



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**CMS DENEYİNDE MONTE CARLO YÖNTEMİYLE
SÜPERSİMETRİK PARÇACIKLARIN ÜRETİMİ**

**Sercan ŞEN
Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı**

**Danışman
Prof.Dr. K. Gediz AKDENİZ**

**II. Danışman
Prof. Dr. Ramazan SEVER**

Haziran, 2007

İSTANBUL

ÖNSÖZ

Yüksek lisans öğrenimim sırasında ve tez çalışmalarım boyunca gösterdiği her türlü destek ve yardımdan dolayı değerli hocam Prof.Dr. K. Gediz AKDENİZ'e ve tez ikinci danışmanlığını kabul eden ve tez çalışmalarım boyunca yardımlarını esirgemeyen Prof. Dr. Ramazan SEVER'e en içten dileklerle teşekkür ederim.

Ayrıca bu çalışmanın her aşamasında yardımlarını gördüğüm, kıymetli görüşlerinden yararlandığım Yard. Doç. Dr. Kerem CANKOÇAK'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Benim için gösterdiği emeğin karşılığını ödeyemem.

Yüksek lisans öğrenimim boyunca yol gösterici tavrından ve yakınlığından dolayı en içten dileklerle Doç. Dr. Sehban KARTAL'a teşekkür ederim.

Bana karşı her zaman gösterdikleri olumlu ve yapıcı tavırlar için, birlikte olmaktan mutluluk duyduğum Prof. Dr. Nizamettin ERDURAN, Prof. Dr. Melih BOSTAN, Doç. Dr. Gürkan ÇELEBİ ve Dr. Alper DİZDAR'a sonsuz teşekkürler.

Yakın çalışma arkadaşlıklarından dolayı Ferhat'a ve Ulaş'a, ayrıca burada adını sayamadığım fakat desteğini aldığım herkese teşekkürler.

Son olarak; tüm eğitim yaşamım boyunca beni bir an bile yalnız bırakmayan çok kıymetli anne ve babama, dostluklarını her zaman hissettiğim ablama, ağabeyime ve değerli eşlerine sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Onların sağladığı maddi manevi her türlü destek bu çalışmanın bir adım daha ilerlemesinde belirleyici olmuştur.

Haziran, 2007

Sercan ŞEN

İÇİNDEKİLER

| | |
|---|-----|
| ÖNSÖZ | i |
| İÇİNDEKİLER | ii |
| ŞEKİL LİSTESİ | iii |
| TABLO LİSTESİ | iv |
| SEMBOL LİSTESİ | v |
| ÖZET | vi |
| SUMMARY | vii |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| 2. GENEL KISIMLAR | 6 |
| 2.1. STANDART MODEL | 6 |
| 2.1.1. Higgs Mekanizması İle Kendiliğinden Simetri Kırılması..... | 10 |
| 2.1.2. Standart Model Sorunları..... | 11 |
| 2.1.3. Standart Model Ötesi | 14 |
| 2.2. SÜPERSİMETRİ | 15 |
| 2.2.1. Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)..... | 18 |
| 2.2.2. MSSM Parametreleri | 22 |
| 2.2.3. R-Parite | 23 |
| 2.2.4. Minimal Süpergravite (mSUGRA)..... | 24 |
| 2.3. BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI (LHC) | 27 |
| 2.3.1. LHC Fizik Çalışmaları..... | 29 |
| 2.3.2. CMS Deneyi..... | 31 |
| 2.4. LHC'DE SÜPERSİMETRİ ARAŞTIRMALARI | 33 |
| 2.4.1. Süpersimetrik Parçacıkların Üretimi | 34 |
| 2.4.2. Süpersimetrik Parçacıkların Bozunumları | 35 |
| 2.4.3. LEP Sonrası SUSY Parametre Uzayı..... | 37 |

| | |
|---|-----------|
| 3. MALZEME VE YÖNTEM..... | 39 |
| 3.1. MONTE CARLO SİMÜLASYONU | 39 |
| 3.2. PYTHIA | 41 |
| 3.2.1. Olay Kaydı | 44 |
| 3.3. FİZİK ANALİZ PROGRAMLARI..... | 46 |
| 4. BULGULAR | 48 |
| 4.1. LM1 NOKTASI ÖLÇÜMLERİ..... | 48 |
| 4.2. GLUİNO BOZUNUMLARININ ANALİZLERİ..... | 52 |
| 5. TARTIŞMA VE SONUÇ | 57 |
| KAYNAKLAR | 58 |
| ÖZGEÇMİŞ | 61 |

ŞEKİL LİSTESİ

| | | |
|-----------|---|----|
| Şekil 2.1 | : Standart Model parametrelerinin deneysel ölçüm sonuçları | 13 |
| Şekil 2.2 | : Parçacıklar ve süperçerçesi | 17 |
| Şekil 2.3 | : SM'de ve MSSM'de her bir ayar alanına ait bağlanma sabitlerinin terslerinin yüksek enerji ile değişimi | 22 |
| Şekil 2.4 | : CERN hızlandırıcı kompleksi | 28 |
| Şekil 2.5 | : LHC halkasından bir görünüm | 28 |
| Şekil 2.6 | : LHC projesi ve deney noktaları | 31 |
| Şekil 2.7 | : CMS dedektörü | 32 |
| Şekil 2.8 | : CMS çalışmaları için mSUGRA noktaları | 38 |
| Şekil 3.1 | : Simülasyon ve veri analizinde temel basamaklar | 40 |
| Şekil 3.2 | : pp (yada $p\bar{p}$) çarpışmalarında tipik bir olayın şematik yapısı. | 42 |
| Şekil 3.3 | : LM1 noktası için Pythia olay listesi | 45 |
| Şekil 3.4 | : $\tilde{g}\tilde{g}$ üretiminden oluşan dallanmalara bir örnek | 46 |
| Şekil 4.1 | : Skuarkların ilk adımda LSP'ye bozunumundan gelen " $E_T^{K_{ayıp}} + njet$ " son durumları | 52 |
| Şekil 4.2 | : Skuarkların $\tilde{\chi}_1^\pm$ lere bozunmalarıyla oluşan bozunum zincirinden gelen $n > 4$ " $E_T^{K_{ayıp}} + njet$ " son durumları | 53 |
| Şekil 4.3 | : $\tilde{q}_R\tilde{q}_L$ 'den gelen " $\ell^+\ell^- + E_T^{K_{ayıp}} + jetler$ " son durumları | 54 |
| Şekil 4.4 | : $\tilde{q}_L\tilde{q}_L$ 'den gelen " $\ell^+\ell^- + E_T^{K_{ayıp}} + jetler$ " son durumları | 55 |
| Şekil 4.5 | : $2\tilde{\chi}_1^0 + \ell^+\ell^- + 6j$ son durumuna örnek olay şeması | 56 |

TABLO LİSTESİ

| | | |
|-------------------|--|-----------|
| Tablo 2.1 | : Doğanın temel kuvvetleri | 6 |
| Tablo 2.2 | : Fermiyonların sınıflandırılması | 8 |
| Tablo 2.3 | : Standart Model parçacıkları ve MSSM'deki Süpereşleri | 21 |
| Tablo 2.4 | : pp çarpışmaları için bazı LHC parametreleri | 29 |
| Tablo 2.5 | : CMS deneyindeki mSUGRA noktaları | 38 |
| Tablo 4.1 | : SUSY süreçlerinin tesir kesitleri..... | 48 |
| Tablo 4.2 | : LM1 noktasında sparçacık kütle spektrumunu | 49 |
| Tablo 4.3 | : Gluino bozunumlarının dallanma oranları | 50 |
| Tablo 4.4 | : \tilde{q}_R için dallanma oranları | 50 |
| Tablo 4.5 | : \tilde{d}_L için dallanma oranları..... | 50 |
| Tablo 4.6 | : \tilde{u}_L için dallanma oranları..... | 50 |
| Tablo 4.7 | : \tilde{b}_1 için dallanma oranları..... | 50 |
| Tablo 4.8 | : \tilde{b}_2 için dallanma oranları..... | 50 |
| Tablo 4.9 | : \tilde{t}_1 için dallanma oranları | 51 |
| Tablo 4.10 | : \tilde{t}_2 için dallanma oranları | 51 |
| Tablo 4.11 | : $\tilde{\chi}_2^0$ için dallanma oranları | 51 |
| Tablo 4.12 | : $\tilde{\chi}_1^\pm$ için dallanma oranları..... | 51 |
| Tablo 4.13 | : $\tilde{\ell}_L$ için dallanma oranları..... | 51 |
| Tablo 4.14 | : $\tilde{\ell}_R$ için dallanma oranları | 51 |
| Tablo 4.15 | : $\tilde{\tau}_1$ için dallanma oranları | 51 |
| Tablo 4.16 | : $\tilde{\tau}_2$ için dallanma oranları | 51 |

SEMBOL LİSTESİ

| | |
|--|--|
| W, Z | : zayıf etkileşim ayar bozonları |
| G_N | : newton sabiti |
| E_P | : planck enerjisi |
| \tilde{g} | : gluino |
| \tilde{q} | : skuark |
| $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$ | : nötralinolar |
| $\tilde{\chi}_1^0$ | : en hafif süpersimetrik parçacık (LSP) |
| $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$ | : charginolar |
| Y | : hiperyük |
| v_u, v_d | : higgs vakum beklenen değerleri |
| σ | : tesir kesiti |
| m_0 | : ortak skaler kütle |
| $m_{1/2}$ | : ortak gaugino kütlesi |
| $E_T^{Kayıp}$ | : kayıp enerji |
| R | : parite |
| A_0 | : ortak trilineer bağlanma sabiti |
| $sign(\mu)$ | : higgs kütlelerinin işareti |
| $\tan \beta$ | : higgs kütlelerinin vakum beklenen değerlerinin oranı |
| \mathcal{L} | : langrangian |
| \sqrt{s} | : kütle merkezi enerjisi |
| LM1 | : 1 no'lu düşük kütle noktası |
| CKM | : Cabibbo- Kobayashi- Maskawa |
| MC | : monte carlo |
| QED | : kuantum elektrodinamiği |
| QCD | : kuantum renk dinamiği |
| GWS | : Glashow-Weinberg-Salam modeli |
| QCD | : kuantum renk dinamiği |
| LEP | : büyük elektron pozitron çarpıştırıcısı |
| SLC | : Stanford lineer çarpıştırıcısı |
| SUSY | : süpersimetri |
| MSSM | : minimal süpersimetrik standart model |
| mSUGRA | : minimal süpergravite |
| LSP | : en hafif süpersimetrik parçacık |
| LHC | : büyük hadron çarpıştırıcısı |
| CMS | : Kompakt Müon Selenoid |
| EZSK | : elektrozayıf simetri kırınımı |
| BBT | : büyük birleşim teorisi |
| CP | : yük-parite |

ÖZET

CMS DENEYİNDE MONTE CARLO YÖNTEMİYLE SÜPERSİMETRİK PARÇACIKLARIN ÜRETİMİ

LHC'deki CMS deneyinin ana amaçlarından birisi SUSY parçacıklarını araştırmaktır. Gluinolar ve skuarklar gibi güçlü etkileşen parçacıklar LHC'de gözlenmesi en olası ilk SUSY parçacıklarıdır. Bu çalışmada gluino-gluino çift üretimi kuarklara, leptonlara ve LSP'lere olan bozunumları ile mSUGRA-MSSM modeli çerçevesinde araştırılmıştır. Olaylar Pythia 6.302 kullanılarak simüle edilmiş ve SUSY'yi gözlemek için en olası son durumlar " $E_T^{miss} + multi_jets$ " ve " $\ell^+ \ell^- + E_T^{miss} + jets$ " sonuç olarak verilmiştir.

SUMMARY

SUPERSYMMETRIC PARTICLES PRODUCTION AT CMS EXPERIMENT BY MONTE CARLO METHOD

One of the main aim of the CMS experiment at the LHC is to search for SUSY particles. Strongly interacting particles as gluinos and squarks will be most likely the first SUSY particles to be seen at LHC. In this study gluino-gluino pair production has investigated with subsequent decay into quarks, leptons and LSPs within the framework of the mSUGRA-MSSM model. The events are simulated by using Pythia 6.302 and the most likely final states for SUSY observation " $E_T^{miss} + multi_jets$ " and " $\ell^+ \ell^- + E_T^{miss} + jets$ " are given as a result.

1. GİRİŞ

Binlerce yıldan bu yana, insanoğlunun evrenin yapısını kavrayabilme uğraşındaki en temel sorularının başında, onu oluşturan yapıtaşlarının neler olduğu gelmiştir. İlkçağ doğa filozoflarına göre evren kimi zaman toprak, hava, su ve ateş olmak üzere dört elementten ya da bunların kombinasyonundan oluşmaktaydı. Bugün ise maddenin yapıtaşları olarak elementleri değil, elementer parçacıkları görüyoruz.

Yüksek enerji fiziği, en temel düzeyde, en küçük boyutta maddenin neden meydana geldiği sorusuna yanıt arar. Fiziğin en derinlerini ve en uzaklarını ilgilendiren Einstein'ın genel görelilik kuramı ve kuantum mekaniği içinde yaşadığımız evrende bilinen dört temel kuvvetten ikisini, Elektromanyetik ve Zayıf kuvveti aynı kuram içerisinde birleştiren Standart Model, fiziğin yirminci yüzyıldaki en büyük başarılarından biri olmuştur. Bu modelin özelliği, yüzlerce parçacığı ve karmaşık etkileşimleri birkaç temel parçacık ve etkileşme ile açıklayabilmesidir. Bu model veya daha doğrusu bu birbiri ile ilişkili kuramlar topluluğu, kuantum elektrodinamiği (QED), kuantum renk dinamiği (QCD) ve Glashow-Weinberg-Salam'ın zayıf süreçler kuramlarının bir araya gelmesiyle oluşmuş ve toplamına Standart Model adı verilmiştir [1,2]. Glashow, Salam ve Weinberg tarafından 1960' larda ortaya atılan kuram, sonraki kırk yıl içinde gelişmiş, test edilmiş ve peşpeşe gelen buluşlarla, sağlam bir model olarak günümüzde temel parçacıkları betimleyen ve deneysel olarak test edilebilen tek doğru model halini almıştır.

Madde alanlarının etkileşimlerini bu etkileşmelere karşılık gelen ayar alanları değişimi yoluyla açıklayan Standart Model; 1979'da DESY'de gluonların deneysel olarak gözlenmesi, 1983'te CERN'ün proton-karşıtpoton çarpıştırıcısı UA1'de W ve Z ayar bozonlarının keşfedilmesi ile modele olan güveni daha da arttırmıştır. Ayrıca SM'in diğer parametreleri üzerine LEP (Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı), SLC

(Standford Lineer Çarpıştırıcısı), HERA (Elektron Proton Çarpıştırıcısı, DESY) ve Tevatron çarpıştırıcılarıyla yapılan doğrulanma testlerinde de beklenen sonuçlarla karşılaşmıştır. Bugüne kadar yapılan hiçbir deneyde, Standart Modelin öngörülleri ile çelişen bir sonuç elde edilmemiştir. Bununla beraber modelde Higgs mekanizması olarak bilinen, parçacıklara Higgs alanı ile olan etkileşmeleri ile kütle kazandırdığı düşünülen ve bu şekilde SM'in üzerine kurulu olduğu ayar simetrisinde W ve Z ayar bozonlarının kütleli oluşuna açıklık getirebilen bir mekanizma vardır. Ancak bu mekanizmadan sorumlu Higgs parçacığı henüz gözlenememiş ve günümüz yüksek enerji deneylerinin en büyük çalışma alanlarından birisi olmuştur. Higgs parçacığı gözlenirse bile Standart Model'de cevabı olmayan noktaların var olması, ayrıca modeli kütle çekim kuvvetini de içine alacak şekilde genişletme çabalarının başarısızlıkla sonuçlanması gibi nedenlerden ötürü bu model; teorik olarak tatmin edici bulunmamakta ve daha temel bir teorisinin düşük enerjideki etkin teorisi olarak düşünülmektedir [3].

Süpersimetri (SUSY) [4,5,6,7], Standard Modelin açıklayamadığı bazı sorulara cevap verebilmek üzere Standart Modelin genişletilmesi için önerilen ve üzerinde en çok çalışılan modellerden biridir. Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM) standart modelin süpersimetrik olarak genişletilmiş halidir. Bu modelde bilinen parçacıkların sayısı iki katına çıkar ve yeni Higgs parçacıkları teoriye eklenir [8,9].

Süpersimetri Teorisine göre Higgs alanının kendisi ile etkileşmesi sonucu ortaya çıkan ikinci dereceden sonsuzlukları yok etmek için Higgs alanı ile etkileşmeye giren yeni bir alan ortaya atılmaktadır. Higgsino adı verilen bu yeni alan, Higgs alanı ile aynı kuantum sayılarına sahip sadece spin kuantum sayısı $\frac{1}{2}$ kadar düşük olan fermiyonik bir alandır. Süpersimetri dönüşümüne göre Higgs alanı ile Higgsino alanı aynı özelliklere sahiptir, sadece Higgs alanı skaler bir alan iken Higgsino alanı fermiyonik bir alandır. Süpersimetri teorisine göre SM'de var olan tüm parçacıklara birer süpereş getirilmiştir. Bu süpereş parçacıklar SM parçacıklarıyla aynı kuantum sayılarına sahiplerdir, sadece spin kuantum sayıları $\frac{1}{2}$ kadar daha düşüktür. Bu sayede SM'e göre bozonik karakterli bir alana fermiyonik karakterli bir süpereş alan getirilmiştir. Aynı şekilde fermiyonik karakterli bir SM alanına da bozonik karakterli bir süpereş alan getirilmiştir. SUSY

modelleri içinde, parametre sayısı açısından en ekonomik olan model, CMSSM¹ (suni MSSM) olarak anılan, mSUGRA (en küçük süpergraviteden esinlenen süpersimetri) modelidir. Bu modelde zayıf, elektromanyetik ve güçlü kuvvetin bağlanma sabitleri α_i , $i = 1, 2, 3$, gaugino kütleleri M_i , skaler kütleler m_i ve üçlü kuplaj sabitleri $M_{BBT} \approx 10^{16}$ GeV’de birleşirler. mSUGRA modeli ile hem parametre sayısının azalması yönünden deneysel ölçülebilirlik kolaylaştırılmış hemde birleşme senaryoları ile doğa kuvvetlerini basit bir şekilde kavrama hedefine gerçekten de ulaşılabileceği düşüncesi desteklenmiştir.

İsviçre’nin Cenevre kentinde bulunan CERN Avrupa Parçacık Fiziği Laboratuvarındaki Büyük Hadron Çarpıştırıcısı LHC (Large Hadron Collider) 27 kilometrelik süper iletken çemberiyle proton–proton ve kurşun–kurşun iyonları çarpışmaları ile ilgili deneylerin yapılmasını sağlayacaktır. LHC deneylerinde ulaşılabilecek enerji seviyeleri standard model ötesi teoriler için bu teoriler üzerinde deneysel araştırmaların yapılabilmesine ve önemli sonuçlar elde edilmesine olanak sağlayacaktır [10,11,12]. LHC’de yapılacak deneylerden biri olan CMS (Compact Muon Selenoid) deneyinde Standard Model Higgs mekanizması ve süpersimetrik parçacıkların gözlenmesi amaçlanmaktadır [13,14,15,16,17].

Geçmiş deneylerden alınan sonuçlar ve teorik hesapların sonuçları yeni kuşak çarpıştırıcıların TeV mertebesindeki enerji seviyelerini araştırmaları gerektiğini göstermektedir. İstenilen araştırmaların gerçekleştirilebileceği enerji seviyelerine erişebilmek için parçacıkların büyük enerji ve limünositelerde daha sert çarpışmalarına imkan verip, ilginç süreçleri içeren olayların (etkileşmelerin) mümkün olduğunca yüksek oranlarda üretilmesini sağlayacak hızlandırıcıların kurulması gerekmektedir. Geçmişte yapılmış olan deneylerden elde edilmiş deneyimlerin yanında, yeni çarpıştırıcı deneylerinde ulaşılabilecek enerji seviyeleri dikkat edilmesi gereken yeni zorluklar ortaya çıkaracaktır. Yeni deneylerde çarpışma oranları çok yüksek olacaktır ve bu da ortamda çok büyük oranlarda ikincil parçacık oluşumuna neden olacaktır [18,19]. Bu karmaşık ve çok parçacıklı yapı yeni deneylerde istenilen olayların belirlenmesi için gelişmiş daha karmaşık detektör elemanlarına, olay tetikleme (trigger) ve algoritmalarına ihtiyaç duyulmasının yanısıra deneysel ve teorik sonuçları karşılaştırabilmemiz, olay oranlarını

¹Constrained MSSM, en az parametre sayısına sahip MSSM modeli.

ve topolojilerini önceden belirleyebilmiz açısından simülasyon çalışmalarını zorunlu kılar.

Gerçek hayatta, çarpıştırıcılarda gerçekleşen etkileşmeler dedektörler tarafından gözlenir. Kurulan veri kayıt sistemi aracılığıyla ilgilenilen olaylar kaydedilir. Sonra bu olaylar yeniden yapılandırılabilir. Oysa ki Monte Carlo simülasyon dünyasında, çarpıştırıcının yerini olay oluşturucu programlar alır. Tüm istenilen olaylar bu programlar aracılığıyla üretilebilir. Bu yüzden, olay oluşturucularından elde edilen verilerin gerçek olayla benzer bir davranışa ve dalgalanmalara sahip olması gerekir. Olay oluşturucu programlar; olay çeşitlerini ve oranlarını bulmak, dedektör performansını ve kabulünü mümkün olan en iyi duruma getirmek, elde bulunan mevcut teoriyi test etmek gibi amaçlara hizmet eder. Bu bağlamda 2007 yılının Kasım ayında çalıştırılması planlanan LHC'den veri alınmaya başlamadan önce bir çok kişi olay topolojileri ve oranları ile çeşitli parçacıkların bozunum kanallarına ait simülasyon çalışmaları yapmaktadır [20,21,22]. Bu çalışmalar ile gözlenebilecek sinyallerin nitelikleri araştırılmaktadır.

Bu tez çalışmasında LHC'nin sağlayacağı kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV'lik proton-proton çarpışmalarına yönelik, SM ötesi için Süpersimetrinin var olacağı düşünülerek, gözlenebilecek süpersimetrik olayların keşfine yönelik, MSSM-mSUGRA modeli çerçevesinde, Monte Carlo (MC) simülasyon çalışmaları yapılmıştır [23,24,25]. Bu simülasyon çalışmalarında öncelikle LM1² adı verilen seçilmiş bazı SUSY parametreleri topluluğu için üretilmiş olaylar incelendi. LM1 noktası, LEP ve Tevatron çalışmalarından sonra deney sonuçlarından yararlanılarak SUSY araştırma stratejilerini geliştirmek için LHC'deki CMS deneyinde ortaya atılan, deneysel gözlenebilirliğe sahip ondört farklı noktadan bir tanesidir [26,27,28]. LM1 noktası için üretilen süpersimetrik olayların sonucunda, bu noktada süpersimetrik süreçlerin tesir kesitleri ve sparçacıkların kütle spektrumu ile dallanma oranları verildi. pp çarpışmalarında gluinoların çiftler halinde yaratıldığı süpersimetrik sürecin tesir kesiti bakımından yüksek olması nedeniyle, LHC'de ilk gözlenmesi beklenen sparçacıklardan olan gluinoların çiftler halinde yaratıldığı kanallar seçilerek, gluino bozunumlarının topolojileri araştırıldı.

² Bakınız Bölüm 2.4.3. LEP Sonrası SUSY Parametre Uzayı.

Çalışmanın devamında bu kanallara ait olaylar simüle edilerek gözlenebilme olasılığı yüksek olan " $E_T^{Kayıp} + jetler$ " ile " $\ell^+\ell^- + E_T^{Kayıp} + jetler$ " son durumlarının m_0 & $m_{1/2}$ düzleminde tesir kesiti çarpı dallanma oranları verildi. Bu tezde yer alan simülasyon çalışmalarının hepsi, CMS deneyinin ana olay oluşturucu programı olan Pythia ile 6.302 versiyonu kullanılarak [29] yapılmış olup, gözönüne alınan her etkileşme noktası için en az 20000 olay üretilmiştir.

Bu tez çalışması aşağıdaki plan çerçevesinde düzenlenmiştir:

Genel Kısımlar Bölümünde; tezin bulgular bölümünde yer alan çalışmaların teorik ve deneysel gözlenebilirlik alt yapısı anlatılacaktır. Bunun için Standart Model tanıtıldıktan sonra, bu modeli genişletme ihtiyaçlarımızın nedenlerinden söz edilerek SM ötesi en yaygın kuramlardan olan Süpersimetri'ye geçiş yapılacaktır. SUSY modellerinden birisi olan mSUGRA modeli tanıtılacaktır. Büyük hadron çarpıştırıcısının bize araştırma olanağı sunacağı fizik çalışmalarından bahsederek [30,31,32], bu çalışmalar için tasarlanan CMS deneyi anlatılacaktır. Genel Kısımların son bölümünde süpersimetrik parçacıkların hadron çarpıştırıcılarındaki üretim ve bozunum mekanizmaları hakkında bilgi verilerek, LEP sonrası SUSY parametre uzayı tasvir edilecektir.

Malzeme ve Yöntemler Bölümünde; yüksek enerji fiziği deneylerinde Monte Carlo simülasyon çalışmalarının önemi anlatılarak Pythia olay oluşturucu programından bahsedilecek, bazı fizik analiz programlarına değinilecektir.

Tez çalışmasının Bulgular Bölümünde; LM1 noktasına dair bazı hesaplamaların yanısıra, çift glunio üretim kanallarından gelen ve LHC'de öncelikle gözlenmesi muhtemel bazı son durumların analizlerine yer verilecektir.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. STANDART MODEL

Bugüne kadar bildiğimiz kadarıyla doğada; güçlü, elektromanyetik, zayıf ve gravitasyonel olmak üzere dört temel kuvvet vardır. Her temel kuvvet bir kuvvet taşıyıcı parçacık ile taşınır. Şimdi her bir kuvvet için var olan fiziksel kuramların neler olduğuna, maddenin yapısına ve Standart Model'in (SM) tüm bu sözünü ettiklerimizle olan ilişkisine bakalım.

Tablo 2.1 : Doğanın temel kuvvetleri

| Kuvvet | Teori | Araparçacık |
|-----------------|-------------------|------------------|
| Güçlü | Kromodinamik | Gluon |
| Elektromanyetik | Elektrodinamik | Foton |
| Zayıf | Çeşit Dinamiği | W^{\pm} ve Z |
| Gravitasyonel | Geometrik Dinamik | Graviton |

Günlük yaşamda yerçekimi kuvveti olarak da bilinen Kütleçekimi için klasik teori Newton'un çekim kanunudur. Göreliliği kapsayan genişletme 1915'te Einstein tarafından ortaya konulan, kütle çekiminin uzay ve zamanın eğriliğine bağlı olduğunu gösteren genel görelilik kuramıdır. Kütle çekiminin kuantum kuramı ise halen bir çok fizikçi tarafından çalışılmaktadır. Elektromanyetik kuvveti tanımlayan fiziksel teori ise elektrodinamiktir. Özel rölativiteyle de ilişkisi olan klasik yaklaşım Maxwell tarafından yaklaşık yüz yıl kadar önce formüle edildi. Elektrodinamiğin kuantum teorisi (QED) ise Feynmann, Tomonaga ve Schwinger tarafından 1940'lı yıllarda geliştirildi. Zayıf kuvvetlerin ilk teorisi Fermi tarafından 1933'lü yıllarda şekillenmekle birlikte şimdiki biçimini 60'lı yıllarda Glashow, Weinberg ve Salam tarafından kazanmıştır. Zayıf etkileşmelerin teorisine, basitçe çeşitdinamiği veya Glashow-Weinberg-Salam (GWS) teorisi diyebiliriz. (GWS modeli zayıf ve elektromanyetik etkileşmeleri tek bir

elektrozayıf kuvvetin farklı ortaya çıkış halleri olarak ele almış ve bugüne kadar bildiğimiz dört kuvveti üçe indirgemeyi başarmıştır). Güçlü kuvvetlerin 1972 yılına kadar sadece simetri kuralları biliniyordu ve kuvvet yasaları tam olarak formüle edilemiyordu. Bugün için güçlü kuvvetlerin taşıyıcılarının gluonlar olduğu bilinmekle birlikte, bu kuvvetler için geliştirilen fiziksel kuram kuantum kromodinamiğidir (QCD) [1,2].

Buraya kadar doğada var olan temel kuvvetlerin yapısını anlayabilmek için geliştirilmiş teorilere değindik. Bu teorilerin ayrıntılarına burada yer vermedik. Şimdi evreni oluşturan paçacık dünyasına bakalım.

Bugüne kadar gözlemleyebildiğimiz paçacıkların iki farklı istatistiği vardır, bu istatistik paçacıkların tamamen spin kuantum sayısına bağlıdır. Paçacıklar farklı spinlere sahip olmalarından dolayı farklı fizik kanunları ile yönetilmektedirler. Spinleri tam sayılı olan paçacıklara *bozon*, tam sayı artı yarım spinli paçacıklara ise *fermiyon* denir. Fermiyonlar birbirinden ayırt edilemeyen ve Pauli Dışarlama prensibine uyan paçacıklardır. Belli bir anda aynı kuantum durumunda birden fazla fermiyon bulunamaz. Temel fermiyonlar leptonlar ve kuarklardır. Lepton-kuark ayrımının gerekçesi kuarkların fazladan bir simetriye sahip olması ve leptonların aksine tek başlarına gözlenememlerinden ileri gelmektedir. Kuarklar renk yükü denilen leptonlarda olmayan ikinci bir yük taşırlar ve güçlü etkileşmelere girerler. Bozonlar fermiyonların aksine aynı kuantum durumunda bulunma eğiliminde olan paçacıklardır. Bozonlar kuvvet taşıyıcı paçacıklar, fermiyonlar ise madde paçacıkları olarak bilinirler.

İşte Standard Model, $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetri grubu üzerine inşa edilmiş [1]; fermiyonik alanların güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerini bu etkileşmelere karşılık gelen spin-1 ayar bozonları değişimi yoluyla açıklayan bir ayar teorisi. Bu spin-1 ayar bozonları güçlü etkileşmeler için 8 adet kütlesiz gluon, elektromanyetik etkileşmeler için 1 adet kütlesiz foton ve zayıf etkileşmeler için 3 adet kütleli bozon, W^\pm ve Z olarak bilinir. Bu modele gravitasyonel kuvvetin dahil olmadığını ve bu kuvvetin taşıyıcısı olan gravitonun henüz deneysel olarak gözlemlenemediğini belirtelim [2].

Üç aileli Standart Modele göre fermiyonların üç ailesi vardır. Her ailede iki kuark (yükleri $2/3, -1/3$), iki lepton (yükleri $0, -1$) vardır. İkinci aile üyeleri birinciden ve aynı şekilde üçüncü aile de ikinciden daha ağır olmalarıyla beraber, temel özellikleri aynıdır. Bu yüzden SM en basit haliyle bir aile için yazılır ve üç aileli duruma genişletilir.

Tablo 2.2 : Fermiyonların sınıflandırılması

| | 1. Aile | | 2. Aile | | 3. Aile | |
|------------------|---------------------|-------------|-----------------|---------------|----------------|----------------|
| Kuarklar | Up | (u) | Charm | (c) | Top | (t) |
| | Down | (d) | Strange | (s) | Bottom | (b) |
| Leptonlar | Elektron Nötrino | (ν_e) | Muon Nötrino | (ν_μ) | Tau Nötrino | (ν_τ) |
| | Elektron | (e) | Muon | (μ) | Tau | (τ) |

İkinci ve üçüncü aileden parçacıklar kararsızdırlar ve ilk aileden parçacıklara bozunurlar. Bu nedenle evrendeki bütün kararlı maddeler ilk aile parçacıklarından meydana gelir.

Özel rölativite ve kuantum mekaniğinin birleştirilmesiyle madde-karşıtmadde simetresinin ortaya çıkmasından şimdiye dek söz etmedik. Buna göre her bir madde (fermiyonik) parçacığı için, elektrik yükü zıt işaretli olmak üzere, bir karşıtmadde parçacığı bulunur. Karşıtparçacıklar gerçek parçacıklardır; kütlesi, spini ve diğer bir çok özelliği de parçacık ile aynıdır. Altı adet leptona karşılık gelen altı adet karşıtlepton vardır. Tüm kuarklar ve kuvvetli etkileşmelerin taşıyıcısı gluon, renk³ yüküne sahiptir. Kuarklar üç renk yükünün (kırmızı, yeşil ve mavi) birine sahipken, karşıtkuarklar üç karşıt-renk yükünün birine sahiptir. Kuark bileşeni parçacıklar beyaz, veya nötral, renk

³ Renk diye adlandırarak kuarkların optik renklere sahip olduğu ifade edilmemektedir. Burada renk kuarkların sahip olduğu kuantum numarasına verilen adlandırmadır.

yükü taşırlar. Kuarkların renk özelliklerine göre renksiz bir yapı oluşturmaları için iki seçenekleri olur. Seçeneklerden ilki, farklı renklerdeki üç kuarkın (veya üç karşıtkuarkın) bir araya gelerek oluşturabilecekleri renksiz yapı, diğeri kuark-karşıtkuark çiftinin bir araya gelerek oluşturabileceği renksiz yapıdır. Üçlü yapılara baryon ikili yapılara mezon denir. Baryonların ve mezonların ikisine birden hadron denir ve bugüne kadar deneysel olarak gözlemlenmiş ikiyüzü aşkın hadron bilinmektedir. Atom çekirdeğini oluşturan proton ve nötron, hadronlara birer örnektir.

Renk yükünde hesaba katılmasıyla toplam kuark-karşıtkuark sayısı 36'ya çıkar. Böylelikle 12 lepton ve 12 araparçacığında dahil edilmesiyle (SM graviteyi içermediği için gravitonu saymıyoruz) toplam 60 tane temel parçacık vardır. Ayrıca parçacıklarla etkileşmeye girerek onlara kütle kazandırdığı düşünülen *Higgs* bozonunu da henüz deneysel olarak doğrulanmamış olmasına rağmen sayarsak, bu sayının 61 olduğunu söyleriz. SM, bu saydığımız 61 temel parçacık ve temel kuvvetlerle yüzlerce parçacığ ve karmaşık etkileşmeleri kısmen anlaşılabilir kılan, tüm evreni açıklamaya çalışan bir modeldir.

SM temel olarak $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar simetrisi grupları üzerine kurulu olan bir kuantum alan teorisidir ve kuantum mekaniği ve özel görelilik ile tutarlıdır. SM, parçacık dinamiğine simetri gözlüğü ile bakar, dolayısıyla Noether Teoremi⁴ yardımıyla önemli ilerlemeler katetmiştir. Eğer bir sistemi ifade eden aksiyon integrali bir takım dönüşümler grubu altında değişmez kalıyorsa, bu dönüşümler ile ilişkisi olan bir ya da birden fazla korunan nicelik ya da mekanikteki ismiyle hareket sabitleri bulunmaktadır. Bu nedenle Noether Teoremi sistemin sahip olduğu simetrilere göre korunum yasalarını belirlemektedir. Burada, $SU(3)_C$ güçlü etkileşimin ayar simetri grubunu, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ elektrozayıf etkileşimin simetri grubunu oluşturur. SM'de elektromanyetik etkileşmelerin simetri grubu $U(1)_Y$, elektrozayıf etkileşim simetri grubununun bir alt grubu olarak karşımıza çıkar ve bu çerçevede zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin birleştirildiği söylenir [1].

⁴ Doğanın her simetrisi bir korunum kanununun ürünüdür veya tersine her korunum kanunu bir temel simetriden ortaya çıkar.

2.1.1. Higgs Mekanizması İle Kendiliğinden Simeti Kırılması

Tam simetriler, tam korunum yasalarını işaret ederler [3,4]. Böylesi durumlarda, hem Langrangian hem de sistemin vakum durumu (en alt düzeyi) değişmezdir. Ancak izospin, acaiplik, ... vb, tam olmayan korunum yasaları da vardır. Tam olmayan korunumlar, değişmez Langrangian ($\mathcal{L}_{\text{simetrik}}$) ifadesine, simetriyi kıran bir terim ($\mathcal{L}_{\text{kırılmış}}$) ilave edilmek suretiyle gösterilirler:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{simetrik}} + \mathcal{L}_{\text{kırılmış}} \quad (2.1)$$

Diğer bir durum ise, sistemin hem değişmez hem de değişmez olmayan vakum Langrangian'ına sahip olduğu durumdur. Bu durumda, Langrangian değişmez kaldığı halde, vakum değişmez değildir. Böylece, belirli bir vakum seçtiğimiz zaman, simetri kendiliğinden kırılmış olur. Tam ve sürekli bir küresel simetrinin kendiliğinden kırıldığı bu duruma Goldstone teoremi denir. Goldstone teoremi kütsüz skalar parçacıklar içermesine karşın, deneyçiler bu tür parçacıkları gözleyemediler. Ancak, 1964' de Englert, Brout ve Higgs bu teoremi değiştirerek, kütsüz Goldstone bozonları içermeyen ama kendiliğinden simetri kırılmasına sahip bir alan teorisi yarattılar. Ayar teorilerinin bu yeni formülasyonu teoriye fazladan alanlar eklenmesi fikri ile ortaya atıldı. Şimdi Higgs mekanizması olarak bildiğimiz teoremin avantajı, ayar bozonlarının kütleli oluşudur. Böylelikle Langrangian hem kendiliğinden simetri kırılması içermekte, hem de yerel ayar dönüşümlerinde değişmez olmaktadır. Modelde Higgs alanı sıfır olmayan temel seviye enerjisi ile skaler bir alandır (örneğin vakum beklenen değeri sıfır değildir). Elektrozayıf etkileşimlerin kısa mesafede büyük kütleli ara parçacık ihtiyacına cevap verebilen bir ayar teorisi olan Higgs mekanizması, parçacıkların kütle kazanmasına da açıklık getirmektedir. Bu kurguda bir parçacığın kütlesi Higgs alanı ile olan etkileşmesine bağlıdır.

SM'in temel problemlerinden birisi kuvvet taşıyıcı parçacıkların foton, gluonlar, graviton gibi kütleyle sahip olmazken yine kuvvet taşıyıcı parçacıklar olan W^{\pm} ve Z bozonlarının kütleli olması idi. Higgs mekanizmasının bir sonucu olarak W^{\pm} ve Z parçacıkları kütlelerini bu alanla olan etkileşmelerinden kazanırlar. Foton ve gluonlar ise Higgs alanıyla etkileşmediklerinden dolayı kütsüzdürler.

Ancak Higgs mekanizması üzerine kurulmuş, kendiliğinden kırılmış ayar alan teorisi yeni bir sorunu da beraberinde getirir. Parçacık fiziğinin hiyerarşi problemlerinden birisi olarak bilinen, Higgs kütlesi problemi [4]. Parçacıklara kütle kazandıran Higgs'in kendisi de diğer parçacıkların başına sardığı sanal parçacıklar bulutuyla sarılı olmalı ve bu da kendisinin kütlesini de muazzam ölçülere çıkarmalıdır. Buna göre Higgs'in kütlesinin öngörüldüğü kadar hafif olduğunu açıklayabilecek bir mekanizmaya ihtiyaç doğmaktadır.

2.1.2. Standart Model Sorunları

Standart Model günümüzde parçacık fiziğinin temel teorisi olarak kabul edilmektedir. Standart modelin birçok öngörüsü deneylerle doğrulanmış ve tüm bu deneysel kanıtlar modelin doğruluğuna duyulan inancı arttırmıştır. Ancak büyük başarısına rağmen standart modeli parçacık fiziğinde ulaşılabilecek son nokta, parçacık fiziğinin ulaşılan son teorisi olarak görmek doğru olmayacaktır. Pek çok fizikçi standart modeli tatmin edici bulmamaktadır. Standart modelde cevabı olmayan noktalar vardır ve ayrıca modeli kütle çekim kuvvetini de içine alacak şekilde genişletme çabaları başarısız kalmıştır. Bu gibi nedenlerden ötürü, standart modelin yerini alacak olan daha temel bir teorinin var olduğuna ilişkin görüş ve çalışmalar yaygındır [3,6].

SM'in başarılarının yanı sıra var olan bazı temel eksikliklerini şöyle listeleyebiliriz:

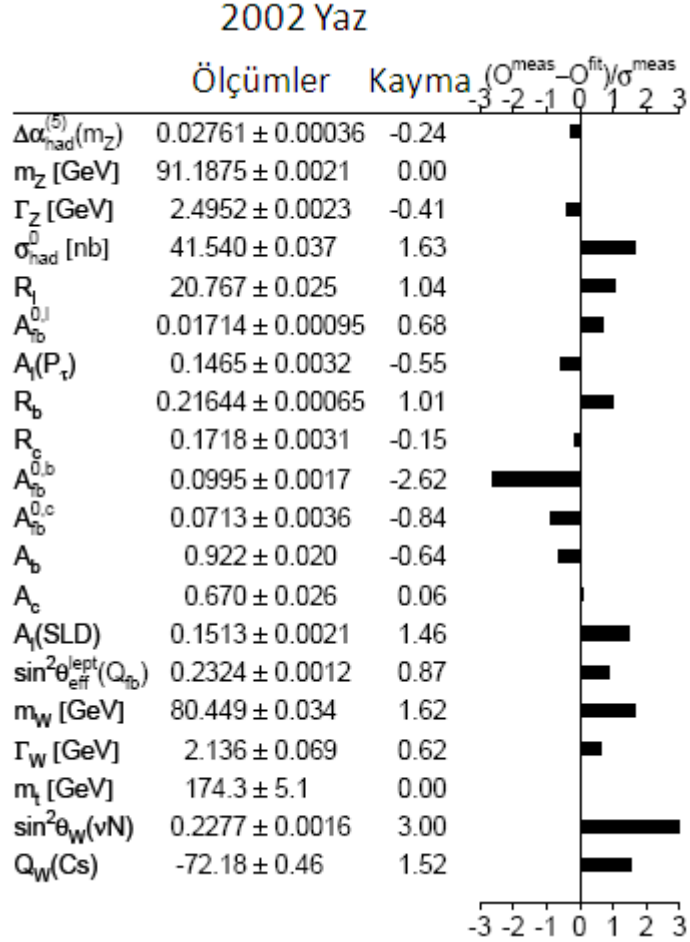
- Modelde temel parçacık olarak tanımlanan ve diğer tüm parçacıkları bunlarla izah ettiğimiz parçacıkların gerçekten temel parçacıklar olduğuna ilişkin kesin kanıtlar yoktur.
- Kuark ve lepton ailelerinin varlığını açıklayacak bir ipucu vermez. İlk aile parçacıklarının görünür evreni oluşturmaya yetmesine karşılık daha ağır kütleli diğer iki ailenin neden var olduğu bir soru işaretidir. Bunun yanısıra bir aile içerisinde var olan yapının benzer şekilde diğer ailelerde de bulunmasının nedeni açıklanamamaktadır.
- Parçacık kütlelerinin öngörülemez oluşu SM'in ciddi sorunlarından birisidir. Örneğin, fizikçiler üst kuark dışında bütün kuarkların kütlelerini senelerdir bilmelerine rağmen, deneysel kanıt olmadan üst kuarkın kütlesini doğru olarak tahmin edememişlerdir. Çünkü Standart Modelde parçacık kütleleri için bir

şablon bulmaya yaracak matematiksel bir model yoktur. Parçacık kütlelerinin dağılımına sebep olan nedir?

- Kuantum gravite kuramının mevcut olmaması yanısıra gravitonun deneysel olarak gözlenememiş olması, kütleçekim kuvvetinin SM içine nasıl dahil edilmesi gerektiği konusunda açmaza girmiştir.
- Büyük patlamadan sonra galaksilerin oluşumu için gerekli olduğu öngörülen, yerçekimi dışında diğer madde ile etkileşmeyen ya da çok az etkileşen ve karanlık madde⁵ ismi verilen bir maddenin daha olması yaklaşımı kozmolojideki birçok problemi çözmektedir. Fakat SM karanlık enerji ve karanlık madde kavramları için herhangi bir varsayımda bulunamamaktadır.
- Nötrinolar çok küçükte olsa bir kütleyle sahiplerdir, SM ne bunu açıklayabilmekte ne de nötrino osilasyonu hakkında bir şey söylemektedir.
- Maddeyle karşıtmadde arasında bir simetri varsa, evrene baktığımızda neden hep madde görüyoruz da hiç karşıtmadde göremiyoruz? Evren'de gözlemlenen madde - karşıtmadde orantısızlığı SM'in cevaplayamadığı bir başka sorudur.
- Bir çok temel etkileşme teori tarafından açıklanamamaktadır. Örneğin, her ikisi de kuvvet taşıyıcıları oldukları halde, neden W parçacığı çok ağır, foton ise kütesizdir? Bu duruma Higgs mekanizması ile açıklık getirilse de, Higgs parçacığının varlığı henüz deneysel olarak doğrulanmamıştır.
- Higgs kütleindeki hiyerarşi sorunu.
- Elektrozayıf ve Güçlü kuvvetler daha yüksek enerjilerde SM çerçevesinde birleşmemektedirler.
- Kuarklar teoriye dışarıdan elle koyulmuşlardır.
- Parçacıkların elektrik yükü, izospin, hiperyük ve renk gibi kuantum sayılarını açıklayamamakta ve bunun yanısıra, en azından ondokuz keyfi parametre içermektedir. Deneylerle yerleştirilmiş bu parametrelerin değerlerini SM teorik olarak veremez. Bu parametreler; $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ grubunun üç tane g_1 , g_2 ve g_3 ayar bağlanma sabitleri; Higgs bozonun kütlesi ve kendisiyle olan etkileşmesini belirleyen iki parametre, μ^2 ve λ ; kuark ve yüklü lepton

⁵ Evrenin gözlenebilir kısmının kütlesi toplam kütlelerinin sadece onda biri kadardır. Dolayısıyla evrendeki kütlelerin yaklaşık % 90'ını karanlık maddenin oluşturduğu düşünülmektedir.

kütelleri için dokuz parametre; CKM⁶ matrisi ile ilgili dört parametre ve QCD vakum durumu için bir parametre daha mevcuttur. Ayrıca nötrino osilasyonlarını tanımlayabilmek için de fazlardan on parametreye daha gereksinim duyulmaktadır.



Şekil 2.1 : Standart Model parametrelerinin deneysel ölçüm sonuçları

Sonuç olarak Standart model ötesi teoriler arayış gereksinimlerimizi üç temel başlık altında özetleyebiliriz [7,8]. *Kütle* problemi: Parçacık kütlelerinin orjininin bilinmemesi, *Birleşme*; Büyük Birleşme Teorisi (BBT) olarak ifade ettiğimiz, bütün parçacık etkileşmelerini kapsayacak bir grup arayışı ve *Çeşit*; neden bu kadar çok çeşit kuark ve lepton olduğunun anlaşılma çabası.

⁶ Farklı ailelerden olan kuarkların birbirleri ile karışımı 3×3 'lük üniter bir matrisle ifade edilir. İki aileli durum için ilk defa Cabibbo tarafından yazılan bu matris üç aileli duruma Kobayashi ve Maskawa tarafından geliştirildiği için onların isimlerinin baş harfleri ile anılır: CKM matrisi. Bu matris için üç açı ve bir faz parametresi vardır.

2.1.3. Standart Model Ötesi

SM'in bahsi geçen sorunlarını çözmek için yüksek enerjilerde geçerli olacak ve düşük enerjide SM'e dönüşecek yeni modeller ortaya atılmıştır:

- Süpersimetri
- Büyük Birleşim Teorileri (BBT)
- Ekstra boyutlar
- Küçük Higgs Modelleri
- Teknikrenk

bunlardan en çok bilinenlerdir.

Hiyerarşi problemini çözebilmek için çalışılan teorilerden bir tanesi *ekstra boyutlar* uygulayarak Planck skalasını TeV mertebesine indirmektir. Planck skalası kütleçekimi etkileşmelerinin diğer kuvvetlerle karşılaştırılabilir sınırının bir ölçütüdür ve Newton sabiti, G_N tarafından belirlenir. E_P Planck enerjisi olmak üzere;

$$G_N \cong 10^{-38} \text{ GeV}^{-2} \quad (2.2)$$

$$E_P = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G_N}} \cong 10^{19} \text{ GeV} \quad (2.3)$$

olur. Hiyerarşi problemi ise Higgs bozonunun Planck kütesinden çok daha hafif olmasından kaynaklanmaktaydı. Az öncede belirttiğimiz gibi Planck skalasını TeV mertebesine indirerek bu sorun çözülmeye çalışılmaktadır. Ekstra boyutlar yaklaşımı ayrıca aşağıdaki çözümleri de içermektedir;

- Bir Higgs bozonuna ihtiyaç duymadan Elektrozayıf simetri kırılmasını açıklamaktadır.
- Fermiyon ile nötrino arasında bir kütle hiyerarşisi üretmektedir, CKM matrisini ve CP yi ihlal eden yeni kaynaklar üretmektedir.
- TeV skalasında büyük birleşim ya da SUSY olmadan birleşim, aynı anda protonu kararlı bırakmaktadır.
- Yeni bir kara madde adayı ve yeni bir kozmolojik perspektif sunmaktadır.

Bu getirileri doğrultusunda ekstra boyutlar, süpersimetri haricinde en çok çalışılan modellerden bir tanesidir ve TeV skalasında sunduğu fizikle deneysel test edilebilirlik olanağını da beraberinde getirir.

Hiyerarşi probleminden kurtulmak için KSK mekanizmasını Higgs alanına ihtiyaç duymadan açıklamaya çalışan *Teknikrenk* modelinde, temel fermiyonların yoğunlaşması Higgs alanının görevini almaktadır [29,30]. Ancak bu modelde fermiyon kütlelerinin üretiminde, özellikle de üst kuarkın kütlelerinin üretiminde, henüz başarılı olunamamıştır.

İki yüzyıl boyunca fizikçiler temel kuvvetleri birleştirmeye çalışmışlardır. Elektromanyetik ve zayıf etkileşmelerin $SU(2) \otimes U(1)$ gibi yeni bir grup altında birleştirilmesi, teorilerin daha büyük simetri ve daha az parametre ile tanımlanabileceğini göstermiştir. Bunun sonucunda ayar simetrisinin enerji ile birlikte arttığı ortaya çıkmış, bu durum büyük birleşim teorilerinin temel felsefesini oluşturmuştur. BBT'ye göre bütün bilinen etkileşmeler aslında bir ayar grubuna ait, $SU(5)$, aynı etkileşimin farklı dallarıdır ve birleşme yüksek enerjilerde ortaya çıkar.

2.2. SÜPERSİMETRİ

Süpersimetri (SUSY) [3,4,5,6], SM'in eksik kalan kısımlarını tamamlayabilecek ve bize yeni cevaplar verebilecek SM ötesi teorilere en iyi aday olarak görünmektedir. SUSY bugün en çok çalışılan SM ötesi teorilerdendir ve varlığının Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)'nda test edilebilmesi için çalışmalar sürmektedir.

Aslında SUSY, SM'in problemlerine çözüm bulmak için ortaya atılan bir teori değildir. 1970'lerin başlarında matematiksel olarak inşa edilmeye başlamış olmasına rağmen bugünkü bilinirliğine Sicim Teorisi'nin de katkıları olduğu kuşkusuzdur. Kütleçekim kuvvetini de diğer kuvvetler gibi anlama çalışmalarının bir sonucu olarak, basitçe parçacıklara temel sicimlerin uyarılmış modları yaklaşımı altında bakan sicim teorisi temel parçacıkları ve bilinen kuvvetleri birarada açıklamayı başararak kütleçekiminin tutarlı bir kuantum teorisini elde edebilmiştir. Temel sicimler, sicim teorilerini sınıflandırmamıza yardım edecek şekilde örneğin açık yada kapalı sicimler ($\sim 10^{-33}$ cm olan Planck uzunluğundan daha düşük uzunluklarda) gibi çeşitli özelliklerle tanımlanır. Bu sınıflandırmanın önemli bir özelliği parçacık spektrumuna fermiyonların dahil

edilmesidir. Sicim teorisinin içine fermiyonları koymakla özel bir simetri ihtiyacı doğar; Süpersimetri. Bu süpersimetrinin ele alınması ile birlikte fermiyonlar ve bozonlar ilişkilendirilir.

SM’de fermiyonlar ve bozonlar olmak üzere iki farklı türde parçacık bulunduğunu, leptonlar ve kuarklar gibi temel fermiyonların maddenin oluşturucuları; foton, gluonlar ve W , Z gibi ayar bozonlarının ise kuvvet taşıyıcı parçacıklar olduğunu görmüştük. SUSY’nin basitçe fermiyonik alanlarla bozonik alanlar arasında bir simetri olduğunu söylemek mümkündür. Böyle bir simetri tanımlamak fermiyonların bozonlarla ya da tersine, doğru bir şekilde birbirleriyle değiştirildiğinde, Standart Model’in denklemlerinin değişmeden kalacağını söylemektir. Süpersimetri dönüşümünün jeneratörü bozonik bir durumu fermiyonik bir duruma ve tersi, çevirmelidir;

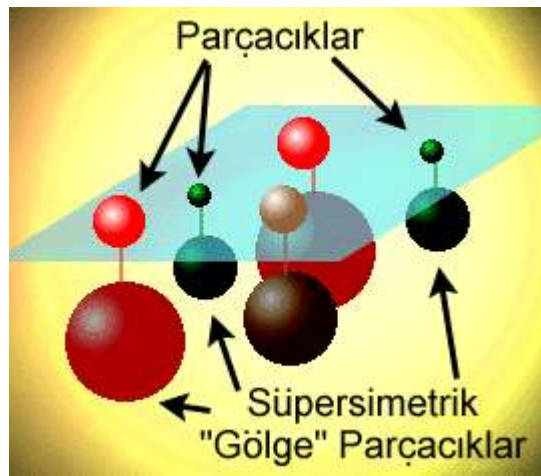
$$Q|\text{Fermiyon} \rangle = |\text{Bozon} \rangle ; Q^\dagger|\text{Bozon} \rangle = |\text{Fermiyon} \rangle \quad (2.4)$$

Bu değişimi gerçekleştirebilmek için jeneratörlerin kendisi (burada Q^\dagger , Q ’nun kompleks eşleniğidir) yarım-tamsayı spinli olmalıdır, örneğin fermiyonik. Bu durum ise tümüyle bozonik olan Lorentz grubunun jeneratörleri veya ayar grubu jeneratörleri ile farklılık oluşturmaktadır. Bozonlarla fermiyonları ilişkilendiren bu yeni simetrinin yeni niteliğini vurgulamak için “Süpersimetri” denilmiştir. Standart Model süpersimetrik olacak şekilde genişletilerek, ilk süpersimetrik alan teorisinin sonuçlarının incelenmeye başlanması ile süpersimetrinin Higgs mekanizması için bir fiziksel açıklama getirdiği fark edilmiştir. Bu durum birçok teorisyen için, süpersimetrinin sadece matematik değil, doğanın bir niteliği olduğunun delili olarak varsayılmış ve SM içindeki tutarsızlıklar ve sorunların çözümü için aranan yeni modellerden birisinin de Süpersimetrik bir teori olması olasılığını güçlendirmiştir.

Süpersimetri Teorisine göre Higgs alanının kendisi ile etkileşmesi sonucu ortaya çıkan ikinci dereceden sonsuzlukları yok etmek için Higgs alanı ile etkileşmeye giren yeni bir alan ortaya atılmaktadır. Higgsino adı verilen bu yeni alan, Higgs alanı ile aynı kuantum sayılarına sahip sadece spin kuantum sayısı $\frac{1}{2}$ kadar düşük olan fermiyonik bir alandır. Süpersimetri dönüşümüne göre Higgs alanı ile Higgsino alanı aynı özelliklere sahiptir, sadece Higgs alanı skaler bir alan iken Higgsino alanı fermiyonik bir alandır.

Higgsino'nun varlığı Higgs parçacığının kütlesinin stabil kalmasına yardımcı olur. Süpersimetrik teoride Higgs parçacığına eş olarak getirilen Higgsino gibi, SM' de var olan tüm parçacıklara birer süpereşler getirilmiştir. Bu süpereş parçacıklar SM parçacıklarıyla aynı kuantum sayılarına sahiplerdir, sadece spin kuantum sayıları $\frac{1}{2}$ kadar daha düşüktür [7,8,10].

Fakat şimdiye kadar yapılan yüksek enerjili çarpışma deneylerinde ya da uzaydan gelen yüksek enerjili parçacıklar arasında SM'e göre bildiğimiz parçacıklara süpereş olabilecek özelliklere sahip yeni bir parçacık gözlemlenmemiştir. Oysa Süpersimetri doğanın tam bir simetrisi olsaydı, parçacıkların süpereşleri kesin kütle ve yük değerleri ile gözlenmeliydiler. Bundan dolayı süpersimetrimin hafifçe kırıldığı ve süpereş parçacıkların kütlelerinin şimdiye kadar gözlemleyebildiğimiz enerji skalasının (bir kaç yüz GeV) ötesinde olduğu düşünülmektedir. Süpersimetrimin hafifçe kırılmasını ifade etmek için Lagrange yoğunluğu fonksiyonuna süpersimetriyi hafifçe kıran terimlerin eklenmesi gerekli ve bu terimlerin süpersimetri dönüşümünün yanında diğer ayar simetrisi ile SM'in kendi simetrisi altında değişmez kalmaları gerekmektedir. Süpersimetriyi hafifçe kırmamızın sebebi Higgs'in kendisi ile olan etkileşmesi sonucunda çıkan ikinci dereceden sonsuzlukların tekrar ortaya çıkmamasını sağlamaktır. Bu kırılma ve buna karşılık gelen süpersimetri-kırınım kütle parametrelerinin birkaç TeV'den büyük olmamasıyla ayar hiyerarşisinin devamlılığı sağlanmış ve tüm süpersimetrik eşlerin kütleleri biraz artmıştır [10,11].



Şekil 2.2 : Parçacıklar ve süpereşleri

Yapılan çalışmalar SUSY'nin SM'in aşağıdaki problemlerine çözüm getirebileceğini göstermiştir:

- SUSY elektrozayıf simetri kırınımını açıklayabilir.
- SUSY parçacıklara süpersimetrik eşler (TeV'in altındaki skalalarda) tanımlayarak hiyerarşi problemini çözebilir.
- SUSY ayar kuplajlarını birleştirir⁷.
- SUSY evrenin baryon asimetrisini açıklayabilir.
- SUSY evrendeki soğuk karanlık madde için aday sağlayabilir.

Süpersimetri kendi içinde birçok model olasılığını ve bu modellerin içinde de birçok serbest parametreyi barındıran bir kuramdır. LHC'nin süpersimetri modelleri arasında ayırım yapabilme ve serbest parametreleri belirleyebilme potansiyeli ise uzun yıllar araştırılmış ve en net sonuçları verecek analiz yöntemleri tanımlanmıştır.

2.2.1. Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)

SM bulgularının hepsini içeren süpersimetrik bir teori inşa etmenin en kolay yolu süpersimetri görüşü altında SM'i genişletmektir. Bu yaklaşım altında Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), SUSY fenomenolojileri içerisinde en basiti olup, en asgari düzeyde yeni parçacık ve yeni etkileşme tanımlayan modeldir [9,12].

MSSM, SM ile aynı ayar grubu üzerine kurulmuştur; $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Minimum parçacığı, R-parite korunumunu ve ayar değişmezliğini varsayar. Standart Model'in minimal bir şekilde süpersimetrik olarak genişletilmesi bilinen her temel parçacığın, spini $\frac{1}{2}$ kadar farklı olan bir süpereş ile birlikte süperçokluk içinde yer alması ile gerçekleşir [7]. Fermiyonların spin-0 değerine sahip süpereşleri skalerin kısaltılmışı olan "s" öneki ile (sfermion, slepton, skuark vb.), bozonların süpereşleri "no" soneki ile (gaugino, higgsino, wino vb.) adlandırılır. Süpereşler kendi eşlerinden sembollerinin üzerine tilda koyularak ayırt edilirler, örneğin \tilde{g} , \tilde{q} . Süperçokluklar süpersimetri cebri için indirgenemez gösterimler olup, birbirlerinin süpereşleri denilen hem fermiyon hemde bozon durumlarını içerir. Aynı süperçokluktaki parçacıklar ayar

⁷ Bakınız : 2.2.1 Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)

gruplarında aynı gösterimlere, dolayısıyla da aynı elektrik yüküne, zayıf izospine ve renk serbestlik derecesine sahiptirler.

Süperçoklular helisiteli (chiral) süperçokluları (sleptons, squarks, higgsinos vb.) ve ayar süperçokluları (gluino, wino, bino vb.) olmak üzere iki kategoride ele alınır:

- *Helisiteli* süperçoklular; kuarkları, leptonları, Higgs bozonlarını ve bu parçacıkların süpereşlerini sınıflandırır. SM fermiyonları sol-elli ya da sağ-elli olup, ayar gupları altında farklı dönüşümlere sahiptir ve helisiteli süperçoklularla ifade edilirler. Bu süperçoklular bir sol-elli Weyl spinör ve bir kompleks skaler alan içerir. Fermiyonların sol-elli ve sağ-elli bileşenleri iki-bileşenli Weyl fermiyonlarını farklı ayar dönüşümleri ile ayırdıklarından herbirinin ayrı kompleks skaler eşi vardır. Örneğin elektronların sol-elli \tilde{e}_L ve sağ-elli \tilde{e}_R olmak üzere iki ayrı süpereşi vardır. Standart Model'de nötrinolar sadece sol-elli olduklarından snötrinolar sadece $\tilde{\nu}$ olarak gösterilir. Her skuark ve slepton için ayar etkileşimleri Standart Model'deki fermiyonik eşlerinin etkileşimlerinin aynısıdır. Örneğin bir sol-elli skuark \tilde{d}_L , W bozonuna kuplaj yaparken, \tilde{d}_R skuark, aynen Standart Model' de olduğu gibi bu kuplajı yapamaz.

Higgs bozonunun spini “0” olduğundan, helisiteli bir süperçokluk içinde yer alır fakat lepton sayısı taşımadığı için leptonlarla ilişkilendirilemez. MSSM'de, SM'de olduğu gibi bütün madde fermiyonlarına kütle vermek için bir Higgs dubleti yeterli değildir. Zayıf etkileşen parçacıkların tümüne kütle kazandırabilmek için iki kompleks Higgs dubletine ihtiyacımız vardır. Higgs' in yer aldığı süperçokluktaki bir fermiyonik süpereş $Y = +1/2$ veya $Y = -1/2$ hiperyüküne sahiptir. Hiperyükü $Y = -1/2$ olan Higgs, $-1/3$ elektrik yüküne sahip aşağı-tipli (d, s, b) kuarklara kütle kazandırırken, hiperyükü $Y = +1/2$ olan Higgs, $+2/3$ elektrik yüküne sahip yukarı-tipli (u, c, t) kuarklara (ve yüklü leptonlara) kütle kazandırır. Böylelikle MSSM'de iki farklı Higgs vakum beklenen değeri ortaya çıkar. Bu değerlere v_u ve v_d dersek;

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

şeklinde ilişkilendirilir ve $\tan\beta$, modelin serbest parametrelerinden birisi olur.

- *Ayar* süperçokluları ayar bozonlarını ve süpereşlerini sınıflandırır. Vektör ayar bozonlarının fermiyonik süpereşlerine gaugino denir. Bu süperçoklular bir vektör bozonu ve bir kütesiz Weyl spinörü içerir. Elektrozayıf ayar bozonlarının süpereşleri; Bino, \tilde{B} , nötral Wino, \tilde{W}_3 ve yüklü Winolar, \tilde{W}_1 ve \tilde{W}_2 dir. Gluonun süpereşi ise gluinodur, \tilde{g} .

Elektrozayıf Simetri Kırınımından (EZSK) sonra MSSM beş tane fiziksel Higgs parçacığı içerir; bir çift yüklü Higgs bozonu, H^\pm , iki CP-even nötral Higgs bozonları; h^0 ve H^0 ve bir CP-odd nötral Higgs bozonu, A^0 . Ayrıca \tilde{B} ve \tilde{W}_3 nötral Higgsinolar ile karışarak, \tilde{H}_1, \tilde{H}_2 ; nötralinolar olarak adlandırılan dört nötral Majorana fermiyonu kütle öz durumlarına form verir, $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$. Ek olarak yüklü Higgsinolar \tilde{H}^\pm yüklü winolarla \tilde{W}_1, \tilde{W}_2 karışarak, iki yüklü Dirac fermiyon kütle öz durumu olan charginolara form verir, $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$. EZSK ile \tilde{B} ve \tilde{W}_3 de, zino \tilde{Z} ve fotino $\tilde{\gamma}$ kütle öz durumlarında karışırlar [4]. Tablo 2.3' de Standart Model parçacıkları MSSM'deki süpereşleri ile birlikte gösterilmiştir.

Şunu da vurgulamak gerekir ki, süpersimetrik bir teori inşa etmek için, yeni alanlar tanımlayarak parçacık sayısını da ikiye katlamaya gerek yoktur. MSSM'de bunu böyle yapmamızın nedeni bilinen bozonların ve fermiyonların farklı korunan kuantum sayılarına sahip olmalarıdır. Örneğin farklı renk sayılarına sahip olan gluonlar ve kuarklar aynı çokluk içine koyulamazlar. Bunun gibi SM alanları içinde elektrozayıf ayar bozonları ile ilişkilendirebileceğimiz fermiyon takımı da bulmak mümkün değildir. Bu tip nedenlerden dolayı bilinen parçacıklara süpereş olabilecek yeni parçacıklar olduğu varsayılmıştır. Benzer şekilde, ihtiyaç dahilinden fazla alan tanımlaması yapmakta yasak değildir. Daha fazla parçacık sayısı üzerine kurulu minimal olmayan süpersimetrik teoriler de vardır. Bununla birlikte MSSM daha önce de belirttiğimiz gibi, SM'in asgari düzeyde süpersimetriye genişletilmiş halidir.

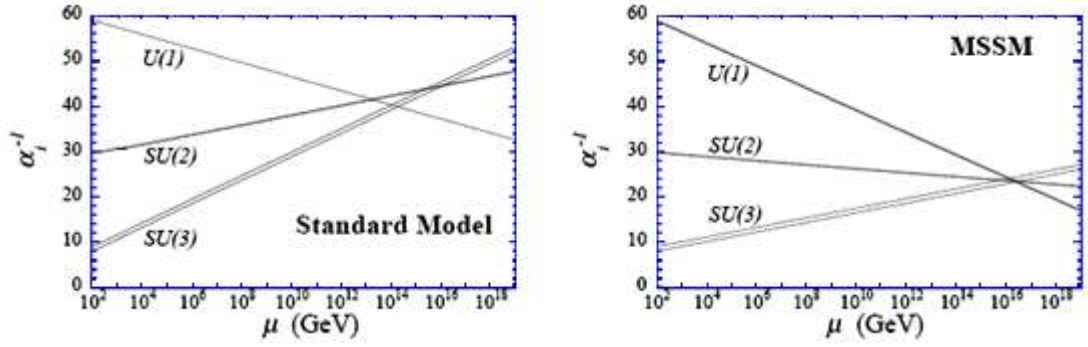
Tablo 2.3 : Standart Model parçacıkları ve MSSM'deki Süpereşleri

| Standart Model Parçacıkları | | | Süpersimetrik Eşler | | |
|-----------------------------|-----------------|------|---------------------|----------------------|------|
| Parçacık | | Spin | Sparçacık | | Spin |
| Kuark | q | 1/2 | Skuarklar | $\tilde{q}_{L,R}$ | 0 |
| Yüklü lepton | ℓ | 1/2 | Yüklü sleptonlar | $\tilde{\ell}_{L,R}$ | 0 |
| Nötrino | ν | 1/2 | Snötrino | $\tilde{\nu}$ | 0 |
| Gluon | g | 1 | Gluino | \tilde{g} | 1/2 |
| Foton | γ | 1 | Fotino | $\tilde{\gamma}$ | 1/2 |
| Z-bozonu | Z^0 | 1 | Zino | \tilde{Z} | 1/2 |
| Nötral Higgsler | h^0, H^0, A^0 | 0 | Nötral Higgsinolar | $\tilde{H}_{1,2}^0$ | 1/2 |
| W-bozonları | W^\pm | 1 | Wino | \tilde{W}^\pm | 1/2 |
| Yüklü Higgs | H^\pm | 0 | Yüklü Higgsino | \tilde{H}^\pm | 1/2 |
| Graviton | G | 2 | Gravitino | \tilde{G} | 3/2 |

$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$ karışmasıyla 2 chargino kütle öz durumları, $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$
 $\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{H}_{1,2}^0$ karışmasıyla 4 nötralino kütle öz durumları, $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$
 $\tilde{\ell}_L, \tilde{\ell}_R$ (ve $\tilde{b}, \tilde{\tau}$) karışmasıyla kütle öz durumları, \tilde{t}_1, \tilde{t}_2

Yukarıda anlattıklarımızı özetleyecek olursak MSSM'in parçacık içeriğini helisiteli ve ayar süperçokluları oluşturur. Süpersimetrinin kuralları, parçacıklarla onlara karşılık gelen süpereşlerinin eşit kütleli olmasını gerektirir. Bu durum ise sparçacıklarının uzun zaman önce deneysel olarak gözlenmiş olmaları gerçeğini doğurur. Fakat şimdiye kadar yapılan deneylerde hiçbir sparçacık gözlenmediğine göre sparçacıkların kütlesi kendilerine karşılık gelen parçacıklardan daha ağırdır. Bu nedenle süpersimetri kırılmış bir simetridir [8,11].

Süpersimetri başlığı altında SUSY'nin ayar kuplajlarını birleştirdiğinden söz etmiş fakat konuyu MSSM dahilinde açıklamak için ertelemiştik. SM'in aksine MSSM ayar kuplajları M_{BBT} Büyük Birleşme Skalası olmak üzere; $M_{BBT} \sim 10^{16} \text{GeV}$ düzeyinde birleşebilmektedirler.



Şekil 2.3 : SM’de ve MSSM’de her bir ayar alanına ait bağlanma sabitlerinin terslerinin yüksek enerji ile değişimi.

Kuantum alan teorisine göre fiziksel sistemlerde ölçülen fiziksel nicelikler enerjiye bağlıdır. Renormalizasyon Grup Denklemleri (RGE) yoluyla da bir teorinin yüksek enerji skalalarındaki davranışları incelenebilir. SM teorisine eklenen süpersimetrik parçacıklar ~ 1 TeV civarında bağlanma sabitleri çizgilerinin eğimlerini değiştirerek birleşmeye zorlamaktadır. Burada görülen birleşme tamamen tesadüf de olabilir, bunun yanında Büyük Birleşim Teorileri (BBT) için bize bir ipucu da veriyor olabilir. SUSY’nin BBT için de iyi bir aday olarak görünmesi, popülaritesini arttırmıştır.

2.2.2. MSSM Parametreleri

MSSM’deki parçacık içeriğini anlattıktan sonra bu modelin Langrange fonksiyonuna bakabiliriz. MSSM’in Langrangjiyeni üç kısımdan oluşur.

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

Ayar kısmı \mathcal{L}_{AYAR} , tamamen süpersimetri ve ayar simetrisi tarafından belirlenir; potansiyel kısım \mathcal{L}_W , süpersimetriden doğan ek etkileşimleri içerir; kırılma kısmı ise $\mathcal{L}_{KIRILMA}$, süpersimetriyi yumuşakça kırmak⁸ için eklenen terimlerden meydana gelir. Buradan da anlaşılacağı gibi ilk iki kısma süpersimetriyi koruyan, sonraki kısma süpersimetriyi kıran kısım gözüyle bakılabilir [9].

Basitlik için kuarkların, leptonların ve bunların süperdeşlerinin birinci ailelerini gözönüne alalım.

⁸ Süpersimetriyi yumuşak olarak kırmak, Langrange yoğunluğu fonksiyonuna eklenen kırıcı terimlerin süpersimetri dönüşümünün yanında diğer ayar simetrisi ve SM’in kendi simetrisi altında değişmez kalmalarını sağlamak demektir.

1. Süpersimetriyi koruyan kısım;

- Sırasıyla $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar grubuna karşılık g_s, g ve g' ayar bağlanma sabitleri.
- Higgs küle parametresi, μ
- Higgs-fermion Yukawa bağlanma sabitleri: λ_u, λ_d ve λ_e (birinci aile kuarkların, leptonların ve süpereşlerinin Higgs bozonu ve Higgsinolarına olan bağlanmalarına karşılık)

2. Süpersimetriyi kıran kısımdaki parametreler;

- SM'in alt grupları olan $SU(3)$, $SU(2)$ ve $SU(1)$ ile ilişkili olan gaugino Majorana kütleleri; M_3, M_2, M_1 .
- Skuarklar ve sleptonlar için skaler kütle kare parametreleri;
 $M_{\tilde{Q}}^2, M_{\tilde{U}}^2, M_{\tilde{D}}^2, M_{\tilde{L}}^2, M_{\tilde{E}}^2$
- Higgs-skuark-skuark ve Higgs-slepton-slepton üçlü skaler etkileşim terimleri, A_u, A_d ve A_e katsayılarıyla.
- İki Higgs vakum beklenen değeri ϑ_1, ϑ_2 ve bir Higgs fiziksel kütlesi. Burada ϑ_1 (ϑ_2) aşağı (yukarı) tip kuarklara ve leptonlara bağlanan Higgs alanının vakum beklenen değeridir. $\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 = (246 \text{ GeV})^2$ değeri W kütlesi ile sabittir, modelin serbest parametresi ise $\tan \beta = \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1}$ oranıdır.

Diğer aileleri de göz önüne alacak olursak MSSM Langranjyeninde 124 tane parametre vardır.

2.2.3. R-Parite

MSSM Langranjyeninde baryon sayısı (B) ve lepton sayısı (L) korunumunu⁹ bozan terimlerden kurtulmak için yeni bir simetri tanımlanmıştır. Bunun için MSSM içinde R-parite adı verilen kesikli bir simetri vardır. Buna göre;

⁹ Baryon ve lepton sayısı korunumları olmasıydı proton yaklaşık 10^{-2} 'sn de bozunurdu. Protonun yaşam ömrü ise $10^{33} - 10^{34}$ yıldır. R-parite tüm renormalize edilebilir baryon ve lepton sayısı çiftlenimlerini

$$R = (-1)^{3(B-L)+2s} \quad (2.7)$$

Simetrisi her bozunma sürecinde korunmaktadır. Burada B baryonik kuantum sayısı, L leptonik kuantum sayısı ve S de spin kuantum sayısı göstermektedir. Madde parite ismide verilen bu simetriye göre tüm SM parçacıkları $R = (+1)$ ve SUSY eşleri de $R = (-1)$ pariteye sahiptir. R-paritenin korunumunun önemli fenomenolojik sonuçları vardır:

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

LSP elektrik ve renk yükü olarak nötral ise madde ile sadece zayıf olarak etkileşecektir, böylece kozmoloji de baryonik olmayan kara madde adayı için çekici bir aday olmaktadır [31].

2.2.4. Minimal Süpergravite (mSUGRA)

Bir önceki kısımda sözünü ettiğimiz gibi Langrangian'ın süpersimetri kırımını kısmı teoride 100'den fazla serbest parametre tanımlar. Elbetteki bu kadar fazla bağımsız parametre içeren teorilerle güçlü varsayımlarda bulunmak kolay değildir. Bu yüzden deneysel verilerle karşılaştırma olanağımız olan ve bizi yeni varsayımlara taşıyabilecek az sayıda bağımsız parametre içeren modeller inşa etmeliyiz.

SUSY modelleri içinde, parametre sayısı açısından en ekonomik olan model, CMSSM (constrained MSSM) olarak anılan, mSUGRA modelidir [3,7]. Bu modelde, bağlantı

yok edip, protonu kararlı tutabilmemizi ve deneysel gözlemlerle teoriyi uyumlu hale getirebilmemizi sağlayan simetrilere bir tanesidir.

sabitlerinin yanısıra, gaugino kütleleri M_i ($i = 1, 2, 3$), M_{BBT} düzeyinde, yaklaşık olarak 10^{16} GeV' de birleşirler.

$$M_i(M_{BBT}) \equiv m_{1/2} \quad (2.8)$$

SUSY BBT (Büyük Birleşme Teorisi) teorilerinde, ortak bir skalar kütle (M_{BBT}) varsayılır:

$$M_{H_1}^2(M_{BBT}) = M_{H_2}^2(M_{BBT}) \equiv m_0^2 \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} M_Q^2(M_{BBT}) = M_U^2(M_{BBT}) = M_D^2(M_{BBT}) = M_L^2(M_{BBT}) \\ = M_E^2(M_{BBT}) \equiv m_0^2 \end{aligned} \quad (2.10)$$

Renormalize grup denklemlerini kullanarak, parçacıkların kütleleri, M_W elektrozayıf ölçeğinde hesaplanabilir. Bu durumda, M_W düzeyinde yüksüz Higgs bozon kütleleri

$$M_{h,H}^2 = m_0^2 + \mu^2 \quad (2.11)$$

olur. Böylelikle, sleptonların M_{BBT} ve M_W arasında kütle kazanımları daha uygun hale gelir ve slepton kütleleri aşağıdaki gibi yazılabilir :

$$M_L^2(M_W) \sim M_E^2(M_W) \sim m_0^2 + 0.5m_{1/2}^2 \quad (2.12)$$

Skuark kütleleri ise;

$$M_q^2(M_W) \sim m_0^2 + 4m_{1/2}^2 \quad (2.13)$$

olur. Skuarklar güçlü etkileşime girdikleri için, zayıf kuvvet düzeyinde kütleleri sleptonlardan daha büyük olacaktır. Bu şekilde bütün parçacıkların kütleleri hesaplandıktan sonra, bunların herhangi bir hızlandırıcıdaki tesir kesitleri ve bozunum hızları saptanabilir. Bu modele göre, A parametresi ise aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$A_u(M_{BBT}) = A_d(M_{BBT}) = A_e(M_{BBT}) = A_0 \quad (2.14)$$

Böylelikle SUSY parametre uzayı, BBT düzeyinde beş bağımsız değişkene indirgenmiş olur.

- Bir ortak skalar kütle m_0 ,
- Bir ortak gaugino kütlesi $m_{1/2}$,
- Bir ortak trilineer bağlanma sabiti A_0 ,
- Higgs kütle parametresi μ ,
- Higgs karışım parametresi B .

mSUGRA modelinde, $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar grupları altında ötelenmeyen bir gizli sektör vardır. Süpersimetrimin bu gizli sektörde kırıldığı ve kütle çekimsel etkileşimler ile MSSM alanlarına bağlandığı varsayılmaktadır. Süpersimetri M_{SUSY} düzeyinde kırıldığında, gravitino aşağıdaki kütleyle sahip olur:

$$M_{3/2} \sim \frac{M_{SUSY}^2}{M_{Pl}} \quad (2.15)$$

Burada $M_{SUSY} \sim 10^{11}$ GeV ve $M_{Pl} \sim 10^{19}$ GeV Plank enerjisi düzeyindedirler. SUSY parametrelerini M_W seviyesinde belirlemek için renormalizasyon grup denklemleri kullanılabilir. Düşük enerjide, W bozonunun ölçülmüş değerini elde edebilmesi için, $sign(\mu)$ parametresi serbest bırakılarak, μ ve B parametreleri sınırlandırılır. Böylelikle mSUGRA modelindeki bütün süperparçacıkların kütlelerini belirleyen beş serbest parametre elde edilir:

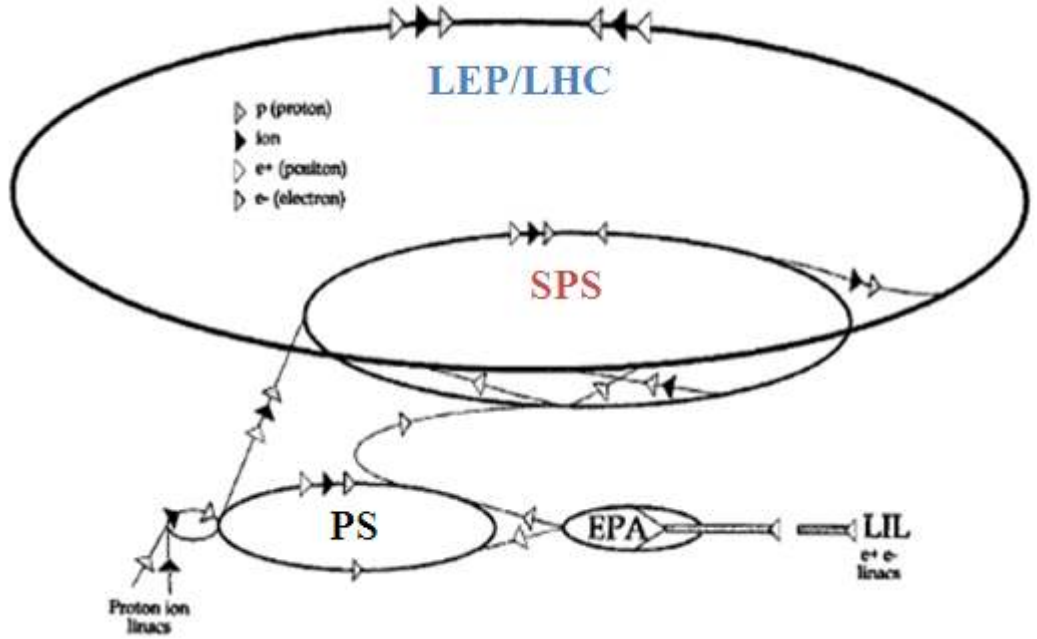
- Bir ortak skalar kütle m_0 ,
- Bir ortak gaugino kütlesi $m_{1/2}$,
- Bir ortak trilineer bağlanma sabiti A_0 ,
- Higgs kütesinin işareti $sign(\mu)$,
- Higgs kütesinin vakum beklenen değerlerinin oranı, $\tan \beta$.

2.3. BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI (LHC)

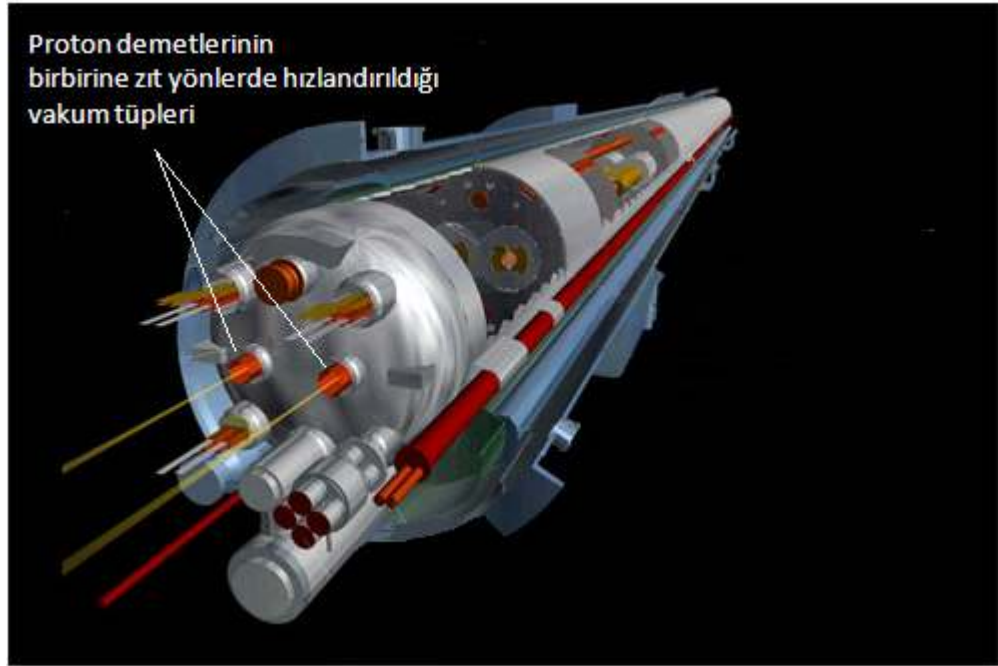
Büyük Hadron Çarpıştırıcısı LHC, İsviçre'nin Cenevre kentinde bulunan Avrupa Parçacık Fiziği Laboratuvarı CERN'de yapımına devam edilmekte olan, bir hadron çarpıştırıcısıdır. LHC'de pp çarpışmaları Amerikadaki Fermilab'ın $p\bar{p}$ çarpışmalarının yaklaşık sekiz katı olan, $\sqrt{s} = 14$ TeV kütle merkezi enerjisi ile sağlanacaktır. Ağır iyon (kurşun-kurşun) çarpışmalarının kütle merkezi enerjisi ise 1312 TeV olup, Brookhaven Laboratuvarındaki Rölativistik Ağır İyon Çarpıştırıcısı (RHIC) 'ndan yaklaşık otuz kat daha yüksektir. Bu değerlere bakarak LHC'nin bugüne kadar inşa edilmiş en büyük hadron çarpıştırıcısı olacağını söyleyebiliriz. Veri alımına 2007'nin sonlarına doğru başlanması planlanmaktadır.

LHC, CERN'de 1989-2000 yılları arasında çalışıp SM'in olağanüstü bir duyarlıkla test edilmesini sağlayan Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısının (LEP) tüneline inşa edilmektedir. Bu tünel İsviçre ve Fransa topraklarında, ortalama yerin 100 m altında olup çevresi 27 kilometredir. LHC'de her biri 7 TeV'e hızlandırılacak iki proton hüzmesini yörüngede tutabilmek için 8,36 Teslalık bir manyetik alan gerekmektedir. Bu kadar yüksek bir manyetik alan şimdiye kadar hiçbir hızlandırıcıda kullanılmamıştır ve ancak süperiletken teknolojinin gelişmesiyle elde edilmesi mümkün olmuştur. Süperiletkenlik, bazı malzemelerin elektrik akımını dirençsiz bir biçimde, enerji kaybı olmadan iletebilmesi demektir ve ancak çok düşük sıcaklıklarda gerçekleşebilir. LHC'nin mıknatısları 1,9 K'de, yani oda sıcaklığının 300°C altında çalışacaktır. 27 km çevresiyle LHC, dünyada en büyük ölçekli süperiletken teknolojinin de bir uygulaması olacaktır.

Proton demetleri ilk önce doğrusal hızlandırıcıda (Linac) 50 MeV'e kadar hızlandırılacak, daha sonra Proton Sinklotronu (PS) ve Süper Proton Sinklotronunda (SPS) sırasıyla 25 GeV ve 450 GeV enerjiye erişecektir. Son olarak proton demetleri LHC halkası içinde bulunan ve çok sayıda mıknatıs arasından geçen iki ayrı vakum tüpü içinde yol alarak 7 TeV'lik enerjiye ulaşacaklardır [22,23].



Şekil 2.4 : CERN hızlandırıcı kompleksi



Şekil 2.5 : LHC halkasından bir görünüm

LHC halkasının içinde bulunan ve çok sayıda mıknatıs arasından geçen iki ayrı vakum tüpü içinde ışık hızının yanbaşına kadar hızlandırılan ve ters yönlerde yol alan proton demetleri, bu halka üzerinde belirlenmiş dört çarpışma noktasında her 25 ns'de bir çarpışarak, ortalama 20 proton-proton çarpışması gerçekleştireceklerdir. Bu da saniyede

toplam 800 milyon tane çarpışma demektir. Tablo 2.4'te pp çarpışmaları için LHC parametrelerinden bazıları verilmiştir.

Tablo 2.4 : pp çarpışmaları için bazı LHC parametreleri

| Parametre | pp |
|-------------------------------|---|
| Nükleon başına enerji | 7 TeV |
| Demet sayısı | 3000 |
| Her demetteki parçacık sayısı | 10^{11} |
| Yüksek lüminosite | $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
| Düşük lüminosite | $2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ |

Her bir çarpışma noktasına, çarpışmalar sonucunda oluşacak olayların bilgisini toplayacak dev dedektörler inşa edilmektedir. Bu dedektörler genellikle demet çarpışma noktasının etrafını, oluşacak parçacıkların mümkün olduğunca çoğunu yakalayacak şekilde çevreler. Bu dedektörler oluşan farklı parçacıkların izini belirlemek, taşıdıkları enerjileri ölçmek (kalorimetre) gibi özel fonksiyonları olan bölümlerden oluşacak şekilde yapılırlar.

2.3.1. LHC Fizik Çalışmaları

LHC sayesinde daha yüksek enerjilere ulaşılabilecek ve parçacık fiziğini yüksek enerji skalalarında çalışma olanağı doğacaktır. LHC' nin Standart Modelle ilgili bazı soruları yanıtlayabileceğine ve standart model ötesi yeni teorilerin doğrulanmasında ilerlemeler kaydederek yüksek enerji fiziğinde yeni bir dönem başlatacağına inanılmaktadır.

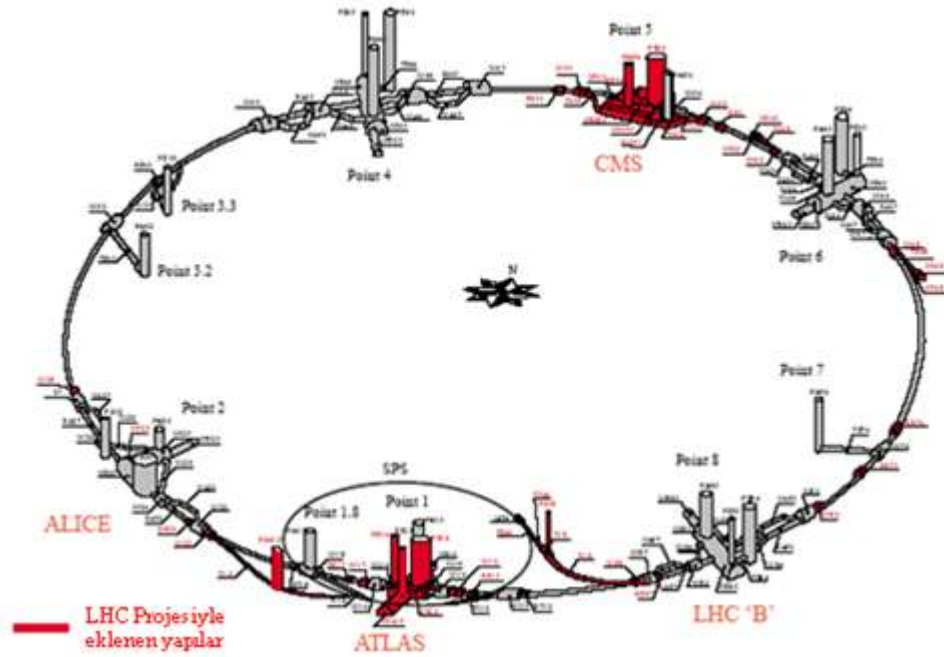
LHC'de yapılacak fizik çalışmalarını şu şekilde listeleyebiliriz:

- SM'de parçacıkların kütlelerinin orjini Higgs mekanizması ile açıklanabilmekteydi. Mekanizmanın öngördüğü Higgs bozonu henüz gözlenmemiştir. Higgs kütlesi için teori kesin bir değer vermemekte, sadece 1 TeV civarında bir üst limit getirmektedir. Higgs parçacığı kütlesi için Lep II tarafından verilen alt limit ise 115 GeV dir. LHC bu kütle değerleri aralığında Higgs parçacığını araştıracaktır. Higgs'in keşfi, CERN'de inşa edilmekte olan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nın ana amaçlarından birisidir [17].

- SM'in ötesi teorilerden olan Süpersimetri dahilinde hiçbir parçacık bugüne kadar gözlenememiştir. TeV ölçekli kütlelere sahip süpereşlerin keşfedilmesi ve sonrasında kütle spektumlarının belirlenmesi LHC tarafından sağlanabilir.
- Evrendeki karanlık maddeye aday olabilecek parçacıkların gözlenmesi ile karanlık madde bilmececi çözülebilir ve astrofizik alanında da yeni fikirler canlanabilir.
- QCD, yeterli enerji seviyelerine ulaşılması durumunda hadronik maddeden, kuark ve gluonlardan oluşan bir plazma durumuna faz değişikliği olacağını öngörür. Çöken yıldızların içinde hala bir rolü olan bu faz geçişinin, büyük patlamadan 0,00001 sn sonra meydana geldiği düşünülmektedir. Ağır iyon-ağır iyon çarpışmalarında, nükleer maddeyi çok yüksek enerjilerde incelemek, kuarkların hapsolmeden kurtuluşunu, kuark-gluon plazmasının özelliklerini incelemek mümkün olacaktır. Proton-ağır iyon çarpışmalarında ise soğuk nükleer maddenin özelliklerini çalışmak mümkün olacaktır.
- Dört temel kuvvetin şiddetleri, etkileşmeye giren parçacıkların madde mi yoksa karşıtmadde mi olduklarına bağlı değildir. Etkileşmelerin bu madde-karşıtmadde simetrisine rağmen evren baskın olarak maddeden yapılmıştır. Evrenin bu simetrik olmayan duruma nasıl evrimleştiği sorusuna yanıt getirebilecek bir ipucunun, kırk yıl kadar önce "s" kuarkı içeren nötr kaonların bozunumlarında keşfedilen Yük-Parite (CP) kırılması [2] olayında yattığına inanılmaktadır. Nötral K mezonlarının ve karşıt-mezonlarının bozunum hızlarındaki küçük fark dolayısıyla zayıf etkileşmenin madde ve karşıtmadde parçacıklarını ayırt edebildiği düşünülmektedir. LHC'nin sağlayacağı daha yüksek enerjiler ile s kuarkından daha ağır olan örneğin b kuarkını içeren mezonların bozunum hızlarında beklenen daha büyük asimetrieler incelenerek CP kırılımını daha detaylı bir şekilde çalışılmış olacaktır.

Yukarıda özetlediğimiz fizik çalışmaları LHC projesi dahilinde temel olarak çalışılması hedeflenen araştırmalar olup, dedektörlerin tasarlanmasında rol oynamışlardır. Elbetteki LHC dedektörlerinden alınacak veriler daha başka bir çok konuda da araştırma yapma olanağı sağlayacaktır. Örneğin bir kaç TeV'den yüksek kütlelere sahip yeni elektrozayıf ayar bozonlarının araştırılması, üst kuark bozunum mekanizmalarının araştırılması, yeni kuark ya da lepton ailelerinin varlığının araştırılması gibi.

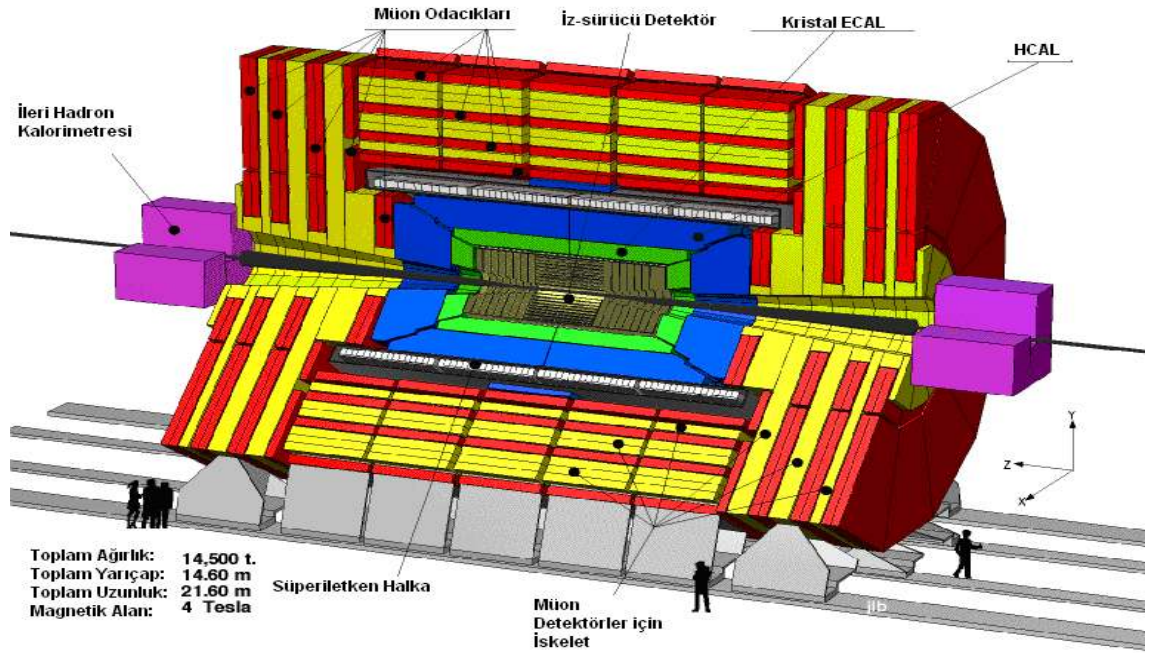
Dört ana LHC dedektörü ATLAS (A Torodial LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Selenoid), ALICE (A Large Ion Collider Experiment), LHCb (a Large Hadron Collider Beauty) dedektörleridir. ATLAS ve CMS aynı amaçla tasarlanan dedektörler olup, özellikle SM Higgs mekanizması ve SM ötesi fizik araştırmaları (SUSY) için veri toplayacaklardır. Çarpışmalardan çıkacak parçacıkların tümünü algılayabilecek biçimde silindirik yapıda dedektörlerdir. ALICE maddeyi evren'in ilk anlarındaki koşullarda araştırmak için ve LHCb'de, b kuarkı içeren parçacıkları kullanarak evrendeki parçacık-karşıtparçacık dengesizliğinin sebebinin araştırılması için tasarlanmış dedektörlerdir.



Şekil 2.6 : LHC projesi ve deney noktaları

2.3.2. CMS Deneyi

CMS detektörü müonları, elektronları, fotonları belirleyerek, geniş bir enerji alanında kesin ölçümlerinin bulunmasına yardımcı olacaktır. Bunun için yüklü ve nötr parçacık (hadronlar) jetlerinin ölçümünden kuark ve gluonları belirleyecek ve kayıp iletim enerjisini ($E_T^{Kayıp}$) ölçecektir. $E_T^{Kayıp}$ ölçümünden nötrino gibi etkileşmeye girmeyip bu enerjiyi taşıyan yeni parçacıkların bulunmasına olanak sağlayacaktır [17,18].



Şekil 2.7 : CMS dedektörü

CMS dedektörün bütün genel amaçlı dedektörlerde olduğu gibi soğansı bir yapısı vardır. Bir merkezi iz dedektörünü sarmalayan elektromanyetik ve hadronik kalorimetreler ile en dışta bir müon dedektöründen meydana gelir. İz dedektörünün ana amacı, etkileşme noktasından gelen parçacıkların momentumlarını ölçmek ve bu parçacıkların izlerini belirleyerek etkileşme köşelerini bulmaktır. Bu ölçümler bütün fizik kanalları için çok önemlidir. SM Higgs bozonu, bozunumundan çıkacak olan foton veya elektron ve pozitronların belirlenmesiyle tanınacağından elektromanyetik kalorimetrenin Higgs keşfindeki rolü büyüktür. Bu yüzden CMS dedektöründe çok yüksek performanslı bir elektromanyetik kalorimetre tanımlanmıştır. Hadronik kalorimetre SM Higgs bozonu araştırmaları yanısıra süpersimetrik parçacıkların aranmasında da çok önem taşımaktadır. Süpersimetrik süreçlerde fazlasıyla görünen kayıp enerjinin ölçümlerinde bu kalorimetrenin görevi çoktur. Kayıp iletim enerjisinin belirlenmesi, yeni parçacıkların bulunması ve yeni teorilerin geliştirilmesi açısından önemli bir adım olacaktır. Bunun için kuark ve gluonlardan gelecek jetleri, b kuarkı içeren jetleri ve nötrino ile tau gibi zayıf etkileşen parçacıkların taşıyıp götürdükleri kayıp dik enerjiyi ölçüp belirleyecektir. Hadronik kalorimetre, merkezi kalorimetre ve ileri kalorimetre olmak üzere iki kısma ayrılmıştır. Etkileşme sonucu ileri yönde (demetle küçük açı yapan) çıkan parçacıkları algılaması beklenen ileri kalorimetreler etkileşme noktasından ± 11 m uzaklıktadır. CMS dedektörünün en yüksek radyasyona

maruz kalan alt dedektörü olduğundan radyasyon dayanıklılığı yüksek olan malzemelerden yapılması büyük önem taşımaktaydı. Türk gruplarının büyük çapta üstlendiği araştırma-geliştirme çalışmaları sonucunda aktif eleman olarak plastik kaplı kuartz fiberlerin kullanılmasına karar verilmiştir. Soğurucu olarak demir kullanılmaktadır. LHC'nin araştırmayı hedeflediği fiziğin önemli bir bölümünde etkileşme ve bozunumlardan müonlar çıkmaktadır. Bu nedenle deneyin adından da anlaşılacağı gibi müon odacıkları CMS dedektörünün önemli bir diğer kısmı olup, müonların yüksek duyarlılıkla belirlenmesinde görev alırlar. Müonların momentum ölçümündeki hassasiyetin yüksek olabilmesi için çok yüksek bir manyetik alan gerekmektedir. CMS dedektöründe bu amaçla bir süperiletken solenoit kullanılacaktır. Bu solenoit, demet eksenine paralel 4 Tesla'lık bir manyetik alan sağlayacaktır.

CMS deneyinde on yıllık bir veri alımı süresince yaklaşık 10^{17} pp çarpışması beklenmektedir. Bunlardan on tanesi bize yeni fiziğin ipuçlarını verecektir. Fazla ilginç olmayan 10^{17} olayın arasından bu 10 olayın seçilebilmesi, şimdiye kadar karşılaşılmamış zorlukta bir problem yaratmaktadır. Yeni fizik araştırmaları yüksek enerjilerde (14 TeV) çok ender olayların ($\sigma \sim fb$) aranmasını gerektirmektedir. Enerjinin yüksek olması olay başına çıkan parçacık sayısını arttırmakta ($\sim 100/\text{olay}$) ve geniş bir bölgede yüksek duyarlıklılı ölçümlerin yapılmasını gerektirmektedir. CMS deneyi bu şartlar altında yüksek veri akış hızı (500 Gbits/s), dev bilgi işleme gücü ve çok büyük hacimde veri depolanabilmesi gibi koşulları sağlayacak şekilde tasarlandığından, eğer SUSY doğanın simetrisinden biriye ve TeV ölçeğinde gözlenebilecekse, CMS'te keşfedilecektir [15,18]. Bununla beraber gözlenmesi muhtemel kanallara ait simülasyon çalışmalarının önceden yapılması, hem bu olayların ilginç olmayan olaylar arasından ayıklanmasını kolaylaştıracak hem de oluşabilecek yeni ilginç olaylar hakkında önceden fikir sahibi olmamızı sağlayacaktır.

2.4. LHC'DE SÜPERSİMETRİ ARAŞTIRMALARI

mSUGRA modelinde R-parite korunduğu varsayıldığından (R-paritenin ihlal edildiği senaryolar da vardır), LHC'deki mSUGRA araştırmaları sırasında üretilecek olan süpersimetrik parçacıklar yüksek enerjilere sahip olacaklardır.¹⁰ Hızlandırıcıda

¹⁰ R-paritenin ihlal edildiği durumlarda LSP kararlı değildir ve Standart Model parçacıklarına bozunur.

çarpışacak olan iki bilinen parçacık, çift sayıda, yüksek kütleli süperparçacıklar yaratacaktır [12,13]. LEP ve Tevatron hızlandırıcılarından elde edilen bilgilere göre parçacıkların kütleleri 100 GeV'den büyük olmalıdır. LHC'de $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ 'lik kütle merkezi enerjisinde çarpışacak olan protonların SUSY parçacıklarını üretmeleri beklenmektedir. Kuarklar ve gluonlar proton enerjisinin sadece bir kısmını taşıdıkları için, elektron-pozitron çarpışmalarından farklı olarak süpersimetrik etkileşmelerin tesir kesitleri parton dağılım fonksiyonları ile çalışılır.

2.4.1. Süpersimetrik Parçacıkların Üretimi

Gluinolar ve skuarklar gibi güçlü etkileşme yapan parçacıkları LHC'de gözlenme olasılığı en yüksek ilk SUSY parçacıklarıdır [14,15,16].

Gluinolar aşağıdaki süreçlerle çiftler halinde yaratılabilirler;

$$gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \quad (2.16)$$

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \quad (2.17)$$

veya skuarklar ve charginolar/neutralinolar ile,

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

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{g} \quad (2.19)$$

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{g} \quad (2.20)$$

Squarklar çiftler halinde;

$$gg \rightarrow \tilde{q}\tilde{q} \quad (2.21)$$

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q} \quad (2.22)$$

$$qq \rightarrow \tilde{q}\tilde{q} \quad (2.23)$$

veya charginolar/neutralinolar ile birlikte,

$$gq \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{q} \quad (2.24)$$

$$gq \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{q} \quad (2.25)$$

Nötralinolar ve charginolar zayıf etkileşen sparçacıklardır ve doğrudan yaratılabilirler;

$$q\bar{q} \rightarrow W^* \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\chi}_i^0 \tilde{q} \quad (2.26)$$

$$q\bar{q} \rightarrow Z^* \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\chi}_j^\mp \quad (2.27)$$

Sleptonlar da zayıf etkileşebilen sparçacıklardır ve doğrudan ya da dolaylı bir biçimde diğer sparçacıkların bozunumlarından üretilebilirler;

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{\ell}_L^\pm \tilde{\ell}_L^\mp \quad (2.28)$$

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{\ell}_R^\pm \tilde{\ell}_R^\mp \quad (2.29)$$

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{\ell}_L^\pm \tilde{\nu}_L \quad (2.30)$$

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{\nu} \tilde{\ell} \quad (2.31)$$

2.4.2. Süpersimetrik Parçacıkların Bozunumları

Sparçacıklarının bozunum modları kütleleri ile ilişkilidir. mSUGRA modelinde bu kütle değerlerini belirleyen parametrelere değinmiştik. Buna göre sparçacıklarının bozunumlarını iki farklı koşul altında inceleyebiliriz:

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

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

şeklinde bozunur ve böylelikle skuarkların bozunum modları;

$$\tilde{q}_{L,R} \rightarrow q + \tilde{\chi}_i^0 \quad (2.33)$$

$$\tilde{q}_L \rightarrow q' + \tilde{\chi}_j^\pm \quad (2.34)$$

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

$m(\tilde{g}) < m(\tilde{q})$ için ise skuarklar;

$$\tilde{q}_{L,R} \rightarrow q\tilde{g} \quad (2.35)$$

şeklinde bozunur. Bu durumda gluinoların bozunum modları;

$$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_i^0 \quad (2.36)$$

$$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}'\tilde{\chi}_j^\pm \quad (2.37)$$

$$\tilde{g} \rightarrow g\tilde{\chi}_i^0 \quad (2.38)$$

Aynı şekilde $i = 1, 2, 3, 4$ ve $j = 1, 2$ ye karşılık gelmektedir. Her iki koşul altında da yaratılan nötralino ve charginolar kendilerinden daha hafif süpersimetrik parçacıklara bozunabilirler:

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_k^0, \ell^+\ell^-\tilde{\chi}_k^0, Z\tilde{\chi}_k^0, W^\pm\tilde{\chi}_k^\pm, H_l^0\tilde{\chi}_k^0, H^\pm\tilde{\chi}_i^\mp \quad (2.39)$$

$$\tilde{\chi}_j^\pm \rightarrow q\bar{q}'\tilde{\chi}_k^0, \ell^\pm\nu_\ell\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\nu}_L^\pm\nu_\ell, W^\pm\tilde{\chi}_k^0, Z\tilde{\chi}_k^\pm, H_l^0\tilde{\chi}_k^\pm, H^\pm\tilde{\chi}_k^0 \quad (2.40)$$

Burada q sembolü u, d, s, c, b, t kuarklarına karşılık gelmektedir. $l = 1, 2, 3$ olmak üzere $H_l^0 = h_0, H_0, A_0$; $\ell = e, \mu, \tau$ parçacıklarını temsil eder. Bozunmalar LSP'ye ulaşına dek devam eder.

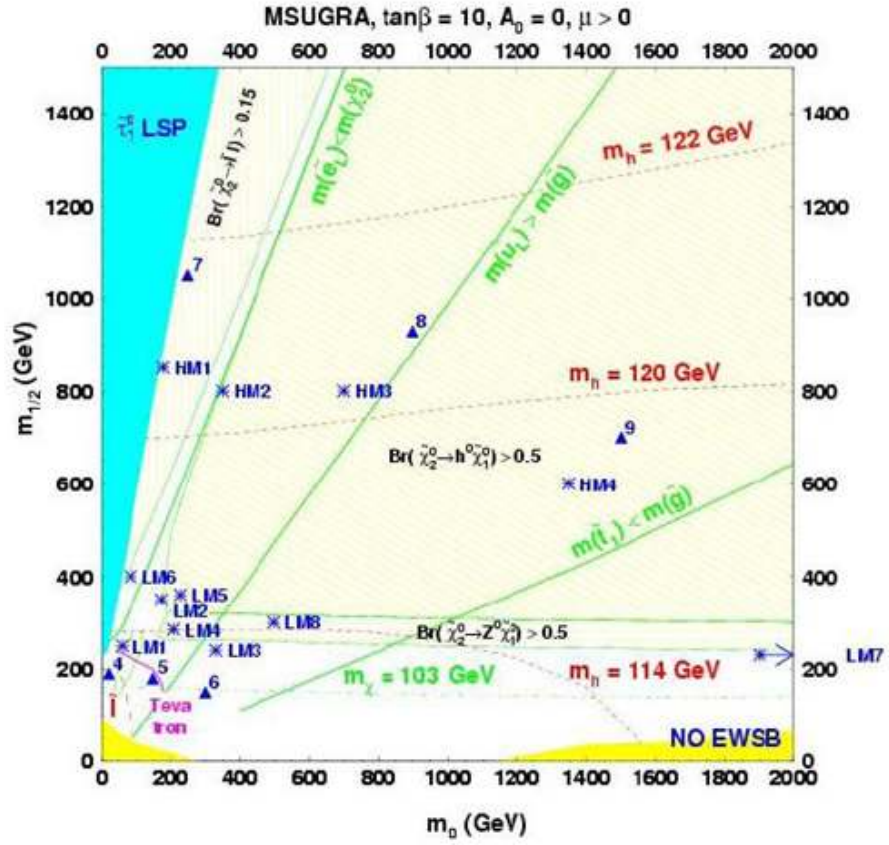
LHC'deki SUSY araştırma teknikleri yukarıdaki parçacıkların bozunum modlarına göre geliştirilir. mSUGRA'nın LSP'si, $\tilde{\chi}_1^0$, zayıf olarak etkileştiğinden dedektörde sinyal bırakmaz ve deneysel olarak kalorimetrelerde ölçülen enerjide dengesizliklere yol açar. Diğer bir durum çoklu üretilen skuark bozunumlarından yüksek- p_T li jetlerdir.

Sparçacıkları uzun bozunum zincirlerine sahip olduklarından (her sparçacık LSP'ye kadar bozunmalıdır), son durumda çoğunlukla aynı ya da zıt işaretli leptonlar vardır. Bu nedenlerden, SUSY araştırmaları jetler, kayıp enerji ve leptonlarla detaylı bir çalışma gerektirir. En genel sinyal “ $E_T^{Kayıp} + jetler + leptonlar$ ” şeklinde olacaktır [24,25,26]. Ek olarak sparçacıkların kütleleri (özellikle chargino kütleleri) bozunum zincirindeki kütle farkı hesaplamalarından bulunabilir. SUSY keşfinden sonra, sparçacıkların kütle spektrumunun bulunması gibi yeni bir çalışma daha doğacaktır.

2.4.3. LEP Sonrası SUSY Parametre Uzayı

Yüksek enerji deneylerinde keşfedilen yeni parçacıklar ve bunların özellikleri yanında herhangi bir sinyalin gözlemlenmemesi de teorik olarak ortaya atılmış modellerin parametrelerini sınırlandırmak için kullanılmaktadır. LEP ve Tevatron deneyleri ile SUSY parçacıkları saptanmaya çalışılmış, ancak hiç bir sinyal bulunamamıştır. Kütle merkezi enerjileri düşük olan bu deneylerdeki çalışmalar sayesinde, SUSY parçacıklarının kütlelerine alt sınırlar konulmuş ve böylelikle SUSY parametre uzayında bazı bölgeler tamamen devre dışı kalmıştır. Bu gelişmeyle beraber LHC'deki CMS işbirliği platformu SUSY araştırma stratejilerini geliştirmek için bazı genel mSUGRA parametrelerini kullanma kararı aldı [16]. mSUGRA modelinin beş parametresi m_0 & $m_{1/2}$ düzleminde her biri dedektörde karakteristik deneysel gözlenebilirliğe sahip ondört farklı nokta için tanımlanmıştır. Temel olarak Higgs'in kütlesini düşük ve yüksek değerlerde tutarak ortaya atılan bu noktalar Düşük Kütle (LM) ve Yüksek Kütle (HM) noktaları olarak gruplandırılır. Bu şekilde oluşturulmuş on tane LM ve dört tane HM noktası vardır. Bu noktaların m_0 & $m_{1/2}$ düzlemindeki dağılımları ve bunlara karşılık gelen mSUGRA parametreleri sırasıyla şekil 2.8 ve tablo 2.5' de gösterilmiştir.

LEP sonrası teorikilerin ve deneycilerin birlikte hazırladığı bu noktalara göre, MSSM modelini deneysel olarak test edebilmenin en uygun yolu, burada yer alan parametre değerlerini kullanmaktır. MC simülasyonu yapılırken olay oluşturucu programlara bu değerler girilerek, olayların üretimi bu noktalara göre yapılabilmektedir [29].



Şekil 2.8 : CMS çalışmaları için mSUGRA noktaları

Tablo 2.5 : CMS deneyindeki mSUGRA noktaları

| Point | m_0 | $m_{1/2}$ | A_0 | sign μ | $\tan \beta$ |
|-------|-------|-----------|-------|------------|--------------|
| 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 |

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. MONTE CARLO SİMÜLASYONU

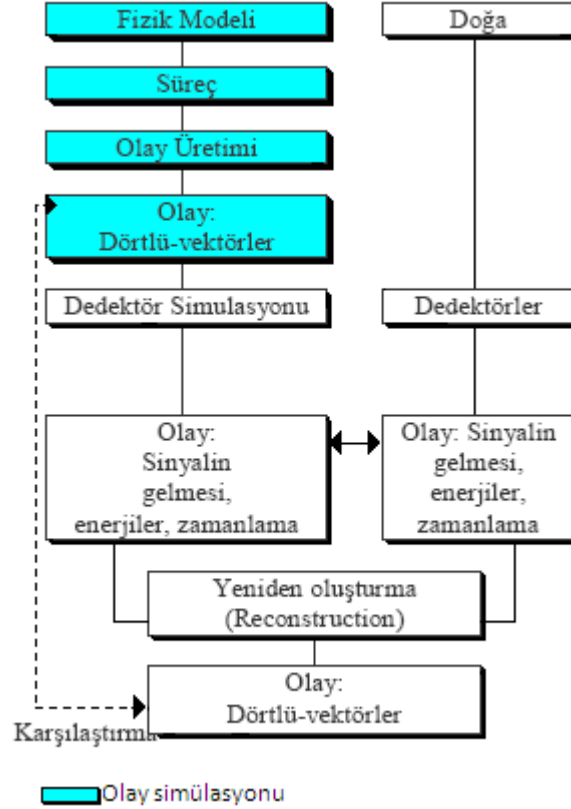
Yüksek enerji fiziğinin karmaşık ve çok parçacıklı yapısı; bu fizik ölçeğindeki temel parçacık etkileşmelerini inceleyebilmemiz, Standart Model ya da ötesinde herhangi bir model için deneysel ve teorik sonuçları karşılaştırabilmemiz açısından simülasyon çalışmalarını zorunlu kılar. Bu bağlamda Monte Carlo, analitik yollarla çözülemeyen veya çözülmesi çok güç olan problemleri yaklaşık olarak çözmemize yarayan bir simülasyon tekniğidir. MC yönteminin bir probleme uygulanması, problemin rastgele sayılar kullanılarak, defalarca simüle edilip, gerçek sonuçlara yakın değerler bulunması esasına dayanır [29].

Gerçek hayatta, çarpıştırıcılarda gerçekleşen etkileşmeler dedektörler tarafından gözlenir. Kurulan veri kayıt sistemi aracılığıyla ilgilenilen olaylar kaydedilir. Sonra bu olaylar yeniden yapılandırılabilir. Oysa ki Monte Carlo simülasyon dünyasında, çarpıştırıcının yerini olay oluşturucu programlar alır. Tüm istenilen olaylar bu programlar aracılığıyla üretilir. Bu yüzden, olay oluşturucularından elde edilen verilerin gerçek olayla benzer bir davranışa ve dalgalanmalara sahip olması gerekir. Olay oluşturucu programlar; olay çeşitlerini ve oranlarını bulmak, dedektör performansını ve kabulünü mümkün olan en iyi duruma getirmek, elde bulunan mevcut teoriyi test etmek gibi amaçlara hizmet eder.

Olay oluşturucu programlar yüksek enerji fiziğinin teorik ve deneysel olarak çalışılabilmesini olanaklı kılar. Tanımlanan fiziksel niceliklerin kolaylıkla değiştirilebilip yeniden test edilebilmesinin sağladığı kazanımlar ise kuşkusuzdur. Ayrıca olay oluşturucuları;

- Olay oranlarını ve topolojilerini önceden belirleyebilir. Bu anlamda deneyin yapılabilirlik çalışmalarına katkı sağlar.

- Olası arkaplanı simüle edebilmemizi sağlar. Böylece analiz stratejilerimizi önceden belirlemize yardımcı olur.
- Dedektör simülasyonları da yapılarak; dedektör gereksinimlerini, hatalarını saptamada ve trigger sistemlerinin tasarımlarında rol oynarak en iyi dedektör performansını yakalamamıza katkıda bulunur.



Şekil 3.1 : Simülasyon ve veri analizinde temel basamaklar

Bilindiği gibi kuantum mekaniği fiziksel süreçlerin davranışlarında rastgelelik kavramını tanımlar. Teorinin öngördüğü bu olasılık yorumundan dolayı, etkileşmelerin nasıl ve ne zaman olacaklarını bilemeyiz, sadece olasılık genliklerini hesaplayabiliriz. Program yazarlarının becerisi farz edilen bir olasılık dağılımının simüle edilebilecek en etkin yolunu bulmalarındır. Bunun için teorinin hesaplama araçları kullanılarak temel parçacıklar arasındaki etkileşmeler hesaplanmakta ve aynı zamanda program içinde bir rastgele sayı üretici ile etkileşmelerin rastgeleliği sağlanmaktadır. Monte Carlo tekniği olarak bilinen yöntemde üretilen rastgele sayılarla elde edilen olayların doğadaki olaylarla ortalama olarak örtüşmesi sağlanır.

İyi bir olay oluşturu programının teorisinin öngördüğü tüm parametreleri içermesinin yanısıra rastgele sayı dizisi üreticinin de belirli özellikleri taşıması gerekir. Gerçekte rastgele sayı üreticilerinin çıktıları gerçek anlamda rastlantısal değildir, bu tür algoritmalar gerçek rastlantısal sayı dizilerinin bazı özelliklerini yaklaşık olarak taşırlar. Bu anlamda rastgele sayı üreticileri yerine sözderastgele sayı üreticileri ifadesi daha yerinde olacaktır. Sözderastgele sayı üreticileri deterministik bir bilgisayarda çalıştıkları için deterministik algoritmalarıdır ve bu tür bir algoritma ile üretilen sayı dizisinin gerçek bir rastlantısal dizide olmayan bir özelliği olacaktır; periyodiklik. Özü itibariyle rastgele olmayan bu sayı üreticilerinin çıktılarının, rastlantısal sayı dizilerine benzemesi ve olay oluşturu programlarda kullanılabilmesi açısından, 0-1 aralığında iyi dağılmış olmaları ve birbirini tekrar etmemeleri en önemli gereksinimdir. Bölüm 3.2’de anlatılan Pythia olay oluşturu programının sayı dizisi üretici, bu anlamda yazılmış en güçlü algoritmalarıdır.¹¹

3.2. PYTHIA

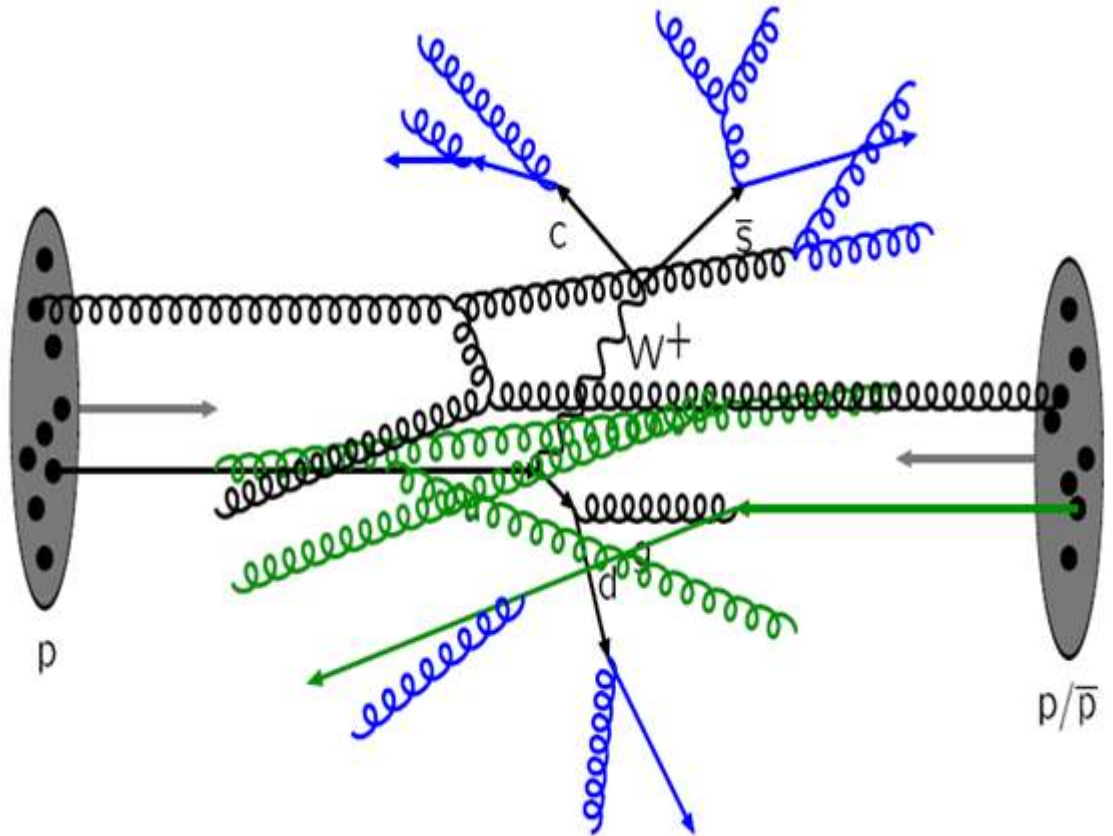
Daha öncede belirttiğimiz gibi protonlar daha temel parçacıklardan meydana geldiklerinden hadron çarpıştırma deneyleri e^-e^+ gibi temel parçacık çarpıştırma deneylerinden oldukça farklıdır. pp (yada $p\bar{p}$) çarpışmalarının fenomolojisi partonlarla (kuarklar ve gluonlar) çalışılır. Parton modelinde kafa kafaya çarpışmanın kütle merkezi enerjisi $\sqrt{\hat{s}}$ olmak üzere;

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s} \quad (3.1)$$

bağlantısı ile verilir. Burada x_1 ve x_2 etkileşen iki parton tarafından taşınan enerjidir ve olaydan olaya değişir. Partonların kafa kafaya çarpışarak yani doğrudan yaptığı etkileşmeler LHC çarpışmalarında olayların karakteristiğini belirleyen önemli bir süreçtir. Bunun dışında demetlerdeki partonlar örneğin $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ gibi dallanmalar yaparak başlangıç durumu saçaklanmalarına yol açabilir. Benzer şekilde çıkan partonlar da dallanabilir ve son durum saçaklanmaları oluşur. Partonların doğrudan etkileşimleri W^\pm ve Z ayar bozonları gibi kısa ömürlü rezonansların oluşumuna yol açabildiği gibi, iki gelen hadronun diğer partonları arasında oluşabilecek

¹¹ Üreticinin periyodu 10^{43} olmakla beraber, verilen bir başlangıç sayısı ile 10^9 farklı sayı üretme kapasitesi vardır.

etkileşmelerle de çoklu parton-parton etkileşmeleri meydana gelebilir. Tüm bunların yanı sıra demet parçacıklarında etkileşmeye girmeyen partonların oluşturduğu demet artığı da bir iç yapıya sahiptir ve son duruma net renk yükü olarak katkı yapar. Ayrıca QCD hapsolme ilkesi [2], çıkan kuarkların ve gluonların tek başlarına gözlenebilir olmamaları ve hadronların renk yönünden nötral olmaları gibi bir sınırlama da getirir. Normalde hadronların kafa kafaya çarpışarak daha alt bileşenlerine parçalanması gibi gözükse de bu mekanizma birbirine bağlı olma etkileri de hesaba katılınca konuyu daha da karmaşık kılmaktadır. Üretilen parçacıkların birçoğunun kararsız olup daha alt parçacıklara bozunduğunu da düşünürsek LHC çarpışmalarında olayların analizinin ne denli zor olduğunu daha iyi kavrayabiliriz. Tipik bir yüksek enerji olayını doğadakine benzer bir biçimde tanımlayabilmek için, bir olay oluşturucu programı bu fiziksel süreçlerin tümüne hakim olabilmelidir.



Şekil 3.2 : pp (yada $p\bar{p}$) çarpışmalarında tipik bir olayın şematik yapısı. Şekilde partonların doğrudan etkileşimleri, rezonans bozunumları ve çoklu parton-parton etkileşmeleri siyahla gösterilmiştir. Başlangıç durumu radyasyonu yeşil renk ve son durum radyasyonu da mavi renk ile belirtilmiştir.

Pythia programı yüksek enerji fiziğinde olay oluşturmak için kullanılmaktadır [29]. Pythia SM'in minimal süpersimetrik genişletilmiş olan MSSM'deki çok çeşitli üretim ve bozunum süreçlerinin simülasyonunu mümkün kılar. Program deneysel olarak gözlemlenemeyecek olanları da içerecek şekilde, fiziğin anlaşılabilir sınırları içinde, bütün olayları üretmeyi amaçlamaktadır. Programın birçok bileşeni gerçek deneysel verileri temsil etmektedir. Hesaplamalar yapılırken değişik alt süreçler katılarak programın sonuçlarının gerçek deneysel verilere benzer sonuçlar vermesi için sürekli çalışılmaktadır. Pythia, sonuçları deneysel olarak elde edilen veriler ile periyodik olarak karşılaştırılıp güncellenmektedir.

Bizim yaptığımız simülasyon çalışmasında SM ötesi Süpersimetrinin var olacağı düşünülerek, LM1 noktası için çarpışma olayları üretildi. Bunun için pythia olay oluşturucu programına öncelikle Büyük Hadron Çarpıştırıcısı için uygun enerji düzeyinde gerekli parametreler girdi olarak girildikten sonra MSSM-mSUGRA modeli doğrultusunda LM1 noktasına ait parametre topluluğu değerleri girilerek bu noktadaki süpersimetrik olaylar üretildi. LM1 noktası parametreleri: $m_0 = 60$; $m_{1/2} = 250$; $A_0 = 0$; $sign(\mu) = +$; $\tan\beta = 10$ idi. Bulgular kısmındaki Tablo 4.1'den de görüleceği üzere gluinolar ve skuarklar gibi güçlü etkileşme yapan sparçacıklarına ait $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{q}$, $\tilde{q}\tilde{q}$ gibi süreçler tesir kesiti bakımından diğer süpersimetrik süreçlere nazaran daha yüksektir. Dolayısıyla bunlar arasından $\tilde{g}\tilde{g}$ süreci seçilerek, LM1 noktasında (daha genel bir ifadeyle LHC'de) gözlenme olasılığı en yüksek sparçacıklarından olan gluinoların çiftler halinde yaratıldığı;

$$gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \quad (3.2)$$

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \quad (3.3)$$

kanallarına ait olaylar üretilerek incelenmiştir. LM1 noktasında $m(\tilde{g}) > m(\tilde{q})$ olduğundan gluinolar skuarklara bozunacaklardır¹². Bu nokta için üretilen olaylardan yararlanılarak gluinoların bozunum zincirleri çıkartılmış ve çalışmanın devamında $\tilde{g}\tilde{g}$ kanallarından gelen gözlenebilirliği öncelikli bazı son durumlar m_0 & $m_{1/2}$ düzleminde $\sigma \times BR$ değerleri ile verilmiştir.

¹² Bakınız : 2.4.2. Süpersimetrik Parçacıkların Bozunumları

mSUGRA modelinde $\tan\beta$ ve $sign(\mu)$ parametreleri daha çok Higgs sektörü ile ilgili olup, SUSY parçacıklarının kütleleri temel olarak m_0 ve $m_{1/2}$ parametrelerine bağlıdır. Bu yüzden sparçacıklarına ait kütle öngörülerinde ve diğer hesaplamalarda m_0 & $m_{1/2}$ düzlemini taramak yerinde olacaktır. Çalışmalarımızda bu düzlem genel olarak (60 GeV, 60 GeV) ile (500 GeV, 500 GeV) aralığında taranmış ve diğer parametreler $\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$, $sign(\mu) = +$ olarak seçilmiştir. Düzlem üzerindeki her bir kesişim noktası için en az 20000 olay üretilmiştir.

3.2.1. Olay Kaydı

Pythia programı ile olay oluşturmaya başlamadan önce pythianın ürettiği olayları kaydetme mantığını, bu olaylara hangi aşamalarda ne kadar müdahale edebileceğimizi veya üretmek istediğimiz belirli olaylar için gerekli olan kullanıcı anahtarlarını nasıl aktif hale getirebileceğimizi bilmek önemlidir. Oluşturulan olaylara ait istenilen veriler çeşitli formatlarda çıktı dosyalarına yazdırılabilir veya histogramlar, vektörler, ntuple'lar oluşturularak fizik analiz programları yardımıyla bu veriler analiz edilebilir. Bu fizik analiz programlardan bazılarında bir sonraki kısımda değineceğiz. Şimdi üretilen olayların bir pythia çıktı dosyasına nasıl işlendiğine bakalım.

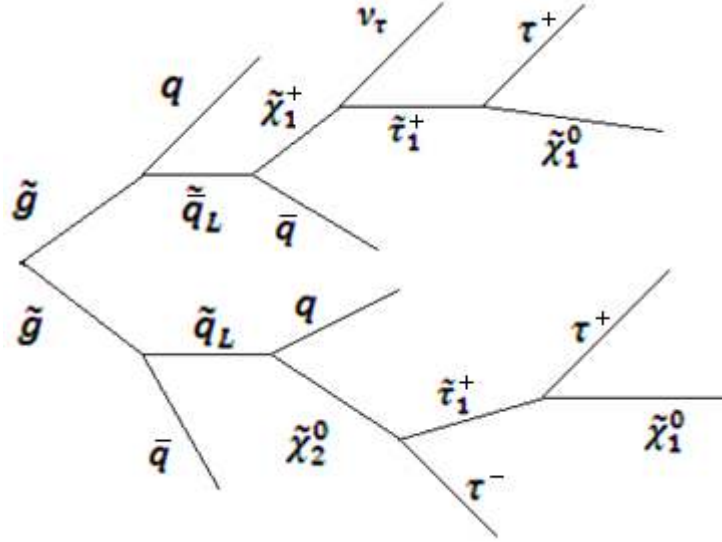
Şekil 3.3'te pythia olay oluşturucu programı ile $\sqrt{s} = 14$ TeV pp çarpışmalarında, LM1 noktası için oluşturulan süpersimetrik olaylara ait çıktı dosyasında yer alan olaylar listesinin bir kısmı görülmektedir. Birinci sütun sayaç olarak kullanılmaktadır. İkinci sütun parçacıkların isimlerini, üçüncü sütun ise bu parçacıklara pythia da karşılık gelen KF kodlarını tutar. KF kodları programlar içinde parçacıkların tanımlanmasını sağlayan ve belirli bir sistematik dahilinde parçacıklara atanmış kodlardır. Diğer sütunlar ise parçacıklara ait momentum, enerji ve kütle değerlerini vermektedir. 1. ve 2. satırlarda gelen iki proton olduğunu görüyoruz. 3. ve 4. satırlar başlangıç durumu radyasyonu olup 5. ve 6. satırlar sonrasındır. Burada başlangıç ve son durum radyasyonu gözönüne alınmadığı için herhangi bir değişiklik yoktur. 7. ve 8. satırlar bize $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ süreciyle oluşan \tilde{g} lara ait bilgileri vermektedir. Sonraki satırlara baktığımızda gluinoların skuarklara bozunduğunu (bu noktada gluino kütesinin skuark kütesinden büyük olduğu da açıkça gözükmemektedir) ve skuarkların da nötralino ve charginolara bozularak, bozunum zincirinin LSP'ye kadar devam ettiğini görmekteyiz. 25. satıra kadar parçacıklar ünlem işaretleri arasında yazılmışlardır ve bu noktaya kadar oluşan olaylara

ait bir özet verilmektedir. 25. satırla başlayan ikinci kısımda ise son durumda oluşan parçacıklar gösterilmektedir. Bu kısımda parantez içinde gösterilen parçacıkların bozunduğu anlaşılmaktadır. Demet artığı olarak nitelendirdiğimiz etkileşmeye girmeyen partonlar da bu son durumda gösterilmektedir. En son satırda ise beklenmedik bir durumun olup olmadığını kontrol etmek için toplam yük ve momentum verilir.

| I particle/jet | KF | p_x | p_y | p_z | E | m |
|----------------|----------|----------|----------|-----------|----------|----------|
| 1 !p+! | 2212 | 0.000 | 0.000 | 7000.000 | 7000.000 | 0.938 |
| 2 !p+! | 2212 | 0.000 | 0.000 | -7000.000 | 7000.000 | 0.938 |
| 3 !g! | 21 | -0.046 | -0.039 | 281.254 | 281.254 | 0.000 |
| 4 !g! | 21 | -1.184 | 0.397 | -3239.150 | 3239.150 | 0.000 |
| 5 !g! | 21 | -0.046 | -0.039 | 281.254 | 281.254 | 0.000 |
| 6 !g! | 21 | -1.184 | 0.397 | -3239.150 | 3239.150 | 0.000 |
| 7 !-g! | 1000021 | 398.466 | -440.288 | -2105.613 | 2289.510 | 674.997 |
| 8 !-g! | 1000021 | -399.696 | 440.646 | -852.282 | 1230.894 | 659.385 |
| 9 !-d_lbar! | -1000001 | 403.650 | -294.729 | -1775.248 | 1928.462 | 563.615 |
| 10 !d! | 1 | -5.184 | -145.559 | -330.365 | 361.048 | 0.330 |
| 11 !-c_L! | 1000004 | -346.967 | 295.207 | -642.065 | 969.883 | 566.474 |
| 12 !cbar! | -4 | -52.730 | 145.440 | -210.218 | 261.011 | 1.500 |
| 13 !-chi_1+! | 1000024 | 439.773 | -313.176 | -1005.252 | 1157.399 | 193.806 |
| 14 !ubar! | -2 | -36.122 | 18.447 | -769.996 | 771.064 | 0.330 |
| 15 !-chi_20! | 1000023 | -87.031 | 51.275 | -567.173 | 605.630 | 186.813 |
| 16 !c! | 4 | -259.935 | 243.932 | -74.892 | 364.253 | 1.500 |
| 17 !-tau_1+! | -1000015 | 217.801 | -133.210 | -426.484 | 511.928 | 122.475 |
| 18 !nu_tau! | 16 | 221.972 | -179.966 | -578.769 | 645.470 | 0.000 |
| 19 !-tau_1+! | -1000015 | -119.524 | 31.826 | -476.908 | 507.727 | 122.666 |
| 20 !tau-! | 15 | 32.493 | 19.449 | -90.265 | 97.903 | 1.777 |
| 21 !-chi_10! | 1000022 | 206.487 | -140.580 | -397.708 | 480.093 | 99.587 |
| 22 !tau+! | -15 | 11.314 | 7.370 | -28.775 | 31.835 | 1.777 |
| 23 !-chi_10! | 1000022 | -83.267 | 42.017 | -368.346 | 392.805 | 99.587 |
| 24 !tau+! | -15 | -36.257 | -10.191 | -108.561 | 114.922 | 1.777 |
| 25 (~chi_1+) | 1000024 | 439.773 | -313.176 | -1005.252 | 1157.399 | 193.806 |
| 26 (~chi_20) | 1000023 | -87.031 | 51.275 | -567.173 | 605.630 | 186.813 |
| 27 (~tau_1+) | -1000015 | 217.801 | -133.210 | -426.484 | 511.928 | 122.475 |
| 28 nu_tau | 16 | 221.972 | -179.966 | -578.769 | 645.470 | 0.000 |
| 29 (~tau_1+) | -1000015 | -119.524 | 31.826 | -476.908 | 507.727 | 122.666 |
| 30 tau- | 15 | 32.493 | 19.449 | -90.265 | 97.903 | 1.777 |
| 31 ~chi_10 | 1000022 | 206.487 | -140.580 | -397.708 | 480.093 | 99.587 |
| 32 tau+ | -15 | 11.314 | 7.370 | -28.775 | 31.835 | 1.777 |
| 33 ~chi_10 | 1000022 | -83.267 | 42.017 | -368.346 | 392.805 | 99.587 |
| 34 tau+ | -15 | -36.257 | -10.191 | -108.561 | 114.922 | 1.777 |
| 35 d | 1 | -5.184 | -145.559 | -330.365 | 361.048 | 0.330 |
| 36 cbar | -4 | -52.730 | 145.440 | -210.218 | 261.011 | 1.500 |
| 37 ubar | -2 | -36.122 | 18.447 | -769.996 | 771.064 | 0.330 |
| 38 u | 2 | 0.224 | -0.345 | -897.168 | 897.169 | 0.330 |
| 39 c | 4 | -259.935 | 243.932 | -74.892 | 364.253 | 1.500 |
| 40 ud_1 | 2103 | -0.507 | 0.014 | 6670.548 | 6670.548 | 0.771 |
| 41 u | 2 | 0.553 | 0.025 | 48.194 | 48.198 | 0.330 |
| 42 ud_0 | 2101 | 0.960 | -0.052 | -2863.682 | 2863.682 | 0.579 |
| sum: | 2.00 | 0.00 | 0.00 | 0.00 | 14000.00 | 14000.00 |

Şekil 3.3 : LM1 noktası için Pythia olay listesi

Az önce de sözünü ettiğimiz gibi olaylar listesinin ikinci kısmına bakarak son durumda oluşan parçacıkları ve bunlara ait bilgileri görebiliriz. Aşağıdaki şekilde, Şekil 3.4'te anlattığımız bu olayların şematik bir gösterimi verilmiştir.



Şekil 3.4 : $\tilde{g}\tilde{g}$ üretiminden oluşan dallanmalara bir örnek

3.3. FİZİK ANALİZ PROGRAMLARI

Olay oluşturucu program ile bir model altında nasıl sanal deneyler yapılabileceği, bu deneylerden nasıl veriler elde edileceği önceki kısımlarda anlatıldı. Her bir çarpışma sonucunda, çıkan ürünlerin momentum, enerji ve kütle değerleri yanısıra hangi parçacığa bozdukları ya da bozunmadan kaldıkları bu veri dosyalarında bulunmaktadır. Çarpışma enerjisi arttıkça daha çok parçacık üretilmekte, bu parçacıkların ilgili momentum ve enerji değerlerini içeren veri dosyalarının büyüklüğü de artmaktadır. Bu veri dosyaları içinde ise çoğu zaman belirli bir sinyal ya da bir parçacığa ait belirli bir ölçüm aramaktayız. Dolayısıyla aradığımız bilginin bir şekilde bu veri dosyalarından analiz edilerek diğer verilerden ayıklanması gerekmektedir. Bu işlemi pythia çıktı dosyalarından yapmaya çalışmak son derece zahmetli ve gereksiz bir uğraştır. Bu dosyalar örneğin verinin düşük boyutta olduğu durumlarda yada daha farklı amaçlarla kullanılabilir.

İkinci bir yöntem ise oluşturulan olaylara ait istenilen bilgilerin tutulduğu ve böylece bize kolayca analiz imkanı veren “ntuple” olarak bildiğimiz veri setleri oluşturarak çeşitli programlar aracılığıyla bunları analiz etmektir. Bir ntuple olaylara ait tutmasını istediğimiz herhangi bir değişkeni üretilen her bir olay için kaydeder. Tipik olarak yüksek enerji olayları için ölçmek isteyebileceğimiz değişkenler saçılma açısı, parçacık kütlesi, bir parçacığın kalorimetrede bıraktığı enerji olabilir. Veri türü ne olursa olsun ntuple kullanmak mümkündür. Pythia ile oluşturduğumuz ntuple’ları incelemek için bir çok program vardır. Bunlardan PAW (Physics Analysis Workstation) ve ROOT yüksek enerji fiziğinde en çok kullanılan programlardır. PAW fortran, ROOT ise C++ tabanlı programlardır. Yüksek enerji seviyelerine çıkılmasından dolayı büyüyen veri dosyalarını işleyebilmek için daha verimli ve işlem kapasitesi daha yüksek olan C++ yazılım dilinde yazılmış olan ROOT sıklıkla tercih edilmektedir.

4. BULGULAR

4.1. LM1 NOKTASI ÖLÇÜMLERİ

Bu kısımda Pythia 6.302 tarafından $\sqrt{s}=14$ TeV pp çarpışmaları için LM1 noktasında oluşturulan süpersimetrik olayların tesir kesitleri, sparçacık kütle spektrumu, sparçacık dallanma oranları verilmiştir.

Tablo 4.1 : SUSY süreçlerinin tesir kesitleri

| Process | σ (pb) |
|----------------------------|---------------|
| $\tilde{\ell}\tilde{\ell}$ | 0.52 |
| $\tilde{\chi}\tilde{\chi}$ | 1.71 |
| $\tilde{\chi}\tilde{g}$ | 0.39 |
| $\tilde{g}\tilde{g}$ | 7.86 |
| $\tilde{\chi}\tilde{q}$ | 1.89 |
| $\tilde{q}\tilde{g}$ | 17.16 |
| $\tilde{q}\tilde{q}$ | 11.27 |
| $\tilde{q}\tilde{b}$ | 0.52 |
| $\tilde{b}\tilde{b}$ | 0.63 |
| $\tilde{b}\tilde{g}$ | 0.34 |
| $\tilde{t}\tilde{t}$ | 1.12 |
| Toplam | 43.41 |

Bu tabloda; selektronlar, smuonlar, staular ayırt edilmeden iki sleptonun üretildiği her süreç $\tilde{\ell}\tilde{\ell}$, benzer şekilde chargino-nötralino, chargino-chargino, nötralino-nötralino çiftlerinin üretildiği her süreç ise $\tilde{\chi}\tilde{\chi}$ sembolleri ile gösterilmiştir. \tilde{q} sembolü ise sadece ilk iki aile skuarklarını belirtmekte, stop ve sbottom içeren süreçler ayrı olarak verilmektedir. SUSY olaylarının toplam tesir kesiti 43.41 pb dır. Bu tablodan da

görülebileceği gibi skuark-gluino, skuark-skuark ve gluino-gluino üretimleri baskındır ve tüm SUSY süreçlerinin yaklaşık %84 'üne hakimdir.

Tablo 4.2 : LM1 noktasında sparçacık kütle spektrumu

| Parçacık | Kütle (GeV) | Parçacık | Kütle (GeV) |
|------------------------|-------------|----------------------|-------------|
| \tilde{d}_L | 586.518 | $\tilde{\chi}_2^0$ | 186.826 |
| \tilde{u}_L | 581.710 | $\tilde{\chi}_1^\pm$ | 186.002 |
| \tilde{s}_L | 586.518 | $\tilde{\chi}_3^0$ | 358.696 |
| \tilde{c}_L | 581.710 | $\tilde{\chi}_4^0$ | 379.061 |
| \tilde{b}_1 | 540.261 | $\tilde{\chi}_2^\pm$ | 379.683 |
| \tilde{t}_1 | 435.598 | \tilde{d}_R | 562.887 |
| \tilde{e}_L | 195.664 | \tilde{u}_R | 563.846 |
| $\tilde{\nu}_{eL}$ | 178.719 | \tilde{s}_R | 562.887 |
| $\tilde{\mu}_L$ | 195.664 | \tilde{c}_R | 563.846 |
| $\tilde{\nu}_{\mu L}$ | 178.719 | \tilde{b}_2 | 564.275 |
| $\tilde{\tau}_1$ | 122.672 | \tilde{t}_2 | 616.079 |
| $\tilde{\nu}_{\tau L}$ | 184.847 | \tilde{e}_R | 121.926 |
| \tilde{g} | 663.810 | $\tilde{\mu}_R$ | 121.926 |
| $\tilde{\chi}_1^0$ | 99.587 | $\tilde{\tau}_2$ | 205.067 |

LM1 noktasında, kütlesi en yüksek sparçacık Tablo 4.2'den de görüldüğü gibi gluinodur. $\tilde{\chi}_1^0$ ise 99.587 (GeV) kütlesi ile beklenildiği gibi en düşük kütleli sparçacıktır. Böylelikle gluino, kinematik olarak yasaklı $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_2 t$ bozunumu dışında bütün skuarklara bozunabilir. Bir parçacığın belirli bir moda bozunma olasılığının, tüm modlarına bozunma olasılığı toplamının oranına, o modun dallanma oranı (Branching Ratio) denir.

Tablo 4.3'ten 4.16'ya kadar bu çalışma için önemli olan sparçacıkların ana bozunum kanalları dallanma oranları ile birlikte verilmiştir. $\tilde{\chi}_3^0$, $\tilde{\chi}_4^0$ ve $\tilde{\chi}_2^\pm$ çok düşük miktarlarda üretildikleri için burada gösterilmemiştir.

Tablo 4.3 : Gluino bozunumlarının dallanma oranları

| \tilde{g} | |
|-----------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{d}_L d$ | 6.34 |
| $\tilde{d}_R d$ | 10.40 |
| $\tilde{u}_L u$ | 7.10 |
| $\tilde{u}_R u$ | 10.22 |
| $\tilde{s}_L s$ | 6.34 |
| $\tilde{s}_R s$ | 10.40 |
| $\tilde{c}_L c$ | 7.10 |
| $\tilde{c}_R c$ | 10.22 |
| $\tilde{b}_1 b$ | 14.55 |
| $\tilde{b}_2 b$ | 10.50 |
| $\tilde{t}_1 t$ | 6.76 |

Tablo 4.5 : \tilde{d}_L için dallanma oranları $d \rightarrow s$ ve $u \rightarrow c$ için aynı tablo \tilde{s}_L nin dallanma oranlarını verir.

| \tilde{d}_L | |
|------------------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\chi}_1^\pm u$ | 59.57 |
| $\tilde{\chi}_2^\pm u$ | 5.49 |
| $\tilde{\chi}_1^0 d$ | 2.33 |
| $\tilde{\chi}_2^0 d$ | 30.46 |
| $\tilde{\chi}_3^0 d$ | 0.18 |
| $\tilde{\chi}_4^0 d$ | 1.96 |

Tablo 4.7 : \tilde{b}_1 için dallanma oranları

| \tilde{b}_1 | |
|------------------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\chi}_1^\pm t$ | 49.14 |
| $\tilde{\chi}_1^0 b$ | 4.87 |
| $\tilde{\chi}_2^0 b$ | 35.56 |
| $\tilde{\chi}_3^0 b$ | 0.67 |
| $\tilde{\chi}_4^0 b$ | 1.41 |
| $\tilde{t}_1 W$ | 8.33 |

Tablo 4.4 : \tilde{q}_R için dallanma oranları. Burada $q; u, d, c$ ve s kuarklarına karşılık gelmektedir.

| \tilde{q}_R | |
|----------------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\chi}_1^0 q$ | 98.46 |
| $\tilde{\chi}_2^0 q$ | 0.94 |
| $\tilde{\chi}_3^0 q$ | 0.14 |
| $\tilde{\chi}_4^0 q$ | 0.44 |

Tablo 4.6 : \tilde{u}_L için dallanma oranları. $d \rightarrow s$ ve $u \rightarrow c$ için aynı tablo \tilde{c}_L nin dallanma oranlarını verir.

| \tilde{u}_L | |
|------------------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\chi}_1^\pm d$ | 64.57 |
| $\tilde{\chi}_2^\pm d$ | 1.84 |
| $\tilde{\chi}_1^0 u$ | 0.65 |
| $\tilde{\chi}_2^0 u$ | 31.41 |
| $\tilde{\chi}_3^0 u$ | 0.10 |
| $\tilde{\chi}_4^0 u$ | 1.42 |

Table 4.8 : \tilde{b}_2 için dallanma oranları

| \tilde{b}_2 | |
|------------------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\chi}_1^\pm t$ | 18.40 |
| $\tilde{\chi}_2^\pm t$ | 20.74 |
| $\tilde{\chi}_1^0 b$ | 19.63 |
| $\tilde{\chi}_2^0 b$ | 13.07 |
| $\tilde{\chi}_3^0 b$ | 4.91 |
| $\tilde{\chi}_4^0 b$ | 7.36 |
| $\tilde{t}_1 W$ | 15.88 |

Tablo 4.9 : \tilde{t}_1 için dallanma oranları

| \tilde{t}_1 | |
|------------------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\chi}_1^\pm b$ | 62.50 |
| $\tilde{\chi}_2^\pm b$ | 6.50 |
| $\tilde{\chi}_1^0 t$ | 16.71 |
| $\tilde{\chi}_2^0 t$ | 14.29 |

Tablo 4.11 : $\tilde{\chi}_2^0$ için dallanma oranları.
Dallanma oranı 0.001%'den düşük bozunumlar gösterilmemiştir.

| $\tilde{\chi}_2^0$ | |
|--|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\ell}_R \ell$ | 16.27 |
| $\tilde{\chi}_1^0 \nu \bar{\nu}$ | 21.81 |
| $\tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$ | 0.68 |
| $\tilde{\tau}_1 \tau$ | 61.04 |
| $\tilde{\chi}_1^0 \tau^+ \tau^-$ | 0.02 |
| $\tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$ | 0.11 |
| $\tilde{\chi}_1^0 \ell^+ \ell^-$ | 0.06 |

Tablo 4.13 : $\tilde{\ell}_L$ için dallanma oranları

| $\tilde{\ell}_L$ | |
|-------------------------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\chi}_1^\pm \nu_\ell$ | 9.90 |
| $\tilde{\chi}_1^0 \ell$ | 85.09 |
| $\tilde{\chi}_2^0 \ell$ | 5.01 |

Tablo 4.15: $\tilde{\tau}_1$ için dallanma oranları

| $\tilde{\tau}_1$ | |
|-------------------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\chi}_1^0 \tau$ | 100.00 |

Tablo 4.10 : \tilde{t}_2 için dallanma oranları

| \tilde{t}_2 | |
|------------------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\chi}_1^\pm b$ | 18.34 |
| $\tilde{\chi}_2^\pm b$ | 21.96 |
| $\tilde{\chi}_1^0 t$ | 3.10 |
| $\tilde{\chi}_2^0 t$ | 7.90 |
| $\tilde{\chi}_3^0 t$ | 7.63 |
| $\tilde{\chi}_4^0 t$ | 23.21 |
| $\tilde{t}_1 Z^0$ | 16.19 |
| $\tilde{t}_1 h^0$ | 1.66 |

Tablo 4.12 : $\tilde{\chi}_1^\pm$ için dallanma oranları

| $\tilde{\chi}_1^\pm$ | |
|----------------------------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\ell}_R \nu_\ell$ | 0.01 |
| $\tilde{\chi}_1^0 \ell \nu_\ell$ | 29.83 |
| $\tilde{\chi}_1^0 \tau \nu_\tau$ | 0.55 |
| $\tilde{\tau}_1 \nu_\tau$ | 65.68 |
| $\tilde{\chi}_1^0 q q'$ | 3.91 |

Tablo 4.14 : $\tilde{\ell}_R$ için dallanma oranları

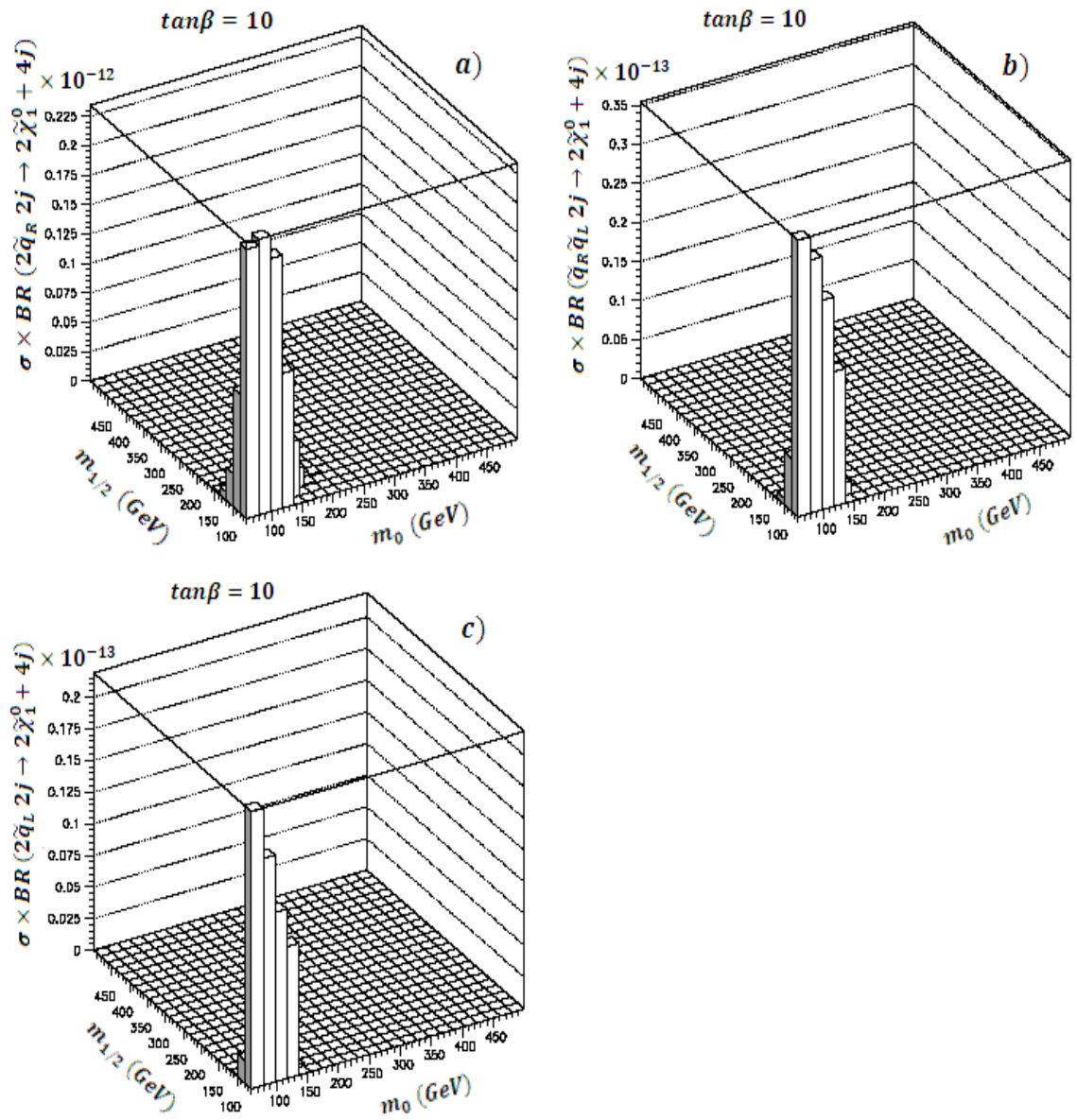
| $\tilde{\ell}_R$ | |
|-------------------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\chi}_1^0 \ell$ | 100.00 |

Tablo 4.16 : $\tilde{\tau}_2$ için dallanma oranları

| $\tilde{\tau}_2$ | |
|-------------------------------|--------|
| Bozunum Kanalı | BR (%) |
| $\tilde{\chi}_1^\pm \nu_\tau$ | 19.80 |
| $\tilde{\chi}_1^0 \tau$ | 69.34 |
| $\tilde{\chi}_2^0 \tau$ | 10.86 |

4.2. GLUİNO BOZUNUMLARININ ANALİZLERİ

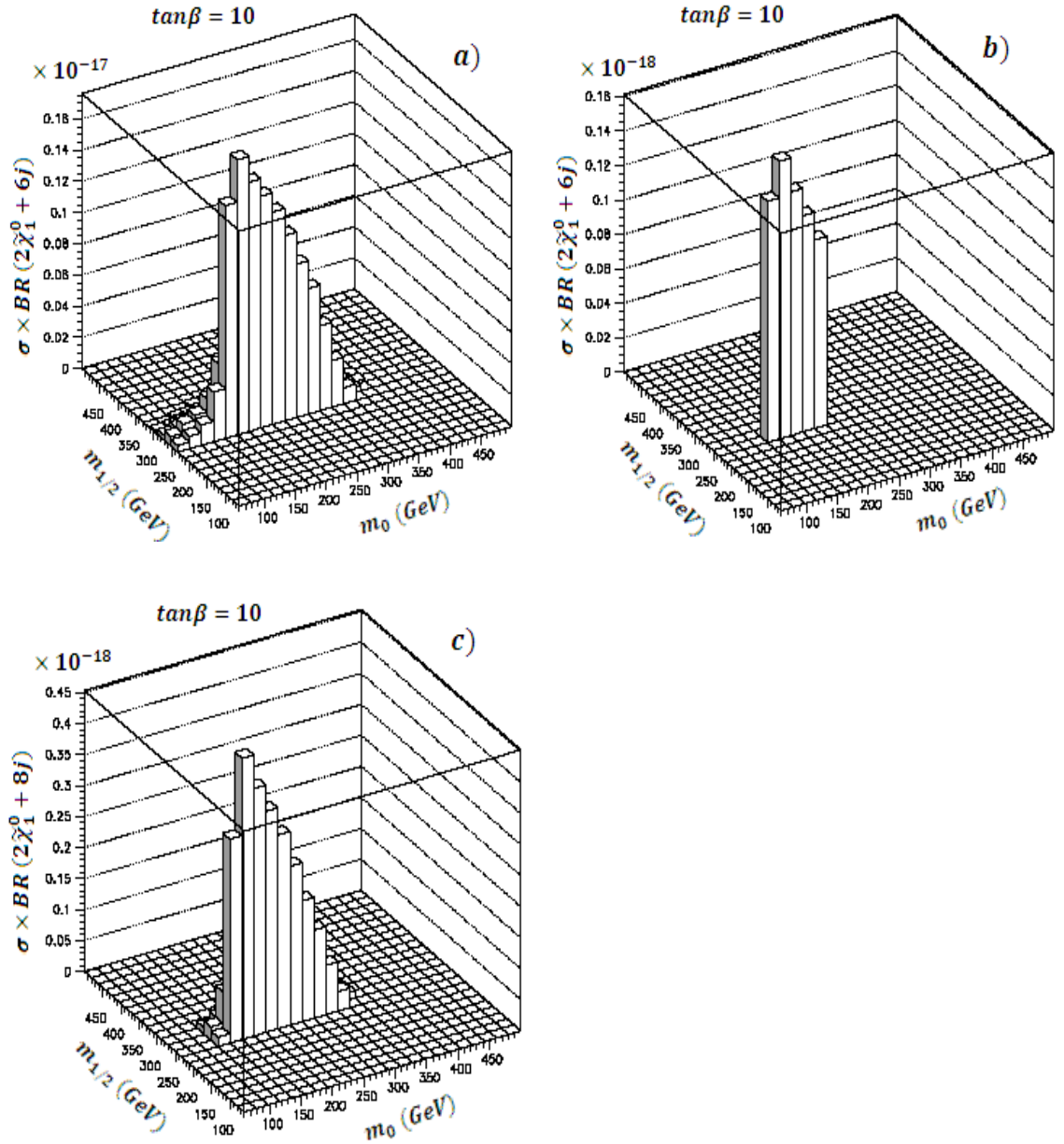
Dedektörde gözleyebileceğimiz SUSY sinyalleri en genel ifadeyle “ $E_T^{Kayıp} + jetler + leptonlar$ ” şeklinde olacaktır. Buraya kadar SUSY süreçleri içerisinde $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ sürecinin tesir kesiti bakımından yüksek olduğunu, dolayısıyla gözlemlenebilecek ilk SUSY sinyallerinin de gluinoların bozunum kanallarından gelebilme olasılığının yüksek olduğunu biliyoruz [24,25,26]. Bu kısımda gluinoların bozunumlarından gelen son durumlar araştırılmış, tesir kesiti çarpı dallanma oranları verilmiştir.



Şekil 4.1 : Skuarkların ilk adımda LSP'ye bozunumundan gelen " $E_T^{Kayıp} + njet$ " son durumları.

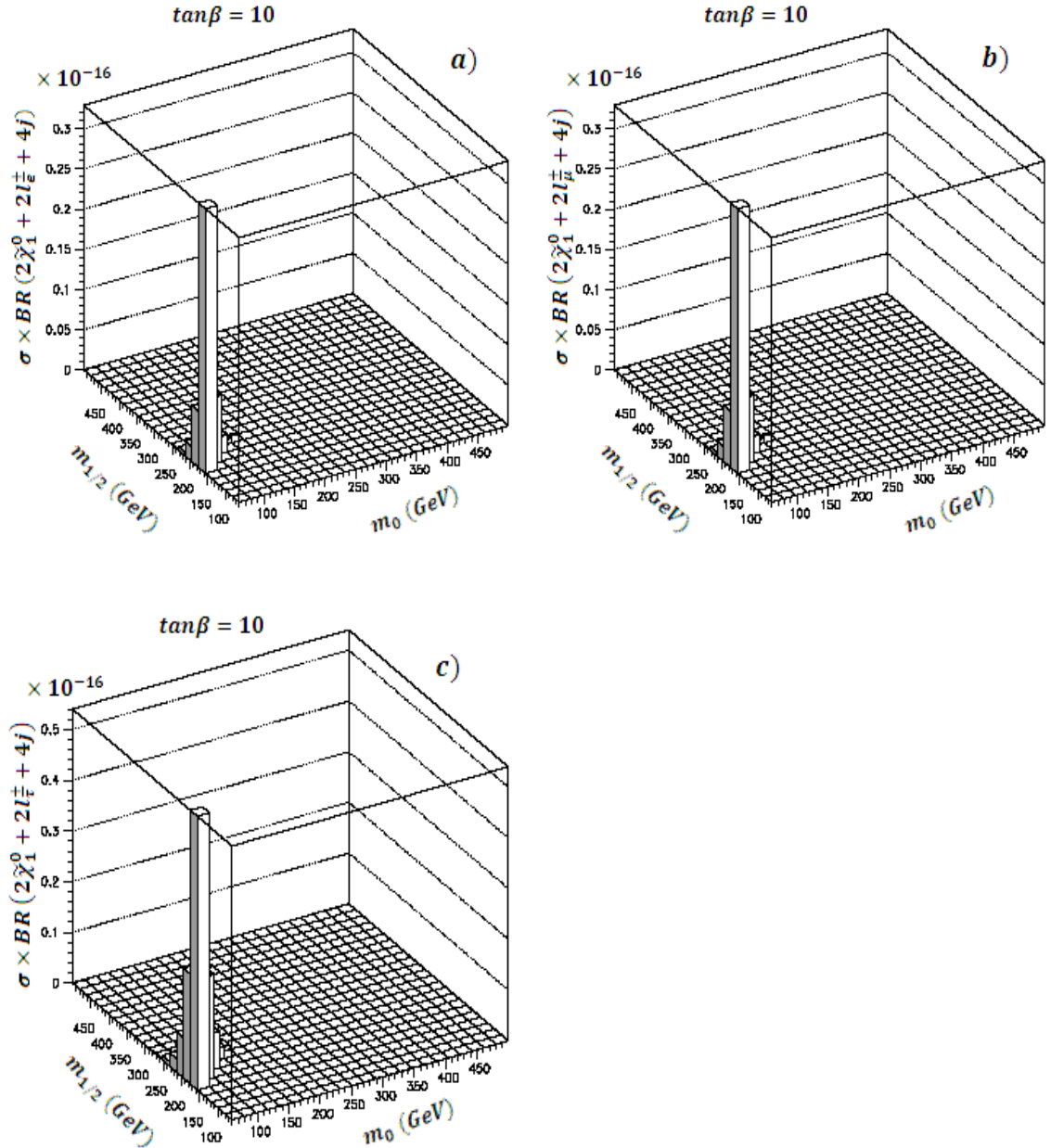
- a) $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow 2\tilde{q}_R 2j \Rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 + 4j$, b) $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R \tilde{q}_L 2j \Rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 + 4j$ ve
c) $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow 2\tilde{q}_L 2j \Rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 + 4j$

Skuarkların ilk adımda LSP'ye bozunumundan gelen " $E_T^{Kayıp} + njet$ " son durumlarını gözleme olasılığı, skuarkların $\tilde{\chi}_1^\pm$ lere bozunmalarıyla oluşan bozunum zincirinden gelen $n > 4$ olmak üzere " $E_T^{Kayıp} + njet$ " son durumlarından daha yüksektir. Şekil 4.1 ve Şekil 4.2 karşılaştırıldığında bu fark açıkça görünmektedir.

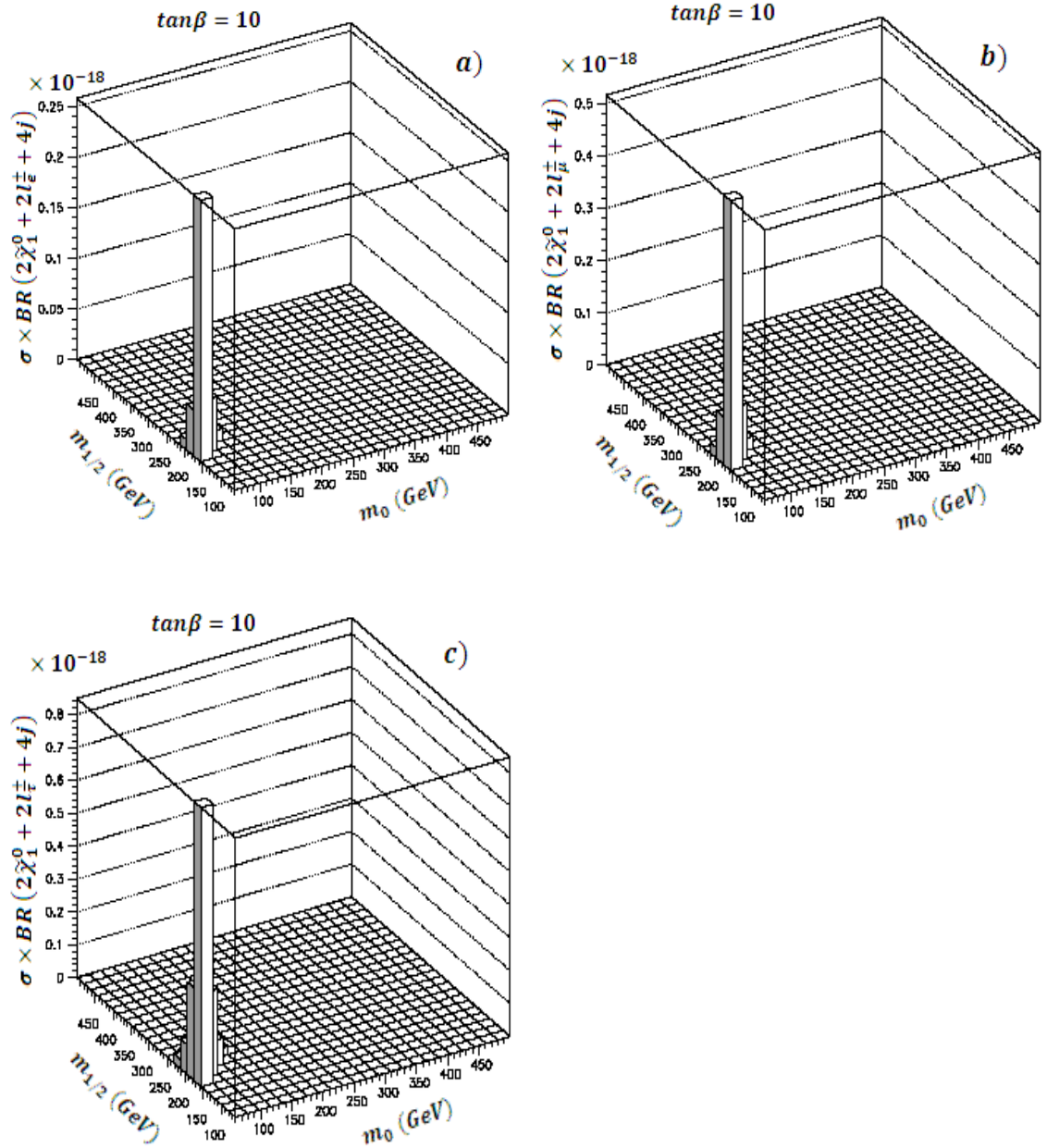


Şekil 4.2 : Skuarkların $\tilde{\chi}_1^\pm$ lere bozunmalarıyla oluşan bozunum zincirinden gelen $n > 4$ " $E_T^{Kayıp} + njet$ " son durumları. a) $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R\tilde{q}_L 2j \rightarrow \tilde{q}_R 2j \tilde{\chi}_1^\pm j \rightarrow \tilde{q}_R 3j \tilde{\chi}_1^0 W^+ \rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 + 6j$. b) ve c) durumları da "a)" ya benzer şekilde sol-elli skuarkların $\tilde{\chi}_1^\pm$ lara bozunması ve bozunum zincirinde oluşan W^\pm ların da $2j$ durumlarına gitmesi ile oluşan çoklu jet son durumlarıdır.

Gluino bozunumlarında " $\ell^+\ell^- + E_T^{Kayıp} + jetler$ " son durumlarının da tesir kesiti çarpı dallanma oranları yüksektir [28]. Son durumlarda aynı çeşnide, farklı işaretle iki leptonun bulunduğu durumlar yüksek oranda $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\ell}_{L,R}^\pm \ell^\mp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalından gelecektir. Son durumlar başlıca iki farklı topoloji altında çalışılabilir. Şekil 4.3 ve 4.4'de bu farklı topolojilere ait son durumların tesir kesiti çarpı dallanma oranları gösterilmektedir.



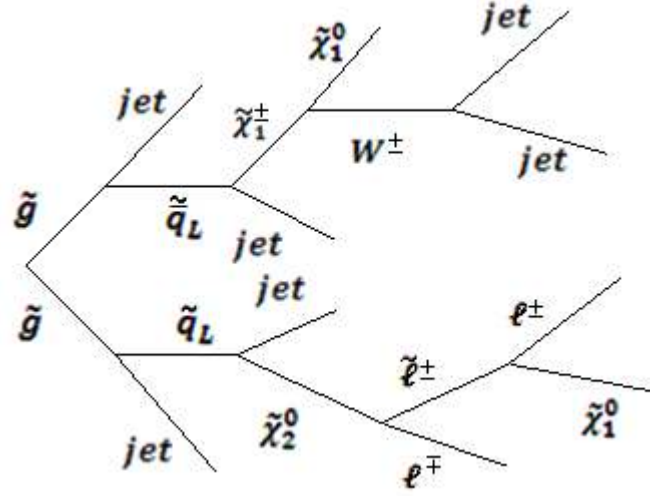
Şekil 4.3 : $\tilde{q}_R \tilde{q}_L$ 'den gelen " $\ell^+\ell^- + E_T^{Kayıp} + jetler$ " son durumları. "a), b) ve c)" nin üçüde $\tilde{q}_R \tilde{q}_L 2j \rightarrow \tilde{q}_R 2j \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{q}_R 3j \tilde{\ell}_{L,R}^\pm \ell^\mp \rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 + \ell^+ \ell^- + 4j$ topolojisine sahiptir. Son durumlar lepton aileleri arasındaki ayrım dikkate alınarak belirlenmiştir. Bu durum yeniden yapılandırma süreçlerinde ve yeni fenomenolojik yaklaşımların geliştirilmesinde önem kazanabilmektedir.



Şekil 4.4 : $\tilde{q}_L \tilde{q}_L$ 'den gelen " $\ell^+ \ell^- + E_T^{Kayıp} + jetler$ " son durumları. Şekil 4.3'deki bozunum zincirine benzer şekilde "a), b) ve c)" nin üçüde $\tilde{q}_L \tilde{q}_L 2j \rightarrow \dots \tilde{\chi}_2^0 \dots \rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 + \ell^+ \ell^- + 4j$ topolojilerine sahiptir.

Şekil 4.3 ve Şekil 4.4; " $\ell^+ \ell^- + E_T^{Kayıp} + jetler$ " son durumları biçiminde olup aynı gözükse de, bu son durumların sağ-elli ya da sol-elli skuarklardan gelmesi de gözönüne alınıp, böyle bir ayrıma gidilmiştir. Ayrıca lepton aileleri arasında da ayırım yapılarak çalışma detaylandırılmıştır.

Aynı çeşnide farklı işaretle iki lepton içeren son durumlar Şekil 4.5'deki gibi bir topolojiyle $2\tilde{\chi}_1^0 + \ell^+ \ell^- + 6j$ olarak karşımıza çıkabilse de bu oran düşük olup burada yer verilmemiştir.



Şekil 4.5 : $2\tilde{\chi}_1^0 + \ell^+ \ell^- + 6j$ son durumuna örnek olay şeması

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

CERN’de yapımı tamamlanmak üzere olan ve 2007 yılının sonlarında faaliyete geçmesi beklenen LHC üzerindeki CMS deneyi, Higgs ve SUSY parçacıklarının saptanmasını hedefleyen bir deneydir. Bu çalışmada CMS dedektörüyle veri alınmaya başlamadan önce, süpersimetrimin keşfine yönelik MSSM-mSUGRA modeli çerçevesinde yapılan simülasyon çalışmaları anlatılmıştır. Bilgisayarlarda Monte Carlo simülasyonları ile yapılan bu tür çalışmalar, deney verileri alınmaya başlandığında elde edilecek verileri analiz edebilmek ve aranılan bazı fizik süreçlerine ait sinyalleri bulabilmek açısından önemlidir.

Çalışmanın ilk adımında LM1 noktasına ait yapılan hesaplamalar, süpersimetrik parçacıkların kütle spektrumunun 1 TeV’in altında olduğunu göstermektedir. Dolayısıyla proton-proton kütle merkezi çarpışmaları için $\sqrt{s} = 14$ TeV enerjisi ile LHC çalışmaya başladıktan kısa bir süre sonra ilk SUSY parçacıklarının CMS deneyinde gözlenebileceği düşünülmektedir.

Çalışmanın devamında, gluino çift üretiminden gelen bozunumlar detaylı bir şekilde incelenerek; " $E_T^{K_{ay;p}} + jetler$ " ve " $\ell^+\ell^- + E_T^{K_{ay;p}} + jetler$ " son durumlarının gerçek deney verileri alınmaya başladıktan sonra yapılacak analizlerde gözlenme olasılığı en yüksek durumlar olduğu sonucuna varılmıştır. Bunun yanısıra, çalışma sırasında lepton aileleri arasındaki ayırım da gözönüne alındığı için elde edilen sonuçlar sadece veri analizi karşılaştırmalarında değil yeni fenomenolojik yaklaşımların geliştirilmesinde de yararlı olabilecektir. Tesir kesiti bakımından yüksek olan skuark-gluino, skuark-skuark gibi diğer süpersimetrik süreçlerin de topolojilerinin aynı şekilde lepton aileleri arasında ayırma gidilerek çıkartılması, CMS deneyinde süpersimetrik sinyallerin izlerini önceden belirleme açısından son derece önemlidir.

KAYNAKLAR

- [1] HERRERO, M., 1998, The Standard Model, *arXiv:hep-ph*, 9812242v1.
- [2] GRIFFITHS, DAVID., 1987, *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley & Sons, USA, 0-471-60386-4.
- [3] AZUELOS, G., ve diğ., 2002, Beyond The Standard Model Working Group: Summary Report, *arXiv:hep-ph*, 0204031v1.
- [4] MARTIN, S. P., 2006, A Supersymmetry Primer, *arXiv:hep-ph*, 9709356.
- [5] DREES, M., 1996, An Introduction to Supersymmetry, *arXiv:hep-ph*, 9611409v1.
- [6] POLONSKY, N., 2001, Supersymmetry: Structure and Phenomena *arXiv:hep-ph*, 0108236v1.
- [7] LOUIS, J., BRUNNER, I., HUBER, S. J., 1998, The Supersymmetric Standard Model, *arXiv:hep-ph*, 9811341v1.
- [8] KAZAKOV, D. I., 2000, Supersymmetry in Particle Physics: The Renormalization Group Viewpoint, *arXiv:hep-ph*, 0001257v1.
- [9] AITCHISON, IAN J. R., 2005, Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction *arXiv: hep-ph*, 0505105v1.
- [10] BAER, H., ve diğ., 1995, Low Energy Supersymmetry Phenomenology, *arXiv:hep-ph*, 9503479v1.
- [11] CHUNG, D. J. H., EVERETT, L. L., KANE, G. L., KING, S. F., LYKKEN, J., WANG, L., 2003, The Soft-Supersymmetry-Breaking Lagrangian: Theory and Applications, *CERN-TH*, 2003/182.
- [12] BISSET, M., KERSTING, N., LI, J., MOORTGAT, F., MORETTI, S., XIE, Q. L., 2006, Pair-produced heavy particle topologies: MSSM neutralino properties at the LHC from gluino/squark cascade decays, *The European Physical Journal*, C 45, 477-492.
- [13] PLEHN, T., RAINWATER, D., SKANDS, P., 2007, Squark and Gluino Production with Jets, *arXiv:hep-ph*, 0510144v2.
- [14] ZHUKOV, V., 2006, LHC SUSY discovery potential, *CMS CR*, 2006/049.

- [15] KHARCHILAVA, A., 1997, Search for SUSY at LHC, *CMS CR*, 1997/012.
- [16] ABDULLIN, S., 1997, Search for SUSY at LHC : Discovery and Inclusive Studies, *CMS CR*, 1997/019.
- [17] DENEGRİ, D., 1995, The CMS Detector And Physics At The LHC, *CMS-TN*, 95-167.
- [18] ABDULLIN, S., ve diğ., 1998, Discovery potential for supersymmetry in CMS, *CMS NOTE*, 1998/006.
- [19] VILLA, STEFANO., 2007, Discovery Potential for SUGRA/SUSY at CMS, *arXiv:hep-ex*, 0309034v1.
- [20] DENEGRİ, D., RURUA, L., STEPANOV, N., 1996, Detection of Sleptons in CMS, *CMS TN*, 96-059.
- [21] CANKOÇAK, K., 2005, *CMS Deneyinde Süpersimetrik Parçacık Araştırmaları ve mSUGRA Model Parametrelerinin Belirlenmesi*, Doktora, Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [22] YETKİN, T., SPIROPULU, M., 2006, Inclusive SUSY Searches using Missing Energy plus multijets in pp collisions at $\sqrt{s} = 14$ TeV with CMS, *CMS CR*, 2006/070.
- [23] CHIORBOLI, M., *Supersymmetric Particle Reconstructions with the CMS Detector at LHC*, Doktora, Università Degli Studi Di Catania Dottorato Di Ricerca in Fisica.
- [24] DENEGRİ, D., MAJEROTTO, W., RURUA, L., 1997, Determining the parameters of the Minimal Supergravity Model from $2\ell + E_T^{miss} + (jets)$ final states at LHC, *CMS NOTE*, 1997/094.
- [25] CHIORBOLI, M., GALANTI, M., TRICOMI, A., 2006, Leptons + Jets + Missing Energy analysis at LM1, *CMS NOTE*, 2006/133.
- [26] ABDULLIN, S., CHARLES, F., 1998, Search for SUSY in (leptons+) Jets + E_T^{miss} Final States, *CMS NOTE*, 1998/073.
- [27] FUTYAN, D. I., 2005, The Discovery Potential Of Supersymmetry At Cms Within The Msugra Model Using Same-Sign Di-Muons, *arXiv:hep-ex*, 0505034v1.
- [28] CHIORBOLI, M., ve diğ., 2006, SUSY Searches with Opposite Sign Dileptons at CMS, *CMS CR*, 2006/037.
- [29] SJOSTRAND, T., MRENNNA, S., SKANDS, P., 2006, PYTHIA 6.3 Physics and Manuel, *arXiv:hep-ph*, 0603175.
- [30] AYDEMİR, A., CANKOÇAK, K., SEVER, R., 2007, The Effect of Supersymmetric CP Phases on $q\bar{q}$ Annihilations, *arXiv:hep-ph*, 0405131v1.

[31] 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 2004 Test Beam*, Doktora, Institute Of Natural And Applied Sciences University Of Cukurova.

[32] SÖNMEZ, N., 2006, *Skuark Bozunumlarının Araştırılması*, Yüksek Lisans, Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

ÖZGEÇMİŞ

Ağustos 1981 İzmir doğumlu Sercan ŞEN 1999 yılında İzmir Atatürk Lisesi'nden mezun olarak aynı yıl İstanbul Üniveritesi Fizik Bölümü'ne kayıt yaptırmıştır. Lisans öğrenimi sırasında Matematik Bölümü'nden Yandal eğitimi de alarak 2004 yılında Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Anabilimdalı'nda Yüksek Lisans programına başlamıştır.