



**İKİ HİGGS DUBLETLİ MODELLERDE  
HİGGS BOZONU FENOMENOLOJİSİ**

**Büşra NİŞ**



T.C.  
BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**İKİ HİGGS DUBLETLİ MODELLERDE  
HİGGS BOZONU FENOMENOLOJİSİ**

**Büşra NİŞ**  
**0000-0003-3686-4524**

Doç. Dr. Cem Salih ÜN  
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİMDALI

BURSA–2019  
**Her Hakkı Saklıdır**

## TEZ ONAYI

Büşra NİŞ tarafından hazırlanan "İki Higgs Dubletli Modellerde Higgs Bozonu Fenomenolojisi" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği / oy çokluğu ile Bursa Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

**Danışman:** Doç. Dr. Cem Salih Ün

**Başkan:** Doç. Dr. Cem Salih Ün  
B. U. Ü. Fen Edebiyat Fakültesi,  
Fizik Anabilim Dalı

İmza

**Üye:** Doç. Dr. Cem Salih Ün  
0000-0002-0595-8803  
B. U. Ü. Fen Edebiyat Fakültesi,  
Fizik Anabilim Dalı

İmza

**Üye:** Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA  
0000-0002-9526-8215  
B. U. Ü. Fen Edebiyat Fakültesi,  
Fizik Anabilim Dalı

İmza

**Üye:** Doç. Dr. Levent SELBUZ  
0000-0001-8128-521X  
Ankara Ü. Mühendislik Fakültesi,  
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

İmza

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Hüseyin Akşel EREN  
Enstitü Müdürü

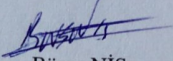
16.09.2015

**B.U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;**

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı,

**beyan ederim.**

16/09/2019

  
Büşra NİŞ

## ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

İKİ HİGGS DUBLETLİ MODELLERDE HİGGS BOZONU FENOMENOLOJİSİ

BÜŞRA NİŞ

Bursa Uludağ Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

**Danışman:** Doç. Dr. Cem Salih ÜN

Bu tezde, Higgs dubletlerinden yalnızca birinin vakum beklenen değer (VEV) geliştirdiği İki Higgs Dubletli Model (THDM) incelenmiştir. Bu durumda, Standart Model'in (SM) parçacıklarının kütlelerine sıfır VEV'li Higgs alanları katkıda bulunmazlar ve Higgs alanlarının SM parçacıklarıyla etkileşimleri daha esneklerdir.

THDM'nin, serbest parametreleri taranarak deneylerle uyumlu veriler elde edilmiştir. Özellikle  $B$ -mezonun nadir gözlenen bozunumlarından olan  $b \rightarrow s\gamma$  bozunumu ile ilgili deneysel ölçümler verilerin sınırlandırılmasında oldukça etkili olmuştur.

Skaler sektörü genişletmenin önemli sınırlayıcı faktörlerinden biri olan  $\rho$  parametresi şartının,  $m_h \lesssim 250$  GeV ve  $125 \lesssim m_H \lesssim 250$  GeV aralığındaki çözümler ile karşılandığı ele alınmıştır. Higgs potansiyelinin minimumunun kararlılığının hem ağaç seviyesinde hem de ilmek katkısıyla korunabileceği gösterilmiştir. Ayrıca, bu parametre uzayında tüm Higgs bozonların kütleleri yaklaşık 300 GeV'den daha hafif bulunmuştur. Bu tür hafif kütle ölçekleri gözlenebilir düzeyde olduklarından analiz edilebilirler. Bu nedenle, CP-çift Higgs bozonlar ( $h$ ,  $H$ ) analiz edilmiş ve SM-benzeri Higgs bozon özellikleri karşılayıp karşılamayacağı tartışılmıştır. Bu bağlamda özellikle  $h \rightarrow W^+W^-$  ve  $h \rightarrow b\bar{b}$  bozunum kanalları, çözümlerin çoğunu dışarlarken SM tahminleriyle örtüşen küçük bir bölge bırakmıştır. Higgs bozonunun  $W^+W^-$  ve  $b\bar{b}$ 'ye bozunumundan gelen kısıtlamalar uygulanarak,  $h \rightarrow \gamma\gamma$  bozunum kanalındaki sapmaları elde etmenin mümkün olduğu belirtilmiştir.  $H$  yaklaşık 125 GeV kütleli SM-benzeri Higgs bozon özellikleri sergilediği durum için de benzer analizler yapılır. Ancak  $H$ 'nin SM tahminleri aşmadığı gözlemlenmiştir. Ve son olarak, 14 TeV ve 100 TeV enerjili çarpıştırıcılardaki Higgs bozonu üretim tesir kesitleri karşılaştırılmıştır.

**Anahtar kelimeler:** İki Higgs Dublet Model, Higgs bozonu, Higgs potansiyeli, bozunum kanalları

2019, xi + 84 Sayfa

## ABSTRACT

Master Thesis

### PHENOMENOLOGY OF THE HIGGS BOSON IN THE TWO HIGGS DOUBLET MODELS

**BÜŞRA NİŞ**

Bursa Uludağ University  
Graduate School of Natural and Applied Science  
Department of Physics

**Supervisor:** Assoc. Prof. Dr. Cem Salih ÜN

In this thesis, Two Higgs Doublet Model in which one of the Higgs doublets does not develop a vacuum expectation value (VEV), is studied. Then, the Higgs fields with zero VEV doesn't contribute to the physical masses of the SM particles, and its interactions with the SM particles can have more freedom.

In this model, free parameters were scanned and data consistent with experiments were obtained. In particular, experimental measurements related to  $b \rightarrow s\gamma$  decay have been effective in constraining the data.

The  $\rho$  parameter requirement is satisfied by solutions with  $m_h \lesssim 250$  GeV and  $125 \lesssim m_H \lesssim 250$  GeV. It has been shown that the stability of the minima of Higgs potential can be maintained at both the tree and loop level. In addition, all the Higgs boson masses are found lighter than 300 GeV. And such light mass scales are detectable. Therefore, CP-even Higgs bosons ( $h$ ,  $H$ ) were analyzed, discussed whether they exhibit the feature of the SM-like Higgs boson. In this context, the decay channels  $h \rightarrow W^+W^-$  and  $h \rightarrow b\bar{b}$ , excluded most of the solutions, while a small area remains consistent with SM. It is possible to obtain excess in  $h \rightarrow \gamma\gamma$ , by applying the constraints from the Higgs boson decays into  $W^+W^-$  and  $b\bar{b}$ . Similar analyzes are also performed for  $H$ , its did not exceed SM predictions. Finally, production cross-sections for Higgs boson in colliders with 14 and 100 TeV energies were compared.

**Key words:** Two Higgs Doublet Model, Higgs boson, Higgs potential, decay channels

**2019, xi + 84 Pages**

## TEŞEKKÜR

Çalıőma konumun belirlenmesinde ve Őekillenmesinde, çalıőmanın her aşamasında ve çalıőma sũrecinde ortaya çıkan problemlerde bilgisini, tecrũbesini, hoőgørũsũnũ, sabrını ve değerli zamanını esirgemeyen, daima yardımcı olan kıymetli hocam ve danıőmanım Doç. Dr. Cem Salih ŐN'e, yüksek lisans eğitimim boyunca bilgi ve tecrũbesiyle bana yol gøsteren, yorumları, eleőtirileri ve önerileriyle bilimsel olarak dũőunmem için beni yøndiren, destek ve tecrũbeleriyle yol gøsteren, değerli zamanını benimle paylaőan kıymetli hocam Dr. Őęr. Őyesi Zerrin KIRCA'ya sonsuz teőekkũrlerimi sunuyorum.

Çalıőmam sırasında bilgilerinden, tartıőmalarından yararlandığım ve bana her daim destek olan Ali ÇIÇI ve Zafer ALTIN baőtta olmak ũzere tũm grup arkadaőlarıma teőekkũr ediyorum.

Son olarak, eğitim Őęretim hayatım boyunca hiçbir zaman desteklerini esirgemeyen, daima teővik ve motive eden sevgili aileme çok teőekkũr ediyorum.

## İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET . . . . .	i
ABSTRACT . . . . .	ii
TEŞEKKÜR . . . . .	iii
İÇİNDEKİLER . . . . .	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ . . . . .	v
ŞEKİLLER DİZİNİ . . . . .	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ . . . . .	xi
1 GİRİŞ . . . . .	1
2 KURAMSAL TEMELLER . . . . .	5
2.1 Standart Model . . . . .	5
2.2 Simetriler . . . . .	9
2.2.1 Noether Teoremi . . . . .	10
2.2.2 Lokal Simetriler ve Ayar Değişmezliği . . . . .	12
2.3 Elektrozayıf Teori . . . . .	18
2.3.1 Kendiliğinden Simetri Kırılması . . . . .	19
2.3.2 Higgs Mekanizması . . . . .	23
2.3.3 Glashow-Weinberg-Salam Teorisi . . . . .	26
2.4 Standart Modelin Eksiklikleri . . . . .	31
3 MATERYAL ve YÖNTEM . . . . .	35
3.1 İki Higgs Dubletli Modeller . . . . .	35
3.2 THDM’de Higgs Sektörünün Yapısı . . . . .	36
3.3 THDM’de Yukawa Lagranjyen . . . . .	43
4 BULGULAR ve TARTIŞMA . . . . .	47
4.1 Parametre Uzayını Tarama Prosedürü ve Deneysel Kısıtlamalar . . . . .	47
4.2 $b \rightarrow s\gamma$ Süreci ve Müon $g - 2$ . . . . .	49
4.3 Rho ( $\rho$ ) Parametresi . . . . .	56
4.4 Higgs Potansiyeli ve Kütleler . . . . .	58
4.5 SM ile Karşılaştırma . . . . .	65
4.6 LHC’de Higgs Bozon Üretimi . . . . .	68
5 SONUÇ . . . . .	72
KAYNAKLAR . . . . .	74
EKLER . . . . .	80
ÖZGEÇMİŞ . . . . .	84



## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
$s$	Acayip kuark
$S$	Acayıplık kuantum sayısı
$H$	Ağır CP-çift Higgs bozon
$J^\mu$	Akım yoğunluğu
$t$	Alt kuark
$T$	Altlık kuantum sayısı
$d$	Aşağı kuark
$D$	Aşağılık kuantum sayısı
$D$	Aşağı-tip kuarkların sağ eli zayıf izospin teklileri
$g'$	$B_\mu$ ayar alanı ile ilgili kuplaj sabiti
$A$	CP-tek Higgs bozon
$BR$	Dallanma oranı
$\gamma^\mu$	Dirac matrisleri
$Q$	Elektrik yükü
$F_{\mu\nu}$	Elektromanyetik alanın şiddet tensörü
$e^-$	Elektron
$\nu_e$	Elektron nötrinosu
$L_e$	Elektron kuantum sayısı
$\lambda$	Etkileşim şiddetini belirleyen parametre
$\lambda_j$	Etkileşim şiddetini belirleyen parametreler
$G_F$	Fermi sabiti
$\gamma$	Foton
$A_\mu$	Foton alanı
$g$	Gluon
$h$	Hafif CP-çift Higgs bozon
$V$	Higgs potansiyeli
$g_s$	Güçlü etkileşmeler için kuplaj sabiti
$g_\mu$	Jiromanyetik oran
$\mathcal{D}_\mu$	Kovaryant türev
$q$	Kuark
$V_{ij}$	Kuarklar için CKM matrisleri

**Simgeler****Açıklama**

$Q$	Kuarkların sol eli zayıf izospin dubletleri
$\mu$	Kütle terimi
$\mu_i$	Kütle terimleri
$\mathcal{L}$	Lagranjyen yoğunluğu
$l$	Lepton
$\vec{S}$	Leptonları için spin kuantum sayısı
$L$	Leptonların sağ eli zayıf izospin teklileri
$L$	Leptonların sol eli zayıf izospin dubletleri
$\vec{\mu}$	Manyetik moment
$\mu^-$	Müon
$a_\mu$	Müon anomal manyetik moment
$L_\mu$	Müon kuantum sayısı
$\nu_\mu$	Müon nötrinosu
$P$	Parite
$\sigma_i$	Pauli spin matrisleri
$\hbar$	Planck sabiti
$\rho$	Rho parametresi
$Y_{i,j}^{E,D,U}$	Sırasıyla lepton, yukarı ve aşağı kuark aileleri için Yukawa kuplajı
$\phi$	Skaler alan
$\eta$	SM fermiyonları ile $\Phi_1$ Higgs dubleti arasındaki Yukawa kuplajı
$\xi$	SM fermiyonları ile $\Phi_2$ Higgs dubleti arasındaki Yukawa kuplajı
$h$	SM Higgs bozonu
$W_\mu^i$	$SU(2)$ simetrisinin ayar alanı
$\tau_i$	$SU(2)$ simetrisine ait jeneratör
$\tau^-$	Tau
$L_\tau$	Tau kuantum sayısı
$\nu_\tau$	Tau nötrinosu
$\sigma$	Tesir kesiti
$c$	Tılsımlı kuark
$C$	Tılsımlılık kuantum sayısı
$B_\mu$	$U(1)$ simetrisinin ayar alanı
$b$	Üst kuark
$B$	Üstlük kuantum sayısı
$v$	Vakum beklenen değer
$g$	$W_\mu$ ayar alanları ile ilgili kuplaj sabiti
$u$	Yukarı kuark
$U$	Yukarı tip kuarkların sağ eli zayıf izospin teklileri

**Simgeler****Açıklama**

$U$	Yukarılık kuantum sayısı
$C$	Yük konjugasyonu
$G^\pm$	Yüklü Goldstone bozonları
$h^+$	Yüklü Higgs alanı
$W^\pm$	Yüklü $W$ ayar bozonları
$G^0$	Yüksüz Goldstone bozon
$h^0$	Yüksüz Higgs alanı
$H^\pm$	Yüklü Higgs bozonlar
$Z^0$	Yüksüz $Z$ ayar bozonu
$T$	Zaman tersinmesi
$Y$	Zayıf hiperyük
$I$	Zayıf izospin
$I^3$	Zayıf izospinin 3. bileşeni
$\langle \phi \rangle$	$\phi$ alanının vakum beklenen değeri
$\partial_\mu$	4-boyutta türev

**Kısaltmalar****Açıklama**

CKM	Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
FCNC	Çeşni Değiştiren Yüksüz Akımlar
EM	Elektromanyetik
EW	Elektrozayıf
EWSB	Elektrozayıf Simetri Kırılması
FCC	Gelecek Dairesel Çarpıştırıcısı
GIM	Glashow-Iliopoulos-Maini
GWS	Glashow-Weingberg-Salam
THDM	İki Higgs Dubletli Model
SSB	Kendiliğinden Simetri Kırılması
QFT	Kuantum Alan Teorisi
QED	Kuantum Elektrodinamik
QCD	Kuantum Renk Dinamiği
LHM	Küçük Higgs Modeller
COM	Kütle Merkezi
muon $g - 2$	Müon anomal manyetik moment
LRTH	Sağ Sol İkiz Higgs Modeller
SM	Standart Model

**Kısaltmalar****Açıklama**

SUSY

Süpersimetri

VEV

Vakum Beklenen Değer

CP

Yük-Parite



## ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 4.1. Ekstra Higgs bozonları katkısı ile $b \rightarrow s\gamma$ süreci ve müon bozunumunu ait Feynman diyagramları . . . . .	50
Şekil 4.2. Ekstra Higgs bozonları katkısı ile $b \rightarrow s\gamma$ süreci ve müon $g - 2$ . . . . .	53
Şekil 4.3. Müon $g - 2$ 'nin, Higgs bozon kütleleri $m_h$ (sol) ve $m_H$ (sağ) ile ilişkilerindeki sonuçlardır. Tüm noktalar EWSB ile uyumludur. Yeşil noktalar, yalnızca $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$ 'dan kaynaklanan sınırlamaları karşılar. . . . .	55
Şekil 4.4. Hafif (sol) ve ağır (sağ) CP-çift Higgs bozon kütleleri için $\Delta\rho$ parametresi. Tüm noktalar elektrozayıf simetri kırılmasıyla tutarlıdır. Grafikteki tüm noktalar elektrozayıf simetri kırılmasıyla tutarlıdır. Yeşil noktalar ise eksenler doğrudan Higgs bozonların kütlelerini temsil ettiğinden Bölüm (4.1)'de tartışılan deneysel sınırları karşılar. Yatay kesikli çizgiler $\Delta\rho$ parametresi için deneysel sınırları temsil etmektedir. . . . .	58
Şekil 4.5. THDM'de Higgs potansiyeli ve elektrozayıf simetri kırılması. . . . .	59
Şekil 4.6. THDM'de ağaç seviyesinde (sağ) ve ağaç seviyesine ilaveten ilmek katkılı (sol) Higgs potansiyeli ve elektrozayıf simetri kırılması . . . . .	62
Şekil 4.7. $m_H - m_h$ , $m_{H^\pm} - m_A$ , $\Delta(m_{h_1}, m_{h_2}) - \mu_1$ ve $\Delta(m_A, m_{H^\pm}) - \lambda_4$ düzlemlerindeki çizimler. Tüm noktalar elektrozayıf simetri kırılmasıyla tutarlıdır. Yeşil noktalar ise eksenler doğrudan Higgs bozonların kütlelerini temsil ettiğinden, Higgs bozon kütle sınırlamasının uygulanmadığı $m_H - m_h$ düzlemi haricinde, Bölüm (4.1)'de tartışılan deneysel sınırları karşılar. Dikey çizgiler $123 \leq m_h \leq 127$ GeV arasındaki bölgeyi gösterir ve çapraz çizgiler çizilen kütleler arasındaki dejenerasyonu gösterir. . . . .	64
Şekil 4.8. $\text{BR}(h \rightarrow W^+W^-) - \text{BR}(h \rightarrow ZZ)$ , $\text{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) - \text{BR}(h \rightarrow c\bar{c})$ , $\text{BR}(h \rightarrow W^+W^-) - \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$ ve $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\tau}) - \text{BR}(h \rightarrow \mu\bar{\mu})$ düzlemlerindeki çizimlerle $h$ 'nin bozunum modları için sonuçları. Renk kodlaması Şekil 4.7 ile aynıdır. Ayrıca kesikli çizgiler, çizilen bozunum modları için SM tahminlerini (Andersen ve ark. 2013) işaret etmektedir. . . . .	66
Şekil 4.9. $\text{BR}(h \rightarrow gg) - \text{BR}(h \rightarrow \gamma\gamma)$ and $m_{H^\pm} - m_A$ düzlemlerindeki çizimler. Renk kodlaması Şekil 4.8'deki ile aynıdır. Ayrıca, kahverengi noktalar yeşilin alt kümesini oluştururlar ve bunlar $\text{BR}(h \rightarrow W^+W^-)$ ve $\text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$ için SM tahminlerini karşılayan çözümleri temsil ederler. . . . .	67
Şekil 4.10. $\text{BR}(H \rightarrow W^+W^-) - \text{BR}(H \rightarrow ZZ)$ , $\text{BR}(H \rightarrow W^+W^-) - \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ , $\text{BR}(H \rightarrow gg) - \text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$ ve $m_{H^\pm} - m_A$ düzlemindeki çizimlerle $H$ 'nin bozunum modları için sonuçlar. Ağır CP-çift Higgs bozonunun ( $H$ ) SM-benzeri olduğu varsayılması dışında renk kodlaması Şekil 4.8 ile aynıdır. . . . .	68

- Şekil 4.11. 14 TeV (sol) ve 100 TeV (sağ) olan çarpıştırıcılardaki Higgs bozon için üretimi. Renk kodlaması, Higgs bozonun olası tüm kütle skalaları için üretim oranları analizinin yeşil bölgeye uygulanmadığı Higgs kütle sınırı hariç, Şekil 4.7 ile aynıdır. . . . . 69
- Şekil 4.12. Higgs bozon kütle  $m_h$  ile karşılıklı bir ilişkideki 14 TeV (sol) ve FCC (sağ) için bozunum kanalları  $h \rightarrow W^+W^-$  (üst) ve  $h \rightarrow b\bar{b}$  (alt) için tesir kesiti. Renk kodlaması Şekil 4.11 ile aynıdır. . . . . 70



## ÇİZELGELER DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
Çizelge 2.1. Lepton ailelerine ait bazı özellikler . . . . .	6
Çizelge 2.2. Kuark ailelerine ait bazı özellikler . . . . .	7
Çizelge 2.3. Bozonlar ve kütleleri . . . . .	8
Çizelge 2.4. Fermiyonların ve bozonların elektrozayıf yükleri . . . . .	27



## 1. GİRİŞ

Parçacık fiziği, maddeyi oluşturan temel parçacıkları ve bu parçacıkların birbirleriyle etkileşimlerini inceler. Parçacık fiziğinin başlıca ortaya çıkış sebeplerinden biri, doğada bilinen zayıf, elektromanyetik, güçlü ve gravitasyon olmak üzere dört temel kuvveti başarılı bir şekilde açıklamaktır. Güçlü, elektromanyetik ve zayıf etkileşimler kuantum alan teorisi ilkesi üzerine kurulmuş olmasına karşın, gravitasyonel etkileşimler klasik bir teori olarak ayrı biçimde değerlendirilir. Bu bağlamda maddeyi oluşturan temel parçacıkları (leptonlar ve kuarklar) ve bunların birbirleriyle etkileşimlerini açıklayabilen deneylerle oldukça uyumlu parçacık fiziğinin en önemli başarılarından biri olan kuram Standart Model (SM) kuramıdır. Bununla birlikte SM, elektromanyetik ve zayıf etkileşimleri birleştiren Glashow-Weinberg-Salam (GWS) modeli (elektrozayıf etkileşimler modeli) ile kuantum renk dinamiğini (QCD), kuantum alan teorisi (QFT) ve simetrilere dayanarak bir araya getiren bir modeldir (Griffiths 2008).

SM'nin parçacık içeriğinde fermiyonlar, vektör bozonlar ve Higgs bozonu bulunmaktadır. SM tarafından öngörülen maddeyi oluşturan fermiyonlar ve etkileşimlerin ara taşıyıcısı olan vektör bozonlar deneysel sonuçlar ile uyumlu olmasına karşın, 2012 senesine kadar Higgs bozonu henüz deneysel olarak gözlemlenememişti. Ancak, Higgs bozonunun ATLAS (Aad ve ark. 2012) ve CMS (Chatrchyan ve ark. 2012) işbirliğiyle keşfedilmesi ile SM'nin parçacık spektrumu da tamamlanmış oldu. Bu gözlemler, SM'nin düşük enerji skalalarında deneysel sonuçlar ile önemli ölçüde uyumlu olduğunu göstermiş oldu.

Öte yandan deneysel veriler detaylı olarak incelendiğinde, Higgs bozonunun yaklaşık 125 GeV'deki gözlenen kütesine ek olarak, yaklaşık 137 GeV'de Higgs bozonunun iki fotona ( $h \rightarrow \gamma\gamma$ ) (Collaboration 2013) ve yaklaşık 145 GeV'de Higgs bozonunun dört leptona ( $h \rightarrow 4l$ ) (Chatrchyan ve ark. 2014) bozduğu kanallarda SM tahminlerinden bazı sapmalar gözlemlenmiştir. SM yalnızca tek bir Higgs bozonu önermektedir. 125 GeV'de gözlenen sapmanın SM Higgs bozonu tarafından sağlandığı kabul edilirse, yüksek skalalarda gözlenen diğer kanallardaki sapmaların ağır SM-benzeri Higgs bozonlarına işaret edeceği beklenebilir. Bu nedenle, ekstra Higgs bozonu içeren SM ötesi modellerin önerdikleri



yeni parçacıklardan bu bozunum kanallarına gelecek katkılar, deneylerde gözlenen sapmalara karşılık gelebilir.

Ayrıca, SM'nin tahminlerini oldukça önemli ölçüde karşılıyor olsa da, Higgs bozununun kütesine ilmeklerden gelen sonsuz katkı (ayar hiyerarşisi problemi) (Gildener 1976) ve Higgs potansiyelinin mutlak kararlılığının problemlili olması (Degrassi ve ark. 2012, Bezrukov ve ark. 2012, Buttazzo ve ark. 2013) nedeniyle, SM'nin Higgs sektöründe önemli teorik problemleri bulunmaktadır. Bu katkıların, çalışılan enerji skalasıyla orantılı olması, SM'nin yüksek enerji seviyelerinde geçerli olamayacağını göstermektedir. Bir başka deyişle, SM düşük enerji seviyelerini açıklamakta oldukça başarılı, ancak belirli bir enerji seviyesine kadar geçerliliği olan efektif bir teoridir. SM'nin simetrisi Higgs bozonlarının sayısını sınırlandırmamaktadır ve dolayısıyla teoriye yeni skaler alanlar eklenerek SM genişletilebilir. Skaler dublet alanlarının sayısında bir tür keyfilik olsa da, elektrozayıf bozonların kütleleri ve bozunum özellikleri ve düşük enerji verileri, SM'den sapmaları aramak ve limitlerine sınır koymak için kullanılabilir. Nötr ve yüklü zayıf kuplajlar arasındaki ilişki, W ve Z bozon kütlelerinin oranına göre sabitlenerek  $\rho$  parametresi ile verilir.  $\rho$  parametresi, teorinin Higgs yapısı tarafından belirlenir ve skaler sektör için en önemli sınırlayıcı faktörlerden biridir. Teori, deneysel olarak  $\rho$  parametresinin 1 veya 1'e çok yakın olması şartı ile sınırlandırılır (Gunion ve ark. 2000, Schael ve ark. 2006, Hossenberger ve Hollik 2017). Bununla birlikte, skaler sektör hakkındaki diğer bir sınırlama ise, bazı yüksek enerji skalalarında ayar kuplajlarının birleştirmesinin uygulanmasıdır. İki Higgs dubletli bir teori SM'nin  $\rho = 1$  şartını sağlamasının yanı sıra SM'nin ayar kuplajlarını birleştirebilir ve Higgs dubletinin sayısı ikiden fazla olduğunda birleşimden saparlar (Baer ve Tata 2006).

Minimal kurulumda ayar hiyerarşisi problemine çözüm sunmasa da THDM'nin (Branco ve ark. 2012, Chakraborty ve Kundu 2015, Mahmoudi ve Stal 2010, Ivanov ve Silva 2015), süpersimetri, vektör-benzeri fermiyonlar ve genişletilmiş THDM (Aguilar-Saavedra ve ark. 2013, Badziak 2016, Angelescu ve ark. 2016, Carena ve ark. 2014, Gunion ve ark. 2000, Ellis ve ark. 2014) gibi bazı büyük skaladaki modellerin düşük skalalı

izdüşümü olduğu düşünülebilir. Bu çalışmada THDM, SM Higgs bozonuyla aynı kuantum numaraları olan başka bir Higgs dubleti ekleyerek SM'nin genişletildiği minimal versiyonda ele alınmıştır. Böyle temel seviyedeki bir ilave bile fiziksel Higgs bozonlarının sayısını önemli ölçüde arttırarak, parçacık spektrumunda 2 CP-çift, 1 CP-tek ve 2 yüklü Higgs bozonlarını vermektedir. CP-çift Higgs bozonlarından birinin yaklaşık 125 GeV kütleli SM-benzeri Higgs bozonu olduğu varsayılırsa, spektrumdaki diğer Higgs bozonlarının Higgs fenomenolojisini önemli ölçüde etkilemesi beklenir. Ayrıca bu ekstra Higgs bozonları, Higgs bozonunun 125 GeV'deki bozunumuna ek olarak, yaklaşık 137 ve 145 GeV'de gözlenen sapmalara da açıklama getirebilir.

Ayrıca, SM'nin öngörülleri ile deneysel sonuçların son derece tutarlı olması SM ötesi modeller için de güçlü sınırlandırmalara sebep olmuştur. Ekstra Higgs bozonları, SM öngörülerinin deneysel verilerle uyumlu olduğu durumlardan B mezonunun nadir bozunumlarına da katkıda bulunurlar ve bunun gibi uyumlu süreçler ile model büyük ölçüde sınırlandırılabilir. Bununla birlikte, SM tahminlerinin deneysel verilerle büyük ölçüde uyumlu olması, SM ötesi modeller için dar bir alan bırakmıştır. Deneysel sonuçlar ile SM öngörülleri arasındaki en büyük tutarsızlıklardan biri ise muon anomal manyetik moment ( $\mu$ on  $g-2$ ) ölçümlerinden gelmektedir. Ekstra Higgs bozonlarının katkısıyla SM öngörülleri ile deneysel bulguların uyumlu olduğu alanlarda modele sınırlandırmalar getirilerek, uyumsuz olduğu alanlar iyileştirilmeye çalışılabilir.

Bu tezde, Higgs dubletlerden birinin sıfırdan farklı vakum beklenen değer (VEV) geliştirmediği ( $v_1 = 0$ ) ve Higgs bozonları ve onların etkileşimleri için çıkarımlarının analiz edildiği durumlar üzerinde odaklanılmıştır. Bu bağlamda,  $v_1 = 0$  olan çözümler fiziksel fermiyon kütleleri ile tutarlı olması için THDM Tip-III dikkate alınmıştır. Bölüm 2'de, SM'nin özellikleri, parçacık yapısı, simetri kırılımı ve Higgs mekanizması anlatılacaktır. Bölüm 3'de, THDM'nin özelliklerinden, parçacık yapısından, Higgs sektör ve Yukawa sektör yapısından bahsedilip Yukawa sektörü 3 durum için de ele alınacaktır. Bölüm 4'de ise THDM için nümerik veri oluşturmadaki tarama prosedürü özetlenip, deneysel sınırlandırmalardan ve dubletlerin sayısını sınırlandıran önemli parametrelerden biri olan  $\rho$  parametresinden bahsedilecektir. Higgs potansiyelini ağaç seviyesi ve ilmek katkıları ile incelenip kararlılığı tartışılacak ve kütle spektrumu için elde edilen sonuçlar sunulacaktır.

Ardından, sonuçlar SM tahminleri ile karşılaştırılacak ve LHC'deki 14 TeV ve 100 TeV kütle merkezi (COM) enerjileri için Higgs bozon üretimindeki sonuçlar paylaşacaktır. Ve son olarak, 5. Bölümde de elde edilen sonuçlar özetlenecektir.



## 2. KURAMSAL TEMELLER

### 2.1. Standart Model

SM, temel parçacıklara dayalı, dört temel etkileşmenin üçünü (gravitasyonel etkileşmeler hariç) açıklayan renormalize edilebilir bir ayar teorisidir. SM,  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  ayar simetrisi üzerine kurulmuştur ve bütün temel etkileşimler yerel ayar değişmezliği ilkesinden elde edilir.

Ayar simetrisi yalnızca SM'deki üç temel etkileşimi açıklamakla kalmaz, bu etkileşimlerin birleşmesine de izin verir. Zayıf etkileşim  $SU(2)_L$ , hiperyük etkileşimi  $U(1)_Y$ , kuvvetli etkileşim ise  $SU(3)_C$  simetri grubu ile modellenir. 1964'de Glashow (Glashow 1961) zayıf ve elektromanyetik etkileşimlerin, simetriden yararlanarak,  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  şeklinde birleştirilebileceğini önerdi. 1967'de Weinberg (Weinberg 1967) ve Salam'ın (Salam 1968) bu simetriyi kendiliğinden kırılan ayar simetrisi olarak formüle etmesi ile başlangıçta kütesiz olan ayar alanlarına kütle kazandırarak zayıf ve elektromanyetik etkileşimleri birleştiren Glashow-Weinberg-Salam (GWS) modeli kuruldu. Ardından 1971'de 't Hooft ('t Hooft 1971a,b) GWS modelinin renormalize edilebileceğini gösterdi. Kuarklar ise 1970'de Glashow-Iliopoulos-Maini (GIM) mekanizması (Glashow ve ark. 1970) ile elektrozayıf teoriye dahil edilmiştir (Griffiths 2015).

Özetle SM, Einstein'ın göreliliği enerjisi ifadesinden elde edilen 0 spin değerine sahip parçacıkları açıklayan Klein-Gordon, 1/2 spin değerine sahip parçacıkları yani fermiyonları açıklayan Dirac ve bu parçacıklar arasındaki etkileşimleri taşıyan ayar bozonlarının alan denklemleri üzerine kurulu kuantum alan kuramıdır. SM'i oluşturan temel parçacıklar, maddeyi meydana getiren fermiyonlar, temel etkileşimleri taşıyan vektör bozonlar ve elektrozayıf simetrisinin kırılmasından sorumlu skaler bir parçacık olan Higgs bozondur.

Fermiyonlar leptonlar ve kuarklar olmak üzere iki temel gruba ayrılır. Fermiyonlar Fermi-Dirac istatistiğine uyan ve spin kuantum sayısı yarım tam sayılı ( $\hbar/2$ ) olan parçacıklardır. Fermiyonların dalga fonksiyonları antisimetrik yapıdadır. Bu nedenle fermiyonlar, iki

fermionun aynı anda aynı kuantum durumunda bulunamayacağını anlatan Pauli dışarlama ilkesine uyarlar. SM’de fermiyonların kararlılıklarına ve kütlelerine göre üç aile bulunmaktadır. Evrendeki tüm kararlı maddeler fermiyonların birinci ailesinden oluşmaktadır. Leptonlar üçüncü aileden birinci aileye doğru gidildikçe kütleleri en ağırdan en hafife doğru olacak şekilde sıralanır. Aralarındaki bu kütle farkına rağmen aynı şartlar altında aynı davranmaları durumuna evrensellik denir. Lepton ailelerinin üçü de biri yüklü, diğeri yüksüz olmak üzere iki leptondan oluşmakta dolayısıyla SM’de toplamda 6 lepton bulunmaktadır. Elektron ( $e^-$ ), muon ( $\mu^-$ ), tau ( $\tau^-$ )  $Q = -1$  elektrik yüküne sahip iken, elektron nötrinosu ( $\nu_e$ ), muon nötrinosu ( $\nu_\mu$ ), tau nötrinosu ( $\nu_\tau$ ) yüksüzdür. Ayrıca bu 6 leptonun her birine karşılık gelen eşit kütleli, aynı kuantum numaralarına sahip ancak zıt yüklü anti lepton bulunmaktadır. Bununla birlikte her ne kadar SM öngörülleri nötrinoları kütesiz kabul etse de, deneylerde gözlemlenen nötrino salınımları, nötrinoların çok küçük de olsa kütleli olabileceğine işaret etmektedir.

SM’de hem sağ-elli hem de sol-elli parçacık durumları bulunan yüklü leptonlar girdikleri etkileşimlerde farklı davranış sergilerken, nötrinolar ise yalnızca sol-elli bileşenlere sahiptir. Birinci aile  $L_e = 1$ , ikinci aile  $L_\mu = 1$ , üçüncü aile  $L_\tau = 1$  olacak şekilde her lepton ailesi kendine ait lepton kuantum sayısı taşır. Elektron, muon ve tau elektrik yüküne sahip olduklarından elektromanyetik ve zayıf etkileşimlere katılırken, yüksüz olan nötrinolar yalnızca zayıf etkileşimlere katılabilirler. Ayrıca, leptonlar renk yüküne sahip olmadıklarından kuvvetli etkileşimlere katılamazlar.

**Çizelge 2.1.** Lepton ailelerine ait bazı özellikler

LEPTONLAR (Spin=1/2) (Olive ve ark. 2014)						
Aile	Çeşni	Kütle( $MeV/c^2$ )	$Q$	$L_e$	$L_\mu$	$L_\tau$
1	$e^-$	0,511	-1	1	0	0
	$\nu_e$	$(0,6 \pm 1,9)10^{-6}$	0	1	0	0
2	$\mu^-$	105,6	-1	0	1	0
	$\nu_\mu$	0,19	0	0	1	0
3	$\tau^-$	1776,8	-1	0	0	1
	$\nu_\tau$	18,2	0	0	0	1

Leptonlara ait bazı özellikler Çizelge 2.1’de verilmiştir. Bu çizelgede  $Q$ : elektrik yükü,  $L_e$ : elektron sayısı,  $L_\mu$ : muon sayısı,  $L_\tau$ : tau sayısını temsil etmektedir.

Diğer madde parçacığı ise hadronları oluşturan kuarklardır. Hadronların yapısını anlamak için 1964’de birbirinden bağımsız olarak Gell-Mann (Gell-Mann 1961) ve Zweig (Zweig 1964), tüm hadronların daha temel parçacıklardan oluştuğunu önerdiler ve bu temel parçacıklara kuark adı verildi. Kuarkların yukarı (u-up), aşağı (d-down), tılsımlı (c-charm), acayıp (s-strange), alt (b-bottom), üst (t-top) olacak şekilde 6 çeşni bulunmaktadır. Ayrıca her bir kuarka karşılık gelen aynı kuantum numaralarına sahip zıt yüklü birer antikuark da mevcuttur. Kuarklar kütle ve yükün dışında baryon sayısı, izospin, tılsımlılık, acayıplık, altlık, üstlük ve renk yükü gibi kuantum sayılarına da sahiptirler. Kuarklar, kuark hapsi olarak adlandırılan olgudan dolayı serbest olarak gözlenemezler. Kuarkların her biri üç çeşit renk yüküne sahiptir. Doğadaki tüm parçacıklar renksizdir. Yani ya toplam renk sıfır olmalı ya da üç renkten eşit miktarda bulunmalıdır. Bundan dolayı da kuarklar tek olarak gözlenemez, hadronların içerisine hapsolmuşlardır. Bu renksiz yapıya sahip hadronlar, bir kuark bir antikuarktan ( $q\bar{q}$ ) oluşan mezonlar ve üç kuark ( $qqq$ ) veya üç antikuarktan ( $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ ) oluşan baryonlar olmak üzere iki gruba ayrılır. Kuarklara ait bazı özellikler Çizelge 2.2’de verilmiştir. Bu çizelgede  $Q$ : elektrik yükü,  $U$ : yukarılık,  $D$ : aşağılık,  $C$ : tılsım,  $S$ : acayıplık,  $T$ : üstlük,  $B$ : altlık değerlerini temsil etmektedir.

Kuarklar zayıf ve elektromanyetik etkileşimlerin yanı sıra, renk yüklerinden dolayı da

**Çizelge 2.2.** Kuark ailelerine ait bazı özellikler

KUARKLAR (Spin=1/2) (Olive ve ark. 2014)									
Aile	Çeşni	Kütle( $MeV/c^2$ )	$Q$	$U$	$D$	$C$	$S$	$T$	$B$
1	u	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$	$2/3e$	1	0	0	0	0	0
	d	$4,8^{+0,5}_{-0,3}$	$-1/3e$	0	-1	0	0	0	0
2	c	$1275 \pm 25$	$2/3e$	0	0	1	0	0	0
	s	$95 \pm 5$	$-1/3e$	0	0	0	-1	0	0
3	t	$1,7 \cdot 10^5$	$2/3e$	0	0	0	0	1	0
	b	$4180 \pm 30$	$-1/3e$	0	0	0	0	0	-1

kuvvetli etkileşimlere katılırlar. Zayıf etkileşimlerde çeşni değiştirebilirken, elektromanyetik ve kuvvetli etkileşimlerde çeşni değiştiremezler. Dirac parçacığı olan kuarklar, hem sol elli hem de sağ elli parçacık durumlarına sahiptir. SM’de sol elli parçacıklar ikili (dublet), sağ elli parçacıklar tekli (singlet) olmak üzere, fermiyonların birinci ailesi için aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad e_R, \quad u_R, \quad d_R \quad (2.1)$$

İkinci parçacık türü ise, kuvvet taşıyıcıları olarak da bilinen bozonlardır. Bozonlar Bose-Einstein istatistiğine uyan ve spin kuantum sayıları tam sayılı ( $\hbar$ ) olan parçacıklardır. Tam sayılı spin değerine sahip olduklarından Pauli dışarlama ilkesine uymazlar. Bozonların dalga fonksiyonları simetrik yapıdadır.

SM içeriğinde yer alan bozonlar, vektör bozonlar ( $W^\pm, Z^0$ ) ve foton ( $\gamma$ )  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  simetrisinin, 8 tane gluon ise  $SU(3)_C$  simetrisinin ayar bozonlarıdır. Kuvvetli etkileşimin ara parçacıkları olan gluonlar, kütsüz, elektrik yükü 0 ve renk kuantum sayısına sahip bozonlardır. Gluonlar, kuarklar arasındaki etkileşimin yanı sıra kendileri de renk yükü taşıdıklarından dolayı kendi aralarında da etkileşebilirler. Zayıf etkileşimlerin ara parçacıkları olan  $W^\pm$  ve  $Z^0$  vektör bozonları kütsüz, kendi aralarında etkileşebilen ve sırasıyla  $\pm 1$  ve 0 elektrik yüküne sahip parçacıklardır. Elektromanyetik etkileşimlerin ara parçacığı fotonlar ise kütsüz, elektrik yükü 0 ve kendi aralarında etkileşemeyen parçacıklardır.

**Çizelge 2.3.** Bozonlar ve kütleleri

BOZONLAR (Spin=0,1,2) (Olive ve ark. 2014)			
Bozon	Kütle( $GeV/c^2$ )	Elektrik yükü	Spin
Higgs(h)	$125,7 \pm 0,4$	0	0
Foton( $\gamma$ )	0	0	1
$W^\pm$	$80,385 \pm 0,015$	$\pm 1$	1
$Z^0$	$91,1876 \pm 0,0021$	0	1
Gluon(g)	0	0	1
Graviton	0	0	2

Ayrıca SM'de bu temel parçacıklara ek olarak,  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  elektrozayıf simetrisini kırarak parçacıkların kütle kazanmasından sorumlu, skaler ve yüksüz bir parçacık olan Higgs bozonu vardır.

SM'in parçacık spekturumu, 12 tane lepton-anti lepton, renk yükleri de göz önünde bulundurularak 36 tane kuark-anti kuark ve 13 tane bozon (foton,  $W^\pm$ , Z, 8 gluon, Higgs) içermektedir.

Doğada bilinen dört temel etkileşimden, elektromanyetik ve gravitasyonel etkileşimlerin ara parçacıkları kütsüz olduğundan sonsuz erimli iken, zayıf etkileşimin ara parçacıklarının kütleli olması nedeniyle kısa erimlidir. Bununla birlikte güçlü etkileşim ise kütsüz ara parçacığa sahip olduğundan sonsuz erimli olması beklenir ancak kısa erimlidir. Bu da kuark hapsinden kaynaklanmaktadır ve güçlü etkileşimlerin etki alanı yaklaşık hadron boyutlarındadır. Güçlü etkileşimin şiddeti 10, elektromanyetik etkileşimin  $10^{-2}$ , zayıf etkileşimin  $10^{-3}$  ve gravitasyonel etkileşimin  $10^{-42}$  mertebesindedir (Griffiths 2008).

## 2.2. Simetriler

Simetri, herhangi bir fiziksel sisteme rastgele seçilen bir dönüşüm uygulandığında sistemi değişmez bırakan veya tekrar ilk haline dönüştüren işlemdir. Bir küre göz önüne alınırsa, eksenlerinden herhangi biri etrafında herhangi bir açıyla döndürüldüğünde veya aynadaki görüntüsüne bakıldığında değişmeden kalacak ve yine kendisine dönüşecektir.

Korunum yasalarına göre, bir fiziksel sisteme belli dönüşümler uygulandığında bazı nicelikler sabit kalmalıdır. Korunum yasaları, klasik mekanikten itibaren fiziksel sistemlerin çözümünde önemli rol oynamıştır. 1918 yılında Emmy Noether'in (Noether 1918) simetriler ve korunum yasalarıyla ilgili ortaya koyduğu teoremi ile simetrilerin dinamik çıkarımları anlaşılmıştır. Noether teoremine göre, her korunum yasasının dayandığı bir simetri mevcuttur veya her simetri bir korunum yasasına sebep olur. Fiziksel sistemlerin zamanda öteleme altında simetrik olmaları, Noether teoreminde enerjinin korunumu ile ilişkilendirilir. Elektrodinamiğin ayar dönüşümleri altında değişmez olması, elektrik yükünün korunumuna sebep olur.



Simetriler temel olarak, uzay-zaman ve iç simetri olarak iki grupta incelenebilir. İç simetriler, iç kuantum sayılarının korunumuna yol açan simetrilerdir.

Bu simetriden bazıının doğada kesin olarak bulunduğu, bazıının ise kırılmış olarak bulunduğu düşünölmektedir. Ayrıca doğadaki simetrideri, uzay-zaman ve iç simetri sınıflandırmasına ek olarak, global ve lokal simetrider olarak da incelenebilir. Global simetrider dönüşüm parametrideri uzay-zamana bağlı olmayan simetriderdir. Lokal simetrider ise uzay-zamana bağlı olarak değişen simetriderdir. Yani fiziksel bir sistemin uzayda bulunduğu duruma göre değişebilen, sabit kalmayan dönüşümleri içeren simetriderdir. Global simetrider parçacıkların kuantum durumlarına göre sınıflandırılmasını, lokal simetrider ise temel kuvvetlerin anlaşılmasını sağlar.

### 2.2.1. Noether Teoremi

Noether teoremi, incelenen dönüşümleri sistemdeki simetriye dayanarak ele alır. Noether teoremine göre, eğer sistemde bir simetri varsa o simetriye karşılık gelen korunumlu büyüklük vardır. Noether 1918'de yayımladığı "Invariant Variation Problems" makalesinde (Noether 1918), varyasyon probleminden yola çıkarak bu teoremi tanımlamıştır. Eğer sistemde Euler-Lagrange denklemi sağlanıyorsa, buna karşılık gelen bir korunumlu büyüklük vardır.

Kuantum alan teorisi simetrider üzerine kuruludur. Bir alan teorisi kurmak için yazılacak Lagranjiyen, alanların uzay-zaman ötelemeleri ve Lorentz dönüşümleri altında değişmez kalmalıdır.

Klasik alan teorilerinde aksiyon integrali  $S = \int d^4x \mathcal{L}$  ile tanımlanır. Lagranjiyen ( $\mathcal{L}$ ) klasik mekanikte uzay ve zaman değişkenlerinin bir fonksiyonu iken, alan teorilerinde uzay-zamanın fonksiyonu olan alanlara bağlıdır. Alan teorisinde parçacıklar tek tek ele alınmak yerine, uzay-zamanın her noktasında tanımlı bir büyüklük olan alanlar kullanılır.  $\phi(x)$  uzay-zamana bağlı alan olduğunda Lagranjiyen aşığıdaki gibi verilir.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\phi(x), \partial\phi(x)) \quad (2.2)$$

Bu Lagranjiyenden yararlanarak klasik mekanikten bilinen Euler-Lagrange denklemleri, görelî alan teorisi için aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) = 0 \quad (2.3)$$

Koordinatlarda ve  $\phi$  alanında sonsuz küçük değişimler sırasıyla,

$$x \rightarrow x' = x + \delta x \quad (2.4)$$

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi + \delta \phi$$

olarak yazılabilir. Bu değişmeler altında aksiyon integralinin değişmeden kalmasını gerektiren minimal aksiyon prensibine göre,

$$\delta S = 0 \quad (2.5)$$

olarak gelmelidir. Lagranjiyen alanlara bağlı olduğundan aksiyondaki değişim,

$$\begin{aligned} \delta S &= S' - S = \int d^4 x' \mathcal{L}'(x') - \int d^4 x \mathcal{L}(x) \\ &= \int \left( 1 + \frac{\partial \delta x^\mu}{\partial x^\mu} \right) d^4 x \Delta \mathcal{L}(x) + \int \left( 1 + \frac{\partial \delta x^\mu}{\partial x^\mu} \right) d^4 x \mathcal{L}(x) - \int d^4 x \mathcal{L}(x) \\ &= \left[ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial^\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial^\mu \phi)} \right] \delta \phi + \partial^\mu \left[ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial^\mu \phi)} \delta \phi + \mathcal{L} \delta x_\mu \right] \\ &= 0 \end{aligned} \quad (2.6)$$

olarak elde edilir. Buradaki ilk terim (2.3) denkleminde verilen Euler-Lagrange denklemine karşılık geldiğinden 0 alınır ve geriye kalan terimler için  $\delta S$ ,

$$\delta S = \partial^\mu \left[ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial^\mu \phi)} \delta \phi + \mathcal{L} \delta x_\mu \right] = 0 \quad (2.7)$$

olarak gelir. Burada,

$$J^\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial^\mu \phi)} \delta \phi + \mathcal{L} \delta x_\mu \quad (2.8)$$

Noether akımını verir ve  $J^\mu$  ile temsil edilir. Bu durumda (2.7) denklemini aşağıdaki şekilde de yazılabilir.

$$\partial_\mu J^\mu = 0 \quad (2.9)$$

Bu denklem korunumlu akımlar için süreklilik denklemi olarak bilinir. Korunumlu akımlar şartından yararlanarak yük korunumu ve akım yoğunluğuna bakalım. Korunumlu akımlar için tüm uzay üzerinden integral alınırsa,

$$\int \partial_\mu J^\mu dV = \int (\partial_0 J^0 + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}) dV = \int \left( \frac{\partial J^0}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} \right) dV \quad (2.10)$$

denklemini elde edilir ve bu denklem düzenlenip Gauss teoremi uygulanırsa,

$$\int \frac{\partial J^0}{\partial t} dV = - \int \vec{\nabla} \cdot \vec{J} dV = - \oint \vec{J} d\vec{A} \quad (2.11)$$

ifadesi elde edilir. A yüzeyi etrafında sarılan V hacmi içinde toplam  $J^0$ 'de herhangi bir yük, hacmin yüzeyi boyunca akan  $J$  akımı tarafından meydana gelir. Bu durumda Noether akımının zamansal bileşeni  $J^0$ 'ın hacim integrali ise aşağıda gösterildiği gibi Noether yükünü ( $Q$ ) verir.

$$Q = \int d^3x J^0 \quad (2.12)$$

$$\frac{dQ}{dt} = \int d^3x \frac{\partial J^0}{\partial t} = \int d^3x \partial_0 J^0 = \int d^3x \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = \oint d\vec{A} \cdot \vec{J} = 0 \quad (2.13)$$

Bu durum gösteriyor ki, fiziksel bir sistemin içerisindeki Noether yükü  $Q$  zamanla değişmez, dolayısıyla sistem içerisinde yük daima korunumludur. Bu bağlamda, Noether teoreminin de tahmin ettiği gibi, doğadaki her simetrinin ve dolayısıyla Lagranjyendeki çok küçük değişimler altındaki değişmezliğin, fiziksel sistemdeki bir korunum yasasına karşılık geldiği söylenebilir. Bu durum yani her korunumlu fiziksel büyüklüğe karşılık gelen bir simetrinin olması klasik fiziğin yanı sıra kuantum teorisinde de geçerlidir.

### 2.2.2. Lokal Simetriler ve Ayar Değişmezliği

Global simetriler uzay-zamandan bağımsız olarak her noktada aynı dönüşürken, lokal simetriler buldukları uzay-zamana bağlı olarak farklı dönüşürler. Örneğin, bir  $f(x)$  fonksiyonu için global ve lokal dönüşümler incelensin.  $\alpha$  uzay-zamandan bağımsız bir

sabit olsun.

$$f(x) \rightarrow f'(x) = f(x) + \alpha \quad (2.14)$$

Bu dönüşüm altında fonksiyon ötelenir ama değişmez.

$$\vec{\nabla} f(x) = \vec{\nabla} f'(x) \quad (2.15)$$

$\alpha$  sabitinin yukarıda görüldüğü gibi harekete etkisi yoktur ve hareket değişmez kalır. Yani fiziksel bir sistem global dönüşümler altında değişmezdir. Hareketin bu dönüşüm için değişmez kalmasının sebebi  $\alpha$  sabitinin uzay-zamandan bağımsız olmasıdır, yani  $\alpha$  uzay-zamanın her noktasında sabit kalacaktır. Eğer  $\alpha$  uzay-zamanın her noktasında farklı değerler veren yani uzay-zamana bağlı olarak değişen bir parametre olarak seçilirse, sistem global değil lokal simetrik hale gelir.  $\alpha$  aşağıda verildiği gibi uzay-zamana bağlı olduğunda,

$$f(x) \rightarrow f'(x) = f(x) + \alpha(x) \quad (2.16)$$

bu fonksiyonun uzay-zaman dönüşümleri altındaki değişimi,

$$\vec{\nabla} f(x) = \vec{\nabla} f'(x) + \vec{\nabla} \alpha(x) \quad (2.17)$$

olarak gelir ve bu durumda hareket değişmez değildir. Artık hareket uzay-zamana bağlı olarak değişen  $\alpha(x)$  parametresinin değişimine de bağlıdır. Yani fiziksel sistem lokal dönüşümler altında değişmez olarak kalmaz. Ancak fiziksel bir sistemin dönüşümler altında daima invariant kalmasını bekliyoruz. Bu yüzden lokal dönüşümleri değişmez bırakacak şekilde yeni bir parametre tanımlanır ve fiziksel sistemi değişmez bırakacak şekilde yeniden düzenlenen bu dönüşümlere *lokal ayar değişmezliği* denir.

Maxwell tarafından elektrik ve manyetik alanları birleştirilerek ortaya konan elektromanyetik teori, ayar simetrisi aracılığıyla oluşturulmuş bilinen ilk teori olarak kabul edilir. Ardından Hilbert, Einstein denklemlerinin de benzer simetriye sahip olduğunu ortaya koymuştur. Ayar ifadesini ise ilk kez Hermann Weyl her ne kadar başaramasa da, bu iki kuramı birleştirmeye çalışırken kullanmıştır (Griffiths 2008). Daha sonra bu kavram,

kuantum alan teorisinin geliştirilmesiyle  $U(1)$  simetrisi altındaki değişmezlik için kullanılmaya başlanmıştır.

Elektrodinamik hem Lorentz hem de ayar dönüşümleri altında değişmezdir. Klasik elektrodinamikde,

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} & \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 & \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\end{aligned}\quad (2.18)$$

ile verilen Maxwell denklemlerinden sol taraftaki denklemler simetrik olarak gelirken, sağ taraftaki denklemler ise sonradan simetrik hale getirilmiştir. Elektromanyetik alan kuvvetleri skaler potansiyel ( $V$ ) ve vektör potansiyel ( $\vec{A}$ ) cinsinden,

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \cdot V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2.19)$$

olarak tanımlanır. Vektör ve skaler potansiyeller, elektromanyetik alan kuvvetlerinin dönüşümler altında değişmez kalmasını sağlayan ayar alanlarıdır. Ayar alanları için dönüşümler,

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla} \cdot \lambda \quad V \rightarrow V' = V - \frac{\partial \lambda}{\partial t} \quad (2.20)$$

olarak gelir. Bu iki denklem relativistik olarak aşağıdaki gibi gösterebilir.

$$A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu \lambda \quad (2.21)$$

Burada  $\lambda$  uzay-zamana bağlı türevlenebilir herhangi bir fonksiyondur. Dört-vektör potansiyel ve akım yoğunluğu sırasıyla aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$A^\mu = (V, \vec{A}) \quad J^\mu = (\rho, \vec{J}) \quad (2.22)$$

Kuantum Elektrodinamik (QED), deneysel sonuçlarla doğruluğu kanıtlanmış en kesin ve ilk ayar teorisidir. Diğer ayar teorileri, bu teoriden modellenmiştir. Elektromanyetik alanın ayar bozonu foton ve spin-1/2 parçacıkları betimleyen Dirac denklemini temel alan QED, foton ve yüklü fermiyonların arasındaki etkileşimleri inceler. Abeliyen ve üniter

olan  $U(1)$ , QED'nin ayar grubudur.

Dirac Lagranjyeni,

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (2.23)$$

olarak tanımlanır ve burada  $\hbar = c = 1$  olarak alınmıştır. Tanımlanan bu Lagranjyen,

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\theta}\psi \quad (2.24)$$

şeklindeki faz dönüşümleri altında değişmez kalmalıdır. Burada  $\theta$  dönüşüm parametresidir. Eğer  $\theta$  uzay-zamandan bağımsız sabit bir değere sahip ise dönüşüm global simetrik-tir. Global simetride dalga fonksiyonunun mutlak fazı ölçülebilir değildir, keyfi bir değer alır. Ancak  $\theta = \theta(x)$  olacak şekilde  $\theta$  uzay-zamanın fonksiyonu ise o zaman dönüşüm lokal simetriyi temsil eder. Yani lokal dönüşümlerde faz değeri uzay-zaman noktalarına ( $x$ ) bağlı olarak değişeceğinden, dalga fonksiyonlarındaki değişim de uzay-zamanda buldukları noktaya göre farklılık gösterecektir (McMahon 2009).

Spinörlere global faz dönüşümü uygulanırsa aşağıdaki gibi olacaktır,

$$\psi' = e^{i\theta}\psi \quad \bar{\psi}' = e^{-i\theta}\bar{\psi} \quad (2.25)$$

ve burada  $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$  olarak alınır. Global dönüşüm altında Dirac Lagranjyeni,

$$\mathcal{L}' = \bar{\psi}'(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi' = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi = \mathcal{L} \quad (2.26)$$

olarak gelir ve bu denklemden de görüleceği üzere global simetrliler altında Dirac Lagranjyeni değişmezdir.

Lokal faz dönüşümü altındaki spinörler ise şu şekilde olacaktır,

$$\psi' = e^{i\theta(x)}\psi \quad \bar{\psi}' = e^{-i\theta(x)}\bar{\psi} \quad (2.27)$$

ve bu durumda lokal simetriler için Dirac Lagranjienini aşağıdaki gibi gelir.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}' &= \bar{\psi}'(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi' \\
&= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - \bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\theta(x))\psi \\
&= \mathcal{L} - \bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu(\theta(x))\psi
\end{aligned} \tag{2.28}$$

Dirac Lagranjieninin lokal simetriler altında da değişmez kalması gerekir ancak Denklem (2.28)'de de görüleceği üzere Lagranjien ekstra bir terim olarak dönüşür. Lagranjienin değişmez kalması istenildiğinden bu ekstra terimi yok etmek için  $U(1)$  alanının ayar invaryansını, türevi yeniden düzenleyerek aşağıdaki gibi tanımlıyoruz.

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \tag{2.29}$$

Bu  $\mathcal{D}_\mu$  türevi, kovaryant türev olarak adlandırılır.  $q$  kuplaj sabitini ve  $A_\mu$  vektör ayar alanını temsil eder. Bu sayede, global olarak değişmezliğini koruyan bir Lagranjien lokal dönüşümler altında da değişmez olarak kalır. Tanımlanan bu kovaryant türevin ve ayar alanının lokal dönüşümler altındaki değişimi şu şekilde tanımlanır.

$$\mathcal{D}_\mu \rightarrow \mathcal{D}'_\mu = \partial_\mu + iqA'_\mu \quad \text{ve} \quad A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \delta A'_\mu \tag{2.30}$$

Kovaryant türev dikkate alınarak Dirac Lagranjienini yeniden yazılır.

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu - m)\psi = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi \tag{2.31}$$

Denklem (2.30)'da tanımlanan lokal dönüşümler altındaki Dirac Lagranjienini ise,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}' &= \bar{\psi}'(i\gamma^\mu\mathcal{D}'_\mu - m)\psi' \\
&= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\theta(x))\psi - \bar{\psi}q\gamma^\mu\delta A_\mu\psi \\
&= \mathcal{L} - \bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\theta(x))\psi - \bar{\psi}q\gamma^\mu\delta A_\mu\psi
\end{aligned} \tag{2.32}$$

olarak gelir. Ancak  $\mathcal{L}' = \mathcal{L}$  eşitliğinin sağlanabilmesi yani lagranjienin değişmez kalabilmesi için Denklem (2.32)'deki ikinci ve üçüncü terimlerin yok edilmesi gerekir. Bu

durumda,

$$\begin{aligned}
-\bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\theta(x))\psi - \bar{\psi}q\gamma^\mu\delta A_\mu\psi &= 0 \\
q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\delta A_\mu &= -\bar{\psi}\gamma^\mu\psi(\partial_\mu\theta(x)) \\
q\delta A_\mu &= -\partial_\mu\theta(x) \\
\delta A_\mu &= -\frac{1}{q}\partial_\mu\theta(x)
\end{aligned} \tag{2.33}$$

çözümünü elde ederiz. Bu çözümden yararlanarak lokal dönüşümler altındaki ayar alanının değişimi aşağıdaki gibi yeniden tanımlanır.

$$A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{q}\partial_\mu\theta(x) \tag{2.34}$$

Bu tanımlama sonrasında Lagranjiyen aşağıda verildiği gibi lokal dönüşümler altında değişmez kalır.

$$\mathcal{L}' = \bar{\psi}'(i\gamma^\mu\mathcal{D}'_\mu - m)\psi' = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi \tag{2.35}$$

Bu denklemde bulunan birinci terim serbest fermiyonlar için Dirac Lagranjiyenini ifade ederken, diğer terim yüklü fermiyonlar ile foton arasındaki etkileşimi temsil eder. Ancak bu Lagranjiyen QED için henüz tamamlanmış değildir, ayar alanı için bir kinetik terim gereklidir ve bu ilave terimler Proca Lagranjiyeninden gelir. Proca Lagranjiyeni, spin-1 parçacıkları yani bozonları temsil eden, Maxwell denklemlerinin genelleştirilmiş halidir (De Wit ve Smith 1986). Proca Lagranjiyeni şu şekilde tanımlanır.

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{m^2}{2}A_\mu A^\mu \tag{2.36}$$

Burada  $F_{\mu\nu}$  elektromanyetik alan stres tensörüdür, ikinci terim ise kütle terimidir. Burada ikinci terimi ayar dönüşümü altında değişmez olmadığından Lagranjiyende foton için kütle terimi U(1) simetrisi tarafından yasaktır, yani foton kütesiz olmalıdır. Eğer bir ayar teorisinde simetri kırılmamışsa ayar bozonları kütle kazanmamıştır, ancak simetri kırıldıktan sonra ayar bozonları kütle kazanabilir. Başka bir deyişle QED'nin U(1) simetrisi kırılmamış bir simetri olduğundan foton kütesiz olmalıdır. Dolayısıyla ayar prensibini



karşılmak için, vektör ayar bozonunun kütsesiz olması gerekir ve bu durumda QED Lagranjyeninin son durumu şu şekilde tanımlanır.

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (2.37)$$

Bu denklemdede görüleceği üzere, birinci terim serbest parçacıklar için kinetik terimi, ikinci terim foton ile  $q$  yüklü fermiyon arasındaki etkileşimi ve son terim ise serbest foton için kinetik terimi temsil eder. QED için kullanılan ayar değişmezliği genişletilerek yeni teoriler oluşturulabilir.

Özetle QED abelyen olan  $U(1)$  simetrisi altında invaryant bir ayar teorisidir. Ancak eş çoklu parçacık alanlarını betimleyen abelyen olmayan dönüşümler yani  $SU(N)$  simetrisi de mevcuttur.  $SU(N)$  gruplarına ait simetrisiler de, 1954'de Yang ve Mills tarafından  $U(1)$  simetrisi temel alınarak genişletilen kendi isimleriyle anılan Yang-Mills kuramı ile açıklanabilir (Yang ve Mills 1954). Yang ve Mills,  $U(1)$  ayar değişmezliğinden yararlanarak önce  $SU(2)$  grubu için, ardından da renk dinamiğini açıklayan  $SU(3)$  grubu için yeniden tanımladılar.

### 2.3. Elektrozayıf Teori

Elektrozayıf (EW) teori,  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  ayar simetrisi üzerine kurulu, parçacıklar arasındaki elektromanyetik ve zayıf etkileşimleri birleştirerek açıklayan bir ayar teorisidir.

Yerel ayar değişmezliği ilkesi, sırasıyla elektromanyetik ve güçlü etkileşimlerin ayar bozonu olan foton ve gluonu kütsesiz olarak verir. Ancak zayıf etkileşimler, kütleli  $W^\pm, Z^0$  ayar bozonları öngörür. Ayrıca ayar teorilerinin yeniden normalize edilebilirliği t'Hooft ve arkadaşları tarafından gösterilmiştir (t'Hooft 1971a,b).

Ayrıca, kütle terimi ayar dönüşümleri altında invaryant olmadığından dolayı,  $W^\pm$  ve  $Z^0$  bozonlarının kütleli olması elektrozayıf simetrisinin kırıldığı anlamına gelmektedir. Dahası  $SU(2) \times U(1)$  simetrisi, kütleli oldukları deneysel olarak bilinen fermiyonların da kütle terimlerini yasaklar ki bu deneysel sonuçlarla tutarlı değildir. Elektrozayıf teorisinin bu

sorunları, Higgs mekanizması ile simetrisinin kendiliğinden kırılması sağlanarak ortadan kaldırılabılır (Peskin ve Schroeder 1995). Simetri kırıldıktan sonra hem  $W^\pm$  ve  $Z^0$  ayar bozonları, hem de SM fermiyonları kütle kazanır. Öte yandan elektrik yükü korunumu, elektrik yüküne ait simetrisinin bugünkü evrende kırılmamış bir simetri olmasını gerektirmektedir. Bu bağlamda,  $SU(2) \times U(1)$  simetrisi kırılır, fermiyonlar ve ayar bozonları kütle kazanırken, bu kırılma sonucunda foton hala kütsüz kalmalıdır. Bu da ancak  $SU(2) \times U(1)$  simetrisinin  $U(1)_{EM}$  simetri grubuna kırılmasıyla sağlanabilir.

### 2.3.1. Kendiliğinden Simetri Kırılması

Ayar alanlarının, simetrisinin kendiliğinden kırılması yolu ile kütle terimi kazanacağına önceki bölümde değinilmişti. Bu bağlamda, öncelikle Lagranjiyeni simetri dönüşümleri altında değişmez bırakan durum ele alınacaktır. Bu sistemin enerji düzeylerinin, biri dejenere olmayan durumları temsil eden böylece tek bir enerji öz durumuna sahip olan enerji düzeyleri, diğeri ise dejenere olan dolayısıyla öz durumları tek olmayan enerji düzeyleri olmak üzere iki olası durumu mevcuttur. Bunlardan birinci durumda simetri dönüşümleri altında Lagranjiyenin değişmez kalırken, ikinci durumda değişmez değildir. Vakum durumu tanımı, alan teorisindeki minimum enerjili durumu temsil eder. Vakum durumu dönüşümler altında Lagranjiyenin simetrisini değişmez bırakmak zorunda değildir.

Global simetrisinin kendiliğinden kırılması durumunda spin 0, kütsüz ve henüz gözlenememiş parçacıklar olan Goldstone bozonları ortaya çıkar. Lokal ayar simetrisi kırıldığında ise ayar bozonları bu Goldstone bozonlarını soğurarak kütle kazanırlar. Bu bölümde, kendiliğinden simetri kırılmasının en basit modeli olan, Lagranjiyenin global simetrisinin kendiliğinden kırılmasını açıklayan Goldstone modeli (Goldstone 1961) incelenecektir.

Kendiliğinden simetri kırılmasını açıklayabilmek için ihtiyaç duyulan skaler bir  $\phi$  alanının Lagranjiyeni aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$\mathcal{L} = \underbrace{\frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2}_{\text{Kinetik terim}} - \underbrace{\frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 - \frac{1}{4}\lambda \phi^4}_{\text{Potansiyel terim}} \quad (2.38)$$

burada keyfi reel parametreler olan  $\mu^2$  skaler alanın kütle terimi,  $\lambda$  dörtlü skaler alanın etkileşim şiddetini belirleyen etkileşme sabitidir. Lagranjiyen  $\phi \rightarrow -\phi$  gibi bir kesikli simetri altında değişmez kalmaktadır. Sistemin potansiyelinin skaler alana göre türevi alınıp sifıra eşitlenerek, sistemin minimum enerji değerleri,

$$\begin{aligned} \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = 0 &\implies \mu^2 \phi + \lambda \phi^3 = 0 \\ &\phi(\mu^2 + \lambda \phi^2) = 0 \end{aligned} \quad (2.39)$$

olarak bulunabilir. Bu durumda sistemin minimum enerji durumu için iki çözüm vardır.

i.

$$\mu^2 > 0 \implies \phi = 0$$

Birinci durumda tek bir  $\phi$  çözümü mevcuttur yani potansiyelin minimum değeri dejenere değildir ve bu durumda simetri bozulmamıştır.

ii.

$$\mu^2 < 0 \implies \phi = \pm \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} = \pm v$$

İkinci durumda ise potansiyelin minimum durumu için artık skaler alan  $\phi$ 'nin tek bir değeri yoktur, çözümler iki dejenere duruma karşılık gelir. Bu dejenere durumlardan herhangi biri seçilerek simetri kendiliğinden kırılır.

$\mu^2 < 0$  olduğu durumda  $\phi = 0$  durumu potansiyelin bir maksimum noktasına denk gelir ve bu yüzden kararlı bir durum değildir. Vakum durumunun minimum enerjiyi temsil ettiği unutulmamalıdır, ki bu durumda çözümlerdeki  $\phi = \pm v$  değerlerinden biri vakum değerlerine karşılık gelmektedir. Vakum etrafındaki çok küçük pertürbasyonlar için yeni bir alan aşağıdaki gibi tanımlansın.

$$\phi(x) = v + \eta(x) \quad (2.40)$$

Burada  $\eta(x)$  pertürbasyon alanı olarak tanımlanmış ve pozitif vakum değeri seçilmiştir. Tanımlanan yeni alan için Lagranjiyen,

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^2 - \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 - \frac{1}{4}\lambda\phi^4 \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)^2 - \frac{1}{2}\mu^2(v^2 + 2v\eta + \eta^2) - \frac{1}{4}\lambda(v^4 + 4v^3\eta + 6v^2\eta^2 + 4v\eta^3 + \eta^4)\end{aligned}\quad (2.41)$$

olarak gelir ve burada  $v$  değeri sabittir.  $\mu^2 = -\lambda v^2$  eşitliği alınırsa Lagranjiyen,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)^2 - \frac{1}{2}(2\lambda v^2)\eta^2 - \lambda v\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda\eta^4 \quad (2.42)$$

olur. Burada birinci terim kinetik terim, ikinci terim kütle terimi, üçüncü terim üçlü etkileşimin şiddetini belirleyen etkileşim sabiti ve son terim ise dörtlü etkileşimin şiddetini belirleyen etkileşim sabitidir ve  $\eta$  alanı için kütle terimi,

$$m_\eta^2 = 2\lambda v^2 \quad \implies \quad m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2} \quad (2.43)$$

olarak elde edilir. Bu sonuçlar  $\mu^2 < 0$  durumu için elde edilmiştir. Daha önce Lagranjiyen için simetrinin korunduğuna değinilmişti ancak buna karşın ulaşılan bu sonuç ile  $\eta$  alanında vakum değeri için simetrinin korunmadığı ortaya çıkmıştır ve Lanranjiyenin dışarıdan herhangi bir müdahale ile değil de kendi doğası gereği simetrisi bozulduğundan buna kendiliğinden simetri kırılımı (SSB) denir. Elde edilen bu sonuçlar, her ne kadar, reel bir skaler alan için elde edildiyse de, kompleks alanlar için de göz önüne alınabilir. Çoklu parçacıklar için alanı,

$$\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \quad (2.44)$$

olarak iki alandan oluşacak şekilde tanımlansın ve bu iki bileşenli kompleks skaler alan için Lagranjiyen aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu\phi)^*(\partial^\mu\phi) - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 \quad (2.45)$$

ve Denklem (2.44)'de tanımlanan alan Lagranjiyende yerine koyulup düzenlenirse,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_1)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_2)^2 - \frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4}\lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 \quad (2.46)$$

olarak elde edilir. Yukarıdaki gibi potansiyelin türevi alınıp sifira eşitlenirse sistemin minimum değeri yine benzer şekilde gelir,

$$\mu^2 + \lambda\phi^2 = 0 \quad (2.47)$$

burada  $\phi^2 = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2)$  alınarak iki alan minimumu tek bir alan minimumunda gibi gösterilmiştir. Bu denklemin çözümü için yine  $\mu^2 > 0$  ve  $\mu^2 < 0$  olacak şekilde iki durum gelir ve vakum etrafındaki pertürbasyon değerleri incelenir.

$\mu^2 > 0$  durumunda sistemin minimum değeri için potansiyelin tek bir çözümü vardır ve potansiyel kararlı durumdadır. Bu durumda simetri kırılmaz ve Lagranjiyede  $\mu$  kütleli iki alan ve etkileşme terimleri bulunur.

Diğer durum olan  $\mu^2 < 0$  durumunda ise,

$$\sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} = \pm v \quad (2.48)$$

şeklinde sistemin minimum değeri için tek bir çözüm yoktur.  $\phi$  alanlarına bağlı olarak sonsuz sayıda vakum değeri gelebilir. Buradaki parçacıkların özelliklerini anlayabilmek için Lagranjiyeye çok küçük pertürbasyon uygulanır. Vakum etrafındaki  $\eta$  ve  $\xi$  pertürbasyon alanları için  $\phi_{1,2}$  alanları aşağıdaki yeniden gibi tanımlanır,

$$\phi_1 = \eta + \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} = \eta + v, \quad \phi_2 = \xi \quad (2.49)$$

ve bu durumda  $\phi$  alanı,

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta + v + i\xi) \quad (2.50)$$

olarak elde edilir. Bu alanlar Lagranjiyen içerisine yerleştirilir ve düzenlenirse etkileşme terimleri kabul edilen yüksek mertebeli terimleri içermeyen serbest Lagranjiyen,

$$\mathcal{L}_{serbest} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - \frac{1}{2}\mu^2 \eta^2 \quad (2.51)$$

olarak bulunur. Bu Lagranjiyeden yararlanarak  $\eta$  alanı kütleli bir parçacığı,  $\xi$  ise kütle-siz bir parçacığı temsil ediyor denilebilir. Goldstone teoremine göre (Goldstone 1961),

sürekli global simetrisinin kendiliğinden kırılması, her zaman kütleli spin-0 (skaler) parçacığın oluşumuna yol açar. Bu örnekte skaler alanların kullanımını incelediğinden, bu alanlar ile ilgili parçacıklar 0 spin değerine sahip parçacıklardır. Simetri kırılması sonucu oluşan spin-0 ve kütleli  $\xi$  parçacığı Goldstone bozonu olarak adlandırılır. Yani global simetrisinin kendiliğinden kırılması Goldstone bozonlarının oluşumuna yol açar.

### 2.3.2. Higgs Mekanizması

Bir önceki bölümde, sürekli global simetrisinin kendiliğinden kırılması sonucunda kütleli spin-0 Goldstone bozonlarının oluştuğu tartışılmıştı. Kütleli ayar bozonlarına kütle kazandırmak için ise, lokal simetrisinin kendiliğinden kırılmasını incelemelidir. Lokal simetrisinin kendiliğinden kırılması sonucunda ayar bozonları Goldstone bozonlarını soğurarak kütle kazanırlar. Lokal ayar invaryansı ile kendiliğinden simetri kırılımını birleştiren ve bunun sonucunda kütleli ayar alanlarını yutarak parçacıkların kütle kazanmasından sorumlu olan bu mekanizma Higgs mekanizması olarak adlandırılır (Higgs 1964, Guralnik ve ark. 1964, Englert ve Brout 1964).

Bu bölümde, abeliyen  $U(1)$  ayar simetrisi altında Higgs mekanizması ile ayar bozonlarının nasıl kütle kazandığını incelenecektir. Önceki bölümlerde bahsedildiği gibi,

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{iq\theta(x)}\phi \quad (2.52)$$

şeklinde tanımlanan lokal dönüşümlerde faz değeri uzay-zamanda buldukları noktalara bağlı olarak değişecektir ve dolayısıyla alanlarda uzay-zamanda buldukları noktalara göre farklılık gösterecektir. Daha önceki bölümde bulunan, Lagranjyeni lokal dönüşümler altında değişmez bırakmak için tanımlanan kovaryant türev  $\mathcal{D}_\mu$  ve ayar alanı  $A_\mu$  aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_\mu &= \partial_\mu + iqA_\mu \\ A'_\mu &= A_\mu - \frac{1}{q}\partial_\mu\theta(x) \end{aligned} \quad (2.53)$$

Ayar alanı için  $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$  kinetik terimi eklenerek oluşturulan Lagranjyen,

$$\mathcal{L} = (\mathcal{D}_\mu\phi)(\mathcal{D}^\mu\phi)^* - \mu^2(\phi\phi^*) - \frac{1}{4}\lambda(\phi\phi^*)^2 - F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (2.54)$$

olarak tanımlanır. Sistemin minimum değerini bulmak için potansiyelin  $\phi$  skaler alanına göre türevi alınıp sifıra eşitlenirse, önceki bölümde tartışılan iki durum ortaya çıkar. Daha önce elde edilen vakum beklenen değerlerinden pozitif vakum değerli çözüm seçilerek vakum durumunun pertürbasyonu için  $\phi_{1,2}$  alanları,

$$\phi_1 = v + \eta(x) \quad , \quad \phi_2 = \xi(x) \quad (2.55)$$

ve dolayısıyla  $\phi$  alanı,

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x)) \quad (2.56)$$

olarak yeniden tanımlanır. Burada  $\eta$  ve  $\xi$  reel alanlardır ve vakum durumunda,

$$\langle \phi_1 \rangle = v \quad , \quad \langle \phi_2 \rangle = 0 \quad (2.57)$$

olarak gelir. Tanımlanan alanlar için Denklem (2.54)'deki Lagranjyen,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} [(\partial_\mu + iqA_\mu)(v + \eta(x) + i\xi(x))] [(\partial^\mu - iqA^\mu)(v + \eta(x) - i\xi(x))] \\ & - \frac{1}{2}\mu^2 [(v + \eta(x) + i\xi(x))(v + \eta(x) - i\xi(x))] \\ & - \frac{1}{4}\lambda [(v + \eta(x) + i\xi(x))(v + \eta(x) - i\xi(x))]^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.58)$$

olarak yeniden düzenlenir ve bu durumda serbest Lagranjyen aşağıdaki gibi gelir.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \frac{1}{2}\mu^2\eta^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\xi)(\partial^\mu\xi) + \frac{q^2v^2}{2}A_\mu A^\mu + qvA_\mu\partial^\mu\xi \\ & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \text{etkileşim terimleri} \end{aligned} \quad (2.59)$$

Bu denklemde  $\mu^2$  kütleli  $\eta$  alanı,  $\frac{q^2v^2}{2}$  kütleli  $A_\mu$  alanı ve kütsüz  $\xi$  alanı olmak üzere üç alan bulunmaktadır. Kütsüz  $\xi$  alanı, Goldstone alanı gibidir ve Goldstone alanları fiziksel olmayan alanlardır. Bu nedenle Lagranjyen Goldstone alanları içermeyecek şekilde yeniden düzenlenir. Ayar değişmezliğinden yararlanarak Goldstone bozonlarına ait alan

Lagranjiyende yok edilebilir.

Aşağıdaki gibi, fiziksel skaler alan  $\phi$  için farklı bir parametrizasyon seçilerek fiziksel olmayan alanlar ortadan kaldırılabilir.

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp^{i\xi(x)/v} (\eta(x) + v) \quad (2.60)$$

Lokal ayar dönüşümleri uygulandığında skaler alan ve ayar alanı sırasıyla,

$$\begin{aligned} \phi &\rightarrow \phi' = \exp^{-i\xi(x)/v} \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\eta(x) + v) \\ A_\mu &\rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{qv} \partial\xi(x) \end{aligned} \quad (2.61)$$

olarak dönüşür. Buradan itibaren  $\eta(x) = h(x)$  olarak tanımlanarak devam edilecektir ve bu dönüşümler altında Lagranjiyen yeniden aşağıdaki gibi yazılır.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} \mu^2 h^2 + \frac{q^2 v^2}{2} A_\mu A^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + \text{etkileşim terimleri} \end{aligned} \quad (2.62)$$

Lagranjiyende kinetik terim, kütle terimi ve alanlar arasındaki etkileşimler bulunmaktadır. Burada  $h(x)$  alanı fiziksel ve kütleli Higgs bozonunu,  $A_\mu$  alanı ise kütleli ayar bozonunu temsil etmektedir.

Başlangıçta tanımlanan kütesiz  $A_\mu$  ayar alanının iki serbestlik derecesi bulunmaktadır, ancak ayar dönüşümleri uygulandıktan sonra  $A_\mu$  alanı kütle kazandığında serbestlik derecesi üçe çıkmaktadır. Bu üçüncü serbestlik derecesi ayar dönüşümleri ile yok edilen Goldstone bozonlarından gelmektedir. Yani Goldstone bozon vektör bozonlar tarafından yutulmuş ve kütle kazanmıştır. Böylece Higgs mekanizmasından yararlanarak, SM'deki üç tane kütleli ayar bozonu ( $W^\pm, Z$ ), bir kütesiz ayar bozonu (foton) ve bir Higgs parçacığı elde edilir.



### 2.3.3. Glashow-Weinberg-Salam Teorisi

Glashow-Weinberg-Salam (GWS) teorisi olarak da bilinen, elektromanyetik ve zayıf etkileşimleri birleştiren elektrozayıf teori, yerel ayar değişmezliği kendiliğinden kırılmış bir ayar teorisidir. Bu kırılma sonucunda,  $SU(2)_L$  ayar grubu üç tane  $W_\mu^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) ayar alanı ve  $U(1)_Y$  ayar grubu bir tane  $B_\mu$  ayar alanı olmak üzere toplam dört ayar alanı içerir. Buradaki  $W_\mu^i$  ve  $B_\mu$  alanları, gözlemlenebilir yani fiziksel ayar alanları değildir ancak fiziksel ayar alanlarının kombinasyonudur.

Elektrozayıf simetri Higgs mekanizması ile  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$  şeklinde kırılır. Bu kırılma sayesinde fermiyonlar ve zayıf etkileşimin ayar bozonları Higgs alanı ile etkileşerek kütle kazanırken, elektromanyetik etkileşimin ayar bozonu foton ve güçlü etkileşimin ayar bozonları gluonlar ise Higgs alanı ile etkileşmeyerek kütesiz kalırlar.

$U(1)_Y$  simetri grubunun jeneratörü olan zayıf hiperyük ( $Y$ ) ile  $SU(2)_L$ 'nin üç jeneratöründen biri olan zayıf izospinin üçüncü bileşeni ( $I_3$ ) ve elektrik yükü ( $Q$ ) Gell-Mann-Nishijima (Nishijima 1955, Gell-Mann 1956) formülü aracılığıyla,

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.63)$$

şeklinde ilişkilendirilebilir. Bu ifade sayesinde elektromanyetik ve zayıf etkileşimler arasında bağlantı kurularak, leptonların ve nötrinoların zayıf hiperyük ve zayıf izospinin üçüncü bileşeni cinsinden elektrik yükleri bulunabilir. Sol elli fermiyonlar ikili yapısından dolayı zayıf izospin yüküne sahipken, sağ elli fermiyonlar tekli yapıya sahip olduklarından zayıf izospin yükleri bulunmaz. Fermiyonlar ve bozonlar için elektrozayıf yükler Tablo 2.4 ile verilmiştir. Bu tabloda  $W^\pm, Z^0, \gamma$  elektrozayıf etkileşimin,  $g$  güçlü etkileşimin ayar bozonları ve  $h^+, h^0$  Higgs bozonlarıdır. Ayrıca  $l = e, \mu, \tau$  leptonları,  $u$  ve  $d$  sırasıyla yukarı tip ve aşağı tip kuarkları temsil etmektedir.

SM'de kendiliğinden simetri kırılmasında kullanılacak Higgs mekanizması için Higgs skaler alanı, en basit şekilde biri yüklü diğeri yüksüz olacak şekilde iki kompleks skaler alanı bir dublet içerisine yerleştirerek seçilebilir.  $SU(2)$  simetrisi altında Higgs skaler

alanı  $\Phi$  dublet olarak aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.64)$$

Higgs alanının bileşenleri  $I_3 = \pm 1/2$  zayıf izospin değerlerine ve Higgs alanı  $Y = 1$  zayıf hiperyük değerine sahiptir. Higgs dubletinin simetriyi kırıp ayar bozonları ve fermiyonlara kütle kazandıracak sıfırdan farklı vakum beklenen değeri,

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.65)$$

olarak gelir. Higgs dubletinin Higgs alanı olarak bilinen  $h(x)$  ile pertürbe edilmesinin ardından, fiziksel olmayan alanları yok edip fiziksel parçacıkları ve etkileşimlerini ortaya çıkarabilmek için kullanılan üniter ayar uygulandıktan sonra aşağıda verilen alan bulunur.

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.66)$$

$SU(2)$  simetri grubuna ait üç jeneratör  $\tau_i = \sigma_i/2$  ( $i = 1, 2, 3$ ) şeklinde Pauli matrisleri cinsinden ifade edilirken,  $U(1)$  simetri grubunun jeneratörü  $Y$  birim matris cinsinden ifade edilir. Eğer  $SU(2)$  ve  $U(1)$  jeneratörleri Higgs dubletinin vakum durumuna sırasıyla uygulanırsa sonuçların sıfırdan farklı değerler verdiği görülecektir. Ancak  $\tau_3 = I_3$  ve  $Y$

**Çizelge 2.4.** Fermiyonların ve bozonların elektrozayıf yükleri

Parçacıklar	$I_3$	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
$l_R$	0	-2	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1/3	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
$u_R$	0	4/3	2/3
$d_R$	0	-2/3	-1/3
$W^\pm$	$\pm 1$	0	$\pm 1$
$Z^0, \gamma, g$	0	0	0
$\begin{pmatrix} h^+ \\ h^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

jeneratörlerinin kombinasyonu olan elektrik yükü vakum durumundaki Higgs dubletine uygulanırsa,

$$\begin{aligned} Q \langle \Phi \rangle &= (I_3 + \frac{Y}{2}) \langle \Phi \rangle = \frac{1}{2} \left[ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = 0 \end{aligned} \quad (2.67)$$

elde edilir.  $Q$  yükü vakum durumunda sıfır gelir, yani vakum durumu yüksüz seçilmiştir. Bu vakum seçimi, elektrozayıf simetri kırıldıktan sonra dahi elektrik yük simetrisi olan  $U(1)_{EM}$ 'in kırılmamış bir simetri olarak kalmasını garanti eder. Böylece elektrozayıf ayar simetrisinin  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$  şeklinde elektromanyetik simetriye kırıldığı ve elektriksel yükün korunduğu söylenebilir.

Elektrozayıf etkileşimler için Higgs skaler alanına ait Lagranjiyenin tanımı,

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (\mathcal{D}^\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi) \quad (2.68)$$

olarak gelir ve burada ilk terim Higgs skaler alanına ait kinetik kısmı, diğeri ise potansiyel kısmı içerir. Higgs alanı için potansiyel tanımı aşağıdaki gibidir.

$$V = -\mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.69)$$

Daha önceden tartışılan potansiyelin minimum durumlarından  $\mu^2 < 0$  çözümü seçildiğinde vakum durumunda alan,

$$\langle \Phi \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.70)$$

olarak gelir. Vakum durumunda pertürbe edilen skaler alan  $\Phi$  için potansiyel terim aşağıdaki gibi düzenlenir.

$$V = -\mu^2 \begin{pmatrix} 0 & \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + \lambda \left[ \begin{pmatrix} 0 & \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right]^2$$

$$= -\frac{1}{4}\lambda v^4 + \frac{1}{2}(2\lambda v^2)h(x)^2 + \lambda v h(x)^3 + \frac{1}{4}\lambda h(x)^4 \quad (2.71)$$

Bu durumda Higgs bozonunun kütlesi,

$$m_h = \sqrt{2\lambda}v \quad (2.72)$$

olarak bulunur.

Lagranjyendeki kinetik terim, Higgs alanı ve ayar alanlarının etkileşiminden sorumlu olmasının yanı sıra, Higgs mekanizması ile kendiliğinden simetri kırılımindan sonra ayar bozonlarına kütle kazandırır. Fiziksel ayar bozonlarının karışımı olan gözlemlenemeyen  $W_\mu^i$  ve  $B_\mu$  ayar alanları fiziksel ayar bozonları cinsinden tanımlanabilir.

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$$

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} \quad (2.73)$$

Ayar bozonları için kütleleri ve etkileşim terimlerini içeren kinetik terim (ayrıntılı hesaplama için bkz. Ek-1),

$$\begin{aligned} (\mathcal{D}^\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \Phi) &= \frac{1}{2} \partial^\mu h(x) \partial_\mu h(x) + \frac{g^2 v^2}{4} W^{\mu-} W_\mu^+ + \frac{1}{8} v^2 (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu \\ &+ 0 \cdot \frac{1}{8} v^2 A_\mu A^\mu + \text{etkileşim terimleri} \end{aligned} \quad (2.74)$$

olarak elde edilir. Bu eşitlikte fiziksel ayar bozonları için kütle terimlerinin,

$$m_{W_\mu^\pm} = \frac{g^2 v^2}{4}, \quad m_{Z_\mu}^2 = \frac{1}{8} v^2 (g^2 + g'^2), \quad m_{A_\mu}^2 = 0 \quad (2.75)$$

olduğu görülmektedir ve buna ek olarak Weinberg açısı olarak adlandırılan zayıf karışım açısı ise aşağıdaki gibi bulunur.

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.76)$$

Böylece Lagranjiyenin simetrisinin kırılıp ardından kinetik terimden elde edilen fiziksel olmayan alanların diyagonalize edilmesiyle fiziksel alanlar olan ayar bozonlarına ait kütleler elde edilir.

Simetri kırılımından önce kütsüz olarak tanımlanan fermiyonlar ise simetri kırılımından sonra Yukawa etkileşimleri ile kütle kazanırlar. Fermiyonlar ile skaler alanların etkileşimini tanımlayan ve fermiyonlara kütle kazandıran Yukawa etkileşimi için Lagranjiyen aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$- \mathcal{L}_{Yukawa} = Y_{ij}^E \bar{L} \Phi E_R + Y_{ij}^U \bar{Q} \tilde{\Phi} U_R + Y_{ij}^D \bar{Q} \Phi D_R + h.c. \quad (2.77)$$

Burada  $i, j = 1, 2, 3$  şeklinde aile indislerini temsil etmek üzere,  $Y_{ij}^{E,D,U}$  sırasıyla lepton ( $E$ ), aşağı kuark ( $D$ ) ve yukarı kuark ( $U$ ) aileleri ile skaler alan arasındaki etkileşme şiddetini belirleyen Yukawa kuplajlarıdır.  $Q$  ve  $L$  ise sırasıyla kuark ve leptonların sol eli zayıf izospin dubletlerini temsil etmektedir. Ayrıca  $\tilde{\Phi}$  alanı,

$$\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^* \quad (2.78)$$

olarak alınmıştır. Leptonların birinci ailesi için Yukawa kuplaj sabiti  $Y_{11}^E = Y_e$  olarak tanımlanır ve  $v$  daha önceden tanımladığımız vakum beklenen değer (VEV) olmak üzere Yukawa Lagranjiyen aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa}^e &= -Y_e \left[ \begin{pmatrix} \bar{\nu}_e & \bar{e}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R \begin{pmatrix} 0 & \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e & e_L \end{pmatrix} \right] \\ &= -\frac{Y_e v}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - \frac{Y_e h(x)}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) \\ &= -\frac{Y_e v}{\sqrt{2}} \bar{e} e - \frac{Y_e h(x)}{\sqrt{2}} \bar{e} e \end{aligned} \quad (2.79)$$

Burada birinci terimden elektronun kütlesi aşağıdaki gibi gelir.

$$m_e = \frac{Y_e v}{\sqrt{2}} \quad (2.80)$$

Diğer terim ise skaler alan ile fermiyonların etkileşimini içeren Yukawa kuplajıdır.

Lagranjiyen benzer şekilde diğer lepton aileleri ve kuarklar için de genişletilebilir. Leptonlarda aileler arasında karışım izinli değil iken kuarkların aileler arasında etkileşimleri mevcut olduğundan, Lagranjiyende kuarklar leptonlardan farklı olarak kütle öz durumlarında bulunmazlar karışım halinde bulunurlar. Yani Yukawa etkileşmesi sonucunda elde edilen kütle matrisi diyagonal değildir. Kuark ailelerinin birbirine karıştığı durumlardan  $(d', s', b')$ , fiziksel kuark durumlarına  $(d, s, b)$  geçmek için diyagonal olmayan kütle matrisleri, üniter matrislerden yararlanılarak diyagonalize edilebilir. Karışım durumları ile fiziksel kuark durumları arasındaki ilişki Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisi (Cabibbo 1963) ile,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.81)$$

şeklinde verilir. Bu matristeki dokuz eleman, üç genelleştirilmiş reel Cabibbo açısı ve bir adet CP ihlalini sağlayan kompleks faz açısı olmak üzere dört parametreye indirgenir. SM, CKM matrisinin iç yapısını tam olarak açıklayamaz, matris elemanlarının büyüklükleri deneysel verilerden elde edilir. CKM matrisinin deneysel olarak elde edilen değerleri aşağıdaki gibidir (Tanabashi ve ark. 2018b).

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,97420 \pm 0,00021 & 0,2243 \pm 0,0005 & (3,94 \pm 0,36) \times 10^{-3} \\ 0,218 \pm 0,004 & 0,997 \pm 0,017 & (42,2 \pm 0,8) \times 10^{-3} \\ (8,1 \pm 0,5) \times 10^{-3} & (39,4 \pm 2,3) \times 10^{-3} & 1,019 \pm 0,025 \end{pmatrix} \quad (2.82)$$

#### 2.4. Standart Modelin Eksiklikleri

Standart Model parçacık fiziği ile ilgili pek çok soruya cevap verebilmektedir. SM, Lorentz ayar invaryansılığı gibi genel ilkelerle uyum içerisinde ve renormalize edilebilir olduğundan oldukça güçlü bir teoridir. SM'in önemli başarılarından biri de, elektromanyetik ve

zayıf etkileşimleri ayar simetrilerinden yararlanarak birleştirmesidir. Ayrıca SM öngörülerinin deneysel sonuçlarla son derece uyumlu olması, parçacıkların düşük enerji skalalarındaki davranışlarını doğru bir şekilde açıklayabildiğini de göstermiştir. Ancak bu başarılarının yanı sıra SM'in cevaplayamadığı bazı problemler vardır. SM'in problemlerinden bazıları şunlardır:

- **Madde-antimadde asimetrisi:** Evrenin ilk zamanlarında madde ve antimaddenin eşit miktarlarda yaratıldığı düşünülmektedir. Madde ve antimadde etkileşime girdiklerinde birbirini yok etmesi beklenir ve sonuçta yine evrende eşit miktarlarda bulunması gerekir. Ancak evrenin gözlemlenebilen kısmı maddeden oluşmuştur ve antimadde yok denecek kadar azdır. SM çerçevesinde "Evrenin neden maddeden oluştuğu", "Neden antimaddenin olmadığı", "Madde-antimadde arasındaki bu fark evrenin ilk zamanlarında da var mıydı yoksa sonradan mı oluştu" gibi sorulara tatmin edici cevaplar bulunamaz. Bu problem kuark sektöründeki CP ihlali ile çözülebilir ancak CP ihlali de tam olarak yeterli değildir.
- **CP ihlalinin kaynağı:** Bir parçacığın eşlenik yükü (C) ve parite (P) simetrisi uygulandığında parçacık değişmez kalıyorsa CP simetrisinin korunduğu söyleyebilir. Elektromanyetik, zayıf ve güçlü etkileşimlerde C ve P ayrı ayrı uygulandığında korunurken, güçlü etkileşimlerde CP birlikte uygulandığında korunum sağlanmamaktadır. Güçlü etkileşimler, CP simetrisinin kırılımından sorumlu olan faz açısını içerir ancak deneysel gözlemler bu terimin katsayısının sıfıra çok yakın olduğunu göstermektedir. SM içerisinde CP ihlalinin kaynağının ne olduğu henüz çözülememiş bir problemdir.
- **Fermiyon aile problemi:** SM fermiyonlar üç aileden oluşmasına rağmen evrenin gözlemlenebilen kısmı yalnızca birinci ( $e, \nu_e, d, u$ ) aileden oluşmaktadır. Bununla birlikte SM içerisinde birinci aile ile aynı özellikleri taşıyan ikinci ve üçüncü ailelerin neden olması gerektiği hala bilinmemektedir. Ayrıca SM'de üst kuark ile alt kuark arasındaki kütle farkının çok yüksek olmasının nedeni de bilinmemektedir.

- **Parametre sayısı:** SM, teori tarafından belirlenemeyen ve deneylerden belirlenip teoriye eklenen 19 serbest parametreye sahiptir. Bu serbest parametreler, 3 tane lepton kütlesi, 6 tane kuark kütlesi, 3 tane etkileşim sabitleri  $g, g', g_s$ , CKM matrislerinden 4 tane karışım açısı, 1 tane zayıf karışım açısı  $\theta_W$  ve Higgs potansiyelinden gelen  $\mu$  ve  $\lambda$  parametreleridir. SM içerisinde bu parametreleri daha az temel parametrelere indirgeyebilecek bir yapı yoktur.

- **Karanlık madde ve karanlık enerji:** Evrenin yalnızca çok küçük bir kısmı maddeden oluşmaktadır. Geriye kalan kısım ise SM çerçevesinde açıklanamamaktadır. Karanlık maddenin varlığına dair dolaylı deneysel kanıtlar olmakla birlikte karanlık maddenin doğası henüz bilinmemektedir. Karanlık enerji ise evrendeki vakumla bağlantılı ve evrenin genişlemesinden sorumlu olduğu düşünülen homojen olarak dağılmış bir enerji formudur. SM içerisinde karanlık maddeyi veya karanlık enerjiyi açıklayabilecek herhangi bir mekanizma bulunmamaktadır.

- **Hiyerarşi problemi:** SM'in en önemli problemi hiyerarşi problemidir. SM'de Higgs alanının vakum beklenen değeri  $v \sim 246$  GeV'dir. Ancak elektrozayıf simetri kırılımı esnasında Higgs bozonunun kütlesine gelen yüksek mertebeden ıraksak kuantum katkıları hiyerarşi problemine neden olmaktadır.

SM elektrozayıf skalada ( $10^2$ ) geçerli iken Higgs bozonunun kütlesine top kuark, ayar bozonları ve Higgs'in kendisi ile etkileşmesinden gelen kuadratik katkılarla Higgs'in kütlesi Planck skalasına ( $\sim 10^{19}$ ) çıkmaktadır. SM'in enerji skalası ve SM'deki parçacıkların kütleleri Higgs alanının vakum beklenen değeri ile orantılı olmalıdır. Bu nedenle SM'in geçerli olduğu enerji skalasından daha yüksek Planck skalasında SM teorisi hakkında yorum yapılamamaktadır ve bu yüzden de daha yüksek skalalarda geçerli yeni fizik tanımlamalarıyla bu probleme çözümler getirilmeye çalışılmaktadır.



SM yaklaşık  $10^2$  GeV civarındaki enerji skalasına kadar oldukça başarılı sonuçlar vermesine karşın daha yüksek enerji skalalarında ( $\sim 10^{19}$  GeV) bazı problemlerle karşılaşmaktadır. Bu nedenle SM, daha temel bir modelin düşük enerji skalalarında geçerli olan efektif bir versiyonu olarak düşünülmektedir.

SM ötesi modellerin her birinin kendine ait simetrisi ve buna bağlı olarak kendi kırılma mekanizmaları vardır. Bu kırılmalar sonucunda modeller SM dışında yeni parçacıklar önerirler. SM öngörülerinin deneysel sonuçlarla uyumlu olduğu bölgelerle bu modellere sınırlamalar getirilerek, uyumsuz olduğu bölgeleri iyileştirmeye çalışılır. SM ötesi modellerde tanımlanan yeni fizik sayesinde SM'in problemlerinden bir veya birkaçına çözüm getirilmeye çalışılır. Süpersimetri (SUSY), Kompozit Modeller, Sağ Sol İkiz Higgs Modeller (LRTH), Küçük Higgs Modeller (LHM), İki Higgs Dubletli Modeller (THDM) bu modellerden bazılarıdır.

### 3. MATERYAL ve YÖNTEM

#### 3.1. İki Higgs Dubletli Modeller

Önceki bölümde bahsedilen SM'in skaler sektörü, tek bir Higgs dubletinin kendiliğinden simetri kırılımı sonrasında elektrozayıf etkileşimi taşıyan ayar bozonları ve fermiyonların kütle kazanımından sorumlu olduğu mümkün olan en basit durum olduğundan minimal olarak ele alınır. Higgs mekanizması fermiyonların ve ayar bozonlarının kütle kazanmasını sağladığı gibi, skaler bir parçacık olan Higgs bozonunu da SM parçacık içeriğine ekler. Bunun yanı sıra SM'in ayar grubu iki veya daha fazla skaler dublet alanlarının da eklenmesine engel değildir ve böylece teoriye SM'in ayar grubu ile uyumlu yeni alanlar eklenerek SM genişletilebilir. Skaler Higgs alanlarının sayısındaki seçimler keyfi olmakla birlikte bazı sınırlandırmalar ile bu sayı kısıtlanabilir. Örneğin, yüksek enerji skalalarında ayar kuplajlarının birleşimi problemini çözebilecek şekilde sınırlandırsak: iki Higgs dubletli teori SM'in ayar kuplajlarını birleştirebilirken, dubletlerin sayısı ikiden fazla olduğunda kuplajlar birleşmezler, sapma gösterirler (Baer ve Tata 2006). Higgs dubletlerinin sayısına uygulanabilecek başka bir kısıtlama ise, deneysel bir kabul olarak  $\rho$  parametresi 1 veya 1'e çok yakın olması şartıdır (Gunion ve ark. 2000, Schael ve ark. 2006, Hossenfelder ve Hollik 2017).

Minimal kurulumda ayar hiyerarşisi problemine çözüm sunmasa da İki Higgs Dubletli Modellerin (THDM'lerin) (Branco ve ark. 2012, Chakraborty ve Kundu 2015, Mahmoudi ve Stal 2010, Ivanov ve Silva 2015), THDM'nin genişletilmiş hali olan Süpersimetri (SUSY) (Martin 1997), vektör-benzeri fermiyonlar ile genişletilmiş THDM (Aguilar-Saavedra ve ark. 2013, Badziak 2016, Angelescu ve ark. 2016, Carena ve ark. 2014, Gunion ve ark. 2000, Ellis ve ark. 2014) gibi bazı büyük skaladaki modellerin düşük skalalı izdüşümü olduğu düşünülebilir. Bu nedenle THDM, daha büyük modellerin düşük enerji skalalarındaki izdüşümü olan efektif bir teori olarak kabul edilebilir. Çalışmada THDM, SM'nin SM Higgs bozonuyla aynı kuantum numaralarına sahip olan başka bir Higgs dubleti ekleyerek genişletildiği minimal versiyonda ele alınacaktır.

SM tek bir fiziksel Higgs bozonuna sahipken, ikinci Higgs dubletinin eklenmesiyle parçacık spektrumunda iki CP-çift ( $H, h$ ), bir CP-tek ( $A$ ), iki yüklü Higgs bozon ( $H^\pm$ ) olmak üzere beş tane fiziksel Higgs bozonu ortaya çıkar. CP-çift Higgs bozonlarından birinin yaklaşık 125 GeV kütleli SM-benzeri Higgs bozonu olduğu varsayılırsa, diğer Higgs bozonları, Higgs fenomenolojisini önemli ölçüde etkileyecektir. Ayrıca SM dışındaki ekstra Higgs bozonları, Higgs bozonunun 125 GeV'deki bozunumuna ek olarak, yaklaşık 137 ve 145 GeV'de Higgs benzeri bozonların iki fotona bozunmalarında gözlenen sapmalara da açıklık getirebilir.

Bunlara ek olarak, THDM iki Higgs dubleti içerdiğinden SM'ye göre biraz daha karmaşık olmakla birlikte, THDM potansiyelinin minimumu, iki Higgs dubletinin birbirinden farklı iki VEV'ine karşılık gelir ve bu VEV'ler SM'nin en önemli başarısı olan elektrozayıf simetri kırılması ile sınırlandırılabilir.

### 3.2. THDM'de Higgs Sektörünün Yapısı

Elektrozayıf simetriyi yani  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  ayar grubunu temel alan THDM aynı kuantum sayılarına sahip  $Y = 1$  hiperyüklü iki Higgs skaler dubletinden oluşmaktadır,

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{h_1 + v_1 + ig_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{h_2 + v_2 e^{i\theta} + ig_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

ve bu alanlar aşağıdaki gibi gösterilen VEV'ler geliştirir.

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{v_2 e^{i\theta}}{\sqrt{2}} \quad (3.2)$$

Buradaki  $\theta$  açısı faz farkıdır ve bu açı sayesinde her iki VEV elektrozayıf simetri ile uyumlu olacak şekilde farklı değerlere sahip olabilir. Buna ek olarak, elektrik yükü korunumu, (3.1) denkleminde verilen alanlardan  $\phi_i^+$  ve  $\phi_i^-$  ( $i = 1, 2$ ) alanlarının VEV'lerinin sıfır olmasını gerektirirken Higgs dubletlerinin nötr elemanları sıfırdan farklı VEV geliştirmeye izinlidir.

THDM’de Higgs potansiyeli, en genel haliyle aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{aligned}
V(\Phi_1, \Phi_2) = & -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - \mu_3^2[\frac{1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)] \\
& -\mu_4^2[-\frac{i}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1)] + \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 \\
& +\lambda_3[\frac{1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)]^2 + \lambda_4[-\frac{i}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1)]^2 + \lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) \\
& +\lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_1)[\frac{1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)] + \lambda_7(\Phi_2^\dagger\Phi_2)[\frac{1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)] \\
& +\lambda_8(\Phi_1^\dagger\Phi_1)[-\frac{i}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1)] + \lambda_9(\Phi_2^\dagger\Phi_2)[-\frac{i}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1)] \\
& +\lambda_{10}[\frac{1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)][-\frac{i}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1)]
\end{aligned} \tag{3.3}$$

Bu denklemde,  $\mu_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) ve  $\lambda_j$  ( $j = 1, 2, \dots, 10$ ) kütle matrislerini ve etkileşim terimlerini veren serbest parametreler olmak üzere,  $\mu_{1,2}$  ve  $\lambda_{1,2}$  dışındaki parametreler iki Higgs alanını birbirine karıştırmaktadır ve böylece fiziksel Higgs bozonları  $\Phi_{1,2}$  alanlarının karışımı olarak bulunur.

SM’nin Higgs potansiyeli 2 tane serbest parametre içermektedirken, THDM’de toplam 14 serbest parametre karşımıza çıkar. Bu nedenle THDM, SM’in basit bir uzantısı olsa da, SM’ye göre kısmen daha karmaşık bir yapıya sahiptir. THDM’de uygulanan simetritler ile parametre sayıları azaltılabilir, ayrıca potansiyelin pozitif ve minimum durumunun kararlı olması gibi sınırlandırmalar ile parametreler birbiri cinsinden ifade edilebilir.

(3.3) denklemi ile verilen THDM’nin en genel Higgs potansiyelinin yük konjügasyon dönüşümleri (C-değişmezliği) altında değişmez kalması isteniyorsa, bazı terimler yok edilmelidir:  $\mu_4 = \lambda_8 = \lambda_9 = \lambda_{10} = 0$ . Alanlar skaler olduklarından, CP-değişmezliğinin C-değişmezliğine eşdeğer olduğu düşünülebilir. Yük konjügasyonu altında Higgs alanları,  $\alpha_i$  keyfi olmak üzere  $\Phi_i \rightarrow e^{i\alpha_i}\Phi_i^*$  ve karışım halindeki Higgs alanları ise  $\Phi_i^\dagger\Phi_j \rightarrow e^{i(\alpha_j-\alpha_i)}\Phi_j^\dagger\Phi_i$  şeklinde dönüşür.  $\mu_4, \lambda_8, \lambda_9, \lambda_{10}$  ile orantılı terimler bu dönüşümler altında değişmez olmadıklarından, Higgs potansiyelinde izinli değildirler. Bu durumda Higgs potansiyeli aşağıdaki haline dönüşür:

$$\begin{aligned}
V_{C\text{-değişmezliği}} = & -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - \mu_3^2[\frac{1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)] + \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 \\
& + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3[\frac{1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)]^2 + \lambda_4[-\frac{i}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1)]^2 \\
& + \lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_1)[\frac{1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)] \\
& + \lambda_7(\Phi_2^\dagger\Phi_2)[\frac{1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)]
\end{aligned} \tag{3.4}$$

Buna bağlı olarak bu potansiyel kendiliğinden CP ihlaline de yol açabilir (Liu ve Wolfenstein 1987). Global simetri uygulayarak elde edilen çözümler ve  $Z_2$  simetrisi altında değişmez bırakan çözümler, kendiliğinden CP ihlalinin önlemenin yollarından bazılarıdır (Velhinho ve ark. 1994). Eğer global  $U(1)$  simetrisi altında  $\Phi_2 \rightarrow e^{i\varphi}\Phi_2$  dönüşümü uygulanırsa, C-değişmezliğinin sağlanması için yok edilen terimlere ilaveten  $\mu_3 = \lambda_6 = \lambda_7 = 0$  ve  $\lambda_3 = \lambda_4$  olarak alınır ve böylece potansiyelin bu  $U(1)$  dönüşümü altında da değişmez kaldığı görülür. Bu durumda Higgs potansiyeli,

$$\begin{aligned}
V_{U(1)\text{ simetrisi}} = & -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 \\
& + \lambda_3 \left\{ [\frac{1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)]^2 + [-\frac{i}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1)]^2 \right\} \\
& + \lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2)
\end{aligned} \tag{3.5}$$

olarak elde edilir. CP ihlalinin önleyen  $Z_2$  simetrisi için ise, Higgs potansiyelinin  $\Phi_1 \rightarrow \Phi_1$ ,  $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$  dönüşümleri altında değişmez kalma şartı uygulandığında,  $\mu_3 = \mu_4 = \lambda_6 = \lambda_7 = \lambda_8 = \lambda_9 = \lambda_{10} = 0$  olması gerektiği görülür. Böylece  $Z_2$  simetrisi altında değişmez kalan Higgs potansiyeli,

$$\begin{aligned}
V_{Z_2\text{ simetrisi}} = & -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 \\
& + \lambda_3[\frac{1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)]^2 + \lambda_4[-\frac{i}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1)]^2 \\
& + \lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2)
\end{aligned} \tag{3.6}$$

olarak gelir.

Bu durumda, (3.5) ve (3.6) denklemlerinde verilen potansiyeller kendiliğinden CP ihlalini önleyebilir. Higgs kütleleri ve öz durumları, potansiyelde  $\lambda$  ve  $\mu$  parametreleri cinsinden verildiğinden, seçilen simetriye bağlı olarak oluşturulan potansiyelden yararlanılarak elde edilir. Higgs potansiyelinde alanlar karışım halinde olduğundan Higgs bozonlarının kütleleri ve öz durumları da karışım halinde gelecektir, ancak bunlar gerçek parçacıklar değildir ve bunları gözlemleyemeyiz. Bu sebeple karışım halindeki bu kütle matrisleri diyagonalize edilerek Higgs bozonunun kütleleri ve kütle öz durumları elde edilir. Bu bağlamda, Higgs dubletlerinin kütle spektrumu, iki CP-çift ( $H^0, h^0$ ), bir CP-tek ( $A^0$ ), iki yüklü Higgs bozon ( $H^\pm$ ) olmak üzere beş tane fiziksel Higgs bozonu ve 3 tane Goldstone bozonu ( $G^\pm, G^0$ ) içermektedir.

Higgs dubletlerinin vakum durumunda  $\langle \Phi_1 \rangle = v_1/\sqrt{2}$ ,  $\langle \Phi_2 \rangle = v_2/\sqrt{2}$  olarak geldiğine daha önce bahsedilmişti ve dolayısıyla potansiyelin minimum koşulları bu vakum durumunda elde edilir. Higgs potansiyelinin minimizasyonu için, potansiyelin skaler alanlara bağlı türevleri aşağıdaki şekilde sifıra eşitlenir.

$$T_i = \left. \frac{\partial V}{\partial \phi_i} \right|_{\phi_i=0} = 0 \quad (3.7)$$

Burada gösterilen türev bütün Higgs alanlarına göre alınmalıdır. Bununla birlikte buradaki " $\phi_i = 0$ " ise, bütün Higgs alanlarına göre türev alındıktan sonra alanların sifır alınıp, yalnızca VEV'lerin kalmasını yani vakum durumunu ifade eder. Böylece (3.6) denkleminde verilen,  $Z_2$  simetrisi altında değişmez kalan Higgs potansiyelinin minimizasyonu sonucunda aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$\begin{aligned} -\mu_1^2 v_1 + \lambda_1 v_1^3 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_5) v_1 v_2^2 &= 0 \\ -\mu_2^2 v_2 + \lambda_2 v_2^3 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_5) v_1^2 v_2 &= 0 \end{aligned} \quad (3.8)$$

Bu denklemlerin birbirinden bağımsız iki çözümü vardır.

i.

$$v_1^2 = \frac{\lambda_2 \mu_1^2 - \lambda_+ \mu_2^2}{\lambda_1 \lambda_2 - \lambda_+^2} \quad v_2^2 = \frac{\lambda_1 \mu_2^2 - \lambda_+ \mu_1^2}{\lambda_1 \lambda_2 - \lambda_+^2} \quad (3.9)$$

ii.

$$v_1^2 = 0 \quad v_2^2 = \frac{\mu_2^2}{\lambda_2} \quad \text{veya} \quad v_1^2 = \frac{\mu_1^2}{\lambda_1} \quad v_2^2 = 0 \quad (3.10)$$

Bu çalışmada,  $Z_2$  simetrisi altında potansiyeli değişmez bırakan durum için elde edilen çözümlerden, Higgs dubletlerinden birinin VEV geliştirmedeği ikinci çözüme odaklanılmıştır. İkinci çözümden verilen iki durum, birbirinin simetrik hali olan ve aynı sonuçları veren denklemler olarak düşünülebilir. Çalışmada ise bu denklemlerden  $v_1 = 0$  olarak alındığında  $v_2^2 = \mu_2^2/\lambda_2$  olan çözümler seçilmiştir. Bu durumda model temel olarak vakum beklenen değer geliştirmeyen tek bir skaler alan ile genişletilmiş SM'ye dönüşür. Böylece sıfır VEV geliştiren Higgs dubleti SM ayar bozonlarının ve fermiyonlarının kütlelerine getirilen sınırlandırmalardan kaçınılabilir ve SM'deki gibi yalnızca tek bir dublet ile ayar bozonların ve fermiyonların kütleleri elde edilir.

Skaler alanlar fiziksel Higgs bozonları olmadıklarından Bölüm (2.3.3) 'de gösterildiği gibi diyagonalize edilmelidirler. Fiziksel Higgs bozonları, Higgs dubletlerinin içerdideği skaler ayar alanları cinsinden aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} H^+ \\ G^+ \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} h^0 \\ H^0 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_1 \\ g_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} A^0 \\ G^0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Higgs spektrumuna ait parçacıkların kütleleri, potansiyelin ikinci türevinden yararlanarak elde edilir. Böylece potansiyelin Higgs alanlarına göre ikinci dereceden türevleri aşağıdaki şekilde kütle matrislerinin elemanlarını verecektir.

$$M_{ij}^2 = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right|_{\phi_{i,j}=0} \quad (3.12)$$

$Z_2$  simetrisinin çözümlerinden biri olan  $v_1 = 0$ ,  $v_2^2 = \mu_2^2/\lambda_2$  ile elde edilen  $8 \times 8$ 'lik kütle matrisi,

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & M_{\phi_1^+ \phi_1^-}^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_{\phi_2^+ \phi_2^-}^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ M_{\phi_1^- \phi_1^+}^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_{\phi_2^- \phi_2^+}^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & M_{h_1 h_1}^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & M_{h_2 h_2}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & M_{g_1 g_1}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & M_{g_2 g_2}^2 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

ile verilir ve bu matris aşağıdaki gibi düzenlenebilir.

$$\begin{pmatrix} M_{\phi_1^+ \phi_1^-}^2 & 0 \\ 0 & M_{\phi_2^+ \phi_2^-}^2 \end{pmatrix} \oplus \begin{pmatrix} M_{h_1 h_1}^2 & 0 \\ 0 & M_{h_2 h_2}^2 \end{pmatrix} \oplus \begin{pmatrix} M_{g_1 g_1}^2 & 0 \\ 0 & M_{g_2 g_2}^2 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

Bu matris elemanlarından yararlanarak Higgs bozonlarının kütleleri bulunur. Üç parçaya ayrılmış matrislerden birincisi  $\phi_{1,2}^\pm$  alanlarına ait matris elemanlarını içerdiğinden yüklü Higgs bozonlarının ( $H^\pm$ ) ve yüklü Goldstone bozonlarının ( $G^\pm$ ) kütlelerini verir. Benzer şekilde ikinci matrisden  $h_{1,2}$  alanlarını içerdiğinden CP-çift bozonlarının ( $H, h$ ), sonucundan ise  $g_{1,2}$  alanlarını içerdiğinden CP-tek ( $A$ ) ve yüksüz Goldstone bozonların ( $G$ )



kütelleri elde edilir. Bu matrise ait matris elemanları aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned}
M_{\phi_1^+ \phi_1^-}^2 &= M_{\phi_1^- \phi_1^+}^2 = -\mu_1^2 + \frac{1}{2} \lambda_5 v_2^2, & M_{\phi_2^+ \phi_2^-}^2 &= M_{\phi_2^- \phi_2^+}^2 = 0 \\
M_{g_1 g_1}^2 &= -\mu_1^2 + \frac{1}{2} (\lambda_4 + \lambda_5) v_2^2, & M_{g_2 g_2}^2 &= 0 \\
M_{h_1 h_1}^2 &= -\mu_1^2 + \frac{1}{2} (\lambda_3 + \lambda_5) v_2^2, & M_{h_2 h_2}^2 &= 2\lambda_2 v_2^2
\end{aligned} \tag{3.15}$$

(3.14) denkleminde verilen matrislerin diyagonalize edilmesiyle fiziksel Higgs bozonlarının kütleleri (3.16) eşitliklerindeki gibi elde edilir. Bununla birlikte (3.14) denkleminde parçalara ayrılmış matrisler diyagonalize olarak geldiklerinden ayar öz durumları kütle öz durumlarıyla çakışır ve dolayısıyla aşağıdaki denklemlerde de görüldüğü üzere diyagonal matris elemanları fiziksel bozonların kütlelerine eşittir.

$$\begin{aligned}
m_{H^\pm}^2 &= -\mu_1^2 + \frac{1}{2} \lambda_5 v_2^2, & m_{G^\pm}^2 &= 0, \\
m_h^2 &= -\mu_1^2 + \frac{1}{2} (\lambda_3 + \lambda_5) v_2^2, & m_H^2 &= 2\lambda_2 v_2^2, \\
m_A^2 &= -\mu_1^2 + \frac{1}{2} (\lambda_4 + \lambda_5) v_2^2, & m_G^2 &= 0
\end{aligned} \tag{3.16}$$

Bu eşitliklerde de görüldüğü gibi Goldstone bozonları, elektrozayıf simetrisinin kendiliğinden kırılması ile yutuldukları için kütesiz olarak gelir.

THDM’de kinetik Lagranjiyen ise her iki Higgs dubletine bağlı olup, SM’in genişletilmiş hali olarak gelir.

$$\mathcal{L}_{kinetik} = (D_\mu \Phi_1)^\dagger (D^\mu \Phi_1) + (D_\mu \Phi_2)^\dagger (D^\mu \Phi_2) \tag{3.17}$$

Bu Lagranjiyendeki  $D_\mu$  kovaryant türevi önceki bölümde tartışılmıştır. Modelin kinetik Lagranjiyeninden yararlanarak ayar bozonlarının kütle terimlerini bulmak için, Bölüm (2.3.3)’deki SM’nin elektrozayıf simetrisinin kırılması sonrasında kinetik Lagranjiyenden ayar bozonlarının kütlelerini elde etmek için kullanılan metot takip edilmiştir. (3.17) denklemindeki Lagranjiyenin açıldıktan sonra diyagonalize edilmesi sonucu fiziksel ayar

bozonlarının kütle terimlerini içeren kısım aşağıdaki gibi bulunur,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{kinetik}^{k\u00fctle} &= \frac{1}{4}(v_1^2 + v_2^2)g^2W_\mu^+W^{\mu-} + \frac{1}{4}(v_1^2 + v_2^2)(g^2 + g'^2)Z_\mu Z^\mu \\ &+ 0 \cdot (v_1^2 + v_2^2)A_\mu A^\mu \end{aligned} \quad (3.18)$$

ve bu Lagranjiyende g\u00f6r\u00fcld\u00fc\u011fu gibi ayar bozonlarının k\u00fctleleri,

$$M_{W^\pm}^2 = \frac{1}{4}g^2(v_1^2 + v_2^2) \quad M_Z^2 = \frac{1}{4}(v_1^2 + v_2^2)(g'^2 + g^2) \quad m_{A_\mu}^2 = 0 \quad (3.19)$$

olacak \u015fekilde her iki VEV'den katkı alarak elde edilir ve bu iki VEV, SM'nin en \u00f6nemli ba\u015far\u0131larından biri olan elektrozayıf simetri ile sınırlandırılır. Elektrozayıf etkile\u015fimin ayar bozonlarının k\u00fctleleri deneysel olarak bulunmu\u015ftur ve SM tahminleri bu sonu\u00e7larla olduk\u00e7a uyumludur. Bu sebeple SM \u00f6tesi modeller, SM'in elektrozayıf ayar bozonları ile uyumlu olmalıdır. SM'in ayar bozonlarının k\u00fctleleri (2.75) denkleminde verildi\u011fi gibi elektrozayıf simetrisinin kırılması ile kinetik Lagranjiyenden SM tarafından \u00f6ng\u00f6r\u00fclen tek bir Higgs dubletinin VEV'ine ( $v_{SM}^2$ ) ba\u011flı olarak elde edilmektedir. THDM'de de ayar bozonlarının k\u00fctleleri benzer \u015fekilde elde edilir ancak THDM'de iki Higgs dubletinin VEV'lerinin karelerinin toplamına ( $v_1^2 + v_2^2$ ) ba\u011flıdır. Bu durumda modelin deneylerle uyumlu olması i\u00e7in,  $v_{SM}^2 = v_1^2 + v_2^2$  \u015fartı sa\u011flanmalıdır. Bununla birlikte \u00e7alı\u015fmada odaklanılan  $Z_2$  simetrisinin \u00e7\u00f6z\u00fcmlerinden biri olan  $v_1 = 0$  durumunda,  $v_2 = v_{SM}$  olarak gelmelidir.

### 3.3. THDM'de Yukawa Lagranjiyen

Fermiyonlar ile Higgs dubletleri arasındaki etkile\u015fimlerini anlatan, yerel ayar de\u011fi\u015mezli\u011fi altındaki en genel Yukawa Lagranjiyen,

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{yuk} &= \xi_{ij}^U \bar{Q}_{iL} \tilde{\Phi}_1 U_{jR} + \xi_{ij}^D \bar{Q}_{iL} \Phi_1 D_{jR} + \xi_{ij}^E \bar{L}_{iL} \Phi_1 E_{jR} \\ &+ \eta_{ij}^U \bar{Q}_{iL} \tilde{\Phi}_2 U_{jR} + \eta_{ij}^D \bar{Q}_{iL} \Phi_2 D_{jR} + \eta_{ij}^E \bar{L}_{iL} \Phi_2 E_{jR} + h.c. \end{aligned} \quad (3.20)$$

olarak verilir. Burada  $\tilde{\Phi}_{1,2} \equiv i\sigma\Phi_{1,2}$  olarak ifade edilir.  $i, j = 1, 2, 3$  aile indisleri olmak \u00fczere,  $U, D$  ve  $E$  sırasıyla yukarı-tip kuarkların, a\u015fa\u011f\u0131-tip kuarkların ve leptonların sa\u011f elli

zayıf izospin teklilerini temsil etmektedir.  $Q$  ve  $L$  ise sırasıyla kuark ve leptonların sol eli zayıf izospin dubletlerini belirtmektedir. Bunlara ek olarak,  $\xi$  ve  $\eta$  ise SM fermiyonları ile Higgs dubletleri arasındaki Yukawa kuplajlarını verir.

Modelin potansiyeline uygulanan kesikli simetrisinin bir türü olan  $Z_2$  simetrisi, benzer şekilde Yukawa Lagranjiyene de uygulanabilir. Yukawa Lagranjiyene uygulanan simetriye göre THDM'in farklı türleri ortaya çıkmaktadır.  $Z_2$  simetrisi altında değişmezliğin sağlanması şartıyla aşağıda verilen iki durum mevcuttur.

$$\begin{aligned} \Phi_1 &\rightarrow \Phi_1 & \Phi_2 &\rightarrow -\Phi_2 \\ D_{jR} &\rightarrow \mp D_{jR} & U_{jR} &\rightarrow -U_{jR} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Yukawa Lagranjiyene uygulanan  $Z_2$  simetrisi altında THDM'nin farklı tiplerini aşağıda kısaca özetlenmiştir.

- **THDM Tip-I**

Yukawa Lagranjiyene  $Z_2$  simetrisinin aşağıdaki durumu uygulanırsa Tip-I elde edilir,

$$\begin{aligned} \Phi_1 &\rightarrow \Phi_1 & \Phi_2 &\rightarrow -\Phi_2 \\ D_{jR} &\rightarrow -D_{jR} & U_{jR} &\rightarrow -U_{jR} \end{aligned} \quad (3.22)$$

ve bu durumda Yukawa Lagranjiyen,

$$-\mathcal{L}_{yuk}(\text{tip I}) = \eta_{ij}^U \bar{Q}_{iL} \tilde{\Phi}_2 U_{jR} + \eta_{ij}^D \bar{Q}_{iL} \Phi_2 D_{jR} + \eta_{ij}^E \bar{l}_{iL} \Phi_2 E_{jR} + h.c. \quad (3.23)$$

şeklinde bulunur. Tip-I'de uygulanan  $Z_2$  simetrisi altında Lagranjiyenin değişmez kalması için  $\Phi_1$  dubletinin fermiyonlar ile etkileşimi yasaklıdır ve bu yüzden fermiyonların yalnızca  $\Phi_2$  Higgs dubleti ile etkileşimi mevcuttur. Bu durumda fermiyonların kütleleri de yalnızca  $\Phi_2$  dubletinden katkı alarak aşağıdaki gibi gelir.

$$M_U = \frac{v_2 \eta^U}{\sqrt{2}}, \quad M_D = \frac{v_2 \eta^D}{\sqrt{2}}, \quad M_E = \frac{v_2 \eta^E}{\sqrt{2}} \quad (3.24)$$

- **THDM Tip-II**

Eğer Yukawa Lagranjiyene aşağıda verilen  $Z_2$  simetrisinin diğer durumu uygulanırsa Tip-II elde edilir.

$$\begin{aligned}\Phi_1 &\rightarrow \Phi_1 & \Phi_2 &\rightarrow -\Phi_2 \\ D_{jR} &\rightarrow D_{jR} & U_{jR} &\rightarrow -U_{jR}\end{aligned}\quad (3.25)$$

Bu simetri altında Yukawa Lagranjiyen,

$$-\mathcal{L}_{\text{yuk}}(\text{tip II}) = \eta_{ij}^U \bar{Q}_{iL} \tilde{\Phi}_2 U_{jR} + \xi_{ij}^D \bar{Q}_{iL} \Phi_1 D_{jR} + \xi_{ij}^E \bar{l}_{iL} \Phi_1 E_{jR} + h.c. \quad (3.26)$$

olarak gelir.  $D$  ve  $E$  ile  $\Phi_1$  dubleti ve  $U$  ile yalnızca  $\Phi_2$  dubleti etkileştiğinde,  $Z_2$  simetrisinin  $D \rightarrow D$  durumu altında Yukawa Lagranjiyen değişmez kalabilir. Böylece Tip-II'de yukarı ve aşağı tip kuarklar farklı Higgs dubletleri ile etkileşerek kütleleri etkileştikleri Higgs dubletinin VEV'i ile orantılı olarak aşağıda verildiği gibi olur.

$$M_U = \frac{v_2 \eta^U}{\sqrt{2}}, \quad M_D = \frac{v_1 \xi^D}{\sqrt{2}}, \quad M_E = \frac{v_1 \xi^E}{\sqrt{2}} \quad (3.27)$$

Higgs potansiyelden elde edilen  $Z_2$  simetrisinin çözümlerinden biri olan, Higgs dubletlerinden birinin VEV geliştirmedeği ( $v_1 = 0$ ) durumda, Tip-II modelinde fermiyonları kütesiz bırakır. Ancak fermiyonların kütesiz olması deneysel bulgularla çelişkili bir sonuçtur. Bu nedenle Tip-II'de,  $Z_2$  simetrisi Higgs sektörü için uygulanabilir olsa da,  $v_1 = 0$  durumundaki çözümler fiziksel olarak kabul edilemezdir. Bu durumda Tip-II  $Z_2$  simetrisinin her iki dubletinin de sıfırdan farklı VEV geliştirdiği çözümlerde incelenebilir.

- **THDM Tip-III**

Yukawa Lagranjiyene herhangi bir simetri uygulanmadığı durumda fermiyonlar her

iki Higgs dubleti ile de etkileşebilirler ve böylece THDM'nin Tip-III durumu bulunur. Tip-III için Yukawa Lagranjiyen aşağıdaki gibi gelir.

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{yuk} = & \xi_{ij}^U \bar{Q}_{iL} \tilde{\Phi}_1 U_{jR} + \xi_{ij}^D \bar{Q}_{iL} \Phi_1 D_{jR} + \xi_{ij}^E \bar{L}_{iL} \Phi_1 E_{jR} \\
& + \eta_{ij}^U \bar{Q}_{iL} \tilde{\Phi}_2 U_{jR} + \eta_{ij}^D \bar{Q}_{iL} \Phi_2 D_{jR} + \eta_{ij}^E \bar{L}_{iL} \Phi_2 E_{jR} + h.c.
\end{aligned} \tag{3.28}$$

Bu durumda fermiyonların kütlesi her iki Higgs dubletinin geliştirdiği VEV'den katkı alarak,

$$M_U = \frac{v_1 \xi^U + v_2 \eta^U}{\sqrt{2}}, \quad M_D = \frac{v_1 \xi^D + v_2 \eta^D}{\sqrt{2}}, \quad M_E = \frac{v_1 \xi^E + v_2 \eta^E}{\sqrt{2}} \tag{3.29}$$

şeklinde elde edilir.

Çalışmada THDM'nin Higgs dubletlerinden birinin VEV geliştirmedeği ( $v_1 = 0$ ) duruma odaklanarak, Higgs bozonlarını ve etkileşimlerini incelenecektir. Ayrıca  $v_1 = 0$  durumundaki çözümlerin, fermiyonların kütlelerinin deneysel verilerle tutarlı olması için Tip-III durumu ele alınacaktır.

#### 4. BULGULAR ve TARTIŞMA

Önceki bölümde belirtildiği gibi çalışmada, Higgs dubletlerinden birinin VEV geliştirmedeği ( $v_1 = 0$ ) THDM modeli inceleniyor. Bu durumda, SM parçacıklarının fiziksel kütlelerine yalnızca sıfırdan farklı VEV geliştiren Higgs dubleti katkıda bulunur ve bundan dolayı da Higgs alanlarının SM parçacıkları ile olan etkileşimleri THDM'nin genel durumuna göre daha fazla serbestlik sağlayabilir. Higgs potansiyelinin minimum değerinin kararlılığını ancak VEV'lerden birinin sıfır olduğu durumda koruyacağı bir önceki bölümde tartışılmıştır. Buna ek olarak sıfır VEV durumundaki çözümlerden elde edilen fiziksel fermiyon kütlelerinin deneysel verilerle tutarlı olması için Tip-III durumu ele alınmıştır.

Bu bölümde VEV'lerden birinin sıfır olduğu durumda ( $v_1 = 0$ ) THDM Tip-III için sayısal verilerin üretimindeki tarama prosedüründen kısaca bahsedilmiştir ve elde edilen verilere uygulanan deneysel sınırlandırmalar belirtilmiştir. Ardından elde edilen veriler ile Higgs bozonları ve etkileşimleri analiz edilecektir. Higgs bozonlarının kütle spektrumu için elde edilen sonuçlar verilir, bu sonuçlar SM öngörülleri ile karşılaştırılarak tartışılacaktır. Ayrıca,  $h \rightarrow \gamma\gamma$  sürecindeki fazlalıkların, THDM'deki SM dışındaki ekstra Higgs bozonları ile açıklanabilirliği incelenecektir. Bunlara ek olarak, THDM'deki Higgs bozonlarının katkısı ile müon anomal manyetik moment (müon  $g - 2$ ) ölçümlerinde SM öngörülleri ile deneysel veriler arasındaki tutarsızlığa çözüm aranmış ve THDM'deki ekstra Higgs bozonlarının katkısı ile SM'in öngörülerinin, deneysel verilerle son derece uyumlu olduğu nadir gözlenen  $b \rightarrow s\gamma$  sürecinin tutarlılığı incelenmiştir.

##### 4.1. Parametre Uzayını Tarama Prosedürü ve Deneysel Kısıtlamalar

Öncelikle çalışmada sayısal verilerin üretiminde kullanılan tarama prosedürüne ve uygulanan deneysel sınırlandırmalar incelenecektir. Parametre uzayını tararken, SARAH 4.5.8 (Staub 2014) ile elde edilen SPheno 3.3.8 (Porod 2003) paketini, Higgs dubletlerinden birinin VEV geliştirmedeği THDM ile uyumlu numerik kodları elde etmek için bu paketler

yeniden düzenlenerek kullanıldı. SPheno paketinde fermiyon ve ayar bozonlarının kütleleri ile birlikte ayar ve Yukawa kuplajları girdi olarak verilir ve bu girdilerden yararlanarak SM parçacıkları ile Higgs dubletlerinin kuplajları hesaplanabilir. THDM'nin yalnızca tek bir VEV geliştiren durumu incelendiği için, diğer Higgs dubletinin kuplajları da girdi olarak ele alınır. THDM, düşük enerji skalalarında geçerli efektif bir model olduğundan renormalizasyon skalası 1 TeV olarak ayarlanmıştır. Bu enerji skalasının üzerinde fiziğin geçerli olabilmesi için daha yüksek skalalarda geçerli çözümler sunabilen başka modellerle tanımlanmalıdır.

$\eta^{U,D,E}$ ,  $\mu_1$  ve  $\lambda_i$  ( $i = 5$ ) serbest parametreleri taranarak nümerik veriler üretebilir. Burada, önceki bölümde de tanıtıldığı gibi,  $\eta^{U,D,E}$  SM fermiyonları ile  $\Phi_1$  Higgs dubleti arasındaki Yukawa kuplajları,  $\mu_1$  ise  $\Phi_1$  Higgs alanı için kütle parametresi ve  $\lambda_i$  Higgs dubletlerinin kendileri ve birbirleri arasındaki etkileşimin kuplajlarıdır. Top kuark kütlesi,  $m_t = 173,3$  GeV (Group 2009) olacak şekilde bir değerde sabitleniyor. Higgs bozon kütleleri, üst kuark kütlesindeki  $1 - 2\sigma$  belirsizliğindeki değişime göre  $1 - 2$  GeV'e kadar farklılık gösterebilir (Gogoladze ve ark. 2012).

Toplanan tüm veri Elektrozayıf Simetri Kırılması (EWSB) ile sınırlandırılır. Verilerin üretilmesinin ardından, deneysel sonuçlarla uyumlu çözümleri açığa çıkarmak için deneysel verilerden elde edilen sınırlandırmalar uygulanır. Modelin en az bir tane SM-benzeri yaklaşık 125 GeV'de skaler Higgs bozonu içermesi gerektiğinden, birinci kısıtlama Higgs bozonundan gelir. Böyle bir skaler için bozunumlar ve kuplajlara doğrudan sınırlandırma getirilmese de, bozunumların ayrıca analiz edebilmesi mümkündür.

Higgs bozonundan gelen sınırlandırmaya ek olarak, diğer önemli bir kısıtlama da, B-mezonun nadir görülen bozunumlarından gelmektedir, özellikle de  $b \rightarrow s\gamma$  bozunumu ile ilgili deneysel ölçümler, verilerin sınırlandırılmasında oldukça etkilidir. Bu tür bozunumlar yalnızca bir-ilmek seviyesinde gerçekleşiyor olsa da,  $b \rightarrow s\gamma$  sürecinin SM öngörülleri ( $BR(b \rightarrow s\gamma) = (3, 15 \pm 0, 23) \times 10^{-4}$  (Misiak ve ark. 2007)), deneysel sonuçlar ( $BR(b \rightarrow s\gamma) = (3, 43 \pm 0, 22) \times 10^{-4}$  (Amhis ve ark. 2012)) ile son derece uyumlu olarak belirlenebilmektedir.

Çözümler üzerindeki diğer bir sınırlandırma da, ilmek seviyesindeki müon  $g - 2$  ile ilgili alandan gelebilir. THDM'deki ekstra Higgs bozonlarının katkısı ile müon  $g - 2$ 'deki bu tutarsızlık için çözümler aranabilir.  $b \rightarrow s\gamma$  süreci ve müon  $g - 2$ 'ye gelen katkılar ile THDM'deki Higgs bozonlarının kütleleri sınırlandırılabilir. Bölüm (4.2)'de, THDM çerçevesinde ekstra Higgs bozonları katkısı ile  $b \rightarrow s\gamma$  süreci ve müon  $g - 2$  tutarsızlığı ayrıntılı olarak tartışılacaktır. Bu tartışmalara dayanarak, deneyler ile hassas ve sıkı bir şekilde ölçülebilen  $b \rightarrow s\gamma$  süreci sınırlandırma olarak uygulanıyor. Öte yandan, müon  $g - 2$  tutarsızlığının giderilmesi için bir çözüme ihtiyaç duyulmuyor olursa da, müon  $g - 2$ 'nin SM öngörülerini deneysel verilerle daha da tutarsızlaştırmadığı çözümlere odaklanılıyor. Bu bağlamda, analizlerde kullanılan tüm kısıtlamalar aşağıdaki gibi verilir:

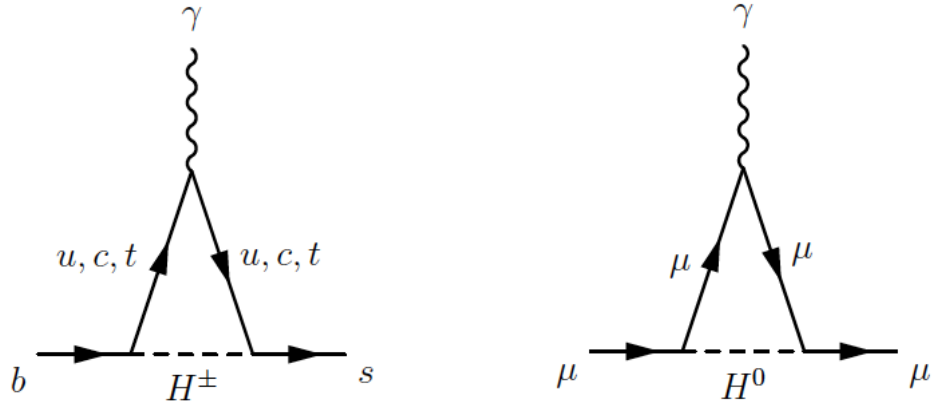
$$\begin{aligned} 123 &\leq m_h \text{ veya } m_H \leq 127 \text{ GeV} \\ 2,99 \times 10^{-4} &\leq \text{BR}(b \rightarrow s\gamma) \leq 3,87 \times 10^{-4} (2\sigma) \\ 0 &\leq \Delta a_\mu \end{aligned} \quad (4.1)$$

Burada,  $\Delta a_\mu \equiv a_\mu^{\text{THDM}} - a_\mu^{\text{SM}}$  olacak şekilde THDM ile SM'nin müon  $g - 2$  öngörülerini arasındaki farkı vermektedir.

#### 4.2. $b \rightarrow s\gamma$ Süreci ve Müon $g - 2$

$b \rightarrow s\gamma$  gibi  $B$ -fiziğindeki nadir bozunumlar, SM ötesi yeni fizik tarafından ortaya çıkan yeni parçacıklar üzerinde son derece önemli hassasiyet gösterir ve böylece bu gibi modellerin düşük enerji skalalarında sıkı limitler sağlar. Çeşni Değiştiren Yüksüz Akımlar (FCNC), SM'de ağaç seviyesinde yasaklı olduğundan, bu gibi süreçler ilmek etkileri tarafından indüklenir. Yüksek enerji skalalarında yeni parçacıkları araştıran diğer çarpıştırıcı deneylerinin aksine, çeşni fiziği deneyleri genellikle düşük skaladaki SM ötesi yeni fiziğin doğasını araştırır. Yeni parçacıklar sanal olarak ilmeklerin üzerinden geçebilir ve böylece bu süreçlere katkıda bulunabilirler. Bu nedenle SM tahmininden herhangi bir sapma, SM ötesi yeni fizik için delil sağlayabilir. Bunun yanı sıra, SM tahminleri ile





**Şekil 4.1.** Ekstra Higgs bozonları katkısı ile  $b \rightarrow s\gamma$  süreci ve müon bozunumunu ait Feynman diyagramları

deneySEL bulguların önemli ölçüde uyumlu olması, SM ötesi modellerin çözüm üretebileceği dar bir alan bırakmıştır. Deneysel bulgular ile SM tahminleri arasındaki en büyük tutarsızlık müon  $g - 2$  ile ilgili alanda ortaya çıkmaktadır. Leptonların anomal manyetik momenti özellikle müonun anomalisi, parçacık fiziğinde en hassas ölçülen ve teorik olarak en iyi şekilde incelenmiş niceliklerden biridir. Müon manyetik momentin, tahminlerinin ve ölçümlerinin gitgide iyileşen hassasiyeti ve bu hassasiyete bağlı olarak deney ve teori arasında ortaya çıkan tutarsızlık, parçacık fiziğinin en aktif çalışmalarından biri olarak SM ötesi yeni fiziğin işareti olarak kabul edilmektedir. Bu bölümde, ekstra Higgs bozonlarının katkısıyla gözlemlenen  $b \rightarrow s\gamma$  süreci ve müon  $g - 2$  tutarsızlığı incelenip, bu süreçlerin çözümlerinin modeli nasıl sınırlandırdığı ele alınacaktır.

Ekstra Higgs bozonlarının katkısıyla gözlenen B-mezonun nadir bozunumları, özellikle de çalışmada ele alınan  $b \rightarrow s\gamma$  süreci ile SM ötesi modeller büyük ölçüde sınırlandırılabilir. Bu tür bozunumlar yalnızca ilmek seviyesinde gerçekleşmekle birlikte, bu bozunumlar için deneysel analizler ( $BR(b \rightarrow s\gamma) = (3, 43 \pm 0, 22) \times 10^{-4}$  (Amhis ve ark. 2012)), SM öngörülleri ( $BR(b \rightarrow s\gamma) = (3, 15 \pm 0, 23) \times 10^{-4}$  (Misiak ve ark. 2007)) ile uyumlu sonuçlar verir. Modeldeki ekstra Higgs bozonları, bu bozunum süreçlerine katkıda bulduklarından, SM değerlerinden belirgin bir şekilde uzaklaşırlar ve bundan dolayı da bulunan çözümler deneysel sonuçlar kullanılarak dışarlanabilir. Yüklü Higgs bozon katkısı ile  $b \rightarrow s\gamma$  süreci Şekil 4.1’de solda verilmiştir ve bu sürece ait genlik ,

$$M_{H^\pm}^{b \rightarrow s \gamma} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left( \frac{e}{16\pi^2} \right) \bar{s} \sigma_{\lambda\nu} q' (1 + \gamma_5) b m_b V_{tb} V_{ts}^* [G(\delta) + Q_t F(\delta)] \epsilon^\lambda \quad (4.2)$$

olarak verilebilir (Rizzo 1988). Burada,  $G_F$  Fermi sabitini,  $e$  elektrik yükünü ve  $\epsilon^\lambda$  fotonun polarizasyonunu temsil etmektedir.  $b$  ve  $s$  sırasıyla alt ve acayip kuarklar için spinör alanlar,  $m_b$  alt kuarkın kütlesi ve  $V_{tb}$ ,  $V_{ts}$  ise alt indislerinde gösterilen kuarklar için CKM matris elemanlarıdır. Bunlara ek olarak,  $G(\delta)$  ve  $F(\delta)$ ,  $\delta = m_t^2/m_{H^\pm}^2$  parametresine bağlı olarak ilmekte indüklenen form faktörler olmak üzere aşağıda verildiği gibi hesaplanabilir.

$$\tan \beta = v_2/v_1, \quad \delta \equiv \frac{m_t^2}{m_H^2} \quad (4.3)$$

$$G(\delta) = G_1(\delta) + G_2(\delta)/\tan^2 \beta, \quad \delta \rightarrow \infty$$

$$G_1(\delta) = 2\delta \int_0^1 dt \frac{t(1-t)}{\delta + (1-\delta)t} = 2\delta(1-\delta)^{-3} \left[ \frac{1}{2}(1-\delta^2) + \delta \ln \delta \right] = 1$$

$$G_2(\delta) = \delta \int_0^1 dt \frac{t^2(1-t)}{\delta + (1-\delta)t} = \delta(1-\delta)^{-4} \left[ \frac{1}{6} - \delta + \frac{1}{2}\delta^2 + \frac{1}{3}\delta^3 - \delta^2 \ln \delta \right] = \frac{1}{3} \quad (4.4)$$

$$F(\delta) = F_1(\delta) + F_2(\delta)/\tan^2 \beta, \quad \delta \rightarrow \infty$$

$$F_1(\delta) = 2\delta \int_0^1 dt \frac{t^2}{1 + (\delta-1)t} = -2\delta(1-\delta)^{-3} \left[ \frac{3}{2} - 2\delta + \frac{1}{2}\delta^2 + \ln \delta \right] = 1 \quad (4.5)$$

$$F_2(\delta) = \delta \int_0^1 dt \frac{t^2(1-t)}{1 + (\delta-1)t} = \delta(1-\delta)^{-4} \left[ \frac{1}{3} + \frac{1}{2}\delta - \delta^2 + \frac{1}{6}\delta^3 + \delta \ln \delta \right] = \frac{1}{6}$$

SM ile uyumlu deneysel  $BR(b \rightarrow s \gamma)$  sonuçları, modeldeki ekstra Higgs bozonlarının, SM parçacıkları ile kuplajlarını önemli ölçüde sınırlandırır veya bunların kütlelerini, ilmek katkılarını bastırabilecek kadar önemli ölçüde artırır.

Çözümler üzerinde uygulanan diğer bir sınırlama ise ilmek seviyesinde gözlenen müon  $g-2$  tutarsızlığıdır. Modeldeki ekstra Higgs bozonlarının katkısı ile müon  $g-2$  alanındaki SM tahminleri ve deneysel sonuçlar arasındaki uyumsuzluk giderilmeye çalışılmaktadır.

Bir leptonun anomal manyetik momentini ölçmek için,  $q$  yüklü ve  $m$  kütleli parçacığın manyetik alandaki hareketini incelemek gerekir. Dirac denklemi aracılığıyla, leptonun manyetik momenti aşağıdaki gibi tanımlanabilir,

$$\vec{\mu} = g_\mu \left( \frac{q}{2m} \right) \vec{S} \quad (4.6)$$

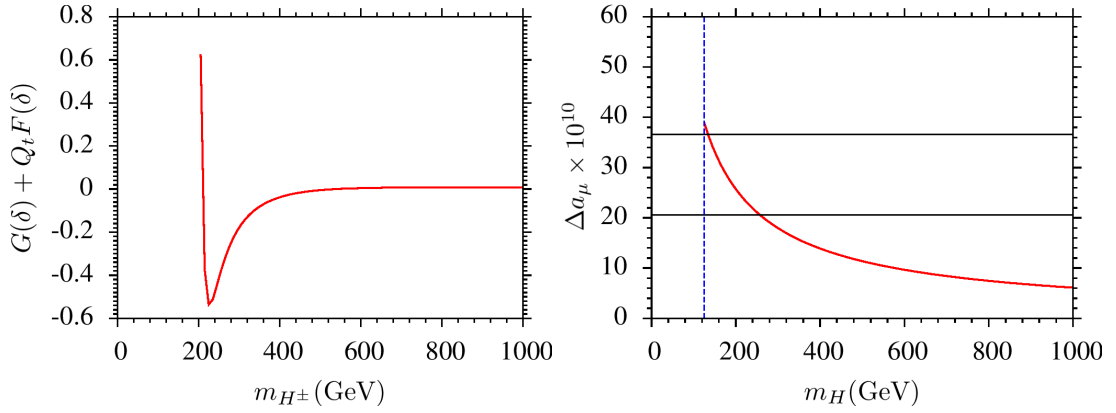
burada  $g_\mu$  jromanyetik oran,  $\vec{S}$  leptonlar için  $1/2$  büyüklükteki spin kuantum sayısıdır. QED, ağaç seviyesinde spin  $-1/2$  olan elektron ve müon gibi temel bir parçacık için jiro-manyetik oranı  $g_\mu = 2$  olarak tahmin eder. Ancak deneysel olarak bu değerin  $2$ 'den büyük olduğu gözlemlenmiştir. QED ilmeklerinin yanı sıra, güçlü ve zayıf etkileşimlerin katkılarıyla bu değerin radyatif düzeltmeleri ağaç seviyesindeki QED'nin tahmininden sapmasına neden olur. Bu sapma miktarı, anomal manyetik moment olarak aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$a = \frac{1}{2}(g_\mu - 2) \quad (4.7)$$

ve bu değer ağaç seviyesinde sıfır olarak gelir.

Elektrona QED ve zayıf etkileşimlerden radyatif katkılar gelirken, müona bu katkıların yanı sıra hadronik etkileşimlerden de katkı gelmektedir. Hadronik katkılar, QED katkılarına kıyasla çok küçük olmakla birlikte toplam kuramsal öngörüyü, deneysel ölçüm belirsizliğine denk belirsizliklere taşır. Bundan dolayı elektron yerine müonun anomal manyetik momentinin incelenmesi daha faydalıdır. Bununla birlikte ilmek katkıları, ilmek içinde ilerleyen parçacığın kütle karesiyle ters orantılıdır ve bundan dolayı,  $m_l$  leptonun ve  $M$  ilmekteki parçacığın kütlesi olduğunda,  $m_l/M$  olarak lepton kütlelerinin küçüklüğüne göre bastırılır. Bu nedenle, elektron ve müonun anomal manyetik momentlere radyatif katkıları birbirleriyle karşılaştırılırsa, müonun anomal manyetik momentini elektronunkinden  $(m_\mu/m_e)^2 \sim 43000$  kat daha yüksek hassasiyet göstermektedir. Bu sapma SM ötesi yeni fizik modelleri için ipucu sağlayabilir.

CP-çift Higgs bozonunun katkısı ile müon bozunumuna ait Feynman diyagramı Şekil 4.1'de sağda verilmiştir ve bu diyagrama gelen toplam katkı aşağıda verilen denklem ile



**Şekil 4.2.** Ekstra Higgs bozonları katkısı ile  $b \rightarrow s\gamma$  süreci ve müon  $g - 2$

hesaplanabilir (Leveille 1978),

$$\bar{u}(p')e\Gamma_\mu(p', p)u(p) = \bar{u}(p') \left[ e\gamma_\mu F_1(q^2) + \frac{ie\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2m_\mu} F_2(q^2) \right] u(p) \quad (4.8)$$

burada,  $m_\mu$  müonun kütlesi,  $F_{1,2}(q^2)$  momentuma bağlı form faktörlerdir. Süreç ağaç seviyesinde herhangi bir ilmek katkısı olmadan gerçekleşiyorsa,  $F_1(q^2) = 1$  ve  $F_2(q^2) = 0$  olduğu açıktır. Ancak, ilmek seviyesinde bazı katkılar alabilir ve bu nedenle bu değerler sıfırdan farklı olabilirler.  $F_1(q^2)$ 'li ilk terime yapılan katkılar elektrik yükünün renormalizasyonu ile ilgilidir. Diğer taraftan, ikinci terim manyetik momente gelen anomal katkılarını temsil eder ve  $F_2(q^2) = a_\mu = \frac{1}{2}(g_\mu - 2)$  şekilde tanımlanır.

DeneySEL sonuçlar ile modelin öngörüsü arasındaki tutarsızlık  $\Delta a_\mu$  ile temsil edilir ve aşağıdaki denklem ile hesaplanabilir,

$$[\Delta a_\mu] = \frac{m_\mu^2}{8\pi^2} \int_0^1 dx \frac{[C_s^2(2x^2 - x^3) + C_p^2(m_\mu \rightarrow -m_\mu)]}{m_\mu^2 x^2 + m_{H^0}^2(1-x)} \quad (4.9)$$

burada  $C_s$  ve  $C_p$  modele bağlı katsayılarıdır. Deney (Bennett ve ark. 2006) ve SM (Davier ve ark. 2011) arasındaki tutarsızlık ise aşağıdaki gibi şekilde gelir.

$$\Delta a_\mu \equiv a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{SM}} = (28,7 \pm 8) \times 10^{-10} \quad (4.10)$$

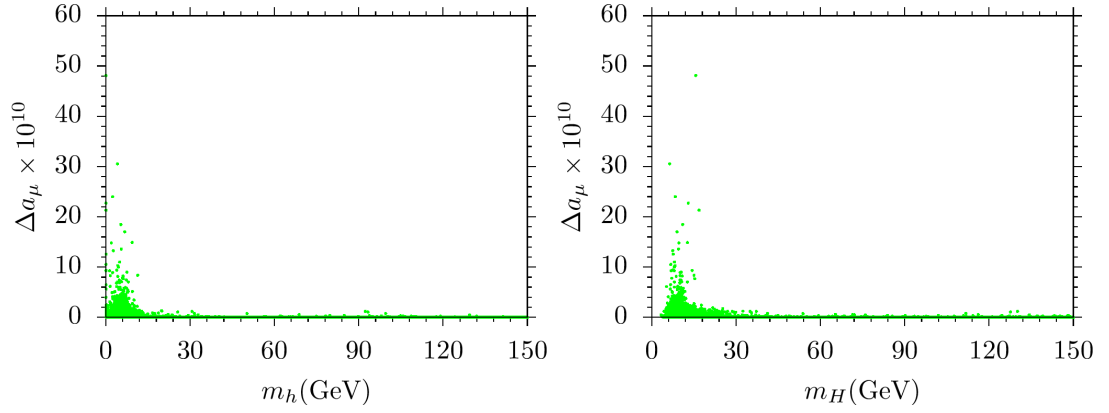
SM öngörülerini ile deneySEL sonuçlar arasındaki en büyük tutarsızlığı temsil eden müon

$g - 2$ 'nin çözümü için hafif yeni parçacıklara ihtiyaç duyulmaktadır. THDM'deki ekstra Higgs bozonlarının müon  $g - 2$ 'ye önemli ölçüde katkıda bulunması ile bu sorun çözülmeye çalışılabilir. Bu bağlamda, CP-çift Higgs bozonunun katkısı ile müon bozunumuna ait Feynman diyagramı Şekil 4.1'de sağda verilmiştir. Müon  $g - 2$ 'nin çözümüne,  $b \rightarrow s\gamma$  sürecinden gelen sınırlandırmalarla bir kısıtlama getirilebilir. Eğer ekstra Higgs bozonların, SM Higgs bozonunun sahip olduğu gibi bu parçacıkların da aynı kuplajlara sahip olduğu varsayılırsa, o zaman  $b \rightarrow s\gamma$  sürecine ve müon  $g - 2$ 'ye yapılan katkılar modelin Higgs bozonlarının kütlelerini kısıtlar. Şekil 4.2'de, THDM'nin ekstra Higgs bozonlarının katkısı ile belirlenen  $b \rightarrow s\gamma$  (sol) ve müon  $g - 2$  (sağ) çözümleri karşılaştırılmıştır. Bu Higgs bozonların SM'in parçacıklarına kuplajlarının, SM Higgs bozonunkiyle aynı olduğu varsayılıyor.

Sol taraftaki grafik, yüklü Higgs bozonunun yaklaşık 200 GeV'ye kadar olan bölgede  $m_t^2 \geq m_{H^\pm}^2$  olacağından  $\delta = m_t^2/m_{H^\pm}^2$  parametresine bağlı olarak form faktörlerin toplamı sonsuzluk getirir ve bu yüzden grafik yaklaşık 200 GeV'den başlamaktadır. Yüklü Higgs bosonlarının kütlesi yaklaşık 200 – 400 GeV arasında iken form faktörlerin toplamı artış göstermekte ancak yaklaşık 400 GeV'den sonra,  $m_t^2 \leq m_{H^\pm}^2$  olacağından yine  $\delta$ 'ya bağlı olarak yaklaşık sıfırda stabilize olmaktadır.

Sağdaki grafikte dikey kesikli mavi çizgi yaklaşık 125 GeV'deki SM tarafından öngörülen Higgs bozonunu gösterir ve yatay iki çizgi arasında kalan bölge ise müon  $g - 2$  için deneysel sonuçlardaki belirsizliğe karşılık gelmektedir. Bu durumda müon  $g - 2$  probleminin çözümünün aranacağı bölge, bu iki yatay çizgi arasında kalan sonuçlardır.

Sol tarafta görüldüğü gibi, Higgs bozonu  $m_{H^\pm} \lesssim 400$  GeV olduğu zaman,  $b \rightarrow s\gamma$  için sonuçlar keskin bir şekilde değişmektedir. Bununla birlikte sağ tarafta ise müon  $g - 2$  uyumsuzluğuna karar vermede aynı kütle skalaları tercih edilir ve  $m_H \gtrsim 400$  GeV olduğunda müon  $g - 2$ 'ye yapılan katkılar keskin bir şekilde azalmaktadır. Ayrıca önceki bölümde de tartışıldığı gibi, deneysel ölçümler sıkı ve hassas olduğu için,  $b \rightarrow s\gamma$  sürecinden gelen kısıtlama uygulanıyor. Diğer yandan, müon  $g - 2$  uyumsuzluğunu gideren çözümlere ihtiyaç duyulmamaktadır ve müon  $g - 2$  için yalnızca SM tahminlerini kötüleştirmeyen çözümler kabul edilmektedir.



**Şekil 4.3.** Müon  $g - 2$ 'nin, Higgs bozon kütleleri  $m_h$  (sol) ve  $m_H$  (sağ) ile ilişkilerindeki sonuçlardır. Tüm noktalar EWSB ile uyumludur. Yeşil noktalar, yalnızca  $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$ 'dan kaynaklanan sınırlamaları karşılar.

Bu analizlere ek olarak, müon  $g - 2$  tutarsızlığı ayrıca SPheno'dan elde edilen veriler kullanarak oluşturulan grafikler üzerinden incelenmiştir. Yukarıda tartışıldığı gibi, ekstra Higgs bozon  $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$  için SM tahminlerini kolayca bozabilir. Bu çatışmayı engellemek için, ya Higgs bozonlar o kadar ağır olmalıdır ki bu sürece ekstra katkılar onların kütleleri tarafından bastırılsın, ya da ilgili kuplajlar yeterince küçük olmalıdır. Diğer taraftan, ekstra Higgs bozonlarının kütle ve kuplajları, deney ve SM arasındaki müon  $g - 2$  tutarsızlığını çözmek için de önemlidir. Yukarıda gösterildiği gibi, müon  $g - 2$ 'ye önemli ölçüde katkıda bulunan çözümler, SM tahminlerinin dışında  $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$  sonuçlarına yol açmaktadır.

Model, deneysel ölçümleri kapsayabilecek yeterli katkıyı sağlayabilirse, o zaman çözümler müon  $g - 2$  problemini çözümlenmenin bir yolu olarak düşünülebilir. Ayrıca, Şekil 4.3'da gösterildiği gibi, müon  $g - 2$ 'nin Higgs bozon kütleleri  $m_h$  (sol) ve  $m_H$  (sağ) ile ilişkileri tahmin edildiği gibi çok küçük olduğundan ( $\lesssim 2 \times 10^{-10}$ ) ihmal edilebilir seviyededir. Burada tüm noktalar EWSB ile uyumludur. Yeşil noktalar, yalnızca  $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$ 'dan kaynaklanan sınırlamaları karşılar. Ayrıca, müon  $g - 2$ 'ye en büyük katkıları olan bölgeler, SM-benzeri Higgs bozonunun külesine karşılık gelen yaklaşık 125 GeV'de herhangi bir Higgs bozonu ile uyuşmaz, buna karşın hem  $m_h$  hem de  $m_H$  bu bölgelerde 100 GeV'in altındadır. Sonuç olarak, THDM, daha büyük bir modelin efektif bir teorisi olarak düşünülse de, müon  $g - 2$  tutarsızlığını çözmek için Higgs bozonlardan başka yeni parçacıklardan katkı alması gerekmektedir.

### 4.3. Rho ( $\rho$ ) Parametresi

SM'nin ötesine geçmenin en basit yollarından biri, skaler sektörü genişletmektir. Skaler sektör hakkındaki en önemli sınırlayıcı faktörlerden biri  $\rho$  parametresidir (Biswas ve Lahiri 2016, Branco ve ark. 2012). Elektrozayıf bozonların kütleleri ve bozunum özellikleri ve düşük enerji verileri, SM'den sapmalarını aramak ve limitlerine sınır koymak için kullanılabilir. Nötr ve yüklü zayıf kuplajlar arasındaki ilişki, W ve Z bozon kütlelerinin oranına göre sabitlenerek  $\rho$  parametresi aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$\rho_0 = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} \quad (4.11)$$

$\rho_0$  parametresi, teorinin Higgs yapısı tarafından belirlenir; tek bir Higgs dubletini içeren SM'in minimal Higgs'i için  $\rho_0 = 1$ 'dir (Ross ve Veltman 1975, Gunion ve ark. 2000, Schael ve ark. 2006, Hossenfelder ve Hollik 2017, Langacker 1981). "Minimal Higgs" ifadesi,  $SU(2) \times U(1)$  elektrozayıf teorisinin Higgs sektörünün sadece 1 kompleks Higgs dubletinden oluştuğu anlamına gelir. Yani bu durumda, spektrumda sadece 1 tane fiziksel nötr Higgs skaleri vardır. Hem SM bağlamında hem de genişletilmiş teorilerde daha karmaşık Higgs modellerinin sonuçlarını araştırmada önemli sınırlamalardan biri daha önce de bahsedildiği gibi, deneysel bir gerçek olarak  $\rho$  parametresinin 1 veya 1'e çok yakın olmasıdır. Higgs dubletleri (ve teklileri) olan bir modelde ağaç seviyesinde  $\rho = 1$ 'in değeri, herhangi bir parametre üzerinde ayarlama yapılmaksızın otomatik olarak sağlanır. Minimal Higgs bu özelliği zaten karşılıyor olsa da, SM'in herhangi sayıda Higgs dubletli (ve tekli) versiyonu da bu özelliği sağlamalıdır.  $\rho = 1$  kısıtlamasını yerine getirmenin yollarından biri, ağaç seviyesinde  $\rho = 1$ 'i de karşılayan daha karmaşık Higgs gösterimleri sonsuz sayıdadır.  $SU(2) \times U(1)$  ayar teorisinde, zayıf izospin  $I_i$ , zayıf hiperyük  $Y_i$  ve nötr bileşenlerin VEV'i  $v_i$  olan n skaler  $\phi_i$  için ağaç seviyesinde  $\rho$  parametresinin en genel hali,

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^n [I_i(I_i + 1) - Y_i^2] v_i^2}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2} Y_i^2 v_i^2} \quad (4.12)$$

olarak tanımlanır. Bu nedenle,  $\rho$ , Higgs sektörünün izospin yapısı için iyi bir testi temsil eder ve radyatif düzeltmelere de duyarlıdır. Deneysel olarak  $\rho = 1$  olması için,

$$I(I + 1) = 3/4Y^2 \quad (4.13)$$

şartı sağlanmalıdır. Bu durumda, skaler sektör, yalnızca  $Y = 0$  olan  $SU(2)$  singletleri ve  $Y = \pm 1$  olan  $SU(2)$  dubletleri içeriyorsa,  $\rho = 1$  şartı VEV'ler arasında herhangi bir düzenleme yapmaya gerek kalmaksızın otomatik olarak yerine getirilir. Çok daha büyük  $SU(2)$  multiplerdeki VEV'li diğer skalerler, küçük veya sıfır VEV'li skalerler ve üçlü modeller ve bir custodial  $SU(2)$  global simetrisi (Chanowitz ve Golden 1985)  $\rho = 1$  ile uyumludur, fakat bu gibi skaler sektörler büyük ve kompleks olma eğilimindedir. SM oluşturmanın en basit uzantısı skaler dubletler ve singletler eklenmesidir. Bu değeri sağlayan seçimler oldukça karmaşık olduklarından, genelde  $I = 1/2, Y = \pm 1$  seçimi yapılır.

Yukarıda da bahsedildiği gibi, SM'in minimal Higgs sektörü, teorik bir bakış açısından  $\rho = 1$  değerini gerçekleştirmenin tek yolu değildir, ve izospinlerin, hiperyüklerin ve VEV'lerin kombinasyonları,  $\rho$  parametresi mevcut deneysel sınırlar içinde olduğu sürece, Higgs sektörünün gerçekleşmesinin sonsuz sayıda olasılığı vardır. Bu bağlamda, SM'nin skaler sektörünün en basit uzantısı, THDM'ye yol açan, sadece başka bir tane kompleks  $SU(2)_L$  dubletinin eklenmesidir.

$\rho$  parametresinin fiziksel değeri (Tanabashi ve ark. 2018a),

$$\rho = 1,00039 \pm 0,00019 \quad (4.14)$$

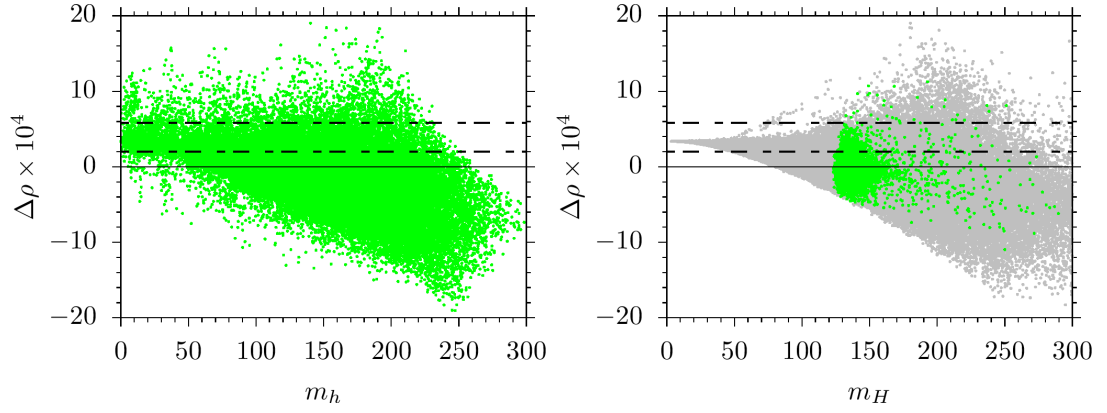
olarak verilmiştir. Bu durumda  $\rho$ 'ya toplam yeni fizik katkısı ile ilgili mevcut deneysel sınırlar,

$$0,00020 \leq \Delta\rho \leq 0,00058 \quad (4.15)$$

aralığında olmalıdır.

Şekil 4.4'de, hafif (sol) ve ağır (sağ) CP-çift Higgs bozonlarının kütleleri için  $\Delta\rho$  parametresi verilmiştir. Tüm noktalar elektrozayıf simetri kırılmasıyla tutarlıdır. Yeşil noktalar ise



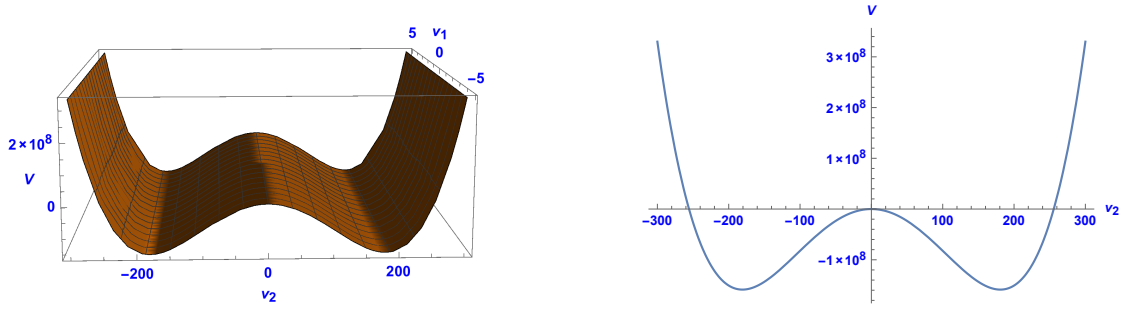


**Şekil 4.4.** Hafif (sol) ve ağır (sağ) CP-çift Higgs bozon kütleleri için  $\Delta\rho$  parametresi. Tüm noktalar elektrozayıf simetri kırılmasıyla tutarlıdır. Grafikteki tüm noktalar elektrozayıf simetri kırılmasıyla tutarlıdır. Yeşil noktalar ise eksenler doğrudan Higgs bozonlarının kütlelerini temsil ettiğinden Bölüm (4.1)'de tartışılan deneysel sınırları karşılar. Yatay kesikli çizgiler  $\Delta\rho$  parametresi için deneysel sınırları temsil etmektedir.

eksenler doğrudan Higgs bozonlarının kütlelerini temsil ettiğinden Bölüm (4.1)'de tartışılan deneysel sınırları karşılar. Yatay kesikli çizgiler  $\Delta\rho$  parametresi için deneysel sınırları temsil etmektedir. Sol düzlemde hafif CP-çift Higgs bozon kütlelerinin  $m_h \lesssim 250$  GeV olduğu çözümler  $\Delta\rho$  parametresinin deneysel sınırlarını karşılar. Öte yandan sağ düzlemde ise ağır CP-çift Higgs bozon kütleleri  $125 \lesssim m_H \lesssim 250$  GeV aralığındaki çözümler için  $\Delta\rho$  parametresinin sınırlarını karşılayabilir.

#### 4.4. Higgs Potansiyeli ve Kütleler

Daha önceki bölümde bahsedildiği gibi, SM ötesi modeller, SM'nin elektrozayıf ayar bozonları ile uyumlu olmalıdır. Bu bağlamda, SM'de ayar bozonlarının kütleleri SM tarafından öngörülen tek bir VEV'e ( $v_{SM}^2$ ) bağlı olarak bulunurken, THDM'de ayar bozonlarının kütleleri her iki VEV'in karelerinin toplamına ( $v_1^2 + v_2^2$ ) bağlı olarak gelir. Yani modelin deneylerle uyumlu olması için,  $v_{SM}^2 = v_1^2 + v_2^2$  şartı sağlanmalıdır. Çalışmada  $Z_2$  simetrisi altında sadece sıfır olmayan bir VEV ( $v_2$ ) olduğu durumu ele alındığından, bu şartın  $v_2 \simeq v_{SM}$  olması beklenir. Öncelikle kullanılan simetri şartı olan  $v_1 = 0$  ile ayarlanan çözümün kararlı bir minimum olup olmadığının kontrol edilmesi gereklidir.



**Şekil 4.5.** THDM’de Higgs potansiyeli ve elektrozayıf simetri kırılması.

Şekil 4.5’de, Higgs potansiyelinin  $\Phi_1$  ve  $\Phi_2$ ’nin VEV’leri ile nasıl geliştiği gösterilmektedir.  $Z_2$  simetrisinin bu çözümü için yukarıda bahsedilen sayısal veriler kullanılarak serbest parametreler bazı değerlere sabitlenmiştir ve bu sabitlenen serbest parametrelerin değerleri, kararlı minimum geliştiren  $v_1 = 0$  durumundaki çözümlere karşılık gelmektedir. Bu grafiklerden THDM Higgs potansiyelinin tek bir VEV ile global ve kararlı bir minimuma sahip olduğu görülmektedir. Ayrıca, potansiyel tam olarak elektrozayıf simetri kırıldığındaki SM’ninki gibi olduğu ve simetrisinin kırılmasına neden olan VEV’in ( $v_2 \sim 200$  GeV) yaklaşık olarak SM Higgs dubletinin VEV’inin mertebesine karşılık geldiği görülmektedir. Bu bağlamda, modelin tek bir VEV ( $v_2$ ) geliştirdiği çözüm göz önüne alındığında sayısal verilerle elde edilen grafiklerde de verildiği gibi, modelin sıfırdan farklı değere sahip VEV’i ile SM’nin VEV’i yaklaşık olarak eşittir ( $v_2 \simeq v_{SM}$ ).

Şekil 4.5’deki grafiklerde, THDM’deki Higgs potansiyelinin simetri kırılımı ağaç seviyesi mertebesinde hesaplanmıştır. Ayrıca elde edilen ağaç seviyesindeki Higgs potansiyelinin yanı sıra, bu çözümler ile potansiyele gelen ilmek katkılı çözümler karşılaştırılacaktır.  $Z_2$  simetrisi altında invaryant ağaç seviyesindeki Higgs potansiyeli, önceki bölümde (3.6) denkleminde verilmiştir ve bu potansiyel vakum durumunda aşağıdaki gibi gelir.

$$V_{\text{ağaç}} = -\frac{1}{2}\mu_1^2 v_1^2 - \frac{1}{2}\mu_2^2 v_2^2 + \frac{1}{4}\lambda_1 v_1^4 + \frac{1}{4}(\lambda_3 + \lambda_5)v_1^2 v_2^2 + \frac{1}{4}\lambda_2 v_2^4 \quad (4.16)$$

Potansiyele ilmeklerden gelen katkı ise aşağıdaki gibidir.

$$V_{\text{ilmek}} = \frac{1}{64\pi^2} \sum_{\alpha} n_{\alpha} m_{\alpha}^4(\varphi_i) \left[ \log \left[ \frac{m_{\alpha}^2(\varphi_i)}{\mu^2} \right] - \frac{3}{2} \right] \quad (4.17)$$

Burada  $n_\alpha$  aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$n_\alpha = (-1)^{2s_\alpha} Q_\alpha C_\alpha (2s_\alpha + 1)$$

$$Q_\alpha = \begin{cases} 1 & \text{yüksüz parçacık} \\ 2 & \text{yükü parçacık} \end{cases} \quad C_\alpha = \begin{cases} 1 & \text{renksiz parçacık} \\ 3 & \text{renkli parçacık} \end{cases} \quad (4.18)$$

$$S_\alpha \rightarrow \text{parçacık spini} \quad \mu \rightarrow \text{renormalizasyon skalası}$$

(3.6) denkleminde tanımlanan ağaç seviyesindeki potansiyelin 2. türevinden elde edilen kütle matrislerinin diagonalize edilmesi ile parçacıkların kütleleri bulunur.

$$m_{H^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left\{ -\mu_1^2 - \mu_2^2 + \lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2} \lambda_5 (v_1^2 + v_2^2) - \sqrt{\lambda_3^2 v_1^2 v_2^2 + \left[ \mu_1^2 - \mu_2^2 - \lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2} \lambda_5 (v_1^2 - v_2^2) \right]^2} \right\}$$

$$m_{G^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left\{ -\mu_1^2 - \mu_2^2 + \lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2} \lambda_5 (v_1^2 + v_2^2) + \sqrt{\lambda_3^2 v_1^2 v_2^2 + \left[ \mu_1^2 - \mu_2^2 - \lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2} \lambda_5 (v_1^2 - v_2^2) \right]^2} \right\}$$

$$m_A^2 = \frac{1}{2} \left\{ -\mu_1^2 - \mu_2^2 + \lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2} (\lambda_4 + \lambda_5) (v_1^2 + v_2^2) - \sqrt{(\lambda_3 - \lambda_4)^2 v_1^2 v_2^2 + \left[ \mu_1^2 - \mu_2^2 - \lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2} (\lambda_4 + \lambda_5) (v_1^2 - v_2^2) \right]^2} \right\}$$

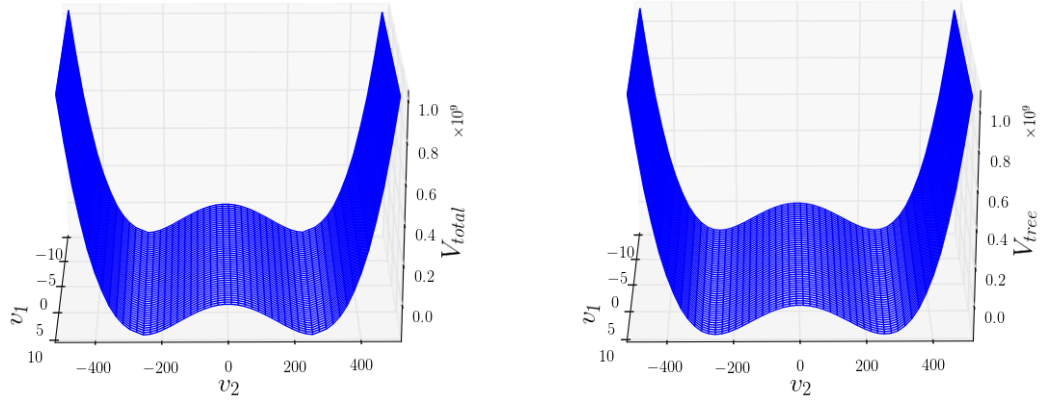
$$m_G^2 = \frac{1}{2} \left\{ -\mu_1^2 - \mu_2^2 + \lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2} (\lambda_4 + \lambda_5) (v_1^2 + v_2^2) + \sqrt{(\lambda_3 - \lambda_4)^2 v_1^2 v_2^2 + \left[ \mu_1^2 - \mu_2^2 - \lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2} (\lambda_4 + \lambda_5) (v_1^2 - v_2^2) \right]^2} \right\}$$

$$\begin{aligned}
m_h^2 &= \frac{1}{2} \left\{ -\mu_1^2 - \mu_2^2 + 3\lambda_1 v_1^2 + 3\lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_5)(v_1^2 + v_2^2) \right. \\
&\quad \left. - \sqrt{4(\lambda_3 + \lambda_5)^2 v_1^2 v_2^2 + \left[ \mu_1^2 - \mu_2^2 - 3\lambda_1 v_1^2 + 3\lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_5)(v_1^2 - v_2^2) \right]^2} \right\} \\
m_H^2 &= \frac{1}{2} \left\{ -\mu_1^2 - \mu_2^2 + 3\lambda_1 v_1^2 + 3\lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_5)(v_1^2 + v_2^2) \right. \\
&\quad \left. + \sqrt{4(\lambda_3 + \lambda_5)^2 v_1^2 v_2^2 + \left[ \mu_1^2 - \mu_2^2 - 3\lambda_1 v_1^2 + 3\lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_5)(v_1^2 - v_2^2) \right]^2} \right\} \\
&\hspace{15em} (4.19)
\end{aligned}$$

Ayrıca kinetik Lagranjiyenden elde edilen ayar bozonlarının ve THDM Tip-III için Yukawa Lagranjiyenden bulunan yukarı-tip ve aşağı-tip kuark ve leptonların kütleleri sırasıyla (3.19) ve (3.29) eşitliklerinde verilmiştir. Goldstone bozonlarını ise fiziksel olarak kütle-siz olması gerektiğinden  $m_{G^\pm}, m_G = 0$  olarak kabul ettik. Bu durumda ilmek potansiyeli aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\begin{aligned}
V_{ilmek} &= \frac{1}{64\pi^2} \left\{ 2m_{H^\pm}^4(v_1, v_2) \left[ \log \left[ \frac{m_{H^\pm}^2(v_1, v_2)}{\mu^2} \right] - \frac{3}{2} \right] \right. \\
&\quad + m_A^4(v_1, v_2) \left[ \log \left[ \frac{m_A^2(v_1, v_2)}{\mu^2} \right] - \frac{3}{2} \right] + m_h^4(v_1, v_2) \left[ \log \left[ \frac{m_h^2(v_1, v_2)}{\mu^2} \right] - \frac{3}{2} \right] \\
&\quad + m_H^4(v_1, v_2) \left[ \log \left[ \frac{m_H^2(v_1, v_2)}{\mu^2} \right] - \frac{3}{2} \right] + 6m_{W^\pm}^4(v_1, v_2) \left[ \log \left[ \frac{m_{W^\pm}^2(\varphi_i)}{\mu^2} \right] - \frac{3}{2} \right] \\
&\quad + 3m_Z^4(v_1, v_2) \left[ \log \left[ \frac{m_Z^2(v_1, v_2)}{\mu^2} \right] - \frac{3}{2} \right] - 12m_{q_u}^4(v_1, v_2) \left[ \log \left[ \frac{m_{q_u}^2(v_1, v_2)}{\mu^2} \right] - \frac{3}{2} \right] \\
&\quad \left. - 12m_{q_d}^4(v_1, v_2) \left[ \log \left[ \frac{m_{q_d}^2(v_1, v_2)}{\mu^2} \right] - \frac{3}{2} \right] - 4m_l^4(v_1, v_2) \left[ \log \left[ \frac{m_l^2(v_1, v_2)}{\mu^2} \right] - \frac{3}{2} \right] \right\} \\
&\hspace{15em} (4.20)
\end{aligned}$$

Ağaç seviyesindeki ve ilmeklerden gelen katkıyı içeren toplam potansiyel ise aşağıdaki gibidir.



**Şekil 4.6.** THDM’de ağaç seviyesinde (sağ) ve ağaç seviyesine ilaveten ilmek katkılı (sol) Higgs potansiyeli ve elektrozaıf simetri kırılması

$$V_{toplaml} = V_{ağaç} + V_{ilmek} \quad (4.21)$$

Elde edilen verilerden herhangi birini seçilerek alınan numerik değerler aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 0,63857 & \lambda_2 &= 0,14479 & \lambda_3 &= 0,07551 & \lambda_4 &= 0,32066 & \lambda_5 &= 0,00265 \\ \xi_u &= \xi_d = \xi_l = 0 & \eta_u &= 0,84955 & \eta_d &= 0,00540 & \eta_l &= 0,00136 \\ \mu_1^2 &= -3548,1 & \mu_2^2 &= 9473 & \mu &= 160 \\ g &= 0,66288 & g' &= 0,35573 \end{aligned}$$

(4.22)

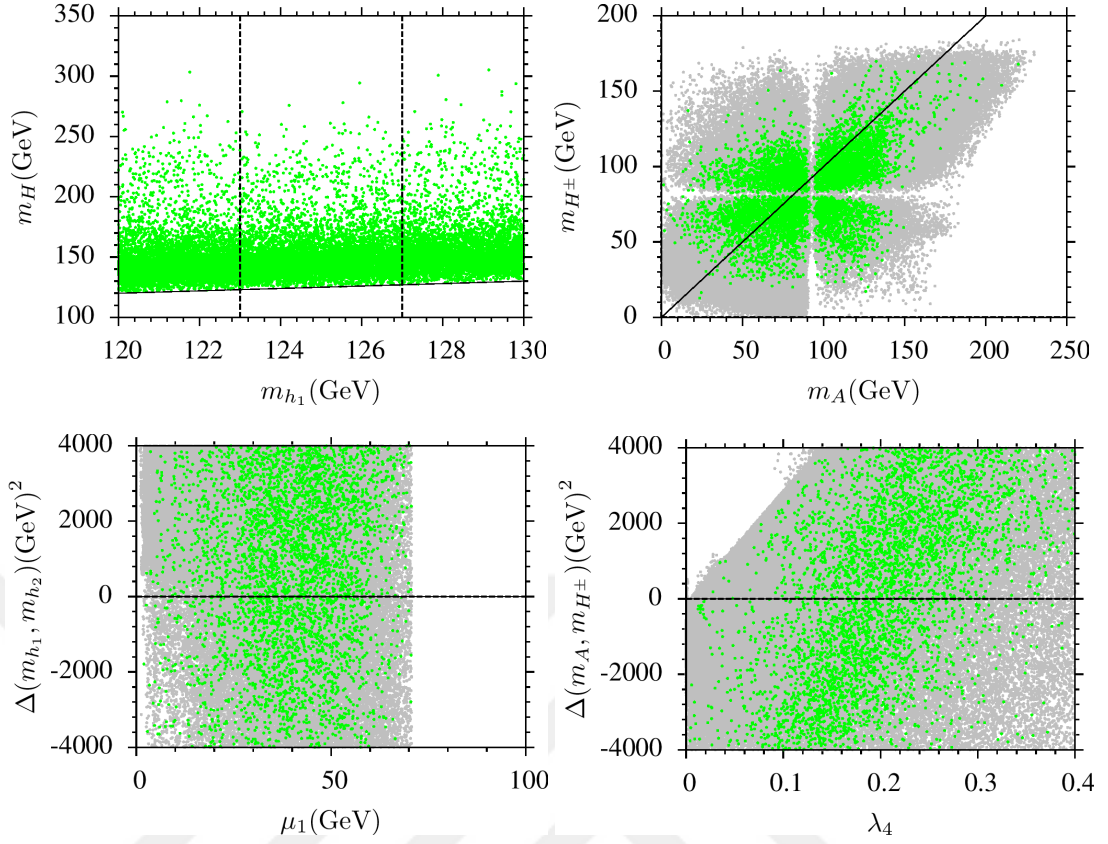
Bu aşamada yukarıda bahsedilen süreçten daha farklı bir yol izlenmiştir. Bu nümerik değerlere VEV dışındaki değişkenler sabitlenmiş, GFortran’da potansiyeller tanımlanıp  $v_1$  ve  $v_2$  değişkenlerine sırasıyla  $\pm 10$  ve  $\pm 500$  aralığında tarama yaparak veri elde edilmiş ve son olarak bu elde edilen veriler Python yardımıyla grafik haline dönüştürülmüştür. Ayrıca, GFortran’da veri oluşturma aşamasında bazı sebeplerden dolayı potansiyelin vakum geliştiremediği durumlar gözardı edilmiştir. Şekil 4.6’deki grafiklerden sağdaki yalnızca ağaç seviyesindeki Higgs potansiyeli ( $V_{ağaç}$ ) için minimum noktaları verirken, soldaki grafik ağaç seviyesine ilaveten ilmek seviyesindeki potansiyelin eklenmesiyle elde edilen toplam Higgs potansiyeline ( $V_{toplaml}$ ) aittir. Bu grafiklerde de görüleceği üzere, ilmek katkıları potansiyelin minimumunu yani kararlılığını etkilemeyecek kadar küçüktür. Ayrıca,

grafiklerde hem ağaç seviyesindeki potansiyelinin hem de ilmek katkılı potansiyelinin elektrozayıf simetri kırılımasına neden olan VEV'in ( $v_2$ ), SM Higgs dubletinin VEV'i mertebesinde olduğu görülmektedir.

Önceki bölümde de bahsedildiği gibi, modelin parçacık spektrumu 5 tane fiziksel Higgs bozonu içermektedir. Bölüm (3.2)'de elde edilen modelin Higgs kütlelerinin ağaç seviyesindeki kütleleri (3.16) denklemi ile verilmiştir.  $m_{h_1}$ ,  $m_{h_2}$  CP-çift Higgs bozonların,  $m_A$  CP-tek Higgs bozonun,  $m_{H^\pm}$  yüklü Higgs bozonun kütlelerini temsil ettiğini ve buna ek olarak kütlelerin  $\mu_1$  ve  $\lambda_i$ ,  $i = 2, 3, 4, 5$  kuplajlarına bağlı olduğunu biliyoruz. Bu terimler model kurulumumuzda serbest parametre olarak alındığından,  $h_1$  ya da  $h_2$ 'den hangisinin hafif CP-çift Higgs bozonun olacağına serbest parametrelerin değerlerine bağlı olarak karar verilir. Higgs bozonların ağaç seviyesindeki kütle değerlerinin verildiği (3.16) denkleminde,  $m_A^2 - m_{H^\pm}^2 = 0, 5\lambda_4 v_2^2$  olduğu görülmektedir.

Şekil 4.7,  $m_H - m_h$ ,  $m_{H^\pm} - m_A$ ,  $\Delta(m_{h_1}, m_{h_2}) - \mu_1$  ve  $\Delta(m_A, m_{H^\pm}) - \lambda_4$  düzlemlerindeki çizimlerdir. Tüm noktalar elektrozayıf simetri kırılmasıyla tutarlıdır. Yeşil noktalar ise eksenler doğrudan Higgs bozonların kütlelerini temsil ettiğinden, Higgs bozon kütle sınırlamasının uygulanmadığı  $m_H - m_h$  düzlemi haricinde, Bölüm (4.1)'de tartışılan deneysel sınırları karşılar. Dikey çizgiler  $123 \leq m_h \leq 127$  GeV arasındaki bölgeyi gösterir, ve çapraz çizgiler çizilen kütleler arasındaki dejenerasyonu gösterir.  $m_H - m_h$  ve  $m_{H^\pm} - m_A$  düzlemleri, kütle spektrumu  $m_{h,H,A,H^\pm} \lesssim 300$  GeV olan tüm Higgs bozon kütle öz durumlarını içerir.  $m_{H^\pm} - m_A$  düzlemi, çözümler hala yaklaşık 125 GeV kütleli SM-benzeri Higgs bozonunu verirken,  $A$  ve  $H^\pm$ 'nin birkaç GeV kadar hafif olabileceğini göstermektedir.

$\Delta(m_H, m_h) - \mu_1$  düzleminde çizdirilen grafik,  $\mu_1$ 'nin bir fonksiyonu olarak  $\Delta(m_{h_1}, m_{h_2}) \equiv m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2$  ile kütle farkını gösterir. Hangi CP-çift Higgs bozonunun kütlelerinin daha hafif olduğuna bu düzlem üzerinden karar verilebilir.  $\Delta(m_{h_1}, m_{h_2}) < 0$  olduğunda  $h_1$ ,  $\Delta(m_{h_1}, m_{h_2}) > 0$  olduğunda ise  $h_2$  hafif CP-çift Higgs bozonu karşılar.  $\Delta(m_{h_1}, m_{h_2}) = 0$  noktasındaki yatay çizgi,  $m_h = m_H$  durumuna karşılık gelen  $m_{h_1} = m_{h_2}$  çözümlerini gösterir, dolayısıyla bu bölge spektrumda 2 dejenere CP-çift Higgs bozonu olduğuna



**Şekil 4.7.**  $m_H - m_h$ ,  $m_{H^\pm} - m_A$ ,  $\Delta(m_{h_1}, m_{h_2}) - \mu_1$  ve  $\Delta(m_A, m_{H^\pm}) - \lambda_4$  düzlemlerindeki çizimler. Tüm noktalar elektrozayıf simetri kırılmasıyla tutarlıdır. Yeşil noktalar ise eksenler doğrudan Higgs bozonların kütlelerini temsil ettiğinden, Higgs bozon kütle sınırlamasının uygulanmadığı  $m_H - m_h$  düzlemi haricinde, Bölüm (4.1)'de tartışılan deneysel sınırları karşılar. Dikey çizgiler  $123 \leq m_h \leq 127$  GeV arasındaki bölgeyi gösterir ve çapraz çizgiler çizilen kütleler arasındaki dejenerasyonu gösterir.

işaret eder. Bununla birlikte, serbest bir parametre olan  $\mu_1$ , elektrozayıf simetri kırılmasıyla tutarlı olmak için yaklaşık 70 GeV'e kadar büyük olabilir.  $\Delta(m_A, m_{H^\pm}) - \lambda_4$  düzlemi de benzer şekilde,  $\lambda_4$ 'nın bir fonksiyonu olarak  $\Delta(m_A, m_{H^\pm}) \equiv m_{A^2} - m_{H^\pm}^2$  ile  $A$  ve  $H^\pm$  arasındaki kütle farkını temsil eder. Burada,  $\lambda_4$ 'de bir lineerlik beklense de, kütlelerden gelen ilmek düzeltmeleri bu noktaları dağıtır. Öte yandan  $\lambda_4$  ile bu iki bozon arasındaki kütle farkında artış görülebilir.

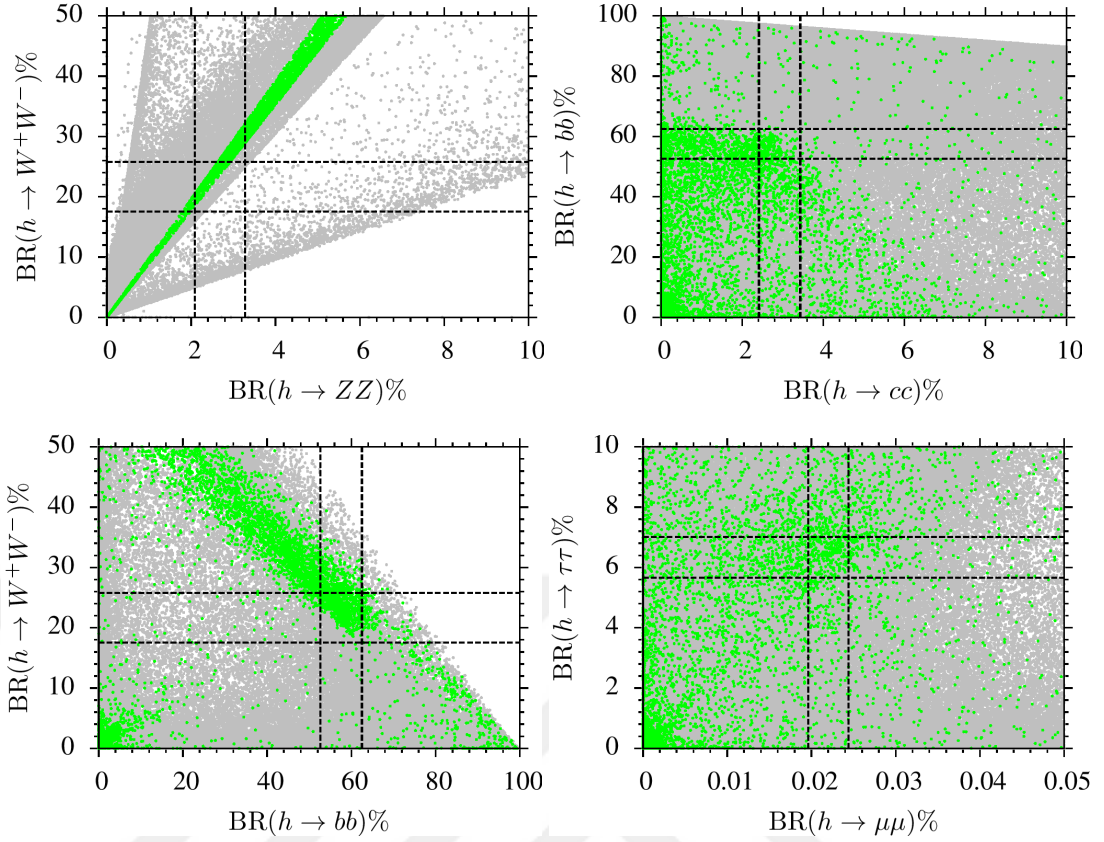
#### 4.5. SM ile Karşılaştırma

Bir önceki bölümde tartışıldığı gibi, spektrum yaklaşık 300 GeV kütle skalasının altındaki tüm Higgs bozonlarını içerir. Bununla beraber, hem  $h_1$  hem de  $h_2$  hafif CP-çift Higgs bozon olabilir ve SM-benzeri Higgs bozon olarak tanımlandığında,  $h_1$  ve  $h_2$ ,  $\Phi_1$  ve  $\Phi_2$ 'nin farklı süperpozisyonları olarak gerçekleştiğinden, SM-benzeri Higgs bozonun fermiyon ve ayar bozonlarıyla kuplaj yaptığında onların doğasını değiştirebilirler. Dahası, CP-tek ve yüklü Higgs bozonlar birkaç GeV kadar hafif olabilirken, hafif CP-çift Higgs bozon kütlesi yaklaşık 125 GeV'de korunabilir. Tümü dedekte edilebilir düzeyde olduklarından, bu ilginç sonuçlar analiz edilebilir ve daha güçlü bir şekilde sınırlandırılabilir. Bu bölümde, ilk olarak CP-çift Higgs bozonlar analiz ediliyor ve onların SM-benzeri Higgs bozon tarafından sergilenen özellikleri karşılayıp karşılamayacağı tartışılıyor. Daha sonra, bu tartışma diğer Higgs bozon kütle öz durumlarına da genişletilecektir.

Şekil 4.8,  $\text{BR}(h \rightarrow W + W^-) - \text{BR}(h \rightarrow ZZ)$ ,  $\text{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) - \text{BR}(h \rightarrow c\bar{c})$ ,  $\text{BR}(h \rightarrow W^+W^-) - \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$  ve  $\text{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\tau}) - \text{BR}(h \rightarrow \mu\bar{\mu})$  düzlemlerindeki çizimlerle hafif CP-çift Higgs bozonun ( $h$ ) bozunum modları için sonuçları göstermektedir. Renk kodlaması Şekil 4.7 ile aynıdır. Ayrıca, kesikli çizgiler, çizilen bozunum modları için SM tahminlerini (Andersen ve ark. 2013) işaret etmektedir. Şekil 4.8'in çizimlerinde,  $h$ 'nin, SM'nin Higgs bozonunun özelliklerini sergilediği varsayıldığı durumdaki sonuçlar analiz ediliyor. Bölüm (4.1)'de belirtilen Higgs bozon kütlesinin hesaplanmasındaki belirsizlikten dolayı, kütleler için SM tahminleri  $m_h = 123$  ve  $127$  GeV uygulanmıştır. Higgs bozunum modlarındaki en sıkı sınırlar  $h \rightarrow W^+W^-$  ve  $h \rightarrow b\bar{b}$  kanallarından gelir.  $\text{BR}(h \rightarrow W^+W^-) - \text{BR}(h \rightarrow ZZ)$  düzlemi, çözümlerin çoğunun  $h \rightarrow W^+W^-$  modu tarafından dışarılandığını gösterir. Bunun yanı sıra,  $h \rightarrow ZZ$  kanalı ile karşılıklı doğrusal bir ilişki ortaya çıkmaktadır,  $h \rightarrow ZZ$  modunda gözlenen bir fazlalık olmasına rağmen (Chatrchyan ve ark. 2014), bu fazlalık  $\text{BR}(h \rightarrow W^+W^-)$  için SM tahminlerinden sapmadan elde edilemez.

Benzer şekilde  $h \rightarrow b\bar{b}$  çözümlerin çoğunu dışarılamaktadır, buna karşın küçük bir bölgede SM tahminlerini hala karşılayabilir.  $\text{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) - \text{BR}(h \rightarrow c\bar{c})$  düzlemi de  $h \rightarrow c\bar{c}$  bozunum kanalıyla ters bir ilişki gösterir, buna karşın birkaç çözüm hala büyük  $\text{BR}(h \rightarrow$

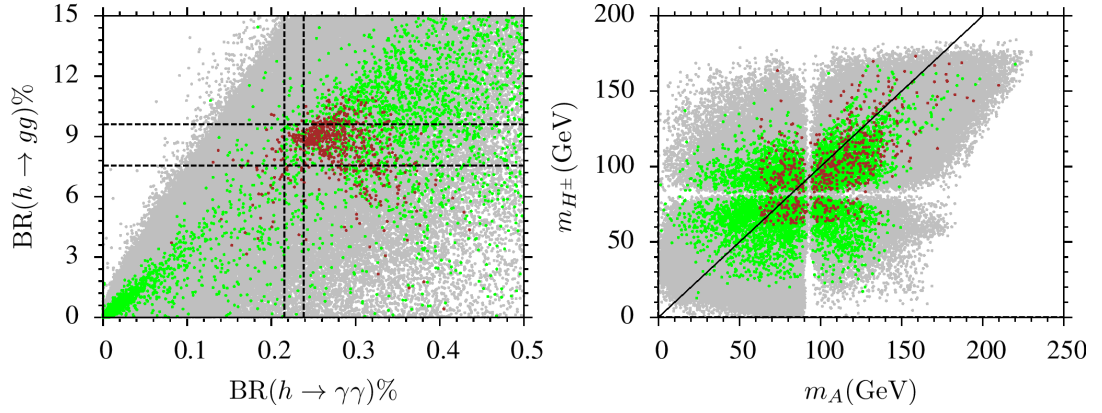




**Şekil 4.8.**  $BR(h \rightarrow W^+W^-) - BR(h \rightarrow ZZ)$ ,  $BR(h \rightarrow b\bar{b}) - BR(h \rightarrow c\bar{c})$ ,  $BR(h \rightarrow W^+W^-) - BR(h \rightarrow b\bar{b})$  ve  $BR(h \rightarrow \tau\bar{\tau}) - BR(h \rightarrow \mu\bar{\mu})$  düzlemlerindeki çizimlerle  $h$ 'nin bozunum modları için sonuçları. Renk kodlaması Şekil 4.7 ile aynıdır. Ayrıca kesikli çizgiler, çizilen bozunum modları için SM tahminlerini (Andersen ve ark. 2013) işaret etmektedir.

$c\bar{c}$ ) üretebilirken,  $BR(h \rightarrow b\bar{b})$  SM tahminlerinde kalır.  $BR(h \rightarrow W^+W^-) - BR(h \rightarrow b\bar{b})$  düzlemi en katı kanalları karşılaştırır ve sonuçlar her iki bozunum kanalına ait sınırlandırmaları birlikte sağladığını göstermektedir. Son olarak,  $BR(h \rightarrow \tau\bar{\tau}) - BR(h \rightarrow \mu\bar{\mu})$  düzlemindeki son durumlarında 2 leptonu olan kanallar için elde edilen sonuçlar verilmiştir. SM tahminleri çözümlerin çoğunu dışarlarsa da, bu kanallardaki belirsizlikler bozunum kanallarından gelen sınırların esnetilmesine sebep olabilir.

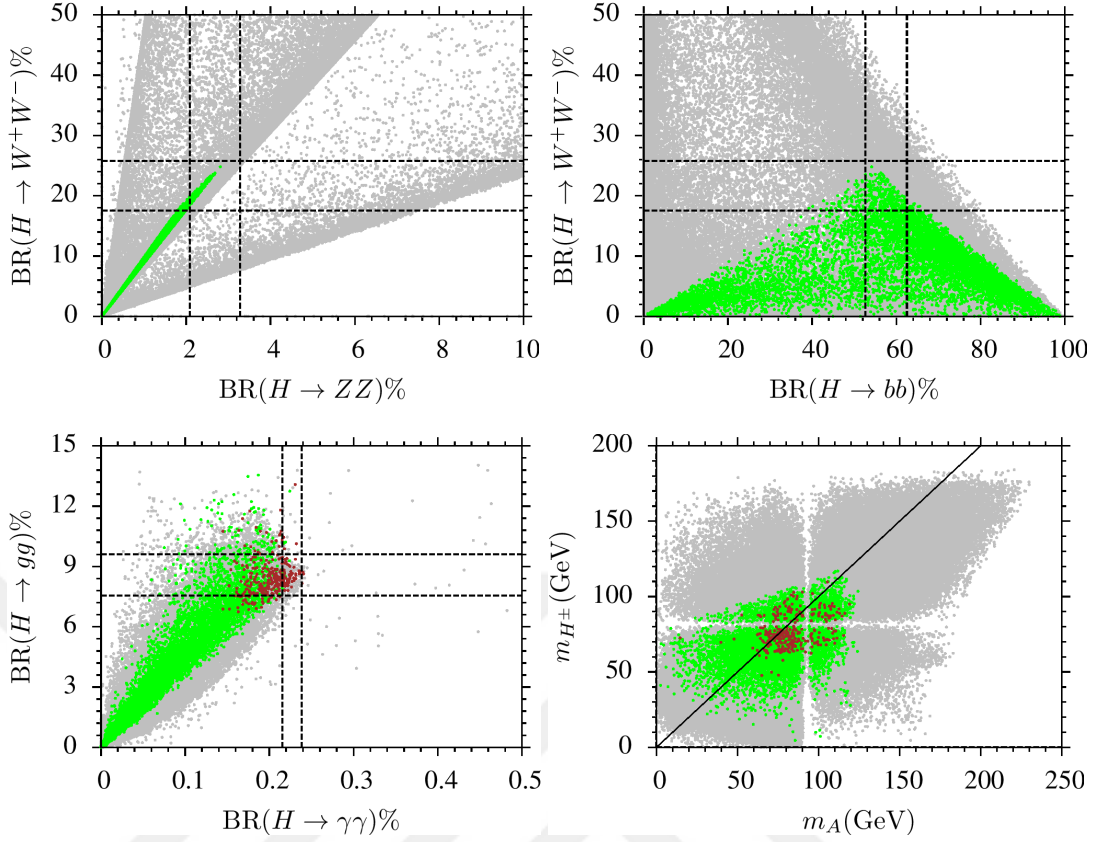
Şekil 4.9,  $BR(h \rightarrow gg) - BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$  ve  $m_{H^\pm} - m_A$  düzlemlerindeki çizimler ile ilmek tarafından indüklenen Higgs bozununun 1 gluon ve 1 fotona bozunumu ve yüklü ve CP-tek Higgs bozonların kütleleri için elde edilen sonuçları göstermektedir. Renk kodlaması, Şekil 4.8 ile aynıdır. İlâveten, kahverengi noktalar yeşilin bir alt kümesini oluşturur ve bunlar  $BR(h \rightarrow W^+W^-)$  ve  $BR(h \rightarrow b\bar{b})$  için SM tahminlerini karşılayan



**Şekil 4.9.**  $BR(h \rightarrow gg) - BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$  and  $m_{H^\pm} - m_A$  düzlemlerindeki çizimler. Renk kodlaması Şekil 4.8'deki ile aynıdır. Ayrıca, kahverengi noktalar yeşilin alt kümesini oluştururlar ve bunlar  $BR(h \rightarrow W^+W^-)$  ve  $BR(h \rightarrow b\bar{b})$  için SM tahminlerini karşılayan çözümleri temsil ederler.

çözümleri temsil eder.  $BR(h \rightarrow gg) - BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$ , yaklaşık 125 GeV kütleli Higgs bozonu için  $h \rightarrow \gamma\gamma$  kanalındaki fazlalığın (Collaboration 2013),  $h \rightarrow W^+W^-$ ,  $b\bar{b}$ ,  $gg$  gibi diğer bozunum modlarıyla tutarlı olarak gerçekleşebileceğini gösterir ve bu yatay kesikli çizgiler arasındaki kahverengi noktalar tarafından temsil edilmektedir.  $m_{H^\pm} - m_A$  düzleminde görüldüğü gibi, hafif yüklü ve CP-tek Higgs bozonları ( $m_{A,H^\pm} \lesssim 60$  GeV) olan çözümler, Higgs bozonunun  $W^+W^-$  ve  $b\bar{b}$ 'ye bozunumları tarafından dışarlanırlar.

$H$ 'nin ( $h$  yerine) SM-benzeri Higgs bozon özellikleri sergilediği durumlarda ağır CP-çift Higgs bozon ( $H$ ) için bozunum modları üzerinde de benzer bir analiz gerçekleştirilir. Sonuçlar, Şekil 4.10'de  $BR(H \rightarrow W^+W^-) - BR(H \rightarrow ZZ)$ ,  $BR(H \rightarrow W^+W^-) - BR(H \rightarrow b\bar{b})$ ,  $BR(H \rightarrow gg) - BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$  ve  $m_{H^\pm} - m_A$  düzlemlerindeki çizimler ile gösterilmektedir. Renk kodlaması, Şekil 4.8 ile aynıdır.  $W^+W^-$  ve  $ZZ$  bozunum modları arasındaki lineer ilişki  $H$  için de gerçekleştirilir, ancak bu kanalların dallanma oranları SM tahminlerini aşamaz.  $BR(H \rightarrow W^+W^-) - BR(H \rightarrow b\bar{b})$  düzlemi,  $W^+W^-$  ve  $b\bar{b}$  modlarının  $BR(H \rightarrow W^+W^-) \sim 20\%$ 'ye kadar birlikte arttığını gösterir. Bu değer üzerinde,  $BR(H \rightarrow b\bar{b})$  artmaya devam ederken,  $BR(H \rightarrow W^+W^-)$  azalmaktadır.  $h$  için sonuçların aksine,  $BR(H \rightarrow gg) - BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$  düzleminde görüldüğü gibi,  $H \rightarrow \gamma\gamma$ 'daki SM tahminlerinden sapmalar gerçekleştirilemez. Son olarak,  $m_{H^\pm} - m_A$  düzlemi, SM tahminleri  $H$ 'ye uygulandığı takdirde CP-tek ve yüklü Higgs bozonların çözümleri için hafif kütlelerin ( $m_A, m_{H^\pm} \lesssim 50$  GeV) dışarılandığını göstermektedir. Sonuç olarak,

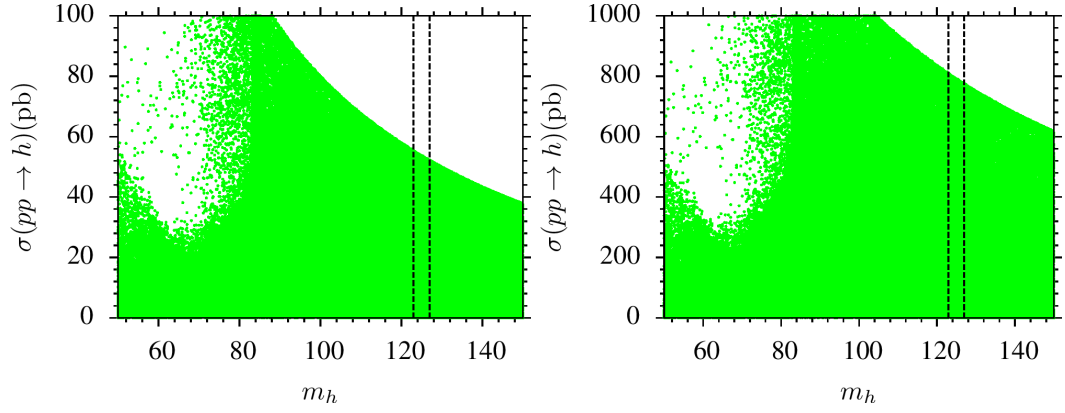


**Şekil 4.10.**  $BR(H \rightarrow W^+W^-) - BR(H \rightarrow ZZ)$ ,  $BR(H \rightarrow W^+W^-) - BR(H \rightarrow b\bar{b})$ ,  $BR(H \rightarrow gg) - BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$  ve  $m_{H^\pm} - m_A$  düzlemindeki çizimlerle  $H$ 'nin bozunum modları için sonuçlar. Ağır CP-çift Higgs bozonunun ( $H$ ) SM-benzeri olduğu varsayılması dışında renk kodlaması Şekil 4.8 ile aynıdır.

$A$  ve  $H^\pm$  üzerindeki dışarlama limiti,  $\tan\beta = 0$  olduğunda uygulanmazsa bile, onların kütle skalaları Higgs sektör için SM tahminleri tarafından alttan sınırlandırılabilir.

#### 4.6. LHC'de Higgs Bozon Üretimi

Önceki bölümde ele alınan sonuçlar bozunum kanallarına dayanmaktadır ve bazı ipuçları verebilmelerine rağmen, eğer olası bir sinyal sağlayabilirlerse, ilgili bozunma modları için dallanma oranlarının yanı sıra Higgs bozonları için üretim süreçleri kullanılması gerekmektedir. Şekil 4.11, 14 TeV (sol) ve 100 TeV (sağ) kütle merkezi (COM) enerjilerine sahip çarpıştırıcılardaki Higgs bozon için üretim tesir kesitlerini göstermektedir. Renk kodlaması Higgs bozonun olası tüm kütle skalaları için üretim oranları analizinin yeşil bölgeye uygulanmadığı Higgs kütle sınırı hariç Şekil 4.7 ile aynıdır. Mevcut deneyler 14

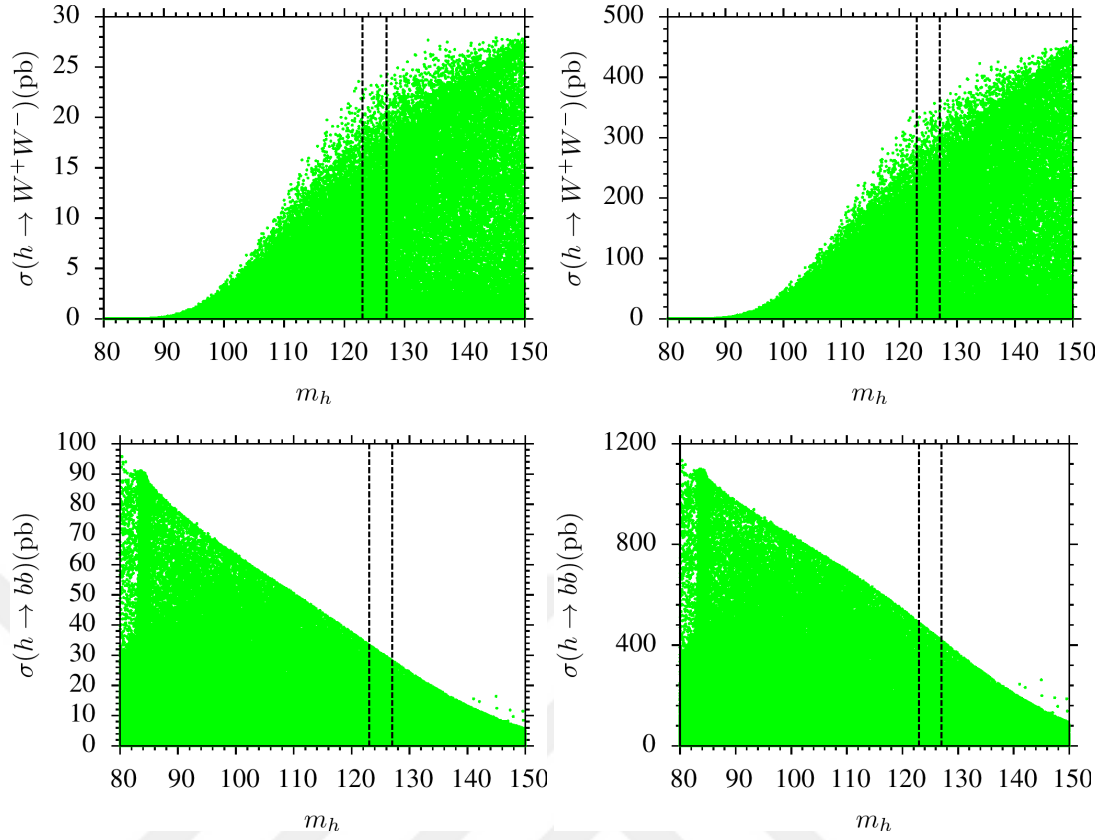


**Şekil 4.11.** 14 TeV (sol) ve 100 TeV (sağ) olan çarpıştırıcılardaki Higgs bozon için üretimi. Renk kodlaması, Higgs bozonun olası tüm kütle skalaları için üretim oranları analizinin yeşil bölgeye uygulanmadığı Higgs kütle sınırı hariç, Şekil 4.7 ile aynıdır.

TeV’de gerçekleştirilirken, gelecekte LHC deneylerinin 100 TeV COM enerjisine ulaşması planlanmaktadır. Higgs bozonu çoğunlukla gluon füzyon ile üretilirken, diğer muhtemel kanallar LHC’deki Higgs bozon üretim tesir kesitiyle kıyaslandığında yalnızca bazı düzeltmeler olarak dikkate alınabilir. Üretim tesir kesiti Higgs bozon için yaklaşık 100 pb iken (Djouadi 2008), Şekil 4.11’de sol çizimde gösterildiği gibi THDM için elde ettiğimiz yaklaşık 60 pb’dır. Bu sonuçlar olası bir sinyal sürecinin tesir kesitinde yaklaşık %40’lık bir azaltma sağlar ve dolayısıyla bu tür azaltma oranları dahilindeki SM tahminlerinden sapan ilgili bozunma modları için dallanma oranları hala izinlidir.

14 TeV COM enerjisi ile yapılan deneylerin aksine, erimi 100 TeV COM enerji olması planlanan Gelecek Dairesel Çarpıştırıcısı (FCC) deneylerinde yaklaşık 125 GeV kütleli Higgs üretiminin, SM Higgs bozonun üretim tesir kesitiyle örtüştüğü (Baglio ve ark. 2016) yaklaşık 800 pb olması beklenmektedir.  $Z_2$  simetrlili THDM çerçevesi Higgs bozonu için aşağı yukarı aynı tahmin oranını öngördüğünden, Higgs bozon için SM tahminleri oldukça benzer sonuçlar verir ve deneysel sonuçlar THDM içerisinde ele alınabilir.

Eğer  $H$ ’nin yaklaşık 125 GeV kütleli SM-benzeri Higgs bozonu olduğu varsayılırsa, o zaman  $h$  50 GeV kadar hafif olmalıdır. Bu gibi hafif skaler bozon, SM Higgs bozonun üretimiyle kıyaslandığında küçük üretim oranından dolayı mevcut deneylerdeki dedektasyondan kaçmasına rağmen, FCC, SM parçacıklarına bozunabilen bu gibi hafif skaler parçacık durumlarından kaynaklanan olası bir sinyal için efektif koşullar sağlayabilir.



**Şekil 4.12.** Higgs bozon kütlesi  $m_h$  ile karşılıklı bir ilişkideki 14 TeV (sol) ve FCC (sağ) için bozunum kanalları  $h \rightarrow W^+W^-$  (üst) ve  $h \rightarrow b\bar{b}$  (alt) için tesir kesiti. Renk kodlaması Şekil 4.11 ile aynıdır.

Tesir kesitleri dikkate alınarak ilgili bozunma modları, aşağıdaki verilen yaklaşıklıkla hesaplanabilir,

$$\sigma(h \rightarrow XX) \simeq \sigma(pp \rightarrow h) \times \text{BR}(h \rightarrow XX), \quad (4.23)$$

burada X olası SM parçacıklarını temsil etmektedir.

(4.23) denklemini kullanılarak Higgs bozonun bozunum modları dikkate alınır, Higgs bozonun kütlesi  $m_h$  ile karşılıklı bir ilişkideki 14 TeV (sol) ve FCC (sağ) için bozunum kanalları  $h \rightarrow W^+W^-$  (üst) ve  $h \rightarrow b\bar{b}$  (alt) için Şekil 4.12'de gösterilen sonuçlar elde edilir. Renk kodlaması, Şekil 4.11 ile aynıdır.  $h \rightarrow W^+W^-$  bozunumunun tesir kesiti Higgs bozonun kütlesi ile artarken,  $h \rightarrow b\bar{b}$  ise artan Higgs bozonun kütlesi ile azalır.  $W^+W^-$  bozunum modları için tesir kesiti, 14 TeV COM enerjisiyle yapılan deneyler

için en fazla  $\sigma(h \rightarrow W^+W^-) \sim 25$  pb'da bulunur. Dedekte edilebilecek kadar yüksek olduğu düşünölebilecek olsa da, SM'deki  $W^+W^-$  son durumlu diğer bozunumların tesir kesiti (SM Higgs bozonu olmadan  $\sim 65$  pb) Şekil 4.12'nin sol üstteki çiziminin iki katı kadar büyüktür. Benzer tartışma,  $m_h \sim 125$  GeV'li yaklaşık 40 pb olan  $h \rightarrow b\bar{b}$  için de izlenebilir.  $b\bar{b}$  son durumları ile biten diğer SM süreçleri daha yüksek tesir kesiti verir. Büyük tesir kesitli bu tür süreçler, sinyali yoğun ölçüde baskılayan yüksek bir arka plana neden olur. LHC, FCC'ye yükseltildiği zaman sinyal tesir kesitlerinin 10 – 15 kat daha yüksek seviyelere ulaşması beklenir, fakat bu aynı zamanda arkaplan işlemleri için de geçerli olacaktır.



## 5. SONUÇ

Bu çalışmada, Higgs çiftlerinden birinin VEV geliştirmedeği ( $v_1 = 0$  olarak seçilmiştir) durumlar üzerinde odaklanarak THDM incelenmiştir. Bu durumda, sıfır VEV'li Higgs alanları SM parçacıklarının fiziksel kütlelerine katkıda bulunamaz ve dolayısıyla SM parçacıklarıyla etkileşimleri, THDM'ler üzerinde normalden daha fazla serbestlik getirecektir. THDM'nin Tip-II modelinde, fermiyonlar farklı Higgs dubletleri ile etkileşerek kütle kazandıkları için VEV'lerden birinin sıfır olduğu duruma ait çözümler dikkate alınamaz. Diğer taraftan, fermiyonların her iki Higgs dubleti ile etkileşime girdiği Yukawa Lagranjyeni veren Tip-III modeli, Higgs çiftlerinden birinin VEV geliştirmedeği durumun tartışılması için daha elverişlidir. Ayrıca, Tip-I modeli de VEV'lerden birinin sıfıra ayarlandığında elde edilen Tip-III'ün alt modeli olarak tanımlanabilir.

SM ötesi modellerde skaler sektörü genişletirken en önemli faktörlerden biri olan  $\rho = 1$  şartının, iki Higgs dubletli modellerde kolaylıkla uygulanabildiği tartışıldı. Teorik öngörüler ile mevcut deneysel sınırların farkı olan  $\delta\rho$  parametresinin,  $m_h \lesssim 250$  GeV olduğu ve  $125 \lesssim m_H \lesssim 250$  GeV aralığındaki çözümleri karşıladığı görülmektedir.

Higgs potansiyelinin minimumunun kararlılığının hem ağaç seviyesinde hem de ilmek ilavesiyle Higgs dubletlerden biri sıfır olmayan VEV'e sahip olsa dahi korunabileceğini gösterildi. Ayrıca bu iki durumda da Higgs potansiyelinin elektrozayıf simetrisinin kırılmasına sebep olan VEV'in, SM Higgs dubletinin VEV'i mertebesinde olduğu bulunmuştur. Higgs dubletlerinin etkileşimlerindeki bu serbestlikler modelde avantaj olarak görülse de, bu durum SM tahminleri ile deneysel sonuçlar arasındaki uyumluluk ile çok sıkı sınırlandırmalar getirir.  $v_1 = 0$  olduğunda düşük skala spektrumunda tüm Higgs bozon kütlelerinin yaklaşık 300 GeV'den daha hafif olduğu bulunur. Bu tür hafif kütle skalaları dedekte edilebilir rejimdedir ve bu nedenle sonuçlar SM tahminleri ve deneysel koşullar ile daha da sınırlandırılarak analiz edilmiştir.

Özellikle de Higgs bozonunun bozunumlarındaki en katı sınırlar  $h \rightarrow W^+W^-$  ve  $h \rightarrow b\bar{b}$  bozunum kanallarından gelmektedir. Bu bozunumlarda, CP-çift Higgs bozonlarının

SM-benzeri Higgs bozona ait özellikleri karşılayıp karşılamayacağı incelenmiştir. Hafif CP-çift Higgs ( $h$ ) SM-benzeri Higgs bozonu olduğu varsayıldığında,  $h \rightarrow W^+W^-$  ve  $h \rightarrow b\bar{b}$  bozunum kanalları çözümlerin çoğunu dışarlarken, SM tahminleriyle örtüşen küçük bir bölgeyi ele almanın mümkün olduğu görülmektedir. Higgs bozunumundan kaynaklanan sınırlamaları  $W^+W^-$  ve  $b\bar{b}$  uygulayarak,  $h \rightarrow \gamma\gamma$  bozunum kanalındaki bir sapmayı fark edebilmenin mümkün olduğu vurgulanmıştır. Buna ek olarak, ağır CP-çift Higgs bozonu( $H$ )'nun yaklaşık 125 GeV kütleli SM-benzeri Higgs bozonu olduğu varsayıldığında ise, çözümler hala SM tahminleriyle tutarlı olarak gerçekleştirilebilir. Ayrıca  $H \rightarrow \gamma\gamma$ 'daki sapmayı gözlemlerken, THDM'de bu kanalın etkileri en fazla SM tahminleri oranlarında kalmaktadır.

Higgs sektöründeki önemli kısıtlamalardan biri de  $b \rightarrow s\gamma$  kanalı ile tanımlanabilen, çeşni değiştiren nadir  $B$ -mezon bozunumlarından gelmektedir. Bu gibi bozunum süreçlerinin SM tahmini, deneysel sonuçlarla oldukça uyumludur ve bu nedenle yeni parçacıklardan gelen küçük bir katkı bile, deneysel doğrulamayı bozabilir. THDM'deki özellikle yüklü Higgs bozonu, bu tür süreçlere önemli ölçüde katkıda bulunabilir, bu nedenle Higgs sektörü üzerinde güçlü bir sınırlama getirmektedir. Bu kısıtlamayı yerine getirmek için Higgs bozonları yaklaşık 200 GeV'den daha ağır olmalıdır. Spektrumdaki hafif Higgs bozonlarına ( $m_{H^\pm} \lesssim 200$  GeV) rağmen, analizler yine de  $BR(b \rightarrow s\gamma)$  ölçümleriyle tutarlı olabilir. Bu kısıtlama analizlerde uygulandığında, negatif sonuçlar muon  $g-2$  sonuçlarında tanımlanabilir. Muon  $g-2$ 'de deney ve SM arasındaki uyumsuzluk, yeni parçacıkların katkılarıyla çözülebilir ve çözümler bu yeni parçacıkların oldukça hafif olması gerektiğini göstermektedir. Higgs bozonlarının kütle skalaları muon  $g-2$  tarafından tercih edilmesine rağmen, bu tür Higgs bozonları tutarlı  $BR(b \rightarrow s\gamma)$  vermek için SM'dekinden daha fazla SM fermiyonları ile etkileşemezler. Sonuçlarda ise tutarlı  $B$ -mezon bozunumları ile muon  $g-2$  probleminin çözümünün aynı anda sağlamanın mümkün olmadığı görülmektedir. Bu nedenle, deneysel ölçümlerin kuvvetli ve hassas olduğu  $BR(b \rightarrow s\gamma)$  sürecinden gelen koşul uygulanıp, muon  $g-2$  için yalnızca SM tahminlerini kötüleştirmeyen çözümler ele alınmıştır.



## KAYNAKLAR

- Aad, G. 2012.** Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716: 1–29.
- Aguilar-Saavedra, J. A., Benbrik, R., Heinemeyer, S. Pérez-Victoria, M. 2013.** Handbook of vectorlike quarks: Mixing and single production. *Phys. Rev.*, D88(9): 094010–094046.
- Amhis, Y. 2012.** Averages of B-Hadron, C-Hadron, and tau-lepton properties as of early 2012. SLAC-R-1002, FERMILAB-PUB-12-871-PPD, USA.
- Andersen, J. R. 2013.** Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties. CERN-2013-004, FERMILAB-CONF-13-667-T, USA.
- Angelescu, A., Djouadi, A. Moreau, G. 2016.** Scenarii for interpretations of the LHC diphoton excess: two Higgs doublets and vector-like quarks and leptons. *Phys. Lett.*, B756: 126–132.
- Badziak, M. 2016.** Interpreting the 750 GeV diphoton excess in minimal extensions of Two-Higgs-Doublet models. *Phys. Lett.*, B759: 464–470.
- Baer, H. Tata, X. 2006.** Weak scale supersymmetry: From superfields to scattering events. Cambridge University Press, New York, USA, 537 pp.
- Baglio, J., Djouadi, A. Quevillon, J. 2016.** Prospects for Higgs physics at energies up to 100 TeV. *Rept. Prog. Phys.*, 79(11): 116201–116262.
- Bennett, G. W. 2006.** Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL. *Phys. Rev.*, D73: 072003–072100.
- Bezrukov, F., Kalmykov, M. Yu., Kniehl, B. A. Shaposhnikov, M. 2012.** Higgs Boson Mass and New Physics. *JHEP*, 10: 140–175.
- Biswas, A. Lahiri, A. 2016.** Alignment, reverse alignment, and wrong sign Yukawa couplings in two Higgs doublet models. *Phys. Rev.*, D93(11): 115017–115038.
- Branco, G. C., Ferreira, P. M., Lavoura, L., Rebelo, M. N., Sher, M. Silva, J. P. 2012.** Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys. Rept.*, 516: 1–102.
- Buttazzo, D., Degrandi, G., Giardino, P. P., Giudice, G. F., Sala, F., Salvio, A. Strumia, A. 2013.** Investigating the near-criticality of the Higgs boson. *JHEP*, 12: 089–132.
- Cabibbo, N. 1963.** Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 10: 531–533.
- Carena, M., Low, I., Shah, N. R. Wagner, C. E. M. 2014.** Impersonating the Standard Model Higgs Boson: Alignment without Decoupling. *JHEP*, 04: 015–057.

- Chakraborty, I. Kundu, A. 2015.** Scalar potential of two-Higgs doublet models. *Phys. Rev.*, D92(9): 095023–095044.
- Chanowitz, M. S. Golden, M. 1985.** Higgs Boson Triplets With  $M(W) = M(Z) \cos \theta_w$ . *Phys. Lett.*, 165B: 105–108.
- Chatrchyan, S. 2012.** Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, B716: 30–61.
- Chatrchyan, S. 2014.** Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state. *Phys. Rev.*, D89(9): 092007–092080.
- Collaboration, C. 2013.** Updated measurements of the Higgs boson at 125 GeV in the two photon decay channel. CMS-PAS-HIG-13-001, CERN, Geneva .
- Davier, M., Hoecker, A., Malaescu, B. Zhang, Z. 2011.** Reevaluation of the Hadronic Contributions to the Muon  $g-2$  and to  $\alpha(M_Z)$ . *Eur. Phys. J.*, C71: 1515–1528.
- Degrassi, G., Di Vita, S., Elias-Miro, J., Espinosa, J. R., Giudice, G. F., Isidori, G. Strumia, A. 2012.** Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO. *JHEP*, 08: 098–133.
- De Wit, B. Smith, J. 1986.** Field Theory in Particle Physics. North-Holland, Amsterdam, Netherlands, 490 pp.
- Djouadi, A. 2008.** The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model. *Phys. Rept.*, 459: 1–241.
- Ellis, S. A. R., Godbole, R. M., Gopalakrishna, S. Wells, J. D. 2014.** Survey of vector-like fermion extensions of the Standard Model and their phenomenological implications. *JHEP*, 09: 130–176.
- Englert, F. Brout, R. 1964.** Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13: 321–323.
- Gell-Mann, M. 1956.** The interpretation of the new particles as displaced charge multiplets. *Nuovo Cim.*, 4(S2): 848–866.
- Gell-Mann, M. 1961.** The Eightfold Way: A Theory of strong interaction symmetry. California Institute of Technology Report CTSL-20, USA.
- Gildener, E. 1976.** Gauge Symmetry Hierarchies. *Phys. Rev.*, D14: 1667–1690.
- Glashow, S. L. 1961.** Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22: 579–588.
- Glashow, S. L., Iliopoulos, J. Maiani, L. 1970.** Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry. *Phys. Rev.*, D2: 1285–1292.
- Gogoladze, I., Shafi, Q. Un, C. S. 2012.** Higgs Boson Mass from  $t$ - $b$ - $\tau$  Yukawa Unification. *JHEP*, 08: 028–046.

- Goldstone, J. 1961.** Field Theories with Superconductor Solutions. *Nuovo Cim.*, 19: 154–164.
- Griffiths, D. 2008.** Introduction to elementary particles. Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 454 pp.
- Griffiths, D. 2015.** Temel Parçacıklara Giriş. Editör: ÖNENGÜT, G., Çevirenler: Jale Y. Süngü ve Zerrin Kırca ve Berrin B. A. Şirvanlı and Nilgün Demir, Nobel Yayınevi, s. 225-262.
- Group, T. E. W. 2009.** Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark. FERMILAB-TM-2427-E, TEVEWWG-TOP-2009-03, CDF-NOTE-9717, D0-NOTE-5899, USA.
- Gunion, J. F., Haber, H. E., Kane, G. L. Dawson, S. 2000.** The Higgs Hunter's Guide. *Front. Phys.*, 80: 1–404.
- Guralnik, G. S., Hagen, C. R. Kibble, T. W. B. 1964.** Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13: 585–587.
- Hessenberger, S. Hollik, W. 2017.** Two-loop corrections to the  $\rho$  parameter in Two-Higgs-Doublet Models. *Eur. Phys. J.*, C77(3): 178–217.
- Higgs, P. W. 1964.** Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13: 508–509.
- Ivanov, I. P. Silva, J. P. 2015.** Tree-level metastability bounds for the most general two Higgs doublet model. *Phys. Rev.*, D92(5): 055017–055028.
- Langacker, P. 1981.** Grand Unified Theories and Proton Decay. *Phys. Rept.*, 72: 185–660.
- Leveille, J. P. 1978.** The Second Order Weak Correction to  $(G-2)$  of the Muon in Arbitrary Gauge Models. *Nucl. Phys.*, B137: 63–76.
- Liu, J. Wolfenstein, L. 1987.** Spontaneous CP Violation in the SU(2)-L x U(1)-Y Model with Two Higgs Doublets. *Nucl. Phys.*, B289: 1–33.
- Mahmoudi, F. Stal, O. 2010.** Flavor constraints on the two-Higgs-doublet model with general Yukawa couplings. *Phys. Rev.*, D81: 035016–035039.
- Martin, S. P. 1997.** A Supersymmetry primer. *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 18: 1–98.
- McMahon, D. 2009.** Quantum field theory demystified: A self-teaching guide. McGraw-Hill, New York, USA, 299 pp.
- Misiak, M. 2007.** Estimate of  $\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow X_s \gamma)$  at  $O(\alpha_s^2)$ . *Phys. Rev. Lett.*, 98: 022002–022006.
- Nishijima, K. 1955.** Charge Independence Theory of V Particles. *Prog. Theor. Phys.*, 13(3): 285–304.

Noether, E. 1918. Invariant Variation Problems. *Gott. Nachr.*, 1918: 235–257.

Olive, K., Agashe, K., Amsler, C., Antonelli, M., Arguin, J.-F., Asner, D., Baer, H., Band, H., Barnett, R., Basaglia, T., Bauer, C., Beatty, J., Belousov, V., Beringer, J., Bernardi, G., Bethke, S., Bichsel, H., Biebel, O., Blucher, E., Blusk, S., Brooijmans, G., Buchmueller, O., Burkert, V., Bychkov, M., Cahn, R., Carena, M., Ceccucci, A., Cerri, A., Chakraborty, D., Chen, M.-C., Chivukula, R., Copic, K., Cowan, G., Dahl, O., Ambrosio, G. D., Damour, T., de Florian, D., de Gouvea, A., DeGrand, T., de Jong, P., Dissertori, G., Dobrescu, B., Doser, M., Drees, M., Dreiner, H., Edwards, D., Eidelman, S., Erler, J., Ezhela, V., Fetscher, W., Fields, B., Foster, B., Freitas, A., Gaiser, T., Gallagher, H., Garren, L., Gerber, H.-J., Gerbier, G., Gershon, T., Gherghetta, T., Golwala, S., Goodman, M., Grab, C., Gritsan, A., Grojean, C., Groom, D., Grunewald, M., Gurtu, A., Gutsche, T., Haber, H., Hagiwara, K., Hanhart, C., Hashimoto, S., Hayato, Y., Hayes, K., Heffner, M., Heltsley, B., Hernandez-Rey, J., Hikasa, K., Hocker, A., Holder, J., Holtkamp, A., Huston, J., Jackson, J., Johnson, K., Junk, T., Kado, M., Karlen, D., Katz, U., Klempt, S. K. E., Kowalewski, R., Krauss, F., Kreps, M., Krusche, B., Kuyanov, Y., Kwon, Y., Lahav, O., Laiho, J., Langacker, P., Liddle, A., Ligeti, Z., Lin, C.-J., Liss, T., Littenberg, L., Lugovsky, K., Lugovsky, S., Maltoni, F., Mannel, T., Manohar, A., Marciano, W., Martin, A., Masoni, A., Matthews, J., Milstead, D., Molaro, P., Monig, K., Moortgat, F., Mortonson, M., Murayama, H., Nakamura, K., Narain, M., Nason, P., Navas, S., Neubert, M., Nevski, P., Nir, Y., Pape, L., Parsons, J., Patrignani, C., Peacock, J., Pennington, M., Petcov, S., Piepke, A., Pomarol, A., Quadt, A., Raby, S., Rademacker, J., Raffelt, G., Ratcliff, B., Richardson, P., Ringwald, A., Roesler, S., Rolli, S., Romaniouk, A., Rosenberg, L., Rosner, J., Rybka, G., Sachrajda, C., Sakai, Y., Salam, G., Sarkar, S., Sauli, F., Schneider, O., Scholberg, K., Scott, D., Sharma, V., Sharpe, S., Silari, M., Sjostrand, T., Skands, P., Smith, J., Smoot, G., Spanier, S., Spieler, H., Spiering, C., Stahl, A., Stanev, T., Stone, S., Sumiyoshi, T., Syphers, M., Takahashi, F., Tanabashi, M., Terning, J., Tiator, L., Titov, M., Tkachenko, N., Tornqvist, N., Tovey, D., Valencia, G., Venanzoni, G., Vincter, M., Vogel, P., Vogt, A., Wakely, S., Walkowiak, W., Walter, C., Ward, D., Weiglein, G., Weinberg, D., Weinberg, E., White, M., Wiencke, L., Wohl, C., Wolfenstein, L., Womersley, J., Woody, C., Workman, R., Yamamoto, A., Yao, W.-M., Zeller, G., Zenin, O., Zhang, J., Zhu, R.-Y., Zimmermann, F. Zyla, P. 2014. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38: 090001–091677.

Peskin, M. E. Schroeder, D. V. 1995. An Introduction to quantum field theory. Addison-Wesley, Reading, USA, 842 pp.

Porod, W. 2003. SPheno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at e+ e- colliders. *Comput. Phys. Commun.*, 153: 275–315.

Rizzo, T. G. 1988.  $b \rightarrow s\gamma$  in the Two Higgs Doublet Model. *Phys. Rev.*, D38: 820–836.

Ross, D. A. Veltman, M. J. G. 1975. Neutral Currents in Neutrino Experiments. *Nucl. Phys.*, B95: 135–147.

Salam, A. 1968. Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf. Proc.*, C680519: 367–377.

Schael, S. 2006. Precision electroweak measurements on the  $Z$  resonance. *Phys. Rept.*, 427: 257–454.

Staub, F. 2014. SARAH 4 : A tool for (not only SUSY) model builders. *Comput. Phys. Commun.*, 185: 1773–1790.

't Hooft, G. 1971. Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields. *Nucl. Phys.*, B35: 167–188.

't Hooft, G. 1971. Renormalization of Massless Yang-Mills Fields. *Nucl. Phys.*, B33: 173–199.

Tanabashi, M. 2018. Review of Particle Physics. *Phys. Rev.*, D98(3): 030001–031899.

Tanabashi, M., Hagiwara, K., Hikasa, K., Nakamura, K., Sumino, Y., Takahashi, F., Tanaka, J., Agashe, K., Aielli, G., AMSLER, C., Antonelli, M., Asner, D. M., Baer, H., Banerjee, S., Barnett, R. M., Basaglia, T., Bauer, C. W., Beatty, J. J., Belousov, V. I., Beringer, J., Bethke, S., Bettini, A., Bichsel, H., Biebel, O., Black, K. M., Blucher, E., Buchmüller, O., Burkert, V., Bychkov, M. A., Cahn, R. N., Carena, M., Ceccucci, A., Cerri, A., Chakraborty, D., Chen, M.-C., Chivukula, R. S., Cowan, G., Dahl, O., D'Ambrosio, G., Damour, T., de Florian, D., de Gouvêa, A., DeGrand, T., de Jong, P., Dissertori, G., Dobrescu, B. A., D'Onofrio, M., Doser, M., Drees, M., Dreiner, H. K., Dwyer, D. A., Eerola, P., Eidelman, S., Ellis, J., Ertler, J., Ezhela, V. V., Fetscher, W., Fields, B. D., Firestone, R., Foster, B., Freitas, A., Gallagher, H., Garren, L., Gerber, H.-J., Gerbier, G., Gershon, T., Gershtein, Y., Gherghetta, T., Godizov, A. A., Goodman, M., Grab, C., Gritsan, A. V., Grojean, C., Groom, D. E., Grünewald, M., Gurtu, A., Gutsche, T., Haber, H. E., Hanhart, C., Hashimoto, S., Hayato, Y., Hayes, K. G., Hebecker, A., Heinemeyer, S., Heltsley, B., Hernández-Rey, J. J., Hisano, J., Höcker, A., Holder, J., Holthamp, A., Hyodo, T., Irwin, K. D., Johnson, K. F., Kado, M., Karliner, M., Katz, U. F., Klein, S. R., Klempt, E., Kowalewski, R. V., Krauss, F., Kreps, M., Krusche, B., Kuyanov, Y. V., Kwon, Y., Lahav, O., Laiho, J., Lesgourgues, J., Liddle, A., Ligeti, Z., Lin, C.-J., Lippmann, C., Liss, T. M., Littenberg, L., Lugovsky, K. S., Lugovsky, S. B., Lusiani, A., Makida, Y., Maltoni, F., Mannel, T., Manohar, A. V., Marciano, W. J., Martin, A. D., Masoni, A., Matthews, J., Meißner, U.-G., Milstead, D., Mitchell, R. E., Mönig, K., Molaro, P., Moortgat, F., Moskvic, M., Murayama, H., Narain, M., Nason, P., Navas, S., Neubert, M., Nevski, P., Nir, Y., Olive, K. A., Pagan Griso, S., Parsons, J., Patrignani, C., Peacock, J. A., Pennington, M., Petcov, S. T., Petrov, V. A., Pianori, E., Piepke, A., Pomarol, A., Quadt, A., Rademacker, J., Raffelt, G., Ratcliff, B. N., Richardson, P., Ringwald, A., Roesler, S., Rolli, S., Romaniouk, A., Rosenberg, L. J., Rosner, J. L., Rybka, G., Ryutin, R. A., Sachrajda, C. T., Sakai, Y., Salam, G. P., Sarkar, S., Sauli, F., Schneider, O., Scholberg, K., Schwartz, A. J., Scott, D., Sharma, V., Sharpe, S. R., Shutt, T., Silari, M., Sjöstrand, T., Skands, P., Skwarnicki, T., Smith, J. G., Smoot, G. F., Spanier, S., Spieler, H., Spiering, C., Stahl, A., Stone, S. L., Sumiyoshi, T., Syphers, M. J., Terashi, K., Terning, J., Thoma, U., Thorne, R. S., Tiator, L., Titov, M., Tkachenko, N. P., Törnqvist, N. A., Tovey, D. R., Valencia, G., Van de Water, R., Varelas, N., Venanzoni, G., Verde, L., Vincter, M. G., Vogel, P., Vogt, A., Wakely, S. P., Walkowiak, W., Walter, C. W., Wands, D., Ward, D. R., Wascko, M. O., Weiglein, G., Weinberg,

**D. H., Weinberg, E. J., White, M., Wiencke, L. R., Willocq, S., Wohl, C. G., Womersley, J., Woody, C. L., Workman, R. L., Yao, W.-M., Zeller, G. P., Zenin, O. V., Zhu, R.-Y., Zhu, S.-L., Zimmermann, F., Zyla, P. A., Anderson, J., Fuller, L., Lugovsky, V. S. Schaffner, P. 2018.** Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 98: 030001–031899.

**Velhinho, J., Santos, R. Barroso, A. 1994.** Tree level vacuum stability in two Higgs doublet models. *Phys. Lett.*, B322: 213–218.

**Weinberg, S. 1967.** A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19: 1264–1266.

**Yang, C.-N. Mills, R. L. 1954.** Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance. *Phys. Rev.*, 96: 191–195.

**Zweig, G. 1964.** An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1, Tech. Rep. CERN-TH-401, CERN, Geneva.



## EKLER

### Ek 1: Elektrozayıf Lagranjiyende Kinetik Terim

Kırılmamış Lagranjiyen içerisinde kütle terimi bulunamaz ancak deneysel sonuçlar zayıf etkileşimlerin ayar bozonlarının kütleli olduğunu göstermiştir. Bu problemin çözümü için elektromanyetik ve zayıf etkileşimlerde Higgs mekanizması ile simetrinin kendiliğinden kırılması sağlanarak ayar bozonlarına kütle kazandırılır. Lagranjiyende simetrinin kırılması sonucu ayar bozonlarının kütle kazanmasını sağlayan yapı kinetik terimdir. Ayrıca kinetik terim, Higgs alanı ve ayar alanlarının etkileşiminden de sorumludur. Bu sebeple bu bölümde elektrozayıf simetrinin Higgs mekanizması ile kırılması incelenecektir.

Higgs skaler alanı ile  $SU(2)_L$  ve  $U(1)_Y$  simetrilerinin ayar alanları  $W_\mu^i$  ve  $B_\mu$  alanlarının etkileştiği kovaryant ve kontravaryant türevin kompleks eşleniği sırasıyla,

$$\begin{aligned}\mathcal{D}_\mu\Phi &= \partial_\mu\Phi + i\frac{g}{2}\vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu\Phi + i\frac{g'}{2}B_\mu\Phi \\ (\mathcal{D}^\mu\Phi)^\dagger &= \partial^\mu\Phi^\dagger - i\frac{g}{2}(\vec{\sigma} \cdot \vec{W}^\mu)^\dagger\Phi^\dagger - i\frac{g'}{2}B^\mu\Phi^\dagger\end{aligned}\tag{1}$$

şeklinde tanımlanır. Buradaki  $\sigma/2 = \tau$  terimini Pauli matrisi olarak tanımladığımızı daha önce göstermiştik ve  $\vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu$  terimi,

$$\begin{aligned}\vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu &= \sigma_1 W_\mu^1 + \sigma_2 W_\mu^2 + \sigma_3 W_\mu^3 \\ &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} W_\mu^1 + \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} W_\mu^2 + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} W_\mu^3 \\ &= \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2}W_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & -W_\mu^3 \end{pmatrix}\end{aligned}\tag{2}$$

olarak açılır. Burada gözlemlenebilir olmayan  $W_\mu^{1,2}$  ayar alanlarının karışımı olan gözlemlenebilir yüklü ayar bozonları,

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (3)$$

şeklinde tanımlanmıştır ve türevler,

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_\mu \Phi &= \partial_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + i\frac{g}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2}W_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + i\frac{g'}{2}B_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu h(x) \end{pmatrix} + i\frac{g}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{2}W_\mu^+ \left( \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \right) \\ -W_\mu^3 \left( \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \right) \end{pmatrix} + i\frac{g'}{2}B_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\ (\mathcal{D}^\mu \Phi)^\dagger &= \left( 0 \quad \frac{1}{\sqrt{2}}\partial^\mu h(x) \right) - i\frac{g}{2} \left( \sqrt{2}W^{\mu-} \left( \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \right) \quad W^{\mu 3} \left( \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \right) \right) \\ &\quad - i\frac{g'}{2}B^\mu \left( 0 \quad \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

olarak düzenlenir haline dönüşür. Bu durumda skaler alan için kütle alanlarını ve etkileşme terimlerini içeren kinetik terim,

$$\begin{aligned} (\mathcal{D}^\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \Phi) &= \frac{1}{2}\partial^\mu h(x)\partial_\mu h(x) + \frac{g^2 v^2}{4}W^{\mu-}W_\mu^+ + \frac{g^2 v^2}{8}W^{\mu 3}W_\mu^3 - \frac{gg'v^2}{8}W^{\mu 3}B_\mu \\ &\quad - \frac{gg'v^2}{8}B^\mu W_\mu^3 + \frac{g'^2 v^2}{8}B^\mu B_\mu + \text{etkileşim terimleri} \end{aligned} \quad (5)$$

olarak elde edilir. Bu eşitlikte fiziksel ayar bozonları  $W^\pm$  için kütle teriminin,

$$m_{W_\mu^\pm} = \frac{g^2 v^2}{4} \quad (6)$$

olduğu görülmektedir. Diğer  $W_\mu^3$  ve  $B_\mu$  alanları ise karışım halinde olduklarından fiziksel alanlar değildir yani bu alanlar gözlemlenemez. Bu karışım halindeki alanların diyagonalize edilmesi sonucu elde edilen özdeğerler fiziksel alanları verecektir. (5) denkleminde



verilen  $W_\mu^3$  ve  $B_\mu$  alanlarına ait ifadeleri matris formunda aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\frac{1}{8}v^2 \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{\mu 3} \\ B^\mu \end{pmatrix} \quad (7)$$

Diyagonalize etmek için karışım halindeki alanlar fiziksel skaler alanlar cinsinden,

$$\begin{pmatrix} W^{\mu 3} \\ B^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \end{pmatrix} \quad (8)$$

olarak seçilir ve (7) ifadesinde yerleştirilirse,

$$\begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & b \end{pmatrix} \quad (9)$$

eşitliği elde edilir ve bu eşitliği sağlayacak  $\sin \theta$  ve  $\cos \theta$  değerleri,

$$\cos \theta = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (10)$$

olarak bulunur. Buradaki  $\theta$  foton ve  $Z$  bozonu alanlarını karıştıran deneysel olarak ölçülebilmüş zayıf karışım açısı ya da Weinberg açısı olarak adlandırılır ve genelde  $\theta_W$  şeklinde gösterilir. Bu ifadeler sonucunda (9) eşitliği,

$$\begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & g^2 + g'^2 \end{pmatrix} \quad (11)$$

şeklinde dönüşür. Bu terim (7) ifadesine yerleştirilirse alanlar gözlenebilir yüksüz ayar bozonları cinsinden,

$$\frac{1}{8}v^2 \begin{pmatrix} A_\mu & Z_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & g^2 + g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{8}v^2(g^2 + g'^2)Z_\mu Z^\mu + 0 \cdot \frac{1}{8}v^2 A_\mu A^\mu \quad (12)$$

olarak gelir ve böylece  $Z^0$  bozonu ve foton için kütle değerleri,

$$m_{Z_\mu}^2 = \frac{1}{8}v^2(g^2 + g'^2), \quad m_{A_\mu}^2 = 0 \quad (13)$$

olarak elde edilir.



## ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Büşra NİŞ  
Doğum Yeri ve Tarihi : Bursa – 24.10.1991  
Yabancı Dili : İngilizce

### Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Bursa İpekçilik Anadolu İmam Hatip Lisesi 2005-2009  
Lisans : Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik  
Bölümü 2010-2015

İletişim : busranis@gmail.com

### Yayımları

**Niş B., Çiçi A., Ün C.S., Kırcı Z. 2017.** Light Higgs bosons and muon  $g-2$  in THDM. AIP Conference Proceedings, 1815: 130007

**Niş B., Çiçi A., Ün C.S., Kırcı Z. 2016.** THDM’de Higgs Bozonunun İki Foton ve Dört Leptona Bozunumları ve Müon  $g-2$ . 4. İzmir Genç Fizikçiler Kongresi, 12-14 Ekim 2016, Ege Üniversitesi, İzmir.

**Niş B., Çiçi A., Ün C.S., Kırcı Z. 2016.** Muon  $g-2$  and Rare B Decays in THDM poster sunumu. 5. Adım Fizik Günleri, 21-23 Nisan 2016, Osmangazi Üniversitesi, Eskişehir.