**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ**
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Aytül ADIGÜZEL**

# CMS DENEYİNDEKİ SÜPERSİMETRİ ARAŞTIRMALARI

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**ADANA, 2007**

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ**
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

# CMS DENEYİNDEKİ SÜPERSİMETRİ ARAŞTIRMALARI

**Aytül ADIGÜZEL**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**
**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Bu tez …../...../2007 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından Oybirliği/Oyçokluğu İle Kabul Edilmiştir.**

| | | |
|---|---|---|
| **İmza:……....** | **İmza:……..…** | **İmza:……..** |
| **Prof.Dr.Ayşe POLATÖZ** | **Prof.Dr.Gülsen ÖNENGÜT** | **Yrd.Doç.Dr.Ramazan BİLGİN** |
| **DANIŞMAN** | **ÜYE** | **ÜYE** |

**Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.**
**Kod No:**

**Prof. Dr. Aziz ERTUNÇ**
**Enstitü Müdürü**

**İmza ve Mühür**

**Bu Çalışma Ç.Ü. Araştırma Projeleri Birimi Tarafından Desteklenmiştir.**
**Proje No:FEF.2006.YL.2**

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

# ÖZ

## YÜKSEK LİSANS TEZİ

## CMS DENEYİNDEKİ SÜPERSİMETRİ ARAŞTIRMALARI

Aytül ADIGÜZEL

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**Danışman :** Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ

**Yıl :** 2007, **Sayfa :** 89

**Jüri :** Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ
Prof. Dr. Gülsen ÖNENGÜT
Yrd.Doç. Dr. Ramazan BİLGİN

Standart Model (SM), temel parçacıkları ve aralarındaki etkileşmeleri tanımlayan bir modeldir. SM'in öngörüleri deneysel sonuçlarla oldukça uyumlu olmasına rağmen yanıtlayamadığı bir takım sorular vardır. SM'in yanıtlayamadığı bu sorulara yanıt verecek en ümit verici modellerden biri Süpersimetri (SÜSİ)'dir. CERN'de inşa edilen Büyük Hadron Çarpıştırıcısının (BHÇ) temel amaçlarından biri SÜSİ'yi keşfetmektir. Eğer SÜSİ doğada gerçekten var ise kısa zamanda keşfedilmesi beklenmektedir. Bu çalışmada, SÜSİ modelinin kısa bir derlemesi yapılmış ve daha sonra BHÇ'deki CMS deneyinde yapılan SÜSİ araştırmaları ve CMS'in SÜSİ keşif potansiyeli özetlenmiştir.

**Anahtar Kelimeler :** SM, CERN, SÜSİ, BHÇ

**ABSTRACT**

**MSc THESIS**

**SUPERSYMMETRY SEARCHES IN CMS EXPERIMENT**

Aytül ADIGÜZEL

DEPARTMENT OF PHYSICS
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF CUKUROVA

**Süpervisor :** Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ

**Year :** 2007, **Pages :** 89

**Jury :** Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ
Prof. Dr. Gülsen ÖNENGÜT
Asist.Prof. Ramazan BİLGİN

The Standart Model (SM) is the theory commonly accepted to describe the elementary particles and their interections. Although SM predictions are well with the experimental results there are some remaining questions which are not explained in SM. Supersymmetric (SUSY) scenarios are most promising extension for the SM solving these questions. The discovery of the SUSY is one the main goal of the LHC built at CERN. If SUSY exists in nature, it will be discovered very shortly. In this thesis, a brief overview is given on the SUSY model. Then SUSY searches which have been made in CMS experiment and SUSY discovery potential of CMS are summarised.

**Key Words**: SM, CERN, SUSY, LHC,

**TEŞEKKÜR**

Bu tezin hazırlanmasında değerli zamanını, düşünce ve yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen danışman hocam Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ'e, Prof. Dr. Gülsen Önengüt'e ve Prof. Dr. Eda EŞKUT'a, tezimin hazırlanmasında yardımcı olan arkadaşlarım Ertan ARIKAN'a, Sertaç ÖZTÜRK'e, Hüseyin ŞAHİNER'e ve Özlem ÖZKAN'a, ayrıca maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Yüksek lisans çalışmalarımı maddi olarak destekleyen Çukurova Üniversitesi Araştırma Projeleri Birimi'ne teşekkür ederim.

**İÇİNDEKİLER** **SAYFA**

ÖZ..... I
ABSTRACT.....II
TEŞEKKÜR.....III
İÇİNDEKİLER.....IV
ÇİZELGELER DİZİNİ.....VI
ŞEKİLLER DİZİNİ..... VII
SİMGELER VE KISALTMALAR .....IX
1.GİRİŞ.....1
2. MATERYAL VE METOD.....3
2.1. BHÇ Fiziği .....3
2.1.1. Standart Model ve Başarıları .....3
2.1.1.1. Yerel Ayar Teorisi .....5
2.1.1.2. Kiralite ve Elektrozayıf Teori.....7
2.1.1.3. Elektrozayıf Simetri Kırınımı.....10
2.1.2. Standart Model'in Cevaplayamadığı Sorular.....12
2.1.3. Süpersimetri (SÜSİ).....15
2.1.3.1. Süper Çözümler.....18
2.1.3.1.(1). Kütle Hiyerarşisi.....18
2.1.3.1.(2). Ayar Çiftlenimlerinin Birleşmesi.....19
2.1.3.1.(3). Karanlık Madde.....21
2.1.3.1.(4). Gravitasyon Teorisine Doğru.....21
2.1.3.2. Minimal Süpersimetrik Standart Model.....21
2.1.3.2.(1). Nötralinolar ve Charginolar.....28
2.1.3.3. Minimal Süpergravite.....29
2.1.3.4. Hadron Çarpıştırıcısındaki SÜSİ Parçacıklarının Üretimi.....30
2.1.3.5. Süpersimetrik Parçacıkların Bozunumu.....33
2.1.3.6. CMS Deneyindeki mSÜGRA Araştırmaları.....35
2.2. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı ve CMS Dedektörü...…….....37

2.2.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ).....37
2.2.1.1. Proton-Proton Çarpıştırıcısının Fenomolojisi.....42
2.2.2. CMS Dedektörü.....44
2.2.2.1. İzleyici.....46
2.2.2.1.(1). Piksel Dedektörleri.....47
2.2.2.1.(2). Silikon Şerit Dedektörleri.....48
2.2.2.2. Kalorimetreler.....48
2.2.2.2.(1). Elektomanyetik Kalorimetre.....49
2.2.2.2.(2). Hadronik Kalorimetre.....50
2.2.2.3. Magnet.....51
2.2.2.4. Müon Sistemi.....53
2.2.2.5. Tetikleyici ve DAQ.....53
3. CMS'teki SÜSİ ARAŞTIRMALARI.....56
3.1. SÜSİ Parçacıklarının Kütleleri Üzerindeki Sınırlamalar ve İnklusif SÜSİ Araştırmaları……56
3.1.1. Nötralinolara Bozunan Ağır Nötral Süsi Higgs Bozonlarının Gözlenebilirliği……66
3.1.2. Son Durumunda Z Bozonu Bulunan SÜSİ Araştırmaları.....69
3.1.3. CMS'te mSÜGRA Senaryosunda Son Durumunda Top Bulunan SÜSİ Araştırmaları……73
3.1.4. CMS'te Son Surumda Zıt İşaretli İki Lepton Bulunan SÜSİ Araştırmaları……78
4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....84
KAYNAKLAR.....86
ÖZGEÇMİŞ.....89

**ÇİZELGELER DİZİNİ** **SAYFA**

**Çizelge 2.1.** Standart Modele göre temel fermiyonlar.....4
**Çizelge 2.2.** Süpersimetrideki temel parçacıklar.....17
**Çizelge 2.3**. MSSM Chiral Süperçokluları.....22
**Çizelge 2.4.** MSSM'nin Ayar Süperçoklukları.....23
**Çizelge 2.5.** CMS'deki mSÜGRA noktaları.....37
**Çizelge 2.6.** *pp* ve *PbPb* çarpışmaları için BHÇ parametreleri..... 42
**Çizelge 2.7.** Düşük ışıklılık için BHÇ olay oranları.....42
**Çizelge 3.1.** Beş BHÇ noktası için SÜGRA parametreleri.....62
**Çizelge 3.2.** LM4'teki sparçacık kütleleri(GeV).....70
**Çizelge 3.3.** LM4'teki inklusif SÜSİ üretim tesir kesiti.....70
**Çizelge 3.4.** Sinyal ve fon tesir kesitleri.....72
**Çizelge 3.5.** İSAJET 7.69'la üretilen LM1 noktasındaki spektrumların bir kısmı.....74
**Çizelge 3.6.** PYTHİA 6.225 ile üretilen LM1 noktasındaki uygun dallanma oranları.....75
**Çizelge 3.7.** Önemli örnekler için tesir kesitler.....76
**Çizelge 3.8.** 1$fb^{-1}$ ışıklılık için tüm sınırlamalardan sonra kalan olay sayısı……..76
**Çizelge 3.9.** NLO'da tesir kesit, seçim verimliliği ve sinyal ve fon prosesleri için kalan sınırlamaların olay sayısı.....80

**ŞEKİLLER DİZİNİ** **SAYFA**

**Şekil 2.1.** Bir karmaşık alanının fonksiyonu olarak skaler potansiyel.....11

**Şekil 2.2.** Standart Modelde ayar çiftlenimlerinin $Q$ enerjisi ile değişimleri.....15

**Şekil 2.3.** MSSM'de üç çiftlenim sabitinin tersinin $(1/a_i)$ $Q$(GeV) enerjisiyle değişimi.....20

**Şekil 2.4.** BHÇ'deki sparçacık üretimi için tesir kesitler.....32

**Şekil 2.5.** Skuarkların ve gluinoların en düşük mertebedeki üretimi için Feynman diyagramları.....33

**Şekil 2.6.** CMS çalışmaları için mSÜGRA noktaları.....36

**Şekil 2.7.** mSÜGRA LM1 senaryosundaki Higgs, higgsino/gaugino ve sparçacık kütlelerinin spektrumu.....36

**Şekil 2.8.** CERN, BHÇ çarpıştırıcısının uydu görüntüsü.....38

**Şekil 2.9.** $pp$ çarpışmalarındaki kütle merkezi enerjisinin bir fonksiyonu olarak birkaç fiziksel prosessin tesir kesitleri ve olay oranları.....40

**Şekil 2.10.** Dedektörleriyle birlikte BHÇ projesinin şematik bir görüntüsü.....41

**Şekil 2.11.** Hadron-hadron çarpışmalarının bir çizimi.....43

**Şekil 2.12.** CMS dedektörünün tam görünüşü.....45

**Şekil 2.13.** CMS dedektörünün dikine görünüşü.....45

**Şekil 2.14.** Müon fıçısı ile birleştirilen izleyici sistem için momentum ölçümünün çözünürlüğü.....46

**Şekil 2.15.** CMS Pixel Dedektörünün üç boyutlu görünüşü.....47

**Şekil 2.16.** EKAL çözünürlüğü.....50

**Şekil 3.1.** CDF, DØ ve LEP'teki kayıp enerji ve jetlerin araştırılmasıyla $M_{\tilde{q}} - M_{\tilde{g}}$ düzlemindeki dışarlanan bölgeler.....58

**Şekil 3.2.** $M_{\tilde{t}_1} - M_{\tilde{c}}$ düzleminde dışarlanan bölgeler.....59

**Şekil 3.3.** mSÜGRA modeli için jetler + $P_T^{kayip}$ kanalındaki 5 $s$ 'lık erişim grafiği.....60

**Şekil 3.4.** 100 $fb^{-1}$ için çeşitli kanallardaki erişim limitleri.....61

**Şekil 3.5.** BHÇ Nokta 1 (a) ve 2 (b) sinyal ve fonu.....63

**Şekil 3.6.** BHÇ Nokta (3) a ve 4 (b) sinyal ve fonu.....63

**Şekil 3.7.** BHÇ Nokta (5) a ve 6 (b) sinyal ve fonu.....64

**Şekil 3.8.** BHÇ Nokta 5'te olduğu gibi ± 3 GeV'lik sınırlar içerisinde aynı hafif Higgs kütlelerini içeren rastgele seçilen bir SÜGRA modeli için $M_{SÜSİ} = \min(M_{\tilde{u}}, M_{\tilde{g}})$'nin $M_{etkin}$'e karşı grafiği.....64

**Şekil 3.9.** Şekil 3.8'deki $M_{etkin} / M_{SÜSİ}$ oranı.....65

**Şekil 3.10. (a)** Olay kriterleri cut uygulandıktan sonraki inklusif SÜSİ ve SM fonu için $M_{etkin}$ dağılımı **(b)** $M_{etkin}$'nin dağılımının pik değeri ile SÜSİ kütle skalası arasındaki ilişki.....65

**Şekil 3.11.** Sabit $A_0 = 0$, $sign(m) = +$, (üstteki şekil) $\tan b = 5$ ve (alttaki şekil) $\tan b = 10$ için $(m_0, m_{1/2})$ düzleminde $A^0 / H^0 \to c_2^0 c_2^0 \to 4l^{\pm} + E_T^{kayip}$ ($l = e, m$) için 5σ'lık keşif bandı.....68

**Şekil 3.12**. $c_2^0 \to Z + c_1^0$ bozunumunun olduğu bölgede sistematik belirsizliklerin hesaba katılmasıyla 1fb$^{-1}$'lik (kesikli çizgi) ve 10fb$^{-1}$'lik (düz çizgi) toplam ışıklılık için 5σ'lık anlamlılık eğrileri.....72

**Şekil 3.13.** Tüm sınırlamalardan sonra kayıp dikine enerji dağılımı.....77

**Şekil 3.14**. Tüm sınırlamalardan sonra farklı örnekler için dijet (W) ve bjj (üst) değişmez kütle dağılımları.....77

**Şekil 3.15.** 1 fb$^{-1}$ için SÜSİ'nin aynı çeşnili zıt işaretli (SFOS) lepton çifti dağılımları ve $t\bar{t}$ olayları.....81

**Şekil 3.16.** 1 fb$^{-1}$ için olayların SFOS ve DFOS dağılımları.....81

**Şekil 3.17.** 1 $fb^{-1}$ için SÜSİ ve $t\bar{t}$ olaylarının çeşnisiz dağılımları.....82
**Şekil 3.18.** 1 $fb^{-1}$ için SÜSİ'nin çeşnisiz dağılımları.....82
**Şekil 3.19.** Sistematik belirsizlikler hesaba katıldığında 1, 10 ve 30 $fb^{-1}$'lik toplam ışıklılık için tanβ=10'daki keşif bölgesi.....83
**Şekil 4.1.** CMS'te (sistematik belirsizliklerle) çalışılan birkaç araştırma stratejisi için 1 $fb^{-1}$'de ($m_0$, $m_{1/2}$) düzlemindeki 5 $s$ erişim grafiği.....85
**Şekil 4.2.** CMS'te (sistematik belirsizliklerle) çalışılan birkaç araştırma stratejisi için 10 $fb^{-1}$'de ($m_0$, $m_{1/2}$) düzlemindeki 5 $s$ erişim grafiği.....85

## SİMGELER VE KISALTMALAR

**SM** : Standart Model

**LEP** : Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı

**SLC** : Stanford Doğrusal Çarpıştırıcısı

**HERA** : Elektron-Proton Çarpıştırıcısı

**SÜSİ** : Süpersimetri

**MSSM** : Minimal Süpersimetrik Standart Model

**BHÇ** : Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

**CMS** : Sıkı Müon Selenoid

**ATLAS** : Toroidal BHÇ Aygıtı

**ALİCE** : Büyük İyon Çarpışma Deneyi

**LHC-b** : A Large Hadron Collider-Beauty

**KED** : Kuantum Elektrodinamiği

**KRD** : Kuantum Renk Dinamiği

**RGE** : Renormalizasyon Grup Eşitlikleri

**GUT** : Grand Unification Theory (Büyük Birleşme Teorisi)

**ESP** : En Hafif Süpersimetrik Parçacık

**VEVs** : Vakum Beklenen Değerleri

**SÜGRA** : Süpergravite

**mSÜGRA** : Minimal Süpergravite

**HM** : High Mass (Yüksek Kütle)

**LM** : Low Mass (Düşük Kütle)

**CERN** : Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi

**PS** : Proton Siklotronu

**SPS** : Süper Proton Siklotron

**EKAL** : Elektromanyetik Kalorimetre

**HKAL** : Hadronik Kalorimetre

**ST** : Sürüklenme Tüpü

**KŞO** : Katot Şerit Odacıkları

**DPO** : Dayanıklı Paralel Plakalı Odacıkları

**YST** : Yüksek Seviye Tetikleyicisi

**SFOS** : Aynı Çeşnili Zıt İşaretli

**DO** : Dallanma Oranı

**S** : Sinyal

**F** : Fon

$P_T$ : Dikine Momentum

**MET** : Kayıp Dikine Enerji

**MeV** : Milyon Elektron Volt

**GeV** : Milyar Elektron Volt

**TeV** : Trilyon Elektron Volt

**Fb** : Femtobarn

**pb** : Pikobarn

$y$ : Rapidite

$h$ : Pseudorapidite

$s$ : Tesir kesiti

$L$ : Lüminosite (Işıklılık)

$\sqrt{s}$ : Kütle Merkezi Enerjisi

# 1.GİRİŞ

Standart Model (SM), günümüzde maddenin temel bileşenlerini ve onların etkileşimlerini tanımlamada oldukça başarılı bir model olarak kabul edilmektedir. Çünkü SM öngörülerinin çoğu birçok deneysel testi başarıyla geçmiştir: 1983'te CERN'de proton-antiproton çarpıştırıcısındaki UA1 deneyinde W ve Z bozonlarının ve 1979'da DESY'de gluonların gözlenmesi; LEP (CERN'deki Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı)'de SM'nin kesin ölçümleri, SLC (SLAC'taki Stanford Doğrusal Çarpıştırıcısı), HERA (DESY'deki Elektron-Proton Çarpıştırıcısı) ve Tevatron (Fermi Ulusal Laboratuarı) çarpıştırıcıları ayar simetrileri ile doğa anlayışımızın resmini hemen hemen tamamladılar. Bütün bu başarılara rağmen SM, 20. yüzyılın son 20 yılında, yüksek doğruluklu deneylerle çok dikkatli bir şekilde test edildi. Ancak SM öngörülerinden belirgin bir sapma şimdiye kadar gözlenmedi. Fakat birçok teoriksel limitlerin ve SM'in cevaplayamadığı bir takım soruların olması fizikçileri, SM ötesi adı verilen daha temel bir teori olması gerektiğine inandırmaktadır. Mevcut ve gelecekteki parçacık çarpıştırıcılarının temel amacı bu SM ötesi olayları araştırmaktır.

Süpersimetri (SÜSİ), SM ötesi teoriler içerisinde en çekici olanıdır. Kuadratik ıraksamaları ve hiyerarşi problemini çözen süpersimetrik senaryolar SM için çok ümit verici gelişmeler sağlar. Süpersimetrinin temel fikri bozonlar ve fermiyonlar arasında yeni bir simetri kurmaktır. Ayrıca SÜSİ modeli birçok yeni parçacığın varlığını öngörür. Özellikle SM'e göre çok daha geniş bir Higgs sektörünü öngörür. SM'in süpersimetrik bir genişlemesi olan Minimal Süpersimetrik Standart Modelde (MSSM) bilinen parçacık sayısını iki kat arttırır ve teori için yeni Higgs parçacıkları sunar. Minimal Süpersimetrik teoride 2 nötral $h$ ve $H$ parçacığı, 1tane nötr pseudo-skaler (A) ve 2 yüklü parçacık ($H^{\pm}$) olmak üzere 5 Higgs bozonu gerekmektedir. Diğer taraftan Minimal Süper Gravite (mSÜGRA) yeni kurallar getirerek, yüksek kütle skalasındaki kuvvetlerin birleşmesini basitleştirir.

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ) şimdiye kadar ulaşılan en yüksek enerjili proton–proton çarpıştırcısıdır. BHÇ'de kütle merkezi enerjisi 14 Tevatron olup, proton hüzmelerinin etkileşme noktalarına 4 dedektör yerleştirilecektir. CMS (Sıkı

Müon Selenoidi), ATLAS (Toroidal BHÇ Aygıtı), ALİCE (Büyük İyon Çapıştırma Deneyi) ve LHC-b (A Large Hadron Collider Beauty). Bu dedektörlerden CMS ve ATLAS genel amaçlı dedektörler olup, yeni parçacıkları keşfetmek için dizayn edilmişlerdir. 2008'de çalışmaya başlayacak olan BHÇ yukarıda bahsedilen modellerin bazı enerji bölgelerini kapsayabilecek ve muhtemelen dedektörleriyle bazı yeni parçacıkları keşfedecektir.

Bu tezde, Giriş'ten oluşan birinci bölümün ardından, ikinci bölümde, Standart Model ve başarıları kısaca anlatıldıktan sonra SM'deki problemlere değinilecektir. Daha sonra Süpersimetri fikri ve süpersimetrik çözümler sunulacak, MSSM ve mSÜGRA modelleri kısaca anlatılacaktır. Hemen ardından da hadron çarpıştırıcılarındaki süpersimetrik parçacık üretimleri ve SÜSİ parçacık bozunumları sunulacaktır. Ayrıca bu bölümde BHÇ ve CMS deneyinden bahsedilecektir. Üçüncü bölümde ise CMS'teki SÜSİ araştırmalarından bazıları verilecektir. Dördüncü bölümde de bu çalışmaların sonuçları özetlenecektir.

# 2. MATERYAL VE METOD

## 2.1. BHÇ FİZİĞİ

### 2.1.1. Standart Model ve Başarıları

Son elli yıldır, maddenin temel bileşenlerini saptamak ve onların etkileşimlerini tanımlamak amacıyla parçacık fiziğinde birçok deneysel ve teorik çalışmalar yapılmaktadır. Bu çalışmalar sınırlı sayıda parçacıklar kümesini içeren ve simetri ilkelerine dayanan temel bir teoriye öncülük etmiştir. Bu teori "Standart Model" (SM) olarak adlandırılır. Standart Model'in öngörüleri deneysel olarak tespit edilen sıfırdan farklı nötrino kütleleri hariç, geçen on yılın deneysel verileri ile oldukça uyumludur.

SM, evrendeki tüm maddenin, alanlar vasıtasıyla etkileşen ½ spinli temel parçacıklardan (fermiyonlardan) oluştuğunu öngörmektedir. Doğada 4 temel etkileşme alanı vardır: Elektromanyetik, zayıf, kuvvetli ve gravitasyonel. Her etkileşme alanına karşılık gelen ve spini 1 olan ayar bozonları vardır [Gravitasyonel etkileşmenin ara bozonu graviton hariç (2 spinli )].

Madde parçacıkları 6 çeşit lepton ve 6 çeşit kuarktan meydana gelir. Leptonlar; elektron $(e)$, elektron nötrinosu ($\nu_e$), müon ($\mu$), müon nötrinosu ($\nu_\mu$), tau ($\tau$) ve tau nötrinosu ($\nu_\tau$) olarak adlandırılır. Kuarklar; yukarı ($u$), aşağı ($d$), çekici (c), acaip (s), üst (t) ve alt ($b$) olarak adlandırılır. Bu temel fermiyonlar 3 aile olarak gruplandırılır (Çizelge 2.1). Her aile 2 lepton ve 2 kuark içerir. Her ailenin 2 üyesi birim elektrik yüküyle farklıdır. Çizelgenin sol tarafındaki leptonlar '0' ve '-1' yükü taşırlar, sağ taraftaki kuarklar ise '2/3' ve '-1/3' yükü taşırlar. Elektrik yükünün yanı sıra kuarklar renk yükü adı verilen bir başka çeşit yüke sahiptirler. Bu özellik, onları hadronlar içinde bir arada tutan kuvvetli etkileşme ile ilgilidir. Tüm kararlı maddeler ağır fermiyonların ilk ailesinden $(u, d, e)$ meydana gelir. Diğer iki ailenin üyeleri ($e$ ve $\mu$) sadece gravitasyonel etkileşimde farklı bir şekilde davranırlar (farklı kütlelere sahip oldukları için), aksine diğer üç etkileşmeye de eşit yollarla katılırlar, bu evrensellik özelliği olarak bilinir.

Çizelge 2.1. Standart Modele göre temel fermiyonlar. (Masetti, 2005)

| AİLE | KUARKLAR | | | LEPTONLAR | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | İsim | Sembol | Yük | İsim | Sembol | Yük |
| I | Yukarı<br>Aşağı | u<br>d | $+2/3$<br>$-1/3$ | Elektron nötrinosu<br>Elektron | $\nu_e$<br>$e^-$ | 0<br>-1 |
| II | Çekici<br>Acayip | c<br>s | $+2/3$<br>$-1/3$ | Müon nötrinosu<br>Müon | $\nu_\mu$<br>$\mu^-$ | 0<br>-1 |
| III | Üst<br>Alt | t<br>b | $+2/3$<br>$-1/3$ | Tau nötrinosu<br>Tau | $\nu_\tau$<br>$\tau^-$ | 0<br>-1 |

Elektromanyetik etkileşmelerde yüklü parçacıklar arasındaki kuvvet taşıyıcıları fotonlardır ($\gamma$). Fotonlar kütlesiz oldukları için, elektromanyetik etkileşme menzili sonsuzdur. Zayıf etkileşme alanlarında fermiyonlar arasındaki kuvvet taşıyıcıları ise $W^+$, $W^-$ bozonları ile nötral Z bozonu olup bunlar ağırdırlar ( ~ 100 GeV ) ve bundan dolayı zayıf etkileşme kısa menzillidir( R ~ $10^{-17}$ ). Renk yüküne sahip kuarklar arasındaki kuvvetli etkileşmenin taşıyıcıları da gluon olarak adlandırılır ve sıfır kütleye sahiplerdir. Böylece, fotonlarda olduğu gibi menzillerinin sonsuz olması beklenir. Fakat fotonlardan farklı olarak gluonlar kendi araların da bir renk yükü taşırlar ve bunlar aracılığı ile etkileşirler. Bu durum kuvvetli etkileşme menzillerinden çekirdek etkileşme menziline kadar (R ~ $10^{-13}$cm) "kuark hapsi" denilen bir olaya neden olur.

### 2.1.1.1. Yerel Ayar Teorisi

Standart Model, rölativistik kuantum alan teorisidir. Bu da onun özel göreliliğe uyduğunu ve serbest fermiyonların (bozonların) Dirac (Klein-Gordon) eşitlikleri ile tanımlanabildiği anlamına gelir.
Fermiyonlar için, hareket eşitlikleri Dirac Lagrangian'ından çıkarılabilir:

$$L = \overline{y} i g_m \partial^m y - m \overline{y} y \tag{2.1}$$

Burada $y$ ; m kütleli serbest bir fermiyonu temsil eden 4 bileşenli karmaşık bir alandır (bir dirac spinörü).
Bozonların özellikleri Klein-Gordon Lagrangian'ı ile belirlenebilir:

$$L = \partial_m f^* \partial^m f - m^2 f^\dagger f \tag{2.2}$$

Burada $f$ ; m kütleli karmaşık skaler alanıdır.
SM'de, parçacık etkileşimleri yerel ayar simetrilerine uymalıdır. Bunu anlamak için, $y(x)$ karmaşık alanı ile tanımlanan bir elektron örneğini düşünelim. Eşitlik (2.1)'deki Dirac Lagrangian eşitliği

$$y(x) \to e^{ia} y(x), \tag{2.3}$$

ile verilen faz dönüşümleri altında değişmezdir. Burada α, reel bir sabittir.

$U(a) = e^{ia}$ faz dönüşüm ailesi $U(1)$ grubu olarak bilinen uniter Abelian grup ile ifade edilir (yani komütatif özelliğini sağlar [a,b] = [b,a] ). Burada α parametresi tüm reel sayılar üzerinde sürekli bir biçimde değişebilir. Gerçekten, Lagrangian faz dönüşümleri altında değişmez kalır (Eşitlik 2.3) ve bu, Lagrangian'ın global $U(1)$

ayar (faz) simetrisine sahip olduğu anlamına gelir. Fiziksel olarak, α fazı ölçülemezdir. Fiziksel anlamı yoktur ve keyfi olarak seçilebilir. Global; α parametresinin uzay ve zamanda sabit olduğu anlamına gelir.

Eşitlik (2.3)'ün genelleştirilmiş hali, α'yı uzay-zaman noktasından noktasına farklı almamıza izin verir (α = α(x)). Eğer Lagrangian

$$y(x) \to e^{ia(x)} y(x), \tag{2.4}$$

faz dönüşümleri altında değişmez ise (burada α, uzay ve zamana keyfi olarak bağlıdır) yerel ayar değişmezliğe sahip olduğu söylenir. Bununla beraber eşitlik (2.1)'de verilen Lagrangian böyle bir dönüşüm altında değişmez değildir. Çünkü $y$ 'ın türevi aşağıda verildiği gibi dönüşür ve

$$\partial_m y \to e^{ia(x)} \partial_m y + ie^{ia(x)} y \partial_m a(x) \tag{2.5}$$

İkinci terim Lagrangian'ın değişmezliğini bozar. Eğer Lagrangian'ın değişmezliğinin yerel ayar dönüşümleri sonucu değişmez kalmasını istersek, bu $D_m$ kovaryant türevi ile yapılabilir ve kendisi de $y$ gibi dönüşür.

$$D_m y \to e^{ia(x)} D_m y \tag{2.6}$$

$D_m$ kovaryant türevini oluşturmak için bir vektör alanı $A_m$ tanımlanmalıdır. Bu durumda eşitlik (2.5)'deki istenmeyen terim iptal edilmiş olur. Bu,

$$D_m \equiv \partial_m - ieA_m \tag{2.7}$$

ifadesi ile başarılabilir. Burada $e$ keyfi bir sabittir ve $A_m$ dönüşümü;

$$A_m \to A_m + \frac{1}{e}\partial_m a \tag{2.8}$$

olarak verilir. Oluşan $D_m$ kovaryant türevi gerçekten eşitlik (2.6)'yı sağlar. Böylece eşitlik (2.1)'deki Lagrangian değişmezliği, $\partial_m$ yerine $D_m$ yerleştirilerek elde edilmiş olur.

$$\begin{aligned} L &= \bar{y}\, i g^m D_m y - m\bar{y}\, y \\ &= \bar{y}\,(i g^m \partial_m - m) y + e\bar{y}\, g^m y A_m \end{aligned} \tag{2.9}$$

Bu eşitlikte ayar alanı olarak adlandırılan $A_m$ vektör alanı, tıpkı bir foton alanının yükü $-e$ olan bir elektronla etkileştiği gibi, bir Dirac parçacığı ile etkileşir. Böylece, serbest fermiyon Lagrangian'ın yerel faz değişmezliğinin doğal bir gereksinim olarak kabul edilmesi, etkileşen alan teorisini getirir. Bu sadece $U(1)$ ayar simetrisinden meydana gelen elektromanyetik etkileşme için doğru olmayıp (Kuantum Elektrodinamiği-KED), aynı zamanda zayıf ve kuvvetli etkileşmeler içinde geçerlidir. Zayıf etkileşmeler $SU(2)$ simetri grubundan, kuvvetli etkileşmeler $SU(3)$ grubundan türetilebilir.

### 2.1.1.2. Kiralite ve Elektrozayıf Teori

Eşitlik (2.1)' deki Dirac Lagrangian'ı Dirac matrisinin özel bir temsili için tekrar yazılabilir.

$$g^m = \begin{pmatrix} 0 & s^m \\ \bar{s}^m & 0 \end{pmatrix} \tag{2.10}$$

Burada matris elemanları 2x2'lik matrislerdir.

$$s^{m} = (1, s^{\omega}) \quad , \quad \bar{s}^{m} = (1, -s^{\rho}) \tag{2.11}$$

ve $s^{\omega}$ Pauli matrisidir. $y$ , 2 bileşenli karmaşık alan olarak yazılabilir.

$$y = \begin{pmatrix} y_L \\ y_R \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

$y_L$ ve $y_R$ , sırasıyla sol-elli ve sağ-elli Weyl spinörleri olarak adlandırılır. Sağ-elli ve sol-elli bileşenler iz düşüm operatörleri kullanılarak Dirac spinöründen türetilebilir.

$$P_{L,R} \equiv \frac{1}{2}(1 \mu g_5) \tag{2.13}$$

Bu temsilde;

$$g_5 = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\text{'dır.} \tag{2.14}$$

Spinörlerin sol elli ve sağ elli olmaları onların kiralite'si olarak adlandırılır. Antifermiyonlar eşlenik spinörler ile temsil edilebilirler.

$$\bar{y} = y^{\dagger} g^{0} = (\bar{y}_R, \bar{y}_L) \tag{2.15}$$

$g^{0}$ faktörü, sağ elli ve sol elli bileşenlerin $(y_{L,R})$ değiş tokuşunu sağlar. Eşitlik (2.1)'deki Lagrangian aşağıdaki formu alır:

$$L = y_L^{\dagger} i \bar{s}^{m} \partial_m y_L + y_R^{\dagger} i s^{m} \partial_m y_R - m(y_R^{\dagger} y_L + y_L^{\dagger} y_R) \tag{2.16}$$

Türev terimi, sağ-elli ve sol-elli spinörleri ayrı tutar. Halbuki kütle terimi onları birleştirir. Kütlesiz fermiyon alanları durumunda ise sağ-elli ve sol-elli durumlar farklı türler olarak ele alınmalıdırlar.

Bu, Standart Model'in elektrozayıf sektör durumudur. Burada sol elli parçacıklar $SU(2)$ çiftlileri, sağ-elli parçacıklar ise $SU(2)$ teklileri olarak düzenlenirler. Zayıf etkileşme sadece sol-elli çiftlilere etki ederken, elektromanyetik etkileşme hem sol-elli hem de sağ-elli bileşenlere etki eder. Böylece ilk lepton ailesi;

$$\begin{pmatrix} n_{eL} \\ e_L \end{pmatrix},\ e_R \tag{2.17}$$

olarak yazılabilir. Kuantum sayıları $(T_3, Y) = \left(\pm\frac{1}{2}, -1\right)$ ve $(0, -2)$'dir. Burada $T_3$, zayıf izospinin 3. bileşeni ve $Y$ zayıf hiperyüktür. Nötrinonun sağ-elli bileşenleri Standart Model'de yoktur. Kuarkların ilk neslinin sağ ve sol bileşenleri;

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix},\quad u_R,\quad d_R\ , \tag{2.18}$$

dır ve bunlar sırasıyla $(T_3, Y) = \left(\pm\frac{1}{2}, \frac{1}{3}\right), \left(0, \frac{4}{3}\right)$ ve $\left(0, -\frac{2}{3}\right)$ kuantum sayılarına sahiplerdir.

Elektromanyetik ve zayıf etkileşmeler, ayrı $U(1)$ ve $SU(2)$ ayar teorileri olarak ele alınamazlar. Bu, $SU(2)$ çiftlisindeki iki leptonun (elektron ve nötrino) farklı elektrik yükü taşıdıkları gerçeği ile anlaşılabilir. İki etkileşme Glashow, Weinberg ve Salam'ın elektrozayıf teorisinde birleştirilir, ayar teorisi $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetri gruplarına dayanır ($L$-solelli ve $Y$-hiperyükü gösterir). Elektromanyetik etkileşme $SU(2)_L$'nin bir bileşeni ile $U(1)_Y$'nin birleşmesiyle elde edilir. Bundan dolayı elektromanyetik yük; $Q = \frac{Y}{2} + T_3$ 'tür. SM; Glashow, Weinberg

ve Salam'ın elektrozayıf teorisi ile kuvvetli etkileşmenin Standart Modeli olan Kuantum Renk Dinamiği'ni (KRD) içine alan bir teoridir. SM'in tam ayar grubu $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$'dir. Burada $c$ indisi renk anlamına gelir.

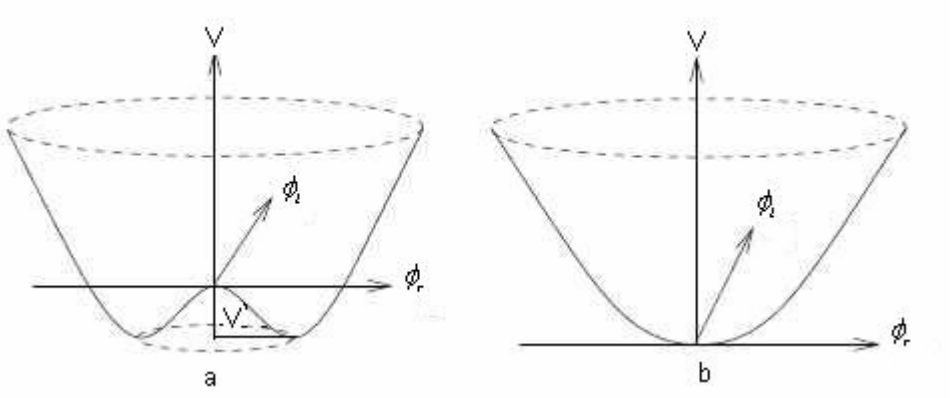
### 2.1.1.3. Elektrozayıf Simetri Kırınımı

Yukarıda tanımlanan Standart Model, ağır bozonları ve fermiyonları doğada gözlendiği gibi ifade edemez, örneğin tüm fermiyonlar ve bozonlar kütlesiz olmalıdır. Bu eşitlik (2.16)'da görülmektedir. Burada kütle sıfırdan farklı ise sağ-elli ve sol-elli fermiyonlar karışırlar ve eşitlik (2.9)'a bozonlar için eklenen $\frac{1}{2}mA_m A^m$ terimi ayar değişmezliğini bozar. Kütleli parçacıkları elde etmek için, tüm başarılı simetri öngörülerinin hala korunduğu bir yolla elektrozayıf simetrinin kırılması gerekir. Bundan başka, ayar bozon sektöründe fotonlar kütlesiz kalırken , $W^{\pm}$ ve $Z$ bozonları çok büyük kütle kazanmalıdır. Bu da kendiliğinden simetri kırınım mekanizması ile başarılır. Kendiliğinden kırılan teorilerde, teorinin dinamiğini tanımlayan Lagrangian ayar dönüşümleri altında değişmez kalır, ama taban durumu artık ayar simetrisine sahip değildir. SM'de bu yolla elektrozayıf ayar simetrisini kırmak için dış alana ihtiyaç duyulur. Bu alan "Higgs Alanı" olarak adlandırılır. Bu alan spini ' 0 ' olan skaler bir alandır ve taban durum enerjisi (yani vakum beklenen değeri) sıfırdan farklıdır.

SM, $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ kırınımını elde etmek için en basit Higss Mekanizması kavramı kullanılarak tanımlanabilir. Bunun içinde teoriye bir skaler Higgs doubleti eklenir.

$$\Phi = \begin{pmatrix} f^+ \\ f^0 \end{pmatrix} \tag{2.19}$$

Burada $f^+$ ve $f^0$ karmaşık skaler alanlardır, $V$ skaler potansiyeli ile Lagrangian şöyle verilir:




Şekil 2.1. Bir karmaşık alanının fonksiyonu olarak skaler potansiyel. Burada $f_r$, ve $f_i$ sırasıyla $f$ alanın reel ve sanal kısmıdır. (a) kütle parametresi $m^2$, negatif (b) pozitif. (Moortgat, 2004)

$$L = (D_m \Phi)^\dagger D^m \Phi - V = (D_m \Phi)^\dagger D^m \Phi - m^2 \Phi^\dagger \Phi - l\ (\Phi^\dagger \Phi)^2 \qquad (2.20)$$

Burada $D_m$ kovaryant türevi, μ kütle parametresini ve $l$ higgs etkileşme şiddetini belirtir ( $l > 0$ ).

$m^2 > 0$ için, skaler potansiyel $V$, $\Phi = 0$ 'da global minimuma sahiptir. Ama $m^2 < 0$ için şekil (2.1)'de görüldüğü gibi potansiyel; dejenere bir minimum halkasına sahiptir.

$$|\Phi|^2 = \frac{-m^2}{2l} \equiv \frac{v^2}{2} \qquad (2.21)$$

$W^\pm$, Z ve γ bozonlarının hareket eşitlikleri, higgs alanı etkileşimi ile değiştirilir. Bu yolla bozonlar kütle kazanır.

$$m_W = \frac{1}{2} g v, \quad m_Z = \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}\, n, \quad m_g = 0 \qquad (2.22)$$

Burada $g$ ve $g'$, $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ çiftlenim sabitleridir. $v$ , $g$ ve $g'$ 'nin değeri, fermi zayıf çiftlenim sabiti $G_F$ , elektrik yükü $e$ ve $\sin^2 q_W$ ($q_W$ →Weinberg açısı) gibi ölçülen niceliklerden türetilebilir. Böylece elde edilen $m_W$ ve $m_Z$ değerleri sırası ile ölçülen 80.5 ve 91.2 GeV değerine çok yakındır (bir ilmek belirsizliği içinde). Bundan dolayı Higgs mekanizması, elektrozayıf simetri kırınım problemleri için çok basit ve başarılı bir çözüm sağlar.

Ayar bozon kütleleri gibi fermiyon kütleleri de, fermiyonların higgs alanları ile etkileşmesinden çıkar. Kovaryant türevden elde edilen boson-Higgs etkileşmelerinin tersine, fermiyon-Higgs etkileşmeleri ayar ilkelerinin doğrudan bir sonucu değildir. Bunlar teorideki serbest parametreler olan *Yukowa çiftlenim sabitleri* kullanılarak gösterilebilir.

Kendiliğinden simetri kırınımından sonra higgs alanı ile birleştirilen parçacık higgs bozonu olarak adlandırılır. Kütlesi;

$$m_H = \sqrt{2l}\,v \tag{2.23}$$

olarak verilir.

Burada λ, serbest bir parametredir. Higgs kütlesi teoriyle tahmin edilemez. Şimdiye kadar Higgs parçacığını gösteren deneysel bir kanıt yoktur. Fakat, eğer Higgs bozonu mevcut ise, kütlesi, pertürbasyon teorisindeki olasılık korunumundan dolayı, Büyük Hadron Çarpıştırıcısının enerji aralığı içerisinde bulunmalıdır (Moortgat, 2004).

### 2.1.2. Standart Model'in Cevaplayamadığı Sorular

Standart Model öngörülerinin deneysel sonuçlarla uyumunun çok iyi olmasına rağmen yanıtlayamadığı bir takım sorular vardır:

**1)** SM, Gravitasyonel etkileşmeyi içermemesi nedeniyle, eksik bir teori olarak kabul edilir. Hatta teoremde birkaç istisna hariç spini-2 olan graviton alanları ile spini-1 ayar alanlarını tek bir cebirle birleştirmek imkansızdır.

**2)** Astrofiziksel gözlemler evrenin ancak yaklaşık 4'te birinin maddeden, geri kalanın Standart Model'de tanımlanmayan bir karanlık maddeden oluştuğunu göstermektedir.

Nötrinolar, bu gözlemleri açıklamaya yetecek kadar ağır olmadıklarından bu karanlık madde için yeni bir adaya ihtiyaç duyulmaktadır . SÜSİ'nin öngördüğü en hafif süpersimetrik parçacığın bu karanlık madde için başlıca aday olduğu düşünülmektedir.

**3)** Standart Model'de nötrinolar kütlesiz parçacık olarak kabul edilmesine rağmen son yıllarda yapılan deneylerde nötrinoların çok küçükte olsa sıfırdan farklı bir kütleye sahip olduğuna dair işaretler görülmüştür (Moortgat, 2004).

**4)** Hiyerarşi problemi: Elektrozayıf kuvvetlerin birleştiği enerji ölçeği ($\sim 10^2 GeV$ ) ile Planck ölçeği ($\sim 10^{19} GeV$) arasındaki farkın büyük olması *hiyerarşi problemi* olarak adlandırılır (Masetti, 2005). Bunun sonuçlarından biri de eğer bu iki ölçek arasında yeni fizik mevcut değil ise Standart Model Planck'ın kütle ölçeğine ($M_{planck}$) kadar geçerlidir, bundan sonra doğal olmayan bir yolla ince ayar yapılmadıkça Higgs kütlesi ıraksayacaktır. Standart modelde bu problemi çözmek oldukça zordur. TeV ölçeğinde Higgs kütlesini sabitlemek için zaten yeni bir fiziğe ihtiyaç duyulmaktadır. BHÇ bilinen bu problemi çözmek için dizayn edilmiş olup, çözümler arasında standart model ötesi yeni teoriler yer almaktadır.

SÜSİ'de; kütleleri TeV mertebesinde olan yeni parçacıklar, Higgs kütlesindeki ıraksak ilmek düzeltmelerinin ortadan kaldırılmasını sağlar. Hiyerarşi probleminin temel elemanı olan Higgs bozonu ve SÜSİ keşfi için uzun zamandır bir çok çalışma yapılmış ve BHÇ'nin potansiyeli hakkında bilgi verilmiştir (Masetti, 2005).

**5)** Ayar Çiftlenimlerinin Birleşmesi:

19. yüzyılda, elektrik ve manyetik etkileşmelerin birbirlerinden bağımsız olaylar olmadıkları, ancak tek bir elektromanyetik etkileşmenin iki belirtisi olduğunun deneysel kanıtları Maxwell'i gözlenen tüm elektrik ve manyetik olayların ortak bir tanımını yapmaya yönlendirdi. SM'de elektromanyetik ve zayıf

etkileşmeler elektrozayıf etkileşme olarak birleştirilmiş olup, kendiliğinden kırılan $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrili bir yerel ayar teorisiyle tanımlanmaktadır.

Bu ortak tanımların başarısı; 3 temel etkileşmenin (ve daha sonra da gravitasyonel etkileşmenin) tek bir basit simetri grubunun sonucu olarak anlaşılabileceği ümidini doğurmuştur. Bu, kuvvetli, zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin aynı enerji ölçeğinde birleştirilmesi anlamına gelir (Moortgat, 2004).

Deneysel sonuçlar üç etkileşmenin ayar çiftlenimlerinin sabit olmadığını gösterir, fakat çiftlenimler etkileşmenin olduğu $Q$ enerjisine bağlıdırlar Bu bağlılık Renormalizasyon Grup Eşitlikleriyle (RGE) tanımlanır, bu eşitliklerin en düşük mertebeli çözümleri şöyle verilir:

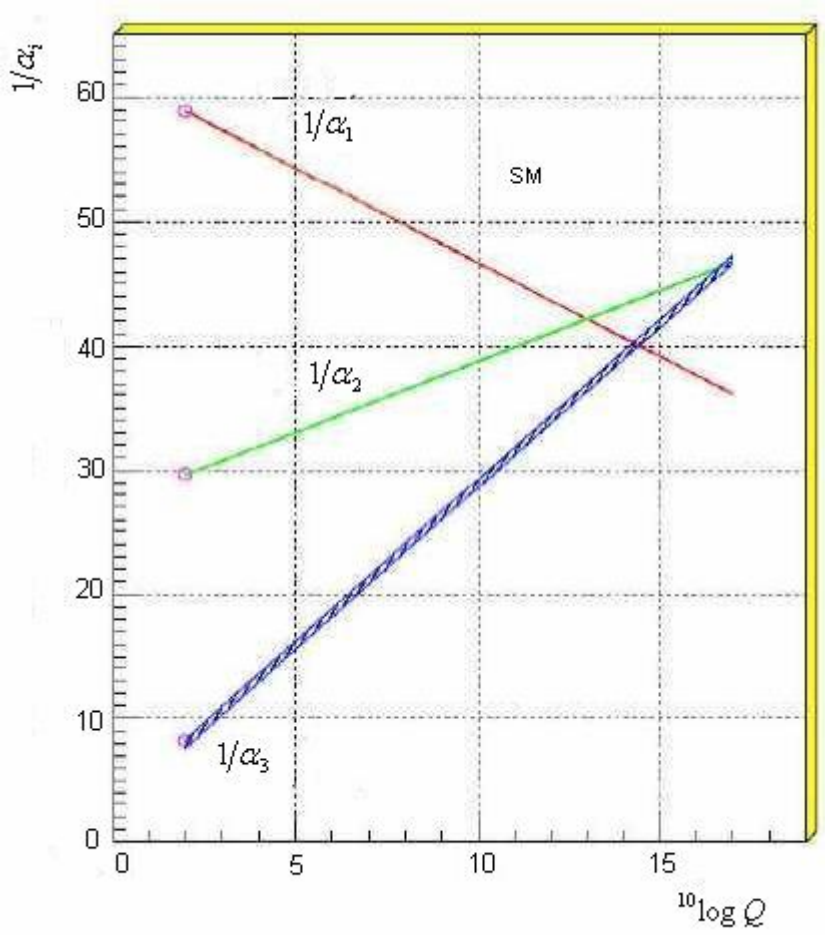
$$a_i^{-1}(Q) = a_i^{-1}(Q_o) - \frac{b_i}{2p}\log\frac{Q}{Q_o}, \qquad a_i = \frac{g_i^2}{4p} \tag{2.24}$$

Burada $g_i$ ayar çiftlenimleri, $Q_o$ bir referans ölçeğidir ve standart modeldeki $b_i$ katsayılarının değerleri:

$$b_1 = \frac{41}{10}, \quad b_2 = -\frac{19}{6}, \quad b_3 = -7 \tag{2.25}$$

dir (Masetti, 2005).

Şekil 2.2'de görüldüğü gibi SM'deki çiftlenim sabitlerinin tek bir noktada birleşmesi mümkün değildir.




Şekil 2.2. Standart Modelde ayar çiftlenimlerinin $Q$ enerjisi ile değişimleri. (Masetti, 2005)

### 2.1.3. Süpersimetri (SÜSİ)

SÜSİ, Higgs bozonunun kütlesinin kuantum mekaniksel hesaplamalarındaki bazı ıraksamaları ortadan kaldırmak üzere öngörülen ve Standart Model'in genişletilmiş bir teorisidir.

Standart Model'in problemlerini çözmek üzere şimdiye kadar birçok teori öngörülmesine rağmen bunlardan hiç birinin deneysel kanıtı mevcut değildir. Bu teoriler arasında en çekici olanı süpersimetri olup, SM'deki açıkta kalan soruların bir çoğuna çözüm getirebilmektedir. Süpersimetri'nin temel fikri bozonlar ve fermiyonlar arasında yeni bir simetri kurmaktır.

Bu teoride, parçacıklar hem bozonik hem de fermiyonik durumları içine alan süperçoklularda toplanırlar. Aynı süperçokluya ait olan parçacıklar, aynı elektrik yüküne, zayıf izospine ve kuvvetli renk yüküne sahiptirler. Her biri diğerlerinin süper eşi olarak adlandırılır.

Ayrıca her süperçoklu, aynı fermiyonik ve bozonik serbestlik derecesine sahiptirler $(n_B = n_F)$. Böylece, eğer süperçoklunun bir üyesi, bir standart model fermiyonu $f(n_F = 2)$ ise, onun SÜSİ eşleri iki skaler parçacık $\tilde{f}_L$ ve $\tilde{f}_R$'dir (her biri için $n_B = 1$). Bu parçacıklar sfermiyon olarak adlandırılır. Standart Model ayar bozonlarının spini 1 ve kütlesizdirler $(n_B = 2)$. Onların süpersimetrik eşleri $1/2$ spinli fermiyonlardır ve gaugino olarak adlandırılır.

Son olarak, Higgs Mekanizması için yeni süperçokluklar ortaya koymak gerekir. Tüm kuark ve leptonlara kütle kazandırmak, ayar anormalliklerini ortadan kaldırmak ve elektrik yükü $\pm 1$ olan kütlesiz fermiyonlardan kurtulmak için en az iki Higgs süperçoklusuna ihtiyaç duyulur.

$$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^o \\ H_1^- \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} \tag{2.26}$$

Burada $H_1$, $T_3 = +\frac{1}{2}$(zayıf izospinin 3. bileşeni) ; $H_2$, $T_3 = -\frac{1}{2}$ olan birer fermiyondur.

İki Higgs çoklusu 8 serbestlik derecesine sahiptir: üç tanesine SM'de olduğu gibi, $W^{\pm}$ ve $\mathrm{Z}^0$ vektör bozonlarına kütle vermek için ihtiyaç duyulur. Geriye kalan beş tanesi teoride mevcut olan Higgs bozonlarıdır: bunlar iki nötral skaler parçacık ($h$ ve $H$), bir tane nötr pseudo-skaler parçacık (A) ve iki yüklü skaler ($H^{\pm}$)'dir. Higgs sektörünü tamamlamak için bunların süper eşleri, higgsino olarak adlandırılan $\frac{1}{2}$ spinli ($n_F = 8$) dört fermiyondur ($\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$ ve $\tilde{H}^{\pm}$).

Hem gauginolar hem de higgsinolar kütle öz durumları olmayıp 4 nötralinoyu ($\tilde{c}_1^0 ... \tilde{c}_4^0$) ve iki çift charginoyu ($\tilde{c}_1^{\pm}$ ve $\tilde{c}_2^{\pm}$) oluşturmak için karıştırılırlar.

Charginolar, winolar ($W$ bozonlarının süpereşleri) ve yüklü higgsinoların karışımından meydana gelirken; nötralinolar, zino ($Z^0$'ın süpereşi), fotino (fotonun süpereşi) ve nötral higgsinoların karışımından meydana gelirler. Çizelge 2.2'de süpersimetrideki temel parçacıklar verilmiştir (Masetti, 2005).

Çizelge 2.2. Süpersimetrideki temel parçacıklar. (Masetti, 2005)

| Elektrik Yükü | SM parçacıkları | | SÜSİ eşleri | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | Parçacık | Spin | Sparçacık | Spin | Sparçacık ismi | Kütle özdurumları |
| -1 | $e$ | 1/2 | $\tilde{e}_L, \tilde{e}_R$ | 0 | selektron | |
| -1 | $m$ | 1/2 | $\tilde{m}_L, \tilde{m}_R$ | 0 | smüon | |
| -1 | $t$ | 1/2 | $\tilde{t}_L, \tilde{t}_R$ | 0 | stau | |
| 0 | $n$ | 1/2 | $\tilde{n}$ | 0 | snötrino | |
| $-\frac{1}{3}, +\frac{2}{3}$ | q | 1/2 | $\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$ | 0 | skuark | |
| 0 | g | 1 | $\tilde{g}$ | 1/2 | gluino | |
| 0 | $g$ | 1 | $\tilde{g}$ | 1/2 | fotino | Nötralino |
| 0 | $Z^0$ | 1 | $\tilde{Z}^0$ | 1/2 | zino | $\tilde{c}_1^0 ... \tilde{c}_4^0$ |
| 0 | $h^0, H^0, A^0$ | 0 | $\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$ | 1/2 | nötral higgsino | |
| $\pm 1$ | $W^\pm$ | 0 | $\tilde{W}^\pm$ | 1/2 | wino | Chargino |
| $\pm 1$ | $H^\pm$ | 0 | $\tilde{H}^\pm$ | 1/2 | yüklü higgsino | $\tilde{c}_1^\pm, \tilde{c}_2^\pm$ |

### 2.1.3.1. Süper Çözümler

Bu kısımda daha önce bahsedilen SM'in cevaplayamadığı sorulara süpersimetrinin getirdiği çözümler tartışılacaktır.

#### 2.1.3.1.(1). Kütle Hiyerarşisi:

Süpersimetri, hiyerarşi problemine süpereşlerin kütlelerinin çok büyük olmamasını sağlayan doğal bir çözüm getirmeyi amaçlar.

Süpersimetrik teoride, SM'deki her kuark ve lepton çiftleri bir kiral süper çoklusunun elemanıdır. Bu nedenle fermiyon ve bozonların Higgs alanına çiftlenim sabitleri arasındaki ilişki $l_B = |l_F|^2$ şeklindedir. Higgs kütlesinin karesi;

$$m_H{}^2 = \left(m_H{}^2\right)_0 + \Delta m^2{}_H \tag{2.27}$$

ile verilir. Burada $\Delta m_H^2$, Higgs bozonunun fermiyon ve bozonlarla etkileşmesi sonucunda kütlesine gelen düzeltmelerdir. Bu düzeltmeler,

$$\Delta m_H{}^2\big|_F = \frac{|l_F|^2}{16p^2}\left(-2\Lambda_{UV}^2 + 6m_F^2 \ln\left(\Lambda_{UV}/m_F\right) + .....\right) \tag{2.28}$$

$$\Delta m_H^2\big|_B = \frac{l_B}{16p^2}\left(\Lambda_{UV}^2 - 2m_B^2 \ln(\Lambda_{UV}/m_B) + .....\right) \tag{2.29}$$

'dir. Burada; $m_H$; Higgs kütlesini, $l_F$ ve $l_B$; sırasıyla fermiyonların ve bozonların Higgs bozonu ile çiftlenim şiddetlerini, $\Lambda_{UV}$; ilmek integralini düzenlemeye yarayan bir ultraviyole eşiği temsil eder.

(2.28) ve (2.29) denkleminde görüldüğü gibi bozonik ve fermiyonik ilmekler zıt işaretli olduğun için kuadratik ıraksama iptal olur ve Higgs kütlesinin karesindeki geriye kalan bir ilmek düzeltmesi şu formdadır:

$$\Delta_{m_H^2}|top \approx \frac{|l_F|^2}{4p^2}(\frac{3}{2}m_F^2 - m_B^2)\ln(\Lambda_{UV}/m_F) \quad (2.30)$$

Higgs kütlesinin esas kısmı $(m_H^2)_0 = (l_F^2/p)(m_B^2 - m_F^2)$ formunda olup $m_H^2$ mertebesindedir ve esas kısım, eğer süpersimetrik eşler olan B bozonları ve F fermiyonları benzer kütlelere sahip ($|m_B^2 - m_F^2| \leq 1\,\text{TeV}^2$) ise doğal olarak küçük olacaktır (Moortgat, 2004).

**2.1.3.1.(2). Ayar Çiftlenimlerinin Birleşmesi:**

Kısım 2.1.2.'de bahsedildiği gibi kuvvetli, zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin çiftlenim sabitlerinin SM'de tek bir noktada birleşmesi mümkün olmamaktadır. Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), parçacık içeriğini 2 kat yaptığı için şekil 2.2'deki ayar çiftlenimlerinin eğimi değişecektir. Eşitlik 2.25'te verilen $b_i\,(i = 1,2,3)$ katsayıları MSSM'de sırasıyla $33/5$, $1$, $-3$ değerleri olacaktır, eğer sparçacığının kütlesi 1 TeV mertebesinde ise ayar çiftlenimlerinin mükemmel birleşmesi elde edilebilir. Bu şekil 2.3'te gösterilmektedir. Bu grafikte süpersimetrik parçacıkların, tipik SÜSİ kütle ölçeğinin üzerindeki enerjiler için çiftlenim sabitlerine etkili bir şekilde katkıda bulunduğu kabul edilir, bu da 1TeV civarındaki doğruların eğiminin değişmesine neden olur.

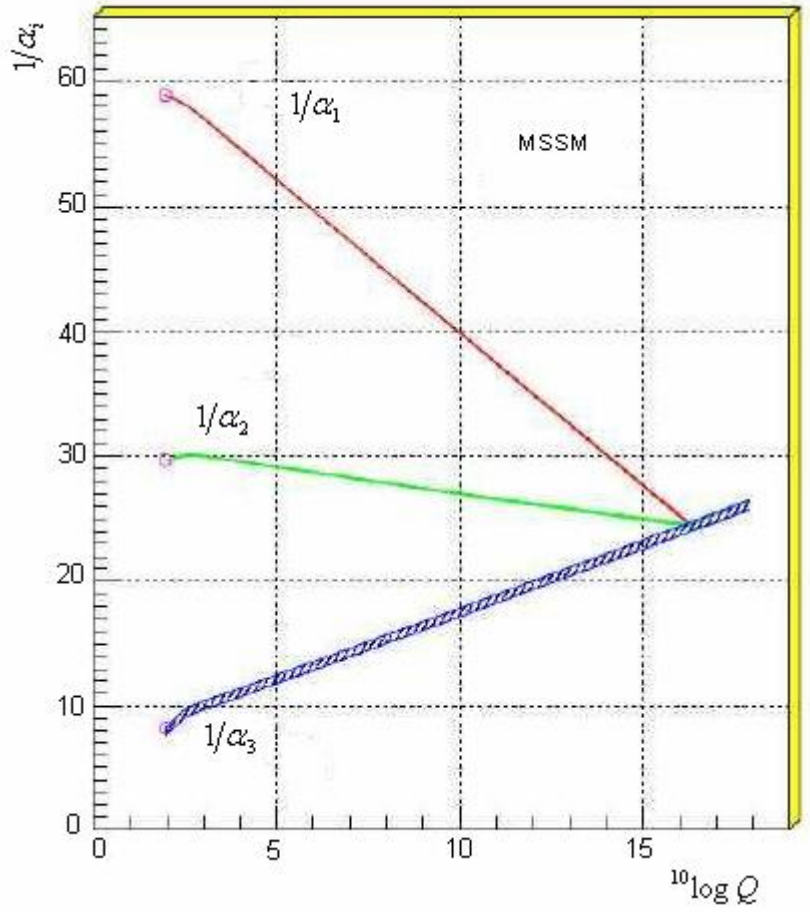
Mükemmel birleşme için SÜSİ'nin kırıldığı ölçek ($M_{süsi}$) ve birleşme noktası ($M_{GUT}$):

$$M_{süsi} = 10^{3.4\pm0.9\pm0.4}\,GeV$$
$$M_{GUT} = 10^{15.8\pm1.9\pm1.0}\,GeV \quad (2.31)$$

olarak verilmektedir. İlk hata çiftlenim sabitlerindeki belirsizlikten, ikincisi süpersimetrik parçacıklar arasındaki kütle paylaşımındaki belirsizlikten kaynaklanır.

Tek bir noktada üç eğrinin birleşmesinin basit olmadığına dikkat edilmelidir. Üç eğrinin aynı anda etkilenmesi eğimleri arasında kuvvetli ilişki olmasına neden olur. Bu nedenle yeni parçacıkları üretmek birleşme için yeterli değildir. Örneğin, SM parçacığının içeriğine yeni nesiller veya yeni Higgs çiftleri ilave etmek çiftlenim sabitlerinin birleşmesini sağlamaz.

Her ne kadar süpersimetriye ihtiyaç duyulmaksızın birleşmeye öncülük edebilecek ara ölçekli alternatif modeller mevcut olsa da, birleşme süpersimetrinin lehinde kuvvetli bir iddiadır (Moortgat, 2004).




Şekil 2.3. MSSM'de üç çiftlenim sabitinin tersinin ($1/a_i$) $Q$(GeV) enerjisiyle değişimi. Sparçacığının kütlesinin 1 TeV olduğu kabul edilmiştir. Çizgilerin kalınlığı çiftlenim sabiti tespitindeki deneysel belirsizliği göstermektedir.(Moortgat, 2004)

#### 2.1.3.1.(3). Karanlık Madde

Çoğu astrofiziksel gözlemler, evrende nötral ve baryonik olmayan karanlık maddenin varlığını işaret etmektedir. Bu gözlemleri açıklamak üzere, SM parçacıkları kullanılarak yapılan tüm girişimler başarısızdır. R-paritesinin korunduğu MSSM'de en hafif süpersimetrik parçacık (ESP) her zaman kararlıdır. ESP evrendeki soğuk karanlık madde için iyi bir adaydır. Böyle bir adayın doğasında kuvvetli sınırlamalar vardır. Bu parçacık elektrik ve renk yükü bakımından nötr olmalıdır, aksi taktirde bunlar normal madde ile bağlanarak oldukça ağır izotoplar meydana getirerek gözleneceklerdir. Makul sayıda süpersimetrik karanlık madde adayı vardır, ama en favorilerinden birisi nötralinodur (Moortgat, 2004).

#### 2.1.3.1.(4). Gravitasyon Teorisine Doğru

Parçacık fiziğinin en büyük amacı doğadaki tüm kuvvetleri, üç SM etkileşmesini ve gravitasyonel etkileşmeyi tek bir teoride tanımlamaktır. Bu düşler ciddi problemler yaratır. Spini-2 graviton alanları ile spini-1 ayar alanlarını tek bir cebir ile birleştirmek imkansızdır. Böyle bir teorem yoktur. Ancak süpersimetri yerel yapılarak süpergravite olarak adlandırılan bir kütle çekim kuramı elde edilebilir (Moortgat, 2004).

### 2.1.3.2. Minimal Süpersimetrik Standart Model

Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), SM ötesi teoriler içerisinde en basit olanıdır. MSSM, minimum parçacık içeriğini, R-parite korunumu ile Poincare ve ayar değişmezliğini kabul eder. Bu model, tüm SM parçacıklarını ve onların süpersimetrik eşlerini içerir. Süpereşler SM parçacıklarıyla aynı iç kuantum sayılarına sahip olup, sadece spinleri ½ kadar farklıdır.

SM fermiyonları ile SM bozonları farklı kuantum sayılarına sahip olduklarından birbirlerinin süpereşleri olamazlar. Bu nedenle süpereşler keşfedilmeyen yeni parçacıklar olmalıdır. Bütün SM fermiyonları kiral çoklusunda

bulunurlar ve onların skaler süpereşleri asıl parçacığın isminin başına "s" getirilerek adlandırılır. Örneğin, kuark $\rightarrow$ skuark, lepton $\rightarrow$ slepton gibi. Bozonların süpereşlerinin isminin sonuna "ino" getirilir. Örneğin, gaugino, higgsino, wino gibi. Süperparçacıkların sembolleri, bilinen parçacıklardan parçacığın sembolünün üzerine tilda (˜) işareti konularak ayrılır ($\tilde{g}$, $\tilde{q}$ gibi ). Sfermiyonlar aynı zamanda bir harf taşırlar (Yetkin, 2006). Örneğin, elektron Dirac alanının sağ-elli ve sol-elli süpereşleri sağ-elli ve sol-elli selektronlar olarak adlandırılır ve $\tilde{e}_L$ ve $\tilde{e}_R$ şeklinde gösterilirler (Moortgat, 2004). Süperçoklular iki kategoriye ayrılabilir: kiral süperçokluları (sleptonlar, skuarklar, higgsinolar vb.) ve ayar süperçokluları (gluino, wino, bino vb.).

**Kiral Süperçokluları,** kuarkları, leptonları, Higgs bozonlarını ve onların süpereşlerini sınıflandırır. SM fermiyonları ayar grupları altında farklı bir şekilde tanımlanırlar (sağ-elli ve sol-elli olmak üzere) ve onlar kiral çokluları olarak temsil edilirler (Martin, 1997). Fermiyonların sol-elli ve sağ-elli bileşenleri farklı ayar dönüşümleriyle 2 bileşenli Weyl fermiyonlarına ayrılırlar. Bundan dolayı, ayrı karmaşık eşlere sahip olmak zorundadırlar. SM fermiyonları ile onların skaler eşleri aynı ayar etkileşimlerine sahiptirler.

Çizelge 2.3. MSSM Kiral Süperçokluları. (Yetkin, 2006)

| Süperalanlar | | SM alanları | Süpereşler | $SU(3)_c$ | $SU(2)_L$ | $U(1)_Y$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Kuarklar | $\hat{Q}$ | $(u,d)_L$ | $\tilde{Q}=(\tilde{u},\tilde{d})_L$ | 3 | 2 | $1/3$ |
| | $\hat{U}^c$ | $\bar{u}_R$ | $\tilde{U}^c=\tilde{u}_R^*$ | $\bar{3}$ | 1 | $-4/3$ |
| | $\hat{D}^c$ | $\bar{d}_R$ | $\tilde{D}^c=\tilde{d}_R^*$ | $\bar{3}$ | 1 | $2/3$ |
| Leptonlar | $\hat{L}$ | $(n,e)_L$ | $\tilde{L}=(\tilde{n},\tilde{e})_L$ | 1 | 2 | -1 |
| | $\hat{E}^c$ | $\bar{e}_R$ | $\tilde{E}^c=\tilde{e}_R^*$ | 1 | 1 | 2 |
| Higgsler | $\hat{H}_1$ | $H_1$ | $(\tilde{H}_1^0,\tilde{H}_1^-)$ | 1 | 2 | -1 |
| | $\hat{H}_2$ | $H_2$ | $(\tilde{H}_2^+,\tilde{H}_2^0)$ | 1 | 2 | 1 |

Higgs bozonu 0-spinli bir parçacıktır ve aynı zamanda bir kiral çoklusuna ait olmak zorundadır. Fakat MSSM'de tüm zayıf etkileşimli parçacıklara kütle vermek için iki karmaşık Higgs çiftine ihtiyaç duyulur. Higgs çoklusu yukarı kuarka kütle verirken, aşağı kuarka kütle vermez. Bundan dolayı, yukarı ve aşağı kuarklara uygun Yukawa çiftlenimleri elde etmek için $Y=+1/2$ ve $Y=-1/2$ olan iki Higgs kiral süperçoklusuna ihtiyaç duyulur. İki çokluğa ihtiyaç duyulmasının bir başka sebebi, eğer sadece bir tane olsaydı kiral fermiyonlarının olduğu üçgen ilmek diyagramlarından dolayı, elektrozayıf ayar simetrisi muhtemelen bozulmuş olacaktır (bu üçgen ayar anomalisi olarak bilinir). Böylece, MSSM'de iki vakum beklenen değeri (VEV) vardır, ($v_u$ ve $v_d$ gibi), bunlar

$$\tan b = \frac{\langle H_u \rangle}{\langle H_d \rangle} = \frac{v_u}{v_d} \tag{2.32}$$

Burada $\tan b$ , modelin serbest parametresidir. MSSM için tüm kiral süperçokluları listesi çizelge 2.3'te özetlenmiştir.

**Ayar Süperçokluları** ayar bozonlarını ve onların süpereşlerini sınıflandırır. Vektör ayar bozonlarının fermiyonik süpereşleri gaugino olarak temsil edilir. Gluonlar Kuantum Renk Dinamiği'nin (KRD) renk etkileşimlerine aracılık ettikleri için onların süpereşleri gluinolar olarak adlandırılır. Standart modeldeki $W^0$ ve $B^0$ ayar bozonları $Z^0$ ve $g$ kütle özdeğerlerine sahiptirler. Benzer şekilde gözlenebilirlik için $\widetilde{W}^0$ ve $\widetilde{B}^0$ gauginolarının karışımları vardır ve onlar Zino ($\widetilde{Z}^0$) ve photino ($\widetilde{g}^0$) olarak adlandırılırlar. Çizelge 2.4 MSSM'in ayar süperçoklularını vermektedir.

Çizelge 2.4. MSSM'in ayar süperçoklukları. (Yetkin, 2006)

| Süper alanlar | SM alanları | Süper eşler | $SU(3)_c$ | $SU(2)_L$ | $U(1)_Y$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $\hat{G}$ | $g$ | $\widetilde{g}$ | 8 | 1 | 0 |
| $\hat{W}$ | $W$ | $\widetilde{W}$ | 1 | 3 | 0 |
| $\hat{B}$ | $B$ | $\widetilde{B}$ | 0 | 1 | 0 |

Yukarıyı kısaca özetlersek, kiral ve ayar süperçokluları MSSM'nin parçacık içeriğini oluştururlar. Ne yazık ki, süpersimetrinin kurallarına göre sparçacıkları kendi parçacık eşleri ile aynı kütleye sahip olduklarından dolayı uzun zaman önce kolayca dedekte edilebilmeleri gerekirdi. Ancak süpereşlerden hiçbiri deneysel olarak henüz keşfedilmedi. Bundan dolayı süpersimetri kırılan bir simetridir.

Parçacık içeriği sunulduktan sonra şimdi **MSSM'in Lagrangian'ı** yazılabilir. MSSM Lagrangian'ı 3 terimli süperçoklular kullanılarak oluşturulabilir (Nilles, 1984; Martin, 1997; Haber ve Kane, 1985 ;Wöhri, 2000): Burada $L_{ayar}$ ayar terimi olup ayar simetrileri ve süpersimetri ile belirlenir, potansiyel terimi olan $L_W$ süpersimetri ile formüle edilen ek etkileşim terimlerini verir, $L_{soft}$ süpersimetri kırınımı için gerekli olan terimleri ekler. Bundan dolayı Lagrangian,

$$L = L_{ayar} + L_W + L_{soft} \tag{2.33}$$

olarak formüle edilir. Burada $L_{ayar}$ terimi şöyle verilir:

$$\begin{aligned} L_{ayar} = & \sum_i \left(D_m f_i\right)^{\dagger}\left(D^m f_i\right) + \frac{i}{2}\sum_i \bar{y}_i g^m D_m y_i - \frac{1}{4}\sum_b F^b_{mv} F^{mv}_b \\ & + \frac{i}{2}\sum_b \bar{l}_b g^m D_m l_b - \sqrt{2}\sum_{i,b} \left[ f_i^{\dagger}(g_a T_{a,b})\bar{y}_i P_L l_b + h.c \right] \\ & - \frac{1}{2}\sum_b \left[\sum_i f_i^{\dagger} g_a T_{a,b} f_i\right]^2 \end{aligned} \tag{2.34}$$

Eşitlik 2.34'deki $f_i$ ve $y_i$ sırasıyla skaler ve fermiyon bileşenlerdir, $F^b_{mn}$, ayar bozonunun alan şiddeti ve $l_b$'ler ise bunlara karşılık gelen gaugino süpereşleridir. $D_m$, SM'deki gibi kovaryant türevdir. $T_{a,b}$ ($a = 1,\ 2,\ 3$) değişik ayar grup jeneratörleri olan Pauli matrislerinin ½'sidir ve $g_a$, SM ayar çiftlenimidir. İlk dört terim teorideki tüm parçacıkların kinetik enerjilerini verir. 5. terim Higgs parçacıkları ve gaugino parçacıklarının etkileşimlerini verir. 6. terim skaler alanların kuadratik

çiftlenimleridir. Böylece, $L_{ayar}$ tüm MSSM parçacıklarının, ayar bozonları ve gauginolar ile tüm etkileşimlerini verir.

MSSM, ayar etkileşimlerinin dışındaki etkileşimleri tanımlayan bir süper potansiyele ($W$) sahiptir. Süperpotansiyel kiral süperalanlarının analitik bir fonksiyonudur ve renormalizasyondan dolayı süper alanlarda en çok kübik yapıdadır ve sadece ($W = l f_1 f_2 f_3$) skalerlerinin bir fonksiyonudur.

$$W = e_{ij}\left[y_e H_1^j L^i e^c + y_d H_1^j Q^i d^c + y_u H_2^i Q^j u^c\right] + W_m \tag{2.35}$$

burada

$$W_m = e_{ij} m H_1^i H_2^j \tag{2.36}$$

Eşitlik 2.35'deki indisler $\{i\,j\}$, $SU(2)_L$ çiftli indisleridir. Yukawa çiftlenimleri $(y)$ jenerasyon uzayındaki 3×3 matrislerdir. Basitlik olsun diye Higgs çokluları için jenerasyon indeksi, renk ve jenerasyon indisleri gizlenir. Kütlesiz bir Higgs durumundan kaçınmak için, bir karışım terimi $W_m$ süperpotansiyele eklenmelidir. $W$ için Lagrangian $L_W$ 2.32 eşitliğinden türetilebilir ve

$$L_W = -\left[\sum_{i,j} \frac{\partial^2 W}{\partial f_i \partial f_j} y_i y_j - h.c.\right] - \sum_i \left|\frac{\partial W}{\partial f_i}\right| \tag{2.37}$$

ile verilir. Burada ilk terim SM kuark ve leptonlarının Higgs alanı ile çiftlenimlerini verir ve SM parçacıklarının kütlelerini belirler. İkinci terim Higgs bozonunun kütlesini verir ve skaler kütle terimlerini ve skaler etkileşimleri tanımlar.

Süperpotansiyel, MSSM'den bazı şartlara sahiptir. Bunlardan biri, prensipte, ek olarak ayar değişmez ve renormalize edilebilir terimler yazılır, ama bu terimler baryon ve lepton sayılarının bozulduğu etkileşimleri getirir. Örneğin, eğer baryon sayısı (B) korunumu bozulursa, proton zayıf oranda ve hızlıca bozunmalıdır veya

lepton sayısı (L) korunumu bozulursa, $m \to eg$ ve $m \to ee\bar{e}$ bozunumları veya $mN \to eN$ gibi işlemler mümkün olurdu. Fakat böyle gözlemler mümkün değildir (Tata, 1995; Eidelman ve ark,2004). SM'de herhangi bir renormalize edilebilir lepton ve baryon sayısının bozulduğu etkileşmeler ayar değişmezliğinden dolayı görünmezler. MSSM'den bu problemi çıkarmak için R-paritesi adı verilen yeni farklı bir simetri sunulur.

MSSM Lagrangian'ındaki son terim $L_{soft}$ terimidir, ayar simetrileri ve R-paritesi korunumları tarafından izin verilen terimler ile aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\begin{aligned} L_{soft} = & -\frac{1}{2}\left(M_1\widetilde{B}\widetilde{B} + -M_2\widetilde{W}\widetilde{W} + M_3\widetilde{g}\widetilde{g}\right) - m_{H_u}^2\left|H_u\right|^2 - m_{H_d}^2\left|H_d\right|^2 \\ & - M_{\widetilde{Q}}^2\left|\widetilde{q}_L\right|^2 - M_{\widetilde{U}}^2\left|\widetilde{u}_R^c\right|^2 - M_{\widetilde{L}}^2\left|\widetilde{l}_L\right|^2 - M_{\widetilde{E}}^2\left|\widetilde{e}_R^c\right|^2 - \left(BmH_uH_d + h.c.\right) \\ & - \left(l_U A_U H_u \widetilde{q}_L \widetilde{u}_R^c + l_D A_D H_d \widetilde{q}_L \widetilde{d}_R^c + l_E A_E H_d \widetilde{l}_L \widetilde{e}_R^c\right) + 2.aile + 3.aile \end{aligned} \tag{2.38}$$

Burada $M_i$ bino, wino ve gluinonun kütle terimleri ve $m_{H_{u,d}}^2$ Higgs alanları için kütle terimleridir. Skaler kütle terimleri $M_a^2$ $(a = Q,U,D,L,E)$ jenerasyon uzayındaki 3×3 hermityen matrisidir ve $l_a A_a$ genel 3×3 hermityen matrisler olup üçlü skaler karışım terimleri olarak adlandırılırlar. $Bm$ terimi ikili karışım terimi olarak adlandırılır ve iki Higgs doubletinin skaler bileşenlerini karıştırır. SÜSİ kırınımının tüm bu tahminleri ve parametrezizasyonu bize çok sayıda serbest parametre (124) verir (Wöhri, 2000). Kuarkların, leptonların ve onların süpereşlerinin bir jenerasyonu aşağıdaki gibi özetlenen modelin serbest parametreleri olarak düşünülürse (Rurua, 1999),

1. SÜSİ korunum sektörü parametreleri:
   - ayar çiftlenimleri, $g_s$, $g$ ve $g'$ olup SM ayar grubundaki karşılıkları sırasıyla $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$'dir.
   - Higgs kütle parametresi $m$'yü koruyan bir SÜSİ

- Higgs bozon-fermiyon Yukawa çiftlenim sabitleri: $\lambda_u$, $\lambda_d$ ve $\lambda_e$ (kuarkların, leptonların ve onların süpereşlerinin bir jenerasyonunun Higgs bozonlarına ve higgsinolara çiftlenimlerine karşı gelir).

2. SÜSİ-kırınım sektörü aşağıdaki parametreleri içerir:
   - gaugino Majarona kütleleri ($M_3$, $M_2$ ve $M_1$), sırasıyla SM'in $SU(3)$, $SU(2)$ ve $U(1)$ alt gruplarına karşılık gelir.
   - skuarkları ve sleptonları için 5 skaler kütle parametresinin karesi, $M_a^2$, $a = Q, U, D, L, E$;
   - Higgs-skuark-skuark ve Higgs-slepton-slepton üçlü etkileşme terimleri ile $A_a$ katsayıları, $a = Q, U, D, L, E$;
   - İki Higgs vakum beklenen değerleri, $v_u$ ve $v_d$. Vakum beklenen değerlerinin (VEVs) bağıntısı "$v_u^2 + v_d^2 = 2m_z^2/(\mathsf{g}^2 + \mathsf{g}'^2) \approx (246GeV)^2$" Z kütlesi ile sabitleştirilir.

Çok sayıda serbest parametrelerden bahsetmek deneysel metotla çok zordur, bu nedenle onları basitleştirmek için birçok model öngörülmüştür. Bu modellerden biri Minimal Süpergravity (mSÜGRA)'dir ve daha sonra tartışılacaktır.

**R-Paritesi** korunumu, MSSM Lagrangian'ından baryon ve lepton sayılarını bozan terimleri çıkarmak için tanımlanır ve her bir parçacık için;

$$R = (-1)^{3B+L+2s} \tag{2.39}$$

olarak tanımlanır. Burada $s$ parçacığın spinidir. SM'dekilerin her birinin R-paritesi +1 iken, SÜSİ parçacıklarının R-paritesi -1'dir. R-paritesi fenomoloji için önemli bir anlam taşır:

- Sparçacıkları ile parçacıklar arasında karışım yoktur.
- Sparçacıkları sadece bilinen parçacıkların çarpışmasında çiftler halinde üretilirler.
- Her sparçacığı (ESP hariç) tek sayıdaki parçacıklara bozunmalıdır.
- Sonuç olarak en hafif süpersimetrik parçacık (ESP) kararlıdır.

ESP'nin ömrü üzerindeki limitler çok güçlüdür, yani ESP'ler sadece Büyük Patlama içinde üretilen parçacıklardır ve bilinen parçacıklara bağlanarak, evrende egzotik ağır atom ve çekirdekleri oluştururlar. Bu, kararlı ESP'nin zayıf bir şekilde etkileşen nötral sparçacığı olması gerektiğini ifade eder. MSSM'de ESP sadece ya hafif nötralino ya da skaler nötrinolardan biri olabilir. ESP'nin karanlık madde için aday olduğu kabul edilirse, snötrino LEP araştırmaları ve kozmolojik kalıntı yoğunluğu deneylerinin favorisi olmaktan çıkar. MSSM'de geriye kalan aday sadece nötralinodur ve ileride en hafif nötralino olarak ESP kullanılacaktır.

### 2.1.3.2.(1). Nötralinolar ve Charginolar

Gauginolar ve higgsinolar dört yeni nötral fermiyon "nötralinolar"ı ve iki yeni yüklü fermiyonik durumdaki "charginolar"ı oluşturmak için karışırlar. Nötralinolar, nötral $B$ ve $W^3$ ayar bozonlarının ayar fermiyon eşleri ve Higgs'in eşleridir. İki gaugino sırasıyla bino ve wino ( $\widetilde{B}$ , $\widetilde{W}^3$ ) olarak adlandırılır. Sonraki iki taneside higgsinolardır, $\widetilde{H}_u, \widetilde{H}_d$ . Charginolar, $W^{\pm}$ ayar bozonlarının ve Higgs skalerleri ( $H^{\pm}$ )'nın eşleridir. Bunlar sırasıyla yüklü gauginolar ( $\widetilde{W}^{\pm}$ ) ve yüklü higgsinolar ( $\widetilde{H}^{\pm}$ )'dır.

Ayar özdurumları bazında nötralinonun kütle matrisi ( $\widetilde{B}$ , $\widetilde{W}^3$ , $\widetilde{H}_u^0$ , $\widetilde{H}_d^0$ ) aşağıdaki şekilde verilir (Ellis ve ark,1984).

$$M_{\tilde{c}^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z s_{q_W} \cos b & M_Z s_{q_W} \sin b \\ 0 & M_2 & M_Z c_{q_W} \cos b & -M_Z c_{q_W} \sin b \\ -M_Z s_{q_W} \cos b & M_Z c_{q_W} \cos b & 0 & -m \\ M_Z s_{q_W} \sin b & -M_Z c_{q_W} \sin b & -m & 0 \end{pmatrix} \tag{2.40}$$

Burada $s_{q_W} = \sin q_W$ ve $c_{q_W} = \cos q_W$ , $M_1$ ve $M_2$ bino ve wino kütle terimleridir, $-m$ süpersimetrik higgsino kütle terimidir. Kütle özdurumları (dört nötralino

durumunun lineer birleşimi) ve kütle özdeğerleri 2.40 eşitliğinde verilen kütle matrisinin köşegenleştirilmesiyle bulunur.

Ayar özdurumları bazında chargino kütle matrisi ($\widetilde{W}^+$, $\widetilde{H}_u^+$, $\widetilde{W}^-$, $\widetilde{H}_d^-$) aşağıdaki şekilde verilir (Ellis ve ark,1984).

$$M_{\widetilde{X}^\pm} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin b \\ \sqrt{2}M_W \cos b & m \end{pmatrix} \tag{2.41}$$

### 2.1.3.3. Minimal Süpergravite

Eğer bir süpersimetrik model, bir yerel simetri gibi formüle edilirse, ilave alanlara ihtiyaç duyar. Süpergravite (SÜGRA), gravitasyonel etkileşmeyi içeren ve kütle çekim alanının kuantizasyonu için çalışılan bir teoridir (Nilles, 1984). Bir zayıf kütle ölçeğinde soft SÜSİ kırınımı içermek için, parçacık fiziğinin süpergravite GUT modeli gibi SÜGRA'da yeni modeller geliştirildi (Farrar ve Weinberg, 1983). Minimal SÜGRA (mSÜGRA) olarak adlandırılan bu modelde bazı simetrilerin kabulünden dolayı soft SÜSİ kırınım Lagrangian'ındaki değişik paremetreler birbirlerine bağımlı olurlar. mSÜGRA modeli, MSSM'in bir versiyonu olarak alınabilir. mSÜGRA'da gaugino kütleleri $M_1, M_2, M_3$ [karşılıkları sırasıyla U(1), SU(2) ve SU(3)] bazı yüksek enerji ölçeğinde ($M_X$), $m_{1/2}$ ortak gaugino kütlesinde birleşirler.

$$M_1(M_X) = M_2(M_X) = M_3(M_X) = m_{1/2} \tag{2.42}$$

Dahası elektrozayıf ölçekte, etkin düşük enerjili gaugino kütle parametreleri birbirlerine şu şekilde bağlıdırlar:

$$M_3 = (g_s^2 = g^2)M_2; \qquad M_1 = (5g'^2 = 3g^2)M_2 \approx 0.5M_2 \tag{2.43}$$

Aynı zamanda mSÜGRA'daki tüm skaler parçacıklar (sfermiyonları ve Higgs bozonları) ortak bir kütleye sahiptirler ( $m_0$ ).

mSÜGRA modeli 5 parametreyle belirtilir:

$$m_0, \quad m_{1/2}, \tan b, A_0, \operatorname{sgn} m \tag{2.44}$$

MSSM parçacıklarının kütleleri aşağıdaki formüllerle verilir (Asai, 2002).

$$m(\tilde{g}) \approx 2.6 m_{1/2} \tag{2.45}$$

$$m(\tilde{c}_1^0) \approx 0.4 m_{1/2} \tag{2.46}$$

$$m(\tilde{c}_2^0) \approx m(\tilde{c}_1^{\pm}) \approx 0.8 m_{1/2} \tag{2.47}$$

$$m(\tilde{q}_{\tilde{u},\tilde{d},\tilde{s},\tilde{c}}) \approx \sqrt{m_0^2 - 6 m_{1/2}} \tag{2.48}$$

$$m(\tilde{n}) \approx m(\tilde{\lambda}_L) \approx \sqrt{m_0^2 + 0.52 m_{1/2}} \tag{2.49}$$

$$m(\tilde{\lambda}_R) \approx \sqrt{m_0^2 + 0.15 m_{1/2}} \tag{2.50}$$

Astrofizikteki son gözlemler bu bağıntılara yeni sınırlamalar getirmektedir (Battaglia ve ark, 2004).

### 2.1.3.4. Hadron Çarpıştırıcısındaki SÜSİ Parçacıklarının Üretimi.

mSÜGRA modeli R-paritesinin korunduğu kabul edilerek inşa edilir (aynı zamanda R-parite bozunum senaryoları da vardır), böylece sparçacıkları sadece bilinen parçacıkların çarpışmasıyla çiftler halinde üretilebilirler. Kuark ve gluonlar proton enerjisinin sadece bir kesrini taşıdıkları için, elektron-proton

çarpışmalarından farklı olarak süpersimetrik etkileşimlerin tesir kesiti, parton dağılım fonksiyonları ile belirlenir (Halzen ve Martin, 1984).

Burada SÜSİ parçacıklarının üretimiyle ilgili kısa bir özet verilecektir.

**Gluinolar** aşağıdaki işlemlerle çiftler halinde veya tek başlarına,

$$gg \to \tilde{g}\tilde{g} \tag{2.51}$$

$$q\bar{q} \to \tilde{g}\tilde{g} \tag{2.52}$$

$$gq \to \tilde{g}\bar{q} \tag{2.53}$$

veya skuarklar ve charginolar/nötralinolar ile birlikte üretilebilirler.

$$q\bar{q} \to \tilde{c}_i^0\tilde{g} \tag{2.54}$$

$$q\bar{q} \to \tilde{c}_j^{\pm}\tilde{g} \tag{2.55}$$

**Skuarklar** da çiftler halinde

$$gg \to \tilde{q}\tilde{\bar{q}} \tag{2.56}$$

$$q\bar{q} \to \tilde{q}\tilde{\bar{q}} \tag{2.57}$$

$$qq \to \tilde{q}\tilde{q} \tag{2.58}$$

veya charginolar/nötralinolar ile birlikte üretilebilirler.

$$gq \to \tilde{c}_i^0\tilde{q} \tag{2.59}$$

$$gq \to \tilde{c}_j^{\pm}\tilde{q} \tag{2.60}$$

**Nötralinolar ve charginolar** zayıf etkileşen parçacıklardır ve doğrudan üretilebilirler.

$$q\bar{q} \to W^* \to \tilde{c}_j^{\pm} \tilde{c}_i^0 \tilde{q} \tag{2.61}$$

$$q\bar{q} \to Z^* \to \tilde{c}_j^{\pm} \tilde{c}_j^{\pm} \tag{2.62}$$

**Sleptonlar** da zayıf etkileşen parçacıklardır ve skuarklar, gluinolar veya nötrinolar ve charginolar gibi diğer sparçacıklarının bozunumlarından dolaylı olarak veya doğrudan üretilebilirler.

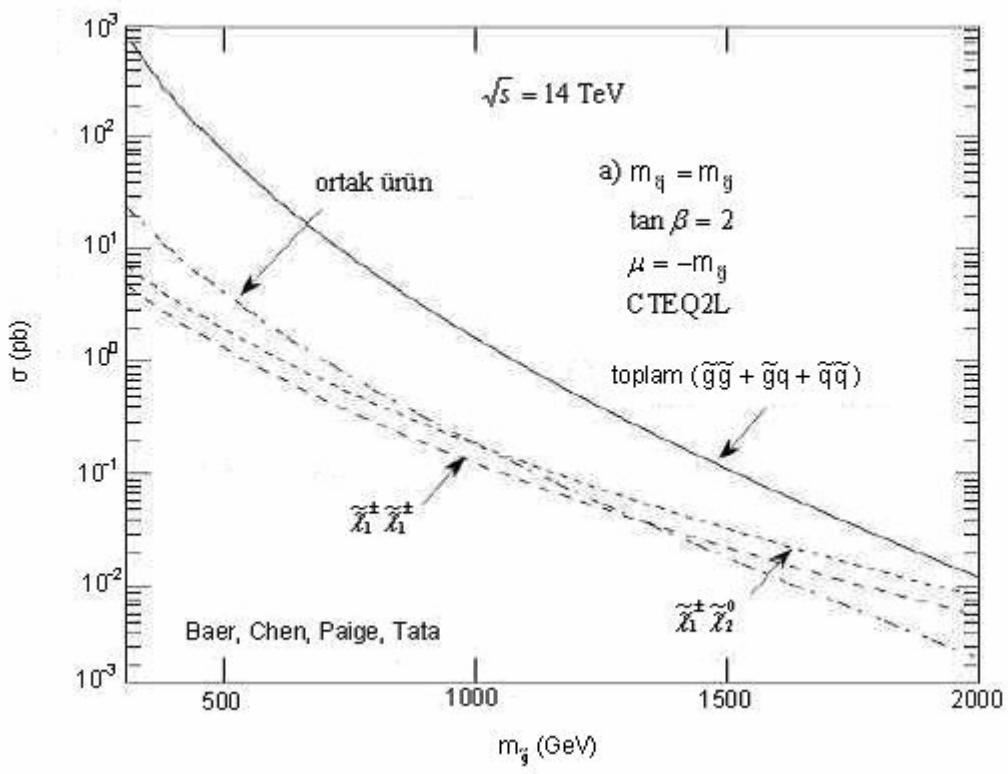
$$q\bar{q} \to \tilde{\lambda}_L^{\pm} \tilde{\lambda}_L^{\mu} \tag{2.63}$$

$$q\bar{q} \to \tilde{\lambda}_R^{\pm} \tilde{\lambda}_R^{\mu} \tag{2.64}$$

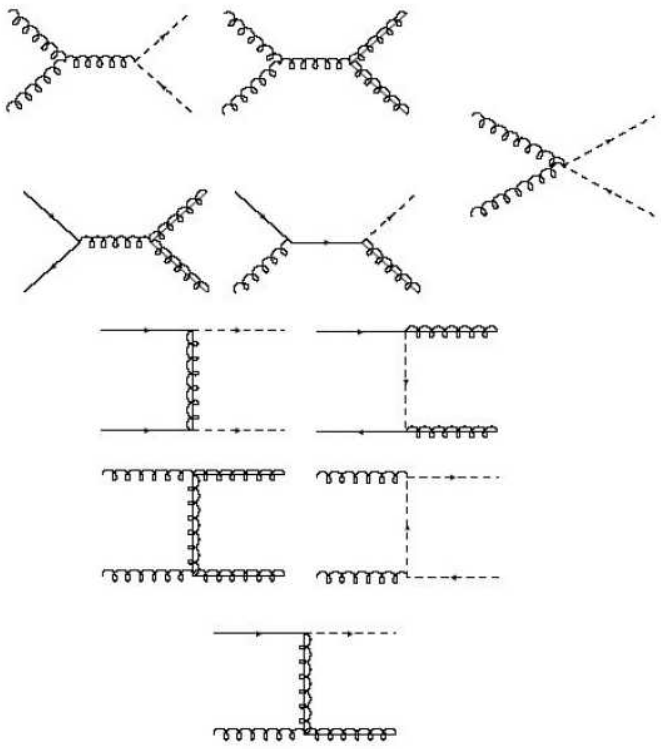
$$q\bar{q} \to \tilde{\lambda}_L^{\pm} \tilde{n}_L \tag{2.65}$$

$$q\bar{q} \to \tilde{n}\tilde{b}\, n \tag{2.66}$$

BHÇ' deki sparçacık üretim proseslerinin tesir kesitleri şekil 2.4'te verilmektedir. Sparçacık üretimleri için Feynman diyagramları şekil 2.5'te verilmektedir.




Şekil 2.4. BHÇ'deki sparçacık üretimi için tesir kesitler. (H. Baer ve Tata, 1996)



Şekil 2.5. Skuarkların ve gluinoların en düşük mertebedeki üretimi için Feynman diyagramları. Gluinolar düz çizgi ve kıvrımlı çizgiyle gösterilirken skuarklar kesikli çizgi ile gösterilmektedir. (Yetkin, 2006)

**2.1.3.5. Süpersimetrik Parçacıkların Bozunumu**

Sparçacıkların bozunumlarına onların kütleleriyle karar verilir ve eşitlik 2.45'de gösterildiği gibi mSÜGRA parametrelerinin seçimi sparçacıklarının kütlesini belirler. Bozunumları tanımlamak için skuark ve gluino kütlelerine bağlı olan iki durum vardır (A. Bartl, 1991; Rurua, 1999):

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

$$\tilde{g} \to q\tilde{\bar{q}}_{L,R} \ , \qquad \text{veya} \qquad \tilde{g} \to \bar{q}\tilde{q}_{L,R} \tag{2.67}$$

olarak bozunur. Skuarklar aşağıdaki bozunum modlarına sahiplerdir.

$$\tilde{q}_{L,R} \to q + \tilde{c}_i^0 \tag{2.68}$$

$$\tilde{u}_L \to d + \tilde{c}_j^+ \tag{2.69}$$

$$\tilde{d}_L \to u + \tilde{c}_j^- \tag{2.70}$$

Burada $i = 1, 2, 3, 4$ ve $j = 1, 2$

$m(\tilde{g}) < m(\tilde{q})$ için skuarkları,

$$\tilde{q}_{L,R} \to q\tilde{g} \tag{2.71}$$

olarak bozunurlar.

Sonra gluinolar;

$$\tilde{q} \to q + \bar{q} + \tilde{c}_i^0 \tag{2.72}$$

$$\tilde{g} \to q + \bar{q}' + \tilde{c}^{\pm}, \quad \tilde{g} \to g + \tilde{c}_i^0 \tag{2.73}$$

göre bozunurlar. Burada $i = 1, 2, 3$ ve $j = 1, 2$

Nötrinolar ve charginolar daha hafif olanlara şöyle bozunurlar.

$$\tilde{c}_i^0 \to q\bar{q}\tilde{c}_k^0, \quad \lambda^+\lambda^-\tilde{c}_k^0, \quad Z\tilde{c}_k^0, \quad W^{\pm}\tilde{c}_k^{\mu}, \quad H_{\lambda}^0\tilde{c}_k^0, \quad H^{\pm}\tilde{c}_i^{\mu} \tag{2.74}$$

$$\tilde{c}_j^{\pm} \to q\bar{q}'\tilde{c}_k^0, \ \lambda^{\pm}n_{\lambda}\tilde{c}_1^0, \ \tilde{\lambda}_L^{\pm}n_{\lambda}, \ W^{\pm}\tilde{c}_k^0, \ Z\tilde{c}_k^{\pm}, \ H_{\lambda}^0\tilde{c}_k^{\pm}, \ H^{\pm}\tilde{c}_k^o \tag{2.75}$$

Burada $q$ bir kuarkı belirtir ($b$ ve $t$ kuarkı) $\lambda = e, m, t$ ve $H_{\lambda}^0$ ($\lambda = 1, 2, 3$) sırasıyla $h^0$, $H^0$, $A^0$'ı temsil eder. Bozunum ESP'ye ulaşana kadar devam eder.

Çarpışma deneylerinin SÜSİ araştırma stratejileri yukarıda verilen sparçacıklarının bozunumuna göre geliştirilir. mSÜGRA'nın ESP'si ($\tilde{c}_1^0$) zayıf bir şekilde etkileştiği için hiç iz bırakmadan dedektörden kaçar ve kalorimetredeki enerji açığından dolayı deneysel olarak ölçülür. Bir başka çözüm yolu çoklu olarak üretilen skuark bozunumlarındaki yüksek-$p_T$ jetleridir. Sparçacıklarının uzun bozunum zincirinden dolayı (her sparçacığı ESP içinde bozunmalıdır), çoğu zaman son durumda aynı veya zıt işaretli leptonlar vardır. Bundan dolayı SÜSİ

araştırmaları jetler, kayıp enerji ve leptonlarla olan ayrıntılı çalışmaları içerir. Ek olarak; sparçacıklarının kütlesi (özellikle chargino kütleleri) bozunum zincirindeki kütle farkı hesaplamalarından bulunabilir. En son amaç SÜSİ keşfinden sonra SÜSİ parçacıklarının kütle spektrumunu bulmaktır.

### 2.1.3.6. CMS Deneyindeki mSÜGRA Araştırmaları

CMS araştırıcıları, farklı deneysel işaretleri kapsayacak şekilde mSÜGRA modelindeki 5 parametreyi kullanarak bazı test noktaları seçmişlerdir. Bu noktalar düşük kütle (LM) ve yüksek kütle (HM) noktaları olarak gruplandırılır. Bu gruplar sırasıyla on ve dört noktaya sahiptirler. LM ve HM noktalarını gösteren bir özet çizim şekil 2.6'da verilir. Seçilen ondört noktanın beş parametresi çizelge 2.5'te verilmektedir.

LM1, LM2 ve LM6 noktaları sıkı bir mSÜGRA senaryosundaki WMAP Soğuk Karanlık Madde limitleriyle uygundur. Diğer noktalar uygun değildir, fakat Higgs kütle parametrelerinin evrenselliği terkedilirse, bu noktalar soğuk karanlık maddeye uyumlu yapılabilir.

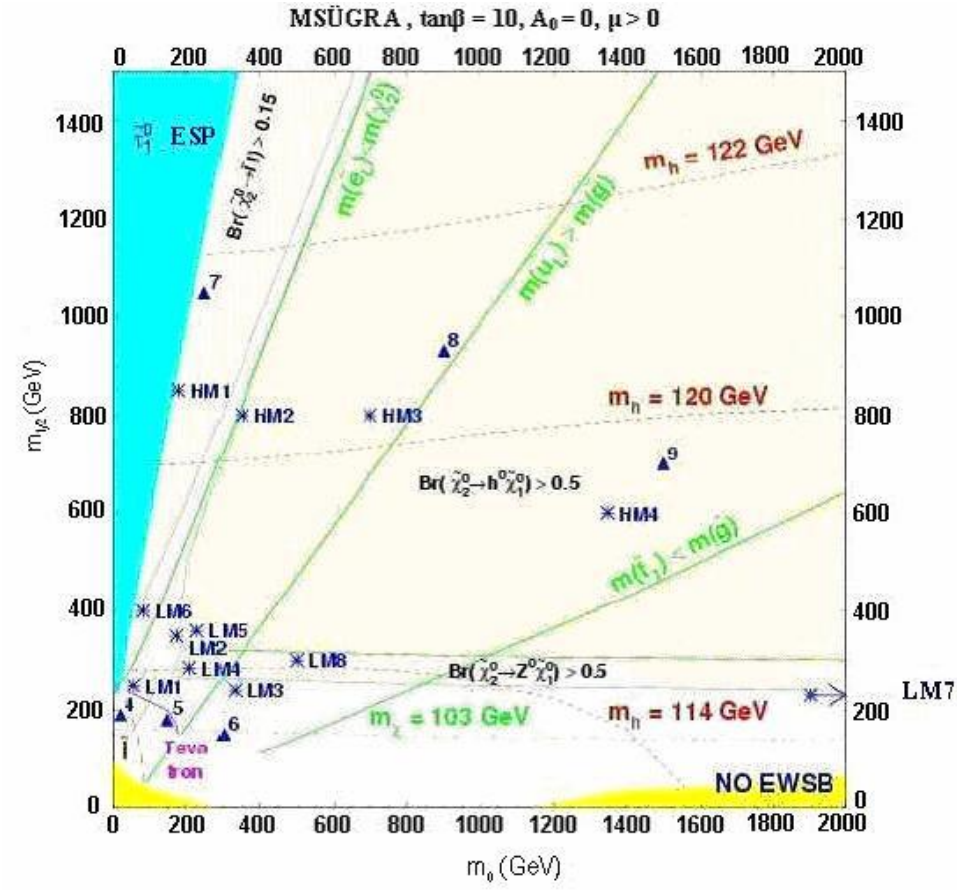
Nötrinoların ve charginoların dallanma oranları şöyle verilir:

$$\tilde{c}_2^0 \to \tilde{\lambda}_R \lambda, \text{ ile BR} \approx 11.2\% \tag{2.76}$$

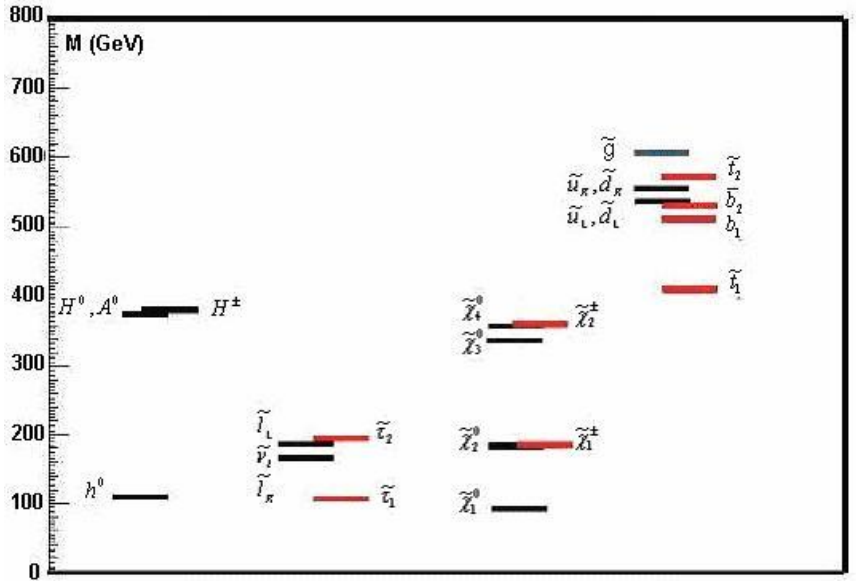
$$\tilde{c}_2^0 \to \tilde{t}_1 t \ , \text{ ile BR} \approx 46\% \tag{2.77}$$

$$\tilde{c}_1^+ \to \tilde{n}_L \lambda, \text{ ile BR} \approx 36\% \tag{2.78}$$

$t$ çok verimli bir kanaldır. Şekil 2.7 LM1'deki sparçacığı kütlelerinin spektrumunu verir (Yetkin, 2006).




Şekil 2.6. CMS çalışmaları için mSÜGRA noktaları. (Abdullin, 2003)




Şekil 2.7. LM1 noktasındaki Higgs, higgsino/gaugino ve sparçacık kütlelerinin spektrumu. Kütle GeV mertebesindedir. (Yetkin 2006)

Çizelge 2.5. CMS'deki mSÜGRA noktaları. (Yetkin, 2006)

| Nokta | $m_0$ | $m_{1/2}$ | $A_0$ | $signm$ | tan $b$ |
|---|---|---|---|---|---|
| LM1 | 60 | 250 | 0 | + | 10 |
| LM2 | 175 | 350 | 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 |
| LM10 | 3000 | 500 | 0 | + | 10 |
| HM1 | 180 | 850 | 0 | + | 10 |
| HM2 | 350 | 800 | 0 | + | 35 |
| HM3 | 700 | 800 | 0 | + | 10 |
| HM4 | 1350 | 600 | 0 | + | 10 |

## 2.2. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı ve CMS Dedektörü

Bu bölümde Büyük Hadron Çarpıştırıcısının kısa bir özeti tartışılacak ve daha sonra Sıkı Müon Selenoid (CMS) dedektörü hakkında bilgi verilecektir.

### 2.2.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ)

BHÇ, İsviçre'deki Avrupa Parçacık Fiziği (CERN) laboratuarında inşa edilen dünyanın en büyük proton-proton çarpıştırıcısıdır (Şekil 2.8). 1 TeV mertebesindeki kütle ölçeğinde ortaya çıkan yeni fiziği, ve yeni parçacıkları keşfetmek için $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$'de pp çarpışmalarını sağlayacaktır. BHÇ'nin 2008'de çalışmaya başlaması planlanmaktadır. BHÇ'nin SM'nin cevaplayamadığı bazı sorulara cevap

bulabileceğine ve bugünün SM'nin ötesindeki teorilerini doğrulayarak yüksek enerji fiziği için yeni bir çağ açabileceğine inanılmaktadır.



Şekil 2.8. CERN, BHÇ çarpıştırıcısının uydu görüntüsü.

BHÇ mevcut LEP tüneline protonları hızlandıracak şekilde yeni ilaveler yapılarak inşa edilmektedir. Doğrusal bir hızlandırıcı ile protonlar 50 MeV'e, bir Booster ile 1.4 GeV'e, PS'te 25 GeV'e ve SPS'de 450 GeV'e kadar hızlandırılacaktır. Son olarak protonlar 7 TeV'e kadar hızlandırılabilecekleri BHÇ'ye gönderilir ve daha sonra her 25 ns'de bir BHÇ dedektörlerinde çarpıştırılır. CERN hızlandırma kompleksinin bir şeması şekil 2.10'da gösterilmiştir.

BHÇ, pp çarpışmalarının 40 MHz'lik öbek geçiş oranıyla olmasını sağlayacaktır. Her öbekteki proton sayısı yaklaşık $10^{11}$ olacaktır. Bu öbekler, çarpışma noktalarında z yönünde 7.5 cm uzunluğunda olurken, dik yönlerde $s_x \sim s_y \sim$15 cm'lik yayılıma sahip olacaklardır. Proton enerjisinin bir kesrini taşıyan bileşenler, çarpışmada birbirleriyle etkileşecek ve protonun ilk enerjisinin bir kesri kütle merkezi sisteminde değiş tokuş edilecektir. Her çarpışma, mümkün etkileşmelerin tesir kesitleriyle belirlenen farklı bir tip olayla sonuçlanır. *pp*

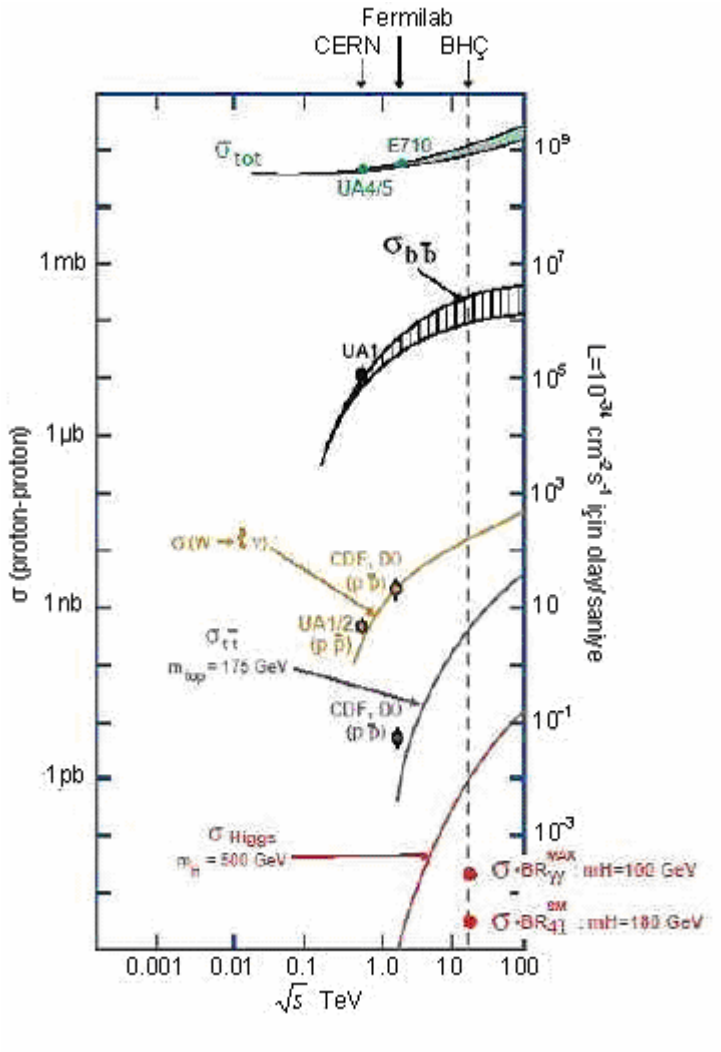
çarpışmasındaki kütle merkezi sisteminin bir fonksiyonu olarak farklı prosesler için tesir kesitler şekil 2.9'da gösterilmektedir. Proseslerin tesir kesitleri aşağıda verildiği gibi bir çarpıştırıcı tarafından üretilen belirli fizik olaylarının oranını belirler.

$$R = Ls \tag{2.79}$$

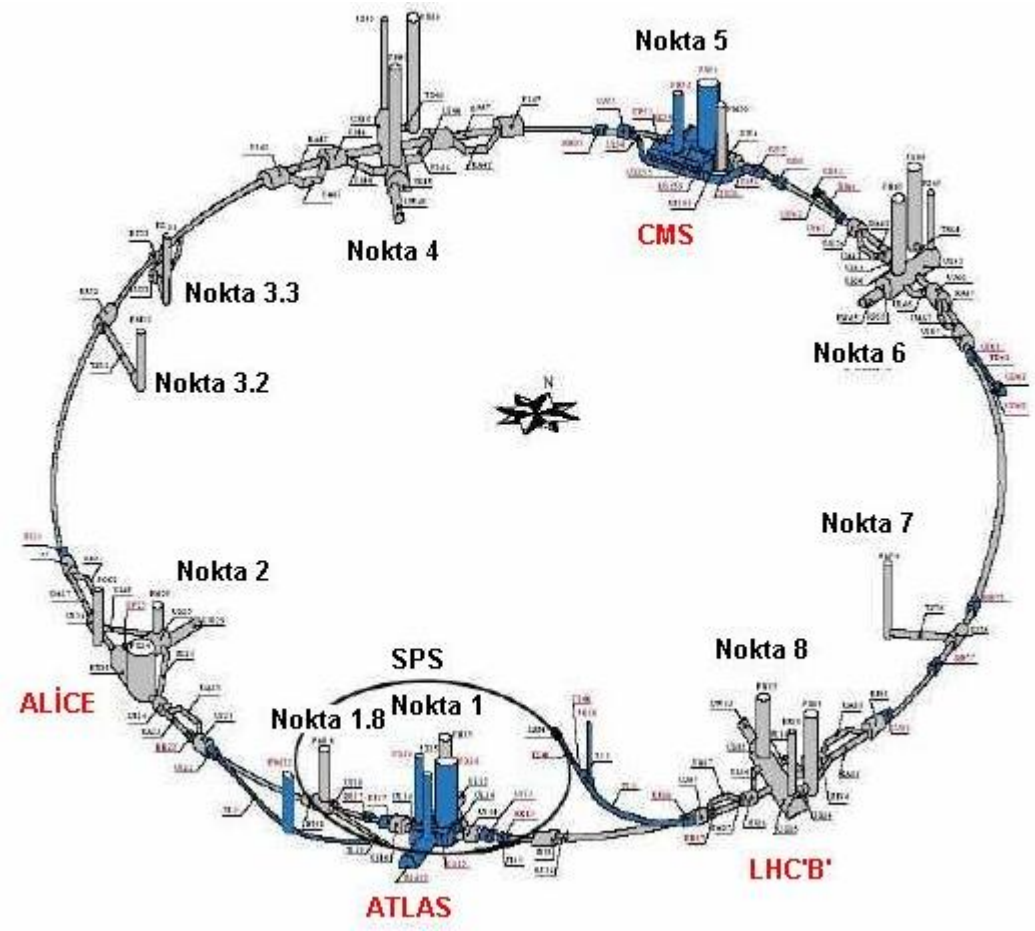
Burada $s$ ; fiziksel prosesin tesir kesitidir ve $L$; çarpıştırıcının ışıklılığıdır. Bir çarpışma frekansında ( $f$ ), $n_1$ ve $n_2$ parçacıklarını içeren öbeklere sahip olan bir çarpıştırıcının ışıklılığı şu şekilde verilir:

$$L = f \frac{n_1 n_2}{4p s_x s_y} \tag{2.80}$$

Burada $s_x$ ve $s_y$ , hüzmenin dik profilidir. Eşitlik (2.79)'de görüldüğü gibi belirli bir prosesin gerçekleşme oranı tesir kesiti tarafından belirlenir. Diğer bir faktör, protonların kuark ve gluonlar gibi iç yapılara sahip olması ve her birinin yalnızca proton enerjisinin belirli bir kesirini taşımasıdır. BHÇ'deki ilginç fizik üretiminin (Higgs bozonu üretimi gibi) küçük tesir kesitleri ve proton bileşenleri tarafından taşınan enerji kesirleri birleştirildiğinde, lepton çarpıştırıcılarının aksine hadron çarpıştırıcı deneylerinde daha yüksek ışıklılıklara ihtiyaç duyulduğu açıkça görülür. BHÇ ışıklılığının dizaynı, $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$'lik yüksek ışıklılık olarak temsil edilir, ilk 3 yıl için azaltılmış ışıklılıkta ( $2 \times 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$'lik düşük ışıklılık) çalışacaktır. BHÇ, aynı zamanda, maddenin kuark-gluon plazma durumunu çalışmak için ağır iyon huzmelerini de hızlandıracak ve çarpıştıracaktır.




Şekil 2.9. *pp* çarpışmalarındaki kütle merkezi enerjisinin bir fonksiyonu olarak birkaç fiziksel prosessin tesir kesitleri ve olay oranları. (Flugge, 1994)




Şekil 2.10. Dedektörleriyle birlikte BHÇ projesinin şematik bir görüntüsü. (Yetkin, 2006)

BHÇ çarpıştırıcısının temel parametreleri çizelge 2.6'da ve belirli proseslerin olay oranları ise çizelge 2.7'de verilmiştir.

BHÇ projesinin 4 farklı dedektörü vardır; Sıkı Müon Selenoidi (CMS) ve ATLAS (Toroidal BHÇ Aygıtı) genel amaçlı dedektörler olup; LHC-b (Large Hadron Collider-Beauty), b fiziğini araştırmak ve ALİCE (Büyük İyon Çarpıştırıcısı) ağır iyonlarla çalışmak için dizayn edilmiştir. BHÇ projesindeki tüm dedektörlerin yerleşimi Şekil 2.10'da gösterilmektedir. CMS ve ATLAS deneyleri çoğunlukla Higgs fiziğine odaklanacaklardır. Ancak diğer fizik amaçları da vardır: Çoklu jet'lerle SM'in ayrıntılı çalışmaları ve yüksek oranda top üretim şartları, yeni fiziğin keşfi (SÜSİ gibi), CP bozunması vb.

Çizelge 2.6. $pp$ ve $PbPb$ çarpışmaları için BHÇ parametreleri. (Yetkin, 2006)

| Parametre | $pp$ | $^{208}Pb^{82+}$ |
|---|---|---|
| Nükleon başına enerji (TeV) | 7 | 2.26 |
| Öbek sayısı | 2808 | 592 |
| Öbek başına parçacık sayısı | $1.15\times10^{11}$ | $7.0\times10^{7}$ |
| Öbek aralığı (ns) | 25 | 100 |
| Işıklılık $\left(cm^{-2}s^{-1}\right)$ | $10^{34}$ | $10^{27}$ |
| Işıklılık yaşam süresi (saat) | 15 | 6 |

Çizelge 2.7. Düşük ışıklılık için BHÇ olay oranları. (Yetkin, 2006)

| Proses | $s$ (pb) | Olay/Saniye | Olay/Yıl |
|---|---|---|---|
| $W \to en$ | $1.5\times10^{4}$ | 15 | $10^{8}$ |
| $Z \to e^{+}e^{-}$ | $1.5\times10^{3}$ | 1.5 | $10^{7}$ |
| $t\bar{t}$ | 800 | 0.8 | $10^{7}$ |
| $b\bar{b}$ | $5\times10^{8}$ | $5\times10^{5}$ | $10^{12}$ |
| H ( $m_H$ = 700 GeV) | 1 | $10^{-3}$ | $10^{4}$ |

### 2.2.1.1. Proton-Proton Çarpıştırıcısının Fenomolojisi

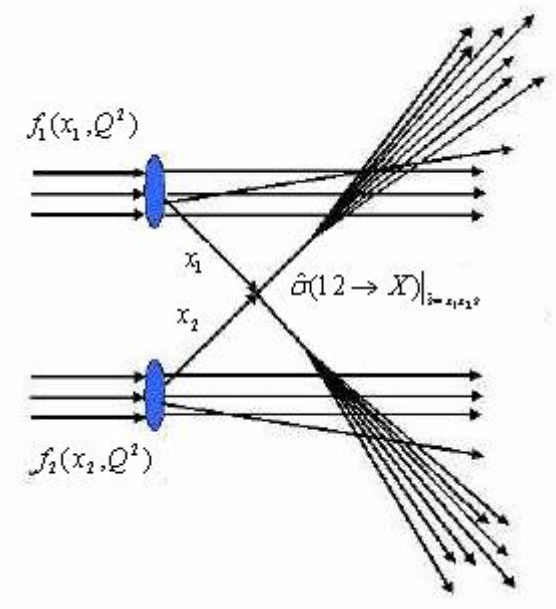
Daha öncede ifade edildiği gibi protonlar temel parçacıklar değillerdir ve bu yüzden hadron çarpıştırıcısı deneyleri, lepton (not: leptonun iç yapısı yok) çarpışma deneylerinden oldukça farklıdır. $pp$ (veya $p\bar{p}$) çarpışmalarının fenemolojisi 60'lı yılların sonunda, ilk olarak Feynman (1969) tarafından bulunan partonlar (kuarklar ve gluonlar) ile çalışıldı. Parton modelinde, sert çarpışmanın kütle merkezi enerjisi $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s}$ olarak tanımlanır, burada $x_1$ ve $x_2$ olaydan olaya değişen ve etkileşen iki parton tarafından taşınan kesirli enerjilerdir.

Parton modelinde, her zaman bir kuark ve gluon denizi tarafından çevrelenen üç valans kuarkı vardır. Deniz kuarkları ve gluonları valans kuarklarının gluon yayılımından ortaya çıkar ve daha sonra gluon, kuark ve antikuark çiftine dönüşür.

Protonlar içerisindeki partonların momentum dağılımı, parton yoğunluk fonksiyonu ile tanımlanır ve bu dağılım, gluonlar, valans ve deniz kuarkları için farklıdır. Sert etkileşmeler için toplam tesir kesiti şöyle tanımlanır:

$$s = \sum_{1,2} \int dx_1 dx_2 \;\; f_1\left(x_1, Q^2\right) \; f_2\left(x_2, Q^2\right) \; \hat{s}\left(x_1, x_2\right) \tag{2.81}$$

Burada toplam, iki protonun tüm partonları üzerinden alınır (1 ve 2 ile gösterilen ); $f_{1,2}\left(x_{1,2}, Q^2\right)$, etkileşim süresince bir partonun değiş tokuş edilen 4 momentumu $Q^2$ (PDFs) ile proton momentumunun $x_{1,2}$ kesrini taşıma olasılığıdır ve $\hat{s}\left(x_1, x_2\right)$ 1 ve 2 partonları arasındaki etkileşim için bir tesir kesitidir. Şekil 2.11'de hadron-hadron çarpışması şematik olarak gösterilmektedir (Pumplin ve ark, 2002).




Şekil 2.11. Hadron-hadron çarpışmalarının bir çizimi.

BHÇ çarpışmalarındaki olayların çoğu iki partonun etkileşmesinden kaynaklanmakta ve bu partonlar tarafından taşınan enerji kesri bilinmediğinden, bir olaydaki toplam enerji bilinmez. Gelen proton enerjilerinin bir kısmı birbiri ile etkileşmeyen ve hüzmenin izlediği yol boyunca ilerleyen diğer partonlar tarafından taşınır. Böylece enerjiden bahsederken dik enerjiden bahsedildiği anlaşılmalıdır. Diğer fenemolojik

görüş ise $pp$ 'nin kütle merkezi sistemi BHÇ referans sisteminde her zaman sabit olmayıp, ortalama, iki hüzme yönü boyunca değişir. Bu nedenle fiziksel nicelikler tanımlanırken bu değişim dikkate alınmaktadır. Dik düzlemdeki parçacık momentumunun büyüklüğü, dik momentum $P_T$, bu fiziksel niceliklerden biridir. Rapidity çarpıştırıcı fiziğinde kullanılan diğer niceliklerden biridir ve şöyle tanımlanır:

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{E + p_z}{E - p_z} \tag{2.82}$$

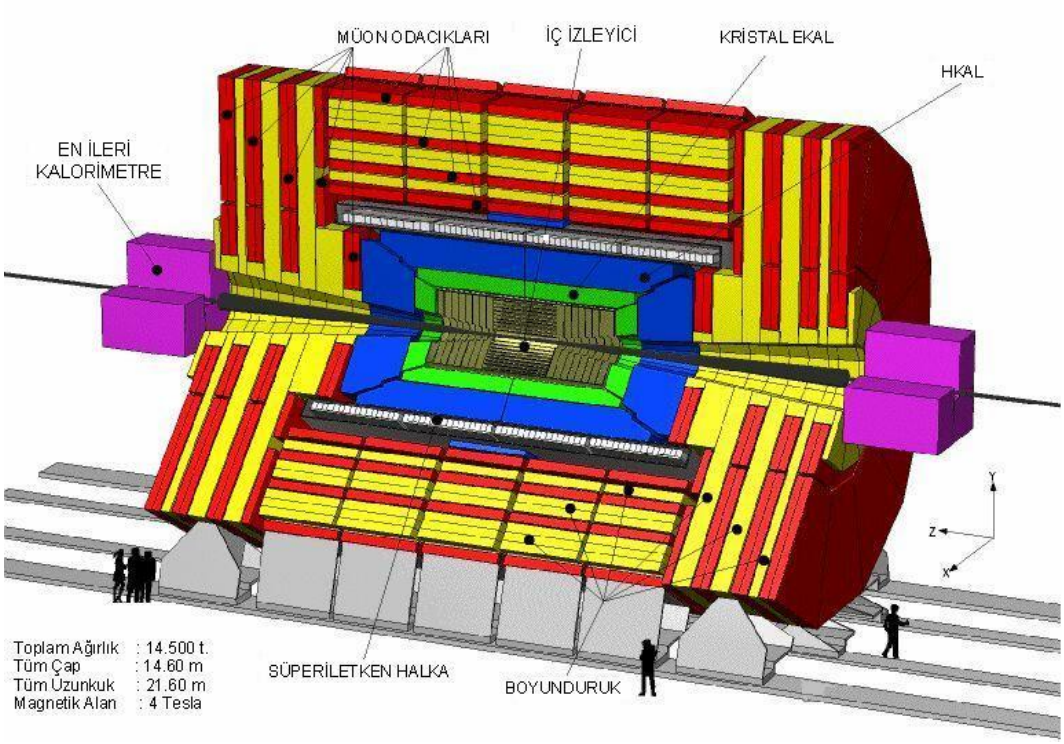
Burada hüzmenin yönü z ekseni olarak seçilir. $p >> m$ iken rapidity,

$$h = -\ln\tan\frac{q}{2} \tag{2.83}$$

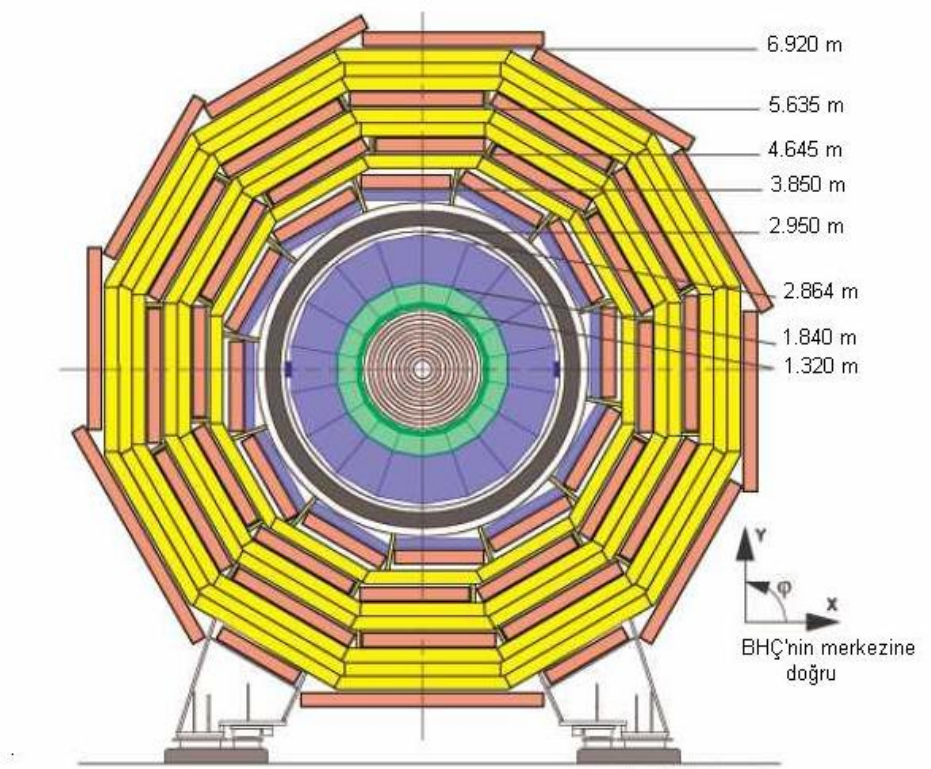
şeklinde ifade edilen psuedorapidity olur. Burada $q$, parçacık momentumu ile hüzme ekseni arasındaki açıdır.

### 2.2.2. CMS Dedektörü

CMS deneyi, BHÇ'nin genel amaçlı iki deneyinden biridir. Temel fiziksel amaç, elektrozayıf simetri kırımınımda, parçacıklara kütle kazandıran Higgs bozonunu araştırmaktır. CMS dedektörü, BHÇ şartlarına dayanıklı ve Higgs bozonuyla birlikte yeni fiziğin keşfini sağlayacak şekilde dizayn edilmektetir. Şekil 2.12 ve Şekil 2.13'te CMS dedektörünün tam boyuna ve dikine kesitleri sırasıyla tam ölçekte gösterilmektedir. CMS dedektörünün alt dedektörlerine kısaca değinelim.



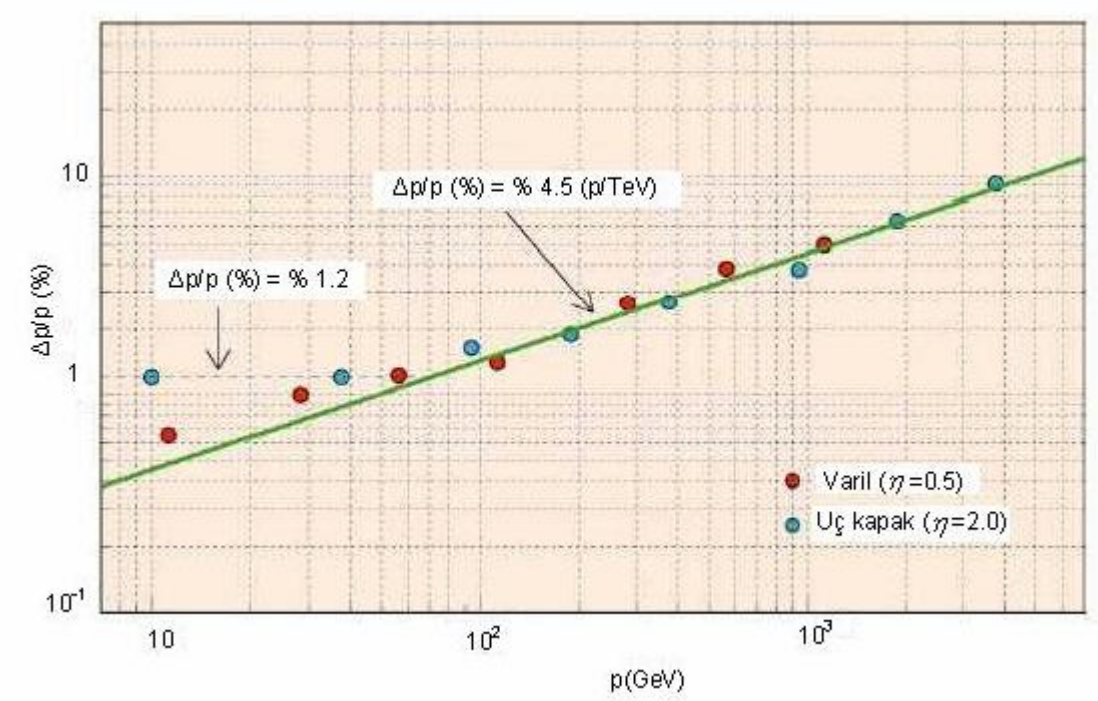

Şekil 2.12. CMS dedektörünün tam görünüşü.




Şekil 2.13. CMS dedektörünün dikine görünüşü.

### 2.2.2.1. İzleyici

CMS deneyinde yüklü parçacık izlerinin tam ölçümleri, olay köşesi ve momentum bilgileri ile birlikte olayın yeniden yapılandırılması için oldukça önemlidir. Bu ölçümleri iyileştirmeye yarayan her varlama aleti CMS deneyi için çok önemlidir. CMS işbirliği, bu gerekliliği yerine getirecek güçlü bir izleme sistemi dizayn etmiştir (Bayatian ve ark,1998). İzleyici sistemi, yüksek momentum çözünürlüğü ve verimliliği ile yüksek $P_T$ izlerini (müon, izole edilmiş elektronlar ve hadronlar) yeniden yapılandırmak için kullanılacaktır. Şekil 2.14'te görüldüğü gibi çok düşük enerjili parçacıklar ( $P_T$ < 1 GeV) manyetik alandan dolayı çok fazla saptırılacakları için yeniden yapılandırılamayacak ve z ekseni yönünde spiral bir yolda ilerledikten sonra izleyicinin dışına çıkacaklardır. $P_T$ > 10 GeV için yeniden yapılandırılma verimi %95'e ulaşacakken, düşük enerjili yüklü parçacıklar (1 GeV < $P_T$ < 10 GeV ) %85 verim ile yeniden yapılandırılacaktır.




Şekil 2.14. Müon fıçısı ile birleştirilen izleyici sistem için momentum ölçümünün çözünürlüğü. (Yetkin, 2006)

CMS izleyicisi, bundan sonraki iki alt bölümde tanımlanan ince dilimli piksel dedektörleri ile tek taraflı ve çift taraflı silikon şerit dedektörlerinden oluşmaktadır.

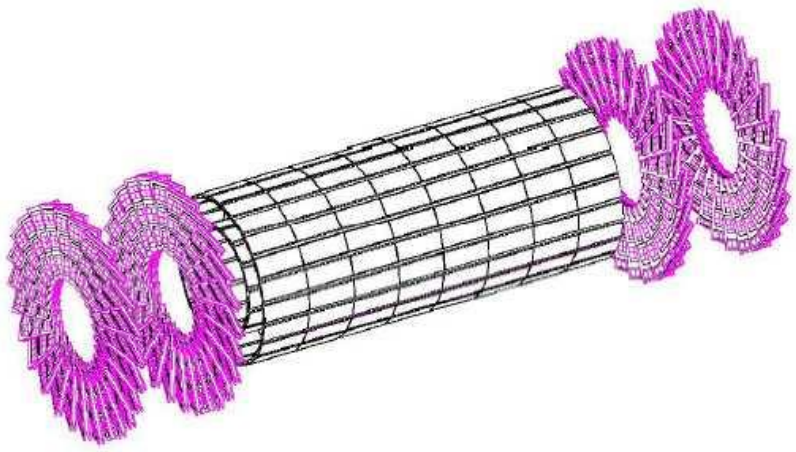
### 2.2.2.1.(1). Piksel Dedektörleri

Şekil 2.15'de gösterilen piksel dedektörü yüksek çözünürlüklü (yaklaşık $15\,mm$) yüklü izler için üç boyutlu uzayda nokta bilgisi verir. Bu çözünürlükte, yüklü parçacıkların vuruş parametrelerinin ölçümleri, $b$ kuarkının köşe yapılandırılması ve böylece parçacığın kimliğinin saptanması mümkün olacaktır.

Bu dedektör; 53 cm uzunluğunda ve sırasıyla 4.4 cm, 7.3 cm ve 10.2 cm çaplarındaki üç fıçı tabakasından oluşur. İki uç kapak diskleri 6 cm'den 15 cm'ye kadar değişen yarıçaplarda her iki tarafta $z = 34.5\,\text{cm}$ ve 46.5 cm'ye yerleştirilmiştir.

Piksel dedektörleri $150\,mm \times 150\,mm$ büyüklüğünde kare şeklindeki n-tipi silikondan yapılan 4.4 milyon pikselden yapılır. 4 Tesla'lık manyetik alandan dolayı fıçılara düşen yük miktarı yeterlidir. Piksellerin yaklaşık $20^{\circ}$ eğilmesiyle (tribüne benzeyen bir geometri) uç kapaklardaki yük paylaşımı fazlalaştırılabilir.

Düşük ışıklılık için sadece iki fıçı ve bir uç-kapak diski kullanılacaktır. Yüksek orandaki radyasyon şartlarından dolayı piksel dedektörleri, uzun bir deney periyodu boyunca tekrar yerleştirilmelidir.



Şekil 2.15. CMS Piksel Dedektörünün üç boyutlu görünüşü.(Yetkin, 2006)

### 2.2.2.1.(2). Silikon Şerit Dedektörleri

Silikon şerit dedektörü, mikro-şerit silikon aygıtları temeline dayanan bir alt dedektördür ve CMS merkezi izleyicisinin ara bölgesinde bulunur. Dedektörün iç kısmında dört fıçı tabakası ve üç ileri disk vardır. Dış kısmında ise altı fıçı tabakası ve dokuz ileri disk vardır. Şerit dedektörü, piksel dedektörü ile birlikte, örnek tanımlamada, iz yapılandırılmasında ve $\sqrt{s} = 14$ TeV'de yüksek ışıklılık etkileşimlerinden gelen yaklaşık 1GeV/$c$'lik dikine momentumlu tüm izler için momentum ölçümlerinde kullanılacaktır.

### 2.2.2.2. Kalorimetreler

Çarpışma noktalarında ortaya çıkan parçacıkların (elektronlar, fotonlar ve hadronlar) enerji ölçümleri için madde ile etkileşmelerine ihtiyaç duyulur. CMS deneylerindeki enerji ölçümleri için tasarlanan kalorimetreler; fotonların, elektronların ve jetlerin enerjilerinin (hassasiyetle) ölçümlerinde ve parçacıkların kimliğini belirlemede önemli bir rol oynar. Kalorimetreler aynı zamanda, hermitik yapılarından dolayı; yeni fizik fenemolojisini keşfetmek için anahtar niceliklerden biri olan kayıp dikine enerjinin tam ölçümünü sağlayacaklardır. CMS kalorimetrelerinin hadron ve jetlere karşı mükemmel bir fon eleme özelliğinin yanında iyi bir çözünürlükte, elektron ve foton tanımlaması yapması gerekir.

İlk kalorimetre tabakası olan elektromanyetik kalorimetre (EKAL), elektron ve fotonların enerjilerini (sadece e.m. etkileşme yapan) yüksek doğrulukla ölçmek için dizayn edilmiştir. Kuvvetli etkileşen parçacıklar (hadronlar) çoğunlukla elektromanyetik kaorimetre ile etkileşmezler ve bir sonraki tabakada, yani hadronik kalorimetrede (HKAL) enerjilerinin çoğunu bırakırlar. Çarpışma ürünlerinin bozunumlarından gelen nötrinolar, etkileşmeden kalorimetreden kaçarlar fakat onların varlığı dolaylı olarak çarpışmadaki görünür enerji dengesizliği (kayıp dikine enerji) kullanılarak gözlenebilir.

### 2.2.2.2.(1). Elektomanyetik Kalorimetre

EKAL, elektronların ve fotonların enerji ölçümlerini tam olarak yapmak için dizayn edilmiştir (Bayatian ve ark,1997a). EKAL aynı zamanda hadronik kalorimetre ile birlikte jetleri ölçmeye yardımcı olur. EKAL Higgs bozonu için ümit verici keşif kanallarından bir olan $H \to gg$ bozunumundaki ( $m_H < 130$ GeV ) iki foton için mükemmel bir kütle çözünürlüğü sağlayacaktır. EKAL aynı zamanda $H \to ZZ^*$ ve $H \to WW$ bozunumlarından ve $W$ ve $Z$ bozonlarının bozunumlarından gelen elektronları ve pozitronları ölçecektir.

EKAL, yüksek performansı ve çözünürlüğü ile, SÜSİ gibi standart model ötesi keşifler içinde çok önemli olacaktır.

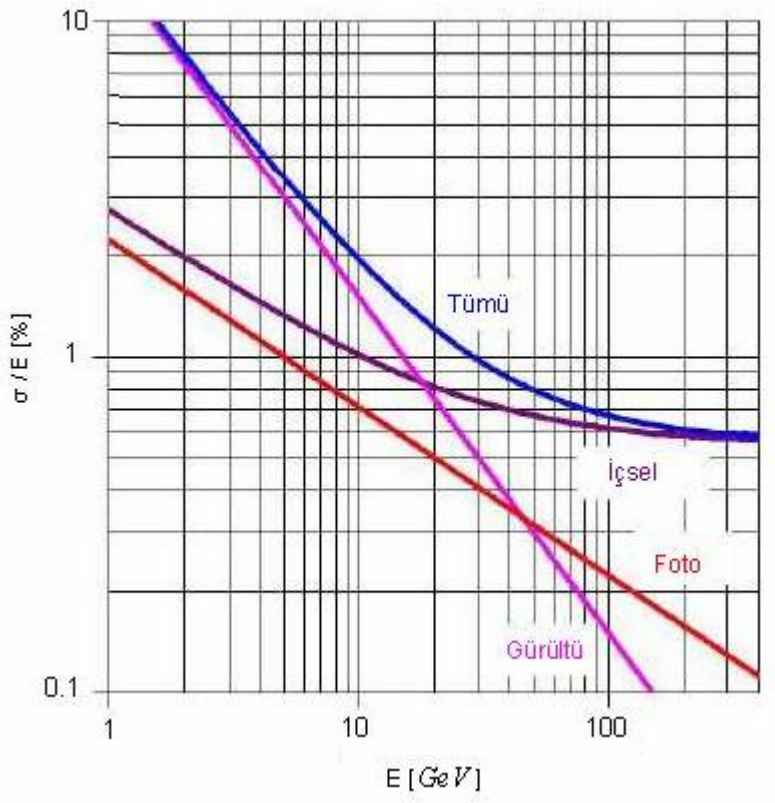
Bir kalorimetrenin enerji çözünürlüğü şöyle verilir (Wigmans, 2000):

$$\left(\frac{s_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{b}{E}\right)^2 + c^2 \qquad (2.84)$$

Burada $a$; stokastik terim olup ve foton istatistiklerindeki ve duş içerisindeki dalgalanmaları içerir. $b$; elektroniklerden kaynaklanan gürültü terimidir (örneğin ADC çözünürlüğü) ve $c$; kalibrasyon hatalarından ve diğer sistematik etkilerden kaynaklanan sabit terimdir. $a$ ve $b$ sabitleri aynı zamanda dedektörün aktif materyaline bağlıdır. EKAL için farklı bileşenlerden gelen katkı şekil 2.16'da gösterilmektedir. 4 Teslalık yüksek manyetik alandan dolayı yüksek sinyal toplama ve radyasyon dayanıklılığı özelliğine sahip olması gerektiğinden EKAL'in aktif maddesi olarak kurşun tungsten ( $PbWO_4$ ) kristali (hızlı sintilasyon ışığı) kullanılır. Kurşun tungsten yüksek yoğunluğundan (8.2 g/cm$^3$) dolayı kısa bir radyasyon uzunluğuna ( $X_0 = 0.89$ cm) ve dar duş için yoğun kalorimetre dizaynını sağlayan küçük Moliere yarıçapına ( $R_M = 2.19$ cm) sahiptir. EKAL için her biri yaklaşık 2.2 $\times$ 2.2 $\times$ 2.3 cm$^3$ büyüklüğünde olan 80.000 kristal vardır.

### 2.2.2.2.(2). Hadronik Kalorimetre

HKAL manyetik halka içerisindeki son dedektördür ve bundan dolayı izleyici sistemde olduğu gibi EKAL'i çevreler (Bayatian ve ark, 1997b). HKAL, EKAL sistemi ile birlikte jetlerin enerji ve yön ölçümlerini sağlar. Aynı zamandan hermitik yapısından dolayı toplam görünür dikine ve kayıp dikine enerji ölçümlerinin yapılmasını sağlar. Hadronik kalorimetre aynı zamanda elektromanyetik kalorimetre ve müon sistemi ile kullanıldığından elektronların, fotonların ve müonların kimliğini belirlemeye de yardım eder. HKAL üç alt dedektörden meydana gelir; fıçı ve iki uç kapak dedektörleri, $|h| <$ 3.0 psuedorapidity aralığını kaplarlar ve 4 Teslalık manyetik alana yerleştirilir. İleri kalorimetre magnetin dışında $|h| <$ 5.0 olduğu bölgeyi kapsar.




Şekil 2.16. EKAL çözünürlüğü. Farklı bileşenlerin katkıları gösterilmektedir. 'Foto' olarak adlandırılan eğri foton-istatistiklerinin ve 'içsel' olarak adlandırılan eğri duş içeriğini ve sabit terimin katkılarını temsil etmektedir. (Yetkin, 2006)

HKAL; aktif ve pasif tabakalardan oluşan örnekleme bir kalorimetredir. Pasif materyal, merkezi bölgede bir soğurucu olarak kullanılır. Pasif materyal HKAL içerisinde müon saçılmasını ve yüksek manyetik mıknatıslanmayı önlemek için düşük $Z$'li ve manyetik olmayan bir maddedir. Aktif madde, plastik sintilatördür. Dalga boyunu kaydırıcı bir lifle okunur. $pp$ çarpışmalarında sıkça objeler itelenir (boosted) ve bunlarda daha sonra iki yakın jete bozunur. Bu iki jetin yeniden yapılandırılması için çok küçük yanal bölmelere ihtiyaç duyulur. En uygun yanal bölmeler, $|h| < 2.0$ için EKAL ve müon odacığı (chamber) ölçüleri ile uyuşan $\Delta h \times \Delta f = 0.087 \times 0.087$ boyutlarındaki kule şeklinde kalorimetre okuma birimleri ile elde edilir.

Her ne kadar HKAL hadronik duşların tamamını içermek için dizayn edilse de, $|h|$=0'da kalorimetrenin kalınlığı, yüklü pionlar için yaklaşık 5 nükleer etkileşme uzunluğundadır ve hadronik duş gelişiminin düşük enerji kuyruklarını kapsamak için yeterli değildir. Bu, jet enerjilerinin hatalı ölçülmelerine sebep olur ve bundan dolayı yeni fiziğin keşfi için kayıp dikine enerji ölçümleri etkilenir. Bu problemden kaçınmak için ve hadronik duşlardaki enerji dağılım kuyruğunu kapsayacak sintilatör bir tabaka (HO gibi temsil edilen, hadronik duş kalorimetre) $|h| < 1.4$'e kadar süperiletken makara ile müon odacığının arasına yerleştirilir.

HF dedektörleri, dedektörün kapsadığı alanı $|h| < 5$'e kadar genişletmek için etkileşme noktalarından 11 metre uzağa yerleştirilir. HF kalorimetreleri kapsadığı alanı arttırarak kayıp dikine enerji ölçümlerindeki hatayı indirger ve aynı zamanda yüksek-$P_T$ jetlerinin yapılandırılmasına ve tespit edilmesine yardım eder.

### 2.2.2.3. Magnet

Hadron çarpıştırıcılarında, son durumda çoğunlukla müonlar bulunur. Çok büyük sayıda fon olayların içerisinden ilginç olayları seçmek önemlidir. Manyetik alanın çok kuvvetli olması, bu tür ilginç olayların tetiklemesini (trigger) sağlar. Müonların yörüngesindeki eğilme (ve diğer parçacıklar için) momentum ölçümlerini

ve yük bilgisini verir. Magnet sisteminin dizaynı aynı zamanda dedektörlerin dizaynını tanımlar.

CMS deneyinde bobin içerisinde kuvvetli alan ve yoğun bir dizaynı yapabilmek için selenoid tipinde manyetik alan seçilmiştir (Bayatian ve ark, 1997c). İzeyici sistem, elektromanyetik ve hadronik kalorimetreler (HO hariç) iç bobin ile sarılmıştır. Süperiletken magnet sistemi ile üretilen 4 Teslalık manyetik alan dikine düzlemdeki parçacık yörüngelerini büker ve merkezi izleyici sistem ve müon alanlarının birleşmesi ile birlikte dikine momentum ölçümlerinin tam olarak yapılmasını sağlar.

Kuvvetli alana sahip olmanın dezavantajıda vardır. Düşük momentumlu yüklü parçacıklar fıçı bölgesinde kalorimetrelere ulaşamazlar veya diğer parçacıklardan ayrılarak jet yapılandırma algoritmasındaki koni parçacıklarının dışındaki kalorimetre hücrelerine vururlar. Yüklü parçacıklarını yörüngelerinin eğriliği ile manyetik alan şiddeti arasındaki bağıntı şöyle verilir:

$$P_T = 0.3 \times B \times R \tag{2.85}$$

Burada, $P_T$, GeV/$c$ biriminde parçacıkların dikine momentumudur; $B$, Tesla birimindeki manyetik alandır; $R$, metre biriminde parçacıkların eğrilik yarıçapıdır. Dikine momentumu 0.9 GeV/$c$ daha az olan parçacıklar kalorimetrelere ulaşamaz.

CMS süperiletken selenoidi 13 m uzunluğunda ve 5.9 m iç çapındadır. Selenoidin ve yüksek alanın uzunluk/yarıçap oranı verimli müon keşfine ve ölçümlerin $h = 2.4$'e kadar olmasına olanak sağlar. Manyetik akı 1.5 m kalınlığında demir boyunduruklarla (yoke) sağlanır. Burada alan 1.8 Tesladır. Boyunduruk fıçı ve uç-kapak olmak üzere ikiye bölünür. Fıçı boyunduruk 13.2 m uzunluğunda 12 kenarlı silindirik yapıda dizayn edilir.

### 2.2.2.4. Müon Sistemi

Müonlar, BHÇ'deki $pp$ çarpışmalarının son durum topolojilerinin çoğunda mevcuttur. Hatta yeni fizik, SM parçacıkları ile kendini gösterdiğinden müonlar keşif çalışmalarında önemli rol oynar. Bundan dolayı yeniden yapılandırılan müonlar ve tam momentum ölçümleri ve bunların tetikleme için kullanılması CMS deneyi çok önemlidir (Bayatian ve ark, 1997d). Müonlar ağır ($\approx 105.65\,\mathrm{MeV}$) ve uzun ömürlü($\approx 10^{-6}\,\mathrm{s}$) parçacıklardır ve bu yüzden dedektörde çok temiz işaretler (izler) verirler. Müon dedektörlerinin sahip olacağı özellikler şunlardır. (a) müonların kimliğini tanımlama, (b) 7 TeV'e kadar doğru yük tayini (c) tek başına dikine momentum çözünürlüğü ($10\,GeV$ 'de %8-15 $dp/p$, $1\,TeV$ 'de %20-40 $dp/p$), (d) küresel momentum çözünürlüğü ($10\,GeV$ 'de %1.0-1.5 $dp/p$, $1\,TeV$ 'de %6-17 $dp/p$), (e) demet geçişinin (bunchcrossing) kesin zaman ölçümleri (f) $h = 2.1$ için tek müon veya çift müonlu olayların ilk seviye tetiklemesi.

Müon dedektörleri, kalorimetreleri ve bobini kapsayacak şekilde yerleştirilir. Müon odalarının dört tabakası fıçı bölgesinde $|h| = 1.2$' e kadar ve uç-kapak bölgesinde $0.9 < |h| < 2.4$ kapsar, ve bu müon tabakaları demir boyunduruk levhalar ile iç içe geçmiştir. CMS müon tanımlaması ve ölçümü için üç farklı dedektör kullanılır. Merkezi fıçı bölgesinde sürüklenme tüpü ( ST) , uç kapak bölgesinde katot şerit odaları (KŞO) ve hem fıçı hemde uç kapak bölgesinde dayanıklı paralel plakalı odacıklar (DPO). ST ve KŞO dedektörleri pozisyonların tam ölçümünü ve dolayısıyla müonların momentumunu elde etmek için kullanılır. Halbuki (DPO) odaları hızlı zamanlama yüzünden seviye 1 tetiklenmesi için bilgi sağlar.

### 2.2.2.5. Tetikleyici ve DAQ

Her 25 ns'de öbek geçişli BHÇ'nin ışıklılık dizaynı $\left(10^{34}\,cm^{-2}s^{-1}\right)$, bir defada yaklaşık 20 etkileşme ile sonuçlanacak ve bu etkileşmelerden gelen parçacıklar BHÇ dedektörlerine büyük miktarda bilgi üreteceklerdir. CMS

deneyinde tahmin edilen olay büyüklüğü yaklaşık 1 MB'tır ve bu sayı bir saniyenin sonunda hemen 100 Terabyte'a ulaşacaktır. On-line analizlerini yapmak ve bu dataları biriktirmek oldukça zordur ve zaman alır, bundan dolayı data büyüklüklerini azaltmak gerekir. Olayların tümü fiziksel olarak ilginç olmadığı için, karmaşık sistemde ilginç olayları muhafaza edip istenmeyen fonları atarak daha detaylı on-line analizlerinin yapılabileceği makul bir orana düşürmek için bir filtre sistemine gerek duyulur. CMS deneyinde bu indirgeme birkaç basamakta yapılabilir ve bu basamaklar "seviyeler" olarak adlandırılır. Her seviyede analiz edilen data miktarı arttırılırken ve daha çok karmaşık algoritma datalara uygulanırken; veri büyüklüğü daha fazla indirgenir. Her tetikleyici seviyede uygun adayı bulmak için hızlı ve basit algoritmalar kullanılır. Bunlar, izole edilen ve izole edilmeyen müonlar, elektronlar, fotonlar, merkezi ve ileri jetleri, $t$ -jet adayları, toplam görünür ve kayıp dikine enerjisidir.

**Seviye-1 Tetikleyicisi (S1T)**, BHÇ'de 40 MHz'lik frekanslık hüzme geçişindeki datayı alır ve onu 100 kHz'e kadar indirger (Bayatian ve ark, 2000a) (BHÇ'nin başlangıcında düşük ışıklılık için bu oran 50 kHz'e kadar indirgenir). S1 seçimlerinde sadece band genişliğinin üçte birlik kısmı kullanılırken diğer üçte ikisi emniyet sınırı olarak kullanılır. Bu seviyede tetikleyici seçimi, müon sistemi ve kalorimetrelerden gelen bilgiler ile yeniden yapılandırılan tetikleyici adaylar ve de olay oranını düşük (yüksek) ışıklılıklarda 50 (100) kHz'e düşürmek için eşik sınırlamaları kullanılarak yapılır.

**Yüksek Seviye Tetikleyicisi (YST)** (Bayatin ve ark, 2000b) seçimleri büyük ticari bilgisayarda çalıştırılan programlarla yapılır. YST, hızlı algoritmalar ile S1 çıkış oranını 100Hz'e indirger. S1'den gelen tetikleyici adayları birkaç seviye kullanılarak ( Seviye-2, Seviye-2.5, Seviye-3) tekrar tanımlanabilirler ve sonunda bu ham objeler fizik kanallarının kimliğini tespit etmek için kullanılır.

Tetikleyici seviyenin tipi ve sayısı YST seviyesinde esnektir ve BHÇ'nin uygun şartlarına göre en iyi şekilde kullanılabilir. Mevcut dizaynda Seviye-2 tetikleyicisi objeleri daha iyi yapılandırmak için S1 eşik değerlerini kullanarak olay oranını 10 faktör kadar azaltır. YST tetikleyicisi (Seviye-2.5) piksel dedektörlerinden gelen bazı ham bilgileri de kullanabilir. Seviye-3'te olayın tam

yeniden yapılandırılması izleyiciden gelen tüm bilgiler kullanılarak yapılır. Sonuç olarak fizik kanallarının kimliğini tespit etmek için on-line analizleri yapılabilir (Yetkin, 2006).

# 3. CMS DENEYİNDEKİ SÜSİ ARAŞTIRMALARI

Teorik hesaplamalar ve SÜSİ öngörüleri, sparçacıklarının varlığını araştırmak için birçok deneysel çalışmaya öncülük etmiştir. Çalışılan senaryoların çoğu R-paritesinin korunum senaryosudur. Bu senaryoda ESP kararlıdır ve dedektörde kayıp enerji işareti bırakarak dedektörden kaçar.

## 3.1. SÜSİ Parçacıklarının Kütleleri Üzerindeki Sınırlamalar ve İnklusif SÜSİ Araştırmaları

R-paritesi korunumu senaryolarında süpersimetrik parçacıklar her zaman çiftler halinde üretilir ve doğrudan veya bir çağlayan yolu ile ESP'ye bozunurlar. Bundan dolayı her olayda her zaman iki ESP vardır. mSÜGRA'da ESP; nötralino olup elektrik ve renk yükü taşımadıklarından madde ile zayıf etkileşirler. Kayıp $P_T$ ölçümleri, $e^+e^-$ ve hadron çarpıştırıcılarında oldukça farklıdır. Hadron çarpıştırıcısının aksine, $e^+e^-$ çarpıştırıcısında elektron hüzmesi iyi odaklandığı için kayıp enerji ve kayıp momentum iyi ilişkilendirilir. Fakat hadron çarpışmalarında, partonlar hadronların toplam enerjisinin bir kısmını taşıdıkları için her olayda toplam enerji bilinmez. Sonuç olarak sadece dikine momentum faydalıdır ve bu dikine momentum kalorimetre hücrelerinde depolanan dikine enerjinin vektörel olarak toplanmasından hesaplanabilir.

mSÜGRA, SÜSİ'nin basit bir modelidir ve modelin parametreleri $m_0$ ve $m_{1/2}$'den dolayı birbirlerine bağlıdırlar. Böylece parametre uzayı skuarkların, sleptonların, charginoların, gluinoların ve Higgs bozonlarının limitlerinden dolayı birtakım sınırlamalara sahiptir. Bu sınırlanmış parametre uzayı, teorik ve deneysel olarak izin verilen dar bir bölgede araştırma çalışmalarına yardımcı olur.

CERN'deki LEP, çeşitli enerji serilerinde büyük miktarda veri toplamış olup (LEPSUSYWG ve kollabrasyonu, 2003) yapılan analiz çalışmaları sparçacıkları için yaklaşık 40 $GeV/c^2$ 'ye kadar birçok kütle değerlerini dışlamıştır.

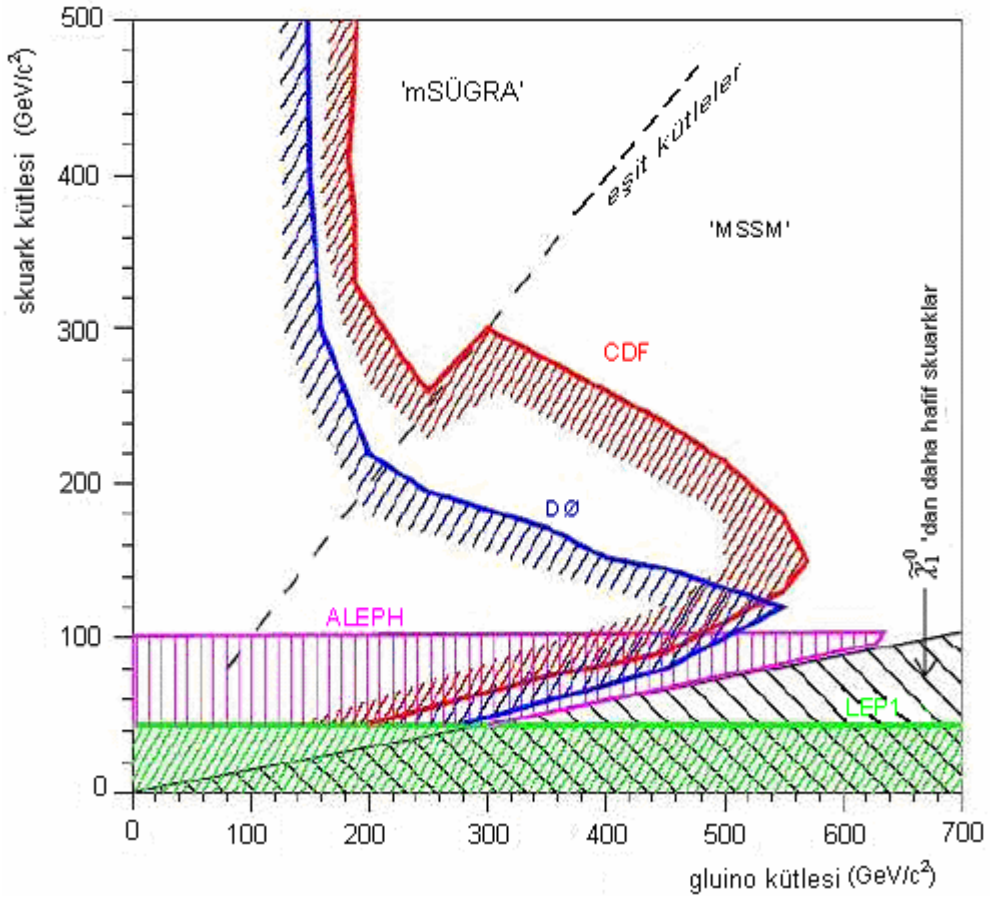
Chargino için kütle limiti, dört LEP deneyinin sonuçları (ALEPH, DELPHİ, L3, OPAL) birleştirildiğinde (LEPSUSYWG ve kollabrasyonu, 2003) 92 $GeV/c^2$ olarak bulunmuştur. Nötralino kütlesi de aynı zamanda $\Delta M = M_{\tilde{c}^{\pm}} - M_{\tilde{c}_1^0} \leq 3 \quad GeV/c^2$ kütle farkından dolayı sınırlandırılır. Slepton kütleleri $\tilde{\lambda} \to \lambda \tilde{c}_1^0$ bozunumlarından bulunabilir. $\tilde{e}_R$ için birleştirilmiş kütle limiti 86 $GeV/c^2$ iken $\tilde{m}_R$ için 95 $GeV/c^2$ 'dir (LEPSUSYWG ve kollabrasyonu, 2003).

LEP deneyleri, stop ve sbottom kütlelerine de limit getirmiştir. Stop için limit $M_{\tilde{t}_1} > 95 \quad GeV/c^2$ olarak bulunmuştur, burada $\Delta M > 5 \quad GeV/c^2$ 'dir. $\tilde{t}_1 \to b\lambda\tilde{n}$ bozunumu da hesaba katılırsa (snötrino kütlesi daha hafif farz edilir) limit 96 $GeV/c^2$ 'ye genişletilebilir (LEPSUSYWG ve kollabrasyonu, 2003). $\tilde{b}_1 \to b\tilde{c}_1^0$ bozunumu $b$ -jet etiketlemesiyle kullanılırsa, kütle sınırlaması $M_{\tilde{b}} > 96 \; GeV/c^2$ 'dir (LEPSUSYWG ve kollabrasyonu, 2003).

Yüksek slepton kütleleri için en hafif nötralino kütlesindeki sınırlama chargino ve nötralino araştırmalarından çıkarılabilir ve limit $M_{\tilde{c}_1^0} > 39 \; GeV/c^2$ olarak bulunmuştur (Heister ve ark, 2002a; Acciarra ve ark, 2000; Abbiendi ve ark, 2003; Barate ve ark, 2001). Higgs araştırmalarının sonuçları hesaba katılırsa, en hafif nötralino kütle sınırlaması $M_{\tilde{c}_1^0} > 45 \quad GeV/c^2$ olur (LEPSUSYWG ve kollabrasyonu, 2003).

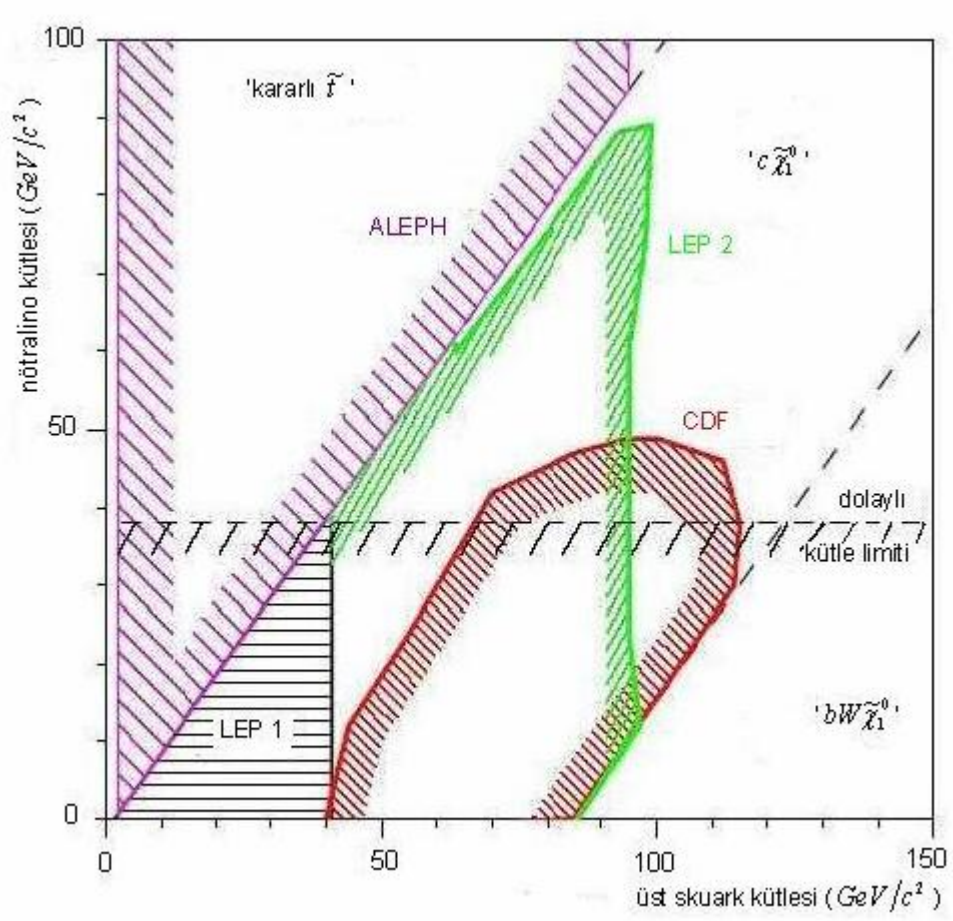
Tevatron deneyleri (CDF ve DØ), LEP deneylerine kıyasla parametre uzayının daha geniş bir bölgesini kapsar. Hadron çarpıştırıcı deneylerinde SÜSİ sinyalleri, doğrudan veya çağlayan yoluyla SM parçacıklarının jetlerine ve iki ESP'ye bozunan skuark ve gluinolardan üretilir. Jetlerin sayısı gluinonun mu yoksa skuarkın mı daha ağır olduğuna bağlıdır. Hadron çarpıştırıcılarında sinyal topolojisi, skuark ve gluinonun direk veya çağlayan bozunumlarından gelen olayları kapsayacak şekilde seçilmelidir. Üç yada daha büyük jet+$P_T^{kayip}$ olaylarının topolojisi bunun için iyi bir örnektir. Yüksek $P_T^{kayip}$ ve $H_T$ ($P_t^{kayip}$ ile ikinci ve üçüncü jetlerin $P_T$ 'lerinin skaler toplamı) şartı ve izole edilmiş izlerin sayısı kullanılarak, olaylar daha fazla SÜSİ olayları kapsayacak şekilde seçilebilir. Çok iyi

bir fon tahmininden sonra kalan olaylar sayılır. Şimdiye kadarki Tevatron deneylerinde kalan olay gözlenmemiştir ve bu sonuçlar şekil 3.1'deki dışlama grafiğinde verilmiştir. Kütle değerleri şu sınırlamalara sahiptir. $M_{\tilde{q}} > M_{\tilde{g}}$ ise, gluino kütlesindeki sınırlama 195 $GeV/c^2$ 'dir. $M_{\tilde{q}} \approx M_{\tilde{g}}$ ise sınırlama en az 300 $GeV/c^2$ 'dir. $M_{\tilde{q}} < M_{\tilde{g}}$ ise , $M_{\tilde{g}}$ >300 $GeV/c^2$ 'dir.



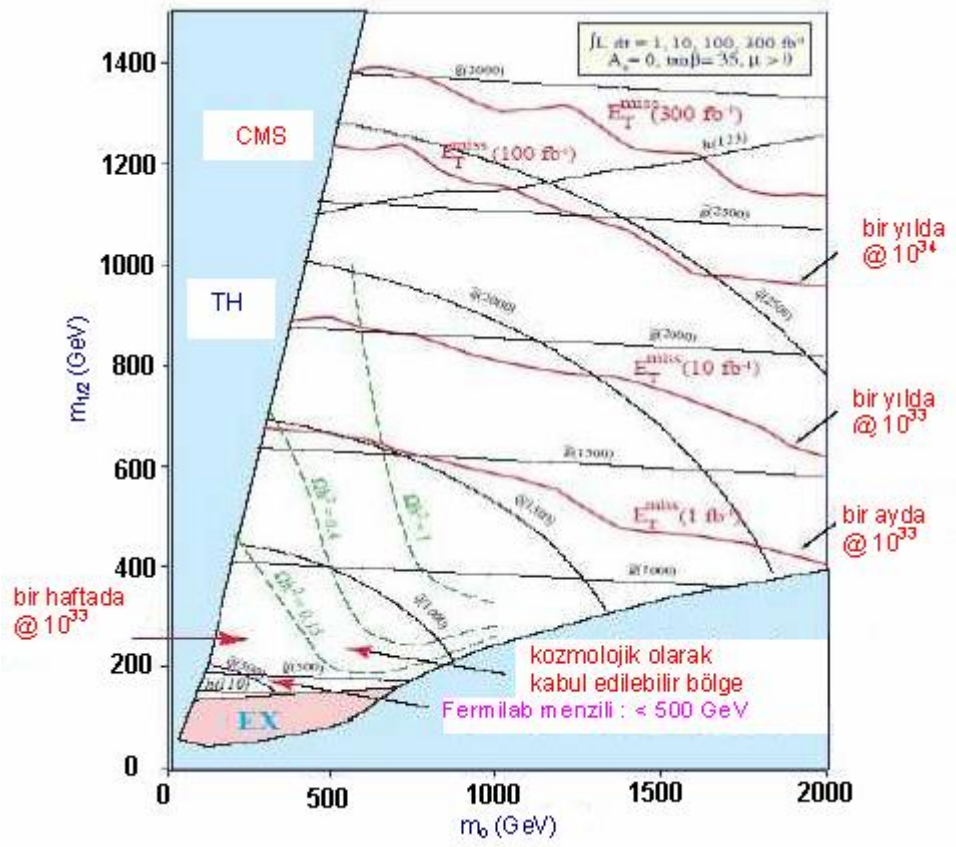

Şekil 3.1. CDF, DØ ve LEP'teki kayıp enerji ve jet araştırmalarıyla $M_{\tilde{q}} - M_{\tilde{g}}$ düzlemindeki dışarlanan bölgeler. (Eidelman ve ark, 2004)

Tevatron deneylerinde, stop ve sbottomlar da son durumda $c$ kuark ve $P_T^{kayip}$, $b$ kuark ve $\tilde{c}^-$, $b$ kuark ve $\tilde{c}^+$ bulunan olaylar ile kapsamlı bir şekilde çalışılmıştır (Affolder ve ark, 2000). Stop araştırmalarının bir özeti şekil 3.2'de gösterilmektedir.




Şekil 3.2. $M_{\tilde{t}_1} - M_{\tilde{c}}$ düzleminde dışarılanan bölgeler. LEP ve CDF' teki $c\tilde{c}_1^0$ bozunma modu sonuçları gösterilmektedir. Kararlı stoplar için DELPHİ sonuçları $M_{\tilde{t}_1} < M_{\tilde{c}}$ durumu için belirtilmiştir. Son olarak $M_{\tilde{c}}$ üzerindeki dolaylı limit verilmiştir. $\tilde{t}_1 \to bWM_{\tilde{c}_1^0}$ olduğu bölgede etkin bir dışlama yoktur. (Eidelman ve ark, 2004)

Her ne kadar geçmiş deneyler, süpersimetrik parçacıkları araştırıp onların kütle değerlerine limitler koysa da BHÇ projesinin iki deneyinde (CMS ve ATLAS), BHÇ'nin çalışmaya başlamasında gerekli olan araştırma stratejilerinin dizaynı için gerekli olan simülasyon çalışmaları yapılmaktadır. SÜSİ araştırması, gluino ve skuark üretim tesir kesitinden dolayı sınırlıdır. mSÜGRA modeli için SÜSİ erişim grafiği şekil 3.3'te gösterilmektedir. SÜSİ parçacıkları ESP'ye direk yada son durumda çoklu leptonların bulunacağı duş yoluyla bozunacaktır ve deneyler, SÜSİ'nin kanıtlarını bu çoklu lepton işaretleri ile arayacaklardır. Böyle işaretlere erişim grafiği şekil 3.4'te gösterilmektedir.




Şekil 3.3. MSÜGRA modeli için jetler + $P_T^{kayip}$ kanalındaki 5 $s$ 'lık erişim grafiği. (Abdullin ve ark, 2002)

BHÇ çalışmasının ilk aylarında SÜSİ, sparçacığın kütlesi 1TeV'in altında ise SM'deki sapmaların gözlenmesiyle keşfedilecektir. Çoklu jetlerden ve büyük kayıp dikine enerji (MET)'lerden türetilen ve "etkin kütle" adı verilen değişken, inklusif SÜSİ araştırmaları için oldukça kullanışlıdır. Etkin kütle dağılımında, kalan olayların başlangıç noktası SÜSİ kütle ölçeği için bir tahmin verir ve şu şekilde tanımlanır:

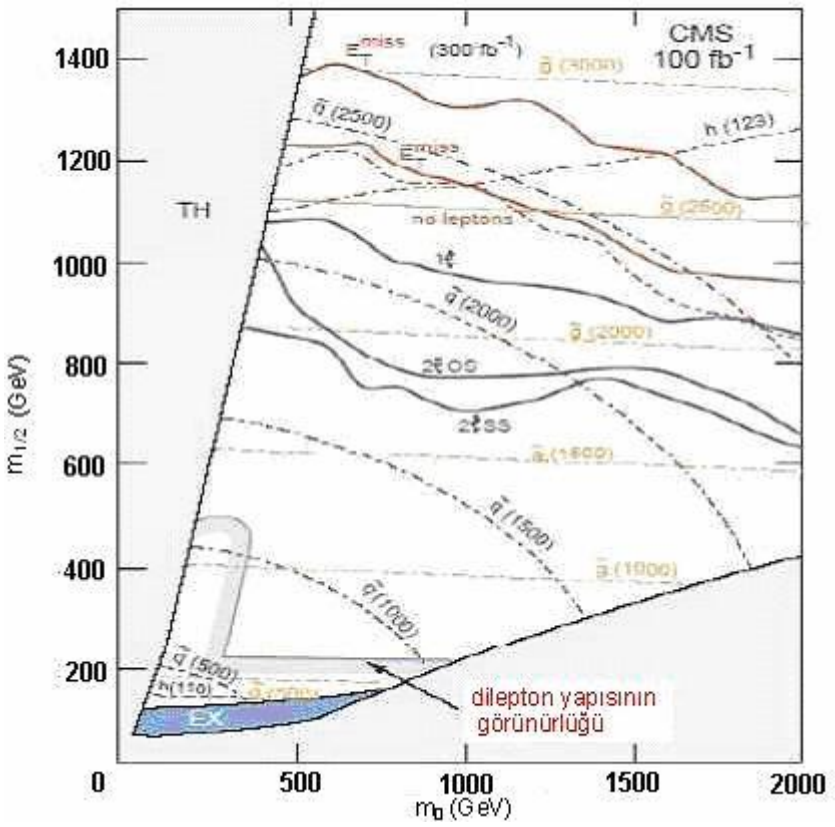
$$M_{etkin} = P_T^{kayip} + \sum_{i}^{N_{jetler}} P_T^i \qquad (3.1)$$

Burada $P_T^i$, $i$. jetin $P_T$'sidir.

Tipik bir olay seçimi; $P_T$ 'leri sırasıyla $P_T$ > 100, 50, 50, 50 GeV olan 4 jetli olaylar ve $P_T^{kayip}$ > 100 GeV olacaktır. mSÜGRA düzleminde beş noktanın kullanıldığı çalışma çizelge 3.1'de verilmiştir ve etkin kütle analizi için aşağıdaki sınırlamalar kullanılmıştır (Hinchliffe ve ark, 1996).

.

- $P_T^{kayip}$ >100 GeV,
- ≥ 4 jet $P_T$ > 100, 50, 50, 50 GeV'li,
- Dik küresellik $S_T$ > 0.2,
- $P_T$ > 20 GeV ve $|h|$ < 2.5 olan $m$ ve izole edilmiş $e$ olmadan,
- $P_T^{kayip} > 0.2\, M_{etkin}$




Şekil 3.4. 100 $fb^{-1}$ için çeşitli kanallardaki erişim limitleri. (Abdullin ve ark, 2002)

Çizelge 3.1. Beş BHÇ noktası için SÜGRA parametreleri. (Hinchliffe ve ark, 1996)

| Nokta | $m_o$ (GeV) | $m_{1/2}$ (GeV) | $A_0$ (GeV) | tan $b$ | *signm* |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 400 | 400 | 0 | 2.0 | + |
| 2 | 400 | 400 | 0 | 10.0 | + |
| 3 | 200 | 100 | 0 | 2.0 | - |
| 4 | 800 | 200 | 0 | 10.0 | + |
| 5 | 100 | 300 | 300 | 2.1 | + |

Sonuçlar sınırlamalardan sonra kalan olaylar olarak şekil 3.5-3.7'de gösterilmektedir. Şekillerde içi boş daireler SÜSİ işaretlerini, içi dolu daireler $t\bar{t}$, üçgenler $W \to \lambda n, tn$, aşağı doğru olan üçgenler $Z \to n\bar{n}, t\,{}^{t}t^{-}$, kareler KRD jetlerini gösterir ve histogram tüm fonların toplamıdır. $M_{etkin}$ dağılımında sinyalden (S) fonun (F) çıkarılmasıyla kalan olayların başlangıç noktası SÜSİ kütle ölçeği ($M_{SÜSİ}$) için bir tahmin verir ve şöyle tanımlanır (Piage, 1996).

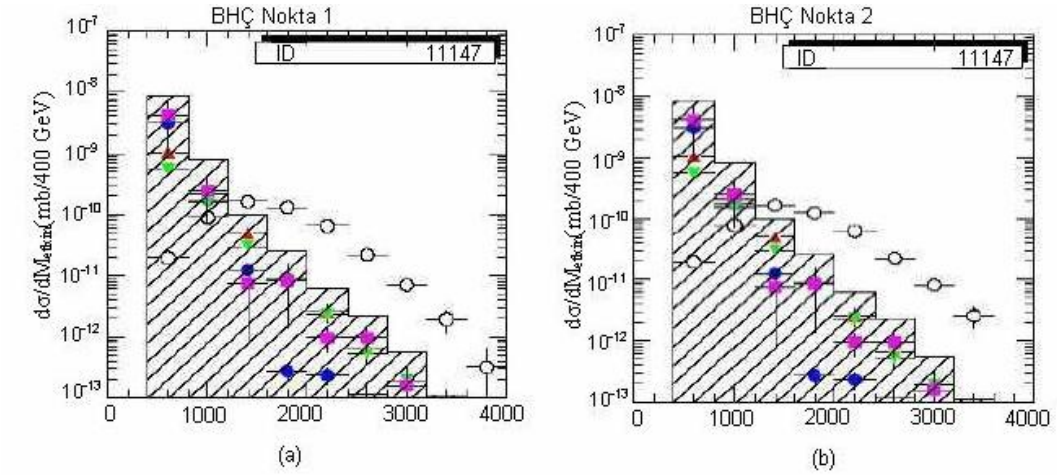
$$M_{SÜSİ} = \min(M_{\tilde{q}}, M_{\tilde{g}}) \tag{3.2}$$

Burada $M_{\tilde{q}}$ ilk iki jenerasyondaki (örneğin, $\tilde{u}_R$) skuarkların kütlesidir. $M_{etkin}$ ve $M_{SÜSİ}$ ilişkilidir. Bu ilişki şekil 3.8'de verilmektedir (bu oran yaklaşık 2'dir, şekil 3.9'a bak).

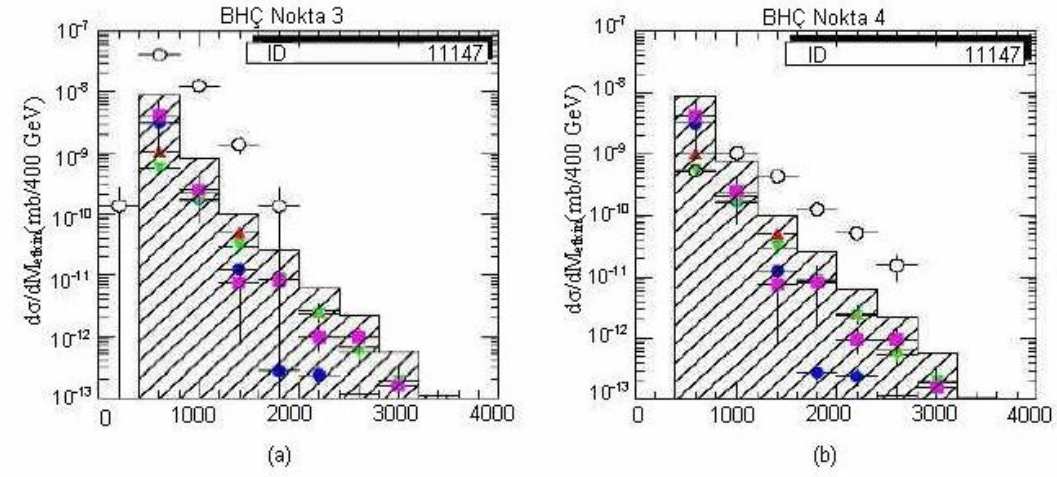
Benzer bir çalışma, $m_0 = 300$ GeV, $m_{1/2} = 150$ GeV, $A_0 = -600$ GeV, $\tan b = 2$ ve $sign(m)$=+, değerleriyle CMS kollabrasyonu tarafından yapıldı (Abdullin ve ark,1998). Bu çalışmadaki sınırlamalar aşağıdaki gibidir.

- $P_T^{kayip} > \max(100\text{ GeV}, 0.2\ M_{etkin})$,
- $\geq 4$ jet ile $P_T > 100, 50, 50, 50$ GeV ve $|eta| < 5.$,
- Dik küresellik $S_T > 0.2$,
- $P_T > 10$ GeV ile izole edilen leptonlar olmadan,
- $P_T > 0.2\ M_{etkin}$

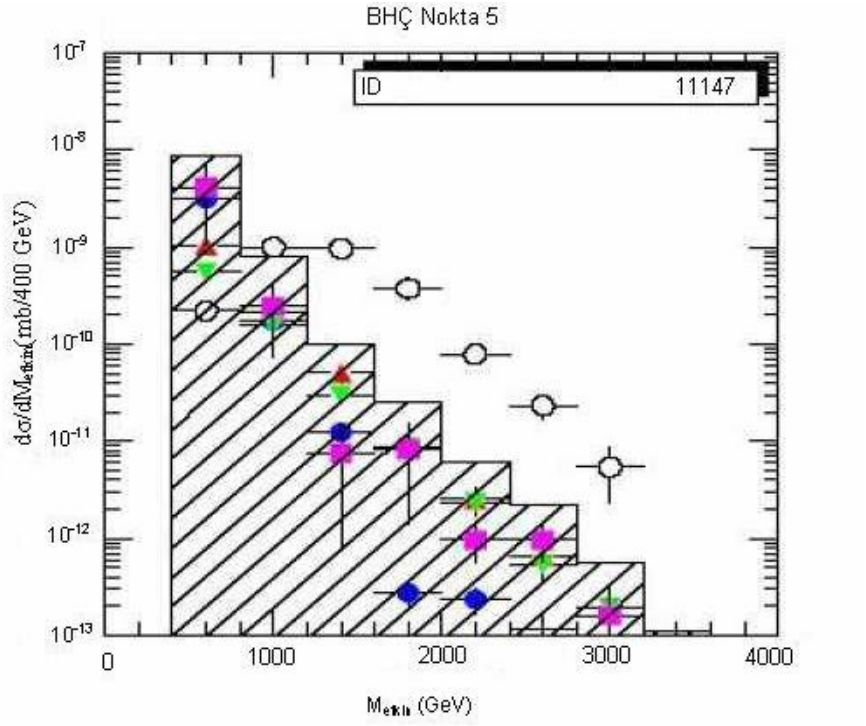
Şekil 3.10'da etkin kütle dağılımını ve $M_{SÜSİ}$'nin $M_{etkin}$ kütleye karşı dağılımını göstermektedir (Yetkin, 2006).



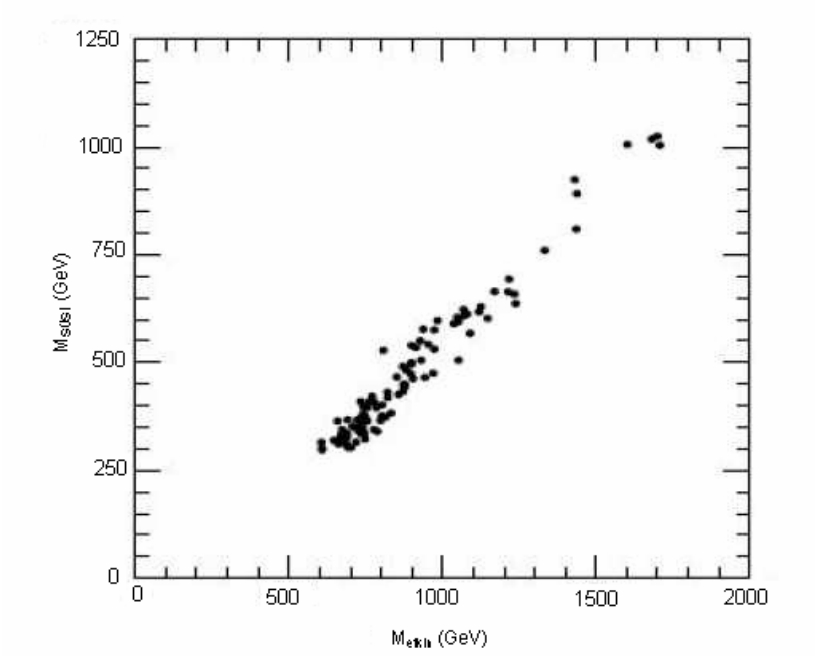

Şekil 3.5. BHÇ Nokta 1 (a) ve 2 (b) sinyal ve fonu. (Paige, 1996)



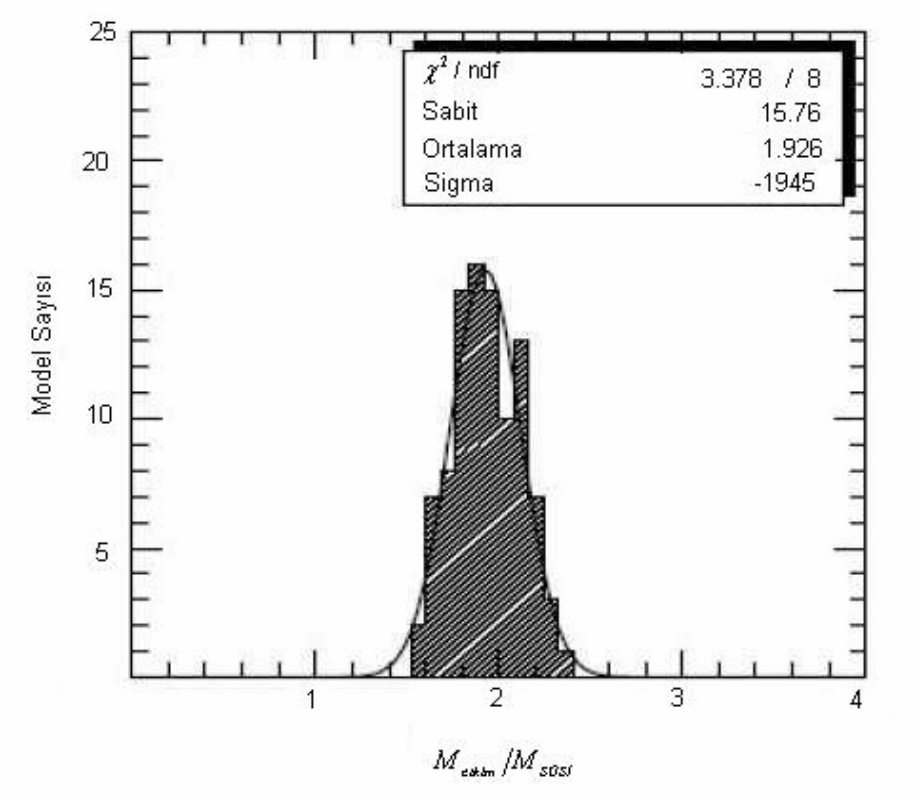

Şekil 3.6. BHÇ Nokta 3 (a) ve 4 (b) sinyal ve fonu. (Paige, 1996)



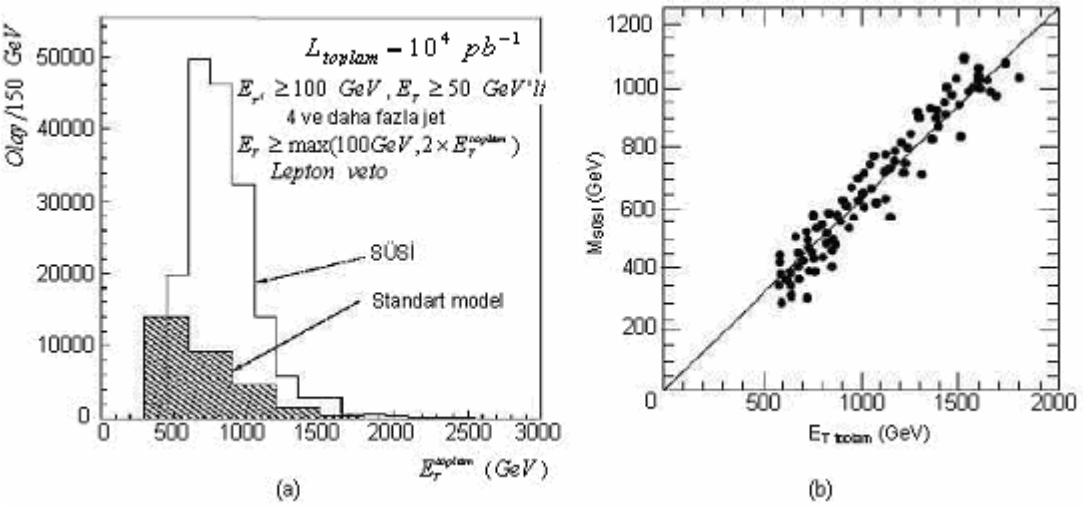

Şekil 3.7. BHÇ Nokta 5 (a) ve 6 (b) sinyal ve fonu. (Paige, 1996)




Şekil 3.8. BHÇ Nokta 5'te olduğu gibi ± 3 GeV'lik sınırlar içerisinde aynı hafif Higgs kütlelerini içeren rastgele seçilen bir SÜGRA modeli için $M_{SÜSİ} = \min(M_{\tilde{u}}, M_{\tilde{g}})$'nin $M_{etkin}$'e karşı grafiği. (Paige, 1996)




Şekil 3.9. Şekil 3.8'den $M_{etkin}/M_{SÜSİ}$ oranı. Bu oranın dağılımı, ortalamanın %10 kadar bir genişliğe sahip yaklaşık olarak Gaussian'dır. (Paige, 1996)




Şekil 3.10. (a) Olay seçim kriterleri cut uygulandıktan sonraki inklusif SÜSİ ve SM fonu için $M_{etkin}$ dağılımı (şekilde $E_T^{Toplam}$ olarak gösterildi) (b) $M_{etkin}$'nin dağılımının pik değeri ile SÜSİ kütle ölçeği arasındaki ilişki. (Abdullin ve ark, 1998)

### 3.1.1. Nötralinolara Bozunan Ağır Nötral SÜSİ Higgs Bozonlarının Gözlenebilirliği

Bu çalışmada BHÇ'de süpersimetrik parçacıklara bozunan ağır nötral Higgs bozonlarının gözlenebilirliği araştırılmıştır.

SÜSİ teorisinin ağır Higgs sektörünü incelemek için en ümit verici kanal $A^0/H^0 \to tt$ kanalıdır. $A^0/H^0 \to mm$ kanalı küçük dallanma oranlarına rağmen, Higgs bozon kütlesinin tam olarak yeniden yapılandırılması için ilginç olanaklar sağlar. Bu kanalların 30 $fb^{-1}$'lik toplam ışıklılık için MSSM parametre uzayının ara ve yüksek $\tan b$ bölgesini kapsayacağı gösterilmektedir. Bu çalışmalar da, sparçacıkları bozunum proseslerine katılmak için oldukça ağır kabul edildikleri için, ağır higgsler SM parçacıklarına bozunurlar. Bu durumun aksine, kinematik olarak izin verilen ağır Higgs bozonunun sparçacıklara bozunumu son zamanlarda CMS'te incelenmektedir. İnce ayar olmaksızın elektrozayıf simetri kırınımını açıklayan birçok süpersimetrik modelde favori parçacıklar olan hafif nötrinoların ($c^0$), charginoların ($c^{\pm}$) ve sleptonların ($\tilde{l}$) varlığı bu çalışmaları motive etmektedir. LEP2'deki son deneysel sonuçlar da hafif gauginoların ve sleptonların varlığını işaret etmektedir. Sparçacıklara bozunan higgs bozonları parametre uzayının bölgelerini genişletme olasılıklarına açıktır, aksi taktirde buralara, sıradan parçacıklara SM-gibi bozunmalarla ulaşılamaz. Bu, özellikle MSSM parametre uzayının ara ve düşük $\tan b$ bölgesinde zordur. Çok ümit verici kanallardan biri bir sonraki en hafif nötralino ($c_2^0$) çiftine bozunan $A^0/H^0$'dır, daha sonra da $c_2^0$ , $c_2^0 \to l^+ l^- c_1^0$ leptonik bozunumuna uğrar. Bu proses, temiz bir dört lepton+kayıp dikine enerji ($E_T^{kayip}$) son durumuyla sonuçlanır.

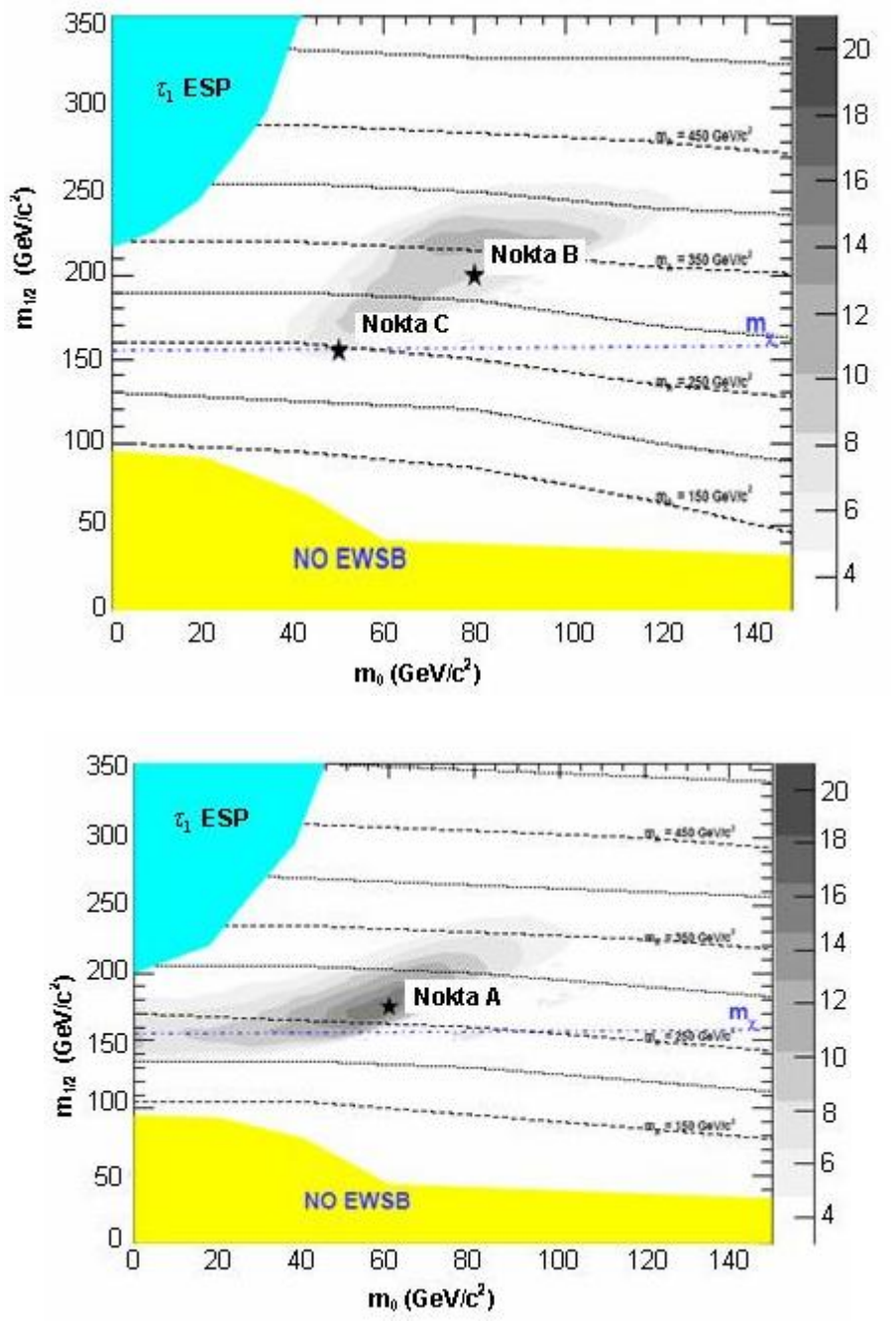
$$A^0/H^0 \to c_2^0 c_2^0 \to 4l^{\pm} + E_T^{kayip} (l = e, m) \tag{3.3}$$

SÜSİ'nin fenomolojik yorumları model bağımlı olduğu için, verilen deneysel şartlarda keşif potansiyeli bazı belirli modellere (tercihen sınırlı sayıda serbest

parametreli) başvurularak çalışılmalıdır. Bu, genelliliğin ortadan kaktığını gösterir, ama daha kolay öngörüleri sağlar. Minimal SüperGravity (mSÜGRA) modelinde, SM parametrelerine ek olarak, sadece dört parametre ve bir işaret belirtmeye ihtiyaç duyulur. Bunlar; evrensel skaler ($m_0$) ve gauino kütleleri ($m_{1/2}$), evrensel üçlü çiftlenim (trilinear coupling) ($A_0$), Higgs alanlarının vakum beklenen değerlerinin oranı ($\tan b$) ve Higgsino kütle parametresinin işaretidir($sign(m)$).

Bu çalışmada, $A^0/H^0$'ın dört leptona bozunum zinciri için, 'dallanma oranı×tesir kesiti' değerinin büyük olduğu mSÜGRA parametre uzayı bölgesi belirlenmeye çalışılmıştır. $m_0, m_{1/2}$ parametre düzlemi $\tan b = 5, 10$ ve $sign(m) = +$ için taranmıştır. $\tan b$ için bu değerlerin alınması bu bölgede $A^0/H^0 \to tt$ kanalın ulaşılamaz olmasındandır. Dallanma oranlarının higgsino kütle parametresi $m$'nün işaretine oldukça duyarsız olduğu kontrol edilmektedir. Böylece sonuçlar negatif durum içinde geçerlidir. Son olarak, $A_0$ elektrozayıf (E.Z) ölçekte deneysel sonuçların yorumunda devreye girer ve bu çalışmada değeri '0' olarak alınmıştır. Şekil 3.11'de 30 fb$^{-1}$'lik toplam ışıklılık için ($m_0, m_{1/2}$) düzleminde $5s$'lık keşif bandı gösterilmektedir. Diğer mSÜGRA parametrelerinin değerleri $A_0 = 0$, $sign(m) = +$ ve $\tan b = 5, 10$ olarak alınır.

Keşif bölgesinin karmaşık yapısı, $A^0/H^0 \to c_2^0 c_2^0 \to 4l^{\pm} + E_T^{kayip} (l = e, m)$' nin tesir kesit×dallanma oranıyla belirlenir. $A^0/H^0$, $\tan b = 5$ için $150\,GeV/c^2 < m_{1/2} < 250\,GeV/c^2$ ve $40\,GeV/c^2 \langle m_0 \langle 130\,GeV/c^2$ olduğu bölgede $\tan b = 10$ için $140\,GeV/c^2 \langle m_{1/2} \langle 240\,GeV/c^2$ ve $m_0 \langle 110\,GeV/c^2$ olduğu bölgede $2e2m$ bozunum kanalında keşfedilebilir( Charlot ve ark, 2006).




Şekil 3.11. Sabit $A_0 = 0$, $sign(m) = +$, $\tan b = 5$ (üstteki şekil) ve $\tan b = 10$ (alttaki şekil) için $(m_0, m_{1/2})$ düzleminde $A^0/H^0 \to c_2^0 c_2^0 \to 4l^{\pm} + E_T^{kayip}$ ($l = e, m$) için 5σ'lık keşif bandı. Sonuçlar 30 fb$^{-1}$'lik toplam ışıklılık için verilmiştir. (Charlot ve ark, 2006)

### 3.1.2. Son Durumunda Z Bozonu Bulunan SÜSİ Araştırmaları

mSÜGRA parametre uzayında düşük bir kütle noktası için son durumda Z bozonu bulunan SÜSİ prosesleri araştırılmıştır. Bu çalışmada hem CMS dedektörünün tam simülasyonu hem de hızlı bir simülasyon kullanılmıştır.

Bu çalışmada SÜSİ'nin varlanması için, Z bozonunun aynı çeşnili zıt işaretli (SFOS) lepton çiftine bozunumunun büyük dallanma oranından dolayı, CMS'te son durumda kolayca varlanabilenecek Z bozonu bulunan proseslere bakılmıştır. Lepton çifti ile $e^+e^-$ veya $m^+m^-$ çifti kastedilmektedir. Z bozonlu son durumlar ya doğrudan proton-proton çarpışmalarından yada gluino ve skuarkların çağlayan bozunumlarından üretilen nötrinoların ve charginoların bozunumundan üretilir. Bozunum zinciri son olarak, kararlı ve dedektörden kaçan ve böylece kayıp dikine enerji (MET veya kayıp $E_T$) olarak ortaya çıkan en hafif süpersimetrik parçacıkla (ESP) sonlanır. Bu nedenle son durumda Z bozonu bulunan SÜSİ olaylarının temel işareti büyük kayıp dikine enerji (MET) ve SFOS lepton çiftidir. Bu araştırmada yukarıda bahsedilen işaret yoluyla CMS'in SÜSİ keşif potansiyelini ortaya çıkarmak için düşük kütleli LM4 noktası kullanılmıştır.

SÜSİ duşlarındaki Z bozonlarının üretimi arttığı için ve özellikle $c_2^0 \to Z + c_1^0$ bozunumu nedeniyle LM4 test noktası olarak seçilmiştir. LM4, şu parametrelerle karakterize edilir: $m_0 = 210\ GeV$, $m_{1/2} = 285\ GeV$, $A_0 = 0$, $signm = +1$, $\tan(b) = 10$.

mSÜGRA paremetre uzayında LM4 noktasındaki farklı sparçacıklarının kütleleri İSAJET ile hesaplanmış ve çizelge 3.2'de verilmiştir. LM4 noktasındaki inklusif SÜSİ üretim tesir kesiti PHYTİA (LO ile) ve PROSPİNO (LO ve NLO ile) kullanılarak hesaplanmıştır ve sonuçlar çizelge 3.3 'te verilmiştir.

Çizelge 3.2. LM4'teki sparçacık kütleleri(GeV). (Kyriazopoulou ve Markou, 2006)

| | $\tilde{u}$ | $\tilde{d}$ | $\tilde{s}$ | $\tilde{c}$ | $\tilde{b}$ | $\tilde{b}_{1,2}$ | $\tilde{t}$ | $\tilde{t}_{1,2}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| L | 659.41 | 664.43 | 664.43 | 659.41 | 575.38 | 600.63 | 575.38 | 485.88 |
| R | 640.91 | 640.65 | 640.65 | 640.91 | 605.56 | 629.89 | 492.69 | 653.00 |
| | $\tilde{e}$ | $\tilde{m}u$ | $\tilde{t}$ | $\tilde{t}_{1,2}$ | $\tilde{n}_e$ | $\tilde{n}_m$ | $\tilde{n}_t$ | |
| L | 290.53 | 290.53 | 282.75 | 232.90 | 277.05 | 277.05 | 275.98 | |
| R | 238.53 | 238.53 | 231.96 | 291.84 | | | | |
| | $\tilde{g}$ | $c_1^o$ | $c_2^o$ | $c_3^o$ | $c_4^o$ | $c_1^+$ | $c_2^+$ | |
| | 695.05 | 110.29 | 210.24 | 384.68 | 403.73 | 210.39 | 402.98 | |
| | h0 | H0 | A0 | $H^+$ | | | | |
| | 114.00 | 467.87 | 466.62 | 474.29 | | | | |

Çizelge 3.3. LM4'teki inklusif SÜSİ üretim tesir kesiti. (Kyriazopoulou ve Markou, 2006)

| | PYTHIA | PROSPINO LO | PROSPINO NLO |
|---|---|---|---|
| $s$ ($pb$) | 18.9 | 19.4 | 26.7 |

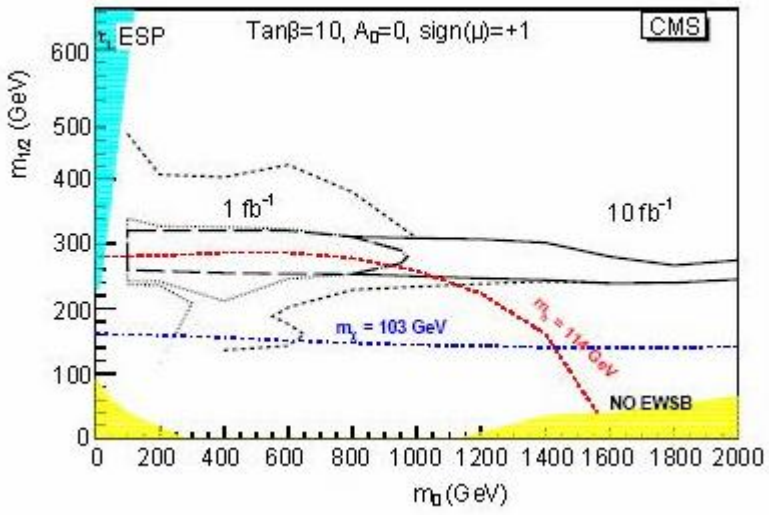
Bu düşük kütle noktasında gluinolar ve skuarklar bolca üretilmektedir. Gluinolarda ($m_{\tilde{g}} \rangle m_{\tilde{q}}$) skuarklara bozunurlar (özellikle de %24'lük dallanma oranı (DO) ile sbottomlara). Daha sonra sbottomlar yaklaşık %27'lik DO ile $c_2^0$'a bozunurlar. Aynı zamanda bir başka süpersimetrik parçacıkla birlikte $c_2^0$ doğrudan da üretilebilir. Toplamda, süpersimetrik bozunum zincirlerinin yaklaşık $1/3$'ü $c_2^0$'ı içerir ve $c_2^0$ üretimi için tesir kesiti 7.1 pb'dir (LO). LM4'te $c_2^0 \to Z + c_1^0$ (%100 DO) ve son olarak $Z \to e^- + e^+, m^- + m^+$ (%6.7 DO) gerçekleşir. Bundan dolayı, sinyal olayları; bir Z bozonundan gelen SFOS lepton çifti ve büyük kayıp $E_T$'siyle (keşfedilmemiş ESP) karakterize edilir. Bir Z bozonu, aynı zamanda diğer süpersimetrik zincirlerde de üretilebilir ve LM4'teki SÜSİ'den dolayı inklusif Z üretimi için tesir kesiti yaklaşık 7.9 pb'dir. Bu analizde $c_2^0$ zincirine odaklanılmıştır. Bu zincirdeki sinyal üretim tesir kesiti 0.47 pb'dır (LO). Sinyal olaylarının yaklaşık % 45'i $\tilde{g} + \tilde{q}$ zincirinden, % 10'u $\tilde{g} + \tilde{g}$ zincirinden, % 28'i $\tilde{q} + \tilde{q}$ zincirinden, %13'ü $c_2^0$'ın doğrudan üretiminden gelmektedir.

Yukarıdaki bozunum yoluyla $c_2^0$ varlanmasında temel fon, jetlerle birlikte bir veya daha fazla Z bozonunun üretimini içeren SM fonlarıdır ve yüksek tesir kesitli SM fonları leptonik olarak bozunabilirler ve büyük kayıp $E_T$'yi içerirler. Bu analizde şu fonlarla çalışılmıştır: ZZ+jetler, ZW+jetler, WW+jetler, $t\bar{t}$ , Z+jetler. Tüm fonlar (Z+Jetleri hariç) inklusif fonlardır, yani Z veW bozonları leptonik bozunmaya zorlanmazlar. Z+jetler'in üretimi farklı $P_t(Z)$ bölgelerinde yapılmıştır. Burada $P_t(Z)$ , Z bozonunun $P_t$ 'sidir. Yüksek $P_t(Z)$ (ve bundan dolayı büyük kayıp $E_T$'si ) içeren ve büyük tesir kesitlere sahip olan iki farklı Z+jet örneği çalışılmıştır. Bunlar $c_2^0$ $85\,GeV < P_t(Z) < 150\ GeV$ ve $150\ GeV < P_t(Z) < 250\ GeV$ 'li örnekleridir. Bunlara ek olarak, $c_2^0$ üretimi içermeyen fakat büyük kayıp $E_T$ ve Z değişmez kütlesine yakın bir değişmez kütleli SFOS lepton çiftine sahip bir miktar SÜSİ olayları da olacaktır. Bunlar Z bozonu üretimi içeren veya içermeyen süpersimetrik bozunum zincirinden gelen olaylardır. Bu olaylar SÜSİ fonları olarak isimlendirilir ( $c_2^0$'sız LM4 zincirinde) ve $c_2^0$ 'ın varlanmasında fon, SÜSİ varlanması için de sinyal olarak düşünülmektedir. Çizelge 3.4'te sinyal ve fonların tesir kesitleri gösterilmektedir.

Son olarak LM4 noktasında $1fb^{-1}$'lik toplam ışıklılık durumunda $MET > 215GeV$ ve $\Delta f(ll) < 2.65rad$ değerleri kullanıldığında SÜSİ keşif potansiyelinin 5σ anlamlılığa sahip bir yatay bandla verildiği görülmüştür (Şekil 3.12). Bunun anlamı $1fb^{-1}$ ve $10\ fb^{-1}$'lik toplam ışıklılıkta standart model fonlarının üstünde bir sinyal açıkça görülebilmektedir (Kyriazopoulou ve Markou, 2006).

Çizelge 3.4. Sinyal ve fon tesir kesitleri. (Kyriazopoulou ve Markou, 2006)

| | $c_2^0$'lı LM4 zincirleri $Z \to e^- + e^+$ , $m^- + m^+$ | $c_2^0$'sız LM4 zincirleri | ZZj | ZWj | WWj | $t\bar{t}$ | Zj $85\,GeV < P_t(Z) < 150\,GeV$ | Zj $150\,GeV < P_t(Z) < 250\,GeV$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $s\,(pb)$ LO | 0.47 | 12.3 | 12.5 | 26.7 | 188 | 488 | 88.4 | 12.7 |
| $s\,(pb)$ NLO | 0.664 | 17.4 | 15.5 | 51.5 | 270 | 830 | 102 | 14.7 |
| Analiz Edilmiş örnek | 27 K | 58.6 K | 479K | 277 K | 463 K | 950K | 47.3 K | 16.7 K |




Şekil 3.12. $c_2^0 \to Z + c_1^0$ bozunumunun olduğu bölgede sistamatik belirsizliklerin hesaba katılmasıyla $1fb^{-1}$'lik (kesikli çizgi) ve $10fb^{-1}$'lik (düz çizgi) toplam ışıklılık için 5σ'lık anlamlılık eğrileri. Bu eğrilerde $m_{1/2}$'nin daha yüksek ve daha düşük değerlere genişlemesi sırasıyla noktalı ($1fb^{-1}$) ve kısa çizgilerle ($10fb^{-1}$) gösterilmiştir. (Kyriazopoulou ve Markou, 2006)

### 3.1.3. CMS'te mSÜGRA Senaryosunda Son Durumunda Top Bulunan SÜSİ Araştırmaları

Bu analizde gravite'nin yumuşak (soft) süper simetri kırınımından sorumlu olduğu mSÜGRA üzerine odaklanılmıştır. Üst kuark (top), bir nötralino ile birlikte gluinolar veya ağır skuarkların bozunumlarından üretilebilir. Bu nötralino, ya en hafif süpersimetrik parçacık (ESP) veya daha ağır nötralino olabilir. Daha ağır nötralino, inklusif olarak kararlı bir parçacık olan ESP'ye bozunur (R-paritesi korunumu kabul edilerek) ve kayıp dikine enerji olarak ortaya çıkar. Böylece son durumda, büyük bir kayıp dikine enerji ve en az bir top kuark vardır.

Bu çalışmada top kuarklı son durumları araştırmak için CMS'teki LM1 noktası kullanılmıştır. mSÜGRA senaryosuna göre bu noktanın özellikleri beş parametre ile karakterize edilir: $m_0 = 60 \quad GeV$, $m_{1/2} = 250 \quad GeV$, $\tan b = 10$, $A_0 = 0$ ve $m > 0$. Her olay son durumda en az bir tane skaler üst kuark içermeli ve bu üst kuark aşağıdaki gibi bozunmalıdır.

$$\tilde{t}_1 \to t + c_2^0 \to t + \tilde{l}_R + l \to t + l + l + c_1^0 \tag{3.4}$$

Burada $\tilde{t}_1$ inklusif olarak üretilmiştir. İSAJET ve PYTHİA kullanılarak toplam 7120 olay üretilmiş ve bu olaylar CMS, OSCAR programlarıyla simüle edilerek, düşük ışıklılıklı pile-up olayları ise CMS-ORCA programı ile yeniden yapılandırılmıştır. Çizelge 3.5 LM1 noktasındaki bazı önemli parçacıkların kütleleri verilmiştir.

Çizelge 3.5. İSAJET 7.69'la üretilen LM1 noktasındaki spektrumların bir kısmı. $m_t = 175\,GeV/c^2$ olur. (Mehdiabadi ve ark, 2006)

| Sparçacık | Kütle ($GeV/c^2$) | Sparçacık | Kütle ($GeV/c^2$) |
|---|---|---|---|
| $\tilde{u}_R, \tilde{c}_R$ | 541.52 | $\tilde{u}_L, \tilde{c}_L$ | 557.99 |
| $\tilde{d}_R, \tilde{s}_R$ | 541.18 | $\tilde{d}_L, \tilde{s}_L$ | 563.99 |
| $\tilde{b}_2$ | 534.96 | $\tilde{b}_1$ | 514.17 |
| $\tilde{t}_2$ | 575.85 | $\tilde{t}_1$ | 411.91 |
| $\tilde{g}$ | 611.32 | $c_2^{\pm}$ | 360.99 |
| $c_1^{\pm}$ | 179.50 | $c_4^0$ | 361.81 |
| $c_3^0$ | 341.29 | $c_2^0$ | 179.56 |
| $c_1^0$ | 94.93 | $h_0$ | 112.87 |

Bu noktada üst kuark, ağır sparçacıkların bozunumundan (gluino, stops ve sbottoms, üst kuarka bozunmak için bir şansa sahiptirler) dolaylı olarak üretilebilirler. İnklusif SÜSİ üretim tesir kesiti 42 pb (LO, PYTHİA (NLO, PROSPİNO 52 pb)) iken, LM1 noktasındaki üst kuarkın inklusif üretimi için 6.787 pb'dir (LO, PYHTİA (NLO, PROSPİNO>9 pb)). Çizelge 3.6'te tüm mümkün üst kuarklı bozunumlar için dallanma oranları gösterilmektedir.

SÜSİ olay örnekleri, sadece LO (leading order) tesir kesitlerini hesaplayan PYTHİA tarafından üretilmiştir. Basitlik için tüm örnek, farklı kanallar için orantı değiştirilmeksizin NLO (next to leading order) tesir kesitlerine ayarlanmıştır. Bu kabul, tahminin altında sinyal olaylarına neden olur. Çizelge 3.7'da bu analizde kullanılan olay örnekleri ve tesir kesitleri verilmiştir.

Çizelge 3.6. PYTHİA 6.225 ile üretilen LM1 noktasındaki uygun dallanma oranları. Gluino bozunumlarının sayısı aynı zamanda yük eşlenikli bozunumlarını içerir. $c^{o}_{tüm}$ tüm nötralinoları ifade eder. (Mehdiabadi ve ark, 2006)

| Bozunum kanalları | Dallanma oranları(%) | Bozunum kanalları | Dallanma oranları(%) |
|---|---|---|---|
| $\tilde{g} \to \bar{t} + \tilde{t}_1$ | 6.16 | $\tilde{g} \to \bar{b} + \tilde{b}$ | 18.09 |
| $\tilde{g} \to \bar{b} + \tilde{b}_2$ | 12.67 | $\tilde{t}_2 \to Z^0 + \tilde{t}_1$ | 17.17 |
| $\tilde{t}_2 \to h_0 + \tilde{t}_1$ | 2.62 | $\tilde{b}_2 \to W^- + \tilde{t}_1$ | 16.33 |
| $\tilde{b}_1 \to W^- + \tilde{t}_1$ | 6.64 | $\tilde{t}_1 \to c_2^0 + t$ | 12.53 |
| $\tilde{t}_1 \to c_1^0 + t$ | 17.70 | $\tilde{t}_2 \to c_{tüm}^0 + t$ | 40.58 |
| $\tilde{b}_1 \to c_1^+ + t$ | 48.36 | $\tilde{b}_2 \to c_1^+ + t$ | 23.85 |

Farklı modeller için verimler çizelge 3.7'de verilmiştir. Bu analizde kullanılan olay seçim kriterleri şunlardır:

- S1T
- YST
- MET > 150 GeV
- En az bir b-jeti (üst kuark her zaman bir b-jet + W'ya bozunur, böylece her olayda en az bir b-Jet olmalı)
- En az 4-jet ( hadronik olarak bozunan üst kuark adayı arandığı için b-jetlerden ayrı olarak her olayda ayrıca en az iki hafif jetler olmalı, 4-jet'ten daha az jete sahip olaylar SM fonlarını büyük ölçüde temizlemektedir)

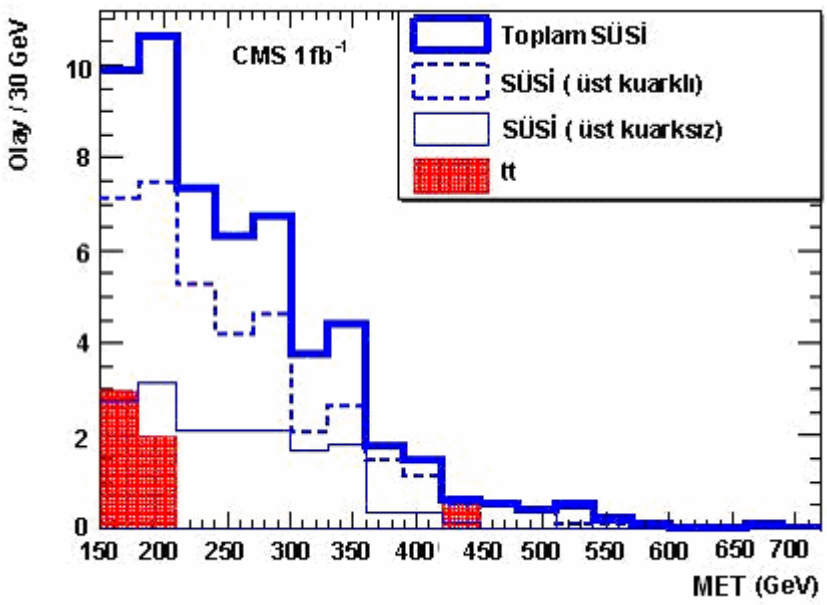
Yukarıdaki sınırlamalardan sonra kalan olay sayısı çizelge 3.8'de özetlenmiştir. Sinyal olarak çıkarılan olayların $\frac{38}{38+17} = \%69$ 'u üretim seviyesinde bir üst kuarkı içeren SÜSİ olaylarıdır. Şekil 3.13'de uygulanan tüm sınırlamalardan sonra MET dağılımı gösterilmektedir.

Çizelge 3.7. Önemli örnekler için tesir kesitler. (Mehdiabadi ve ark, 2006)

| Örnek | LO | NLO |
|---|---|---|
| ZW | 26.89 | 51.5 |
| WW | 188.1 | 269.91 |
| $t\bar{t}$ | 492.2 | 830 |
| tek üst kuark | - | 250 |
| SÜSİ LM1 | 42.07 | 52 |

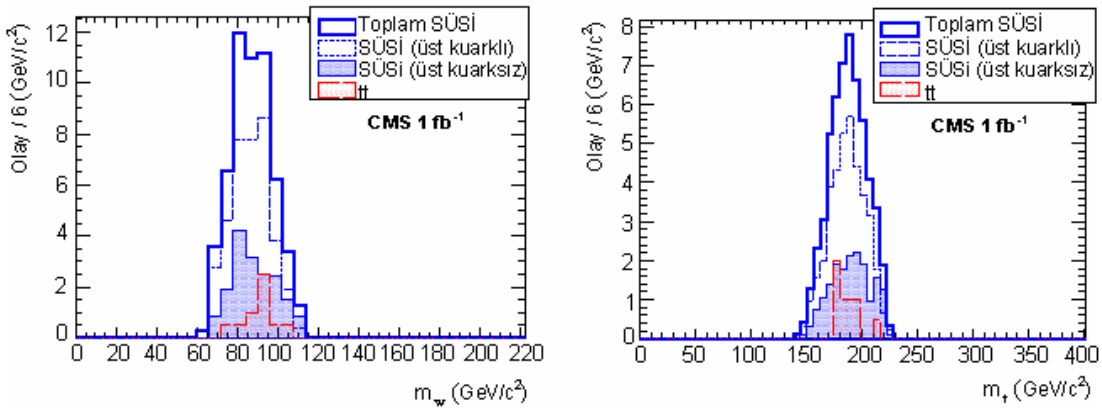
Çizelge 3.8. 1fb$^{-1}$ ışıklılık için tüm sınırlamalardan sonra kalan olay sayısı. Farklı modeller için ayrıntılı verimler son sütunda gösterilmektedir. (Mehdiabadi ve ark, 2006)

| Örnek | Kalan olay sayısı | Verimlilik |
|---|---|---|
| SÜSİ(Üst kuark ile) | 38 | 4.5e-3 |
| SÜSİ(Üst kuarksız ) | 17 | 3.9e-4 |
| $t\bar{t}$ | 5 | 6.0e-6 |
| WW | 0 | <3.2e-6 |
| ZW | 0 | <1.4e-5 |
| tek üst kuark | 0 | <1.0e-5 |
| çoklu jetler | 0 | _ |
| W+jetler | 0 | _ |




Şekil 3.13. Tüm sınırlamalardan sonra kayıp dikine enerji dağılımı. (Mehdiabadi ve ark, 2006)

Şekil 3.13'teki dağılımlar benzer olmasına rağmen, SÜSİ sinyali anlamlı bir şekilde SM $(t\bar{t})$ fonundan daha yüksektir. $t\bar{t}$ fonunu tamamıyla bastırmak için daha yüksek bir kayıp dikine enerji sınırlaması konulur. Ama kayıp dikine enerji dağılımının kuyruğundaki büyük belirsizlikten kaçınmak için sınırlama düşüktür. Şekil 3.14 tüm sınırlamalardan sonra farklı örneklerden çıkarılan W ve üst kuark için değişmez kütle dağılımını göstermektedir. $t\bar{t}$'nin başarılı bir şekilde bastırıldığı açıktır.




Şekil 3.14. Tüm sınırlamalardan sonra farklı örnekler için dijet (W) ve bjj (üst) değişmez kütle dağılımları. (Mehdiabadi ve ark, 2006)

Bu çalışmada $5s$ 'lık keşfi başarmak için gerekli minimum toplam ışıklılık da bulunmaya çalışılmıştır. $Anlamlilik = 2\times\left(\sqrt{S+B}-\sqrt{B}\right)$ eşitliğinde verilen anlamlılık toplam ışıklılığın karekökü ile değişir. $1fb^{-1}$ için S(sinyal) ve B(fon) kullanılmasıyla minimum toplam ışıklılık şu eşitliğin çözülmesiyle bulunmuştur.

$$5=\sqrt{a}\times 2\times\left(\sqrt{(38+17)+(5)}-\sqrt{5}\right)\Rightarrow a\ =0.21fb^{-1} \qquad (3.5)$$

Bu toplam ışıklılık için sinyal ve fon olaylarının sayısı sırasıyla 11 ve 1'dir. Bu, fon üzerinde sistematik belirsizlikten daha büyük olan %100 istatistiksel belirsizliğe yol açar, bu nedenle sistematik hata ihmal edilebilir. $5s$ 'lık bir keşif için gerekli olan minimum toplam ($0.25\ fb^{-1}$) ışıklılık için, programda sistematik belirsizliği içeren uygun bir algoritma kullanılmıştır (Mehdiabadi ve ark, 2006).

### 3.1.4. CMS'te Son Surumda Zıt İşaretli İki Lepton Bulunan SÜSİ Araştırmaları

Bu çalışmada CMS'te tam dedektör simülasyonu yapılarak mSÜGRA'daki LM1 Benchmark noktasında son durumda leptonlar +j etler + kayıp enerji olan SÜSİ olayları araştırılmıştır.

BHÇ'deki SÜSİ üretim tesir kesitinde temel olarak en hafif nötralinolara bozunan gluino ve skuarklar baskındır. Düşük ve orta değerli $\tan b$ 'lar için birçok bozunum zinciri $\tilde{c}_2^0\to\tilde{c}_1^0\lambda^+\lambda^-$ ve $\tilde{c}_2^0\to\tilde{\lambda}_R\lambda\to\tilde{c}_1^0\lambda^+\lambda^-$ ($\lambda=e,m$) bozunumları ile son bulur. Bu bozunum reaksiyonlarında 2 son durum leptonu bu olayların doğal bir tetikleyicisidir. $\tilde{c}_2^0$ bozunumundan gelen leptonlar (elektron ve müon ) keskin bir uca sahip kendilerine özgü ($\lambda^+\lambda^-$) değişmez bir kütle dağılımı sergilerler. Bu çalışmada iki leptonun uç noktasını yeniden yapılandırmak için bir metod tanımlanmıştır. LM1 benchmark noktasındaki ($m_0=60\,GeV/c^2$, $m_{1/2}=250\,GeV/c^2$, $A_0=0$, $\tan b=10$, $sign(m)=+1$) metodun yapılabilirliği ve $\tan b=10$ için mSÜGRA düzlemindeki sinyalin gözlenebilirliği kanıtlamıştır.

$\tilde{c}_2^0 \to \tilde{\lambda}_R \lambda \to \tilde{c}_1^0 \lambda^+ \lambda^-$ bozunumunun dallanma oranı %11,2'dir. Bu çalışmada analiz edilen olaylar için PHYTİA 6.225 ve ISAJET 7.9 kullanılmıştır. Tam dedektör simülasyonu kullanılmış ve düşük ışıklılık pile-up'ları hesaba katılmıştır. S1T ve YST'ler, bir olayı seçmek için izole edilmiş tek bir elektron veya müon şartını aramaktadır. Bu analizde kullanılan SM fonları: $t\bar{t}$, WW+jetler, $\mathrm{DY} \to 2\lambda$, $Zbb \to \lambda\lambda bb$, W+jetler, Z+jetler, KRD, ZZ+jetler ve $t\bar{t}b\bar{b}$'dır. Çizelge 3.9'da 1 fb$^{-1}$'deki SÜSİ olayları ve SM fonlarının beklenen sayıları özetlenmiştir. Olay seçimi için şu sınırlamalar kullanılmıştır.

- hem elektronlar ve hem nükleonlar için $|h| < 2.4$ olması ve $P^T > 10$ $GeV/c$ olan aynı çeşnili zıt işaretli (SFOS) izole edilmiş en az iki lepton olmalı.
- $P_{j_1}^T > 100$ $GeV/c$ ve $P_{j_2}^T > 60\,GeV/c$ ve $|h| < 3.0$ en az iki jet olmalı.
- $E_T^{kayip} > 200$ $GeV$

Bütün bu seçimlerden sonra toplam SÜSİ olaylarının sayısı 1 fb$^{-1}$'lik ışıklılıkta 853 tanedir. Bu da tüm SÜSİ olayları için %1.6'lık verimliliğe karşılık gelir.

Bütün seçim sınırlamalarından sonra 1 fb$^{-1}$ toplam ışıklılık için aynı çeşnili zıt işaretli (SFOS) bir lepton çiftinin değişmez kütle dağılımı ($t\bar{t}$ fonu ile birlikte) şekil 3.15'te verilmiştir.

SÜSİ olaylarında, iki SFOS leptonlarının varlığı $\tilde{c}_2^0 \to \tilde{\lambda}_R \lambda \to \tilde{c}_1^0 \lambda^+ \lambda^-$ bozunumundan farklı bir prosesten dolayı da olabilir. Eğer iki lepton birbirinden bağımsız ise eşit miktarda aynı çeşnili zıt işaretli (SFOS) ve farklı çeşnili zıt işaretli (DFOS) lepton bekleriz ve onların dağılımlarıda özdeş olmalıdır. DFOS olaylarını çıkararak, SFOS fon katkısını atmış oluruz. Şekil 3.16'de SÜSİ olayları için hem DFOS hemde SFOS dağılımları verilmektedir. Hem SÜSİ hemde $t\bar{t}$ fon olayları için 1 fb$^{-1}$'lik çesnisi çıkarılmış SFOS dağılımları şekil 3.17'de verilmiştir. Çeşni çıkarımından sonra $t\bar{t}$ fon katkısı sıfıra çok yakındır. İki lepton dağılımının uç noktasının değeri, çeşnisi çıkarılmış dağılım bir gaussian fonksiyonuna uydurularak çıkarılabilir (Şekil 3.18). Bu gaussian fitinden elde edilen bu değer;

$$M_{\lambda\lambda}^{\max} = 80.42 \pm 0.48\, GeV/c^2 \quad (3.6)$$

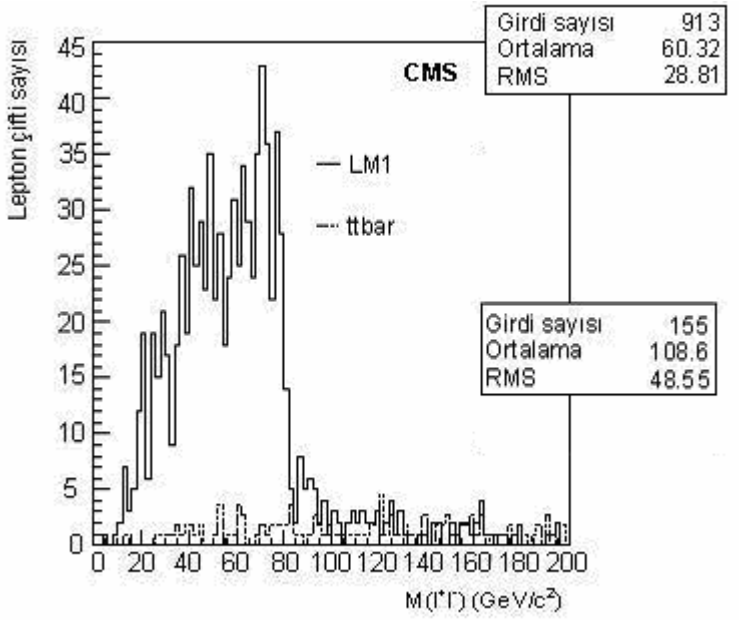
(Burada sadece istatistiksel hatalar verilmiştir). Teorik uç noktası ise 81,04 $GeV/c^2$ 'dir.

Çizelge 3.9. NLO'da tesir kesiti, seçim verimliliği ve sinyal ve fon prosesleri için sınırlamalardan sonra kalan olay sayısı. (Chiorboli ve ark, 2006)

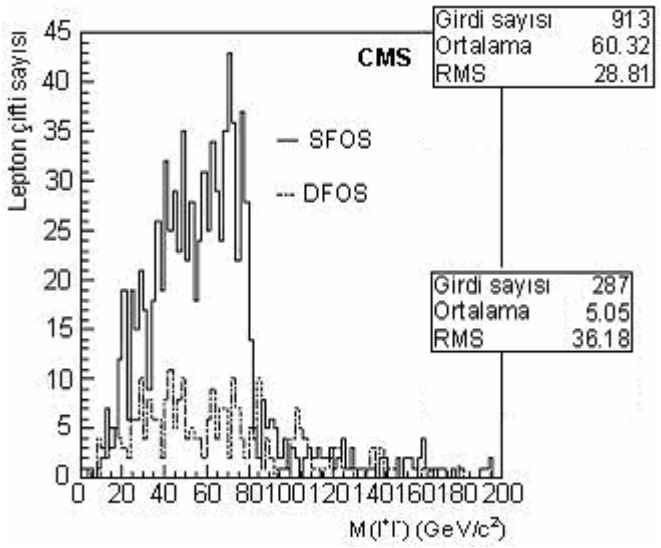
| Proses | σ (pb) | Analiz edilen olay sayısı | ε (verimlilik) | 1 $fb^{-1}$'deki $N_{olay}$ |
|---|---|---|---|---|
| SÜSİ (LM1) | 52 | 478k | 0.016 | 853 |
| $t\bar{t}$ | 830 | 913k | $1.9\times10^{-4}$ | 155 |
| $WW$ + jetler | 188 | 197k | $1.4\times10^{-4}$ | 26 |
| $Z$ + jetler | $5\times10^{3}$ | 606k | $4.8\times10^{-6}$ | 24 |
| DY $\rightarrow 2m$ | $3.97\times10^{3}$ | 916k | $< 1.1\times10^{-6}$ | < 4 |
| DY $\rightarrow 2\ t$ | $3.97\times10^{3}$ | 514k | $1.1\times10^{-6}$ | 4.5 |
| $Zbb \rightarrow llbb(l = e,m,t)$ $P_{hat}^{T} > 60\ GeV/c$ | 57.4 | 621k | $8.4\times10^{-5}$ | 4.83 |
| $t\bar{t}bb$ | 3.3 | 50k | $9.8\times10^{-4}$ | 3.2 |
| $ZZ$ + jetler | 11 | 37k | $2.4\times10^{-4}$ | 2.7 |
| $W$ + jetler | $1.5\times10^{5}$ | 1765k | $6.7\times10^{-9}$ | 1 |

Özetlersek tam CMS dedektör simülasyonuyla mSÜGRA modelindeki LM1 noktasında son durumda iki tane SFOS lepton çifti + jetler + MET olan SÜSİ zincirlerindeki $\tilde{c}_2^0 \rightarrow \tilde{\lambda}_R\lambda \rightarrow \tilde{c}_1^0\lambda^+\lambda^-$ bozunumunun gözlenebilirliği araştırılmıştır. İki leptonun uç noktası $1fb^{-1}$'de $0.5\,GeV/c^2$ istatistiksel hata ile ölçülebilir. 5σ'lık anlamlılığa ulaşabilmek için sistematik hata dahil edilmeden 14 $pb^{-1}$'lik bir ışıklılık, sistematik hata dahil edilirse 17 $pb^{-1}$'lik bir ışıklılık gereklidir. Ayrıca ($m_0, m_{1/2}$)

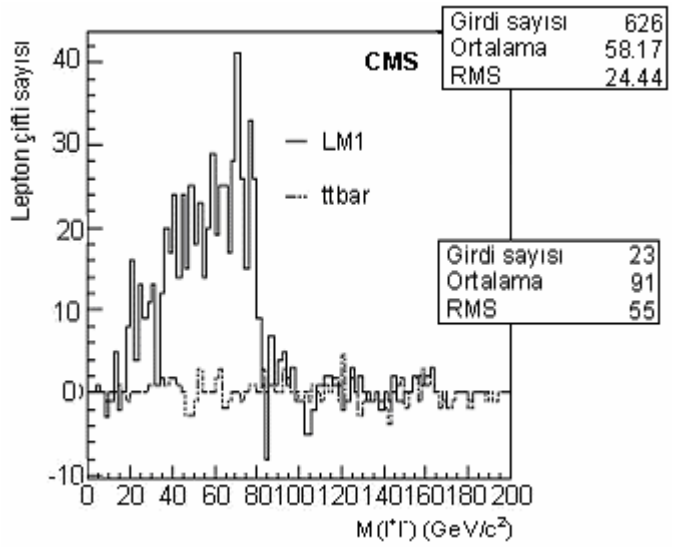
parametre uzayında son durumda leptonlar + jetler + MET bulunan SÜSİ olaylarının gözlenebilirliği de araştırılmış ve sonuçlar şekil 3.19'da verilmiştir (Chiorboli ve ark, 2006).



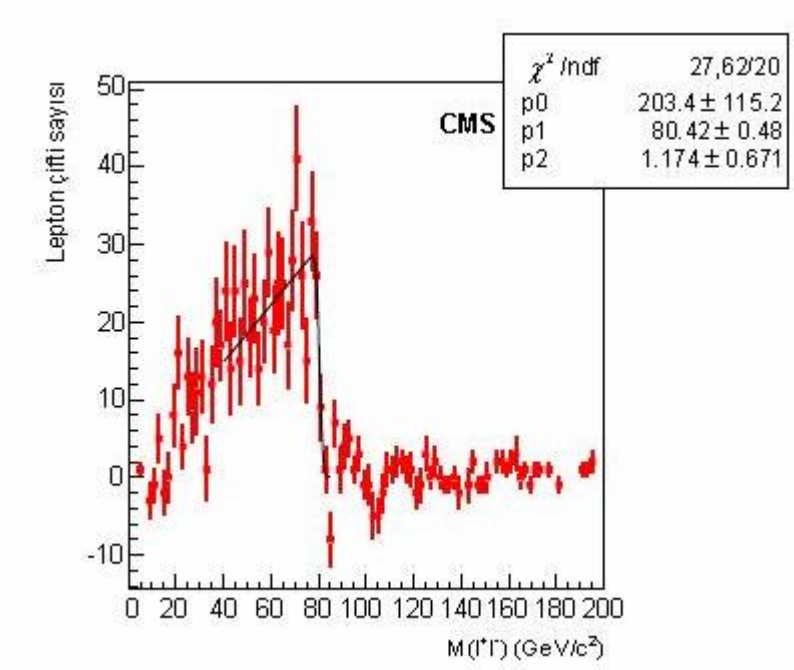

Şekil 3.15. 1 $fb^{-1}$ için SÜSİ'nin aynı çeşnili zıt işaretli (SFOS) lepton çifti dağılımları ve $t\bar{t}$ olayları. (Chiorboli ve ark, 2006)



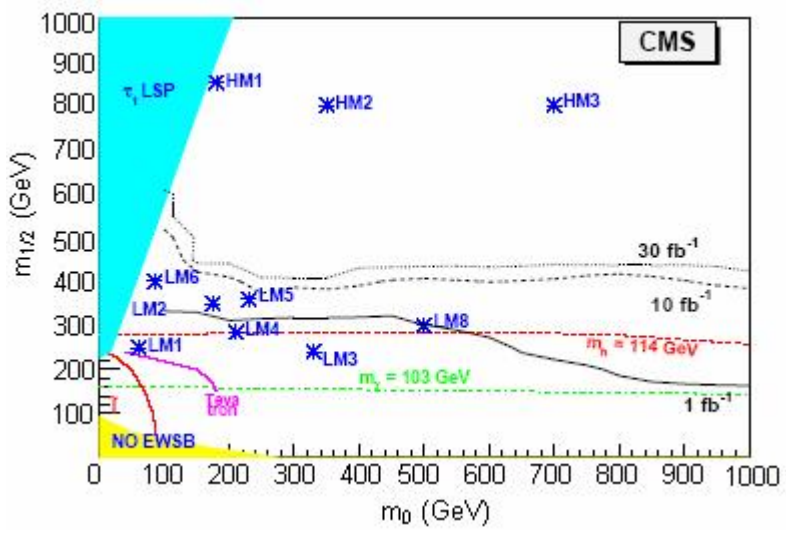

Şekil 3.16. 1 $fb^{-1}$ için olayların SFOS ve DFOS dağılımları. (Chiorboli ve ark, 2006)




Şekil 3.17. 1 $fb^{-1}$ için SÜSİ ve $t\bar{t}$ olaylarının çeşnisiz dağılımları. (Chiorboli ve ark, 2006)




Şekil 3.18. 1 $fb^{-1}$ için SÜSİ çeşnisiz dağılımları. Fit fonksiyonu ile birlikte gösterilmektedir. (Chiorboli ve ark, 2006)




Şekil 3.19. Sistematik belirsizlikler hesaba katıldığında 1, 10 ve 30 fb$^{-1}$'lik toplam ışıklılık için tanβ=10'daki keşif bölgesi. (Chiorboli ve ark, 2006)

# 4. SONUÇ VE ÖNERİLER

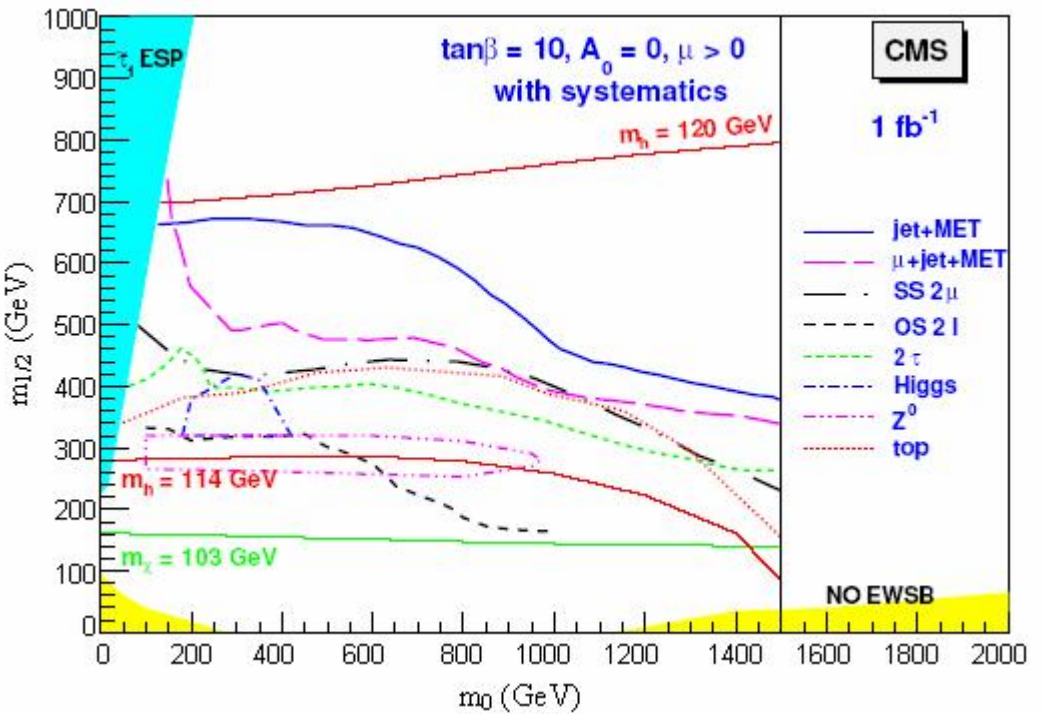
Son on yılda hem ATLAS hem de CMS dedektörlerinin SÜSİ keşif potansiyeli araştırılmaktadır. Bu kısımda bu çalışmaların bazılarının sonuçlarına kısaca değinilecektir. SÜSİ'nin keşfi model tarafından öngörülen en az bir veya birkaç yeni parçacığın [squarklar ($\tilde{q}$) ve sleptonlar ($\tilde{L},\tilde{n}$), gauinolar ($c^{0}_{2,3,4}, c^{+}_{1,2}$), gluino ($\tilde{g}$) ve ağır higgsler ($H^{\pm}, H_0, A$)] gözlenmesi anlamına gelir.

R-parite korunumlu süpersimetrik senaryonun en belirgin işaretlerinden biri kayıp dikine enerji + jetlerin olduğu olayların gözlenmesidir. Büyük kayıp dikine enerji son durumdaki skuarkların ve gluinoların bozunumlarından gelen en hafif süpersimetrik parçacıktan kaynaklanır. Skuark veya gluinoların hadronik bozunumlarından iki veya daha fazla hadronik jet oluşur.

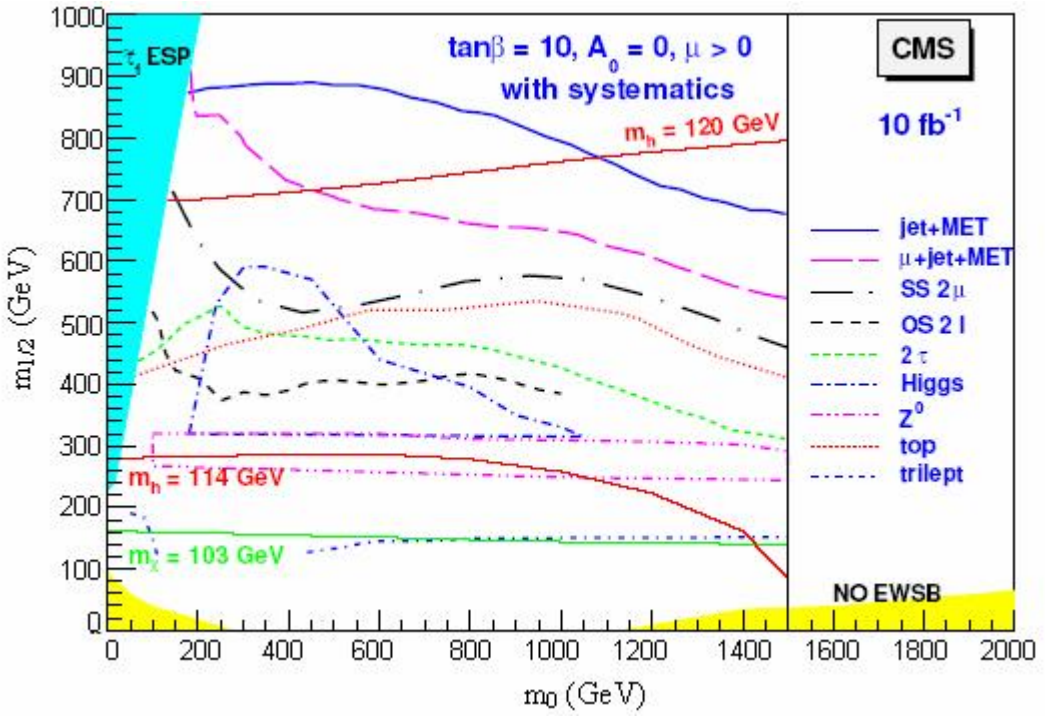
SÜSİ'nin BHÇ'de keşfedileceğini düşünürsek, bu daha çok son durumda büyük kayıp enerji + jetler'in olduğu tamamen inklusif araştırmalar ile olacaktır. Tüm tipik SÜSİ işaretlerini araştırmak modelin doğruluğunu saptamaya yardımcı olacağından oldukça önemlidir. Bu işaretlerin araştırıldığı analiz çalışmalarından bazıları bölüm 3'te ayrıntılı olarak verilmiştir.

Bu kısımda ise CMS tarafından yürütülen bütün inklusif SÜSİ analizlerinin sonucunda belirlenen CMS'in SÜSİ keşif potansiyeli özetlenecektir. Şekil 4.1 ve 4.2 'de verilen eğriler, sırasıyla 1 ve 10 $fb^{-1}$'lik toplam ışıklılıklardaki çeşitli olay topolojileri için tahmin edilen erişim bölgelerini göstermektedir. En iyi erişim jetler + MET ve müonlar + jet + MET inklusif kanalları ile belirlenmektedir. Gluino ve skuarkların kütle menzili 1 $fb^{-1}$'lik ışıklılık ile 1.5 TeV'a kadar, 10 $fb^{-1}$'lik ışıklılık ile 2 TeV'a kadar incelenebilecektir. Dahası alanın büyük bir kısmı birkaç araştırma topolojisini kapsamaktadır.

Sonuç olarak 1 $fb^{-1}$'den daha az bir data ile (BHÇ'nın düşük ışıklılığında) tüm düşük kütle bölgesi (özellikle LM1 noktası) gözlenebilecektir. Yüksek ışıklılıkta ise büyük kütleli noktaların gözlenmesi beklenmektedir (CMS kollab.,2006).




Şekil 4.1. CMS'te (sistematik belirsizliklerle) çalışılan birkaç araştırma stratejisi için 1 $fb^{-1}$'de ($m_0$, $m_{1/2}$) düzlemindeki 5 $s$ erişim grafiği. (CMS kollab., 2006)




Şekil 4.2. CMS'te (sistematik belirsizliklerle) çalışılan birkaç araştırma stratejisi için 10 $fb^{-1}$'da ($m_0$, $m_{1/2}$) düzlemindeki 5 $s$ erişim grafiği.(CMS kollab., 2006)

**KAYNAKLAR**


ABDULLİN, S., 2003. Update II of the New MSUGRA Test Points Proposal. http://cmsdoc.cern.ch/_abdullin/SBSM/meetings/17Sep/SUSy points.ppt

_____, 2002. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.28, 469.

ACHARDT, P. ve ark., 2004. Physics Letters B580,37.

AFFOLDER, T. ve ark., 2000. Search for Scalar Top and Scalar Bottom Quarks in p anti-p Collisions at s**(1/2) = 1.8 TeV. Physics Letters. 84, 5704.

ASAI, S., 2002. Supersymmetry at LHC, ICEPP Report 02-02, Inernational Centre for Particle Physics. University of Tokyo.

BAER, H. ve ark., 1996. CMS Collab oration, Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38. Phys. Rev. D53,6241.

BARTL, A. ve ark, 1984. Simulating Supersymmetry with ISAJET 7.0 / ISASUSY. Phys. Rev. D43,2214

BATTALIGA, M. ve ark., 2004. Eur. Phys. J. C33,273.

BAYATİAN, G. ve ark., 2000a, CMS Tridas Project Technical Design Report Volume1: The Trigger Systems, Technical Report 2002-38, CERN/ LHCC.

_____, 2000b, CMS Tridas Project Technical Design Report Volume 2: The Data Acquistion System, Technical Report 2000-26. CERN/LHCC.

_____, 1997a, CMS Electromagnetic Calorimeter Project Technical Design Report, Technical Report 97-33, CERN/LHCC.

_____, 1997b, CMS Hadronic Calorimeter Project Technical Design Report, Technical Report 97-31, CERN/LHCC.

_____, 1997c, CMS Magnet Techinical Design Report, Technical Report 97-10, CERN/LHCC.

_____, 1997d, CMS Muons Technical Design Report, Technical Report 97-32, CERN/LHCC.

CHARLOT, C. ve ark., 2006. Observability of the heavvy neutral SUSY Higgs bosons decaying into neutralinos, CMS Note 2006-125

CHİORBOLİ, M. ve ark., 2006. SUSY search with Opposite Sign Dileptons, CMS CR 2006-037.

CMS Collaboration, 2006. CERN/LHCC, 021.

EIDELMAN, S. ve ark., 2004. Review of particle Physics. Phys. Lett. B592, 1.

ELLİS, J. ve ark., 1984. Nucl. Phys. B238, 453.

FLUGE, G., 1994. Yellow reports, CERN, 94-04.

GIANOTTI, F., 2005. Lepton and Photon Interactions at High Energies, Uppsala Universty, Sweden, 54/505s.

HABER, H. ve ark., 1985. Süpersymetric Dark Matter above W Mass. University of California, Berkeley. Phys. Rep. 117, 75.

HALZEN, F. ve ark., 1984. Quarks and leptons, John Wiley.

HEISTER, A. ve ark., 2002a. Absolute Lower Limits on the Masses of Selectrons and Sneutrinos in the MSSM. Amsterdam, 73-88, 273s.

HİCHLİFFE, I. ve ark., 1996. Precisian SUSY Measurement at LHC, LBNL-39412.

KANE, G. L., 2000. The Supersymmetry Soft-breaking Lagrangian-Where Experiment and String Theory Meet, arXiv:hep-ph/0008190

KYRİAZOPOULOU, S., MARKOU, C., 2006. Search for SUSY in final states with Z bosons, CMS Note 2006-116.

LEPSUSY WG, ALEPH, DELPHI and L3 COLL.,2003. Preliminary Results From The Combination of LEP Data, Prepered by The LEP SUSY Working Group. 117,451s

MARTİN, S. P., 1997. A Supersymmetry perimer, arXiv:hep-ph/9709356.

MASETTİ, G., 2005. Search for the MSSM Neutral Higgs bosons with the CMS Experiment at LHC. Doktora Tezi. Bologna University, Italy, 91s.

MEHDİABADİ, S. P. ve ark., 2006. Search for SUSY in top final states in the mSUGRA scenario at CMS, CMS Note 2006-102.

MOORTGAT, F., 2004. Discovery Potential of MSSM Higgs Bosons Using Supersymetric Decay Modes with the CMS Dedector. Doktora Tezi. Universiteit Antwerpen, Wetenchappen, 222s.

NİLLES, H., 1984. R-parity Violation-a Source of Univarsality –breaking Effect in Leptonic W Decays. Phys. Rep. 110, 1.

PANGE, F., 1996 Droc of the 1996 DPF/DPB Summer Study on High Energy

Physics, New Directions for High Energy Physics, Snawmass, Calendar.

PUMPLIN, J. ve ark., 2002. New Generation of Patron Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis, J. High En. Phys. 0207, 012, 44s.

RURUA, L.,1999. Institut f'ur Hochenergiephysik Osterreichishche Akademie d. Wissenschaften and E. Andronikashvili Institute of Physics, Georgian Academy of Sciences.

TATA, X., 1995. Supersymmetry: Where it is and how to find it?, arXiv:hep-ph/9510287.

YETKİN, T., 2006. Search for SUSY in Missing Transverse Energy Plus Multijet Topologies at $\sqrt{s} = 14$ TeV and Geant4 Simulation of The CMS Hadronic Forward Calorimeter in the Test Beam. Doktora Tezi. Ç.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana, 169s.

WIGMANS, R., 2000. Calorimetry Energy Measurement in Particle Physics, Oxford University Press, UK, 17,726.

WOHRI, H. K., 2000. Doktora Tezi. Technischen University, Graz.

## ÖZGEÇMİŞ

1981 yılında Adana'da doğdum. İlk, orta ve lise öğrenimimi burada tamamladım. 1999 yılında Niğde Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünü kazandım. 2003 yılında bölüm birincisi olarak mezun oldum. Aynı yıl Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tezli ve Tezsiz Yüksek Lisans programlarını kazandım. 2004 yılında Tezsiz Yüksek Lisans Eğitimini tamamladım. Şuan Tezli Yüksek Lisans Eğitiminin son aşamasındayım.