

**T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**



**SÜPERSİMETRİK U(1)' MODELLERİNDE NÖTRİNO
SALINIMLARININ İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

MELTEM CEYLAN

BALIKESİR, HAZİRAN-2015

**T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**



**SÜPERSİMETRİK U(1)' MODELLERİNDE NÖTRİNO
SALINIMLARININ İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

MELTEM CEYLAN

BALIKESİR, HAZİRAN-2015

KABUL VE ONAY SAYFASI

Meltem CEYLAN tarafından hazırlanan “SÜPERSİMETRİK U(1) MODELLERİNDE NÖTRİNO SALINIMLARININ İNCELENMESİ” adlı tez çalışmasının savunma sınavı 05 Haziran 2015 tarihinde yapılmış olup aşağıda verilen jüri tarafından oy birliği / ~~oy çokluğu~~ ile Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

İmza

Danışman
Prof. Dr. Levent SOLMAZ

Üye
Prof. Dr. Ersen METE

Üye
Doç. Dr. Halil BABACAN

Jüri üyeleri tarafından kabul edilmiş olan bu tez Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunca onanmıştır.

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

Doç Dr. Necati ÖZDEMİR

.....

Bu tez çalışması Balıkesir Üniversitesi tarafından 2014/113 nolu proje ile desteklenmiştir.

ÖZET

**SÜPERSİMETRİK U(1)' MODELLERİNDE NÖTRİNO SALINIMLARININ
İNCELENMESİ
YÜKSEK LİSANS TEZİ
MELTEM CEYLAN
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI
(TEZ DANIŞMANI: PROF. DR. LEVENT SOLMAZ)**

BALIKESİR, HAZİRAN-2015

Bu tezde Süpersimetrik U(1)' Modelleri çerçevesinde nötrino salınımları incelenmiş ve bu salınımların gerçekleşme olasılıkları hesaplanmıştır. U(1)' Model nötrino salınımlarını açıklar mı ve deneyler ile ele alınan teori birbirini tutar mı bunlar incelenecektir. Bu hesaplamalar nötrino salınımlarının modellenmesi açısından oldukça önemlidir.

Süpersimetri, fermiyonlar ve bozonlar arasında ilişki kuran bir uzay zaman simetrisidir. Standart Model ötesi yeni fizik modelleri arasında en dikkat çeken süpersimetrik modellerdir. U(1)' Model, Standart Model'in yanı sıra nötrino kütle probleminde çözüm getirebilmektedir. Standart Model'e göre nötrinolar kütesizdir. Fakat U(1)' Modelde nötrinolar kütle kazandırabiliriz. Nötrinoların salınım yaptıklarını söyleyebilmek için kütlelerinin olduğunu kabul etmeliyiz. Standart Model ve Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)'e kıyasla U(1)' Model'i nötrino salınımlarını daha geniş bir çerçevede ele alacağından hesaplarımızı bu modelde yapmayı tercih ettik.

Bu tez çalışmasında nötrino kütle matrislerini Süpersimetrik U(1)' Model parametrelerini kullanarak elde ederek, nötrinoların salınım olasılıklarını hesapladık. Tüm hesaplamalarda deneysel verilere uygun değerler dikkate alınmıştır.

ANAHTAR KELİMELER: süpersimetrik U(1)' model, nötrino, nötrino salınımları

ABSTRACT

NEUTRINO OSCILLATION IN SUPERSYMMETRIC U(1)' MODELS

MSC THESIS

MELTEM CEYLAN

BALIKESIR UNIVERSITY INSTITUTE OF SCIENCE

PHYSICS

(SUPERVISOR: PROF. DR. LEVENT SOLMAZ)

BALIKESİR, JUNE-2015

In this thesis we study neutrino oscillations as part of Supersymmetric U(1)' Models in order to calculate their probability of oscillation. It is interesting to probe whether U(1)' Models are able to explain neutrino oscillations and keep up with experiments. These calculations related with neutrino oscillation are extremely important in terms of model building.

Supersymmetry is space-time symmetry which can establish a relationship between fermions and bosons in a unique way. Among the new physics scenarios beyond the Standard Model, indeed, supersymmetric models can be mentioned as one of the most impressive ones. This is because U(1)' Models can provide solutions to the problem of neutrino mass problem of the SM. In the SM neutrinos are massless and hence flavour oscillations cannot be explained. However, in comparison to the SM and MSSM, there are reasonable explanations for masses in the U(1)' Model and hence neutrinos can show flavour oscillations, which is one of the main reasons for handling neutrino oscillations in U(1)' Models.

In this thesis we calculate neutrino oscillation probability by using the neutrino mass matrix of Supersymmetric U(1)' Models. Our calculations show that it is possible to find convenient values in agreement with experimental data.

KEYWORDS: supersymmetric U(1)' model, neutrino, neutrino oscillations

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
İÇİNDEKİLER	iii
ŞEKİL LİSTESİ.....	v
TABLO LİSTESİ	vii
ÖNSÖZ.....	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. STANDART MODEL	4
2.1 Standart Model'in Tamamlanması	6
2.2 Standart Model'in Problemleri	6
3. SÜPERSİMETRİ.....	8
3.1 Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)	10
3.1.1 MSSM'in Parçacık Spektrumu	10
3.1.2 MSSM Lagrangian'ı	11
3.1.3 MSSM Süperpotansiyeli	12
3.1.4 R-parite	14
3.1.5 Higgs Sektörü.....	15
3.1.6 Sfermyon Sektörü	16
3.1.7 Nötrino Sektörü.....	17
3.2 Süpersimetrik U(1)' Model	17
3.2.1 U(1)' Model'in Süperpotansiyeli ve Lagrangian'ı,	19
3.2.2 Higgs Sektörü.....	21
3.2.3 Sfermyon Sektörü	23
3.2.4 Nötrino Sektörü.....	24
4. NÖTRİNO SALINIMLARI	26
4.1 Nötrino.....	26
4.2 Dirac ve Majorana Nötrinoları	28
4.2.1 Dirac ve Majorana Kütle Terimleri	29
4.3 Nötrino Kaynakları.....	30
4.3.1 Yapay Olarak Üretilen Nötrinolar	30
4.3.2 Atmosferik Nötrinolar	30
4.3.3 Güneş Nötrinoları.....	31
4.4 Nötrino Kütle Hiyerarşisi	31
4.5 Nötrino Salınımları	32
4.6 Standart Model ve Nötrino	32
4.7 Vakumda Nötrino Salınımları	33
4.7.1 Nötrino Kütle ve Karışımı.....	33
4.8 T, CP, CPT İhlali ve Nötrino Salınımları	37
4.9 Maddede Nötrino Salınımları	38
4.10 Süpersimetrik U(1)' Modelde Nötrino Salınımları.....	39
5. PARAMETRE UZAYININ TARANMASI	42
5.1 ξ (Ksi) Modelde Parametre Uzayının Taranması.....	42
5.2 ψ (Psi) Modelde Parametre Uzayının Taranması.....	50
5.3 Nümerik Analiz	57
6. SONUÇLAR.....	60

7. KAYNAKLAR..... 61

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

- Şekil 3.1:** Standart Model ve MSSM için üç temel etkileşimin ayar bağlaşım sabitlerinin Büyük Birleşim Teorisi skalasında birleşmesi (U(1), elektromagnetik etkileşimin, SU(2), zayıf etkileşimin, SU(3),güçlü etkileşimin ayar bağlaşım sabitidir.).....9
- Şekil 5.1:** En hafif Higgs bozonu kütlesi (m_{h1}) ile Θ_{E6} açısının değişimi gösterilmiştir.....42
- Şekil 5.2:** Ortak skaler parçacık kütesinin (m_0) 0-5000 GeV (a), ortak ayarino kütesinin (m_{12}) 0-4000 GeV (b), $\tan\beta$ 'nın ($\tan\beta$) 0-60° (c),üçlü lineer bağlaşım sabitinin (A_0) (-3000)-(3000) (d), Higgs etkileşim teriminin (Λ_m) 0.01-0.6 (e), yumuşak kırınım Higgs etkileşim teriminin (Λ_m) (-500)-(2000) (f), ve tekli vakum beklenen değerininin (v_s) 0-25000 (g) değerleri arasında Higgs bozonunun kütlesi (m_{h1}) ile verdiği sonuçlar gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.....43
- Şekil 5.3:** Higgs kütlesi (m_{h1}) ile skaler top kuarklardan birinci (st_1) (a) ve ikinci (st_2) (b) nesil kütle aralıkları grafikleri gösterilmiştir.....44
- Şekil 5.4:** En hafif Higgs bozonu kütlesi (m_{h1}) ile skaler bottom kuarklardan birinci (sb_1) (a) ve ikinci (sb_2) (b) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.....44
- Şekil 5.5:** En hafif Higgs bozonu kütlesi (m_{h1}) ile skaler elektronlardan birinci (se_1) (a) ve ikinci (se_2) (b) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. En hafif Higgs bozonu kütlesi (m_{h1}) ile skaler nötrino birinci (sv_1) (c), ikinci (sv_2) (d) ve üçüncü (sv_3) (e) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.....45
- Şekil 5.6:** Süpersimetrik U(1)' Model'in parçacık yükleri gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.....46
- Şekil 5.7:** ψ Modelde ortak skaler parçacık kütesinin (m_0) 0-5000 GeV (a), ortak ayarino kütesinin (m_{12}) 0-4000 GeV (b), $\tan\beta$ 'nın ($\tan\beta$) 0-60° (c), üçlü lineer bağlaşım sabitinin (A_0) (-3000)-(3000) (d), Higgs etkileşim teriminin (Λ_m) 0.01-0.6 (e), yumuşak kırınım Higgs etkileşim teriminin (Λ_m) (-500)-(2000) (f), değerleri arasında Higgs bozonunun kütlesi (m_{h1}) ile verdiği sonuçlar gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.....50

Şekil 5.8: Şekil 5.7'nin devamı olarak program girdilerinden biri olan; tekli vakum beklenen değerininin (v_s) 0-25000 değerleri arasında higgs bozonunun kütlesi (m_{h1}) ile verdiği sonuçlar gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.....	51
Şekil 5.9: ψ Modelde en hafif Higgs kütlesi (m_{h1}) ile skaler top kuarklardan birinci ($st1$) (a) ve ikinci ($st2$) (b) nesil kütle aralıkları grafikleri gösterilmiştir.....	51
Şekil 5.10: : ψ Modelde en hafif Higgs bozonu kütlesi (m_{h1}) ile skaler bottom kuarklardan birinci ($sb1$) (a) ve ikinci ($sb2$) (b) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.....	51
Şekil 5.11: : ψ Modelde en hafif Higgs bozonu kütlesi (m_{h1}) ile skaler elektronlardan birinci ($se1$) (a) ve ikinci ($sb2$) (b) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. En hafif Higgs bozonu kütlesi (m_{h1}) ile skaler nötrino birinci ($sv1$) (c) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.....	52
Şekil 5.12: Süpersimetrik U(1)' Model'in ψ Modelinde parçacık yükleri gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.....	52
Şekil 5.13: Şekil 5.12'nin devamı olan Süpersimetrik U(1)' Model'in ψ Modelinde parçacık yükleri gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.....	53
Şekil 5.14: ξ (Ksi) Model için serbest bıraktığımız h'_s ve h'_v 'nin değişimiyle nötrino kütleleri olan $m_{\nu 2}$ ve $m_{\nu 3}$ 'ün grafikleri.....	57
Şekil 5.15: ψ (Psi) Model için serbest bıraktığımız h'_s ve h'_v 'nin değişimiyle nötrino kütleleri olan $m_{\nu 2}$ ve $m_{\nu 3}$ 'ün grafikleri.....	58

TABLO LİSTESİ

Sayfa

Tablo 2.1: Standart Model'in ayar yapısında bulunan etkileşim türleri ile ilgili ayar grubu ve etkileşimlerin kuvvet taşıyıcı ayar alanı ile ona karşılık gelen ayar bozon.....	4
Tablo 2.2: Standart Model Fermiyonları.....	5
Tablo 3.1: Standart Model fermiyonları (spin-1/2), süperçerleri (spin-0) ve ayar yükleri olmak üzere MSSM'in kiral süperçokluları.....	10
Tablo 3.2: Standart Model'in ayar bozonları (spin-1), süperçerleri (spin-1/2) ve ayar yükleri olmak üzere MSSM'in ayar süperçokluları.....	11
Tablo 5.1: Program girdileri olan; $m_0, m_{1/2}, A_0, \tan \beta, \lambda, A_\lambda, v_s$ ve $\theta_{E(6)}$ 'nin parametre taramalarındaki koyduğumuz şartlarda yoğun buldukları yerler.....	47
Tablo 5.2: Parçacık yüklerinin parametre taramalarındaki koyduğumuz şartlarda yoğun buldukları yerler.....	47
Tablo 5.3: $m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{t}_2}, m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{b}_2}, m_{\tilde{e}_1}, m_{\tilde{e}_2}, m_{\tilde{\nu}_1}, m_{\tilde{\nu}_2}, m_{\tilde{\nu}_3}$ 'ün parametre taramalarındaki koyduğumuz şartlarda yoğun buldukları yerler.....	48
Tablo 5.4: ξ (Ksi) Model için 3 test noktası olan P1, P2, P3 gösterilmiştir.....	49
Tablo 5.5: Program girdileri olan; $m_0, m_{1/2}, A_0, \tan \beta, \lambda, A_\lambda$ ve v_s 'nin ψ Model için parametre taramalarındaki koyduğumuz şartlarda yoğun buldukları yerler.....	54
Tablo 5.6: $m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{t}_2}, m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{b}_2}, m_{\tilde{e}_1}, m_{\tilde{e}_2}, m_{\tilde{\nu}_1}, m_{\tilde{\nu}_2}, m_{\tilde{\nu}_3}$ 'ün ψ Model için parametre taramalarındaki koyduğumuz şartlarda yoğun buldukları yerler.....	54
Tablo 5.7: Parçacık yüklerinin ψ Model için parametre taramalarındaki koyduğumuz şartlarda yoğun buldukları yerler.....	55
Tablo 5.8: ψ (Psi) Model için 3 test noktası olan P4, P5, P6 gösterilmiştir.....	56
Tablo 5.9: ξ ve ψ Model'de elde ettiğimiz nötrino kütleleri, kütle hesabında kullanılan serbest parametre değerleri ve nötrino kütle kare farkları.....	59
Tablo 5.10: Deneysel sonuçlar.....	59

ÖNSÖZ

Yüksek Lisans tez çalışmam boyunca bana her konuda yardımcı ve destek olan danışmanım Prof. Dr. Levent SOLMAZ'a çok teşekkür ederim. Bu teze jüri üyeliği yaparak büyük bir katkıda bulunan değerli hocalarım Prof. Dr. Ersen METE'ye ve Doç. Dr. Halil BABACAN'a teşekkür ederim.

Balıkesir Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri'ne Yüksek Lisans tezime sağladığı katkılar için teşekkürlerimi sunarım.

Balıkesir Üniversitesi Fizik Bölümündeki çalışma arkadaşlarım Gülsün APPAK, Yaşar HIÇYILMAZ, Şule ÖZDİLEK ve Aslı ALTAŞ'a sağladıkları verimli çalışma ortamı ve destekleri için teşekkür ederim.

Ayrıca çok sevgili arkadaşlarım Kaan ÖZKAYMAK, Pınar KAHYA ve Duygu Yağmur GÜRBÜZ'e her zaman yanımda oldukları için teşekkür ederim.

Hayatım boyunca desteklerini benden esirgemeyen babam ve annem Mustafa ve Sevim CEYLAN'a kardeşlerim Emine ve Melih CEYLAN'a çok teşekkür ederim.

1. GİRİŞ

Gözlemleyebildiğimiz maddeyi oluşturan, günümüze kadar keşfedilmiş temel parçacıkları ve parçacıkların etkileşimlerinde önemli olan üç temel kuvveti açıklayan kuram Standart Modeldir [1].

Nötrino; Standart Model’de lepton ailesinde yer alan temel parçacıktır [2]. 1930’lu yıllarda Nükleer Beta Bozunumu sürecinde nötronun proton ve elektrona dönüştüğü fark edilmiştir. Bu süreçte kayıp enerjinin daha anlamlı hale gelmesi küçük ve nötral bir parçacıkla yani nötrino ile mümkündür. 1950’li yılların ortalarında nötrinonun varlığı deneysel olarak da kanıtlanmıştır [3].

1960’lı yıllarda nötrinoların farklı türleri arasında salınım yapmaları fikri ortaya atılmıştır. Bu fikrin ortaya atılma sebebi güneş kaynaklı nötrinolarla ilgili gözlemlerdir. Nitekim 1962 ye 1979 yıllarında muon ve tau nötrinoları da keşfedilmiştir. 2001 yılı sonrasında ise deneysel olarak nötrinoların salınım yaptığı gözlemsel olarak kanıtlanmıştır.

Nötrino; hızı ışık hızına yakın, elektriksel yükü sıfır, kütlesi çok küçük ve maddelerin içinden neredeyse etkileşmeden geçen temel parçacıklardır. Nötrinolar, elektriksel yük haricinde elektronlar ile benzerler. Elektromanyetik kuvvetten etkilenmezler, zayıf etkileşimden etkilenirler. Nötrinolar Lepton grubunda yer alırlar ve Leptonlar renk taşımadıklarından dolayı kuvvetli etkileşimde de bulunmazlar. Yer çekimi kuvvetiyle de diğer parçacıklar gibi etkileşime girerler. Nötrinolar; belirli atom bozunumlarında (beta bozunumu), güneşte, nükleer reaktörlerde ya da kozmik ışınların atomlara çarpmasıyla meydana gelen nükleer reaksiyonlarda ortaya çıkarlar.

Nötrinolar bir kütleyle sahip ise ν_e, ν_μ, ν_τ zayıf etkileşim öz durumları ile ν_1, ν_2, ν_3 nötrino kütle öz durumları arasında bir karışım vardır. Bu karışım, zayıf etkileşim öz durumundaki nötrinonun uzayda ilerlerken başka bir çeşniye geçmesini sağlar ve bu olaya “nötrino salınımları” denir.

Nötrino kütle problemi yüksek enerji fiziği için oldukça önemlidir. 1998 yılında Süper-Kamiokande deneyi, nötrinoların kütleli olduğunun ilk kanıtıdır. Nötrinonun özellikleri ve nötrino salınımları Dördüncü Bölümde detaylı olarak anlatılmıştır.

İkinci Bölümde bahsedilen Standart Model, parçacık fiziğinde bir çok sorununa çözüm getirmektedir. Fakat Standart Model'in açıklayamadığı problemlerinden dolayı, bu model parçacık fiziğinin en son teorisi olarak düşünülmemektedir. Kendiliğinden simetri bozulması ve Higgs sektörünün yapısı Standart Model'in en zayıf noktasıdır. Bu sebepten dolayı Standart Model'i genişletme yollarına gidilmiştir.

Literatürde "Standart Model Ötesi" olarak adlandırılan ve Standart Model'in genişletilmesinden oluşturulan çok sayıda model mevcuttur. Oluşturulan bu modeller arasında birçok yönden öne çıkan yaklaşım ise Standart Model'in süpersimetrik genişletilmesidir. Süpersimetri özellikle, Standart Model'deki "Hiyerarşi Problemini" başarıyla çözmektedir. Standart Model'in parçacıklarını koruyarak en temel seviyedeki süpersimetrik genişlemesi Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)'dir. Süpersimetri ve MSSM hakkında Üçüncü Bölüm'de detaylı bilgi sunulacaktır. MSSM'in yapısında bulunan kütle boyutlu μ -sabit önemli bir sorundur. Elektrozayıf skalada ve mevcut olmaması gereken bu sabit için MSSM herhangi bir enerji skalası belirtmemektedir. Süpersimetrik U(1)' Model ise MSSM'e getirdiği ekstra bir U(1) genişlemesiyle bu problemi çözmektedir. Dördüncü bölümde ise detaylı olarak bahsedilen U(1)' Model'in öngördüğü ekstra bir Higgs tekli nötrinoları kütle kazandırmaktadır. Üçüncü Bölümde Süpersimetri detaylı bir şekilde açıklanmıştır.

Bugünkü parçacık fiziğinin en büyük problemlerinden biri nötrino mutlak kütesinin ölçülmesi ve nötrinonun Dirac fermiyonu ya da Majorana fermiyonu olduğunun tespit edilmesidir. Nötrinoların sıfırdan farklı kütleyle sahip oldukları yapılan salınım deneylerinin sonucunda kesinlik kazanmıştır. Özetle Standart Model'in aksine yapılan deneyler ve gözlemler sonucunda nötrinonun sıfırdan farklı bir kütleli olduğu bilinmektedir. KamLAND, SNO, MiniBooNE gibi deneyler nötrinoların kütle öz durumları arasındaki kütle kare farkını tespit etmelerine rağmen mutlak kütleleri hakkında bir bilgi verememektedir. Bu deneyler nötrinonun Dirac

fermiyonu mu yoksa Majorana fermiyonu mu olduğu bilgisini de net olarak verememektedir. Biz çalışmamızda nötrinoları Dirac fermiyonu olarak kabul ettik ve hesaplarımızı bu kabule göre yaptık.

Beşinci Bölümde; Süpersimetrik U(1)' Model için parametre uzayı taraması yapılarak burda elde edilen veriler ile nümerik analiz yapılmıştır.

Altıncı Bölümde ise elde ettiğimiz sonuçlar tartışılmıştır.

2. STANDART MODEL

Parçacık fiziğinin Standart Model'i, maddeyi oluşturan, şimdiye kadar keşfedilen temel parçacıkları ve bu parçacıkların arasındaki üç temel kuvveti açıklayan kuramdır. Üç temel kuvvet; Elektromanyetik Kuvvet, Zayıf Nükleer Kuvvet ve Güçlü Nükleer Kuvvettir. Temel parçacıklar arasındaki bu üç etkileşim, Standart Model'e göre;

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (2.1)$$

üniter ayar grubu altında temsil edilir. Standart Model, bu ayar simetrisi üzerine kurulmuş bir kuantum alan teorisidir. İfade (2.1)' de gösterilen $SU(3)_C$ güçlü etkileşimin ayar grubu, $SU(2)_L$ zayıf etkileşimin ayar grubu ve $U(1)_Y$ ise elektromagnetik etkileşimin ayar grubudur. Zayıf ve elektromagnetik etkileşimlerden oluşturulan elektrozayıf süreçler Glashow-Weinberg-Salam teorisiyle ve kuvvetli etkileşim Kuantum Renk Dinamiği ile tanımlanır. Her ayar grubunda, ilgili etkileşimin taşıyıcısı olarak bilinen ayar alanları mevcuttur.

Tablo2.1: Standart Model'in ayar yapısında bulunan etkileşim türleri ile ilgili ayar grubu ve etkileşimlerin kuvvet taşıyıcı ayar alanı ile ona karşılık gelen ayar bozonu.

<i>Ayar Grubu</i>	<i>Etkileşim Türü</i>	<i>Kuantum Sayısı</i>	<i>Ayar Alanı</i>	<i>Ayar Bozonu</i>
$SU(3)_C$	Güçlü Etkileşim	Renk	$G_\mu^a (a = 1, 2, \dots, 8)$	$g^a (a = 1, 2, \dots, 8)$
$SU(2)_L$	Zayıf Etkileşim	İzospin	$W_\mu^i (i = 1, 2, 3)$	W^+, W^-, Z^0
$U(1)_Y$	Elektromanyetik Etkileşim	Hiperyük	B_μ	γ

Tablo 2.1'de gösterilen, ilgili ayar bozonlarının iki parçacık arasında değiş tokuşu ile üç etkileşimden ilgili olanı gerçekleştirir. Elektromagnetik etkileşimin ayar bozonu olan foton, yüksüz ve kütesizdir ve kendisiyle etkileşime girmez. Zayıf etkileşimde üç ayar bozonu bulunur; W^+, W^-, Z^0 . Yapılan deney ve gözlemlerde zayıf etkileşimin ayar bozonlarının kütleli oldukları gözlemlenmiştir. Güçlü etkileşimin ayar bozonu olarak sekiz farklı gluon bulunur. Gluonlar elektriksel olarak nötral ve kütesizdirler. Renk denilen kuantum yüküne sahiptirler. Gluonlar, renk yüküne sahip kuarklarla ve kendileriyle etkileşime girerler.

Standart Model'in parçacık spektrumunda kuvvet taşıyıcı bozonların dışında bu bozonların değiş tokuşu ile aralarında etkileşim oluşan ve doğadaki maddeyi meydana getiren fermiyonlar vardır. Standart Model'e göre evren birbirinin kopyası gibi duran üç aileden oluşmaktadır. Birinci aile etrafımızda gördüğümüz maddeyi oluşturur. İkinci ve üçüncü aileler birinci aileden daha ağırdırlar [4].

Fermiyonlar, kuarklar ve leptonlar olmak üzere iki kategoride incelenebilir. Kuarklar tüm etkileşimlere katılırken (güçlü, elektromagnetik, zayıf), leptonlar güçlü etkileşim hariç diğer tüm etkileşimlere katılırlar. Kuarklar hadronların temel yapıtaşlarıdır ve doğada serbest halde bulunmazlar.

Tablo 2.2: Standart Model fermiyonları.

<u>FERMİYONLAR</u>					
<u>KUARKLAR</u>			<u>LEPTONLAR</u>		
<u>1.Aile</u>	<u>2.Aile</u>	<u>3.Aile</u>	<u>1.Aile</u>	<u>2.Aile</u>	<u>3.Aile</u>
u (yukarı kuark)	c (cazibe kuark)	t (üst kuark)	ν_e (elektron nötrinosu)	ν_μ (muon nötrinosu)	ν_τ (tau nötrinosu)
d (aşağı kuark)	s (garip kuark)	b (alt kuark)	e (elektron)	μ (muon)	τ (tau)

Tablo 2.2'de görüldüğü gibi maddeyi oluşturan kuarklar ve leptonlar üç ailede toplanır. Görünür maddeyi oluşturan kısım kararlı olan birinci ailedir. İkinci ve üçüncü aileler kararsız oldukları için bir alt ailedeki parçacığa bozunur. Nesiller arasındaki tek fark kütleleridir. Her nesilden bir alt nesile bozunumda kütle azalır. Değişik kütlelere sahip olmalarına rağmen her nesildeki parçacığın etkileşimlerindeki davranışları aynıdır.

Standart Model, doğada üç fermiyon ailesinin olduğuna dair herhangi bir açıklama getirmemektedir.

2.1 Standart Model'in Tamamlanması

Pek çok parçacığın kütleye sahip olduğu yapılan deneyler sonucu uzun yıllardır bilinmemektedir. Parçacık fiziğinin Standart Model'i çerçevesinde yazılan Lagrangian'larda fermiyonlara ve bozonlara kütle kazandırabilecek terimler bulunmamaktaydı.

Standart Model'de parçacığın kütleye sahip olabilmesi, Kendiliğinden Simetri Kırınımı ile açıklanır. Bunun için simetriyi kıran kompleks skaler bir $SU(2)$ çiftlisi tanımlanır.

$$H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Standart Model'e bu Higgs alanı, sonradan eklenmiştir. CERN Bilimsel Araştırma Merkezi'nin yaptığı açıklama ile Higgs bozonu kesin olarak gözlemlenmiştir.

SNO ve SuperKamiokande deneyleri Standart Model'in aksine nötrinoların çok da küçük olsa bir kütleye sahip olduklarını gözlemlemişlerdir. Bu durum Standart Model'de öngörülmemiş olsa da, modele basit bir ekleme ile bu problem çözülebilir.

2.2 Standart Model'in Problemleri

Standart Model, şimdiye kadar yapılan deneyler ile çoğunlukla uyum sağlamasına rağmen, öngöremediği bir çok problem sahiptir. Bu problemleri şöyle sıralayabiliriz;

- Higgs kütlesindeki hiyerarşi sorunu,
- Ayar bağlaşımları birleşim problemi
- Fermiyon aileleri arasındaki kütle farkları,
- Evren'de gözlenen madde - karşı madde orantısızlığı,
- Karanlık Madde problemi
- Kütleçekim kuvveti için hiçbir şey söylememesi,
- Nötrinoların barındırdığı çok küçük de olsa kütle hakkında bir açıklama yapamaması ve nötrino salınımları hakkında bir şey söylememesi

Başta Hiyerarşi Problemi ve Nötrino Kütle Problemi ve diğer problemlere açıklama getirecek yeni bir temel fizik teorisi arayışına gidilmiştir. Süpersimetri bu

teorilerden bir tanesidir. Bir sonraki bölümde bahsedilen Süpersimetri, Standart Model'in birçok problemine çözüm getirmektedir.

3. SÜPERSİMETRİ

Standart Model kendi enerji skalasında iyi çalışan bir model olmasına rağmen, yüksek enerjilere çıkıldığında problemlere sahiptir. Süpersimetri, 1970'lerde Standart Model'in karşılaştığı problemleri başta Hiyerarşi Problemi olmak üzere, çözmek için ortaya atılan bir teoridir. SUSY olarak kısaltılmaktadır. Standart Model'de fermiyonlar ve bozonlar arasında bağlantı yoktur. Süpersimetri, ise fermiyonlar ve bozonlar arasında bağlantı kurarak bahsettiğimiz Standart Model'in problemlerini önemli ölçüde azaltan bir uzay-zaman simetrisidir. Buna göre Q , 'Süpersimetrik Dönüşüm Operatörü' olmak üzere,

$$\begin{aligned} Q|Bozon\rangle &= |Fermiyon\rangle \\ Q|Fermiyon\rangle &= |Bozon\rangle \end{aligned} \quad (3.1)$$

şeklinde bir dönüşüm yapmak suretiyle fermiyonik ve bozonik durumlar arasında bir bağlantı kurar [5]. Standart Model'deki her fermiyon için bozonik (sfermion- \tilde{f}) bir süpereş ve her bozon için bir fermiyonik (ayarino- \tilde{g}) süpereş vardır. Süpersimetrik modellerde Standart Model parçacık sayısı en az ikiye katlanır. Spinleri farklı olan ve süpersimetrik dönüşümler altında ilişkilendirilen parçacıklara süpereş denir. Q operatörünün etki ettiği fermiyon ya da bozon ile ona karşılık gelen süpereşinin spinleri dışında bütün kuantum sayıları aynıdır.

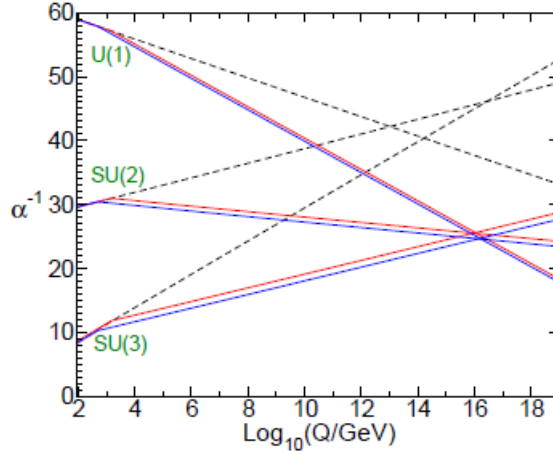
Süpersimetri kırılmış bir simetridir. Eğer kırılmış bir simetri olmasaydı elektronun süpereşi selektronun deneylerde gözlemlenmiş olması gerekirdi. Fakat selektron henüz gözlemlenmemiştir. Standart Model parçacıklarının kütleleri ile onlara karşılık gelen süpereşlerinin kütleleri birbirlerinden farklıdır. Standart Model parçacıklarının ve onlara karşılık gelen süpereşlerinin kütleleri eşit olsaydı, süpersimetrik parçacıkların da gözlenmesi gerekirdi. Bu kütle farklılıklarından dolayı Higgs kütlelerine gelen ışınımsal düzeltmelerin miktarı sıfırdan farklıdır ve her bir sektörden gelen ışınımsal düzeltme o sektördeki parçacık ve süpereşi arasındaki kütle karelerinin farkı ile orantılıdır. Sonuç olarak süpersimetrinin farkından dolayı Hiyerarşi Problemi bu modelde biraz daha küçülmüştür. Süpersimetride ki ince ayar

Standart Model'den daha düşüktür. Bu da Süpersimetriyi daha doğal bir model yapar. Doğanın fazla ince ayarda olmasını beklememekteyiz.

Süpersimetrik Lagrangian'da süpereşlerin etkileşimleriyle normal parçacıkların etkileşimleri aynı olacağından, aynı Feynman diyagramını verirler. Fermiyon halkasından gelen katkıya karşılık ona zıt işaretli bozonik halkadan gelen katkılar birbirlerini yok edeceğinden, Higgs bozonunun kütlesi korunur.

Süpersimetri'deki ekstra parçacıkların CKM matrisine olan katkılarından dolayı yük-parite simetri ihlalini arttırması, Standart Model'in açıklamakta yetersiz kaldığı evrendeki madde-antimadde asimetrisine Süpersimetri'nin makul bir açıklama getirme olasılığını arttırır.

Süpersimetri, Standart Model'in ayar bağlaşımları birleşme problemine de bir çözüm getirir. Süpersimetri'nin sahip olduğu parçacık süpereşlerinin etkilerinin hesaba katılması ile üç temel etkileşimin ayar bağlaşımlarının yüksek enerjilerde birleştiği görülür.



Şekil 3.1: Standart Model ve MSSM için üç temel etkileşimin ayar bağlaşım sabitlerinin Büyük Birleşim Teorisi skalasında birleşmesi (U(1), elektromagnetik etkileşimin, SU(2), zayıf etkileşimin, SU(3), güçlü etkileşimin ayar bağlaşım sabitidir) [5].

Standart Model'de kütesiz kabul edilen nötrinoların salınımı, Süpersimetri'de nötrinoların kütlelerine getirilen çözümle açıklanabilmektedir.

Birden fazla süpersimetrik model bulunmaktadır. İlk olarak Minimal Süpersimetrik Model'i inceleyelim.

3.1 Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)

Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), SM ile aynı ayar gruplarını içeren ve en az sayıda parçacık sayısına ve en az etkileşime sahip süpersimetrik modeldir. Standart Model’de ki her parçacığa bir tane süpersimetrik eşin yanı sıra MSSM’de biri üst (H_u) diğeri alt (H_d) olmak üzere iki Higgs bozonu vardır.

3.1.1 MSSM’in Parçacık Spektrumu

MSSM’de parçacık spektrumunu iki gruba ayırıp incelenmektedir. Bunlardan ilki Kiral Süperçoklular ikincisi ise ayar süperçoklularıdır.

Kiral (Madde) Süperçoklular: Standart Model’de fermiyonlar, hareketleri ile spinlerinin aynı yönde olup olmamasına göre sağ-elli veya sol-elli olmak üzere iki gruba ayrılırlar. Buna ‘kirallık’ denir. Her bir kirallık sağ-elli veya sol-elli parçacık ile parçacığın süperesinin bir araya gelerek oluşturduğu süperçoklu yapısına kirallık (madde) süperçoklu denir.

Ayar (Vektör) Süperçokluları: Standart Model’de bulunan ayar (vektör) bozonları (spin-1) ile her bir ayar bozonunun fermiyonik süperesinin oluşturduğu süperçoklu yapısıdır [6].

Tablo 3.1: Standart Model fermiyonları (spin-1/2), süperesleri (spin-0) ve ayar yükleri olmak üzere MSSM’in kirallık süperçokluları.

Süperalanlar		Spin 0	Spin 1/2	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
squarklar, quarklar (x 3 aile)	\hat{Q}	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	(u_L, d_L)	3,	2,	1/3
	\hat{U}	\tilde{u}_r	u_R^c	$\bar{3}$,	1,	-4/3
	\hat{D}	\tilde{d}_R	d_R^c	$\bar{3}$,	1,	2/3
sleptonlar, leptonlar (x 3 aile)	\hat{L}	$(\tilde{\nu}, \tilde{e}_L)$	(ν, e_L)	1,	2,	-1
	\hat{E}	\tilde{e}_R	e_R^c	1,	1,	2
higgs, higgsino	\hat{H}_u	(H_u^+, H_u^0)	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	1,	2,	1
	\hat{H}_d	(H_d^0, H_d^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	1,	2,	-1

Tablo 3.2: Standart Model'in ayar bozonları (spin-1), süpereşleri (spin-1/2) ve ayar yükleri olmak üzere MSSM'in ayar süperçokluları.

Süperalanlar		spin 1	spin 1/2	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
Gluonlar, Gluinolar	\hat{G}^a	g^a	\tilde{g}^a	8,	1,	0
W bozonu, Wino	\hat{W}	W^0, W^+, W^-	$\tilde{W}^0, \tilde{W}^+, \tilde{W}^-$	1,	3,	0
B bozonu, Bino	\hat{B}	B^0	\tilde{B}^0	1,	1,	0

Tablo 3.1'de görüldüğü gibi MSSM'de $H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}$ ve $H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}$ olmak üzere iki Higgs çiftlisi bulunur. Süpersimetrik modellerin hepsinde iki Higgs çiftlisi vardır. Bu durumun nedeni MSSM'in yapısındaki yukarı ve aşağı tip kuarklara kütle kazandırmasıdır.

Standart Model'de ayar bozonlarındaki elektrozayıf ayar simetrisi, Süpersimetri'de hem ayar bozonları hem de bu bozonların süpereşleriyle ilişkilendirilir. Elektrozayıf simetri kırınımı sonrasında Standart Model'deki W^0 ve B^0 bozonlarının öz durumlarının karışımıyla oluşan Z^0 bozonu ve fotonun (γ) yanında süpersimetrik eşler wino (\tilde{W}^0) ve binonun (\tilde{B}^0) öz durumlarının karışımı ile Z^0 bozonunun süpereşi, zino (\tilde{Z}^0) ve fotonun süpereşi, fotino ($\tilde{\gamma}$) oluşur. Higgsinolar, winolar ve bino ile karışarak iki yüklinonun ($\chi^{\pm}_{1,2}$) ve dört nötralinonun ($\chi^0_i, i = 1,2,3,4$) kütle öz durumlarını verir [7].

3.1.2 MSSM Lagrangian'ı

Süpersimetrik Lagrangian iki kısımdan oluşur. L_{SUSY} denilen ilk kısımda, kinetik ve etkileşim terimleri bulunurken, L_{SOFT} denilen ikinci kısımda Süpersimetri'nin yumuşak kırınımını sağlayan ve Standart Model parçacıklarının süpereşlerine kütle kazandıran terimler bulunur.

$$L = L_{SUSY} + L_{SOFT} \quad (3.2)$$

Süpersimetrik etkileşimleri içeren L_{SUSY} süperpotansiyelden türetilir.

$$L_{SUSY} = L_{Kinetik} + L_{Ayar} - L_{Yukawa} - L_{F-terim} \quad (3.3)$$

Lagrangian'ın ayar değişmez kinetik terimi,

$$L_{Kinetik} = \sum_i (D_\mu \phi_i)^\dagger (D^\mu \phi_i) + \frac{i}{2} \sum_i \bar{\Psi}_i \not{D} \Psi_i + \frac{i}{2} \sum_a \bar{\lambda}_a \not{D} \lambda_a \quad (3.4)$$

ile ifade edilir. $L_{Kinetik}$, ayar bozonları ile parçacıklar arasındaki etkileşimleri açıklar.

Ayar etkileşim terimi,

$$L_{Ayar} = -\frac{1}{4} \sum_a (F_{\mu\nu})_a F_a^{\mu\nu} - \sqrt{2} \sum_a g_a \bar{\phi}_i (T^a)_{ij} \bar{\Psi}_j P_L \lambda_a + \frac{1}{2} \sum_a D^a D_a \quad (3.5)$$

şeklindedir. L_{Ayar} 'ın birinci kısmı, parçacıklar ve Higgs çokluları ile ayarınoların etkileşimlerini, ikinci kısmı ise skaler etkileşim tiplerini tanımlar. Burada, g_a Standart Model ayar bağlaşımı sabiti, T^a ilgili ayar simetri grubunun üretici ve P_L 'Helicity Operatörü'dür. ϕ_i terimi, $\hat{\Psi}$ süperçoklusunun skaler bileşeni ve Ψ_i , aynı süperçoklunun Majorana fermiyonudur. D-terimler olarak bilinen D^a ,

$$D^a = \phi_i g_a (T^a)_{ij} \phi_j \quad (3.6)$$

olarak tanımlanır. D_μ ayar-değişmez kovaryant türev operatörü,

$$\not{D} = \gamma^\mu D_\mu \quad (3.7)$$

şeklindedir. γ^μ Dirac matrisini temsil eder.

3.1.3 MSSM Süperpotansiyeli

Süperpotansiyel en az iki, en çok üç kiral süperalanı barındıran terimlerden oluşur. Süperpotansiyelin kütle boyutu üç olmalıdır. Fermiyonik alanların kütle boyutu 3/2 ve bozonik alanların kütle boyutu 1'dir. Dolayısıyla süperpotansiyel üçten fazla süperalan içermemelidir. Süperpotansiyel oluşturulurken üçten fazla süperalan içeren terimlerin yazılması Lagrangian'da renormalize edilemeyen etkileşimlere yol açar.

MSSM için süperpotansiyel aşağıdaki gibidir;

$$\widehat{W}_{MSSM} = -\mu\widehat{H}_d \cdot \widehat{H}_u + \widehat{Q} \cdot \widehat{H}_u Y_u \widehat{U} + \widehat{H}_d \cdot \widehat{Q} Y_d \widehat{D} + \widehat{H}_d \cdot \widehat{L} Y_e \widehat{E} . \quad (3.8)$$

$\widehat{H}_u, \widehat{H}_d, \widehat{Q}, \widehat{U}, \widehat{D}, \widehat{L}, \widehat{E}$ Tablo 3.1’de ki kiral multiçoklulara tekabül eden süperalanlardır. Boyutsuz Yukawa bağlaşımları, Y_u, Y_d, Y_e 3x3 matrislerdir. Yukawa bağlaşımları,

$$Y_u = \begin{pmatrix} h_u & 0 & 0 \\ 0 & h_c & 0 \\ 0 & 0 & h_t \end{pmatrix}, Y_d = \begin{pmatrix} h_d & 0 & 0 \\ 0 & h_s & 0 \\ 0 & 0 & h_b \end{pmatrix}, Y_e = \begin{pmatrix} h_e & 0 & 0 \\ 0 & h_\mu & 0 \\ 0 & 0 & h_\tau \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

şeklinindedir. Süperpotansiyelde bu bağlaşımları içeren terimler Standart Model’deki Yukawa etkileşimlerinin süpersimetrik genellemesidir. MSSM süperpotansiyelinde bulunan μ -terimi Standart Model’deki Higgs’in kütle terimlerinin Süpersimetrik versiyonuna karşılık gelir [6].

Süperpotansiyelde bulunan nokta ‘.’ çarpımı $\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} = 1$ olmak üzere,

$$\begin{aligned} H_u \cdot H_d &= H_u^+ H_d^- - H_u^0 H_d^0, \\ Q \cdot H_d &= u_L H_d^- - d_L H_d^0 \end{aligned} \quad (3.10)$$

şeklinde ifade edilir [8].

Süpersimetrik Lagrangian’ın son iki terimi Yukawa etkileşim terimleri, L_{Yukawa} ve skaler potansiyel, $L_{F-terim}$ süperpotansiyelden elde edilir.

Yukawa etkileşim terimleri, süperpotansiyelin ve süperalanların skaler bileşenlerine göre çift türevi ile kuarklara ve leptonlara kütle terimi vermek amacıyla Ψ_i ve Ψ_j süperalanlarının fermiyonik kısmıyla çarpımı sonucu elde edilir.

$$\begin{aligned} L_{Yukawa} &= \sum_{i,j} \frac{\partial^2 W}{\partial \phi \partial \phi} \Psi_i \Psi_j + h.c \\ &= \varepsilon_{ij} [E Y_e L^i H_d^j + D Y_d Q^i H_d^j + U Y_u Q^i H_u^j + \mu H_u^i H_d^j] \\ &\quad + \varepsilon_{ij} [\tilde{E} Y_e L^i \tilde{H}_d^j + \tilde{D} Y_d Q^i \tilde{H}_d^j + \tilde{U} Y_u Q^i \tilde{H}_u^j] \\ &\quad + \varepsilon_{ij} [E Y_e \tilde{L}^i \tilde{H}_d^j + D Y_d \tilde{Q}^i \tilde{H}_d^j + U Y_u \tilde{Q}^i \tilde{H}_u^j] + h.c. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Süpersimetrik Lagrangian’ın son terimi olan $L_{F-terim}$,

$$L_{F-terim} = \sum_i \left| \frac{\partial W(\phi)}{\partial \phi_i} \right|^2 \quad (3.12)$$

ile elde edilir. F-terimler, Higgs kütle terimlerini ve skaler kütle terimleriyle birlikte skaler etkileşimleri tanımlar.

Süpersimetri kırılmış bir simetridir. Fakat bu kırınım kesin bir fiziksel mekanizma ile açıklanamamaktadır. Dolayısıyla simetriyi kıran terimler Lagrangian'a el ile eklenir. MSSM için yazılan holomorfik yumuşak simetri kırınım terimleri aşağıda ki denklemden verilmiştir [6].

$$\begin{aligned}
-L_{SOFT} = & \tilde{Q}^\dagger m_{\tilde{Q}}^2 \tilde{Q} + \tilde{U}^\dagger m_{\tilde{U}}^2 \tilde{U} + \tilde{D}^\dagger m_{\tilde{D}}^2 \tilde{D} + \tilde{L}^\dagger m_{\tilde{L}}^2 \tilde{L} + \tilde{E}^\dagger m_{\tilde{E}}^2 \tilde{E} \\
& + m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + [-\mu B H_d \cdot H_u + h. c.] \\
& + [\tilde{Q} \cdot H_u Y_u^A \tilde{U} + \tilde{Q} \cdot H_d Y_d^A \tilde{D} + \tilde{L} \cdot H_d Y_e^A \tilde{E} + h. c.] \\
& - [m_{\tilde{g}} \lambda_{\tilde{g}}^a \lambda_{\tilde{g}}^a + M_2 \lambda_{\tilde{w}}^i \lambda_{\tilde{w}}^i + M_1 \lambda_{\tilde{B}} \lambda_{\tilde{B}} + h. c.].
\end{aligned} \tag{3.13}$$

3.1.4 R-parite

Standart Model'de ince ayar çok fazladır. Bu durum Planck skalasına kadar geçerli olabilir. Doğada ince ayar olmamasını bekleriz. Süpersimetri de ise, Standart Model'deki kadar ince ayar söz konusu değildir. Her bir parçacığın süperesinin olması ince ayarı düşürür. Sadece bir bozonun ya da bir leptonun ihlaline izin verilebilir. Bunların her ikisinin de ihlal edilmesi durumunda, protonlar hızlı bir şekilde bozunuma uğrarlar.

R-parite parçacık fiziğinde temel bir kavramdır. MSSM'de baryon ve lepton sayısının, her renormalize edilmiş bağlaşımları korunur. R-parite MSSM alanları üzerinde etkili Z₂ simetrisine sahiptir. R-parite parçacığın bir özelliğidir. Bir parçacığın R-paritesi aşağıdaki denklemden belirlenir,

$$R_p = (-1)^{2s+3B+L}. \tag{3.14}$$

Denklem (3.20)'de; s, spin, B, baryon numarası ve L, Lepton numarasıdır. Standart model parçacıklarının R-paritesi +1 iken süpersimetrik parçacıkların -1'dir. Bu model genellikle SUSY koruması olarak bilinir. R-parite de sadece tek etkileşime izin verilebilir, baryon veya lepton ihlali. R-parite kırınımı doğal olarak sadece leptonların kırılması ile olur ve böylece proton yaşam süresi etkilenmez. Bu durumda R-parite kendiliğinden ihlal edilmiş olur. R-parite ihlali ile nötrino kütlelerini elde edebiliriz [9].

MSSM süperpotansiyeline R-parite eki lepton numarası ihlali için;

$$W_{\Delta L=1} = \frac{1}{2} \lambda^{ijk} L_i L_j \bar{e}_k + \lambda'ijk L_i Q_j \bar{d}_k + \mu^i L_i H_u \tag{3.15}$$

baryon numarası ihlali için;

$$W_{\Delta B=1} = \frac{1}{2} \lambda^{ijk} \bar{u}_i \bar{d}_j \bar{d}_k \quad (3.16)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (3.15) ve (3.16)'de, $i=1,2,3$ aile indisi. Kiral süper çokluların baryon sayısı; Q_i için $B = +1/3$, \bar{u}_i, \bar{d}_i için $B = -1/3$ ve diğerleri için $B = 0$ 'dır. Toplam Lepton sayısı; L_i için $L = +1$, \bar{e}_i için $L = -1$, diğerleri için $L = 0$ 'dır [5].

3.1.5 Higgs Sektörü

MSSM'de Standart Model'den farklı olarak iki Higgs dubleti vardır; $H_u = (H_u^+, H_u^0)$ ve $H_d = (H_d^0, H_d^-)$. Higgs dubletlerinin hiperyükleri; $Y_u = 1/2$ ve $Y_d = -1/2$ 'dir. Higgs skaler alanı için klasik skaler potansiyel,

$$V = V_F + V_D + V_{soft} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} V = & (m_{H_u}^2 + |\mu|^2)^2 |H_u|^2 + (m_{H_d}^2 + |\mu|^2)^2 |H_d|^2 \\ & - \mu B (H_u \cdot H_d + h.c.) + \frac{G^2}{8} (|H_u|^2 - |H_d|^2)^2 \\ & + \frac{g_2^2}{2} (|H_u|^2 |H_d|^2 - |H_u \cdot H_d|^2) \end{aligned} \quad (3.18)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (3.15)'deki $G^2 = g_2^2 + g_Y^2$ olarak tanımlanır, g_2 ve g_Y sırası ile $SU(2)$ ve $U(1)_Y$ ayar gruplarının ayar bağlaşım sabitleridir.

Bu potansiyelin minimum seviyesinde kendiliğinden elektrozayıf simetri kırınımı sonrasında nötral Higgs bileşenleri sıfırdan farklı vakum değeri alır, yüklü Higgs bileşenlerinin ise vakum beklenen değeri sıfırdır.

$$\langle H_u^0 \rangle = \frac{v_u}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_d^0 \rangle = \frac{v_d}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_u^+ \rangle = \langle H_d^- \rangle = 0. \quad (3.19)$$

Yüklü Higgs bileşenlerinin sıfır olmasından sonra potansiyeli tekrar yazarsak;

$$V = m_1^2 |H_d|^2 + m_2^2 |H_u|^2 - m_3^2 (H_d^0 H_u^0 + h.c.) + \frac{G^2}{8} (|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2 \quad (3.20)$$

halini alır. Denklem (3.17)'de; $m_3^2 = \mu B$, $m_1^2 = (m_{H_d}^2 + |\mu|^2)^2$ ve $m_2^2 = (m_{H_u}^2 + |\mu|^2)^2$ ile tanımlanmıştır. Minimum potansiyel koşulu;

$$\frac{\partial V_{tree}}{\partial H_u^0} = 0, \frac{\partial V_{tree}}{\partial H_d^0} = 0 \quad (3.21)$$

uygulanmasıyla

$$\begin{aligned} m_2^2 - m_3^2 \cot\beta - \frac{1}{4} M_Z^2 \cos 2\beta &= 0, \\ m_1^2 - m_3^2 \tan\beta + \frac{1}{4} M_Z^2 \cos 2\beta &= 0 \end{aligned} \quad (3.22)$$

şartları bulunur. Denklem (3.22)'da M_Z^2 , Z bozonunun kütle karesidir;

$M_Z^2 = \frac{1}{2} (v_u^2 + v_d^2) (g_2^2 + g_Y^2)$ ve $\tan\beta \equiv \frac{v_u}{v_d}$, $v^2 = v_u^2 + v_d^2$ ile tanımlanır. Denklem (3.19)'da bulunan m_1 , m_2 , m_3 arasında elektrozayıf simetri kırınımının olmasından dolayı ve minimum potansiyelde nötral Higgs bileşenleri için vakum beklenen değerinin elde edilmesinde aşağıdaki koşullar sağlanmalıdır [6].

$$\begin{aligned} m_1^2 + m_2^2 &\geq 2m_3^2 \\ m_3^2 &> m_1^2 m_2^2. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Süpersimetri'de iki Higgs çiftlisinden gelen sekiz serbestlik derecesi vardır. Bunlardan üç bileşen W^\pm ve Z^0 bozonları tarafından yutulurken geriye kalan beş serbestlik dereceleri ise (h^0, H^0) , (A^0) ve (H^\pm) şeklindedir. (h^0, H^0) , Higgs'in CP-çift nötral skaler bileşeni, (A^0) , Higgs'in CP-tek psedu-skaler bileşeni ve (H^\pm) , Higgs'in iki farklı yüklü bileşenidir. Elektrik yükünün korunmasından dolayı, Higgs'in bu beş farklı bileşeni için kütle matrisi hesapları ayrı ayrı yapılmalıdır. En basit mertebede Higgs'in bahsettiğimiz beş durumu için kütle matrisleri, potansiyeli minimumdayken yani vakum beklenen değerindeyken ilgili alanların iki kere türevlenmesi ile elde edilir.

3.1.6 Sfermion Sektörü

Skaler fermiyonlara bakıldığında skaler kuarklarda ve skaler leptonlarda en ağır parçacıklar üçüncü aile parçacıklarıdır. Yukawa bağlaşımları parçacıkların kütlesi ile doğru orantılı olduğu için üçüncü aile parçacıklarının, Yukawa bağlaşımlarından ve yumuşak kırınım terimlerinden gelen katkı ilk iki ailenin parçacıklarından gelen katkıdan çok daha fazladır. Sfermion kütle skalası düşünüldüğünde ilk iki ailenin

parçacıklarından gelen katkı ihmal edilebilir derecede azdır. Bu nedenlere dayanarak skaler fermiyonların kütle kare matrisi hesaplanırken sadece üçüncü ailenin hesaba katılması yeterlidir.

3.1.7 Nötralinoların Sektörü

Nötralinolar, elektrozayıf simetri kırınımıyla Higgsinolar ve nötral ayaarınoların birbirleriyle karışımında bulunmasıyla oluşmaktadır. Bu karışım ile meydana gelen etkileşimler ve SUSY yumuşak kırınımı ile gelen kütle terimleri elde edilen potansiyele eklenerek nötralinolar için kütle hesabı yapılır.

3.2 Süpersimetrik U(1)' Model

Standart Model ötesi yeni fizik modellerinden olan Süpersimetrik Modeller, bozonlar ve fermiyonlar arasında bağlantı kuran uzay-zaman simetrisine sahiptirler. U(1)' Model ise Süpersimetrik Modeller arasında en dikkat çeken modeldir. U(1)' Model Standart Model'in bazı problemlerine çözüm getirebilmektedir. Standart Model'e ve Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)'e kıyasla U(1)' Model'i yeni fizik problemlerini daha geniş bir çerçevede ele aldığından hesapları U(1)' Model'de yapmak daha verimli sonuçlar elde etmemizi sağlamaktadır.

MSSM, Standart Model'in önemli problemlerinden, Hiyerarşi ve Karanlık Madde problemleri gibi bazı sorunlara çözüm getirebilmesine rağmen, Standart Model'in çözülmemiş problemleri hala mevcuttur. Bu problemlerden biri, MSSM süperpotansiyelinde bulunan H_u ve H_d 'in bağlaşım yaptığı μ terimidir. MSSM'de, μ terimi süperpotansiyeldeki tek kütle boyutlu bağlaşım ve bu bağlaşım için bir sınırlama yoktur. Yani μ teriminin, Elektrozayıf Simetri Kırınım skalasında olması gerektiğini söyleyen sınırlayıcı bir kural yoktur. Bu sorun μ problemi olarak bilinir. Süpersimetrik U(1)' Model bu μ problemini, parçacık spektrumunda tanımlanan yeni bir Higgs teklisi olan S kiral süperalanıyla çözer.

$$\mu = h_s \langle S \rangle \quad (3.24)$$

olarak tanımlanır. Burada h_s , S alanının yukawa bağlaşımıdır. Kendiliğinden Simetri Kırınımı ile S alanının kazandığı vakum beklenen değeri MSSM'in potansiyelindeki μ -terimini indükler [6]. Böylece U(1)' Modelde, MSSM'in μ problemi çözümlür.

Nötrino kütlelerinin kaynağı ile ilgili bir öngöründe bulunamayan Standart Model ve MSSM'in yanı sıra $U(1)'$ Model getirdiği ekstra Higgs teklisi olan S alanı ile bu probleme de çözüm getirmektedir.

$U(1)'$ Model, Standart Model ve MSSM'in ayar yapısına TeV mertebesinde kırılmış olan bir abelyan $U(1)$ ayar simetrisi eklenerek oluşturulmuştur. $U(1)'$ Model'in ayar yapısı,

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_{Y'} \quad (3.25)$$

şeklindedir. $U(1)'$ Model, E(6) tabanlı Büyük Birleşim Teorisine gelen kendiliğinden simetri kırınımları sonrasında oluşabilir.

$$E(6) \rightarrow SO(10) \otimes U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \otimes U(1)_\chi \otimes U(1)_\psi \rightarrow G_{SM} \otimes U(1)' \quad (3.26)$$

$$U(1)' = \cos \theta_{E(6)} U(1)_\psi - \sin \theta_{E(6)} U(1)_\chi \quad (3.27)$$

$U(1)'$ simetrisi, $U(1)_\psi$ ve $U(1)_\chi$ ' in lineer kombinasyonu şeklindedir. Denklem (3.27)'da gösterilen simetri TeV seviyesinde kırılmış bir simetridir. Denklemde bulunan $\theta_{E(6)}$ karışım açısıdır ve aldığı değerlere göre çeşitli sayıda $U(1)'$ modeli oluşur. Ekstra bir $U(1)$ ayar grubunun eklenmesi ile bir ayar bozonu ve her parçacık için yeni bir kuantum sayısı gerekir.

MSSM'de bulunan iki Higgs çiftlisine ek olarak $U(1)'$ Model'de tekli bir Higgs alanı daha vardır. $U(1)'$ Modeli'nin sahip olduğu Higgs alanları,

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}, H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}, S \quad (3.27)$$

şeklindedir. $U(1)'$ Model, MSSM'deki kiral süperçoklulara ve Higgs sektörüne gelen S teklisi ve onun süpereşi \tilde{S} 'ye sahiptir. $U(1)'$ Model'in ayar süperçokluları; W^\pm , Z ve Z' bozonlarından ve fotondan oluşur.

Nötral Z ve Z' bozonları önemli bir derecede karışım gösterirler. $Z - Z'$ kütle kare matrisi,

$$M_{Z,Z'}^2 = \begin{bmatrix} M_Z^2 & \delta_{Z-Z'}^2 \\ \delta_{Z-Z'}^2 & M_{Z'}^2 \end{bmatrix} \quad (3.28)$$

şeklindedir. Burada M_Z^2 , Z bozonunun kütle karesi, $M_{Z'}^2$, Z' bozonunun kütle karesi ve $\delta_{Z-Z'}^2$ ise $Z - Z'$ bozonlarının karışımıdır,

$$M_Z^2 = \frac{G^2}{4} [v_u^2 + v_d^2], \quad (3.29)$$

$$M_{Z'}^2 = g_{Y'}^2 [Q_{H_u}^2 v_u^2 + Q_{H_d}^2 v_d^2 + Q_S^2 v_S^2], \quad (3.30)$$

$$\delta_{Z-Z'}^2 = \frac{g_{Y'}^2 G}{2} [Q_{H_u}^2 v_u^2 - Q_{H_d}^2 v_d^2]. \quad (3.31)$$

$g_{Y'}$, modelde bulunan ekstra $U(1)$ simetrisinin bağlaşı sabiti, $g_{Y'} = \sqrt{\frac{5}{3}} g_2 \tan \theta$ 'dir ve g_2 zayıf kuvvetin ayar bağlaşı sabitidir. Denklem (3.28)'deki matrisin iki özdeğeri, nötral Z ve Z' bozonlarının kütlelerini verir.

$$M_{Z,Z'}^2 = \frac{1}{2} \left[M_Z^2 + M_{Z'}^2 \pm \sqrt{(M_Z^2 - M_{Z'}^2)^2 + 4\delta_{Z-Z'}^4} \right] \quad (3.32)$$

Bu matrisin dikleştirilmesiyle $Z - Z'$ bozonları arasındaki karışım açısı bulunabilir,

$$\alpha_{Z-Z'} = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\delta_{Z-Z'}^2}{M_{Z'}^2 - M_Z^2} \right). \quad (3.33)$$

3.2.1 $U(1)$ ' Model'in Süperpotansiyeli ve Lagrangian'ı,

$U(1)$ ' Model süperpotansiyelinde MSSM süperpotansiyelinden farklı olarak, ekstra Higgs teklisi olan S alanından gelen etkileşimler yer almaktadır ve süperpotansiyel;

$$\widehat{W}_{U(1)'} = Y_S \widehat{S} \widehat{H}_u \cdot \widehat{H}_d + \widehat{Q} \cdot \widehat{H}_u Y_u \widehat{U} + \widehat{Q} \cdot \widehat{H}_d Y_d \widehat{D} + \widehat{L} \cdot \widehat{H}_d Y_e \widehat{E} \quad (3.34)$$

şeklindedir [10].

Denklem (3.34)'de yer alan H_u , H_d , L ve Q çiftlileri;

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}, H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}, L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, Q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad (3.35)$$

ile tanımlanır. Aralarında bulunan “ . “ (nokta) çarpımı denklem (3.10)’da verilmiştir. Denklem (3.34)’deki Y_s, Y_u, Y_d ve Y_e Yukawa bağlaşım sabitleridir ve MSSM kısmında açıklanmıştır.

$$\begin{aligned} \widehat{W}_{U(1)'} = & h_u \hat{u}_L \hat{H}_u^0 \widehat{U} - h_u \hat{d}_L \hat{H}_u^+ \widehat{U} + h_d \hat{u}_L \hat{H}_d^- \widehat{U} - h_d \hat{d}_L \hat{H}_d^0 \widehat{U} + h_e \hat{\nu}_{eL} \hat{H}_d^- \widehat{E} \\ & - h_e \hat{e}_L \hat{H}_d^0 \widehat{E} + h_s \hat{S} \hat{H}_u^+ \hat{H}_d^- - h_s \hat{S} \hat{H}_u^0 \end{aligned} \quad (3.36)$$

olarak ifade edilir.

H_u, H_d ve S alanlarının vakum beklenen değerleri,

$$\begin{aligned} \langle H_u \rangle = \frac{e^{i\theta u}}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sqrt{2} H_u^+}{v_u + \phi_u + i\varphi_u} \right), \quad \langle H_d \rangle = \frac{e^{i\theta d}}{\sqrt{2}} \left(\frac{v_d + \phi_d + i\varphi_d}{\sqrt{2} H_d^-} \right), \\ \langle S \rangle = \frac{e^{i\theta s}}{\sqrt{2}} (v_s + \phi_s + i\varphi_s) \end{aligned} \quad (3.37)$$

şeklindedir.

U(1)’ Model’de F terimler MSSM’de olduğu gibi hesaplanır.

Süpersimetri kırılmamış olsaydı, süpersimetrik parçacıklar Standart Model parçacıkları ile aynı kütle değerine sahip olurlardı. Şu ana kadar süpersimetrik parçacıklarını gözlemlenmemiş olması bu simetrinin bir şekilde kırıldığını göstermektedir. U(1)’ çerçevesinde yumuşak kırıcı terimler bu çerçevede ele alınabilir,

Yumuşak kırınım terimleri;

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{U(1)'}^{soft} = & -m_{H_u}^2 H_u^* H_u - m_{H_d}^2 H_d^* H_d - m_S^2 S^* S \\ & -m_{\tilde{L}}^2 \tilde{L}^* \tilde{L} - m_{\tilde{E}}^2 \tilde{E}^* \tilde{E} - m_{\tilde{Q}}^2 \tilde{Q}^* \tilde{Q} - m_{\tilde{U}}^2 \tilde{U}^* \tilde{U} - m_{\tilde{D}}^2 \tilde{D}^* \tilde{D} \\ & -[\tilde{Q} \cdot H_u h_u A_u \tilde{U} + \tilde{Q} \cdot H_d h_d A_d \tilde{D} + \tilde{L} \cdot H_d h_e A_e \tilde{E} + h_s A_s S H_u \cdot H_d + h. c.] \\ & + [m_{\tilde{g}} \lambda_{\tilde{g}}^a \lambda_{\tilde{g}}^a + M_2 \lambda_{\tilde{W}}^i \lambda_{\tilde{W}}^i + M_1 \lambda_{\tilde{B}} \lambda_{\tilde{B}} + M_1' \lambda_{\tilde{B}'} \lambda_{\tilde{B}'} + h. c.] \end{aligned} \quad (3.38)$$

Kinetik terimlerini içeren Lagrangian;

$$\mathcal{L}_{Kinetik} = \sum_i (D'_\mu \phi_i)^\dagger (D'^\mu \phi_i) + \frac{i}{2} \sum_i \bar{\Psi}_i \not{D}' \Psi_i + \frac{i}{2} \sum_a \bar{\lambda}_a \not{D}' \lambda_a \quad (3.39)$$

U(1)' Model kinetik teriminde MSSM'den farklı olarak kovaryant türeve ekstra bir terim gelir. Ekstra U(1) simetrisinin eklenmesiyle tanımlanan kovaryant türev,

$$D'_\mu = D_\mu + i g'_Y Q'_Y B'_\mu \quad (3.40)$$

ve $\not{D} = \gamma^\mu D'_\mu$ şeklindedir. Q'_Y , U(1)' grubunun jeneratörü, B'_μ , model ile beraber gelen ekstra vektör bozon alanını ifade eder.

Ayar terimlerini içeren Lagrangian;

$$\mathcal{L}'_{Ayar} = \mathcal{L}_{Ayar} - \frac{1}{4} (F'_{\mu\nu})^2 \quad (3.41)$$

şeklinde ifade edilmektedir.

3.2.2 Higgs Sektörü

U(1)' Model'in Higgs sektörü iki Higgs çiftlisi H_u , H_d ve bir tekli Higgs alanı S 'den oluşmaktadır. Vakum etrafında açılan Higgs alanları,

$$H_u = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H_u^+ \\ v_u + \phi_u + i\varphi_u \end{pmatrix}, H_d = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_d + \phi_d + i\varphi_d \\ H_d^- \end{pmatrix}, \quad (3.42)$$

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_s + \phi_s + i\varphi_s)$$

olarak ifade edilebilir. Elektrozayıf simetri kırınımından sonra nötral Higgs alanlarının Vakum beklenen değeri sıfırdan farklıdır,

$$\langle H_u^0 \rangle = \frac{v_u}{\sqrt{2}}, \langle H_d^0 \rangle = \frac{v_d}{\sqrt{2}}, \langle S \rangle = \frac{v_s}{\sqrt{2}}, \langle H_u^+ \rangle = \langle H_d^- \rangle = 0. \quad (3.43)$$

U(1)' Model'de Higgs kütlelerini hesaplamak için öncelikle en basit seviyede Higgs potansiyeli yazılmalıdır,

$$V_{tree} = V_F + V_D + V_{soft}. \quad (3.44)$$

U(1)' Model'in süperpotansiyelinden türetilen F-terimler ve D-terimlerden oluşan V_F , V_D ve yumuşak kırınım Higgs potansiyeli terimler,

$$V_F = |Y_S|^2 [|H_u \cdot H_d|^2 + S^\dagger S (H_u^\dagger H_u + H_d^\dagger H_d)], \quad (3.45)$$

$$V_D = \frac{G^2}{8} (H_u^\dagger H_u - H_d^\dagger H_d)^2 + \frac{g_2^2}{2} (H_u^\dagger H_u H_d^\dagger H_d - |H_u \cdot H_d|^2) \quad (3.46)$$

$$+ \frac{g_{Y'}^2}{2} (Q_{H_u} H_u^\dagger H_u + Q_{H_d} H_d^\dagger H_d + Q_S S^\dagger S),$$

$$V_{soft} = m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + m_S^2 S^\dagger S + (Y_S^A S H_u \cdot H_d + h.c.) \quad (3.47)$$

şeklindedir [11]. Elektrozayıf simetri kırınımı sonrası, Vakum Beklenen Değeri göz önüne alındığında yüklü Higgs alanları sıfır olduğundan en basit seviyedeki Higgs potansiyeli, nötral Higgs alanları cinsinden yazılabilir.

$$V_{tree} = |Y_S|^2 [|H_u^0 H_d^0|^2 + |S|^2 (|H_u^0|^2 + |H_d^0|^2)]$$

$$+ \frac{G^2}{8} (|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2 + \frac{g_2^2}{2} (|H_u^0|^2 |H_d^0|^2 - |H_u^0 H_d^0|^2) \quad (3.48)$$

$$+ \frac{g_{Y'}^2}{2} (Q_{H_u} |H_u^0|^2 + Q_{H_d} |H_d^0|^2 + Q_S |S|^2)$$

$$+ m_{H_u}^2 |H_u^0|^2 + m_{H_d}^2 |H_d^0|^2 + m_S^2 |S|^2 + (Y_S^A S H_u^0 H_d^0 + h.c.)$$

Potansiyelin minimumunda $\frac{\partial V_{tree}}{\partial H_u^0} = 0, \frac{\partial V_{tree}}{\partial H_d^0} = 0, \frac{\partial V_{tree}}{\partial S} = 0$ şartlarının uygulanması ile en basit seviyede yumuşak skaler Higgs kütleleri $m_{H_u}^2, m_{H_d}^2, m_S^2$ elde edilebilir [12].

$$m_{H_u}^2 = m_0^2 \cot\beta + \frac{G^2}{8} v^2 \cos 2\beta - \frac{1}{2} Q_Y' Q_{H_u} (\bar{Q}_H v^2 + Q_S v_S^2) - \frac{1}{2} Y_S^2 (v^2 \cos^2\beta + v_S^2) \quad (3.49)$$

$$m_{H_d}^2 = m_0^2 \tan\beta - \frac{G^2}{8} v^2 \cos 2\beta - \frac{1}{2} Q_Y' Q_{H_d} (\bar{Q}_H v^2 + Q_S v_S^2) - \frac{1}{2} Y_S^2 (v^2 \sin^2\beta + v_S^2) \quad (3.50)$$

$$m_S^2 = m_0^2 \frac{v^2}{v_S^2} \sin\beta \cos\beta - \frac{1}{2} g_{Y'}^2 Q_S (\bar{Q}_H v^2 + Q_S v_S^2) - \frac{1}{2} Y_S^2 v^2 \quad (3.51)$$

En basit mertebede U(1)' Model'i için yazılan potansiyel kullanılarak elde edilen Higgs kütle matrisleri,

$$M_{tek} = \begin{pmatrix} \frac{\partial V}{\partial \phi_u \partial \phi_u} & \frac{\partial V}{\partial \phi_u \partial \phi_d} & \frac{\partial V}{\partial \phi_u \partial \phi_s} \\ \frac{\partial V}{\partial \phi_d \partial \phi_u} & \frac{\partial V}{\partial \phi_d \partial \phi_d} & \frac{\partial V}{\partial \phi_d \partial \phi_s} \\ \frac{\partial V}{\partial \phi_s \partial \phi_u} & \frac{\partial V}{\partial \phi_s \partial \phi_d} & \frac{\partial V}{\partial \phi_s \partial \phi_s} \end{pmatrix}, M_{çift} = \begin{pmatrix} \frac{\partial V}{\partial \phi_u \partial \phi_u} & \frac{\partial V}{\partial \phi_u \partial \phi_d} & \frac{\partial V}{\partial \phi_u \partial \phi_s} \\ \frac{\partial V}{\partial \phi_d \partial \phi_u} & \frac{\partial V}{\partial \phi_d \partial \phi_d} & \frac{\partial V}{\partial \phi_d \partial \phi_s} \\ \frac{\partial V}{\partial \phi_s \partial \phi_u} & \frac{\partial V}{\partial \phi_s \partial \phi_d} & \frac{\partial V}{\partial \phi_s \partial \phi_s} \end{pmatrix} \quad (3.52)$$

şeklindedir. M_{tek} matrisinin dikleştirilmesiyle elde edilen üç değerden ikisi sıfıra giderken diğer özdeğer,

$$m_A^0 = \frac{\sqrt{2}Y_S^A v_S}{\sin 2\beta} \left[1 + \frac{v^2}{4v_S^2} \sin^2 2\beta \right] \quad (3.53)$$

Pseudoskaler Higgs bozonunun kütesini verir [11]. $M_{çift}$ matrisinin dikleştirilmesi ile elde edilen üç değer h^0, H^0, H' skaler Higgs bozonlarının kütlelerini verir. Buna göre en basit mertebedeki U(1)' Model için en hafif Higgs kütle ve yüklü Higgs kütleleri,

$$m_{h^0}^2 \leq M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{1}{2} Y_S^2 v^2 \sin^2 2\beta + g'_{Y'}^2 (Q_{H_d} \cos^2 \beta + Q_{H_u} \sin^2 \beta)^2 v^2 \quad (3.54)$$

$$m_{H^\pm}^2 = M_W^2 + \frac{\sqrt{2}Y_S^A}{\sin 2\beta} - \frac{1}{2} Y_S^2 v_S^2 \quad (3.55)$$

şeklindedir.

3.2.3 Sfermion Sektörü

U(1)' Model skaler-üst ve skaler-alt kuark kütle matrisi için kütle terimleri, U(1)' Süpersimetrik Lagrangian'daki skaler potansiyelden (V_F), D-terimlerden ve yumuşak kırınım terimlerinden hesaplanır. U(1)' Model'de skaler fermiyonlar için kütle kare matrisi [13];

$$m^2 = \begin{pmatrix} M_{LL}^2 & M_{LR}^2 \\ M_{RL}^2 & M_{RR}^2 \end{pmatrix} \quad (3.56)$$

şeklindedir. Denklem (3.56)'deki Sfermiyon kütle kare matrisi elemanları,

$$M_{\tilde{f}_{LL}}^2 = m_{\tilde{f}_L}^2 + m_f^2 - \frac{1}{2}(I_3 g_2^2 - Y_{f_L} g_Y^2) \left(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2 \right) + g'_Y{}^2 Q_{f_L} (Q_{H_u} |H_u|^2 + Q_{H_d} |H_d|^2 + Q_S |S|^2), \quad (3.57)$$

$$M_{\tilde{f}_{RR}}^2 = m_{\tilde{f}_R}^2 + m_f^2 + \frac{1}{2}(Y_{f_R} g_Y^2) \left(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2 \right) + g'_Y{}^2 Q_{f_R} (Q_{H_u} |H_u|^2 + Q_{H_d} |H_d|^2 + Q_S |S|^2), \quad (3.58)$$

$$M_{\tilde{f}_{LR}}^2 = (M_{\tilde{f}_{RL}}^2)^* = h_f \left(A_f |H_u^0|^2 - h_s S |H_d^0|^2 \right), \quad (3.59)$$

şeklinde hesaplanmaktadır.

3.2.4 Nötralinno Sektörü

U(1)' Model'de bulunan Higgsinoların ve Nötral ayarınoların birbirine karışmasıyla altı tane nötralinno meydana gelmektedir. Bu karışım sonucunda U(1)' Model potansiyelinde bulunan süpersimetrik yumuşak kırınım potansiyeline; $\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{B}'^0$ kütle terimlerini içeren,

$$-\frac{1}{2} \left(M_1 \tilde{B}^0 \cdot \tilde{B}^0 + M_2 \tilde{W}^0 \cdot \tilde{W}^0 + M'_1 \tilde{B}'^0 \cdot \tilde{B}'^0 \right) \quad (3.60)$$

ifadesi eklenmektedir. $(\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0, S, \tilde{B}'^0)$ baz alınarak elde edilen nötralinno kütle matrisi;

$$M_{\tilde{N}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_z c_\beta s_w & m_z s_\beta s_w & 0 & M \\ 0 & M_2 & m_z c_\beta c_w & -m_z s_\beta c_w & 0 & 0 \\ -m_z c_\beta s_w & m_z c_\beta c_w & 0 & -\mu_{eff} & -\mu_\lambda s_\beta & Q'_{H_d} m_\nu c_\beta \\ m_z s_\beta s_w & -m_z s_\beta c_w & -\mu_{eff} & 0 & -\mu_\lambda c_\beta & Q'_{H_u} m_\nu s_\beta \\ 0 & 0 & -\mu_\lambda s_\beta & -\mu_\lambda c_\beta & 0 & Q'_S m_s \\ M & 0 & Q'_{H_d} m_\nu c_\beta & Q'_{H_u} m_\nu s_\beta & Q'_S m_s & M'_1 \end{pmatrix} \quad (3.61)$$

şeklindedir [12]. Nötralino kütle matrisinin dikleştirilmesi ile, nötralino kütleleri hesaplanmaktadır. Denklem (3.61)'de yer alan, $s_W = \sin\theta_W$, $c_W = \cos\theta_W$, $\mu_\lambda = \frac{v}{\sqrt{2}}$, $\mu_{eff} = h_s \frac{v_s}{\sqrt{2}}$, $m_s = g'_y v_s$, $m_\nu = g_y v$ olarak tanımlanmaktadır.

Bir sonraki bölümde nötrinolar ve nötrino salınımları hakkında bilgi verilecektir.

4. NÖTRİNO SALINIMLARI

4.1 Nötrino

Nötrino atom altı parçacıklar arasında henüz tam olarak çözümlenememiş bir parçacıktır. Yapılan deneysel ve kuramsal alanlardaki çalışmalar, nötrinin özelliklerini anlamamıza yardımcı olmuştur. Bu parçacığı ilk kez Avustralyalı fizikçi Wolfgang Pauli 1930 yılında kuramsal olarak ortaya atmıştır. Pauli nükleer beta bozunumunda enerjinin ve momentumun korunabilmesi için elektron ve proton ile birlikte yüksüz ve çok küçük kütleli bir üçüncü parçacığın daha oluşması gerektiğini öngörmüştür.

Beta bozunumu;



Nötrinin yüksüz bir lepton olması gözlemlenmesini oldukça zorlaştırmaktadır. Nötrinin madde ile etkileşimi oldukça zayıftır. Örnek olarak; enerjisi 1 GeV olan bir nötrino su içerisinde etkileşim yapmadan yaklaşık 20 trilyon metre (Dünya ile Güneş arasındaki mesafenin yaklaşık 1300 katı.) gidebilir. Bu mesafe nötron için 4 metre kadardır. Nötrinin etkileşimleri çok büyük kütleli ve çok hassas dedektörlerle gözlemlenebilir. 1956 yılında Amerika'da yapılan Savanna River reaktöründe Clyde Cowan ve Frederick Reines oluşan nötrinoların etkileşimlerini, içinde 200 kg su ve suda çözünmüş kalsiyum klorür olan su tankı ve onun çeperlerine yerleştirilmiş sintilatör sayaçlardan oluşan dedektörler sayesinde gözlemlenmiştir.

Anti-nötrinin, sudaki protonla etkileşmesiyle, nötron ve pozitron oluşur:



Sudaki ^{108}Cd izotopu nötronu yakalayıp ^{109}Cd izotopuna dönüşüm foton salar;



Diğer taraftan pozitronun, elektronla birleşip yok olmasından da iki foton oluşur;

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (4.4)$$

Detektördeki sintilator sayaçlar öncelikle bu iki fotonu tespit eder ve kısa bir zaman aralığından sonra da kadmiyum izotopundan gelen fotonu agılar. Bu iki sinyalin detektörde sırayla oluşması nötrino etkileşmesi anlamına gelir. Detektörde kaydedilen etkileşimler; beta bozunmasında elektronla birlikte salınan nötrinin etkileşmesidir.

Nötrinin ikinci türü, altı yıl sonra Jack Steinberg, Leon Lederman ve Melvin Schwartz tarafından keşfedildi. Bu yeni nötrino müonların içerdiği etkileşimlerde görünmesiyle bulundu ve dolayısıyla müon nötrino (ν_μ) adı verildi. Bu deneyde proton-proton çarpışması sonucu oluşan pionun, müon ve müon nötrinodan oluştuğu gözlemlenmiştir.

$$p + p \rightarrow \pi \text{ hadrons} \quad (4.5)$$

$$\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu \quad (4.6)$$

Müon nötrinolar, bir kırılma odası içindeki reaksiyon sayesinde tespit edildi;

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu + \text{hadrons}, \quad (4.7)$$

denklem (4.7)'deki N nükleondur. Bu nötrino içeren reaksiyonda parite (P) ve yük çekimi (C) ihlal edilmiştir, fakat CP korunumludur. Bu nötrinolarda helisite var demektir, yani sol-elli parçacıklar ile ilgilidir. Helisite h momentumun yönü üzerine spin izdüşümü olarak tanımlanır, $h = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$ oysa ellilik daha soyut bir kavramdır [3].

Standart Modelin son parçacığı olan nötrino fermiyon ailesinin lepton grubunda yer almaktadır. Standart Modelde sol-elli leptonlar üç aile ile $SU(2)_L$ zayıf izospin grubunun ikilileri, sağ-elli leptonlar ise teklileri olarak yer almaktadırlar;

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R. \quad (4.8)$$

Süpersimetrik $U(1)$ ' Modelde ise Standart Model'dekilere ek olarak sağ elli nötrinolar bulunmaktadır. Bu durumda nötrinoların zayıf etkileşimlerini elli alanlar ile tanımlayabiliriz. Ellilik izdüşüm operatörleri,

$$P_L = \frac{1-\gamma}{2}, \quad P_R = \frac{1+\gamma}{2} \quad (4.9)$$

şeklinde tanımlanır.

Helisite; yük (q), zaman(t), momentum(p), konum(x), spin(s) değerlerine bağlıdır. Helisitenin yük (C), parite (P) ve zaman (T) altındaki dönüşümü [14],

$$\text{Yük (C) :} \quad h = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \rightarrow h$$

$$\text{P (uzay):} \quad h = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \rightarrow -h$$

$$\text{T (zaman):} \quad h = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \rightarrow -h$$

$$\text{PT (uzay-zaman)} \quad h = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \rightarrow -h$$

şeklinindedir. Bu özelliklerden yararlanılarak nötrinonun CPT (yük-parite-zaman) altındaki dönüşümleri incelenebilmektedir.

4.2 Dirac ve Majorana Nötrinoları

Nötrinolar için en önemli sorulardan biri de Dirac veya Majorana parçacıklar olup olmadığıdır. Dirac parçacıkları, yüklü parçacıklar olmasına rağmen nötrino gibi nötr bir parçacık Dirac veya Majorana parçacığı olabilir. Nötrinolar, Majorana parçacığı ise yüklü fermiyonlara kıyasla neden aşırı hafif olduklarını doğal olarak açıklar. Dirac ve Majorana parçacıklarının arasındaki temel fark, lepton sayısının ihlalidir. Nötrinolar, Dirac parçacığı ise lepton sayısı korunmuş olacaktır, Majorana parçacığı ise lepton sayısı ihlal edilecektir. Standart Model’de herhangi bir ayar etkileşiminde lepton sayısı korunmaktadır [15].

Nötrinolar Dirac parçacıkları ise, nötrino ve anti-nötrino ayrı, Majorana parçacıkları ise, nötrino ve anti-nötrino aynı parçacıklardır.

Nötrinosuz çift beta bozunumu kendi karşıt parçacığına sahip sıfır yüklü ve sıfır kütleli parçacık olması durumunda karşıt nötrinoların çift beta bozunumuyla aniden karşılaşması sonucu birbirlerini ortadan kaldırması olarak görülebilir.

Dirac ve Majorana parçacıkları arasındaki bir diğer fark ise, Majorana parçacıklarında Higgs’in üçlü bileşenlerinin, Dirac parçacıkların da ise Higgs’in ikili bileşenlerinin alınmasıdır. Lagrangian’ın sadece kütle teriminden parçacığın Dirac ya da Majorana olduğu ayırt edilebilir.

Nötrinoların Dirac parçacığı mı yoksa Majorana parçacığı mı olduğu bilinmemektedir. Eğer nötrinolar Majorana parçacığı ise çift beta bozunumu gözlenmiş olmalıydı. Oysa son yapılan ölçümlerde bu olasılık iyice zayıflamıştır. Dolayısıyla biz nötrinoları Dirac parçacığı varsayacağız.

4.2.1 Dirac ve Majorana Kütle Terimleri

Nötrinolar kütleli parçacıklar oldukları için Dirac ya da Majorana parçacığı olabilirler ve bu durumda parçacıklar ile bir spinör tanımlanırlar.

Nötrinolar eğer Dirac parçacığı ise, Dirac spinörü tanımlanmalıdır. Dirac spinörü sol ve sağ eli parçacıklar ve sol ve sağ eli anti-parçacıklar olmak üzere dört bileşenden oluşur. Dirac alanı iki bileşenden oluşur;

$$\nu = \nu_L + \nu_R, \quad (4.10)$$

$$\bar{\nu} = \bar{\nu}_L + \bar{\nu}_R$$

ise Dirac kütle terimi;

$$-L_m = m_{dirac} \bar{\nu} \nu = m_{dirac} (\bar{\nu}_L + \bar{\nu}_R)(\nu_L + \nu_R) = m_{dirac} (\bar{\nu}_L \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_L) \quad (4.11)$$

şeklinde yazılır [14].

Nötrinolar eğer Majorana parçacığı ise, spinörleri de ona göre tanımlanmalıdır. Majorana durumunda kütleli alanın sağ-elli bileşeni sol elli bileşenin karmaşık eşleniğidir. Dolayısıyla parçacık aynı zamanda anti-parçacıktır. Bu durumda nötrinolar için Majorana alanı;

$$\nu = \nu_L + \eta(\nu^*)_R = \nu_L + \eta(\nu_L)^* \quad (4.12)$$

olarak yazılır ve $\eta = e^{i\varphi}$ olmak üzere keyfi bir fazdır. Böylece Majorana alanı yalnızca Wely alanından oluşur[10]. Majorana kütle terimi ;

$$-L_m = m_{majorana} [(\bar{\nu}_L + (\bar{\nu}_L)^*)(\nu_L + (\nu_L)^*)] = \frac{1}{2} m_{majorana} \bar{\nu}_L (\nu_L)^* + h. c. \quad (4.13)$$

olarak ifade edilir [14].

4.3 Nötrino Kaynakları

4.3.1 Yapay Olarak Üretilen Nötrinolar

Yapay olarak üretilen nötrinolar için temel kaynaktır. Karşı-nötrino (anti-nötrino), fizyon sürecinde sonraki nötronca zengin sonraki nesildeki beta bozunması sonucu ortaya çıkar. Nükleer füzyonda yaklaşık 200 MeV'lik bir enerji ortaya çıkar ve % 4,5'lik kısmı karşı-nötrino (anti-nötrino) olarak salınır. 4000 MW'lık temel enerjili ve 1300 Mw'lık elektrik gücü üretilen tipik bir nükleer reaktörde atomların fizyonu sonucu ortaya 4185 MW güç üretilir, 185 MW'lık kısmı karşı-nötrino olarak salınır ve nükleer reaktörün yapısında buna sebep olacak bir mühendislik yoktur. Bunun anlamı nükleer reaktörün 185 MW'lık kısmı kayıp olur, ısıya dönüşerek tribünleri çevirmez, karşı-nötron olarak salınır ve hiç iz bırakmadan binanın duvarlarından geçer ve kaybolur [3].

4.3.2 Atmosferik Nötrinolar

Kozmik ışınların dünya atmosferindeki atom çekirdeklerine çarptığında kararsız olan parçacık yağmurları oluşturur ve bu kararsız parçacıklar beta bozunmasına uğrayarak nötrino salınımı yapar.

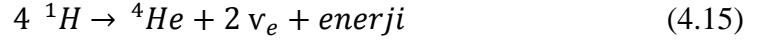
Atmosferik nötrinolar diğer kaynaklarda oluşan nötrinolarla göre daha enerjiktir. Bu nedenle deneyler için arka plan pratiktir ancak kaynak kontrol edilemez. Pion bozunumları,

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & \text{ve} & \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu & \text{ve} & \mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \quad (4.14)$$

şeklinindedir [3]. Böylece elektron nötrinoya göre yaklaşık iki kat fazla müon nötrino olmasını beklenmektedir.

4.3.3 Güneş Nötrinoları

Güneş, nükleer füzyonda pp-zinciri boyunca elektron nötrinosu (ν_e)



şeklinde, Karbon-Azot-Oksijen döngüsü sayesinde elektron nötrinosu üretilir. Güneş tarafından üretilen elektron nötrinolar, Güneş'in merkezinden Dünya'ya yaklaşık 9 dakikada ulaşırlar.

1960'ların sonlarından itibaren deneysel çalışmaların çoğunda güneşten gelen nötrino sayısının Standart Güneş Modeli'nin öngördüğünün üçte biri ya da yarısı kadar olduğunu göstermişti. Güneş nötrinosu problemi olarak bilinen bu problem yaklaşık 30 yıl çözülemedi. Deneyler ile güneş ve atmosfer nötrinolarının çeşni salınımı yaptıkları gözlemlendiğinde, güneş nötrinosu problemi çözüldü.

Güneş nötrinosu uyumsuzluk probleminin parçacık fiziğinde çok sayıda çözümü vardır. Bunlardan biri de nötrino salınımlarıdır. Güneşteki meydana gelen ana yanma reaksiyonu pp zincir ve CNO döngüsü, sonucunda bol miktarda nötrino oluşur. Güneşte üretilen nötrino sayısı ortalama saniyede 10^{38} tanedir. Nötrinolar, Güneşin çekirdek bölgesinden geçerek üretim noktalarında ki bilgi ile Güneş'ten kaçabilirler. Elektron nötrinoları Güneşteki yoğun madde ile nötral ve yüklü akım etkileşimleri gerçekleştirir. Nötrinoların bu madde etkileşimleri elektron nötrinoların başka bir çeşnide ki nötrinoya geçmesine neden olur. Yani, nötrino salınımı. Deneyler Güneş ve Atmosfer nötrinosunun tür salınımını gösterdiği zaman Güneş Nötrinosu Problemi çözülmüştür. Güneşte meydana gelen elektron nötrinosu diğer türlere dönüşerek dünyamıza ulaştığı bulundu.

4.4 Nötrino Kütle Hiyerarşisi

İki çeşni söz konusuysen vakumda kütle hiyerarşi yoktur. Fakat üç çeşnide kütle hiyerarşi vardır. Normal hiyerarşide kütlelerin büyüklük sıralaması $m_3 > m_2 > m_1$ şeklindedir. Ters hiyerarşide ise kütlelerin büyüklük sıralaması $m_2 > m_1 > m_3$ şeklindedir.

Nötrinoların kütleleri deneysel olarak hesaplanamadığı için, çeşniler arasındaki hiyerarşi bilinmemektedir.

4.5 Nötrino Salınımları

Nötrino salınımı, belirli bir lepton çeşnisinde olan (elektron, müon, tau) nötrinonun daha sonra farklı bir çeşnide ölçülebildiği, Bruno Pontecorvo'nun öngördüğü mekanik bir olgudur. Nötrinoların çeşni değiştirmeleri olasılığı periyodik olarak değişir. Nötrinolar, Standart Model'de kütsüz olarak kabul edildikleri için salınım yapmaları mümkün gözüküyordu. Fakat deneysel ve teorik olarak nötrinoların kütleli parçacıklar oldukları bulunduğu için salınım yapmalarının da mümkün olduğu görülmüştür. Nötrinoların kütlelerinin Standart Modeldeki gibi sıfır olmadığı 1998 yılında Süper Kamiokande deneyinde elde edilmiştir. Nötrinoların kütlelerinin sıfır olmaması kütle ve çeşni özduumlarının karışmasına sonuçta nötrino salınımlarına yol açar.

Nötrinolar uzayda hareket ederken çeşni değiştirebilirler. Özellikle bu nötrinonun çeşni özduumlarının kütle özduumuyla eş olmamasından kaynaklanır. Bu durum uzayda bir noktada elektron nötrinonun ilerlerken başka bir noktada müon ya da tau nötrinosa dönüşmesidir. Ayrıca nötrino anti-nötrinoya da dönüşebilir.

Nötrinoların salınım yaptığı ilk olarak 1960'ların sonlarında Ray Davis'in Homestake Deney'inde gözlemlenmiştir. Deneyde klor bazlı detektör kullanılmıştır. Güneş nötrinoların akısı, Standart Güneş Model'inden farklı gözlemlenmiştir. Bu güneş nötrinosa problemine yol açmıştır. Birçok detektörün açığı doğrulanmış olmasına rağmen tam olarak teşhis edilememiştir. Ancak 2001 yılında Sudbury Gözlemevi'nin yaptığı nötrino çeşni değişimi deneyleri net kanıt sağladı.

4.6 Standart Model ve Nötrino

Standart Model ve nötrino fiziğini gözden geçirelim. 1961 yılında Sheldon Glashow, elektrozayıf birleşme için yerel $SU(2) \times U(1)$ simetrisine dayalı bir model önerdi. 1964 yılında, Abdus Salam ve John Clive Ward elektronlar ve müonlar için bu simetriyi kullanarak bir model oluşturdular. 1967-1968'de Salam ve Weinberg lepton sektörünü tanımlamak için kendiliğinden kırık ayar grubu $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 'ı tanıttı.

Kuarklar 1970'lerin başında bu modele dahil edilmiştir. Oluşturulan ayar simetri ile bütün akımlar korunmuş olmalıdır. 1973'te Gross, Wilczek ve Politze kuantum renk dinamiğinde asimptotik serbestliği keşfetmiştir.

Bu yapının sonucunda Standart Model'in ayar grubunun $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 'a dayalı olduğu görülmüştür. Standart Modelde $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 'a odaklanıldığında. $SU(2)_L$ zayıf izospin grup jeneratörleri içerdiği bilinmektedir ve komutasyon ilişkileri,

$$[I_a, I_b] = i \epsilon_{abc} I_c \quad (4.16)$$

şeklindedir [3].

4.7 Vakumda Nötrino Salınımları

Minimum potansiyelde nötrino salınımlarını incelemek için öncelikle bazı başlıkları aşağıda inceleyelim.

4.7.1 Nötrino Kütlesi ve Karışımı

Kütleli nötrinolar için, kütle ve çeşni öz durumu arasındaki ilişkiyi açıklayan bir karıştırma matrisi tanımlarsak;

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

$$U_{i,j} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

şeklindedir. Burada $U_{i,j}$, karışım matrisidir. ν_i ($i = e, \mu, \tau$), nötrino öz dururumu ve ν_j ($j = 1,2,3$), nötrino kütle öz dururumudur. Kütle öz durumlarının sahip oldukları kütleler ise m_j 'dir.

θ Açısı:

Karışım açısıdır, kütle durumları ve çeşni durumları arasındaki farkı tanımlar. $\theta = 0$ ise çeşni ve kütle durumları aynıdır, bu durumda salınımlar olamaz. $\theta = \pi/4$ 'te salınımlar maksimum boyuttur, kaynak ve dedektör arasındaki yol boyunca bir noktada v_x 'in tamamı v_y 'ye salınmaktadır.

Kütle Kare Farkı, Δm^2 :

Elimizde iki nötrino çeşni varsa, iki kütle durumu var demektir. Kütle kare parametresi, kütle durumlarının karelerinin arasındaki farktır: $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. Nötrino salınımlarının meydana gelebilmesi için kütle durumlarından en az biri sıfırdan farklı olmalıdır. Yani nötrinoların salınım yapabilmeleri için kütleye sahip olmaları gerekir.

L/E:

Bu parametreyi deneysel control gibi düşünebiliriz. L kaynak ile dedektör arasındaki mesafedir, E ise nötrinonun enerjisidir. Verilen Δm^2 için salınım olasılığı, nötrinonun enerjisine ve dedektörün uzaklığına bağlıdır. Salınım olasılığının maksimum olabilmesi için L'yi olabildiğince arttırmak ve E'yi olabildiğince en aza indirmek gerekir.

Karışım Matrisi;

Nötrinolar karışım gösterirler. Çünkü kütle ve konum arasında uyumsuzluk vardır. Dönüşüm iki çeşni içinse,

$$\begin{pmatrix} v_e \\ v_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

şeklindedir. $U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$ iki çeşni için karışım matrisidir, θ karışım açısıdır.

Dönüşüm üç çeşni içinse,

$$\begin{pmatrix} v_e \\ v_\mu \\ v_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

şeklindedir.

Üç çeşnide ki karışım matrisi U ise,

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

şeklindedir. Karışım matrislerini, rotasyon matrisinden elde ederiz. Burada $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ve $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 'dir. ($i=1,2,3$ ve $j=1,2,3$).

En basit şekliyle bu çeşni ve kütle öz durumunu şu şekilde ifade edebiliriz;

$$|v_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |v_i\rangle, \quad (4.23)$$

$$|v_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |v_\alpha\rangle. \quad (4.24)$$

v_i enerji öz durumunu basitçe yazarsak,

$$|v_i(t)\rangle = e^{-\frac{iE_it}{\hbar}} |v_i(0)\rangle \quad (4.25)$$

denklem (4.25)'de $E_i = \sqrt{p^2c^2 + m_i^2c^2}$ 'dir. Çeşni durumu β geçiş olasılığı,

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta}(t) &= |A_{\alpha\beta}(t)|^2 = |\langle v_\alpha(t)|v_\beta\rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n U_{\alpha i} U_{\beta j}^* \langle v_i(t)|v_j(0)\rangle \right|^2, \\ &= \left| \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-\frac{iE_it}{\hbar}} \right|^2 \end{aligned} \quad (4.26)$$

şeklindedir. Denklem (4.26)'daki $P_{\alpha\beta}(t)$, α durumundan β durumuna geçiş olasılığıdır. Nötrinolar ultrarölativistik oldukları için, enerjiyi

$$E_i = pc + \frac{m_i^2 c^3}{2p} = E + \frac{m_i^2 c^4}{2E} \quad (4.27)$$

şeklinde genişletebiliriz.

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Karışım Olasılığı

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

ise ν_e ve ν_μ durumlarını burden çekersek;

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta|\nu_1\rangle + \sin\theta|\nu_2\rangle, \quad |\nu_\mu\rangle = -\sin\theta|\nu_1\rangle + \cos\theta|\nu_2\rangle \quad (4.29)$$

şeklindedir.

Buradan ν_μ 'i zamana göre yazarsak;

$$|\nu_\mu(t=0)\rangle = |\nu_\mu\rangle = -\sin\theta|\nu_1\rangle + \cos\theta|\nu_2\rangle \quad (4.30)$$

$$|\nu_\mu(t)\rangle = -\sin\theta|\nu_1\rangle e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t} + \cos\theta|\nu_2\rangle e^{-i\frac{E_2}{\hbar}t} \quad (4.31)$$

olur ve denklem (4.31)'deki enerji E_1 ve E_2 enerjilerinin açılımı aşağıda ki gibidir,

$$E_1 = \sqrt{p^2 c^2 + m_1^2 c^4} \text{ ve } E_2 = \sqrt{p^2 c^2 + m_2^2 c^4} \text{ ve } p_1 = p_2. \quad (4.32)$$

$\hbar=c=1$ yaklaşımı ile denklem (4.32);

$$E_1 = \sqrt{p^2 + m_1^2} \text{ ve } E_2 = \sqrt{p^2 + m_2^2} \quad (4.33)$$

olur. $p \gg m_1$, $p \gg m_2$ ise, rölativistik olarak E_1 ve E_2 ;

$$E_1 \cong p + \frac{1}{2} \frac{m_1^2}{p}, \quad E_2 \cong p + \frac{1}{2} \frac{m_2^2}{p} \quad (4.34)$$

olur. E_1 ve E_2 ' yi $|v_\mu(t)\rangle$ 'de yerine yazarsak,

$$|v_\mu(t)\rangle = -\sin\theta|v_1\rangle e^{-i(p+\frac{1m_1^2}{2p})t} + \cos\theta|v_2\rangle e^{-i(p+\frac{1m_2^2}{2p})t}$$

elde edilir ve $\Delta m^2 = m_1^2 + m_2^2$, $t = \frac{x}{c} = x$ ve $e^{-iz} = e^{-i(p+\frac{1m_1^2}{2p})t}$ ise;

$$|v_\mu(t)\rangle = e^{-iz} \left(-\sin\theta|v_1\rangle + \cos\theta|v_2\rangle e^{+i\left(\frac{1}{2}\frac{\Delta m^2}{p}\right)x} \right) \quad (5.35)$$

şeklindedir. Denklem (4.26)'daki olasılık hesabını v_μ ve v_e için yazarsak;

$$P(v_\mu \rightarrow v_e) = |\langle v_e | v_\mu(t) \rangle|^2 \quad (4.36)$$

$$P(v_\mu \rightarrow v_e) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4 E_\nu} \right) \quad (4.37)$$

$L = x$ ve $E_\nu = p$ 'dir. c ve \hbar 'ı yerine yazarsak, $\left(\frac{\Delta m^2 L}{4 E_\nu} \right) \rightarrow \left(\frac{\Delta m^2 c^4 L}{4\hbar c E_\nu} \right)$ olur.

$v_\mu \rightarrow v_e$ olasılığı;

$$P_{v_\mu \rightarrow v_e}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 \frac{L}{E_\nu} \right) \quad (4.38)$$

olarak yazılabilir.

4.8 T, CP, CPT İhlali ve Nötrino Salınımları

$P(v_\alpha \rightarrow v_\beta)$ 'yı; nötrino α çeşnisinin, nötrino β çeşnisine geçiş olasılığı olarak tanımlamıştık.. Zaman (T), Yük Parite (CP) ve Yük Parite Zaman (CPT) ihlalinde geçiş olasılığı farkı;

$$\Delta P_{\alpha\beta}^T = P(v_\alpha \rightarrow v_\beta) - P(v_\beta \rightarrow v_\alpha), \quad (4.39)$$

$$\Delta P_{\alpha\beta}^{CP} = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta), \quad (4.40)$$

$$\Delta P_{\alpha\beta}^{CPT} = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha), \quad (4.41)$$

olur. Burada $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ dir [16].

Zaman evrim matrisini $S(t, t_0)$ elde etmek için ΔP_{ab}^T :

$$|v(t)\rangle = S(t, t_0)|v(t_0)\rangle \quad (4.42)$$

$$i \frac{d}{dt} S(t, t_0) = H(t)S(t, t_0) \quad (4.43)$$

vakum için zaman evrim matrisi

$$S_{ab}(t, t_0) = \sum_{j=1}^3 U_{aj} \exp^{iE_j(t-t_0)} U_{bj}^* \quad (4.44)$$

şeklindedir. Zaman evrim matrisi ve nötrino çeşni değişimi arasındaki bağıntı denklem (4.45)'deki gibidir [16].

$$P(\nu_a \rightarrow \nu_b) = |S_{ab}|^2. \quad (4.45)$$

4.9 Maddede Nötrino Salınımları

Nötrinolar buldukları ortamda ki parçacıklar ile etkileşimde bulunurlar. Elektromanyetik ve güçlü etkileşimde bulunmasalarda, zayıf etkileşim ve kütle çekimi nötrinoların parçacıklarla etkileşmesine yeterlidir. Etkileşimler sonucunda saçılmaları koharent olduğunda nötrinolar bir efektif potansiyel hissederler. Bu potansiyel, nötrino kütlelerinde ve karışım açılarında önemli değişiklikler oluşturur. Potansiyelin işareti pozitif olduğunda nötrino salınımları ortamda ki bölgelerde artış gösterir. Bu bölgelere rezonans bölgeleri denir.

Nötrinolar rezonans bölgelerini, adyabatik ve adyabatik olmayan süreçler ile iki yolla geçebilir. Adyabatik süreçte nötrino rezonans bölgesinden geçerken birçok

salınımına uğrar. Fakat adyabatik olmayan süreçte ise salınım uzunluğu rezonans bölgesinin boyunu aştığı için nötrinola rezonans bölgesini tanımlayamaz. Bu süreçte salınım güçlendirilemez. Elektron nötrinoları rezonans bölgelerini adyabatik olarak geçerken yaptığı tür salınımı efektif salınımdır.

Büyük karışım açısı (LMA), küçük karışım açısı (SMA), düşük δm^2 (LOW) bölgeleri yaygın Mikheyev-Smirnow-Wolfenstein (MSW) çözümü olarak bilinirler. Bu bölgeler ve VO (vakum salınımı) için nötrino parametre uzayındaki aralık değerleri aşağıda ki gibidir [14].

LMA bölgesi için;

$$10^{-1} < \tan^2\theta < 10, \quad 2 \times 10^{-6} eV^2 < \Delta m^2 < 10^{-3} eV^2$$

SMA bölgesi için;

$$10^{-4} < \tan^2\theta < 10^{-1}, \quad 10^{-8} eV^2 < \Delta m^2 < 10^{-3} eV^2$$

LOW bölgesi için;

$$10^{-1} < \tan^2\theta < 10, \quad 10^{-8} eV^2 < \Delta m^2 < 2 \times 10^{-6} eV^2$$

VO bölgesi için;

$$10^{-1} < \tan^2\theta < 10, \quad 10^{-11} eV^2 < \Delta m^2 < 10^{-8} eV^2$$

4.10 Süpersimetrik U(1)' Modelde Nötrino Salınımları

Süpersimetrik U(1)' Model'in yapısını üçüncü bölümde incelemiştik. Bu kısımda ise modeli nötrinolar için kullanarak kütle hesabı, sonrasında da olasılık hesabı yapacağız.

U(1)' Model'in nötrino içeren süperpotansiyeli,

$$\begin{aligned} \widehat{W}_{U(1)'} = & h_u \widehat{Q} \cdot \widehat{H}_u \widehat{U} + h_d \widehat{Q} \cdot \widehat{H}_d \widehat{D} + h_e \widehat{L} \cdot \widehat{H}_d \widehat{E} + h_s \widehat{S} \widehat{H}_u \cdot \widehat{H}_d + \widehat{L} \cdot \widehat{H}_u h_\nu \widehat{N} \quad (4.46) \\ & + \sum_{i=1}^{n_Q} h_Q^i \widehat{S} \widehat{Q}_i \widehat{Q}_i + \sum_{j=1}^{n_L} h_L^j \widehat{S} \widehat{L}_j \widehat{L}_j \end{aligned}$$

şeklindedir. Denklem (3.34)'e ek olan son kısımdaki h_ν , nötrino kütleleri oluşturmaktan sorumlu Yukawa bağlaşımı, \widehat{N} ise sağ elli nötrinodur. h_u, h_d, h_e ise

denklem (3.9)'da belirtildiği üzere kuark ve lepton için Yukawa matrisindeki bağlaşım sabitleri, h_s tekli Higgs alanı olan \hat{S} 'nin Yukawa bağlaşım sabitidir. Denklem (4.46)'nın son kısmında yer alan, $+\sum_{i=1}^{n_Q} h_Q^i \hat{S} \hat{Q}_i \hat{Q}_i + \sum_{j=1}^{n_L} h_L^j \hat{S} \hat{L}_j \hat{L}_j$ ise bir anomalinin olmaması için eklenmiştir.

Higgs çiftlileri ve Higgs teklisinin vakum beklenen değeri,

$$\langle H_u \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_u \end{pmatrix}, \langle H_d \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_d \\ 0 \end{pmatrix}, \langle S \rangle = \frac{v_s}{\sqrt{2}} \quad (4.47)$$

şeklindedir.

Lagrangian R-parite kırılması içerebilir. Lepton numarası ihlali için,

$$\widehat{W}_{LV} = \varepsilon_{ab} h'_{s,i} S H_u^a L_i^b + \lambda_{ijk} L_i L_j E_k^c + \lambda'_{ijk} L_i Q_j D_k^c, \quad (4.48)$$

baryon numarası ihlali için,

$$\widehat{W}_{BV} = \lambda''_{ijk} U_i^c D_j^c D_k^c \quad (4.49)$$

şeklindedir [17].

Nötrino sektörü için denklem (3.61)'de ki kütle matrisini önceki bölümde elde etmiştik. Nötrinoları içeren $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, N_\tau, \tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{B}'^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{S})$ bazı kullanarak hesaplanan nötrino kütle matrisi aşağıdaki gibidir [17].

$$\mathcal{M}_\nu = \begin{pmatrix} 0_{3 \times 3} & h_{\nu_j} v_u & -\frac{g_Y v_{Lj}}{2} & -\frac{g_2 v_{Lj}}{2} & -\frac{g_{Y'} v_{Lj}}{2} & 0_{3 \times 1} & h_{\nu_j} v_R + h'_{s,j} \frac{v_s}{\sqrt{2}} & 0_{3 \times 1} \\ h_\nu v_u & 0 & 0 & 0 & \frac{g_{Y'} Q_L^{\nu} v_R}{2} & 0 & h_\nu v_{Lj} & 0 \\ -\frac{g_Y v_{Li}}{2} & 0 & M_1 & 0 & 0 & -\frac{g_Y v_d}{2} & \frac{g_Y v_u}{2} & 0 \\ -\frac{g_2 v_{Li}}{2} & 0 & 0 & M_2 & 0 & \frac{g_2 v_d}{2} & -\frac{g_2 v_u}{2} & 0 \\ -\frac{g_{Y'} v_{Li}}{2} & \frac{g_{Y'} Q_L^{\nu} v_R}{2} & 0 & 0 & M_1 & g_{Y'} Q_{H_d}^{\nu} v_d & g_{Y'} Q_{H_u}^{\nu} v_u & g_{Y'} Q_S^{\nu} v_s \\ 0 & 0 & -\frac{g_Y v_d}{2} & \frac{g_2 v_d}{2} & g_{Y'} Q_{H_d}^{\nu} v_d & 0 & -h_s \frac{v_s}{\sqrt{2}} & -h_s \frac{v_d}{\sqrt{2}} \\ h_{\nu_i} v_R + h'_{s,i} \frac{v_s}{\sqrt{2}} & h_\nu v_{Li} & \frac{g_Y v_u}{2} & -\frac{g_2 v_u}{2} & g_{Y'} Q_{H_u}^{\nu} v_u & -h_s \frac{v_s}{\sqrt{2}} & 0 & -h_s \frac{v_u}{\sqrt{2}} \\ 0_{1 \times 3} & 0 & 0 & 0 & g_{Y'} Q_S^{\nu} v_s & -h_s \frac{v_d}{\sqrt{2}} & -h_s \frac{v_u}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.50)$$

İfade (4.50)'deki matrisin özdeğerleri nötralino ve nötrino kütlelerini vermektedir. Nötrino kütle özdeğerleri $m_{\nu 1}$, $m_{\nu 2}$, ve $m_{\nu 3}$ bu matristen hesaplanmaktadır.

İfadede geçen Q'_N sağ eli nötrinoların U(1)'yüğüdür.

$$Q'_{H_u} + Q'_L + Q'_N = 0 \quad (4.51)$$

ifadesinden hesaplanmaktadır.

Bir sonraki bölümde parametre uzayı taraması yapılarak seçilen test noktaları ile nötrino kütle özdeğerleri elde edilecektir.

5. PARAMETRE UZAYININ TARANMASI

Süpersimetrik U(1)' Model'de çözümleri elde edebilmek için birçok parametre uzayı kullanılmaktadır. Bu kısımda, SPheno [18], SARAH [19] ve MATHEMATICA programları yardımıyla taradığımız parametre uzayını görsel olarak grafikler ile inceleyeceğiz.

Higgs bozonunun kütesini $125 \pm 5 \text{ GeV}$ [20] aralığında, skaler üst kuark kütesini $m_{\tilde{t}} = 173.3 \text{ GeV}$ [21], gluino kütesini $m_{\tilde{g}} \leq 1.4 \text{ TeV}$ [22], yüklino kütesini $m_{\chi^\pm} > 105 \text{ GeV}$ [23], $m_{\chi^0} > 50 \text{ GeV}$ sınırlarında alarak ve B-fiziği şartlarını ekleyerek grafikleri oluşturduk. B-fiziğinde, $BR(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-)$ [24], ve $BR(b \rightarrow s\gamma)$ [25] için kullandığımız aralık,

$$0.8 \times 10^{-9} \leq BR(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-) \leq 6.2 \times 10^{-9} (2\sigma) \quad (5.1)$$

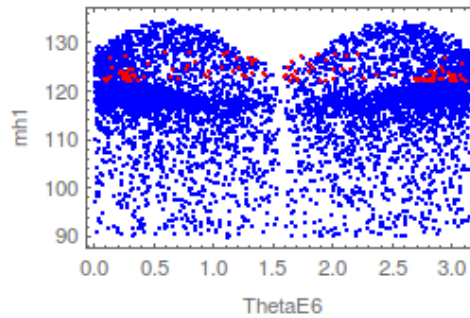
$$2.99 \times 10^{-4} \leq BR(b \rightarrow s\gamma) \leq 3.87 \times 10^{-4} \quad (5.2)$$

şeklindedir.

5.1 ξ (Ksi) Modelde Parametre Uzayının Taranması

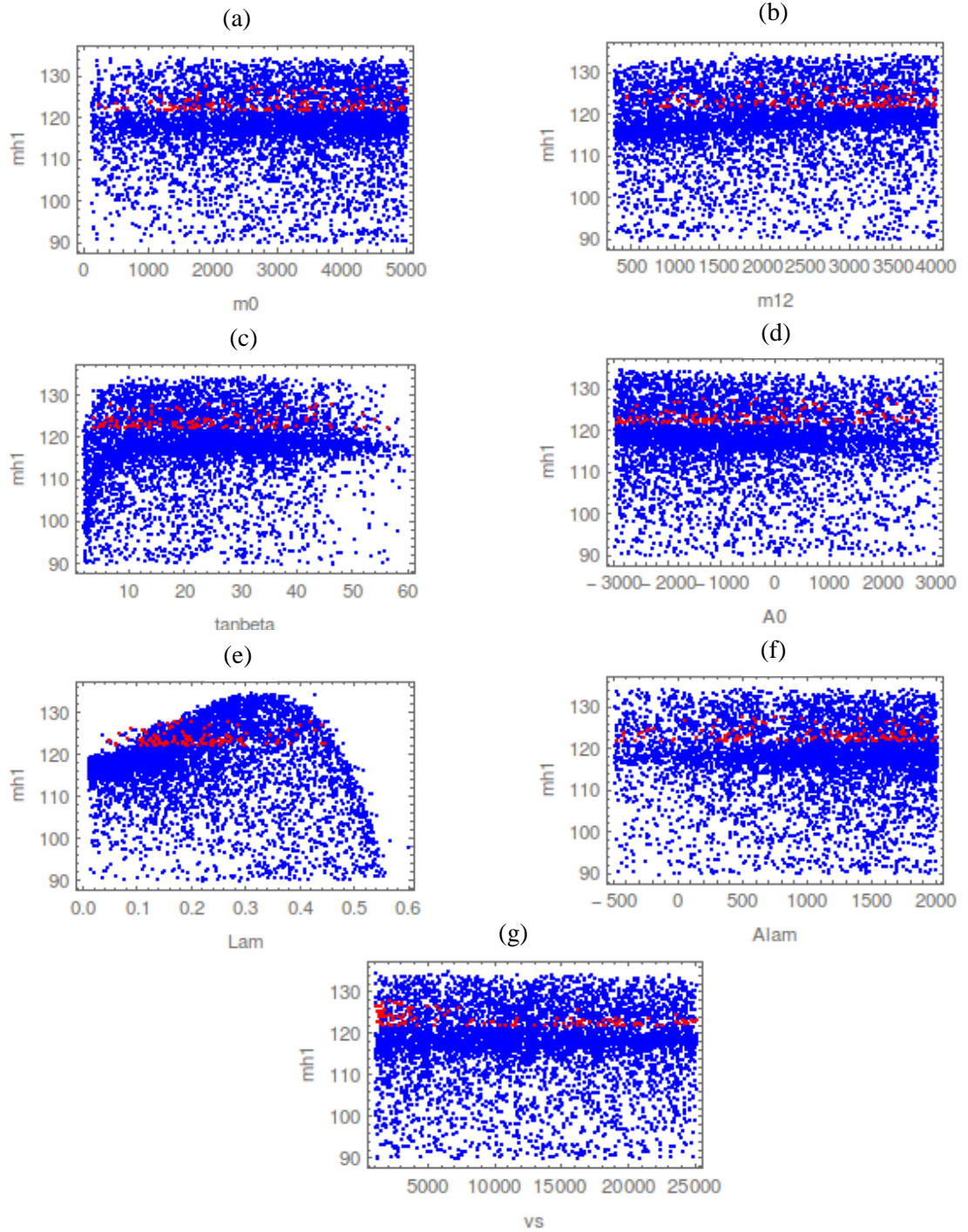
U(1)' Model'de, $\theta_{E(6)}$ karışım açısını $0 - 2\pi$ aralığında alarak ξ model için parametre uzayını taradık.

U(1)' Model'de ThetaE6 açısı $0 - 2\pi$ aralığında alarak ξ modelde taramaları yaptığımızı daha önce belirtmiştik. En hafif Higgs bozonu kütesinin açının değişimine göre grafiği aşağıdadır.



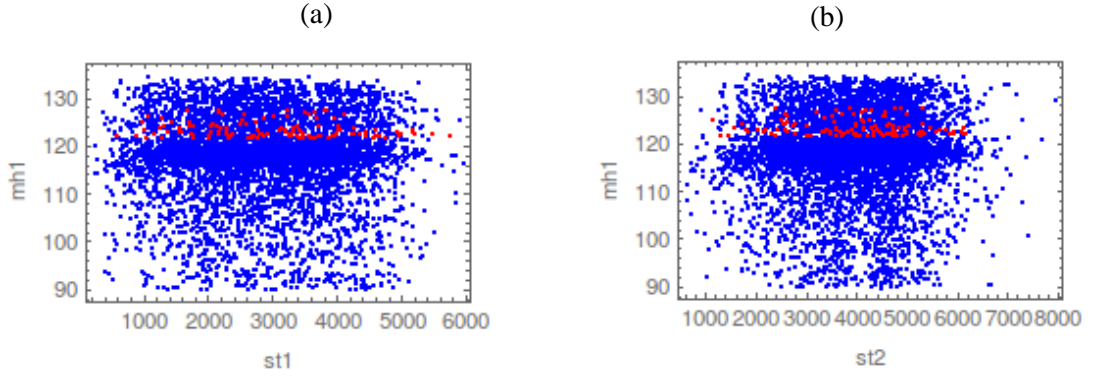
Şekil 5.1: En hafif Higgs bozonu kütesi (mh1) ile ThetaE6 açısının değişimi gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.

Program girdileri olan ortak skaler parçacık kütleleri, ortak ayarino kütleleri, $\tan\beta$ ve üçlü lineer bağlaşım sabiti değerleri aşağıda ki gibidir.



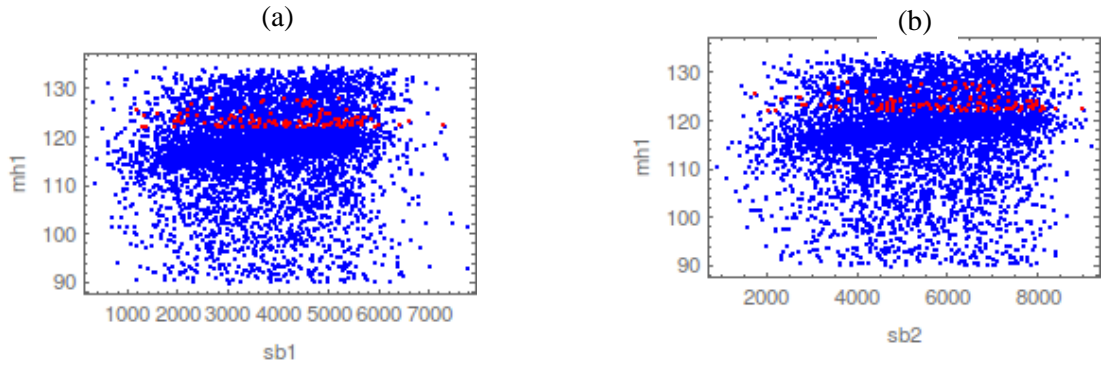
Şekil 5.2: Ortak skaler parçacık kütlelerinin (m_0) 0-5000 GeV (a), ortak ayarino kütlelerinin (m_{12}) 0-4000 GeV (b), $\tan\beta$ 'nin ($\tan\beta$) 0-60° (c), üçlü lineer bağlaşım sabitinin (A_0) (-3000)-(3000) (d), Higgs etkileşim teriminin (Lam) 0.01-0.6 (e), yumuşak kırınım Higgs etkileşim teriminin ($Alam$) (-500)-(2000) (f), ve tekli vakum beklenen değerinin (vs) 0-25000 (g) değerleri arasında Higgs bozonunun kütlesi (mh_1) ile verdiği sonuçlar gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.

En hafif Higgs kütesi ile skaler parçacıkların kütle değişim grafikleri aşağıdaki şekillerde ki gibidir. Skaler yukarı (up) tipi kuarklar için grafikler;



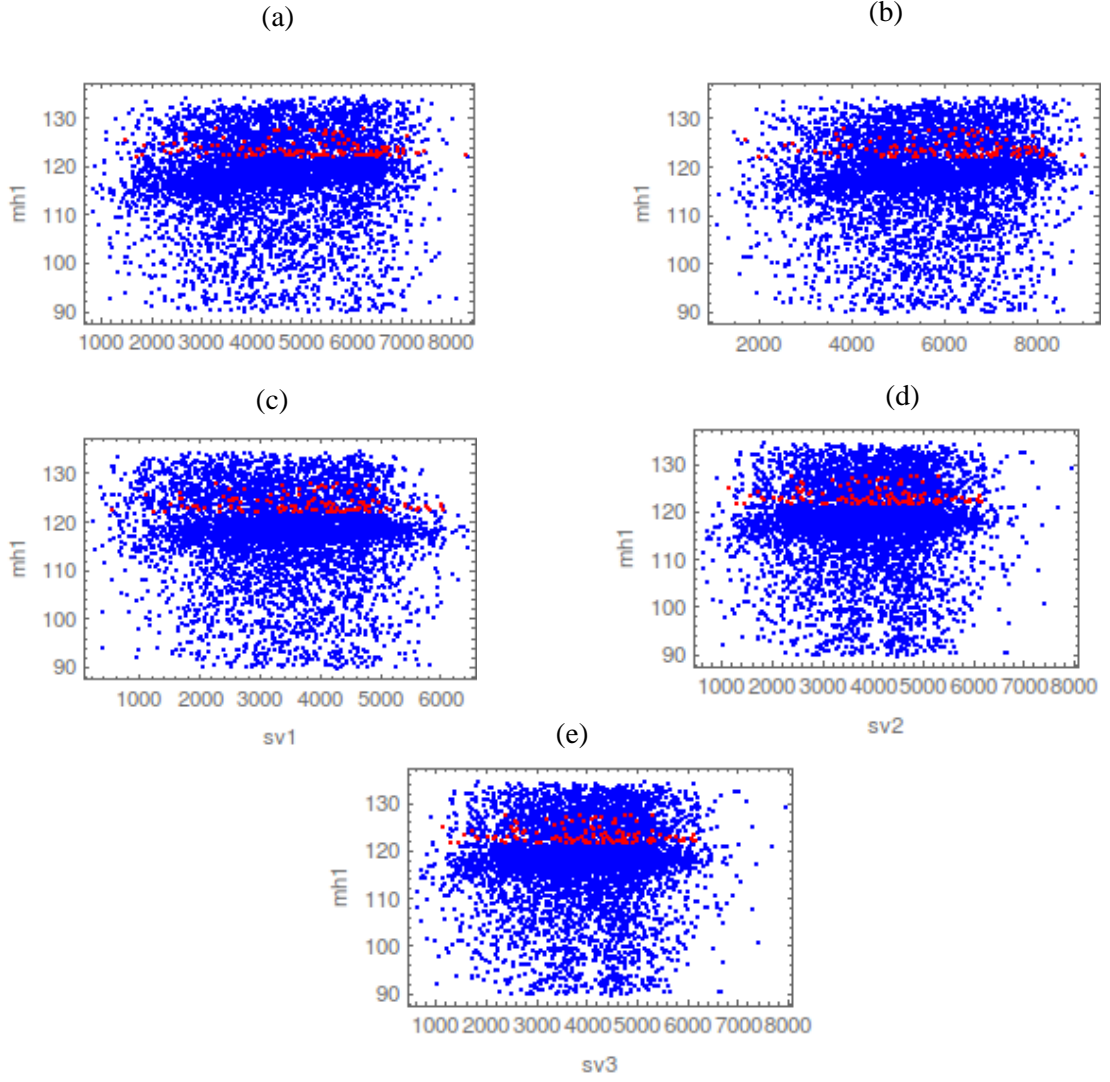
şekil 5.3: Higgs kütesi ($mh1$) ile skaler top kuarklardan birinci ($st1$) (a) ve ikinci ($st2$) (b) nesil kütle aralıkları grafikleri gösterilmiştir.

Skaler aşağı (down) tipi kuarklar için grafikler;



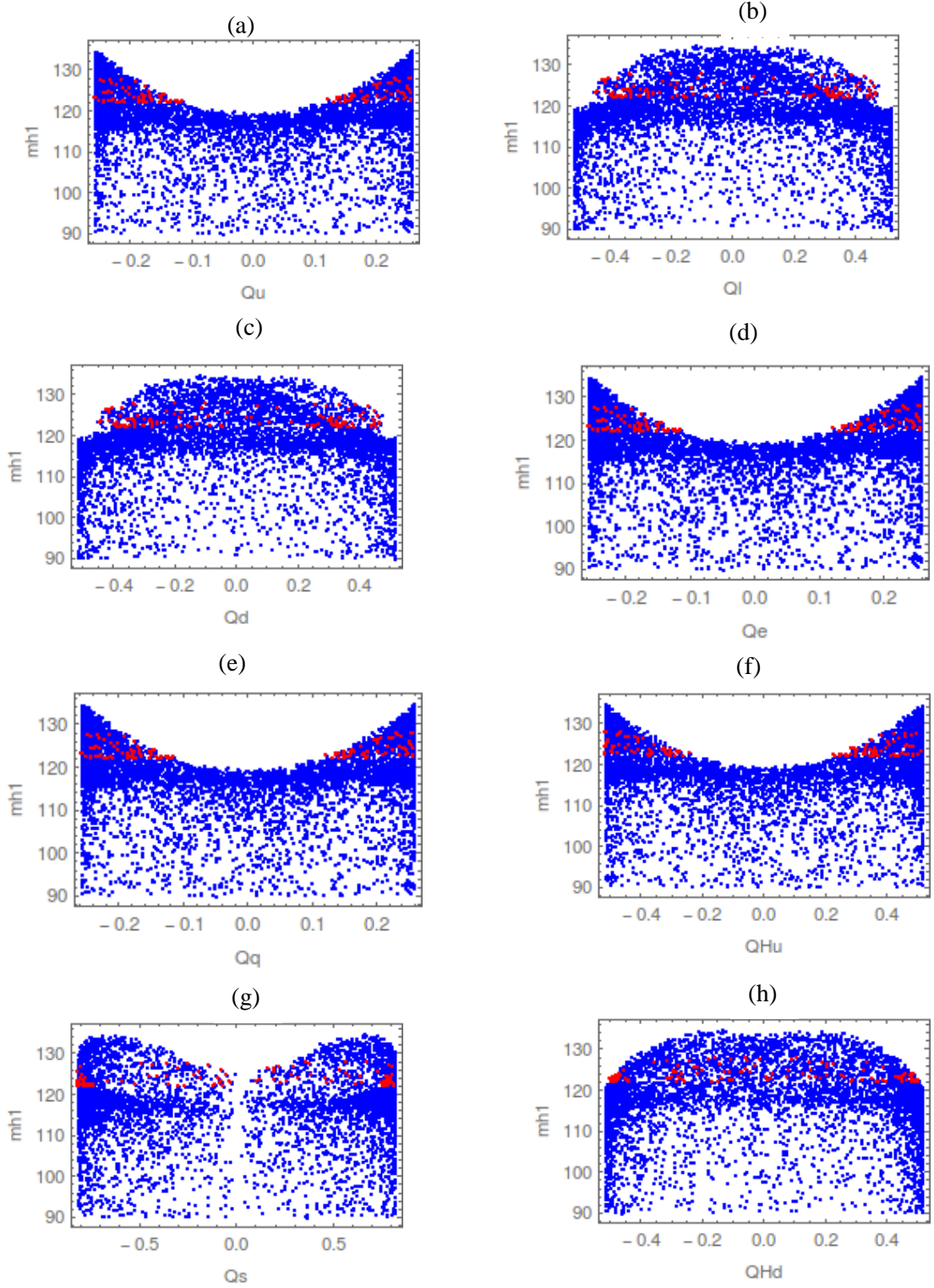
şekil 5.4: En hafif Higgs bozonu kütesi ($mh1$) ile skaler bottom kuarklardan birinci ($sb1$) (a) ve ikinci ($sb2$) (b) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.

Skaler leptonlar için grafikler;



Şekil 5.5: En hafif Higgs bozonu kütlesi (m_{h1}) ile skaler elektronlardan birinci ($se1$) (a) ve ikinci ($se2$) (b) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. En hafif Higgs bozonu kütlesi (m_{h1}) ile skaler nötrino birinci ($sv1$) (c), ikinci ($sv2$) (d) ve üçüncü ($sv3$) (e) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.

Nümerik hesaplamalarda kullanılan Süpersimetrik U(1)' Model yükleri grafikler ile sırasıyla aşağıdaki şekil (5.6)'da gösterilmiştir.



Şekil 5.6: Süpersimetrik U(1)' Model'in parçacık yükleri gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.

Şekil 5.1 ve Şekil 5.2'deki grafiklerdeki yoğunlaşmaları aşağıdaki tabloda inceleyelim.

Tablo 5.1: Program girdileri olan; m_0 , $m_{1/2}$, A_0 , $\tan \beta$, λ , A_λ , v_s ve $\theta_{E(6)}$ 'nin parametre taramalarındaki koyduğumuz şartlarda yoğun buldukları yerler.

m_0	~ 1200 ile ~ 3500 GeV
$m_{1/2}$	~ 1000 ile ~ 3000 GeV
A_0	~ -2500
$\tan \beta$	$\sim 10^\circ$ ile $\sim 25^\circ$
$\lambda (h_s)$	~ 0.2 ile ~ 0.3
A_λ	~ 1250 ile ~ 1750
v_s	~ 2000 ile ~ 1800
$\theta_{E(6)}$	~ 0.2 ile ~ 2.7

Şekil 5.6' daki grafiklerdeki yoğunlaşmaları aşağıdaki tabloda inceleyelim.

Tablo 5.2: Parçacık yüklerinin parametre taramalarındaki koyduğumuz şartlarda yoğun buldukları yerler.

Q_u	~ -0.25 ile ~ 0.15
Q_l	~ -0.35 ile ~ 0.35
Q_d	~ -0.35 ile ~ 0.35
Q_e	~ -0.15 ile ~ 0.25
Q_q	~ -0.15 ile ~ 0.25
Q_s	~ -0.2 ile ~ 0.8
Q_{H_u}	~ -0.25 ile ~ 0.3
Q_{H_d}	~ -0.5 ile ~ 0.2

Şekil 5.3, Şekil 5.4 ve Şekil 5.5' deki grafiklerdeki yoğunlaşmaları aşağıdaki tabloda inceleyelim.

Tablo 5.3: $m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{t}_2}, m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{b}_2}, m_{\tilde{e}_1}, m_{\tilde{e}_2}, m_{\tilde{\nu}_1}, m_{\tilde{\nu}_2}, m_{\tilde{\nu}_3}$ 'ün parametre taramalarındaki koyduğumuz şartlarda yoğun buldukları yerler.

$m_{\tilde{t}_1}$	~2500 ile ~3500 GeV
$m_{\tilde{t}_2}$	~2500 ile ~4000 GeV
$m_{\tilde{b}_1}$	~3000 ile ~5000 GeV
$m_{\tilde{b}_2}$	~5500 ile ~7000 GeV
$m_{\tilde{e}_1}$	~5000 ile ~6000 GeV
$m_{\tilde{e}_2}$	~6500 ile ~7500 GeV
$m_{\tilde{\nu}_1}$	~3500 GeV
$m_{\tilde{\nu}_2}$	~4000 GeV
$m_{\tilde{\nu}_3}$	4000 GeV

ξ (Ksi) Model için test noktaları değerleri aşağıdaki tablodaki gibidir.

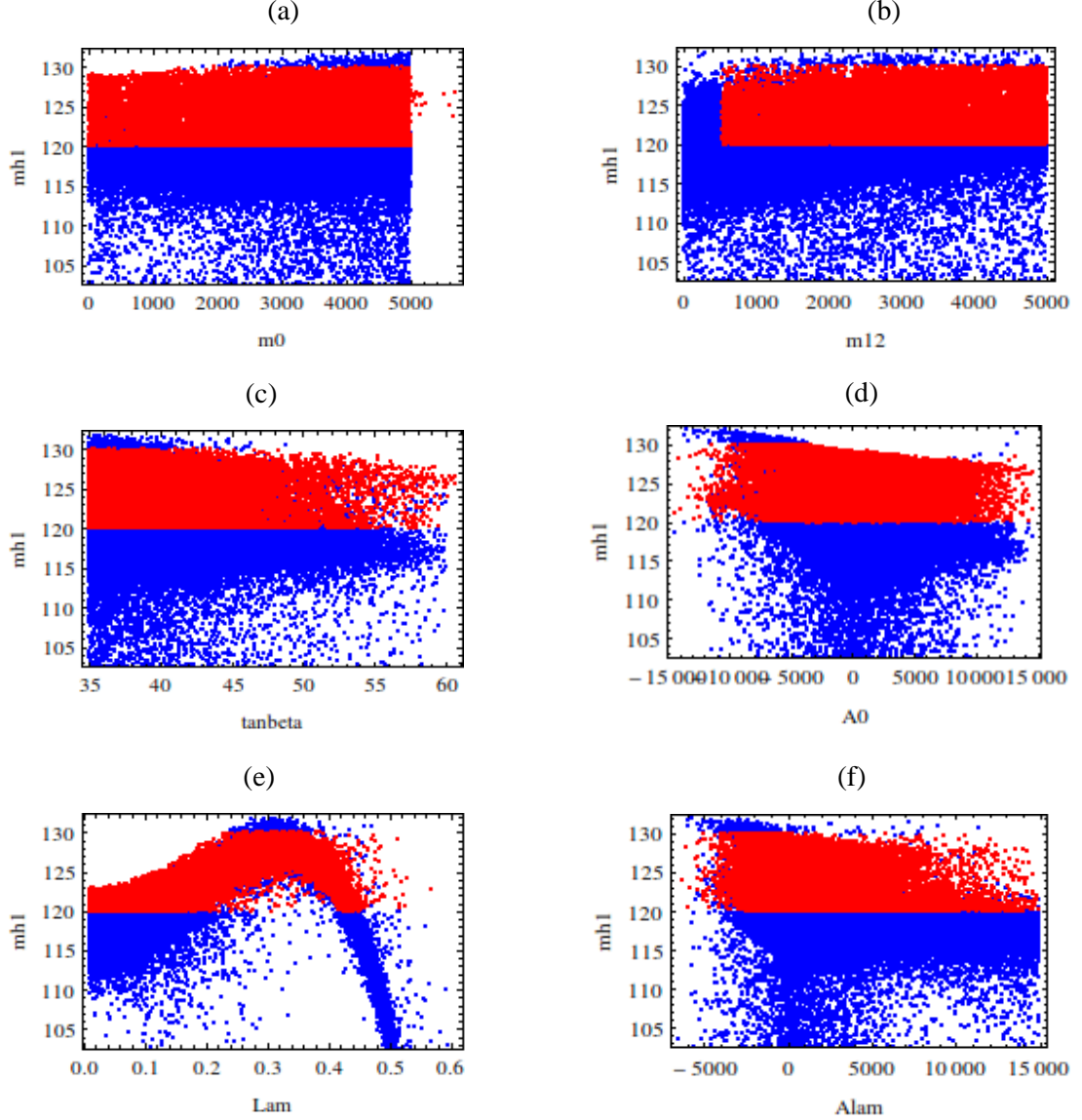
Tablo 5.4: ξ (Ksi) Model için 3 test noktası olan P1, P2, P3 gösterilmiştir.

	P1	P2	P3
m_0	1158.62	1383.76	2983.13
$m_{1/2}$	3323.94	971.524	2635.02
A_0	1834.55	108.135	-1533.8
$\tan \beta$	14.7842	32.724	13.0944
$\lambda (h_s)$	0.421737	0.336135	0.236744
A_λ	1595.03	959.845	1561.8
v_s	18596.7	19550.1	11471.1
$\theta_{E(6)}$	2.5586	0.0759615	0.328468
Q_u	-0.257452	0.215535	0.142205
Q_t	0.0907317	0.167538	0.346231
Q_d	0.0907317	0.167538	0.346231
Q_e	-0.257452	0.215535	0.142205
Q_q	-0.257452	0.215535	0.142205
Q_s	-0.681625	0.814142	0.772845
Q_{H_u}	0.514905	-0.431069	-0.284409
Q_{H_d}	0.166721	-0.383073	-0.488435
m_{t1}	5877.39	3514.78	3932.66
m_{t2}	6689.55	4389.83	5768.2
m_{b1}	5558.6	2556.66	5038.13
m_{b2}	6690.03	4467.77	5768.75
m_{e1}	1907.63	3594.6	3271.69
m_{e2}	3149.16	4390.46	3637.6

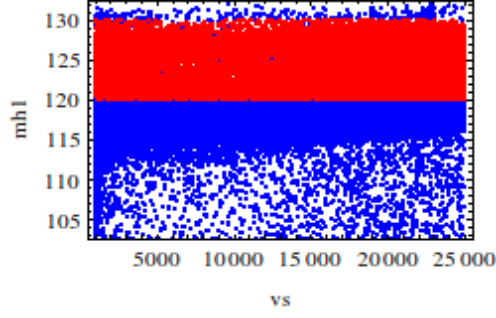
5.2 ψ (Psi) Modelde Parametre Uzayının Taranması

U(1)' Model'de $\theta_{E(6)}$ karışım açısını sabit tutarak ψ Model için parametre uzayını taradık.

Program girdileri olan parametrelerin grafikleri aşağıdaki şekilde gibidir.

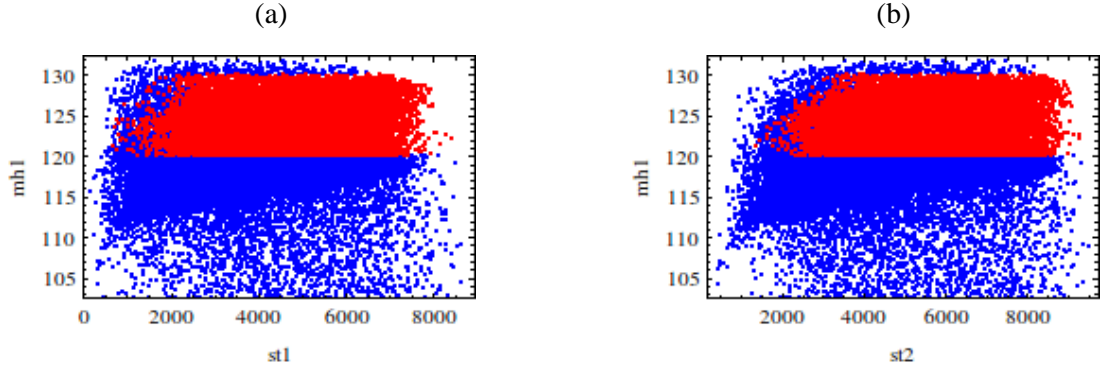


Şekil 5.7: ψ Modelde ortak skaler parçacık kütesinin ($m0$) 0-5000 GeV (a), ortak ayarino kütesinin ($m12$) 0-4000 GeV (b), $\tan\beta$ 'nin ($\tan\beta$) 0-60° (c), üçlü lineer bağlaşım sabitinin ($A0$) (-3000)-(3000) (d), Higgs etkileşim teriminin (Lam) 0.01-0.6 (e), yumuşak kırınım Higgs etkileşim teriminin (Alam) (-500)-(2000) (f), değerleri arasında Higgs bozonunun kütesini ($mh1$) ile verdiği sonuçlar gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.



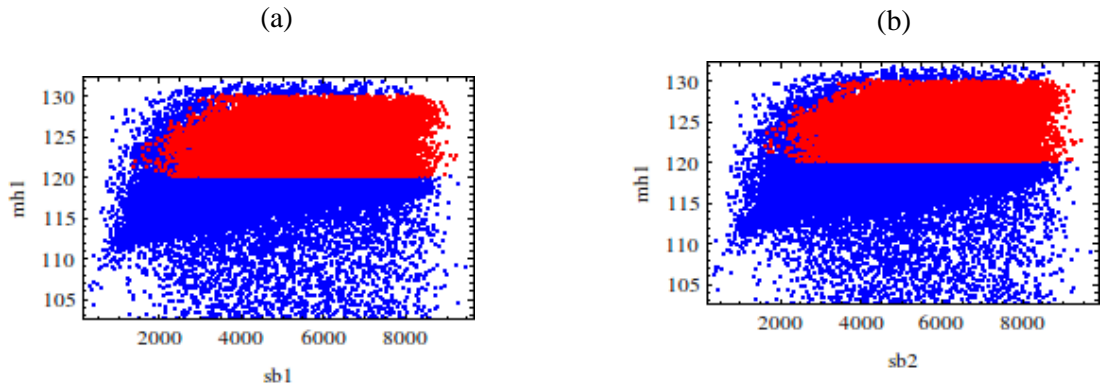
Şekil 5.8: Şekil 5.7'nin devamı olarak program girdilerinden biri olan; tekli vakum beklenen değerininin (vs) 0-25000 değerleri arasında higgs bozonunun kütlesi (mh1) ile verdiği sonuçlar gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.

En hafif Higgs kütlesi ile skaler parçacıkların kütle değişim grafikleri aşağıdaki şekillerde ki gibidir. Skaler yukarı (up) tipi kuarklar için grafikler;



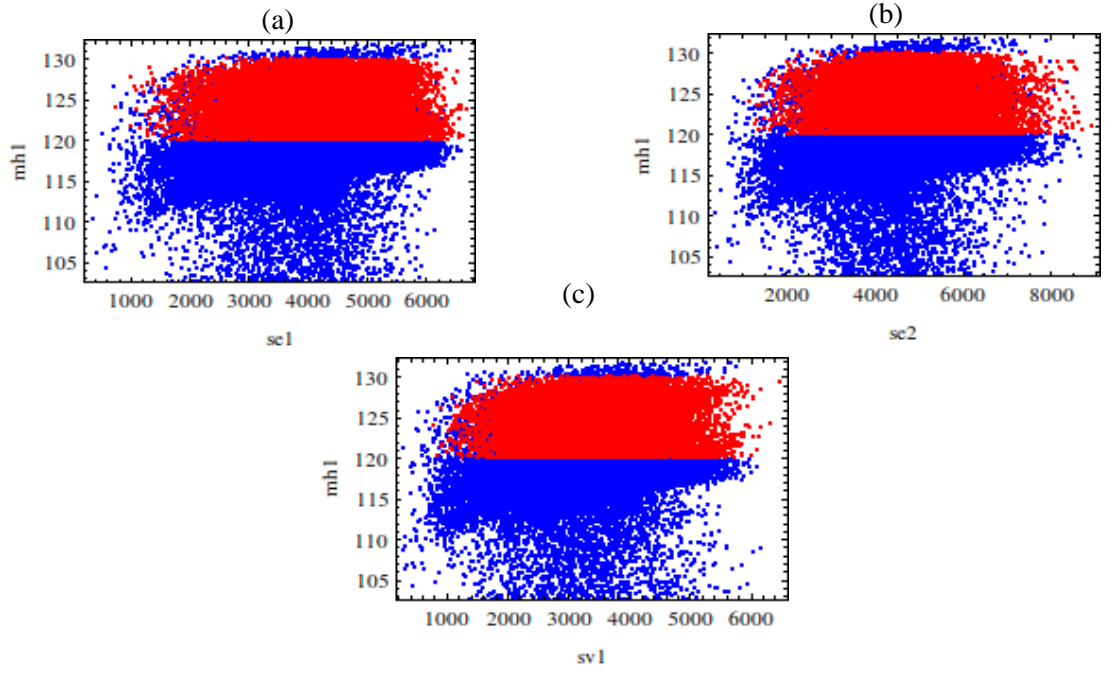
Şekil 5.9: ψ Modelde en hafif Higgs kütlesi (mh1) ile skaler top kuarklardan birinci (st1) (a) ve ikinci (st2) (b) nesil kütle aralıkları grafikleri gösterilmiştir.

Skaler aşağı (down) tipi kuarklar için grafikler;



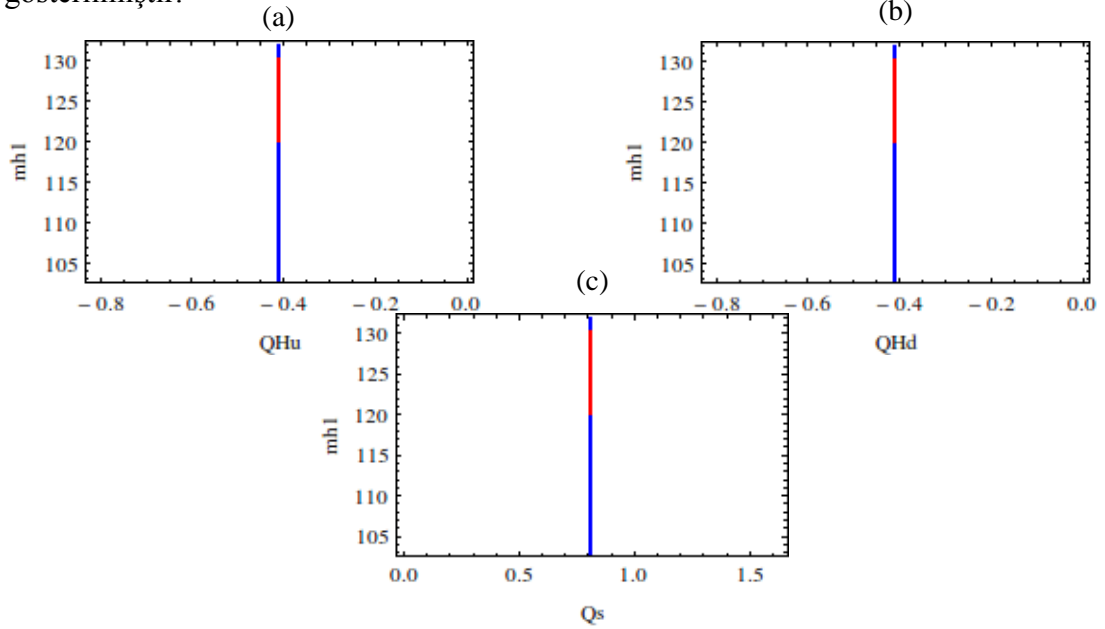
Şekil 5.10: ψ Modelde en hafif Higgs bozonu kütlesi (mh1) ile skaler bottom kuarklardan birinci (sb1) (a) ve ikinci (sb2) (b) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.

Skaler leptonlar için grafikler;

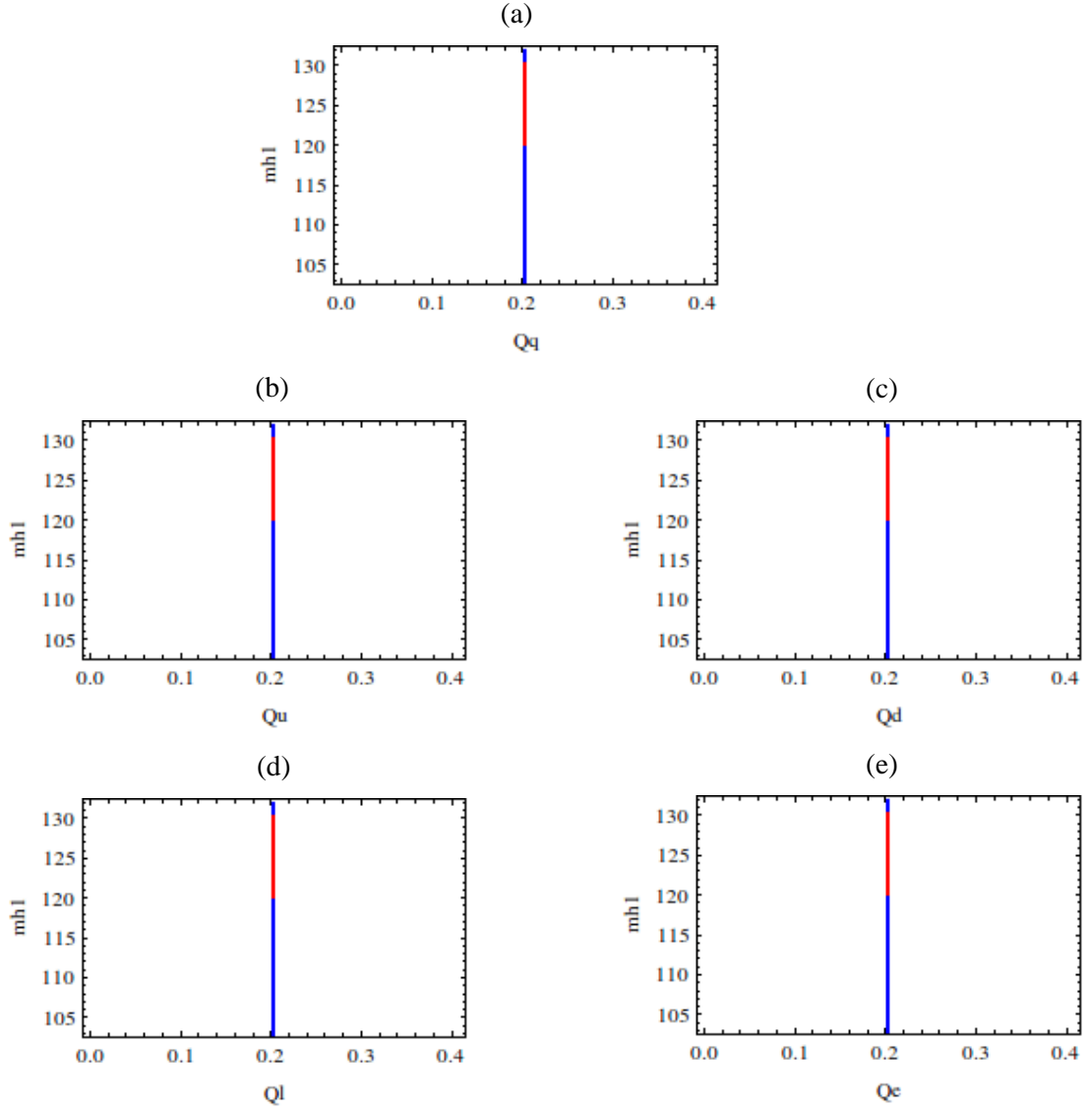


Şekil 5.11: ψ Modelde en hafif Higgs bozonu kütlesi (mh_1) ile skaler elektronlardan birinci (se_1) (a) ve ikinci (se_2) (b) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. En hafif Higgs bozonu kütlesi (mh_1) ile skaler nötrino birinci (sv_1) (c) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.

Nümerik hesaplamalarda kullanılan Süpersimetrik U(1)' Model yükleri ψ Model için olan grafikleri sırasıyla aşağıdaki Şekil (5.12) ve Şekil (5.13)'de gösterilmiştir.



Şekil 5.12: Süpersimetrik U(1)' Model'in ψ Modelinde parçacık yükleri gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.



Şekil 5.13: Şekil 5.12'nin devamı olan Süpersimetrik U(1)' Model'in ψ Modelinde parçacık yükleri gösterilmiştir. Mavi noktalar genel tarama sonuçlarını verirken kırmızı noktalar uyguladığımız sınırlamaları içermektedir.

Şekil 5.7 ve Şekil 5.8'deki grafiklerdeki yoğunlaşmaları aşağıdaki tabloda inceleyelim.

Tablo 5.5: Program girdileri olan; m_0 , $m_{1/2}$, A_0 , $\tan \beta$, λ , A_λ ve v_s 'nin ψ Model için parametre taramalarındaki koyduğumuz şartlarda yoğun buldukları yerler.

m_0	~ 4500 GeV
$m_{1/2}$	~ 3500 GeV
A_0	~ -2000 ile ~ 2000
$\tan \beta$	$\sim 37^\circ$
$\Lambda (h_s)$	~ 0.2
A_λ	~ 1000
v_s	~ 6000 ile ~ 22000

Şekil 5.9, Şekil 5.10 ve Şekil 5.11' deki grafiklerdeki yoğunlaşmaları aşağıdaki tabloda inceleyelim.

Tablo 5.6: $m_{\tilde{t}_1}$, $m_{\tilde{t}_2}$, $m_{\tilde{b}_1}$, $m_{\tilde{b}_2}$, $m_{\tilde{e}_1}$, $m_{\tilde{e}_2}$, $m_{\tilde{\nu}_1}$, $m_{\tilde{\nu}_2}$, $m_{\tilde{\nu}_3}$ 'ün ψ Model için parametre taramalarındaki koyduğumuz şartlarda yoğun buldukları yerler.

$m_{\tilde{t}_1}$	~ 4500 GeV
$m_{\tilde{t}_2}$	~ 6000 GeV
$m_{\tilde{b}_1}$	~ 4500 GeV
$m_{\tilde{b}_2}$	~ 6000 GeV
$m_{\tilde{e}_1}$	~ 4000 GeV
$m_{\tilde{e}_2}$	~ 4500 GeV
$m_{\tilde{\nu}_1}$	~ 3500 GeV

Şekil 5.12' deki grafiklerdeki yoğunlaşmaları aşağıdaki tabloda inceleyelim.

Tablo 5.7: Parçacık yüklerinin ψ Model için parametre taramalarındaki koyduğumuz şartlarda yoğun buldukları yerler.

Q_u	~ 0.20
Q_l	~ 0.20
Q_d	~ 0.20
Q_e	~ 0.20
Q_q	~ 0.20
Q_s	~ 0.81
Q_{Hu}	$\sim - 0.40$
Q_{Hd}	$\sim - 0.40$

ψ (Psi) Model için test noktaları değerleri aşağıdaki tablodaki gibidir.

Tablo 5.8: ψ (Psi) Model için 3 test noktası olan P4, P5, P6 gösterilmiştir.

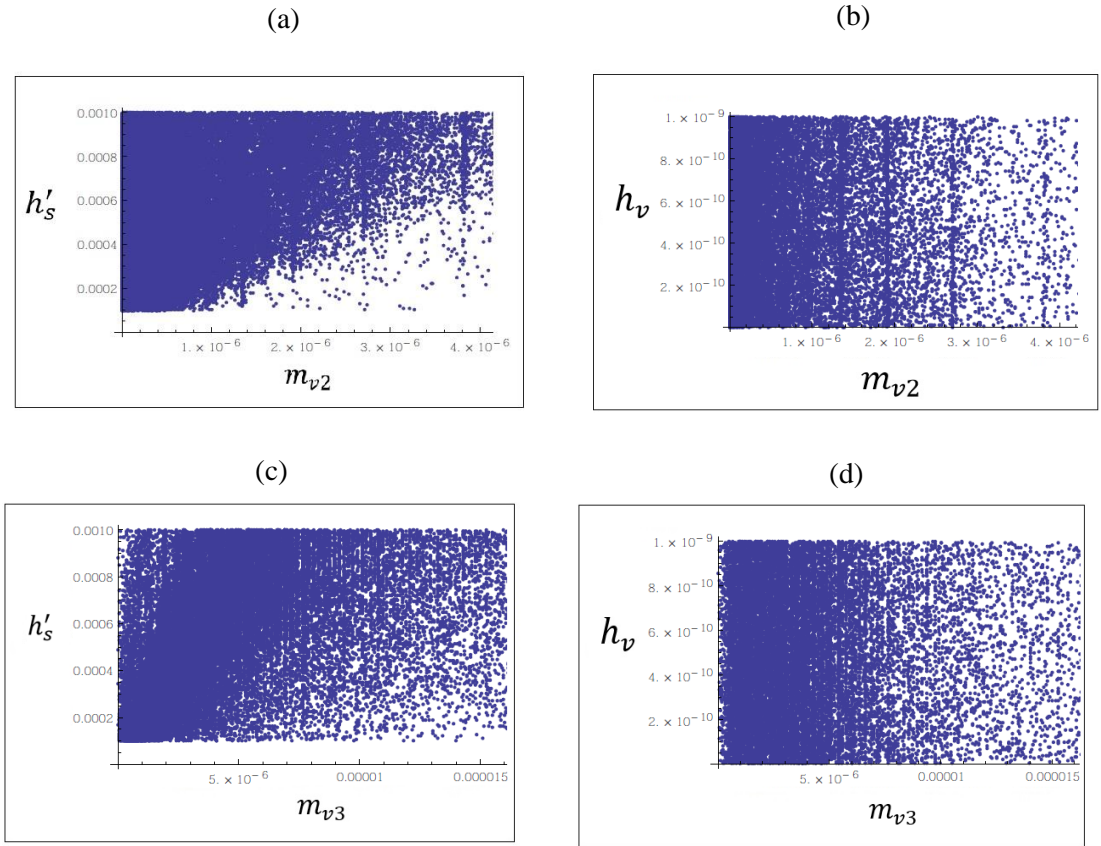
	P4	P5	P6
m_0	4648.87	3720.13	4473.24
$m_{1/2}$	1730.51	3502.89	2532.66
A_0	2000.43	-2997.41	-6408.34
$\tan \beta$	58.5232	38.2849	38.9464
$\lambda (h_s)$	0.264528	0.3498	0.0447884
A_λ	1203.94	-629.811	4611.21
v_s	6755.41	9304.64	200025.6
Q_u	0.204124	0.204124	0.204124
Q_l	0.204124	0.204124	0.204124
Q_d	0.204124	0.204124	0.204124
Q_e	0.204124	0.204124	0.204124
Q_q	0.204124	0.204124	0.204124
Q_s	0.816497	0.816497	0.816497
Q_{H_u}	-0.408248	-0.408248	-0.408248
Q_{H_d}	-0.408248	-0.408248	-0.408248
m_{t1}	3676.73	4878.58	3544.82
m_{t2}	4023.25	5978.2	4999.2
m_{b1}	4009.2	5970.22	4990.95
m_{b2}	4073.37	6258.78	5211.57
m_{e1}	4321.79	3773.56	5449.8
m_{e2}	4335.66	4093.57	6453.23
m_{v1}	3416.49	3652.48	4001.96

5.3 Nümerik Analiz

Bu bölüme kadar elde ettiğimiz sonuçların denklem (4.50)'deki nötrino-nötrino kütle matrisi,

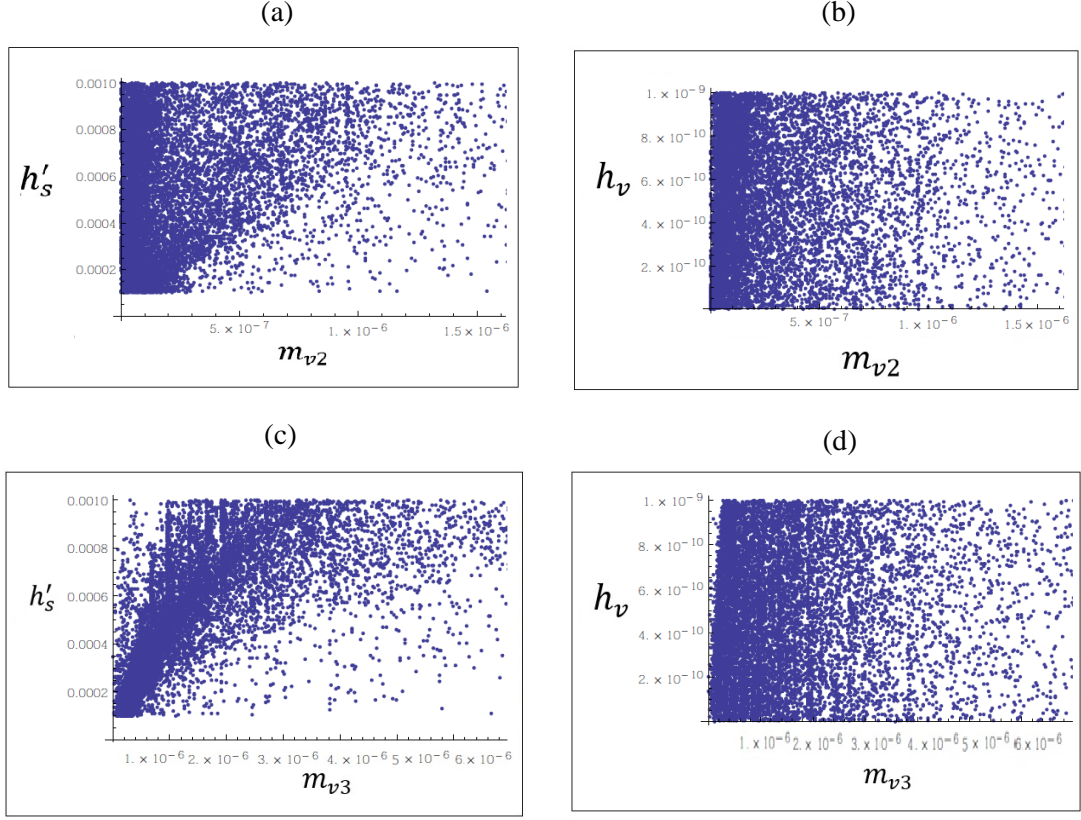
$$\text{diag}(m_i) = U_i^\dagger M_\nu U_i$$

şeklinde diagonalize edildikten sonra yerine konulması ile nötrino kütlelerini elde ettik. Higgs'in kütlesi ve B fizik ile uyumlu test noktalarını kullanarak elde ettiğimiz nötrino kütlelerinin serbest bıraktığımız parametreler ile değişimi aşağıdaki şekillerde gösterilmiştir.



Şekil 5.14:ξ (Ksi) Model için serbest bıraktığımız h'_s ve h_ν 'nin değişimiyle nötrino kütleleri olan $m_{\nu 2}$ ve $m_{\nu 3}$ 'ün grafikleri.

Şekil 5.14'de gösterilen (a) grafiğinde ikinci nesil nötrino kütlesi $m_{\nu 2}$ ve S'nin U(1)' yukawa bağlağım sabiti olan h'_s doğrusal bir şekilde değişmektedir.



Şekil 5.15: ψ (Psi) Model için serbest bıraktığımız h'_S ve h_ν 'nin değişimiyle nötrino kütleleri olan $m_{\nu 2}$ ve $m_{\nu 3}$ 'ün grafikleri.

Şekil 5.15'deki (c) grafiğinde, üçüncü nesil nötrino kütlesi $m_{\nu 3}$ ve S'nin U(1)' yukawa bağlağım sabiti olan h'_S doğrusal bir şekilde artışı gözlemlenmektedir. (a) grafiğinde $m_{\nu 2}$ ve h'_S arasında da doğrusal bir artış söz konusudur.

Tablo 5.9: ξ ve ψ Model’de elde ettiğimiz nötrino kütleleri, kütle hesabında kullanılan serbest parametre değerleri ve nötrino kütle kare farkları.

	ξ Model			ψ Model		
	P1	P2	P3	P4	P5	P6
h'_s	0.000723	0.000180	0.000101	0.000356	0.000278	0.000127
h_ν	9.321×10^{-10}	6.584×10^{-10}	2.324×10^{-12}	7.437×10^{-10}	8.784×10^{-10}	8.418×10^{-10}
ν_L	0.	0.	0.	0.	0.	0.
ν_R	0.	0.	0.	0.	0.	0.
$m_{\nu 1}$	6.912×10^{-23} GeV	0. GeV	0. GeV	1.256×10^{-15} GeV	0. GeV	0. GeV
$m_{\nu 2}$	2.716×10^{-7} GeV	2.754×10^{-7} GeV	2.824×10^{-7} GeV	2.741×10^{-7} GeV	2.754×10^{-7} GeV	2.770×10^{-7} GeV
$m_{\nu 3}$	1.602×10^{-7} GeV	1.535×10^{-7} GeV	1.515×10^{-7} GeV	1.559×10^{-7} GeV	1.550×10^{-7} GeV	1.620×10^{-7} GeV
Δm_{21}^2	7.379×10^{-14} GeV	7.589×10^{-14} GeV	7.979×10^{-14} GeV	7.515×10^{-14} GeV	7.586×10^{-14} GeV	7.678×10^{-14} GeV
Δm_{31}^2	2.567×10^{-14} GeV	2.358×10^{-14} GeV	2.295×10^{-14} GeV	2.432×10^{-14} GeV	2.405×10^{-14} GeV	2.624×10^{-14} GeV

Tablo 5.10: Deneysel sonuçlar.

	MiniBooNE [26]	MiniBooNE+GAL [26]	PLANCK [27]
Δm_{21}^2	7.54	7.54	7.5
Δm_{31}^2	2.4	2.42	2.43

Yaptığımız hesaplamalar sonucu elde ettiğimiz nötrino kütle kare farkı Tablo 5.9’da gösterilmektedir. Elde ettiğimiz sonuçlar Tablo 5.10’da gösterilen deneysel sonuçlar ile uyum içerisindedir

6. SONUÇLAR

Biz bu çalışmada nötrino salınımları için hesaplanması gerekli olan nötrino kütlelerini elde etmeye çalıştık.

Günümüzdeki fizik problemlerinden biri olan nötrino salınımlarını bu tezde Süpersimetrik $U(1)'$ Model çerçevesinde ele aldık. Parçacık fiziğinin Standart Model'inin nötrinoların problemlerini çözmek için yetersiz olduğunu tartıştık. Süpersimetrik $U(1)'$ Model'in yapısını inceleyerek nötrino salınımları problemine nasıl bir çözüm getirdiğini inceledik.

$U(1)'$ Model'in alt modelleri olan ξ Model ve ψ Model için parametre uzayı tarayarak deneysel verilerle uyumlu altı tane test noktası seçtik. Bu test noktalarındaki değerleri kullanarak nötrino kütlelerini elde ettik. Nötrino kütleleri ile nötrino kütle kare farklarını hesaplayarak deneyler ile uyumunu inceledik.

Süpersimetrik $U(1)'$ Model, deneysel olarak kanıtlanan Higgs kütlesi sınırlamalarını ve B-fiziği şartlarını kullanarak nötrino kütlelerini elde etmekte başarılı bir modeldir.

Elde ettiğimiz sonuçlar deneyler ile uyumludur.

7. KAYNAKLAR

- [1] Glashow, S. L., “Partial Symmetries Of Weak Interactions”, Nucl. Phys., 22, 579, (1961).
- [2] Oser, S. M., “Neutrino Physics: A Selective Overview”, arXiv: hep-ex/0604021, (2006).
- [3] Funchal, R.Z., Schmauch, B., Giesen, G., “ The Physics of Neutrinos” arXiv: hep-ph/1308.1029 (2013).
- [4] tr.wikipedia.org
- [5] Martin S.P., “A Supersymmetry primer”, arXiv: hep-ph/9709356, (1997).
- [6] Hiçyılmaz, Y., “Efektif U(1) Modellerinde Doğallığın İncelenmesi”, Yüksek Lisans Tezi, *Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Fizik Anabilim Dalı, Balıkesir, (2012).
- [7] Sabancı, A., “Genel Yumuşak Kırıcı Terimlere Sahip MSSM’de Higgs Sektörü”, Yüksek Lisans Tezi, *İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fen Bilimleri Enstitüsü*, Fizik Anabilim Dalı, İzmir, (2008).
- [8] Aitchison, I.J.R., “Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction”, arXiv: hep-ph/0505105, (2007).
- [9] Huitu, K., Waltari, H., “Higgs sector in NMSSM with right-handed neutrinos and spontaneous R-parity violation”, arXiv: hep-ph/1405.5330 (2014).
- [10] Demir, D. A., Kane, L. G., Wang, T. T., “The Minimal U(1) extension of the MSSM”, *Phys. Rev. D*, 72, 0105012, (2005).
- [11] Hayreter, A., Sabancı, A., Solmaz, L., and Solmaz, S., “Electric Dipole Moments in U(1) Models”, *Phys. Rev. D*, 78, 055011, (2008).
- [12] Sert. H., “Ayar Genişletmeli Süpersimetrik Modellerin LHC’deki Higgs Sinyalleri”, Yüksek Lisans Tezi, *İzmir İleri teknoloji Enstitüsü Fen Bilimleri Enstitüsü*, Fizik Anabilim Dalı, İzmir, (2010).
- [13] Durmus A. Demir, L. L. Everett “CP violation in supersymmetric U(1) prime models”, *Phys.Rev. D*, 69 015008, (2004).
- [14] Yılmaz, D., “Kütleli Nötrino Fiziği”, Doktora Tezi, *Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı, Ankara, (2005).

- [15] Sarkar, U., “*Particle and Astroparticle Physics*”, New York: Taylor & Francis, (2007).
- [16] Kisslinger, L. S., “Review of Recent Neutrino Physics Research”, *Mod.Phys.Lett. A*, 28, 1330024, (2013).
- [17] Frank, M., Selbuz, L., “Sterile neutrinos in U(1) with R-parity Violation”, arXiv:1308.5243 [hep-ph], (2013).
- [18] Porod, W., *Comput. Phys. Commun.* 153, 275, [hep-ph/0301101], (2003)
- [19] F. Staub, *Comput. Phys. Commun.* 185, 1773 [arXiv: 1309.7223 [hep-ph]]; M.D. Goodsell, K. Nickel and F. Staub, arXiv: 1411.0675 [hep-ph]; H. Dreiner, K. Nickel, W. Porod and F. Staub, *Comput. Phys. Commun.* 184, 2604 (2013) [arXiv: 1212.5074 [hep-ph]]; F. Staub, arXiv : 0806.0538 [hep-ph], (2014).
- [20] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], *Phys. Lett. B* 716, 1 (2012).
- [21] [ATLAS and CDF and CMS and D0 Collaborations], arXiv:1403.4427 [hep-ex]; I. Gogoladze, R. Khalid, S. Raza and Q. Sh, *JHEP* 1404, 109 [arXiv:1402.2924 [hep-ph]], (2014).
- [22] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], *Phys. Rev. D* 87, 012008, [arXiv: 1208.0949 [hep-ex]], (2013).
- [23] Ün, C. S., Tanyıldızı, Ş. H., Kerman, S., Solmaz, L., (2014). “Generalized Soft Breaking Leverage for the MSSM”, arXiv: hep-ph/1412.1440.
- [24] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* 110, 021801, arXiv: hep-ex/1211.2674, (2013).
- [25] Y. Amhis et al. [Heavy Flavor Averaging Group Collaboration], Averages of B-Hadron, C-Hadron, and tau-lepton properties as of early 2012, arXiv: hep-ex/1207.1158, (2011).
- [26] C. Giunti and M. Lavender, Pragmatic View of Short-Baseline Neutrino Oscillations, *Phys. Rev. D* 84 093006, (2011).
- [27] A. Mirizzi, G. Mangano, N. Saviano, E. Borriello, C. Giunti, G. Miele and O. Pisanti, The strongest bounds on active-sterile neutrino mixing after Planck data, arXiv: 1303.5368 [astro-ph CO], (2013).