

**PROTON-PROTON ÇARPI TIRICILARINDA  
SÜPERS METR ARA TIRMALARI**

**Ça atay YAMÇIÇIER**

**Yüksek Lisans Tezi  
Fizik Anabilim Dalı  
Yrd. Doç. Dr. Hüseyin TOPAKLI  
2013  
Her Hakkı Saklıdır**

T.C.  
GAZ OSMANPA A ÜN VERS TES  
FEN B L MLER ENST TÜSÜ  
F Z K ANAB L M DALI

YÜKSEK L SANS TEZ

PROTON PROTON ÇARPI TIRICILARINDA SÜPERS METR  
ARA TIRMALARI

Ça atay YAMÇIÇIER

TOKAT  
2013

Her hakkı saklıdır

Yrd. Doç. Dr. Hüseyin TOPAKLI danı manlı ında Ç a atay YAMÇIÇIER tarafından hazırlanan bu çalı ma 09/05/2013 tarihinde a a ıdaki jüri tarafından oy birli i ile Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmi tir.

Ba kan: Prof. Dr. Hayati SARI

mza: .....

Üye: Yrd. Doç. Dr Hüseyin TOPAKLI

mza: .....

Üye: Yrd. Doç. Dr. Sertaç ÖZTÜRK

mza: .....

Yukarıdaki sonucu onaylarım

**Doç. Dr. Naim ÇA MAN**

Enstitü Müdürü

09/ 05 / 2013

## **TEZ BEYANI**

Tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu tezin yazılmasında bilimsel ahlak kurallarına uyuldu unu, ba kalarının eserlerinden yararlanılması durumunda bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunuldu unu, tezin içerdi i yenilik ve sonuçların ba ka bir yerden alınmadı ını, kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapılmadı ını, tezin herhangi bir kısmının bu üniversite veya ba ka bir üniversitedeki ba ka bir tez çalışması olarak sunulmadı ını beyan ederim.

Ça atay YAMÇIÇIER  
09.05.2013

## ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

### PROTON PROTON ÇARPI TIRICILARINDA SÜPERS METR ARA TIRMALRI

Ça atay YAMÇIÇIER

Gaziosmanpa a Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

Danı man: Yrd. Doç. Dr. Hüseyin TOPAKLI

Süpersimetri (SUS ), parçacık fizi inin Standart Model (SM) ötesi modellerden en popüler olanlardan biridir ve SM'nin açıklayamadı ı sorulara cevap vermektedir. SUS çalı malarında kullanılabilir farklı yöntemler bulunmaktadır ve bunlardan biri parçacık bozunumlarında jetler ve enine kayıp enerjili son durumlardır. Benzer son durumlar bilinen SM süreçlerinden de gelmektedir. Bu nedenle bilinen süreçlerden gelecek katkıların ayırt edilmesi gerekmektedir. Ayrıca SUS 'nin do rulanabilmesi için parçacıklar yüksek enerjilerde çarpı tırılmalıdır. Büyük hadron çarpı tırıcısında bulunan CMS ve ATLAS deneylerinde yüksek enerjili iki proton hüzmesi kafa kafaya çarpı tırılmaktadır. Deneylerle benzer ortamlar bilgisayar simülasyon programları ile olu turularak önceden çalı ma imkanı olmaktadır. Bu çalı mada olay üretici için Pythia ve analiz içinde Root bilgisayar programları kullanılmı tır.

2013, 56 sayfa

**Anahtar Kelimeler:** Süpersimetri, Büyük hadron çarpı tırıcısı, Enine kayıp enerji, Standart model

## ABSTRACT

M. Sc. Thesis

### SUPERSYMMETRY SEARCHES IN THE PROTON PROTON COLLIDERS

Ça atay YAMÇIÇIER

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

Supervisor: Asst. Prof. Dr. Huseyin TOPAKLI

One of the most popular models beyond the Standard model (SM) of particle physics is Supersymmetry (SUSY) and it overcomes from the shortage of the Standard Model. There are different methods in SUSY studies and one of them is jets and missing transverse energies in the final states of particle decays. Similar final states come from known SM processes. Therefore, the signals which come from known decays must be separated. Moreover, in order to explore SUSY the particles collide high energies. Two proton beams with high energy are collided to head to head at CMS and ATLAS detectors at the LHC. In order to work before real experiment similar conditions can be create using computer programs. In this study Pythia is used for event generator and Root is used for analysis.

2013, 56 pages

**Keywords:** Supersymmetry, Large hadron collider, Missing energy, Standard model

## ÖNSÖZ

Bu tezin hazırlanmasında ilgi ve desteğini esirgemeyen, çalışmanın her türlü aamasında karılaştığım zorluklarda bana yol gösteren çok değerli danışman hocam Yrd. Doç. Dr. Hüseyin TOPAKLI'ya her zaman yanımda olduğumu için teşekkür ederim.

Yüksek lisans öğrenim döneminde üzerimde emeği olan hocalarımla bilgi ve görüşleriyle bu çalışmaya da katkıda bulunan Yrd. Doç. Dr. Sertaç ÖZTÜRK, Yrd. Doç. Dr. M. Numan BAKIRCI ve Doç. Dr. Erhan ESER hocalarıma emeklerinden dolayı teşekkür ederim.

Ayrıca bana sabır gösterip maddi ve manevi her zaman yanımda olan babam Ahmet YAMÇIÇIER'e, annem Yurdağül YAMÇIÇIER'e, kardeşim Duygu YAMÇIÇIER'e ve yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen arkadaşlarım Sümeyra YILDIRIM'a, Serbay AIO LU ve Sadık ERYILMAZ'a teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

Çağrı YAMÇIÇIER  
Mayıs-2013

## Ç NDEK LER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	i
ABSTRACT .....	ii
ÖNSÖZ.....	iii
Ç NDEK LER.....	iv
S MGELER ve KISALTMALAR D Z N .....	vi
EK LLER D Z N .....	viii
Ç ZELGELER D Z N .....	ix
<b>1.G R</b> .....	<b>1</b>
<b>2.GENEL B LG LER</b> .....	<b>3</b>
2.1 Büyük Hadron Çarpı tırıcısı.....	3
2.2. BHC Fizik Çalı maları.....	4
2.3. CMS Algıcı.....	5
2.3.1.Kalorimetreler. ....	7
<u>Elektro Manyetik Kalorimetre</u> .....	7
<u>Hadronik Kalorimetre</u> .....	8
2.3.2. Müon Sistemi.....	9
2.4. ATLAS Algıcı.....	10
2.4.1. Kalorimetre.....	11
<u>Elektro Manyetik Kalorimetre</u> .....	11
<u>Levhali Hadronik Kalorimetre (TileCal)</u> .....	13
2.4.2. Müon Sistemi .....	15
2.5 Standart Model .....	16



2.5.1. Standart Modelin Eksiklikleri .....	19
2.5.2. Standart Model Ötesi .....	20
2.6. Süpersimetri.....	20
2.7. Minimal Süpersimetrik Standart Model.....	23
2.7.1. MSSM Parametreleri.....	26
2.8. R-Parite.....	27
2.9. Minimal Süpergravite(mSUGRA).....	28
2.10. BHÇ Süpersimetri Ara tırları .....	29
2.10.1. Süpersimetrik Parçacıkların Üretimi.....	30
2.10.2. Süpersimetrik Parçacıkların Bozunumları.....	31
<b>3.MATERYAL ve YÖNTEM.....</b>	<b>33</b>
3.1. PYTH A 8.....	33
3.2. ROOT.....	34
3.3. Olay Üretimi ve Analiz.....	35
<b>4.BULGULAR ve TARTI MA .....</b>	<b>38</b>
<b>5.SONUÇ.....</b>	<b>45</b>

## **KAYNAKLAR**

## **ÖZGEÇM**

## SİMGE ve KISALTMALAR DİZİNİ

<b>Simge</b>	<b>Açıklama</b>
mm	Milimetre
cm	Santimetre
m	Metre
MeV	Milyon elektron volt
GeV	Milyar elektron volt
TeV	Trilyon elektron volt
T	Tesla
J	Joule
Pb	Kur un pseudorapidite
L	Limünosity (I nlık)
pb	Pikobarn
fb	Fentobarn Tesir kesiti

<b>Kısaltmalar</b>	<b>Açıklama</b>
CERN	Avrupa Nükleer Ara tırma Merkezi
BHÇ	Büyük Hadron Çarpı tırıcısı
SM	Standart Model
SUS	Süpersimetri
MSSM	Minimal Süpersimetrik Standart Model
BBT	Büyük Birle im Teorileri
CMS	Compact Müon Selonoid
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
mSugra	minimal Super Gravity

LM	Low Mass
HM	High Mass
EHSP	En Hafif Süpersimetrik Parçacık
EKE	Enine Kayıp Enerji
LINAC	Lineer Hızlandırıcı
PS	Proton Sinkrotron
SPS	Süper Proton Sinkrotron
EKAL	Elektromanyetik Kalorimetre
HKAL	Hadronik Kalorimetre
TileCal	Levhalı Hadronik Kalorimetre
QCD	Kuantum Renk Dinamiği

## EK LLER D Z N

		<b>Sayfa</b>
ekil 2.1	Büyük hadron çarpı tırıcısının yapısı.....	3
ekil 2.2	Büyük hadron çarpı tırıcısındaki yapılan algıçlar ve konumu...	4
ekil 2.3	CMS Algıcı .....	5
ekil 2.4	CMS algıcında parçacıkların iz ve yörüngeleri.....	6
ekil 2.5	HKAL .....	9
ekil 2.6	2.6 ATLAS Algıcı .....	11
ekil 2.7	ATLAS Kalorimetresi .....	12
ekil 2.8	Standart Model Parçacıkları .....	18
ekil 2.9	SM de ve MSSM de her bir ayar alanına ait ba lanma sabitlerinin tersinin yüksek enerji ile de i imi.....	26
ekil 3.1	PYTHIA8 programı akı eması.....	34
ekil 3.2	mSugra paramete noktaları.....	35
ekil 3.3	PYTH A8 ile hesaplanmı örnek tesir kesiti.....	37
ekil 4.1	PYTH A 8 programı olay listesi.....	38
ekil 4.2	Jet çoklulu u.....	41
ekil 4.3	Birinci Jetlerin Pt da ılımları.....	41
ekil 4.4	kinici Jetlerin Pt da ılımları.....	42
ekil 4.5	Enine Kayıp Enerji Da ılımı.....	42
ekil 4.6	Enine Kayıp Enerji Tırpanı.....	43
ekil 4.7	Enine Kayıp Enerji Tırpanı.....	43
ekil 4.8	Enine Kayıp Enerji Tırpanı.....	44

## ÇİZELGELER DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
Çizelge 2.1 Temel Kuvvetler .....	16
Çizelge 2.2 Standart Model parçacıkları ve MSSM'deki Süperparçacıkları.....	25
Çizelge 3.1 mSugra noktaları.....	36
Çizelge 4.1 Etkinlik hesabı .....	40

## 1.G R

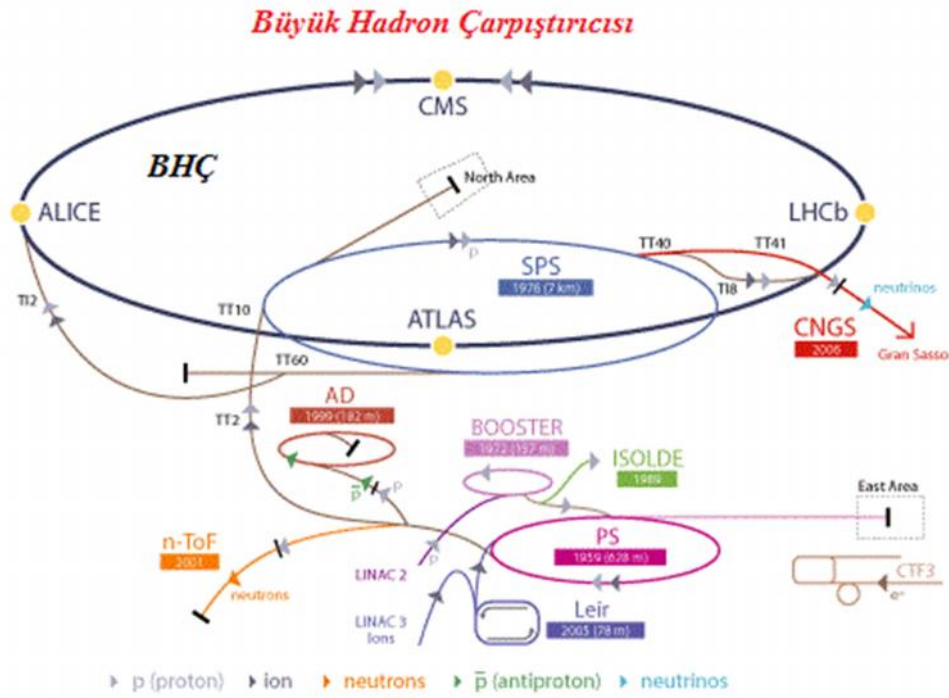
nsano lunu di er canlılardan ayıran en önemli özelli i merak içerisinde etrafındaki olayları inceleyerek ve olaylarla ilgili sorular sorarak cevaplar üretmektir. te bu noktada en önemli sorulardan birisi de evrenin nasıl var oldu u sorusudur. Sorulara verilen cevaplar bilimin ve teknolojinin geli mesiyle de i mektedir. İlk çağlardaki do a filozoflarına göre evren toprak, su, hava ve ate olmak üzere dört temel elementten oluşmaktayken günümüzde ise madde atom altı parçacıklardan oluşmaktadır. Maddenin en temel yapıta ına ulaşmak için maddenin daha derinlerine inmek gerekiyor ve bunun içinde daha yüksek enerjilere ihtiyaç duyuluyordu. Bu amaçla birçok araştırma merkezleri kurulmuştur. Bu araştırma merkezlerinin en büyü ü olan Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)'ninde bulunan Büyük Hadron Çarpıtıcısı (BHÇ), Türkiye'nin de aralarında bulunduğu pek çok dünya devletlerinin katkılarıyla 2009 yılında çalışmaya başlamış bir proton-proton çarpıtıcısıdır. İlk amada daha önceki parçacık hızlandırıcı deneylerinin bulunduğu sonuçları doğrulamış ve çarpıtma enerjisini arttırdıkça yeni teorileri test etmeye başlamıştır. BHÇ'da Standart Model (SM) ve SM ötesi modeller test edilmektedir. Günümüzde SM evrendeki parçacık etkileşimlerini açıklayan en iyi modeldir. SM'nin öngörülleri günümüze kadar birçok deneyle test edilmiş ve deney sonuçları ile teorik sonuçlar uyum içerisinde olduğu görülmüştür. Örneğin SM'de, elektro zayıf etkileşimin arabozonu Z parçacığının kütlesi teorik olarak hesaplanmış ve daha sonra Z parçacığı deneysel olarak teorinin öngördü ü de elde edilmiştir. Bunun yanında SM'nin cevaplayamadığı sorular da mevcuttur. Örneğin nötrinolar SM'ye göre kütsüz parçacıklar olması gerekirken nötrino deneyleri bu parçacıkların küçük de olsa kütlelerinin olduğunu söylemektedir. Bunun yanında SM'e sonradan eklenen Higgs Mekanizması kütsüz parçacıkların nasıl kütle kazandı ını açıklayan bir mekanizmadır. Buna göre parçacıklara kütle kazandı rdığı varsayılan Higgs Alanı ve parçacığının olması gerekiyordu. Bu durum SM'nin sorunlarından bir tanesiyken 2012 yılının son çeyre inde Higgs bozonu olduğu düşünölen parçacığın kesinlik kazanması ile bu sorun ortadan kalkacaktır ve SM'nin di er eksikliklerinin açıklanması içinde önemli bir keşif olacaktır. SM'nin di er eksiklikleri gidermek içinde SM ötesi teoriler geli tirilmiştir.

Bu teoriler Süpersimetri (SUS ), Büyük Birle im Teorileri (BBT), Ekstra Boyutlar, Küçük Higgs modelleri en çok çalı ılanlardır. Bunlar arasında günümüzde en çok çalı ılan SM ötesi model SUS modelidir. Bu modelin do rulu u ve yeni fizik çalı maları için BHÇ'da deneylere devam edilmektedir. BHÇ'da bulunan proton-proton çarpı tırıcı deneylerinden olan Compact Müon Selonoid (CMS) ve A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS) deneylerinde SUS ve di er yeni fizik ara tırmaları için protonlar kafa kafaya çarpı tırılarak deneye devam edilmektedir. Bu çalı mada BHÇ'sın sa layaca ı her biri 7 TeV'e kadar hızlandırılmı protonlar kafa kafaya çarpı tırılarak SUS için kanıt olabilecek sinyalin gözlenmesi için kullanılacak yöntem açıklanacaktır. Minimal Süper Standart Model (MSSM) SM parçacıklarının her birine bir Süper e atayan bir modeldir. Bu model de çok fazla serbest parametre oldu undan dolayı deneysel verilerle kar ıla tırılması zordur. Serbest parametre sayısını azaltan ve deneysel olarak daha kolay test edilebilecek bir model olan minimal Super Gravity (mSugra) modeli çalı ılmaktadır. MSSM-mSugra modeli dahilinde, Monte Carlo simülasyon çalı maları yapılmı tır. Bu simülasyon çalı malarında Low Mass 1 (LM1) adı verilen SUS parametreleri toplulu u için üretilmi olaylar incelendi. LM1 noktası, LEP ve Tevatron çalı malarından sonra deney sonuçlarından yararlanılarak SUS ara tırma stratejilerini geli tirmek için BHÇ'daki CMS deneyinde ortaya atılan, deneysel gözlene bilirli e sahip on dört farklı noktadan bir tanesidir (Abdullin ve Charles, 1998). BHÇ 'da gluinolar ve skuarklar gibi güçlü etkileşme yapan sparçacıklar gözlenme ihtimali en yüksek SUSİ parçacıklarıdır. Bu çalışmada kullandığımız bozunum kanalımız  $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  sonra  $\tilde{g} \rightarrow b + \bar{b} + \tilde{X}_2^0$  ve sonunda  $\tilde{X}_2^0 \rightarrow \ell^+ + \ell^- + \tilde{X}_1^0$  ile sonlanır. Bozunum En Hafif Süpersimetrik Parçacık (EHSP) ile sonlanmakta ve bu parçacıktan dolayı Enine Kayıp Enerji (EKE), di er parçacıklardan dolayı çoklu jet ve leptonlar bulunmaktadır. Algıçta ölçülecek EKE ve jetler gluinoların varlığı için kanıt olacaktır ve buda SUSİ'nin varlığını gösterecektir. Bunun için kullanılacak uygun momentum, jet sayısı ve EKE'ye uygulanacak katlarla bozunumdan gelen sinyalle diğ er kaynaklardan gelen sinyallerin ayrılması mümkün olacaktır. SUSİ için kanıt olabilecek sinyalleri bulmak için olay üretici olarak PYTHIA 8 programı ve grafik analizleri için ROOT programları kullanılmıştır. Sinyal ve arka planlar için 500 000 olay üretilmi tir.

## 2. GENEL B LG LER

### 2.1 Büyük Hadron Çarpı tırıcısı :

BHÇ, sviçre-Fransa sınırında bulunan 27 Km'lik bir çevresi olan ve yerin ortalama 100 m altında bulunan BHÇ'da zıt yönde ilerleyen her biri 4 TeV enerjili proton demetleri kafa kafaya çarpı maktadır. BHÇ eski elektron-pozitron çarpı tırıcısı tünellerinde kurulmu tur. Protonlar ilk olarak Lineer Hızlandırıcıda (LINAC) hızlandırılacak daha sonra Proton Sinkrotronuna (PS) ve buradan da Süper Proton Sinkrotronunda (SPS) hızlandırılan proton demetleri BHÇ çemberinde 7 TeV lik enerjiye kadar hızlandırılacaktır. Böylelikle kütle merkezi enerjisi 14 TeV olacaktır. ekil 2.1 de BHÇ'nin yapısı gösterilmi tir.



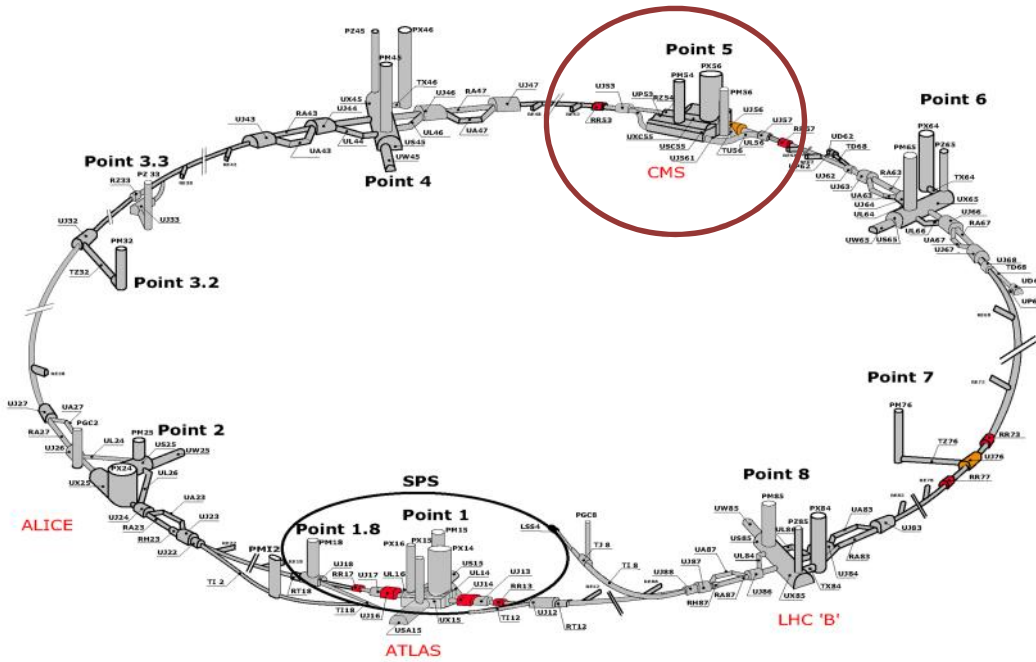
ekil 2.1. Büyük hadron çarpı tırıcısının yapısı

BHÇ'deki proton demetleri her biri zıt yönde hareket eder ve her birinin kendine ait hüzmeye borusu vardır. Her hüzmeye borusundaki protonlar 7.7 cm uzunluğunda ard arda gelen boğçalar şeklinde gruplandırılmıştır. Boğçalar arasındaki zaman farkı 25 ns'dir ve her bir boğçada  $10^{11}$  adet proton vardır.



## 2.2. BHC Fizik Çalışmaları

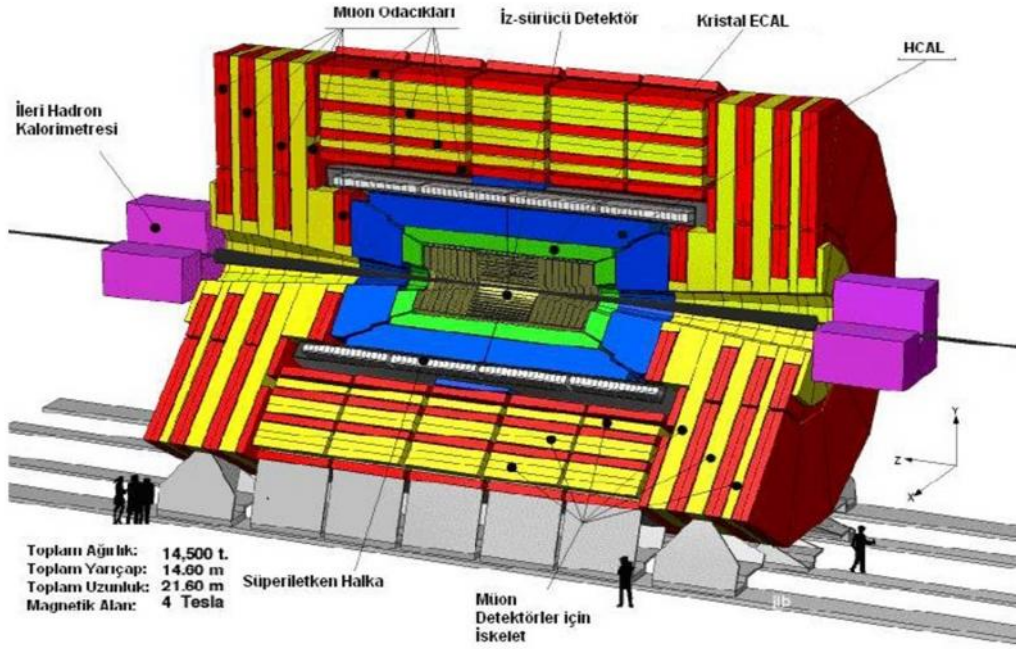
BHC’da yapılan deneyler için de i ik özelliklerde algıçlar tasarlanmıştır. BHC’de yapılan algıçlar ve konumları ekil 2.2. de gösterilmiştir. Bu algıçlardan iki tanesi genel amaçlı proton proton çarpı tırıcısı ATLAS ve CMS di er ikisi ise özel konuları ara tıran ALICE ve LHCb deneyleridir. ALICE deneyi Pb-Pb çarpı malarının ara tıracak deneydir. Bu a ır iyon algıç ı çok büyük enerji akısı olan maddelerin kuvvetli etkile me fizi indeki çalış malarını kullanacaktır. LHCb deneyi ise tamamen BHC’daki B fizi i için dizayn edilmiştir. Bu deneyde bulunan algıçlar kabul edilen B mezonlarının kesin bozunma ve zaman ölçümlerini, hızlı ve verimli müon tetikleyicileri ile yapar (Denegri, 1995). CMS ve ATLAS deneyleri bir sonraki kısımda daha ayrıntılı incelenecektir.



ekil 2.2. Büyük hadron çarpı tırıcısındaki yapılan algıçlar ve konumu

### 2.3. CMS Algıcı

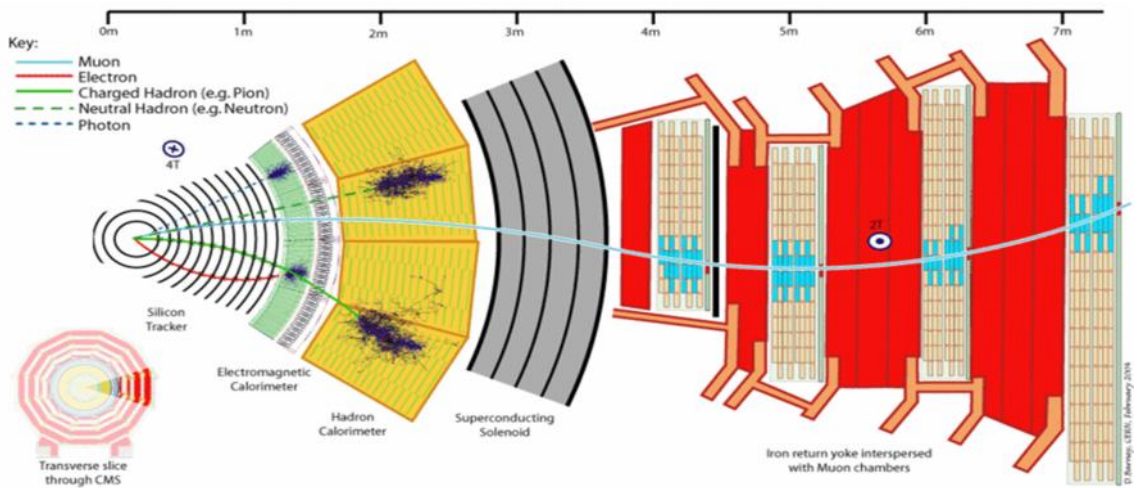
CMS algıcı 3.8 T manyetik alan üretecek süper iletken mıknatısı ile BHÇ'da yapılacak yüksek 1 ınlıkta proton – proton çarpı malarında çalı abilecek ekilde olu turulmu tur. CMS deneyinde SM Higgs mekanizması, SM ötesi modeller SUS , Teknik renk vb. gibi modeller incelenecektir. CMS deneyinde ayrıca BHÇ'da yapılacak olan Pb-Pb çarpı tırılmalarındaki a ır iyon fizi i çalı maları da yapılabilecektir. ekil 2.3 CMS algıcı gösterilmi tir.



ekil 2.3 CMS Algıcı

CMS algıcı bir merkezi iz algıcını sarmalayan elektromanyetik ve hadronik kalorimetreler ile en dı ta bir müon algıcından meydana gelir. z algıcının ana amacı, etkile me noktasından gelen parçacıkların momentumlarını ölçmek ve bu parçacıkların izlerini belirleyerek etkile me kö elerini belirlemektir. Bu ölçümler bütün fizik kanalları için çok önemlidir. Bozunumlarda çıkacak olan foton, elektron veya pozitronların belirlenmesiyle tanınaca ından elektro manyetik kalorimetrenin higgs bozonu ke findeki rolü büyüktür. Bu yüzden CMS algıcında çok yüksek performanslı bir elektro manyetik kalorimetre tanımlanmı tır. Hadronik kalorimetre SM higgs bozonu

yanı sıra SUS parçacıklarının kefinde çok büyük önem taımaktadır. SUS süreçlerinde fazlasıyla görünen Enine Kayıp Enerji (EKE) ölçümlerinde bu kalorimetre oldukça önemlidir. EKE' nin belirlenmesinde, yeni parçacıkların bulunması ve yeni teorilerin geli tirilmesi açısından önemli bir ilerleme olacaktır. Bunun için kuarklardan gelecek jetleri, b kuarkı içeren jetleri ve nötrino ile tau gibi zayıf etkile en parçacıkların ta ıyıp götördükleri kayıp dik enerjii ölçüp belirleyecektir. Hadronik kalorimetre, merkezi ve ileri kalorimetre olmak üzere iki kısma ayrılmı tır. CMS algıcının en yüksek radyasyona maruz kalan alt algıçları oldu undan radyasyon dayanıklılı ı yüksek olan malzemelerden yapılması büyük önem taımaktadır. Türk gruplarının büyük ölçüde üstlendi i ara tırma ve geli tirme çalı maları sonucunda aktif eleman olarak plastik kaplı kuartz fiberlerin kullanılmasına karar verilmi tir. So urucu olarak demir kullanılmaktadır. BHÇ'nın ara tırdı ı fizikte etkile me ve bozunumlardan müonlar çıkmaktadır. Bu nedenle deneyin adından da anla ılaca ı gibi müon odacıkları CMS algıcının önemli bir di er kısmı olup, müonların yüksek duyarlılıkla tanımlanmasında görev alırlar. Müonların momentum ölçümlerindeki hassasiyetin yüksek olabilmesi için çok yüksek bir manyetik alan gerekmektedir. CMS algıcında bu amaçla bir süperiletken solenoid kullanılacaktır. Bu solenoid , demet eksenine paralel 4 T'lik bir manyetik alan sa layacaktır. ekil 2.4 de protonlar kafa kafaya çarpı tıktan sonra algıçta bıraktıkları izler gösterilmi tir.



ekil 2.4 CMS algıcında parçacıkların iz ve yörüngeleri

### 2.3.1 Kalorimetreler

Kalorimetreler BHC'da çok önemli rol oynayacaktır. Kalorimetreler fotonların, elektronların, ayrılmı hadronlar ve jetlerin yönlerini, enerjilerini ve kayıp dik enerjilerinin ölçülmesini sağlamaktadır. Kalorimetreler, kayıp dik enerjiyi kullanarak Standart Model ötesindeki fizik keşiflerini sağlayacak aynı zamanda H bozunumları ile düşük kütleli Standart Model Higgs parçacıklarını keşfetmeye yarayacaktır. Kalorimetreler yüksek radyasyona karşı dirençli olacak şekilde tasarlanmıştır.

CMS'de kullanılan iki adet kalorimetre vardır.

- Elektromanyetik Kalorimetre (EKAL)
- Hadronik Kalorimetre (HKAL)

Bunlardan EKAL fotonların, elektronların veya pozitronların enerjileri ölçmeye yarar. HKAL ise yüklü ve yüksüz parçacıklardan oluşan jetlerin enerjileri ölçmek için tasarlanmıştır.

#### **Elektro Manyetik Kalorimetre**

Elektromanyetik kalorimetre ( $PbWO_4$  kurun tungstat kristali) elektronların ve fotonların enerjilerini yüksek hassasiyet ve doğrulukta ölçmek için tasarlanmıştır. Ayrıca HKAL ile birlikte jetlerin enerjilerinin ölçülmesine yardımcı edecektir. Algı yüksek radyasyonlu bölgede olacağından materyaller radyasyona karşı dayanıklı olmalıdır.  $PbWO_4$  yüksek yoğunlukta ve küçük moler ağırlığına sahiptir. Moler ağırlığı; kritik enerjideki bir elektronun bir radyasyon uzunluğu yol kat ettikten sonraki ortalama sapmanın ölçüsüdür Böylece darsa anaklara izin verilir ve sintilasyon süreçleri hızlıdır. EKAL fıçısı ve kapak bölümlerinin birleşimindedir. Fıçısı kısmı  $< 1.48$  aralığını, kapak bölümü ise  $< 3$  olan aralığı kapsar. Yüksek manyetik alandan dolayı fotoçat altı kullanılması mümkündür. Fıçısı bölgesi için silikon avalanj fotodiyot ve kapak bölgesi için de radyasyona dayanıklı vakum fotodiyot kullanılacaktır. EKAL için enerji çözünürlüğü denklemin 2.1 ile belirtilir (Akgun, 2003).

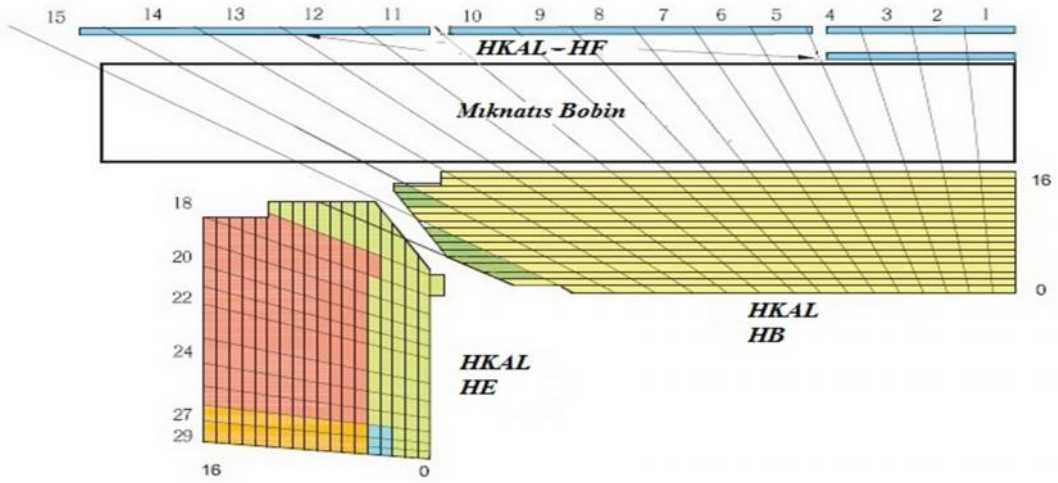
$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E \text{ (GeV)}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_n}{E \text{ (GeV)}}\right)^2 + c^2 \quad (2.1)$$

Burada ilk terim istatistiksel hata terimidir ve foton istatistiklerindeki ve du içerisindeki dalgalanmaları içerir.  $\sigma_n$  ; elektroniklerden kaynaklanan gürültü terimidir ve c kalibrasyon hatalarından ve di er sistematik etkilerden kaynaklanan sabit terimdir.

### **Hadronik Kalorimetre**

HKAL manyetik bobinin içinde kalan en dı bölgedeki algıçtır ve EKAL'i saran bir yapıdadır. HKAL, EKAL ile birlikte jetlerin enerjilerini ve yön ölçümlerini sa lamaktadır. Ayrıca toplam görünür ve kayıp enine enerjiyi de ölçecektir. yi bir kayıp enerji çözünürlü ü ba armak için kalorimetrenin  $|\eta| < 5$  bölgesini kapsaması gerekir. HKAL üç adet alt algıçtan olu maktadır. Hadronik fiçı (HB) ve hadronik kapak (HE)  $|\eta| < 3$ 'lük pseudorapidity bölgesini örter ve 4 T'lik manyetik alan içerisinde bulunur. leri kalorimetre (HF) manyetik bobinin ve müon sisteminin dı ndadır ve  $|\eta| < 5$  pseudorapidity aralı nı örter. I ık hibrit fotodiyotlar aracılı ı ile gözlenecektir. HKAL, kalorimetrenin kalınlı nda bütün hadronik sa nakları elde etmek için tasarlanmı olmasına ra men,  $|\eta| = 0$ 'da yüklü pionlar için yakla ık be nükleer etkile im uzunlu u, hadronik da ılımların uçlarındaki dü ük enerjiyi elde etmek için yeterli de ildir. Bu jet enerjilerinin tam olarak ölçülememesine sebep olur ve buda yeni fizik bulguları için çok duyarlı olan enine kayıp enerji ölçümlerini etkiler. Bu problemten kaçınmak ve hadronik sa anaktaki enerji da ılımın uçlarını yakalamak için bir sintilatör katmanı süper iletken bobin ile müon odacıklarının arasına,  $|\eta| < 1.4$  aralı na yerle tirilmi tir (Moortgat, 2004).

HF algıcı etkile im noktasından 11 m uzaklıkta ve  $3 < |\eta| < 5$  pseudorapidity bölgesinde yer almaktadır. HF kalorimetresi enine kayıp enerji ölçümünü gerçekte tirecektir. ekil 2.5 de hadronik kalorimetre gösterilmi tir.



ekil 2.5 HKAL

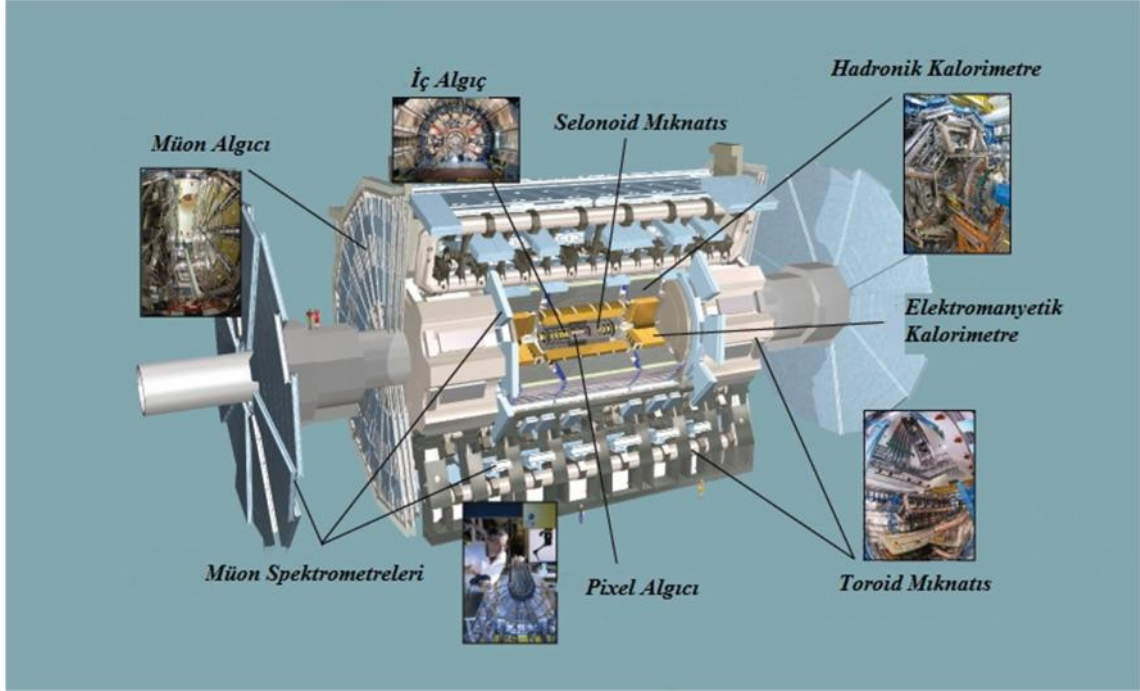
### 2.3.2 Müon Sistemi

yi bir müon belirleme ve momentum ölçüm sistemi, CMS deneyinin temel amaçlarındandır. Müonlar, Higgs ve SUS ara tırmaları için sadece onları kefetmekle kalmaz, aynı zamanda onların özelliklerini belirlemede de önemli ipuçları ve i aretler sunar. Müonları belirlemede, müonların yüksek giri kenlik gücüne güvenilir. Bu yüzden müon odaları, di er bütün yüklü parçacıkların durduruldu u manyetik alanın ve kalorimetrenin dı ındadır. Müon sistemini tetikleyici ilginç olaylar için önemli bir rol oynar. Müon tetikleme esnek ve hızlı olmalıdır. Müon sistemi aralarında demir tabakalar bulunan dört tane müon odacı ından olu mu tur. Bir fiçı kısmı ( $|\eta| < 1.2$ ) ve iki tane kapak ( $0.9 < |\eta| < 2.4$ ) olacak ekilde parçalara bölünmü tür. Son müon odacı ından önce so urucunun toplam kalınlı ı iyi bir müon belirlenmesine izin verecek 16 etkile im uzunlu undadır. Müon sisteminde müonları varlamak ve ölçmek için üç farklı teknoloji kullanılır. Bunlar fiçı bölgesindeki sürüklenme tüpleri, kapak bölgesindeki katot erit odacıkları ve fiçı ve kapak bölgelerinin her ikisinde yer alan dirençli plaka odacıklarıdır.

## 2.4 ATLAS Algıcı

ATLAS deneyinin in asına 1998 yılında ba lanmı tır ve ATLAS algıcı BHC'daki proton – proton çarpı tırıcılarının di eridir. ATLAS da süpersimetrik parçacıkların ürünleri, a ır vektör bozonları ve ekstra boyutlar gibi. Algıçta yalnızca önceden bilinen fenomenler de il aynı zamanda beklenmeyen fizik süreçleri de gözlemlenebilir. Deneyde gözlemlenmesi beklenen parçacıklar son derece küçük iken, ihtiyaç duyulan algıç çok büyük bir aygıttır: ATLAS yakla ık 11 m yarıçapa, 42 m uzunlu a ve 7000 ton üzerinde kütleyle sahiptir. ATLAS algıcının 3-boyutlu dizaynı ekil 2.6'da görülmektedir. ATLAS algıcı so an yapısında olup üç temel algıçtan olu maktadır. Bunlar sırasıyla iç algıç, kalorimetre ve müon spektrometresidir. Bunların yerle tirme planları büyük ölçüde manyetik alanlara ba lı olarak yapılmı tır. En içteki kısım iç algıç (izleme algıcı) olup, iç izleme bo lu u süper iletken solenoid ile çevrelenmektedir. Bu süper iletken solenoid çarpı ma noktasından uzakla an elektrik yüklü parçacıkların yörüngelerini bükerek ve iç algıç bu izleri kaydeder. Daha sonra bu izlerin e rili inden her bir parçacı ın elektrik yükü ve momentumu saptanır. ç algıcın dı arısında süper iletken hava-özlü toroidin çevreledi i kalorimetre bulunmaktadır. Burada her birime bırakılan enerji elektrik sinyaline çevrilir ve çe itli elektronik sistemlerle okuma çıkı ma kaydedilirler. Kalorimetrenin hemen dı nda ATLAS hacminin büyük bir kısmını kaplayan müon spektrometresi bulunur. Mıknatısların algıca bu ekilde yerle tirilmesinin iki büyük avantajı vardır. Bunlardan birincisi, kalorimetre ve iç detektöre minimum kısıtlama getiren ve geni kabul gören, sa lam, yüksek çözünürlüklü müon spektrometrelerinin in a edilmesini sa lar. kincisi ise müon spektrometresinden geçen müonların yörüngelerinin bükülmesi ile onların yüksek hassasiyetli momentum ölçümlerinin yapılabilmesidir. Bu alt-algıçla ilgili ayrıntılı bilgi bir sonraki kısımda incelenecektir (Coadou, 2003).





ekil 2.6 ATLAS Algıcı

### 2.4.1 Kalorimetre

ATLAS algıcında kullanılan kalorimetreler;

- Elektromanyetik Kalorimetre
- Levhalı Hadronik Kalorimetre (TileCal)

#### Elektromanyetik Kalorimetre

Elektromanyetik kalorimetre iç detektörün solenoid mıknatısının dışı arısına yerleştirilmiştir ve hadronik kalorimetre elektromanyetik kalorimetreyi çevrelemektedir. Elektromanyetik kalorimetre, LAr elektromanyetik gövde ve uç-kapaklardan oluşmaktadır. Hadronik kalorimetre ise Hadronik Tile kalorimetre ve LAr hadronik uç-kapaklardan oluşmaktadır.

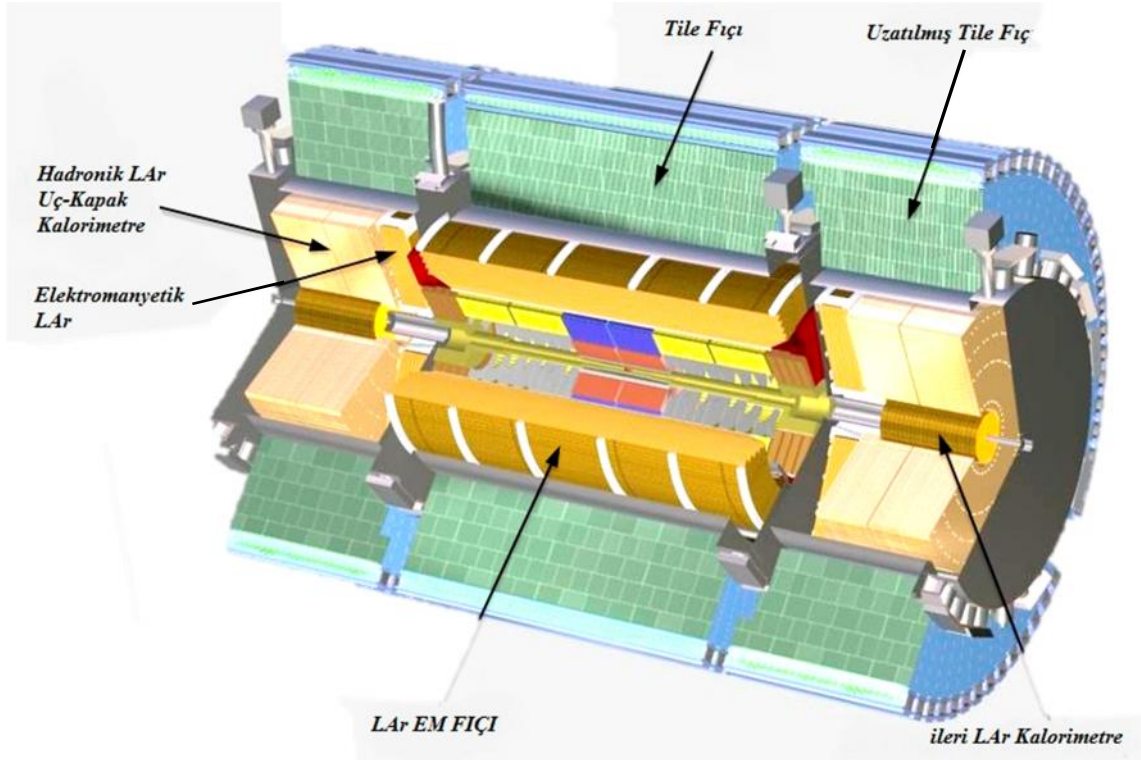
Elektromanyetik kalorimetre akordeon geometrili bir sıvı-argon (Lar) algıcısıdır.

< 1.8 psüdorapidite de eri ile ön örnekleyici algıç gibi olup, kryostat soğuk duvarının hemen arkasına yerleştirilmiştir. Örnekleme kalorimetrelerde aktif plakalar arasında soğurucu maddeler bulunur. Elektromanyetik kalorimetre bir dizi kurun tabaka içerir



(aktif ortam) ve bunların arası sıvı argon (pasif ortam) ile doldurulmu tur (Schricker, 2002).

Elektromanyetik kalorimetre elektron, pozitron ve foton gibi elektromanyetik etkile me yapan parçacıkların enerjilerini so uran algıçtır. Etkile me noktasında çıkan ve iç algıcı geçen yüksek enerjili elektron ve fotonlar kalorimetrenin atomları ile etkile erek enerjilerini daha dü ük enerjili elektron, pozitron ve fotonlardan olu an elektromanyetik du larla kaybeder. Kalorimetrenin aktif ortamında enerji atomların uyarılmasına ve iyonla masına neden olurken, pasif ortamın yardımı ile kalorimetre elektromanyetik etkile me yapan parçacık du larının enerjisi ile orantılı sinyaller üretir. Elektromanyetik LAr kalorimetresi bir adet fiçı ve iki adet uç-kapaktan olu maktadır. LAr fiçı, hüزمة ekseni boyunca 6.65 m toplam uzunlu unda ve 2.25 m dı yarıçapında bir silindirdir.



ekil 2.7 ATLAS Kalorimetresi

Elektromanyetik kalorimetrenin LAr kalorimetresindeki sıvı-argon bo luklarında yaratılan iyonizasyon yükü, boylamsal olarak ön, orta ve arka olmak üzere üç kısma ayrılmı bakır kaplanmı kapton elektrotları ile toplanmaktadır. LAr'da argonun sıvı halde olması için kalorimetre yakla ık  $-180^{\circ}\text{C}$ 'de tutulmalıdır. Kalorimetrenin rapidite kesimlemesi 0.03' den 0.1'e kadar ve azimutal kesimleme 0.025' den 0.1' e

de i mektedir. Kalınlık fıçı bölgesinde 24 ı ıma uzunlu unda ve uç-kapak bölgesinde 26 ı ıma uzunlu unu geçmektedir. I ıma uzunlu u  $X_0$  simgesi ile gösterilmektedir. Burada ön örnekleyici birkaç ı ıma uzunlu una sahiptir ki enerji ayırım gücü ve  $e^\pm$  tanımayı geli tirir. Enerji ayırım gücü; (Woudstra, 2002).

$$E/E = \%11.5/E + \%0.5 \quad (2.2)$$

ile ifade edilmektedir. Elektromanyetik kalorimetre 1 GeV'den 3 GeV 'e kadarki elektronların yeniden in asını dikkate almaktadır. ki fotona veya dört elektrona bozulan Higgs bozonların ke finde iyi bir kütle ayırım gücünü sa lamak için enerji ayırım gücü 10 - 300 GeV'in aralı ı gerektirmektedir.

### **Levhalı Hadronik Kalorimetre (TileCal)**

Elektromanyetik LAr kalorimetre tarafından durdurulamayan hadronları so urarak onların enerjilerini ölçer. TileCal oda sıcaklı ında çalı ır ve  $< 1.6$  aralı ını kaplar. TileCal dı yarıçapı 4.23 m, iç yarıçapı 2.28 m ve uzunlu u yakla ık 12 m olan bir silindirdir, fıçı ve iki geni letimli fıçı olmak üzere üç kısımdan olu maktadır. Bu kalorimetre, pasif ortam olarak demir emici levhalar ve aktif ortam olarak sintilatör levhalar ile telafili olmayan örnekleyici bir kalorimetredir. Birle tirilmi elektromanyetik-hadronik kalorimetrelerde aynı enerji ile gelen elektromanyetik ve hadronik parçacık sinyalleri arasındaki oran bir de erinden farklı ise bu telafili olmayan kalorimetredir. Bu kalorimetrenin en sıra dı ı özelli i sintilatör levhalarının standart olmayan yönlendirilmeleridir: Bunlar radyal yönde ve derinli e göre zikzak yapacak ekilde yerle tirilmi lerdir. Bu özellik ile kalorimetre so ansı yapısını devam ettirirken, sintilatörlerin okuma fiberlerinin döndürülmesine izin verir. So ansı yapı kayıp enerjiyi yeniden olu turma performansı göz önüne alındı ında önemli bir niteliktir. Bu kalorimetrede sintilatör plastik dö emeler çelik tabakaların arasına yerle tirilmi tir. Hadronların bu tabakalarla etkile mesi sonucunda dü ük enerjili hadronik du lar olu ur. Du taki yüklü parçacıklar sintilatör levhalardan geçerken gelen parçacı ın enerjisi ile orantılı ık yayarlar. Olu an ık, fiber kablolar ile foto ço altıcı tüplere ta ınır ve burada elektrik sinyaline çevrilir. Bu kalorimetredeki toplam kanal sayısı 10000 mertebesindedir. Kalorimetre  $h = 0$  'da yakla ık 1.4, 4.0, 1.8 etkile me uzunlu u ( abs)

inceli inde üç tabakaya ayrılmı tır. Azimutal olarak, fıçı ve geni letilmi fıçılar 64 modüle ayrılmı tır. TileCal müon spektrometresinden hemen önce yerle tirilmi tir bu yüzden müon dı ındaki tüm parçacıkları so uracak ekilde dizayn edilmi tir (ATLAS TDR,1999). **TileCal**'ın hadronları so urarak onların enerjilerini ölçtü ünden bahsetmi tik. imdi bu süreçler üzerinde tartı alım. Hadronlar kalorimetre içinde hadron du ları olu turur. Bu du larda GeV mertebesindeki hadronlar ile MeV mertebesindeki nükleer proseslerden elde edilen parçacıklar bulunmaktadır. GeV mertebesindeki hadronlar; proton, yüklü ve yüksüz pionlar ile nötronlardır ve bunlar en hızlı bile enleri olu tururlar. MeV mertebesindeki nükleer proseslerden elde edilen parçacıklar foton ve nötronlardır ve daha dü ük enerjiye sahiplerdir. Fotonlar algıç tarafından tam olarak varlanamadı ı dan kolayca algıçtan kaçarlar. Algıçtan kaçan di er parçacıklar ise müon ve nötrinolardır. Bunun sonucu olarak hadronik kalorimetrenin çözünürlü ü elektromanyetik kalorimetreye göre daha dü üktür. TileCal yalnızca du parçacıklarını tanımlamamakta aynı zamanda jetlerin belirlenmesi, onların enerji ve yönlerinin bulunması, kayıp dik enerjinin ölçülmesinde önemli rol oynamaktadır. (Woudstra,2002)

Burada kalorimetre;

$$E/E = \%50/E + \%0.3 \quad (2.3)$$

enerji ayırım gücüne sahiptir.  $1.5 < < 4.9$  aralı ını sıvı argon hadronik uç-kapak kalorimetre, ileri kalorimetre ise  $1.5 < < 2.5$  aralı ını kaplar. Hadronik LAr uç-kapak ve ileri kalorimetrenin her ikisi de elektromanyetik uç-kapaklarının da yerle tirildi i aynı kryostat içerisine yerle tirilmi tir. Her hadronik kapak iki, e it çaplı ve ba ımsız çarklar içermektedir. İlk çark için 25 mm levhalar ikinci çark için 500 mm levhalar kullanılmı tır. Her iki çarkta da art arda bakır levhalar arasındaki bo luk 8.5 mm 'dir ve her biri yakla ık 1.8 mm'lik serbest uçu bölgesine sahip üç elektrot ile donatılmı tır. Çarklar iki boylamsal okuma segmentine bölünmektedir. Uç-kapak kalorimetrenin aktif kısmı yakla ık 12 etkile me uzunlu u kalınlı ındadır (Efthmiopoulos, 1999).

### 2.4.2 Müon Spektrometresi

Müon spektrometresi ATLAS deneyinin önemli bir kısmını oluşturur. Müon spektrometresi iç detektörlerden tamamen bağımsız olarak hassas müon momentum ölçüm yeteneğine sahiptir. Müonlar elektronlara benzerler fakat kütleleri elektronun kütesinden yaklaşık 200 kat daha fazladır. Müonlar kalorimetre tarafından durdurulamayan tek yüklü parçacıktır ve yüksek enerjili müonlar parçacık içerisinde geçerken enerjilerini elektromanyetik süreçlerle kaybederler. Bunlar iyonizasyon, çoklu saçılma, foto nükleer etkilemeler gibi süreçlerdir. Çoklu saçılma bir parçacığın madde içerisinde geçerken birbirine benzeyen saçılmalar yapması sonucu ortaya çıkar. Müon spektrometresi  $P_T > 300 \text{ GeV}/c$  durumları için  $\Delta P_T / P_T = 1 \times 10^{-4} \times p / \text{GeV}$  momentum ayırım gücüne sahiptir. Örneğin 1 TeV'lik müonların momentumu %10 hassaslıkla ölçülebilecektir. Daha küçük momentumlarda, kalorimetrelerdeki enerji kaybı dalgalanmaları, detektör yapısında ve mıknatistaki çoklu saçılmalardan dolayı ayırım gücü yüzde birkaç ile sınırlandırılacaktır, yani 10 - 200 GeV'lik müonların momentumu %(2 - 3) hassaslıkla ölçülebilecektir. Müon spektrometresinin bu hassasiyeti,  $H \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$  bozunma kanalı kullanılarak Higgs parçacıklarını keşfetmek için yeterlidir. Ayrıca müon spektrometresi enerjetik müonlar içerdiği zaman  $A^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  bozunumundaki  $A^0$  ağırlı süpersimetrik Higgs ve  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  bozunumundaki Z bozonu gibi standart model dışındaki fiziksel ara tırnak içinde iyi yapılandırılmıştır (Aleksa, 1999).

## 2.5. Standart Model

Tüm bilinen temel parçacıkların güçlü, zayıf ve elektromanyetik kuvvet yolu ile birbirleri arasında nasıl etkileşimlerini ba arılı bir şekilde açıklayan, bir kuantum teorisidir. Bugüne kadar bildiğimiz kadarıyla dört; güçlü, elektromanyetik, zayıf ve kütle çekim olmak üzere dört temel kuvvet vardır. Her temel kuvvet bir kuvvet taşıyıcısı ara bozonu vardır. Her bir kuvvet için var olan fiziksel yapıların neler olduğunu, maddenin yapısına ve SM'nin bunlarla olan bağına bakalım.

Çizelge 2.1 : Temel Kuvvetler

Kuvvet	Teori	Araparçacık
Güçlü	Kromodinamik	Gluon
Elektromanyetik	Elektrodinamik	Foton
Zayıf	Çeşitli dinamiği	$W^{\pm}$ ve Z
Kütle çekim	Geometrik Dinamik	Gravitation

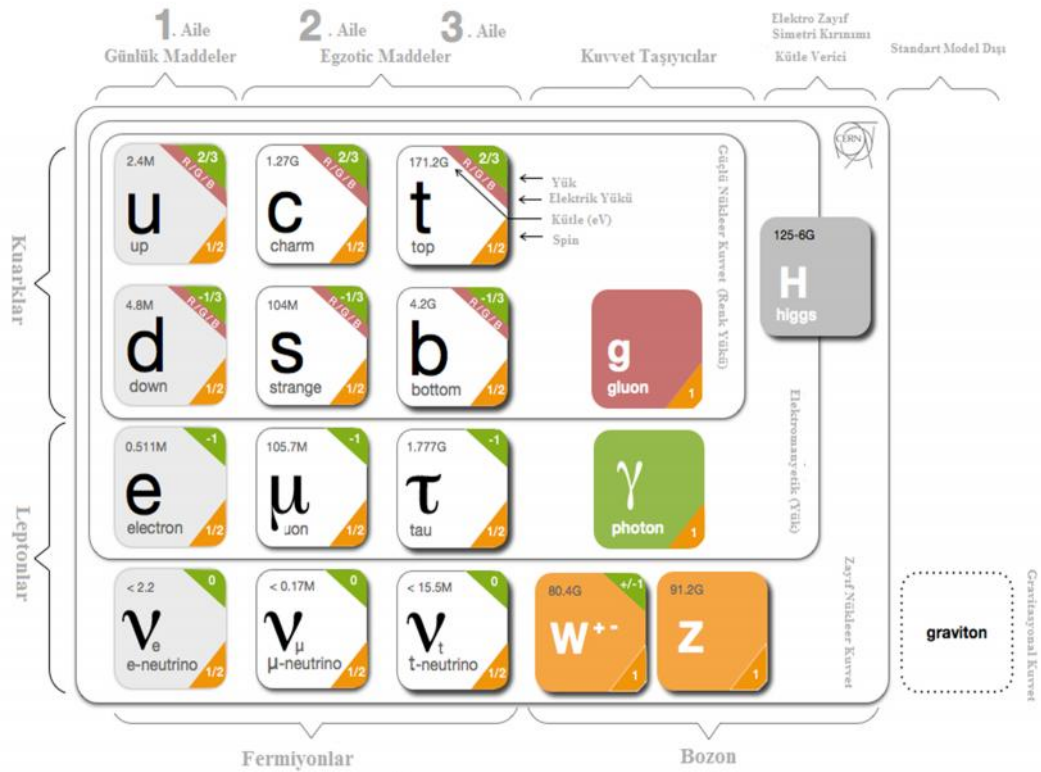
Güçlü etkileşim, kuarklar ve gluonlar arasındaki etkileşim güçlü etkileşim olarak adlandırılır ve bu etkileşim kuantum renk dinamiği (QCD) kuramı ile açıklanır. Gluonlar tarafından taşınan ve kuarklar ile karışık-kuarklara, ayrıca gluonların kendilerine etki eden kuvvettir. Güçlü etkileşim doğrudan temel parçacıklara etki ediyor olmasına rağmen bu kuvvet hadronlar arasındaki nükleer kuvvet olarak da karşımıza çıkar.

Elektromanyetik etkileşim, Elektrik kuvveti, yüklü iki parçacığın birbirini ittiği (yükleri aynı işaretli ise) ya da birbirlerini çektiği (yükleri zıt işaretli ise) kuvvettir. Manyetik kuvvet, elektrik yüklü bir parçacığın manyetik alandan geçerken üzerine etki eden kuvvettir. Bir manyetik alan, bir sarmalın sarımlarında dolaşan elektron örneğinde olduğu gibi, elektrik yüklü parçacıklar hareket ettiğinde ortaya çıkar. Elektrik kuvveti ve manyetik kuvvet birbirleri ile ilişkilidir. James Clerk Maxwell, 1873'de elektrik ve manyetik kuvvet alanlarının uydu eksiksiz denklemleri bulmayı başardı ve böylece günümüzde elektromanyetizma denilen kuramı elde etmiştir. Elektromanyetik kuvvet, elektrik yükü üzerine evrensel bir şekilde etkir, çok büyük bir menzile sahiptir, bu kuvvetin taşıyıcısı, durgun kütlesi sıfır, spini bir olan fotondur.

Zayıf kuvvet, ya da zayıf nükleer kuvvet pek çok parçacığın ve hatta pek çok atom çekirdeğinin kararsız olmasından sorumludur. Zayıf kuvvetin etki ettiği parçacık, bozunarak, kendisiyle akraba bir parçacığa dönüşür. Bu esnada bir elektron ile bir nötrino çiftini ortaya çıkartır. Enrico Fermi, 1930'ların ortasında zayıf kuvvet için genel bir formül buldu. Daha sonra teori, George Sudarshan, Robert Marshak, Murray Gell-Mann ve Richard Feynman tarafından geliştirildi. Teoriye göre, kuvvet çok kısa menzillidir, oldukça zayıftır ve kuvvet taşıyıcıları spinleri bir olan  $W^{\pm}$  ve  $Z$  bozonlarıdır.

Kütle çekim veya yerçekimi, kütlesi bulunan maddelerin birbirlerine doğrudan etkileşimlenmesiyle oluşur. Elektromanyetik kuvvet, Zayıf ve Güçlü Nükleer Kuvvet ile birlikte doğadaki dört temel kuvveti oluşturur. Kütle çekim, bu dört kuvvet arasında en zayıf olanıdır. Kütle çekim kuvveti parçacıkların kütlesine etki eder, sınırsız bir alanı kaplar, kuvvet çok zayıftır, kuvvet taşıyıcısı spinli iki olan graviton dur. Temel kuvvetlere değindikten sonra şimdi parçacıkları inceleyelim. Bugüne kadar gözlemlediğimiz parçacıkların iki farklı istatistiği vardır, bu istatistik parçacıkların tamamen spin kuantum sayısına bağlıdır. Parçacıklar farklı spinlere sahip olmalarından dolayı farklı fizik kanunları ile ifade edilmektedirler. Spinli tam sayı olan parçacıklar *bozon* spinli yarım tam sayı olan parçacıklar ise *fermionlar* olarak adlandırılmıştır. Fermionlar birbirlerinden ayırt edilebilen ve Pauli dışlama ilkesine uyan parçacıklardır.

Fermionlar, leptonlar ve kuarklar olmak üzere iki farklı ailedir. Kuarklar renk yükü denilen leptonlarda bulunmayan ikinci bir yük taşırlar ve güçlü etkileşimlere girerler. Bozonlar fermionların aksine aynı kuantum durumunda bulunma imkânında olan parçacıklardır. Bozonlar kuvvet taşıyıcı parçacıklar, fermionlar ise madde parçacıkları olarak tanımlanırlar. Standart model,  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$  simetri grubu üzerine oluşturulmuştur. Fermiyonik alanların güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşimlerini bu etkileşimlere karşılık gelen spin-1 ayar bozonları denimi yoluyla açıklayan bir ayar teorisidir. Bu spin-1 ayar bozonları güçlü etkileşim için 8 adet kütesiz gluon, elektromanyetik etkileşim için 1 adet kütesiz foton ve zayıf etkileşim için 3 adet kütleli bozondur. Standart modele gravitasyonel kuvvet dahil değildir. Şekil 2.8 de standart model parçacıkları gösterilmiştir.



ekil 2.8 Standart Model Parçacıkları

Evrendeki bütün kararlı parçacıklar ilk aile parçacıklarından meydana gelirler. Özel rölativite ve kuantum mekani inin birleşmesiyle ortaya çıkan madde - anti madde simetrisine göre evrende bulunan bütün parçacıkların elektrik yüklerinin zıt i aretlisi olan anti parçacıkları bulunur. Tüm kuarklar renk yüküne sahiptir. Kuarklar üç renk yükünün (kırmızı, ye il ve mavi) birine sahipken, anti-kuarklar üç anti renk yükünün birine sahiptir. Kuark bile eni parçacıklar beyaz veya nötral renk yükü ta ırlar. Kuarkların renk özelliklerine göre renksiz bir yapı olu turmaları için iki seçenekleri olur. Seçeneklerden ilki, farklı renklerdeki üç kuarkın bir araya gelerek olu turabilecekleri renksiz yapı, di eri kuark -anti kuark çiftinin bir araya gelerek olu turabilecekleri renksiz yapıdır. Üçlü yapılara *baryon* ikili yapılara ise *mezon* denir. Baryonların ve mezonların bulundu u gruba ise *hadron* denir. Atom Çekirde ini olu turan protonlar (u u d ) ve nötronlar (u d d ) hadronlara örnektir.

Renk yüklerinin de hesaba katılmasıyla birlikte toplam kuark-anti kuark sayısı 36 , 12 lepton ve 12 ara parçacık ve Higgs ile birlikte standart model toplam 61 parçacıktan

olu an  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$  simetri grubu üzerinde evreni tanımlamaya çalışılan bir modeldir.

Burada  $c$  renk yükünü,  $L$  leptonları ve  $Y$  ise elektromanyetik etkilemeyi temsil eder. Standart modelin bir çok başarısının olmasına rağmen cevap veremediği eksikliklerde vardır.

### 2.5.1. Standart Modelin Eksikleri

*Serbest parametreler*; Standart model'i oluştururken, temel parçacıkların, kütlelerinin, etkileme iddetlerinin ve bunlar gibi en az 19 kadar parametrenin bilinmesi gerekir. Standart Model bu parametrelerin değerleri hakkında bir şey söyleyemez. Neden  $\mu$  leptonun kütlesi, elektronun kütlesinin yaklaşık 200 katı? SM'de nötrinolar kütsesiz olarak tanımlanırken nötrino deneylerinde nötrinoların kütsel tanımlanmaları? Bu soruların cevapları SM'de yer almaz.

*Hiyerarşi problemi* ; Bu problemi kısaca kütle çekim kuvvetini modele dahil etmek istediğimizde planck skalasına ( $10^{19}$  GeV) çıkmak gerekiyor. Fakat SM'de bu enerjiye çıkmak problemli oluyor bu problemde hiyerarşi problemi olarak adlandırılıyor.

*Aile problemi*; Doğaya niye kendini aileler şeklinde tekrarlamıştır? Doğal olarak bulunan bütün parçacıklar, sadece  $u$  ve  $d$  kuarklarla elektron ve onun nötrinosundan oluşmaktadır, niye iki tane daha kuark ve lepton ailesi var. Farklı ailelerin kütleleri niye birbirinden farklı. Lepton ve kuark aile sayıları neden birbirine eşittir? Bunlar bir raslantı mı?

*Üç farklı kuvvet* ; Her ne kadar Standart Model, üç farklı kuvveti de içinde barındırıyor da, her birinin kendi kuvvet taşıyıcı bozonları ve her birinin iddetini belirleyen kendi etkileme sabitleri vardır. Kuvvetler arasındaki bu fark nereden gelmektedir?

te bu noktada sorunları çözmek için yeni teoriler ortaya atılmış ve teorileri standart model ötesi teoriler denilmektedir.



### 2.5.2. Standart Model Ötesi

Standart modelde bahsi geçen problemi çözecek yeni modeller ortaya atılmı tır. Bu yeni modellerden bazıları ;

- Büyük Birle im Teoremi (BBT)
- Ekstra Boyutlar
- Küçük Higgs Modelleri
- Süpersimetri
- Teknikrenk

modelleridir.

Hiyerar i problemini çözebilece i dü ünülen modellerden bir tanesi ekstra boyutlardır. Bu modele göre Planck sabitini TeV mertebesine indirilmektir. Planck ölçe i kütle çekimi etkile melerinin di er kuvvetlerle kar ılaştırılabilir sınırının bir ölçüsüdür ve Newton sabiti,  $G_N$  tarafından belirlenir ( $G_N \cong 10^{-38} GeV^{-2}$ ).

Hiyerar i problemi ise Higgs bozonunun Planck kütesinden çok daha hafif olmasından kaynaklanmaktaydı. Az öncede belirtti imiz gibi Planck ölçe i TeV mertebesine indirerek bu sorun çözülmeye çalı lmaktadır. Bu modeller arasında en çok kullanılan modellerden olan SUS modeline de inelim.

### 2.6 Süpersimetri (SUS )

SUS standart modelin eksik kalan kısımlarına cevap verebilece i dü ünülen günümüzde standart model ötesi modellerden en çok kullanılan modeldir. SUS çalı maları BHC'da test edilmektedir. Aslında SUS , SM'nin problemlerine çözüm bulmak için ortaya atılan bir teori de ildir. 1970'lerin ba larında matematiksel olarak in a edilmeye ba lamı olmasına ra men bugünkü bilinirli ine Sicim Teorisi'nin de katkıları oldu u ku kusuzdur. Kütle çekim kuvvetini de di er kuvvetler gibi anlama çalı malarının bir sonucu olarak, basitçe parçacıklara temel sicimlerin uyarılı m durumları yakla ımı altında bakan sicim teorisi temel parçacıkları ve bilinen kuvvetleri bir arada açıklamayı ba ararak kütle çekiminin tutarlı bir kuantum teorisini elde

edebilmidir. Temel sicimler, sicim teorilerini sınıflandırmamıza yardımcı olacak şekilde örnek olarak açık yada kapalı sicimler gibi çeşitli özelliklerle tanımlanır. Bu sınıflandırmanın önemli bir özelliği parçacık spektrumuna fermiyonların dahil edilmesidir. Sicim teorisinin içine fermiyonları koymakla özel bir simetri ihtiyacı doğurur; Süpersimetri. Bu süpersimetrinin ele alınması ile birlikte fermiyonlar ve bozonlar ilişkilendirilir. SM’de fermiyonlar ve bozonlar olmak üzere iki farklı türde parçacık bulunduğunu, leptonlar ve kuarklar gibi temel fermiyonların maddenin oluşturucuları; foton, gluonlar ve W, Z gibi ayar bozonlarının ise kuvvet taşıyıcı parçacıklar olduğunu görmüştük. SUS ’nin basitçe fermiyonik alanlarla bozonik alanlar arasında bir simetri olduğunu söylemek mümkündür. Böyle bir simetri tanımlamak fermiyonların bozonlarla ya da tersine, doğrudan bir şekilde birbirleriyle ilişkilendirildiğinde, Standart Model’in denklemlerinin değişimden kalacağını söylemektir. Süpersimetri dönüşümünün operatörü bozonik bir durumu fermiyonik bir duruma ve tersine çevirmelidir.

$$Q|Fermiyon \rangle = |Bozon \rangle ; Q|Bozon \rangle = |Fermiyon \rangle \quad (2.4)$$

Bozonlarla fermiyonları ilişkilendiren bu yeni simetrinin yeni niteliğini vurgulamak için “Süpersimetri” denilmektedir. Standart Model süpersimetrik olacak şekilde genişletilerek, ilk süpersimetrik alan teorisinin sonuçlarının incelenmeye başlanması ile süpersimetrinin Higgs mekanizması için bir fiziksel açıklama getirdiği fark edilmiştir. Bu durum birçok teorisyen için, süpersimetrinin sadece matematik değil, doğanın bir niteliği olduğunu delili olarak varsayımı ve SM içindeki tutarsızlıklar ve sorunların çözümü için aranan yeni modellerden birisinin de süpersimetrik bir teori olması olasılığını güçlendirmiştir. Süpersimetri Teorisine göre Higgs alanının kendisi ile etkileşimi sonucu ortaya çıkan ikinci dereceden sonsuzlukları yok etmek için Higgs alanı ile etkileşime giren yeni bir alan ortaya atılmaktadır. Higgsino adı verilen bu yeni alan, Higgs alanı ile aynı kuantum sayılarına sahip sadece spin kuantum sayısı, kadar düşük olan fermiyonik bir alandır. Süpersimetri dönüşümüne göre Higgs alanı ile Higgsino alanı aynı özelliklere sahiptir, sadece Higgs alanı skaler bir alan iken Higgsino alanı fermiyonik bir alandır. Higgsino’nun varlığı Higgs parçacığının kütesinin sabit kalmasına yardımcı olur. Süpersimetrik teoride Higgs parçacığına  $e$  olarak getirilen Higgsino gibi, SM’de var olan tüm parçacıklara birer süper e’ler getirilmiştir. Bu süper

e parçacıklar SM parçacıklarıyla aynı kuantum sayılarına sahiplerdir, sadece spin kuantum sayıları  $\frac{1}{2}$ , kadar daha dü üktür (Louis ve ark., 1998, Kazakov 2000., Baer ve ark., 1995).

Fakat günümüzde yüksek enerjili çarpı tırıcılarında gözlenmi olan bir süper e parçacık bulunmamaktadır. Süpersimetri do anın tam simetrisi olsaydı SM parçacıkların süper e leri kütleleri ve yük de erleri ile uana kadar gözlenmeliydi. Bu yüzden SUS 'nin kırıldı ı ve süper e parçacıkların kütlelerin imdiye kadar çalı ılan enerji ölçe inin üstünde oldu u dü ünülmektedir. Süpersimetrinin kırılmasını ifade etmek için Langrange yo unlu u fonksiyonuna süpersimetriyi kıran terimlerin eklenmesi gerekli ve bu terimlerin süpersimetri dönü ümünün yanında di er ayar simetrisi ile SM'in kendi simetrisi altında de i mez kalmaları gerekmektedir. Süpersimetriyi hafifçe kırmamızın sebebi Higgs'in kendisi ile olan etkile mesi sonucunda çıkan ikinci dereceden sonsuzlukların tekrar ortaya çıkmamasını sa lamaktır. Bu kırılma ve buna kar ılıklı gelen süpersimetri-kırınım kütle parametrelerinin birkaç TeV'den büyük olmamasıyla ayar hiyerar isinin devamlılı ı sa lanmı ve tüm süpersimetrik e lerin kütleleri biraz artmı tır (Chung ve ark., 2003).

SUS standart modelin a a ıdaki problemlere çözüm getirece i dü ünülmektedir.

- SUS elektro zayıf simetri kırınımı açıklayabilir.
- SUS parçacıklara süpersimetrik e ler tanımlayarak hiyerar i problemini çözebilir.
- SUS ayar kuplajlarını birle tirir.
- SUS evrenin baryon asimetrisini açıklayabilir.
- SUS evrendeki so uk karanlık maddeyi açıklayabilir.

SUS kendi içinde birçok model olasılı ını ve bu modellerin içinde de birçok serbest parametreyi barındıran bir modeldir. BHÇ da çalı ılan birçok süpersimetrik model vardır. Fakat bunlar arasında en çok kullanılan MSSM dir.

## 2.7 Minimal Süpersimetrik Standart Model

SM bulgularının hepsini içeren süpersimetrik bir teori in a etmenin en kolay yolu SUS teorisi altında SM’i geniletmektir. Bu yaklaşım altında Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), SUS fenomenolojileri içerisinde en basiti olup, en asgari düzeyde yeni parçacık ve yeni etkilemeler tanımlayan modeldir (Aitchison ve Ian., 2005, Bisset ve ark., 2006). MSSM, SM ile aynı ayar grubu üzerine kurulmuştur;

$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$  Minimum parçacık, R-parite korunumunu ve ayar değişimlerini varsayar. Standart Model’in minimal bir şekilde süpersimetrik olarak geniletilmesi bilinen her temel parçacığın, spinini  $\frac{1}{2}$  kadar farklı olan bir süperparçacık ile birlikte süperçokluk içinde yer alması ile gerçekleşir (Louis ve ark., 1998). Fermiyonların spin-0 değerine sahip süperparçacıkları skalerin kısaltılmışı olan “s” öneki ile (sfermion, slepton, skuark vb.), bozonların süperparçacıkları “ino” son eki ile (gaugino, higgsino, wino, zino) adlandırılır. Süperparçacıklar kendi değerlerinden sembollerinin üzerine tilda ( $\sim$ ) koyularak ayırt edilirler, örneğin  $\tilde{q}$ ,  $\tilde{g}$  süperçokluklar süpersimetri cebri için indirgenemez gösterimler olup, birbirlerinin süperparçacıkları denilen hem fermiyon hem de bozon durumlarını içerir. Aynı süperçokluktaki parçacıklar ayar gruplarında aynı gösterimlere, dolayısıyla da aynı elektrik yüküne, zayıf izospine ve renk serbestlik derecesine sahiptirler. Süperçokluklar helisiteli (chiral) süperçoklukları (sleptons, skuarks, higgsinos vb.) ve ayar süperçoklukları (gluino, wino, bino vb.) olmak üzere iki kategoride ele alınır.

Helisiteli süperçokluklar; kuarkları, leptonları, Higgs bozonlarını ve bu parçacıkların süperparçacıklarını sınıflandırır. SM fermiyonları sol-elli ya da sağ-elli olup, ayar grupları altında farklı dönüşümlere sahiptir ve helisiteli süperçokluklarla ifade edilirler. Bu süperçokluklar bir sol-elli Weyl spinor ve bir kompleks skaler alan içerir. Fermiyonların sol-elli ve sağ-elli bileşenleri iki bileşenli Weyl fermiyonlarını farklı ayar dönüşümleri ile ayırdıklarından her birinin ayrı kompleks skaler eşi vardır. Örneğin elektronların sol-elli  $\tilde{e}_L$  ve sağ-elli  $\tilde{e}_R$  olmak üzere iki ayrı süperparçacığı vardır. Standart Model’de nötrinolar sadece sol-elli olduklarından snötrinolar sadece  $\tilde{\nu}$  olarak gösterilir. Her skuark ve slepton için ayar etkileşimleri Standart Model’deki fermiyonik değerlerinin etkileşimlerinin aynısıdır. Örneğin bir sol-elli skuark  $\tilde{d}_L$ , W bozonuna kuplaj yaparken,

$\tilde{d}_R$  skuark, aynen Standart Model’de oldu u gibi bu kuplajı yapamaz. Higgs bozonunun spinini “0” oldu undan, helisiteli bir süperçokluk içinde yer alır fakat lepton sayısı ta imadı 1 için leptonlarla ili kilendirilemez. MSSM’de, SM’de oldu u gibi bütün madde fermiyonlarına kütle vermek için bir Higgs dubleti yeterli de ildir. Zayıf etkileşen parçacıkların tümüne kütle kazandırabilmek için iki kompleks Higgs dubletine ihtiyacımız vardır. Higgs’ in yer aldı 1 süperçokluktaki bir fermiyonik süpere  $= +1/2$  veya  $= -1/2$  hiperyüküne sahiptir. Hiperyükü  $-1/2$  olan Higgs,  $-1/3$  elektrik yüküne sahip a a 1 tipli (d,s,b) kuarklara kütle kazandırırken, hiperyükü  $= +1/2$  olan Higgs,  $+2/3$  elektrik yüküne sahip yukarı tipli (u,c,t) kuarklarına ve yüklü leptonlara kütle kazandırır. Böylelikle MSSM ‘de iki farklı Higgs vakum beklenen de eri ortaya çıkar. Bu de erler  $v_d, v_u$  dersek ;

$$\tan \beta = \frac{\langle H_u \rangle}{\langle H_d \rangle} = \frac{v_u}{v_d} \quad (2.5)$$

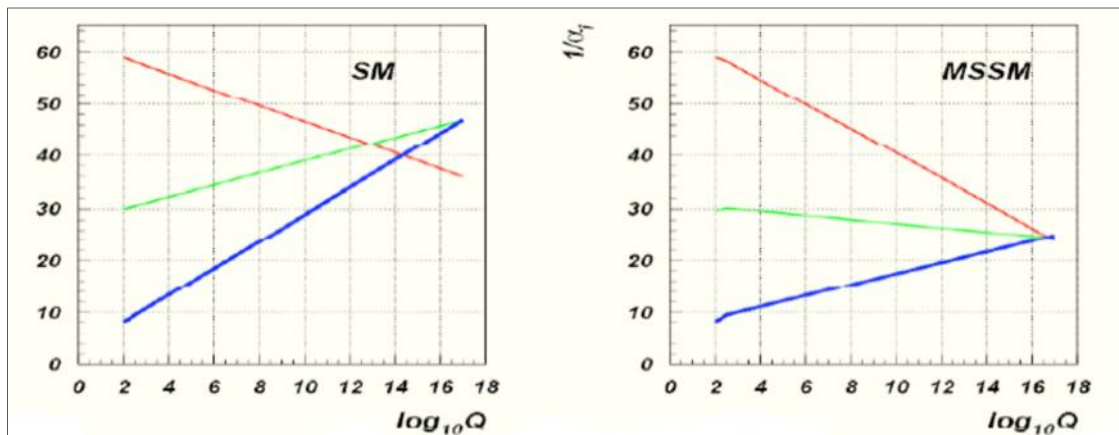
eklinde ili kilendirilir ve  $\tan \beta$  modelin serbest parametrelerinden biri olur. Ayar süperçokluları ayar bozonlarını ve süpere lerini sınıflandırır. Vektör ayar bozonlarının fermiyonik süpere lerine gaugino denir. Bu süperçoklular bir vektör bozonu ve bir kütesiz Weyl spinörü içerir. Elektrozayıf ayar bozonlarının süpere leri; Bino  $\tilde{B}$ , nötral Wino,  $\tilde{W}_3$  ve yüklü Winolar,  $\tilde{W}_1$  ve  $\tilde{W}_2$ dir. Gluonun süpere i ise gluinodur ( $\tilde{g}$ ). Elektro zayıf simetri kırınımından sonra MSSM beş tane fiziksel Higgs parçacığı ı içerir, bir çift yüklü Higgs bozonu,  $H^\pm$  iki CP-even nötral Higgs bozonları;  $h^0, H^0$  ve bir CP-odd nötral higgs bozonu,  $A^0$ . Ayrıca  $\tilde{B}$  ve  $\tilde{W}_3$  nötral higgsinolar ile karışarak  $\tilde{H}_1, \tilde{H}_2$  nötralinolar olarak adlandırılan dört nötral Majorana fermiyonu kütle öz durumlarına form verir.  $\tilde{X}_0^1, \tilde{X}_0^2, \tilde{X}_0^3, \tilde{X}_0^4$  , Ek olarak yüklü Higgsinolar  $\tilde{H}^\pm$  yüklü Winolar  $\tilde{W}_1, \tilde{W}_2$  karışarak iki yüklü Dirac fermiyon kütle öz durumu olan charginolara form verir,  $\tilde{X}_1^\pm, \tilde{X}_2^\pm$  Elektro zayıf simetri kırınımı ile  $\tilde{B}$  ve  $\tilde{W}_3$  de, Zino  $\tilde{Z}$  ve fotino  $\tilde{\gamma}$  kütle öz durumlarında karışır (Martin, 2006).

Çizelge 2.2 de SM parçacıkları ve Süpere leri ile birlikte gösterilmiştir.

Çizelge 2.2 : Standart Model parçacıkları ve MSSM'deki Süperleri

Standart Model Parçacıkları			Süpersimetri Parçacıkları		
Parçacık	Sembol	Spin	SParçacık	Sembol	Spin
Kuark	$q$	$1/2$	Skuarklar	$\tilde{q}_{L,R}$	0
lepton	$\ell$	$1/2$	sleptonlar	$\tilde{\ell}_{L,R}$	0
Nötrino		$1/2$	Snötrino	$\tilde{\nu}_{L,R}$	0
Foton		1	Fotino	$\tilde{\gamma}$	$1/2$
Gluon	$g$	1	Gluino	$\tilde{g}$	$1/2$
Z bozonu	$Z^0$	1	Zino	$\tilde{Z}$	$1/2$
Nötral Higgsler	$h^0, H^0, A^0$	0	Nötral Higgsinolar	$\tilde{H}^0_{1,2}$	$1/2$
W bozonları	$W^\pm$	1	Wino	$\tilde{W}^\pm$	$1/2$
Yüklü Higgs	$H^\pm$	0	Yüklü Higgsinolar	$\tilde{H}^\pm$	$1/2$
Gravitation	$G$	2	Gravitino	$\tilde{G}$	$3/2$

MSSM ile ilgili anlatılanları özetleyecek olursak MSSM'in parçacık içeriğini helisiteli ve ayar süperçoklukları olur. Süpersimetrinin kuralları, parçacıklarla onlara karşılık gelen süperlerin eklektik kütleli olmasını gerektirir. Bu durum ise parçacıklarının uzun zaman önce deneysel olarak gözlenmemiş olmaları gerçeğini doğurur. Fakat şimdiye kadar yapılan deneylerde hiçbir parçacık gözlenmediğine göre parçacıkların kütlesi kendilerine karşılık gelen parçacıklardan daha ağırdır. Bu nedenle süpersimetri kırılmış bir simetri. SUS 'nin ayar kupaajlarını birleştirildiğinden söz etmiştik, SM aksine MSSM ayar kupaajlarını büyük birleşme skalası  $10^{17}$  GeV düzeyinde birleştirir. Bu birleşme ekle 2.9 de gösterilmiştir.



ekil 2.9 SM de ve MSSM de her bir ayar alanına ait bağıl sabitlerinin tersinin yüksek enerji ile değişimi (GeV). Burada mavi renk ile gösterilen Güçlü kuvvet, yeşil

ile gösterilen Zayıf etkileme kuvveti ve kırmızı renk ile gösterilen ise Elektro manyetik kuvvettir.

Bu birlemede SM'nin aksine MSSM'de ayar kuplajlarının  $10^{17}$  GeV skalasında birleştikleri görülmektedir.

### 2.7.1. MSSM Parametreleri

MSSM den bahsettikten sonra imdide Langrange fonksiyona bakalım. MSSM Langrange yi üç kısımdan oluşmaktadır.

$$\mathcal{L}_{MSSM} = \mathcal{L}_{AYAR} + \mathcal{L}_W + \mathcal{L}_{KIRILMA} \quad (2.6)$$

Ayar kısmı süpersimetri ve ayar simetrisi tarafından belirlenir. Potansiyel kısım ( $\mathcal{L}_W$ ) süpersimetriden kaynaklanan ilave etkilemeleri içerir. Kırılma kısmı ise simetriyi hafifçe kırmak için terimlerden oluşur. Langrange ye baktığımızda aslında iki kısım olarak birincisi ayar ve potansiyel kısım süpersimetriyi koruyan kısım olarak diğer kısım ise simetriyi kıran kısım olarak görünür (Aitchison ve Ian, 2005).

#### 1. Süpersimetriyi koruyan kısım;

- Sırasıyla  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$  ayar grubuna karşılık  $g_s, g$  ve  $g'$  ayar bağlanma sabitleri.
- Higgs kütle parametresi,  $\mu$
- Higgs-fermyon Yukawa bağlanma sabitleri:  $\lambda_d, \lambda_e$  ve  $\lambda_u$

#### 2. Süpersimetriyi kıran kısım;

- Süpersimetrinin alt grupları olan  $SU(3)$ ,  $SU(2)$  ve  $SU(1)$  ile ilişkili olan gaugino Majorana kütleleri;  $M_3, M_2, M_1$ .
- Skuarklar ve sleptonlar için skaler kütle kare parametreleri;
 
$$M_{\tilde{Q}}^2, M_{\tilde{U}}^2, M_{\tilde{D}}^2, M_{\tilde{L}}^2, M_{\tilde{E}}^2$$
- Higgs-skuark-skuark ve Higgs-slepton-slepton üçlü skaler etkileme terimleri  $A_u, A_d$  ve  $A_e$  katsayılarıyla

- ki Higgs vakum beklenen de eri  $\vartheta_1$ ,  $\vartheta_2$  ve bir Higgs fiziksel kütlesi. Burada  $\vartheta_1$  aşağı tip  $\vartheta_2$  ise yukarı tip kuarklara ve leptonlara bakan Higgs alanın vakum beklenen de eridir.  $\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 = (246 \text{ GeV})^2$  de eri W kütlesi ile sabittir, modelin serbest parametresi ise  $\tan \beta = \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1}$  oranıdır.

Diğer ailelerde hesaba katıldığında MSSM Langranjeyinde 124 tane parametre bulunmaktadır (Ren, 2007).

## 2.8. R-Parite

MSSM Langranjyeninde baryon sayısı (B) ve lepton sayısı (L) korunumunu bozan terimlerden kurtulmak için yeni bir simetri tanımlanmıştır. Bunun için MSSM içinde R-Parite adı verilen kesikli bir simetri vardır. Buna göre;

$$R = (-1)^{L+B+2S}$$

Simetrisi her bozunumda korunmaktadır. Burada B baryonik kuantum sayısı, L leptonik kuantum sayısı, S ise spin kuantum sayısını göstermektedir. Madde parite ismi verilen bu simetriye göre tüm bütün SUS parçacıkları  $R = (-1)$  ve SM parçacıkları ise  $R = (+1)$  pariteye sahiptir. R-Parite korunumun önemli sonuçları vardır;

- Parçacıklar ve Sparçacıklar arasında karışım yoktur.
- SUS parçacıkları, SM parçacıklarının çarpımlarında, sadece çiftler halinde üretilebilirler.
- SUS parçacıkları sadece başka bir SUS parçacığı içeren durumlara bozunabilir. Böylece her bir süpersimetrik parçacık en sonunda, en düşük kütleli bir süpersimetrik parçacığa bozunmalıdır.
- Bunun sonucunda en düşük kütleli süpersimetrik parçacık (EHSP) kararlı olmalıdır.

EHSP elektrik ve renk yükü olarak nötral ise madde ile sadece zayıf olarak etkilecektir, böylece baryonik olmayan kara madde adayı için çekici bir aday olmaktadır.



## 2.9. Minimal Süpergravite (mSUGRA)

Bir önceki bölümde sözünü edilen Langrangian'ın süpersimetri kırınımı kısmı teoride 100'den fazla serbest parametre tanımlar. Elbette ki bu kadar fazla bağımsız parametre içeren teorilerle güçlü varsayımlarda bulunmak kolay değildir. Bu yüzden deneysel verilerle karşılaştırılabilir olan ve bizi yeni varsayımlara taşıyabilecek az sayıda bağımsız parametre içeren modellerin araştırılması gerekmektedir. SUSY modelleri içinde, parametre sayısı açısından en ekonomik olan model, CMSSM (constrained MSSM) olarak anılan, mSUGRA modelidir (Azuelos ve ark., 2002).

Bu modelde bağımsız sabitlerinin dışında, gaugino kütleleri  $M_1$ ,  $M_2$  ve  $M_3$ ,  $M_{BBT}$  düzeyinde, yaklaşık olarak  $10^{17}$  GeV' de birlerdir.

$$M_{1,2,3}(M_{BBT}) = m_{1/2} \quad (2.7)$$

SUSY Büyük Birleşim Teorilerinde (BBT), ortak bir skaler kütle ( $M_{BBT}$ ) varsayılır:

$$M_{H_1}^2(M_{BBT}) = M_{H_2}^2(M_{BBT}) \equiv m_0^2 \quad (2.8)$$

$$M_Q^2(M_{BBT}) = M_U^2(M_{BBT}) = M_D^2(M_{BBT}) = M_L^2(M_{BBT}) = M_E^2(M_{BBT}) \equiv m_0^2 \quad (2.9)$$

Renormalize grup denklemlerini kullanarak, parçacıkların kütleleri,  $M_W$  elektro zayıf ölçekte hesaplanabilir. Bu durumda,  $M_W$  düzeyinde yüksüz Higgs bozonu kütleleri

$$M_{h,H}^2 = m_0^2 + \mu^2 \quad (2.10)$$

olur. Böylelikle, sleptonların  $M_{BBT}$  ve  $M_W$  arasında kütle kazanımları daha uygun hale gelir. Skuarklar güçlü etkileşime girdikleri için, zayıf kuvvet düzeyinde kütleleri sleptonlardan daha büyük olacaktır. Bu şekilde bütün parçacıkların kütleleri hesaplandıktan sonra, bunların herhangi bir hızlandırıcıdaki tesir kesitleri ve bozunum hızları saptanabilir. Bu modele göre,  $A$  parametresi ise (2.11) deki gibi ifade edilebilir:

$$A_u(M_{BBT}) = A_d(M_{BBT}) = A_e(M_{BBT}) = A_0 \quad (2.11)$$

Böylelikle SUSY parametre uzayı, BBT düzeyinde beş bağımsız değişkene indirgenmiştir.

mSUGRA modelinde,  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$  ayar grupları altında ötelenmeyen bir gizli sektör vardır. Süpersimetrimin bu gizli sektörde kırıldığı ve kütle çekimsel etkileşimlerle MSSM alanlarına bağlanmıştır varsayılmaktadır. Süpersimetri  $M_{SUS}$  düzeyinde kırıldığı anda, gravitino ağırdaki kütleyle sahip olur:

$$M_{3/2} \sim \frac{M_{SUS}^2}{M_{Pl}} \quad (2.12)$$

Burada  $M_{SUS} \sim 10^{11}$  GeV ve  $M_{Pl} \sim 10^{19}$  GeV Plank enerjisi düzeyindedirler. SUSY parametrelerini  $M_W$  seviyesinde belirlemek için renormalizasyon grup denklemleri kullanılabilir. Düşük enerjide, W bozonunun ölçümleri de erini elde edebilmesi için,  $Sign(\mu)$  parametresi serbest bırakılarak,  $\mu$  ve  $\tan\beta$  parametreleri sınırlandırılır. Böylelikle mSUGRA modelindeki bütün süper parçacıkların kütlelerini belirleyen beş serbest parametre elde edilir:

- Bir ortak skaler kütle  $m_0$ ,
- Bir ortak gaugino kütlesi  $m_{1/2}$ ,
- Bir ortak trilineer bağlanma sabiti  $A_0$ ,
- Higgs kütesinin işareti  $Sign(\mu)$ ,
- Higgs karışım parametresi  $\tan\beta$ .

## 2.10. BHÇ Süpersimetri Ara tırmaları

mSUGRA modeli R-paritesinin korundu u kabul edilerek in a edilir (aynı zamanda R-parite bozunum senaryoları da vardır), böylece sparçacıkları sadece bilinen parçacıkların çarpı masıyla çiftler halinde üretilebilirler.

Kuark ve gluonlar proton enerjisinin sadece bir kesrini ta ıdıkları için, elektron-proton çarpı malarından farklı olarak süpersimetrik etkile imlerin tesir kesiti, parton da ılım fonksiyonları ile belirlenir (Stephen, 2011).

imdi ise BHÇ de süpersimetrik parçacıkların nasıl üretildi ine bakalım.

### 2.10.1 Süpersimetrik Parçacıkların Üretimi

Gluinolar ve skuarklar gibi güçlü etkile me yapan sparçacıklar BHÇ de gözlenme olasılı ı en yüksek ilk SUS<sub>1</sub> parçacıklarıdır .

Gluinolar a a ıdaki süreçlerde çiftler halinde yaratılabilirler;

$$g g \rightarrow \tilde{g} \tilde{g} \quad (2.13)$$

$$q \bar{q} \rightarrow \tilde{g} \tilde{g} \quad (2.14)$$

veya skuarklar ve charginolar/neutralinolar ile üretimleri;

$$g q \rightarrow \tilde{g} \tilde{q} \quad (2.15)$$

$$q \bar{q} \rightarrow \tilde{X}_i^0 \tilde{g} \quad (2.16)$$

$$q \bar{q} \rightarrow \tilde{X}_j^\pm \tilde{g} \quad (2.17)$$

skuarklar çiftler halinde üretimleri;

$$g g \rightarrow \tilde{q} \tilde{\bar{q}} \quad (2.18)$$

$$q \bar{q} \rightarrow \tilde{q} \tilde{\bar{q}} \quad (2.19)$$

$$q q \rightarrow \tilde{g} \tilde{g} \quad (2.20)$$

veya charginolar neutralinolar ile birlikte üretimleri;

$$g q \rightarrow \tilde{X}_i^0 \tilde{q} \quad (2.21)$$

$$g q \rightarrow \tilde{X}_j^\pm \tilde{q} \quad (2.22)$$

Nötralinolar zayıf etkileşen sparçacıklardır ve do rudan yaratılabilirler;

$$q \bar{q} \rightarrow W^* \rightarrow \tilde{X}_j^\pm \tilde{X}_i^0 \tilde{q} \quad (2.23)$$

$$q \bar{q} \rightarrow Z^* \rightarrow \tilde{X}_j^\pm \tilde{X}_j^\pm \quad (2.24)$$

sleptonlarda zayıf etkile ebilen sparçacıklardır ve do rudan ya da dolaylı bir biçimde di er sparçacıkların bozunumlarından üretilebilirler;

$$q \bar{q} \rightarrow \tilde{\ell}_L^\pm \tilde{\ell}_L^\pm \quad (2.25)$$

$$q \bar{q} \rightarrow \tilde{\ell}_R^\pm \tilde{\ell}_R^\pm \quad (2.26)$$

$$q \bar{q} \rightarrow \tilde{\ell}_L^\pm \tilde{\nu}_L \quad (2.27)$$

$$q \bar{q} \rightarrow \tilde{\nu} \tilde{\ell} \nu \quad (2.28)$$

### 2.10.2 Süpersimetrik Parçacıkların bozunumları

Sparçacıkların bozunum süreçleri kütleleri ile ilgilidir. mSUGRA modelinden bahsederken bu kütle de erlerinin neler oldu undan söz edilmi ti. Bu durumda sparçacıkların bozunumları iki farklı yolla incelenebilir ;

- İlk durum için gluinonun kütlelerinin skuarkın kütlelerinden büyük oldu u durum;

$$m(\tilde{g}) > m(\tilde{q})$$

$$\tilde{g} \rightarrow q \tilde{\bar{q}}_{L,R} \text{ veya } \tilde{g} \rightarrow \bar{q} \tilde{q}_{L,R} \quad (2.29)$$

eklinde bozunur ve skuarkların bozunum ekilleri ;

$$\tilde{q}_{L,R} \rightarrow q + \tilde{X}_i^0 \quad (2.30)$$

$$\tilde{q}_L \rightarrow q' + \tilde{X}_j^\pm \quad (2.31)$$

eklinde gerçekleşir. Burada  $i = 1,2,3,4$  ve  $j = 1,2$  dir.

- ikinci durumumuz ise skuarkın kütlesinin gluinonun kütlesinden büyük oldu u durum için ;

$$m(\tilde{g}) < m(\tilde{q})$$

$$\tilde{q}_{L,R} \rightarrow q \tilde{g} \quad (2.32)$$

eklinde bozunur ve gluinoların bozunum kanalları ;

$$\tilde{g} \rightarrow q \bar{q} \tilde{X}_i^0 \quad (2.33)$$

$$\tilde{g} \rightarrow q \bar{q}' \tilde{X}_j^\pm \quad (2.34)$$

$$\tilde{g} \rightarrow g \tilde{X}_i^0 \quad (2.35)$$

Buradada yukarda oldu u gibi  $i$  ve  $j$  aynı de erlere sahiptir. Her iki durumda da ortaya çıkan nötralino ve charginolar kendilerinden daha hafif süpersimetrik parçacıklara bozunabilirler;

$$\tilde{X}_i^0 \rightarrow q \bar{q} \tilde{X}_k^0, \ell^+ \ell^- \tilde{X}_k^0, Z \tilde{X}_k^0, W^\pm \tilde{X}_k^\pm, H_l^0 \tilde{X}_k^0, H^\pm \tilde{X}_i^\pm \quad (2.36)$$

$$\tilde{X}_j^\pm \rightarrow q \bar{q}' \tilde{X}_k^0, \ell^\pm \nu_L \tilde{X}_1^0, \tilde{\ell}_L^\pm \nu_L, W^\pm \tilde{X}_k^0, Z \tilde{X}_k^\pm, H_l^0 \tilde{X}_k^\pm, H^\pm \tilde{X}_i^0 \quad (2.37)$$

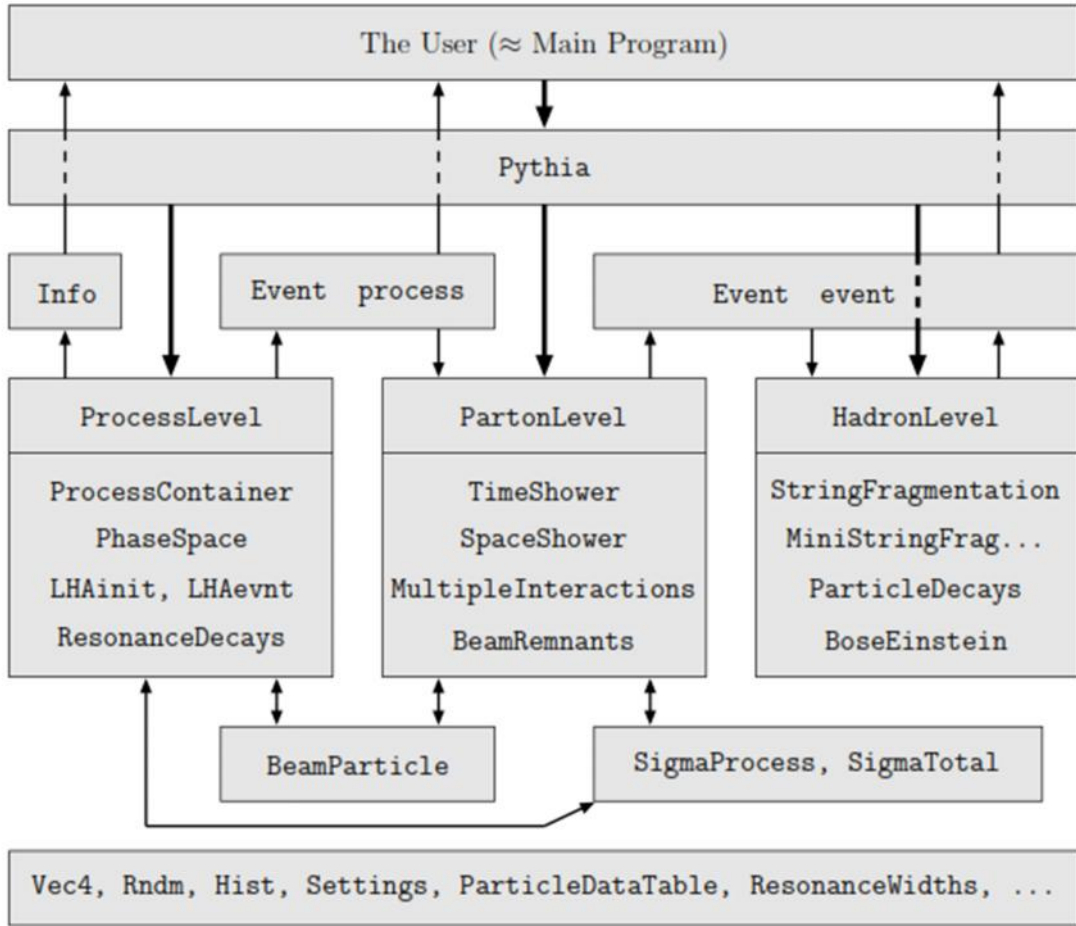
Burada  $q$  sembolü  $u, d, s, b, c, t$  kuarklarına,  $l = 1, 2, 3$ ,  $H_l^0 = H_0, h_0, A_0$ ,  $\ell = e, \mu, \tau$  parçacıklarını temsil etmektedir. Bozunumlar EHSP ye ula ncaya kadar devam ederler. BHC'deki SUS ara tırma teknikleri yukarıda verilen sparçacıkların bozunum kanallarına göre geli tirilirler. mSugra modelinde EHSP parçacı ı  $\tilde{X}_1^0$  algıçla zayıf olarak etkile ti inden algıçta sinyal bırakmaz ve deneysel olarak kaforimetrelerde ölçülen enerjide belirsizliklere yol açar. Di er taraftan ise çoklu üretilen skuark bozunumlarından yüksek  $P_T$  li jetlerdir. Sparçacıkları uzun bozunum zincirlerine sahip olduklarından, son durumlarında genellikle aynı veya zıt işaretli leptonlar vardır. SUSİ parçacıklarının gözlenmesi için genel sinyalizim  $E_T^{Kayıp} + jetler + leptonlar$  şeklinde olacaktır (Denegri ve ark., 1997 , Chiboli ve ark., 2006, Abdullin ve Čnárteš, 1998)

### 3. MATERYAL ve YÖNTEM

Protonlar kafa kafaya çarpı tırıldıktan sonra gluonlar süper e leri olan gluinolara bozunacaklardır. Olu an gluinolarda kendisinden daha hafif parçacıklara bozunacaklar ve olay EHSP, olu uncaya kadar devam edecektir. Bu süreçte olu an olayların simülasyonları için Monte Carlo Simülasyon tekni i kullanılacaktır. Monte Carlo yöntemi bir fiziksel sürece uygulandı nda süreçte rasgele sayılar kullanılarak, defalarca tekrarlanması ile gerçek sonuçlara yakın de erler bulunması esasına dayanır. Monte Carlo yönteminde yüksek enerji fizi inin analizleri için bir çok program bulunmaktadır. Bu çalı mada olay üretici olarak PYTHIA8 ve analiz içinde Root programlarını kullanılmı tır.

#### 3.1. PYTHIA 8

PYTHIA yüksek enerji fizi inde olay üretici olarak kullanılmaktadır. PYTHIA seçilen fizik süreçleri çerçevesinde Monte Carlo simülasyon tekniklerini kullanarak yüksek enerji fizi i olayları üretme programıdır. Parçacık çarpı maların ve etkile imlerinin benzetiminde kullanılır. Bu program, orta ve yüksek aktarımlı etkile meleri, etkile mede çıkan parçacıkların bozunma ve dallanmalarını, saçılma tesir kesitini, ilk durum ve son durum ı malarını, çoklu etkile meleri, parton da ılım fonksiyonlarını ve parton hadronlaşması için gerekli alt programları içermektedir. PYTHIA, ilk olarak PYTHIA 6.4 versiyonu olarak Fortran77 programlama dilinde ortaya çıkmı tır. Fakat Fortran programlama diline olan ilginin azalmasından dolayı ve günümüz programlama dillerinden en çok kullanılanlardan biri olan C++ programlama dilinde tekrardan yazılmı ve PYTHIA8 olarak adlandırılmı tır. PYTHIA8 programı MSSM için çok çe itli üretim ve bozunum süreçlerinin sanal olarak üretilmesine imkan verir. Program deneysel olarak gözlenmeyecek olanları da kapsayacak ekilde , fizi in anlaşılan sınırları dahilinde, ço u olayları üretmektedir. Programın bir çok elemanı gerçek deneysel verileri temsil etmektedir. Hesaplamalar yapılırken de i ik alt süreçlerde katılarak programın gerçe e yakın sonuçlar vermesi için yüksek istatistik ile çalı maktadır. ekil 3.1 de PYTHIA programını akı ması gösterilmı tır (Sjöstrand ve ark., 2007).



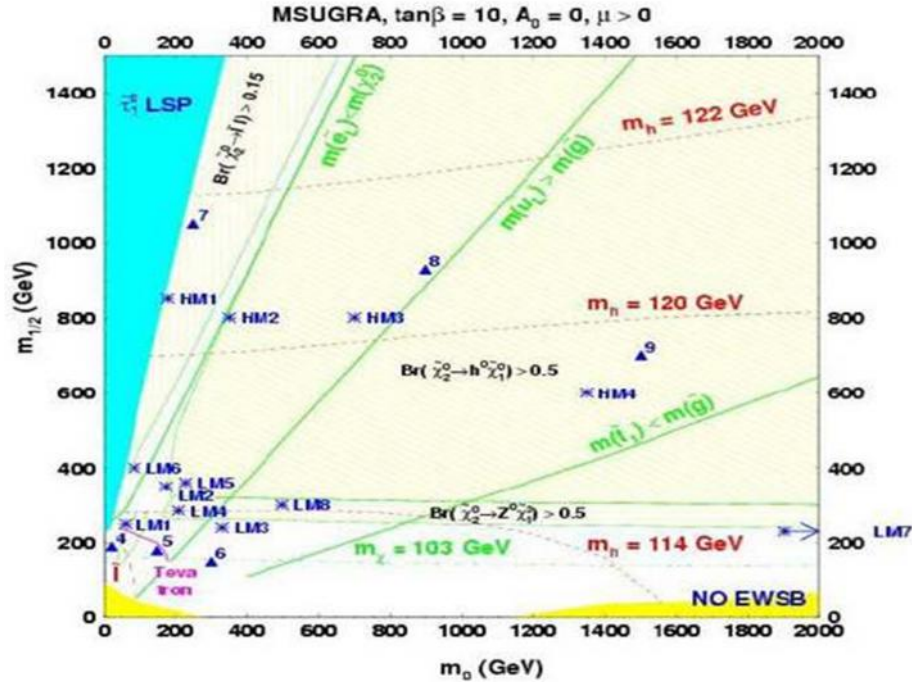
ekil 3.1 PYTHIA 8 programı akı ması

### 3.2. ROOT

Root C++ programlama dilini kullanan, veri analizleri çerçevesinde nesne yönelimine dayalı bir arayüz programıdır. İlk olarak René Brun ve Fons Rademak tarafından geliştirilmiştir. Root programı günümüz işletim sistemlerinin hemen hemen hepsi ile uyumlu olarak çalışmaktadır. Program yazım editörlerine yazılarak veya root programının sahip olduğu arayüzü kullanarak kolaylıkla kullanılmaktadır. Root yüksek enerji fizikinde analiz programları arasında en popüler olarak kullanılan programdır (Brun ve Rademak 2005).

### 3.3. Olay Üretimi ve Analiz

LEP ve Tevatron deneylerinde SUS parçacıkları ara tırlımı fakat hiçbir sinyal gözlenmemi tir. Kütle merkezi enerjisi nispeten dü ük olan bu deneylerdeki çalı malardan dolayı SUS parçacıklarına alt sınırlar konulabilmi tir ve bu nedenle SUS parametre uzayında bazı bölgeler tamamen ortadan kalkmı tır. Bu geli meler ile birlikte BHC’deki CMS çalı anları SUS ara tırmalarını geli tirmek için bazı genel mSugra parametrelerini kullanma kararları almı tır. Bir önceki bölümde de bahsedildi i gibi mSugra parametrelerinin her biri algıcta karakteristik deneysel gözlene bilirl e sahip on dört farklı nokta için tanımlanmı tır. Temel olarak Higgs’in kütesini dü ük ve yüksek de erlerde tutarak ortaya çıkan bu noktalar Dü ük Kütle (LM) ve Yüksek Kütle (HM) noktaları olarak gruplandırılır. Bu eklede olu turulmu on yedi LM bölgesi ve dört tanede HM bölgesi bulunmaktadır. ekil 3.2’de ve Çizelge 3.1 de mSugra bölgeleri ve bunlara kar ılık gelen noktalar verilmi tir.



ekil 3.2 mSugra noktaları



Çizelge 3.1 mSugra noktaları

Point	$m_0$	$m_{1/2}$	$A_0$	signu	tan
LM0	200	160	-400	+	0
LM1	60	250	0	+	10
LM2	175	350	0	+	35
LM2mhf360	185	360	0	+	35
LM3	330	240	0	+	20
LM4	210	285	0	+	10
LM5	230	360	0	+	10
LM6	85	400	0	+	10
LM7	3000	230	0	+	10
LM8	500	300	-300	+	10
LM9	1450	175	0	+	50
LM9p	1450	230	0	+	10
LM9t175	1450	175	0	+	50
LM10	3000	500	0	+	10
LM11	250	325	0	+	35
LM12	2544.58	246.564	-865.7752	+	47.5897
LM13	270	218	-553	+	40
HM1	180	850	0	+	10
HM2	350	800	0	+	35
HM3	700	800	0	+	10
HM4	1350	600	0	+	10

Monte Carlo simülasyonları yapılırken MSSM deneysel olarak test edebilmenin en uygun yolu, burada yer alan parametre de erleri kullanılmaktadır. Monte Carlo simülasyonu yapılırken belli bir nokta de erleri programa girilerek yapılmaktadır.

Bu çalışmada SUS 'nin var olduğunu düşünerek olay üreticimiz olan PYTHIA8 programına LM1 noktasındaki parametreleri girilerek bu nokta için çarpıma olayları üretildi. LM1 (daha doğrusu BHC de gözlenmesi) noktasında gözlenme olasılığının en yüksek süpersimetrik parçacık olan gluinoların çiftler halinde üretildiği (2.13) denkleminde gösterilen kanallara ait olaylar gerekli tırpanlarda uygulanarak ve sonuçta olaylar üretildi ve tesir kesitleri not edildi. Ekil 3.3de PYTHIA8 programından alınmış örnek tesir kesiti gösterilmiştir.

```

*----- PYTHIA Event and Cross Section Statistics -----*
Subprocess          Code |      Number of events      |      sigma +- delta      |
                   |      Tried Selected Accepted |      (estimated) (mb)   |
-----|-----|-----|-----|-----|
g g -> gluino gluino | 1201 |      932      194      194 | 3.164e-04 1.357e-05 |
Les Houches User Process(es) | 9999 |           0           0           0 | 0.000e+00 0.000e+00 |
sum                   |      |      932      194      194 | 3.164e-04 1.357e-05 |
*----- End PYTHIA Event and Cross Section Statistics -----*

```

Ekil 3.3 PYTHIA8 ile hesaplanmış örnek tesir kesiti.

PYTHIA 8 programı ile süreç seçimi, kullanılacak kütle merkezi enerjisi, olay sayısı gibi parametreler seçilmiştir ve analizleri yapmak için gerekli olan kodlar eklenmiştir. PYTHIA 8 olay üretimi bittikten sonra ekil 3.3 gösterildiği gibi bulunan tesir kesitleri önemlidir ve bunlar bulunduğundan sonra root programı ile 1 iklik karlılığı (equivalent Luminosity) uygulanacaktır. Toplam 1 iklik uygularken diğer önemli faktörlerimiz olay sayısı ve 1 iklik olacaktır.

$$N = L \cdot \sigma \quad (3.1)$$

olacaktır. Burada  $N$  beklenen olay sayısı ve  $\sigma$  PYTHIA programından alınan tesir kesiti,  $L$  1 iklik. Bu değeri bulduktan sonra olay sayımıza bölerek ve Luminosity karlılığı olan faktörümüzü bulduk. Böylelikle root programı ile analiz etmek istediğimiz sonuçları daha net gördük. Bu uygulamayı bir sonraki bölümde daha detaylı incelenmektedir.

#### 4. BULGULAR ve TARTI MA

Bu bölümde Monte Carlo yöntemiyle elde edilen olayların analizlerini detaylı ekilde ele aldık. İncelediğimiz kanalda SUSİ için kanıt olabilecek kanallardan birinin  $E_T^{Kayıp} + Jetler + Leptonlar$  kanalı olduğundan daha önceki bölümlerden bahsetmi tik. Her bir çarpı mada ortaya çıkan parçacıkların momentum, enerji, açı ve hangi parçacıklara bozdukları yada bozunmadan kaldıkları bu veri dosyalarında bulunmaktadır. Örnek çıktı ekil 4.1 de gösterilmi tir. Kütle merkezi enerjisi artıkça ortaya çıkan parçacık sayısı da artmaktadır. Bu parçacıkların bulundu u dosyanın boyutu da bunlara ba lı olarak artmaktadır. Bu veri dosyalarında sadece temel alınan olayın sonuçlarını aranmaktadır. Fakat benzer EKE ler ve jetler bilinen SM süreçlerinden de gelmektedir. SM süreçlerini yeni fizik süreçlerinden ayırt edebilmek için bazı tırpanlar kullanmak gerekmektedir. Bunun için fon olu turacak SM süreçleri ve SÜS yi ara tıra bilece imiz bir sinyal süreci seçilmi tir. SUS den gelen sinyali ayırt edebilmek için Tırpanlar ve arka fonlar kullandık. Bozunum kanalımızın EHSP'ye kadar devam edece ini söylemi tik. Süpersimetri için EHSP parçacıkları nötralinolar ( $X_i^0$ ) olacaktır. Nötralinolar yüke sahip olmadıklarından dolayı algıçlarla iz bırakmayacaktır. Algıçlarda bunların varlı nı gözleyebilmemiz için momentumun korunumuna bakmak gerekli e er sonuçta momentumumuz korunmuyor ise burada algıcın gözleyemedi i bir parçacı n olmasıdır. Buradaki kayıp sinyale nötralinolar olarak bakmamız gerekecektir.

```

----- End PYTHIA Info Listing -----
----- PYTHIA Event Listing (hard process) -----
no   id   name      status  mothers  daughters  colours  p_x    p_y    p_z      e      m
0    90   (system)  -11    0 0      0 0      0 0      0.000  0.000  0.000 14000.000 14000.000
1    2212 (p+)     -12    0 0      3 0      0 0      0.000  0.000  7000.000 7000.000 0.938
2    2212 (p+)     -12    0 0      4 0      0 0      0.000  0.000 -7000.000 7000.000 0.938
3     21  (g)      -21    1 0      5 6     101 102  0.000  0.000  114.440  114.440  0.000
4     21  (g)      -21    2 0      5 6     103 101  0.000  0.000  -75.983  75.983  0.000
5 1000021 (~g)     23    3 4      0 0     103 104  39.058 -14.160  65.677  104.592  70.000
6 1000021 (~g)     23    3 4      0 0     104 102 -39.058 14.160 -27.221  85.831  70.000
Charge sum: 0.000      Momentum sum: 0.000  0.000  38.456 190.423 186.500

----- End PYTHIA Event Listing -----
----- PYTHIA Event Listing (complete event) -----
no   id   name      status  mothers  daughters  colours  p_x    p_y    p_z      e      m
0    90   (system)  -11    0 0      0 0      0 0      0.000  0.000  0.000 14000.000 14000.000
1    2212 (p+)     -12    0 0     209 0      0 0      0.000  0.000  7000.000 7000.000 0.938
2    2212 (p+)     -12    0 0     210 0      0 0      0.000  0.000 -7000.000 7000.000 0.938
3     21  (g)      -21    7 7      5 6     101 102  0.000  0.000  114.440  114.440  0.000
4     21  (g)      -21    8 0      5 6     103 101  0.000  0.000  -75.983  75.983  0.000
5 1000021 (~g)     -23    3 4      9 9     103 104  39.058 -14.160  65.677  104.592  70.000
6 1000021 (~g)     -23    3 4     10 10     104 102 -39.058 14.160 -27.221  85.831  70.000
7     21  (g)      -42   12 0      3 3     101 102  -0.000  0.000  114.440  114.440  0.000
8     21  (g)      -41   13 13    11 4     105 101  0.000  0.000 -330.592 330.592  0.000
9 1000021 (~g)     -44    5 5     14 14     103 104  28.310 -28.136  47.153  93.362  70.000
10 1000021 (~g)     -44    6 6     15 15     104 102 -70.281 -26.441 -27.869 106.373  70.000
11    21  (g)      -43    8 0     16 16     105 103  41.971  54.576 -235.437 245.297  0.000
12    -1  (bbar)   -41   21 0     17 7      0 102  -0.000  0.000  185.634  185.634  0.000
13    21  (g)      -42   22 22    8 8     105 101  -0.000  -0.000 -330.592 330.592  0.000
14 1000021 (~g)     -44    9 9     20 20     103 104  60.844  -9.365  46.577  104.207  70.000

```

ekil 4.1 PYTHIA 8 programı olay listesi

Bir önceki bölümde belirttiği gibi SM den gelen katkıları elde edilen sinyali ayırmak için belirli Tırpanlar kullanmamız gerekmektedir.

Belirlediğimiz olayda kullandığımız tırpanlar;

- $N_{jet} > 10$  dan büyük ise
- $-2 < \eta < 2$
- $Pt_{jet}^{First} > 180$  GeV ve  $Pt_{jet}^{Second} > 100$  GeV
- EKE  $> 150$  GeV 'den büyük oldu u

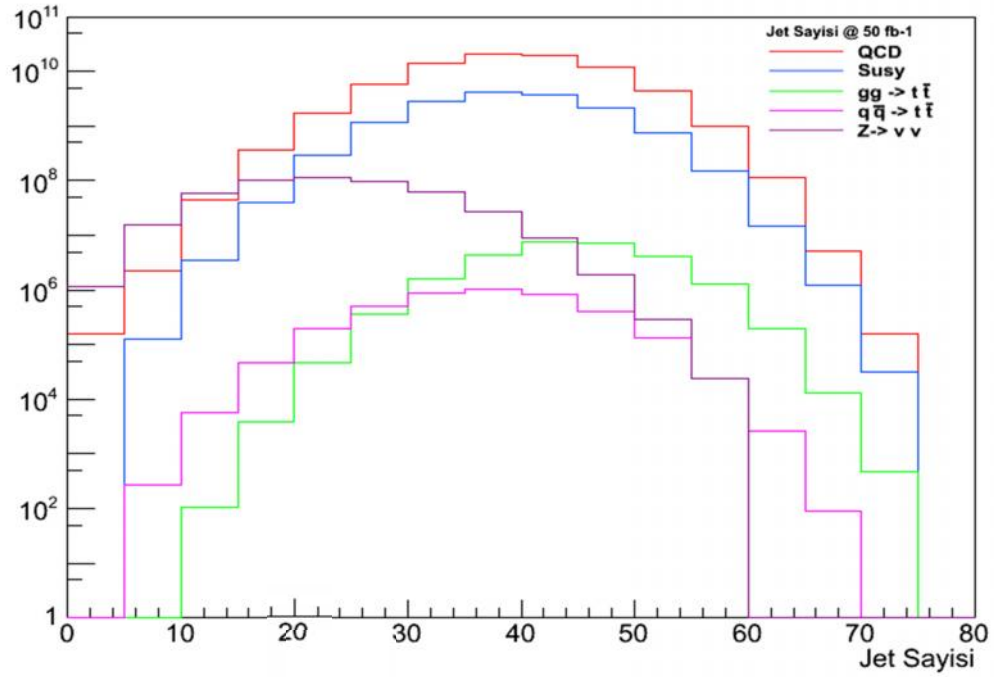
Yukardaki durumların hepsi için EKE tırpanları kullanılmıştır. Bu uygulama bütün fonlar içinde uygulanmıştır. Tüm olaylar için elde edilen enerji dağılımı Çizelge 4.1 de gösterilmiştir. Fon olarak kullanılan kuantum renk dinamiği (QCD) PYTHIA 8 programında daha iyi analiz edilmek için belirli momentum aralıklarına bölünerek incelenmiştir. Bu aralıklar minimum ve maximum olmak üzere 0-200, 200-400, 400-600, 600-1000, 1000-1400, 1400-1800 olarak bakılmıştır. Bunlarda Çizelge 4.1'de ayrı ayrı gösterilmiştir.

Çizelge 4.1 Seçilen süreçler ve tesir kesitleri

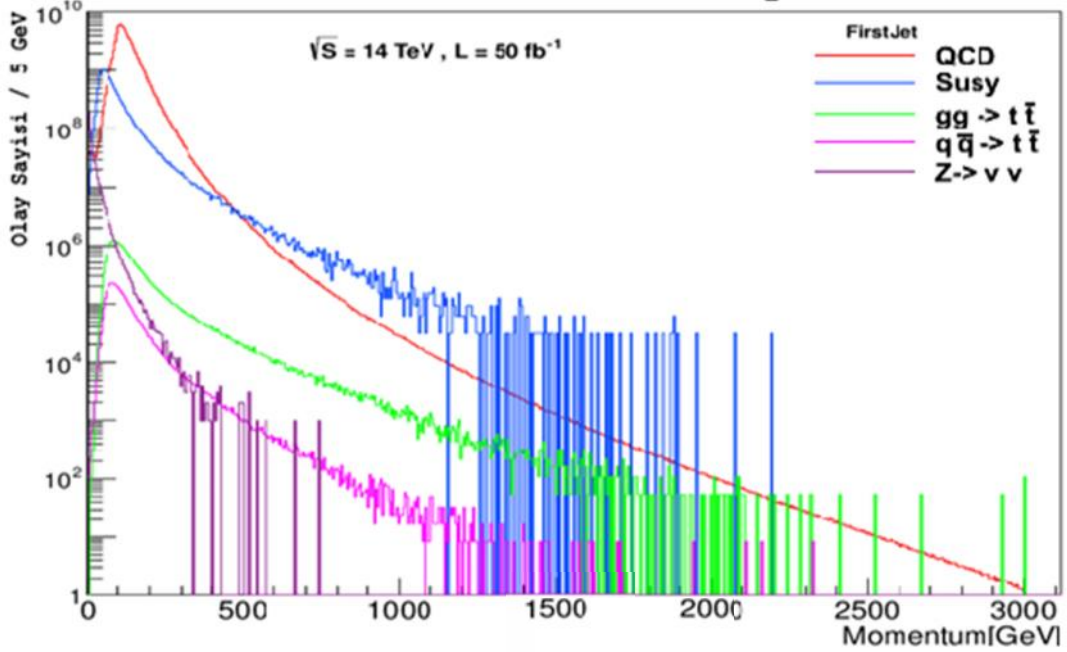
Sinyal		Kesir kesiti (fb)	Toplam ı ıklık (50 fb <sup>-1</sup> )	Beklenen Olay Sayısı N=L	N/500 000  E de er I ıklık
SUS		3,109E8	50 fb <sup>-1</sup>	1,555E10	3,109E4
<b>SM Fonları</b>					
$gg \rightarrow t \bar{t}$		5,386E5	50 fb <sup>-1</sup>	2,693E7	5,386E1
$q\bar{q} \rightarrow t \bar{t}$		8,269E4	50 fb <sup>-1</sup>	4,135E6	8,269
$f\bar{f} \rightarrow Z \rightarrow \nu\nu$		9,897E6	50 fb <sup>-1</sup>	4,949E8	9,897E2
<b>QCD</b>					
Pt-Min	Pt-Max				
0	200	1,541E9	50 fb <sup>-1</sup>	7,705E10	1,541E5
200	400	6,888E7	50 fb <sup>-1</sup>	3,444E9	6,888E3
400	600	2,070E6	50 fb <sup>-1</sup>	1,035E8	2,070E2
600	1000	2,482E5	50 fb <sup>-1</sup>	1,241E7	2,482E1
1000	1400	1,095E4	50 fb <sup>-1</sup>	5,475E6	1,095
1400	1800	1,044E3	50 fb <sup>-1</sup>	5,220E5	1,044E-1
1800	2200	1,422E2	50 fb <sup>-1</sup>	7,111E6	1.422e-2

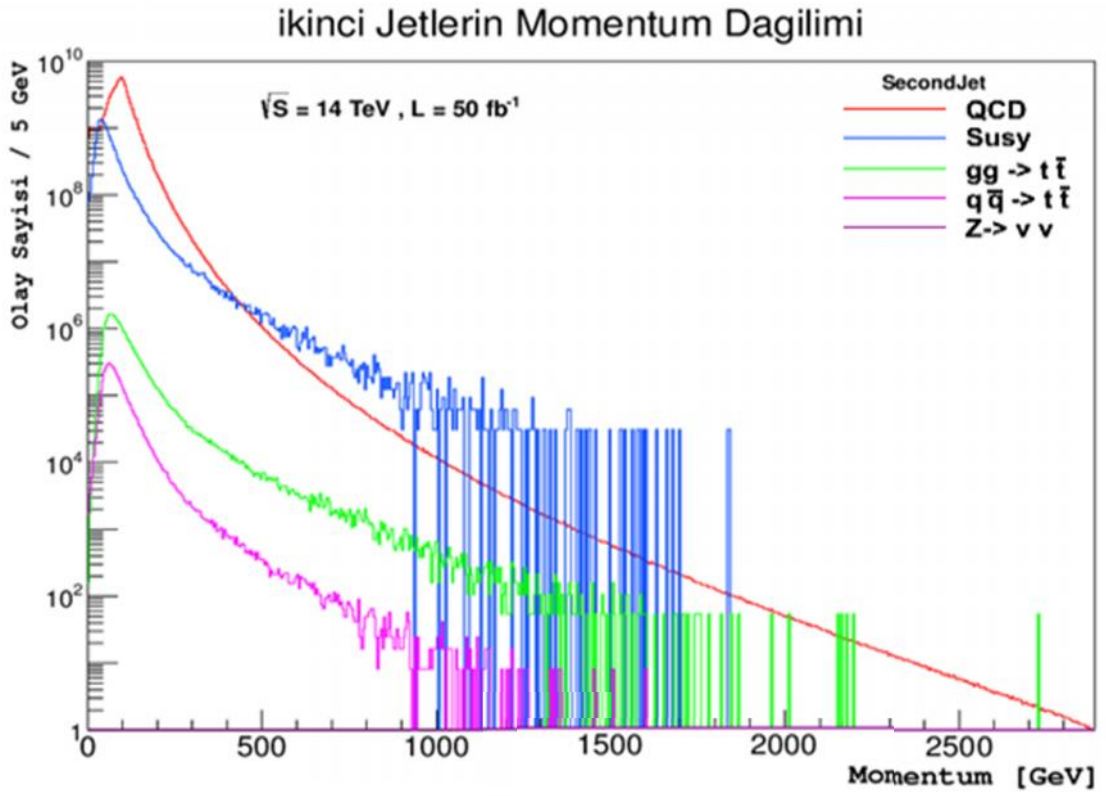
Bundan sonra yapılan root programı ile bulunan toplam ı ıklık de erlerini kullanarak grafikleri analiz etmektir. ekil 4.2 de her bir olayda ki jet sayısı gösterilmi tir.

## Jet Çokluluğu

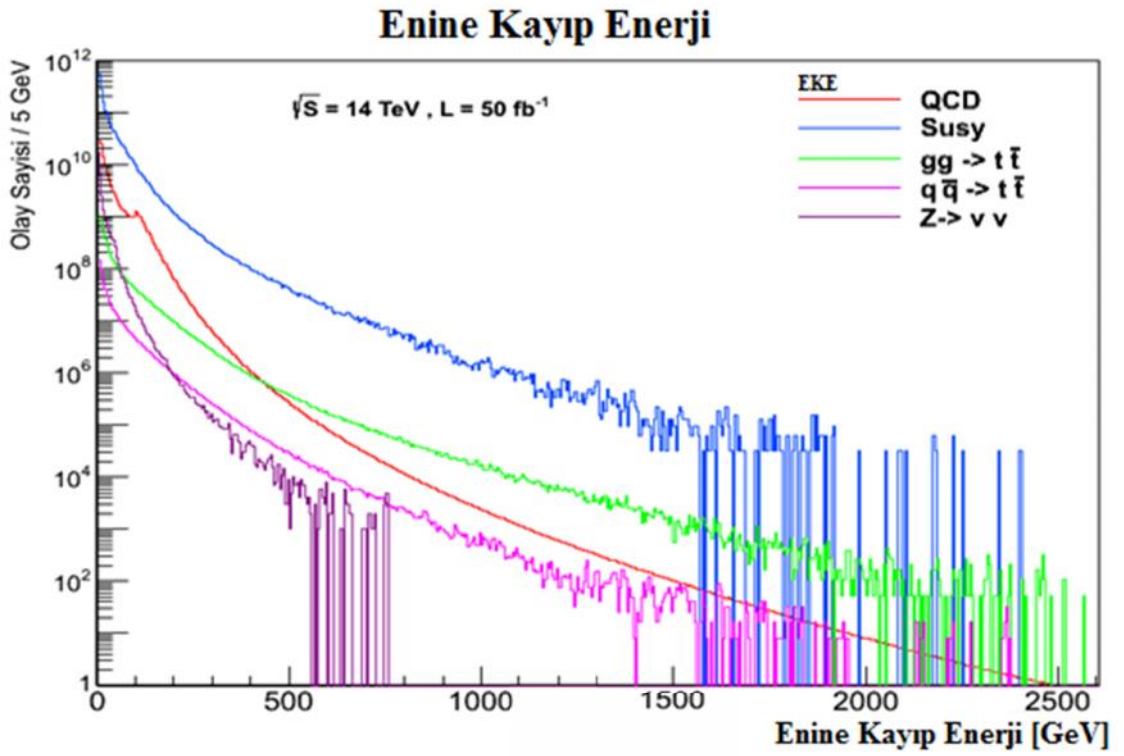
ekil 4.2 Jet çokluluğu ( $N_{jet}$ )

## Birinci Jetlerin Momentum Dağılımı

ekil 4.3 Birinci Jetlerin  $Pt$  dağılımları ( $Pt_{jet}^{First}$ )

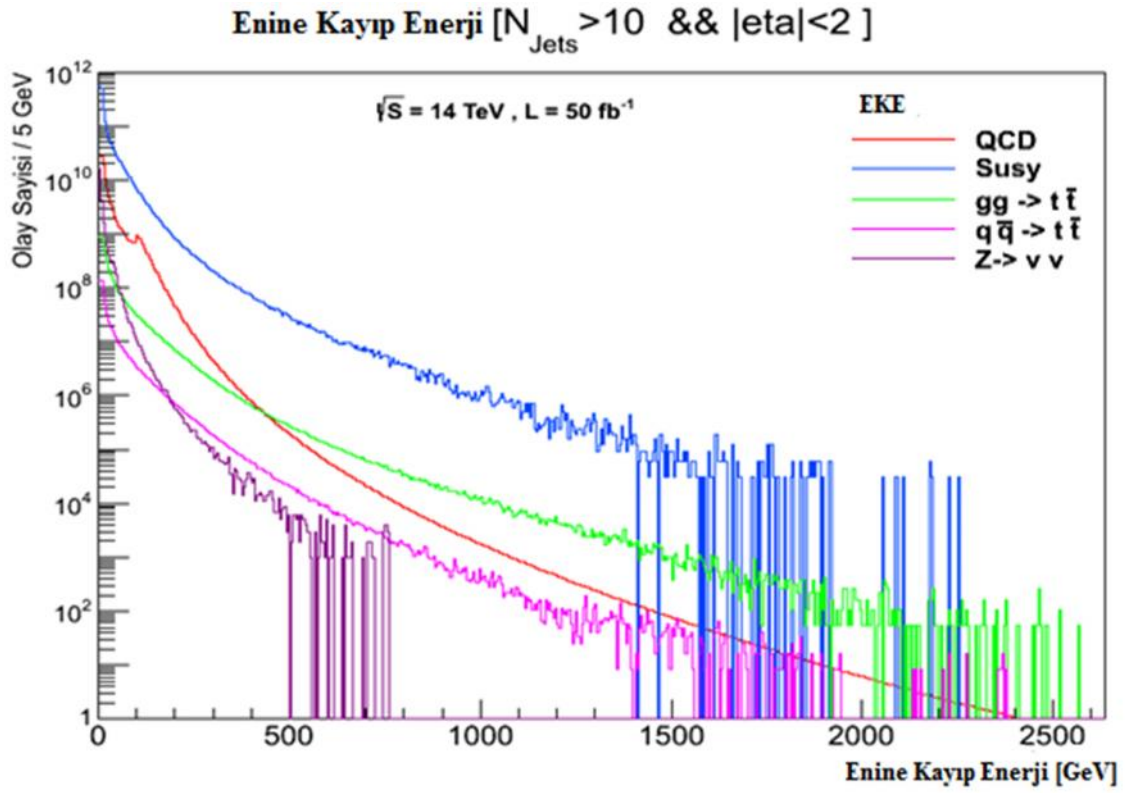


ekil 4.4 ikinci Jetlerin Pt da ılımları ( $P_{t_{jet}}^{Second}$ )

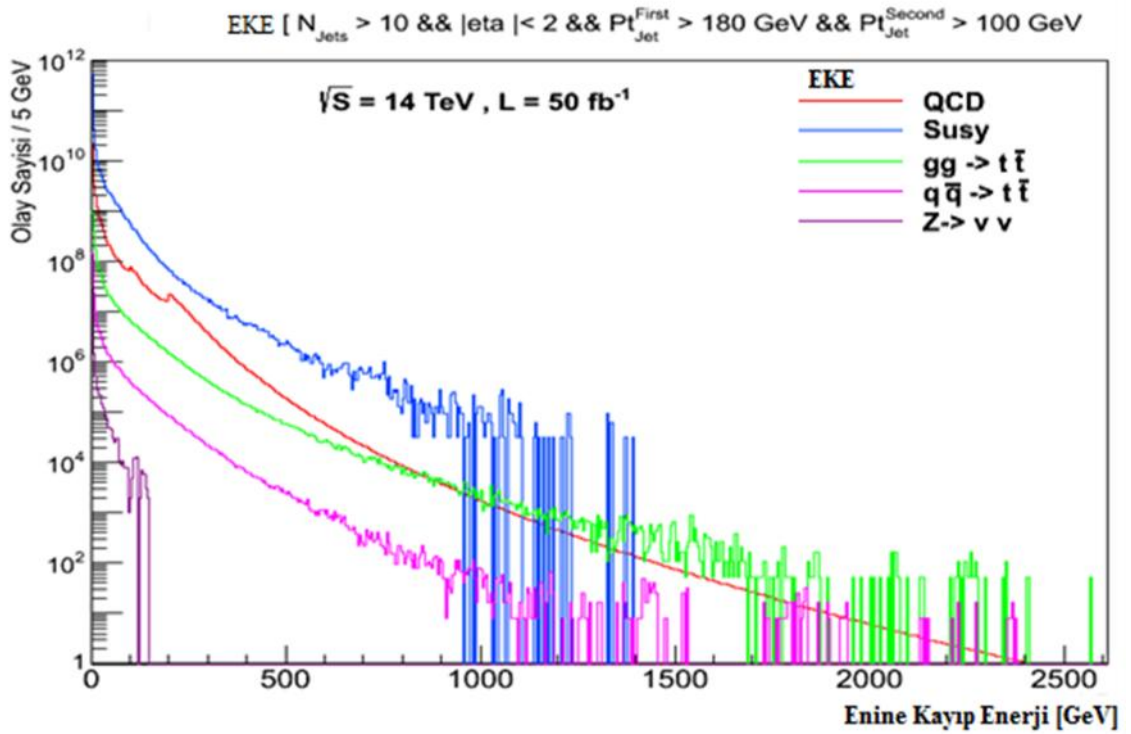


ekil 4.5 Enine Kayıp Enerji Da ılımı ( $E_T^{Kayip}$ )



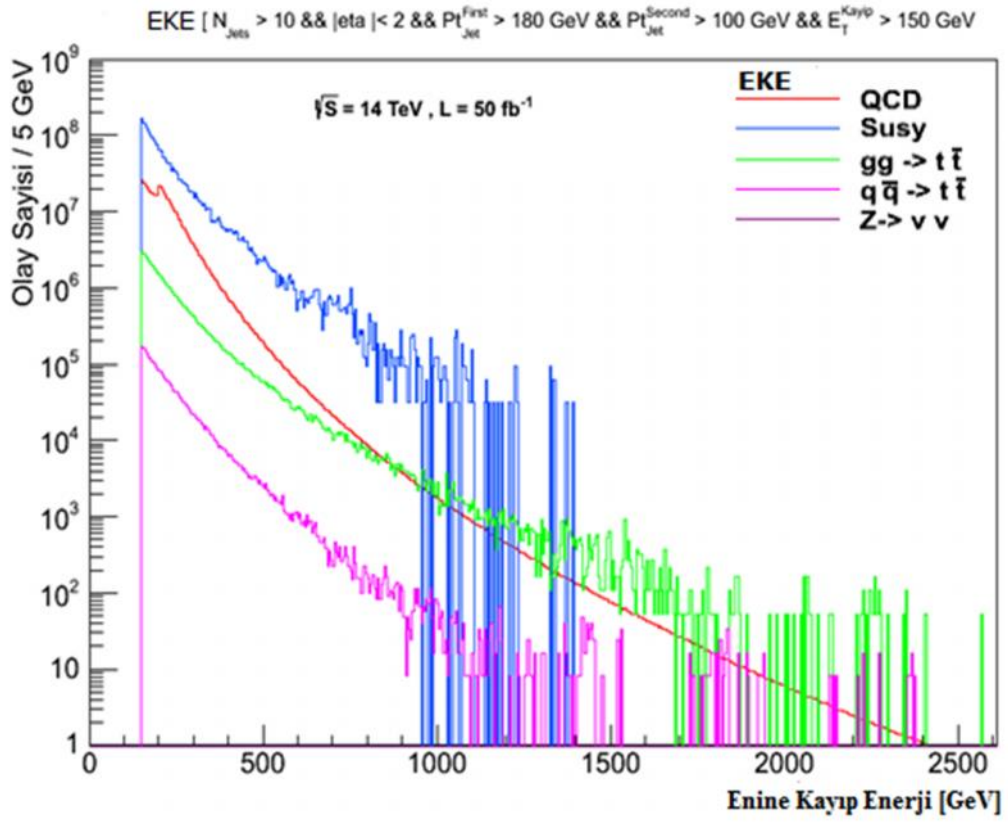


ekil 4.6 Kayıp Enerji Tırpanı



ekil 4.7 Enine Kayıp Enerji Tırpanı





ekil 4.8 Enine Kayıp Enerji Tırpanı

## 5. SONUÇ

Avrupa nükleer ara tırma merkezinde çalı maya devam eden BHÇ deneyinin en önemli amaçlarından birisi SUS parçacıklarının gözlenmesi için ara tırmalar yapmaktır. Biz de bu çalı mada kütle merkezi enerjisinin 14 TeV 'a çıkaca ı durumdaki MSSM altında mSugra modelini kullanarak LM1 noktasındaki SUSİ parçacıkların gözlenmesi için  $50 \text{ fb}^{-1}$  1 ınlık için Monte Carlo Simülasyon yöntemini kullanarak ve SUSİ parçacıkları için kanıt sa layabilece i dü ünülen  $E_T^{Kayıp} + \text{Jetler} + \text{Leptonlar}$  kanalına Monte Carlo simülasyon yöntemi çerçevesinde olay üretici program olarak PYTHIA 8 ve grafik analizleri içinde ROOT programını kullandık. SUS parçacıkların kanıtı için arka fonlardan gelen katkıları sinyalimizden gelen katılardan ayırmamız gerekmektedir. Bunun için en temel olabilecek tırpanların kullanılmasıyla SUS sinyalinin arka fon sinyallerinden ayrılabilce ini göstermeye çalı tık. Deneyde bu temel katların yanında detektör etkilerinde hesaba katılaca ı tırpanlar kullanılarak daha iyi sonuçlar alınabilir. Bir önceki bölümdeki ekil 4.6 , ekil 4.7 ve ekil 4.8 de fonlardan gelen katkıları azaltmamız için Tırpanlar uygulanmı tır ve e er SUS teoremi do ru ise son durumdaki ekil 4.8 de SUS sinyalimiz belirgin bir ekilde görölmektedir.

## KAYNAKLAR

- Abdullin, S., Charles F., 1998, Search for SUSY in (Leptons) + jets +  $E_T^{miss}$  Final states  
CMS NOTE, 1998/073.
- Aitchison, Ian J. R., 2005, Supersymmetry and the MSSM: An Elementary  
Introduction. arXiv: hep-ph, 0505105v1
- Akgun, U., 2003. CMS HF Calorimeter PMTs and  $\Xi_0^+$  Lifetime measurement, Iowa  
Üniversitesi, USA
- Aleksa, M., 1999. Performance of the ATLAS Muon spectrometer, Viyana Teknik  
Üniversitesi. Doktora Tezi, Viyana.
- ATLAS Collaboration, 1999. ATLAS Technical Design Report. ATLAS TDR 14,  
CERN/LHCC 99-14.
- Azuelos, G. Gunion, J. Hewett, J. Landsberg, G. Matchev, F. Paige, T. Rizzo, L.  
Rurua, S. Abdullin, A. Albert, B. Allanach, T. Blazek, D. Cavalli, F.  
Charles, K. Cheung 2002, Beyond The Standard Model Working Group:  
Summary Report, arXiv: hep-ph, 0204031v1.
- Baer, H., A. Bartl, C.H. Chena, H. Eberlh, J. Feng, K. Fujii, J. Gunion, T. Kamon, C.  
Kao, J. L. Lopez, W. Majerotto, P. McIntyre, R. Munroea, H. Murayama, F.  
Paige, W. Porod, J. Senderk, A. Sopczak X. Tata, T. Tsukamoto and J. Whitef  
1995 Low Energy Supersymmetry Phenomenology. FSU-HEP-950401. 1-5.
- Bisset, M., Kersting, N., LI, J., Moortgat, F., Moretti, S., Xie, Q. L., 2006, Pair-  
produced heavy particle topologies: MSSM neutralino properties at the LHC  
from gluino/squark cascade decays, The European Physical Journal, C 45, 477-  
492.
- Burn, R, Rademakers, F., 2005. Introduction, ROOT, Antcheva I, Geneva, sviçre 1-7.
- Chiorboli, M., Galanti, M., Tricomi, A., 2006, Leptons + Jets + Missing Energy analysis  
at LM1, CMS NOTE, 2006/133.
- Chung D. J. H. Everett, L. L., Kane, G. L., King, S. F., Lykken, J. 2003, The Soft  
Supersymmetry-Breaking Lagrangian: Theory and Applications CERN-  
TH/2003-182
- Coadou, Y., 2003. Searches for the Charged Higgs at Hadron Colliders Based on the  
Tau Lepton Signature. Doktora Tezi. Acta Üniversitesi, Uppsala.
- Denegri, D., 1995. The CMS Detector And Physics At The LHC. CMS-TN, 95/167, 3-8
- Denegri, D., Majerotto, W., Rurua, L., 1997, determining the parameters of the  
Minimal Supergravity Model from  $2\ell + E_T^{miss} + jets$  final states at LHC,  
CMS NOTE, 1997 / 094.
- Efthimiopoulos, I., 1999. Overview of the ATLAS Detector at LHC, Cenevre  
Üniversitesi. Doktora Tezi, Cenevre.
- Kazakov, D. I., 2000, Supersymmetry in Particle Physics: The Renormalization Group  
Viewpoint, arXiv: hep-ph, 0001257v1. 1-3.
- Louis, J., Brunner, I., Huber, S. J., 1998, The Supersymmetric Standard Model,  
arXiv: hep-ph, 9811341v1, 3-7.
- Martin, S. P., 2006, A Supersymmetry Primer, from gluino/squark cascade decays, The  
European Physical Journal, C 45, 477-492.
- Model, arXiv: hep-ph, 9811341v1.
- Moortgat, F., 2004. Discovery Potential of MSSM Higgs Bosons Using Supersymmetric  
Decay Modes with the CMS Dedector. Doktora Tezi. Üniversitesi Antwerpen,  
Wetenchappen.

- Schricker, A., 2002. The Aligment System of the ATLAS Muon End-Cap Spectrometer. Doktora Tezi. Viyana Teknik Üniversitesi, Viyana
- Stephen P. Martin , 2011, A Supersymmetry Primer, hep-ph / 9709356
- Sjöstrand, T, Mrenna, S, Skands, P., 2007. A brief Introduction to PYTHIA 8.1, arXiv:0710.3820,1-14.
- en, S. 2007, CMS Deneyinde Monte Carlo Yöntemiyle Süpersimetrik Parçacıkların üretimi, Yüksek Lisans Tezi, stanbul Üniversitesi, stanbul.
- Woudstra, M.J., 2002. Precision of the ATLAS Muon Spectrometer. Amsterdam Üniversitesi. Doktora Tezi, Amsterdam.

## ÖZGEÇM

### Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı : Çağrı YAMÇIÇIER  
Doğum Tarihi ve Yeri : 11.06.1988/ TOKAT  
Medeni Hali : Bekar  
Yabancı Dili : İngilizce  
e-mail : c.yamcicier1107@gop.edu.tr

### Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Yüksek Lisans	Gaziosmanpaşa Üniversitesi	2013
Lisans	Gaziosmanpaşa Üniversitesi	2011
Lise	Mehmet Akif Ersoy Lisesi	2005