

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



**SÜPERSİMETRİK U(1) MODELLERİNDE EN HAFİF NÖTRAL
HIGGS BOZONUNUN BOZUNUM GENİŞLİKLERİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

GÜLSÜN APPAK

BALIKESİR, OCAK - 2015

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



**SÜPERSİMETRİK U(1) MODELLERİNDE EN HAFİF NÖTRAL
HIGGS BOZONUNUN BOZUNUM GENİŞLİKLERİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

GÜLSÜN APPAK

BALIKESİR, OCAK - 2015

KABUL VE ONAY SAYFASI

Gölsün APPAK tarafından hazırlanan “**SÜPERSİMETRİK U(1) MODELLERİNDE EN HAFİF NÖTRAL HIGGS BOZONUNUN BOZUNUM GENİŞLİKLERİ**” adlı tez çalışmasının savunma sınavı 6 Ocak 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. Ali GÜVEN

Üye
Yrd. Doç. Dr. Tayfun UZUNOĞLU


.....

.....

.....

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

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

Prof. Dr. Cihan ÖZGÜR

.....

Bu tez çalışması Balıkesir Üniversitesi tarafından BAP 2013/61 no'lu proje ile desteklenmiştir.

ÖZET

SÜPERSİMETRİK U(1)' MODELLERİNDE EN HAFİF NÖTRAL HIGGS

BOZONUNUN BOZUNUM GENİŞLİKLERİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

GÜLSÜN APPAK

BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

(TEZ DANIŞMANI: PROF. DR. LEVENT SOLMAZ)

BALIKESİR, OCAK - 2015

Bu tezde Süpersimetrik U(1)' Modellerinde yük-parite ihlali durumunda tüm Higgs sektörü için özellikle de en hafif nötral Higgs bozonu için bozunum genişliği ve bağlaşımlar hesaplanmıştır. Bu hesaplar Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi'nde (CERN) bulunan Büyük Hadron Çarpıştırıcısında (LHC- Large Hadron Collider) Standart Model ötesi Fizik arayışlarına projeksiyonlar yapması açısından son derece önemlidir.

Süpersimetri, fermiyonlar ve bozonlar arasında eşsiz bir ilişki kuran tek uzay-zaman simetrisidir. Standart Model ötesi fizik modelleri içinde en dikkat çekici modeller Süpersimetrik Modellerdir. Bu kapsamda U(1)' Modeli süpersimetrik modellerin en etkililerinden biridir. Çünkü U(1)' Model ekstradan bir elektro-zayıf ayar simetrisi içerir ve bundan dolayı parçacık spektrumu, bir başka süpersimetrik model olan MSSM'e (Minimal Süpersimetrik Standart Model) oranla daha geniştir. MSSM parçacık spektrumuna ek olarak Z' ve S bozonik alanları ve süpereşleri de bu modelde mevcuttur. Standart Model ve MSSM'e kıyasla çok daha geniş kütle aralığı öngören U(1)' Model, Higgs bozunumlarını da daha geniş bir çerçevede ele alacağından hesaplarımızı bu modelde yapmayı tercih ettik.

ANAHTAR KELİMELER: Süpersimetri, Süpersimetrik U(1)' Modelleri, Higgs bozonu, bozunum genişliği, dallanma oranı

ABSTRACT

SUPERSYMMETRIC $U(1)'$ MODELS LIGHTEST HIGGS DECAY WIDTH MSC THESIS

GÜLSÜN APPAK

BALIKESİR UNIVERSITY INSTITUTE OF SCIENCE
PHYSICS

(SUPERVISOR: PROF. DR. LEVENT SOLMAZ)
BALIKESİR, JANUARY - 2015

In this thesis charge-parity violation in the case of Supersymmetric $(1)'$ Model Higgs sector for all, especially for the lightest neutral Higgs boson decay widths and couplings are calculated. These calculations at the European Nuclear Research Centre (CERN) in the Large Hadron Collider (LHC-Large Hadron Collider) to search for physics beyond the Standard Model is extremely important in terms of making projections.

Supersymmetry between fermions and bosons is a unique relationship is the only space-time symmetry. Models of physics beyond the Standard Model in the most remarkable models are Supersymmetric Models. In this context, $U(1)'$ is one of the most influential models of Supersymmetric Models. Because of $U(1)'$ Model includes an extra electro-weak gauge symmetry and hence particle spectrum is wider than another supersymmetric model MSSM(Minimal Supersymmetric Standard Model). In addition to MSSM particle spectrum Z' and S bosonic fields are also available in this model. Compared to the Standard Model and MSSM predicts a much wider mass range $U(1)'$ Model, the Higgs decay of our calculations will also be addressed in a broader context, we chose to do in this model.

KEYWORDS: Supersymmetry, Supersymmetric $U(1)'$ Models, Higgs boson, decay width, branching ratio

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
ŞEKİL LİSTESİ.....	iv
TABLO LİSTESİ.....	vi
ÖNSÖZ.....	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. STANDART MODEL.....	3
3. SÜPERSİMETRİ.....	12
4. SÜPERSİMETRİK U(1) MODELİ.....	14
4.1.1 En Basit Mertebede Higgs Sektörü.....	18
4.1.2 Bir Halka Düzeltmeli Higgs Potansiyeli.....	21
4.1.3 Higgs Kütlesinin Elde Edilmesi.....	24
5. HIGGS BOZONU BOZUNUM GENİŞLİKLERİ.....	32
5.1 Higgs Bozonu Etkileşimleri.....	32
5.2 Nötral Higgs Bozonu Bozunum Genişlikleri.....	35
5.2.1 Higgs Bozonunun Fermiyon Çiftlerine Bozunumu.....	36
5.2.2 Higgs Bozonunun Ayar Bozonlarına Bozunumu.....	37
6. NÜMERİK ANALİZ.....	40
7. SONUÇLAR.....	54
8. KAYNAKLAR.....	56

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1: $\mu^2 < 0$ durumunda potansiyelin üç boyutlu grafiği.....	11
Şekil 5.1: Standart Model Higgs kütle aralığı 80 – 200 GeV aralığında iken Higgs dallanma oranları gösterilmiştir.....	36
Şekil 6.1: Higgs bozonu kütesinin (m_{H^\pm}) 125 GeV olduğu durumda girdi değerleri olan ortak skaler parçacık kütesinin (m_0) 1000 GeV (a), ortak ayarino kütesinin ($m_{\frac{1}{2}}$) 1000 GeV (b), Tan (Beta) değerinin 10 (c) ve üçlü lineer bağlaşım sabitinin (A_0) 0 (d) olduğu grafikler gösterilmiştir.....	41
Şekil 6.2: En hafif Higgs kütle aralığı 115 – 135 GeV aralığında değişirken, Higgs etkileşim terimi λ (a), yumuşak kırınım Higgs etkileşim terimi A_λ (b) ve Singlet vakum değeri v_s (c) değişim grafikleri gösterilmiştir.....	42
Şekil 6.3: Süpersimetrik U(1)' Modeli parçacık yükleri gösterilmiştir.....	44
Şekil 6.4: En hafif Higgs bozonu kütle ve down tipi skaler kuarklardan birinci (a) ve ikinci (b) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir.....	45
Şekil 6.5: En hafif Higgs bozonu kütle ve up tipi skaler kuarklardan birinci (a) ve ikinci (b) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir.....	45
Şekil 6.6: En hafif Higgs bozonu kütle ve skaler leptonlardan birinci (a) ve ikinci (b) nesil ile skaler nötrino birinci nesil (c) kütle aralıkları gösterilmiştir.....	46
Şekil 6.7: Süpersimetrik U(1)' Modelde en hafif Higgs bozonu kütle ile nötral skaler H_1^0, H_2^0, H_3^0 (a, b, c), CP-tek psödo skaler A^0 (d) ve yüklü Higgs H^\pm (e) bozonları kütlelerinin değişim grafikleri gösterilmiştir.....	47
Şekil 6.8: Süpersimetrik U(1)' Model en hafif Higgs bozonunun kuark – antikuark çiftine bozunumlarından elde edilen dallanma oranı grafikleri gösterilmiştir.....	49
Şekil 6.9: Süpersimetrik U(1)' Model en hafif Higgs bozonunun lepton – antilepton çiftine bozunumlarından elde edilen dallanma oranı grafikleri gösterilmiştir.....	50
Şekil 6.10: Süpersimetrik U(1)' Model en hafif Higgs bozonunun ayar bozonlarına bozunumlarından elde edilen dallanma oranı grafikleri gösterilmiştir.....	52

TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Tablo 2.1 : Standart Model Parçacıkları- Fermiyonlar.....	5
Tablo 2.2 : Standart Model Parçacıkları- Bozonlar.....	6
Tablo 5.1 : Nötral ve yüklü Higgs bozonlarının bozunum modları ve bozunum sabitleri.....	33
Tablo 6.1 : Standart Model, Süpersimetrik $U(1)'$ Model en hafif Higgs bozonu kütlesi 125 GeV olduğu durumda bozunum modları ve dallanma oranı öngörülere gösterilmiştir.....	53

ÖNSÖZ

Süpersimetrik $U(1)'$ Modellerinde en hafif nötral Higgs bozonunun bozunumlarını kapsayan bu çalışmanın gerçekleşmesini sağlayan danışman hocam Prof. Dr. Levent SOLMAZ'a teşekkürlerimi sunuyorum.

Değerli hocalarım Prof. Dr. Durmuş Ali DEMİR ve Doç. Dr. Saime KERMAN'a, bilgi ve tecrübelerini paylaşarak desteklerini esirgemedikleri için teşekkür ederim.

Bilimsel çalışmaların eşliğinde grup bilinciyle her zaman yanımda olan ve bu süreçte beni yalnız bırakmayan değerli çalışma arkadaşlarım Yaşar HİÇYILMAZ, Aslı ALTAŞ, Meltem CEYLAN ve Şule ÖZDİLEK sizleri tanıdığım için çok mutluyum, anlayışınız ve paylaşımlarınız için teşekkür ederim. Ayrıca çok değerli arkadaşlarım Hatice ÜNAL ve Dr. Veysel ÇELİK hem bilimin ışığında hem de günlük hayatta sizlerle geçirdiğim vakit benim için çok değerli, her anlamda beni aydınlattınız, iyi ki varsınız.

Yüksek lisans hayatıma başlamam ve bu çalışmayı hazırlamam sırasında beni cesaretlendiren ve hayatım boyunca tüm umutsuzluklarıma çare bulan sevgili annem ve babam, her türlü desteği sağlayarak her zaman yanımda olduğunuz için size minnettarım. Doğduğum günden bugüne birer yol göstericiden öte varlığını hissetmemin bana her zaman güven verdiği sevgili ablalarım Gülcan ÇAKMAK ve Cansu APPAK, üzerimde emeğiniz çok fazla, her şey için ve özellikle de bana verdiğiniz değer için teşekkür ederim. Ve Kadir CÖMERT yaşadığım bu süreçte beni hiç yalnız bırakmadığın, tüm anlarımda bana destek olduğun ve hayata daha umut dolu bakmamı sağladığın için teşekkür ederim.

1. GİRİŞ

Temel parçacıklar maddenin en temel yapıtaşlarıdır. Geçtiğimiz yüzyılda maddenin moleküllerden, moleküllerin atomlardan, atomların çekirdek ve elektrondan, çekirdeğin proton ve nötrondan, proton ve nötronun da kuarklar ve gluonlardan oluştuğu bulunmuştur. Günümüzde maddenin yapıtaşları yani temel parçacıklar kuarklar, leptonlar ve bu parçacıkların etkileşimini sağlayan kuvvetlerin ayar bozonlarıdır. Temel parçacıkların varlığının farkedilmesi fiziğin gelişimini büyük ölçüde değiştirmiştir.

Parçacık fiziği maddenin en temel düzeyde nelerden oluştuğu sorusuna yanıt arar. Temel parçacıklar oldukça küçük ve hızlıdır ve böylelikle parçacık fiziği kuantum alan teorisi kullanılarak çalışılır. Kuantum mekaniğinde fiziksel bir sistem durumu ile belirtilir. Saçılma ya da bozunma gibi fiziksel bir süreçte, bir durumdan başka bir duruma geçiş söz konusudur. Ancak kuantum mekaniğinde başlangıç koşullarına bakarak sonucu tam bir şekilde belirlemek mümkün değildir yalnızca bir durumdan başka bir duruma geçiş sürecinin olma olasılığı hesaplanabilir. Relativistik mekanik ve kuantum mekaniğini birlikte çalışmak birçok açıdan ekstra yarar sağlar: Anti-parçacıkların varlığı, Pauli dışarlama ilkesinin ispatı, T-C-P teoremi örnek olarak verilebilir.

Parçacık fiziğinin Standart Model'i kütleçekim kuvveti dışında temel parçacıklar arasındaki bilinen etkileşimleri açıklamaktadır. Standart Model, elektro-zayıf etkileşimlerin teorisi Glashow-Weinberg-Salam teorisi, kuantum elektrodinamik ve güçlü etkileşimleri anlatan kuantum renk dinamiğini içermektedir ancak bu tür etkileşimleri anlatan son model değildir. Standart Model'de temel etkileşimlerin tamamı lokal ayar değişmezliği gereksinimi olan tek bir prensipten çıkarılır. Standart Model'den sonraki modeller Standart Model'in genişletilmiş hali olarak ifade edilebilir [1].

Standart Model, temel parçacıkların güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşimlerini ~ 200 GeV'a kadar olan enerji skalasında başarılı bir şekilde tanımlayabilmektedir, ancak bu model TeV skalasında yani daha yüksek enerji seviyelerinde yanıt getiremediği bazı problemleri içerir. Bu sebeple Standart Model ötesi yeni fizik arayışlarına gidilmiştir. Böylece Standart Modeli genişletme çalışmaları sayesinde bir çok model geliştirilmiştir. Bunlar içinde en göze çarpanlar Süpersimetri, Ekstra Boyutlar ve Büyük Birleşim teorileridir.

Tezin 2. bölümünde Standart Model ve bu modelin yanıtlayamadığı problemler üzerinde durulacaktır. Standart Model'in süpersimetrik genişletmeleri Standart Model ötesi yeni fizik senaryoları içerisinde en umut veren modellerdir. Bu açıdan süpersimetrik parçacıkların araştırılıp gözlenmesi son derece önemlidir ki bu deneyler günümüz çarpıştırıcıların öncelikli hedefleri içerisinde yer alır.

Bölüm 3'te ise yukarıda da bahsedildiği gibi Standart Model ötesi yeni fizik modellerinden olan Süpersimetri ve motivasyonları anlatılıp 4. bölümde Süpersimetrik U(1) Modellerinin yapısı ve özellikleri verilecektir.

Tezin 5. bölümünde, tezin çalışma konusu olan Higgs bozonunun bozunum genişliklerini kapsamaktadır. Süpersimetrik Higgs etkileşimleri ve nötral olan en hafif Higgs bozonunun bozunum modları incelenecektir.

Süpersimetrik U(1) Modellerinde en hafif nötral Higgs bozonunun bozunum genişliklerinden faydalanarak hesapladığımız dallanma oranları tezin 6. bölümünde 'Nümerik Analiz' başlığı altında grafikler yardımıyla anlatılacaktır. Son olarak yaptığımız çalışmanın sonuçlarını ve gelecek açısından değerlendirmelerini 7. bölüm olan 'Sonuç' kısmında dile getireceğiz.

2. STANDART MODEL

1900'lü yılların başında maddenin temel parçacıklarının atomlar olduğu sanılmaktaydı. Temel parçacıkların atomlar olduğunu savunan bu modelin doğruluğu yapılan deneyler ile örtüşmedi ve daha temel parçacıkların da bir araya gelerek atomu oluşturduğu anlaşıldı. O dönemdeki atom modeli; negatif yüklü elektronlar ile çevrelenen pozitif yüklü protonlar ve yüksüz nötronların içinde yer aldığı bir çekirdekten oluşmaktaydı. Ancak atomun yapısı biraz daha incelendiğinde daha temel parçacıkların da var olduğu görüldü.

Leptonlar ve kuarklar olarak isimlendirilen bu temel parçacıkları ve bu parçacıkların birbirleri ile etkileşmesinde önemli olan üç temel kuvveti ayar alanları ile birlikte açıklayan kuram Standart Model'dir. Standart Model kendi enerji skalasında fenomenolojik olarak başarılı bir modeldir.

Standart Model, renk grubu ($SU_C(3)$), zayıf izospin grubu ($SU_L(2)$) ve hiperyük grubuna ($U_Y(1)$) dayanan bir ayar teorisidir. Teorinin ayar grubu $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ şeklindedir. Model bu ayar simetrisi üzerine kurulmuş bir kuantum alan teorisidir.

Maddeyi meydana getiren temel parçacıklar ile ayar bozonları arasındaki etkileşim Standart Model tarafından açıklanabilmektedir. Tablo 2.1'de Standart Model'i oluşturan temel parçacıklardan $\frac{1}{2}$ spine sahip fermiyonlar kütleleri ve yükleri ile birlikte gösterilmiştir. Kuarklar ve leptonlar olmak üzere ikiye ayrılan fermiyonlar üç nesil ile sıralanmışlardır. Her bir nesil iki parçacık içerir. Birinci nesilden üçüncü nesle doğru parçacıkların kütleleri artarken kararlılıkları azalmaktadır, yani evreni oluşturan kararlı madde bu nesillerden birinciyi içerir. Başka bir deyişle kararlı madde birinci nesil kuark ve leptonlardan oluşmuştur. Kuark ve leptonların kütleleri ile elektriksel yükleri Tablo 2.1'de gösterilmiştir,

kuarklar elektriksel yüklerinin yanında renk olarak adlandırılan kuantum yüküne de sahiptirler, leptonların renk yükü yoktur.

Leptonlardan e , μ ve τ -1 elektrik yüküne sahiptirler ve bu leptonlara karşılık gelen birer nötrino vardır. Nötrinolar elektriksel olarak yüksüzdürler. Leptonlar renk kuantum sayısı taşımadıklarından güçlü etkileşimlere girmezler. Nötrinolar elektriksel olarak yüksüz olduklarından elektromanyetik etkileşmeye girmezler ancak zayıf etkileşirler. Elektron, müon ve tau hem elektromanyetik hem de zayıf etkileşebilirler. Leptonların sahip olduğu başka bir özellik ise lepton kuantum sayısıdır. Lepton kuantum sayısı “L” ile gösterilir. Elektron ve elektron nötrinosu, müon ve müon nötrinosu, tau ve tau nötrinosunun sahip olduğu lepton kuantum sayısı 1 dir. Bu parçacıkların aynı zamanda anti-parçacıkları söz konusudur. Anti-parçacıklar zıt işaretli kuantum sayılarına sahiptir.

Kuarklar, hadron dediğimiz yapıları oluşturur. Hadronların yapısını anlamak için ortaya atılan ve deneysel olarak da gözlemlenen yüklü ve kütleli parçacıklardır [3]. u, c ve t ile gösterilen up (yukarı), charm (tılsım), top (üst) kuarklar $2/3$ elektrik yüküne sahip iken d, s ve b ile gösterilen down (aşağı), strange (acayıp), bottom (alt) kuarkların elektriksel yükleri $-1/3$ ’tür. Elektriksel olarak yüklü olduklarından elektromanyetik etkileşmeye ve kütleli olduklarından da gravitasyonel etkileşmeye girerler. Aynı zamanda renk kuantum yükü taşıdıklarından güçlü etkileşime de girerler. Renk kuantum sayısı üç çeşittir, böylece her kuarkın üç farklı rengi vardır. Kuarkların hadronların içerisine hapsolmelerinden renk serbestlik derecesinin gözlemlenmediği açıklanabilir. Hadronlar baryonlar ve mezonlar olmak üzere ikiye ayrılırlar. Kuarkların meydana getirdiği hadronlar renksiz yapılardır. Baryonlar üç kuarkın bir araya gelmesi ile, mezonlar ise bir kuark ve bir anti-kuarktan oluşmuşlardır. Yukarıda bahsedilen üç etkileşim (gravitasyonel, elektromanyetik, güçlü) kuark çeşnisini değiştirmezken zayıf etkileşimler kuark çeşnisini değiştirir.

Tablo 2.1 : Standart Model Parçacıkları – Fermiyonlar.

1.Nesil		2.Nesil	3.Nesil	Yük	
FERMİYONLAR (SPİN-1/2)	KUARKLAR	Up u 2.4 MeV (kütle)	Charm c 1.27 GeV (kütle)	Top t 171.2 GeV (kütle)	2/3
		Down d 4.8 MeV (kütle)	Strange s 104 MeV (kütle)	Bottom b 4.2 GeV (kütle)	-1/3
	LEPTONLAR	Elektron Nötrinosu ν_e < 2.2 eV (kütle)	Müon Nötrinosu ν_μ < 0.17 MeV (kütle)	Tau Nötrinosu ν_τ < 15.5 MeV (kütle)	0
		Elektron e 0.511 MeV (kütle)	Müon μ 105.7 MeV (kütle)	Tau τ 1.77 MeV (kütle)	-1

Tablo 2.2’de Standart Model parçacıklarının birbiri ile etkileşimlerini sağlayan temel kuvvetlerin taşıyıcıları olan 1-spine sahip bozonlar gösterilmiştir. Ayar bozonlarının iki parçacık arasında değiş tokuşu, etkileşimin türünü belirler. Güçlü etkileşimin ayar bozonları gluonlardır ve sekiz tanelerdir, gluonlar kütesizdirler ve elektriksel yüke sahip değillerdir, ancak renk yükü taşırlar, menzilleri ise yaklaşık 10^{-13} cm’dir. Zayıf

etkileşimin ayar bozonu W^+ , W^- ve Z^0 bozonlarıdır, W bozonları yüklü iken Z bozonu yük açısından nötrdür, aynı zamanda kütleleri vardır ve menzilleri yaklaşık 10^{-17} cm civarındadır. Elektromanyetik etkileşimin ayar bozonu fotondur, yük ve kütleye sahip değildir, menzili ise sonsuzdur.

Tablo 2.2: Standart Model Parçacıkları – Bozonlar.

		Yük	Kütle
BOZONLAR (SPİN-1)	Foton γ	0	0
	Z Bozon Z^0	0	91.2 GeV
	W Bozon W^\pm	± 1	80.4 GeV
	Gluon g	0	0

Ayar teorileri renormalize edilebilir teorilerdir, bunlardan U(1) simetrisine bağlı elektromanyetik etkileşimlerin teorisi Kuantum Elektro-Dinamik ile zayıf izospin grubu SU(2) (zayıf etkileşmeler) ayar teorileri Glashow-Weinberg-Salam tarafından birleştirilerek elektro-zayıf etkileşmelerin ayar teorisi $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ oluşturulmuştur. Kütsüz sanılan ayar alanları, Higgs mekanizması yani kendiliğinden simetri kırılması sonucunda kütleli oldukları anlaşılacak zayıf ve elektromanyetik etkileşimlerin teorisi kurulmuştur [2,3]. Güçlü etkileşimlerin teorisi

Kuantum Renk Dinamiğidir. $SU_c(3)$ renk grubuna bağı ayar teorisi ile kuarklar ve gluonların birbirleri ile aynı zamanda gluonların kendileri ile güçlü etkileşmeleri açıklanabilmektedir.

Standart Model Glashow-Weinberg-Salam modeli olarak bilinen kuramın güçlü etkileşmeleri de içermesi ile genişletilmiştir. Böylece güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşmeler tek bir lagranjiyan altında açıklanabilmektedir.

W^+ , W^- ve Z^0 ayar bozonlarının $SU_L(2)$ ayar grubu altındaki değişmezlik sebebiyle kütsüz olmaları beklenir. Zayıf etkileşimlerin kısa menzilli olması bu bozonların kütleli olmasını gerektirir. $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ simetrisinin kendiliğinden kırılması ile zayıf ayar bozonları kütleli hale gelir.

Kendiliğinden simetri kırılması Higgs mekanizması olarak da bilinir ve bu mekanizma zayıf ayar bozonları ile fermiyonlara kütle kazandırır. Higgs mekanizması ile yeni bir parçacık ortaya çıkar. Bu parçacık kütleinin kaynağı olan Higgs bozonudur, skaler ve yüksüz bir bozondur.

Standart Model deneylerle uyumu ve renormalize edilebilirliği gibi durumlarda mükemmel çalışan bir modeldir ancak yanıt getiremediği bazı eksiklikleri de mevcuttur. Bu eksiklikler karşımıza Standart Model'in problemleri olarak çıkmaktadır ve bu problemlere yanıtlar oluşturmak adına Standart Model ötesi yeni fizik senaryoları geliştirilmektedir.

Standart Model'in üç gruptan oluşan bir ayar simetrisi üzerine kurulmuş olduğundan bahsetmiştik. Bu gruplar ayrı etkileşme sabitine sahiptirler. Elektromanyetik ve zayıf etkileşimlerin etkileşme sabitleri aynı enerji skalasında bir değer oluşturmalarına rağmen güçlü ekileşim, diğer etkileşmelerle birleşmez. Bu üç etkileşimin aynı enerji skalasında birleşmediği Renormalizasyon grup hesaplarıyla anlaşılır. Aynı zamanda Standart Model gravitasyonel etkileşimlere de bir açıklama getiremez.

Kozmolojik gözlemlere dayalı varlığı bilinen karanlık madde parçacık fiziğinin Standart Modeli çerçevesinde açıklanamamaktadır. Evrenin yaklaşık %5'lik bir bölümü Standart Model ile açıklanır, geri kalan %22 oranında karanlık madde ve

%73 oranında karanlık enerji Standart Model açısından hala büyük bir eksiklidir. Bu problem de Standart Model ötesi yeni fizik teorilerinin varlığını gerektirir.

Fermiyonlar Dirac parçacıklarıdır ve Standart Model henüz neden sol-elli fermiyonların $SU(2)$ dubletlerine, sağ-elli fermiyonların da $SU(2)$ teklilerine atandıklarını anlatamaz. Aynı zamanda fermiyon nesilleri arasında çok büyük bir kütle farkı vardır. Evrende görülebilir maddenin fermiyonların birinci nesillerinden oluştuğunu söylemiştik. Ancak diğer nesillerin varlığı deneysel olarak gözlemlenmişken, Standart Model maddenin neden bu nesilleri de içermediğine bir yanıt getiremez.

Zayıf etkileşmelerdeki kütle hiyerarşisi problemi Standart Model'in bir diğer eksiklerindedir. Gravitasyonel etkileşimlerin kütle skalası ($\sim 10^{19} GeV$) ile elektro-zayıf etkileşmelerin kütle skalası ($\sim 100 GeV$) arasında çok büyük bir fark vardır. Birbirlerinden farklı olan bu enerji ölçeklerinin bir arada nasıl bulunduğu Standart Model çerçevesinde açıklanamayan bir durumdur. Standart Model'de birimi olan tek parametre olan Higgs bozonu kütlesi, ışınımsal düzeltmeler altında ultraviyole duyarlılığa sahiptir. Yukarıda bahsettiğimiz farklı enerji skalaları Higgs kütesine gelen düzeltmelerin kendi kütesinden çok daha büyük değerler almasına sebep olur. Zayıf skalada Higgs kütlesi $\sim 100 GeV$ iken ultraviyole kesme skalası olarak alınan Planck skalasında gelecek olan ışınımsal düzeltmeler yaklaşık $\sim 10^{19} GeV$ mertebesindedir. Higgs kütesine gelen bu düzeltmeler Higgs bozonunun kendisiyle, fermiyonlarla ve ayar bozonları ile etkileşimlerinden gelir [4].

Higgs bozonu, Peter Higgs, Gerald Guralnik, Richard Hagen ve Tom Kibble tarafından Standart Model'deki fermiyonlara kütle kazandırmak için öne sürülmüş 0 spinli bir parçacıktır [5]. Standart Model'de parçacıkların kütle kazanması kendiliğinden simetri kırılması ile açıklanır. Bu anlamda tanımlanması gereken kompleks, skaler bir $SU(2)$ çiftlisine ihtiyaç vardır. Higgs alanı olarak adlandırılan yeni çiftli ifade (2.1)'de gösterilmiş olup bu çiftlinin nötral bileşeni potansiyelin minimumunda sahip olduğu vakum beklenen değeri ile elektro-zayıf simetrisinin kırılmasına yol açarak parçacıkların bu vakum etrafında Higgs alanı ile etkileşimleri sonucunda kütle kazandıkları söylenebilir. Parçacıkların kütlelerinin birbirinden farklı olması Higgs alanı ile girdikleri etkileşim düzeylerinin farklılığından

kaynaklanır. Aynı zamanda Higgs alanı kendisiyle etkileşime girerek Higgs bozonu dediğimiz parçacık ortaya çıkar.

$$H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda yapılan deneyler sonucunda Higgs bozonunun kütlesi hakkında bilgilere ulaşılmıştır. Aralık 2011'de CMS ve ATLAS deneyleri sonucunda Higgs bozonunun kütlesinin 125 GeV değerinde olabileceği ve 115-130 GeV aralığında Higgs parçacığının bulunmayacağı da belirtilmiştir [6,7].

Temmuz 2012'de ise CMS verilerinde Standart Model Higgs bozonunun 110-122,5 GeV ve 127-600GeV aralıklarında bulunmasını %95 güven aralığı ile dışlandığı duyurulmuştur. Yaklaşık 125 GeV kütle değerinde, beklenen fon olaylarının gözlenen veya daha büyük bir fazlalığı tesadüfen oluşturma olasılığı yaklaşık üç milyonda birdir. En kuvvetli kanıt kütle çözünürlüğü en iyi olan iki bozunum şeklinde gözlenmiş olup bu bozunumlar iki fotona ve iki tane yüklü çift leptona bozunumdur. Bu fazlalık kütlesi 125GeV civarında olan ve daha önce gözlemlenmemiş bir parçacığın üretilmesi olarak yorumlanmıştır [8].

Higgs bozonu başka parçacıklara bozunmadan önce çok kısa yaşayabilen kararsız bir parçacıktır. Bu yüzden deneylerde Higgs bozonu sadece bozunma ürünleri incelenerek gözlemlenebilir. Standart Model'de Higgs bozonu *kanal* adı verilen belli parçacık karışımlarına bozunur ve bozunmanın hangi kanallara dağılacığını kütlesi belirler [9].

ATLAS deneyinde de çalışmalar iki kanal üzerinde yoğunlaştırılmış olup bu kanallar; Higgs'in iki fotona ya da dört leptona (iki tane yüklü çift lepton) bozunmasıdır. Bu kanalların her ikisi de mükemmel bir kütle çözünürlüğüne sahiptir. Her iki kanal da aynı yerde istatistiksel olarak anlamlı bir fazlalığa rastlanmıştır ve bu fazlalık 126 GeV'lik kütle civarındadır [10].

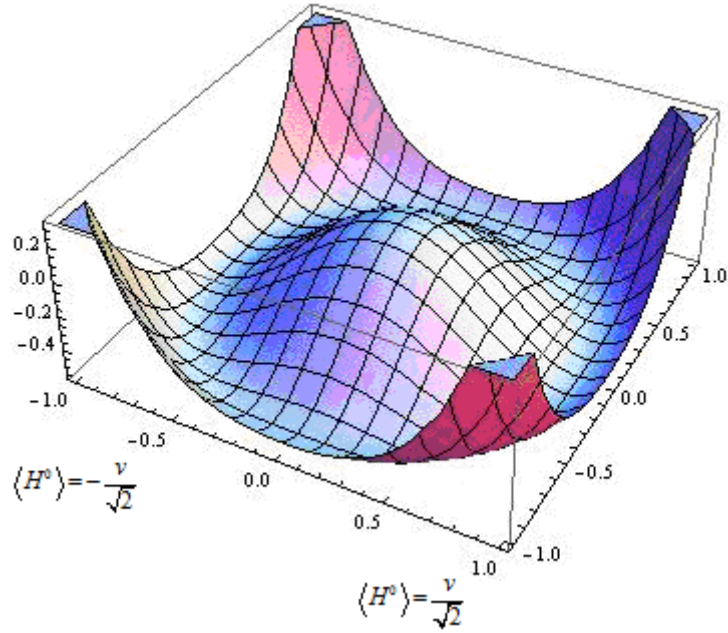
Ayar bozonlarının ve kiral fermiyonlarının kütle terimleri ayar teorilerinde izinli değildir. Ancak deneyler sonucunda görüyoruz ki e^- , W^\pm ve Z^0 gibi fermiyonlar ve ayar bozonlarının kütleleri vardır. Bu nedenle ayar değişmezliğinin kendiliğinden kırılması gerekir. ‘‘Simetri kendiliğinden nasıl kırılır?’’ sorusunu anlayabilmek adına eşitlik 2.2’deki Lagrangianı yazalım:

$$L = \partial_\mu H^* \partial^\mu H - V(H^* H) \quad (2.2)$$

$$V(H) = \mu^2 |H|^2 + \lambda |H|^4$$

Burada λ 4.dereceden bağlaşım sabitidir ve potansiyelin minimumunda sıfırdan büyük bir değer almalıdır. Eşitlik 2.2’deki Lagrangianın iki ana özelliği vardır [11]: Bunlardan birincisi Lagrangian grup dönüşümleri altında değişmezdir. Diğeri ise minimum enerji seviyesinde eğer $\mu^2 < 0$ ise iki dejenere durumun varlığıdır.

Minimum potansiyelde $\frac{\partial V}{\partial H} = 0$ minimizasyon koşulu uygulanırsa Higgs alanının vakum beklenen değerini buluruz [12]. Yukarıda bahsedilen dejenere durumlardan biri seçildiğinde ise simetri kendiliğinden kırılır:



Şekil 2.1: $\mu^2 < 0$ durumunda potansiyelin üç boyutlu grafiği.

Vakum durumunda $H \rightarrow -H$ simetrisi altında değişmez kalan Lagrangian için μ^2 paramatresinin iki olası durumu vardır.

Eğer $\mu^2 > 0$ ise potansiyelin $H = 0$ noktasında bir minimumu vardır.

Eğer $\mu^2 < 0$ ise potansiyelin $\langle H^0 \rangle = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} = \pm \frac{v}{\sqrt{2}}$ noktasında iki minimumu vardır ve Şekil 2.1'de gösterilmiştir. Vakum durumlarından birini seçtiğimizde (örneğin $\langle H^0 \rangle = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} = \frac{v}{\sqrt{2}}$) simetri kırılmış olur. Bu duruma kendiliğinden simetri kırılması adı verilir ve Standart Model'de kütleinin kazanımı bu şekilde açıklanır. Yok olan bir simetri yeni bir durumun var olmasını gerektirir.

3. SÜPERSİMETRİ

Standart Model'in problemleri, tezin 2. bölümünde anlatıldığı gibi yüksek enerjilerde var olan ve yeni fizik teorilerinin varlığını gerektiren problemlerdir. Planck skalası ve elektro-zayıf skala arasındaki büyük fark 'Hiyerarşi Problemi' olarak karşımıza çıkmıştı. Tek başına bu problem bile Standart Model ötesi yeni fizik senaryolarına ihtiyaç duyduğumuzun bir kanıtıdır.

Higgs bozonunun kütle terimine gelen, kendisiyle, fermiyonlarla ve ayar bozonları ile olan etkileşimlerinden kaynaklanan düzeltmeler kendi kütesinden çok daha büyük değerler almasına sebep olur [13]. Standart Model ötesi yeni fizik senaryolarından biri olan Süpersimetri teorisi Higgs bozonunun kütesini korumada Standart Model'e göre doğallık açısından daha motivasyon arttırıcıdır. Aynı zamanda Süpersimetri üç temel etkileşimin ayar bağlaşım terimlerinin yüksek enerjilerde birleştiğinin de bir kanıtıdır.

4-boyutta, renormalize edilebilir ilk süpersimetrik teori 1974'te ortaya atılan Wess-Zumino Modeli'dir. 1975'te Haag-Lopuszanski-Sohnius tarafından 4-boyutta relativistik kuantum alan teorisinin en mümkün olası uzantısı geliştirilmiştir [14].

Süpersimetrik bir kuantum alan teorisi süpersimetri altında dönüşen alanlar ve bu simetri altında değişmez kalan eylem ile tutarlı olmayı gerektirir. Süpersimetri bu dönüşümü fermiyonlar ve bozonlar arasında kuran bir uzay-zaman simetrisidir. Bozonlar ve fermiyonlar fermiyonik simetri operatörleri ' Q ' ile birbirlerine dönüştürülebilir.

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

Standart Modelde parçacıklar tekli ya da çiftli gösterilirlerken Süpersimetri de ise süperçoklu olarak ifade edilirler. Herbir süperçokluda Standart Modelde bulunan fermiyon ve bozonların simetri operatörleri ile birbirine dönüşen süpereşleri bulunur. Sadece süpersimetri sayesinde birbirine dönüşen farklı spinli fermiyon ve bozonlar tek bir simetri çoklusunun elemanları olarak yazılabilir. Bu sebeple herhangi bir süperçokluda yer alan fermiyon ve bozon sayısı birbirine eşittir. Yani süperçoklu hem fermiyonik hem de bozonik durumları içerir. Aynı zamanda aynı çokluya ait olan tüm fermiyon ve bozon alanları aynı kütle ve aynı bağlaşım sabitine sahipken ayar grupları, izospinleri, renk ve elektrik yükleri de aynıdır [15].

4. SÜPERSİMETRİK U(1)' MODELİ

Standart Model ötesi süpersimetrik modeller içinde U(1)' modeli en dikkat çeken modeldir. Ekstradan içerdiği elektro-zayıf ayar simetrisi ile parçacık spektrumu daha geniştir. Aynı zamanda MSSM süperpotansiyelinde sorun yaratan μ parametresine de çözüm oluşturur. U(1)' modelinde Higgs bozonu kütlesi için öngörülen üst sınır diğer modellere nazaran daha üst enerji seviyelerine denk gelir.

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_{\gamma'} \quad (4.1)$$

U(1)' modelin ayar yapısı ifade (4.1)'de gösterildiği gibidir.

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}, \quad H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}, \quad S \quad (4.2)$$

İfade (4.2)'de U(1)' modelinin sahip olduğu Higgs alanları gösterilmiştir. MSSM'de bulunan iki Higgs çiftlisine ek olarak U(1)' modelde tekli bir Higgs alanı daha vardır.

U(1)' modelinin süperpotansiyeli

$$W = Y_S \hat{S} \hat{H}_u \cdot \hat{H}_d + Y_t \hat{U}^c \hat{Q} \cdot \hat{H}_u + Y_b \hat{D}^c \hat{Q} \cdot \hat{H}_d + \hat{H}_d \cdot \hat{L} Y_e \hat{E} \quad (4.3)$$

ifade (4.3)'te gösterildiği gibidir. Süperpotansiyel, Süpersimetrik U(1)' Modelin Lagranjiyanından türetilir. Kinetik terimler, etkileşim terimleri, Yukawa etkileşim terimleri ve yumuşak kırınım terimlerinden oluşan Lagranjiyan ifade(4.4)'te ifade edilmiştir:

$$L = L_{susy} + L_{soft} \quad (4.4)$$

Burada L_{susy} ayar değişmez kinetik terimler, ayar etkileşim terimleri, Yukawa etkileşim terimleri ve skaler potansiyelden oluşur. Süpersimetrinin yumuşak kırınımını sağlayan ve Standart Model parçacıklarının süpereşlerine kütle kazandıran terimler ise L_{soft} ile belirtilmiştir.

MSSM Lagranjiyanında kinetik ve ayar etkileşim terimleri aşağıdaki eşitliklerle ifade edilirken U(1)' modelde bu terimlerin ekstra alan içeren halleri de ifade edilecektir:

$$L_{Kinetik} = \sum_i (D_\mu \phi_i)^\dagger (D^\mu \phi_i) + \frac{i}{2} \sum_i \bar{\psi}_i \not{D} \psi_i + \frac{i}{2} \sum_\alpha \bar{\lambda}_\alpha \not{D} \lambda_\alpha \quad (4.5)$$

$$L_{Ayar} = -\frac{1}{4} \sum_\alpha (F_{\mu\nu})_\alpha F_\alpha^{\mu\nu} - \sqrt{2} \sum_\alpha g_\alpha \bar{\phi}_i (T^\alpha)_{ij} \bar{\psi}_j P_L \lambda^\alpha + \frac{1}{2} \sum_\alpha D^\alpha D_\alpha \quad (4.6)$$

Eşitlik (4.5) ve (4.6)'da parçacıkların ayar bozonları ve fermiyonlarla olan etkileşimleri gösterilmiştir. İfade (4.6)'da gösterilen D terimleri $D^\alpha = \phi_i^\dagger g_\alpha (T^\alpha)_{ij} \phi_j$

şeklinde hesaplanır. Yukarıdaki eşitliklerde ϕ_i terimi, $\hat{\Psi}$ kiral süperçoklusunun skaler bileşeni ve ψ_i aynı süperçoklunun Majorana fermiyonudur. Bununla beraber λ^α terimi, ilgili ayar bozonunun süperleşini ve $F_{\mu\nu}$ ise ayar bozonunun alan güç tensörünü ifade eder. D_μ ayar-değişmez kovaryant türev operatörü ise $\not{D} = \gamma^\mu D_\mu$ şeklinde hesaplanır. γ^μ Dirac matrislerini ifade eder. Öte yandan (4.5), ayar bozonları ile parçacıklar arasındaki etkileşimleri açıklarken (4.6)'nın birinci kısmı, madde parçacıkları ve Higgs çokluları ile ayarınoların etkileşimlerini, ikinci kısım ise skaler etkileşim tiplerini tanımlar. Burada T^α ilgili ayar simetri grubunun üretici ve g_α Standart Model ayar bağlaşımı, P_L ise 'Helicity operatörü'dür.

U(1)' Lagranjiyanı ve MSSM Lagranjiyanları elde ediliş açısından birbirlerine benzerler ancak U(1)' Model içerdiği ekstra alan ve ayar bozonu ile bazı farklara sahiptir. Bu farklardan ilki Lagranjiyan'ın kinetik terimlerindeki kovaryant türevlerde bulunur. Ekstra U(1) simetrisinin de eklenmesiyle tanımlanan yeni kovaryant türev

$$D'_\mu = D_\mu + ig_Y Q'_Y B'_\mu \quad (4.7)$$

şeklindedir. Burada D_μ , MSSM Lagranjiyan'ındaki kovaryant türevi, Q'_Y U(1)' grubunun jeneratörünü, B'_μ ise model ile beraber gelen ekstra vektör bozon alanını ifade eder. Diğer bir değişiklik ise Lagranjiyan'ın ayar terimlerinde görülür. Kinetik karışımın olmadığı varsayılarak yazılacak olan U(1)' ayar Lagranjiyan'ı

$$L'_{Ayar} = L_{Ayar} - \frac{1}{4} (F'_{\mu\nu}) F'^{\mu\nu} \quad (4.8)$$

olarak ifade edilir. İfade (4.8)'de L_{Ayar} , (4.6)'da yazılan ayar Lagranjiyan'ını temsil eder, $F'_{\mu\nu} = \partial_\mu Z'_\nu - \partial_\nu Z'_\mu$ olmak üzere U(1)' için alan güç tensörüdür. Son olarak, Süpersimetrik U(1)' Lagranjiyan'ının (L_{SUSY}) son terimi olan skaler etkileşim

terimleri Higgs kütlelerini içerir, skaler kütle terimlerini ve skaler etkileşimleri gösterir. Skaler etkileşim terimleri, $F_i \equiv \partial W(\phi)/\partial \phi_i$ olarak tanımlanan ve F-terimler olarak adlandırılan terimlerin mutlak terim karesi ile elde edilir.

$$V_F = \sum_i \left| \frac{\partial W(\phi)}{\partial \phi_i} \right|^2 = |F_i|^2 \quad (4.9)$$

U(1)' süperpotansiyelinden türetilen Yukawa Lagranjyanı

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_{Yukawa} = & \varepsilon_{ij} [EY_e L^i \cdot H_d^j + DY_d Q^i \cdot H_d^j + UY_u Q^i \cdot H_u^j + \tilde{S}Y_s \tilde{H}_u^i \cdot H_d^j] \\ & + \varepsilon_{ij} [\tilde{E}Y_e L^i \cdot \tilde{H}_d^j + \tilde{D}Y_d Q^i \cdot \tilde{H}_d^j + \tilde{U}Y_u Q^i \cdot \tilde{H}_u^j + \tilde{S}Y_s H_u^i \cdot \tilde{H}_d^j] \\ & + \varepsilon_{ij} [EY_e \tilde{L}^i \cdot \tilde{H}_d^j + DY_d \tilde{Q}^i \cdot \tilde{H}_d^j + UY_u \tilde{Q}^i \cdot \tilde{H}_u^j + SY_s \tilde{H}_u^i \cdot \tilde{H}_d^j] + h.c \end{aligned} \quad (4.10)$$

şeklinde ifade edilir. Süpersimetrik U(1)' Model için yazılacak yumuşak simetri kırınım terimleri ifade (4.10)'da gösterilmiştir [4].

$$\begin{aligned} -L_{soft} = & \tilde{Q}^\dagger m_{\tilde{Q}}^2 \tilde{Q} + \tilde{U}^\dagger m_{\tilde{U}}^2 \tilde{U} + \tilde{D}^\dagger m_{\tilde{D}}^2 \tilde{D} + \tilde{L}^\dagger m_{\tilde{L}}^2 \tilde{L} + \tilde{E}^\dagger m_{\tilde{E}}^2 \tilde{E} \\ & + m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + m_S^2 S^\dagger S \\ & + [\tilde{Q} \cdot H_u Y_u^A \tilde{U} + \tilde{Q} \cdot H_d Y_d^A \tilde{D} + \tilde{L} \cdot H_d Y_e^A \tilde{E} + H_u \cdot H_d Y_s^A S + h.c.] \\ & - [m_{\tilde{g}} \lambda_{\tilde{g}}^a \lambda_{\tilde{g}}^a + M_2 \lambda_{\tilde{W}}^i \lambda_{\tilde{W}}^i + M_1 \lambda_{\tilde{B}} \lambda_{\tilde{B}} + M'_1 \lambda_{\tilde{B}'} \lambda_{\tilde{B}'} + h.c.] \end{aligned} \quad (4.11)$$

4.1.1 En Basit Meritede Higgs Sektörü

U(1)' modeli MSSM'deki İki Higgs çiftlisine (H_u ve H_d) ek olarak tekli bir Higgs alanı (S) içerir. Bu alanların vakum etrafında açılmış halleri

$$\begin{aligned}\langle H_u \rangle &= \frac{e^{i\theta_u}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2}H_u^+ \\ v_u + \phi_u + i\varphi_u \end{pmatrix} \\ \langle H_d \rangle &= \frac{e^{i\theta_d}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_d + \phi_d + i\varphi_d \\ \sqrt{2}H_d^- \end{pmatrix} \\ \langle S \rangle &= \frac{e^{i\theta_s}}{\sqrt{2}} (v_s + \phi_s + i\varphi_s)\end{aligned}\tag{4.12}$$

ifade (4.12)'de gösterildiği gibidir. Burada $v^2 = v_u^2 + v_d^2 = (246 \text{ GeV})^2$ ' dir. Süperpotansiyeldeki alanlar U(1)' ayar grubu altında değişmez kalmalıdır, bu yüzden parçacıkların U(1)' yükleri arasında aşağıdaki şartlar sağlanmalıdır.

$$\begin{aligned}Q_{H_u} + Q_{H_d} + Q_S &= 0 \\ Q_{Q_3} + Q_{U_3} + Q_{H_u} &= 0 \\ Q_{Q_3} + Q_{D_3} + Q_{H_d} &= 0\end{aligned}\tag{4.13}$$

MSSM süperpotansiyelinde kütle boyutlu tek bağlaşım μ parametresidir ve kütle skalası ile sorun yaratır. Süpersimetrik U(1)' Modelinde ekstradan tanımlanan Higgs tekli S ile MSSM'de sorun teşkil eden μ parametresi çözümlenebilir. Efektif μ parametresi U(1)' modelde

$$\begin{aligned}\mu_{eff} &\equiv \mu e^{i\theta_s} \\ \mu &= \frac{Y_S v_S}{\sqrt{2}}\end{aligned}\tag{4.14}$$

şeklinde tanımlanır. İfade (4.13) ile tanımlandığında μ parametresi her zaman gerçektir. Diğer parametreler için de CP (yük-parite) ihlal terimleri eklendiğinde parametrelerin gerçekliği atanmış olur. Yani, $\arg(A_t) = \theta_t$ ve benzer şekilde θ_b , $\arg(A_b)$ ile ilişkilendirilir. Hesaplarda A_s fazını S alanından ayırt etmek için $\arg(S) = \theta_s$ ve $\arg(A_s) = \theta_s$ ifadeleri kullanıldı. Higgs alanları için potansiyelde kendiliğinden CP kırınımından kaçınmak adına $\theta_u = \theta_d = 0$ değerlerini kabul ettik. Bu fazları mümkün olduğunca genel tutmak için ifade (4.15)'de gösterilen yeni bir faz tanımladık.

$$\theta_\Sigma = \arg(H_u) + \arg(H_d) + \arg(S) = \theta_u + \theta_d + \theta_s \quad (4.15)$$

Efektif U(1)' Modelinin en basit mertebede (tree level) Higgs potansiyeli F-terimleri, D-terimleri ve yumuşak (soft) süpersimetri kırınım terimlerinin toplamından oluşur.

$$V_{tree} = V_D + V_F + V_{soft} \quad (4.16)$$

İfade (4.8)'de gösterilen potansiyel terimlerinin açık ifadeleri ifade (4.17)'de belirtilmiştir:

$$\begin{aligned}
V_D &= \frac{g^2}{8} \left(|H_u|^2 - |H_d|^2 \right)^2 + \frac{g_2^2}{2} \left(|H_u|^2 |H_d|^2 - |H_u \cdot H_d|^2 \right) \\
&\quad + \frac{g_Y^2}{2} \left(Q_u |H_u|^2 + Q_d |H_d|^2 + Q_S |S|^2 \right)^2
\end{aligned}
\tag{4.17}$$

$$V_F = |Y_S|^2 \left[|H_u \cdot H_d|^2 + |S|^2 \left(|H_u|^2 + |H_d|^2 \right) \right]$$

$$V_{soft} = m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_{H_d}^2 |H_d|^2 + m_S^2 |S|^2 + (A_S Y_S S H_u \cdot H_d + h.c.)$$

Potansiyelde bağlaşım sabitleri $g^2 = g_2^2 + g_Y^2$ şeklindedir. Nümerik analizlerde ise U(1)' Modelin bağlaşım sabiti $g_Y^2 = g_Y^2$ kabul edildi. En basit mertebede Higgs potansiyelinden vakum beklenen değerler (VEV) v_u, v_d, v_s ve $\theta_\Sigma (\theta_s)$ fazı için bazı eşitliklere ulaşılabilir. Bu eşitlikler vakum beklenen değerler ile ilişkili fiziksel Higgs kütlelerini sağlar.

CP korunumlu durumda, fiziksel Higgs bozonları spektrumu, üç tane nötral skaler (h, H, H') , bir CP-tek psödaskaler (A^0) ve bir tane de yüklü ikili Higgs bozonlarından (H^\pm) oluşur. Toplamda ekstra bir CP-çift skaler ile MSSM spektrumundan farklılık gösterir. U(1)' Modellerinde Higgs bozonunun kütle bağlaşımları MSSM'e göre önemli farklılıklar sergiler, bu durum gelecekteki deneyler açısından ayırt edici bir özelliktir. U(1)' Modelleri en hafif nötral Higgs bozonu kütleleri için (m_h) büyük kütleler öngörür. Nümerik hesaplar $m_h \geq 90$ GeV olmasını gerektirirken E_6 tabanlı bazı modellerde daha büyük değerler elde etmek mümkündür $(m_h \sim 140$ GeV). Bizim değerlendirmemizde LHC'de gözlenen parçacığın kütle aralığı $m_h \sim 124 - 126$ GeV aralığındadır.

4.1.2 Bir Halka Düzeltmeli Higgs Potansiyeli

En basit mertebede Higgs potansiyeli, kütleler ve karışımlar açısından kesin bir tahmin yapmak açısından yetersiz kalır. Bu sebepten potansiyel halka düzeltmeli katkılar içermelidir, bu kısımda efektif potansiyel yaklaşımı ile Higgs potansiyeli tekrar gösterilecektir. Daha önce de bahsedildiği gibi CP ihlal terimleri bağımsız parametrelerdir ve halka düzeltme terimleri ile ilişkilidirler. Bir halka düzeltmeli potansiyel $V = V_{tree} + \Delta V$ formundadır. İfade (4.8)'de en basit mertebede Higgs potansiyeli V_{tree} gösterilmişti. Bir halka düzeltmeli Coleman-Weinberg potansiyeli [13]:

$$\Delta V = \frac{1}{64\pi^2} \left\{ \sum_j (-1)^{2j+1} (2j+1) M^4(H_u, H_d, S) \left[\ln \frac{M^2(H_u, H_d, S)}{\Lambda^2} - \frac{3}{2} \right] \right\} \quad (4.18)$$

ifade (4.18)'de gösterildiği formdadır, burada M modelimizdeki tüm parçacıkların kütle matrislerini temsil eder. Çoğu parçacık ve süperçeri halka düzeltmeli potansiyel hesabına eklenebilir ancak biz hesaplarda kuark ve skaler kuarklar için top ve bottom sektörlerinden gelen ($f = t, b$) dominant katkıları göz önüne aldık, küçük ve büyük $\tan \beta$ değerlerinden gelen katkılar da değerlendirilmiştir. Top – stop, bottom – sbottom sektörlerini içeren bir halka düzeltmeli potansiyel aşağıda gösterilmiştir:

$$\Delta V = \frac{6}{64\pi^2} \sum_{f=b,t} \left\{ \sum_{k=1,2} (m_{\tilde{f}_k}^2)^2 \left[\ln \left(\frac{m_{\tilde{f}_k}^2}{\Lambda^2} - \frac{3}{2} \right) \right] - 2(m_f^2)^2 \left[\ln \left(\frac{m_f^2}{\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right] \right\} \quad (4.19)$$

İfade (4.19)'da kütleler Higgs alanı bileşenlerine bağlıdır. Örneğin; bottom'ın kütle-karesi $m_b^2 = Y_b^2 |H_d|^2$ ve top için de kütle-kare ifadesi $m_t^2 = Y_t^2 |H_u|^2$ şeklindedir.

Skaler kuark kütle-kareleri ise diyagonalize kütle-kare matrisinden elde edilir. Birim matris S_f , $S_f^\dagger \widetilde{M}^2 S_f = \text{diag}(m_{\widetilde{f}_1}^2, m_{\widetilde{f}_2}^2)$ ile tanımlanır. Daha önce de bahsettiğimiz gibi f top ve bottom kuarklarını ifade eder ($f = t, b$).

Vakum durumu yok olan tüm tadpole terimleri ve Higgs bozonu kütlelerinin pozitifliklerinden elde edilir. Kaybolan tadpole terimleri potansiyelin (V) CP-çift yönelimleri ($\phi_{H_u, H_d, S}$) ve CP-tek yönelimleri ($\varphi_{u, d, S}$) boyunca diğer parametreler açısından yumuşak kütlelere izin verir. Tadpole terimleri ifade (4.20)'den elde edilir.

$$T_i = \left(\frac{\partial V}{\partial \Phi_i} \right)_0 \quad (4.20)$$

Potansiyelin alanlara göre türevinden elde edilen tadpole terimlerini elde ettiğimiz (4.20) eşitliğinde altındis '0' potansiyelin minimumunda olduğumuzu göstermektedir. Burada potansiyel $V = V_{tree} + \Delta V$ ve alanlar $\Phi_i = \phi_u, \phi_d, \phi_S, \varphi_u, \varphi_d, \varphi_S$ şeklinde tanımlanır. H_u, H_d ve S kütlelerini ($m_{H_u, H_d, S}$) hesaplayabilmek için $T_{1,2,3} = 0$ uygulaması kullanılır ve $T_{4,5,6}$ tadpole terimleri θ_S olarak atadığımız trilinear bağlaşım fazı A_S için kullanılır. En basit mertebede θ_S fazı sıfırdır ancak halka düzeltmeleri bu fazın sıfırdan farklı bir değer almasına neden olur. En basit mertebede T_1, T_2 ve T_3 tadpole terimlerini kullanarak Higgs kütle-karelerini ifade edebiliriz:

$$\begin{aligned}
m_{H_u}^2 &= \frac{A_S Y_S \cos(\theta_\Sigma + \theta_S) v_d v_S}{\sqrt{2} v_u} - \frac{\mathcal{Q}_{H_u} \Pi + Y_S^2 (v_d^2 + v_S^2)}{2} + \frac{g^2 (v_u^2 - v_d^2)}{8} \\
m_{H_d}^2 &= \frac{A_S Y_S \cos(\theta_\Sigma + \theta_S) v_u v_S}{\sqrt{2} v_d} - \frac{\mathcal{Q}_{H_d} \Pi + Y_S^2 (v_u^2 + v_S^2)}{2} + \frac{g^2 (v_u^2 - v_d^2)}{8} \\
m_S^2 &= \frac{A_S Y_S \cos(\theta_\Sigma + \theta_S) v_d v_u}{\sqrt{2} v_S} - \frac{\mathcal{Q}_S \Pi + Y_S^2 (v_d^2 + v_u^2)}{2} \\
\Pi &= g_Y^2 (\mathcal{Q}_{H_d} v_d^2 + \mathcal{Q}_S v_S^2 + \mathcal{Q}_{H_u} v_u^2)
\end{aligned} \tag{4.21}$$

En basit mertebede T_4, T_5 ve T_6 tadpole terimleri sıfırdır ancak bir halka düzeyinde bu terimler sıfır olmaz.

$$\begin{aligned}
T_4 &= \mu A_S v_d \sin(\theta_\Sigma + \theta_S) + \frac{1}{32\pi^2} 3\mu v_d (A_b F_b Y_b^2 S_b + A_t F_t Y_t^2 S_t) \\
T_5 &= \mu A_S v_u \sin(\theta_\Sigma + \theta_S) + \frac{1}{32\pi^2} 3\mu v_u (A_b F_b Y_b^2 S_b + A_t F_t Y_t^2 S_t) \\
T_6 &= \frac{\mu A_S v_d v_u \sin(\theta_\Sigma + \theta_S)}{v_S} + \frac{1}{32\pi^2} 3\mu v_d v_u (A_b F_b Y_b^2 S_b + A_t F_t Y_t^2 S_t)
\end{aligned} \tag{4.22}$$

Bir halka düzeyinde çalışırken T_4, T_5 ve T_6 terimlerini kullandığımızda S teklisinin trilinear bağlaşım fazı A_S uyarılmış radyatif bir nicelik olarak ortaya çıkar:

$$\theta_S \rightarrow -\sin^{-1} \left(\frac{3(F_b S_b A_b Y_b^2 + F_t S_t A_t Y_t^2)}{32\pi^2 A_S} \right) - \theta_\Sigma \tag{4.23}$$

İfade (4.23)'te $S_t = \sin(\theta_t + \theta_\Sigma)$ ve $S_b = \sin(\theta_b + \theta_\Sigma)$ olarak tanımlanmıştır. Aynı şekilde kosinüs değerleri de $C_t = \cos(\theta_t + \theta_\Sigma)$ ve $C_b = \cos(\theta_b + \theta_\Sigma)$ olarak tanımlanmıştır. F_t ve F_b ise halka fonksiyonlarıdır, aşağıda açık ifadeleri gösterilmiştir:

$$F_f = -2 + \ln\left(\frac{m_{\tilde{f}_1}^2 m_{\tilde{f}_2}^2}{Q^4}\right) - \ln\left(\frac{m_{\tilde{f}_1}^2}{m_{\tilde{f}_2}^2}\right) \frac{\Sigma_f}{\Delta_f} \quad (4.24)$$

İfade (4.24)'te Q Süpersimetri kırınım skalasını ifade eder ve $\Delta_f = m_{\tilde{f}_2}^2 - m_{\tilde{f}_1}^2$, $\Sigma_f = m_{\tilde{f}_2}^2 + m_{\tilde{f}_1}^2$ şeklindedir.

4.1.3 Higgs Kütlesinin Elde Edilmesi

Bu kısımda stop ve sbottom LR karışımında, CP ihlali durumunda ve bir halka seviyesinde Higgs kütlesinin elde edilmesi üzerinde duracağız. Higgs skalerleri için kütle-kare matrisini

$$M_{ij}^2 = \left(\frac{\partial^2 V}{\partial \Phi_i \partial \Phi_j} \right)_0 \quad (4.25)$$

eşitliği ile elde ederiz. Potansiyelin alanlara göre çift türevi ile elde ettiğimiz bu matriste alanlar Φ_i ve Φ_j , CP-çift bileşenler ve CP-tek bileşenlerdir. Potansiyelin minimumunda nötral Higgs bozonlarının ϕ_u , ϕ_d ve ϕ_s alanları CP-tek bileşenler, ϕ_u , ϕ_d ve ϕ_s alanları da CP-çift bileşenlerdir. Potansiyelde CP-tek alanlara yani psödo-skaler alanlara göre türev alarak oluşturduğumuz matrisin dikleştirilmesi ile elde edilen üç özdeğerden ikisi Z ve Z' bozonlarına kütle kazandıran Goldstone bozonlarıdır ($G_Z, G_{Z'}$), dolayısıyla üç özdeğerden ikisi sıfırdır. Diğer özdeğer CP ihlali varlığında nötral Higgs kütle durumları ile karışım gösteren psödo-skaler Higgs

A^0 'dır. Skalerler $\beta = \{\phi_u, \phi_d, \phi_S, A^0\}$ bazında nötral Higgs kütle-kare matrisi M^2 simetrik formda şöyle tanımlanır:

$$M_{H^0}^2 = \begin{pmatrix} M_{11}^2 & M_{12}^2 & M_{13}^2 & M_{14}^2 \\ M_{12}^2 & M_{22}^2 & M_{23}^2 & M_{24}^2 \\ M_{13}^2 & M_{23}^2 & M_{33}^2 & M_{34}^2 \\ M_{14}^2 & M_{24}^2 & M_{34}^2 & M_{44}^2 \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

Bu kütle-kare matrisini 4×4 ortonormal bir \mathcal{O} matrisi ile $\mathcal{O} M_{H^0}^2 \mathcal{O}^\dagger = \text{diag}(m_{H_1^0}^2, m_{H_2^0}^2, m_{H_3^0}^2, m_{H_4^0}^2)$ formunda dikleştirebiliriz. Burada özdeğerlerin süreksizliğinden kaçınmak adına kütleler arasında $m_{H_1^0} < m_{H_2^0} < m_{H_3^0} < m_{H_4^0}$ ilişkisi bulunur.

Nötral Higgs kütle-kare matrisinin elemanları aşağıda açıkça gösterilmiştir.

$$\begin{aligned} M_{11}^2 = & \frac{\kappa}{3\Sigma_t \nu_u} \left[\Sigma_t (3\Delta_t^2 (\Delta_b^2 (2Y_t^4 \nu_u^3 \ln \left(\frac{m_{t_1}^2 m_{t_2}^2}{m_t^4} \right) + \mu \nu_d (A_b C_b F_b Y_b^2 + A_t C_t F_t Y_t^2)) \right. \\ & + 2\mu^2 G_b Y_b \nu_u (A_b C_b \nu_d - \mu \nu_u)^2) \\ & + 6A_t^2 \Delta_b^2 G_t Y_t^4 \nu_u (\mu C_t \nu_d - A_t \nu_u)^2 + 64\pi^2 \Delta_b^2 \Delta_t^2 \lambda_u \nu_u^3 \\ & \left. + 12A_t \Delta_b (G_t - 2) Y_t^4 \Delta_t^2 \nu_u^2 (\mu C_t \nu_d - A_t \nu_u) + \mu \chi \Delta_b^2 \nu_d \Delta_t^2 \Sigma_t \right] \end{aligned} \quad (4.27)$$

$$\begin{aligned}
M_{12}^2 = & \frac{-\kappa}{3\Sigma_b\Sigma_t} \left[\Delta_t^2 \Sigma_t \left(\Sigma_b \left(3\mu A_b Y_b^2 \left(2G_b Y_b^2 (A_b C_b \nu_d - \mu \nu_u) (A_b \nu_d - \mu C_b \nu_u) + C_b \Delta_b^2 F_b \right) \right. \right. \\
& - 32\pi^2 \Delta_b^2 \nu_d \nu_u \lambda_{ud} \left. \right) + 6\mu \Delta_b^2 (G_b - 2) Y_b^4 \nu_d (\mu \nu_u - A_b C_b \nu_d) + \mu \chi \Delta_b^2 \Sigma_b \left. \right) \\
& + 6\mu \Delta_b^2 \Sigma_b Y_t^4 (\mu \nu_d - A_t C_t \nu_u) \left(A_t G_t \Sigma_t (\mu C_t \nu_d - A_t \nu_u) + (G_t - 2) \Delta_t^2 \nu_u \right) \\
& + 3\mu A_t \Delta_b^2 \Sigma_b C_t F_t Y_t^2 \Delta_t^2 \Sigma_t \left. \right] \quad (4.28)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{13}^2 = & \frac{\kappa}{3\nu_s \Sigma_t} \left[\Delta_t^2 \Sigma_t \left(\Delta_b^2 \left(3\mu F_b Y_b^2 (2\mu \nu_u - A_b C_b \nu_d) + 32\pi^2 \nu_s^2 \nu_u \lambda_{s} \right) \right. \right. \\
& + 6\mu^2 G_b Y_b^4 \nu_u (A_b C_b \nu_d - \mu \nu_u)^2 - \mu \chi \Delta_b^2 \nu_d \left. \right) - 3\mu A_t \Delta_b^2 C_t \nu_d F_t Y_t^2 \Delta_t^2 \Sigma_t \\
& - 6\mu \Delta_b^2 \nu_d Y_t^4 (\mu \nu_d - A_t C_t \nu_u) \left(A_t G_t \Sigma_t (\mu C_t \nu_d - A_t \nu_u) + (G_t - 2) \Delta_t^2 \nu_u \right) \left. \right] \quad (4.29)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{14}^2 = & \frac{2\kappa\mu\omega}{\nu_s \Sigma_t} \left[\Sigma_t \left(\mu A_b G_b Y_b^4 S_b \Delta_t^2 (\mu \nu_u - A_b C_b \nu_d) + A_t^2 \Delta_b^2 G_t Y_t^4 S_t (A_t \nu_u - \mu C_t \nu_d) \right) \right. \\
& \left. - A_t \Delta_b^2 (G_t - 2) Y_t^4 S_t \Delta_t^2 \nu_u \right] \quad (4.30)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{22}^2 = & \frac{\kappa}{3\Sigma_b \nu_d} \left[\Sigma_b \left(3\Delta_t^2 \left(\Delta_b^2 \left(2Y_b^4 \nu_d^3 \ln \left(\frac{m_{b_1}^2 m_{b_2}^2}{m_b^4} \right) + \mu \nu_u (A_b C_b F_b Y_b^2 + A_t C_t F_t Y_t^2) \right) \right. \right. \right. \\
& + 2A_b^2 G_b Y_b^4 \nu_d (A_b \nu_d - \mu C_b \nu_u)^2 \left. \right) + 6\mu^2 \Delta_b^2 \nu_d G_t Y_t^4 (\mu \nu_d - A_t C_t \nu_u)^2 \\
& + 64\pi^2 \Delta_b^2 \lambda_d \nu_d^3 \Delta_t^2 \left. \right) - 12A_b \Delta_b^2 (G_b - 2) Y_b^4 \nu_d^2 \Delta_t^2 (A_b \nu_d - \mu C_b \nu_u) \\
& + \mu \chi \Delta_b^2 \Sigma_b \Delta_t^2 \nu_u \left. \right] \quad (4.31)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{23}^2 = & \frac{\kappa}{3\Sigma_b \nu_s} \left[\Delta_t^2 \left(\Sigma_b \left(3\mu \Delta_b^2 \left(F_t Y_t^2 (2\mu \nu_d - A_t C_t \nu_u) - A_b C_b F_b Y_b^2 \nu_u \right) \right. \right. \right. \\
& - 6\mu A_b G_b Y_b^4 \nu_u (\mu \nu_u - A_b C_b \nu_d) (\mu C_b \nu_u - A_b \nu_d) + 32\pi^2 \Delta_b^2 \nu_d \lambda_{ds} \nu_s^2 \left. \right) \\
& + 6\mu \Delta_b^2 (G_b - 2) Y_b^4 \nu_d \nu_u (A_b C_b \nu_d - \mu \nu_u) \left. \right) + 6\mu^2 \Delta_b^2 \Sigma_b \nu_d G_t Y_t^4 (\mu \nu_d - A_t C_t \nu_u)^2 \\
& - \mu \chi \Delta_b^2 \Sigma_b \Delta_t^2 \nu_u \left. \right] \quad (4.32)
\end{aligned}$$

$$M_{24}^2 = \frac{2\kappa\mu\omega}{\Sigma_b v_s} \left[\Sigma_b \left(A_b^2 G_b Y_b^4 S_b \Delta_t^2 (A_b v_d - \mu C_b v_u) + \mu A_t \Delta_b^2 G_t Y_t^4 S_t (\mu v_d - A_t C_t v_u) \right) - A_b \Delta_b^2 (G_b - 2) Y_b^4 S_b v_d \Delta_t^2 \right] \quad (4.33)$$

$$M_{33}^2 = \frac{\kappa}{3v_s^2} \left[\Delta_t^2 (3\mu v_u (\Delta_b^2 v_d (A_b C_b F_b Y_b^2 + A_t C_t F_t Y_t^2)) + 2\mu G_b Y_b^4 v_u (A_b C_b v_d - \mu v_u)^2 + 64\pi^2 \Delta_b^2 \lambda_s v_s^4) + 6\mu^2 \Delta_b^2 v_d^2 G_t Y_t^4 (\mu v_d - A_t C_t v_u)^2 + \mu \chi \Delta_b^2 v_d \Delta_t^2 v_u \right] \quad (4.34)$$

$$M_{34}^2 = \frac{2\kappa\mu^2\omega}{v_s^2} \left[A_b G_b Y_b^4 S_b \Delta_t^2 v_u (\mu v_u - A_b C_b v_d) + A_t \Delta_b^2 v_d G_t Y_t^4 S_t (\mu v_d - A_t C_t v_u) \right] \quad (4.35)$$

$$M_{44}^2 = \frac{\kappa\mu\omega^2}{3v_d v_s^2 v_u} \left[3\Delta_t^2 \left(\Delta_b^2 (A_b C_b F_b Y_b^2 + A_t C_t F_t Y_t^2) + 2\mu A_b^2 G_b Y_b^4 S_b^2 v_d v_u \right) + 6\mu A_t^2 \Delta_b^2 v_d G_t Y_t^4 S_t^2 v_u + \chi \Delta_b^2 \Delta_t^2 \right] \quad (4.36)$$

CP korunumlu durumda Nötral Higgs kütle-kare matrisinde M_{44}^2 terimi dışında tüm M_{i4}^2 ve M_{4i}^2 elemanları yok olur. M_{44}^2 terimi CP korunumlu durumda psödo-skaler Higgs kütle-kare terimidir ($M_{A^0}^2$) ve açıkça aşağıda yazılmıştır:

$$M_{A^0}^2 = M_{44}^2 = \frac{\mu\omega^2 A_s}{v_d v_s^2 v_u} + \frac{\kappa\mu\omega^2 \Delta_b^2 \Delta_t^2 (F_b A_b Y_b^2 + F_t A_t Y_t^2)}{v_d v_s^2 v_u} \quad (4.37)$$

İfade (4.37)'de $\omega^2 = v^2 v_s^2 + v_d^2 v_u^2$ ve $\kappa = 3 / (32\pi^2 \Delta_t^2 \Delta_b^2)$ şeklinde tanımlanır.

Yüklü Higgs bozonlarının kütlelerinin hesabı nötral Higgslerin kütle hesabına yakın benzerliktedir.

$$M_{H^\pm}^2 = \begin{pmatrix} M_{11^\pm}^2 & M_{12^\pm}^2 \\ M_{21^\pm}^2 & M_{22^\pm}^2 \end{pmatrix} \quad (4.38)$$

İfade (4.31)'de yüklü Higgs bozonlarının kütle-kare matrisi verilmiştir. CP'nin korunmadığı durumda matrisin özdeğer ifadesi

$$\begin{aligned} m_{H^\pm}^2 = & \frac{\kappa \Delta_b^2 \Delta_t^2}{3v^2 \Sigma_b v_d v_S^2 \Sigma_t v_u} \left(\Sigma_t \left(3Y_b^2 v_S^2 (F_b \Sigma_b (\mu A_b (C_b (v_d^4 + v_u^4) + 2S_b v_d^2 v_u^2) \right. \right. \right. \\ & - A_b^2 v_d v_u^3 - \mu^2 v_d^3 v_u) - \Sigma_b^2 v_d v_u^3 (F_b + G_b - 2) + \Delta_b^2 (G_b - 2) v_d v_u^3) \\ & - \Sigma_b (v_d^4 + v_u^4) (8\pi^2 v_d v_u (4\mu^2 - g_2^2 v_S^2) - \mu \chi v_S^2) \quad (4.39) \\ & + 6Y_b^4 \Sigma_b v_d^3 v_S^2 v_u^3 \left(\ln \left(\frac{m_b^2}{Q^2} \right) - 1 \right) \left. \right) + 3\Sigma_b Y_t^2 v_S^2 (F_t \Sigma_t (\mu A_t (C_t (v_d^4 + v_u^4) \\ & + 2v_d^2 S_t v_u^2) - A_t^2 v_d^3 v_u - \mu^2 v_d v_u^3) - v_d^3 \Sigma_t v_u (F_t + G_t - 2) + v_d^3 (G_t - 2) \Delta_t^2 v_u) \\ & + 6\Sigma_b v_d^3 Y_t^4 v_S^2 \Sigma_t v_u^3 \left(\ln \left(\frac{m_t^2}{Q^2} \right) - 1 \right) \end{aligned}$$

(4.39) eşitliği ile verilmiştir. Halka fonksiyonları ise $G_f = 2 + \ln \left(\frac{m_{\tilde{f}_1}^2}{m_{\tilde{f}_2}^2} \right) \frac{\Sigma_f}{\Delta_f}$ ile

tanımlanır ve $f = t, b$ şeklindedir. CP korunumlu durumda yüklü Higgs bozonlarının kütle-kare matrisinin elemanları, $C_t \rightarrow 1$, $C_b \rightarrow 1$ ve $S_t \rightarrow 0$, $S_b \rightarrow 0$ limitleri göz önüne alındığında aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned}
M_{11}^{2\pm} = & \frac{1}{3v^2v_S^2\Sigma_t v_u} \left[\kappa\Delta_b^2 v_d \Delta_t^2 \left(\Sigma_t \left(\mu v_d^2 v_S^2 \left(3A_b C_b F_b Y_b^2 + \chi \right) \right. \right. \right. \\
& + 3\mu A_b F_b Y_b^2 S_b v_S^2 v_u^2 + v_d v_u \left(8\pi^2 v_d^2 \left(g_2^2 v_S^2 - 4\mu^2 \right) - 3\mu^2 F_b Y_b^2 v_S^2 \right) \\
& + 3Y_t^2 v_S^2 \left(A_t F_t \Sigma_t \left(v_u \left(\mu S_t v_u - A_t v_d \right) + \mu C_t v_d^2 \right) - v_d \Sigma_t^2 v_u \left(F_t + G_t - 2 \right) \right. \\
& \left. \left. \left. + v_d \left(G_t - 2 \right) \Delta_t^2 v_u \right) + 6v_d Y_t^4 v_S^2 \Sigma_t v_u^3 \left(\ln \left(\frac{m_t^2}{Q^2} \right) - 1 \right) \right) \right] \quad (4.40)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{12}^{2\pm} = & \frac{1}{3v^2\Sigma_b v_S^2} \left[\kappa\Delta_b^2 \Delta_t^2 \left(\Sigma_b \left(3\mu A_t F_t Y_t^2 v_S^2 \left(C_t v_u^2 + v_d^2 S_t \right) \right. \right. \right. \\
& + v_u \left(-3\mu^2 v_d F_t Y_t^2 v_S^2 + 8\pi^2 v_d v_u^2 \left(g_2^2 v_S^2 - 4\mu^2 \right) + \mu\chi v_S^2 v_u \right) \\
& + 3Y_b^2 v_S^2 \left(A_b F_b \Sigma_b \left(v_u \left(\mu C_b v_u - A_b v_d \right) + \mu S_b v_d^2 \right) \right. \\
& - \Sigma_b^2 v_d v_u \left(F_b + G_b - 2 \right) + \Delta_b^2 \left(G_b - 2 \right) v_d v_u \\
& \left. \left. \left. + 6Y_b^4 \Sigma_b v_d^3 v_S^2 v_u \left(\ln \left(\frac{m_b^2}{Q^2} \right) - 1 \right) \right) \right) \right] \quad (4.41)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{21}^{2\pm} = & \frac{1}{3v^2v_S^2\Sigma_t} \left[\kappa\Delta_b^2 \Delta_t^2 \left(\Sigma_t \left(\mu v_d^2 v_S^2 \left(3A_b C_b F_b Y_b^2 + \chi \right) + 3\mu A_b F_b Y_b^2 S_b v_S^2 v_u^2 \right. \right. \right. \\
& + v_d v_u \left(8\pi^2 v_d^2 \left(g_2^2 v_S^2 - 4\mu^2 \right) - 3\mu^2 F_b Y_b^2 v_S^2 \right) + 3Y_t^2 v_S^2 \left(A_t F_t \Sigma_t \left(v_u \left(\mu S_t v_u \right. \right. \right. \\
& - A_t v_d \right) + \mu C_t v_d^2 \right) - v_d \Sigma_t^2 v_u \left(F_t + G_t - 2 \right) + v_d \left(G_t - 2 \right) \Delta_t^2 v_u \\
& \left. \left. \left. + 6v_d Y_t^4 v_S^2 \Sigma_t v_u^3 \left(\ln \left(\frac{m_t^2}{Q^2} \right) - 1 \right) \right) \right) \right] \quad (4.42)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{22}^{2\pm} = & \frac{1}{3v^2\Sigma_b v_d v_S^2} \left[\kappa\Delta_b^2 \Delta_t^2 v_u \left(\Sigma_b \left(3\mu A_t F_t Y_t^2 v_S^2 \left(C_t v_u^2 + v_d^2 S_t \right) + v_u \left(-3\mu^2 v_d F_t Y_t^2 v_S^2 \right. \right. \right. \right. \\
& + 8\pi^2 v_d v_u^2 \left(g_2^2 v_S^2 - 4\mu^2 \right) + \mu\chi v_S^2 v_u \right) + 3Y_b^2 v_S^2 \left(A_b F_b \Sigma_b \left(v_u \left(\mu C_b v_u - A_b v_d \right) \right. \right. \\
& + \mu S_b v_d^2 \right) - \Sigma_b^2 v_d v_u \left(F_b + G_b - 2 \right) + \Delta_b^2 \left(G_b - 2 \right) v_d v_u \\
& \left. \left. \left. + 6Y_b^4 \Sigma_b v_d^3 v_S^2 v_u \left(\ln \left(\frac{m_b^2}{Q^2} \right) - 1 \right) \right) \right) \right] \quad (4.43)
\end{aligned}$$

Eşitliklerde kullanılan kısaltmalar ifade (4.44)'te gösterilmiştir:

$$\begin{aligned}
\chi &= \sqrt{1024\pi^4 A_s^2 - 9(A_b F_b Y_b^2 S_b + A_t F_t Y_t^2 S_t)^2} \\
\lambda_u &= \frac{1}{2} Q_u^2 g_Y^2 + \frac{g^2}{8} \\
\lambda_d &= \frac{1}{2} Q_d^2 g_Y^2 + \frac{g^2}{8} \\
\lambda_s &= \frac{1}{2} g_Y^2 Q_s S^2 \\
\lambda_{ud} &= Q_d Q_u g_Y^2 - \frac{g^2}{4} + Y_s^2 \\
\lambda_{ds} &= Q_d Q_s g_Y^2 + Y_s^2 \\
\lambda_{us} &= Q_s Q_u g_Y^2 + Y_s^2
\end{aligned} \tag{4.44}$$

U(1)' skaler üst ve alt kuark kütle matrisi için kütle terimleri, Süpersimetrik U(1)' Lagranjyanı'nda bulunan skaler potansiyelden (V_F), D-terimlerinden ve yumuşak kırınım terimlerinden gelir. Skaler üst kuark için kütle terimleri;

$$\begin{aligned}
M_{LL}^2 &= M_{\tilde{Q}}^2 + Y_t^2 |H_u|^2 - \frac{1}{4} \left(g_2^2 - \frac{g_Y^2}{3} \right) (|H_u|^2 - |H_d|^2) \\
&\quad + g_Y^2 Q_Q \left(Q_u |H_u|^2 + Q_d |H_d|^2 + Q_s |H_s|^2 \right) \\
M_{RR}^2 &= M_{\tilde{U}}^2 + Y_t^2 |H_u|^2 - \frac{g_Y^2}{3} (|H_u|^2 - |H_d|^2) \\
&\quad + g_Y^2 Q_U \left(Q_u |H_u|^2 + Q_d |H_d|^2 + Q_s |H_s|^2 \right) \\
M_{LR}^2 &= M_{RL}^{2\dagger} = Y_t (A_t^* H_u^{0*} - Y_s S H_d^o)
\end{aligned} \tag{4.45}$$

şeklinde elde edilir ve benzer şekilde skaler alt kuark kütle terimleri

$$\begin{aligned}
M_{LL}^2 &= M_{\tilde{Q}}^2 + Y_b^2 |H_d|^2 + \frac{1}{4} \left(g_2^2 + \frac{g_Y^2}{3} \right) (|H_u|^2 - |H_d|^2) \\
&\quad + g_Y^2 \mathcal{Q}_Q \left(\mathcal{Q}_u |H_u|^2 + \mathcal{Q}_d |H_d|^2 + \mathcal{Q}_s |H_s|^2 \right) \\
M_{RR}^2 &= M_{\tilde{D}}^2 + Y_b^2 |H_u|^2 - \frac{g_Y^2}{6} (|H_u|^2 - |H_d|^2) \\
&\quad + g_Y^2 \mathcal{Q}_D \left(\mathcal{Q}_u |H_u|^2 + \mathcal{Q}_d |H_d|^2 + \mathcal{Q}_s |H_s|^2 \right) \\
M_{LR}^2 &= M_{RL}^{2\dagger} = Y_b \left(A_b^* H_d^{0*} - Y_S S H_u^0 \right)
\end{aligned} \tag{4.46}$$

ile gösterilir. Bu kütle terimlerinin eşitlik (4.47)'de belirtilen kütle kare matrisine yerleştirilmesi ve matrisin dikleştirilmesinin ardından bulunan özdeğerler bize U(1)' Model'de skaler üst ve alt kuarkların kütlelerini verir.

$$M_{\tilde{f}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{f}_{LL}}^2 & m_{\tilde{f}_{LR}}^2 \\ m_{\tilde{f}_{RL}}^2 & m_{\tilde{f}_{RR}}^2 \end{pmatrix} \tag{4.47}$$

Bu matrisin $D^\dagger M_{\tilde{f}}^2 D = \text{diag}(m_{\tilde{f}_1}^2, m_{\tilde{f}_2}^2)$ şeklinde dikleştirilmesinin ardından bulunan $m_{\tilde{f}_1}^2, m_{\tilde{f}_2}^2$ özdeğerleri bize ilgili fermiyonun kütle karelerini verir. Burada D, üniter dikleştirme matrisidir [16].

5. HIGGS BOZONU BOZUNUM GENİŞLİKLERİ

Bu bölümde Higgs bozonlarının sahip olduğu bütün iki-cisimli bozunmalar incelenecektir. Higgs bozonlarının lepton, kuark, chargino, nötralino, ağır ayar bozonu, higgs bozonları, skuark, slepton, foton ve gluon çiftlerine bozunumları ile birlikte tek bir ağır ayar bozonu ile bir higgs bozonuna bozunumu da ele alınacaktır.

5.1 Higgs Bozonu Etkileşimleri

Tezin bu bölümünde nötral Higgs bozonunun ayar bozonları, Standart Model fermiyonları, skuarklar, sleptonlar, çarginolar ve nötralinolar ile olan etkileşimleri üzerinde durulacaktır.

Higgs bozonunun ayar bozonları (Z ve W^\pm) ile olan etkileşim Lagrangianları aşağıdaki eşitliklerle ifade edilir:

$$\begin{aligned} L_{HVV} &= gM_W \left(W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{2c_W^2} Z_\mu Z^\mu \right) \sum_i g_{H_i VV} H_i \\ L_{HZZ} &= \frac{g}{4c_W} \sum_{i,j} g_{H_i H_j Z} Z^\mu \left(H_i i \overleftrightarrow{\partial}_\mu H_j \right) \\ L_{HH^\pm W^\pm} &= -\frac{g}{2} \sum_i g_{H_i H^\pm W^\pm} W^{-\mu} \left(H_i i \overleftrightarrow{\partial}_\mu H^\pm \right) + h.c. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Bu eşitliklerde $SU(2)_L$ ayar bağlaşım sabiti $g = \frac{e}{\sin\theta_W}$ şeklinde olup, $g_{H,VV}$, $g_{H,H,Z}$, g_{H,H^+W^-} bağlaşım sabitleri ise Higgs bozonu karışım matrisi \mathcal{O} cinsinden aşağıda belirtilmiştir ($\det(\mathcal{O}) = \pm 1$):

$$\begin{aligned} g_{H,VV} &= c_\beta \mathcal{O}_{\phi_i} + s_\beta \mathcal{C}_{\phi_i} \\ g_{H,H,Z} &= \text{sign}[\det(\mathcal{O})] \varepsilon_{ijk} g_{H_k VV} \\ g_{H,H^+W^-} &= c_\beta \mathcal{O}_{\phi_i} - s_\beta \mathcal{O}_{\phi_i} - i \mathcal{O}_{\alpha i} \end{aligned} \quad (5.2)$$

Higgs bozonunun kuark – antikuark ve lepton- antilepton etkileşim Lagrangianı ise eşitlik (5.3)'te ifade edildiği şekildedir:

$$L_{H_i \bar{f} f} = - \sum_{f=u,d,l} \frac{g m_f}{2M_W} \sum_{I=1}^4 H_i \bar{f} \left(g_{H_i \bar{f} f}^S + i g_{H_i \bar{f} f}^P \gamma_5 \right) f \quad (5.3)$$

En basit mertebede, $f=l,d$ için $(g^S, g^P) = (\mathcal{O}_{\phi_i}/c_\beta, -\mathcal{O}_{\alpha i} \tan \beta)$ ve $f=u$ için $(g^S, g^P) = (\mathcal{O}_{\phi_i}/s_\beta, -\mathcal{O}_{\alpha i} \cot \beta)$ alınır.

Nötral Higgs bozonunun çarginolar ile olan etkileşiminin Lagrangianı ise eşitlik (5.4)'te yazılmıştır:

$$L_{H^0 \bar{X}^+ X^-} = - \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{i,j,k} H_k \overline{\bar{X}_i} \left(g_{H_k \bar{X}_i^+ X_j^-}^S + i \gamma_5 g_{H_k \bar{X}_i^+ X_j^-}^P \right) \bar{X}_j \quad (5.4)$$

Nötral Higgs bozonunun nötralinolar ile olan etkileşim Lagrangianı da şöyle ifade edilir:

$$L_{H^0 \widetilde{X}^0 \widetilde{X}^0} = -\frac{g}{2} \sum_{i,j,k} H_k \overline{\widetilde{X}_i^0} \left(g_{H_k \widetilde{X}_i^0 \widetilde{X}_j^0}^S + i\gamma_5 g_{H_k \widetilde{X}_i^0 \widetilde{X}_j^0}^P \right) \widetilde{X}_j^0 \quad (5.5)$$

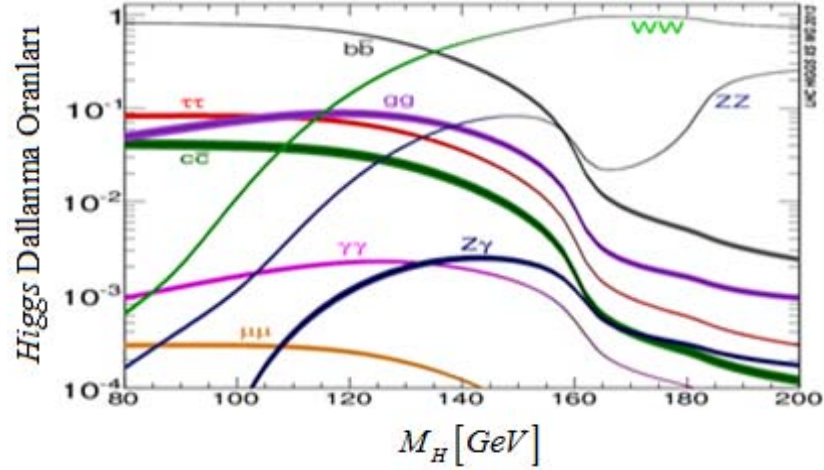
Tablo 5.1: Nötral ve yüklü Higgs bozonlarının bozunum modları ve bozunum sabitleri.

Bozunum Modu	g_f	g^S	g^P
$H_i \rightarrow l^+ l^-$	$\frac{gm_l}{2M_W}$	$\mathcal{O}_{\phi_i}/c_\beta$	$-(s_\beta/c_\beta)\mathcal{O}_{\alpha i}$
$H_i \rightarrow d \bar{d}$	$\frac{gm_d}{2M_W}$	$\mathcal{O}_{\phi_i}/c_\beta$	$-(s_\beta/c_\beta)\mathcal{O}_{\alpha i}$
$H_i \rightarrow u \bar{u}$	$\frac{gm_u}{2M_W}$	$\mathcal{O}_{\phi_i}/s_\beta$	$-(c_\beta/s_\beta)\mathcal{O}_{\alpha i}$
$H_i \rightarrow \widetilde{\chi}_j^0 \widetilde{\chi}_k^0$	$g/2$	$g_{H_i \widetilde{\chi}_j^0 \widetilde{\chi}_k^0}^S$	$g_{H_i \widetilde{\chi}_j^0 \widetilde{\chi}_k^0}^P$
$H_i \rightarrow \widetilde{\chi}_j^- \widetilde{\chi}_k^+$	$g/\sqrt{2}$	$g_{H_i \widetilde{\chi}_j^+ \widetilde{\chi}_k^-}^S$	$g_{H_i \widetilde{\chi}_j^+ \widetilde{\chi}_k^-}^P$
Bozunum Modu	$g_{f f'}$	g^S	g^P
$H^+ \rightarrow l^+ \nu$	$-\frac{gm_l}{\sqrt{2}M_W}$	$t_\beta/2$	$-it_\beta/2$
$H^+ \rightarrow u \bar{d}$	$-\frac{gm_l}{\sqrt{2}M_W}$	$[1/t_\beta + (m_d/m_u)t_\beta]/2$	$i[1/t_\beta - (m_d/m_u)t_\beta]/2$
$H^+ \rightarrow \widetilde{\chi}_j^+ \widetilde{\chi}_i^0$	$\frac{g}{\sqrt{2}}$	$g_{H^+ \widetilde{\chi}_i^0 \widetilde{\chi}_j^+}^S$	$g_{H^+ \widetilde{\chi}_i^0 \widetilde{\chi}_j^+}^P$

5.2 Nötral Higgs Bozonu Bozunum Genişlikleri

Tezin asıl çalışma konusu olan nötral Higgs bozonunun bozunum genişlikleri bu bölümde incelenecektir. Süpersimetrik U(1) Modelde nötral Higgs bozonunun fermiyonlar ve ayar bozonları ile etkileşimleri ayrıntılı bir şekilde anlatıldıktan sonra bozunum genişlikleri ve dallanma oranı sonuçları da grafikler ve tablolar yardımıyla gösterilecektir. Sonuçlarımızı elde ettiğimiz hesaplarda, Minimal Süpersimetrik Standart Model için Higgs bozunumlarının incelendiği çalışmadan [17] da büyük ölçüde yararlandık.

Higgs etkileşimleri ve bozunumlarından elde etmiş olduğumuz sonuçlar CERN’de Atlas ve Cms deneylerinden elde edilen sonuçlarla ve Şekil 5.1’de gösterilen Standart Model için Higgs bozunumlarından elde edilen dallanma oranları [18] öngörülleri ile de kıyaslanacaktır.



Şekil 5.1: Standart Model Higgs kütle aralığı 80 – 200 GeV aralığında iken Higgs dallanma oranları gösterilmiştir.

5.2.1 Higgs Bozonunun Fermiyon Çiftlerine Bozunumu

$H_i \rightarrow f f'$: Burada f' lepton, kuark, chargino veya nötralinol olabilir. İki Dirac fermiyonu için bozunum genişliği aşağıda verilmiştir:

$$\Gamma_D = N_C \frac{g_{f(f')}^2 M_H \lambda^{1/2}(1, \kappa_j, \kappa_k)}{8\pi} \left[(1 - \kappa_j - \kappa_k) \left(|g^S|^2 + |g^P|^2 \right) - 2\sqrt{\kappa_j \kappa_k} \left(|g^S|^2 - |g^P|^2 \right) \right] \quad (5.6)$$

Burada $\kappa_j \equiv m_{f_j}^2 / M_H^2$ ve $\lambda(1, x, y) \equiv (1 - x - y)^2 - 4xy$ şeklindedir. İfade (5.6)'da

g_f, g^S ve g^P ile gösterilen bozunum modları Tablo 5.1'de ifade edilmiştir.

$\kappa_j = \kappa_k = \kappa$ eşitliğini kullanırsak bozunum genişliği ifadesi aşağıdaki hale gelir:

$$\Gamma_D = N_C \frac{g_{f(f')}^2 M_H \beta_\kappa}{8\pi} \left(\beta_\kappa^2 |g^S|^2 + |g^P|^2 \right) \quad (5.7)$$

İfade (5.7)'de $\beta_\kappa \equiv \sqrt{1 - 4\kappa}$ şeklindedir. N_C renk faktörü kuarklar için 3, leptonlar, charginolar ve nötralinolar için 1 alınır.

Higgs bozonunun iki Majarona fermiyonuna bozunum genişliği ise şöyle ifade edilir:

$$\Gamma_M = \left(\frac{4}{1 + \delta_{jk}} \right) \Gamma_D \quad (5.8)$$

Eşdeğer Majarona fermiyonları için $\delta_{jk} = 1$ olarak alınır.

5.2.2 Higgs Bozonunun Ayar Bozonlarına Bozunumu

$H_i \rightarrow V V$: Higgs bozonunun iki ağır ayar bozonuna (Z ve W bozonları) bozunum genişliği ifadesi ifade (5.9)'da gösterildiği gibidir:

$$\Gamma = \frac{G_F g_{H_i V V}^2 M_{H_i}^3 \delta_V}{16\sqrt{2}\pi} \beta_{iV} (1 - 4\kappa_{iV} + 12\kappa_{iV}^2) \quad (5.9)$$

Eşitlikte $G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2$, $\kappa_{iV} = M_V^2/M_{H_i}^2$, $\beta_{iV} = \sqrt{1-4\kappa_{iV}}$ ve W bozonu için $\delta_W = 2$, Z bozonu için $\delta_Z = M_W^4/(c_W M_Z)^4 = 1$ şeklindedir.

$H_i \rightarrow H_j Z$: Higgs bozonunun daha hafif bir Higgs bozonu ile Z bozonuna bozunum genişliği ifadesi aşağıdaki eşitlik ile hesaplanır:

$$\Gamma = \frac{G_F M_H^3}{8\sqrt{2}\pi} |\mathcal{G}|^2 \lambda^{3/2}(1, \kappa_j, \kappa_V) \quad (5.10)$$

İfade (5.10)'da $(M_H, \mathcal{G}) = (M_{H_i}, g_{H_i H_j Z})$, $\kappa_j = M_{H_j}^2/M_H^2$ ve $\kappa_V = M_V^2/M_H^2$ ifadelerinin açık halleridir.

$H_i \rightarrow \gamma \gamma$: Higgs bozonunun foton çiftine bozunum genişliği ifadesi şu eşitlik ile hesaplanır:

$$\Gamma = \frac{M_{H_i}^3 \alpha^2}{256\pi^3 v^2} \left[|S_i^\gamma(M_{H_i})|^2 + |P_i^\gamma(M_{H_i})|^2 \right] \quad (5.11)$$

İfade (5.11)'de kullanılan skaler ve psödaskaler form faktörlerinin açık ifadeleri aşağıda gösterilmiştir:

$$\begin{aligned}
S_i^\gamma(M_{H_i}) = & 2 \sum_{f=b,t,\tilde{\chi}_1^\pm,\tilde{\chi}_2^\pm} N_c Q_f^2 g_f g_{H_i \tilde{f} f}^S \frac{v}{m_f} F_{sf}(\tau_{if}) \\
& - \sum_{\tilde{f}_1=\tilde{t}_1,\tilde{t}_2,\tilde{b}_1,\tilde{b}_2,\tilde{\tau}_1,\tilde{\tau}_2} N_c Q_f^2 g_{H_i \tilde{f}_j \tilde{f}_j} \frac{v^2}{2m_{\tilde{f}_j}^2} F_0(\tau_{i\tilde{f}_j}) \\
& - g_{H_i V V} F_1(\tau_{iV}) - g_{H_i H^\pm H} \frac{v^2}{2M_{H^\pm}^2} F_0(\tau_{iH^\pm})
\end{aligned} \tag{5.12}$$

$$P_i^\gamma(M_{H_i}) = 2 \sum_{f=b,t,\tilde{\chi}_1^\pm,\tilde{\chi}_2^\pm} N_c Q_f^2 g_f g_{H_i \tilde{f} f}^P \frac{v}{m_f} F_{pf}(\tau_{if}) \tag{5.13}$$

Eşitliklerde $\tau_{ix} = M_{H_i}^2/4m_x^2$, kuarklar için $N_c = 3$, stau ve chargino için $N_c = 1$ şeklindedir. Form faktörlerinin açık ifadeleri ifade (5.14)'te yazılmıştır.

$$\begin{aligned}
F_{sf}(\tau) &= \tau^{-1} \left[1 + (1 - \tau^{-1}) f(\tau) \right] \\
F_{pf}(\tau) &= \tau^{-1} f(\tau) \\
F_0(\tau) &= \tau^{-1} \left[-1 + \tau^{-1} f(\tau) \right] \\
F_1(\tau) &= 2 + 3\tau^{-1} + 3\tau^{-1} (2 - \tau^{-1}) f(\tau) \\
f(\tau) &= -\frac{1}{2} \int_0^1 \frac{dy}{y} \ln[1 - 4\tau y(1-y)] = \begin{cases} \arcsin^2(\sqrt{\tau}) & : \tau \leq 1 \\ -\frac{1}{4} \left[\ln \left(\frac{\sqrt{\tau} + \sqrt{\tau-1}}{\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau-1}} \right) - i\pi^2 \right] & : \tau \geq 1 \end{cases}
\end{aligned} \tag{5.14}$$

$H_i \rightarrow gg$: Higgs bozonunun gluon çiftine bozunum genişliği şu eşitlik ile hesaplanır:

$$\Gamma = \frac{M_{H_i}^3 \alpha_S^2}{32\pi^3 v^2} \left[K_H^g \left| S_i^g(M_{H_i}) \right|^2 + K_A^g \left| P_i^g(M_{H_i}) \right|^2 \right] \quad (5.15)$$

Sadece üçüncü nesil kuark ve skaler kuarkların baskın katkılarına izin veren skaler ve psödo-skaler form faktörler eşitlik (5.16)'da gösterilmiştir.

$$\begin{aligned} S_i^g(M_{H_i}) &= \sum_{\tilde{f}=b,t} g_f g_{H_i f \tilde{f}}^S \frac{v}{m_f} F_{sf}(\tau_{if}) \\ &\quad - \sum_{\tilde{f}_j=i_1, i_2, \tilde{b}_1, \tilde{b}_2} g_{H_i} \tilde{f}_j^* \tilde{f}_j \frac{v^2}{4m_{\tilde{f}_j}^2} F_0(\tau_{\tilde{f}_j}) \end{aligned} \quad (5.16)$$

$$P_i^g(M_{H_i}) = \sum_{\tilde{f}=b,t} g_f g_{H_i f \tilde{f}}^P \frac{v}{m_f} F_{pf}(\tau_{if})$$

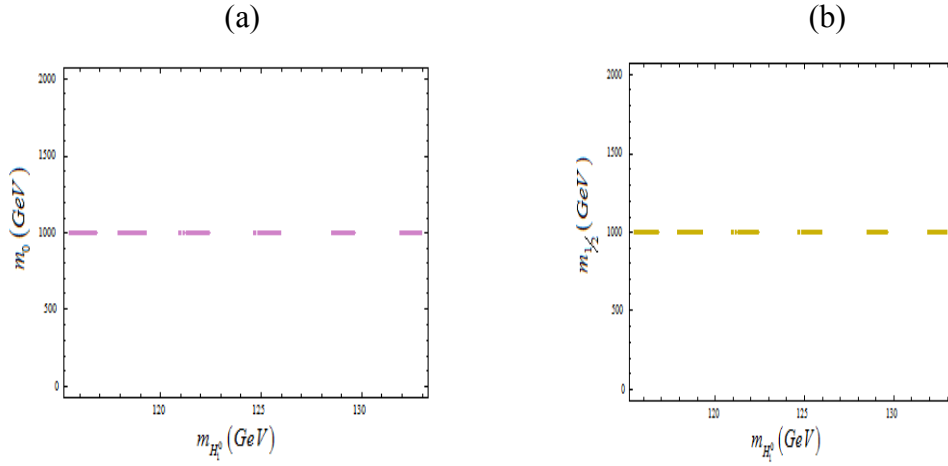
Eşitliklerde kullandığımız QCD düzeltmeleri için loop iyileştirme faktörleri K_H^g ve K_A^g eşitlik (5.17) ile gösterilmiştir.

$$\begin{aligned} K_H^g &= 1 + \frac{\alpha_S(M_{H_i}^2)}{\pi} \left(\frac{95}{4} - \frac{7}{6} N_F \right) \\ K_A^g &= 1 + \frac{\alpha_S(M_{H_i}^2)}{\pi} \left(\frac{97}{4} - \frac{7}{6} N_F \right) \end{aligned} \quad (5.17)$$

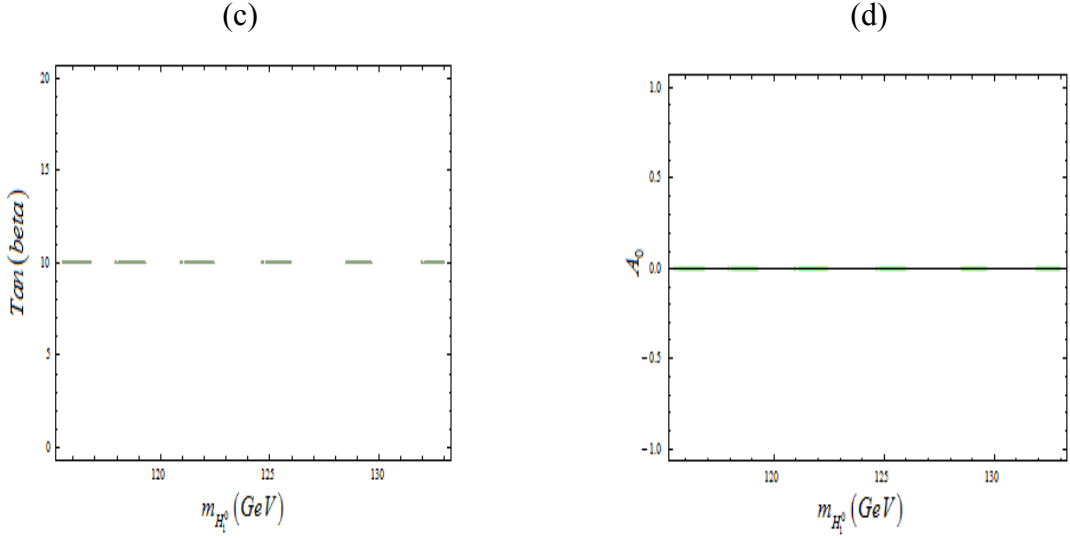
6. NÜMERİK ANALİZ

Bu bölümde Süpersimetrik U(1)' Modeli için en hafif Higgs bozonu dallanma oranlarını ve bazı parçacıkların kütlelerini inceleyeceğiz. MATHEMATICA programı yardımı ile nümerik olarak çözdüğümüz dallanma oranları sonuçlarını görsel olarak grafiklerle ve tablo halinde sunacağız.

U(1)' Model'de en hafif Higgs bozonu kütlelerinin 125 GeV olduğu durumda program girdileri olan ortak skaler parçacık ve ortak ayarino kütleleri ile, tanjant beta ve üçlü lineer bağlaşım sabiti değerleri Şekil 6.1'de gösterilmiştir:

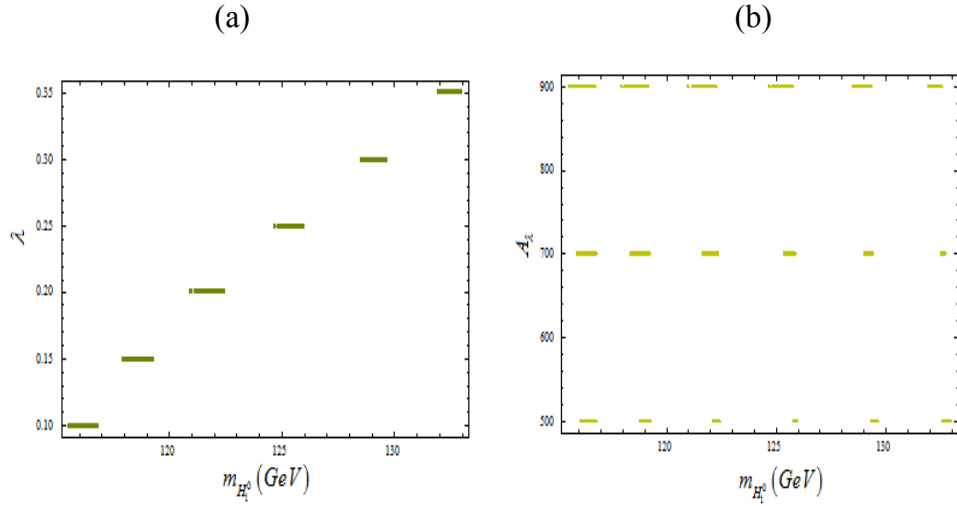


Şekil 6.1: Higgs bozonu kütlelerinin (m_{H^0}) 125 GeV olduğu durumda girdi değerleri olan ortak skaler parçacık kütlelerinin (m_0) 1000 GeV (a), ortak ayarino kütlelerinin ($m_{1/2}$) 1000 GeV (b), Tan (Beta) değerinin 10 (c) ve üçlü lineer bağlaşım sabitinin (A_0) 0 (d) olduğu grafikler gösterilmiştir.



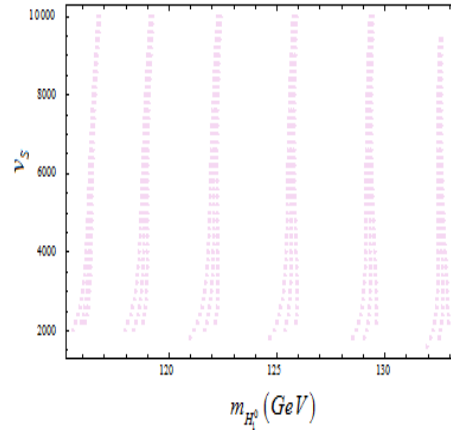
Şekil 6.1: (devam)

Şekil 6.2’de en hafif Higgs kütle aralığı 115 GeV ve 135 GeV olarak değişirken tekli Higgs etkileşimleri, yumuşak kırınım Higgs etkileşimleri ve tekli vakum değerlerinin değişimleri gösterilmiştir:



Şekil 6.2: En hafif Higgs kütle aralığı 115 – 135 GeV aralığında değişirken, Higgs etkileşim terimi λ (a), yumuşak kırınım Higgs etkileşim terimi A_λ (b) ve Singlet vakum değeri v_S (c) değişim grafikleri gösterilmiştir.

(c)

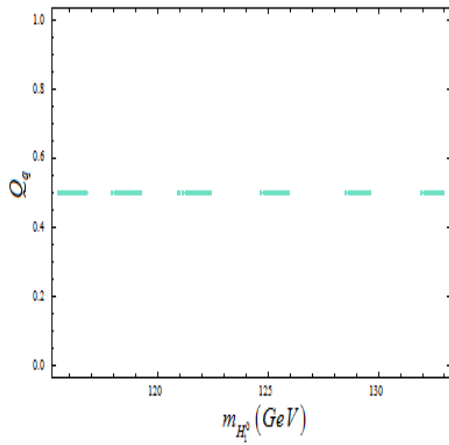


Şekil 6.2: (devam)

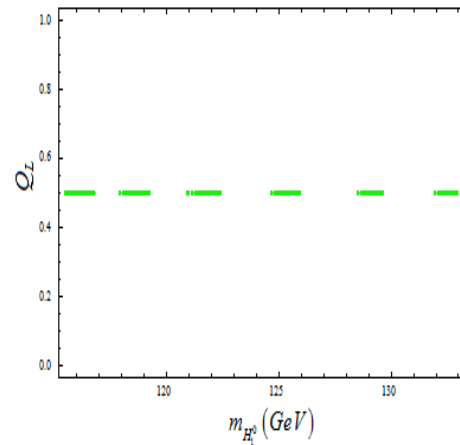
Şekil 6.2 (a)'da en hafif Higgs kütlesi ile tekli Higgs etkileşimleri lineer olarak artmaktadır.

Nümerik hesaplarda kullanmış olduğumuz Süpersimetrik U(1)' Modeli yükleri sırasıyla Şekil 6.3'te gösterilmiştir. Bu yükler tezin 4. bölümünde eşitlik 4.13 ile gösterilmiştir.

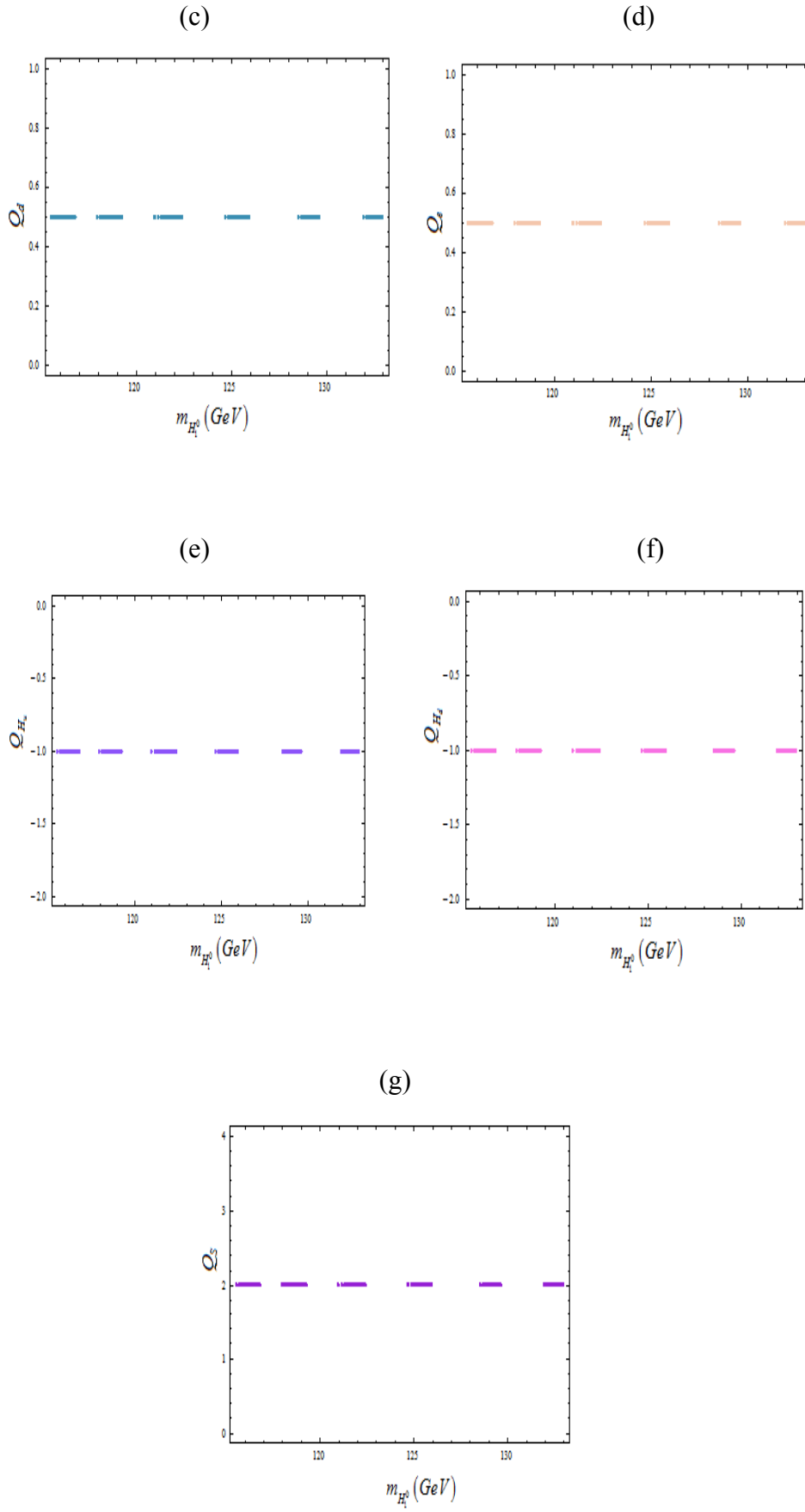
(a)



(b)

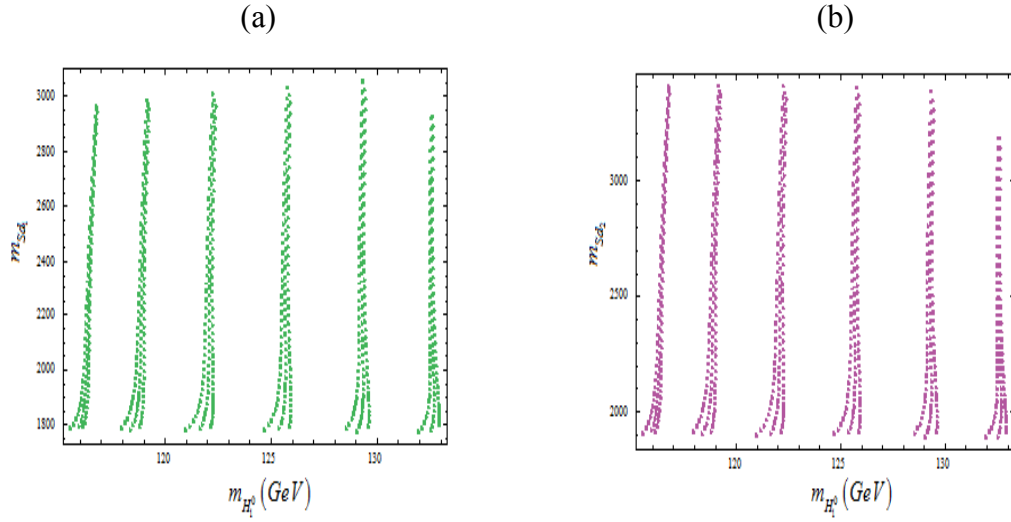


Şekil 6.3: Süpersimetrik U(1)' Modeli parçacık yükleri gösterilmiştir.



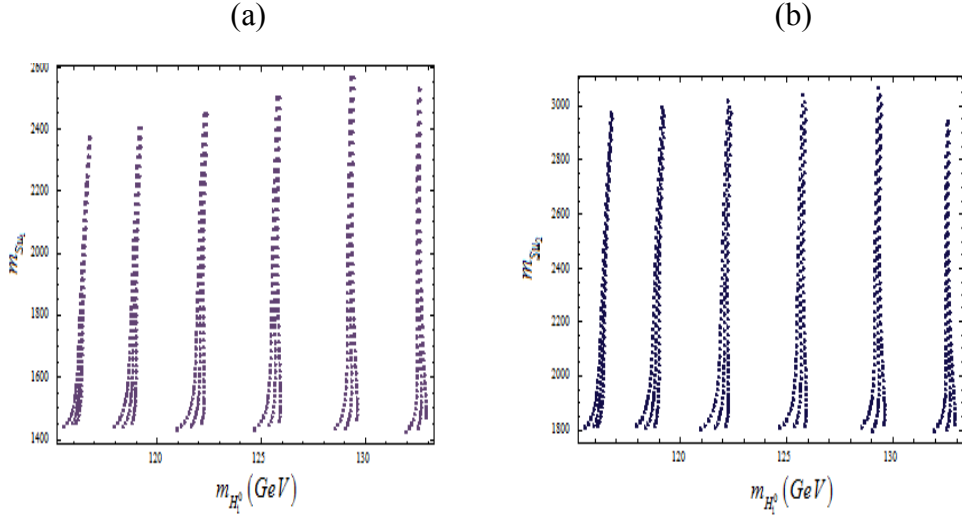
Şekil 6.3: (devam)

En hafif Higgs kütesinin değeri 115 – 135 GeV aralığında değışirken skaler parçacıkların kütle değışim grafikleri aşağıdaki şekillerle gösterilecektir. Şekil 6.4'te Higgs bozonu kütesinin değeri 125 GeV iken down tipi skuarklardan birinci neslin m_{Sd_1} kütle değeri yaklaşık 1800 GeV, ikinci neslin m_{Sd_2} kütle değeri yaklaşık 2000 GeV olarak ölçülmüştür. Grafikler de gösteriyor ki en hafif Higgs kütesi ile down tipi skuark kütesleri doğru orantılı olarak artmaktadır.



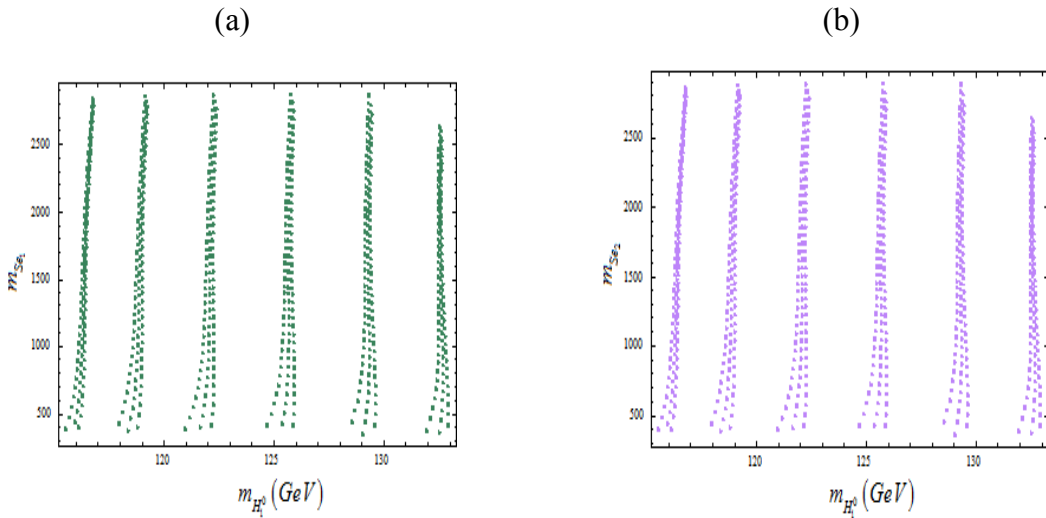
Şekil 6.4: En hafif Higgs bozonu kütesi ve down tipi skaler quarklardan birinci (a) ve ikinci (b) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir.

En hafif Higgs bozonu kütesinin 125 GeV olduğu durumda up tipi skaler quarklardan birinci neslin m_{Su_1} kütle değeri yaklaşık 1500 GeV ve ikinci neslin m_{Su_2} kütle değeri de 1800 GeV olarak ölçülen grafikler Şekil 6.5'te gösterilmiştir.



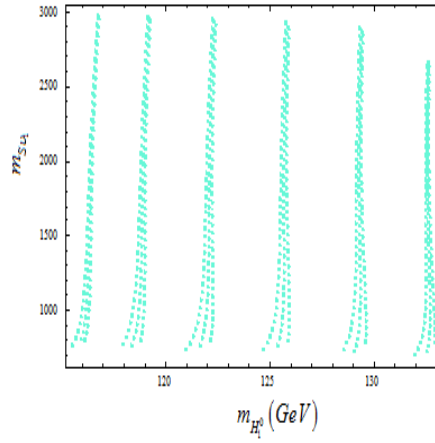
Şekil 6.5: En hafif Higgs bozonu kütlesi ve up tipi skaler quarklardan birinci (a) ve ikinci (b) nesil kütle aralıkları gösterilmiştir.

Şekil 6.6’da en hafif Higgs bozonu kütlesi ve skaler leptonlardan birinci ve ikinci nesil kütle aralıkları gösterilmiştir. Higgs bozonu kütlesi 125 GeV iken skaler leptonların birinci nesil $m_{S_{e1}}$ ve ikinci nesil $m_{S_{e2}}$ kütleleri ~ 500 GeV değerini almıştır. Aynı durumda skaler nötrinoların birinci nesil $m_{S_{\nu1}}$ kütlesi de ~ 800 GeV olarak hesaplanmıştır. En hafif Higgs kütlesinin 125 GeV değerini alması halinde snötrino kütleleri 800 GeV ile 3 TeV aralığında tahmin edilmiştir.



Şekil 6.6: En hafif Higgs bozonu kütlesi ve skaler leptonlardan birinci (a) ve ikinci (b) nesil ile skaler nötrino birinci nesil (c) kütle aralıkları gösterilmiştir.

(c)

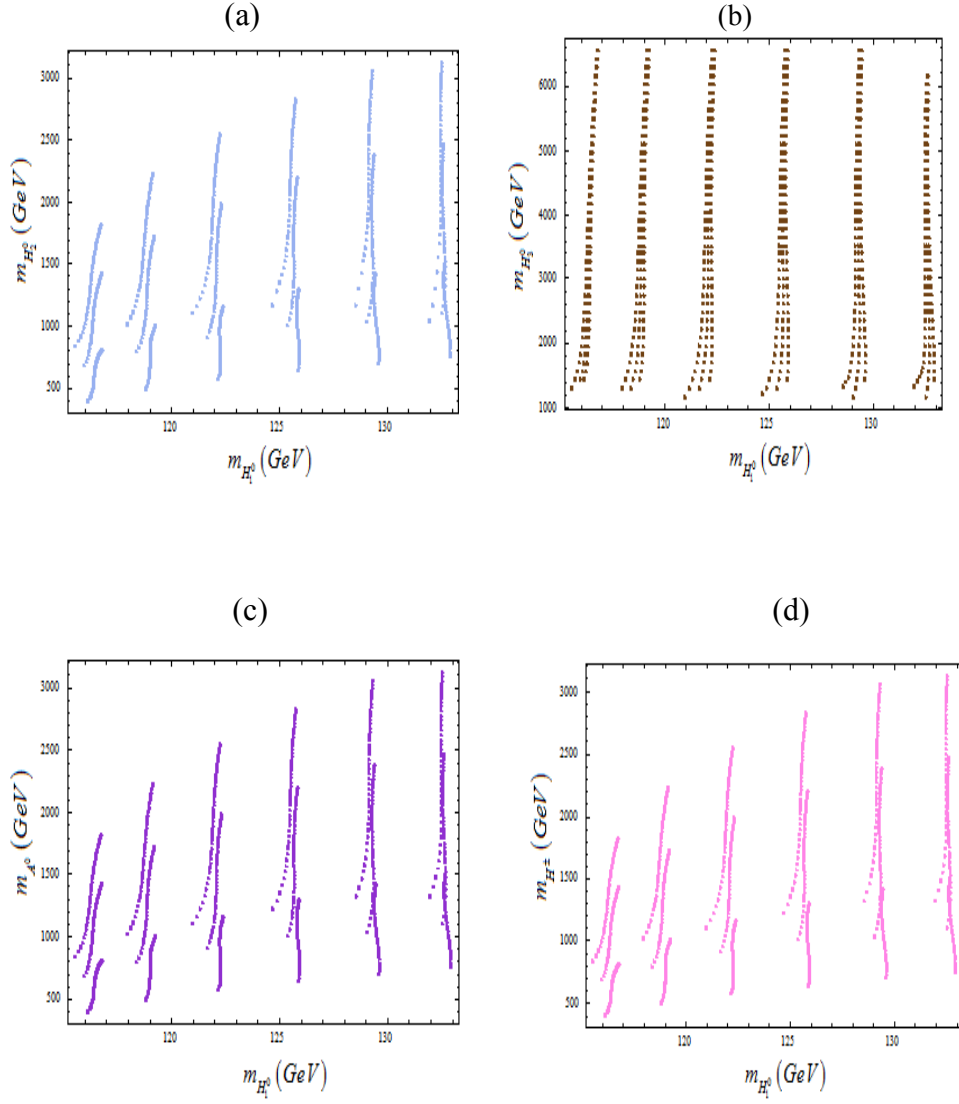


Şekil 6.6: (devam)

En hafif Higgs kütlesi 125 GeV değerini aldığıında skaler fermiyon kütleleri arasında şu sıralamayı oluşturabiliriz. Eşitlik (6.1)'de selektron kütlesinin baktığımız parametrelerde en hafif skaler parçacık kütesine sahip olduğunu görmekteyiz.

$$m_{Se_1} < \dots < m_{Sd_2} \quad (6.1)$$

Süpersimetrik U(1)' Modelde en hafif Higgs bozonu kütlesi ile nötral skaler (H_1^0, H_2^0, H_3^0), CP-tek psödo skaler (A^0) ve yüklü Higgs (H^\pm) bozonları kütlelerinin değişim grafikleri Şekil 6.7'de gösterildiği gibidir.

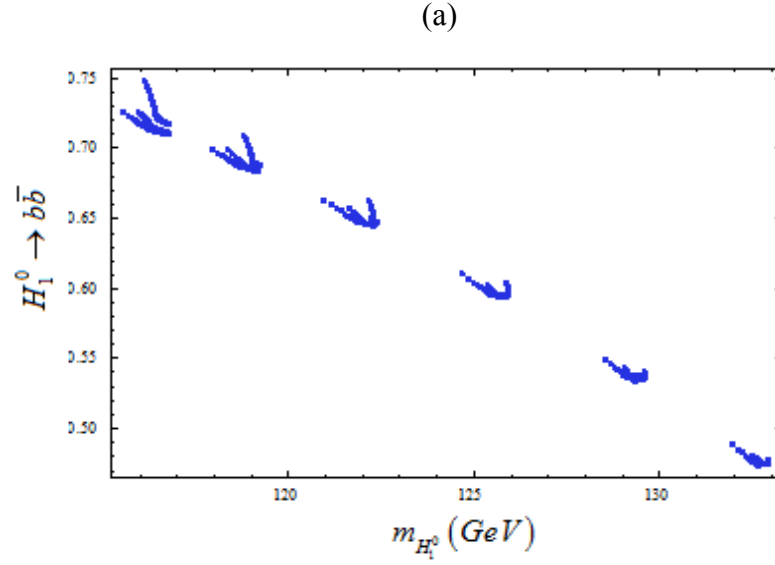


Şekil 6.7: Süpersimetrik U(1)' Modelde en hafif Higgs bozonu kütlesi ile nötral skaler H_2^0, H_3^0 (a, b), CP-tek psödo skaler A^0 (c) ve yüklü Higgs H^\pm (d) bozonları kütlelerinin değişim grafikleri gösterilmiştir.

Şekil 6.7'de de gördüğümüz gibi en hafif Higgs kütlesi değeri 125 GeV iken diğer Higgs bozonları kütleleri 500 GeV ile 3 TeV aralığında değerler almaktadır.

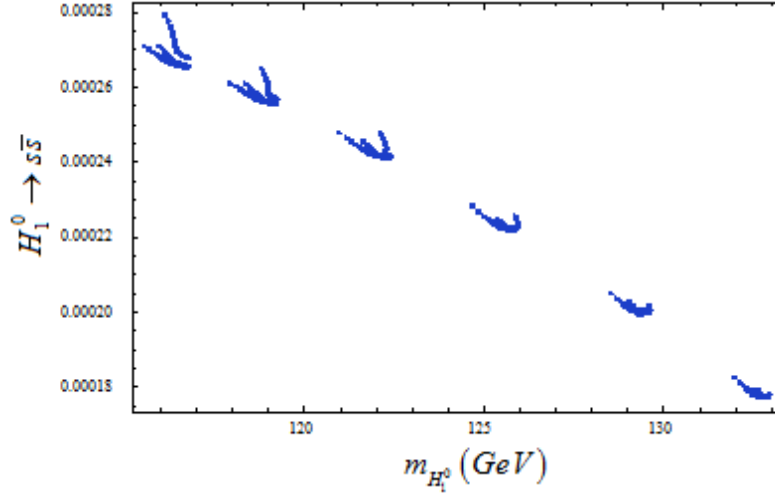
Tezin ana başlığını oluşturan Süpersimetrik U(1)' Model'de en hafif Higgs bozonu bozunum genişliklerinden elde ettiğimiz dallanma oranlarını grafikler ve tablolar yardımıyla bu aşamada ifade edeceğiz.

Hesaplarda kullandığımız model olan U(1)' Model'de en hafif Higgs bozonunun kuark ve anti-kuark çiftine bozunum modlarını incelediğimizde şu sonuçları elde ettik: Bottom – antibottom bozunum modundan ($H_1^0 \rightarrow b\bar{b}$) elde ettiğimiz dallanma oranı yaklaşık $\sim 6 \cdot 10^{-1}$, strange – antistrange ($H_1^0 \rightarrow s\bar{s}$) dallanma oranı $\sim 2 \cdot 10^{-4}$, charm – anticharm dallanma oranı ($H_1^0 \rightarrow c\bar{c}$) ise $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ değerindedir. Bulduğumuz sonuçlarda en hafif Higgs bozonunun bottom ve anti-bottom çifti dallanma oranı %60'tır ki bu sonuç Standart Model öngörülleri ve deney sonuçları ile de oldukça uyumludur.

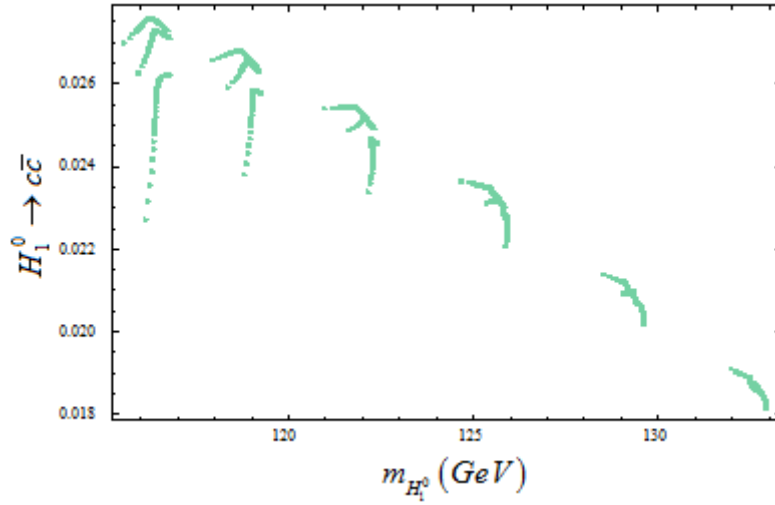


Şekil 6.8: Süpersimetrik U(1)' Model en hafif Higgs bozonunun kuark – antikuark çiftine bozunumlarından elde edilen dallanma oranı grafikleri gösterilmiştir.

(b)

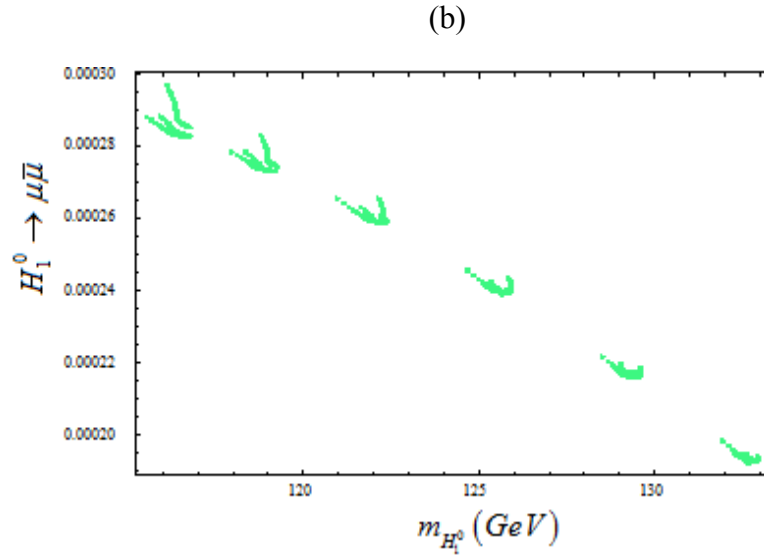
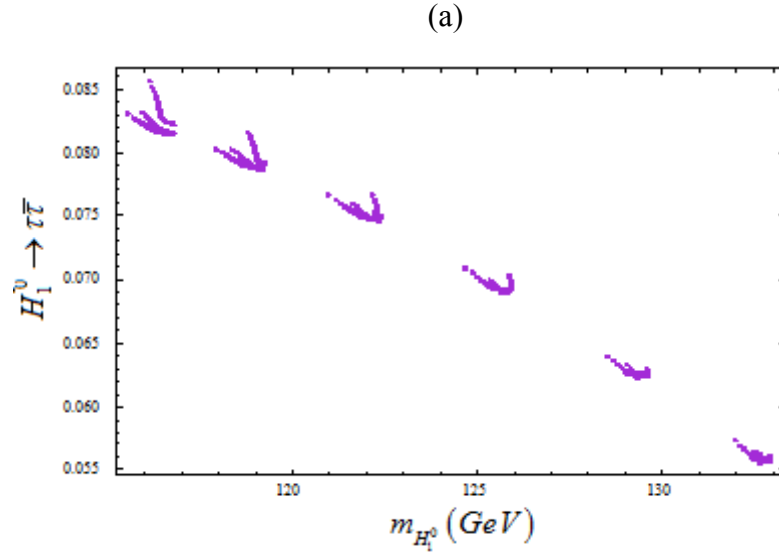


(c)



Şekil 6.8: (devam)

Hesaplarda kullandığımız model olan U(1) Model’de en hafif Higgs bozununun lepton ve anti-lepton çiftine bozunum modlarını incelediğimizde şu sonuçları elde ettik: Tau – antitau bozunum modundan ($H_1^0 \rightarrow \tau^- \tau^+$) elde ettiğimiz dallanma oranı yaklaşık $\sim 7 \cdot 10^{-2}$, müon – antimüon ($H_1^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$) dallanma oranı $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ değerindedir.

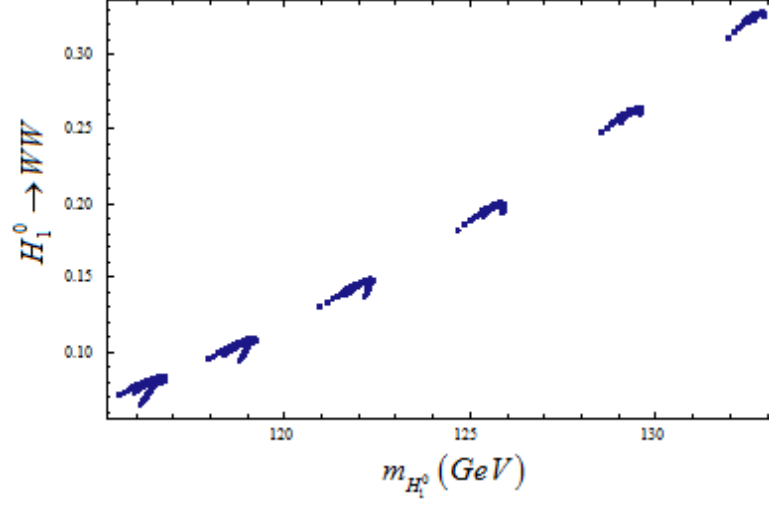


Şekil 6.9: Süpersimetrik U(1) Model en hafif Higgs bozonunun lepton – antilepton çiftine bozunumlarından elde edilen dallanma oranı grafikleri gösterilmiştir

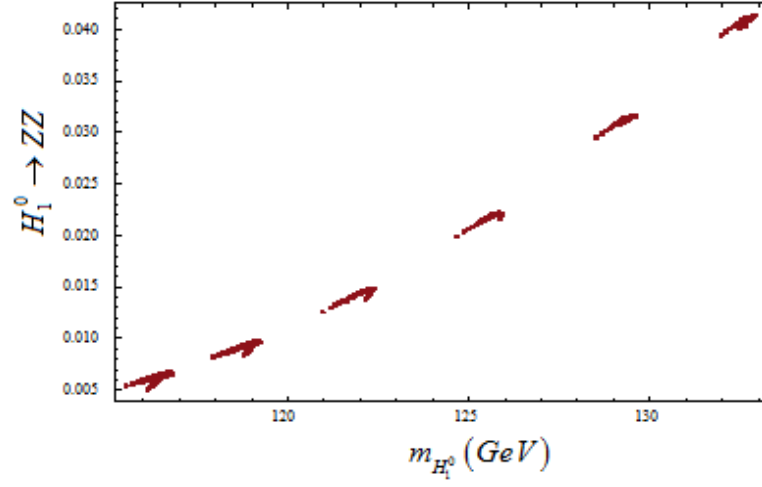
Hesaplarda kullandığımız model olan U(1) Model’de en hafif Higgs bozonunun bozon çiftlerine bozunum modlarını incelediğimizde şu sonuçları elde ettik: Ayar bozonlarından W bozon çiftine bozunum modundan ($H_1^0 \rightarrow WW$) elde ettiğimiz dallanma oranı yaklaşık $2 \cdot 10^{-1}$, Z bozonu çifti ($H_1^0 \rightarrow ZZ$) dallanma oranı

$\sim 2 \cdot 10^{-2}$, gluon çifti dallanma oranı ($H_1^0 \rightarrow gg$) $\sim 9 \cdot 10^{-2}$ ve foton çifti ($H_1^0 \rightarrow \gamma\gamma$) dallanma oranı $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ değerindedir.

(a)

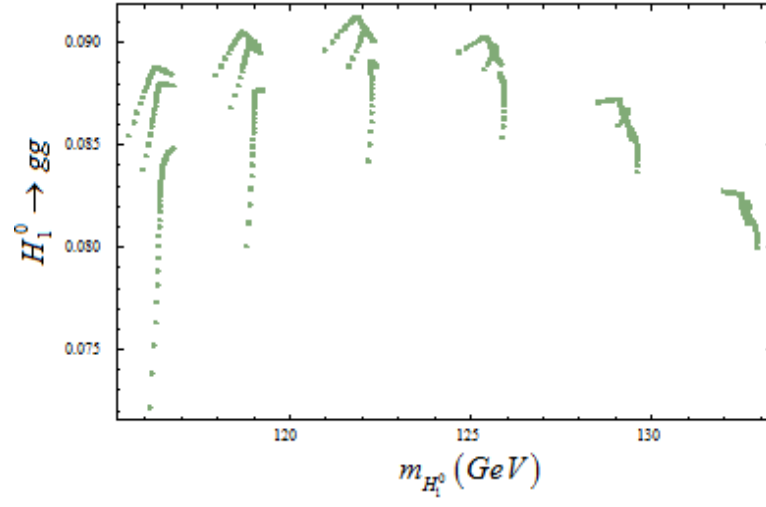


(b)

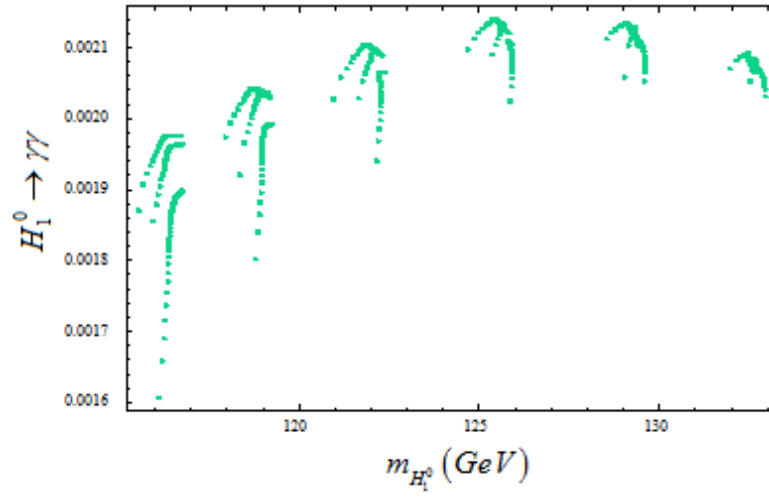


Şekil 6.10: Süpersimetrik U(1) Model en hafif Higgs bozonunun ayar bozonlarına bozunumlarından elde edilen dallanma oranı grafikleri gösterilmiştir.

(c)



(d)



Şekil 6.10: (devam)

Grafiklerle ifade ettiğimiz bozunum modları ve dallanma oranı değerleri Tablo 6.1'de Standart Model öngörürleri [18] ve deney sonuçları ile liste halinde açıkça gösterilmiştir.

Tablo 6.1: Standart Model, Süpersimetrik U(1)' Model en hafif Higgs bozonu kütlesi 125 GeV olduğu durumda bozunum modları ve dallanma oranı öngörülleri gösterilmiştir.

Bozunum Modu	$m_{H_1^0} (GeV)$	Dallanma Oranı (U(1)')	Dallanma Oranı (SM)
$H_1^0 \rightarrow b\bar{b}$	125	5.81×10^{-1}	5.77×10^{-1} (+3.21, -3.27)
$H_1^0 \rightarrow s\bar{s}$	125	2.16×10^{-4}	2.46×10^{-4} (+4.48, -4.86)
$H_1^0 \rightarrow c\bar{c}$	125	2.39×10^{-2}	2.91×10^{-2} (+12.17, -12.21)
$H_1^0 \rightarrow \tau^- \tau^+$	125	6.75×10^{-2}	6.32×10^{-2} (+5.71, -5.67)
$H_1^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$	125	2.33×10^{-4}	2.19×10^{-4} (+6.01, -5.86)
$H_1^0 \rightarrow WW$	125	2.08×10^{-1}	2.15×10^{-1} (+4.26, -4.20)
$H_1^0 \rightarrow ZZ$	125	2.35×10^{-2}	2.64×10^{-2} (+4.28, -4.21)
$H_1^0 \rightarrow gg$	125	9.29×10^{-2}	8.57×10^{-2} (+10.22, -9.98)
$H_1^0 \rightarrow \gamma\gamma$	125	2.19×10^{-3}	2.28×10^{-3} (+4.98, -4.89)

7. SONUÇLAR

Bu tezde Süpersimetrik $U(1)$ ' Modelde en hafif Higgs bozonunun bozunum genişlikleri hesaplanarak dallanma oranları incelenmiştir.

Tezin ilk bölümünde parçacık fiziğinin günümüze kadar olan aralığındaki değişimleri ve gelişimlerine genel bir giriş yapılarak ikinci bölümünde Standart Model ve eksiklikleri üzerinde durulmuştur. Süpersimetri genel olarak tezin üçüncü bölümünde ele alınmış ve dördüncü bölümde hesaplarımızı yaptığımız model olan Süpersimetrik $U(1)$ ' Modeli ayrıntılı bir şekilde anlatılmıştır. Süpersimetrik $U(1)$ ' Modelinin motivasyonlarının anlatıldığı bu bölümde Higgs potansiyelinin elde edilmesi ile nötral ve yüklü Higgs kütlelerinin hesapları da ayrıntılı olarak gösterilmiştir. Süpersimetrik $U(1)$ ' Model'de en hafif Higgs bozonu etkileşimleri ve bozunum genişliklerine tezin beşinci bölümünde yer verilirken altıncı bölüm hesaplarımız sonucunda elde ettiğimiz dallanma oranlarını içermektedir. Aynı zamanda CERN'de yapılan deney sonuçları ve Standart Model Higgs dallanma oranları öngörülleri ile sonuçlarımızı karşılaştırdığımız kısmı da içermektedir.

Yaptığımız bu çalışma sonucunda elde ettiğimiz veriler, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (CERN-LHC) gözlemlenmiş olan bozonun[8,10] Standart Model bozonu olabileceğini göstermektedir. Ancak Standart Model dışındaki modelleri dışlamak için ki özellikle de Süpersimetrik $U(1)$ ' Modeli için son sözün söylenmemiş olduğunu göstermektedir. Süpersimetrik $U(1)$ ' Modeli Standart Model gibi deneysel veriler ile uyum içerisindedir. Özellikle Tablo 6.1'de gösterilen dallanma oranı değerleri $U(1)$ ' Modeli ile Standart Model tahminlerinin ve deneysel sonuçların ne kadar büyük bir uyum içerisinde olduklarını göstermektedir. Gelecek yıllarda yapılacak olan deneysel çalışmalar, henüz dışlanmamış olan $U(1)$ ' Modeli ya da NMSSM gibi modellerden hangilerinin daha genel kabul göreceğini gösterecektir.

Elbette gözlemlenmiş olan Higgs parçacığının Standart Model Higgs bozonu olabileceği gibi U(1) Modelde en hafif Higgs olma durumu da vardır. Son olarak Süpersimetrik U(1) Modelinin henüz dışlanmayacağını görmekteyiz.

8. KAYNAKLAR

- [1] Griffiths, D., J., *Introduction to Elementary Particles*, United States of America:John Wiley&Sons, (1987).
- [2] Weinberg, S., “A Model of Leptons”, *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1264, (1967).
- [3] Glashow, S. L., “Partial Symmetries of Weak Interactions”, *Nucl. Phys.*, 22, 579, (1960).
- [4] Hiçyılmaz, Y., “Efektif U(1) Modellerinde Doğallığın İncelenmesi”, Yüksek Lisans Tezi, *Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Fizik Anabilim Dalı, Balıkesir, (2012).
- [5] Guralnik, G., S., Hagen, C., R. and Kibble, T., W., B., “Global Conservation Laws and Massless Particles”, *Phys. Rev. Lett.*, 13, 585, (1964).
- [6] Atlas Experiment, “ATLAS Experiment Presents Latest Higgs Search Status [online]”, (17.02.2013), <http://www.atlas.ch/news/2011/status-report-dec-2011.html>, (2011).
- [7] CMS Experiment, “CMS Search for the Standard Model Higgs Boson in LHC Data from 2010 and 2011 [online]”, (17.02.2013), <http://cms.web.cern.ch/news/cms-search-standard-model-higgs-boson-lhc-data-2010-and-2011>, (2011).
- [8] The CMS Collaboration, “Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV”, *Journal of High Energy Physics*, 06, 081, (2013).

- [9] Atlas Experiment, “Latest Results from ATLAS Higgs Research [online]”, (19.02.2013), <http://www.atlas.ch/news/2012/latest-results-from-higgs-search.html>, (2012).
- [10] The ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Phys.Lett. B*, 716, 1-29, (2012).
- [11] Pich, A., “The Standard Model of Electroweak Interactions”, *arXiv:050201v [hep-ph]*, (2005).
- [12] Pilaftsis, A., “Higgs Boson Low-Energy Theorem and Compatible Gauge-Fixing Conditions”, *Phys. Lett. B*, 422, 201-211, (1998).
- [13] Martin, S. P., “A Supersymmetry Primer”, *arXiv:hep-ph/9709356*, (1997).
- [14] Haag, R., Lopuszanski, J. and Sohnius, M., “Introduction to Supersymmetry”, *Nucl. Phys. B*, 88, 257, (1975).
- [15] Coleman, S., R. and Weinberg, E., J., “Radiative Corrections as the Origin of Spontaneous Symmetry Breaking”, *Phys. Rev. D*, 7, 1888, (1973).
- [16] Frank, M., Selbuz, L., Solmaz, L. and Turan, İ., “Higgs Bosons in Supersymmetric U(1) Models with CP Violation”, *Phys. Rev. D*, 87, 075007, (2013).
- [17] Carena, M., Choi, S., Y., Drees, M., Ellis, J., Lee, J., S., Pilaftsis, A. and Wagner, C., E., M., “CPsuperH:a Computational Tool for Higgs Phenomenology in the Minimal Supersymmetric Standard Model with Explicit CP Violation”, *Comput. Phys. Commun.*, 156:288-317, (2003).
- [18] LHC Higgs Cross Section Working Group, “Latest Plots [online]”, (20.10.2014), <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>, (2012).