fotonlar
- Muonalar
- Jetler

düşük ve yüksek luminositede çalışmak için kullanılır.

4. DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL (SM) AİLESİNİN GEREKLİLİĞİ

Simetri kırılmadan önce, aynı kuantum sayılı (elektrik yükü, izospin, vb) fermiyonlar ayırt edilemezler. Bundan dolayı, fermiyon-Higgs etkileşmelerinde aynı kuantum sayılı fermiyonlara uygun Lagrangian terimleri eşit etkide olmalıdır. Bu yüzden tek kütle matrisleri ile gelişigüzel simetri kırılmasından sonra bütün girişler $a_F \delta$ 'ya eşittir. Burada δ , Higgs alanının vakum genişleme değeridir ve a_F fermiyon-Higgs etkileşmesinin şiddetidir [7,8].

Çizelge 4.1 GeV/c^2 biriminde temel fermiyonların kütleleri [7].

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

Çizelge 4.2 $a_F = g$ 'de kuark sektörü için parametreler ve uygun kütle değerleri [7].

	$\gamma = -0.00076$, $\beta = -0.0078$, $\alpha = 0.55$
Up kuarklar	$m_u = 6.6 \text{ MeV}$, $m_c = 1.13 \text{ GeV}$, $m_t = 176 \text{ GeV}$, $m_{u_4} = 638.6 \text{ GeV}$
	$y = -0.00043$, $p = -0.001358$, $\alpha = 0.0129$
Down kuarklar	$m_d = 14.9 \text{ MeV}$, $m_s = 158 \text{ MeV}$, $m_b = 4.13 \text{ GeV}$, $m_{d_4} = 639.7 \text{ GeV}$

Burada, F , nötrinolar, yüklü leptonlar, up kuarklar, down kuarklar olarak adlandırılan fermiyonları gösterir. Bu yaklaşıma göre, n tane SM ailesi olduğu durumda $(n-1)$ aile

kütlesizdir ve n 'inci aile fermiyonları $na_F\delta$ kütlesine sahiptirler. Genelde a_F , fermiyon tipinde değişiklik gösterebilir fakat, SM çerçevesinde a_μ , a_l , a_u ve a_d 'nin aynı düzende değerlere sahip olmalarının farz edilmesi doğal görülür. Çizelge 4.1'de görülen üçüncü aile fermiyonlarının reel kütle spektrumunu göz önüne almak, gerekli olarak en azından dördüncü bir ailenin var olması gerektiği fikrine yol açar. Gerçekten, üç-SM-ailesi durumunda üçüncü-aile fermiyon kütlelerinin $3a_F\delta$ 'ye eşit olması beklenir. Fermiyon-Higgs etkileşmesinin şiddetleri arasında büyük farklılıklar vardır [7,31].

İkinci bir varsayım olarak, bütün fermiyonlar için aynı a_F değerini alabiliriz. Üstelik, a_F 'nin ortak değerini $SU(2)$ 'nin çiftlenme sabiti g 'ye eşit almak dördüncü-aile fermiyon kütleleri için $m_4 = 4g\delta = 8m_W = 640$ GeV verir. Eğer elektromanyetik çiftlenme sabiti g , e ile yer değiştirirse o zaman $m_4 = 320$ GeV olur. Bu durumda ilk üç aile kütlesiz kalır [7,31].

Kütle matrisi terimlerinde, yukarıdaki düşünceler temel fermiyonlar için ortalamadır.

$$M^0 = a\delta \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \rightarrow M = 4a\delta \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{0} & \mathbf{0} & 1 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Doğada, en azından ilk üç aileden yüklü leptonlar ve kuarklar sıfırdan farklı kütlelere sahiptir ki bu da, (4.1)'in uygun bir değişikliğe ihtiyaç duyduğu anlamına gelir. Tam demokrasi üzerinde minimum bir etkiye sahip olan bir değişiklik olduğunu farz ederek M^0 kütle matrisi terimi denklem 4.2'deki gibi önerilir [7].

$$M^0 = a\delta \begin{pmatrix} 1 & 1+\gamma & 1+\beta & 1 \\ 1+y & 1+2y & 1+\beta & 1 \\ 1+\beta & 1+\beta & 1+\alpha & 1-\alpha \\ 1 & 1 & 1-\alpha & 1+\alpha \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

y parametresi, birinci-aile fermiyonları için kütleleri üretir ve Cabibbo karışımını düzenler, β parametresi, ikinci-aile fermiyonları için kütleler üretir ve $b - c$ geçişini düzenler, α parametresi, üçüncü-aile fermiyon kütlelerini üretir. Denklem 4.2'de gösterilen matrisin köşegenleri α , β , y parametrelerinin değerlerini saptamak için kullanılan uygun

fermionların kütlelerini verir. Çizelge 4.3 ve Çizelge 4.4'de a_F 'yi sırasıyla e 'ye ve g 'ye eşit alarak dördüncü kuark ailelerinin tahmin edilen değerleri ile Up ve Down kuark sektörleri için bu değerler tanımlanır. Leptonik sektörde, yüklü leptonların kütleleri tam olarak bilinir fakat, nötrino kütleleri ve karışım deneyleri için en üst limiti verir. Bu sebeplerden dolayı nötrino kütleleri için iki farklı öneri vardır [7]:

$$1- m_{\nu} \approx m_l, \quad 2- m_{\nu} \approx m_l^2 \quad (4.3)$$

Dördüncü aile leptonlarının tahmin edilen kütle değerleri ile leptonik sektör için parametreler, uygun kütleler Çizelge 4.1'de tanımlanır. Burada $m_{\nu} \approx 1$ eV olarak alınır [7].

Çizelge 4.3 $a_F = e$ 'de kuark sektörü için parametreler ve uygun kütle değerleri [7].

	$\gamma = -0.00152$,	$\beta = -0.0156$,	$\alpha = 1.1$
Up kuarklar	$m_u = 6.6 \text{ MeV}$, $m_c = 1.13 \text{ GeV}$, $m_t = 176 \text{ GeV}$, $m_{u_4} = 318.6 \text{ GeV}$		
	$y = -0.000856$,	$\beta = -0.002716$,	$\alpha = 0.0258$
Down kuarklar	$m_d = 14.9 \text{ MeV}$, $m_s = 158 \text{ MeV}$, $m_b = 4.13 \text{ GeV}$, $m_{d_4} = 319.7 \text{ GeV}$		

Çizelge 4.4 $a_F = g$ 'de lepton sektörü için parametreler ve uygun kütle değerleri [7].

	$\gamma = -1.2723 \times 10^{-10}$, $\beta = -1.4655 \times 10^{-9}$, $\alpha = 1.0839 \times 10^{-8}$		
$m_{\nu_i} \approx m_l$	$m_{\nu_1} = 1 \text{ eV}$, $m_{\nu_2} = 206.7 \text{ eV}$, $m_{\nu_3} = 3477 \text{ keV}$, $m_{\nu_4} = 640 \text{ GeV}$		
	$\gamma = -1.827 \times 10^{-9}$,	$P = -2.695 \times 10^{-7}$,	$\alpha = 3.778 \times 10^{-5}$
$m_{\nu_i} \approx m_l^2$	$m_{\nu_1} = 1 \text{ eV}$, $m_{\nu_2} = 42.75 \text{ keV}$, $m_{\nu_3} = 12.09 \text{ MeV}$, $m_{\nu_4} = 640 \text{ GeV}$		
	$\gamma = -0.00006502$,	$\beta = -0.0007941$,	$\alpha = 0.00554$

Yüklü leptonlar

$$m_e = 0.511 \text{ MeV}, m_\mu = 105.66 \text{ MeV}, m_\tau = 1.7771 \text{ GeV}, m_l = 639.9 \text{ GeV}$$

4.1. Dördüncü Standart Model Ailesi ve Demokrasi Kütlesinin Kırılması

Standart Model (SM), temel parçacıkları ve bu parçacıklar arasındaki etkileşimleri açıklar. Fakat, SM ile açıklanamayan birçok problem vardır. Özellikle;

- Temelfermiyonların kütleleri ve karışımları,
- Fermiyon ailelerinin varlığı ve sayıları,
- Tek (singlet) sağ-taraf parçacıkları ve zayıf izospin çiftlere (doublet) sahip sol taraf parçacıklarının tayini,
- Her biri sahip olduğu ayar grubu ile tanımlandığından dolayı SM şiddetli, zayıf ve elektromanyetik kuvvetleri tam olarak birleştiremez.

Bu problemleri çözmek için SM ötesinde farklı yaklaşımlar önerilir: elektrozayıf simetrisinin genişletilmesi, büyük birleşik teori (GUT), süpersimetri (SUSY), preonik modeller gibi bahsedilen problemlerin bazılarının cevabı SM'de olabilir. Örneğin, demokratik kütle matrisi yaklaşımı [32,27] birinci problemi çözmek için geliştirilen bir modeldir. Genellikle, araştırmacılar bu yaklaşımı ilk kez sadece üç fermiyon ailesine uygulamakla uğraşmışlardır. Sonuç olarak, SM ya genişler yada çalışmalar sonucunda yanlış sonuçlar elde edilir: [32,26]'de elektrozayıf ayar gurubunun ($SU(2)_L \times SU(2)_X \times U(1)$) genişletilmesi düşünüldü, [32,25] de top kuarkın kütlesi 11-14 GeV olarak tahmin edilmiştir. DMM (Demokratik Kütle Matrisi) yaklaşımı SM'de bir dördüncü fermiyon ailesinin varlığı fikrini ortaya koyar [7].

4.2. Çeşni Demokrasi

Üç çeşit temel üzerinde çalışmak yararlıdır. Bunlar: SM temeli $\{f^0\}_j$, kütle temeli $\{f^m\}$, zayıf temeli $\{f^w\}$. Üç SM ailesine göre, spontane (anlık) simetri kırılmasından önce kuarklar aşağıdaki $SU(2)_X \times U(1)$ grubunda gruplandırılırlar.

$$\begin{pmatrix} 0 \\ u_{RL} \\ d_L^0 \end{pmatrix}, u_R^0, d_R^0, \begin{pmatrix} c_L^0 \\ s_L^0 \end{pmatrix}, c_R^0, s_R^0, \begin{pmatrix} t_L^0 \\ b_L^0 \end{pmatrix}, t_R^0, b_R^0. \quad (4.4)$$

Bir ailenin bütün temelleri eşittir ve örneğin, d -kuarkın kütlesi Yukawa etkileşiminden dolayı

$$L_Y^{(d)} = a_d (\bar{u}_L d_L) \begin{pmatrix} \phi \\ \varphi \end{pmatrix} d_R + h.c. \Rightarrow L_m^{(d)} = m_d \bar{d} d \quad (4.5)$$

gibi bir Lagrangian ile ifade edilir. Burada

$$m_d = a_d \delta, \delta = \langle \varphi^0 \rangle \cong 249 \text{ GeV'dir.} \quad (4.6)$$

Aynı şekilde, eğer nötrino bir Dirac parçacığı ise

$$m_u = a_\nu \hat{m}_e = a_e \delta, \quad m_{\nu_e} = a_{\nu_e} \delta \quad (4.7)$$

olur. n sayıda aile olması durumunda Lagrangian,

$$L_Y^{(d)} = \sum_{i,j=1}^n a_{ij}^d (\bar{u}_{L_i}^0 \quad \bar{d}_{L_i}^0) \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} d_{R_j}^0 + h.c. = \sum_{i,j=1}^n m_{ij}^d \bar{d}_i^0 d_j^0, \quad m_{ij}^d = a_{ij}^d \delta, \quad (4.8)$$

ile ifade edilir ve burada, d_1^0, d^0 'ı belirtir, d_2^0, s^0 'ı belirtir vb ($i, j=1, 2, \dots, n$. Burada n SM ailelerinin sayısıdır.). Fermiyonların her bir tipinin kütle matrisinin diagonalizasyonu veya diğer bir deyişle SM temelinden kütle temeline geçişi birimsel dönüşüm tarafından $\{f^0\} \rightarrow \{f^m\}$ şeklinde yapılır.

Buna göre, kütle temelinden zayıf temel geçiş CKM matrisinde

$$U_{CKM} = \{U_L^u\}^+ U_L^d \dots \{f^w\} \quad (4.9)$$

sonucunu verir. Bu da, üç(dört) SM aileleri durumunda 3(6) gözlenebilir (mixing) açısı ve 1(3) gözlenebilir CP-bozulma fazı içerir.

Simetri kırılmasından önce bütün kuarklar kütesizdir d^0, s^0, b^0 vb arasında farklılıklar yoktur. Diğer bir deyişle aynı kuantum sayılı fermiyonlar ayırt edilemezler. Bu birinci varsayım için bize yol açar.

Birinci Varsayım:

Yukawa çiftleri fermiyonların her bir tipinde aynıdır:

$$a_{ij}^d \approx a^d, \quad a_{ij}^u \approx a^u, \quad a_{ij}^l \approx a^l, \quad a_{ij}^{\nu} \approx a^{\nu}. \quad (4.10)$$

Standart Model fermiyonlarının her bir tipi için $(n-1)$ kütesiz parçacık ve bir tane $m = na^F \delta$ gibi kütleli parçacık vardır ($F = u, d, l, \nu$). Burada, δ Higgs alanı için vakumun

beklenen değeri, a ise Fermiyon-Higgs etkileşmesinin büyüklüğü. Fermiyonların (up kuarklar, down kuarklar, yüklü leptonlar ve nötrinolar) dört tipi için Dirac kütlelerini veren sadece bir Higgs çifti olduğundan dolayı, ikinci yaklaşımı yapmak doğal görünmektedir.

İkinci Varsayım:

Sadece bir Higgs çifti vardır. Bu yüzden fermiyonların her biri için Yukawa çiftleri hemen hemen $a^d \approx a^u \approx a^l \approx a^v \approx a$ olmalıdır. Yukarıdaki bağımsız değişken atamalarının kütle matrisine göre

$$M^0 = a\delta \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \rightarrow M^0 = 4a\delta \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

olmalıdır.

Üçüncü SM ailesinin kütle değerlerini hesaba katarsak ($m_v \langle m_\tau \langle m_b \langle m_t$), ikinci varsayım çeşni demokrasisine göre bir duruma yol açar ki bu da dördüncü SM ailesinin var olması gerektiği durumudur. Kütle matrisine göre yukarıdaki değişkenlerin ortalaması

$$M^0 = a\delta \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \Rightarrow M^m = 4a\delta \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

matrisinin oluşumuna yol açar. Burada m kütleli gösterir.

Üçüncü Varsayım:

a çiftlenimi $e = g_w \sin \theta_w$ ve $g_z = g_w / \cos \theta_w$ arasındadır. Bu yüzden dördüncü SM ailesi fermiyonları hemen hemen dejeneredir ve kütleleri $320 \langle m_4 \langle 730 \text{ GeV}$ arasındadır ($g : SU(2)$ için ayar çiftlenim sabiti ve e : eletromanyetik çiftlenim sabiti).

Bu son değer ağır kuark kütleleri için üst limite yakındır ki bu değer yüksek enerjilerdeki kısmi-dalga üniterlik değeridir ($\approx 1 \text{ TeV}$ bu değer üstünde pertürbasyon teorisi geçerliliğini yitirir.). $a : g_w$ değerinde çeşni demokrasisi dördüncü aile için $m_4 \approx 4a\delta \approx 8m_w \approx 640 \text{ GeV}$ 'yi öngörür [3,23,2].

4.3. CKM Matrisleri

Standart Model'de zayıf etkileşme kuark öz durumları ile kuark kütle öz durumları arasındaki fark CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) matrisleri ile tanımlanır[10,7]. Üç Standart Model (SM) ailesindeki kuark karışımları da, SM CP değişimi için gerekli evreleri içinde barındıran CKM matrisi ile verilir[3 6]. Bu, Cabibbo-Kobayashi-Maskawa tarafından

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

şeklinde ortaya atılmıştır. Dördüncü SM ailesi katılarak matris (4.14)'teki şeklini almıştır.

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} & V_{ud_4} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} & V_{cd_4} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} & V_{td_4} \\ \mathbf{V}_{u_4d} & \mathbf{V}_{u_4s} & \mathbf{V}_{u_4b} & \mathbf{V}_{u_4d_4} \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

Matris elemanlarının değerleri $V_{ud_4} = 0.0001$, $V_{cd_4} = 0.0002$, $V_{td_4} = 0.0057$, $V_{u_4d_4} = 0.9999$, $V_{u_4d} = 0.0002$, $V_{u_4s} = 0.0003$, $V_{u_4b} = 0.0002$ şeklindedir.

Standart Model'de fermiyon jenerasyonunun sayısı sabit değildir. Fakat bu sayı QCD önerilerinin asimptotik serbestlik derecesine bağlı olarak sekizden fazla olamayacağını söyler. Bu çerçevede çeşni demokrasisi yani demokratik kütle yaklaşımı dördüncü SM fermiyon ailesinin varlığını önerir[28].

İlk kuark ailesi için: up kuark down kuarktan daha hafiftir. Halbuki ikinci ve üçüncü kuark ailelerinde bu durum tersinedir. Eğer dördüncü SM ailesi varsa simetrikliği sağlamak için M_{u_4}, M_{d_4} 'den daha küçük olmalıdır. Bu duruma göre $u_4 \rightarrow bW^+$ 'ya bozunabilir. $\Delta M = M_{d_4} - M_{u_4}$ kütle farkına bağlı olarak ve $|V_{d_4u_4}|$ 'e bağlı olarak d_4 kuarkı farklı bozunma genişliklerine sahip olabilir. İki ve üç parçalıklı son durumlar için aşağıdaki tablodaki gibi olmalıdır [29].

Çizelge 4.5 Dört SM ailesi kuarklarının kütle durumları [29].

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 (DMM) SM yaklaşımında kütleleri 300 GeV'den 700 GeV'e kadar uzanan temel fermiyonların dördüncü nesli de dahil edilmiştir. Dördüncü aile kuarklarının LHC'de bol miktarda üretilmesi beklenmektedir. Aynı zamanda bu dördüncü aile fermiyonlarının Higgs üretimine de ($gg \rightarrow h$)bozunmasına da halka ara parçacığı olarak katkıda bulunmakta ve böylece Higgsin gözlenebilirliğini daha olası hale getireceği öngörülmektedir[30].

Çeşni demokrasisi SM'de dördüncü ailenin var olduğunu kabul eder. Buna göre ilk üç nötrininonun küçüklüğü doğal bir anlam kazanır. En son elektrozaıf data ölçümleri ekstra SM ailelerinin varlığına izin verir. Bugünkü bilgilerimize göre dördüncü SM fermiyon kütlelerinin alt limitleri: l_4 için 92.4 GeV, durgun (durgun olmayan) Dirac için ν_4 kütlesi 45 (83.3 GeV); nötral akım (yükü akım) kanalı durumunda d_4 için 199 (128 GeV). Dördüncü SM kuark ailesinin varlığı Tevatron ve LHC'de Gluon-Gluon füzyonuyla Higgs bozunumunu olası kılar[31].

Çeşni Demokrasisine göre dördüncü aile nötrinosu ağır olmalıdır. Demokratik kütle matrisi yaklaşımı çerçevesinde ilk üç nötrino için küçük kütleler büyük mixing açısıyla uyumludur ve bu nötrinolar Dirac tipindedir. Dördüncü SM ailesinin varlığı birçok kozmolojik ve astrofiziksel sonucu içerir. Dördüncü aile leptonlarının gelecekteki lepton çarpıştırıcılarında bol miktarda gözlenmesi beklenmektedir. SM bozunma kanalları için dördüncü aile kuark kütlelerinin bağılıkları, 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 bağlaşımları için aynı mertebededir. Eğer dördüncü aile kuarklarının SM bozunum kanalları baskınsa u_4 kuarkının incelenmesi d_4 'e göre daha avantajlıdır. Çünkü $u_4 \rightarrow bW^+$ ün tesir kesitleri, $d_4 \rightarrow tW^- \rightarrow bW^+W^-$ ün bozunum durumlarına göre daha büyüktür [5].

5. DÖRDÜNCÜ SM AİLESİNİN FCNC KANALLARINA BOZUNUMUNUN MODELLENMESİ

Dördüncü SM ailesinin varlığı Demokratik Kütle Matrisi (DMM) öngörülerıyla kabul edilmiştir. Bu ailenin FCNC (Çeşni Değiştiren Nötral Kanal) kanallarına bozunumunun incelenmesi, dördüncü SM ailesinin varlığının ispatlanması ve aynı zamanda Higgs'in varlığının ve hangi kütlede olduğunun gözlenebilmesi açılarından büyük önem taşımaktadır. Çünkü bazı çalışmalar göstermiştir ki; Dördüncü SM ailesinin varlığı Higgs sinyalinin gözlenebilirliğini artırır [8]. Bu bölümde LHC, ATLAS Deneyinde Dördüncü SM Kuark Ailesinin Çeşni

değiştiren nötral kanallara ($pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4, u_4 \rightarrow W^+ b, \bar{u}_4 \rightarrow g t$ ve burada $W^+ \rightarrow l^+ \nu$,

$Z \rightarrow l^+ l^-, t \rightarrow W^+ b \rightarrow l^+ \nu b$) bozunumu modellenmiştir.

5.1. PYTHIA'nın ATLEFAST ile Çalıştırılması

Rastgele olay üreteç programı olan PYTHIA Web sayfasından [60] indirilebilir. CERN'e ait kütüphane dosyaları:

- cernlib.tar.gz
- cernlib.tar.gz
- cernbin.tar.gz
- mclibs.tar.gz
- include.tar.gz
- lapack.tar.gz

ise CERN kütüphanesinden indirilebilir [32] ve açılır. Bu programlar "lib, bin, include" denilen birçok alt programları da içermektedir. PYTHIA'yı çalıştırabilmek için bütün gerekli programlar bu kütüphanede vardır. Bu programlar ve PYTHIA programı indirildikten sonra ele alınan problemin çözümüne yönelik PYTHIA kodlarını içeren FORTRAN programı yazılır. Bu programın derlenmesi ve bu programın PYTHIA ile bağlanması için nesne dosyasından arşiv dosyası yapılır. Programı çalıştırdığımızda, program bu arşiv dosyası yardımıyla, kütüphane bilgileriyle programı bağlar ve böylece PYTHIA bağımsız LINUX işletim sisteminde çalışır hale gelmiş olur. Burada ele alınan problem çözümü yalnızca olaylar üretilerek çarpışan ve

oluşan parçacıkların özelliklerini içerebilir. Dedektör modellemesi henüz problemin çözümünde yer almamaktadır.

ATLFAST ise [33] sayfasından indirildikten sonra PYTHIA programının çalıştırılabildiği bir ortama kopyalanır. ATLFAST programı leptonlar, jetler (e, μ , b-jet) için ayrı ayrı atlfast.F isimli birçok verilmiş hazır programa sahiptir. Bizim yapacağımız işlem bu hazır bilgileri kullanmanın yanı sıra kendi inceleyeceğimiz özel kanal için gerekli olan kısımları yazarak eklemektir. Örneğin atlfast.F programı Dördüncü Standart Model ailesi kuarklarıyla ilgili bilgileri içermediğinden bu bilgiler kullanıcı tarafından girilir. Programa girdiğimiz PYTHIA kodlarının bazıları aşağıdaki tabloda verilmiştir. Dördüncü SM kuarklarının FCNC bozunma kanalları ($pp \rightarrow \bar{u}_4 u_4$ ve $\bar{u}_4 \rightarrow Zt \rightarrow ll\nu b$, $u_4 \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$ veya $u_4 \bar{u}_4 \rightarrow g t W b$) için PYTHIA'dan seçtiğimiz bazı önemli anahtar parametreler Çizelge 5.1'de verilmiştir.

Çizelge 5.1 ($pp \rightarrow \bar{u}_4 u_4 \nu u_4^- \rightarrow Zt \rightarrow ll\nu b, u_4 \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$) bozunumları için PYTHIA parametreleri.

ECM=14000	Kütle merkezi enerjisi 14 TeV'de alınır.
IMSS(1)=0	SM için üretici kanalları açar.
PMAS	Parçacık/parton kütlesi m (GeV olarak)
MSUB	MSEL=0 iken, kanalla ilgili bütün elemanlar üretime dahil süreçlerin alt süreçlerini seçmek için kullanılır.
MSUB(ISUB)=1	Alt süreçlerin dahil olduğunu gösterir.
PMAS (KC, 2)	Ortalama yaşam ömrü KC, sıkıştırılmış kodu verir.
KFDP(IDC, J)	Farklı kanallar için bozunum ürünlerini içerir. KFDP(66, 2) \Rightarrow listede $\bar{u}_4 \rightarrow gt$ 'yi alır.
BRAT (IDC)	Farklı bozunum kanalları için dallanma oranını verir. IDC=individual decay channel. BRAT(66)=0.001 $u_4 \bar{u}_4 \rightarrow gt\bar{u}_4$ verir.
MSEL=8	Ağır matris elemanlarıyla dördüncü aile u_4 üretimini verir.
MDME(I, 1)=1	Açık olması istenilen kanallar için alınır. MDME(68, 1)=1 $\Rightarrow \bar{u}_4 \rightarrow Zt$ kanalı açılır.
MSTP(71)=0	Başlangıç demetinin özellikleriyle ilgili bilgi verir. Örneğin, MSTP(71)=0 seçildiğinde program son-durum radyasyonunu ve hadronizasyonu gözönüne almaz.
MDME(I, 1)=0	Kapalı olması istenilen kanallar için kullanılır.
MSUB(ISUB)=0	Alt süreçlerin dahil olmadığını gösterir. ISUB alt süreci temsil eder.

Bu listede komutların sadece birkaçı yazıldı. Program bunlar gibi birçok komutun yazılmasıyla yönetilir. Dedektör modelleme programı olan ATLFAST'in PYTHIA programıyla birlikte çalışmasında öncelikle sıkıştırılmış versiyonu olan 'atlfast-00-02-22' [62]'ten

indirildikten uygun ortama kopyalandıktan sonra buradan sırasıyla 'demo', 'demo-pythia62', dosyalarına girilir. 'demo-pythia62' dosyasında bulunan örnek program yardımıyla özel olarak incelediğimiz kanala ($pp \rightarrow \bar{u}_4 u u_4 \rightarrow bW^+, \bar{u}_4 \rightarrow gt(Zt)$) ait programı yazarak 'makefile' ile çalıştırılır. (Makefile bütün dosya adreslerinin yerlerini içinde bulunduran ve programlar arasındaki bağı sağlayan bir (link) programdır. Bu programın yazımı oldukça zordur.) Bu çalışma sonrasında '.exe' ve '.o'-(obje dosyası) dosyaları elde edilecektir. Sonra 'prod' denilen dosyaya geçilerek burada bulunan 'atlfast.dat' ve 'run.dat' programlarındaki verileri kullanmak üzere 'go' komutuyla program çalıştırıldığında 'liste' ve 'histogram' çıktı dosyaları programın çalışması tamamlandığında elde edilecektir. Programın bu çalışması sonucunda 'prod' dosyasında elde edilen iki çıktı dosyasından birincisi incelediğimiz bozunumdaki parçacıkların ve diğer bütün parçacıkların birçok özelliğini içeren-parçacıkların bozunmalarının, enerjilerinin, momentumlarının, kütlelerinin orijinlerinin, tesir kesitlerinin-ve daha birçok özelliğinin içerildiği liste-çıkı dosyasıdır. Diğer çıktı dosyasında incelediğimiz parçacıkların bozunumlarına ait ve son çıkan parçacıkların özelliklerine ait histogramları içeren data kısmıdır.

5.2. $pp \rightarrow \bar{u}_4 u u_4 \rightarrow Zt \rightarrow ll\nu b, u_4 \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$ **Bozunumunun $ll\nu l\nu bb$ Son**

Durum Parçacıklarına Modellenmesi

5.2.1 Liste çıktıları

Yazdığımız fortran programında öncelikle olaylar pp 'in 14 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde çarpışmalar için yönlendirilir ve seçilir. Bu durum PYTHIA programının komutlarıyla programa girilir. Ayrıca programa, düşük luminositede, $3 \times 10^{-31} \text{ cm}^{-2}$ s'değerini ve $qf \rightarrow QF$ bozunumu temel alarak başladık. Burada / -fermyon demektir. Listedeki incelediğimiz kanal: $pp \rightarrow \bar{u}_4 u u_4 \rightarrow bW\bar{u}_4 \rightarrow gt, W \rightarrow l\nu, t \rightarrow Wt \rightarrow l\nu b$ 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. Çıktı listesindeki bozunma özellikleri olan bozunma genişlikleri ve dallanma oranları PYTHIA'da istatistik listesi istenerek ve "PYSTAT" komutu programa girilerek elde edilir. $pp \rightarrow \bar{u}_4 u u_4$ bozunması için u_4 kütleini 320 GeV aldık. Listedeki 320 GeV'lik \bar{u}_4 'ün gt 'ye bozunma genişliği 3.2×10^{-3} GeV ve dallanma oranını 1 alarak yani sadece $\bar{u}_4 \rightarrow gt$ bozunması olacak şekilde

elde ettik. Yine çıktı listesinde Parçacık/Parton data tablosunda elde ederiz. 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, $\bar{u}_4(\bar{t}')$ bozunum ürünleri g, gamma (γ), Z^0 , W^+ , h^0 , H^+ çıkmış durumdadır. Üç defa yük ise iki ($3 \times 3/2=2$), renk 1, anti-renk 1, kütle 320 GeV ve genişlik $\Gamma = 3.2$ MeV olarak elde edilen durumlar Çizelge 5.2'de verilmektedir.

Çizelge 5.2 Parçacıkların özellikleri.

```

***** PYSTAT: Decay Widths and Branching Ratios*****
=====
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 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 3 Z0 + d I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on I
0.000E+00 I 4 W- + u I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on I
0.000E+00 I 5 W- + c I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on I
0.000E+00 I 6 W- + t I 0.000E+00 I 0.000E+00 I on 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

```

0.000E+00	64	H-	+ c	0.000E+00	0.000E+00	I
0.000E+00	65	H-	+ t	0.000E+00	0.000E+00	I
0.000E+00						I
1.000E+00	8	t'	(m = 320.000) -->	3.200E-03	1.000E+00	I on I
0.000E+00	66	g	+ t	0.000E+00	0.000E+00	I off I
0.000E+00	67	gamma	+ t	0.000E+00	0.000E+00	I off I
1.000E+00	68	Z0	+ t	3.200E-03	1.000E+00	I on I
0.000E+00	69	W+	+ d	0.000E+00	0.000E+00	I off I
0.000E+00	70	W+	+ s	0.000E+00	0.000E+00	I off I
0.000E+00	71	W+	+ b	0.000E+00	0.000E+00	I off I
0.000E+00	72	W+	+ b'	0.000E+00	0.000E+00	I off I
0.000E+00	73	h0	+ t'	0.000E+00	0.000E+00	I off I
0.000E+00	74	H+	+ b	0.000E+00	0.000E+00	I
0.000E+00	75	H+	+ b'	0.000E+00	0.000E+00	I off I

Bu listeyi takiben çıktıda parçacıklar için parçacık düzeyinde olayların analizini içeren ATLFast kriter ve değerleri içerilmektedir. Atom topları, muon, elektron, jet, kayıp enerji gibi durumlar için kriterler verilir. Aşağıdaki tablolarda örnek olarak muon ve jet çıktıları verilmiştir. Örneğin detektörde muon aranırken çizilen koninin yarıçapları 0.4 veya 0.7 alınır.

$PT = \sqrt{(p_x)^2 + (p_y)^2}$ si 6 GeV'den düşük değerde olanlar göz önüne alınmaz. Yine tablolarda olan değerlerden bir diğeri olan muon izolasyonu durumunda ele alınan koni içinde enerjisi 10 GeV'den büyük ikinci bir muon olmamalıdır. Olan muonlar kriterle dışlanır alınmaz. Esasen bu listedeki kriterlerin herbiri detektör sistemi içinde $W \rightarrow l\nu$ kanalındaki izole edilmiş tek lepton durumunda sade, net bulunabilen tek muon elde edebilmek içindir.

Çizelge 5.3 Muon için detektör kriterleri.

```

*****
*                               *
*                               *
*                               *
*   ***   MAKMUO   ***         *
*                               *
*   *****         *
*   clusters definition ....     *
*   5.00000      E_T_dust         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 *
*****

```

Çizelge 5.4 Jetler için detektör kriterleri.

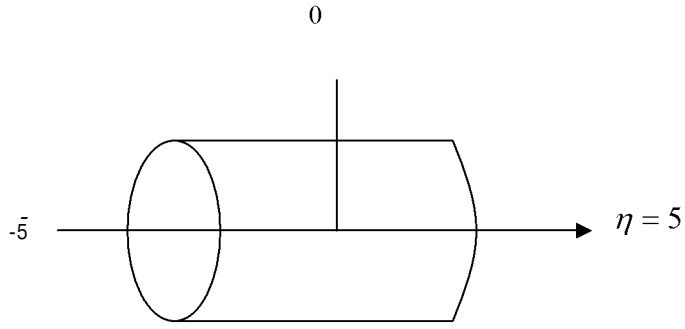
```

*****
*                               *
*                               *
*   ***   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 *
*****

```

Jetler içinse yine 0.4 yarıçaplı silindirik kap (fiç) için 0.7 yarıçaplı ileri kısım için koniler seçilir. $0.7 \geq \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ olmalıdır. Böyle bir koninin (koni şekli) içindeki atom gruplarını kabul edebiliyoruz. Jetler için eta alanı 5 (yani detektör boyunca tüm alan) alıyoruz.

$\eta = 5$ ise 0-5 arası tüm jetler alınır.



Şekil 5.1 Detektör içindeki η sınırları.

Yine jetler için $E_T^{jets} > 10$ GeV olmalıdır. $\eta^{ag} \geq 3.2$ olmalıdır (kalorimetre için atom grupları durumunda(ag)).

Çıktı kısmında atfast kriterlerini takiben özet olay listesini elde ederiz. Tabloda gördüğümüz üzere olay listesinde çarpışmadaki orijin parçacıklar ve bunların çarpışmasıyla oluşan parçacıkların tümünün (346 tane) listesi ve bunların soy ağacı yani nereden geldikleri, çeşni kodu, durum kodu, momentumların x, y, z bileşenleri, enerjileri ve nominal kütleleri yer alır.

Çizelge 5.5 Özet olayların 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	0.342	-0.557	3873.623	3873.623	0.000
4	!g!	21	21	2	1.089	0.150	-333.297	333.299	0.000
5	!d!	21		1	0.342	-0.557	3873.596	3873.596	0.000
6	!sbar!	21	-3	4	0.613	2.137	-142.408	142.426	0.000
7	!u!	21	2	0	-13.211	-18.709	3674.348	3674.419	0.330
8	!t'bar!	21	-8	0	14.167	20.289	56.839	341.602	335.930
9	!z0!	21	23	8	4.159	-65.569	-42.956	121.205	92.352
10	!tbar!	21	-6	8	10.008	85.858	99.797	220.397	176.476
11	!nu_e!	21	12	9	-25.173	-64.646	-0.234	69.375	0.000
12	!nu_ebar!	21	-12	9	29.332	-0.923	-42.722	51.831	0.000
13	!W-!	21	-24	10	-5.946	87.497	136.010	180.501	79.942
14	!bbar!	21	-5	10	15.954	-1.640	-36.213	39.896	4.800
15	!mu-!	21	13	13	-22.942	1.926	62.002	66.139	0.106
16	!nu_mubar!	21	-14	13	17.142	84.664	72.418	112.722	0.000
=====									
17	(Z0)	11	23	9	4.159	-65.569	-42.956	121.205	92.352
18	nu_e	1	12	11	-25.173	-64.646	-0.234	69.375	0.000
19	nu_ebar	1	-12	12	29.332	-0.923	-42.722	51.831	0.000
20	(W-)	11	-24	13	-5.800	86.590	134.421	178.861	79.942
21	mu-	1	13	15	-22.942	1.926	62.002	66.139	0.106
22	nu_mubar	1	-14	16	17.142	84.664	72.418	112.722	0.000
=====									
337	gamma	1	22	317	0.724	-0.072	2.951	3.039	0.000
338	gamma	1	22	328	0.219	0.252	-368.218	368.218	0.000
339	gamma	1	22	328	-0.006	-0.012	-23.599	23.599	0.000
340	gamma	1	22	329	0.085	0.089	-21.353	21.354	0.000
341	gamma	1	22	329	0.000	0.003	-26.432	26.432	0.000
342	(K*+)	11	323	330	2.314	0.104	-3.102	3.966	0.859
343	pi-	1	-211	330	3.164	-0.050	-6.841	7.539	0.140
344	(K0)	11	311	342	1.217	-0.025	-2.039	2.426	0.498
345	pi+	1	211	342	1.098	0.129	-1.063	1.540	0.140
346	K_LO	1	130	344	1.217	-0.025	-2.039	2.426	0.498
=====									
sum:			2.00		0.00	0.00	0.00	14000.00	14000.00

Listeye bakacak olursak bir ve ikinci sıradaki 7 TeV'lik enerjili protonların çarpışmasıyla 8.sırada bu protonlardan yani orijinden gelen $\bar{u}_4(\bar{t}')$ elde edilmiştir. Bu \bar{u}_4 'ın $p_x=14.1677$ GeV, $p_y=20.289$ GeV, $p_z=56.839$ GeV, $E=341.602$ GeV ve kütlesi 335.930 GeV/c² olarak elde edilir.

Özet kısmından sonra detektörden elde edilebilen lepton, jet, kayıp enerji gibi parçacıkların durum kodu, çeşni kodu, orijin mi, ya da bozunan parçacık mı olduğu, p_z , enerji ve kütle değerleri listede görüldüğü gibi örnek olarak verilir.

Çizelge 5.6 ATLFAST ile elde edilen detektördeki parçacık özellikleri.

ATLFAST									
	K(I,1)	K(I,2)	K(I,3)	K(I,4)	K(I,5)	P(I,3)	P(I,4)	P(I,5)	
/ISOPHO	1	22	397	111	1	0.67	1.16	8.64	
/ISOMUO	1	13	21	13	1	0.78	-2.64	39.52	
/JETALL	1	5	17	32	50	-0.25	1.54	88.71	
/JETALL	2	98	16	17	1	0.28	-0.25	26.36	
/JETALL	3	98	7	9	1	1.64	-0.82	13.70	
/PTMISS/	PXMISS	PYMISS	PXNU	PYNU					
	-31.876	-54.496	-32.476	-70.760					
/TRIGER/	TRGALL	T							
	TRGEM1	TRGPH1	TRGEM2	TRGMU1	TRGMU2	TRGEMU	TRGJT1	TRGJT3	TRGJT4
	F	F	F	T	F	F	F	F	F

Liste çıktısında son olarak tesir-kesiti ve üretilen olayların istatistiği tabloda görüldüğü gibi verilmektedir.

Çizelge 5.7 Tesir kesiti ve olayların istatistiği.

```

***** PYSTAT:  Statistics on Number of Events and Cross-sections *****
=====
I          I          I          I          I          I          I
I          Subprocess          I          Number of points          I          Sigma          I
I          I          I          I          I          I          I
I          I          I          I          I          I          I
I          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          I          I          I          I
I          0 All included subprocesses          I          50000          1493331 I          1.158E-10 I
I          83 f + q -> f + Q, massive          I          50000          1493331 I          1.158E-10 I
I          I          I          I          I          I          I
=====
***** Fraction of events that fail fragmentation cuts = 0.00222 *****

```

Bu listede belirtildiği üzere 50.000 olayı üretip programı çalıştırdığımızda bütün süreçlerin toplam tesir kesiti 1.158×10^{-10} mb incelediğimiz süreç olan $f'q \rightarrow f'Q$ için tesir kesiti(sigma) yine aynı değerde yani 1.158×10^{-10} mb dir. Değer küçük olduğundan tamamı incelediğimiz açılan kanalda kalmıştır.

5.2.2 Histogram çıktıları

İncelediğimiz FCNC kanalları:

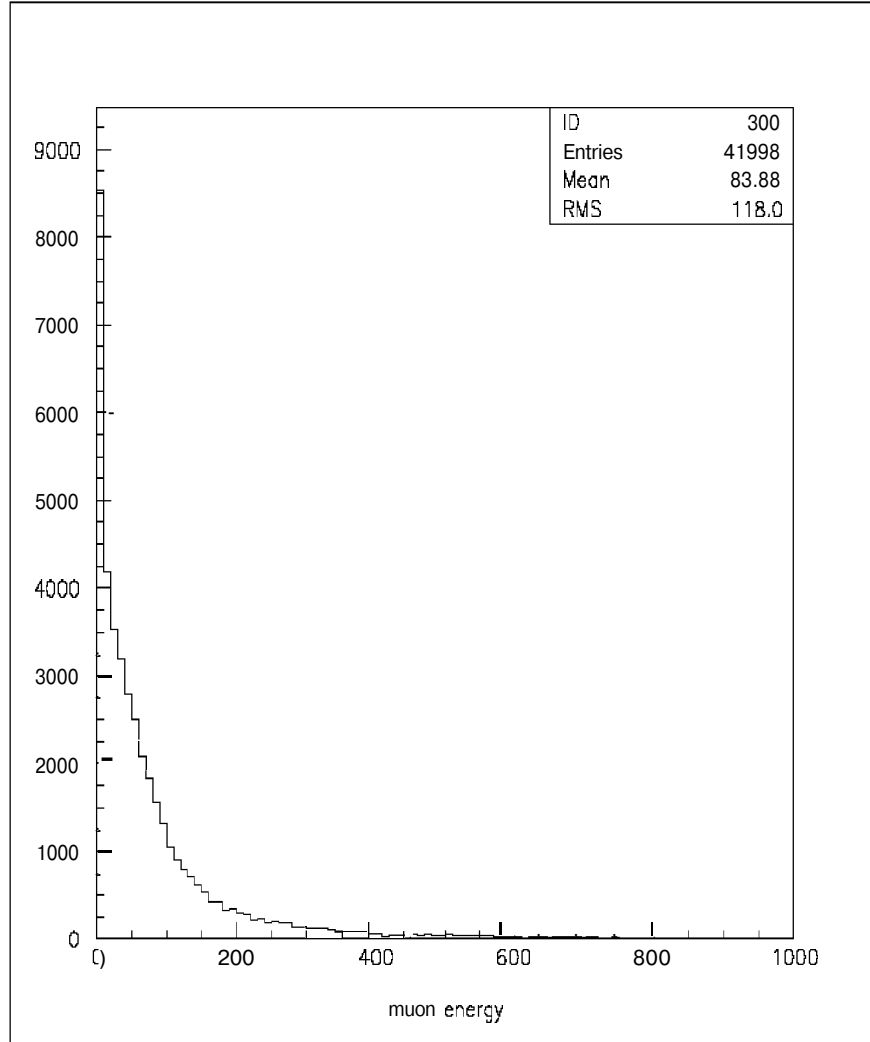
Birinci son durumda : $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4, u_4 \rightarrow Wb, \bar{u}_4 \rightarrow gt, W \rightarrow l\nu, t \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$

İkinci son durumda: $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4, u_4 \rightarrow Wb, \bar{u}_4 \rightarrow Zt, W \rightarrow l\nu, Z \rightarrow ll, t \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$

son durum parçacıklarını elde ederiz.

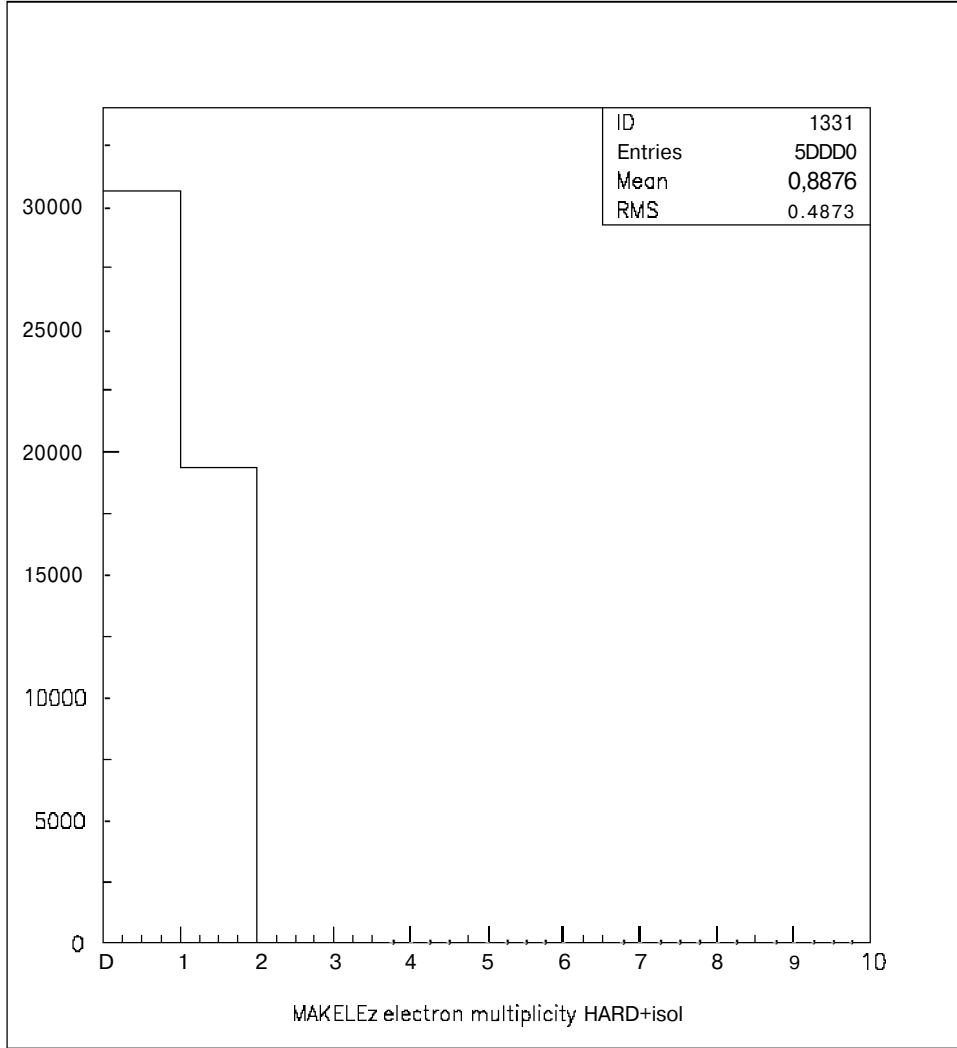
Birinci son durumda $gl\nu\nu bb$, ikinci son durumda $ll\nu\nu bb$ son durumları için histogramlar elde ettik. / burada lepton (elektron veya muon olabilir), ν -kayıp enerji ve b ise b -jet olarak inceledik.

Birinci son durum için gluon, 2 lepton, kayıp enerji ve b -jet son durumlarına bakıyoruz.



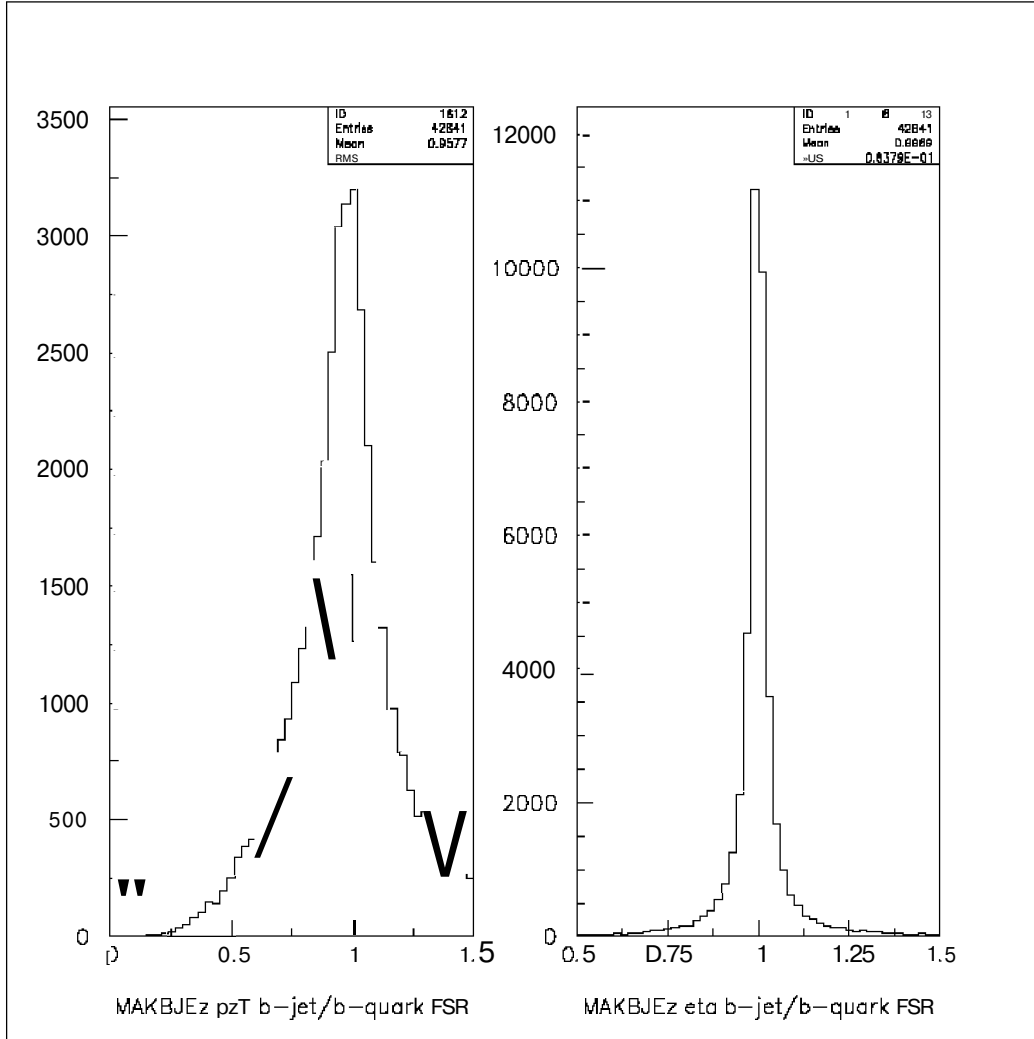
Şekil 5.2 Muon enerjisi histogramı.

Şekil 5.2'de muon enerjisi elde edildi. Bu muon enerjisinin ortalaması 83.88 ve dikkat edersek enerji değeri arttıkça beklentimize uygun olarak muon sayısı hızla azalmaktadır. Çünkü bu muonların $W \rightarrow l\nu$ 'deki W 'den geldiği ve W 'nin kütle aralığı olarak en fazla $75 < m_i < 90$ olması gerektiği bilinmektedir. Bu aralıkta elde edilen lepton W 'den gelen leptonudur. Son durumdaki 2 leptonun muon olma olasılığı çok yüksektir.



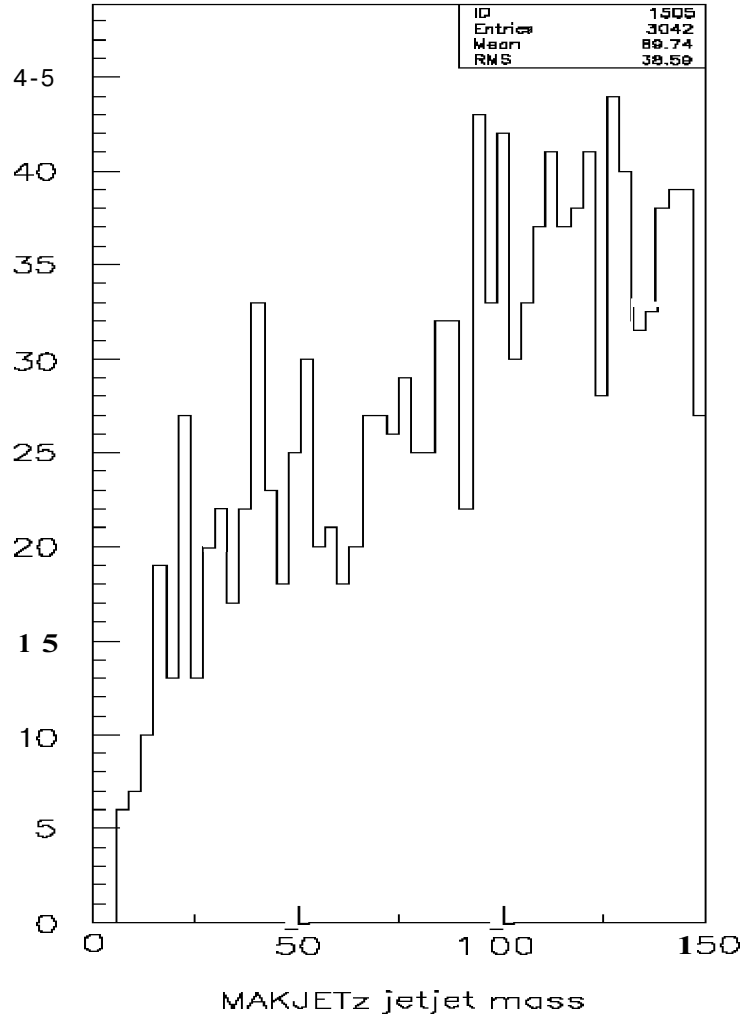
Şekil 5.3 Yüksek enerjili eletronun izolasyon histogramı.

Şekil 5.3'teki histogramdan izole edilmiş ve yüksek enerjili elektron aranmasında izole olan elektronun katlı değeri ortalama 0.88 olarak elde edildi.



Şekil 5.4 b-jetlerin momentum ve eta histogramları.

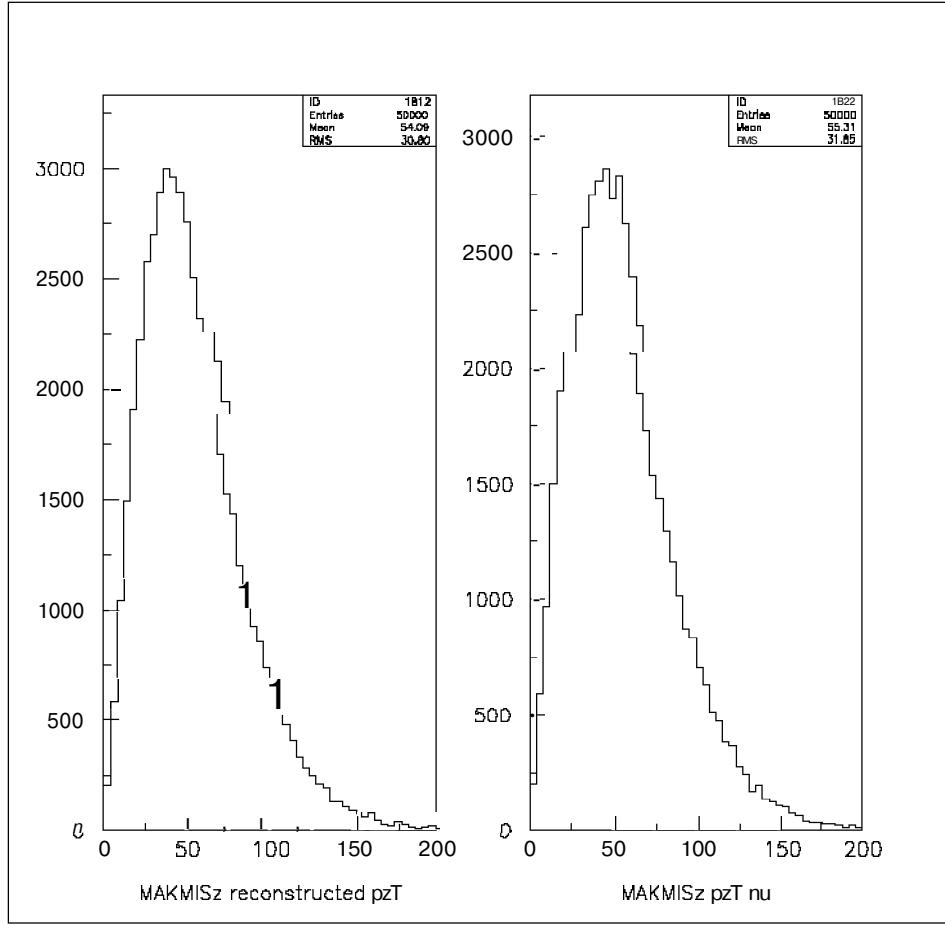
Şekil 5.4'te histogramlardan $b - jet / b - kuark$ için p_z^T ortalama değeri 0.9677 ve $b - jet / b - kuark$ için eta ortalama değeri 0.9989 olarak elde edildi. b -jetler diğer jetlere göre çok daha enerjetik olduklarından çarpışmadan sonra gelen demet doğrultusuna (+z ve -z doğrultusu) yakın giderler. Bu durumda b -jetlerin dik momentumunun (x,y doğrultuları) değeri çok küçük olmalıdır. Jetler kuarkların detektörde ölçülen izlerine denir.



Şekil 5.5 Jetlerin kütle histogramı.

Şekil 5.5'teki jetlerin kütle histogramından jetlerin kütle ortalama değeri 89.74 olarak elde edildi. Gluon+lepton+kayıp enerji ve b -jet'den oluşan son durum dördüncü aile kuarkları $u_4\bar{u}_4$ 'ün bozunumundan jet aranmasında elde edilecek jetlerin b-jet omasından kaynaklı yüksek enerjilidir ve yüksek değerlere doğru artış gösteren histograma sahiptir.

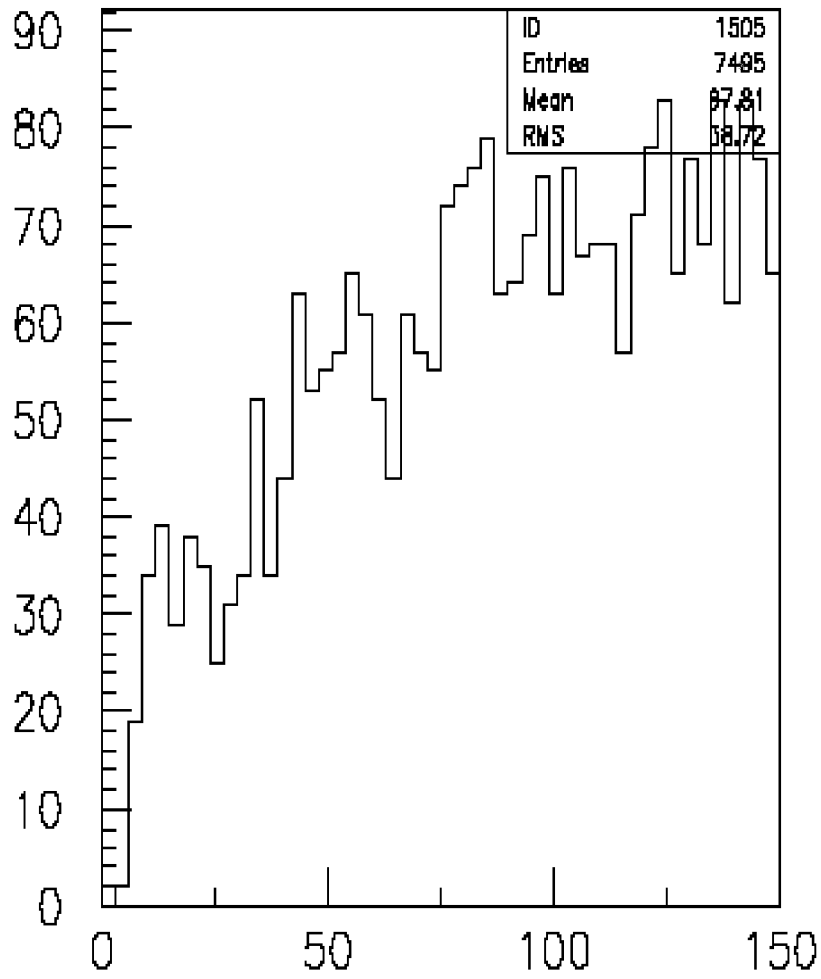
Kayıp enerji değerinin büyüklüğü nötrino enerjisinden kaynaklandığı gibi jetlerin ölçümündeki belirsizliklerden de kaynaklanabilir. Bu belirsizlikler detektördeki radyasyon, ölçüm dalgalanmaları ve tahmin edilemeyen jet enerjilerinden kaynaklanır. Bu durumları çözmek için jet konilerini küçültebiliriz.



Şekil 5.6 Histogram 1812; yeniden oluşturulan dik momentumu, histogram 1822; nötrinin dik momentumunu gösterir.

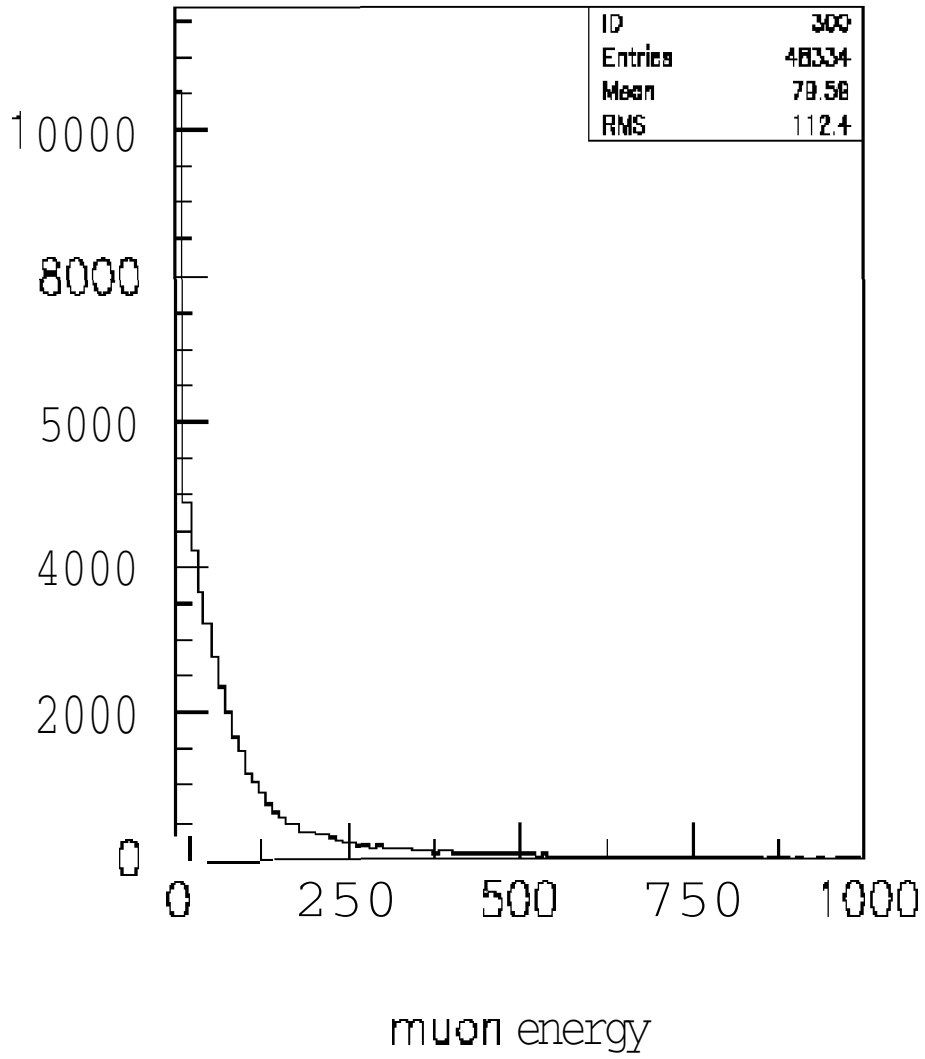
Şekil 5.6'daki histogram 1812'den, yeniden oluşturulan dik momentumun ortalama değeri 54.09 ve histogram 1822'den nötrinin dik momentum ortalama değeri 55.31 olarak elde edildi. Görüldüğü gibi kayıp enerjinin ortalaması ise çok az bir miktar azalmaktadır. İki histogram arasındaki fark kayıp dik momentumun tamamen ne olduğunun cevabıdır. Nötrino mu yoksa nötrino + bütün verimsizlikler mi? Nötrinin momentum vektörünü (yani her üç bileşeni) elde etmek için önce $W \rightarrow l\nu$ ifadesinde W 'nin kütle ve leptonun momentumunu bildiğimiz durumdan yola çıkarak teorik hesapla nötrinin momentum bileşenlerinin denklemini ortaya çıkarıp bunu programda kullanırız. Bu şekilde nötrinin dik ve enine momentumlarını elde ederiz. Bunun yanında PYTHIA'nın kodlarından kayıp enerji için olanı kullanarak nötrinin momentumunu buluruz. Şekil 5.6'da bunlar açıkça görülmektedir.

İkinci son durum ($\bar{u}_4 \rightarrow Zt$) incelememizde \bar{u}_4 'ü $\bar{u}_4 \rightarrow gt$ yerine Zt 'ye bozunması için zorlarız. $\bar{u}_4 \rightarrow Zt$ histogramlarında $Z \rightarrow ll$ 'den dolayı leptonların enerjisi azalıp bu azalan enerji miktarı jet-e yansyacağından jet-jet kütlelerinin ortalaması da artacaktır. Bunu Şekil 5.7.a ve Şekil 5.7.b'deki, Şekil 5.2 ve Şekil 5.5'teki histogramlardan görebiliriz. Şekil 5.7.a'danjetlerin kütle ortalaması 97.81 ve Şekil 5.7.b'den muon enerjisi ortalaması 79.58 elde edildi.

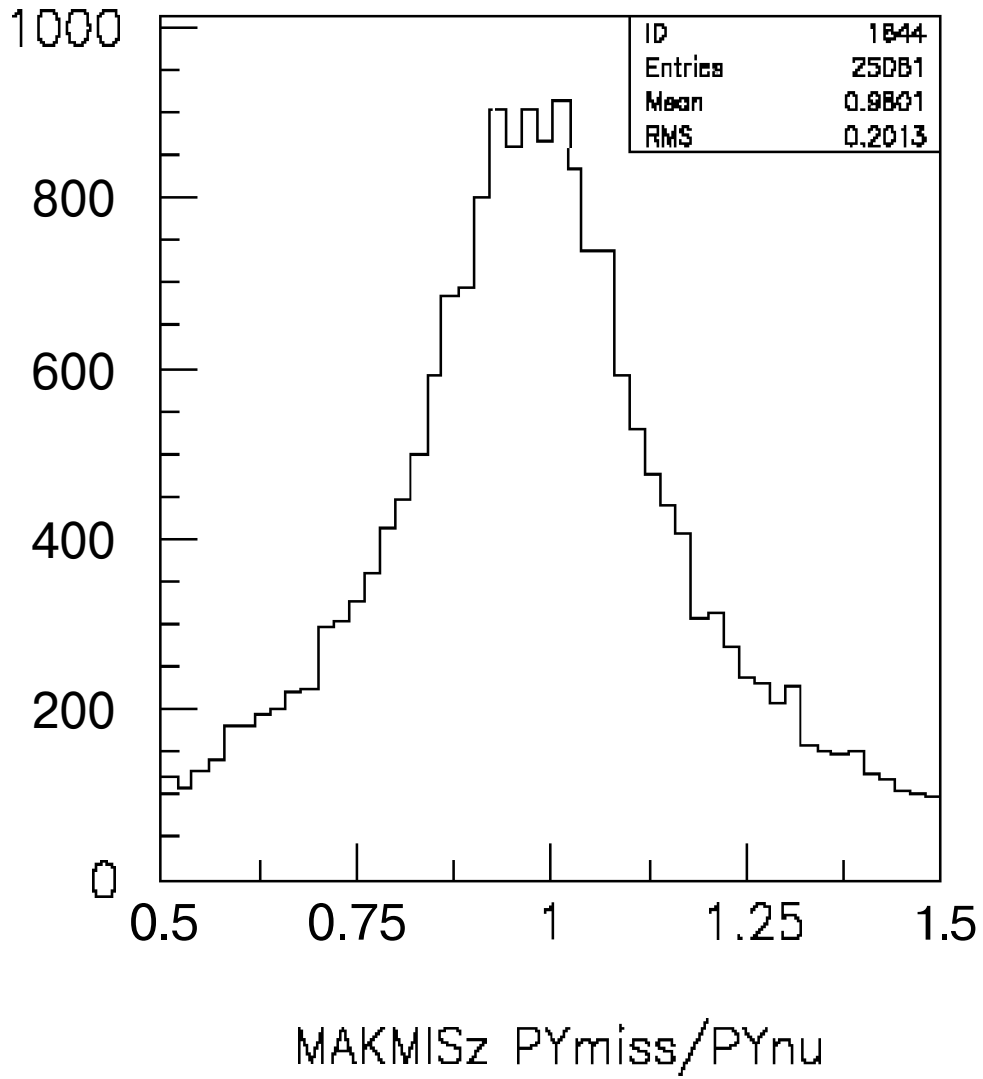


MAKJETz jetjet mass

Şekil 5.7.a Jetlerin kütle histogramı.



Şekil 5.7.b Muon enerjisi histogramı.



Şekil 5.8 Kayıp enerji oranı histogramı.

Şekil 5.8'deki histogramdan görüldüğü gibi kayıp enerji oranı $PY_{miss}/PY_{nu}=0.9801$ 'dir. Bu değer neredeyse 1'e eşittir. Bu da kayıp enerjinin nötrinoya ait olduğunu gösterir.

6. SONUÇ

Dördüncü SM kuark ailesi üzerine yapılan modelleme çalışmaları boyunca CERN, LHC, ATLAS detektörü hakkında geniş bilgi sahibi olmanın yanı sıra ATLFAST detektör modelleme programı ve PYTHIA parçacık üretici programlarını rahatlıkla çalıştırabilir duruma geldim.

Dördüncü kuark ailesinin 2007'de çalışmaya başlayacak olan LHC'de bol miktarda üretilmesi beklenmektedir. Bu üretim gerçekleştiği takdirde dördüncü SM ailesinin varlığını öngören DMM (Demokratik Kütle Matrisi) modeli geçerlilik kazanacak, yine bu ailenin varlığı Higgs'in gözlemlenebilirliğini kayda değer miktarda-(320 GeV m_4 için $1.16 \rightarrow 9.79(\sigma \times BR)$ olarak) yükseltir [8]. Ayrıca ,dördüncü ailenin varlığıyla; incelediğimiz FCNC kanallarına bozunumunu kesin sonuçlar ile iyi bir istatistik elde edebilirsek ATLAS adına eşsiz bir çalışma olacaktır. Bu istatistik kesinliği iyi elde edebilmek için önce incelediğimiz FCNC kanalında,

$$pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4, u_4 \rightarrow Wt \rightarrow l\nu b, \bar{u}_4 \rightarrow Zt \rightarrow HWb \rightarrow ll\nu b, u_4 \bar{u}_4 \rightarrow ll\nu l\nu b b$$

son durumu için öncelikle iki tane maximum enerjiye ve momentuma sahip b -jet bulmalıyız. Sonra W 'den Z 'yi en iyi (σ) aralığında elde etmeliyiz. W 'ler için ise $l\nu$ 'den W_1 ve yine diğer kalan $l\nu$ 'den W_2 'yi elde ettikten sonra W_2 ve b -jetin birinden t 'yi elde ederiz. Sonra Zt ve $W_1 b$ 'yi birleştiririz. Bu üst üste bindirmelerin sonucunda elde edeceğimiz histogram $\bar{u}_4 u_4$ sinyali olacaktır. Fonlar olarak W + jets ve ti çalışabiliriz.

İncelediğimiz kanalda şu an Zt ve gt yönünde bozunması için PYTHIA kodlarını zorladık ve $pp \rightarrow u_4 \bar{u}_4 \rightarrow ZtWb$ için tesir kesitini 1.158×10^{-10} mb olarak elde ettik. Programda yine yüksek enerjilere sahip b -jetleri belirledik ve bunların histogramlarını çizdik. Muon ve kayıp dik enerjinin histogramlarını elde ettik. Bu histogramlar beklentimizle uyuşmaktadır.

Bu çalışmaları ATLFAST ile tamamladıktan sonra C dilinde yazılmış full-simulasyon programı olan ATHENA ile sonuçları teyit etmeyi planlamış durumdayız.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- [1] Yılmaz, D., 1999 Standart Modelde Higgs Sektörü ve Higgs'in bozunumları, Y. L. Tezi, Ankara Üniversitesi, Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı, Ankara.
- [2] ATLAS TDR, Heavy Quarks and Leptons, 25 May 1999, Volume 2.
- [3] Sultansoy, S., April 2000, Why the Four SM Families, AU-HEP-00-04, Contributed paper to ICHEP 2000.
- [4] <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/index.html>, The ATLAS Experiment, Erişim Tarihi: 08.11.2005
- [5] Arık, E., Çakır, O., Sultansoy, S., A search for the fourth SM family quarks at the Tevatron, Eur. Phys. J. C 39, 499-501(2005), DOI, 10.1140/epjc/s2004-02110-2.
- [6] Arık, E., 25-26 Ekim 2001, CERN Araştırma Merkezi,
1. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi, TAEK, Ankara.
- [7] 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.
- [8] Duran Yıldız, H., 13-16 Eylül 2005, CERN ATLAS Deneyinde Dördüncü Standart Model Kuark Ailesinin FCNC Bozunumlarıyla Gözlenmesi, Türk Fizik Derneği, 23. Uluslararası Fizik Kongresi.
- [9] Application Software Group Computing and Network Division, PAW, CERN Geneva, Switzerland.
- [10] Barger, V., Berger, M. S., and Ohman, P., Universal Evolution of CKM Matrix Elements, WI 53706, USA, University of Wisconsin Madison.
- [11] Bigelow, R., Milanow, M., Philpott, J., Rothbers, J., 1995, Nuclear and Particle Physics Simulations, John Wiley.
- [12] <http://bilge.science.ankara.edu.tr/AU-AG/Ozge/tipleri.htm>,
Hızlandırıcıların Tipleri, Erişim Tarihi: 03.01.2006.
- [13] Krane, K. S., 1988, Nükleer Fizik, 2. cilt, Çeviren: Başar Şarer, Wiley & Sons. Inc.
- [14] Rohlf, J. W., 1994, Modern Physics from α to Z^0 , John Wiley & Sons. Inc, 93-48737 CIP.
- [15] Bilim ve Teknik Dergisi, 1996, Parçacık Fiziği, Sayı: 344.
- [16] <http://public.web.cern.ch>,
CERN, LHC, Erişim Tarihi: 05.02.2005 & Sons, INC.
- [17] <http://www.hep.lu.se/atlas/thesis/egede/thesis-node39.html>,
Design of ATLAS Detector, Erişim Tarihi: 12.10.2005.

KAYNAKLAR DİZİNİ(Devamı)

- [18] <http://homepage.uludag.edu.tr/~epilicer/detecto.html>,
Yüksek Enerji Detektörleri, Erişim Tarihi: 20.05.2005.
- [19] Virde, T. S., Experimental Techniques EP Division, CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland and Imperial College of Science Technology and Medicine, London SW7 2BZ, UK.
- [20] Çakır, O., F 548 YEF'te Simulasyon Teknikleri, Ders 6, Ankara Üniversitesi.
- [21] http://einstein.drexel.edu/courses/PHYS405/Monte_Carlo/-26k,
Monte Carlo Techniques, Erişim Tarihi: 10.05.2005.
- [22] Pengelly, J., February 26, 2002, Monte Carlo Methods.
- [23] Duran Yıldız, H., July 2002, A Thesis Submitted to The Graduate School of Natural and Applied Sciences The Middle East Technical University, Observing Higgs in Weak Boson Fusion with Forward Jet Tagging At The CERN CMS Experiment.
- [24] Çakır, O., Fizik Süreçlerinin PYTHIA ile Simulasyonu, Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, Ankara.
- [25] Sjöstrand, T., August 1995, PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4, LU TP 95-20, W5035/W5044.
- [26] Richter-Was, E., Froidevaux, D., Poggioli, L., 01.03.1996, ATLFast1.0, ATLAS Internal Note, PHYS-No-079.
- [27] Drollinger, V., July 13, 2001, Reconstruction and Analysis Methods for Searches of Higgs Bosons in Decay Mode $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ at Hadron Colliders, CMS/2001-028.
- [28] Arık, E., Çakır, O., Çetin, S. A., Sultansoy, S., Observability of the Higgs boson and the extra Standard Model families at the Tevatron.
- [29] Arık, E., Çetin, S. A., Çonka, T., Mailov, A., Sultansoy, S., 27 Apr 1999, Observability of Standard Model Fourth Family Quarks at CERN-LHC, ATL-PHYS-99/005.
- [30] Çakır, O., Sultansoy, S., Fourth Standard Model family enhancement to the golden made at the upgraded Fermilab Tevatron , PHYSICAL REVIEW D, VOLUME 65, 013009.
- [31] Islamzada, Y., Karadeniz, H., Sultansoy, S., 1 Aug 2002, Anomalous Single Production of the Fourth SM Family Quarks and Lepton at Future Electron-Positron Colliders.
- [32] <http://cern.ch>.
- [33] <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlfast/>, ATLFast.
- [34] Burcham, W. E., Jobes, M., 1995, Nuclear and Particle Physics, Prentice Hall.
- [35] Arık, E., Sultansoy, S., Turkish Comments on "Future Perspectives in HEP", BOUN-HEP-2003-01, GU-HEP-2003-01.

KAYNAKLAR DİZİNİ(Devamı)

- [36] Herrero, M., 3 Dec 1998, The Standard Model, FTUAM 98/25, hep-phy/9812242.
- [37] Griffiths, D., 1942, Introduction to Elementary Particles, ISBN 0-471-60386-4, Wiley & Sons. Inc.
- [38] Giancoli, C. D., Physics Principles with Applications, 198, PRENTICE-HALL, INC. Englewood Cliffs, Newjersey 07632.
- [39] Çelikel, A., Çiftçi, A. K., and Sultansoy, S., 1995, Phys. Lett. B 342, 257.
- [40] Gilman, F. J., Kleinknecht, K., Renk, B., 2002, CKM quark-mixing matrix.
- [41] Hey, A. J. G., Aitchison, I. J. R., 1998, Gauge Theories in Particle Physics, IOP Publishing.
- [42] Iashvili, I., 17.07.200, Search for SUSY Partners of Fermions at LEP and Prospects for SUSY at LHC.
- [43] Wiedemann, H., 1993, Particle Accelerators 1, Springer-Verlag.
- [44] Leo, W. R., Techniques for Nuclear and Partide Physics Experiments' Springer-Verlag.
- [45] Lyons, L., 1986, Statistics for nuclear and partide physics, Cambridge University Pres.
- [46] Martin, B. R., Show, G., Partide Physics, 1999, John Wiley & Sons. Inc.
- [47] 1. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları Yaz Okulu, 4-9 Temmuz, 2005, Hızlandırıcılar, SM.
- [48] Cheng, T. P., Li, L. F., 2000, Gauge Theory of Elementary Partide, Problem and Solutions.
- [49] Arya, A. P., Erzurum 1999, Çekirdek Fiziğinin Esaları, Çeviren: Yusuf Şahin.
- [50] Chanowitz, M. S., Furman, M. A., and Hinchliffe, Nucl. Phys. B153, 402(1979).
- [51] Das, A., Ferbel, T., 1994, Introduction to nuclear and partide physics, John Wiley & SONS, INC.
- [52] Fritzsç, H., Nucl. Phys, B 155, 189(1979).
- [53] Fritzsç, H., and Plankl, J., Phys. Lett. B 237, 451(1990)
- [54] Fritzsç, H., Holtmannspötter, D., Phys. Lett. B 338, 290(1994)
- [55] Hagiwara, K., June 18, 2002, The Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Quark-Mixing Matrix, Physical Review D66, 010001-1.
- [56] Harari, H., Weyers, H. and J., Phys. Lett. 78B, 159(1978).
- [57] Karaoğlu, B., 2004, Sayısal Fizik, Seyir Yayıncılık.
- [58] Nambu, Y., 1994, Kuarklar, Çeviren: Zülal Kılıç, ISBN 975 7380-20-2, Sarmal Yayınevi.
- [59] Beiser, A., 1997, Modern Fiziğın Kavramları, Çeviren: Gülsen Öngüt, McGraw-Hill.

KAYNAKLAR DİZİNİ(Devamı)

[60] http://Ocakir.home.cern.ch/Ocakir/PYTHIA_JETSET,

PYTHIA Tutorial Lectures, Erişim Tarihi:05.02.2005.

[61] Tanyel, B., Nükleer Fizik, Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü.

[62] <http://webcast.cern.ch/Projects/WebLectureArchive/gianottib/sld003.htm>,

LHC Physics Programme, Erişim Tarihi: 07.09.2005.

[63] Sultansoy, S., 25-26 Ekim, 2001, Parçacık Hızlandırıcıları: Dün, bugün, yarın, 1. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları Kongresi, TAEK, Ankara.

[64] <http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>, PYTHIA.

[65] <http://www.hep.net/documents/drell/sec3.html>,

Elementary Particle Physics Today, Erişim Tarihi: 03.01.2005.

[66] <http://bilge.science.ankara.edu.tr/AU-AG/accelerators.htm>,

Parçacık Hızlandırıcıları, Erişim Tarihi: 05.02.2005.