HAFİF HİGGS BOZONLARININ İKİ MÜONA BOZUNMASI YOLUYLA CERN'DEKİ ÇARPIŞTIRICILARDA İNCELENMESİ

Ali ÇİÇİ



T.C.
BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

HAFİF HİGGS BOZONLARININ İKİ MÜONA BOZUNMASI YOLUYLA CERN'DEKİ ÇARPIŞTIRICILARDA İNCELENMESİ

Ali ÇİÇİ
0000-0001-5217-9290

Doç. Dr. Cem Salih ÜN
(Danışman)

DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA−2023

Her Hakkı Saklıdır.

ÖZET

Doktora Tezi

HAFİF HİGGS BOZONLARININ İKİ MÜONA BOZUNMASI YOLUYLA CERN'DEKİ ÇARPIŞTIRICILARDA İNCELENMESİ

Ali ÇİÇİ

Bursa Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Cem Salih ÜN

İki Higgs Dubletli Model'in özel bir tipi olan Lepton-Spesifik İki Higgs Dubletli Model, hafif Higgs bozonları verebildiği için tezin teorik temellerinin üzerine kurulduğu model olarak ele alındı. ATLAS ve CMS çalışma grupları, müon çifti invaryant kütlesinin yaklaşık 28 GeV olduğu bölgede Standart Model'in öngörülerinde sapma olduğunu yayımladığı yeni analizlerde gösterdi. Lepton-Spesifik İki Higgs Dubletli Model yaklaşık 28 GeV kütleye sahip, önerdiği yük-parite tek Higgs ile gözlemlenen bu sapmayı açıklamaya aday olabilir. Modelin kütle spektrumu tarandıktan sonra hafif Higgs bozonları elde edildi. Yük-parite tek Higgs A'nın ($A \to \mu^{\pm}\mu^{\pm}$) bozunum kanalı aracılığı ile 28 GeV müon çiftinde ($m_{\mu\mu} \sim 28$ GeV) gözlemlenen bu sapmayı açıklayabilme ihtimali olduğu görüldü. Tezde yapılan analizin sonucunda $\sigma(pp \to bbA \to bb\mu^{\pm}\mu^{\pm})$ olaylarında, $\tan\beta \sim 12$ ve $m_A \sim 28$ GeV için 8 TeV kütle merkezi enerjisinde $1,5\sigma$, 13 TeV kütle merkezi enerjisinde 2σ kadarlık Standart Model öngörülerinden sapma olduğu ve $\tan\beta$ arttıkça sapmanın değerinin azaldığı gösterildi. Son olarak, yapılan analizin CMS dedektöründe bırakacağı sinyal özellikleri incelendi. Sinyali baskılayabilecek, üst kuark çifti üretimi ve b jetleriyle birlikte lepton çifti üretimi ard alanları seçilerek CMS raporundaki sınırlandırlamaların sinyal ve ard alan üzerindeki etkisi incelendi. Yük-parite tek Higgs'in kütlesi yaklaşık 28 GeV olduğunda tezde yapılan analizde müon çifti sinyalinin CMS raporunda yapılan analizle benzer özelliklere sahip olduğu ve CMS'nin yayımladığı raporda Standart Model'in öngörülerinden gözlemlenen bu sapmanın Lepton-Spesifik İki Higgs Dubletli Model'in önerdiği yük-parite tek Higgs A tarafından sağlanabileceği gösterildi. Tez boyunca düşük $\tan\beta \sim 12$ bölgesi incelenirken, büyük $\tan\beta$ bölgesi için güncel dedektör hassasiyetin ve kütle merkezi enerjisinin yeterli olmadığı sonucuna ulaşıldı.

Anahtar kelimeler: CERN, Dedektör, Hafif Higgs, Kütle, Lepton, Olay, Simülasyon, THDM

2023, ix + 74 Sayfa

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

STUDY OF LIGHT HIGGS BOSONS THROUGH DI-MUON DECAY MODES IN CERN COLLIDERS

Ali ÇİÇİ

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

Supervisor: Doç. Dr. Cem Salih ÜN

The Lepton-Specific Two-Higgs Doublet Model, which is a special type of the Two-Higgs Doublet Models, was considered as the model on which the theoretical basis of the thesis were built, since it can yield light Higgs bosons. The ATLAS and CMS collaborations have reported in their new published analyses that the experimental results deviate from the SM predictions in the region where the muon pair invariant mass is about 28 GeV. The Lepton-Specific Two-Higgs Doublet Model can be a candidate to explain this deviation observed with its proposed charge-parity odd Higgs with a mass about 28 GeV. After the mass spectrum of the model was calculated, light Higgs bosons were obtained. It was seen that charge-parity odd Higgs "A" could explain this deviation observed in 28 GeV muon pairs ($m_{\mu\mu} \sim 28$ GeV) via the charge-parity odd Higgs A muon pair decay channel ($A \rightarrow \mu^{\pm}\mu^{\pm}$). As a result of the analysis of $\sigma(pp \rightarrow bbA \rightarrow bb\mu^{\pm}\mu^{\pm})$ events made in the thesis, it was shown that there was a deviation from the Standard Model predictions of $1,5\sigma$ at 8 TeV center of mass energy and 2σ at 13 TeV center of mass energy for $\tan\beta \sim 12$ and $m_A \sim 28$ GeV, and the value of the deviation decreases when $\tan\beta$ increases. Finally, the signal characteristics that the analysis will leave on the CMS detector were considered. The effect of the limitations in the CMS report on the signal and the background was considered by selecting the top quark pair production and lepton pair production as backgrounds with b jets that could suppress the signal. When the mass of the charge-parity odd Higgs is about 28 GeV, the analysis performed in the thesis showed that the muon pair signal has similar properties to the analysis made in the CMS report and that deviation from the predictions of the Standard Model can be obtained by the charge-parity odd Higgs A suggested by Lepton-Specific Two Higgs Doublet Model. While considering the low $\tan\beta \sim 12$ region throughout the thesis, it was concluded that the current detector sensitivity and center of mass energy are not sufficient for the large $\tan\beta$ region.

Key words: CERN, Detector, Event, Higgs, Mass, Lepton, Light, Simulation, THDM
2023, ix + 74 Page

TEŞEKKÜR

Derinden müteşekkir olduğum birçok kişinin desteğinin ve bağlılığının sonucu bu doktora tezidir. Her şeyden önce, bu çalışmanın analizi ve hazırlanma sürecinde onlardan aldığım muazzam yardım ve çok değerli tavsiyeler için danışmanım **Doç. Dr. Cem Salih ÜN** ve **Dr. Öğr. Üyesi Zerrin Kırca**'ya teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında gösterdikleri yardımlardan dolayı başta **Zafer ALTIN**, **Büşra Niş**, **Ahmed Mohamed Elfatih SAAD** olmak üzere arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Eğitimim boyunca verdikleri destek için annem Emine Çiçi'ye, babam Nail Çiçi'ye ve kardeşim Yasemin Çiçi'ye teşekkür ederim.

Ayrıca zorlu tez yazım sürecinde desteğini hiçbir zaman benden esirgemeyen eşim İlknur Çiçi'ye teşekkür ederim.

Son olarak tez yazımında beni sürekli olarak motive eden dostum Emre Yaşar'a teşekkür ederim.

Ali ÇİÇİ

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET i
ABSTRACT ii
TEŞEKKÜR iii
İÇİNDEKİLER iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ v
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ vi
ŞEKİLLER DİZİNİ vii
ÇİZELGELER DİZİNİ ix
1. GİRİŞ 1
2. KURAMSAL TEMELLER 3
2.1. Standart Model 3
2.1.1. Elektrozayıf Teori 3
2.1.2. Higgs Mekanizması 9
3. MATERYAL ve YÖNTEM 15
3.1. Giriş 15
3.2. İki Higgs Dubletli Model (THDM) 18
3.2.1. THDM'nin Skaler Potansiyeli 19
3.2.2. THDM'nin Kinetik Lagranjiyeni 30
3.2.3. THDM'nin Yukawa Lagranjiyeni ve THDM Tipleri 33
4. BULGULAR ve TARTIŞMA 39
4.1. Giriş 39
4.2. Parametre Uzayının Taranması ve Deneysel Sınırlandırmalar 40
4.3. Higgs Kütle Spektrumu 42
4.4. CP-tek Higgs Bozonu ve b-jetleri ile Birlikte Üretimi 48
4.5. Olay Üretimi ve Dedektör Simülasyonu 54
5. SONUÇ 64
KAYNAKLAR 66
ÖZGEÇMİŞ 75

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
V_{ij}	Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrisler elemanları
γ^{μ}	Dirac gamma matrisleri
U	Dönüşüm matrisi
Q	Elektriksel yük
Ψ	Fermiyon alanı
Y_i	Hiperyük
D_{μ}	Kovaryant türev
∂_{μ}	Kısmi türev
m	Kütle
M_{ij}	Kütle matrisi
$\mathcal{L}$	Lagranjiyen yoğunluğu
SU	Özel üniter matrisler
$\vec{\tau}$	Pauli spin matrisleri
Φ	Skaler alan
$< \Phi >$	Skaler alan vakum beklenen değeri
$V(\Phi)$	Skaler potansiyel
v_{SM}	Standart Model vakum beklenen değeri
$\vec{W}$	SU(2) Ayar alanları
T_i	Tadpole denklemleri
Λ_{UV}	Ultraviyole kesilim skalası
$\tan\beta_H$	Vakum beklenen değerler oranı
θ_W	Weinberg açısı
CP	Yük parite
h_2	Yük parite çift ağır Higgs
h_1	Yük parite çift hafif Higgs
A	Yük parite tek Higgs
$h^{\pm}$	Yüklü Higgs
I_3	Zayıf izospin üçüncü bileşeni

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Kısaltmalar	**Açıklama**
BR	Branching Ratio (Dallanma Oranı)
CP	Charge Parity (Yük Parite)
CMS	Compact Muon Solenoid (Sıkı Müon Solenoid)
FCNC	Flavour Changing Neutral Current (Çeşni Değiştiren Nötral Akımlar)
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi)
LEP	Large Electron-Positron Collider (Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı
LHC	Large Hadron Collider (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)
LFU	Lepton Flavor Universality (Lepton Çeşni Evrenselliği)
THDM-LS	Lepton Spesific Two Higgs Doublet Model (Lepton Spesifik İki Higgs Dubletli Model)
SM	Standart Model

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 4.1. $m_A - m_{h_1}$, $m_A - m_{h_2}$, $\tan\beta - m_3^2$ ve $m_{h_1} - \tan\beta$ düzlemlerinde çizdirilmiş Higgs bozonlarına ait kütle değerleri ve temel parametreler. Yeşil noktalar Higgs bozonlarına ait kütleler ve nadir $B-$mezon bozunumları ile ilgili deneysel sınırlandırmaları sağlayan çözümleri temsil etmektedir. Alt taraftaki grafiklerde mavi noktalar, yeşil noktalar ile temsil edilen çözümlerin alt kümesi olup ek olarak $26 \leq m_A \leq 30$ GeV şartını sağlayan çözümleri temsil etmektedir. Yatay çizgi, Higgs bozonu kütlesinin 28 GeV olduğu bölgeyi göstermektedir. $m_A - m_{h_1}$ düzleminde ilk dikey çizgi $m_{h_1} = 28$ GeV bölgesini gösterirken, son iki dikey çizgi sırasıyla $m_{h_1} = 123$ GeV ve $m_{h_1} = 127$ GeV arasındaki çözümleri göstermek için kullanıldı. 42

Şekil 4.2. $\mathrm{BR}(B_s \to \mu^+\mu^-) - m_A$, $\mathrm{BR}(B_s \to \mu^+\mu^-) - \tan\beta$, $\mathrm{BR}(B_s \to X_s\gamma) - m_{H^\pm}$ ve $\mathrm{BR}(B_s \to X_s\gamma) - \tan\beta$ düzlemlerinde çizdirilmiş grafiklerde nadir $B-$mezon bozunumları üzerinde kütle ve parametrelerin etkisi gösterilmiştir. Renklerin temsil ettikleri ve sağladıkları şartlar Şekil 4.1'de verilenler ile aynıdır. Yukarıdaki grafiklerde $B-$mezon bozunumlarından gelen şartlar yeşil noktalara uygulanmadı. Bu bozunmalar için izin verilen aralıklar yatay kesikli çizgilerin arasında kalan bölgede gösterilmiştir. . 44

Şekil 4.3. $h_1 \to bb$ (sol) ve $h_1 \to \tau\tau$ (sağ) bozunum kanalları aracılığı ile CP-çift Higgs bozonu üzerindeki LEP sınırlandırması gösterilmektedir. Düz ve kesikli eğriler, sırasıyla 95% ve 68% güvenirlik seviyelerinde (CL'ler) LEP verilerinden gelen dışarlama eğrilerini temsil eder (Abbiendi, 2003). Çözümleri temsil eden tüm noktalar, elektrozayıf simetri kırılması ve fermiyon kütleleri ile uyumludur. Yeşil noktalar, Higgs bozon kütlelerinden ve nadir $B-$meson bozunumlarından gelen sınırlandırmalara uymaktadır. Kırmızı noktalar, yeşil noktaların alt kümesi olup LEP sınırlandırmalarına da uyan çözümleri temsil etmektedir. $h_1 \to bb$ üzerindeki sınırlandırma sol, $h_1 \to \tau\tau$ üzerindeki sınırlandırma da sağ taraftaki grafikte uygulanmadı. Mavi noktalar, kırmızı noktalar ile temsil edilen çözümlerin bir alt kümesi olup $26 \leq m_A \leq 30$ GeV şartına uyan çözümleri temsil etmektedir. Dikey kesikli çizgiler, $m_{h_1} = 28$ GeV olan çözümleri temsil eder ve $\xi = g_{hZZ}/g_{hZZ}^{\mathrm{SM}}$, SM değerine normalize edilmiş Higgs ile Z bozonları arasındaki çiftlenimi temsil etmektedir. 45

Şekil 4.4. $\Gamma_{Z\to ll}$ bozumlarında LFU'dan sapmaları gösteren grafikler, burada $l = \mu, \tau$ olarak alındı. Grafiklerin renk kodlaması 4.3 ile aynıdır. Sağ üst ve alt panellerdeki yatay çizgiler, $\delta_{\tau\tau}$ için LFU üzerindeki deneysel sınırları temsil eder. 46

Şekil 4.5. m_A (üst) ve $\tan\beta$ (alt) ile ilişkili olarak 8 TeV kütle merkezi enerjisinde $pp \to bbA \to bb\mu\mu$ (sol) ve $pp \to bbA \to bb\tau\tau$ (sağ) olaylarının tesir kesiti değerleri gösterilmiştir. Üstteki panelde Şekil 4.3'de verilen ile aynı renk kodlaması kullanılmıştır. Bu panellerde kullanılan düşey kesikli çizgiler $m_A = 28$ GeV şartını sağlayan çözümleri göstermektedir. Sağ üst düzlemdeki siyah eğri, Kaynakça (Sirunyan ve diğerleri, 2017) analizlerinden elde edilen deneysel sınırı temsil etmektedir. Bu sınır, alt düzlemlerde yeşil noktalar ile temsil edilen çözümlere izin vermektedir. Ek olarak, mavi noktalar yeşil noktaların bir alt kümesi olup bunlar $26 \leq m_A \leq 30$ GeV şartını sağlayan çözümleri temsil etmektedir. 49

Şekil 4.6. $\sigma(pp \to bbA) \times \mathrm{BR}(A \to \mu\mu) - m_A$ düzlemlerinde, 19,7 fb^{-1} lüminosite ile 8 TeV kütle merkezi enerjisinde (sol) ve 35,9 fb^{-1} ile 13 TeV kütle merkezi enerjisinde (sağ) tesir kesitleri ile ilgili grafikler verilmiştir. Renk kodlaması, Şekil 4.5'de verilen alt panellerdeki renk kodlaması ile aynıdır. Siyah eğriler, sinyal olayları için gözlemlenen tesir kesitlerini temsil eder (Sirunyan ve diğerleri, 2018c). Mavi yatay çizgiler, sırasıyla sol panelde 1σ'dan 4σ'ya ve sağ panelde 1σ'dan 2σ'ya standart sapmaları aşağıdan yukarıya temsil etmektedir. 50

Şekil 4.7. z-ekseni proton demetlerinin çarpıştığı eksen x ve y eksenleri ise çarpışmanın gerçekleştiği eksene dik eksenleri, θ kutupsal açıyı, ϕ ise azimut açısını temsil etmektedir (Aad ve diğerleri, 2010). 55

Şekil 4.8. Grafiklerde ışınlılık ve tesir kesiti değerleri kullanılarak sinyal için düşey eksende normalize olay sayıları elde edildi. Yatay eksenlerde ise, sırasıyla sol üstte enine momentumu en büyük olan müonların enine momentumu, sağ üstte $P_T^{\mu_2}$, sol altta b-jet'lerin enine momentumu, sol altta ise müon çifti invaryant kütlesi verilmiştir. Mavi kesikli çizgi S1 yani sinyal olaylarını temsil etmektedir. 60

Şekil 4.9. Grafiklerde ışınlılık ve tesir kesiti değerleri kullanılarak hem sinyal hem de ard alan için düşey eksende normalize olay sayıları elde edildi. Yatay eksenlerde ise, sırasıyla sol üstte enine momentumu en büyük olan müonların enine momentumu, sağ üstte 2. enine momentumu büyük olan müonların enine momentumu, sol altta b-jet'lerin enine momentumu, sol altta ise müon çifti invaryant kütlesi verilmiştir. Mavi kesikli çizgi S1'e ait olay sayısını, yeşil bölge B1 ard alanını, sarı bölge ise B2 ard alanını temsil etmektedir. 62

Şekil 4.10. Grafiklerde ışınlılık ve tesir kesiti değerleri kullanılarak hem sinyal hem de ard alan için düşey eksende normalize olay sayıları elde edildi. Yatay eksenlerde ise, sırasıyla sol üstte enine momentumu en büyük olan müonların enine momentumu, sağ üstte 2. enine momentumu büyük olan müonların enine momentumu, sol altta b-jet'lerin enine momentumu, sol altta ise müon çifti invaryant kütlesi verilmiştir. Kırmızı bölge B1 ve B2 ard alanının toplamı ile S1'in olay sayısının eklenmesiyle elde edilmiştir. Turuncu bölge B1 ve B2 ard alanlarının toplamını, mavi kesikli çizgi S1 olay sayısını temsil etmektedir. 63

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Çizelge 4.1. Bulgularımızı örnekleyen referans noktaları. Tüm noktalar denklem 4.2'de listelenen sınırlandırmalar ve çarpıştırıcı analizlerinin sonuçlarıyla tutarlı olacak şekilde seçildi. Tüm kütleler GeV cinsinden, tesir kesitleri ise fb cinsinden verilmiştir. 52

Çizelge 4.2. Aşağıda $p_T^{\mu_1}$ üzerinde uygulanan şartlardan sonra kalan olay sayısının % cinsinden değeri verilmektedir. 57

Çizelge 4.3. Aşağıda $p_T^{\mu_2}$ üzerinde uygulanan şartlardan sonra kalan olay sayısının % cinsinden değeri verilmektedir. 58

Çizelge 4.4. Aşağıda p_T^{b} üzerinde uygulanan şartlardan sonra kalan olay sayısının % cinsinden değeri verilmektedir. 58

Çizelge 4.5. Aşağıda p_T^{Miss} üzerinde uygulanan şartlardan sonra kalan olay sayısının % cinsinden değeri verilmektedir. 59

1. GİRİŞ

Standart Model (SM) elektromanyetik, zayıf ve güçlü etkileşimleri, fermiyon ve ayar bozonlarının kütle kazanma mekanizmasını açıklayan, renormalize edilebilir, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ve $SU(3)_C$ ayar grubu üzerine kurulmuş matematiksel bir modeldir (Novaes, 1999). Standart Model kurulma aşamasında ilk olarak Yang ve Mills yerel ayar değişmezliği şartını kuantum alan teorisinde incelediler (Yang ve Mills, 1954). Ardından Goldstone yaptığı çalışmayla, lagranjiyenin sahip olduğu global bir simetri kendiliğinden kırılırsa ortaya kütlesiz bozonların çıkacağını gösterdi (Goldstone, 1961). Salam ve Ward temel parçacıkların etkileşimlerini açıklayabilmek için yerel ayar değişmezliğini kuantum alan teorisine eklediler (Salam ve Ward, 1961). Glashow çalışmasıyla zayıf kuvvet taşıyıcısının nötral Z^0 vektör bozonu olduğunu ve $SU(2) \otimes U(1)$ ayar simetrisini kullanarak elektromanyetik ve zayıf etkileşimin en az dört adet vektör bozon gerektirdiğini gösterdi (Glashow, 1961). Böylelikle elektrozayıf teorinin temelleri ortaya çıkmış oldu. Weinberg ve Salam teoriye Higgs mekanizmasını ekleyerek (Higgs, 1964a,b) fermiyonların ve kütleli ayar bozonlarının kütle kazanma mekanizmasını gösterdiler ve W-Z bozonlarının kütleleri hakkında teorik tahminde bulundular (Weinberg, 1967). Son olarak elektrozayıf teorinin renormalize edilebilir bir teori olduğu 't Hooft gösterdi ('t Hooft, 1971; 't Hooft ve Veltman, 1972).

Standart Model'in, elektron anormal manyetik momentine dair teorik öngörülerle deneysel verilerin uyumlu olması, 2012 yılında Higgs bozonunun keşfi, W ve Z bozonların , gluonların, top ve charm kuarkın gözlemlenmeden önce öngörülmesi ve kütle değerlerinin bulunması gibi başarıları olmasının yanında onu temel bir teori olmaktan uzaklaştıran birçok problemi de barındırmaktadır (Bagnaia, 1983; Arnison, 1983; Abe, 1994; Aad ve diğerleri, 2012). Bunlar şu şekilde sıralanabilir; ayar problemi, serbest parametre sayısı, baryon asimetrisi, ayar çiftlenimlerinin birleştirilememesi, nötrino kütleleri, karanlık madde, fermiyon aile sayısı, hiyerarşi problemi. Bu problemlerin birini veya birkaçını çözebilecek olan Standart Model ötesi modellere gitmeye ihtiyaç duyulmaktadır.

Yukarıda sayılan problemlerin yanında, çeşni değiştiren nötral akımların (FCNC) varlığı ve

top-bottom kuarklar aynı Higgs dubletinden kütle kazanmasına rağmen aralarında büyük kütle farkının bulunması da Standart Model'in problemlerine eklenebilir. Bu iki problemi çözmeye aday Standart Model'in en basit şekliyle genişletilmiş hali olan, Standart Model'e ikinci bir skaler dublet eklenerek elde edilen İki Higgs Dubletli Model'dir (THDM).

Son zamanlarda yapılan bir analizle Standart Model'in öngörülerinden farklı olarak ortaya çıkan müon çifti invaryant kütlesindeki olay fazlalığı THDM'nin öngördüğü parçacık içeriği ile açıklanabilmektedir (Chatrchyan ve diğerleri, 2014; Aad ve diğerleri, 2015a,b; Khachatryan ve diğerleri, 2015; Sirunyan ve diğerleri, 2018a; Aad ve diğerleri, 2017, 2018; Sirunyan ve diğerleri, 2018b,c, 2019a,c,b,d,e; Aad ve diğerleri, 2020, 2019b). Bu çalışmada 28 GeV müon çifti invaryant kütlesi sinyalinde gözlemlenen olay fazlalığı modelin öngördüğü skaler parçacıklar ile açıklanabileceği üzerine duruldu.

Tezin ikinci bölümünde Standart Model, Elektrozayıf Teori, Higgs Mekanizması'ndan bahsedilecektir. Tezin üçüncü bölümde çalışmanın teorik temellerini oluşturan, İki Higgs Dubletli Model, İki Higgs Dubletli Model'in potansiyeli, Yukawa sektörü ve Lepton-Spesifik İki Higgs Dubletli Model'den bahsedilecek ve bu modele ait parçacık kütleleri ile etkileşim terimleri elde edilecektir. Dördüncü bölümde, güncel tartışmalar ile 28 GeV müon çifti sinyalinde gözlemlenen sinyal fazlalığının Lepton-Spesifik THDM'nin öngördüğü skaler parçacıktan kaynaklanabileceği gösterildi. Son bölümde ise, tez boyunca yapılan çalışmanın sonucunda elde edilen bulgular tartışıldı.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Standart Model

Elektrozayıf teori (Glashow - Weinberg - Salam teorisi) temel parçacıkların zayıf ve elektromanyetik etkileşimlerini açıklayan, birleşik bir teoridir. Glashow $SU(2) \otimes U(1)$ simetrisi çerçevesinde elektromanyetik ve zayıf etkileşimi birleştirdi (Glashow, 1961). Weinberg ve Salam ayar teorisi çerçevesinde, elektrozayıf teoriye ayar bozonlarının ve fermiyonların kütle kazanma mekanizmasını açıklayabilmek için Higgs mekanizmasını eklediler (Higgs, 1964a; Weinberg, 1967; Salam, 1968). Son olarak, 't Hooft'un teorinin renormalize edilebilir bir ayar teorisi olduğunu göstermesiyle, matematiksel bir model ortaya çıktı ('t Hooft, 1971; 't Hooft ve Veltman, 1972).

Kuantum kromodinamiği $SU(3)$ simetrisi üzerine kurulmuş bir ayar teorisi olup, prototipi, kuarklar arasında etkili olan güçlü etkileşimin kaynağının üç çeşit renk yükü olduğu fikriydi (Greenberg, 1964; Han ve Nambu, 1965). Asimptotik özgürlük Gross, Politzer ve Wilczek tarafından keşfedildiğinde, güçlü etkileşim teorisi oluşturulmuş oldu. (Politzer, 1973; Gross ve Wilczek, 1973, 1974).

Bu bölümde ayar simetrisi üzerine kurulmuş olan Standart Model lagranjiyeni kısımlara ayrılarak incelenecek, elektrozayıf teori, kendiliğinden simetri kırılma mekanizması hakkında bilgi verilecek, son olarak teoriye Higgs mekanizması eklenerek parçacıklara ait kütle terimleri elde edilerek ve Standart Model'in problemlerinden bahsedilerek bölüm bitirilecektir.

2.1.1. Elektrozayıf Teori

Elektromanyetik kuvvetin kaynağı elektrik yükü olarak düşünüldüğünde, buna benzer şekilde zayıf kuvvetin kaynağı da "zayıf" yük olarak düşünülebilir. Durgun zayıf yük, Coulomb benzeri zayıf kuvvet potansiyeli üretmesi ve hareketli zayıf yükün elektrik akımına benzer bir

zayıf akım oluşturması, Kuantum Elektrodinamik'teki elektrik yüküne oldukça benzediğini göstermektedir. Bu benzerliğin yanında, zayıf ve elektromanyetik kuvvet arasında temel farklar bulunmaktadır.

Zayıf yük iki farklı tipte bulunur ve uydukları simetri, elektrik yükünün aksine $SU(2)$'dir (elektrik yükünün uyduğu lokal simetri $U(1)_{\mathrm{EM}}$'dir). Elektrik yükünün değeri sol ve sağ elli fermiyonlar arasında aynı kalırken, zayıf yük sol ve sağ elli fermiyonlar için farklı değerler almaktadır ve bu da zayıf kuvvetin fermiyonlar için ellilik durumuna bağlı olarak değiştiğini göstermektedir. Bu durum kiral simetri olarak adlandırılır. Sol ve sağ elli fermiyonların taşıdığı farklı zayıf yüklerin keşfi ile birlikte, sol ve sağ elli fermiyonların birbirlerinden farklı parçacıklar olduğu anlaşıldı. Bilininen tüm temel kuvvetler yerel ayar simetrisine uyduğundan, kiral ayar dönüşümü sol ve sağ elli fermiyonlar için farklı şekilde uygulanır. Fermiyon için kiral ayar dönüşümü şu şekilde tanımlanabilir (Nagashima, 2010),

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \psi' = e^{-i\alpha\gamma^5}\psi \\ \gamma^5\psi_{L,R} &= \gamma^5\left[\left(1 \mp \gamma^5\right)/2\right]\psi = \mp\psi_{L,R}\ . \end{aligned} \tag{2.1}$$

Yukarıdaki denkleme bakıldığında sol (L) ve sağ (R) elli fermiyonların $(\psi_{L,R})$ kiral ayar dönüşümü altında farklı şekillerde dönüştüğü açık bir şekilde görülmektedir. Yukarıda verilen ayar dönüşümü uygulanan alan, taşıdığı zayıf yüke bağlı olarak ayar dönüşümü altında farklı davranmaktadır. Farklı kiraliteye sahip fermiyonlar, farklı zayıf yük taşımaktadırlar.

Bunu bir örnekle açıklamak gerekirse, $U(1)$ simetrisi ve Y bu simetriye ait hiperyük operatörü olsun. Hem fermiyon alanları ψ, hem de skaler alan ϕ için $U(1)$ ayar dönüşümü aşağıdaki gibi yazılır,

$$\begin{aligned} \psi_L &\rightarrow \psi' = e^{-i\alpha Y}\psi_L = e^{-i\alpha Y(\psi_L)}\psi_L \\ \psi_R &\rightarrow \psi' = e^{-i\alpha Y}\psi_R = e^{-i\alpha Y(\psi_R)}\psi_R \\ \phi &\rightarrow \phi' = e^{-i\alpha Y}\phi = e^{-i\alpha Y(\phi)}\phi\ . \end{aligned} \tag{2.2}$$

Zayıf yükün iki çeşit olduğunu ve $SU(2)$ simetrisine uyduğu söylenmişti ancak gerçekte, zayıf ve elektromanyetik kuvvet, $SU(2)$ ve $U(1)$ lokal ayar simetrilerinin karışımına dayanır.

Orijinal formundaki zayıf kuvvet, yani karışım ve kendiliğinden simetri kırılımından önce, kiral $SU(2)$ simetrisine sahiptir. $SU(2)$ simetrisinde, tüm zayıf kuvvet taşıyıcıları izospin dubletlerini oluşturur ve tüm sol elli fermiyonlar dubletler halinde bulunur. Tüm sağ elli fermiyonlar ise $SU(2)$ teklileridir, zayıf yük taşımazlar, izospinleri 0'dır ($I = I_3 = 0$). Standart Model'de, tüm leptonlar izospin bileşenlerine göre şu şekilde sınıflandırılabilir,

$$\begin{aligned} &\text{Sol elli leptonlar} \begin{cases} I_3 = +1/2 \\ I_3 = -1/2 \end{cases} \quad \Psi_L = \left\{ \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \right\} \\ &\text{Sağ elli leptonlar } \{I = I_3 = 0 \quad e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^- \} \ . \end{aligned} \tag{2.3}$$

Elektriksel olarak nötr olan sol elli nötrinolar $I_3 = 1/2$ zayıf izospine sahiptir. Elektrik yükü $Q = -1$ olan leptonlar $I_3 = -1/2$ zayıf izospin yüküne sahiptir. Kuarklar için izospin yükü ve dubletler aşağıdaki gibi verilir,

$$\begin{aligned} &\text{Sol elli kuarklar} \begin{cases} I_3 = +1/2 \\ I_3 = -1/2 \end{cases} \quad \left\{ \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \right\} \\ &\text{Sağ elli kuarklar } \{I = I_3 = 0 \quad u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R\} \ . \end{aligned} \tag{2.4}$$

$D'^T \equiv (d', s', b')$ Cabibbo-Kobayashi-Maskawa döndürülmüş alanlarıdır. Aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$D' = V_{CKM} D \qquad \rightarrow \qquad \begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix} . \tag{2.5}$$

Yukarıda verilen kuarklardan $I_3 = 1/2$'ye eşit olanlar elektriksel yükü $Q = 2/3$, $I_3 = -1/2$'ye eşit olanların ise elektriksel yükü $Q = -1/3$ olarak verilir. Unutulmamalıdır ki, her kuark aynı zamanda güçlü etkileşimin kaynağı olan renk yükünden dolayı da üç serbestlik derecesi daha taşımaktadır.

Zayıf kuvvet için lagranjiyen $SU(2)$ altında değişmeden kalması gerekmektedir. $SU(2)$ dönüşümü ψ fermiyon alanlarına uygulanırsa,

$$\begin{aligned} \psi_L \rightarrow \psi'_L = U\psi_L = e^{-ig\vec{\alpha}\vec{\tau}/2}\psi_L \\ \psi_L \rightarrow \psi'_R = U\psi_R = \psi_R \end{aligned} \tag{2.6}$$

ifadeleri elde edilir. Denklem 2.6'dan da görüleceği üzere, ψ_L, $SU(2)$ altında dönüşürken ψ_R izospin taşımadığı için değişmeden kalmaktadır. Burada $\vec{\tau}/2$, $SU(2)$ dönüşüm operatörlerini temsil eder ve aşağıdaki gibi verilir,

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \qquad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} . \tag{2.7}$$

Her bir operatöre karşılık gelen $SU(2)$ ayar bozonları $\vec{W} = (W_1, W_2, W_3)$ şeklinde verilirse, bu bozonların $SU(2)$ ayar dönüşümleri aşağıdaki gibi elde edilir,

$$\frac{1}{2}\vec{W}_\mu\vec{\tau} \rightarrow \frac{1}{2}\vec{W}'_\mu\vec{\tau} = \frac{1}{2}U\vec{W}_\mu\vec{\tau}U^{-1} + \frac{i}{g}U\partial_\mu U^{-1} . \tag{2.8}$$

Lagranjiyenin ayar dönüşümü altında değişmeden kalabilmesi için $\vec{W}_\mu$ ayar alanını içeren kovaryant türev ifadesi aşağıdaki gibidir,

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{1}{2}ig\vec{W}_\mu\vec{\tau} . \tag{2.9}$$

Elektrozayıf teorinin $SU(2) \times U(1)$ simetrisi üzerine kurulduğu söylenmişti. Bu durumda teoriye $U(1)$ simetrisi de dahil edilmeli. $U(1)$ simetrisi ayar dönüşümü,

$$\begin{aligned} \psi_L \rightarrow \psi' = e^{-i\alpha Y}\psi_L = e^{-i\alpha Y(\psi_L)}\psi_L \\ \psi_R \rightarrow \psi' = e^{-i\alpha Y}\psi_R = e^{-i\alpha Y(\psi_R)}\psi_R \\ \phi \rightarrow \phi' = e^{-i\alpha Y}\phi = e^{-i\alpha Y(\phi)}\phi \end{aligned} \tag{2.10}$$

olarak verilir. Hem sol hem de sağ elli fermiyonlar hiperyük taşırlar. İzospin, hiperyük ve elektrik yükü arasındaki ilişki Gell-Mann-Nishijima formülü ($Q = I_3 + Y/2$) ile verilir (Nakano ve Nishijima, 1953), Y burada $U(1)$ jeneratörü olan hiperyükü temsil etmektedir.

Fermiyonların taşıdığı hiperyükler denklem 2.11'de verilmiştir,

$$\begin{aligned} &Y_{\nu_{eL}} = Y_{e_L^-} = -1 \qquad Y_{\nu_{eR}} = 0 \qquad Y_{e_R^-} = -2 \\ &Y_{u_L} = Y_{d_L} = 1/3 \qquad Y_{u_R} = 4/3 \qquad Y_{d_R} = -2/3 \ . \end{aligned} \tag{2.11}$$

$U(1)$ simetrisine ait ayar bozonu B_μ ile temsil edilir. $U(1)$ dönüşümü altında kovaryant türev ise aşağıdaki gibi verilir,

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{1}{2} i g' B_\mu \ . \tag{2.12}$$

Hem $SU(2)$ hem de $U(1)$ dönüşümü altında değişmeden kalan, kovaryant türev ifadesi ise,

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{1}{2} i g \vec{W}_\mu \vec{\tau} + \frac{1}{2} i g' B_\mu \tag{2.13}$$

olarak yazılabilir.

Son olarak, elektrozayıf teoride önemli bir role sahip olan Higgs alanı aşağıdaki gibi dublet olarak tanımlanır,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} . \tag{2.14}$$

Yukarıdaki denklemde ϕ^+, ϕ^0 kompleks skaler alanlardır ve birlikte izospin dubletini oluştururlar ($I = 1/2,\ I_3 = \pm 1/2$). Kompleks skalerlerin taşıdıkları hiperyük ise, $Y_{\phi^+} = Y_{\phi^0} = 1$ olarak verilir. Elektrozayıf teorinin kendiliğinden simetri kırılımından önce lagranjiyeni aşağıdaki gibi verilir,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = &\bar{\Psi} i \gamma^\mu D_\mu \Psi - \frac{1}{4} \vec{F}_{\mu\nu} \vec{F}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ &+ \left(D_\mu \Phi\right)^\dagger \left(D^\mu \Phi\right) - V(\Phi) - G_f \left[\bar{e}_R \left(\Phi^\dagger \Psi_L\right) + \left(\bar{\Psi}_L \Phi\right) e_R\right] \ . \end{aligned} \tag{2.15}$$

$$\begin{aligned} &F_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \\ &B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ &D_\mu = \partial_\mu + \frac{1}{2} i g \vec{W}_\mu \vec{\tau} + \frac{1}{2} i g' B_\mu \qquad V(\Phi) = \lambda \left(|\Phi|^2 + \frac{\mu^2}{2\lambda}\right)^2 \ \lambda > 0 \ . \end{aligned} \tag{2.16}$$

Denklem 2.15'te verilen ifadedeki terimlerden, ilk terim fermiyonların kinetik terimini yani fermiyon-ayar bozonu etkileşimlerini vermektedir. İkinci ve üçüncü terim sırasıyla $SU(2)$ ve

$U(1)$ simetrilerine ait ayar bozonlarının kinetik terimini verir. Dördüncü terim Higgs'e ait kinetik terimi ve ayar bozonu-Higgs etkileşimini veren terimdir. Beşinci terim Higgs alanına ait potansiyel ifadesini verir. Son terim ise, fermiyon alanları ile Higgs alanı arasındaki etkileşimi veren, fermiyonların kütle kazanmasını sağlayan Yukawa terimidir. Denklem 2.15'te verilen ifade $SU(2) \times U(1)$ simetrisini sağlamaktadır.

Denklem 2.15 ile verilen lagranjiyende ilk terim açıldığında ayar bozonları ile fermiyon alanlarının etkileşimi elde edilir,

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{ffW} = &\frac{1}{2} g \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \left(W_\mu^1 \tau_1 + W_\mu^2 \tau_2 + W_\mu^3 \tau_3 \right) \Psi_L \\ &+ \frac{1}{2} g' B_\mu \left(\bar{\Psi}_L \gamma^\mu \Psi_L + 2 \bar{\Psi}_R \gamma^\mu \Psi_R \right) \ . \end{aligned} \tag{2.17}$$

Denklem 2.3'te verilen dublet fermiyon temsilleri ψ_L yerine konulup denklem 2.17'de verilen lagranjiyende terimler açılırsa fermiyonlar ile ayar bozonları arasındaki etkileşim terimleri aşağıdaki gibi elde edilir,

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{ffW} = &\frac{1}{2} g \bar{e}_L \gamma^\mu W_\mu^1 \nu_{eL} + \frac{1}{2} g \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu W_\mu^1 e_L - i \frac{1}{2} g \bar{e}_L \gamma^\mu W_\mu^2 \nu_{eL} + i \frac{1}{2} g \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu W_\mu^2 e_L \\ &+ \frac{1}{2} \left[\bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \nu_{eL} \left(g W_\mu^3 - g' B_\mu \right) - \bar{e}_L \gamma^\mu e_L \left(g W_\mu^3 + g' B_\mu \right) - 2 g' \left(\bar{e}_R \gamma^\mu e_R \right) B_\mu \right] \ . \end{aligned} \tag{2.18}$$

Yukarıdaki denklemde son üç terime bakıldığında, $W_\mu^3 - g' B_\mu$ nötrino alanları ile etkileşime girmektedir. Bu kombinasyon, nötrinolar elektromanyetik etkileşime girmediği için foton alanı olarak alınamaz. Dolayısıyla, bu kombinasyon $g W_\mu^3 - g' B_\mu$ şeklinde Z bozon bileşenleri olarak tanımlanabilir. Foton ve Z bozon alanları B_μ, W_μ^3'ün kombinasyonu şeklinde aşağıdaki gibi tanımlanabilir,

$$\begin{aligned} A^\mu &= \cos\theta_W B^\mu + \sin\theta_W W_3^\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \left[g B^\mu + g' W_3^\mu \right] \\ Z^\mu &= -\sin\theta_W B^\mu + \cos\theta_W W_3^\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \left[-g' B^\mu + g W_3^\mu \right] \ . \end{aligned} \tag{2.19}$$

Ayrıca, denklem 2.19'daki ifadeden yola çıkarak Weinberg açısı da aşağıdaki gibi tanımlanabilir,

$$\tan\theta_W = \frac{g'}{g} \ . \tag{2.20}$$

Denklem 2.19'daki ifadenin bir sonucu olarak Z bozon, fermiyonların sağ elli bileşenleri ile B_μ, sol elli bileşenleri ile W_3^μ aracılığı ile etkileşime girmektedir. Yüklü ayar bozonları ile sadece sol elli fermiyonlar etkileşime girebilmektedirler. Yüklü ayar bozonları, W_μ^1 ve W_μ^2'nin kombinasyonu şeklinde aşağıdaki gibi tanımlabilir,

$$\begin{aligned} W_\mu^\mp &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2\right) \\ W_\mu^1 &= \frac{\sqrt{2}}{2}\left(W_\mu^+ + W_\mu^-\right) \\ W_\mu^2 &= i\frac{\sqrt{2}}{2}\left(W_\mu^- - W_\mu^+\right) \ . \end{aligned} \tag{2.21}$$

Sonraki bölümde, Standart Model'de $SU(2) \times U(1)$ simetrisi $U(1)_{\mathrm{EM}}$'ye kırıldığı için, kendiliğinden simetri kırılması ve Higgs mekanizması incelenecektir.

2.1.2. Higgs Mekanizması

Basitlik açısından, skaler alan sadece kompleks izospin teklisi olarak alınırsa ($\Phi = \phi = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$), potansiyel aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda\left(\phi^\dagger\phi\right)^2 \ . \tag{2.22}$$

Yukarıdaki potansiyelin sahip olduğu simetri abelyan $U(1)$ ayar simetrisidir. Yani, potansiyel $\phi \rightarrow \phi' = e^{-i\alpha}\phi$ dönüşümü altında invaryanttır. Bu durumu daha iyi anlayabilmek adına yoğun madde fiziğindeki simetri kırılmasına benzer bir yol izlenebilir. μ^2 sıcaklığa bir terim olarak düşünülebilir. Bunu yaparken vakum durumunu boş bir uzay gibi değil de yoğun madde fiziğindeki ortamda olduğu gibi sıcaklığa bağlı bir dinamik bir nesne olarak ele alınabilir. T_c kritik sıcaklığı temsil etsin ve $\mu^2 = C(T - T_c)$ (C keyfi bir sabit) denklemine uysun. Eğer $\lambda = 0$ ve $\mu^2 > 0$ şartı sağlanırsa potansiyel harmonik osilatör gibi davranır ve μ alan kuantizasyonundan bilindiği gibi kütle ifadesi olarak ortaya çıkar. Eğer $\lambda \neq 0$ ise, potansiyelin $|\phi| = 0$'da minimumu olur.

Sıcaklık eğer yeterince düşerse, yani kritik sıcaklığın altına inerse $T < T_c$, potansiyel $|\phi| \neq 0$'da bir minimum geliştirir. Bu durumda μ^2 terimi negatif olacağı için artık kütlenin karesi olarak yorumlanamaz. Eski vakum durumu $\phi = 0$ artık potansiyel için stabil olma şartını kaybeder ve potansiyel $|\phi| = \sqrt{-\mu^2/2\lambda} = v/\sqrt{2}$'de daha stabil bir minimuma sahip olur. Yeni vakum durumunda ϕ alanı artık sıfır değildir ve vakum beklenen değeri $v/\sqrt{2}$'ye eşittir. Bu durumda $U(1)$ simetrisinin kırıldığı söylenebilir. Bunun bir sonucu olarak, $U(1)$'in ayar bozonu ve skaler alanlar potansiyel aracılığı ile etkileşime giren fermiyonlar kütle kazanır.

Yukarıda anlatılan yöntemle Standart Model'deki simetri kırılma mekanizması aynıdır. Ancak, Standart Model'de kırılan simetri $U(1)$ değil, $SU(2)_L \times U(1)_{EM}$'dir. Teoride $SU(2)_L \times U(1)_{EM}$ simetrisi kırılarak $W^{\pm}$ ve Z ayar bozonlarının kütle kazanabilmesi için üç adet Goldstone bozonuna ve $SU(2)$ izospin dubleti olacak şekilde tanımlanması gereken bir alana ihtiyaç vardır. Kritik sıcaklığın altına inildiğinde kendiliğinden simetri kırılması gerçekleşecek ve Higgs alanı vakum beklenen değer geliştirecektir,

$$|\Phi|^2 = \left|\phi^+\right|^2 + \left|\phi^0\right|^2 = \frac{v^2}{2} \, . \tag{2.23}$$

Yukarıda verilen dublette vakum, $Re[\phi^0] = v/\sqrt{2}$, $Im[\phi^0] = \phi^+ = 0$ olarak seçildi. Higgs izospin dubleti aşağıdaki gibi vakum beklenen değer cinsinden tekrar tanımlanabilir,

$$\Phi' = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h) \end{pmatrix} . \tag{2.24}$$

Denklem 2.24'e bakıldığında simetri kırıldıktan sonra üç adet alan Goldstone bozonları ayar bozonları tarafından yutulmakta ve yok olmaktadır. Simetri kırılmadan önce Higgs dubleti aşağıdaki gibi tanımlanabilir,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\eta_2 + i\eta_1) \\ v + h - i\eta_3/2 \end{pmatrix} . \tag{2.25}$$

Denklem 2.25 ile verilen ifade üstel şekilde aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$\Phi = e^{i\frac{\vec{\eta}\vec{\tau}}{2v}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} . \tag{2.26}$$

Higgs alanına ait $SU(2)$ ayar dönüşümü üstel formda aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$\Phi \rightarrow \Phi' = U\Phi = e^{-i\frac{\vec{\eta}\vec{\tau}}{2v}}\Phi . \tag{2.27}$$

Ayar dönüşümü $\vec{W}_\mu$ ayar alanlarını da $\vec{W}'_\mu$'a dönüştürür,

$$\begin{aligned} \vec{W}_\mu\tau \rightarrow \vec{W}'_\mu\vec{\tau} &= U\vec{W}_\mu\vec{\tau}U^{-1} + \frac{i}{g}U\partial_\mu U^{-1} \\ &= U\vec{W}_\mu\vec{\tau}U^{-1} - \frac{1}{2gv}\partial_\mu\vec{\eta}\vec{\tau} . \end{aligned} \tag{2.28}$$

Denklem 2.28 ile verilen ifadeden görüleceği üzere, $\vec{\eta}$ ayar bozonlarının üçüncü bileşeni olarak ortaya çıkar. Yani, Higgs alanlarından üçü ($\vec{\eta}$) ayar alanları tarafından yutulur ve onların üçüncü bileşeni haline gelir. Φ' ve W'_μ alanları simetri kırıldıktan sonra ortaya çıkan alanlar olduğu için gerçek gözlemlenebilir fiziksel alanlarlar olarak ele alınabilir. Lokal ayar simetrisi kırıldıktan sonra, Higgs dubleti tarafından üretilen üç adet Goldstone bozonunun, $W^\pm, Z$ ayar bozonları tarafından yutularak yeni ayar bozonları üçüncü bir serbestlik derecesi elde edip kütle kazanır.

Ayar Bozonlarının Kütle Kazanması

Higgs dubleti için yazılan kinetik lagranjiyenden yola çıkarak Higgs-ayar bozonu etkileşimleri ve ayar bozonlarının kütle terimleri elde edilebilir. Kinetik lagranjiyen,

$$\begin{aligned} &\left(D_\mu\Phi\right)^\dagger \left(D^\mu\Phi\right) = \left(\partial_\mu\Phi\right)^\dagger \left(\partial^\mu\Phi\right) + \Phi^\dagger \left(g\vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau} + (g'/2)\, B_\mu\right)^2 \Phi \\ &= \left(\partial_\mu\Phi\right)^\dagger \left(\partial^\mu\Phi\right) + \frac{(v+h)^2}{8}\left[2g^2 W^-_\mu W^{+\mu} + \left(-gW^0_\mu + g'B_\mu\right)^2\right] \\ &= \left(\partial_\mu\Phi\right)^\dagger \left(\partial^\mu\Phi\right) + \left(\frac{g(v+h)}{2}\right)^2 W^-_\mu W^{+\mu} + \frac{1}{2}\left(\frac{\sqrt{g^2+g'^2}(v+h)}{2}\right)^2 Z_\mu Z^\mu \end{aligned} \tag{2.29}$$

olarak verilir. Denklem 2.29'da ikinci ve üçüncü terimler ayar bozonlarının kütle terimlerini ve ayar bozonu-Higgs etkileşim terimlerini vermektedir. Bu terimlerden yola çıkarak $W^{\pm}$ ve Z bozonu kütleleri,

$$m_W = \frac{gv}{2} \qquad m_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}v}{2} \tag{2.30}$$

olarak bulunur. Denklem 2.29 ile verilen ifadede elektromanyetik alan, foton kütle kazanmadığı için bulunmamaktadır. Yukarıda bahsedilen mekanizmadan da görüleceği üzere $SU(2) \times U(1)$ simetrisi vakum tarafından kırıldı, bunun anlamı $SU(2)$ izospin operatörü $(\tau/2)$ ve hiperyük operatörü (Y)'nin vakum beklenen değerleri sıfırdan farklı olarak ortaya çıkar,

$$\frac{\vec{\tau}}{2} < \Phi >= \frac{\vec{\tau}}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \neq 0 \qquad Y < \Phi > \neq 0 \; . \tag{2.31}$$

Bu da vakumun simetriyi kırmasının bir başka ifadesidir. Diğer yandan, $Q = I_3 + Y/2$ ve $Y(\Phi) = 1$ olarak tanımlanırsa, yük operatörünün vakum beklenen değeri,

$$Q < \Phi >= \frac{1}{2}(1 + \tau_3) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = 0 \tag{2.32}$$

olarak elde edilir. Bu durumda vakum $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar dönüşümü altında invaryant kalmazken, $U = e^{-Qe\alpha}$ ayar dönüşümü altında invaryant kalır. Yük operatörü "Q" tarafından üretilen foton alanı, ayar dönüşümü altında serbestlik derecesini korumuştur, bu da ayar alanın kütlesiz olması anlamına gelmektedir. Kütleli ayar alanlarının üç serbestlik derecesi bulunurken, kütlesiz foton alanının serbestlik derecesi ikidir. Kütleli ayar alanlarına üçüncü serbestlik derecesi daha sonra ayar alanları tarafından yutulan Higgs bileşenlerinden "$\vec{\eta}$"'dan, yani Goldstone bozonlarından, gelmektedir. Higgs dubletine bakıldığında dört bileşenden oluştuğu görülebilir. Bunlardan üçü ayar alanları tarafından yutularak ayar alanları kütle kazanır, diğeri ise fiziksel Higgs bozonunu oluşturur.

Fermiyonların Kütle Kazanması

Higgs-fermiyon etkileşimini içeren lagranjiyen,

$$-\mathcal{L}_{hff} = G_e \left[\bar{e}_R \left(\Phi^\dagger \Psi_L \right) + \left(\bar{\Psi}_L \Phi \right) e_R \right] \tag{2.33}$$

şeklindedir. Simetri kırıldıktan sonra lagranjiyen,

$$-\mathcal{L}_{hff} = \frac{G_e}{\sqrt{2}} (v + h) (\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R) = m_e \bar{e} e + \frac{m_e}{v} (\bar{e} e) h, \qquad m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}} \tag{2.34}$$

halini alır. Denklem 2.34 ile verilen ifadede ilk terim fermiyonların kütle terimi, ikinci terim ise fermiyon-Higgs etkileşimini içeren terimdir. Fermiyon Higgs çiftleniminin büyüklüğünün fermiyonun kütlesine bağlı olduğu görülmektedir. Bu da üst kuark-Higgs etkileşim şiddetinin üst kuark kütlesinden dolayı diğer fermiyon-Higgs etkileşimlerine göre çok daha büyük olmasını gerektirir. Fermiyonların kütle kazanmasının yanında bir diğer önemli etki de ortaya çıkar. Hem yüklü hem de nötr aksiyal akımlar artık korunmamaktadır,

$$\partial_\mu A^\mu = \partial_\mu \bar{\Psi} \gamma^5 \gamma^\mu \Psi = 2m \bar{\Psi} \Psi \neq 0 \ . \tag{2.35}$$

Böylece kiral ayar simetrisi fermiyonların kütle terimi ile kırılır ve sadece vektör akımlar korunur ($SU(2)_L \times SU(2)_R \rightarrow SU(2)_V$).

Higgs Kütlesi

Simetri kırılmasından sonra Higgs'e ait kinetik ve potansiyel terimleri içeren lagranjiyen aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_h &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \lambda v^2 h^2 - \left(\lambda v h^3 + \frac{\lambda}{4} h^4 \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(\partial_\mu h \partial^\mu h - m_h^2 h^2 \right) - \frac{g}{4 m_W} m_h^2 h^3 - \frac{1}{32} \frac{g^2}{m_W^2} m_h^2 h^4 \\ m_h^2 &= 2 \lambda v^2 \ . \end{aligned} \tag{2.36}$$

Denklem 2.36'daki ifadede Higgs kütlesi ve etkileşim terimleri görülebilir. Higgs'in kendi kendisiyle üçlü ya da dörtlü etkileşimlerinde, çiftlenim sabitlerinin büyüklüğü Higgs kütlesi ile orantılıdır.

Higgs-Ayar Bozonu Etkileşimi

Higgs'in kinetik teriminden Higgs - ayar bozonları arasındaki etkileşimi veren terimler elde edilir,

$$\mathcal{L} = \left(g m_W W_\mu^- W^{\mu+} + \frac{1}{2}\left(\sqrt{g^2 + g'^2}\right) m_Z Z_\mu Z^\mu \right) h + \left(\frac{g^2}{4} W_\mu^- W^{\mu+} + \frac{1}{2} \frac{\left(\sqrt{g^2 + g'^2}\right)}{4} Z_\mu Z^\mu \right) h^2 \ . \tag{2.37}$$

Yukarıdaki denklemden hWW, hZZ, $hhWW$ ve $hhZZ$ etkileşimlerini içermektedir. Bu etkileşimlere ait çiftlenim sabitleri yukarıdaki lagranjiyenden elde edilir.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Giriş

Standart Model temel parçacıkları ve temel parçacıkların birbileriyle olan temel etkileşimlerini açıklamada her ne kadar başarılı olsa da, Standart Model'in Higgs sektörü hala içerisinde birçok bilinmezi barındırmaktadır. Önceki bölümde bahsedildiği üzere, Standart Model'de bir adet kompleks Higgs dubleti bulunmakta ve bu dubletten bir adet fiziksel nötr Higgs bozonu ortaya çıkmaktadır. Standart Model'in Higgs sektörünün minimal yani tek bir dubletten oluşacak şekilde alınması için hiçbir teorik temel gerekçe bulunmamaktadır. Higgs sektörünün minimal olup olmadığı hala merak konusu olup, teoriye birden fazla dublet ekleyerek skaler sektörde zengin parçacık içeriği elde etmek mümkündür. Bu durumda akla gelen en iyi ve basit aday, minimale yakın bir eklentidir. Ayar invaryansını sağlayan, Standart Model'e yapılacak en basit eklenti ile elde edilen model İki Higgs Dubletli Model'dir. İki Higgs Dubletli Model, Standart Model'de bulunan Higgs dubletine ek olarak Standart Model Higgs dubleti ile aynı kuantum sayılarına sahip ikinci bir kompleks dubletin tanımlanması ile ortaya çıkar.

Standart Model'de üçüncü nesil kuarkların Yukawa çiftlenim sabitleri arasında hiyerarşi problemi bulunmaktadır. Üst ve Alt kuarklar aynı Higgs dubletinden kütle kazanmasına rağmen, bu iki kuark arasındaki kütle oranı yaklaşık olarak $m_t/m_b \approx 40$ şeklindedir, bu kütle farkı iki kuarkın Yukawa çiftlenimleri arasında doğal olmayan bir hiyerarşi meydana gelmesi sonucuyla ortaya çıkar. İki Higgs Dubletli Model'de ise bu sorun yukarı tip kuarkları bir dubletle aşağı tip kuarkları diğer dubletle etkileştirecek şekilde ayarlanarak çözülebilir.

İki Higgs Dublet Model'in oluşturulmasındaki ilk nedenlerden biri de Standart Model'de ağaç seviyesinde görülmeyen, çeşni değiştiren nötral akımları açıklamaktı (Lee, 1973). Nadir süreçler olan çeşni değiştiren nötral akımlar (FCNC) diğer bir motivasyon kaynağıdır. Bu tür süreçler deneysel veriler tarafından sıkı bir şekilde baskılanmıştır. Diğer yandan Standart model, nötrino osilasyonları hariç FCNC ile uyumlu görünmektedir. Lepton sektöründe, bu

şekildeki istenmeyen süreçlerden Lepton Sayısı Korunumu şeklinde bir simetri tanımlanarak kurtulunabilir. Eğer yeni tanımlanan bu simetri doğada kesin bir simetri değilse, FCNC ile ilgili süreçlerin gelecekteki yeni hızlandırıcılarda görülme ihtimali bulunmaktadır. FCNC, Standart Model içerisinde hem lepton sektöründe hem de kuark sektörü ağaç seviyesinde ve bir ilmek/halka seviyesinde sınırlandırılmıştır. Bu durumda FCNC süreçlerini deneylerde gözlemlemek için Standart Model ötesinde yeni bir modelin tanımlanması gerekir. FCNC gibi nadir süreçleri sağlayabilecek çalışmalardan en basiti İki Higgs Dubletli Model olabilir. İkinci bir dublet Standart Model'e eklendiğinde, FCNC süreçleri ağaç seviyesinde görmek mümkün hale gelebilir ki daha sonra görüleceği üzere deneysel veriler ile modelin öngörülerinin uyumlu olabilmesi için bu tip süreçlerin de baskılanması gerekir. Ayrıca nötrino osilasyonları Lepton Çeşni İhlalini getirdiği için, genellikle yüklü leptonları içeren süreçlerde de bu tür Lepton Çeşni İhlalini'nin gözlemlediği süreçlerin olması beklenir.

İki Higgs Dubletli Model üzerine çalışmaktaki bir diğer motivasyon ise süpersimetriden gelmektedir. Minimal Süpersimetrik Standart Model'e (MSSM) bakıldığında, İki Higgs Dubletli Model'de olduğu gibi ikinci bir Higgs dubletine ihtiyaç duyulmaktadır. Örneğin, MSSM ile tip-2 THDM aynı Higgs sektörüne ve Yukawa çiftlenimlerine sahiptir. Bu durumda eğer süpersimetrik parçacıklar yeterince ağır ise, düşük enerji skalasında MSSM, tip-2 THDM tarafından sınırlandırılabilir. Süpersimetrik modeller Standart Model'de bulunan bir çok probleme çözüm olabilir. Dolayısıyla, süpersimetrinin önerdiği çözümlerin geçerli olabilmesinin yolu elektrozayıf skalada tip-2 THDM'den geçmektedir.

Standart Model'in sahip olduğu problemlerden bazıları sadece Higgs sektörüne ikinci bir dubletin eklenmesiyle çözülebilecek olması, ağaç seviyesinde çeşni değiştiren nötral akımların tanımlanan kesikli simetriler ile deneyler çerçevesinde önlenebildiği, hem de ortaya çıkardığı skaler sektördeki zengin parçacık içeriği ve süpersimetrik modellerin ikinci bir Higgs dubletini gerektirmesi, İki Higgs Dubletli Model'i ilgi çekici kılmaktadır.

Tüm bu motivasyonların yanında ikinci bir Higgs dubleti eklerken deneylerden ve teoriden gelen sınırlandırmalara dikkat etmek gerekir. Standart Model'de Higgs sektörü tarafından belirlenen deneylerle de oldukça uyumlu ρ parametresi İki Higgs Dubletli Model üzerinde teorik bir sınırlandırma oluşturmaktadır. Standart Model'de aşağıdaki gibi bir ρ boyutsuz

parametresi tanımlanabilir (Novaes, 1999),

$$\rho = \frac{m_W^2}{\cos^2\theta_W m_Z^2} \ . \tag{3.1}$$

ρ parametresi nötral ve yüklü efektif lagranjiyenin ($J^{\mu 0}J^0_\mu / J^{\mu +}J^-_\mu$) göreli şiddetini temsil eder. Standart Model'de ağaç seviyesinde ρ parametresi 1'dir. ρ parametresi aynı zamanda ilmekler/halkalar aracılığı ile de ışınımsal katkılar alır ve $\rho = 1$'den sapmalar gözlemlense de yine 1'e yakın değerler alır. ρ parametresinin değerinin 1'e çok yakın olması, modelin ayar değişmezliğinin genel bir sonucu değil, aslında modelin başarılı bir tahminidir. Standart Model'de ($\rho = 1$) koşulu doğrudan sağlanırken, SM ötesi modellerde birden fazla dublet eklendiği durumda ρ parametresine dikkat etmek gerekir. İzospini I_i ve hiperyük Y_i ile rastgele sayıda Higgs dubleti Φ_i ve vakum beklenen değeri v_i olan bir modelde, ρ parametresi şu şekilde verilir (Amaldi ve diğerleri, 1987),

$$\rho = \frac{\sum_i \left[I_i \left(I_i + 1 \right) - \left(Y_i \right)^2 \right] v_i^2}{2 \sum_i \left(Y_i \right)^2 v_i^2} \ . \tag{3.2}$$

ρ parametresi, Higgs sektörünün izospin yapısı için iyi bir testi temsil eder. İkinci bir dublet modele eklendikten sonra ağaç seviyesinde modelin teorik olarak Standart Model öngörüleriyle uyumlu olabilmesi için $\rho = 1$ olmalıdır.

İlerleyen bölümlerde, İki Higgs Dubletli Model, potansiyeli, kinetik lagranjiyeni ve farklı tipte İki Higgs Dubletli Model'lerin doğmasına neden olan Yukawa sektörü incelenecektir.

3.2. İki Higgs Dubletli Model (THDM)

Daha önce de belirtildiği gibi, İki Higgs Dubletli Model, Standart Model Higgs sektörüne ikinci bir kompleks Higgs dubleti eklenerek elde edilebilir. Elektrozayıf simetri Standart Model'de olduğu gibi kırılacağı için, eklenen bu ikinci dublet, Standart Model'deki dublet ile aynı kuantum sayılarına sahip olmalıdır. İkisinin de hiper yükü $Y_1 = 1, Y_2 = 1$ şeklinde verilir ve her iki dublet de vakum beklenen değer geliştirir. Dubletler aşağıdaki gibi kompleks skaler alanlar cinsinden tanımlanabilir (Deshpande ve Ma, 1978; Donoghue ve Li, 1979; Gunion ve Haber, 1986; Gunion ve diğerleri, 2000; Diaz, 2002),

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad ; \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix} . \tag{3.3}$$

Öncelikle THDM ile SM'nin ayar grupları aynı olduğu için, elektrozayıf simetri kırıldıktan sonra yine üç adet kütleli ayar bozonu ortaya çıkması gerekmektedir. Higgs sektörüne ikinci bir dubletin eklenmesi ile birlikte, dubletlerin toplam serbestlik derecesi ve içerdiği fiziksel olmayan skaler alan sayısı sekize çıkar. Bu sekiz skaler alanın yine üç tanesi Goldstone bozonlarını oluşturur ve kütleli ayar bozonları tarafından yutularak onlara kütle kazandırır. Geriye beş adet skaler alan kalır ve bunlar elektrozayıf simetri kırıldıktan sonra, beş adet fiziksel Higgs alanlarını oluşturur. Fiziksel Higgs alanlarından, iki tanesi dubletlerin reel kısmından oluştuğu için CP-çift (yük parite-çift) h_1, h_2 Higgslerini, bir tanesi dubletlerin imajiner kısmından geldiği için CP-tek Higgs A'yı, diğerleri ise H^+ ve H^- yüklü Higgs'lerini meydana getirir.

İki Higgs Dubletli Model'de her iki dublet birden kendiliğinden simetri kırılmasından sonra vakum beklenen değer geliştirerek, ayar bozonlarıyla ve fermiyonlarla etkileşir ve onlara kütle kazandırır. İki dubletin vakum beklenen değerler cinsinden tanımlanması denklem 3.4'de verilmiştir,

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}} \quad ; \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}} e^{i\theta} . \tag{3.4}$$

Dubletlerin simetri kırılmasından sonra geliştirdiği vakum beklenen değerler arasındaki ilişki, deneylerle uyumlu M_Z ve $M_{W^\pm}$ kütleleri için, Standart Model vakum beklenen değerini vermelidir ve bu ilişki aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$v_{\mathrm{SM}}^2 = v_1^2 + v_2^2 \ . \tag{3.5}$$

İki dublete ait vakum beklenen değerler arasındaki ilişki ise,

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}, \qquad v_2 = v\sin\beta, \qquad v_1 = v\cos\beta \tag{3.6}$$

olarak verilir. Daha sonra görüleceği üzere burada kullanılan β açısı CP tek Higgs ve yüklü Higgsler için karışım açısıdır.

İki Higgs Dubletli Model'in lagranjiyeni, Standart Model'deki gibi benzer süreç izlenerek ayrı kısımlarda incelenebilir.

3.2.1. THDM'nin Skaler Potansiyeli

En genel Higgs potansiyeli, skaler-skaler etkileşim köşelerini, vakum beklenen değerleri ve Higgs alanlarına ait kütle terimlerini içermektedir. Standart Model'deki Higgs potansiyeli ile İki Higgs Dubletli Model'in potansiyeli karşılaştırıldığında, ikinci bir dubletin eklenmesi ile birlikte ekstra terimler ve etkileşimlerin ortaya çıktığı görülmektedir. En genel renormalize edilebilir ve ayar invaryansını sağlayan İki Higgs Dubletli Model'e ait potansiyel denklem 3.7'deki gibi tanımlanabilir (Diaz, 2002),

$$\begin{aligned} V_{\mathrm{Genel}}(\Phi_1,\Phi_2) = &- m_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 - m_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 - \frac{1}{2}m_3^2\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1\right) + \frac{i}{2}m_4^2\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1\right) \\ &+ \lambda_1\left(\Phi_1^\dagger\Phi_1\right)^2 + \lambda_2\left(\Phi_2^\dagger\Phi_2\right)^2 + \frac{1}{4}\lambda_3\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1\right)^2 \\ &- \frac{1}{4}\lambda_4\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1\right)^2 + \lambda_5\Phi_1^\dagger\Phi_1\Phi_2^\dagger\Phi_2 + \frac{1}{2}\lambda_6\Phi_1^\dagger\Phi_1\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1\right) \\ &- \frac{i}{2}\lambda_8\Phi_1^\dagger\Phi_1\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1\right) + \frac{1}{2}\lambda_7\Phi_2^\dagger\Phi_2\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1\right) \\ &- \frac{i}{2}\lambda_9\Phi_2^\dagger\Phi_2\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1\right) - \lambda_{10}\frac{i}{4}\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1\right)\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1\right) \ . \end{aligned} \tag{3.7}$$

Denklem 3.7'de verilen potansiyelde 14 terim bulunmaktadır. Standart Model'deki Higgs potansiyeli ile benzetme yapmak gerekirse, m_i $(i = 1, 2, 3, 4)$ kütle terimi gibi ve λ_i $(i = 1...10)$ skaler-skaler etkileşim terimi gibi davranır. Ancak bu en genel potansiyelin gerekli olan tüm simetrileri sağladığı söylenemez. Denklem 3.7'de verilen potansiyelin FCNC'yi (çeşni değiştiren nötral akımları) önleyebilmek için bazı simetrileri sağlaması gerekir. Bunlardan ilki yük eşleniği invaryansı (C - invariance). Bu noktada şunu da belirtmek gerekir, yük eşleneği invaryansı aynı zamanda tüm skaler alanlar için yük-parite invaryansına (CP-invariance) da karşılık gelmektedir. Hiper yükü 1 olan Higgs dubletlerinin Yük eşleniği dönüşümü denklem 3.8'deki gibidir,

$$\Phi_i \rightarrow e^{i\alpha_i}\Phi_i^* \ . \tag{3.8}$$

Yük eşleniği dönüşümü $(\Phi_i^\dagger \Phi_j)$ terimine uygulanırsa, bu terim denklem 3.9'daki gibi dönüşür,

$$\Phi_i^\dagger \Phi_j \rightarrow e^{i(\alpha_j - \alpha_i)}\Phi_j^\dagger \Phi_i \ . \tag{3.9}$$

$\alpha_{i,j}$ keyfi parametre olarak alınabilir. Eğer $\alpha_i = \alpha_j$ olacak şekilde bir seçim yapılır ve yük eşleniği dönüşümü uygulanırsa $(\Phi_1^\dagger \Phi_2 - \Phi_2^\dagger \Phi_1)$ terimi işaret değiştirir. Dolayısıyla yük eşleniği şartının sağlanabilmesi için $(\Phi_1^\dagger \Phi_2 - \Phi_2^\dagger \Phi_1)$ ifadesini içeren terimler yasaklı hale gelir.

Eğer yukarıda verilen en genel Higgs potansiyeline yük eşleniği invaryansı uygulanırsa potansiyel denklem 3.10'daki halini halini alır,

$$\begin{aligned} V_{\text{C-inv}}(\Phi_1, \Phi_2) = &- m_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 - m_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \frac{1}{2} m_3^2 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1\right) \\ &+ \lambda_1 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1\right)^2 + \lambda_2 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2\right)^2 + \frac{1}{4}\lambda_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1\right)^2 \\ &- \frac{1}{4}\lambda_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 - \Phi_2^\dagger \Phi_1\right)^2 + \lambda_5 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \frac{1}{2}\lambda_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1\right) \\ &+ \frac{1}{2}\lambda_7 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1\right) \ . \end{aligned} \tag{3.10}$$

Denklem 3.10'da verilen yük eşleniği invaryansını sağlayan bu potansiyelde, m_3^2, λ_6, λ_7

gibi terimlerin sıfırdan büyük olması durumunda kendiliğinden CP ihlaline neden olabilir. Potansiyelin minimumu doğal bir şekilde CP invaryant olabilmesinin yollarından biri, Z_2 simetrisinin potansiyele uygulanmasıdır. Çeşni değiştiren nötral akımlar CP (yük-parite) ihlali sonucunda ortaya çıkmaktadır. Glashow ve Weinberg çeşni değiştiren nötral akımları ve yük-parite ihlalini Z_2 simetrisi gibi kesikli bir simetri tanımlayarak ortadan kaldırılabileceğini öne sürdü (Glashow ve Weinberg, 1977). Z_2 simetrisi denklem 3.11'deki gibi verilir (Ginzburg ve Krawczyk, 2005),

$$\Phi_1 \to \Phi_1, \Phi_2 \to -\Phi_2 \qquad \text{ve} \qquad \Phi_1 \to -\Phi_1, \Phi_2 \to \Phi_2 \ . \tag{3.11}$$

Z_2 simetrisi $\Phi_1 \to \Phi_2$ gibi geçişleri yasaklar. En genel Yukawa lagranjiyeni Z_2 simetrisini ihlal eder. Bu ihlalin sonucunda Yukawa lagranjiyeninden elde edilen terimler çeşni değiştiren nötral akımları tetikler. Çeşni değiştiren nötral akımlar deneyler tarafından sınırlandırıldığı için, lagranjiyen üzerine Z_2 simetrisini sağlama şartı eklendiğinde bu akımlar baskılanır. Z_2 simetrisinin tam uygulandığı durumda hiçbir şekilde ağaç seviyesinde yük-parite ihlali ortaya çıkmaz. En genel lagranjiyen yumuşak ve sert yük-parite ihlali içeren terimler bulundurmaktadır. Z_2 simetrisinin tamamen ihlal edildiği durumda ise $\Phi_1 \to \Phi_2$ gibi geçişler mümkündür. m_3^2 terimi yumuşak Z_2 ihlalini, λ_6, λ_7 terimleri ise sert Z_2 ihlalini doğurur.

Yumuşak Z_2 ihlalini ya da yumuşak Z_2 simetrisi kırılmasını anlamak için faz invaryanslığına bakılması gerekir. İki Higgs Dubletli Model'de bulunan alanların denklem 3.12'de tanımlanan global üniter faz dönüşümünü de sağlaması gerekir,

$$\begin{pmatrix} \Phi_1' \\ \Phi_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-i(\zeta_0 - \zeta/2)} & 0 \\ 0 & e^{-i(\zeta/2 + \zeta_0)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} . \tag{3.12}$$

Yukarıdaki dönüşüm bağımsız faz rotasyonları ile alanların global dönüşümü olarak da ele alınabilir. Skaler alanlar ve potansiyeldeki terimler bu faz dönüşümü altında aşağıdaki gibi

dönüşür (Ginzburg ve Krawczyk, 2005),

$$\begin{aligned} \Phi_k &\to e^{-i\zeta_i}\Phi_k, \quad (k=1,2) \\ \zeta_1 = \zeta_0 - \frac{\zeta}{2}, &\quad \zeta_2 = \zeta_0 + \frac{\zeta}{2}, \quad \zeta = \zeta_2 - \zeta_1 \ . \end{aligned} \tag{3.13}$$

$$\begin{aligned} \lambda_{1-4} \to \lambda_{1-4}, &\quad m_1^2 \to m_1^2, \quad m_2^2 \to m_2^2 \\ \lambda_5 \to \lambda_5 e^{-2i\zeta}, &\quad \lambda_{6,7} \to \lambda_{6,7} e^{-i\zeta} \\ m_3^2 &\to m_3^2 e^{-i\zeta} \ . \end{aligned} \tag{3.14}$$

Denklem 3.10'daki potansiyelde yukarıda verilen terimler yerleştirilirse aynı fiziksel durum elde edilir. Lagranjiyenin sağladığı bu özelliğe yeniden fazlama invaryanslığı denir (Branco ve diğerleri, 1999). ζ parametresi, bir parametrelik yeniden fazlama dönüşüm grubunu temsil eder. Tam Z_2 simetrisi eğer (3.10)'a uygulanırsa sadece λ_5 kompleks olmaya izinlidir ve $\lambda_6 = \lambda_7 = m_3^2 = 0$ olmalıdır. Eğer m_3^2'in de kompleks olmasına izin verilirse, Z_2 simetrisi yumuşak bir şekilde ihlal edilir. Bu tür bir ihlal, pertürbatif serilerin tüm mertebelerinde küçük mesafelerde Z_2 simetrisine uyar. Bu nedenle, bu türden bir ihlale yumuşak Z_2 ihlali denilmektedir.

Tam Z_2 simetrisi uygulandıktan sonra $m_3^2 = \lambda_6 = \lambda_7 = 0$ olmalıdır. Eğer potansiyelin Z_2 simetrisi uygulandıktan sonra kendiliğinden yumuşak Z_2 ihlal terimini içermesini isteniyorsa daha önce bahsedildiği gibi m_3^2 olan terimi potansiyelde bırakılır. Kendiliğinden CP ihlalini veren potansiyel aşağıdaki gibi tanımlanabilir,

$$\begin{aligned} V_{\text{yumuşak},Z_2}(\Phi_1,\Phi_2) = &- m_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 - m_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 - \frac{1}{2}m_3^2\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1\right) \\ &+ \lambda_1\left(\Phi_1^\dagger\Phi_1\right)^2 + \lambda_2\left(\Phi_2^\dagger\Phi_2\right)^2 + \frac{1}{4}\lambda_3\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1\right)^2 \\ &- \frac{1}{4}\lambda_4\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1\right)^2 + \lambda_5\Phi_1^\dagger\Phi_1\Phi_2^\dagger\Phi_2 \ . \end{aligned} \tag{3.15}$$

Bundan sonraki kısımda denklem 3.15'te verilen potansiyel yardımıyla Higgs alanlarına ait kütle terimleri elde edilecektir.

Denklem 3.15 ile verilen yumuşak Z_2 ihlal terimini de içeren potansiyelinden yola çıkarak kütle terimleri m_i ve λ_i cinsinden elde edilebilir.

İlk olarak dubletler hem reel hem de imajiner alanlardan oluşacak şekilde aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad ; \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix} . \tag{3.16}$$

Denklem 3.16'da verilen dubletler denklem 3.15'te verilen potansiyelde yerine yazılır. Daha sonra potansiyelin minimum koşullarını bulma kısmına geçilir. Φ_1 ve Φ_2'ye ait vakum beklenen değerleri, genellikle $\langle\phi_3\rangle = v_1/\sqrt{2}; \langle\phi_7\rangle = v_2/\sqrt{2}$ olacak şekilde reel olarak alınır. Potansiyelin minimum koşullarını bulabilmek için tadpole denklemleri kullanılır. Tadpole denklemleri aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$T_i = \left.\frac{\partial V}{\partial \phi_i}\right|_{\phi_3 = v_1/\sqrt{2}, \phi_7 = v_2/\sqrt{2}} = 0 . \tag{3.17}$$

Burada ϕ_i, $i = 1, ..., 8$ daha önce yukarıda tanımlanan skaler alanların ayar özdurumlarına karşılık gelir. $\phi_3 = v_1/\sqrt{2}, \phi_7 = v_2/\sqrt{2}$ dışındaki alanlar vakum beklenen değer geliştirmediklerinden denklemler bulunurken 0'a götürülür. Son olarak THDM potansiyeline ait Tadpole denklemleri aşağıdaki gibi elde edilir,

$$\begin{aligned} T_1 &= T_2 = T_4 = T_5 = T_6 = T_8 = 0 \\ T_3 &= -{m_1}^2 v_1 + \lambda_1 {v_1}^3 - \frac{1}{2} m_3^2 v_2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v_1 {v_2}^2 + \frac{1}{2}\lambda_5 v_1 {v_2}^2 = 0 . \\ T_7 &= -\frac{1}{2} m_3^2 v_1 - {m_2}^2 v_2 + \frac{1}{2}\lambda_3 {v_1}^2 v_2 + \frac{1}{2}\lambda_5 {v_1}^2 v_2 + \lambda_2 {v_2}^3 = 0 \end{aligned} \tag{3.18}$$

T_3 ve T_7'ye ait ifadeler tadpole denklemleri birlikte çözülürse aşağıdaki gibi m_1 ve m_2 üzerindeki sınırlandırmalar elde edilir,

$$\begin{aligned} m_1^2 &= \frac{2\lambda_1 {v_1}^3 - {m_3}^2 v_2 + \lambda_3 v_1 v_2^2 + \lambda_5 v_1 {v_2}^2}{2v_1} \\ m_2^2 &= \frac{-{m_3}^2 v_1 + \lambda_3 {v_1}^2 v_2 + \lambda_5 {v_1}^2 v_2 + 2\lambda_2 {v_2}^3}{2v_2} . \end{aligned} \tag{3.19}$$

Kütle matrisinin elemanları tadpole denklemlerinden elde edilen çözümlerin yardımı ile hesaplanabilir. Kütle matrisi, dubletler sekiz fiziksel olmayan skaler alandan oluştuğu ve bu alanların karışarak fiziksel kütleli Higgs alanlarını ortaya çıkardığı için, 8×8'lik bir matristir.

Kütle matrisinin elemanları aşağıdaki ifade yardımıyla hesaplanır,

$$M_{ij}^2 = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 V}{\partial\phi_i\partial\phi_j}\bigg|_{\phi_3=v_1/\sqrt{2},\phi_7=v_2/\sqrt{2}} . \tag{3.20}$$

Yukarıdaki ifadeden yararlanarak kütle matrisi aşağıdaki gibi elde edilir,

$$\begin{pmatrix} M_{11}^2 & 0 & 0 & 0 & M_{15}^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_{22}^2 & 0 & 0 & 0 & M_{26}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33}^2 & 0 & 0 & 0 & M_{37}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_{44}^2 & 0 & 0 & 0 & M_{48}^2 \\ M_{51}^2 & 0 & 0 & 0 & M_{55}^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_{62}^2 & 0 & 0 & 0 & M_{66}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{73}^2 & 0 & 0 & 0 & M_{77}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_{84}^2 & 0 & 0 & 0 & M_{88}^2 \end{pmatrix} . \tag{3.21}$$

Matris elemanları hesaplandıktan sonra aşağıdaki ifadeler elde edilir,

$$\begin{aligned}
&M_{11}^2 = \frac{1}{2}\left(m_3^2\frac{v_2}{v_1} - \lambda_3 v_2^2\right),\ M_{15}^2 = \frac{1}{2}\left(-m_3^2 + \lambda_3 v_1 v_2\right),\ M_{22}^2 = \frac{1}{2}\left(m_3^2\frac{v_2}{v_1} - \lambda_3 v_2^2\right) \\
&M_{26}^2 = \frac{1}{2}\left(-m_3^2 + \lambda_3 v_1 v_2\right),\ M_{33}^2 = \frac{1}{2}\left(4\lambda_1 v_1^2 + m_3^2\frac{v_2}{v_1}\right), \\
&M_{37}^2 = \frac{1}{2}\left(-m_3^2 + 2\lambda_3 v_1 v_2 + 2\lambda_5 v_1 v_2\right),\ M_{44}^2 = \frac{1}{2}\left(m_3^2\frac{v_2}{v_1} - \lambda_3 v_2^2 + \lambda_4 v_2^2\right), \\
&M_{48}^2 = \frac{1}{2}\left(-m_3^2 + \lambda_3 v_1 v_2 - \lambda_4 v_2 v_1\right), \\
&M_{51}^2 = \frac{1}{2}\left(-m_3^2 + \lambda_3 v_1 v_2\right),\ M_{55}^2 = \frac{1}{2}\left(-\lambda_3 v_1^2 + m_3^2\frac{v_1}{v_2}\right),\ M_{62}^2 = \frac{1}{2}\left(-m_3^2 + \lambda_3 v_1 v_2\right), \\
&M_{66}^2 = \frac{1}{2}\left(-\lambda_3 v_1^2 + m_3^2\frac{v_1}{v_2}\right),\ M_{73}^2 = \frac{1}{2}\left(-m_3^2 + 2\lambda_3 v_1 v_2 + 2\lambda_5 v_1 v_2\right), \\
&M_{77}^2 = \frac{1}{2}\left(m_3^2\frac{v_1}{v_2} + 4\lambda_2 v_2^2\right),\ M_{84}^2 = \frac{1}{2}\left(-m_3^2 + \lambda_3 v_1 v_2 - \lambda_4 v_1 v_2\right) \\
&M_{88}^2 = \frac{1}{2}\left(-\lambda_3 v_1^2 + \lambda_4 v_1^2 + m_3^2\frac{v_1}{v_2}\right) .
\end{aligned} \tag{3.22}$$

Yukarıda verilen matris elemanlarından $M_{11} = M_{22}$, $M_{15} = M_{51} = M_{26} = M_{62}$ ve $M_{55} = M_{66}$ olduğu görülmektedir. Daha önce tanımlanan 8×8'lik kütle matrisi, daha sonra fiziksel

Higgs kütlelerini verecek olan üç adet 2×2'lik matrise denklem 3.23'deki gibi ayrılabilir. Bu 2×2'lik üç matris, fiziksel CP-çift, CP-tek, yüklü Higgs'lere ait kütle matrisini oluşturur ve bu kütle matrislerinden yararlanarak fiziksel Higgs alanlarına ait kütle ifadeleri bulunabilir,

$$M^2 = \left[\begin{pmatrix} M_{11}^2 & M_{15}^2 \\ M_{15}^2 & M_{55}^2 \end{pmatrix} \otimes I_{2\times 2} \right] \oplus \begin{pmatrix} M_{33}^2 & M_{37}^2 \\ M_{37}^2 & M_{77}^2 \end{pmatrix} \oplus \begin{pmatrix} M_{44}^2 & M_{48}^2 \\ M_{48}^2 & M_{88}^2 \end{pmatrix} . \tag{3.23}$$

Yüklü Higgs'e ($H^{\pm}$) ait kütle matrisi ϕ_1 ve ϕ_5 alanlarına göre türev alınarak bulunan matris elemanlarından oluşur ve aşağıda bu kütle matrisi verilmiştir. Bundan sonraki aşama ise aşağıda verilen matrisi diagonalize ederek, $H^{\pm}$'ye ait kütle ifadesini bulmaktır,

$$M_{H^{\pm}}{}^2 = \begin{pmatrix} M_{11}^2 & M_{15}^2 \\ M_{15}^2 & M_{55}^2 \end{pmatrix} . \tag{3.24}$$

Denklem 3.24 ile verilen matris, denklem 3.25'teki gibi bir matris olarak tanımlanabilir,

$$M^2 = \begin{pmatrix} a & c \\ c & b \end{pmatrix} . \tag{3.25}$$

Bu matrise ait özdeğerler ve matrisi diagonalize etmek için karışım açılarına (γ) ait ifadeler denklem 3.26 ile verilir. Denklem 3.26'da verilen ifadede, (γ) açısı ayar özdurumları arasındaki karışım açısını temsil ederken, (γ) açısıyla birlikte karışan ayar özdurumları kütle özdurumlarını ortaya çıkartır,

$$\begin{aligned} m_{1,2}^2 &= \frac{1}{2}\left[a + b \pm \sqrt{(a-b)^2 + 4c^2} \right] \\ \sin 2\gamma &= \frac{2c}{\sqrt{(a-b)^2 + 4c^2}} \\ \cos 2\gamma &= \frac{a-b}{\sqrt{(a-b)^2 + 4c^2}} \\ \tan 2\gamma &= \frac{2c}{a-b} . \end{aligned} \tag{3.26}$$

Denklem 3.26 ile verilen ifadelerde, $m_{1,2}$ kütle özdurumlarını temsil etmektedir. Aşağıdaki ifadelerin yardımı ile kütle matrisi diagonal hale getirilirilerek kütle özdeğerleri elde edilir,

$$\begin{aligned} UMU^{\dagger} &= \begin{pmatrix} m_{11} & 0 \\ 0 & m_{22} \end{pmatrix} \\ U &\equiv \begin{pmatrix} \vec{u}_1^T \\ \vec{u}_2^T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\gamma & \sin\gamma \\ -\sin\gamma & \cos\gamma \end{pmatrix} . \end{aligned} \tag{3.27}$$

Denkelm 3.28'de verilen ifadede $(\phi_1 + i\phi_2)$, $(\phi_5 + i\phi_6)$ ayar özdurumları karışarak, kütle özdurumları olan G^+ ve H^+ yüklü Higgs'i oluşturur. Denklem 3.28'de β yüklü Higgs'e ait ayar özdurumları arasındaki karışım açısını temsil etmektedir,

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_5 + i\phi_6 \end{pmatrix} . \tag{3.28}$$

Yüklü Higgs'e ait kütle matrisi diagonalize edilirse, kütle özdeğerleri aşağıdaki gibi elde edilir,

$$\begin{aligned} m^2_{G^+} &= 0 \\ m^2_{H^+} &= \frac{1}{2}\left(m_3^2 \frac{1}{\sin\beta\cos\beta} - \lambda_3 v^2_{\mathrm{SM}} \right) . \end{aligned} \tag{3.29}$$

Denklem 3.29'da verilen ifadeden görüleceği üzere yüklü Higgs kütlesi m_3^2 ile doğru orantılıdır. Eğer λ_3 negatif olursa, λ_3'ün artması ile birlikte yüklü Higgs kütlesi de artmaktadır. λ_3 pozitif seçilirse, λ_3'ün artması ile birlikte yüklü Higgs kütlesi de azalmaktadır. Eğer lagranjiyenden yumuşak Z_2 ihlal terimi çıkartılırsa, $m_3 = 0$ olacağı için yüklü Higgs kütlesi sadece λ_3'e bağlı olarak değer alır.

CP çift Higgs kütleleri için de benzer bir yol izlenebilir. ϕ_3 ve ϕ_7 alanlarına göre türev alınarak bulunan matris elemanlarından oluşan ve diagonalize edilecek olan 2×2'lik kütle matrisi aşağıdaki gibi verilir,

$$M^2_{h_1,h_2} = \begin{pmatrix} M^2_{33} & M^2_{37} \\ M^2_{73} & M^2_{77} \end{pmatrix} . \tag{3.30}$$

Yukarıda verilen kütle matrisi diagonalize edebilmek için ayar özdurumlarından kütle özdurumlarını veren dönüşüm;

$$\begin{pmatrix} h_2 \\ h_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha_H & \sin\alpha_H \\ -\sin\alpha_H & \cos\alpha_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_3 \\ \phi_7 \end{pmatrix} \tag{3.31}$$

olarak yazılır ve CP-çift Higgs alanları için karışım açıları,

$$\begin{aligned} \sin 2\alpha_H &= \frac{2M_{37}}{\sqrt{(M_{33}-M_{77})^2+4M_{37}^2}} \\ \cos 2\alpha_H &= \frac{M_{33}-M_{77}}{\sqrt{(M_{33}-M_{77})^2+4M_{37}^2}} \end{aligned} \tag{3.32}$$

şeklinde tanımlanır. Denklem 3.26 uyarınca, CP-çift Higgs alanlarına ait kütle özdeğerleri aşağıdaki gibi elde edilir,

$$\begin{aligned} m_{h_2}^2 = {} & \frac{1}{4}m_3^2\left(\tan\beta+\cot\beta-\frac{2}{\sin 2\alpha_H}\right)+\lambda_1\cos^2\beta v_{\mathrm{SM}}^2+\lambda_2\sin^2\beta v_{\mathrm{SM}}^2 \\ & +\frac{\lambda_3\sin\beta\cos\beta v_{\mathrm{SM}}^2}{\sin 2\alpha_H}+\frac{\lambda_5\sin\beta\cos\beta v_{\mathrm{SM}}^2}{\sin 2\alpha_H}, \end{aligned} \tag{3.33}$$

$$\begin{aligned} m_{h_1}^2 = {} & \frac{1}{4}m_3^2\left(\tan\beta+\cot\beta+\frac{2}{\sin 2\alpha_H}\right)+\lambda_1\cos^2\beta v_{\mathrm{SM}}^2+\lambda_2\sin^2\beta v_{\mathrm{SM}}^2 \\ & -\frac{\lambda_3\sin\beta\cos\beta v_{\mathrm{SM}}^2}{\sin 2\alpha_H}-\frac{\lambda_5\sin\beta\cos\beta v_{\mathrm{SM}}^2}{\sin 2\alpha_H}\,. \end{aligned} \tag{3.34}$$

Yukarıdaki kütle ifadelerinden görüleceği üzere λ_3 ve λ_5 arttıkça h_2 kütlesi artarken, h_1 kütlesi azalmaktadır.

CP-tek Higgs kütlesi için, ϕ_4 ve ϕ_8 alanlarına göre türev alınarak bulunan matris elemanlarından oluşan 2×2'lik kütle matris kullanılır ve bu matris aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$M_{A,G^0}^2 = \begin{pmatrix} M_{44}^2 & M_{48}^2 \\ M_{84}^2 & M_{88}^2 \end{pmatrix}. \tag{3.35}$$

Denklem 3.35'de verilen kütle matrisini diagonalize edecek ve ayar özdurumlarından kütle özdurumlarına dönüşümü sağlayacak dönüşüm aşağıdaki gibidir,

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_4 \\ \phi_8 \end{pmatrix} . \tag{3.36}$$

Denklem 3.26 kullanılarak CP-tek Higgs alanına ait kütle özdeğeri aşağıdaki gibi elde edilir,

$$\begin{aligned} m^2_{G^0} &= 0 \\ m^2_A &= \frac{1}{2}\left(m^2_3 \frac{1}{\sin\beta\cos\beta} - \lambda_3 v^2_{\mathrm{SM}} + \lambda_4 v^2_{\mathrm{SM}} \right) . \end{aligned} \tag{3.37}$$

CP-tek Higgs kütlesinin m^2_3, λ_4'ün pozitif değerlerinde ve λ_3'ün negatif değerlerinde arttığı görülmektedir. Eğer yumuşak Z_2 ihlal terimi potansiyelden kaldırılırsa, CP-tek Higgs kütlesinin sadece λ_3 ve λ_4'e bağlı olduğu görülmektedir.

Denklem 3.15'te verilen potansiyelde Higgs alanlarının kütle özdurumları yerine yazılırsa üçlü ve dörtlü skaler etkileşim terimleri elde edilir. Etkileşim terimlerinden yola çıkarak bazı etkileşim sabitleri aşağıda verilmiştir,

$$\begin{aligned} g_{AAh_1} : \; & -\frac{i}{2} \left[\cos\beta \left(\cos\beta \left(4v_2 \cos\alpha_H \lambda_2 - v_1 \sin\alpha_H \left(-2\lambda_5 + 2\lambda_3 + 2\lambda_4 \right) \right) \right. \right. \\ & + \sin\beta \left(-v_2 \sin\alpha_H + v_1 \cos\alpha_H \right) 2\lambda_5 \big) \\ & + \sin\beta \left(\sin\beta \left(-4v_1 \sin\alpha_H \lambda_1 + v_2 \cos\alpha_H \left(-2\lambda_5 + 2\lambda_3 + 2\lambda_4 \right) \right) \right. \\ & \left. \left. + \cos\beta \left(-v_2 \sin\alpha_H + v_1 \cos\alpha_H \right) 2\lambda_5 \right) \right] , \end{aligned} \tag{3.38}$$

$$\begin{aligned} g_{AAh_2} : \; & -\frac{i}{2} \left[\cos\beta \left(\cos\beta \left(4v_2 \sin\alpha_H \lambda_2 + v_1 \cos\alpha_H \left(-2\lambda_5 + 2\lambda_3 + 2\lambda_4 \right) \right) \right. \right. \\ & + \sin\beta \left(v_2 \cos\alpha_H + v_1 \sin\alpha_H \right) 2\lambda_5 \big) \\ & + \sin\beta \left(\sin\beta \left(4v_1 \cos\alpha_H \lambda_1 + v_2 \sin\alpha_H \left(-2\lambda_5 + 2\lambda_3 + 2\lambda_4 \right) \right) \right. \\ & \left. \left. + \cos\beta \left(v_2 \cos\alpha_H + v_1 \sin\alpha_H \right) 2\lambda_5 \right) \right] . \end{aligned} \tag{3.39}$$

Potansiyel Üzerindeki Işınımsal Düzeltmeler

Potansiyel üzerine gelen ilmek/halka seviyesindeki katkılar THDM kütle spektrumunu belirlerken önemli etkiye sahiptir. Teorinin kütle değerlerini belirlemek için tek ilmekli/halkalı etkin potansiyelden elde edilen minimizasyon denklemlerinin çözülmesi ve tüm skaler parçacıklar için tek ilmekli/halkalı öz enerjilerin hesaplanması gerekmektedir. Bir ilmek/halka seviyesinde katkılar ile ağaç seviyesindeki potansiyelin toplamı aşağıdaki gibi verilir (Ferreira ve Swiezewska, 2016),

$$V_{\text{Toplam}} = V_{\text{Ağaç}} + V_{\text{İlmek}} \, . \tag{3.40}$$

Yukarıda kullanılan V_{Tree}, ağaç seviyesinde önceki bölümlerde tartışılan potansiyeli, V_{Loop} ise bir ilmek/halka seviyesindeki katkıları içeren potansiyeli temsil etmektedir. V_{Loop} aşağıdaki gibi verilmektedir (Lee ve Pilaftsis, 2012).

$$\begin{aligned} V_{\text{İlmek}} &= \frac{1}{64\pi^2} \sum_{\alpha} n_\alpha m_\alpha^4 \left[\log\left(\frac{m_\alpha^2}{\mu^2}\right) - \frac{3}{2} \right] \\ &= \frac{1}{64\pi^2} \left[m_H^4 \left(ln\frac{m_H^2}{\mu^2} - \frac{3}{2} \right) + m_A^4 \left(ln\frac{m_A^2}{\mu^2} - \frac{3}{2} \right) \right. \\ &+ 2m_{H^\pm}^4 \left(ln\frac{m_{H^\pm}^2}{\mu^2} - \frac{3}{2} \right) + 6m_W^4 \left(ln\frac{m_W^2}{\mu^2} - \frac{5}{6} \right) \\ &\left. + 3m_Z^4 \left(ln\frac{m_Z^2}{\mu^2} - \frac{5}{6} \right) - 12m_t^4 \left(ln\frac{m_t^2}{\mu^2} - 1 \right) \right] \, . \end{aligned} \tag{3.41}$$

Yukarıdaki denklemde kullanılan μ, renormalizasyon skalasını, m_α ise ağaç seviyesinde Higgs kütlelerini temsil etmektedir. α, teoride bulunan skaler alanlar ile ağaç seviyesinde etkileşime giren tüm parçacıklar üzerinden toplam almak için kullanılır. Her bir parçacığa karşılık gelen serbestlik derecesini hesaplamak için kullanılan n_α aşağıdaki gibi,

$$n_\alpha = (-1)^{2s_\alpha} \, Q_\alpha C_\alpha \, (2s_\alpha + 1) \, , \tag{3.42}$$

verilir. Burada, s_α parçacıklara ait spini, C_α renk yükü serbestlik derecesini (renk yükü taşımayanlar için 1'e, renk yükü taşıyanlar için 3'e eşittir) temsil eder ve Q_α yüksüz parçacıklar için 1, yüklü parçacıklar için 2 değerini alır.

Potansiyele bir ilmek/halka seviyesindeki katkılar da eklendikten sonra, daha önceki bölümde tartışılan fiziksel Higgs kütlelerini bulmak için kullanılan yöntem kullanılır,

$$\frac{\partial V_{\text{Toplam}}}{\partial \phi_i} = \frac{\partial V_{\text{Ağaç}}}{\partial \phi_i} + \frac{\partial V_{\text{İlmek}}}{\partial \phi_i} \ . \tag{3.43}$$

Yukarıdaki denklemde ilk kısım önceki bölümlerde çözüldü ve ağaç seviyesinde Higgs kütleleri elde edildi. Eğer ikinci kısım da çözülürse, elde edilen kütle matrislerini diagonalize ederek Higgs'lere ait kütleler bir ilmek/halka seviyesindeki katkılar ile birlikte elde edilir.

3.2.2. THDM'nin Kinetik Lagranjiyeni

Kinetik sektör skaler ve vektör alanlar arasındaki etkileşimleri ve simetri kırılması sonrasında kütleli vektör bozonlara ait kütle terimlerini içermektedir.
Ayar invaryansının sağlanması gerekliliği nedeniyle, potansiyelden farklı olarak THDM'nin kinetik lagranjiyeni ile Standart Model'in kinetik lagranjiyeni birbirlerine oldukça benzemektedir. THDM'nin kinetik lagranjiyeni, daha önce tanımlanan yük eşleniği, kesikli ve global tüm simetriler altında invaryant kalması gerekir. Standart Model'in kinetik Lagranjiyenini açarken yapılan işlemler aynı sıra ile THDM için de yapılır. THDM'de ikinci bir dublet bulunduğu için, ikinci dublet için de dubletlerin kovaryant türevleri kinetik lagranjiyene eklenir. THDM'nin kinetik lagranjiyeni aşağıdaki gibi verilir,

$$\mathcal{L}_{kin} = \left(D_\mu \Phi_1\right)^\dagger \left(D^\mu \Phi_1\right) + \left(D_\mu \Phi_2\right)^\dagger \left(D^\mu \Phi_2\right) \ . \tag{3.44}$$

Kovaryant türev içerisindeki ayar alanları sayesinde bu lagranjiyenden yola çıkarak Higgs-Ayar bozonları etkileşimleri elde edilir. Yukarıda verilen ifadedeki kovaryant türev aşağıdaki gibi ayar alanları cinsinden Standart Model'deki gibi tanımlanır,

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig'}{2} B_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \vec{W}_\mu \ . \tag{3.45}$$

$W^{\pm}$ ve Z bozonlarına ait kütle terimlerini bulabilmek için dubletleri sadece vakum beklenen değerler cinsinden tekrar aşağıdaki gibi tanımlanabilir,

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}; \qquad \Phi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} . \tag{3.46}$$

Denklem 3.44 içerisine Denklem 3.45 ile denklem 3.46'daki ifadeler yazılırsa, ayar alanlarına ait kütle terimleri aşağıdaki gibi bulunur,

$$\begin{aligned} W_\mu^{\pm} &= \frac{W_\mu^1 \mp i W_\mu^2}{\sqrt{2}}; M_{W^{\pm}}^2 = \frac{1}{4} g^2 \left(v_1^2 + v_2^2\right) \\ M_Z^2 &= \frac{1}{4}\left(v_1^2 + v_2^2\right)\left(g'^2 + g^2\right) = \frac{M_W^2}{\cos^2\theta_W} . \end{aligned} \tag{3.47}$$

Denklem 3.47'de verilen ifadelere bakıldığında Standart Model ile uyumlu olduğu görülmektedir. Standart Model'de olduğu gibi, ayar özdurumlarından kütle özdurumlarına dönüşümü sağlayan θ_W Weinberg karışım açısını temsil etmektedir. Z ve $W^{\pm}$ ayar bozonları kütlelerinin Standart Model ile uyumlu olabilmesi için iki dubletin vakum beklenen değerleri arasındaki ilişki $v_{\mathrm{SM}}^2 = v_1^2 + v_2^2$ şartını sağlamalıdır.

Kinetik sektör daha önce de belirtildiği gibi Higgs alanları ile ayar bozonlarının etkileşim terimlerini de içermektedir. Etkileşim terimlerini bulabilmek için denklem 3.3'te verilen dubletler kullanılır. $\Phi_i \quad (i = 1...8)$ şeklinde tanımlanmış skaler alanları fiziksel Higgs bozonları cinsinden aşağıdaki gibi karışım açılarını kullanarak kütle ifadeleri bulunmuştu. Benzer şekilde etkileşim lagranjiyeninde ayar özdurumlarından kütle özdurumlarına geçiş için aşağıdaki dönüşümler kullanılır,

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_4 \\ \phi_8 \end{pmatrix}, \tag{3.48}$$

$$\begin{pmatrix} h_2 \\ h_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha_H & \sin\alpha_H \\ -\sin\alpha_H & \cos\alpha_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_3 \\ \phi_7 \end{pmatrix}, \tag{3.49}$$

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_5 + i\phi_6 \end{pmatrix}, \tag{3.50}$$

$$\begin{aligned} \phi_1 + i\phi_2 &= \cos\beta G^+ - \sin\beta H^+ & \phi_3 &= \cos\alpha_H h_2 - \sin\alpha_H h_1 \\ \phi_1 - i\phi_2 &= \cos\beta G^- - \sin\beta H^- & \phi_4 &= \cos\beta G^0 - \sin\beta A \\ \phi_5 + i\phi_6 &= \sin\beta G^+ + \cos\beta H^+ & \phi_7 &= \sin\alpha_H h_2 + \cos\alpha_H h_1 \\ \phi_5 - i\phi_6 &= \sin\beta G^- + \cos\beta H^- & \phi_8 &= \sin\beta G^0 + \cos\beta A \end{aligned} \quad . \tag{3.51}$$

Denklem 3.51, 3.3 ve 3.45, denklem 3.44'deki ifadede yerine yazılırsa ayar bozonları ile Higgs alanları arasındaki etkileşim terimleri elde edilir. Etkileşim terimlerinden çıkarılan çiftlenim sabitlerinin bazıları aşağıda verilmiştir,

$$\begin{aligned} g_{H^+W^+A} &: \; -\frac{g}{2}, \\ g_{H^+W^+h_1} &: \; -\frac{ig}{2}\cos(\alpha_H + \beta), \\ g_{H^+W^+h_2} &: \; -\frac{ig}{2}\sin(\alpha_H + \beta), \\ g_{h_1W^+W^-} &: \; -igm_W \sin(\alpha_H + \beta), \\ g_{h_2W^+W^-} &: \; -igm_W \cos(\alpha_H - \beta). \end{aligned} \tag{3.52}$$

Kinetik sektör lagranjiyeni açıldığında, AW^+W^- ve AZZ gibi CP'yi ihlal eden bazı terimlerin izinli olmadığı görülür. Bu tip etkileşimlerin olmadığı kinetik lagranjiyenin açılması ile görülebilir. CP'yi koruyan bir modelde vakum beklenen değer reel alınır ve kinetik lagranjiyen içersine dubletler vakum beklenen değerleri ile birlikte yazılırsa, A'nın dubletlerin imajiner kısımlarından geldiği görülür. Bu durumda A hiçbir kütleli ayar bozonu ile ağaç seviyesinde etkileşim terimi vermez. Yine benzer süreç izlendiğinde $h_1\gamma\gamma$ ve $h_2\gamma\gamma$ gibi terimlerin de h_1, h_2 vakum beklenen değer geliştirdiğinden kütlesiz elektromanyetik alan ile etkileşime giremez ve bu köşeler izinli değildir. Yine CP korunumundan dolayı Zh_1h_2 köşesi de izinli değildir. $H^\pm W^\pm\gamma$ köşesi yine elektromanyetik akımın korunmasından dolayı izinli değildir. İzospin simetrisi de $H^\pm W^\pm Z$ köşesini engellemektedir. Tabi ki yukarıda ifade edilen birçok ağaç seviyesinde izinli olmayan köşe, CP'yi ihlal eden bir modelde ağaç seviyesinde ortaya çıkabilir. Ayrıca izinli olmayan bu köşelerle bir ilmek/halka seviyesinde de karşılaşmak mümkündür.

3.2.3. THDM'nin Yukawa Lagranjiyeni ve THDM Tipleri

Yukawa sektörü farklı tipte İki Higgs Dubletli Model'lerin ortaya çıkması açısından oldukça önemlidir. Kinetik sektör her ne kadar Standart Model'e benzese de Yukawa sektörü önceki bölümlerde ifade edilen Z_2 simetrisinin farklı şekilde uygulanması ile zenginleştirilebilir ve bunun sonucunda farklı tiplerde İki Higgs Dubletli Model'ler elde edilebilir.

Yukawa sektörü Standart Model'den bilindiği üzere fermiyon alanlarının kütle terimlerini ve Higgs alanları ile fermiyon etkileşimlerini içermektedir. Ayar invaryansını sağlayan İki Higgs Dubletli Model için en genel Yukawa lagranjiyeni aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y =& Y^U_{ij}\bar{Q}_{iL}\widetilde{\Phi}_1 U_{jR} + Y^D_{ij}\bar{Q}_{iL}\Phi_1 D_{jR} + \eta^U_{ij}\bar{Q}_{iL}\widetilde{\Phi}_2 U_{jR} + \eta^D_{ij}\bar{Q}_{iL}\Phi_2 D_{jR} \\ &+ Y^E_{ij}\bar{l}_{iL}\Phi_1 E_{jR} + \eta^E_{ij}\bar{l}_{iL}\Phi_2 E_{jR} + h.c. \end{aligned} \tag{3.53}$$

Denklem 3.53'de verilen lagranjiyende, $\Phi_{1,2}$ Higgs dubletlerini, $\tilde{\phi}_{1,2} \equiv i\sigma\Phi_{1,2}$'yi, $Y_{i,j}, \eta_{i,j}$ Yukawa çiftlenimlerini, $D_R \equiv (d_R, s_R, b_R)^T$ aşağı tip kuark teklilerini, $U_R \equiv (u_R, c_R, t_R)^T$ yukarı tip kuark teklilerini, E_R sağ elli yüklü leptonları, $\bar{Q}_{iL}, \bar{l}_{iL}$ sol elli kuark ve lepton dubletlerini temsil etmektedir. Denklem 3.53'e bakıldığında, her iki Higgs dubletinin de hem kuarklarla hem de leptonlarla etkileşerek kütle kazandırdığı görülmektedir. Kütle özdurumlarını elde edebilmek için kuark sektörü ve fermiyon ayar özdurumlarını döndürerek, her iki çiftlenim matrisini $Y_{i,j}, \eta_{i,j}$'yi aynı anda diyagonalize edilememesinden dolayı, FCNC'nin ağaç seviyesinde dahi ortaya çıkmasına neden olur. Çeşni değiştiren nötral akımlar deneyler tarafından sıkı bir şekilde baskılandığı için bu durumdan kurtulmak gerekir. Glashow ve Weinberg tarafından önerilen kesikli bir simetri ile bu çiftlenim sabitlerinin, FCNC gibi nadir süreçleri oluşturması önlenebilir (Glashow ve Weinberg, 1977). Eğer $Y^U_{i,j}, \eta^U_{i,j}$ matris çiftlerinden birinden kurtulmak mümkün olursa, FCNC ağaç seviyesinde baskılanabilir. Daha önceki bölümlerde de tanımlanan aşağıdaki Z_2 simetrisi Yukawa lagranjiyenine uygulayarak

FCNC'yi veren etkileşimler ağaç seviyesinde ortadan kaldırılır,

$$\begin{aligned}
\Phi_1 &\rightarrow \Phi_1 \text{ ve } \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2 \\
\Phi_1 &\rightarrow -\Phi_1 \text{ ve } \Phi_2 \rightarrow \Phi_2 \\
D_{jR} &\rightarrow \mp D_{jR} \; U_{jR} \rightarrow -U_{jR} \text{ ve } E_{jR} \rightarrow \mp E_{jR} \, .
\end{aligned}$$

Farklı tipte Z_2 simetrilerin uygulanması sonucunda, farklı tipte İki Higgs Dubletli Model'ler elde edilir. Bu modellere ait Z_2 yükleri aşağıdaki tabloda verilmiştir,

	Φ_1	Φ_2	u_R	d_R	ℓ_R	Q_L, L_L
Tip-1	+	−	−	−	−	+
Tip-2	+	−	−	+	+	+
Lepton Spesifik	+	−	−	−	+	+

(3.54)

Farklı tipte THDM'ler için Z_2 simetrisi yükleri

Bundan sonraki bölümde bu çalışmanın teorik temellerini oluşturan Lepton Spesifik İki Higgs Dubletli Model incelenecek olup, aynı yol izlenerek diğer tiplerdeki İki Higgs Dubletli Model'leri benzer şekilde elde etmek mümkündür.

Lepton Spesifik İki Higgs Dubletli Model

Lepton Spesifik THDM (THDM-LS), İki Higgs Dubletli Model'in deklem 3.56'de verilen kesikli simetrinin denklem 3.53'te verilen en genel Yukawa lagranjiyenine uygulanmasıyla elde edilir. THDM-LS'de Φ_1 dubleti sadece leptonlarla, Φ_2 dubleti sadece kuarklarla etkileşime girer (Cao ve diğerleri, 2009; Kolomensky ve diğerleri, 2010; Adam ve diğerleri, 2013; Han ve diğerleri, 2019; Wang ve diğerleri, 2019; Hashemi, 2018; Nomura ve Sanyal, 2019),

$$\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1 \text{ ve } \Phi_2 \rightarrow \Phi_2 \tag{3.55}$$

$$D_{jR} \rightarrow D_{jR} \; U_{jR} \rightarrow U_{jR} \text{ ve } E_{jR} \rightarrow -E_{jR} \, . \tag{3.56}$$

Yukarıda verilen Z_2 kesikli simetrisi denklem 3.53'te verilen lagranjiyene uygulanırsa,

$$\begin{aligned}-\mathcal{L}_{\mathrm{Y}}{}' = &- Y^U_{ij}\bar{Q}_{iL}\widetilde{\Phi}_1 U_{jR} - Y^D_{ij}\bar{Q}_{iL}\Phi_1 D_{jR} + \eta^U_{ij}\bar{Q}_{iL}\widetilde{\Phi}_2 U_{jR} + \eta^D_{ij}\bar{Q}_{iL}\Phi_2 D_{jR} \\ &+ Y^E_{ij}\bar{l}_{iL}\Phi_1 E_{jR} - \eta^E_{ij}\bar{l}_{iL}\Phi_2 E_{jR} + h.c.,\end{aligned} \tag{3.57}$$

THDM-LS'ye ait Yukawa lagranjiyeni elde edilir. Yukarıdaki lagranjiyene uygulanan kesikli simetri altında değişmeden kalabilmesi için, $Y^U_{i,j}, Y^D_{i,j}, \eta^E_{i,j} = 0$ olması gerekmektedir. Bu durumda THDM-LS'ye ait Yukawa lagranjiyeni aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$-\mathcal{L}_{\mathrm{YLS}} = \eta^U_{ij}\bar{Q}_{iL}\widetilde{\Phi}_2 U_{jR} + \eta^D_{ij}\bar{Q}_{iL}\Phi_2 D_{jR} + Y^E_{ij}\bar{l}_{iL}\Phi_1 E_{jR} + h.c. \tag{3.58}$$

Yukarıdaki lagranjiyenden de görüleceği üzere Φ_1 dubleti sadece leptonlarla, Φ_2 dubleti sadece kuarklarla etkileşmektedir. Lepton Spesifik İki Higgs Dubletli Model'in Yukawa lagranjiyenine bakıldığında, ağır top (üst) kuark kütlesi (Abe, 2009) Standart Model Higgs bozonunun çoğunlukla Φ_2 tarafından, hafif skalerlerin kütlesinin Φ_1 tarafından belirlendiği görülür. Bu durumda, hafif skalerler ile kuarklar arasındaki çiftlenimler $\tan\beta$ ile ters orantılı olmaktadır. Denklem 3.58'de verilen ifadeyi açmak için aşağıdaki gibi verilen lepton ve kuark dubletletleri kütle özdurumları cinsinden denklem 3.58'de yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned}-\mathcal{L}_{\mathrm{YLS}} = &\frac{g m_{u_i}}{2m_W \sin\beta}\bar{u}_i \left(\sin\alpha_H h_2 + \cos\alpha_H h_1\right) u_i \\ &+ \frac{g m_{d_i}}{2m_W \sin\beta}\bar{d}_i \left(\sin\alpha_H h_2 + \cos\alpha_H h_1\right) d_i \\ &- \frac{i g m_{u_i}}{2m_W}\cot\beta \bar{u}_i\gamma_5 u_i A + \frac{i g m_{d_i}}{2m_W}\cot\beta \bar{d}_i\gamma_5 d_i A \\ &- \frac{g V_{ij}}{\sqrt{2}m_W}\cot\beta \bar{u}_i \left(m_{u_i}P_L - m_{d_j}P_R\right) d_j H^+ \\ &+ \frac{g m_{e_i}}{2m_W \cos\beta}\bar{e}_i \left(\cos\alpha_H h_2 - \sin\alpha_H h_1\right) e_i - \frac{i g m_{e_i}}{2m_W}\tan\beta \bar{e}_i\gamma_5 e_i A \\ &- \frac{g m_{e_i}}{\sqrt{2}m_W}\tan\beta \bar{\nu}_{e_i} P_R e_i H^+\end{aligned} \tag{3.59}$$

etkileşim terimlerini veren ifade elde edilir. Denklem 3.59'dan yola çıkarak, Higgs ile fermiyonlar arasındaki etkileşim terimleri denklem 3.60'daki gibi elde edilir,

$$\begin{aligned} A\mu^+\mu^- &: \; -\frac{igm_\mu}{2m_W}\tan\beta\bar{\mu}\gamma_5\mu A \\ A\tau^+\tau^- &: \; -\frac{igm_\tau}{2m_W}\tan\beta\bar{\tau}\gamma_5\tau A \\ Ab\bar{b} &: \; +\frac{ig\cot\beta}{2m_W}m_b\bar{b}\gamma_5 bA \\ tbH^+ &: \; -\frac{gV_{tb}}{\sqrt{2}m_W\cot\beta}\bar{t}\left(m_t P_L + m_b P_R\right)bH^+ \\ H^+\mu^+\nu_\mu &: \; -\frac{gm_\mu}{\sqrt{2}m_W}\tan\beta\bar{\nu}_\mu P_R\mu H^+ \; . \end{aligned} \tag{3.60}$$

Lepton Spesifik THDM için efektif Yukawa çiftlenimleri aşağıdaki gibi bulunur,

$$\begin{aligned} Y_u^{h_2} &= \frac{\sin\alpha_H}{\sin\beta}, \quad Y_u^{h_1} = \frac{\cos\alpha_H}{\sin\beta}, \; Y_d^{h_2} = \frac{\sin\alpha_H}{\sin\beta} \\ Y_d^{h_1} &= \frac{\cos\alpha_H}{\sin\beta}, \quad Y_e^{h_2} = \frac{\cos\alpha_H}{\cos\beta}, \; Y_e^{h_1} = -\frac{\sin\alpha_H}{\cos\beta} \\ Y_u^A &= \cot\beta, \qquad Y_d^A = -\cot\beta, \; Y_e^A = \tan\beta \; . \end{aligned} \tag{3.61}$$

Denklem 3.61'de verilen efektif Yukawa çiftlenimlerine bakıldığında, leptonlar ile CP-tek A arasındaki çiftlenim $\tan\beta$ ile doğru orantılıyken, kuarklar ile CP-tek A arasındaki çiftlenim $\tan\beta$ ile ters orantılı olduğu görülmektedir.

Lepton Spesifik THDM Üzerindeki Sınırlandırmalar

Lepton Spesifik İki Higgs Dubletli Model üzerinde hem teorik hem de deneysel bazı sınırlandırlamalar bulunmaktadır. Model üzerindeki teorik sınırlandırlamalar aşağıdaki gibi verilir (Cao ve diğerleri, 2009).

- Higgs sektörünün pertürbatif olabilmesi için, $\lambda_i < 4\pi \quad (i = 1...5)$ şartını sağlamalı.

- S-matrisi üniter olma koşulunu sağlamalı, bu koşul aşağıdaki gibi verilir,

$$\begin{aligned}
&3\left(\lambda_1+\lambda_2\right) \pm \sqrt{9\left(\lambda_1-\lambda_2\right)^2+4\left(2\lambda_3+\lambda_4\right|)^2}<16\pi \\
&\lambda_1+\lambda_2 \pm \sqrt{\left(\lambda_1-\lambda_2\right)^2+4\left|\lambda_5\right|^2}<16\pi \\
&\lambda_1+\lambda_2 \pm \sqrt{\left(\lambda_1-\lambda_2\right)^2+4\left|\lambda_5\right|^2}<16\pi \\
&\lambda_3+2\lambda_4 \pm 3\left|\lambda_5\right|<8\pi \\
&\lambda_3 \pm \lambda_4<8\pi \\
&\lambda_3 \pm \left|\lambda_5\right|<8\pi \ .
\end{aligned} \tag{3.62}$$

- İki Higgs Dubletli Model'e ait skaler potansiyel büyük alan değerlerinde sonludur ve sınırlara dönüşen düz yönler içermez. Bu koşul sağlanabilmesi için λ_i $(i = 1...5)$'ler arasındaki ilişki aşağıdaki gibi olmalıdır,

$$\begin{aligned}
&\lambda_{1,2}>0 \\
&\lambda_3>-\sqrt{\lambda_1\lambda_2} \\
&\lambda_3+\lambda_4-\left|\lambda_5\right|>-\sqrt{\lambda_1\lambda_2} \ .
\end{aligned} \tag{3.63}$$

Higgs sektörü için deneysel sınırlandırmalar ise aşağıdaki gibidir.

- Yüklü Higgs kütlesi $m_{H^\pm} > 80 \quad GeV$ olmalıdır.
- $m_A + m_{h,H} < m_Z$ şartı sağlanırsa, $\Gamma(Z \to h(H)A) < 5.8MeV$ olmalıdır.
- Bir diğer sınırlandırma ise, $Z\tau^+\tau^-$ çiftlenimi üzerine gelmektedir. $\tan\beta$'nın büyük değerlerinde $Z\tau^+\tau^-$ çiftlenimine ciddi şekilde ışınımsal düzeltmeler alabilir.
- Tau(τ)'nun leptonik bozunumu üzerinde de deneysel sınırlandırma bulunmaktadır. Dallanma oranı $Br(\tau \to e\tilde{\nu}_e\nu_\tau)$, 0.0080 – 0.0121 arasında olmalıdır.
- Müon anormal manyetik momentin Standart Model'de hesaplanan değeri ile deneysel sonuçlar arasında $a_\mu^{deney} - a_\mu^{teori} = (251 \pm 59) \times 10^{-11}$ kadarlık sapma bulunmaktadır. Lepton Spesifik İki Higgs Dubletli Model'in A, h_1, h_2 gibi Higgs bozonlarından bir

ve iki ilmek/halka seviyesinde müon anormal manyetik momente katkıda bulunması mümkün olduğu için deneylerle uyumlu sonuçlar elde etmek gerekir.

4. BULGULAR ve TARTIŞMA

4.1. Giriş

Yapılan yeni bir analizle birlikte, yeni fiziğin kapısını aralayabilecek ve yeni Higgs bozonlarının varlığına dair olasılığın doğmasına neden olabilecek Standart Model öngörülerinden sapma içeren bir rapor yayımlandı (Chatrchyan ve diğerleri, 2014; Aad ve diğerleri, 2015a,b; Khachatryan ve diğerleri, 2015; Sirunyan ve diğerleri, 2018a; Aad ve diğerleri, 2017, 2018; Sirunyan ve diğerleri, 2018b, 2019a,c,b,d,e; Aad ve diğerleri, 2020, 2019b). Örneğin, müon çiftlerinin invaryant kütlesinin yaklaşık 28 GeV olduğu bölgede bir olay fazlalığı, hem 8 TeV hem de 13 TeV kütle merkezi enerjilerinde elde edilen ve Standart Model'e dahil olmayan bazı durumların bozunumlarından kaynaklanabilen CMS verileriyle ele alınabilir (Sirunyan ve diğerleri, 2018c). Standart Model'e ikinci bir skaler dublet eklenmesi ile parçacık içeriği ekonomik bir şekilde genişletilir ve İki Higgs Dubletli Model elde edilir (Bhattacharyya ve Das, 2016). İkinci dubletin eklenmesi ile ortaya çıkan ve Standart Model parçacıkları ile etkileşime giren parçacıklar çarpıştırıcı deneylerinde test edilebilmektedir. İki Higgs Dubletli Model'in göze çarpan en önemli özelliklerinden biri de güncel deneylerin, modelin öngördüğü hafif Higgs bozonu sonuçları ile uyumlu olabilmesidir (Aggleton ve diğerleri, 2017; Chun ve diğerleri, 2018). Eğer herhangi bir skaler parçacık 28 GeV kadar hafif olursa, müon çifti invaryant kütlesindeki gözlemlenen olay fazlalığını açıklamak için aday olabilir.

Bu çalışmada, müon çiftinde gözlemlenen olay fazlalığının modelin öngördüğü hafif skaler parçacıktan kaynaklandığı kabul edilerek, Lepton Spesifik İki Higgs Dubletli Model ele alınıp, çeşitli deneysel sınırlandırmaları da göz önünde bulundurarak hafif Higgs bozonlarının kütle spektrumu incelendi ve müon çifti invaryant kütlesinde 28 GeV'de sinyal fazlalığını verebilecek skaler parçacık adayı bulundu. Daha sonra bu çözüm için CMS dedektör simülasyonu yapılarak olası sinyalin özellikleri incelendi.

4.2. Parametre Uzayının Taranması ve Deneysel Sınırlandırmalar

Lepton Spesifik İki Higgs Dubletli Model'e ait kütle spektrumu ve model parametreleri çiftlenim sabitleri tabanlı taranırken, SARAH 4.13.0'dan (Staub, 2011, 2015) elde edilen SPheno 4.0.3 paketi (Porod, 2003; Porod ve Staub, 2012) kullanıldı. Tarama esnasında kullanılan İki Higgs Dubletli Model'e ait çiftlenim sabitlerinin değer aralığı aşağıdaki gibi listelenebilir,

$$\begin{aligned} -1 \leq \quad & \lambda_i \quad && \leq 1 && (i = 1, 2, 3, 5)\ , \\ -25 \leq \quad & m_3^2 \quad && \leq 25\ \text{TeV}^2\ , \\ 1.2 \leq \quad & \tan\beta \quad && \leq 60\ . \end{aligned} \tag{4.1}$$

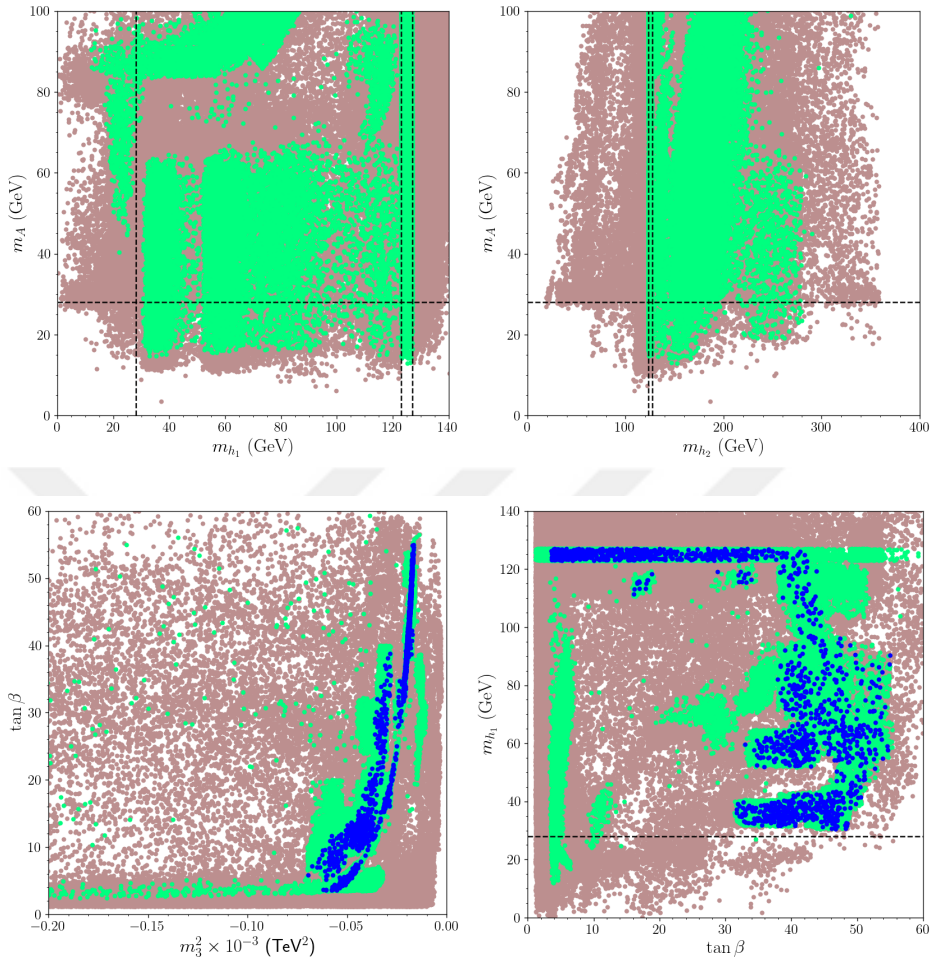
SPheno ile çözümler elde edildikten sonra Higgs bozonlarına ait üretim tesir kesitlerini bulabilmek için, LHAPDF6 (Skipis, 2003; Bourilkov ve diğerleri, 2006; Buckley ve diğerleri, 2015) tarafından sağlanan parton dağılım fonksiyonlarını kullanan SusHi 1.7.0 çalıştırıldı (Harlander ve diğerleri, 2013, 2017; Bagnaschi ve diğerleri, 2019; Bahl ve diğerleri, 2019). Deneysel veriler ile karşılaştırma yapabilmek için parton dağılım fonksiyonu CTEQ6L1 olarak alındı (Pumplin ve diğerleri, 2002). Daha önceki bölümlerde tartışıldığı gibi m_1^2 ve m_2^2 tadpole denklemleri kullanılarak hesaplandı. Çözümlerden ($v^2 = v_1^2 + v_2^2 \simeq v_{\text{SM}}^2$) elektrozayıf simetri kırılması ile uyumlu olanlar incelendi. Çiftlenim sabitlerinin değer aralığı hafif Higgs bozonlarını içerecek şekilde belirlendi. Skaler potansiyelin stabil olma koşulunu da göz önünde bulundurarak, çiftlenim sabitlerinin negatif değerler almasına izin verildi. Daha önce tartışıldığı gibi üst kuarkın kütle değerinin büyük olmasından dolayı $v_2 \lesssim v_{\text{SM}}$ şartını sağlamalı ve bu nedenle skaler potansiyelin stabil olma koşulu, $\lambda_2 > 0$ olmasını gerektirmektedir. Bu bağlamda, CP-tek Higgs ve hafif olan CP-çift Higgs kütlesi çoğunlukla ϕ_1 tarafından belirlendiğinde hafif olabilmektedir.

$B_s \to \mu^+\mu^-$ ve $B_s \to X_s\gamma$ (X_s s-kuark içeren mezonu temsil etmektedir) gibi $B-$mezon bozunumlarına bakıldığında hafif skaler parçacıklar için problem ortaya çıkma ihtimali bulunmaktadır. Bu tip bozunumlar skaler parçacıklardan çeşitli diyagramlar aracılığı ile katkı alabilmekte ve Standart Model öngörüleri ile deneysel sonuçlar bu bozunumlarda

ortaya çıkacak ekstra katkıları önemli ölçüde sınırlandırmaktadır (Mahmoudi ve diğerleri, 2012; Aaij ve diğerleri, 2013; Arbey ve diğerleri, 2013; Amhis ve diğerleri, 2012; Bobeth ve diğerleri, 2014a,b; Hermann ve diğerleri, 2013; Nis ve diğerleri, 2017; Arnan ve diğerleri, 2017; Amhis ve diğerleri, 2021). Denklem 3.61'de verildiği gibi, $\tan\beta$'nın hafif skalerler ile kuarklar arasındaki çiftlenimi baskıladığı görülmektedir, bu da $B-$mezon bozunumlarında modelin öngördüğü ile deneysel sonuçların uyumlu olmasını sağlayabilmektedir. Bir çözümün Higgs bozonu kütle sınırlandırmaları ve nadir $B-$mezon bozunumları ile tutarlı olup olmadığını kontrol etmek için aşağıdaki sınırlandırmalar uygulandı,

$$\begin{array}{lcl} 123 \leq & m_{h_1} \text{ veya } m_{h_2} & \leq 127 \text{ GeV} , \\ & m_{H^\pm} & \gtrsim 80 \text{ GeV} , \\ 0,8 \times 10^{-9} \leq & \text{BR}(B_s \to \mu^+\mu^-) & \leq 6,2 \times 10^{-9}\ (2\sigma) , \\ 2,99 \times 10^{-4} \leq & \text{BR}(B_s \to X_s\gamma) & \leq 3,87 \times 10^{-4}\ (2\sigma) . \end{array} \tag{4.2}$$

4.3. Higgs Kütle Spektrumu

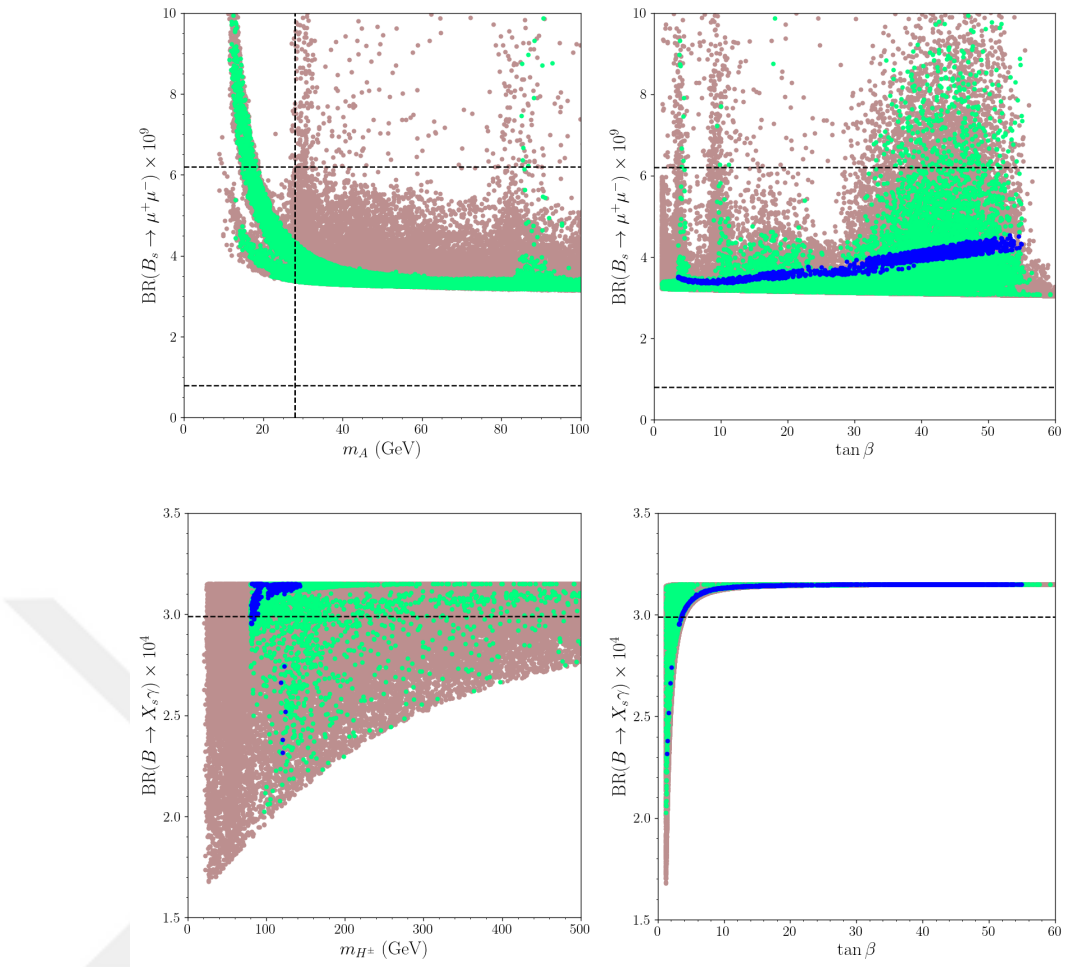


Şekil 4.1: $m_A - m_{h_1}$, $m_A - m_{h_2}$, $\tan\beta - m_3^2$ ve $m_{h_1} - \tan\beta$ düzlemlerinde çizdirilmiş Higgs bozonlarına ait kütle değerleri ve temel parametreler. Yeşil noktalar Higgs bozonlarına ait kütleler ve nadir $B-$mezon bozunumları ile ilgili deneysel sınırlandırmaları sağlayan çözümleri temsil etmektedir. Alt taraftaki grafiklerde mavi noktalar, yeşil noktalar ile temsil edilen çözümlerin alt kümesi olup ek olarak $26 \leq m_A \leq 30$ GeV şartını sağlayan çözümleri temsil etmektedir. Yatay çizgi, Higgs bozonu kütlesinin 28 GeV olduğu bölgeyi göstermektedir. $m_A - m_{h_1}$ düzleminde ilk dikey çizgi $m_{h_1} = 28$ GeV bölgesini gösterirken, son iki dikey çizgi sırasıyla $m_{h_1} = 123$ GeV ve $m_{h_1} = 127$ GeV arasındaki çözümleri göstermek için kullanıldı.

Bu bölümde, Şekil- 4.1'de verilen $m_A - m_{h_1}$, $m_A - m_{h_2}$, $\tan\beta - m_3$ ve $m_{h_1} - \tan\beta$ düzlemlerinde çizdirilmiş grafiklere bakılarak, Higgs bozonlarına ait kütle spektrumu ve parametre uzayı incelenerek hafif Higgs bozonları tartışıldı. $m_A - m_{h_1}$ düzleminde çizdirilmiş grafikten görülebileceği üzere CP-tek Higgs kütlesi $m_A \lesssim 100$ GeV olarak geniş bir bölgede elde

edilebilmektedir. Ayrıca, bu çözümler denklem 4.2'de verilen herhangi bir sınırlandırmayı ihlal etmeden $m_{h_1} \gtrsim 10$ GeV olduğu durumları da verebilmektedir. Eğer kütle spektrumu hafif CP-çift Higgs içerirse h_2'nin, Standart Model Higgs bozonu olması gerekmektedir. Bu hafif CP-çift Higgs bozonu çözümleri $m_A - m_{h_2}$ düzleminde çizdirilmiş grafikte düşey kesikli çizgiler arasında kalan yeşil noktalarla temsil edilmiş çözümlere karşılık gelmektedir. Ancak, CP-tek Higgs bozonu hafif ve $m_{h_1} \simeq 125$ GeV SM benzeri Higgs bozonu olarak alınırsa m_{h_2}, 300 GeV'e kadar ağır olabilmektedir. Tutarlı elektrozayıf simetri kırılması, $\tan\beta - m_3^2$ düzleminde gösterildiği gibi tüm fiziksel çözümlerde m_3^2'nin negatif olmasını gerektirir. Hafif CP-tek Higgs bozonu koşulu (mavi noktalar) m_3^2 değerini $m_3^2 \gtrsim -0,07$ TeV^2 olarak sınırlandırmaktadır. Ek olarak, 4.1'deki sol alt grafikten görüleceği üzere, $m_3^2 \times 10^{-3} \simeq -0.2$ değerini aldığında $\tan\beta \simeq 2$ olmaktadır, $m_3^2 \times 10^{-3} \simeq -0.01$ değerini aldığında ise $\tan\beta \simeq 55$ olmaktadır. $m_A \sim 28$ GeV'i veren $\tan\beta$ ve m_3^2 arasındaki korelasyon, denklem 3.37'in doğrudan bir sonucudur. $m_{h_1} - \tan\beta$ düzleminde mavi noktalarla gösterildiği gibi, kütle spektrumunda aynı anda hafif CP-tek ve CP-çift Higgs bozonlarını elde etmek $\tan\beta \gtrsim 30$ olduğunda mümkündür.

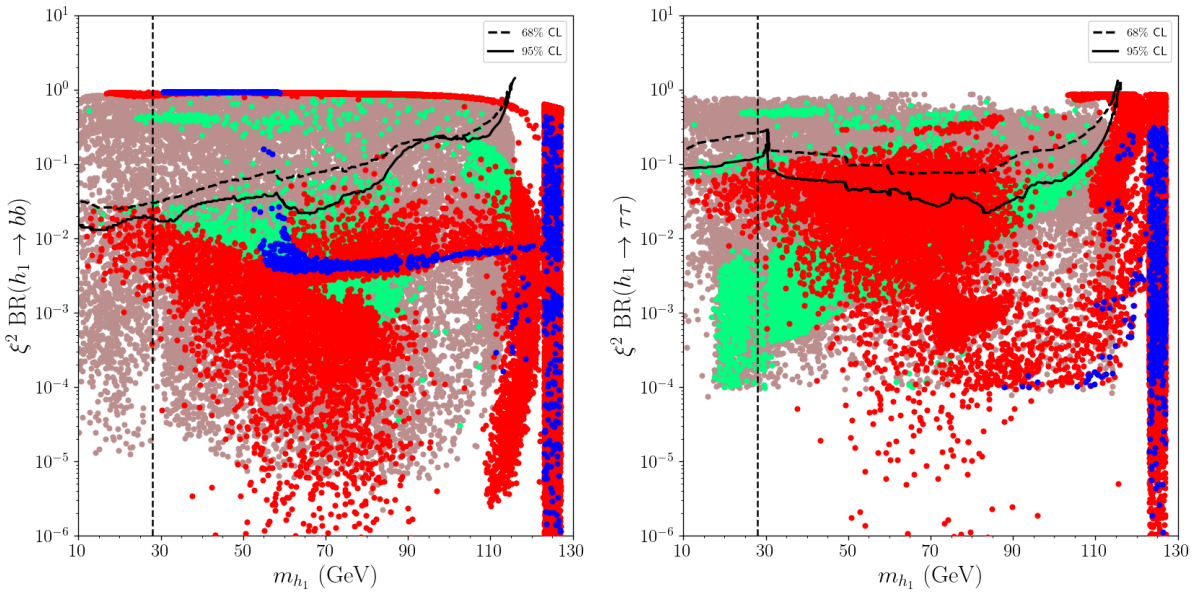
$\mathrm{BR}(B_s \to \mu^+\mu^-)$ (yukarıda) ve $\mathrm{BR}(B_s \to X_s\gamma)$ (aşağıda) bozunum kanallarını $\mathrm{BR}(B_s \to \mu^+\mu^-) - m_A$, $\mathrm{BR}(B_s \to \mu^+\mu^-) - \tan\beta$, $\mathrm{BR}(B_s \to X_s\gamma) - m_{H^\pm}$ ve $\mathrm{BR}(B_s \to X_s\gamma) - \tan\beta$ düzlemlerinde Şekil 4.2'de gösterildi. Yukarıdaki grafiklerden görüleceği üzere, $\mathrm{BR}(B_s \to \mu^+\mu^-)$ güçlü bir şekilde CP-tek Higgs bozonu kütlesine bağlı olmasının yanında $m_A \simeq 28$ GeV ile uyumlu çözümler elde etmek mümkündür. Bu hafif CP-tek Higgs çözümlerinde, $\tan\beta$'nın artması ile $\mathrm{BR}(B_s \to \mu^+\mu^-) - \tan\beta$ düzleminde mavi noktalar ile temsil edilen çözümlerde hafif bir artış görülmektedir. Ancak bu artış, $\mathrm{BR}(B_s \to \mu^+\mu^-)$ için tutarsız şekilde büyük değerlere yol açmaz. $B_s \to \mu^+\mu^-$ bozunum kanalının aksine, $B_s \to X_s\gamma$, Lepton-Spesifik İki Higgs Dubletli Model'in sonuçları üzerinde daha güçlü bir etki sağladığı görülmektedir. Şekil 4.2'de verilen aşağıdaki grafiklerden görüleceği üzere, bu bozunum kanalına gelen ekstra katkılar, yüklü Higgs bozonunu içeren diyagramlardan kaynaklanmaktadır, bununla birlikte $\mathrm{BR}(B_s \to X_s\gamma) - m_{H^\pm}$ düzlemi, $m_{H^\pm} \gtrsim 80$ GeV olduğunda bile tutarlı çözümler elde etmenin mümkün olduğunu göstermektedir. Gerçekten de, eğer çözümlere $m_A \sim 28$ GeV (mavi noktalar) şartı eklenirse, o zaman $\mathrm{BR}(B_s \to X_s\gamma)$ üzerindeki deneysel ölçümlerle tutarlı olarak $m_{H^\pm}$, 150 GeV'in altında olması gerekir. Aynı zamanda sonuçlar,



Şekil 4.2: BR($B_s \to \mu^+\mu^-$) − m_A, BR($B_s \to \mu^+\mu^-$) − tan β, BR($B_s \to X_s\gamma$) − $m_{H^\pm}$ ve BR($B_s \to X_s\gamma$) − tan β düzlemlerinde çizdirilmiş grafiklerde nadir $B-$mezon bozunumları üzerinde kütle ve parametrelerin etkisi gösterilmiştir. Renklerin temsil ettikleri ve sağladıkları şartlar Şekil 4.1'de verilenler ile aynıdır. Yukarıdaki grafiklerde $B-$mezon bozunumlarından gelen şartlar yeşil noktalara uygulanmadı. Bu bozunmalar için izin verilen aralıklar yatay kesikli çizgilerin arasında kalan bölgede gösterilmiştir.

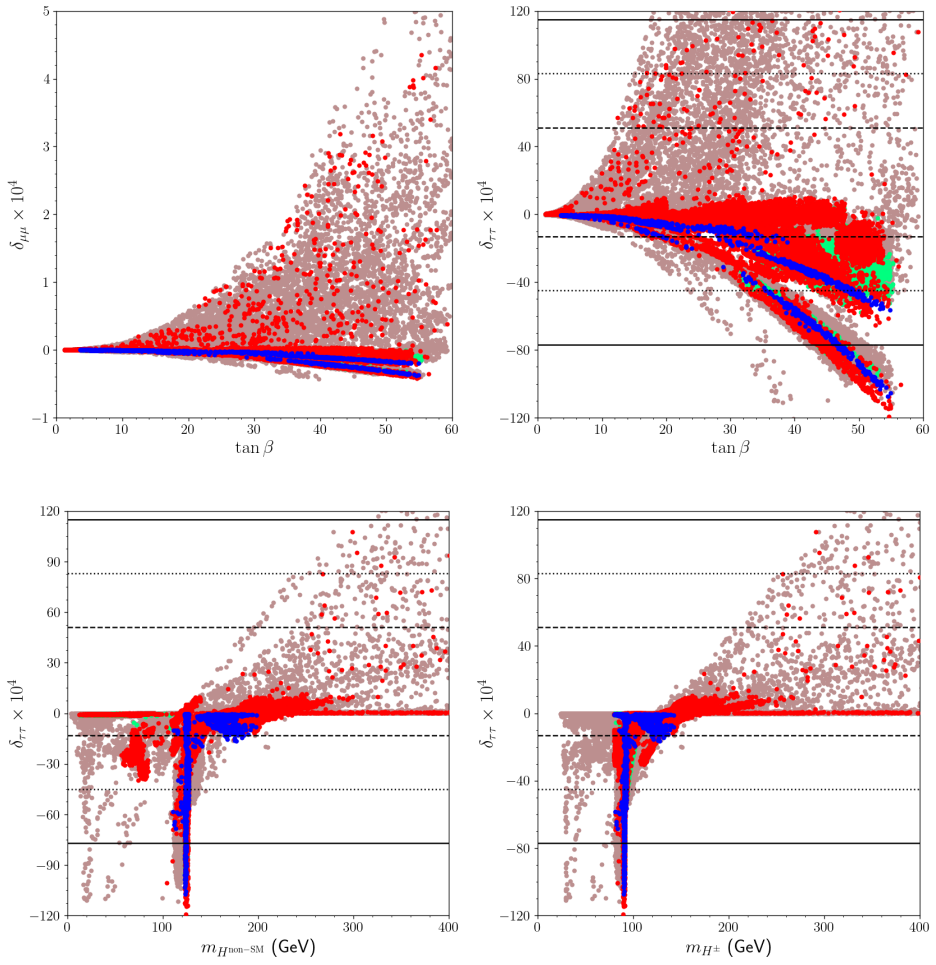
parametre alanının çoğunun BR($B_s \to X_s\gamma$) sınırlandırması tarafından dışarlandığını ve tan β parametresinin tutarlı BR($B_s \to X_s\gamma$) değerlerinin belirlenmesinde oldukça etkili olduğunu ortaya koymaktadır. Gerçekten de, BR($B_s \to X_s\gamma$) – tan β düzlemi, BR($B_s \to X_s\gamma$) ve tan β arasında neredeyse benzersiz bir korelasyon olduğunu göstermektedir.

Nadir görülen $B-$meson bozunumlarına ek olarak, hafif Higgs bozonları, LEP verileri (Abbiendi, 2003) üzerindeki kapsamlı analizlerden elde edilen sonuçlarla da sınırlandırılabilir. $h_1 \to bb$ (sol) ve $h_1 \to \tau\tau$ (sağ) bozunum kanallarında LEP verilerinin hafif h_1 çözümleri



Şekil 4.3: $h_1 \to bb$ (sol) ve $h_1 \to \tau\tau$ (sağ) bozunum kanalları aracılığı ile CP-çift Higgs bozonu üzerindeki LEP sınırlandırması gösterilmektedir. Düz ve kesikli eğriler, sırasıyla 95% ve 68% güvenirlik seviyelerinde (CL'ler) LEP verilerinden gelen dışarlama eğrilerini temsil eder (Abbiendi, 2003). Çözümleri temsil eden tüm noktalar, elektrozayıf simetri kırılması ve fermiyon kütleleri ile uyumludur. Yeşil noktalar, Higgs bozon kütlelerinden ve nadir $B-$meson bozunumlarından gelen sınırlandırmalara uymaktadır. Kırmızı noktalar, yeşil noktaların alt kümesi olup LEP sınırlandırmalarına da uyan çözümleri temsil etmektedir. $h_1 \to bb$ üzerindeki sınırlandırma sol, $h_1 \to \tau\tau$ üzerindeki sınırlandırma da sağ taraftaki grafikte uygulanmadı. Mavi noktalar, kırmızı noktalar ile temsil edilen çözümlerin bir alt kümesi olup $26 \leq m_A \leq 30$ GeV şartına uyan çözümleri temsil etmektedir. Dikey kesikli çizgiler, $m_{h_1} = 28$ GeV olan çözümleri temsil eder ve $\xi = g_{hZZ}/g_{hZZ}^{\rm SM}$, SM değerine normalize edilmiş Higgs ile Z bozonları arasındaki çiftlenimi temsil etmektedir.

üzerindeki etkisi Şekil 4.3'te gösterilmiştir. Şekil 4.3'te yer alan her iki düzlemdeki kırmızı noktalar, LEP verilerinin CP-çift Higgs bozonunun yaklaşık 10 GeV kadar hafif olmasına izin verebileceğini göstermektedir. Bununla birlikte, hafif CP-tek Higgs bozon çözümleri (mavi) aranırsa, bu tür çözümler m_{h_1}'i yaklaşık 55 GeV'de sınırlar. $m_A \sim m_{h_1} \simeq 28$ GeV içeren kütle spektrumu için çözümler LEP verileri tarafından dışarlanır (sol paneldeki eğrilerin üzerindeki mavi noktalar). Ayrıca $\xi^2 {\rm BR}(h_1 \to \tau\tau) - m_{h_1}$ düzlemindeki ${\rm BR}(h_1 \to \tau\tau)$ için LEP sınırı da sağdaki grafikte gösterilmiştir. Kırmızı ve mavi noktalardan görüldüğü gibi, ${\rm BR}(h_1 \to \tau\tau)$ ölçümlerinin etkisi, ${\rm BR}(h_1 \to bb)$ bozunum kanalından gelen etki kadar güçlü değildir ve birçok çözüm, ${\rm BR}(h_1 \to \tau\tau)$ üzerindeki sınırlandırmayı kolaylıkla sağlayabilir.



Şekil 4.4: $\Gamma_{Z\to ll}$ bozumlarında LFU'dan sapmaları gösteren grafikler, burada $l = \mu, \tau$ olarak alındı. Grafiklerin renk kodlaması 4.3 ile aynıdır. Sağ üst ve alt panellerdeki yatay çizgiler, $\delta_{\tau\tau}$ için LFU üzerindeki deneysel sınırları temsil eder.

$h \to \tau\tau$ üzerindeki LEP sınırlandırması nispeten daha zayıf olsa da, Higgs bozonlarının leptonik bozunumları da Lepton Çeşni Evrenselliği (LFU) dikkate alınarak sınırlandırılabilir. Lepton-Spesifik İki Higgs Dubletli Model, Yukawa çiftlenimlerinin etkin değerleri tarafından kısıtlansa da, ekstra Higgs bozonları döngü seviyesinde LFU'dan bir sapma verebilir. Böyle bir sapma $\tan\beta$ ile artar (Abe ve diğerleri, 2015; Chun ve Kim, 2016) ve büyük $\tan\beta$ içeren çözümler LFU üzerindeki deneysel kısıtlamalardan güçlü etki alabilir (Aleph, 2006). $\tan\beta$ (üst) ve Standart Model'e dahil olmayan Higgs bozonlarının (alt) kütleleri ile ilişkili olarak LS-THDM çerçevesinde LFU'daki sapma için sonuçlar Şekil 4.4'de gösterildi. $\delta_{\tau\tau}$ grafiklerindeki yatay kesikli, noktalı, düz çizgiler sırasıyla 1σ, 2σ ve 3σ içindeki sınırları temsil eder. $\delta_{\mu\mu}$ ve $\delta_{\tau\tau}$ tanımları ve 1σ içindeki deneysel kısıtlamalar aşağıdaki gibi ifade

edilebilir,

$$\frac{\Gamma(Z \to \mu\mu)}{\Gamma(Z \to ee)} = 1 + \delta_{\mu\mu} \simeq 1,0009 \pm 0,0028 \ , \quad \frac{\Gamma(Z \to \tau\tau)}{\Gamma(Z \to ee)} = 1 + \delta_{\tau\tau} \simeq 1,0019 \pm 0,0032 \ . \tag{4.3}$$

Şekil 4.4'ün sol üst paneli $\delta_{\mu\mu} \sim 0$'ı gösterirken, $\delta_{\tau\tau}$'nin sapması, Şekil 4.4'ün sağ üst panelinde gösterildiği gibi $\tan\beta \gtrsim 20$ ise 1σ aralığını aşabilir. Alt paneller, Higgs bozon kütleleri ile korelasyonu temsil eder; burada $H^{\text{non-SM}}$, LS-THDM'de SM-benzeri olmayan ikinci CP-çift Higgs bozonunu temsil eder. Higgs bozonu kütleleri, $\delta_{\tau\tau} - \tan\beta$ düzlemindeki sonuçlarla karşılaştırıldığında, LFU sapmasında daha zayıf bir sınırlandırmaya yol açsa da Higgs bozonlarından en az birinin kütlesi, $\tan\beta \gtrsim 20$ olduğunda 1σ içindeki LFU kısıtlamalarıyla uyumlu olması için yaklaşık 120 GeV'den büyük olmalıdır. Denklem 3.61'de verildiği gibi, eğer $\tan\beta$ büyükse ekstra Higgs bozonlarının fermiyonik çiftlenimleri zayıflar. Bu nedenle, bu Higgs bozonlarından birinden kaynaklanan olası bir müon çifti sinyal fazlalığı, $Z \to \tau\tau$ ($\delta_{\tau\tau}$)'daki sapmanın analizler tarafından belirlenen 1σ aralığını aşmadığı $\tan\beta \lesssim 20$ için büyük olasılıkla elde edilebilir. Bu bağlamda, büyük $\tan\beta$ ile çözümler tartışılmadıkça, bir sonraki bölümde LFU ele alınmayacaktır.

Analizlerde kullanılan deneysel sınırlandırmaları tamamlamadan önce, SM tahminleri ile müon anomal manyetik momentinin (kısaca müon $g-2$) deneysel veriler arasındaki tutarsızlıklar göz önünde bulundurulmalıdır. Bu tutarsızlık için olası bir çözüm, daha ziyade büyük ($\tan\beta \gtrsim 30$) gerektirir ve bu, minimum LS-THDM çerçevesi içinde bir müon çifti olay fazlalığının müon $g-2$ çözümü ile aynı anda gerçekleştirilemeyeceği gerçeğine yol açar. Bu bağlamda, muon $g-2$ üzerindeki SM tahminlerini çözmek veya iyileştirmek için bu şart çözümlere eklenmedi, ancak sadece SM tahminlerini kötüleştirmeyen çözümler kabul edildi.

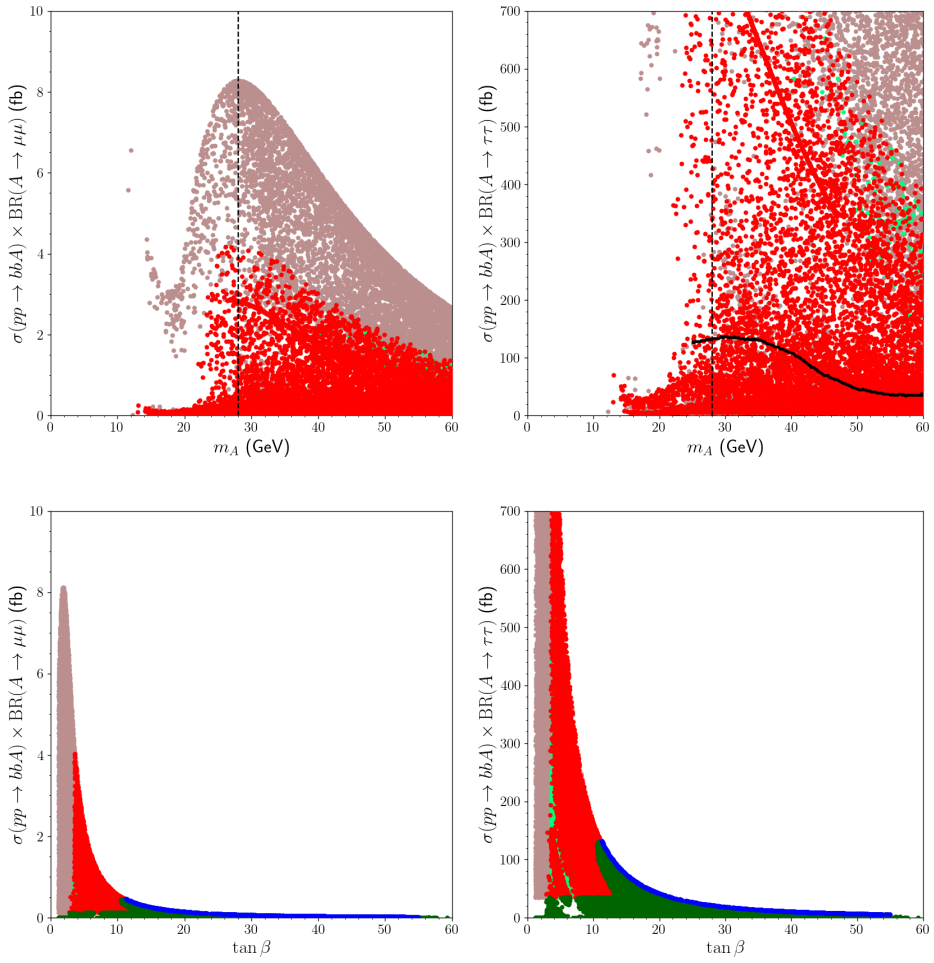
4.4. CP-tek Higgs Bozonu ve b-jetleri ile Birlikte Üretimi

Önceki bölümde, hafif Higgs bozonlarını içeren olası spektrumları, LEP ve LHCb'den gelen çeşitli deneysel sonuçların etkisi tartışıldı. Bununla birlikte, hafif Higgs bozonları için yapılan taramalarda elde edilen kütle değerleri, yakın zamanda yapılan birkaç analizden de güçlü etkiler almaktadır. Böyle bir etki, üretilen olaylar $A \to \tau\tau$ bozunum kanalını içerecek şekilde, özellikle CP-tek Higgs bozonu bir çift alt kuarkla birlikte LHC'de üretildiğinde daha güçlü olabilir (Sirunyan ve diğerleri, 2017). 8 TeV kütle merkezi enerjisinde $pp \to bbA \to bb\mu\mu$ (sol) ve $pp \to bbA \to bb\tau\tau$ (sağ) olayları için taramalarda elde edilen tesir kesiti değerlerinin sonuçlarını m_A (üst) ve $\tan\beta$ (alt) ile ilişkili olarak Şekil 4.5'te gösterildi. Üst düzlemlerde, Şekil 4.3'de verilen ile aynı renk kodlaması kullanıldı. Üretilen olaylar için toplam tesir kesitleri yaklaşık olarak aşağıdaki denklemlerle hesaplandı,

$$\begin{aligned} \sigma(pp \to bbA \to bb\mu\mu) &\approx \sigma(pp \to bbA) \times \mathrm{BR}(A \to \mu\mu), \\ \sigma(pp \to bbA \to bb\tau\tau) &\approx \sigma(pp \to bbA) \times \mathrm{BR}(A \to \tau\tau)\ . \end{aligned} \tag{4.4}$$

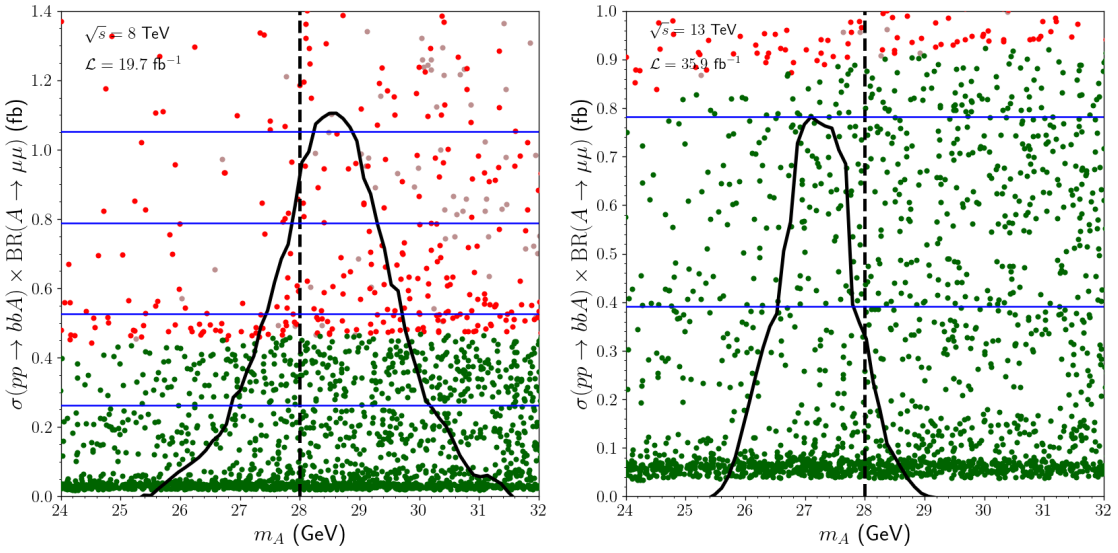
$A \to \mu\mu$ içeren olayların tesir kesitleri üzerindeki sınırın $m_A \simeq 28$ GeV için yaklaşık 200 fb olduğu ve nispeten daha ağır CP-tek Higgs bozonları için yaklaşık 100 fb'ye düştüğü gözlemlenmiştir (Sirunyan ve diğerleri, 2017). Bununla birlikte, $\sigma(pp \to bbA) \times \mathrm{BR}(A \to \mu\mu) - m_A$ düzleminde gösterildiği gibi, LS-THDM tesir kesitini sadece yaklaşık 4 fb kadar büyük öngörebilmektedir. Öte yandan, $A \to \tau\tau$ bozunum kanalı söz konusu olduğunda, analizlerden elde edilen sonuçlar LS-THDM'nin çıkarımları ile ilgili olabilir. Şekil 4.5'in sağ üst paneli, (Sirunyan ve diğerleri, 2017)'da bildirilen sonuçlarla çözümlerin çoğunun dışarlanabileceğini (düz siyah eğrinin üzerindeki noktalar) göstermektedir. Alt düzlemlerde gösterildiği gibi, $A \to \tau\tau$ üzerindeki sonuçlarla tutarlı en büyük tesir kesiti $\tan\beta \sim 10$ olduğunda elde edilir. $\tan\beta \gtrsim 20$ olduğunda tesir kesiti hızla sıfıra yaklaşmaktadır.

Son durumdaki müon çiftinin invaryant kütlesi üzerinde yapılan son analizler yaklaşık $m_{\mu\mu} \simeq 28$ GeV'de önemli bir olay sayısı fazlalığı bildirdiğinden, bir çift $b-$kuark ile birlikte CP-tek Higgs bozonunun üretimi özel bir yere sahiptir. 8 TeV kütle merkezi enerjisindeki çarpışmalar üzerindeki analizler yaklaşık 4,2 σ sapma ile sonuçlanırken, 13



Şekil 4.5: m_A (üst) ve $\tan\beta$ (alt) ile ilişkili olarak 8 TeV kütle merkezi enerjisinde $pp \to bbA \to bb\mu\mu$ (sol) ve $pp \to bbA \to bb\tau\tau$ (sağ) olaylarının tesir kesiti değerleri gösterilmiştir. Üstteki panelde Şekil 4.3'de verilen ile aynı renk kodlaması kullanılmıştır. Bu panellerde kullanılan düşey kesikli çizgiler $m_A = 28$ GeV şartını sağlayan çözümleri göstermektedir. Sağ üst düzlemdeki siyah eğri, Kaynakça (Sirunyan ve diğerleri, 2017) analizlerinden elde edilen deneysel sınırı temsil etmektedir. Bu sınır, alt düzlemlerde yeşil noktalar ile temsil edilen çözümlere izin vermektedir. Ek olarak, mavi noktalar yeşil noktaların bir alt kümesi olup bunlar $26 \leq m_A \leq 30$ GeV şartını sağlayan çözümleri temsil etmektedir.

TeV kütle merkezi enerjisi çarpışması üzerindeki analizler sinyal fazlalığı arka plandan 2σ sapma olarak güncelledi (Sirunyan ve diğerleri, 2018c). Gerçekten de, esas olarak $t\bar{t}-$ çifti üretimi ve Drell-Yan süreçlerinden oluşan güçlü bir arka plan üzerinde böyle bir olay fazlalılığı gözlemlenmiştir. Vektör bozon füzyon süreçleri yer alabilse de, $m_{\mu\mu} \sim 90$ GeV olduğunda, gözlemlenen tüm olayların yalnızca arka plan süreçlerinden kaynaklandığı görülmektedir. $26 \lesssim m_A \lesssim 30$ GeV olduğunda LS-THDM çerçevesinde bu olay fazlalığının



Şekil 4.6: $\sigma(pp \to bbA) \times \mathrm{BR}(A \to \mu\mu) - m_A$ düzlemlerinde, 19,7 fb^{-1} lüminosite ile 8 TeV kütle merkezi enerjisinde (sol) ve 35,9 fb^{-1} ile 13 TeV kütle merkezi enerjisinde (sağ) tesir kesitleri ile ilgili grafikler verilmiştir. Renk kodlaması, Şekil 4.5'de verilen alt panellerdeki renk kodlaması ile aynıdır. Siyah eğriler, sinyal olayları için gözlemlenen tesir kesitlerini temsil eder (Sirunyan ve diğerleri, 2018c). Mavi yatay çizgiler, sırasıyla sol panelde 1σ'dan 4σ'ya ve sağ panelde 1σ'dan 2σ'ya standart sapmaları aşağıdan yukarıya temsil etmektedir.

oluşabileceğini 19,7 fb^{-1} lüminosite ile 8 TeV kütle merkezi enerjisinde (sol) ve 35,9 fb^{-1} lüminosite ile 13 TeV kütle merkezi enerjisinde (sağ) Şekil 4.6'da gösterildi. Eğriler, (Sirunyan ve diğerleri, 2018c)'de gösterildiği gibi toplam tesir kesitinden arka plan tesir kesitinin çıkarılmasıyla yalnızca sinyal olayları için elde edildi. Sonuçlarda (yeşil ve kırmızı noktalar), (Sirunyan ve diğerleri, 2018c)'de verilen kesilimler uygulanmadı, bu nedenle sonuçlar kinetik verimliliğin eksik faktörü nedeniyle belirsizlik içermektedir. Ancak, dikkate alınan kinematik bölgede sinyal olaylarının %95'den fazlasının seçim kurallarını geçmesi beklendiğinden, bu belirsizlik %5'i geçmemektedir (Sirunyan ve diğerleri, 2017). Şekil 4.6'nın sol panelinden görüldüğü gibi, LS-THDM fenomenolojik olarak yaklaşık 4σ'da (kırmızı noktalar) olay fazlalığı sağlayabilecek bazı çözümler verebilir; ancak bu çözümler, Şekil 4.5'de tartışılan $A \to \tau\tau$ sınırından dolayı dışarlanır. İzin verilen çözümler (yeşil noktalar), 8 TeV kütle merkezi enerjisinde arka plan üzerinde yaklaşık 2σ'ya kadar bu sinyal fazlalığını barındırabilir ve bu da en fazla yaklaşık 0,44 fb'lik bir tesir kesiti sağlar. Öte yandan, sağ panel, bu çözümlerin 13 TeV çarpışması için gözlemlenen olay fazlalığına yol açabileceğini göstermektedir. Siyah eğri ile gösterilen tepe, 2σ sapmayı gösterir ve bu tepe

noktasının etrafında bir dizi yeşil nokta bulunmaktadır. Benzer şekilde, daha büyük bir sapma (kırmızı noktalar) veren çözümler, $A \to \tau\tau$ üzerindeki sınırlandırma tarafından dışarlanır. Şekil 4.6'nın sonuçlarını Şekil 4.5'in alt panelleriyle karşılaştırarak, sinyal fazlalığı için $\tan\beta$ değerleri okunabilir. 8 TeV kütle merkezi enerjisinde yaklaşık 2σ sinyal fazlalığı sağlayan çözümler $\tan\beta \sim 11$ olduğunda elde edilir. Tesir kesiti değerleri, $\tan\beta \sim 15$ olduğunda yaklaşık 1σ olay fazlalığı gözlemlenebilecek şekilde azalır. Benzer şekilde, $\tan\beta \sim 12$ içeren çözümler yaklaşık 2σ olay fazlalığı tahmin ederken, $\tan\beta \sim 17$ içeren çözümler sinyal olaylarında yaklaşık 1σ olay fazlalığı ortaya çıkarabilir.

Elde edilen çözümler (yeşil noktalar), $pp \to h_i \to AA \to bb\mu\mu$ (Sirunyan ve diğerleri, 2019f) ve $pp \to tH^{\pm}$ olaylarının ardından $H^{\pm} \to AW^{\pm}$ ve $A \to \mu\mu$ olayları üzerine yakın zamanda yapılan birkaç başka analiz sonuçlarıyla daha da sınırlandırılabilir (Sirunyan ve diğerleri, 2019d). Bu analizler, Y_d^u çiftlenimi üzerindeki sınırlandırma nedeniyle nispeten küçük $\tan\beta$ bölgesi ($\tan\beta \lesssim 20$) için LS-THDM'yi etkileyebilir. Sonuncusu, $B_{sig} \equiv \mathrm{BR}(t \to bH^{\pm}) \times \mathrm{BR}(H^{\pm} \to AW^{\pm}) \times \mathrm{BR}(A \to \mu\mu) \simeq 8 \times 10^{-6}$ gibi olaylarda yer alan bozunum kanalları üzerinde bir sınır verir.

Bitirmeden önce, Çizelge 4.1'de bulguları örnekleyen altı referans noktası sunulmuştur. Noktalar tarafından tahmin edilen standart sapmalar, parantez içindeki kütle merkezi enerjisiyle desteklenen S.S olarak kısaltılan son iki satırda gösterildi. Nokta 1 ve 2, sinyal olaylarında olası en büyük olay fazlalığına yol açan çözümleri göstermektedir. Nokta 1, 8 TeV kütle merkezi çarpışmasında $1{,}7\sigma$ fazlalığı, 13 TeV kütle merkezi çarpışması için $2{,}2\sigma$ fazlalığı öngörmektedir. $2,2\sigma$ sapma, (Sirunyan ve diğerleri, 2018c)'de gözlemlenenden biraz daha fazla olay verir, ancak hesaplamalardaki belirsizlikler göz önüne alındığında, yine de kabul edilebilir aralıkta alınabilir. Nokta 2, 8 TeV kütle merkezi çarpışmasında yaklaşık $1{,}5\sigma$ ve 13 TeV kütle merkezi çarpışması için $1{,}9\sigma$ değerinde bir standart sapma verir. 2. Nokta ayrıca hafif yüklü Higgs bozonu içeren olaylardan elde edilen sınıra tabidir (Sirunyan ve diğerleri, 2019d). 3, 4 ve 5 numaralı noktalar, 1σ içindeki LFU kısıtlamalarıyla uyumludur; ancak, $\tan\beta \gtrsim 40$ ve $m_A \simeq 28$ GeV içeren çözümler, 6. Noktada örneklendiği gibi, LFU ile yalnızca 2σ dahilinde uyumlu olabilir. Bu noktalar, sinyal ile ilgili gözlemlenebilir nicelikler ile $\tan\beta$ arasındaki korelasyonu daha iyi ortaya çıkarmak için verildi. Yukarıda tartışıldığı gibi, $\sigma(pp \to bbA \to bb\mu\mu)$ tesir kesiti $\tan\beta$ arttıkça kuadratik olarak azaldığı görülmektedir,

Çizelge 4.1: Bulgularımızı örnekleyen referans noktaları. Tüm noktalar denklem 4.2'de listelenen sınırlandırmalar ve çarpıştırıcı analizlerinin sonuçlarıyla tutarlı olacak şekilde seçildi. Tüm kütleler GeV cinsinden, tesir kesitleri ise fb cinsinden verilmiştir.

	Nokta 1	Nokta 2	Nokta 3	Nokta 4	Nokta 5	Nokta 6
$\lambda_1; \lambda_2$	0,176; 0,135	0,174; 0,13	-0,337; 0,11	-0,141; 0,387	-0,036; 0,131	-0,409; 0,031
$\lambda_3; \lambda_5$	0,328; 0,327	0,394; 0,415	-0,268; 0,23	0,374; 0,243	0,264; 0,574	-0,005; 0,244
m_3^2	-1775	-2126	-890,1	-672,2	-973	-338,6
$\tan\beta$	11,6	12,2	16,9	23,3	37,1	47
m_1^2	0,327	0,177	-0,451	-1,5	0,02	-0,003
m_2^2	-8217	-7913	-6728	-23617	-8010	-1919
α_H	$0{,}1\pi$	$0{,}05\pi$	$-0{,}1\pi$	$-0{,}1\pi$	$0{,}02\pi$	0
m_{h_1}	126,1	124,7	113,2	125,3	126,3	60,3
m_{h_2}	146	162,6	124,7	217,5	189,5	126,2
m_A	28,1	28,1	28,4	28,6	29	28,3
$m_{H^\pm}$	104,3	116,6	90,3	91,6	136,3	92,3
$\mathrm{BR}(B_s \to \mu^+\mu^-)$	$3,44 \times 10^{-9}$	$3,43 \times 10^{-9}$	$3,55 \times 10^{-9}$	$3,66 \times 10^{-9}$	$3,7 \times 10^{-9}$	$4,15 \times 10^{-9}$
$\mathrm{BR}(B \to X_s\gamma)$	$3,14 \times 10^{-4}$	$3,14 \times 10^{-4}$	$3,14 \times 10^{-4}$	$3,14 \times 10^{-4}$	$3,15 \times 10^{-4}$	$3,14 \times 10^{-4}$
$\xi^2\mathrm{BR}(h_1 \to bb)$	0,173	0,292	0,001	0,0	0,005	0,006
$\xi^2\mathrm{BR}(h_1 \to \tau\tau)$	0,31	0,162	0,01	0	0	0,0
B_{sig}	0,0	2.62×10^{-6}	0,0	0,0	$1,05 \times 10^{-7}$	0,0
$\sigma(pp \to h_1 \to AA \to bb\mu\mu)$	0,003	0,018	0,021	0,0	0,0	0,0
$\sigma(pp \to h_2 \to AA \to bb\mu\mu)$	0,003	0,013	0,011	0,0	0,0	0,0
$\sigma(pp \to bbA)$ (8 TeV)	0,125	0,112	0,059	0,031	0,012	0,008
$\sigma(pp \to bbA)$ (14 TeV)	0,243	0,218	0,114	0,06	0,024	0,015
$\sigma(pp \to bbA \to bb\mu\mu)$ (8 TeV)	0,434	0,39	0,204	0,107	0,042	0,026
$\sigma(pp \to bbA \to bb\mu\mu)$ (14 TeV)	0,845	0,759	0,397	0,209	0,083	0,051
S.S. (8 TeV)	$1{,}7\sigma$	$1{,}5\sigma$	$0{,}774\sigma$	$0{,}407\sigma$	$0{,}161\sigma$	$0{,}1\sigma$
S.S. (14 TeV)	$2{,}2\sigma$	$1{,}9\sigma$	1σ	$0{,}535\sigma$	$0{,}212\sigma$	$0{,}132\sigma$

ancak yine de 3. Noktada örneklendiği gibi $\tan\beta \sim 17$ için yaklaşık 1σ standart sapmayı elde etmek mümkündür. Standart sapma ve tesir kesiti değerleri, Nokta 4, 5 ve 6 ile gösterildiği gibi daha büyük $\tan\beta$ için yaklaşık $0{,}5\sigma$'dan daha az öngörülebilir. Daha büyük $\tan\beta$ içeren çözümler, $\tan\beta$'nın baskılaması nedeniyle sinyal gücü önemli ölçüde düşük olduğundan, kütle merkezi enerjisi ve lüminosite dışında daha fazla iyileştirmeye ihtiyaç duymaktadır. Öte yandan, müonlara karşı dedektör duyarlılığı önemli ölçüde iyileştirildiği için analizlerde, sinyal yalnızca birkaç olay verse bile bazı sonuçlar elde edilebilir (Aad ve diğerleri, 2019a, 2021). Bu bağlamda, Yüksek Lüminosite LHC (HL-LHC), gelecekteki analizlerde $\tan\beta$ aralığını yaklaşık 20'ye kadar genişletebilir.

LS-THDM'de elde edilen kütle spektrumu, hafif Higgs bozonları dışında SM ile hemen hemen aynı olduğundan, referans noktaları ile örneklenen çözümler, müon çiftinin invaryant

kütlesinde gözlemlenen sinyal fazlalığını barındıran olası adaylar olarak kabul edilebilir. CP-çift Higgs'ler arasında karışımın olmadığı limit doğrudan düşünülmese de, LEP'ten gelen sınırlandırmalar analiz boyunca standart olmayan Higgs bozonları ile ayar bozonları, alt kuark (b) ve tau (τ) lepton arasındaki çiftlenim üzerinde kısıtlama uygulayarak küçük α_H değerlerine neden oldu (Asner ve diğerleri, 2013). Gerçekte, kesin bir şekilde karışımın olmadığı limit olan α_H'nın sıfır olduğu durumu 6. nokta sağlamaktadır. Tabloda verilen diğer noktalar yaklaşık olarak karışımın olmadığı limiti sağlamaktadır. Elektrozayıf hassas veriler α_H'ı $\sin(\alpha_H) \lesssim 0.3$ olaracak şekilde sınırlandırmaktadır (Baak ve diğerleri, 2012). En büyük $\sin(\alpha_H)$ değeri, elektrozayıf hassasiyet verilerinin getirdiği sınırlandırmanın kenarında olan Nokta 1, 3 ve 4 ile örneklenen çözümler için elde edilir.

4.5. Olay Üretimi ve Dedektör Simülasyonu

Bu bölümde önceki bölümlerde elde edilen sonuçlardan yola çıkarak $p\ p \rightarrow b\bar{b}A,\ A \rightarrow \mu^+\mu^-$ süreci için hem sinyal hem de ard alan olay üretimi gerçekleştirilip, (Sirunyan ve diğerleri, 2017) ve (Sirunyan ve diğerleri, 2018c) referanslarında izlenen yola benzer bir yol izleyerek sinyal ve ard analizi yapılacaktır.

Çizelge 4.1'de verilen Nokta 2 sinyal olaylarını üretmek için kullanıldı. $p\ p \rightarrow b\bar{b}A,\ A \rightarrow \mu^+\mu^-$ sinyali için iki adet baskın ard alan bulunmaktadır. Bunlardan biri üst (top) kuark çifti üretimi, diğeri ise $l^{\pm}l^{\pm}jj$ üretimi ile gerçekleşir. Her iki ard alan da sinyal olayı ile benzer son durum parçacıklarını vermektedir, bundan dolayı sinyal baskılanırsa çoğunlukla yukarıda ifade edilen ard alanlar tarafından baskılanacaktır. Sinyal ve ard alan olaylarını üretmek için denklem 4.5'de verilen süreçler kullanıldı,

$$\begin{aligned}
&\text{(S1), (Sinyal)} \qquad p\ p \rightarrow b\ \bar{b}\ A, \qquad A \rightarrow \mu^+\mu^-, \qquad \text{THDM} - \text{LS} \\
&\text{(B1), (Ard Alan)} \qquad p\ p \rightarrow t\bar{t}, \qquad (t(\bar{t}) \rightarrow \text{SM parçacıkları}), \qquad \text{SM} \\
&\text{(B2), (Ard Alan)} \qquad p\ p \rightarrow l^+\ l^-\ j\ j,\ (l^{\pm} = e^{\pm},\ \mu^{\pm}),\ (j = g,\ u,\ c,\ d,\ s,\ b), \qquad \text{SM}\ .
\end{aligned} \tag{4.5}$$

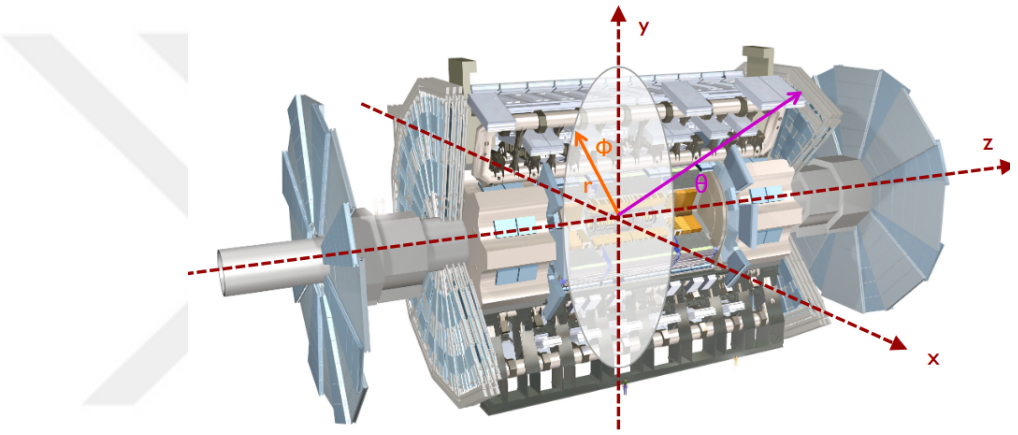
Ard alanlardan biri olan üst kuark çifti üretiminde üst kuarkların son durumda SM parçacık içeriğinin izin verdiği olası tüm parçacıklara bozunduğu durum ele alındı. S1, B1 ve B2 için tesir kesiti değerleri 13 TeV kütle merkezi enerjisinde elde edilmiş olup, denklem 4.6'da listelenmiştir.

$$\begin{aligned}
\sigma(S1) &= 2.10^{-3}\ pb \\
\sigma(B1) &= 466\ pb \\
\sigma(B2) &= 261\ pb
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Sinyal (S1) için olay üretiminde model dosyası olarak LS-THDM kullanılırken, ard alanlar için Standart Model kullanıldı. Hem sinyal için hem de ard alan için olay üretimi MadGraph kullanılarak gerçekleştirildi (Alwall ve diğerleri, 2014). MadGraph, Standart Model ve Standart Model ötesi modeller için kullanılan, tesir kesiti hesaplayan ve olay üretimini sağlayan bir pakettir. MadGraph'dan alınan dosyalar parton shower için Pythia'ya verildi (Sjostrand ve diğerleri, 2006). Dedektör analizi için Pythia'dan elde edilen dosyalar

Delphes'e verilerek root dosyaları elde edildi (Brun ve Rademakers, 1997; de Favereau ve diğerleri, 2014). Burada yapılan analizin CMS'nin yaptığı analizle uyumlu olabilmesi için Delphes'te bulunan dedektör kartlarından CMS için olan kullanıldı ve ışınlılık değeri 35,9 fb^{-1} olarak alındı.

Buradan sonraki kısımlar dedektör analizi içerdiği için daha iyi anlaşılabilmesi açısından proton-proton çarpıştırıcısında analizlerde kullanılan fiziksel parametreleri incelemek gerekmektedir. İlk olarak şekil 4.7'de z-ekseni proton demetlerinin çarpıştığı eksen, x ve y-eksenleri ise proton demetlerine dik eksen, θ kutupsal açı ve ϕ azimut açısı gösterilmiştir. Pseudorapidity, kutupsal açı (θ) ile ilişkili bir parametre olup η ile temsil edilir ve aşağıdaki



Şekil 4.7: z-ekseni proton demetlerinin çarpıştığı eksen x ve y eksenleri ise çarpışmanın gerçekleştiği eksene dik eksenleri, θ kutupsal açıyı, ϕ ise azimut açısını temsil etmektedir (Aad ve diğerleri, 2010).

gibi tanımlanır,

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{\tan\theta}{2}\right) . \tag{4.7}$$

Daha sonra parçacıkların koni içerisinde hareket ederken izolasyon parametresi tanımlanacak ve bu izolasyon parametresi içerisinde pseudorapidity sıkça kullanılacaktır.

Bir diğer önemli parametre ise enine momentumdur, p_T ile temsil edilir. Çarpışmanın gerçekleştiği eksene (z) dik eksenler (x-y) momentum bileşenlerini temsil ettiği için, genellikle yeni parçacıkların keşfinde sıkça kullanılan bir parametredir. Çünkü hadron çarpıştırıcılarında proton demeti enerjisinin önemli bir kısmı demet ekseninden dışarı kaçar. Bu durum enine momentumun büyüklüğü ile belirlenir. Enine momentum x ve y eksenlerindeki momentum

bileşenleri kullanılarak bulunur,

$$\begin{aligned} p_T &= \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \\ p_x &= p_T \cos\phi, \\ p_y &= p_T \sin\phi \ . \end{aligned} \tag{4.8}$$

Son olarak invaryant kütle de yapılan analizde kullanıldığı için aşağıdaki gibi tanımlanabilir,

$$m = \sqrt{\left(\sum E_i\right)^2 - \left(\sum \vec{p}_i\right)^2} \ . \tag{4.9}$$

Delphes dedektör analizi yapılırken çeşitli fiziksel parametreler ($p_T^{\mu_1,\mu_2,b,\text{Miss}}$, $m_{\mu\mu}$) üzerine kesilimler (sınırlandırmalar) uygulandı. Bundan sonraki kısımda ise bu sınırlandırmalar altında sinyal ve ard alan olay sayıları üzerindeki etkisi incelenecektir.

Öncelikle hızlı ve hızlı olmayan lepton adayları arasında ayrım yapmak amacıyla (ağırlıklı olarak b hadronların bozunmasından kaynaklanan), her lepton adayı için göreli bir izolasyon parametresi tanımlanır. Müon izolasyon parametresi, yarıçapı $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0,3$ olan bir koni içindeki yüklü parçacıkların lepton yönü etrafındaki enine momentumlarının toplamının p_T^{μ} (enine momentum)'ye bölümü olarak hesaplanmaktadır. İzolasyonun 0,1'den küçük olması gerekmektedir. Sinyal müonları birbirinden $\Delta R < 0,3$ uzaklıktaysa, bir leptonun p_T'si diğer leptonun izolasyon değerinden çıkarılır. Jet rekonstrüksiyonu için 0,5 mesafe parametreli anti-k_T kümeleme algoritması kullanıldı (Cacciari ve diğerleri, 2008). Jetleri kalorimetrelerde tanımlayabilmek için $p_T^j > 20\ GeV$ ve $\eta_j < 4,7$ (azimut açısı) şartı eklendi.

Buraya kadar olan sınırlandırmalar başlangıçta dedektör kartı üzerinde yapılmış olup dedektörün niteliklerine göre değişiklikler gösterebilirler. Bundan sonraki sınırlandırmalar ise üretilen olayları ard alandan ayırmak için kullanılacaktır. Üretilen olay sayılarını tesir kesiti ve ışınlılık ile normalize etmeden önce bu sınırlandırmaların etkinliğini belirtmek için sinyal ve ard alan olay sayıları üzerindeki değişime bakmak gerekmektedir. Hem sinyal hem de ard alanlar için ayrı ayrı sınırlandırmaların uygulanmasıyla, sınırlandırmaların etkili olduğu değer aralıkları MadAnalysis kullanılarak elde edildi (Conte ve diğerleri, 2013, 2014; Dumont ve

Çizelge 4.2: Aşağıda $p_T^{\mu_1}$ üzerinde uygulanan şartlardan sonra kalan olay sayısının % cinsinden değeri verilmektedir.

	$p_T^{\mu_1} > 5\ GeV$	$p_T^{\mu_1} > 20\ GeV$	$p_T^{\mu_1} > 30\ GeV$
S1	%71	%34	%19
B1	%17	%15	%13
B2	%49	%45	%40

diğerleri, 2015; Conte ve Fuks, 2018; Araz ve diğerleri, 2020, 2021).

Nokta 2, daha önce de söylendiği gibi LS-THDM'de çözüm olarak kullanıldı ve bu çözümde $m_A = 28,1$ GeV olarak elde edildi. Müonlar sinyal için CP-tek A'nın bozunumundan geldiği için müon invaryant kütlesi üzerinde aşağıdaki seçim uygulandı,

$$12 < m_{\mu\mu} < 70 \text{ GeV} . \tag{4.10}$$

12 GeV $< m_{\mu\mu}$ seçimi uygulandığında, S1'in olay sayısının % 30'u, B1'in olay sayısının %1'i, B2'nin olay sayısının %35'i kalmaktadır. Burada şunu da belirtmek gerekir ki 1 GeV $< m_{\mu\mu}$ şartı dahi uygulansa sinyal olay sayısının(S1) yine %30'u kalmaktadır. $m_{\mu\mu} < 70$ GeV şartı uygulandığında ise S1'in olay sayısının yine %30,311'i, B1 olay sayısının %0,369'u, B2 olay sayısının %6,664'ü kalmaktadır. Bu oranlar açık bir şekilde müon çifti invaryant kütlesindeki sınırlandırmanın ard alan üzerindeki etkisinin çok büyük olduğunu göstermektedir.

İkinci bir sınırlandırma müonların enine momentumu üzerine getirilebilir. Enine momentum büyüklüklerine göre müonları, en büyük enine momentuma sahip olan müon μ_1, 2. en büyük enine momentuma sahip olan müon μ_2 olmak üzere sıralayabiliriz. İlk olarak $p_T^{\mu_1}$ enine momentumu en büyük olan müon için sınırlandırma koşulları Çizelge 4.2'deki gibi listelenebilir.

Buradan da görüleceği üzere $p_T^{\mu_1} > 5\ GeV$ şartı sinyal olay sayısını çok etkilemeden ard alanı oldukça düşürmektedir. B1($t\bar{t}$) ard alanını bu sınırlandırma oldukça baskılamaktadır. Yine benzer şekilde B2 ($lljj$) ard alanı da uygulanan bu sınırlandırma sonucunda S1(sinyal)'e göre daha fazla olay sayısı kaybetmektedir.

Çizelge 4.3: Aşağıda $p_T^{\mu_2}$ üzerinde uygulanan şartlardan sonra kalan olay sayısının % cinsinden değeri verilmektedir.

	$p_T^{\mu_2} > 1\ GeV$	$p_T^{\mu_2} > 5\ GeV$	$p_T^{\mu_2} > 10\ GeV$
S1	%30	%30	%30
B1	%1	%1	%1
B2	%37	%37	%38

Çizelge 4.4: Aşağıda p_T^b üzerinde uygulanan şartlardan sonra kalan olay sayısının % cinsinden değeri verilmektedir.

	$p_T^b > 10\ GeV$	$p_T^b > 20\ GeV$	$p_T^b > 30\ GeV$
S1	%16	%16	%13
B1	%81	%81	%78
B2	%9	%9	%7

Benzer şekilde $p_T^{\mu_2}$ üzerine de sınırlandırma getirilebilir. Çizelge 4.3'ten görüleceği üzere $p_T^{\mu_2}$ minimum 1 GeV alındığında S1 olay sayısının %30'u, B1 olay sayısının %1'i ve B2 olay sayısının %37'si bu sınırlandırmadan kurtulabilmektedir. Bu şart B1($t\bar{t}$) üzerine ciddi bir baskı yaratmaktadır. Çıkan müonların invaryant kütlesinde ve enine momentum değerlerinde getirilen sınırlandırma, B1($t\bar{t}$) ard alanı üzerinde, B2($lljj$)'ye oranla çok daha büyük bir sınırlandırma getirmektedir. Bunun sebebi ise top (üst) kuarkların son durumda müon çifti çıkarma ihtimalinin, doğrudan B2($lljj$) ard alanında müon üretilme ihtimalinden daha düşük olması ve ayrıca B2($lljj$) ard alanında ikinci müona kalan enerjinin top kuark çifti üretimine göre daha fazla olmasıdır.

Bir diğer sınırlandırma ise b-jet'leri üzerine getirilebilir. b-jet'lerin enine momentumu üzerine getirilecek herhangi bir minimum değer koşulu ard alan B2(lljj)'yi ciddi şekilde baskılamaktadır. Bu durum Tablo 4.4'te açıkça görülmektedir. $p_T^b > 30\ GeV$ şartı getirildiğinde S1 olay sayısından %13'ü B1 olay sayısından %78'i, B2 olay sayısından ise sadece %7'si kalmaktadır. Bu sınırlandırma B1 üzerinde çok fazla bir etki yaratmamakla birlikte, B2 ard alanını ciddi şekilde azaltmaktadır.

Kayıp enerjinin sinyal olaylarında düşük olması, B1($t\bar{t}$) olaylarında yüksek olması beklenmektedir. Bunun sebebi ise B1 ard alanında top kuark çifti üretiminden sonra, top kuarkın bozunum zinciri içerisinde nötrinoların bulunmasıdır. Bu durumu kullanarak kayıp enine

Çizelge 4.5: Aşağıda p_T^{Miss} üzerinde uygulanan şartlardan sonra kalan olay sayısının % cinsinden değeri verilmektedir.

	$p_T^{\text{Miss}} < 120\ GeV$	$p_T^{\text{Miss}} < 80\ GeV$	$p_T^{\text{Miss}} < 40\ GeV$	$p_T^{\text{Miss}} < 20\ GeV$
S1	%99	%99	%96	%86
B1	%99	%81	%52	%24
B2	%99	%99	%96	%83

momentum üzerinde de bir sınırlandırma getirilebilir. p_T^{Miss} kayıp enine momentumu temsil etmektedir. p_T^{Miss} üzerine getirilen sınırlandırmalar Çizelge 4.5'de listelenmiştir.

Çizelge 4.5'den görüleceği gibi p_T^{Miss} üzerine getirilen sınırlandırma ne kadar sıkı olursa B1'in olay sayısının o kadar düştüğü görülmektedir. Eğer $p_T^{\text{Miss}} < 40\ GeV$ şartı hem sinyal hem de ard alan olay sayılarına uygulanırsa, S1'in olay sayısının %96'sı, B1'in olay sayısının %52'si, B2'nin olay sayısının %96'sı kalmaktadır. Bu şart top kuark çifti üretiminden gelen ard alanı baskılamak için oldukça önemlidir.

Yukarıda sayılan şartlardan sinyal olay sayısını koruyup, ard alan olay sayısını baskılayacak en uygun şartlar seçilip aşağıdaki gibi listelenebilir,

$$\begin{aligned} 12 \ &< \ m_{\mu\mu} \ < \ 70 \text{ GeV}; \\ p_T^{\mu_1} \ &> \ 20 \text{ GeV}, \\ p_T^{\mu_2} \ &> \ 5 \text{ GeV}, \\ p_T^{b} \ &> \ 20 \text{ GeV}, \\ p_T^{Miss} \ &< \ 40 \text{ GeV} \ . \end{aligned} \tag{4.11}$$

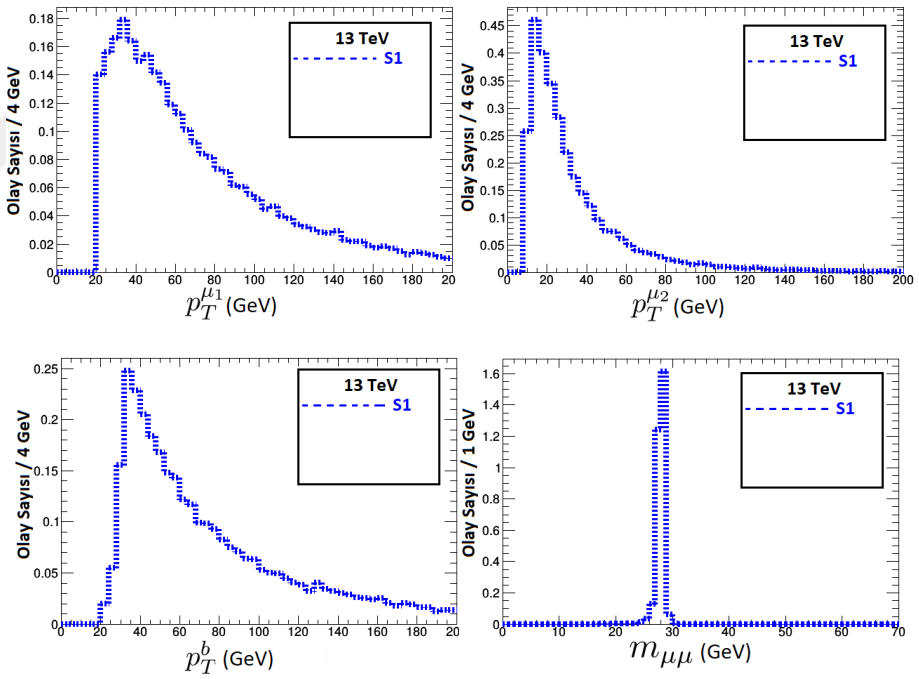
Denklem 4.11'de verilen şartlar hem sinyal hem de ard alan olay sayısına sırasıyla uygulanırsa bu şu anlama gelmektedir. İlk şart yani, $12 < m_{\mu\mu} < 70$ GeV şartı, olay sayısına uygulandıktan sonra, bu şartı sağlayan olaylara sırasıyla ikinci, ikinci şartı da sağlayan olaylara üçüncü, dördüncü ve son olarak beşinci şartı da uyguladıktan sonra kalan yani tüm bu şartlardan geçmeyi başaran olay sayıları oranları elde edilir. Bu durumda, yukarıdaki tüm sınırlandırmalar uygulandığında S1'in olay sayısının %5,251'i, B1'in olay sayısının %0,044'ü, B2'nin olay sayısının %0,274'ü korunmaktadır. Buradan uygulanan sınırlandırmaların sinyale göre ard alan üzerinde etkisinin çok daha büyük olduğu sonucu çıkarılabilir.

Bundan sonraki kısımda yukarıda sayılan sınırlandırmalar uygulandıktan sonra kalan olay sayıları ile ilgili çeşitli fiziksel parametrelere göre grafikler elde edilecektir.

Buraya kadar olan kısımda uygulanan sınırlandırmaların yani sinyal ve ard alan olayları üzerindeki seçimlerin etkinliği tartışılırken olay sayısı normalize edilmeden incelenmişti. Bundan sonraki kısımda elde edilen grafiklerde tesir kesiti değerleri (σ), ışınlılık ($\mathcal{L}$) dikkate alınarak grafikler normalize olay sayısına ($N^{\text{Norm.}}$) göre çizdirilecektir. Çalışma esnasında MadGraph'ta S1, B1 ve B2'nin her biri için ayrı ayrı olmak üzere 5×10^5 adet olay üretildi. Normalize olay sayısı,

$$N^{\text{Norm.}} = \sigma \mathcal{L} \tag{4.12}$$

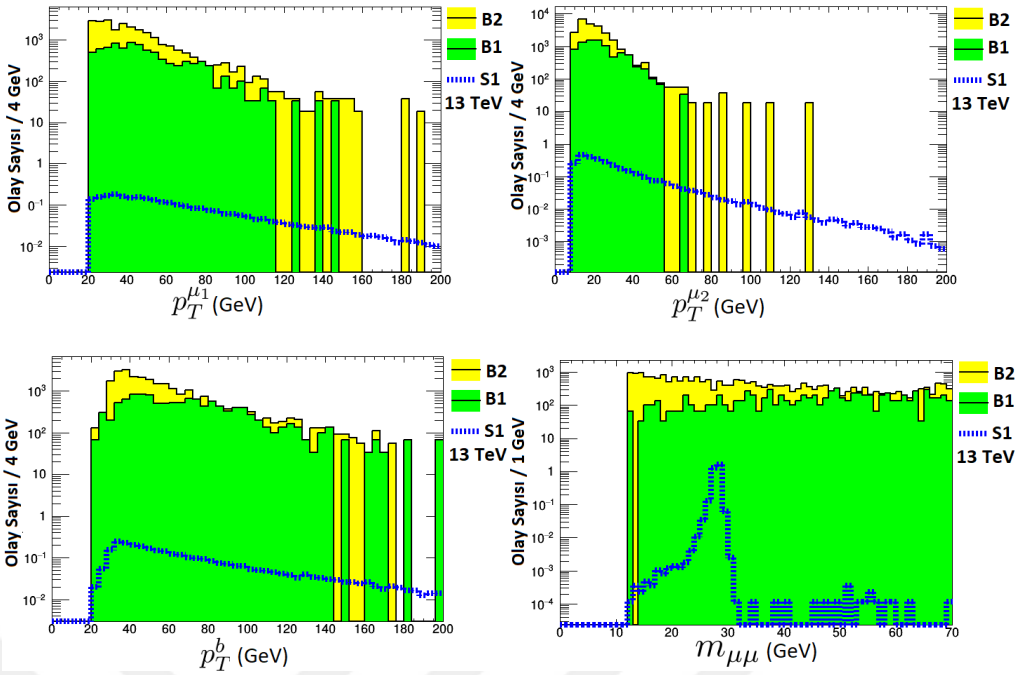
şeklinde ifade edilebilir. Normalize olay sayısının bu ifadeden anlaşılacağı üzere sinyal için ard alana göre tesir kesiti değeri düşük olduğundan çok daha düşük çıkması beklenir.



Şekil 4.8: Grafiklerde ışınlılık ve tesir kesiti değerleri kullanılarak sinyal için düşey eksende normalize olay sayıları elde edildi. Yatay eksenlerde ise, sırasıyla sol üstte enine momentumu en büyük olan müonların enine momentumu, sağ üstte $P_T^{\mu_2}$, sol altta b-jet'lerin enine momentumu, sol altta ise müon çifti invaryant kütlesi verilmiştir. Mavi kesikli çizgi S1 yani sinyal olaylarını temsil etmektedir.

Şekil 4.8'da sol üst grafikte yatay eksende, enine momentum değeri en büyük olan müonların enine momentumları, düşey eksende ise normalize olay sayısı verilmiştir. $p_T^{\mu_1} > 20$ GeV şartından dolay grafik 20 GeV'de başlamaktadır. Grafik incelendiğinde, S1'in olay sayısının $20 < p_T^{\mu_1} < 60$ GeV aralığında yüksek olduğu görülmektedir. $p_T^{\mu_1}$, 60 GeV'i geçtikten sonra olay sayısının düştüğü görülmektedir. Sağ üst grafikte yatay eksende $P_T^{\mu_2}$, düşey eksende ise normalize olay sayısı verilmiştir. $p_T^{\mu_2} > 5$ GeV şartından dolay grafik 5 GeV'de başlamaktadır. Grafik incelendiğinde, S1'in olay sayısının $5 < p_T^{\mu_2} < 30$ GeV aralığında yüksek olduğu görülmektedir. $p_T^{\mu_2}$, 30 GeV'i geçtikten sonra olay sayısının düştüğü görülmektedir. Sol alt grafikte yatay eksende, b-jet enine momentumları, düşey eksende ise normalize olay sayısı verilmiştir. $p_T^b > 20$ GeV şartından dolay grafik 20 GeV'de başlamaktadır. S1'in olay sayısının $30 < p_T^b < 60$ GeV aralığında yüksek olduğu görülmektedir. p_T^b, 60 GeV'i geçtikten sonra olay sayısının düştüğü görülmektedir. Sağ alt grafikte ise, müon çifti invaryant kütlesine ait grafik bulunmaktadır. Bu grafikte beklenildiği gibi müon çifti invaryant kütlesi CP-tek A bozunumundan geldiği için yaklaşık 28 GeV'de olay sayısı zirve yapmaktadır.

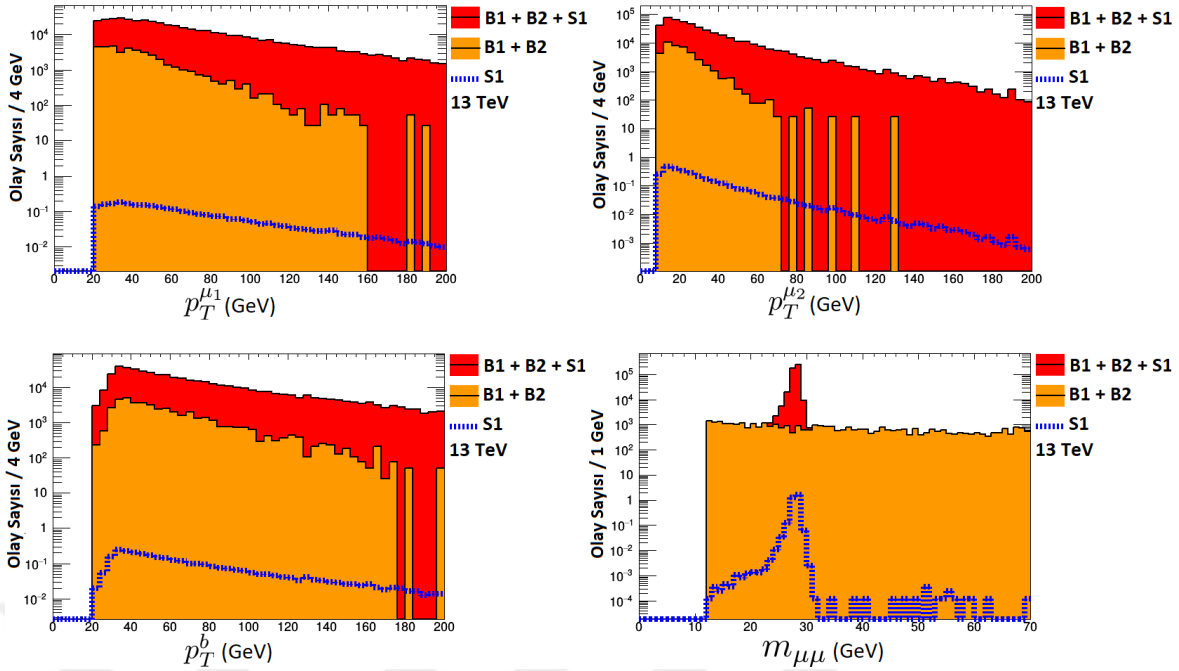
Şekil 4.9'de sol üst grafikte yatay eksende, enine momentum değeri en büyük olan müonların enine momentumları, düşey eksende ise normalize olay sayısı verilmiştir. B1 ard alanı, yaklaşık olarak $p_T^{\mu_1} > 120$ GeV olduğunda kesilmektedir. B2 ard alanı ise, $p_T^{\mu_1} > 160$ GeV olduğunda kesilmektedir. S1 olay sayısı ise $p_T^{\mu_1} > 60$ GeV olduğunda oldukça düşmektedir. Bu noktada şöyle düşünülebilir, $p_T^{\mu_1} > 160$ GeV olma şartı getirilirse ard alanlardan kurtulunabilir ancak bu durumda sinyal olay sayısı gözlemlenemeyecek kadar düşmektedir. Dolayısıyla bu noktada sinyalin de gözlemlenebilmesi açısından $p_T^{\mu_1} < 60$ GeV olduğu bölgeye bakmak gerekmektedir. Sağ üst grafikte yatay eksende, enine momentum değeri 2. en büyük olan müonların enine momentumları, düşey eksende ise normalize olay sayısı verilmiştir. B2 olay sayısı $p_T^{\mu_2} > 70$ GeV olduğunda düşmektedir. B1 olay sayısı ise, $p_T^{\mu_2} > 55$ GeV olduğunda düşmektedir. S1'in güçlü olduğu bölge ise, $5 < p_T^{\mu_2} < 30$ GeV aralığı alınabilir. B2 ard alanının B1'e göre $p_T^{\mu_1,\mu_2}$ grafiklerinde güçlü olmasının sebebi, B2($lljj$) ard alanının doğrudan jetler ile birlikte lepton üretiminden gelmesidir. Sol altta bulunan grafiğe bakıldığında ise yatay eksende b-jetlerin enine momentumu verilmiştir. $30 < p_T^b < 80$ GeV arasında B2 ard alanı B1'in üstünde olmaktadır. Ancak, $p_T^b > 80$ GeV olduğunda B1 ard alanı B2'den daha baskın hale gelmektedir. Bu durum, b-jetlerin üretiminin B1 ard alanında top kuark kuarklar aracılığı ile gerçekleşmesinden kaynaklanmaktadır. Ancak, daha



Şekil 4.9: Grafiklerde ışınlılık ve tesir kesiti değerleri kullanılarak hem sinyal hem de ard alan için düşey eksende normalize olay sayıları elde edildi. Yatay eksenlerde ise, sırasıyla sol üstte enine momentumu en büyük olan müonların enine momentumu, sağ üstte 2. enine momentumu büyük olan müonların enine momentumu, sol altta b-jet'lerin enine momentumu, sol altta ise müon çifti invaryant kütlesi verilmiştir. Mavi kesikli çizgi S1'e ait olay sayısını, yeşil bölge B1 ard alanını, sarı bölge ise B2 ard alanını temsil etmektedir.

önceki kısımda tartışıldığı gibi uygulanan sınırlandırmaların B1'in üzerindeki etkisi B2'ye göre daha büyük olması grafikte belirli bölgelerde B2'yi B1'in üzerine çıkarmaktadır. Sağ alt grafikte yatay eksende müonların invaryant kütlesi verilmiştir. Hem B1 hem de B2'de $m_{\mu\mu} \approx 28$ GeV'de SM'in öngördüğü bir parçacık bulunmadığından herhangi bir değişim bulunmamaktadır. Ancak sinyal'in yani S1'in bu bölgede pik yaptığı görülmektedir. Bunun sebebi de tam olarak o bölgede müon çifti invaryant kütlesine bakıldığında CP-tek A'nın kütlesine karşılık gelmesidir.

Son olarak Şekil 4.10'da toplam ard alan (B1+B2) ile toplam ard alana sinyal olaylarının eklenmiş hali (B1+B2+S1) görülmektedir. (B1+B2+S1) ile (B1+B2)'nin, $p_T^{\mu_1,\mu_2,b}$ grafiklerindeki davranışları neredeyse aynı olmakla birlikte, müonların invaryant kütlesini ($m_{\mu\mu}$) veren sağ alttaki grafiğe bakıldığında, (B1+B2+S1) (B1+B2)'nin üzerine $m_{\mu\mu} \approx 28$ GeV bölgesinde çıkmaktadır. Bu durum (Sirunyan ve diğerleri, 2017) ve (Sirunyan ve diğerleri,



Şekil 4.10: Grafiklerde ışınlılık ve tesir kesiti değerleri kullanılarak hem sinyal hem de ard alan için düşey eksende normalize olay sayıları elde edildi. Yatay eksenlerde ise, sırasıyla sol üstte enine momentumu en büyük olan müonların enine momentumu, sağ üstte 2. enine momentumu büyük olan müonların enine momentumu, sol altta b-jet'lerin enine momentumu, sol altta ise müon çifti invaryant kütlesi verilmiştir. Kırmızı bölge B1 ve B2 ard alanının toplamı ile S1'in olay sayısının eklenmesiyle elde edilmiştir. Turuncu bölge B1 ve B2 ard alanlarının toplamını, mavi kesikli çizgi S1 olay sayısını temsil etmektedir.

2018c) referanslarında rapor edilen müon çifti invaryant kütlesindeki sinyale karşılık gelmektedir. Müon çifti invaryant kütlesinde gözlemlenen ve rapor edilen olay fazlalığının LS-THDM'nin öngördüğü CP-tek A'dan kaynaklanabileceği son grafikle birlikte görülebilmektedir.

5. SONUÇ

LS-THDM çerçevesinde Higgs bozonlarına ait kütle spektrumu incelenerek çarpıştırıcı analizleri üzerindeki etkileri tartışıldı. Kütle spektrumunda hem CP-tek hem de CP-çift Higgs bozonu hafif olarak elde edilebilmektedir. Ancak, $m_{h_1} \lesssim 55$ GeV içeren çözümler, $m_A \sim 28$ GeV olduğunda e^+e^- çarpıştırıcısından elde edilen LEP verileri tarafından dışarlanmaktadır. Bulunan çözümlerde CP-çift Higgs bozonlarından biri hafif olursa, ağır olan CP-çift Higgs Standart Model Higgs'i olarak yorumlanabileceği gösterildi. Nadir B-mezon bozunumlarından olan BR($B_S \to \mu^+\mu^-$) CP-tek Higgs kütlesine güçlü bir şekilde bağlı olmasının yanında nadir B-mezon bozunumlarıyla uyumlu, CP-tek Higgs kütlesinin $m_A \sim 28$ GeV olduğu çözümlerin de elde edilebileceği bulundu. Yine nadir B-mezon bozunumlarından olan BR($B_S \to X_s\gamma$)'nın LS-THDM kütle spektrumu üzerinde BR($B_S \to \mu^+\mu^-$)'nün aksine daha sıkı bir sınırlandırma getirdiği, BR($B_S \to X_s\gamma$) ile tutarlı çözümler elde edebilmek için yüklü Higgs kütlesinin 150 GeV'in altında olması gerektiği ve BR($B_S \to X_s\gamma$) dallanma oranının $\tan\beta$'ya sıkı bir şekilde bağlı olduğu sonucuna ulaşıldı. Nadir B-mezon sınırlandırmalarının yanında LFU da dikkate alınarak bulunan çözümler incelendi ve $\delta_{\tau\tau}$ üzerindeki 1σ içerisinde deneysel sınırlandırmalar dikkate alındığında $m_A \sim 28$ GeV olduğunda $\tan\beta \lesssim 20$ olması gerektiği bulundu. b-kuarklarla birlikte CP-tek Higgs bozonu üretimi düşünüldüğünde, CMS raporunda yaklaşık $m_{\mu\mu} \sim 28$ GeV'de gözlemlenen olay fazlalığı, hafif Higgs bozonu kütlesini araştırmak için çözümlere uygulanabilir. 8 TeV kütle merkezi enerjisi ile çarpıştırıcı verileri üzerinden yapılan analizlerde olay fazlalığı $4{,}2\sigma$ kadar büyük rapor edilirken, 13 TeV kütle merkezi enerjisi dikkate alındığında yaklaşık 2σ'ya düşürülmüştür. Gözlemlenen olay fazlalığında $m_A \sim 28$ GeV ile çözümleri araştırmadan önce, aynı analizlerin $A \to \tau\tau$ bozunum kanalını içeren olaylar için de bir üst sınır sağladığının bilinmesi gerekmektedir. Bu sınırlandırmanın, tesir kesiti üzerinde $\sigma(pp \to bbA \to bb\tau\tau) \lesssim 140$ fb şartını getirmesiyle ilgilenilen parametre uzayının önemli bir bölümünü dışarladığı görüldü. Hafif m_A bölgesini tutarlı $\sigma(pp \to bbA \to bb\tau\tau)$'nun aralıklarıyla sınırlandırdıktan sonra, $\tan\beta \sim 12$ ve $m_A \sim 28$ GeV için 8 TeV kütle merkezi enerjisinde yaklaşık $1,5\sigma$ ve 13 TeV kütle merkezi enerjisinde 2σ Standart Model'den sapma gözlemlendi. Artan $\tan\beta$ ile sapmanın azaldığı

sinyalin düştüğü görüldü, ancak yine de $\tan\beta \sim 17$ için yaklaşık 1σ'lık bir sapma elde etmek mümkündür. Ayrıca çarpıştırıcıların mevcut hassasiyetinin LS-THDM'deki büyük $\tan\beta$ bölgesini araştırmak için yeterli olmadığı gösterildi; ancak bu bölge daha yüksek kütle merkezi enerjisine sahip çarpışmalarda ve/veya daha hassas analizlerde dikkate alınabilir. Tez boyunca yapılan analizlerden elde edilen bulguları örnekleyen altı adet referans noktası sunuldu. Bu altı referans noktasından CMS raporunda gösterilen müon çifti invaryant kütlesindeki SM'den sapmayı verebilecek olan en uygun aday Nokta 2 seçilerek, olay üretimi ve CMS dedektör simülasyonu yapıldı. Sinyal $pp \to b\bar{b}\ A, (A \to \mu^+\mu^-)$ olduğu için sinyali en güçlü şekilde baskılayacak ard alanlar üst kuark çifti üretimi ve b-jetleriyle birlikte lepton çifti üretimi olarak belirlendi. Dedektör simülasyonu sonucunda müonların, b-jetlerin enine momentumu ve müon çifti invaryant kütlesi incelenerek CMS raporuna benzer sonuçlar elde eldi.

Yukarıda sayılan bulguların ışığında, $m_{\mu\mu} \sim 28$ GeV'de CMS çalışma grubunun rapor ettiği SM'den sapmanın, LS-THDM tarafından önerilen 28 GeV kütleye sahip CP-tek Higgs bozonu tarafından sağlanabileceği bulundu.

KAYNAKLAR

Aad, G., Abajyan, T., Abbott, B., Abdallah, J., Khalek, S. A., Abdelalim, A., Abdinov, O., Aben, R., Abi, B., Abolins, M., AbouZeid, O., Abramowicz, H., Abreu, H., Acharya, B., Adamczyk, L., Adams, D., Addy, T., Adelman, J., Adomeit, S., ... ve Zwalinski, L. (2010). The ATLAS Simulation Infrastructure. *Eur. Phys. J. C*, 70: 823–874.

Aad, G., Abajyan, T., Abbott, B., Abdallah, J., Khalek, S. A., Abdelalim, A., Abdinov, O., Aben, R., Abi, B., Abolins, M., AbouZeid, O., Abramowicz, H., Abreu, H., Acharya, B., Adamczyk, L., Adams, D., Addy, T., Adelman, J., Adomeit, S., ... ve Zwalinski, L. (2012). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716: 1–29.

Aad, G., Abbott, B., Abdallah, J., Khalek, S. A., Abdinov, O., Aben, R., Abi, B., Abolins, M., AbouZeid, O. S., Abramowicz, H., Abreu, H., Abreu, R., Abulaiti, Y., Acharya, B. S., Adamczyk, L., Adams, D., Adelman, J., Adomeit, S., ... ve Zwalinski, L. (2015). Observation and measurement of Higgs boson decays to WW* with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 92(1): 012006.

Aad, G., Abbott, B., Abdallah, J., Khalek, S. A., Abdinov, O., Aben, R., Abi, B., Abolins, M., AbouZeid, O. S., Abramowicz, H., Abreu, H., Abreu, R., Abulaiti, Y., Acharya, B. S., Adamczyk, L., Adams, D., Adelman, J., Adomeit, S., ... ve Zwalinski, L. (2015). Study of (W/Z)H production and Higgs boson couplings using $H \rightarrow WW^*$ decays with the ATLAS detector. *JHEP*, 08: 137.

Aad, G., Abbott, B., Abdallah, J., Khalek, S. A., Abdinov, O., Aben, R., Abi, B., Abolins, M., AbouZeid, O. S., Abramowicz, H., Abreu, H., Abreu, R., Abulaiti, Y., Acharya, B. S., Adamczyk, L., Adams, D., Adelman, J., Adomeit, S., ... ve Zwalinski, L. (2017). Combined measurements of Higgs boson production and decay in the $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ and $H \rightarrow \gamma\gamma$ channels using $\sqrt{s}$ = 13 TeV pp collision data collected with the ATLAS experiment. *ATLAS-CONF-2017-047*.

Aad, G., Abbott, B., Abdallah, J., Khalek, S. A., Abdinov, O., Aben, R., Abi, B., Abolins, M., AbouZeid, O. S., Abramowicz, H., Abreu, H., Abreu, R., Abulaiti, Y., Acharya, B. S., Adamczyk, L., Adams, D., Adelman, J., Adomeit, S., ... ve Zwalinski, L. (2018). Measurement of gluon fusion and vector boson fusion Higgs boson production cross-sections in the $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV with the ATLAS detector. *ATLAS-CONF-2018-004*.

Aad, G., Abbott, B., Abdallah, J., Khalek, S. A., Abdinov, O., Aben, R., Abi, B., Abolins, M., AbouZeid, O. S., Abramowicz, H., Abreu, H., Abreu, R., Abulaiti, Y., Acharya, B. S., Adamczyk, L., Adams, D., Adelman, J., Adomeit, S., ... ve Zwalinski, L. (2019). Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton-proton collision data at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Eur. Phys. J. C*, 79(8): 639.

Aad, G., Abbott, B., Abdallah, J., Khalek, S. A., Abdinov, O., Aben, R., Abi, B., Abolins, M., AbouZeid, O. S., Abramowicz, H., Abreu, H., Abreu, R., Abulaiti, Y., Acharya, B. S., Adamczyk, L., Adams, D., Adelman, J., Adomeit, S., ... ve Zwalinski, L. (2019). Search for heavy neutral Higgs bosons produced in association with b-quarks and decaying to b-quarks at $\sqrt{s}$ = 13 TeV with the ATLAS detector. *ATLAS-CONF-2019-010*.

Aad, G., Abbott, B., Abdallah, J., Khalek, S. A., Abdinov, O., Aben, R., Abi, B., Abolins, M., AbouZeid, O. S., Abramowicz, H., Abreu, H., Abreu, R., Abulaiti, Y., Acharya, B. S., Adamczyk, L., Adams, D., Adelman, J., Adomeit, S., ... ve Zwalinski, L. (2020). Search for heavy neutral Higgs bosons produced in association with b-quarks and decaying into b-quarks at $\sqrt{s}$ = 13 TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 102(3): 032004.

Aad, G., Abbott, B., Abdallah, J., Khalek, S. A., Abdinov, O., Aben, R., Abi, B., Abolins, M., AbouZeid, O. S., Abramowicz, H., Abreu, H., Abreu, R., Abulaiti, Y., Acharya, B. S., Adamczyk, L., Adams, D., Adelman, J., Adomeit, S., ... ve Zwalinski, L. (2021). Muon reconstruction and identification efficiency in ATLAS using the full Run 2 pp collision data set at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Eur. Phys. J. C*, 81(7): 578.

Aaij, R., Beteta, C. A., Adametz, A., Adeva, B., Adinolfi, M., Adrover, C., Affolder, A., Ajaltouni, Z., Albrecht, J., Alessio, F., Alexander, M., Ali, S., Alkhazov, G., Cartelle, P. A., Alves, A. A., Amato, S., Amhis, Y., Anderlini, L., Anderson, J., ... ve Zvyagin, A. (2013). First Evidence for the Decay $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$. *Phys. Rev. Lett.*, 110(2): 021801.

Abbiendi, G. (2003). Search for the standard model Higgs boson at LEP. *Phys. Lett. B*, 565: 61–75.

Abe, F. (1994). Evidence for top quark production in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s}$ = 1.8 TeV. *Phys. Rev. D*, 50: 2966–3026.

Abe, F. (2009). Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark. *arxiv:0903.2503*.

Abe, T., Sato, R. ve Yagyu, K. (2015). Lepton-specific two Higgs doublet model as a solution of muon g − 2 anomaly. *JHEP*, 07: 064.

Adam, J., Bai, X., Baldini, A. M., Baracchini, E., Bemporad, C., Boca, G., Cattaneo, P. W., Cavoto, G., Cei, F., Cerri, C., de Bari, A., Gerone, M. D., Doke, T., Dussoni, S., Egger, J., Fratini, K., Fujii, Y., Galli, L., Gallucci, G., ... ve Zanello, D. (2013). New constraint on the existence of the $\mu^+ \to e^+\gamma$ decay. *Phys. Rev. Lett.*, 110: 201801.

Aggleton, R., Barducci, D., Bomark, N.-E., Moretti, S. ve Shepherd-Themistocleous, C. (2017). Review of LHC experimental results on low mass bosons in multi Higgs models. *JHEP*, 02: 035.

Aleph, C. (2006). Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys. Rept.*, 427: 257–454.

Alwall, J., Frederix, R., Frixione, S., Hirschi, V., Maltoni, F., Mattelaer, O., Shao, H. S., Stelzer, T., Torrielli, P. ve Zaro, M. (2014). The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP*, 07: 079.

Amaldi, U., Böhm, A., Durkin, L. S., Langacker, P., Mann, A. K., Marciano, W. J., Sirlin, A. ve Williams, H. H. (1987). Comprehensive analysis of data pertaining to the weak neutral current and the intermediate-vector-boson masses. *Phys. Rev. D*, 36: 1385–1407.

Amhis, Y., Banerjee, S., Ben-Haim, E., Bernlochner, F. U., Bona, M., Bozek, A., Bozzi, C., Brodzicka, J., Chrzaszcz, M., Dingfelder, J., Duell, S., Egede, U., Gersabeck, M., Gershon, T., Goldenzweig, P., Hayasaka, K., Hayashii, H., Johnson, D., Kenzie, M., ... ve Yelton, J. (2021). Averages of b-hadron, c-hadron, and τ-lepton properties as of 2018. *Eur. Phys. J. C*, 81(3): 226.

Amhis, Y., Banerjee, S., Bernhard, R., Blyth, S., Bozek, A., Bozzi, C., Carbone, A., Campos, A. O., Chistov, R., Cibinetto, G., Coleman, J., Dingfelder, J., Dungel, W., Gersabeck, M., Gershon, T. J., Gibbons, L., Golob, B., Harr, R., ... ve Kooten, R. V. (2012). Averages of B-Hadron, C-Hadron, and tau-lepton properties as of early 2012.

Araz, J. Y., Frank, M. ve Fuks, B. (2020). Reinterpreting the results of the LHC with MadAnalysis 5: uncertainties and higher-luminosity estimates. *Eur. Phys. J. C*, 80(6): 531.

Araz, J. Y., Fuks, B. ve Polykratis, G. (2021). Simplified fast detector simulation in MADANALYSIS 5. *Eur. Phys. J. C*, 81(4): 329.

Arbey, A., Battaglia, M., Mahmoudi, F. ve Martínez Santos, D. (2013). Supersymmetry confronts B_sß$\mu^+\mu^-$: Present and future status. *Phys. Rev. D*, 87(3): 035026.

Arnan, P., Bečirević, D., Mescia, F. ve Sumensari, O. (2017). Two Higgs doublet models and $b \to s$ exclusive decays. *Eur. Phys. J. C*, 77(11): 796.

Arnison, G. (1983). Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s}$ = 540 GeV. *Phys. Lett. B*, 122: 103–116.

Asner, D. M. (2013). ILC Higgs White Paper. In Community Summer Study 2013: Snowmass on the Mississippi. Vol. 10.

Baak, M., Goebel, M., Haller, J., Hoecker, A., Kennedy, D., Kogler, R., Moenig, K., Schott, M. ve Stelzer, J. (2012). The Electroweak Fit of the Standard Model after the Discovery of a New Boson at the LHC. *Eur. Phys. J. C*, 72: 2205.

Bagnaia, P. (1983). Evidence for $Z^0 \to e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ Collider. *Phys. Lett. B*, 129: 130–140.

Bagnaschi, E. (2019). MSSM Higgs Boson Searches at the LHC: Benchmark Scenarios for Run 2 and Beyond. *Eur. Phys. J. C*, 79(7): 617.

Bahl, H., Liebler, S. ve Stefaniak, T. (2019). MSSM Higgs benchmark scenarios for Run 2 and beyond: the low tan β region. *Eur. Phys. J. C*, 79(3): 279.

Bhattacharyya, G. ve Das, D. (2016). Scalar sector of two-Higgs-doublet models: A minireview. *Pramana*, 87(3): 40.

Bobeth, C., Gorbahn, M., Hermann, T., Misiak, M., Stamou, E. ve Steinhauser, M. (2014). $B_{s,d} \to l^+l^-$ in the Standard Model with Reduced Theoretical Uncertainty. *Phys. Rev. Lett.*, 112: 101801.

Bobeth, C., Gorbahn, M. ve Stamou, E. (2014). Electroweak Corrections to $B_{s,d} \to \ell^+\ell^-$. *Phys. Rev. D*, 89(3): 034023.

Bourilkov, D., Group, R. C. ve Whalley, M. R. (2006). LHAPDF: PDF use from the Tevatron to the LHC. In TeV4LHC Workshop - 4th meeting.

Branco, G. C., Lavoura, L. ve Silva, J. P. (1999). CP Violation. Vol. 103.

Brun, R. ve Rademakers, F. (1997). ROOT: An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 389: 81–86.

Buckley, A., Ferrando, J., Lloyd, S., Nordström, K., Page, B., Rüfenacht, M., Schönherr, M. ve Watt, G. (2015). LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era. *Eur. Phys. J. C*, 75: 132.

Cacciari, M., Salam, G. P. ve Soyez, G. (2008). The anti-k_t jet clustering algorithm. *JHEP*, 04: 063.

Cao, J., Wan, P., Wu, L. ve Yang, J. M. (2009). Lepton-Specific Two-Higgs Doublet Model: Experimental Constraints and Implication on Higgs Phenomenology. *Phys. Rev. D*, 80: 071701.

Chatrchyan, S., Khachatryan, V., Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Bergauer, T., Dragicevic, M., Erö, J., Fabjan, C., Friedl, M., Frühwirth, R., Ghete, V. M., Hartl, C., Hörmann, N., Hrubec, J., Jeitler, M., Kiesenhofer, W., Knünz, V., Krammer, M., ... ve Smith, W. H. (2014). Measurement of Higgs Boson Production and Properties in the WW Decay Channel with Leptonic Final States. *JHEP*, 01: 096.

Chun, E. J., Dwivedi, S., Mondal, T., Mukhopadhyaya, B. ve Rai, S. K. (2018). Reconstructing heavy Higgs boson masses in a type X two-Higgs-doublet model with a light pseudoscalar particle. *Phys. Rev. D*, 98(7): 075008.

Chun, E. J. ve Kim, J. (2016). Leptonic Precision Test of Leptophilic Two-Higgs-Doublet Model. *JHEP*, 07: 110.

Conte, E., Dumont, B., Fuks, B. ve Wymant, C. (2014). Designing and recasting LHC analyses with MadAnalysis 5. *Eur. Phys. J. C*, 74(10): 3103.

Conte, E., Fuks, B. ve Serret, G. (2013). MadAnalysis 5, A User-Friendly Framework for Collider Phenomenology. *Comput. Phys. Commun.*, 184: 222–256.

Conte, E. ve Fuks, B. (2018). Confronting new physics theories to LHC data with MADANALYSIS 5. *Int. J. Mod. Phys. A*, 33(28): 1830027.

de Favereau, J., Delaere, C., Demin, P., Giammanco, A., Lemaître, V., Mertens, A. ve Selvaggi, M. (2014). DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment. *JHEP*, 02: 057.

Deshpande, N. G. ve Ma, E. (1978). Pattern of Symmetry Breaking with Two Higgs Doublets. *Phys. Rev. D*, 18: 2574.

Diaz, R. A. (2002). Phenomenological analysis of the two Higgs doublet model. Other thesis.

Donoghue, J. F. ve Li, L. F. (1979). Properties of Charged Higgs Bosons. *Phys. Rev. D*, 19: 945.

Dumont, B., Fuks, B., Kraml, S., Bein, S., Chalons, G., Conte, E., Kulkarni, S., Sengupta, D. ve Wymant, C. (2015). Toward a public analysis database for LHC new physics searches using MADANALYSIS 5. *Eur. Phys. J. C*, 75(2): 56.

Ferreira, P. M. ve Swiezewska, B. (2016). One-loop contributions to neutral minima in the inert doublet model. *JHEP*, 04: 099.

Ginzburg, I. F. ve Krawczyk, M. (2005). Symmetries of two Higgs doublet model and CP violation. *Phys. Rev. D*, 72: 115013.

Glashow, S. L. (1961). Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22: 579–588.

Glashow, S. L. ve Weinberg, S. (1977). Natural Conservation Laws for Neutral Currents. *Phys. Rev. D*, 15: 1958.

Goldstone, J. (1961). Field Theories with Superconductor Solutions. *Nuovo Cim.*, 19: 154–164.

Greenberg, O. W. (1964). Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13: 598–602.

Gross, D. J. ve Wilczek, F. (1973). Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30: 1343–1346.

Gross, D. J. ve Wilczek, F. (1974). Asymptotically Free Gauge Theories 2.. *Phys. Rev. D*, 9: 980–993.

Gunion, J. F., Haber, H. E., Kane, G. L. ve Dawson, S. (2000). The Higgs Hunter's Guide. Vol. 80.

Gunion, J. F. ve Haber, H. E. (1986). Higgs Bosons in Supersymmetric Models. 1.. *Nucl. Phys. B*, 272: 1. [Erratum: Nucl.Phys.B 402, 567–569 (1993)].

Han, M. Y. ve Nambu, Y. (1965). Three Triplet Model with Double SU(3) Symmetry. *Phys. Rev.*, 139: B1006–B1010.

Han, X.-F., Li, T., Wang, L. ve Zhang, Y. (2019). Simple interpretations of lepton anomalies in the lepton-specific inert two-Higgs-doublet model. *Phys. Rev. D*, 99(9): 095034.

Harlander, R. V., Liebler, S. ve Mantler, H. (2013). SusHi: A program for the calculation of Higgs production in gluon fusion and bottom-quark annihilation in the Standard Model and the MSSM. *Comput. Phys. Commun.*, 184: 1605–1617.

Harlander, R. V., Liebler, S. ve Mantler, H. (2017). SusHi Bento: Beyond NNLO and the heavy-top limit. *Comput. Phys. Commun.*, 212: 239–257.

Hashemi, M. (2018). Possibility of observing Higgs bosons at the ILC in the lepton-specific 2HDM. *Phys. Rev. D*, 98(11): 115004.

Hermann, T., Misiak, M. ve Steinhauser, M. (2013). Three-loop QCD corrections to $B_s \to \mu^+\mu^-$. *JHEP*, 12: 097.

Higgs, P. W. (1964). Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13: 508–509.

Higgs, P. W. (1964). Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.*, 12: 132–133.

Khachatryan, V., Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., Brondolin, E., Dragicevic, M., Erö, J., Flechl, M., Friedl, M., Frühwirth, R., Ghete, V. M., Hartl, C., Hörmann, N., Hrubec, J., Jeitler, M., Knünz, V., ... ve Woods, N. (2015). Search for a Higgs boson in the mass range from 145 to 1000 GeV decaying to a pair of W or Z bosons. *JHEP*, 10: 144.

Kolomensky, Y. G., Lynch, G., Osipenkov, I. L., Tackmann, K., Tanabe, T., Hawkes, C. M., Soni, N., Watson, A. T., Koch, H., Schroeder, T., Asgeirsson, D. J., Hearty, C., Mattison, T. S., McKenna, J. A., Barrett, M., Khan, A., Randle-Conde, A., Blinov, V. E., Bukin, A. D., Buzykaev, A. R., Druzhinin, V. P., Golubev, V. B., Onuchin, A. P., ... ve Wu, S. L. (2010). Searches for Lepton Flavor Violation in the Decays $\tau^\pm \to e^\pm\gamma$ and $\tau^\pm \to \mu^\pm\gamma$. *Phys. Rev. Lett.*, 104: 021802.

Lee, J. S. ve Pilaftsis, A. (2012). Radiative Corrections to Scalar Masses and Mixing in a Scale Invariant Two Higgs Doublet Model. *Phys. Rev. D*, 86: 035004.

Lee, T. D. (1973). A Theory of Spontaneous T Violation. *Phys. Rev. D*, 8: 1226–1239.

Mahmoudi, F., Neshatpour, S. ve Orloff, J. (2012). Supersymmetric constraints from $B_s \to \mu^+\mu^-$ and $B \to K * \mu^+\mu^-$ observables. *JHEP*, 08: 092.

Nagashima, Y. (2010). Elementary Particle Physics. Vol. 2.

Nakano, T. ve Nishijima, K. (1953). Charge Independence for V-particles. *Prog. Theor. Phys.*, 10: 581–582.

Nis, B., Cici, A., Kirca, Z. ve Un, C. S. (2017). Just a Scalar in THDM. *arXiv:1702.04185*.

Nomura, T. ve Sanyal, P. (2019). Lepton specific two-Higgs-doublet model based on a $U(1)_X$ gauge symmetry with dark matter. *Phys. Rev. D*, 100(11): 115036.

Novaes, S. F. (1999). Standard model: An Introduction. In 10th Jorge Andre Swieca Summer School: Particle and Fields. p. 5–102.

Politzer, H. D. (1973). Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?. *Phys. Rev. Lett.*, 30: 1346–1349.

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.

Porod, W. ve Staub, F. (2012). SPheno 3.1: Extensions including flavour, CP-phases and models beyond the MSSM. *Comput. Phys. Commun.*, 183: 2458–2469.

Pumplin, J., Stump, D. R., Huston, J., Lai, H. L., Nadolsky, P. M. ve Tung, W. K. (2002). New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 07: 012.

Salam, A. (1968). Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf. Proc. C*, 680519: 367–377.

Salam, A. ve Ward, J. C. (1961). On A Gauge Theory of Elementary Interactions. *Nuovo Cim.*, 19: 165–170.

Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Ambrogi, F., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., Brondolin, E., Dragicevic, M., Erö, J., Flechl, M., Friedl, M., Frühwirth, R., Ghete, V. M., Grossmann, J., Hrubec, J., Jeitler, M., König, A., Krammer, N., ... ve Woods, N. (2017). Search for a light pseudoscalar Higgs boson produced in association with bottom quarks in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV. *JHEP*, 11: 010.

Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Ambrogi, F., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., Brondolin, E., Dragicevic, M., Erö, J., Flechl, M., Friedl, M., Frühwirth, R., Ghete, V. M., Grossmann, J., Hrubec, J., Jeitler, M., König, A., Krammer, N., ... ve Woods, N. (2018). Inclusive search for a highly boosted Higgs boson decaying to a bottom quark-antiquark pair. *Phys. Rev. Lett.*, 120(7): 071802.

Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Ambrogi, F., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., Brondolin, E., Dragicevic, M., Erö, J., Flechl, M., Friedl, M., Frühwirth, R., Ghete, V. M., Grossmann, J., Hrubec, J., Jeitler, M., König, A., Krammer, N., ... ve Woods, N. (2018). Observation of Higgs boson decay to bottom quarks. *Phys. Rev. Lett.*, 121(12): 121801.

Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Ambrogi, F., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., Brondolin, E., Dragicevic, M., Erö, J., Flechl, M., Friedl, M., Frühwirth, R., Ghete, V. M., Grossmann, J., Hrubec, J., Jeitler, M., König, A., Krammer, N., ... ve Woods, N. (2018). Search for resonances in the mass spectrum of muon pairs produced in association with b quark jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 8 and 13 TeV. *JHEP*, 11: 161.

Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Ambrogi, F., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., Brondolin, E., Dragicevic, M., Erö, J., Flechl, M., Friedl, M., Frühwirth, R., Ghete, V. M., Grossmann, J., Hrubec, J., Jeitler, M., König, A., Krammer, N., ... ve Woods, N. (2019). Search for a heavy Higgs boson decaying to a pair of W bosons in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *CMS-PAS-HIG-17-033*.

Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Ambrogi, F., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., Brondolin, E., Dragicevic, M., Erö, J., Flechl, M., Friedl, M., Frühwirth, R., Ghete, V. M., Grossmann, J., Hrubec, J., Jeitler, M., König, A., Krammer, N., ... ve Woods, N. (2019). Search for a heavy pseudoscalar boson decaying to a Z and a Higgs boson at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Eur. Phys. J. C*, 79(7): 564.

Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Ambrogi, F., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., Brondolin, E., Dragicevic, M., Erö, J., Flechl, M., Friedl, M., Frühwirth, R., Ghete, V. M., Grossmann, J., Hrubec, J., Jeitler, M., König, A., Krammer, N., ... ve Woods, N. (2019). Search for a heavy pseudoscalar Higgs boson decaying into a 125 GeV Higgs boson and a Z boson in final states of two light leptons and two tau leptons at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *CMS-PAS-HIG-18-023*.

Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Ambrogi, F., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., Brondolin, E., Dragicevic, M., Erö, J., Flechl, M., Friedl, M., Frühwirth, R., Ghete, V. M., Grossmann, J., Hrubec, J., Jeitler, M., König, A., Krammer, N., ... ve Woods, N. (2019). Search for a light charged Higgs boson decaying to a W boson and a CP-odd Higgs boson in final states with e$\mu\mu$ or $\mu\mu\mu$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 123(13): 131802.

Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Ambrogi, F., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., Brondolin, E., Dragicevic, M., Erö, J., Flechl, M., Friedl, M., Frühwirth, R., Ghete, V. M., Grossmann, J., Hrubec, J., Jeitler, M., König, A., Krammer, N., ... ve Woods, N. (2019). Search for a light charged Higgs boson decaying to a W boson and a CP-odd Higgs boson in e$\mu\mu$/$\mu\mu\mu$ + jets channels in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *CMS-PAS-HIG-18-020*.

Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Ambrogi, F., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., Brondolin, E., Dragicevic, M., Erö, J., Flechl, M., Friedl, M., Frühwirth, R., Ghete, V. M., Grossmann, J., Hrubec, J., Jeitler, M., König, A., Krammer, N., ... ve Woods, N. (2019). Search for an exotic decay of the Higgs boson to a pair of light pseudoscalars in the final state with two muons and two b quarks in pp collisions at 13 TeV. *Phys. Lett. B*, 795: 398–423.

Sjostrand, T., Mrenna, S. ve Skands, P. Z. (2006). PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05: 026.

Skipis, D. (2003). Testing the LHAPDF against the PDFLIB Parton Distribution Function Module for the Herwig event generator. *ATL-SOFT-2003-011, ATL-COM-SOFT-2003-011, CERN-ATL-SOFT-2003-011*.

Staub, F. (2011). Automatic Calculation of supersymmetric Renormalization Group Equations and Self Energies. *Comput. Phys. Commun.*, 182: 808–833.

Staub, F. (2015). Exploring new models in all detail with SARAH. *Adv. High Energy Phys.*, 2015: 840780.

't Hooft, G. (1971). Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields. *Nucl. Phys. B*, 35: 167–188.

't Hooft, G. ve Veltman, M. J. G. (1972). Regularization and Renormalization of Gauge Fields. *Nucl. Phys. B*, 44: 189–213.

Wang, L., Yang, J. M., Zhang, M. ve Zhang, Y. (2019). Revisiting lepton-specific 2HDM in light of muon $g-2$ anomaly. *Phys. Lett. B*, 788: 519–529.

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

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