

ANKARA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

**İKİ HİGGS DUBLETLİ MODELLERDE ve MİNİMAL SÜPERSİMETRİK
STANDART MODELDE CP-BOZULUMU**

Levent SELBUZ

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ANKARA

2008

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Levent SELBUZ tarafından hazırlanan “İki Higgs Dubletli Modellerde ve Minimal Süpersimetrik Standart Modellerde CP-Bozulumu” adlı tez çalışması 24/06/2008 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı’nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Z. Zekeriya AYDIN

Jüri Üyeleri:

Başkan: Prof. Dr. Durmuş Ali DEMİR, İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsü

Üye : Prof. Dr. Z. Zekeriya AYDIN, Ankara Üniversitesi

Üye : Prof. Dr. Ramazan SEVER, Orta Doğu Teknik Üniversitesi

Üye : Prof. Dr. Haluk MUTLU, Ankara Üniversitesi

Üye : Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER, Ankara Üniversitesi

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Orhan ATAKOL

Enstitü Müdürü

ÖZET

Doktora Tezi

İKİ HİGGS DUBLETİ MODELLEDE ve MİNİMAL SÜPERSİMETRİK STANDART MODELDE CP-BOZULUMU

Levent SELBUZ

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Z. Zekeriya AYDIN

Bu tez çalışması iki ana bölümden oluşmaktadır: Birinci bölümde CP bozulumu içeren genel iki Higgs dubletli model ayrıntılı şekilde analiz edilmektedir. Modelin iki farklı parametrizasyonu tanımlanarak her birinde üçlü Higgs kuplajları incelenmektedir. Higgs kuplajlarının analizinde tek-halka mertebesinde etkin potansiyel yaklaşımı kullanılarak ışımsal düzeltmeler yapılmaktadır. Ağaç-mertebesinde parametre uzayının izinli bölgelerinde üçlü kuplajlar nötral Higgs bozonlarının karışım açılarına çok kuvvetli bir bağımlılık göstermektedirler. Üçlü Higgs kuplajlarına tek halka-mertebesinde etkin potansiyel yöntem kullanılarak yapılan ışımsal düzeltmeler, genelde kuplaj değerlerini ve aynı zamanda nötral sektör karışım açılarına duyarlılığı arttırmaktadır. Tezin ikinci bölümünde ise, kompleks parametrelili Minimal Süpersimetrik Modelde (MSSM) skuarkların fermiyonik iki-cisim bozunumu sayısal olarak incelenmiştir. Bu analiz yapılırken özellikle Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)'dan elde edilen verilerin modelin parametreleri üzerine getirdiği kozmolojik sınırlamalar göz önünde bulundurulmuştur. Skuarkların fermiyonik bozunum kanalı için CP-faz bağımlılığı incelenerek dallanma oranları ve toplam bozunum genişliği hesap edilmiştir. Üçüncü skuark ailesinin fermiyonik bozunumlarına ait genişlikleri, birinci ve ikinci ailede de olduğu gibi, $\varphi_{U(1)}$ CP-fazına önemli bir derecede bağımlılık göstermektedir.

Haziran 2008, 146 sayfa

Anahtar Kelimeler: İki Higgs Dubletli Model (2HDM), CP bozulumu, etkin potansiyel yöntem, Üçlü Higgs kuplajı, Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), skuark, Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP), CP-fazı.

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

CP-VIOLATION in TWO HIGGS DOUBLET MODELS and MINIMAL
SUPERSYMMETRIC STANDARD MODEL.

Levent SELBUZ

Ankara University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Engineering Physics

Supervisor: Prof. Dr. Z. Zekeriya AYDIN

This thesis consists of two main parts: In the first part, the general two-Higgs-doublet model with CP violation is analyzed in detail. Two different parametrizations of this model are described and then the trilinear Higgs couplings for these two parametrizations are studied. In the analysis of the Higgs trilinear couplings, radiative corrections in the one loop effective potential approximation are included. Within the allowed domain of the parameter space of the model at the tree level, the trilinear couplings can have a very strong dependence on the neutral Higgs boson mixing angles. In general, the radiative corrections to the Higgs trilinear couplings calculated using the method of one-loop effective potential enhance their values and the sensitivity to the neutral-sector mixing angles. In the second part of the thesis, the numerical investigation of the fermionic two-body decays of squarks in the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) with complex parameters is presented. In the analysis, the cosmological bounds imposed by Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) are particularly taken into account. The total decay widths and the branching ratios for the fermionic decay channels of squarks are calculated and their CP-phase dependences are plotted. The CP-phase $\varphi_{U(1)}$ dependence of the fermionic decay widths of the third family squarks, as well as those of the first and second families, is quite significant.

June 2008, 146 pages

Key Words: The Two Higgs Doublet Model (2HDM), CP violation, Effective potential method, trilinear Higgs couplings, Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM), squark, Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP), CP-phase.

TEŞEKKÜR

Doktora tez çalıŐmalarım boyunca bana her konuda yardımcı ve destek olan, akademik bilgi ve fikirleriyle gelişmeme katkıda bulunan, kendisiyle çalıŐmaktan büyük onur duyduğum danışmanım Sayın Prof. Dr. Zekeriya AYDIN'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım. ÇalıŐmalarım boyunca sıkça bilgisine başvurduğum, ilgi ve yardımlarını benden hiçbir zaman eksik etmeyen Sayın Prof. Dr. Durmuş Ali DEMİR'e ve Sayın Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER'e bütün içtenliğimle teşekkür ederim. Bu tez çalıŐmasının bir bölümünü gerçekleŐtirdiğim Bergen Üniversitesi'nde (NORVEÇ) bilgi, öneri ve yardımlarını benden hiç esirgemeyen Sayın Prof. Dr. Per OSLAND'a çok teşekkür ederim. Ayrıca birçok fedakârlık göstererek beni destekleyen aileme ve hiçbir zaman yardımlarını esirgemeyerek her zaman yanımda olan sevgili arkadaşlarıma en derin duygularıyla teşekkür ederim. Ve sağlamış olduğu 2214-Yurt DıŐı Araştırma Burs Programı ile dokuz ay süren yurt dıŐı çalıŐmalarımda beni destekleyen TUBİTAK-BİDEB'e teşekkürlerimi sunarım.

Levent SELBUZ

Ankara, Haziran 2008

İÇİNDEKİLER

ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
TEŞEKKÜR	v
SİMGELER DİZİNİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiv
1. GİRİŞ	1
2. STANDART MODEL	5
2.1 Giriş	5
2.2 Modelin Parçacık Yapısı	7
2.3 Modelin Lagranjyeni	10
2.3.1 Kuvvetli Etkileşmelerin Ayar Teorisi (QCD)	11
2.3.2 Elektro-Zayıf Etkileşmelerin Ayar Teorisi	13
3. STANDART MODELİN EKSİKLİKLERİ	23
3.1 Giriş	23
3.2 Parametre Sayısının Fazlalığı	24
3.3 Fermiyon Aileleri Problemi	24
3.4 Birleştirme Problemi	25
3.5 Karanlık Madde ve Karanlık Enerji	26
3.6 Hiyerarşi Problemi ve İnce Ayar	27
4. İKİ HİGGS DUBLETLİ MODELLER	29
4.1 Giriş	29
4.2 İki Higgs Dubletli Modellerin Yapısı	32
4.2.1 CP bozulumu	40
4.2.2 Yukawa çiftlenimleri	41
4.3 Model Parametreleri Üzerindeki Sınırlamalar	42
5. SÜPERSİMETRİ	46
5.1 Giriş	46

5.2 Süpersimetri Cebiri	49
5.3 Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)	51
5.4 MSSM'in Parametre Uzayı	54
5.5 MSSM Lagranjiyeni	57
6. CP BOZULUMLU İKİ HİGGS DUBLETLİ MODELDE ÜÇLÜ HİGGS KUPLAJLARI	62
6.1 Giriş	62
6.2 Nötral Higgs Bozonlarının Üçlü Öz Kuplajları	65
6.2.1 2HDM ve MSSM'nin karşılaştırılması	68
6.2.2 Sayısal inceleme	71
6.3 Yüklü-Yüklü-Nötral Higgs Kuplajları	80
6.4 Üçlü Higgs Kuplajlarına Tek-Halka Mertebesindeki Düzeltmeler	83
6.4.1 Decoupling	89
6.4.2 Genel durum	91
7. MİNİMAL SÜPERSİMETRİK STANDART MODELDE KOZMOLOJİK SINIRLAMALAR ALTINDA SKUARK BOZUNUMLARI	96
7.1 Giriş	96
7.2 Skuark Kütleleri, Karışım ve İki-Cisim Bozunum Genişlikleri	99
7.2.1 Skuark sektöründeki kütleler ve karışım	100
7.2.2 Skuarkların fermiyonik bozunum genişlikleri	102
7.3 Birinci ve İkinci Skuark Ailelerinin İki-cisim Bozunumları	105
7.4 Üçüncü Skuark Ailesinin İki-cisim Bozunumları	109
7.5 Üst ve Alt Skuark Bozunumları	117
7.5.1 Üst skuark bozunumları	117
7.5.2 Alt skuark bozunumları	121
8. TARTIŞMA ve SONUÇ	126
KAYNAKLAR	129
EKLER	136

EK 1 Kuartik Kuplajların Kütleler Cinsinden İfadesi	137
EK 2 Bazı Özel Durumlar İçin Üçlü Kuplajlar	140
EK 3 M_l^2 'nin Türevleri	142
EK 4 Chargino ve Nötralino Sektörlerine ait Kütle Matrisleri	145
ÖZGEÇMİŞ	146

SİMGELER DİZİNİ

2HDM	İki Higgs Dubletli Model
$\Omega_{CDM} h^2$	Soğuk karanlık maddenin kalıntı yoğunluğu
λ_α	Gell-Mann matrisleri
$f^{\alpha\beta\gamma}$	Ayar grubu yapı sabiti
D_μ	Kovariyent türev
σ_i	Pauli matrisleri
W_μ^i	$SU_L(2)$ zayıf ayar bozonları
B_μ	$U_Y(1)$ hiperyük bozonu
I	Zayıf izospin
ϕ	Skaler Higgs alanı
θ_W	Zayıf karışım açısı
G_N	Newton kütle çekim sabiti
V_{tree}	Ağaç-mertebesinde Higgs potansiyeli
Φ_i	Higgs dubletleri
$v_{1,2}$	Vakum beklenen değerleri
\mathcal{M}	Nötral Higgs bozonlarının kütle matrisi
$M_{1,2,3}$	Fiziksel nötral Higgs bozonlarının kütle matrisleri
M_{H^\pm}	Yüklü Higgs bozonu kütlesi
S	Saçılma matrisi
$\tilde{q}_{L,R}$	Sol ve sağ-elli skaler kuarklar
$m_{\tilde{f}_{L,R}}^2$	Sol-elli ve sağ-elli skaler fermiyonların kütle matrisi
λ_{ijk}	Nötral Higgs bozonlarının üçlü öz kuplajları
$\xi_{1,2}$	Kuplaj oranları
$\alpha_{1,2,3}$	Nötral Higgs bozonlarına ait karışım açıları
$\tan \beta$	Vakum beklenen değeri oranı

ΔV	Ağaç-mertebesindeki potansiyele tel-halka mertebesindeki düzeltme
$\varphi_{U(1)}$	M_1 gaugino kütleğine ait faz
A_f	Üçlü skaler etkileşme terimleri
$m_{\tilde{q}_{1,2}}^2$	Skuark kütle özdeğerleri
$\tilde{q}_{1,2}$	Skuarklara ait kütle özdeğerleri
$Y_{U,D}$	Yukawa kuplajları
Γ	Bozunum genişliği
$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}$	Chargino kütleği
$m_{\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0}$	Nötralino kütleği
B	Dallanma oranı
MSSM	Minimal Süpersimetrik Standart Model
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1	Standart Modeldeki kuark ve lepton aileleri	7
Şekil 6.1	A ve B Yaklaşımlarında, ağaç mertebesinde üçlü kuplaj oranı ξ_1 'in α_1 'e göre değişimi	73
Şekil 6.2	A Yaklaşımında, ağaç-mertebesinde, Denklem 6.21 ile tanımlanan $\langle \xi_1 \rangle$ ve $\langle \xi_2 \rangle$ üçlü Higgs kuplaj oranları	76
Şekil 6.3	A Yaklaşımında, ağaç-mertebesinde, Denklem 6.21 ile tanımlanan $\langle \xi_1 \rangle$ ve $\langle \xi_2 \rangle$ üçlü Higgs kuplaj oranları	77
Şekil 6.4	Ağaç-mertebesinde ξ_1 ve ξ_2 üçlü kuplaj oranlarının varyansı	79
Şekil 6.5	B Yaklaşımında ağaç-mertebesinde $\langle \xi_1 \rangle$ ve $\langle \xi_2 \rangle$ üçlü kuplaj oranları	79
Şekil 6.6	Ağaç mertebesinde λ_{1+-} üçlü kuplajının α_1 'e göre değişimi	81
Şekil 6.7	Ağaç-mertebesinde, en hafif iki Higgs bozonunun (H_1 ve H_2) yüküklü bir Higgs çifti ile kuplajları (λ_{1+-} ve λ_{2+-})	82
Şekil 6.8	A Yaklaşımında, üçlü kuplaj oranına (ξ_1) gelen katkıların α_1 ile değişimi	87
Şekil 6.9	Üçlü kuplaj oranının (ξ_1) α_1 'e göre değişimi	88
Şekil 6.10	$\langle \bar{\xi}_1 \rangle$ üçlü kuplaj oranı (Denklem 6.38'de tanımlanan)	89
Şekil 6.11	A Yaklaşımında, halka-mertebesinde ξ_1 ve ξ_2 üçlü kuplaj oranları ve varyansları (σ_1 ve σ_2)	92
Şekil 6.12	A Yaklaşımında, halka-mertebesinde ξ_1 ve ξ_2 üçlü kuplaj oranları ve varyansları (σ_1 ve σ_2)	93
Şekil 6.13	A Yaklaşımında, halka-mertebesinde ξ_1 ve ξ_2 üçlü kuplaj oranları	94
Şekil 7.1	$\mu=200$ GeV için 2σ WMAP izinli bant değerleri	98
Şekil 7.2	$\mu=350$ GeV için 2σ WMAP izinli bant değerleri	99
Şekil 7.3.a.	$\mu = 200$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_u = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_u} = 0$, $m_{\tilde{u}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{u}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{u}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri	106

Şekil 7.3.b. $\mu = 200$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_d = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_u} = 0$, $m_{\tilde{d}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{d}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{d}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri	106
Şekil 7.4.a. $\mu = 350$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_u = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_u} = 0$, $m_{\tilde{u}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{u}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{u}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri	107
Şekil 7.4.b. $\mu = 350$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_d = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_u} = 0$, $m_{\tilde{d}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{d}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{d}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri	107
Şekil 7.5.a., b. $\mu = 200$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_t = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{t}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{t}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{t}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri	110
Şekil 7.6.a., b. $\mu = 350$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_t = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{t}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{t}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{t}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri	112
Şekil 7.7.a., b. $\mu = 200$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_b = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{b}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{b}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{b}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri	114
Şekil 7.8.a., b. $\mu = 350$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_b = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{b}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{b}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{b}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri	115
Şekil 7.9.a., b. $\mu = 350$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_t = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{t}_1} = 350$ GeV ve $m_{\tilde{t}_2} = 800$ GeV değerleri için $\tilde{t}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri	118

Şekil 7.10.a., b. $\mu = 350$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_t = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{t}_1} = 350$ GeV ve $m_{\tilde{t}_2} = 800$ GeV değerleri için $\tilde{t}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri	119
Şekil 7.11.a,d $\mu = 200$ GeV için bazı $\tilde{t}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı	120
Şekil 7.12.a,d $\mu = 350$ GeV için bazı $\tilde{t}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı	120
Şekil 7.13.a., b. $\mu = 200$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_b = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{b}_1} = 550$ GeV ve $m_{\tilde{b}_2} = 800$ GeV değerleri için $\tilde{b}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri	122
Şekil 7.14.a., b. $\mu = 350$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_b = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{b}_1} = 550$ GeV ve $m_{\tilde{b}_2} = 800$ GeV değerleri için $\tilde{b}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri	123
Şekil 7.15.a,d $\mu = 200$ GeV için bazı $\tilde{b}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı	124
Şekil 7.16.a,c $\mu = 350$ GeV için bazı $\tilde{b}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı	124

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 1.1 Kuark ve lepton ailelerinin $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubundaki temsilleri	9
Çizelge 2.2 $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubunun içerdiği madde alanlar ve kuantum sayıları	15
Çizelge 5.1 MSSM Parçacık Spektrumu	56

1. GİRİŞ

Doğayı anlamaya yönelik sorular arasındaki en temel soru “Neden ve nasıl yaratıldık ?” sorularıdır. Bu soruların cevaplanabilmesi için öncelikle evrenin ne gibi bir mekanizmayla yaratıldığının ve neyden meydana geldiğinin anlaşılması gerekmektedir.

Parçacık fiziği en temel düzeyde yani en küçük boyutta maddenin nelerden yapıldığı sorusuna yanıt arar. Bugünkü bilgilere göre maddenin yapı taşları leptonlar ve kuarklardır. Kütle çekim etkileşimleri bir kenara bırakıldığında, bu temel yapı taşları arasındaki etkileşimler; kuvvetli, zayıf ve elektromagnetik olmak üzere üç sınıfa ayrılabilir. Her bir etkileşimin bir ayar teorisi çerçevesinde anlaşılabilceği sanılmaktadır. Elektromagnetik etkileşimleri tasvir eden Kuantum Elektrodinamiği (QED), $U(1)$ ayar grubuna dayanmaktadır. Zayıf etkileşimler de bundan esinlenerek $SU(2)$ ayar teorisi kalıbına sokulabilmiştir. Kuvvetli etkileşimler için ise kuantum renk dinamiği (QCD) adı verilen $SU_C(3)$ ayar teorisi geliştirilmiştir. $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubuna dayanan teoriye “Standart Model” (SM) denir. Standart Model, temel parçacıkların elektromanyetik, zayıf ve kuvvetli etkileşmelerini yaklaşık 200 GeV’e kadar olan enerji ölçeğinde başarılı bir şekilde tasvir edebilmektedir. Daha yüksek enerji ölçeklerine ($\sim TeV$) doğru gidildikçe aynı başarıyı gösterememektedir.

Standart Modelde simetrinin kendiliğinden bozulması için gerekli olan Higgs bozonları hâlâ keşfedilmiş değildir. SM’nin bu sektörüne ait teorik yapısının test edilmesi gerekmektedir. Kendiliğinden simetri bozulması ve Higgs sektörü yapısı SM’nin en zayıf noktasını oluşturmaktadır. Bu ve tez içerisinde anlatılacak birçok nedenden dolayı Standart Modelin parçacık fiziğinin en son teorisi olmadığı, daha temel bir teorinin düşük enerji limiti olduğu düşünülmektedir. Bu da Standart Modelin genişletilmesi gerektiği fikrini ortaya çıkartır. “Standart Model Ötesi” veya “Yeni Fizik” olarak adlandırılan ve Standart Modelin genişletilmesinden oluşturulan oldukça fazla sayıda model geliştirilmiştir. Bunlar arasında önemli yer tutanlar büyük birleştirme teorileri, ekstra boyutlar gibi modellerdir.

Standart Modelin genişletilmesi çabaları açısından, diğer modellerden birçok yönden daha öne çıkan yaklaşım ise Standart Modelin süpersimetrik genişletilmesidir. Süpersimetri, SM ötesi fiziğin incelenmesinde en ümit verici aday olarak görülmektedir. Dolayısıyla süpersimetrik parçacıkların araştırılması ve deneysel olarak gözlemlenmesi günümüz ve gelecekteki çarpıştırıcıların öncelikli hedefleri arasındadır.

Standart Modelin genişletilmesine yönelik bütün fikirler 2008 yılı içinde çalışır hale gelecek olan CERN Hızlandırıcı Laboratuvarı'ndaki 14 TeV enerjili ve yüksek lüminositeli proton-proton çarpıştırıcısında (LHC'de) test edilebilecektir (Weighlein *et al.* 2006).

SM'in genişletilmesinden ortaya çıkacak yeni fiziğin araştırmanın en ümit vadeden yollarından biri ise CP-bozulumdur. SM'in en basit genişletilmiş hali olan İki Higgs Dubletli Modeller, Kobayashi-Maskawa fazından farklı olarak, ekstra CP-bozulumu kaynakları vermektedir. Bu modeller özellikle LHC'deki $t\bar{t}$ üretiminde nötral Higgs bozonu değiş-tokuşu ile CP bozulumuna yol açmaktadır. $t\bar{t}$ üretiminde ölçülebilen CP bozulum miktarı Higgs kütle spektrumuna ve diğer model parametrelerine bağlıdır. Parametre uzayının CP bozulumunun önemsenecek kadar büyük değerlere sahip olduğu bölgelerinin araştırılması çok önemlidir.

İki Higgs Dubletli Model'de ağaç-mertebesinde ve halka-mertebesindeki hafif Higgs bozonlarının üçlü kuplajlarının değerleri Standart Model'de öngörülenden farklıdır. Bu farktan yola çıkarak ve de hesaplanacak bu kuplaj sabitlerinden yararlanarak SM ötesi yeni fiziğin araştırılması mümkün olabilecektir. Bu üçlü kuplajları ölçmek, LHC'de yapılması planlanan araştırmalar arasındadır (Weiglein *et al.* 2006). Diğer yandan bir lineer çarpıştırıcı da bu üçlü Higgs kuplajlarının ölçümünde başarı sağlayabilir (Djouadi *et al.* 1996, Accomando *et al.* 1998, Aguilar-Saavedra *et al.* 2001).

Astrofiziksel sistemler üzerindeki gözlemler, evrende görülen bazı "anamoli"lerin karanlık maddenin varlığını kabul etmekle açıklanabileceğini söyler. Soğuk karanlık

maddenin kalıntı yoğunluğu ($\Omega_{CDM}h^2$) ölçülebilmektedir. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)'dan elde edilen datalar kozmolojik modellerin test edilmesi açısından büyük güvenilirliğe sahiptirler. Soğuk karanlık maddenin kalıntı yoğunluğu için WMAP'ın değer aralığı $0.0945 < \Omega_{CDM}h^2 < 0.1287$ (Spergel *et al.* 2003) dir. Yüksek hassasiyetle ölçülebilen soğuk karanlık maddenin kalıntı yoğunluğu Minimal Süpersimetrik Standart Modelin CP fazları üzerinde sınırlama getirmektedir.

Bu tez çalışması iki ana bölümden oluşmaktadır: Birinci bölümde CP bozulumlu genel iki Higgs dubletli model ayrıntılı bir şekilde analiz edilmiştir. Bu modelin iki farklı parametrizasyonu tanımlanarak her bir parametrizasyonda üçlü Higgs kuplajları incelenmiştir. Higgs kuplajlarının analizinde tek-halka mertebesinde etkin potansiyel yaklaşım kullanılarak radyatif düzeltmeler yapılmıştır. Üçlü Higgs kuplajları nümerik olarak incelenerek parametre uzayının bazı bölgeleri için SM üçlü kuplajıyla karşılaştırılması yapılmıştır. Tezin diğer bölümünde ise kompleks parametrelili Minimal Süpersimetrik Modelde (MSSM) skuarkların fermiyonik iki-cisim bozunumu nümerik olarak incelenmiştir. Bu analiz yapılırken özellikle Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)'dan elde edilen verilerin modelin parametreleri üzerine getirdiği kozmolojik sınırlamalar göz önünde bulundurulmuştur. Skuarkların her bir fermiyonik bozunum kanalı için CP-faz bağımlılığı incelenerek dallanma oranları ve toplam bozunum genişliği hesap edilmiştir.

Bölüm 2, kendi içindeki tutarlılığı ve deneysel sonuçlardaki başarılarına rağmen teorik ve kavramsal güçlükler barındırdığı için genişletilmesi gereken, tüm yeni fiziği inceleyen teorilerin üzerine inşa edildiği Standart Modelin bir özetine ayrılmıştır. Bölüm 3'de Standart Modelin çözemediği sorunlar incelenip, Standart Model ötesi yeni fiziğin hangi eksiklere cevap bulması gerektiğinin bir tartışılması yapılmıştır. Dördüncü bölüm Standart Modelin en basit genişletilmiş hali olan İki Higgs Dubletli Modellerin yapısının incelenmesine ayrılmıştır. Beşinci bölümde süpersimetrik teorilere genel olarak değinildikten sonra, Standart Modelin Minimal Süpersimetrik genişletilmesi üzerinde durulmuştur.

Tezin orijinal olan kısmı 6. ve 7. bölümlerdir. Altıncı bölümde CP bozulumlu İki Higgs Dubletli Modelde (2HDM) ağaç-mertebesinde ve etkin potansiyel yöntemi kullanarak hesaplanan halka-mertebesinde Higgs bozonlarının üçlü kuplajları türetilip modelin değişik parametrelerine bağlı olarak davranışları incelenmiştir. Yedinci bölümde ise WMAP'dan elde edilen verilerin modelin parametreleri üzerine getirdiği kozmolojik sınırlamalar da göz önünde bulundurularak, MSSM'de skuarkların fermiyonik bozunumlarının CP-faz bağımlılığı incelenmiştir. Sekizinci ve son bölüm ise elde edilen bulguların değerlendirilmesine ayrılmıştır.

2. STANDART MODEL

2.1 Giriş

Parçacık fiziği araştırmalarının hedefi, tüm etkileşmeleri içerisine alan temel bir teorinin formülasyonunu kurmaktır. Şimdiye kadar geliştirilen modeller arasında fenomenolojik açıdan başarılı görünen model, elektromagnetik, zayıf ve kuvvetli etkileşmeleri içine alan ve “Standart Model” adı verilen teoridir. Standart Model (SM) , $SU_C(3)$ renk grubu, $SU_L(2)$ zayıf izospin grubu ve $U_Y(1)$ hiper yük grubuna dayanan Abelian olmayan Yang-Mills tipi bir ayar teorisidir. Bu teorinin ayar grubu,

$$SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \quad (2.1)$$

şeklinindedir. Başka bir deyişle SM, bu ayar simetrisi üzerine kurulmuş bir kuantum alan teorisidir. Onun iki alt kesimi, zayıf ve elektromagnetik etkileşmelerden oluşturulan elektrozayıf süreçlerin Glashow-Weinberg-Salam teorisi ve kuvvetli etkileşmeyi tanımlayan Kuantum Renk Dinamiğidir (QCD).

Ayar teorileri renormalize teoriler olduklarından, birleştirme modelleri için en elverişli yol olarak ayar teorileri kullanılmıştır. Renormalize edilebilir bir ayar teorisine en iyi örnek, abelyen bir ayar grubu olan $U(1)$ simetrisine dayalı QED verilebilir. 1954 yılında Yang-Mills’in abelyen olmayan zayıf izospin grubu $SU(2)$ ayar teorisinin ardından, Glashow (1961) elektromagnetik ve zayıf etkileşmelerin $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar teorisi ile birleştirilebileceği fikrini ortaya attı. Ayar değişmezliğinin bir gereksinimi olarak başlangıçta kütesiz kabul edilen ayar alanlarına daha sonra Weinberg (1967) ve Salam (1968), kendiliğinden simetri kırılması (Higgs mekanizması) yoluyla kütle kazandırarak elektromagnetik ve zayıf etkileşmelerin (elektrozayıf etkileşmelerin) Glashow-Weinberg-Salam (GWS) teorisini kurdular. 1970 yılında Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) mekanizması (Glashow *et al.* 1970) ile kuarklar da elektrozayıf teoriye

katıldı. 't Hooft tarafından (1973)'de teörinin renormalize edilebilirliği gösterildikten sonra, Standart Model'in iki alt teorisinden biri olan elektrozayıf etkileşmelerin GWS teörisi, QED kadar iyi işleyen tam bir teori olarak görülmeye başlandı.

Standart Model'in diğer alt teörisi olan Kuantum Renk Dinamiğinde (QCD), kuarklar arasındaki kuvvetli etkileşmeler, renkli kuarkların ve renkli gluonların abelyen olmayan $SU_c(3)$ renk grubuna dayalı bir ayar teörisi ile betimlenebilmektedir. QCD ile elektrozayıf teörüyü tek bir bağlanma sabiti ile çok yüksek enerjilerde birleştiren büyük birleşme teorilerinden (GUT) $SU(5)$ modeli ilk defa Georgi ve Glashow tarafından önerildi (1974). GUT'daki yeni ayar bozonlarının kütleleri yaklaşık olarak 10^{15} GeV mertebesinde olmalıdır; dolayısıyla elektromagnetik, zayıf ve kuvvetli etkileşmelerin ancak 10^{15} GeV mertebesinde aynı şiddette olabilecekleri öngörülmektedir. Bu nedenle GWS teörisi ile QCD bugünkü enerjilerde ayrı olarak incelenmek durumundadır.

Glashow, Weinberg ve Salam tarafından başlatılan birleştirme teorileri pek çok alternatif birleştirme teoremi için ümit verici bir ortam yaratmış olmasına karşın, kuvvetli, elektromagnetik ve zayıf etkileşmeleri bir lagranjiyen altında birleştiren ve günümüze kadar deneysel verileri öngörebilen ve büyük bir duyarlılıkla hesaplamaya olanak veren tek bir model mevcuttur. Bu model de zayıf ve elektromagnetik etkileşmelerin birleştirildiği Glashow-Weinberg-Salam modeli olarak bilenen kuramın kuvvetli etkileşmeleri de içerecek şekilde genişletilmesinden oluşturulan Standart Model'dir.

Bundan sonraki kesim Standart Model'in içerdii temel etkileşmelerin özelliklerinin, parçacık yapısının ve etkileşmeleri tanımlayan lagranjiyenin tartışılmasına ayrılmıştır.

2.2 Modelin Parçacık Yapısı

Standart Model, maddeyi meydana getiren yapı-taşları (madde parçacıkları) ve ara etkileşim parçacıkları arasındaki etkileşmeyi açıklamaktadır. Madde parçacıkları $s = \frac{1}{2}$ spinli fermiyonlardır. Fermiyonlar, leptonlar ve kuarklar olmak üzere iki sınıfa ayrılırlar (Şekil 1.1).

Leptonlar, $Q = -1$ elektrik yüklü elektron (e^-), müon (μ^-), tau (τ^-) ve de bunların her birine karşılık gelen $Q = 0$ elektrik yüklü ν_e, ν_μ, ν_τ nötrinolardır. e^-, μ^-, τ^- Dirac parçacığı olmalarına karşın Standart Modelde sol-elli ve sağ-elli bileşenleri farklı şekilde etkileşmeye girerler; bunlara karşılık gelen nötrinolar ise Standart Model çerçevesinde sol ellidirler. Leptonlar renk kuantum sayısı taşımazlar; yani kuvvetli etkileşmelere girmezler. Nötrinolar yüksüz olduklarından yalnız zayıf etkileşmeye girerlerken elektron, müon ve tau leptonlar yükleri dolayısıyla zayıf ve elektromagnetik etkileşmelere girerler.

$$\begin{aligned} \text{Kuark aileleri:} & \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} & \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} & \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \\ \text{Lepton aileleri:} & \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} & \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} & \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{2.2}$$

Şekil 1.1 Standart Modeldeki kuark ve lepton aileleri.

Leptonlar, lepton ve ona karşılık gelen nötrino ile birlikte aileler halinde aynı lepton kuantum sayısını taşırlar. Elektron ve elektron nötrinosu $L_e = 1$, müon ve müon nötrinosu $L_\mu = 1$, tau ve tau nötrinosu $L_\tau = 1$ lepton sayısı taşırlar. Tüm bu parçacıkların karşıt-parçacıkları vardır ve bu parçacıklar zıt işaretle aynı kuantum sayılarına sahiptirler.

Son yıllarda gözlenen nötrino salınımları, nötrinoların kütlelerinin olduğuna dair bir kanıt oluştursa da, Standart Modelde nötrinolar kütleli olarak kabul edilirler.

Hadronların yapısını anlamak için ortaya atılan ve daha sonra deneysel olarak da gözlenen kuarklar (Gell-Mann 1964) yüklü ve kütleli parçacıklardır. Kuarkların yukarı (u-up), aşağı (d-down), tılsım (c-charm), acayip (s-strange), üst (t-top) ve alt (b-bottom) olarak adlandırılan altı tane çeşni vardır ve bunlar sırasıyla $Q = \frac{2}{3}, \frac{-1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{-1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{-1}{3}$ elektrik yüküne sahiptirler. Kütlelerinden dolayı gravitasyonel etkileşmeye, yüklerinden dolayı ise elektromagnetik etkileşmeye girerler. Kuarklar toplanabilir bir kuantum sayısına (renk kuantum sayısı) sahiptirler. Bu kuantum sayısı üç çeşittir ve dolayısıyla her kuarkın $q_i, i = 1, 2, 3$ gibi üç renk çeşidi vardır. Biliyoruz ki doğada renk serbestlik derecesi gözlenmez; bundan dolayı kuarklar deneysel olarak gözlenebilen hadronların içerisine hapsedilmiş olmalıdırlar. Bu renksiz kompozit hadronlar, baryonlar ve mezonlar olmak üzere iki sınıfa ayrılırlar. Baryonlar üç tane kuarktan (qqq) oluşmuş bir fermiyondur. Mezonlar ise bir kuark bir de karşıt-kuarktan oluşmuş bir bozondur.

Gravitasyonel, elektromagnetik ve kuvvetli etkileşmeler altında bir tip kuark diğer bir tip kuarka dönüşmezken, zayıf etkileşmeler kuark çeşnisini değiştiren özellik taşırlar. Kuarklar Dirac parçacıkları oldukları için, $SU(2) \times U(1)$ simetrisi altında sol-elli dublet yanında her iki kuarkın da sağ-elli tekli bileşenleri mevcuttur. Standart Modeldeki lepton ve kuark ailelerinin, $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubundaki temsilleri Çizelge 1.1'de topluca verilmektedir.

Çizelge 1.1 Kuark ve lepton ailelerinin $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubundaki temsilleri

1.Aile:	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R$
2.Aile:	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R$
3.Aile:	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R$

Ayrıca bu lepton ve kuark parçacıklarına karşılık gelen karşıt parçacıklar da söz konusudur.

İkinci tip temel parçacıklar ara etkileşim parçacıklarıdır. Gravitasyonel etkileşmeler bir kenara bırakıldığında, parçacık fiziğindeki bütün etkileşmeler spin $s=1$ 'li bozonların değiş tokuşuyla sağlanır.

Standart Modelin ayar kesimi $SU_C(3)$ 'nin ayar bozonları olan 8 tane gluondan ve $SU_L(2) \times U_Y(1)$ 'nin ayar bozonları olan W^\pm, Z, γ parçacıklarından oluşmaktadır. Foton (γ) elektromagnetik etkileşmelerin ara parçacığıdır, gluonlar kuarklar arasındaki kuvvetli etkileşmeyi taşırlar; W^\pm, Z bozonları ise zayıf etkileşmelerde rol oynarlar. Bu ayar bozonları şu temel fiziksel özelliklere sahiptir: Gluonlar kütsesizdir, elektriksel olarak yüksüzdürler, ama renk kuantum sayısı taşırlar. Sadece kuarklar ile değil kendi aralarında da etkileşirler. W^\pm, Z zayıf bozonları çok büyük kütseli parçacıklardır ve ayrıca kendi kendileriyle de etkileşirler. W^\pm bozonları $Q = \pm 1$ yüküne sahiptirler; Z ise yüksüzdür. γ kütsesizdir, yüksüzdür ve de kendi kendisiyle etkileşmez.

Aslında $SU_L(2)$ ayar grubu altındaki değişmezlik, W^\pm ve Z ayar bozonlarının da kütlesiz olmalarını gerektirir. Ama zayıf etkileşmelerin çok kısa menzilli oluşu, bu ayar bozonlarının çok ağır olmalarını ister. Bu nedenle, W^\pm ve Z ayar bozonlarına kütle vermek için, modele bazı skaler alanlar da eklemek gerekir. İşte bunlar SM'in skaler kesimini oluşturur. Standart Modelin skaler kesimi, henüz deneysel olarak tam doğrulanmış değildir. Zayıf ara bozonlara kütle kazandırmak, $SU_L(2) \times U_Y(1)$ 'in vakum simetrisinin kendiliğinden bozulması ile mümkündür. Fotonun kütlesiz oluşu, $U(1)_{em}$ 'in iyi bir vakum simetrisi olduğuna işaret eder (Herrero 1998). Bundan dolayı, SM'de kendiliğinden simetri bozulması şu şekilde olmalıdır:

$$SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{em} \quad (2.3)$$

SM'de buna ‐Higgs Mekanizması‐ denir; bu mekanizma W^\pm, Z ayar bozonlarına ve fermiyonlara kütle kazandırır ve de Higgs bozonu (H) denen yeni bir parçacığın varlığına işaret eder. Higgs bozonu skaler ve yüksüz olmalıdır. Şimdiye kadarki deneylerde henüz bu parçacık gözlemlenememiştir.

2.3 Modelin Lagranjyeni

Standart Modelin lagranjyeni kapalı formda,

$$L_{SM} = L_{SU_C(3)} + L_{SU_L(2) \times U_Y(1)} \quad (2.4)$$

şeklindedir. Renk simetrisi kuvvetli etkileşmelerin dinamiğini tanımladığından, elektrozayıf etkileşmeler ise $L_{SU(2) \times U(1)}$ lagranjyeni ile açıklanabildiği için Standart Model lagranjyeni iki kısım halinde ayrı ayrı incelenebilir.

2.3.1 Kuvvetli etkileşmelerin ayar teorisi (QCD)

Kuantum Renk Dinamiği kuvvetli etkileşmelerin ayar teorisidir ve şimdiye kadar birçok başarılı öngöründe bulunmuştur. Mezonların bir kuark ve bir karşıt-kuarktan ve baryonların üç kuarktan oluştuğu göz önüne alındığında, tüm hadronik spektrumlar elde edilebilir (Gell-Mann 1964). Fakat Fermi-Dirac istatistiğinin baryonik sistemlere uygulanabilmesi için renk kuantum sayısı olarak adlandırılan yeni bir kuantum sayısına ihtiyaç duyulmaktadır.

Kuvvetli etkileşmelerin ayar simetrisi, lagranjiyeni değişmez bırakan yerel renk dönüşümleri üzerine kurulmuştur. Bu renk dönüşümleri ile oluşturulan ayar simetri grubu abelian olmayan $SU_C(3)$ Lie grubudur (Herrero 1998). Buradaki C harfi rengi temsil etmekte, 3 ise kuarkların mümkün olan üç tane renk durumunu göstermektedir (Greenberg 1964). Gluonlar bu ayar simetrisine ait ayar bozonu parçacıklarıdır (8 tane) ve de $SU(3)$ grubunun jeneratör sayısına denk gelirler. Bir başka deyişle, Gluonlar kuarklar arasındaki kuvvetli etkileşmelerin ara parçacıklarıdır.

Leptonlar yani zayıf etkileşmeye giren parçacıklar renk kuantum sayısı taşımadıklarından, Standart Modelin $SU_C(3)$ renk simetrisi yalnızca Standart Modelin renk kuantum sayısı taşıyan alanlarını etkileyen bir simetridir.

Standart Model lagranjiyeninin kuvvetli etkileşmeler ile ilgili olan kısmı, kuarklar (q), kovaryant türevleri ($D_\mu q$) ve gluon alanlarının kinetik terimi cinsinden

$$L_{QCD} = \sum_i \bar{q}_i (iD - m_i) q_i - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^\alpha F_\alpha^{\mu\nu} \quad (2.5)$$

şeklinde verilmektedir. Burada i indisi, tüm bilinen kuarklar üzerinden toplamı tanımlamaktadır. g_s QCD ayar alanlarının etkileşme sabiti, $G_\mu^\alpha, (\alpha=1, \dots, 8)$ renk yükü taşıyan gluon alanları, $f^{\alpha\beta\gamma} (\alpha, \beta, \gamma=1, \dots, 8)$ ise $SU_C(3)$ ayar grubunun yapı sabiti olmak üzere, gluon alan şiddet tensörü $F_{\mu\nu}^\alpha$,

$$F_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu G_\nu^\alpha - \partial_\nu G_\mu^\alpha - g_s f^{\alpha\beta\gamma} G_{\mu\beta} G_{\nu\gamma} \quad (2.6)$$

olarak verilir. Denklem (2.5)'de ikinci terim ayar alanlarının kinetik terimidir ve karşılık gelen propagatörlerin elde edilmesine imkan verir. İlk terim ise kuark ve gluonların etkileşmelerini ifade eder ve buradaki kovariyent türevin açık ifadesi

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s \frac{\lambda_\alpha}{2} G_\mu^\alpha \quad (2.7)$$

şeklindedir.

$SU(3)$ ayar grubunun jeneratörleri olan $\lambda_\alpha (\alpha=1, \dots, 8)$ Gell-Mann matrislerinin bazı temel özellikleri ise şu şekildedir:

$$\left[\frac{\lambda_\alpha}{2}, \frac{\lambda_\beta}{2} \right] = if_{\alpha\beta\gamma} \frac{\lambda_\gamma}{2} \quad (2.8)$$

$$\text{Tr} \left(\frac{\lambda_\alpha}{2} \frac{\lambda_\beta}{2} \right) = \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta} \quad (2.9)$$

Denklem (2.5) ve (2.6)'da görüldüğü gibi, gluonların kinetik enerji teriminde gluonların kendi kendileriyle etkileşmeleri söz konusudur. İşte bu nedenle, gluonların kütesiz

olmalarına karşın, Kuantum Elektrodinamiğinden farklı olarak, kuvvetli etkileşmeler uzun erimli olmamaktadır.

2.3.2 Elektro-Zayıf etkileşmelerin ayar teorisi

Standart Modelin tüm madde alanları, yani leptonlar ve kuarklar, zayıf etkileşmelere girerler. Bunun yanında yük taşıyan madde alanları aynı zamanda elektromagnetik etkileşmelerde de yer alırlar. Lepton ve kuarklar arasındaki elektromagnetik ve zayıf etkileşmeleri tam olarak betimleyen Elektrozayıf model $SU_L(2) \times U_Y(1)$ simetri grubu üzerine kurulan bir Yang-Mills ayar teorisidir. Kuvvetli etkileşmeler dışındaki etkileşmeleri tanımlayan lagranjiyenin $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubu altında değişmez kalması gerekmektedir. İçerdiği farklı etkileşmeler cinsinden elektrozayıf lagranjiyenin açık ifadesi:

$$L_{SU(2)_L \times U_Y(1)} = L_{gauge} + L_{fermyon} + L_{Higgs} + L_{Yukawa} \quad (2.10)$$

şeklindedir. Lagranjiyendeki dört terim sırasıyla ayar alanlarının kinetik enerjisi ve kendileri ile etkileşme terimlerini (L_{gauge}); madde alanlarının kinetik enerjisini ve ayar alanları ile madde alanlarının etkileşmelerini ($L_{fermyon}$); skaler alanların kinetik enerjisini ve kendileri ile etkileşme potansiyelini (L_{Higgs}); skaler alanlar ile fermiyonik madde alanları arasındaki etkileşmeleri (L_{Yukawa}) tanımlamaktadır.

Standart Model lagranjiyeninin sahip olduğu simetriler ayar alanlarının ve madde alanlarının kütle terimlerinin bulunmasını yasaklar. Aynı simetri altında değişmez kalan ve mevcut alanlar ile etkileşen skaler alanların teoriye dahil edilmesiyle yani “Kendiliğinden Simetri Bozulması Mekanizması” yolu ile ayar ve madde alanlarına kütle kazandırılabilir.

$SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubunun toplam dört tane jeneratörü vardır. Bu jeneratörlerden üç tanesi $SU_L(2)$ grubuna ait jeneratörlerdir, yani $T_i = \frac{\sigma_i}{2}$ ($i=1,2,3$; σ_i : Pauli matrisleri); geriye kalan ise $U_Y(1)$ grubu jeneratörü olan $\frac{Y}{2}$ dir. Tüm gruba ait komütasyon bağıntıları ise

$$[T_i, T_j] = \varepsilon_{ijk} T_k ; [T_i, Y] = 0 ; i, j, k = 1, 2, 3 \quad (2.11)$$

şeklindedir. Burada ε_{ijk} , $SU(2)$ ayar grubunun yapı sabiti olan antisimetrik tensördür.

Bu jeneratörlere karşılık gelen $SU_L(2)$ zayıf ayar bozonlarına (W_μ^i , $i=1,2,3$) ve $U_Y(1)$ hüperyük bozonuna (B_μ) ait lagranjiyen şu şekildedir:

$$L_{gauge} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{\mu\nu i} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.12)$$

burada

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.13)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g \varepsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (2.14)$$

dir. g , $SU(2)$ ayar grubunun etkileşme sabitidir. B_μ ayar alanı hiperyük kuantum sayısı taşır, $Y = Q - I_3$, burada Q ve I_3 sırasıyla elektrik yükü ve $SU(2)$ ayar grubunun üçüncü bileşenini tanımlar. $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubunun içerdiği madde alanlarına ait zayıf izospin (I), zayıf izospinin üçüncü bileşeni (I_3), hiperyük (Y) ve elektrik yük değerleri Çizelge 2.2'de gösterilmiştir.

B_μ alanı bir abelyen ayar grubunun ayar alanı olduğu için kendisi ile etkileşmesi yoktur. $SU(2)$ ayar alanları ise, kuantum renk dinamiğinde olduğu gibi abelyen olmayan bir grubun ayar alanları oldukları için W^\pm bozonları kendi kendileri ile etkileşirler.

Fermiyon lagranjyeni,

$$L_{fermiyon} = \sum_{aileler} [i\bar{L}DL + i\bar{Q}DQ + i\bar{U}_R DU_R + i\bar{D}_R DD_R + i\bar{l}_R D l_R] \quad (2.15)$$

şeklinde verilir. Burada L ve Q sırasıyla lepton ve kuark dubletlerinin yukarı ve aşağı sol-elli bileşenleridir. l_R, U_R, D_R ise lepton ve kuarkların sağ-elli tekli'lerini temsil etmektedir (Çizelge 2.2). Lepton ve kuark için sol-ellilik (sağ-ellilik) chirality operatörününün (γ_5) spinöre uygulanması ile elde edilir $\psi_{L(R)} \equiv (1 \mp \gamma_5)\psi$.

Çizelge 2.2 $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubunun içerdiği madde alanlar ve kuantum sayıları

Fermiyonlar	I^W	I_3^W	Y	$Q = I_3^W + Y/2$
$L \equiv \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
$l_R \equiv e_R \mu_R \tau_R$	0	0	-2	-1
$Q \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{3}$	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
$U_R \equiv u_R c_R t_R$	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
$D_R \equiv d_R s_R b_R$	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

Sol-elli leptonlar ve kuarklar, zayıf izospini tasvir eden $SU(2)$ grubunun dubletleri şeklinde davranırken sağ-elli leptonlar ve kuarklar bu grupta tekli'ler halinde temsil edilirler. Zayıf etkileşmelerde kuarkların renk indisleri etkin olmadığı için fermiyonik lagranjiyede (Denklem 2.15) bu ihmal edilmiştir.

Lepton ve kuark çiftlilerinin ayar dönüşümleri altında teklilerden farklı dönüşmeleri kovariyent türev tanımlarının da farklı yapılmasına neden olur. f_L ve f_R $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubundaki sırasıyla sol-elli ve sağ-elli fermiyonların jenerik gösterimi olmak üzere, bu alanların kovariyent türevleri ,

$$D_\mu f_L = \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{2} Y B_\mu \right) f_L \quad (2.16)$$

ve

$$D_\mu f_R = (\partial_\mu + i \frac{g'}{2} Y B_\mu) f_R \quad (2.17)$$

şeklindedir. Burada σ_i , Pauli matrislerini temsil etmektedir. Denklem (2.16) ve (2.17)'de yazdığımız kovariyent türevlerin tanımları fermiyonlar ile W_μ ve B_μ ayar alanları arasındaki mümkün olan etkileşmeleri de ifade eder. Buna göre sağ-elli ve sol-elli leptonların ve kuarkların her ikisi de B_μ ayar alanıyla etkileşmeye girerken, W_μ ayar alanının sadece sol elli fermiyonlarla etkileşmeye girdiği görülmektedir. Ayrıca fermiyonlar için kütle teriminin Denklem (2.15)'deki lagranjiyede bulunmamasının chiral simetriden ötürü olduğunu belirtmekte yarar vardır.

Elektro-zayıf etkileşmelere ait lagranjiyenin skaler alan içeren kısmı,

$$L_{Higgs} = |D_\mu \phi|^2 - V(\phi) \quad (2.18)$$

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad \lambda > 0 \quad (2.19)$$

dir. Burada ϕ , $SU(2)$ grubu altında bir dublet olarak davranan kompleks Higgs skaler alanlarını tanımlar, bu dubletin hiperyükü $Y = 1$ dir. ϕ skaler dubletinin açık formu,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

dir. Skaler alanların hem W_μ hem de B_μ ayar alanları ile etkileştiği kovariyant türevin açık ifadesinden görülebilir:

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{2} Y B_\mu \right) \phi \quad (2.21)$$

Lagranjiyenin (Denklem 2.18) kinetik enerji teriminin kovariyant türevin karesini içermesi ise ayar alanları ile Higgs alanları arasındaki üçlü ve dördü etkileşme terimlerinin varlığına işaret eder.

$V(\phi)$, en basit renormalize edilebilir potansiyeldir; aynı zamanda $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar simetrisi altında değişmez kalır. Denklem (2.19) ile verilen $V(\phi)$ potansiyelindeki ilk terimde Higgs alanlarının çıplak kütlesi, ikinci terimde ise λ etkileşme sabiti olmak üzere Higgs alanlarının kendisiyle etkileşme terimi tanımlanır. $(-\mu^2)$ kütle parametresinin işaretine bağlı olarak $V(\phi)$ potansiyelini minimize eden olası iki vakum beklenen değeri, $\langle 0 | \phi | 0 \rangle$, vardır:

1) $(-\mu^2) > 0$ için minimum,

$$\langle 0 | \phi | 0 \rangle = 0 \quad (2.22)$$

değerindedir. Bu durumda vakum $SU_L(2) \times U_Y(1)$ altında simetriktir ve dolayısıyla simetri bozulması yoktur.

2) $(-\mu^2) < 0$ için ise minimum,

$$| \langle 0 | \phi | 0 \rangle | = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (2.23)$$

değerindedir ve bu durumda kendiliğinden simetri bozulması gözlenir (burada v , Higgs alanının vakum beklenen değeridir). Kendiliğinden simetri bozulması sonunda kompleks Higgs alanlarından nötral olan, yukarıda görüldüğü gibi sıfırdan farklı vakum beklenen değerine sahip olur.

Fiziksel spektrum yukarıdaki vakum değeri etrafında küçük titreşimler uygulanarak elde edilir. $SU(2)$ ayar grubunun jeneratörleri yardımıyla bu da şu şekilde parametrize edilir:

$$\phi = \exp(i \frac{\vec{\xi} \cdot \vec{\sigma}}{v}) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

ξ ve H “küçük” alanlardır. Fiziksel olmayan ξ_i alanlarından kurtulmak amacıyla ϕ alanına $U(\xi) = \exp(-i \frac{\vec{\xi} \cdot \vec{\sigma}}{v})$ ayar dönüşümü yapılır.

Ayar dönüşümü sonunda elde edilen ifadenin Higgs alanları için verilen potansiyelde kullanılmasıyla

$$V(\phi) = -\frac{\mu^4}{4\lambda} - \mu^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4 \quad (2.25)$$

elde edilir. Böylece M_H kütlesinde bir reel skaler alan ortaya çıkmış olur. Standart Modeldeki bu Higgs skaler alanının kütlesi $M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda v}$ dir.

Kendiliğinden simetri bozulumu sonucu başlangıçta tanımlı dört tane alandan üç tanesi sistemden uzaklaşmış olur. Bu üç alan, ayar bozonları tarafından yutulularak onlara kütle kazandıran ve kütsüz olan Goldstone bozonlarıdır. Denklem (2.24) deki parametrizasyonun kullanılması Higgs alanlarının vektör bozonları ve fermiyonlarla etkileşmesine özel bir anlam kazandırır. Bu etkileşme terimleri sayesinde fermiyonlar ve vektör bozonları renormalize edilebilirlik koşulu bozulmadan beklenen fiziksel kütlelere sahip olmuş olurlar.

Denklem (2.24) deki skaler alana ayar dönüşümü yapıldıktan sonra skaler alanların kovariyant türevi tanımında kullanılmasıyla elde edilen ifade ayar bozonları ile Higgs alanlarının arasındaki etkileşmeleri tanımladığı gibi kendiliğinde simetri bozulması yöntemiyle W ve Z ayar bozonlarının kütle kazanmasına da imkan verir:

$$(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) = \left(\frac{g^2 v^2}{4} \right) W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{2} \left(\frac{(g^2 + g'^2) v^2}{4} \right) Z_\mu Z^\mu + \dots \quad (2.26)$$

Buradan W ve Z ayar bozonlarının kütlelerinin,

$$M_W = \frac{gv}{2}, \quad M_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2} v}{2} \quad (2.27)$$

olduğu açıkça görülebilir. Lagranjiyede tanımlanmış olan zayıf öz durumların $(B_\mu, W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$ lineer kombinasyonlarından fiziksel ayar bozon alanlarını tanımlayan kütle öz durumları kurulabilir:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm W_\mu^2) \quad (2.28)$$

$$Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3 \quad (2.29)$$

$$A_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3 \quad (2.30)$$

Yeni fiziksel yüksüz alanlar olan Z_μ ve A_μ alanları, Weinberg açısı olarak da bilenen zayıf karışım açısının $\tan\theta_W = g'/g$ şeklinde tanımlanmasıyla, biri kütesiz ve diğeri kütleli olmak üzere γ (foton), Z^0 (ayar bozonu) olarak ortaya çıkarlar.

Diğeryandan W ve Z bozonları arasında şöyle bir ilişki vardır:

$$M_W = M_Z \cos\theta_W = \frac{(\pi\alpha/\sqrt{2}G_F)^{1/2}}{\sin\theta_W} \quad (2.31)$$

Burada G_F , Fermi etkileşme sabitidir ve değeri $1,16639 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ dir; α ise ince yapı sabitidir ve değeri yaklaşık olarak $1/137$ dir. Deneysel verilerden $\sin^2\theta_W \sim 0,23$ değeri bulunduğunda, zayıf etkileşme ayar bozonlarının kütleleri $M_W \sim 78 \text{GeV}$ ve $M_Z \sim 89 \text{GeV}$ olarak elde edilir. Düzeltme terimleri de katıldığında, SM vektör bozonlarının kütlelerinin deneysel değerlerini öngörmekte büyük başarı sağlar. Higgs alanlarının vakum beklenen değeri ise

$$v = 2M_W / g \approx (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \approx 246 \text{GeV} \quad (2.32)$$

dir.

Denklem (2.10) ile verilen elektrozayıf etkileşmelere ait lagranjiyenin son terimi, fermiyonlara kütle verilmesini sağlayan Yukawa terimidir. Yukawa etkileşmesi fermiyonlarla skaler alanların etkileşmesini tanımlar:

$$-L_{Yukawa} = \lambda_L \bar{L} \phi_R + \lambda_U Q \tilde{\phi} U_R + \lambda_D Q \phi D_R + h.c. \quad (2.33)$$

Burada λ_L leptonlara, λ_U ve λ_D ise üst ve alt kuarklara ait Yukawa sabitleridir. $\tilde{\phi}$ ise

$$\tilde{\phi} = i\sigma_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \phi_0^* \\ -\phi^- \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

şeklinde tanımlanır. Her kuark dubletindeki yukarı ve aşağı kuarklara kütle kazandırmak için $Y = \frac{1}{2}$ ve $Y = -\frac{1}{2}$ hiperyüklerine sahip iki adet Higgs dubleti gerekmektedir. Standart Modelin ayar simetrisinin özelliği olarak ϕ^* , $Y = -\frac{1}{2}$ yüküne sahiptir ve $SU(2)$ grubu altında, $\bar{2}$ temsiline göre dönüşür. $SU(2)$ simetrisinde 2 ve $\bar{2}$ temsilleri Denklem (2.34) deki benzerlik dönüşümü ile ilişkilendirilir. $Y_{\tilde{\phi}} = -\frac{1}{2}$ kuantum sayısı taşır. Bu durum, Standart Modelde bütün kütlelerin tek bir Higgs dubleti ile tanımlanabileceğini gösterir.

Yukawa etkileşmesi sonucunda ortaya çıkan kütle matrisinin köşegen olmaması her aile için tanımlanan dubletlerin kütle özvektörü olmadığı bilgisini taşır. Zayıf (d', s', b') ve kütle (d, s, b) öz durumları üniter bir matris aracılığıyla ilişkilendirilir. Bu matris üç kuark ailesi için 3x3' lük Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) karışım matrisidir (Cabibbo 1963, Kobayashi *et al.* 1972):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Bu matriste üç farklı reel açı ve bir de zayıf etkileşmelerde CP bozulumunu açıklayan kompleks faz açısı vardır. CKM matris elemanları deneylerle belirlenir.

Standart Model, teori tarafından tarif edilmeyen ve deneyden belirlenmesi gereken en az 19 serbest parametre içermektedir. Bunlar, 3 tane lepton kütlesi (nötrinolar kütesiz kabul edilmekte), 6 tane kuark kütlesi, etkileşme sabitleri; g_s, g, g' , CKM matrisinden 3 reel ve 1 kompleks faz açısı, zayıf karışım açısı θ_w ve de Higgs potansiyelinden μ ve λ parametreleridir.

Standart Modelin teorik öngörülleri deneylerle çok büyük bir uyum göstermesine karşın günümüzde her şeyi içerecek bir son model olarak görülmemektedir. Bunun nedenleri ve bu nedenlere karşı geliştirilen çözümler sonraki bölümlerde irdelenecektir.

3. STANDART MODELİN EKSİKLİKLERİ

3.1 Giriş

Kendi içindeki tutarlılığı, renormalize edilebilirliği ve de deneysel sonuçlardaki başarılarına karşın, Standart Model bazı konuların anlaşılmasında yetersiz kalmaktadır.

Standart Model, parçacık fiziğinin fenomenolojisini yaklaşık 200 GeV'e kadar olan enerji ölçeğinde oldukça başarılı bir şekilde ortaya koyar. Fakat daha yüksek enerji ölçeklerine (~TeV) doğru gidildikçe aynı başarıyı gösterememektedir. Bundan dolayı Standart Model'in parçacık fiziğinin en son teorisi olmadığı, daha temel bir teorinin düşük enerji limiti olduğu düşünülmektedir.

Standart Modeli, 10^{18} Planck uzunluğu kadar bir ölçekte etkileşen kuarkların ve leptonların etkin bir teorisi olarak tanımlamak da mümkündür. Bazen buna çarpıştırıcı ölçeği de denir; çünkü bu ölçek deneysel çarpıştırıcı düzeneklerinin işlediği tipik enerjilerle ilişkilidir. Bu değer altındaki uzunluklarda fiziğin incelenmesi için yeni bir teoriye ihtiyaç duyulmaktadır.

Standart Modelde gözlenen eksikliklerin başında, parçacıklara kütle vermek üzere modele ilave edilmiş olan Higgs parçacıklarının halen gözlenememiş olması gelmektedir. Bir diğeri ise, bir önceki bölümde de belirtildiği gibi, modelin çok sayıda serbest parametre içermesidir. Çok sayıda serbest parametre olması Standart Modelin temel bir teori değil de etkin bir teori olduğuna işaret etmektedir. Modele ait eksiklikler ve güçlükler beş ana başlık altında toplanabilir: i) Parametre sayısının fazlalığı, ii) Fermiyon aileleri problemi, iii) Birleştirme problemi, iv) Karanlık Madde ve Karanlık Enerji, v) Hiyerarşi problemi ve ince ayar. Şimdi bu problemlere kısaca değinelim.

3.2 Parametre Sayısının Fazlalığı

SM, deneyden belirlenmesi gereken çok sayıda serbest parametre içermektedir. Yani fizik yasalarının içerdiği çok sayıdaki parametreden bazılarının (örneğin; Cabbibo açısı, kuark ve lepton kütleleri, vs. α_{em} ince yapı sabiti gibi) birer sabit oldukları söylenemez. Belki de SM ötesine geçmekle, daha az sayıdaki sabitten hareketle, bu parametrelerin birçoğunu hesaplama olanağı elde edilebilir.

3.3 Fermiyon Aileleri Problemi

SM, kuark ve lepton ailelerinin yapısı hakkında bir bilgi vermez. Neden sol-elli fermiyonlar $SU(2)$ dubletlerine, sağ-elli olanlar $SU(2)$ teklilerine yerleştirilir? Neden fermiyon aileleri arasında kütle farkı bu denli büyüktür ($m_\tau / m_e \sim 10^6$)? Bunların yanı sıra aileleri birbirinden ayıran şeyin ne olduğunu bilmiyoruz. Evrendeki tüm olaylar ilk lepton ve kuark ailelerinin fermiyonları ile açıklanabilir. Oysaki laboratuvar çalışmalarından üç ailenin varlığı bilinmektedir. Bu daha ağır ailelerin doğadaki rollerinin ne olduğu açık değildir. SM, bu daha ağır ailelerin varlığı ve sayısı için hiçbir açıklama getirmez. Yani üç (veya başka özel bir sayıda) ailenin bulunmasının hiçbir inandırıcı nedeni yoktur. Yeni bir kuantum sayısı ya da aileleri etkileyen yeni bir özellik, muhtemelen Standart Model ötesine geçen teorilerden çıkabilir. Ayrıca farklı ailelerin fermiyonları arasındaki ayırımın anlaşılmasıyla kuark ve leptonların kütle matrislerinin hesaplanması kolaylaşabilir.

Bir aile içinde var olan yapının benzer bir şekilde diğer ailelerde de bulunması bir diğer bilmece olarak karşımıza çıkar. SM, kuarkların ve leptonların yüklerinin birbiriyle ilişkili bir biçimde kuantumlanmış olmasını ve de fermiyon yüklerinin $Q = \frac{1}{3}$ ün çoklu katları olarak bulunmasını açıklayamaz. Diğer sorular ise neden aileler içinde yükü $|Q| > 1$ olan bir fermiyonun bulunmadığı ve hiperyük kuantum sayısının $\frac{1}{6}$ nın katı

olduğudur. Burada hiperyükle ilgili şunu belirtmekte yarar var; hiperyükün kuantumlanması maddenin yüksüz olması için büyük önem taşımakta ve hiperyükün seçimi SM'nin renormalize edilebilirliğine tehdit oluşturan anomalilerin yok olmasında temel rol oynamaktadır.

Yukarıdaki özelliklerin tümü, sadece bir aileye sahip olsak bile doyurucu bir açıklamaya ihtiyaç duymaktadır. Bu davranışın her üç aile için de tekrarlanması, aile içindeki bu yapıyı izah eden çok özel nedenin araştırılmasını gerektirir.

3.4 Birleştirme Problemi

Standart Model ötesine geçişteki bir diğer amaç da tüm etkileşmeleri birleştirme çabasıdır.

SM, üç tane farklı grubun birleşiminden oluşmuş bir ayar simetrisidir. Bu grupların her biri ayrı ayrı etkileşme sabitlerine sahiptir. Bir birleştirme teorisinde bu kadar çeşitli etkileşme sabiti olması, teorisin parametre sayısını arttırmakla birlikte bizi fiziğin basite ulaşma ilkesinden de uzaklaştırır. Tüm etkileşme sabitlerinin bir enerji ölçeğinde tek bir değerde toplanması ve enerji ölçeği değiştikçe farklılıklar göstermesi birleştirme teorilerinin temel fikridir. SM çerçevesinde renormalizasyon grubu teknikleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda kuvvetli, zayıf ve elektromagnetik etkileşmelere ait etkileşme sabitlerinin aynı enerji ölçeğinde birleşmediği görülür.

Bahsedilen üç etkileşmenin dışında kalan gravitasyonel etkileşmeler, Standart Model çerçevesinde açıklanamaz. Bu da SM ötesine geçmek için bir başka nedendir.

3.5 Karanlık Madde ve Karanlık Enerji

Ne zaman Güneş sistemindeki gezegenlerin hareketlerinde anormallikler gözlemlense, bu durumu açıklayabilmek için şu tür sorular ortaya atılmıştır daima: Bu anormallikler gravitasyon yasalarının geçersizliğine dair bir kanıt olarak mı görülmeli? Yoksa bunlar, “görünmeyen nesnelere” varlığına dair bir kanıt mıdır? İkinci yaklaşımın, yani görünmeyen nesnelere varlığına dair astronomi tarihinde birçok örnek vermek mümkündür: Uranüs’ün yörüngesindeki anormalliklerden Neptün olarak isimlendirilen yeni bir gezegenin keşfedilmesi gibi (Bertone *et al.* 2005)

Bugünkü modern “karanlık madde” problemi de kavramsal olarak eski zamanlardaki “görünmeyen nesnelere” (gezegenler) problemlerine çok benzemektedir. Astrofiziksel sistemlerdeki anormallikleri açıklayabilmenin mümkün yollarından bir tanesi, çok büyük miktarlarda görünmeyen “karanlık maddenin” varlığını kabul etmektir. Gökadamızdaki yıldızların ya da gökada topluluklarındaki gökadalara hareketleri incelenirken, sadece görünen yıldızları içerecek biçimde yazıldıklarında Kepler yasaları bunlara uygulanmayacakmış gibi görünür; ancak büyük miktarlarda “karanlık madde” eklenirse, bu yasaların uygulanabileceği anlaşılır. Bunu evrenin tüm ölçeklerinde yaptığımızda, SM parçacıklarıyla hesaplanandan çok daha fazla madde olması gerektiğini, dolayısıyla evrende çok miktarda “karanlık madde”nin ve “karanlık enerji”nin var olması gerektiği anlaşılır (Karanlık maddenin, evrenin % 80 inine yakın kısmını oluşturduğu düşünülmektedir).

Karanlık madde kavramı parçacık fiziğinin Standart Modeli çerçevesinde açıklanamaz. Bundan dolayı karanlık madde, Standart Model ötesi modellerin araştırılması için bir neden olabilir.

3.6 Hiyerarşi Problemi ve İnce Ayar

Standart Modelin bir diğer önemli eksiği ise zayıf etkileşmelerin kütle hiyerarşisi problemidir. Elektrozayıf etkileşmelerin kütle ölçeği ($M_W \approx 100 \text{ GeV}$) ile gravitasyonel etkileşmelerin kütle ölçeği olan Planck ölçeği ($M_P = \frac{1}{\sqrt{8\pi G_N}} \approx 10^{19} \text{ GeV}$; burada G_N Newton kütle çekim sabitidir) arasındaki $M_P / M_W \approx 10^{17}$ oranının veya Büyük Birleştirme Teorisi (GUT)'un enerji ölçeği ($M_{GUT} \approx 10^{15} \text{ GeV}$) ile arasındaki $M_{GUT} / M_W \approx 10^{13}$ oranının neden bu kadar büyük olduğu sorusuna bir yanıt veremez. Diğer bir deyişle SM, birbirilerinden çok farklı olan ve aralarında başka hiçbir enerji ölçeğinin tanımlanmamış olduğu bu enerji ölçeklerinin bir arada nasıl bulunduğunu açıklayamaz. Bu da ayar hiyerarşisi problemi (veya ince ayar) olarak adlandırılan problemin temelini oluşturur.

Bütün parçacıklar kütlelerine ışınasal düzeltme alırlar; fermiyonların kütleleri enerji ile logaritmik olarak artarken skaler parçacıklarınki ise kuadratik olarak artar. SM'de Higgs bozonunun kütlesi için ışınasal düzeltmeler hesap edildiğinde, Higgs'in kütlesine gelen katkıların kuadratik olarak ıraksadığı görülür. Higgs'in kendi kendisiyle etkileşmesinden ortaya çıkan tek-halka'dan gelen katkı dikkate alınırsa, halka momentumu üzerinden integral,

$$I \approx \int \frac{d^4 k}{(k^2 - m^2)} \quad (3.1)$$

gibidir. Bu tek-halka integralinin kuadratik olarak ıraksadığı açıkça görülmektedir. Bu ıraksaklık Higgs kütlesinin ışınasal düzeltmeler bakımından kararsız olduğunu ve modelin parametrelerinin incelikle ayarlanması gerektiğini ortaya koyar. Çünkü keyfi bir yüksek Λ enerji ölçeğinde bu kuadratik ıraksamadan dolayı Higgs'in kütlesinin karesine, $\delta m^2 \sim O(\Lambda^2)$ mertebesinde bir düzeltme gelir:

$$M_H^2 = \mu^2 + O(\Lambda^2) \quad (3.2)$$

Burada μ , Higgs'in çıplak kütle parametresidir. Λ ise, teorideki bir sonraki enerji ölçeğidir. Eğer bu teoride daha yüksek bir enerji ölçeği yoksa Λ morötesi kesim parametresi olacak ve Higgs kütlesini tanımlayacaktır. Eğer SM'in daha geniş bir teorinin içinde olduğu varsayılırsa Λ “yeni fiziğin” enerji ölçeğini tanımlar. Örneğin eğer bir sonraki ölçek gravitasyon ise, Λ , Planck ölçeği olan $M_p \sim 10^{19} GeV$ dir. Bunun yanında SM büyük birleştirme teorilerinin bir alt teorisi olduğu varsayılırsa, kesim parametresi Λ 'nın birleştirme ölçeğinde $M_{GUT} \approx 10^{15} GeV$ mertebesinde olması beklenir. Bu durumda M_H Higgs kütlesi beklenen değerinden çok daha büyüktür. Beklenen değere ulaşılabilmesi için çıplak kütle ve düzeltme terimleri arasında fiziksel olmayan bir ince ayar yapılarak birbirlerini yok etmeleri sağlanmalıdır.

Hiyerarşi problemine olası çözümlerden biri, W ve Higgs bozonlarının temel parçacık olmayıp bir yapıya sahip olduklarını varsaymaktır; bir diğeri Higgs alanlarını fermiyonların bağlı durumları olarak düşünmektir. Bu iki öneri de SM'in başarısını etkileyecektir. Üçüncü bir yol ise Süpersimetri'dir. Süpersimetride kütle düzeltme terimine fermiyon halkalarından gelen katkı, bozon halkalarından gelen katkıyla zıt işaretli olduğundan her iki terimden gelen sonsuzluklar birbirini yok eder ve böylece modelin Higgs kütlesi deneysel olarak beklenen mertebelerde tutulmuş olur.

Takip eden bölümlerden 4. bölüm, Standart Modelin en basit genişletilmiş hali olan İki Higgs Dubletli Modeller'in (2HDM) yapısının genel olarak incelenmesine, 5. bölüm ise iki Higgs Dubletli Modellerin özel bir çeşidi olan Standart Modelin Süpersimetrik genişletilmesi konularına ayrılmıştır.

4. İKİ HİGGS DUBLETLİ MODELLER

4.1 Giriş

Önceki bölümlerde görüldüğü gibi elektromagnetik ve zayıf kuvvetler elektrozayıf teori olarak ifade edilen tek bir teorinin çatısı altında birleştirilebilirler. Bu birleştirmeden sonra parçacıkların en önemli karakteristiği olan kütle hâlâ açıklanamaz kalır. Bu eksiklik ise $SU(2) \times U(1)$ 'nin kendiliğinden elektrozayıf simetri bozulmasıyla giderilir. Elektrozayıf simetri bozulmasının kaynağının ne olduğu, hala parçacık fiziğinin cevap bekleyen en önemli soruları arasında yerini korumaktadır. İlk defa 1964 yılında Higgs ve ardından Kibble, Guralnik, Hagen, Englert ve Brout tarafından önerildiği için kendiliğinden simetri bozulması, Higgs mekanizması olarak da bilinmektedir.

Standart Modelde bir tek Higgs dubleti, hem ayar bozonlarına hem de fermiyonlara kütle kazandırabilmektedir. Sadece bir tane Higgs kompleks dubleti içermesinden dolayı bu tür Higgs sektörüne, *Standart Model'in Minimal Higgs*'i de denmektedir. Daha önce de değindiğimiz gibi bu durumda, modelin parçacık spektrumunda sadece bir tane fiziksel Higgs skaleri ortaya çıkmaktadır. Bu skalerin kütlesi ise serbest bir parametredir ve de teori ile tayin edilemez. Bu minimal seçim tamamen keyfi olmasına karşın, Higgs bozonunu deneysel olarak keşfetmekteki yeteneğimizi belirlemede önemli bir kıstas oluşturmaktadır. Higgs sektörüne ait hâlâ deneysel bir keşfin olmaması, hem Standart Modelde hem de genişletilmiş teorilerde daha karmaşık bir Higgs modelinin göz önünde bulundurulmasını çekici kılmaktadır. Tabii ki hangi Higgs modelinin fiziksel olarak daha tutarlı ve geçerli olduğunu belirlerken, Higgs sektörü üzerine genel sınırlamalar getiren teorik argümanların göz önünde bulundurulması gerekmektedir (Gunion *et al.* 1990).

İki tane temel sınırlama vardır. Birincisi, deneysel bir gerçek olan

$$\rho = \frac{M_w^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_w} \quad (4.1)$$

değerinin 1 veya 1'e çok yakın olmasıdır (Amaldi *et al.* 1987, Costa *et al.* 1988). SM'de ρ parametresi, teorinin Higgs yapısıyla belirlenir. Şu bilinen bir gerçektir ki sadece bir tane Higgs dubletinin bulunduğu bir modelde ağaç-seviyesinde, $\rho = 1$ şartı modeldeki hiçbir parametre üzerinde ayarlama yapılmaksızın otomatik olarak sağlanır (Lee 1972). Minimal Higgs'in bu özelliği sağlamasına karşın SM nin herhangi bir sayıda Higgs dubletine sahip versiyonu da bu özelliği sağlamaktadır. Gerçekte $\rho \approx 1$ şartı başka yollardan da sağlanabilir. Ağaç-seviyesinde, $\rho = 1$ şartını sağlayan, daha karmaşık yapıya sahip sonsuz sayıda Higgs temsilleri bulunmaktadır (Tsao 1980). ρ parametresinin genel hali:

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{\sum_{T,Y} [4T(T+1) - Y^2] |V_{T,Y}|^2 c_{T,Y}}{\sum_{T,Y} 2Y^2 |V_{T,Y}|^2} \quad (4.2)$$

dir. Burada $\langle \phi(T,Y) \rangle = V_{T,Y}$, her bir nötral Higgs alanının vakum beklenen değerini tanımlamaktadır, T ve Y ise izospin ve hiperyük sayısıdır. $c_{T,Y}$ ise

$$c_{T,Y} = \begin{cases} 1, & (T,Y) \in \text{kompleks temsilde,} \\ \frac{1}{2}, & (T,Y=0) \in \text{reel temsilde,} \end{cases} \quad (4.3)$$

değerlerini alır. $T = 1/2, Y = \pm 1$ değerlerinin dışındaki olasılıklar genelde göz ardı edilirler; çünkü bu değerleri sağlayan temsilleri oldukça karmaşıktır. ρ nun ağaç-seviyesi dışındaki (radyatif düzeltmeli) tanımı ise bir çeşit değildir, değişik tanımları vardır.

Çok dubletli Higgs temsilleri üzerindeki sınırlamalara ait birçok nicel analiz de mevcuttur. Özellikle nötral akım deneyleri, birden fazla Higgs dubleti içeren modeller

üzerinde ve $SU(2)$ dublet temsilleri dışındaki Higgs bozonlarının vakum beklenen değerleri üzerine bazı limitler getirir. İki Higgs dublet üzerindeki sınırlamalar tek-halka seviyesindeki düzeltmelerden kaynaklanmaktadır.

Higgs sektörü üzerindeki ikinci temel sınırlamayı, çeşni değiştiren nötral akımların (FCNC) varlığı üzerindeki katı sınırlamalar oluşturmaktadır. Minimal Higgs modelde ağaç-seviyesinde çeşni değiştiren nötral akımlar otomatik olarak bulunmamaktadır. Çünkü kütle matrisini köşegenleştiren aynı işlemler otomatik olarak Higgs-fermion çiftlenimlerini de köşegenleştirmektedir. Minimal olmayan Higgs modeller için ise bu geçerli değildir. Bu durumda iki seçenek söz konusudur: Birincisi, Higgs kütlelerinin büyük olacak şekilde (yaklaşık 1 TeV mertebesinde) modelin parametrelerinin düzenlenmesidir. Böylece Higgs değiş tokuşu ile ortaya çıkan ağaç-seviyesinde FCNC, deney sınırlarıyla çelişmeyecek şekilde bastırılmış olur. İkinci seçenek ise daha şıktır ve de birden fazla Higgs dubleti içeren modellerdeki FCNC'yi bastırmak için geçerli olan Glashow-Weinberg teoremine (Glashow and Weinberg 1977) dayanmaktadır. Bu teorem, eğer verilen bir elektrik yüküne sahip bütün fermiyonlar birden fazla Higgs dubletine bağlanmazsa, Higgs bozonlarının aracılık ettiği ağaç-seviyesi FCNC'nin meydana gelmeyeceğini söyler. Bu teoremdeki şartın gerçekleşmesi durumunda Higgs-fermion çiftlenimi sınırlandırılmış olur. Bu duruma bir örnek olarak Minimal Süpersimetrik Standart Modeli (MSSM)'i gösterilebilir. MSSM'de zıt işaretli hiperyüke sahip iki tane Higgs dubleti vardır; $Y=-1$ hiperyüklü dublet sadece aşağı-tip kuarklara ve leptonlara, $Y=1$ hiperyüklü dublet ise sadece yukarı-tip kuarklara ve leptonlara bağlanırlar. Bu türdeki bir seçim keyfi değildir; süpersimetrik modellerde, süpersimetrinin hem aşağı hem yukarı-tip kuarklara ve leptonlara kütle kazandırması için gereklidir. Bunların yanı sıra Higgsino süperparçacıkları da göz önünde bulundurulduğunda teoride oluşabilecek anomalilerden kurtulmak için çift sayıda Higgs dubleti gerekmektedir. FCNC'nin olmadığı diğer bir iki Higgs dubletli modele örnek ise; bir tane Higgs dubletinin hiçbir fermiyona bağlanmadığı (kesikli bir simetriden dolayı) diğer Higgs dubletinin ise minimal Higgs modeline benzer bir şekilde fermiyonlara bağlandığı modeldir.

Burada yeri gelmişken hemen şu tanımları da vermekte yarar var: İki Higgs dubletli modellerde, dubletlerden biri Φ_1 diğeri ise Φ_2 olmak üzere, kuark ve leptonların birinci Higgs dubletine (Φ_1) değil de sadece ikinci Higgs dubletine (Φ_2) bağlandıkları durum Model I; aşağı-tip kuark ve leptonların sadece Φ_1 'e yukarı-tip kuark ve leptonların ise sadece Φ_2 'ye bağlandığı durum ise Model II olarak adlandırılmaktadır.

Seçimin tamamen keyfi olmamasına karşın, Standart Model'in Higgs sektörü için hala serbestlik bolluğu bulunmaktadır. Şu da açıktır ki; bu çerçevede dışında araştırılması gereken bir çok yönü olmasına rağmen, minimal olmayan Higgs yapılarından ötürü çoklu dubletli modeller tercih edilmektedir. Standart Modelin iki Higgs dubletli biçimini cazip kılan nedenlerden bazılarını şöyle sıralayabiliriz: Minimal bir modelin yeni olaylar (örnek: yüklü Higgs bozonları) içeren genişletilmiş halidir. En az sayıda yeni keyfi parametre içeren bir modeldir. $\rho \approx 1$ teorik sınırlamayı sağlar ve de ağaç-seviyesinde FCNC içermez (eğer Higgs-fermion çiftlenimleri uygun seçilirse). Böyle bir Higgs yapısı “düşük-enerji” süpersimetrik modeller için gereklidir. Standart Modeldeki CP bozulmuş mekanizmasının ötesinde ekstra CP bozulmuş katkıları sağlayan en basit modellerden biri olarak, hala açıklanamayan evrenin baryon asimetrisi problemi için de aydınlatıcı bir rol oynayabilir.

Takip eden kesimlerde İki Higgs Dubletli Modellerin özellikle de Model II'nin (2HDM II) fiziksel yapısı ayrıntılı olarak incelenecektir.

4.2 İki Higgs Dubletli Modellerin Yapısı

$SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubunu temel alan genel 2HDM; SM'nin Higgs sektörünün, ikinci bir $Y=1$ zayıf hiperyüklü $SU_L(2)$ dubleti eklenip, genişletilmesiyle elde edilir. (Ağaç-seviyesinde $\rho = M_W^2 / M_Z^2 \cos^2 \theta_W$ değerini 1'e eşit tutabilmek için her iki Higgs dubletinin (Φ_1 ve Φ_2) $Y = \pm 1$ hiperyüküne ve $T = \frac{1}{2}$ zayıf izospine sahip olması gerektiği daha önceki kesimde belirtilmişti. Burada her iki dublet için de $Y = +1$ değeri

kullanılmıştır. Diğer bir seçim olan $Y_1 = +1$, $Y_2 = -1$ seçimi MSSM’de kullanılmaktadır). Böylece bu model $SU_L(2)$ dubletleri şeklinde düzenlenmiş 4 tane kompleks skaler alan içerir:

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \varphi_i^+ \\ \varphi_i^0 \end{pmatrix} \quad (Y = +1), \quad i = 1, 2. \quad (4.4)$$

Bu iki Higgs dublet kullanılarak 2HDM için, $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubu altında invaryant en genel renormalize edilebilir potansiyel aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\begin{aligned} V_{tree} = & \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\ & + \frac{1}{2} [\lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + h.c.] + \{ [\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)] (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c. \} \\ & - \frac{1}{2} \{ m_{11}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + [m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.] + m_{22}^2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Burada λ_i ($i=1, \dots, 7$) boyutsuz parametrelerdir ve “tree” ifadesi ise Denklem (4.5)’in ağaç-seviyesinde bir potansiyel olduğunu göstermektedir. Potansiyeldeki λ_i ($i = 1, \dots, 4$), m_{11}^2 ve m_{22}^2 parametreleri reeldir (potansiyelin hermitikliğinden), $\lambda_{5,6,7}$ ve m_{12}^2 parametreleri ise genelde kompleksdir. SM Higgs modelinde serbest parametre sayısı sadece iki iken burada bu sayının on dört olduğunu vurgulamakta yarar vardır.

2HDM’de çok fazla sayıda FCNC olabilir. Glashow ve Weinberg bunların, Z_2 simetrisi ile bastırılabilceğini önermişlerdir. Yani Lagranjyen,

$$(\Phi_1 \leftrightarrow \Phi_1, \Phi_2 \leftrightarrow -\Phi_2) \text{ ve ya } (\Phi_1 \leftrightarrow -\Phi_1, \Phi_2 \leftrightarrow \Phi_2) \quad (4.6)$$

değişimi altında simetrik olmalıdır. Yukarıdaki potansiyelde de görüldüğü gibi, Z_2 simetrisi m_{12}^2 , λ_6 ve λ_7 terimlerinden dolayı bozulmaktadır. Z_2 simetrisindeki bu bozulumu iki türe ayırabiliriz: $m_{12}^2 \neq 0$ teriminden dolayı oluşan bozuluma Z_2 simetrisinin yumuşak bozulumu, $\lambda_6 \neq 0$ ve $\lambda_7 \neq 0$ terimlerinden dolayı oluşan bozuluma ise Z_2 simetrisinin sert bozulumu denmektedir. Özellikle λ_6 ve λ_7 ile orantılı terimler üzerine sınırlamalar getirilmelidir aksi takdirde bu potansiyelde nötral akım korunumu sağlanmaz (Glashow and Weinberg 1977).

Potansiyelin,

$$\left. \frac{\partial V_{tree}}{\partial \Phi_1} \right|_{\substack{\Phi_1 = \langle \Phi_1 \rangle \\ \Phi_2 = \langle \Phi_2 \rangle}} = 0, \quad \left. \frac{\partial V_{tree}}{\partial \Phi_2} \right|_{\substack{\Phi_1 = \langle \Phi_1 \rangle \\ \Phi_2 = \langle \Phi_2 \rangle}} = 0 \quad (4.7)$$

şeklindeki minimumu Φ_i dubletlerinin nötral bileşenlerinin vakum beklenen değerlerini tanımlar:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix}. \quad (4.8)$$

Burada, v_1 ile v_2 vakum beklenen değerleri, arasındaki ξ fazı genellikle kendiliğinden CP bozulumu olarak yorumlanmaktadır; fakat yine de bu faz üzerinde bir serbestlik vardır.

2HDM'deki v_1 ve v_2 vakum beklenen değerleri ile SM Higgs alanının v vakum beklenen değeri, arasında $v^2 = v_1^2 + v_2^2 = (246 GeV)^2$ şeklinde bir bağıntı vardır. Vakum beklenen değerleri arasındaki bu bağıntıyı şu şekilde ifade etmek de mümkündür:

$$v_1 = v \cos \beta, \quad v_2 = v \sin \beta, \quad \beta \in (0, \frac{\pi}{2}) \quad (4.9)$$

$\Phi_{1,2}$ Higgs dubletlerinin nötral bileşenleri $\Phi_{1,2}^0 = v_{1,2}/\sqrt{2}$ vakum beklenen değerlerini kazandığında, $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubu $U_{em}(1)$ grubuna bozulur. Bu bozulma vasıtasıyla Denklem (4.4)'deki sekiz reel alandan üç tanesi, $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar bozonlarının üçü tarafından yutulur. Böylece W^\pm, Z^0 bozonları kütle kazanırken foton (γ) kütsüz kalır. Denklem (4.4) ile verilen Higgs dublet alanları fiziksel alanlar cinsinden aşağıdaki gibi parametrize edilebilirler:

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \varphi_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + \eta_i + i\chi_i) \end{pmatrix} \quad i=1, 2, \quad (4.10)$$

(φ_i^+ ler kompleks, η_i ve χ_i ler ise reel alanlardır). Burada nötral Higgs alanlarının vakum beklenen değerleri reel olarak seçilmiştir ve de bu iki vakum beklenen değeri arasındaki relatif faz ise V_{tree} 'nin $m_{12}^2, \lambda_5, \lambda_6$ ve λ_7 parametreleri tarafından soğurulmuştur. Higgs alanları için verilen Denklem (4.10)'daki parametrizasyonu Denklem (4.5)'deki ağaç-seviyesi potansiyelde kullanırsak, λ_i kuartik çiftlenimler ile orantılı ve Higgs alanlarının üçlü ve dörtlü kuvvetlerinden oluşan terimler ortaya çıkar.

CP korunumlu ($\text{Im} \lambda_5 = \text{Im} \lambda_6 = \text{Im} \lambda_7 = 0$) 2HDM'de, ayar simetrisinin kendiliğinden bozulmasından sonra, iki tane CP-çift h^0, H^0 , bir tane CP-tek A^0 , ve iki tane de yüklü Higgs bozonu H^\pm ortaya çıkar. CP öz durumları olan nötral CP-çift ve CP-tek Higgs alanları; $H^0 = \cos \alpha \eta_1 + \sin \alpha \eta_2, h^0 = -\sin \alpha \eta_1 + \cos \alpha \eta_2, A^0 = -\sin \beta \chi_1 + \cos \beta \chi_2$ şeklindeki dönüşümlerle ifade edilir. Buradaki karışım açısı α 'nın değer aralığı, $-\pi/2 < \alpha < \pi/2$ dir.

CP bozulumlu 2HDM'de ise nötral Higgs bozonları karışım halinde bulunur. Bundan dolayı CP bozulumlu 2HDM'nin nötral Higgs sektörünü tanımlamak için *zayıf alan bazlarını*, yani

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

kullanmak ve buradaki η_3 'ü, nötral Goldstone bozonu G^0 'a dik olarak seçmek uygun olacaktır:

$$\eta_3 = -\sin \beta \chi_1 + \cos \beta \chi_2, \quad (4.12)$$

$$G^0 = \cos \beta \chi_1 + \sin \beta \chi_2, \quad (4.13)$$

Yüklü Higgs alanları ve bunlara karşı gelen yüklü Goldstone bozonları ise benzer şekilde şöyle tanımlanırlar:

$$H^\pm = -\sin \beta \varphi_1^\pm + \cos \beta \varphi_2^\pm, \quad (4.14)$$

$$G^\pm = \cos \beta \varphi_1^\pm + \sin \beta \varphi_2^\pm. \quad (4.15)$$

Ağaç-seviyesinde, (η_1, η_2, η_3) bazında nötral Higgs bozonlarının kütle matrisi ise,

$$\mathcal{M}_{ij}^2 = \frac{\partial^2 V_{tree}}{\partial \eta_i \partial \eta_j} \quad (4.16)$$

şeklinde tanımlanır. Bu kütle matrisini kurmadan önce, Denklem (4.7) ile verilen potansiyelin minimum olma şartlarını, yani

$$\left. \frac{\partial V_{tree}}{\partial \eta_{i=1,2,3}} \right|_{\substack{\eta_1 \rightarrow 0 \\ \eta_2 \rightarrow 0 \\ \eta_3 \rightarrow 0}} = 0, \quad (4.17)$$

şartlarını kullanarak, potansiyeldeki m_{11}^2 , m_{22}^2 ve $\text{Im} m_{12}^2$ terimlerini λ_i ve $v_{1,2}$ 'ler cinsinden yazmak mümkündür:

$$m_{11}^2 = \lambda_1 v_1^2 + [\lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re} \lambda_5] v_2^2 + \frac{v_2}{v_1} \text{Re}[3\lambda_6 v_1^2 + \lambda_7 v_2^2 - m_{12}^2], \quad (4.18)$$

$$m_{22}^2 = \lambda_2 v_2^2 + [\lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re} \lambda_5] v_1^2 + \frac{v_1}{v_2} \text{Re}[\lambda_6 v_1^2 + 3\lambda_7 v_2^2 - m_{12}^2], \quad (4.19)$$

ve

$$\text{Im} m_{12}^2 = \text{Im}[\lambda_5 v_1 v_2 + \lambda_6 v_1^2 + \lambda_7 v_2^2]. \quad (4.20)$$

$\text{Re} m_{12}^2$ ise serbest bir parametre olarak kalmaktadır.

Nötral Higgs bozonlarının kütle matrisine geri dönersek; m_{11}^2 , m_{22}^2 ve $\text{Im} m_{12}^2$ için bulunan ifadeler potansiyelde kullanılarak Denklem (4.16)'daki türev alınır, sonra da bütün alanların değerleri sıfıra götürülür: $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = H^\pm = G^0 = G^\pm = 0$. Böylece ağaç-seviyesinde nötral Higgs bozonlarının (simetrik) kütle matrisi kurulmuş olur. Matris elemanları şunlardır:

$$\mathcal{M}_{11}^2 = v_1^2 \lambda_1 + v_2^2 \nu + \frac{v_2}{2v_1} \text{Re}(3v_1^2 \lambda_6 - v_2^2 \lambda_7),$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{22}^2 &= v_2^2 \lambda_2 + v_1^2 \nu + \frac{v_1}{2v_2} \text{Re}(-v_1^2 \lambda_6 + 3v_2^2 \lambda_7), \\
\mathcal{M}_{33}^2 &= v^2 \text{Re}[-\lambda_2 + \nu - \frac{1}{2v_1 v_2} (v_1^2 \lambda_6 + v_2^2 \lambda_7)], \\
\mathcal{M}_{12}^2 &= \mathcal{M}_{21}^2 = v_1 v_2 [\text{Re}(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) - \nu] + \frac{3}{2} \text{Re}(v_1^2 \lambda_6 + v_2^2 \lambda_7), \\
\mathcal{M}_{13}^2 &= \mathcal{M}_{31}^2 = -\frac{1}{2} \nu \text{Im}[v_2 \lambda_5 + 2v_1 \lambda_6], \\
\mathcal{M}_{23}^2 &= \mathcal{M}_{32}^2 = -\frac{1}{2} \nu \text{Im}[v_1 \lambda_5 + 2v_2 \lambda_7].
\end{aligned} \tag{4.21}$$

Burada ν ,

$$\nu = \frac{1}{2v_1 v_2} \text{Re}(m_{12}^2) \tag{4.22}$$

şeklinde tanımlıdır. Bu kütle matrisinin (\mathcal{M}_{ij}^2) öz durumlarından oluşan H_i fiziksel nötral Higgs durumları ise bir R dönmesi ile elde edilebilir:

$$H = R\eta, \quad \eta = R^T H, \tag{4.23}$$

veya daha açık olarak,

$$H_i = R_{ij} \eta_j, \quad \eta_j = R_{ji} H_i \tag{4.24}$$

şeklinde yazılabilir. (\mathcal{M}_{ij}^2) kütle matrisini,

$$R\mathcal{M}^2 R^T = \mathcal{M}_{diag} = \text{diag}(M_1^2, M_2^2, M_3^2) \tag{4.25}$$

şeklinde köşegenleştiren (M_1, M_2 ve M_3 , $M_1 < M_2 < M_3$ büyüklük sıralamasına sahip fiziksel Higgs kütleleridir) R dönme matrisi; α_1, α_2 ve α_3 açıları cinsinden parametrize edilebilir:

$$R = R_3 R_2 R_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha_3 & \sin \alpha_3 \\ 0 & -\sin \alpha_3 & \cos \alpha_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha_2 & 0 & \sin \alpha_2 \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \alpha_2 & 0 & \cos \alpha_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha_1 & \sin \alpha_1 & 0 \\ -\sin \alpha_1 & \cos \alpha_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

$$= \begin{pmatrix} c_1 c_2 & s_1 c_2 & s_2 \\ -(c_1 s_2 s_3 + s_1 c_3) & c_1 c_3 - s_1 s_2 s_3 & c_2 s_3 \\ -c_1 s_2 c_3 + s_1 s_3 & -(c_1 s_3 + s_1 s_2 c_3) & c_2 c_3 \end{pmatrix}$$

Burada $c_i = \cos \alpha_i$, $s_i = \sin \alpha_i$ dir.

Denklem (4.25)'den de görüldüğü gibi fiziksel nötral Higgs bozonlarının kütleleri (M_i^2), Denklem (4.16) ile verilen kütle matrisinin özdeğerleri olarak elde edilirler. Bu özdeğerler, λ_i parametreleri içeren kübik bir denklemin çözümleridir. Fakat λ_i parametrelerinin sadece bazı değerleri tutarlı çözümler verir. Fiziksel olarak tutarlı modeller tanımlayabilmek için hesaplamalarımızda, (Khater *et al.* 2003b, Kaffas *et al.* 2007) referanslarında yapılan yaklaşımları takip edip parametre olarak λ_i 'ler yerine fiziksel (ağaç-mertebesinde) kütleleri kullanacağız. Ne kadar sınırlandırılmış bir model incelemek istediğimize bağlı olarak, incelemeleri, “A Yaklaşımı ” ve “B Yaklaşımı ” diye adlandıracağımız iki yolla yapacağız:

A Yaklaşımı: $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ olduğu bu yaklaşımda, \mathcal{M}^2 'nin iki elemanı $\tan \beta$ ile birbirine bağlıdır. Bundan dolayı üç tane kütle bağımsız alınamaz. Bunun yerine; iki tane en hafif nötral Higgs bozon kütleleri, $\tan \beta$, karışım matrisi R 'nin açıları ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$), bağımsız parametreler olarak alınacak. Buradan, üçüncü (en ağır) Higgs bozon kütleleri kolaylıkla belirlenebilir. Genelde CP-bozulumu olması için R dönme

matrisinin iki tane elamanı R_{13} ve R_{23} 'ün sıfırdan farklı olması gerekir. Tutarlılık için, türetilmiş $\text{Im } \lambda_5$ ve $\text{Im } m_{12}^2$ niceliklerinin de sıfırdan farklı olması gerekir.

B Yaklaşımı: Burada $\lambda_6, \lambda_7 \neq 0$ olarak alınır. Bu yaklaşımda, nötral Higgs bozon kütlelerinin üçü, $\tan \beta$, R karışım matrisi açıları, $\text{Im } \lambda_5$, $\text{Re } \lambda_6$ ve $\text{Re } \lambda_7$ giriş parametreleri olarak alınacak.

M_{H^\pm} yüklü Higgs bozon kütleleri ve $\mu^2 = v^2 \nu$ bilineer parametresi tanımlandıktan sonra, her iki yaklaşımda da geri kalan λ_i 'leri bir takım lineer bağıntılar şeklinde ifade edebilmek mümkündür (Ek 1).

Yüklü Higgs bozonlarının (H^\pm) kütleleri ise,

$$M_{H^\pm}^2 = \mu^2 - \frac{1}{2} v^2 (\lambda_4 + \text{Re}(\lambda_5 + \frac{v_1}{v_2} \lambda_6 + \frac{v_2}{v_1} \lambda_7)) \quad (4.27)$$

şeklindedir.

4.2.1 CP bozulumu

Genel olarak, nötral Higgs sektöründe dönme matrisinin üç açısının da sıfırdan farklı olduğu durumlarda model CP'yi bozar. Yine de bazı limitlerde bu durum söz konusu değildir: CP bozulununun olmaması için (\mathcal{M}_{ij}^2) kütle matrisi blok köşegen olmalıdır.

Yani:

$$\mathcal{M}_{13}^2 = \mathcal{M}_{23}^2 = 0 \quad (4.28)$$

olması gerekir. Bu durum, $M_1 = M_2 = M_3$ şartı ve R dönme matrisinin diklik özelliğine sahip olması ile sağlanabilir. CP bozulunun olmaması için gerekli limitlere bir diğer örnek de aşağıda verilmiştir.

CP bozulunun olmadığı üç tane limit vardır (Kaffas *et al.* 2007c) ve bu limitlerin her birinde nötral Higgs bozunlarından bir tanesi, P (parite) altında tektir. Bu limitler dönme matrisinin α_2, α_3 açıları ile karakterize edilirler:

$$H_1 \text{ tek} : \alpha_2 = \pm\pi/2, \quad (4.29)$$

$$H_2 \text{ tek} : \alpha_3 = \pm\pi/2, \quad (4.30)$$

$$H_3 \text{ tek} : \alpha_2 = 0, \quad \alpha_3 = 0. \quad (4.31)$$

Denklem (4.31) ile verilen limitte, $\alpha_1 = \alpha + \pi/2$ dir. Burada α , CP-çift sektörün karışım açısıdır (Gunion *et al.* 1990).

4.2.2 Yukawa çiftlenimleri

Aşağı ve yukarı-tip kuarkların sırasıyla sadece Φ_1 ve Φ_2 dubletlerine bağlandığı Model II'de (2HDM II), Yukawa çiftlenimleri ise yukarıdaki gösterim cinsinden şöyle ifade edilebilir (Gunion *et al.* 1990) :

$$\begin{aligned} H_j b \bar{b} &: \frac{1}{\cos \beta} [R_{j1} - i\gamma_5 \sin \beta R_{j3}], \\ H_j t \bar{t} &: \frac{1}{\sin \beta} [R_{j2} - i\gamma_5 \cos \beta R_{j3}] \equiv a + i\tilde{a} \gamma_5. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Burada, a ve \tilde{a} sırasıyla $H_j t\bar{t}$ skaler ve psedöskaler Yukawa çiftlenimleridir. Bu skaler ve psedöskaler çiftlenimlerin çarpımı,

$$\gamma_{CP}^j = -a\tilde{a} = \frac{\cos \beta}{\sin^2 \beta} R_{j2} R_{j3} \quad (4.33)$$

top kuark sektöründeki CP bozulum miktarının belirlenmesinde önemli bir rol oynar.

Benzer şekilde yüklü Higgs bozonlarına ait Yukawa çiftlenimleri ise

$$\begin{aligned} H^+ b\bar{t} &: \frac{ig}{2\sqrt{2}m_W} [m_b(1+\gamma_5)\tan\beta + m_t(1-\gamma_5)\cot\beta], \\ H^- t\bar{b} &: \frac{ig}{2\sqrt{2}m_W} [m_b(1-\gamma_5)\tan\beta + m_t(1+\gamma_5)\cot\beta]. \end{aligned} \quad (4.34)$$

şeklindedir.

4.3 Model Parametreleri Üzerindeki Sınırlamalar

Yukarıda da belirtildiği gibi, SM'in Higgs sektöründe iki tane serbest parametre olmasına karşın 2HDM'de on dört tane serbest parametre vardır. 2HDM'deki bu serbest parametreler üzerine bir takım sınırlamalar gelmektedir. Getirilen bu sınırlamalar beş tane Higgs bozonunun kütesini de etkilemektedir. Çünkü bu serbest parametreleri kütle matrisi (\mathcal{M}^2) elamanları cinsinden ifade etmek mümkündür:

$$\lambda_1 = -\frac{1}{c_\beta^2} [s_\beta^2 v + \frac{1}{2} t_\beta \operatorname{Re}(3c_\beta^2 \lambda_6 - s_\beta^2 \lambda_7) - \mathcal{M}_{11}^2 v^{-2}],$$

$$\lambda_2 = -\frac{1}{s_\beta^2} [c_\beta^2 v + \frac{1}{2} t_\beta^{-1} \operatorname{Re}(-c_\beta^2 \lambda_6 + 3s_\beta^2 \lambda_7) - \mathcal{M}_{22}^2 v^{-2}],$$

$$\text{Re } \lambda_{345} = \nu - \frac{3}{2} \text{Re}[t_\beta^{-1} \lambda_6 + t_\beta \lambda_7] + \mathcal{M}_{12}^2 \nu^{-2} c_\beta^{-1} s_\beta^{-1},$$

$$\lambda_4 = 2\nu - \text{Re } \lambda_{567} - 2M_{H^\pm}^2 \nu^{-2} \quad (4.35)$$

$$\text{Re } \lambda_5 = \text{Re}[\nu - \frac{1}{2}(t_\beta^{-1} \lambda_6 + t_\beta \lambda_7)] - \mathcal{M}_{33}^2 \nu^{-2}$$

$$\text{Im } \lambda_6 = -\frac{1}{2} t_\beta \text{Im } \lambda_5 - \mathcal{M}_{13}^2 \nu^{-2} c_\beta^{-1}$$

$$\text{Im } \lambda_7 = -\frac{1}{2} t_\beta^{-1} \text{Im } \lambda_5 - \mathcal{M}_{23}^2 \nu^{-2} s_\beta^{-1}$$

Burada $t_\beta = \tan \beta$, $s_\beta = \sin \beta$, $c_\beta = \cos \beta$ dir.

λ_i parametreleri için izinli değer aralığı, model üzerindeki bir takım sınırlamalar vasıtasıyla belirlenmektedir. Modeldeki bazı parametre değerleri sabit tutularak geriye kalan serbest parametreler hesaplanabilir. Normalde λ_i parametreleri tarafından sağlanması gereken kriterlerden en önemlileri; (i) üniterlik, (ii) karalılık veya potansiyelin pozitifliğidir.

Eşdeğerlik teoremi (Cornwall *et al.* 1973), çok yüksek enerjilerde saçılma genlikleri türetilirken boylamsal ayar bozonlarının yerine, bunlara karşı gelen Goldstone bozonlarının kullanılabileceğini söyler. Bu nedenle üniterlik sınırlamaları, sadece skaler saçılmalar göz önüne alınarak bulunabilir. Aşağıda verilen ağaç-seviyesindeki üniterlik sınırları, fiziksel olmayan, φ^\pm, η_i ve χ_i alanlarının S Saçılma matrisinin özdeğerleri üzerindeki sınırlamalardır. Basit bir üniterlik dönüşümü ile fiziksel olmayan S matrisi fiziksel S matrisine bağlanabilir. Aynı sınırları kütle özdurumlarını kullanarak türetmek ise daha zordur. Denklem (4.35) ile verilen parametreler cinsinden ağaç-seviyesindeki üniterlik sınırlamaları (Akeroyd 2000):

$$|a_{\pm}|, |b_{\pm}|, |c_{\pm}|, |f_{\pm}|, |e_{1,2}|, |f_{1,2}|, |p_1| < 8\pi, \quad (4.36)$$

dir. $|a_{\pm}|, |b_{\pm}|, |c_{\pm}|, |f_{\pm}|, |e_{1,2}|, |f_{1,2}|, |p_1|$ parametrelerinin açık ifadesi,

$$\begin{aligned} a_{\pm} &= \frac{1}{2}(3(\lambda_1 + \lambda_2) \pm \sqrt{9(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 4(2\lambda_3 + \lambda_4)^2}), \\ b_{\pm} &= \frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2 \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 4\lambda_4^2}), \\ c_{\pm} &= \frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2 \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 4\text{Re}\lambda_5^2}), \\ e_1 &= \lambda_3 + 2\lambda_4 - 3\text{Re}\lambda_5, \\ e_2 &= \lambda_3 - 3\text{Re}\lambda_5, \\ f_1 &= f_2 = \lambda_3 + \lambda_4, \\ f_+ &= \lambda_3 + 2\lambda_4 + 3\text{Re}\lambda_5, \\ f_- &= \lambda_3 + \text{Re}\lambda_5, \\ p_1 &= \lambda_3 - \lambda_4. \end{aligned} \quad (4.37)$$

şeklinde. Bu özdeğer bağıntıları, genellikle CP simetrik ve reel parametrelili 2HDM potansiyelleri için geçerlidir. (Ginzburg *et al.* 2003) ve (Abulencia *et al.* 2006) makalelerinde kompleks parametrelili, CP bozulumlu ve λ_6 ve λ_7 parametrelerinin de dahil edildiği 2HDM potansiyelleri için özdeğer bağıntıları ayrıntılı olarak irdelenmektedir.

Model tarafından sağlanması gereken bir diğer gerekli şart ise, kararlılık veya potansiyelin pozitifliği. Bu şart, $|\Phi_1|$ ve $|\Phi_2| \rightarrow \infty$ durumunda potansiyelin pozitif olması gerektiğini söyler (Kaffas *et al.* 2007b). Potansiyelin pozitif olması gerekliliği, kuartik terimlerin katsayıları (λ_i terimleri) üzerine bir takım sınırlamalar getirir.

Bunlardan bazıları

$$\begin{aligned}
\lambda_1 &> 0, \\
\lambda_2 &> 0, \\
\lambda_1 \lambda_2 - (\lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re } \lambda_5)^2 &> 0, \\
\lambda_3 &> -\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}
\end{aligned} \tag{4.38}$$

şeklindedir. Bunlar ve bunlara ek olarak sıralayabileceğimiz pozitiflik sınırlamalarından şu sonuçlara varılabilir: λ_1 ve λ_2 pozitif olmalıdır, λ_3 ve λ_4 çok büyük ve negatif değerler alamaz ve $|\lambda_5|$, $|\lambda_6|$ ve $|\lambda_7|$ çok büyük değerlere sahip olamaz (Kaffas *et al.* 2007b).

Üniterlik ve karalılık sınırlamalarına ek olarak model üzerine deneysel bir takım sınırlamalar da gelmektedir. Bunları şu şekilde sıralayabiliriz: (i) $B \rightarrow X_s \gamma$ (Koppenburg *et al.* 2004), $B \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau$ (Ikado *et al.* 2006) ve $B - \bar{B}$ salınımindan (Barberio *et al.* 2006) yani kısaca B fiziğinden gelen sınırlamalar; (ii) R_b (Bertolini 1986)'den dolayı gelen sınırlamalar; (iii) hafif bir nötral Higgs'in keşfedilememesi (LEP)'den (Yao 2006) gelen sınırlamalar ve (iv) $\Delta\rho$ 'dan (Schael *et al.* 2006) gelen sınırlamalardır.

5. SÜPERSİMETRİ

5.1 Giriş

Fenemolojik olarak önemli başarılarla sahip olmasına rağmen Bölüm 3’de de anlatılan nedenlerden dolayı Standart Model, parçacık fiziğinin son teorisi değildir. Standart Model’de gözlenen hiyerarşi problemi, SM’nin daha temel bir teorinin düşük enerjili limiti olduğuna dair önemli bir fiziksel kanıttır. Hem hiyerarşi problemine çözüm sunması hem de tüm etkileşmeleri birleştirme çabalarındaki başarısı süpersimetrik teorileri cazip kılmaktadır.

Bölüm 2’de bahsedildiği gibi, parçacık fiziğinin Standart Model’inde fermiyonlarla bozonlar arasında temel bir fark vardır: Bozonlar etkileşmelerin ara parçacıklarıken, fermiyonlar maddenin yapı taşlarıdır. Hemen akla şu doğal soru gelmektedir: Madde ile etkileşmeleri birleştirebilecek bir simetri var mıdır? Bunu ifade etmenin diğer bir yolu, iç simetri (İzospin, vs.) ile uzay-zaman (Lorentz) simetrilerini karıştıracak bir Lie grubu mevcut mudur? (Haag *et al.* 1975) sorusunu sormaktır.

1960’ların sonlarına doğru iç simetriler ile uzay-zaman simetrilerini birleştirme çabaları başlamıştır. Sadece bozonik karakterli yapılar kullanılarak böyle bir birleştirmenin olamayacağı Coleman ve Mandula tarafından gösterilmiştir. Poincare cebirinin fermiyonik yükler ile trivial olmayan bir şekilde ilk birleştirilmesi 1971 yılında Golfand ve Likhtmann (1971) tarafından daha sonra aynı yıl içinde Neveu ve Schwarz (1971) ve Ramond (1971) tarafından yapılmıştır. Bu yapılan çalışmalar, baryonlarla uyum içinde çalışabilen fermiyonik sicim teorilerini inşa etmek için iki boyutlu süpersimetrik modellerdir.

Wess ve Zumino (1974) dört boyutlu renormalize edilebilir süpersimetrik alan teorisini yazmışlardır. Bu çalışmalardan kısa bir süre sonra Iliopoulos ve Ferrara bir

süpersimetrik teoride diğer alan teorilerinde mevcut olan ıraksamaların olmadığını göstermişlerdir (Ferrare *et al.* 1974).

Süpersimetri (SUSY) fermiyonları bozonlara, bozonları fermiyonlara dönüştüren kuantum alan teorisinin uzay-zaman simetrilerinin genelleştirilmiş bir halidir. Spinleri 1/2 farklı olan ve süpersimetrik dönüşümler altında ilişkilendirilen parçacıklara süpereşler denir. Süpereşler farklı spine sahip olmalarına karşın elektrik yükü, zayıf izospin, renk ve diğer tüm kuantum numaraları aynıdır. Hatta Süpersimetri bozulmadığı sürece süpereşlerin kütleleri de aynıdır. Bu yeni süpereş parçacıkların varlığı sonucunda süpersimetrik teorilerde her zaman normal parçacıkların halkasına eşlik eden bir süpereş halkası vardır.

Süpersimetrik teoremin bu özellikleri hiyerarşi problemine çözüm bulmaya olanak sağlar. Süpersimetrik bir lagranjiyende süpereşlerin etkileşmeleri ilgili normal parçacıkların etkileşmeleriyle aynı olacağından, aynı Feynman diyagramlarını verirler. Buna karşın fermiyon halkasından gelen katkı ile ona zıt işaretli bozonik halkadan gelen katkı birbirlerini yok edeceğinden, Higgs kütesine gelen kuadratik ıraksamaların süpersimetrik teorilerde olamayacağı garanti edilmiş olur.

Süpereşlerin kütleleri bilinen parçacıkların kütleleri dolayında gözlenemediği için, Süpersimetri bozulası zorunlu bir simetridir. Bu bozulma sonucunda skaler ve fermiyonik süpereşlerin aynı kütleyle sahip olmamalarından dolayı ıraksamalar tam olarak yok olmaz. Fakat teori kuadratik ıraksamalardan kurtulur; geriye sadece $M_{SUSY} \log\left(\frac{\Lambda}{m_w}\right)$ mertebesinde logaritmik bir ıraksama kalır. Bu bakımdan süpersimetrik teoriler diğer teorilere göre daha iyi yüksek enerji davranışı sergilerler. Yeni bir hiyerarşi probleminin ortaya çıkmaması için SUSY bozulma ölçeğinin çok yüksek olmaması gerekir. Bunun için de $M_{SUSY} \sim 1 \text{ TeV}$ olmalıdır.

Standart Model'in genişletilmesinde en fazla çalışılan modellerin başında Standart Model'in süpersimetrik genişletilmesi gelmektedir. Bunun önemli nedenlerinden biri, yukarıda da bahsedildiği gibi süpersimetrik teorilerin yüksek enerji davranışlarının süpersimetrik olmayanlara göre daha iyi olmasıdır. Süpersimetri bozulduktan sonra, bozon ve fermiyonların tek-halka mertebesindeki ışımsal düzeltmelerinin kuadratik değil de logaritmik ıraksama vermesi sayesinde temel Higgs kütleleri SM enerji ölçeğinde kalabilmektedir.

Süpersimetriyi ilgi çekici yapan diğer sebepler şöyle sıralanabilir:

- i) Standart Model çerçevesinde birleştirilemeyen üç tane ayar bağlanma sabiti, Planck ölçeğine yakın bir enerji skalasında Minimal Süpersimetrik Standart Model içerisinde birleştirilebilmektedir.
- ii) Karanlık madde adayı olabilecek hafif ve kararlı bir parçacığa sahiptir. Süpereşler ile bilenen parçacıkları birbirlerinden ayırmak için öngörölmüş olan global simetri R-paritenin korunduğu süpersimetrik teorilerde, kararlı olan en hafif parçacık (nötralino) gözlenemeyen karanlık maddenin kaynağı olarak yorumlanmaktadır.
- iii) Süpersimetrik teoriler, gravitasyonel etkileşmelerin diğer temel kuvvetlerle birleştirilebilmesi açısından da umut vermektedirler.
- iv) Standart Model çerçevesinde kütesiz kabul edilen nötrinoların salınımlarını açıklayabilmek için nötrinoların kütleyle sahip olmaları gerektiği ileri sürölmektedir.

Bu ve buna benzer birçok neden, Süpersimetrinin Standart Model ötesi fiziğın anlaşılmasında en olası teori olduğunu göstermektedir. Bu nedenle Süpersimetri konusunda deneysel, fenemolojik ve teorik çalışmalar oldukça fazladır.

Bundan sonraki kesimde Süpersimetri cebiri ve Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), tez çerçevesindeki fenemolojik gereksinimleri karşılayacak ayrıntıda incelenecektir.

5.2 Süpersimetri Cebiri

Süpersimetri (SUSY) dönüşümleri, bilinen alanlar ile onların süpersimetrik eşleri arasında ilişki kurar. Yukarıda belirtildiği gibi Süpersimetri, bozonları ve fermiyonları birbirine dönüştüren bir simetridir:

$$\bar{Q} | Bozon \rangle = | Fermiyon \rangle, \quad Q | Fermiyon \rangle = | Bozon \rangle.$$

Bu dönüşümleri sağlayan simetri jeneratörlerinin (Q_α) fermiyonik karakterli olması gerekir. Lorentz dönüşümleri altında Q_α , ($\alpha = 1, 2$) sol-elli bir Weyl spinörü olarak seçilebilir. Q_α 'nın hermitik eşleneği olan \bar{Q}_α ise sağ-elli bir Weyl spinörüdür. Burada noktalı ve noktasız indislerle gösterilen iki bileşenli Weyl spinörleri $SL(2, C)$ grubunun sırasıyla $(\frac{1}{2}, 0)$ ve $(0, \frac{1}{2})$ temsillerine karşılık gelir.

Poincaré cebirinin en basit süpersimetrik genişletilmiş hali, $N=1$ süpersimetri cebiridir. Bu fenomenolojik bakımdan en kullanışlı SUSY cebiridir. Cebirin yapısını, 4-boyutlu uzay-zamanın P_μ ve $M_{\mu\nu}$ jeneratörleri ile bir Majorana spinör yükü olan Q_α ve bunun hermitik eşleneği olan \bar{Q}_α jeneratörleri oluşturur. Süper-Poincaré cebiri olarak da bilinen Poincaré cebirinin süpersimetrik genişletilmiş hali (Mohapatra 2003),

$$\begin{aligned} [P_\mu, P_\nu] &= 0, \\ [M_{\rho\sigma}, P_\mu] &= i(g_{\sigma\mu}P_\rho - g_{\rho\mu}P_\sigma), \\ [M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] &= i(g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} - g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho} - g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} + g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho}), \\ [P_\mu, Q_\alpha] &= [P_\mu, \bar{Q}_\alpha] = 0, \\ [M_{\mu\nu}, Q_\alpha] &= -(\frac{1}{2}\sigma_{\mu\nu})_{\alpha\beta} Q_\beta, \\ [M_{\mu\nu}, \bar{Q}_\alpha] &= (\frac{1}{2}\bar{\sigma}_{\mu\nu})_{\alpha\beta} \bar{Q}_\beta, \\ \{Q_\alpha, Q_\beta\} &= \{\bar{Q}_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 0 \\ \{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} &= 2(\sigma^\mu)_{\alpha\beta} P_\mu \end{aligned} \tag{5.1}$$

şeklindedir. Burada, P_μ uzay-zaman ötelemelerinin jeneratörü, $M_{\mu\nu}$ Lorentz grubu jeneratörleri, $g_{\mu\nu}$ ise Minkowski metriğidir. Verilen $\{Q_\alpha, Q_\alpha\} = 2\sigma_{\alpha,\alpha}^\mu \cdot P_\mu$ antikomütasyon bağıntısındaki P_μ 'nin varlığı süpersimetri ile genel görelilik ve gravitasyon teorilerinin ilişkisinin temelini oluşturur. Çünkü yerel bir süpersimetrik teori yerel koordinat dönüşümleri altında değişmez kalmalıdır. SUSY cebirinin matematiksel yapısı bir çok makalede ve kitapta ayrıntılı olarak incelenmiştir (Haber *et al.* 1985, Baer *et al.* 2006).

Global süpersimetride Q_α süperyükleri, ayarsimetrisi ile her zaman komütatiftir, yani $[Q_\alpha^N, G] = 0$ (burada G bir ayar grubunu göstermektedir). Bunun bir sonucu olarak, süperçoklunun bütün üyeleri aynı iç kuantum sayılarına sahiptir. Eğer bu komütatör sıfırdan farklı olursa ayar simetrisinin sonsuz sayıdaki parametrelerine bağlı bir süpersimetri dönüşümü olacağından SUSY yerel olmak zorunda kalacaktır.

Süpersimetrik modelleri inşa edebilmek için Salam ve Strathdee tarafından geliştirilen süperalan (süperçoklular) formalizmi kullanılır. Süperalanlar süperuzayda tanımlanmışlardır ve bu teoride bozonik ve fermiyonik serbestlik dereceleri eşittir. En basit süperçoklu bir Weyl fermiyonu (2 serbestlik derecesi) ve bir kompleks skalerden (2 serbestlik derecesi) oluşur. Bu yapıdaki süperçoklu, $\Phi(\phi, \psi)$, chiral, madde veya skaler çoklu olarak adlandırılır. Diğer basit süperçoklu ise bir vektör bozon ve onun fermiyonik süperçoklu içerir. Renormalize bir teori için bu vektör bozonunun kütsüz olması gerekir. Kütsüz bir vektör bozonu iki bozonik serbestlik derecesi taşır. Bu durumda süperçokluda vektör bozon ile birlikte bir adet iki helisite durumuna sahip Weyl fermiyonunun bulunması gereklidir. Bu süperçoklu da $V(V_\mu, \lambda)$, ayar veya vektör süperçoklu olarak adlandırılır.

Standart modelin süpersimetrik genişletilmesinde bilinen tüm temel parçacıklar chiral veya vektör çoklularından birine aittir. SM'de bilinen her bir parçacık spini 1/2 farklı olan süperçoklu ile aynı süperçoklu içinde bulunur.

SM ayar dönüşümleri altında sağ ve sol-elli kuark ve leptonların farklı davranması bu kuark ve leptonların süpereşleri olarak süperçoklu içinde bulunan kompleks skaler alanların da sağ-elli ve sol-elli olarak adlandırılmasına neden olur. Sol veya sağ-ellilik tüm süperçoklu için kullanılmasına rağmen spin-0 parçacık olan süpereşlerin helisitesinin olmayacağı, helisitenin kuark ve leptonların özelliği olduğu unutulmamalıdır.

Chiral süperçoklu durumunda, $\Phi(\phi, \psi)$, spin-0 olan bir kompleks skaler alan, helisitesi 1/2 olan bir Weyl fermiyonu ile birlikte bir süperçoklu oluştururlar. CPT dönüşümleri altında bu süperçoklunun Weyl fermiyonu -1/2 helisite durumun sahip olur.

Standart olarak, helisitesi 1/2 olan Weyl fermiyonu ve skaler alandan oluşan süperçokluya sol-elli, helisitesi -1/2 fermiyona sahip süperçokluya ise sağ-elli adı verilmektedir.

Şimdi de Minimal Süpersimetrik Standart Modelin (MSSM) yapısını inceleyelim.

5.3 Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)

Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), Standart Model ve Standart Modeldeki parçacıklara karşı gelen süpereşlerin bir araya getirilmesinden oluşur (Haber *et al.* 1985, Martin 1998). Buna ek olarak, model, $Y = \pm 1$ hiperyüke sahip iki tane Higgs dubleti içerir.

SM, 28 bozonik (12 tane kütsüz ayar bozonu + 2 kompleks skaler) ve 90 fermiyonik (45 Weyl fermiyonu) serbestlik derecesine sahiptir. Süpersimetrik teorilerde bozonik ve fermiyonik serbestlik dereceleri eşit olmalıdır. Bu durum da açıkça göstermektedir ki SM'nin süpersimetrik bir teoriye genişletilmesi için yeni serbestlik dereceleri yani yeni parçacıklar ilave edilmesi gerekmektedir.

Başlangıç aşamasında süpersimetrisinin problemlerinden biri, bütün fiziksel süreçlerde korunan ve sadece fermiyonlar tarafından taşınan lepton ve baryon sayısı korunumunun nasıl sağlanabileceği olmuştur. Bunu çözebilmek için fermiyonik alanların yanı sıra bozonik alanlara da baryon ve lepton sayısı önerilmesi gerekliliği ortaya çıkar.

Standart Modelin tüm süpersimetrik genişletilmeleri yerel N=1 süpersimetriye dayanır. MSSM’de her Standart Model parçacığına karşı bir süpersimetrik eş tanımlanır. Kuark ve leptonların spin-0 skaler süpereşlerinin adlandırılması, parçacığın isminin başına “s” getirilerek yapılır. Skuark skaler kuark, slepton skaler lepton anlamını taşır. Skaler süpereşlerin fermiyon alanlardan ayrılması için üstlerine “~” işareti konur. Örnek olarak elektronun süpereşi selektron \tilde{e}_L, \tilde{e}_R ve benzer şekilde $\tilde{\mu}_L, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_L, \tilde{\tau}_R$ diğer leptonlara karşılık gelen süpereşlerdir. Sol ve sağ-elli skaler kuarklar \tilde{q}_L, \tilde{q}_R olarak adlandırılır.

Higgs alanlarının fermiyonik süpereşi Higgsino; foton, W^\pm, Z^0 ve gluon ayar alanlarının fermiyonik süpereşleri ise sırasıyla, fotino ($\tilde{\gamma}$), wino (\tilde{W}^\pm), zino (\tilde{Z}^0) ve gluino (\tilde{g}) olarak adlandırılırlar.

Süpersimetri, gözlenen parçacık spektrumunun tam bir simetrisi olmadığından, yani doğada spinleri farklı parçacıklar arasında kütle dejenereliği gözlenemediğinden, süpersimetrisinin kendiliğinden bozulması gerekir. Fakat süpersimetrisinin temel üstünlüğünü oluşturan özelliklerin bozulmaması için süpersimetrisinin yumuşak bir şekilde bozulması gerekir. Süpersimetriyi yumuşak bir şekilde bozmak için, üç değişik yöntem izlenmektedir: Kendiliğinden global SUSY bozulması, kendiliğinden yerel SUSY (süpergravite) bozulması ve açık (fakat yumuşak) SUSY bozulması. Global SUSY’nin kendiliğinden bozulması kütesiz bir spin-1/2 Goldstino’nun, lokal SUSY bozulması ise kütleli bir spin-3/2 gravitinin varlığına yol açar.

Higgsino ve elektrozayıf gauginolar, elektrozayıf simetri bozulmasının etkisiyle birbirleriyle karışırlar. Nötral higgsinolar ve nötral gauginolar “nötralinolar” adı verilen

$(\tilde{\chi}_i^0, i=1, \dots, 4)$ dört tane Majorana spin-1/2 kütle öz durumları oluşturacak şekilde karışırken, yüklü higgsinolar ve winolar ise “charginolar” adı verilen $(\tilde{\chi}_i^\pm, i=1, 2)$ ± 1 yüklü spin-1/2 kütle öz durumu oluşturacak şekilde karışırlar. Bu kütle öz durumlarına ait özellikler Bölüm 5.3’de daha ayrıntılı olarak verilecektir.

MSSM’deki iki adet Higgs dublet alanları $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ grubunun $(1, 2, -1)$ ve $(1, 2, 1)$ kuantum numaralarını taşırlar:

$$H_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 + H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ v_2 + H_2^0 \end{pmatrix}$$

Süpersimetride baryon ve lepton sayısı taşıyan yeni bozonik alanların olması ekstra bir zorluğun kaynağıdır. Çünkü ortaya çıkan bu yeni spin-0 parçacıklarının istenmeyen, yeni bir takım etkileşmelere neden olması yeni problemler yaratır. Eğer skuarklar ve sleptonlar bilinen kuark ve leptonlar ile Yukawa etkileşme terimine sahip olmazlarsa, bu problem ortadan kalkabilir. Bu durum, R-parite adı verilen yeni bir simetrinin tanımlanması ile sağlanabilir.

Yani B-L (B: baryon sayısı, L: lepton sayısı) invaryansının bir sonucu olarak MSSM, çarpımsal R-parite korunumuna sahiptir. Burada R, spini S olan bir parçacık için $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$ dir (Fayet 1977). Bilinen parçacıklar için R çift, süpereşleri için ise R tekdir. Saçılma ve bozunum süreçlerindeki R-parite korunumunun süpersimetrik fenomenolojilerdeki etkisi çok önemlidir. Örneğin başlangıçta bir tane SM parçacığının (R-çift) bulunduğu bir durum göz önüne alınırsa, bu parçacığın bozunumundan ortaya çıkacak süpersimetrik parçacıklar çift sayıda olmalıdır. Genelde ortaya çıkan bu parçacıklar da kararsızdırlar ve hızlı bir şekilde daha hafif durumlara bozunurlar. Bununla birlikte R-parite korunumu, en hafif süpersimetrik parçacığın (LSP) kesinlikle kararlı olması gerektiğini işaret eder.

5.4 MSSM'in Parametre Uzayı

MSSM parametrelerini, süpersimetriyi koruyan ve süpersimetriyi bozan olmak üzere iki ayrı sektörde incelemek mümkündür.

Süpersimetriyi koruyan sektördeki parametreler:

- i) Standart Modelin $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubuna karşılık gelen ayar çiftlenim sabitleri: g_s, g ve g' ;
- ii) Süperpotansiyeldeki $\mu H_1 H_2$ teriminde karşımıza çıkan Higgsino kütle parametresi: μ ;
- iii) Higgs-fermion Yukawa çiftlenim sabitleri: λ_u, λ_d ve λ_e (3x3 matrisler) dir.

Süpersimetriyi bozan sektördeki parametreler ise:

- i) Standart Modelin $SU(3), SU(2)$ ve $U(1)$ alt gruplarıyla ilişkili olan gaugino Majorana kütleleri: M_3, M_2 ve M_1 ;
- ii) Squark ve sleptonlar için beş tane kütle parametresi: $M_{\tilde{Q}}^2, M_{\tilde{U}}^2, M_{\tilde{D}}^2, M_{\tilde{L}}^2$ ve $M_{\tilde{E}}^2$;
- iii) Higgs-skuark-skuark ve Higgs-slepton-slepton üçlü lineer etkileşme terimleri: A_u, A_d, A_e (bunlar "A parametreleri" olarak da adlandırılan 3x3 matrislerdir);
- iv) Higgs sektöründeki üç tane skaler Higgs kütle parametresi: m_1^2, m_2^2 ve m_{12}^2 .

Bu üç kütle matrisi, iki Higgs vakum beklenen değeri (v_1 ve v_2) ve bir fiziksel Higgs kütlesi, m_{A^0} , cinsinden yeniden ifade edilebilir. Higgs vakum beklenen değerleri, W-

bozonun kütlesi ve ayar çiftlenimi ile ayarlanırken, $v_1^2 + v_2^2 = \frac{4m_W^2}{g^2} = (246 GeV)^2$, diğer

tarafından $\tan \beta = v_2 / v_1$ modelin serbest parametresidir.

Bir önceki bölümde değinilen chargino parçacıklarının kütle matrisi $M_2, \mu, \tan \beta$ ve M_W 'ye bağlıyken, nötrino parçacıklarına ait kütle matrisi ise $M_1, M_2, \mu, \tan \beta, M_Z$ ve zayıf karışım açısı θ_w 'ye bağlıdır. Süpersimetrik parametre serbestliklerini azaltmak

için kullanılan yaygın yollardan bir tanesi; üç tane gaugino kütle parametresinin tümünün de eşit alınmasıdır. Böylece elektrozayıf ölçekte gaugino kütle parametreleri gluino kütlesi ($m_{\tilde{g}}$) cinsinden yazılabilir; $m_{\tilde{g}}/M_2 \approx \alpha_s/\alpha_2 \approx 3$. Geri kalan iki tane gaugino kütle parametresi $M_2 = (g^2/g_s^2)M_3$ ve $M_1 = (5/3)M_2 \tan^2 \theta_W = (5g'^2/3g_s^2)M_2$ şeklinde ifade edilir.

Skaler fermiyonların kütlelerini hesaplamak için bir ilave parametre, m_0 , daha gereklidir. SUSY bozulma mekanizması genel olarak Lagranjiyede $m_0^2 \phi_i^2$ terimini, bütün skaler alanlar için GUT ölçeğine bir m_0 kütlesi ile birlikte içermektedir. m_0 , aynı iç kuantum sayılı bir fermiyon ve bir sfermion arasındaki kütle farkı olarak esas parametredir. Renormalizasyon grup denklemleri yoluyla GUT ölçeğinde zayıf ölçeğe ekstrapolasyon yapılarak sol-elli ve sağ-elli sfermionların kütleleri için

$$m_{\tilde{f}_{L,R}}^2 = m_f^2 + m_0^2 + C(\tilde{f}) \cdot M^2 \pm m_Z^2 \cos 2\beta (T_{3L,R}^f - Q^f \sin^2 \theta_W) \quad (5.2)$$

şeklinde bir bağıntı bulunur (Bartl *et al.* 1991). Burada $m_f, Q^f, T_{3L,R}^f$ sırasıyla fermiyonların kütlesi, yükü ve zayıf izospinin üçüncü bileşenidir. $C(\tilde{f})$ katsayısı, $C(\tilde{l}_R) \approx 0.23$, $C(\tilde{l}_L) = C(\tilde{\nu}_l) = 0.79$, $C(\tilde{q}_L) \approx 10.8$, $C(\tilde{q}_R) \approx 10.1$ olarak alınır.

MSSM'in Higgs sektöründe, elektrozayıf simetrisinin kendiliğinden bozulmasından (Goldstone mekanizması) sonra geriye 5 tane fiziksel Higgs parçacığı kalır: Bir yüklü Higgs çifti (H^\pm), iki tane nötral skaler Higgs bozonu (H^0, h^0) ve bir tane nötral pseudoskaler Higgs bozonu (A^0). Bütün Higgs parçacıklarının kütlelerini, $\tan \beta$ ve m_{A^0} (pseudoskaler Higgs'in kütlesi) parametrelerine bağlı olarak ifade etmek mümkündür (Haber 1992).

MSSM'in tüm parçacık içeriği kuantum sayıları ile birlikte Çizelge 5.1'de verilmiştir.

MSSM’de gerçekte 124 tane bağımsız parametre bulunmaktadır. Bunlardan 18 tanesini Standart Model parametreleri, bir tanesini Higgs sektör parametresi (Standart Modeldeki Higgs kütesine benzer), geri kalan 105 tanesini ise modeldeki yeni parametreler oluşturmaktadır. Bu yeni parametreler; gaugino/higgsino sektöründeki 5 tane reel parametre ve 3 tane CP bozucu faz, 21 tane skuark ve slepton kütesi, skuark ve slepton kütle öz durumlarını tanımlamak için 36 tane reel karışım açısı ve skuark ve slepton etkileşmelerinde görülebilen 40 tane CP-bozucu fazdır.

Çizelge 5.1 MSSM Parçacık Spektrumu

	Bozon Alanları (Spin-0)	Fermiyonik Eşler (Spin-1/2)	$SU_C(3), SU_L(2), U_Y(1)$
Ayar Alanları			
G^α	g^α gluonlar	gluinolar	(8, 1, 0)
V^k	W^\pm, Z^0 Zayıf bozonlar	$\tilde{W}^\pm, \tilde{Z}^0$ wino, zino	(1, 3, 0)
V'	γ foton	$\tilde{\gamma}$ fotino	(1, 1, 0)
Madde Alanları			
L_i	sleptonlar $\left\{ \begin{array}{l} \tilde{L}_i = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_l \\ \tilde{l}^- \end{pmatrix}_L \\ \tilde{E}_i = \tilde{e}_R^*, \tilde{\mu}_R^*, \tilde{\tau}_R^* \end{array} \right.$	leptonlar $\left\{ \begin{array}{l} L_i = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L \\ E_i = e_R^\dagger, \mu_R^\dagger, \tau_R^\dagger \end{array} \right.$	(1, 2, -1)
E_i			(1, 1, 2)
Q_i	skuarklar $\left\{ \begin{array}{l} \tilde{Q}_i = \begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{d} \end{pmatrix}_L \\ \tilde{U}_i = \tilde{u}_R^*, \tilde{c}_R^*, \tilde{t}_R^* \\ \tilde{D}_i = \tilde{d}_R^*, \tilde{s}_R^*, \tilde{b}_R^* \end{array} \right.$	kuarklar $\left\{ \begin{array}{l} Q_i = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \\ U_i = u_R^\dagger, c_R^\dagger, t_R^\dagger \\ D_i = d_R^\dagger, s_R^\dagger, b_R^\dagger \end{array} \right.$	(3, 2, 1/3)
U_i			(3*, 1, -4/3)
D_i			(3*, 1, 2/3)
Higgs Alanları			
H_u	Higgsler $\left\{ \begin{array}{l} H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} \\ H_d = \begin{pmatrix} H_d^- \\ H_d^0 \end{pmatrix} \end{array} \right.$	Higgsinolar $\left\{ \begin{array}{l} \tilde{H}_u = \begin{pmatrix} \tilde{H}_u^+ \\ \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix} \\ \tilde{H}_d = \begin{pmatrix} \tilde{H}_d^- \\ \tilde{H}_d^0 \end{pmatrix} \end{array} \right.$	(1, 2, 1)
H_d			(1, 2*, -1)

5.5 MSSM Lagranjiyeni

Süpersimetrik etkileşmeleri içeren süpersimetrik Lagranjiyen, ayar invaryant madde ve ayar alanlarının kinetik terimleri ile modeldeki fermiyonlara kütle kazandıran Yukawa etkileşmelerini de içeren süperpotansiyelden oluşur. Süperpotansiyel tek aile durumu için aşağıdaki gibidir:

$$W = U_i y_U Q_i H_u - D_i y_D Q_i H_d - E_i y_E L_i H_d + \mu H_u H_d. \quad (5.3)$$

Burada y_U, y_D, y_E Yukawa çiftlenim sabitleri, μ Higgs süperalanı kütle parametresidir. Yukawa çiftlenim sabitleri bilinen lepton ve kuark aileleri uzayında tanımlı 3×3 matrislerdir. $H_u, H_d, Q_i, L_i, U_i, D_i, E_i$ ise Çizelge 5.1'deki chiral süperçoklulara karşı gelen chiral süperalanlardır.

MSSM Lagranjiyeni, Standart Modelin süpersimetrik genelleştirilmesine ait Lagranjiyen, L_{SUSY} , ve süpersimetriyi bozan kısma ait L_{SOFT} Lagranjiyeni olmak üzere iki terimden oluşur:

$$L = L_{SUSY} + L_{SOFT}. \quad (5.4)$$

Burada L_{SUSY} , ayar alanı ve madde alanı kinetik enerji terimlerini, madde ile ayar alanı etkileşmelerini ve Yukawa etkileşmelerini içerir. L_{SOFT} ise süpersimetriyi bozan kütle terimi ve etkileşme sabitlerini içeren terimdir.

Standart Modelin süpersimetrik genişletilmesine ait Lagranjiyenin açık ifadesi,

$$\begin{aligned}
L_{SUSY} = & \sum_{Ayar} \frac{1}{4} \left(\int d^2\theta Tr W^\alpha W_\alpha + \int d^2\bar{\theta} Tr \bar{W}^{\dot{\alpha}} \bar{W}_{\dot{\alpha}} \right) \\
& + \sum_{Madde} \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_i^\dagger e^{(g_3 \hat{V}_3 + g_2 \hat{V}_2 + g_1 \hat{V}_1)} \Phi_i \\
& + \int d^2\theta (W_R + W_{NR}) + h.c.
\end{aligned} \tag{5.5}$$

şeklindedir. Lagranjiyen, Standart Model ayar ve madde alanlarını ve onların süpereşlerini içermektedir. V , Φ ve θ sırasıyla vektör alan, chiral skaler alan ve Grassman değişkenleridir. W 'ler ise süperpotansiyeldir.

Süperpotansiyelin R-pariteyi koruyan kısmının açık ifadesi

$$W_R = \varepsilon_{ij} (y_{ab}^U Q_a^j U_b H_u^i + y_{ab}^D Q_a^j D_b H_d^i + y_{ab}^L L_a^j E_b H_d^i + \mu H_d^i H_u^j), \tag{5.6}$$

ile verilir. Burada $i, j = 1, 2, 3$ $SU(2)$ indislerini ve $a, b = 1, 2, 3$ madde alanlarının aile indislerini tanımlar.

Lagranjiyenin R-pariteyi koruyan kısmı olan W_R SM Lagranjiyeni ile aynı olup alanlar, süperalanlarla değiştirilmiştir. Bu terimi SM Lagranjiyeninden ayıran tek terim Higgs alanlarının karışımını tanımlayan son terimdir. Standart Modelde tek bir Higgs alanı dubleti bulunmasından dolayı bu karışım terimi yoktur.

Süperpotansiyelin ikinci kısmı ise R-parite altında değişmez kalmayan terimdir:

$$W_{NR} = \varepsilon_{ij} (\lambda_{abc}^L L_a^i L_b^j E_c + \lambda_{abc}^L L_a^i Q_b^j D_c + \mu_a^L L_a^i H_u^j) + \lambda_{abc}^B U_a D_b D_c. \tag{5.7}$$

Bu terimler Standart Modelde bulunmaz. Çünkü Lorentz değişmezliğinden dolayı bu eşitlikteki süperalanları Standart Model alanları ile yerdeğiştirme imkanı yoktur. Bu

terimler farklı bir yapıya sahiptirler ve lepton ya da baryon sayısı korunumunu bozarlar. Lagranjiyede parantez içinde verilen üç terim lepton sayısı korunumunu bozarken, son terim λ^B etkileşme sabiti ile baryon sayısı korunumunu bozar. Süpersimetrik Lagranjiyede R simetrisini kıran terimler global $U(1)$ simetrisinin korunumu yoluyla Lagranjiyenden uzaklaştırılabilir.

Standart Modelde tanımlanan parçacıklar ile süpereşleri arasındaki kütle farkı L_{SOFT} içinde tanımlanan m_{soft} ile tanımlanır. m_{soft} parametresinin Higgs kütlelerine gelen düzeltme teriminde de bulunması m_{soft} 'un çok büyük olamayacağını, aksi halde yeniden bir hiyerarşi problemi ile karşılaşılabilceğini söyler. Bu durum süpereşler ile Standart Model parçacıkları arasında kütle farkının en fazla 1 TeV olacağını beklenmesi ve süpersimetrimin Fermi laboratuvarında veya CERN'de veya TeV kütle merkezi enerjili e^+e^- çarpıştırıcılarında yakın bir gelecekte gözlenebileceği ümidini kuvvetlendirmektedir.

Standart Modelde fermiyon, vektör ve skaler alanların kütle kazanmaları Higgs alanlarının sıfırdan farklı vakum beklenen değerine sahip olmasına bağlıdır. MSSM'de ise hiçbir alan ayar değişmezliğini bozmadan süpersimetriyi bozarak vakum beklenen değerine sahip olamaz. Bundan dolayı süpersimetri bozulmasının başka alanlar tarafından gerçekleştiği varsayılabilir. Düşük enerji süpersimetri bozulumu için öngörülen en yaygın senaryoda, iki sektöre sahip olduğu bilinen madde alanların "görülen" sektöre ait olduğu, simetri bozulunda etkin olan alanların ise "saklı" sektörde bulunduğu varsayılır (Martin 1998). Bu iki sektörün birbiriyle etkileşmesi SUSY bozulumunu gerçekleştirir. Şimdiye kadar süpersimetrimin bozulumunu açıklamaya yönelik dört farklı mekanizma önerilmiştir. Bunlar; i) "Gravity mediation" (SUGRA) ii) "Gauge mediation" iii) "Anomaly mediation" iv) "Gaugino mediation". Bu dört simetri bozulumu mekanizması detayda birbirinden farklı olmalarına rağmen benzer sonuçlara ulaşır.

MSSM Lagranjiyeninin, Denklem (5.4), R-pariteyi koruyan SUSY kırılma terimi ise,

$$\begin{aligned}
-L_{SOFT} = & \sum_i m_{0i}^2 |\varphi_i|^2 + \frac{1}{2} \sum_\alpha M_\alpha \tilde{\lambda}_\alpha \tilde{\lambda}_\alpha + BH_d H_u \\
& + A_{ab}^U \tilde{Q}_a \tilde{U}_b H_u + A_{ab}^D \tilde{Q}_a \tilde{D}_b H_d + A_{ab}^L \tilde{L}_a \tilde{E}_b H_d + h.c.
\end{aligned} \tag{5.8}$$

şeklindedir. Burada φ_i bütün skaler alanlar, $\tilde{\lambda}_\alpha$ gaugino alanları, $\tilde{Q}, \tilde{U}, \tilde{D}$ ve \tilde{L}, \tilde{E} skuark ve slepton alanları, $H_{d,u}$ Higgs alanlarıdır. M_α gaugino kütleleri, A trilineer kütle terimi, B bilineer kütle terimi, m_{0i}^2 ise yumuşak skaler kütle terimleridir. Eğer Denklem (5.8)'de bütün spin-0 parçacıkların kütleleri evrensel değer m_0 'a, bütün spin-1/2 parçacık kütleleri $m_{1/2}$ ye eşitlenirse simetri bozulmuş terimleri,

$$\begin{aligned}
-L_{SOFT} = & m_0^2 \sum_i |\varphi_i|^2 + \frac{1}{2} m_{1/2} \sum_\alpha \tilde{\lambda}_\alpha \tilde{\lambda}_\alpha \\
& + A[y_{ab}^U \tilde{Q}_a \tilde{U}_b H_u + y_{ab}^D \tilde{Q}_a \tilde{D}_b H_d + y_{ab}^L \tilde{L}_a \tilde{E}_b H_d + \\
& + B[\mu H_u H_d] + h.c.
\end{aligned} \tag{5.9}$$

şeklinde elde edilir. Burada bahsedilen evrensellik zorunlu olmayıp süpersimetrisinin gravity yoluyla bozulması durumunda olması beklenen bir durumdur.

Bilinen kuark ve leptonlar, $SU(2)$ değişmezliği kendiliğinden bozulmadığı sürece kütesiz kalırlar; oysaki süperesler elektro-zayıf simetri bozulmuşundan önce SUSY bozulmuş mekanizmasının özelliklerine göre farklı kütleler kazanırlar.

Lagranjiyendeki kütle terimlerinin kaynağı SM'de olduğu gibi Lagranjiyenin simetri bozulmuş kısmı ve Yukawa etkileşme terimleridir. Bu terimlerde mevcut bulunan parametrelerden $m_0, m_{1/2}, \mu, Y_t = y_t^2 / (4\pi)^2, Y_b = y_b^2 / (4\pi)^2, Y_\tau = y_\tau^2 / (4\pi)^2, A$ ve B bütün bilinen parçacıkların kütle matrislerinin elde edilmesi için yeterlidir. Burada y_t, y_b ve y_τ üst kuark, alt kuark ve tau leptonunun Yukawa etkileşme değerleridir. GUT ölçeğinde bu parametrelerin değerlerinin bilinmesi renormalizasyon grubu denklemleri

ile tüm enerji ölçeklerinde bu parametrelerin değerlerini bilmek için yeterli olacaktır. Bu ise GUT ölçeğinden elektro-zayıf ölçeğe kadar bir ilişki kurulmasına olanak verir.

6. CP BOZULUMLU İKİ HİGGS DUBLETLİ MODELDE ÜÇLÜ HİGGS KUPLAJLARI

6.1 Giriş

Kendiliğinden elektrozayıf simetri bozulmasına ait Higgs mekanizması, iç tutarlılığının sağlanması açısından Standart Model için büyük bir önem teşkil eder. Bundan dolayı Higgs bozonu, yakın gelecekte faaliyete geçecek olan LHC (Large Hadron Collider) deneyinin de temel araştırma konularından biridir. SM'deki $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar simetrisinin kendiliğinden bozulmasının kaynağı olan Higgs mekanizmasının doğruluğunun test edilmesi için sadece Higgs bozonunun keşfedilmesi gerekmez; aynı zamanda onun üçlü (λ_{HHH}^{SM}) ve dördü (λ_{HHHH}^{SM}) öz kuplajları da ölçülmelidir. Bu, Higgs potansiyelinin tamamıyla kurulması için gereklidir. Bunun yanı sıra Higgs bozonunun ayar bozonları ve fermiyonlarla olan kuplajlarının da ölçülmesi gerekmektedir.

Bu bölümde, esasen Higgs bozonlarının üçlü kuplajlarıyla ilgilenilecektir. SM'de Higgs bozonunun sadece bir tane üçlü öz kuplajı vardır ve o da Higgs bozonunun M_H kütlesi cinsinden,

$$\lambda_{HHH}^{SM} = \frac{3M_H^2}{v} \quad (6.1)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada sırasıyla, $v = 2M_W / g = 246$ GeV, Higgs dubletinin nötral bileşenin vakum beklenen değeri, M_W W^\pm bozonunun kütlesi, g ise $SU(2)_L$ ayar çiftlenimidir. Minimal süpersimetrik standart model (MSSM) ve genel iki Higgs dubletli model (2HDM) gibi SM'nin genişletilmesiyle oluşturulan modellerin birçoğu daha karmaşık bir Higgs yapısına sahiptirler. Bu modellerde, kütlelere bağımlılıkları daha karmaşık olan, birkaç tane üçlü Higgs kuplajı vardır. Ve bu üçlü kuplajları ölçmek, LHC'de yapılması planlanan araştırmalar arasındadır (Weiglein *et al.* 2006).

Diğer yandan bir lineer çarpıştırıcı da bu üçlü Higgs kuplajlarının ölçümünde başarı sağlayabilir (Djouadi *et al.* 1996, Accomando *et al.* 1998, Aguilar-Saavedra *et al.* 2001).

Eğer Higgs bozonu çok ağır değilse, tasarlanan ILC (International Linear Collider) deneyinde üçlü Higgs kuplajları, Higgs bozon çifti üretimi ($e^+e^- \rightarrow W^{+\ast}\bar{\nu}W^{-\ast}\nu \rightarrow HH\nu\nu$) vasıtasıyla ölçülebilir. Üçlü Higgs öz kuplajları üzerinde yapılacak hassas ölçümler, genişletilmiş Higgs modellerinin test edilmesine de olanak sağlarlar. Çünkü bu modeller, SM ile karşılaştırıldıklarında farklı bir Higgs potansiyel yapısına ve dolayısıyla da farklı Higgs kuplajlarına sahiptirler. Basit ve genel bir model olan 2HDM'in genişletilmiş Higgs yapısı oldukça farklı fiziksel etkilere götürür. Özellikle model, Kobayashi-Maskawa (KM) mekanizmasının ürettiğinin ötesinde ekstra CP bozulumu içerebilir (Lee 1973, Weinberg 1976, Branco *et al.* 1985, Accomando *et al.* 2006). Bunun yanı sıra, Higgs bozon kuplajlarının ILC'de yüksek bir kesinlikle ölçülebilecek olması, Higgs bozonunun üçlü kuplajlarına gelecek radyatif düzeltmenin çalışılmasını cazip kılmaktadır.

Öte yandan iki Higgs dubletli modelin potansiyeli, CP bozulumuyla bağlantılı ve modelin kütle ve CP özelliklerini belirleyen çok sayıda parametre içerir. Higgs potansiyelinin karmaşık yapısına rağmen, CP korunumlu 2HDM'de gösterildi ki; en hafif CP-çift Higgs bozonunun kuplajına tek-halka düzeltmeleri genelde non-decoupling doğaya sahiptir ve kuplajların değerini, SM'dekine göre $O(100)\%$ kadar arttırabilmektedir (Kanemura *et al.* 2003). Bu durum, en hafif Higgs bozonunun ayar bozonları ve fermiyonlarla olan kuplajı SM'deki değerlerle iyi bir uyum gösterse bile ortaya çıkmaktadır.

Bu bölümde CP bozulumlu iki Higgs dubletli modelde üçlü Higgs kuplajları detaylı olarak incelenecektir. Modelin ayar grubunun temelini SM ayar grubu oluşturmaktadır. SM ayar simetrisinin kendiliğinden bozulmasından sonra, modelin Higgs spektrumu üç tane yüksüz iki tane de yüklü Higgs bozonundan oluşur. Modelin CP korunumlu halinde iki tane yüksüz Higgs bozonu (h^0, H^0) CP-çift, diğer geriye kalan (A^0) ise CP-tek dir.

CP-korunumlu durumda, CP-çift Higgs bozonu içerenler $\lambda_{hhh}, \lambda_{hhH}, \lambda_{hHH}, \lambda_{HHH}$ ve hepsi çift sayıda CP-tek Higgs bozonu (A^0) içerenler, $\lambda_{hAA}, \lambda_{HAA}$, olmak üzere altı tane izinli üçlü Higgs kuplajı vardır. CP'nin bozulduğu durumda ise, yüksüz Higgs bozonları tanımlı bir CP'ye sahip değildirler ve A^0 Higgs bozonu içeren kuplajlar üzerinde herhangi bir sınırlama yoktur. Yani CP bozulumlu 2HDM'de toplam on tane üçlü Higgs kuplajı vardır.

Bu model CP bozulumunun KM mekanizmasının ötesine giden en basit modellerden biri olduğundan, modeldeki Higgs öz kuplajları üzerindeki CP bozulum etkilerini çalışmak önemlidir. Bundan dolayı Higgs sektöründe açık CP bozulumuna sahip 2HDM'ı göz önünde bulunduracağız. Açık CP bozulumu 2HDM'in potansiyelindeki uygun kompleks parametreler vasıtasıyla tanımlanır (Burada, Higgs alanlarının tekrar tanımlanmasıyla bu açık CP bozulumunun yok olamayacağını kabul edeceğiz). Bu çalışmanın amaçlarından bir tanesi, Higgs kesimindeki açık CP bozulumunun iki Higgs dubletli modeldeki değişik Higgs öz kuplajlarına etkisini belirlemektir. Çalışmada, modeldeki en hafif (iki tane) yüksüz Higgs bozonunun kütlesi sabit tutularak, değişik Higgs öz kuplajlarındaki açık CP bozulum miktarını ve en ağır Higgs bozonunun kütlesini de belirleyen model parametrelerine bağımlılık incelendi. Teorinin ağır Higgs sektörüne vurgu yapılmadı fakat; üçlü Higgs öz kuplajınının alabileceği geniş değer aralığı gösterildi. Özellikle vurgulamak istediğimiz, MSSM'in aksine genel bir 2HDM'de ağır kütle etkilerinin hesaba katıldığıdır. Bunu göstermek için açık CP bozulumlu genel bir 2HDM'de etkin potansiyel yöntemini kullanarak tek-halka mertebesinde düzeltilmiş Higgs bozon öz kuplajlarını hesaplayacağız. Yaptığımız çalışmanın, Kanemura *et al.* 2003 çalışmasından farkı; (Kanemura *et al.* 2003) makalesinde bütün kuplaj ve kütle parametreleri reel olarak kabul edilmiş ve dolayısıyla Higgs kesimindeki açık CP bozulumu ihmal edilmiştir.

Bu bölümde 2HDM'de ağaç-mertebesinde yüklü ve yüksüz Higgs bozonlarının üçlü kuplajları türetilip bunlara karşı gelen MSSM kuplajlarıyla karşılaştırılması yapılacaktır. Sonrasında üçlü Higgs kuplajları, teorik ve deneysel sınırlamalarla uyumlu parametre uzayı bölgesinde, nümerik olarak incelenecektir. İlerleyen kesimlerde ise, etkin

potansiyel yöntemini kullanarak üçlü Higgs öz kuplajlarına gelen tek-halka mertebesindeki düzeltmeler hesaplanıp bu kuplajların ölçek (kuplajların hesap edildiği keyfi enerji ölçeği) bağımlılığı tartışılacaktır; ve de bu kuplajların bazı bölgelerde, SM üçlü Higgs kuplajına göre ne denli büyük değerlere sahip olabilecekleri gösterilecektir.

6.2 Nötral Higgs Bozonlarının Üçlü Öz Kuplajları

Bu bölümde üçlü Higgs öz kuplajları tanımlanıp, 2HDM'in ağaç mertebesindeki Higgs potansiyelinin parametreleri cinsinden açık ifadeleri elde edilecek; ardından bu kuplajların modelin değişik parametrelerine bağlı olarak davranışları incelenecektir.

Nötral Higgs bozonlarının üçlü öz kuplajları,

$$\lambda_{ijk} = \frac{-i\partial^3 V}{\partial H_i \partial H_j \partial H_k} \quad (6.2)$$

şeklinde tanımlanırlar. Bu kuplajlar, Denklem (4.5) ile verilen potansiyelin zayıf alanlara (η_ℓ) göre türevlerinin alınmasıyla daha kolay elde edilirler. Denklem (6.2)'deki H_i 'lere göre türevler ifadesine ise, η_i bazı ile H_i fiziksel bazı arasındaki ilişkiyi sağlayan

$$\frac{\partial}{\partial H_i} = \frac{d\eta_j}{dH_i} \frac{\partial}{\partial \eta_j} = R_{ij} \frac{\partial}{\partial \eta_j} \quad (6.3)$$

bağıntısı sayesinde ulaşılır.

CP bozulunun olduğu durumlarda, fiziksel Higgs bozonları arasındaki üçlü kuplajlar R dönme matrisi elemanlarını içerirler (Choi *et al.* 2000, Carena *et al.* 2003). Böylece,

üçlü kuplajlar Denklem (4.5) deki potansiyelin η_ℓ 'ya göre türevleri ve R dönme matrisi elemanları cinsinden yazılabilirler:

$$\begin{aligned}\lambda_{ijk} &= \sum_{m \leq n \leq o=1,2,3}^* R_{i'm} R_{j'n} R_{k'o} \frac{-i\partial^3 V}{\partial \eta_m \partial \eta_n \partial \eta_o} \\ &= \sum_{m \leq n \leq o=1,2,3}^* R_{i'm} R_{j'n} R_{k'o} a_{mno}.\end{aligned}\tag{6.4}$$

Burada m, n, o indisleri zayıf alan bazlarını gösterir. *, ise P permütasyonları üzerinden toplamı gösterir, $\{i', j', k'\} = P\{i, j, k\}$ (n tane özdeş alan için $n!$ çarpanı verir).

Ağaç-mertebesinde λ_i ler cinsinden ifade edildiklerinde, Denklem (6.4)'deki türevler oldukça sade bir hal alırlar. η_ℓ zayıf alanları arasındaki üçlü kuplajlar, yani a_{mno} 'lar ($-iv$ cinsinden) (Choi *et al.* 2000, Carena *et al.* 2003),

$$\begin{aligned}a_{111} &= \frac{1}{2}(\cos \beta \lambda_1 + \sin \beta \operatorname{Re} \lambda_6), \\ a_{112} &= \frac{1}{2}(\sin \beta \operatorname{Re} \lambda_{345} + 3 \cos \beta \operatorname{Re} \lambda_6), \\ a_{113} &= -\frac{1}{2}[\cos \beta \sin \beta \operatorname{Im} \lambda_5 + (1 + 2 \cos^2 \beta) \operatorname{Im} \lambda_6], \\ a_{122} &= \frac{1}{2}(\cos \beta \operatorname{Re} \lambda_{345} + 3 \sin \beta \operatorname{Re} \lambda_7), \\ a_{123} &= -\operatorname{Im} \lambda_5 - \cos \beta \sin \beta (\operatorname{Im} \lambda_6 + \operatorname{Im} \lambda_7), \\ a_{133} &= \frac{1}{2}\{\cos \beta (\sin^2 \beta \lambda_1 + \cos^2 \beta \operatorname{Re} \lambda_{345} - 2 \operatorname{Re} \lambda_5) \\ &\quad + \sin \beta [(\sin^2 \beta - 2 \cos^2 \beta) \operatorname{Re} \lambda_6 + \cos^2 \beta \operatorname{Re} \lambda_7]\}, \\ a_{222} &= \frac{1}{2}(\sin \beta \lambda_2 + \cos \beta \operatorname{Re} \lambda_7), \\ a_{223} &= -\frac{1}{2}[\cos \beta \sin \beta \operatorname{Im} \lambda_5 + (\cos^2 \beta + 3 \sin^2 \beta) \operatorname{Im} \lambda_7], \\ a_{233} &= \frac{1}{2}\{\sin \beta (\cos^2 \beta \lambda_2 + \sin^2 \beta \operatorname{Re} \lambda_{345} - 2 \sin^2 \beta) \\ &\quad + \cos \beta [\sin^2 \beta \operatorname{Re} \lambda_6 + (\cos^2 \beta - 2 \sin^2 \beta) \operatorname{Re} \lambda_7]\}, \\ a_{333} &= \frac{1}{2}(\cos \beta \sin \beta \operatorname{Im} \lambda_5 - \sin^2 \beta \operatorname{Im} \lambda_6 - \cos^2 \beta \operatorname{Im} \lambda_7),\end{aligned}\tag{6.5}$$

şeklindedirler, burada $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$ dir.

Denklem (6.4) deki kompakt gösterimi açıklamak için, λ_{111} ve λ_{112} üçlü kuplajlarının açık ifadeleri Ek 2’de verilmektedir.

Higgs bozonlarının bütün üçlü kuplajlarını çalışmak yerine, en hafif Higgs bozonu H_1 ’i içeren kuplajlar, yani λ_{111} ve λ_{112} , üzerine odaklanacağız. $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ ve $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$ olduğu özel durumlarda, bu kuplajlar basit bir hal alırlar:

$$\lambda_{111} = -3iv\{c_1^3 c_\beta \lambda_1 + s_1^3 s_\beta \lambda_2 + c_1 s_1 (c_1 s_\beta + s_1 c_\beta) \text{Re} \lambda_{345}\}, \quad (6.6a)$$

$$\lambda_{112} = iv\{3c_1 s_1 (c_1 c_\beta \lambda_1 - s_1 s_\beta \lambda_2) - [c_1^3 s_\beta - s_1^3 c_\beta + 2c_1 s_1 (c_1 c_\beta - s_1 s_\beta)] \text{Re} \lambda_{345}\}. \quad (6.6b)$$

$\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ ve $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$ limitinde şu hususlar dikkat çekicidir: $\tan \beta$ ’nın küçük değerleri için, λ_{111} ve λ_{112} kuplajlarının her ikisi de λ_1 ve $\text{Re} \lambda_{345}$ ile belirlenirler. Çünkü küçük $\tan \beta$ değerleri için $s_\beta \equiv \sin \beta$ içeren terimler yok olurlar. Pratikte ise, B-fiziği tarafından getirilen sınırlamalardan dolayı küçük $\tan \beta$ limitine ulaşılamaz.

$\tan \beta$ ’nın büyük değerleri için ise, λ_{111} ve λ_{112} kuplajları λ_2 ve $\text{Re} \lambda_{345}$ ile belirlenir. Bu durumda $c_\beta \equiv \cos \beta$ içeren terimler yok olur.

Burada, $\text{Re} \lambda_{345}$ kombinasyonu, $M_{H^\pm}^2$ ’ye

$$M_{H^\pm}^2 = \mu^2 + \frac{1}{2} v^2 [\lambda_3 - \text{Re} \lambda_{345} - \text{Re}(\lambda_6 + \lambda_7)] \quad (6.7)$$

bağıntısı ile bağlıdır. Denklem (6.6)'deki kuplajları Standart Model kuplajıyla (Denklem 6.1) karşılaştırmak incelemede aydınlatıcı bir yol olacaktır. SM üçlü kuplajı sadece bir tane parametre, yani Higgs bozonunun kütlesi (M_H) cinsinden verilirken, 2HDM'ninkiler ise birden çok parametreye bağlıdırlar. 2HDM kuplajları sıfır değeri alabilirler (Denklem (6.6)'deki gibi özel durumlar için bile bu geçerlidir). Genel olarak, kuplajların boyutsuz oranlarıyla çalışılması uygun bulunmuştur:

$$\xi_1 \equiv \frac{\lambda_{111}}{\lambda_{HHH}^{SM}}, \quad \xi_2 \equiv \frac{\lambda_{112}}{\lambda_{HHH}^{SM}}. \quad (6.8)$$

Bu denklemlerde SM kuplajını gösteren ifadede, Higgs kütlesi olarak 2HDM'in en hafif Higgs bozonunun kütlesini (M_1) kullandık. Bundan sonraki bölümde bu boyutsuz kuplaj oranlarını hesaplayacağız.

6.2.1 2HDM ve MSSM'nin karşılaştırılması

2HDM'deki üçlü Higgs kuplajlarıyla MSSM'de buna karşı gelen kuplajları karşılaştırmakta yarar vardır. Ağaç-mertebesinde Higgs sektöründe CP bozulunun olmadığı MSSM'de altı tane üçlü Higgs kuplajı vardır. λ_{111} ve λ_{112} kuplajlarına karşılık gelen kuplajlar (Djouadi *et al.* 1996, Barger *et al.* 1992),

$$\lambda_{hhh} = -\frac{3igM_Z}{2\cos\theta_W} \cos(2\alpha) \sin(\alpha + \beta), \quad (6.9a)$$

$$\lambda_{hhH} = -\frac{igM_Z}{2\cos\theta_W} [2\sin(2\alpha) \sin(\alpha + \beta) - \cos(2\alpha) \cos(\alpha + \beta)] \quad (6.9b)$$

dir. Burada M_Z , Z 'nin kütlesi; θ_w , Weinberg açısı ve g ise $SU(2)_L$ ayar çiftlenim sabitidir. α açısı, MSSM'in CP-çift Higgs sektöründeki karışım açısıdır ve $\alpha_2 \rightarrow 0$ ve $\alpha_3 \rightarrow 0$ limitinde 2HDM'deki $\alpha_1 - \pi/2$ 'ye karşılık gelir.

MSSM'de üçlü Higgs kuplajları, $SU(2)_L$ 'nin g ayar çiftlenim sabiti ile kontrol edilir. MSSM'in aksine 2HDM'deki üçlü kuplajlar, SM ayar simetrisi bozulduğunda Higgs potansiyelinin kuartik terimlerinden meydana gelir. Kolaylıkla görülebilir ki, yukarıdaki limitte, iki modeldeki kuplajlar arasında

$$\begin{aligned}\lambda_1 = \lambda_2 &\leftrightarrow \frac{1}{4}(g^2 + g'^2), \\ \text{Re } \lambda_{345} &\leftrightarrow -\frac{1}{4}(g^2 + g'^2)\end{aligned}\tag{6.10}$$

karşigelimleri kullanılarak ve

$$\lambda_6 = \lambda_7 = 0\tag{6.11}$$

alınarak basitçe ilişki kurulabilir. Burada g' , $U(1)$ hiperyük çiftlenim sabitidir. Denklem (6.11)'daki sınırlamaya sadece A Yaklaşımı ile ulaşılabilir. Yukarıdaki karşigelimler ve sınırlamalar, $\alpha_1 \rightarrow \alpha + \pi/2$ ve

$$\frac{1}{4}(g^2 + g'^2)v = \frac{gM_Z}{2\cos\theta_w},\tag{6.12}$$

ile birlikte kullanılırsa,

$$\lambda_{111} \leftrightarrow \lambda_{hhh}, \quad \lambda_{112} \leftrightarrow \lambda_{hhH}\tag{6.13}$$

ifadelerine ulaşılır. Denklem (6.11)'daki bağıntıların sağlanması için,

$$\lambda_1 = \lambda_2 = -\text{Re } \lambda_{345} \quad (6.14)$$

bağıntılarına ihtiyaç vardır. Denklem (6.11)'nin sağlandığı ve

$$\alpha_2 = \alpha_3 = 0 \quad (6.15)$$

olduğu durumda,

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \frac{1}{c_\beta^2 v^2} [c_1^2 M_1^2 + s_1^2 M_2^2 - s_\beta^2 \mu^2], \\ \lambda_2 &= \frac{1}{s_\beta^2 v^2} [s_1^2 M_1^2 + c_1^2 M_2^2 - c_\beta^2 \mu^2], \\ \text{Re } \lambda_{345} &= \frac{1}{c_\beta s_\beta v^2} c_1 s_1 (M_1^2 - M_2^2) + \frac{\mu^2}{v^2}, \end{aligned} \quad (6.16)$$

halini alır (daha genel bağıntılar Ek 1'de bulunabilir).

Şunu belirtelim ki, Denklem (6.14), $\alpha_1 \approx \beta \approx \pi/4$ olduğunda ve de M_2 ile μ , M_1 'e göre çok büyük değerler aldığında sağlanabilir:

$$\frac{\sin 2\alpha_1}{\sin 2\beta} = \frac{M_2^2 + M_1^2}{M_2^2 - M_1^2} \quad (6.17)$$

Bu limitte 2HDM, CP korunumlu MSSM'in Higgs sektörüne karşılık gelir. Aslında bu limitte iki potansiyel de aynı olacağından, iki modeldeki diğer üçlü kuplajlar da aynı olacaktır.

2HDM'deki gibi, MSSM kuplajları da α ve β karışım açılarının bazı değerleri için sıfır olabilirler. Bunların sıfır olduğu yerdeki parametrelerin değerleri ışımasal düzeltmeler hesaba katılarak düzeltilecektir. Fakat bu düzeltme nicel olacaktır.

MSSM'in diğer bir önemli özelliği ise decouplingdir (Gunion *et al.* 2003). Bu özellik şöyle açıklanabilir: Eğer $M_{A^0} \gg M_Z$ ve $\alpha \rightarrow \beta - \pi/2$ ise, λ_{hh} , λ_{HHH}^{SM} kuplajına yaklaşır (Hollik *et al.* 2002, Dobado *et al.* 2002). Decoupling adı verilen bu limite, $\xi_1 \rightarrow 1$ olur. Şimdiki gösterimde bu, $\alpha_1 \approx \beta$ ile $M_2 \approx \mu$ şartlarını gerektirir. (Fakat 2HDM ile MSSM arasındaki yukarıda bahsedilen karşılıklı ilişki $\tan \beta$ birden uzaklaştıkça bozulur).

6.2.2 Sayısal inceleme

Higgs bozon kütlelerinin sabit değerleri için $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ parametre uzayında sadece küçük bir bölge Higgs sektöründeki pozitiflik (Deshpande *et al.* 1978, Kaffas *et al.* 2007b) ve pertürbatif üniterlik (Kanemura *et al.* 1993, Akeroyd *et al.* 2000, Ginzburg *et al.* 2003) ile uyumludur. Bunlara ek olarak, B-fiziğinden, yani $B \rightarrow X_s \gamma$ (Koppenburg *et al.* 2004, Barberio *et al.* 2006, Misiak *et al.* 2007), $B \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau$ (Hou 1993, Ikado *et al.* 2006) ve $B - \bar{B}$ salınımlarından (Urban *et al.* 1998, Barberio *et al.* 2006) gelen sınırlamalar vardır. Bunlar, nötral Higgs sektörünün ayrıntılarına bağlı değildir; fakat bu süreçlere H^\pm değiş tokuşundan katkılar gelebileceğinden, $\tan \beta$ ve M_{H^\pm} nin izinli değerleri üzerine sınırlama getirirler. Nötral Higgs sektörüne bağlı deneysel sınırlamalar ise; R_b (Yao 2006), LEP'de hafif nötral Higgs bozonunun gözlenememesi (Yao 2006), ve en önemlisi de $\Delta\rho$ 'den (Grimus *et al.* 2007) gelendir. MSSM'deki durumun tersine, $(g-2)$ burada önemli bir rol oynamaz. 2HDM'in Higgs sektörü üzerindeki deneysel sınırlamalar (Kaffas *et al.* 2007b) referansında ayrıntılı olarak verilmiştir. Biz de bu çalışmada, χ^2 gibi bir fonksiyon tanımlayarak, aynı yaklaşımı kullanacağız:

$$\chi^2(\alpha) = \chi_{\text{genel}}^2 + \sum_i \chi_i^2(\alpha). \quad (6.18)$$

Burada α 'dan bağımsız olan ilk terim B fiziği sınırlamalarından, yani $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$, $B^- \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau$ ve $B - \bar{B}$ salınımlarından gelen sınırlamalardır:

$$\chi_{\text{genel}}^2 = \chi_{b \rightarrow s \gamma}^2 + \chi_{b \rightarrow \tau \nu}^2 + \chi_{B - \bar{B}}^2. \quad (6.19)$$

İkinci terim ise α 'ya bağlı O_i gözlenebilirlerinden gelen katkıların bir toplamıdır. Bunlar, LEP2'de hafif bir nötral Higgs bozonunun gözlenememesi, $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ bozunum oranı ve $\Delta\rho$ dur:

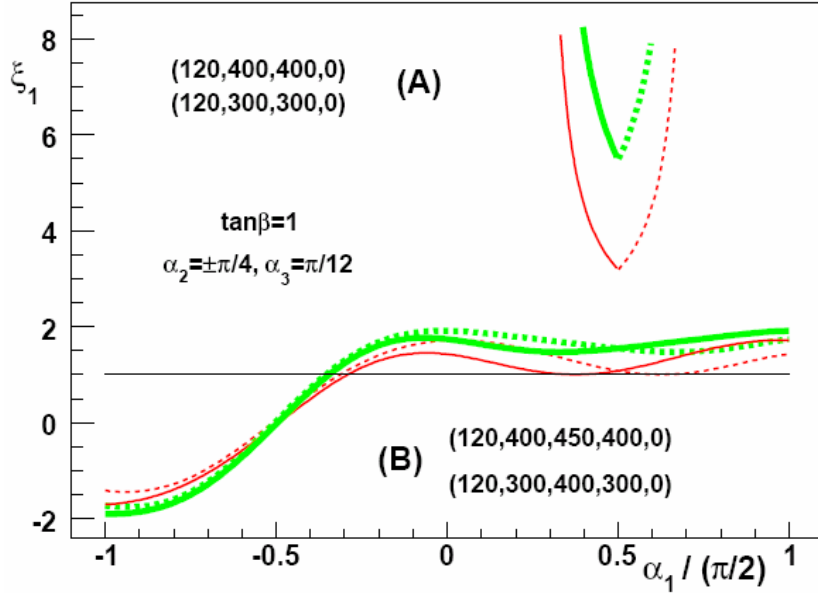
$$\chi_i^2(\alpha) = \frac{(O_{i,2HDM}(\alpha) - O_{i,ref})^2}{[\sigma(O_i)]^2}. \quad (6.20)$$

Hesaplarda, (Kaffas *et al.* 2007a) referansında kullanılan tanımlar ve deneysel veriler kullanılmıştır ($\chi^2 \leq 5.99$ dir, %95 C.L.).

Bu sınırlamaların özelliklerinden bazıları çok etkindir. Birincisi; μ^2 'nin küçük değerleri için $\tan\beta$ 'nin izinli değer bölgesi, üniterlik tarafından 5-8 değerlerinin altına sınırlandırılır. İkinci olarak; M_{H^\pm} 'nin büyük değerleri için $\Delta\rho$ sınırlaması, $M_2 \sim M_3 \sim M_{H^\pm}$ şartını gerektirir. Bu durum özellikle $\tan\beta$ nin büyük değerleri için geçerlidir.

Parametre uzayındaki izinli bir bölge içerisinde, üçlü kuplajlar Şekil 6.1'de gösterildiği gibi nötral Higgs bozon karışım açılarına kuvvetli bağımlılık gösterebilirler. Şekil 6.1'de ξ_1 'in, $\alpha_2 = \pm\pi/4$ ve $\alpha_3 = \pi/12$ değerleri için, α_1 ile değişimi incelenmektedir.

Burada, üçlü kuplajlar ağaç-mertebesinde $M_1 = 120$ GeV, $\mu = 0$, $\tan \beta = 1$, $\alpha_2 = \pm \pi/4$ ve $\alpha_3 = \pi/12$ değerleri için hesaplanmıştır. Şekildeki çizgilerden üstte olanlar (üçlü kuplajların büyük değerleri) Bölüm 4.2’de bahsedilen A Yaklaşımındaki sonuçları temsil etmektedir. Bu yaklaşımda, $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ dır ve şekil üzerinde de gösterildiği gibi, $M_2 = M_{H^\pm} = 400$ GeV veya $M_2 = M_{H^\pm} = 300$ GeV olarak alınmıştır. Alttaki çizgiler ise B Yaklaşımındaki sonuçları temsil etmektedir. B yaklaşımında ise (M_2, M_3, M_{H^\pm}) ’nin değerleri $(400, 450, 400)$ GeV veya $(300, 400, 300)$ GeV olarak alınmakta ve de $\text{Im} \lambda_5 = 0$, $\text{Re} \lambda_6 = \text{Re} \lambda_7 = 0$ sınırlamaları kullanılmaktadır.



Şekil 6.1 A ve B Yaklaşımlarında, ağaç mertebesinde üçlü kuplaj oranı ξ_1 ’in α_1 ’e göre değişimi

Grafik, $\alpha_3 = \pi/12$ ve α_2 ’nin iki farklı değeri için ($-\pi/4$, kesikli çizgiler ve $-\pi/4$, düz çizgiler) çizildi. Higgs bozonlarının kütleleri ise; $M_1 = 120$ GeV, $M_2 = M_{H^\pm} = 300$ GeV (kırmızı, ince çizgiler) ve $M_2 = M_{H^\pm} = 400$ GeV (yeşil, kalın çizgiler) dir. Bunların yanı sıra $\mu = 0$ ve $\tan \beta = 1$ olarak alındı. Parantez içerisindeki sayılar ise A Yaklaşımı için $(M_1, M_2, M_{H^\pm}, \mu)$ değerlerini gösterirken, B Yaklaşımı için $(M_1, M_2, M_3, M_{H^\pm}, \mu)$ ’nin değerlerini göstermektedir.

Farklı giriş parametrelerine sahip iki yaklaşımla hesaplanan üçlü kuplajların arasındaki fark şekilde açık olarak görülmektedir. Genelde her iki yaklaşımda α_1 'in sadece sınırlı bir bölgesi için çözüm vardır. M_3 sabit tutulduğunda (*B Yaklaşım*) kuplajların α_1 ile değişimi yumuşaktır. Oysa ki $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ alındığında ve M_3 de hesaplandığında (*A Yaklaşım*) α_1 ile değişim oldukça kuvvetlidir (şeklin üst tarafında kalan kısım).

Üçlü kuplajların iki yaklaşımdaki farklı davranışları şöyle açıklanabilir: Üçlü kuplajlar, Higgs potansiyelindeki (Denklem 4.5) kuartik terimlerin (λ_i) lineer bir fonksiyonudur. Her iki yaklaşımda (A ve B) da λ_i kuplajları, α_1 'nin oldukça yalın bir fonksiyonudur. Büyüklükçe de karşılaştırılabilirler. B Yaklaşımında M_3 sabit tutulup $\text{Im}\lambda_5 = 0$ alınmıştır. Böylece A Yaklaşımında $\text{Im}\lambda_5$ 'in oynadığı rolü B Yaklaşımında $\text{Im}\lambda_6$ ve $\text{Im}\lambda_7$ oynar. Şekil 6.1'de incelenen durumda, $\text{Im}\lambda_5$ ile $\text{Im}\lambda_6$ ve $\text{Im}\lambda_7$ arasındaki anahtar rolün şöyle bir sonucu vardır: a_{333} (yeterince büyük değere sahip) işareti kontrol eden terimdir. Denklem 6.4'de a_{333} ile λ_{111} arasındaki bağıntıyı sağlayan katsayı esas olarak R_{13}^3 tür. $R_{13} = \sin \alpha_2 = \pm 1/\sqrt{2}$ dir. Büyük değerli bu a_{333} kuplajındaki işaret değişimi, A ve B Yaklaşımındaki parametre seçimi arasında farka neden olan önemli bir etkiye sahiptir. Gerçekten, Denklem 6.4 $a_{333} = 0$ alınarak kısaltılırsa A Yaklaşımı için kuplaj oranı $\xi_1 = 3,8 - 5$, B Yaklaşımı için ise $\xi_1 = 3,6 - 3,8$ olarak bulunur. Burada her iki yaklaşım için de $M_1 = 120 \text{ GeV}$, $M_2 = 400 \text{ GeV}$, $\alpha_2 = -\pi/4$ ve $\alpha_3 = \pi/12$ değerleri kullanılmıştır. Böylece şu sonuca varılabilir: İki Higgs dubletli modelde CP bozulmasının iki değişik yolla ortaya konulması λ_{111} üçlü kuplajının değerinde önemli değişikliklere yol açar.

Bunlara ek olarak şu da dikkat çekicidir ki $\text{Re}\lambda_5$, α_1 'e sadece M_3 vasıtasıyla bağlıdır (Kaffas *et al.* 2007c). Bundan dolayı A Yaklaşımında M_3 'ün α_1 'e bağlı olmasından dolayı $\text{Re}\lambda_5$, α_1 ile değişir oysa B Yaklaşımında $\text{Re}\lambda_5$ sabittir. Bu, A Yaklaşımında ξ_1 'in α_1 ile kuvvetli bir şekilde değişimine katkıda bulunur.

Üçlü kuplajların karışım açılarına kuvvetli bir şekilde bağlı olmasından dolayı, bundan sonra izinli bölge içerisinde bu açılar üzerinden ortalama alacağız. Şekil 6.2 ve Şekil 6.3’de seçilen örnek parametre değerleri için ağaç-mertebesinde kuplaj oranları gösterilmiştir.

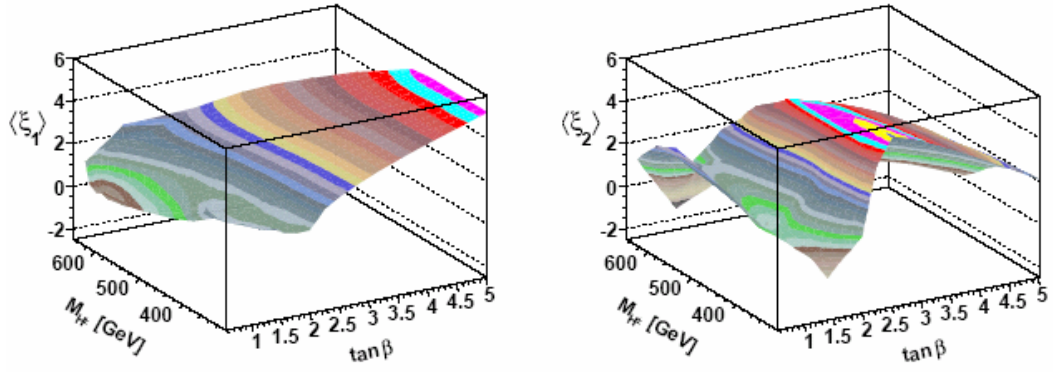
$$\langle \xi_1 \rangle = \frac{\langle \lambda_{111} \rangle}{\lambda_{HHH}^{SM}}, \quad \langle \xi_2 \rangle = \frac{\langle \lambda_{112} \rangle}{\lambda_{HHH}^{SM}} \quad (6.21)$$

Bunlar *ortalama* değerlerdir ve $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ uzayı üzerinden tarama yapılarak elde edilmişlerdir (tarama 200x200x100 nokta üzerinden gerçekleştirilmiştir). Bu uzay, yukarıda bahsedilen pozitiflik, üniterlik ve deneysel sınırlamaları sağlamaktadır. Hesaplar A Yaklaşımında yapılmış ve Denklem 6.8’deki gibi SM kuplajlarına göre normalize edilmişlerdir.

Keyfi CP bozulumuna sahip genel bir durumu incelemeye geçmeden önce, Şekil 6.2’de, parametre uzayının CP bozulumuna sahip olmayan bir bölgesindeki (Denklem 4.31 ile verilen limite yakın bölge), yani

$$|\alpha_2| \leq \alpha_0, \quad |\alpha_3| \leq \alpha_0, \quad \alpha_0 = 0.05 \times \pi / 2 \quad (6.22)$$

bölgesindeki durum incelenecektir. Bu durum “*minimal CP bozulumu*” olarak adlandırılmaktadır. Yukarıdaki tartışmalardan da (Denklem 6.10-6.13) anlaşılacağı üzere, bahsedilen bu durum, MSSM’in CP korunumlu Higgs sektörüne yakın bir parametre bölgesine karşılık gelmektedir. M_3 ’ün M_1 , M_2 ve dönme matrisiyle belirlendiği “A Yaklaşımı” $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$ limitine her yönden yaklaşılmasına izin vermez.

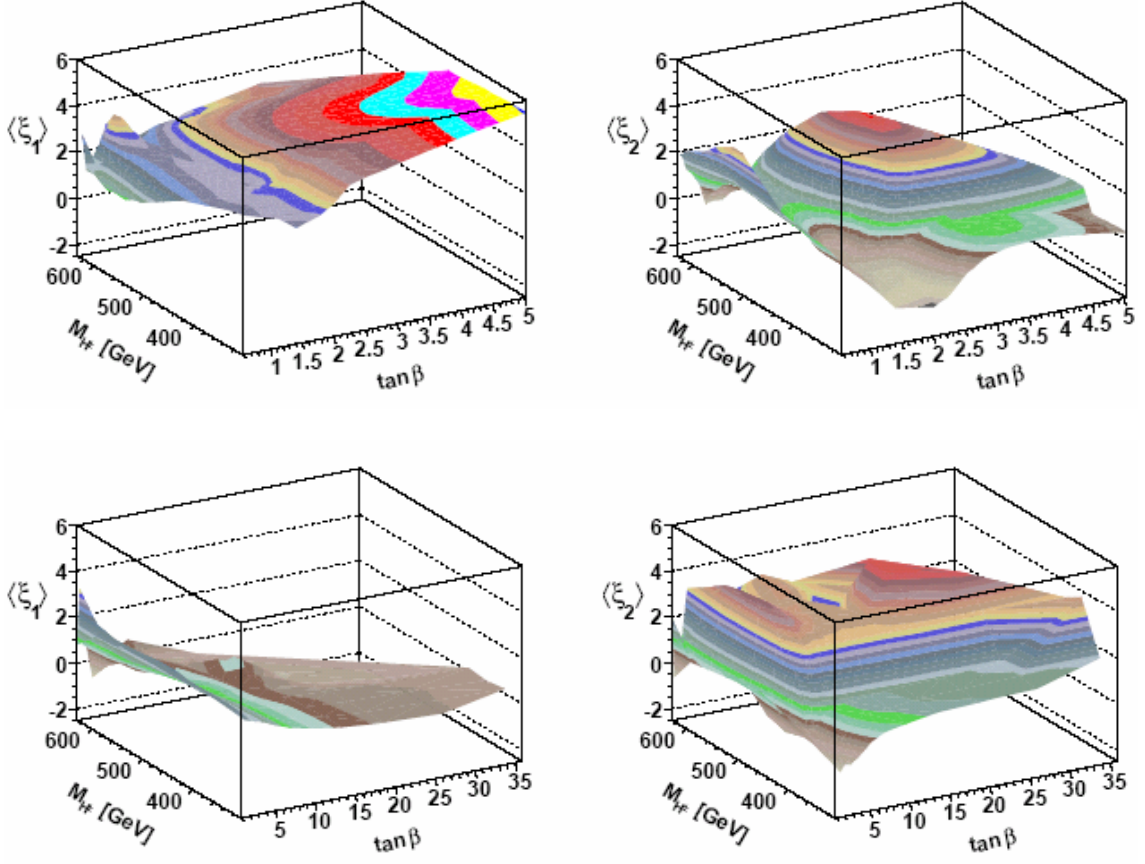


Şekil 6.2 A Yaklaşımında, ağaç-mertebesinde, Denklem 6.21 ile tanımlanan $\langle \xi_1 \rangle$ ve $\langle \xi_2 \rangle$ üçlü Higgs kuplaj oranları

Higgs kütleleri; $M_1 = 120$ GeV, $M_2 = 300$ GeV olarak ve $\mu = 0$ alınmıştır. Kuplaj oranları Denklem 6.22 ile tanımlanan CP-korunumlu MSSM-benzeri limit durumu için çizilmiştir.

$\mu = 0$ olduğu Şekil 6.2'deki grafikler $\tan\beta = 5$ değerinin fazla ötesine geçemez. Bunun nedeni Higgs-Higgs saçılım sektöründeki üniterlik sınırlamasıdır. Ayrıca $\tan\beta$ 'nin yüksek değerleri için, $\Delta\rho$ ve B fiziğinden gelen sınırlamalardan dolayı izinli bölgede bir daralma olmaktadır.

Şekil 6.2'de $\langle \xi_1 \rangle$ ve $\langle \xi_2 \rangle$ 'yi temsil eden yüzeyler, aslında sırasıyla λ_1 ve $\text{Re}\lambda_{345}$ 'in ortalamalarına karşılık gelenlerini anımsatmaktadır. Bu karşı gelimin ayrıntıları α uzayının hangi bölgelerine (bu durumda, α_1) nüfus edildiğine bağlıdır. Genellikle sadece dağınık bölgeler izinlidir (Kaffas *et al.* 2007b).



Şekil 6.3 A Yaklaşımında, ağaç-mertebesinde, Denklem 6.21 ile tanımlanan $\langle \xi_1 \rangle$ ve $\langle \xi_2 \rangle$ üçlü Higgs kuplaj oranları

Higgs kütleleri; $M_1 = 120$ GeV ve $M_2 = 300$ GeV dir. Üstteki grafiklerde $\mu = 0$, alttaki grafikler ise $\mu = 200$ GeV dir. Grafikler CP bozulmasını içeren genelle duruma aittir ve de model üzerindeki sınırlamalarla uyumludur.

Diğer taraftan Şekil 6.3'de α_2 ve α_3 'ün, modelin sınırlamalarıyla uyumlu olan, tüm değerlerinin oluşturduğu bölge üzerinden tarama yapılmıştır. Bu şekillerden görülüyor ki; $\tan \beta - M_{H^\pm}$ parametre uzayının büyük bir bölümünde, üçlü kuplajların SM üçlü kuplajına göre oranında gözle görülür bir artış vardır. Bu durum, Şekil 6.1'de incelenen özel durumla da tutarlıdır.

2HDM'e CP-bozulunun dahil edilmesiyle kuplajların davranışlarında meydana gelen değişiklikler, Şekil 6.2 ile Şekil 6.3'ün karşılaştırılmasıyla açık olarak görülebilir. Bu durum, Şekil 6.1'de de görülen kuplajların karışım açılarına olan kuvvetli bağımlılıkları ve dolayısıyla CP bozulununun modele nasıl dahil edildiği gerçeğini de yansıtır.

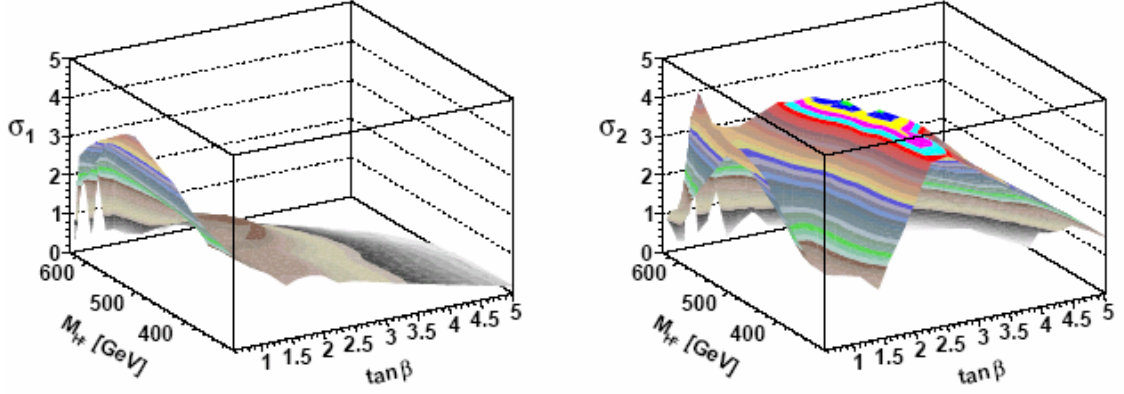
Ayrıca $\tan\beta = O(2)$ civarında, Higgs kuplaj oranlarında çok hızlı bir değişim söz konusudur. Aşağıda da görüleceği gibi, bu durum, α 'nın farklı değerlerini tararken kuvvetli bir değişimi de beraberinde getirir.

α üzerinden ortalama alınması basitlik sağlamasına rağmen, üçlü kuplajların, $\tan\beta - M_{H^\pm}$ düzleminde oldukça karmaşık bir davranışı vardır. Şekil 6.1'de ξ_1 için gösterildiği gibi, ξ_1 ve ξ_2 üçlü kuplaj oranları, α parametre uzayı üzerinde oldukça fazla değişim gösterirler. Bu değişimin bir ölçütü *varyans*'dır ve de

$$\sigma_i = \sqrt{\langle (\xi_i - \langle \xi_i \rangle)^2 \rangle} \quad (6.23)$$

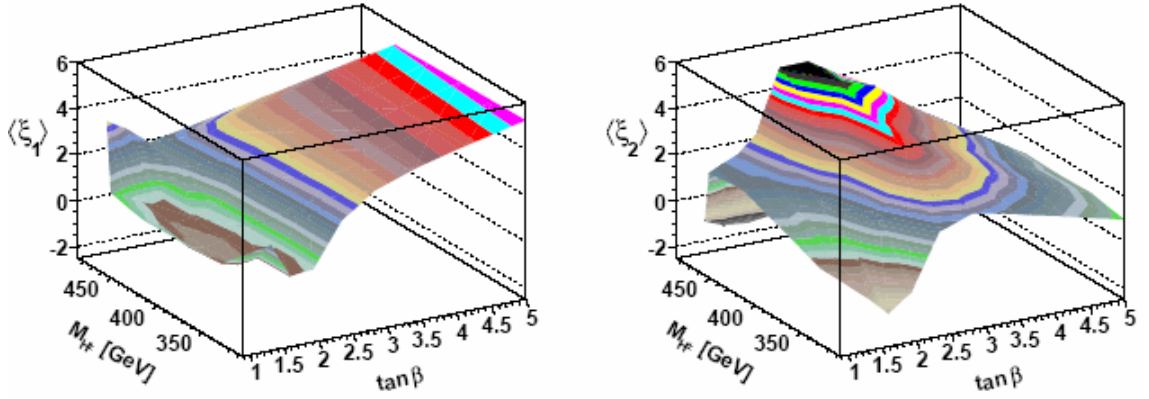
şeklinde tanımlanır.

Şekil 6.4'de, Şekil 6.3'deki grafiklerden $\mu = 0$ için olanlara (üst taraftaki grafikler) karşılık gelen varyanslar (σ_1 ve σ_2) gösterilmektedir. Özellikle ξ_2 için olanda $\tan\beta$ 'nin orta büyüklükteki değerleri için, değişimin (SM üçlü kuplajı cinsinden) hayli büyük olduğu görülmektedir.



Şekil 6.4 Ağaç-mertebesinde ξ_1 ve ξ_2 üçlü kuplaj oranlarının varyansı

Burada kullanılan parametre değerleri Şekil 6.3'ün üst tarafındaki grafikler ($\mu = 0$) için kullanılanlarla aynıdır.



Şekil 6.5 B Yaklaşımında ağaç-mertebesinde $\langle \xi_1 \rangle$ ve $\langle \xi_2 \rangle$ üçlü kuplaj oranları

Higgs kütleleri; $M_1 = 120$ GeV, $M_2 = 300$ GeV, $M_3 = 400$ GeV olarak ve $\mu = 0$ alınmıştır.

Tüm nötral Higgs kütlelerinin değerlerini sabit aldığımız B Yaklaşımında, Şekil 6.5'de de görüldüğü gibi, kuplaj oranlarının davranışı daha düzgündür. Kullanılan parametreler için ($\mu = 0$) $\tan \beta$ 'nin değeri yaklaşık olarak beş değerine kadar ulaşmaktadır. $\langle \xi_1 \rangle$ niceliği Şekil 6.2 ve Şekil 6.3'de gösterdiği davranışa oldukça benzer bir davranış sergilemektedir; $\tan \beta$ ile hemen hemen monoton olarak artmaktadır. $\langle \xi_2 \rangle$ oranı daha farklı davranır;

$\tan \beta = 2 - 3$ ve $M_{H^\pm} = 450 - 500 \text{ GeV}$ değer aralığında, $H_1 H_1 H_2$ kuplajı kuvvetli bir doruk yapmaktadır.

6.3 Yüklü-Yüklü-Nötral Higgs Kuplajları

Genel olarak nötral Higgs bozonlarının üçlü kuplajlarıyla ilgilenilmesine rağmen, bu bölümde 2HDM'in yüklü Higgs bozonunun üçlü kuplajları incelenecektir (Carena *et al.* 2003). Bu kuplajlar,

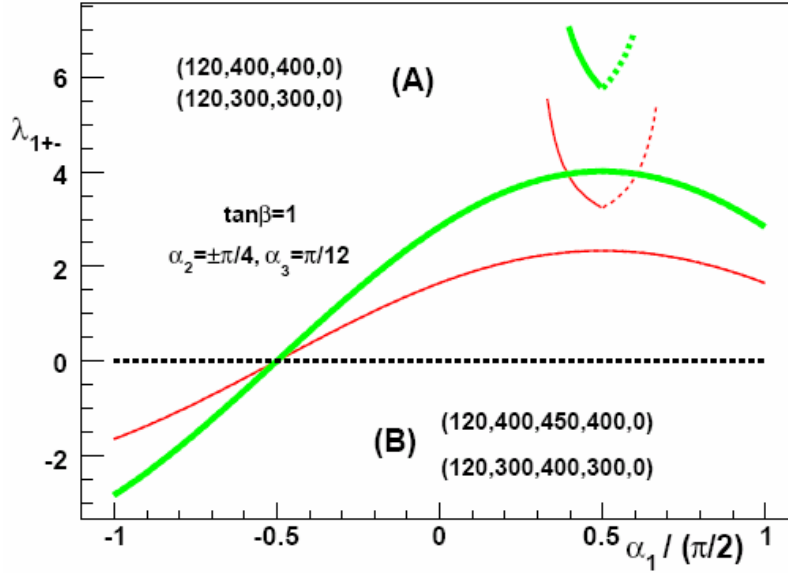
$$\lambda_{i+-} = \sum_{m=1,2,3} R_{im} b_m \quad (6.24)$$

şeklinde ifade edilir. Buradaki m indisi (Denklem 6.4'deki n ve o indislerine benzer şekilde) Denklem 4.11'deki zayıf etkileşme öz durumlarını (η_1, η_2, η_3) temsil eder. Denklem 6.24'deki b_m katsayıları şu şekilde yazılabilir ($-iv$ cinsinden):

$$\begin{aligned} b_1 &= \cos \beta \{ \sin^2 \beta (\lambda_1 - \lambda_4 - \text{Re } \lambda_5) + \cos^2 \beta \lambda_3 \\ &\quad + \cos \beta \sin \beta [(\tan^2 \beta - 2) \text{Re } \lambda_6 + \text{Re } \lambda_7] \}, \\ b_2 &= \sin \beta \{ \cos^2 \beta (\lambda_2 - \lambda_4 - \text{Re } \lambda_5) + \sin^2 \beta \lambda_3 \\ &\quad + \cos \beta \sin \beta [\text{Re } \lambda_6 + (\cot^2 \beta - 2) \text{Re } \lambda_7] \}, \\ b_3 &= \cos \beta \sin \beta \text{Im } \lambda_5 - \sin^2 \beta \text{Im } \lambda_6 - \cos^2 \beta \text{Im } \lambda_7 \end{aligned} \quad (6.25)$$

Şekil 6.6'da, Şekil 6.1'deki parametrelerin aynısı kullanılarak, H_1 'in yüklü $H^+ H^-$ çifti ile olan kuplajı gösterilmektedir. $\tan \beta = 1$ ve $\text{Im } \lambda_5 = 0$ olduğu B Yaklaşımının iki tane ilginç özelliği vardır: Bu kuplaj i) α_2 'nin işaretine bağlı değildir; ii) $\alpha_1 = -\pi/4$ değerinde sıfırdan geçer. α_2 'nin işaretinden bağımsız olması şu şekilde anlaşılabilir: $i = 1$ için, Denklem 6.24'deki ilk iki terim (R_{11} ve R_{12} ile orantılı) α_2 'nin tek sayıda kuvvetine sahip (λ_1 , λ_2 ve λ_3 'den gelen) terimler verir. Bu "tek" kısımlar $(M_3^2 - M_2^2)$ ile orantılıdır ve

Denklem 6.24'deki üçüncü terimden gelen “tek” kısımlar ($\text{Im}\lambda_6 + \text{Im}\lambda_7$ ile orantılı) ile birbirilerini yok ederler.



Şekil 6.6 Ağaç mertebesinde $\lambda_{1\pm}$ üçlü kuplajının α_1 'e göre değişimi

Grafik, α_2 'nin iki farklı değeri için ($-\pi/4$, kesikli çizgiler ve $\pi/4$, düz çizgiler) çizilmiştir. Kütleler ve parametreler ise Şekil 6.1'deki ile aynı alınmıştır.

Bunun yanı sıra, kuplajların $\alpha_1 = -\pi/4$ 'de sıfır olması ise şöyle açıklanabilir: $\tan\beta = 1$ ve $\alpha_1 = -\pi/4$ alınıp B Yaklaşımı kullanıldığında ((Kaffas *et al.* 2007c) referansında Denklem 3.1 ve 3.2'den), λ_1 ve λ_2 :

$$\begin{aligned} \lambda_1(\alpha_2, \alpha_3) &= \frac{1}{v^2} [c_2^2 M_1^2 + (c_3 - s_2 s_3)^2 M_2^2 + (s_3 + s_2 c_3)^2 M_3^2 - \mu^2], \\ \lambda_2(\alpha_2, \alpha_3) &= \frac{1}{v^2} [c_2^2 M_1^2 + (c_3 + s_2 s_3)^2 M_2^2 + (s_3 - s_2 c_3)^2 M_3^2 - \mu^2]. \end{aligned} \quad (6.26)$$

şeklini alır. Böylece $\tan\beta$ ve α_1 'in bu özel değerleri için Denklem 6.24 deki ilk iki terim gider; geriye,

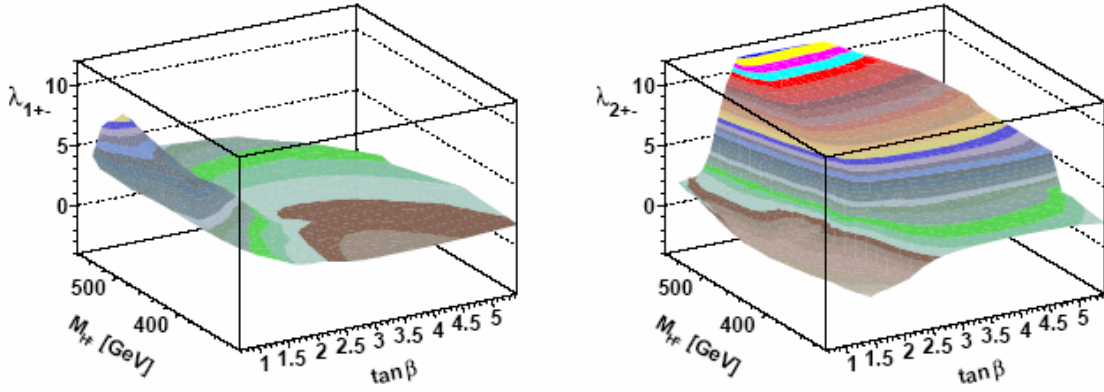
$$\lambda_{1+-} = R_{13}b_3 = \frac{1}{2}s_2(\text{Im}\lambda_5 - \text{Im}\lambda_6 - \text{Im}\lambda_7) = 0 \quad (6.27)$$

kalır. Denklem 6.27 elde edilirken; $\text{Im}\lambda_5 = 0$ alınıp ve sırasıyla $\tan\beta = 1$ ve $\alpha_1 = -\pi/4$ için geçerli olan,

$$\text{Im}\lambda_5 + \text{Im}\lambda_6 + \text{Im}\lambda_7 = -\frac{\sqrt{2}}{v^2}[\mathcal{M}_{13}^2 + \mathcal{M}_{23}^2], \quad (6.28)$$

$$\mathcal{M}_{13}^2 + \mathcal{M}_{23}^2 = 0 \quad (6.29)$$

bağıntıları kullanılmıştır.



Şekil 6.7 Ağaç-mertebesinde, en hafif iki Higgs bozonunun (H_1 ve H_2) yüklü bir Higgs çifti ile kuplajları: λ_{1+-} ve λ_{2+-} ($-iv$ cinsinden)

Higgs kütleleri; $M_1 = 120$ GeV, $M_2 = 300$ GeV olarak ve $\mu = 0$ alınmıştır. Kuplajlar A yaklaşımında, α üzerinden ortalama alınarak çizilmiştir.

Şekil 6.7’de *A Yaklaşımında*, en hafif iki Higgs bozonunun (H_1 ve H_2) yüklü bir Higgs çifti ile kuplajları gösterilmektedir. Şekil 6.6’da gözlenen duruma benzer olarak, α üzerinden alınan bu ortalamalar da parametre uzayının bir bölümünde sıfır olmaktadır.

6.4 Üçlü Higgs Kuplajlarına Tek-Halka Mertebesindeki Düzeltmeler

2HDM'deki Higgs bozon özelliklerinin gerçek hesabı için ağaç-mertebesindeki potansiyele (Denklem 4.5) tek-halka radyatif düzeltme yapılması gerekir. Bu yapıldığında, kütleler ve ağaç-mertebesi kuplajlar arasındaki bağıntılar değişir. Bu etkinin, üst ve (skaler üst) kuarkları katkısı şeklinde kendini gösterdiği MSSM'de önemli bir yer tuttuğu bilinmektedir (Okada *et al.* 1991, Ellis *et al.* 1991). Skuark katkısının olmadığı 2HDM'de, tek-halka katkısı esas olarak Higgs bozonlarından gelir. Bu bölümde, etkin potansiyel yöntemi (Coleman *et al.* 1973) kullanılarak, nötral Higgs sektörüne gelen tek-halka mertebesindeki radyatif düzeltme hesaplanacaktır. Ağaç-mertebesindeki potansiyele (Denklem 4.5) tek-halka mertebesindeki düzeltme,

$$\Delta V = \frac{1}{64\pi^2} \left[\sum_{\text{bozonlar}} M^4 \left(\log \frac{M^2}{Q^2} - \frac{3}{2} \right) - \sum_{\text{fermionlar}} M^4 \left(\log \frac{M^2}{Q^2} - \frac{3}{2} \right) \right], \quad (6.30)$$

ile verilir. Buradaki toplam, sırasıyla tüm bozonik ve fermiyonik serbestlik dereceleri üzerindedir. Q^2 ise kuplajların değerlendirildiği ölçeği temsil etmektedir. Yukarıda da belirtildiği gibi, Denklem 6.30'a asıl katkı Higgs bozonlarından (nötral ve yüklü) ve üst kuarktan gelmektedir. Spin, yük ve renk serbestlik dereceleri hesaba katıldığında,

$$\begin{aligned} \Delta V &= \Delta V_{\text{nötral Higgs}} + \Delta V_{\text{yüklü Higgs}} + \Delta V_{\text{top}} \\ &= \frac{1}{64\pi^2} \sum_{l=1}^3 \left[M_l^4 \left(\log \frac{M_l^2}{Q^2} - \frac{3}{2} \right) \right] \\ &\quad + \frac{1}{32\pi^2} M_{H^\pm}^4 \left(\log \frac{M_{H^\pm}^2}{Q^2} - \frac{3}{2} \right) - \frac{1}{16\pi^2} m_t^4 \left(\log \frac{m_t^2}{Q^2} - \frac{3}{2} \right) \end{aligned} \quad (6.31)$$

elde edilir. Buradaki kütleler alan-bağımlı kütlelerdir. Şöyle ki; Denklem 4.16'dakine benzer bir şekilde ağaç-mertebesindeki potansiyelin türevi alındıktan sonra η_1, η_2 ve η_3 alanları sıfıra götürülmez. Fakat bunun yerine,

$$\mathcal{M}_{ij}^2(\eta_1, \eta_2, \eta_3) = \frac{\partial}{\partial \eta_i} \frac{\partial}{\partial \eta_j} V(\eta_1, \eta_2, \eta_3, H^\pm, G^\pm), \quad (6.32)$$

ve benzer şekilde,

$$M_{H^\pm}^2(\eta_1, \eta_2, \eta_3) = \frac{\partial}{\partial H^+} \frac{\partial}{\partial H^-} V(\eta_1, \eta_2, \eta_3, H^\pm, G^\pm), \quad (6.33)$$

türevleri alınarak, $H^\pm = G^\pm = 0$ yapılır.

Ağaç-mertebesindeki potansiyelin üç tane minimum şartı (Denklem 4.17) kullanılarak, bilineer parametreler, m_1^2 ve m_2^2 , yok edilebilir ve de $\text{Im} \lambda_3$ 'in $\text{Im} m_{12}^2$ ile bağıntısı kurulabilir. Tek-halka mertebesinde m_1^2 ve m_2^2 ifadeleri, $\partial \Delta V / \partial \eta_1$ ve $\partial \Delta V / \partial \eta_1$ den gelen katkılarla düzeltilirler. Nötral Higgs bozonlarının kütlelerine Denklem 6.31'den gelen değişik katkıların etkin potansiyel yöntemi kullanılarak hesaplanması, (Osland *et al.* 2008) referansında ayrıntılı olarak verilmektedir.

Tek-halka mertebesinde düzeltilmiş üçlü Higgs kuplajları, etkin potansiyelin değişik alanlara göre üçüncü mertebeden türevleriyle verilirler. Burada, nötral Higgs alanlarından, yüklü Higgs alanlarından ve üst kuark alanından potansiyele gelen katkılar ayrı ayrı incelenecektir. Hesaplamaya öncelikle zayıf alanlara göre türevler alınarak başlanacaktır; kütle öz durum alanları cinsinden türevlere ise Denklem 6.3'deki dönüşüm kullanılarak geçilir.

Üçlü Higgs kuplajlarına tek-halka mertebesindeki düzeltmenin hesaplanmasında başlangıç noktası olarak Denklem 6.31 alınmıştır. Buradan, nötral Higgs bozonlarından dolayı üçlü Higgs kuplajlarına gelen tek-halka mertebesindeki düzeltme,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^3 \Delta V_{\text{nötral Higgs}}}{\partial \eta_i \partial \eta_j \partial \eta_k} &= \frac{1}{32\pi^2} \sum_{l=1}^3 \left[\frac{1}{M_l^2} \frac{\partial M_l^2}{\partial \eta_i} \frac{\partial M_l^2}{\partial \eta_j} \frac{\partial M_l^2}{\partial \eta_k} \right. \\
&+ \log \frac{M_l^2}{Q^2} \left(\frac{\partial^2 M_l^2}{\partial \eta_i \partial \eta_j} \frac{\partial M_l^2}{\partial \eta_k} + \frac{\partial^2 M_l^2}{\partial \eta_j \partial \eta_k} \frac{\partial M_l^2}{\partial \eta_i} + \frac{\partial^2 M_l^2}{\partial \eta_k \partial \eta_i} \frac{\partial M_l^2}{\partial \eta_j} \right) \\
&\left. + M_l^2 \left(\log \frac{M_l^2}{Q^2} - 1 \right) \frac{\partial^3 M_l^2}{\partial \eta_i \partial \eta_j \partial \eta_k} \right] \quad (6.34)
\end{aligned}$$

şeklinde elde edilir. Denklem 6.34'deki kütlelerin zayıf alanlara (η_i) göre türevleri Ek 3'de ayrıntılı olarak verilmiştir.

Yüklü Higgs bozonlarından dolayı kuplajlara gelen tek-halka mertebesindeki düzeltmeyi hesaplamak için; alan bağımlı kütle (yüklü Higgs bozonları için), $M_{H^\pm}^2(\eta_1, \eta_2, \eta_3)$, kurularak işe başlanılır. Potansiyel, kütlelerin bir fonksiyonudur. Yani $\Delta V_{\text{yüklü Higgs}} = \Delta V(\eta_1, \eta_2, \eta_3)$ dir. Buradan,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^3 \Delta V_{\text{yüklü Higgs}}}{\partial \eta_i \partial \eta_j \partial \eta_k} &= \frac{1}{16\pi^2} \left[\frac{1}{M_{H^\pm}^2} \frac{\partial M_{H^\pm}^2}{\partial \eta_i} \frac{\partial M_{H^\pm}^2}{\partial \eta_j} \frac{\partial M_{H^\pm}^2}{\partial \eta_k} \right. \\
&\left. + \log \frac{M_{H^\pm}^2}{Q^2} \left(\frac{\partial^2 M_{H^\pm}^2}{\partial \eta_i \partial \eta_j} \frac{\partial M_{H^\pm}^2}{\partial \eta_k} + \frac{\partial^2 M_{H^\pm}^2}{\partial \eta_j \partial \eta_k} \frac{\partial M_{H^\pm}^2}{\partial \eta_i} + \frac{\partial^2 M_{H^\pm}^2}{\partial \eta_k \partial \eta_i} \frac{\partial M_{H^\pm}^2}{\partial \eta_j} \right) \right] \quad (6.35)
\end{aligned}$$

dir. Üst kuarkdan kaynaklanan tek-halka mertebesindeki düzeltme sadece η_2 alanlarını etkiler. Çünkü Model II'de yukarı-tip kuarklar sadece Φ_2 'ye bağlanmaktadır. Böylece,

$$\frac{\partial^3 \Delta V_{\text{top}}}{\partial \eta_i \partial \eta_j \partial \eta_k} = \frac{12}{\pi^2} \frac{m_t^4}{v_2^3} \log \frac{m_t^2}{Q^2} \delta_{i2} \delta_{j2} \delta_{k2} \quad (6.36)$$

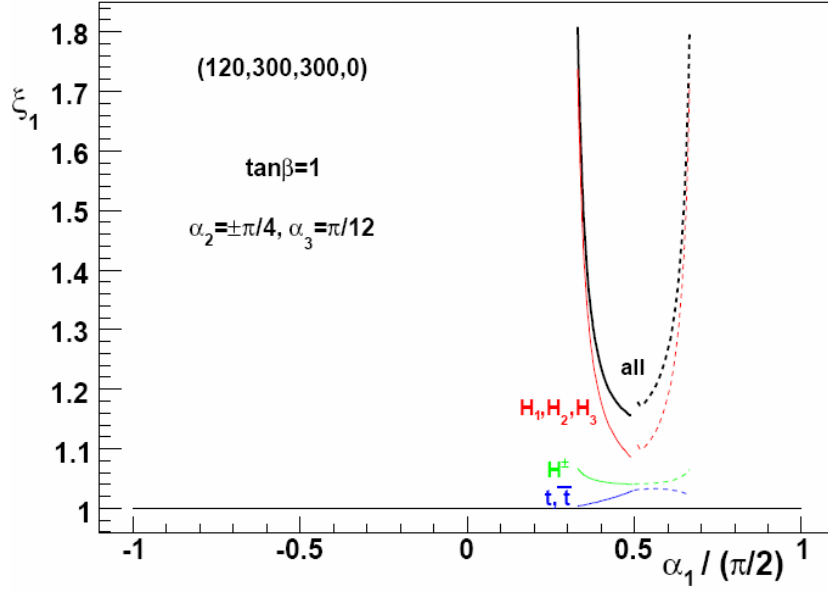
yazılabilir.

En düşük mertebedeki üçlü kuplajların iki Higgs dubletli modelin ayrıntılarına ne kadar bağlı olduğu daha önceki bölümlerde gösterilmişti. Modelin ayrıntılarına olan bu bağlılık aslında Higgs potansiyeline tek-halka mertebesinde düzeltme yapıldığında daha da artmaktadır. Üçlü kuplajlara halka mertebesindeki düzeltmeler modelin parametreleriyle çok kuvvetli bir şekilde değişebilmekte ve ayrıca Denklem 6.34-6.35’de kullanılan Q^2 (keyfi enerji) ölçeğine de oldukça bağlılık göstermektedir.

Şekil 6.8’de, Şekil 6.1’deki gibi α_2 ve α_3 ’ün sabit değerleri için tek-halka mertebesinde düzeltme yapılmış üçlü kuplaj oranı (λ_{111}) ve buna karşılık gelen ağaç-mertebesindeki kuplaj gösterilmektedir. Bu oran, kuplajların kendisi gibi α_1 ’e oldukça fazla bağlıdır.

Tek-halka mertebesinde kütlelere yapılan düzeltmelerle (Osland *et al.* 2008) karşılaştırıldığında, üçlü kuplajlara yapılan düzeltmeler nispeten çok daha büyüktür. Burada göze çarpan iki tane önemli nokta vardır: i) Tek-halka mertebesindeki katkıların büyük bölümü nötral-Higgs terimlerinden gelir (Denklem 6.34, Şekil 6.8’de “H₁, H₂, H₃” ile gösterilen kırmızı çizgiler). ii) Fiziksel olarak izinli bölgelerin sınırlarında (bu durumda α_1 ’de) düzeltmeler çok büyük değerlerde olabilir. α üzerinden ortalama alınırken dışarıda bırakılan ve düzeltmelerin çok büyük değerlere ulaştığı bu bölgeler ileride ayrıntılı olarak incelenecektir.

A Yaklaşımında, α değerleri üzerinden tarama yapıldığında, M_3 ’ün değerinin M_2 ’ninkine çok yaklaştığı bölgeler vardır. (Khater *et al.* 2003a) referansından da görülebilir ki, bu durum (ağaç mertebesinde); i) $\alpha_2 \rightarrow 0$ ii) $\tan \beta \rightarrow \cot \alpha_1$ veya iii) $\alpha_2 \rightarrow \pm\pi/2$ koşullarından biri gerçekleştiğinde ortaya çıkar.



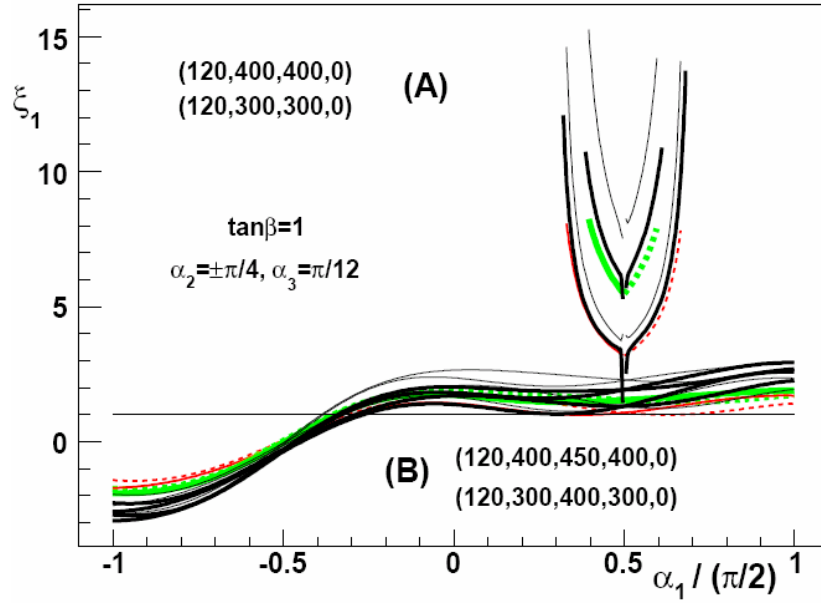
Şekil 6.8 A Yaklaşımında, üçlü kuplaj oranına (ξ_1) gelen katkıların α_1 ile değişimi Grafik, $\alpha_3 = \pi/12$ ve α_2 'nin iki farklı değeri için ($\pm\pi/4$) çizilmiştir. Higgs kütleleri ve parametreleri Şekil 6.1'de kullanılan değerlerle aynıdır. Ölçek parametresi $Q = 2M_1^{LO}$ ($M_1^{LO} = 120 \text{ GeV}$) dir. Toplam düzeltmeler grafiğin yukarısındaki kalın, siyah çizgilerle gösterilirken; nötral, yüklü Higgs bozonlarından ve üst kuarktan gelen kısmi katkılar ise ince, kırmızı, yeşil ve mavi çizgilerle temsil edilirler.

(ii) koşulu, $\tan\beta = 1$ ve $\alpha_1 = \pi/4$ olduğunda sağlanır. Bu bölgede üçlü kuplaj, çok büyük değerler alma eğilimi gösterir. Burasının, yapılan yaklaşımın bozulduğu bir parametre uzayı bölgesi olduğu açıktır. Ek 3'deki gösterimde (Denklem 3.11) görüldüğü gibi, s_1 ve s_2 'nin kompleks fazları arasındaki fark $2\pi/3$ olduğunda iki kök de aynı olur ($M_3 \rightarrow M_2$). Böyle bir nokta civarında s_1 ve s_2 'nin a ve b 'ye göre türevleri (özellikle de ikinci ve üçüncü mertebedeki türevleri) çok büyük değerlere sahip olma eğilimi gösterirler. Bu noktalar grafiklerden kaldırılmış ve α üzerinden tarama yapılırken,

$$\min\{(M_3^{LO} - M_2^{LO}), (M_3 - M_2)\} > 5 \text{ GeV} \quad (6.37)$$

şeklinde bir şart konulmuştur.

Kütlelere yapılan tek-halka mertebesindeki düzeltmelerde olduğu gibi (Osland *et al.* 2008) üçlü kuplajlar, etkin potansiyel aracılığıyla hesaplamalara giren ölçek parametrelerine kuvvetli bir bağlılık gösterirler. Buradaki ölçek parametreleri, MSSM'e etkin potansiyel yaklaşımında süpereslerin kütle ölçeklerinin oynadığı role benzer bir rol oynarlar.



Şekil 6.9 Üçlü kuplaj oranının (ξ_1) α_1 'e göre değişimi

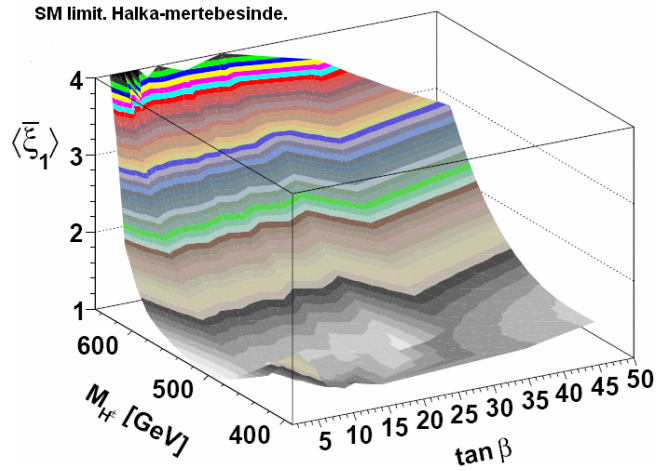
Renkli çizgiler ağaç-mertebesindeki sonuçları temsil etmekte, (Şekil 6.1'deki renk kodları ve parametrelerin aynısı kullanılmıştır) siyah çizgiler ise halka-mertebesinde düzeltilmiş sonuçları göstermektedir (ince çizgiler: $Q = 2M_1^{LO}$, kalın çizgiler: $Q = 500$ GeV).

Şekil 6.9'da hem A Yaklaşımında hem de B Yaklaşımında, tek-halka mertebesinde düzeltme yapılmış üçlü kuplajlar gösterilmektedir. Her bir yaklaşımda iki farklı Higgs kütle değeri kullanılmıştır (Şekil 6.1'deki gibi). Burada, tek-halka mertebesindeki düzeltmenin Q ölçeğine nasıl bağlı olduğu gösterilmektedir. Bu amaçla Q 'nun iki farklı değeri göz önüne alınmıştır: $Q = 2M_1^{LO}$ ve $Q = 500$ GeV. Şekil 6.8'de olduğu gibi, A Yaklaşımında izinli parametre uzayı sınırlarında ($\alpha_1 = \pi/4$ civarında), kuplajlar büyük değerler alma eğilimi göstermektedir (Bir önceki bölümde $M_3 \rightarrow M_2$ durumundaki bu düzensiz davranış tartışılmıştı).

Ölçek bağımlılığı oldukça karmaşıktır; fakat, düşük değerli ölçeğin ($Q = 2M_1^{LO}$) daha büyük düzeltme verme eğilimi vardır. Bu durum, şeklin üst tarafında (A Yaklaşımında çizilmiş kısım için) açıkça görülmektedir. B Yaklaşımında ise, her bir eğri ayrı ayrı tanımlanamamaktadır. Bir diğer önemli nokta ise; her iki yaklaşımda da ölçeğin seçimiyle ilgili önemli derecede belirsizlik olduğudur.

6.4.1 Decoupling

Decoupling; üçlü Higgs kuplajları bağlamında, hafif Higgs bozonlarının öz-kuplajlarının, Standart Modelde olduğu gibi, kütlesi cinsinden ifade edilebileceğini ima eder. Bu durumun MSSM için geçerli olması, kütlelere tek-halka mertebesinde düzeltme yapılmasıyla mümkündür (Hollik *et al.* 2002, Dobado *et al.* 2002).



Şekil 6.10 $\langle \bar{\xi}_1 \rangle$ üçlü kuplaj oranı (Denklem 6.38’de tanımlanan)

A Yaklaşımında farklı nicelikler için: $M_1^{LO} = 120$ GeV, $M_2^{LO} = \mu = 500$ GeV ve $Q = 2M_1^{LO}$. $\langle \bar{\xi}_1 \rangle \approx 1$ oranı, $M_2 = \mu \sim M_{H^\pm}$ için yaklaşık decouplingi gösterir.

2HDM’de decouplingi tartışabilmek için; öncelikle referans olarak, Denklem 6.22 ile birlikte ağaç-mertebesindeki sınırlama (Denklem 6.11) kullanılıp, Standart-Model-

benzeri bir limitin tanımlanması gerekmektedir. Bu limitin SM-benzeri doğası, eğer halka-mertebesindeki düzeltmelerde (Denklem 6.31) sadece en hafif nötral Higgs bozonunun (H_1) ve üst kuarkın katkıları göz önünde bulundurulursa, halka mertebesine genişletilebilir. Bu çerçevede, oranlar, Denklem 6.21'dekine benzer şekilde,

$$\langle \bar{\xi}_1 \rangle = \frac{\langle \lambda_{111}^{full} \rangle}{\langle \lambda_{111}^{SM} \rangle}, \quad (6.38)$$

şeklinde tanımlanarak, decoupling incelenebilir; burada şunlar söz konusudur:

- λ_{111}^{SM} , SM'deki durumda olduğu gibi, sadece $t\bar{t}$ ve H_1 'den kaynaklanan halka-mertebesindeki düzeltmeleri içerir.
- λ_{111}^{full} , iki Higgs dubletli modeldeki Higgs kuplajına gelen bütün tek-halka mertebesindeki düzeltmeleri içerir (yani H_2, H_3 ve H^\pm 'den gelen düzeltmeleri de içerir).
- α_2 ve α_3 üzerindeki ortalamalar, $\alpha_0 = 0.025 \times \pi/2$ olmak üzere, Denklem 6.22 ile sınırlandırılırken α_1 üzerinde ise bir sınırlandırma yoktur.

Burada şuna dikkat edilmelidir ki; 2HDM ile MSSM arasında bir karşılaştırma (karşıgelim) söz konusu değildir. Çünkü bu durum söz konusu olduğunda $\alpha_1 \approx \beta$ şartını da gerektirir.

Eğer buradaki oran (Denklem 6.38) bir çıksaydı, bu durum decoupling için bir sinyal olabilirdi: Ağır Higgs bozonları, en hafif Higgs bozonunun kendisiyle olan kuplajını etkilemez. Şekil 6.10'da bu oran, M_2^{LO} ve μ 'nün oldukça yüksek değerleri için gösterilmiştir, $M_2^{LO} = \mu = 500$ GeV. Bütün parametreler Bölüm 6.2'de tartışılan genel sınırlamalara uymaktadır. $M_{H^\pm} \sim M_2$ için Denklem 6.38'deki oran bire oldukça yakındır, fakat M_{H^\pm} 'nin daha büyük değerleri için bu oran yüksek değerlere ulaşır.

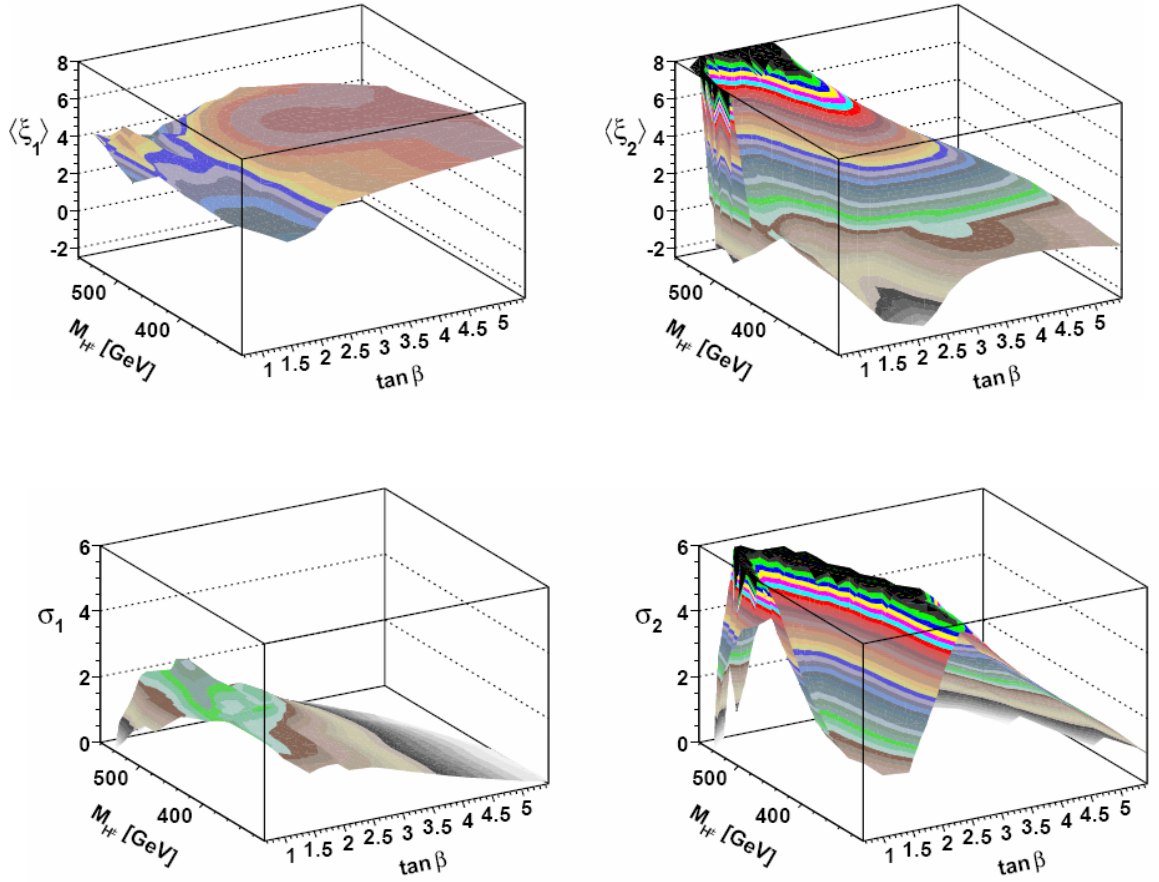
$\langle \bar{\xi}_1 \rangle \leq 1.20$ olduğu bölgede $M_3 - M_2 < O(40)$ GeV dir. Böylece parametre uzayının bu

bölgesinde decoupling, halka-mertebesinde yaklaşık %10–20 lere kadar sağlanmış olur. Modelin hâlâ tutarlı olduğu M_{H^\pm} 'nın büyük değerlerinde ise decoupling kuvvetli bir şekilde bozular. Şekil 6.10'da verilen sonuçlar, α_0 'ın $0.025 \times \pi/2$ 'den $0.05 \times \pi/2$ 'ye değişimi altında oldukça kararlılırlar. Fakat sonuçlar, tek-halka mertebesindeki potansiyeli hesaplamak için kullanılan ölçeğin seçimine bağlıdır. Örneğin; $Q = 500$ GeV için $\langle \bar{\xi}_1 \rangle$, birden oldukça farklı bir değer verir. Bu, belki de beklentilerin tersinedir; çünkü bu durumda $\log\left(\frac{M_2^{LO}}{Q}\right)$ 'nın değeri sıfırdır. Fakat yine de şunları hatırlamakta yarar var: i) tek-halka mertebesindeki potansiyel logaritmik olmayan terimler de içermekte ve ii) tek-halka mertebesindeki potansiyel minimum olma şartlarını değiştirir; yani onun katkısı ağaç mertebesindeki potansiyelin m_{11}^2 ve m_{22}^2 yumuşak parametrelerinin değerlerini kaydırır.

MSSM'in tersine, 2HDM'de decoupling tam olamaz. Bunun nedeni açıktır; çünkü ihmal edilmek istenen ağır alanların tamamı bozoniktir ve bundan dolayı hepsi potansiyele aynı işaretli katkıda bulunur. Bunun yanı sıra Q (ölçek), logaritmik terimleri yok edecek şekilde seçilse bile, hâlâ geriye logaritmik olmayan terimler kalabilmektedir.

6.4.2 Genel durum

Yukarıdaki incelemelerden sonra, artık Bölüm 6.2'de ağaç-mertebesi için yapıldığı gibi α 'nın, modelin teorik ve deneysel sınırlamalarıyla uyumlu, tüm bölgeleri üzerinden tarama yapıp ortalama alınabilir.

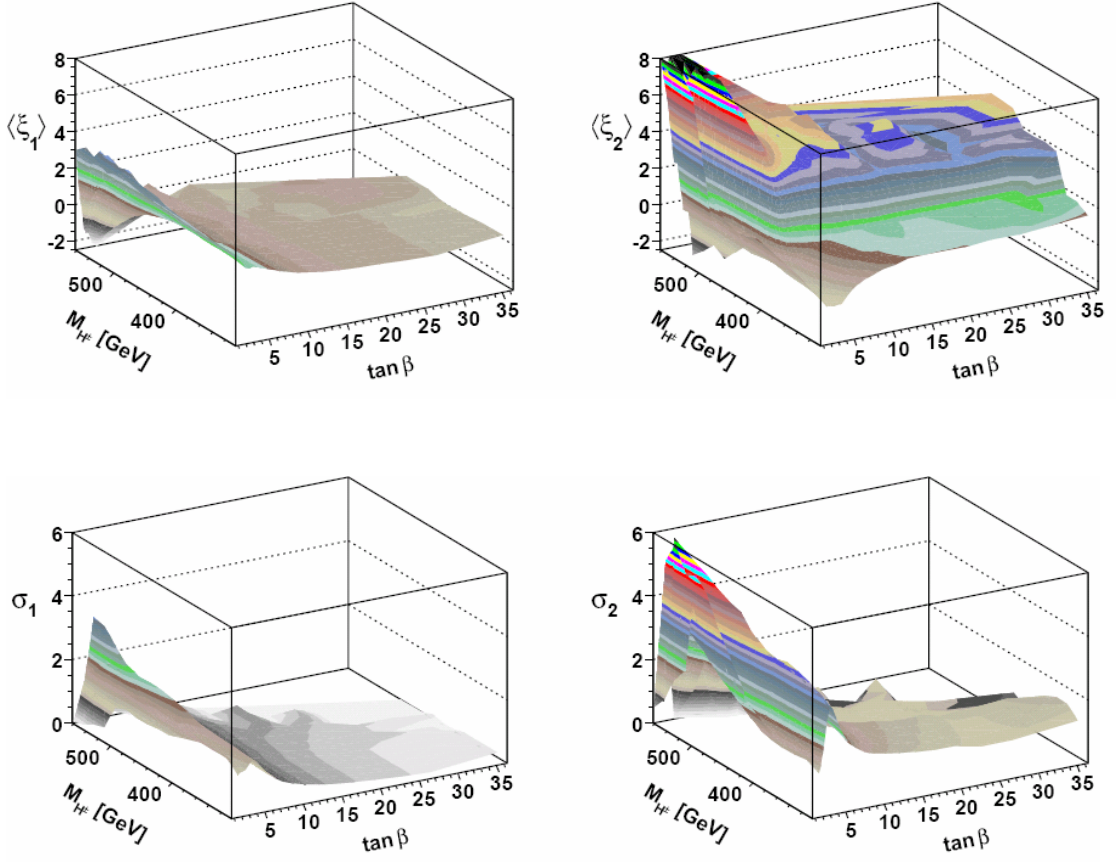


Şekil 6.11 A Yaklaşımında, halka-mertebesinde ξ_1 ve ξ_2 üçlü kuplaj oranları ve varyansları (σ_1 ve σ_2)

$$M_1^{LO} = 120 \text{ GeV}, M_2^{LO} = 300 \text{ GeV}, \mu = 0 \text{ ve } Q = 2M_1^{LO} \text{ dir.}$$

Şekil 6.11 ve Şekil 6.12; A Yaklaşımında, $M_1^{LO} = 120 \text{ GeV}$, $Q = 2M_1^{LO}$, $\mu = 0$ (Şekil 6.11) ve $\mu = 200 \text{ GeV}$ (Şekil 6.12) değerleri için çizilmiştir. Üstteki grafiklerde $\langle \xi_1 \rangle$ ve $\langle \xi_2 \rangle$ kuplaj oranları gösterilirken alttaki grafiklerde ξ_1 ve ξ_2 'nin α parametre uzayı üzerindeki ortalamaları ile ilgili varyanslar verilmiştir.

Şekillerde incelenen iki ayrı durum arasındaki en önemli fark $\tan \beta$ 'nin değer aralığıdır. Daha önce de tartışıldığı gibi μ 'nün küçük değerlerinde $\tan \beta$ 'nin yüksek değerler alması modelin üniterliğini bozduğu için bu bölgeler incelemenin dışında tutulur (Şekil 6.11).



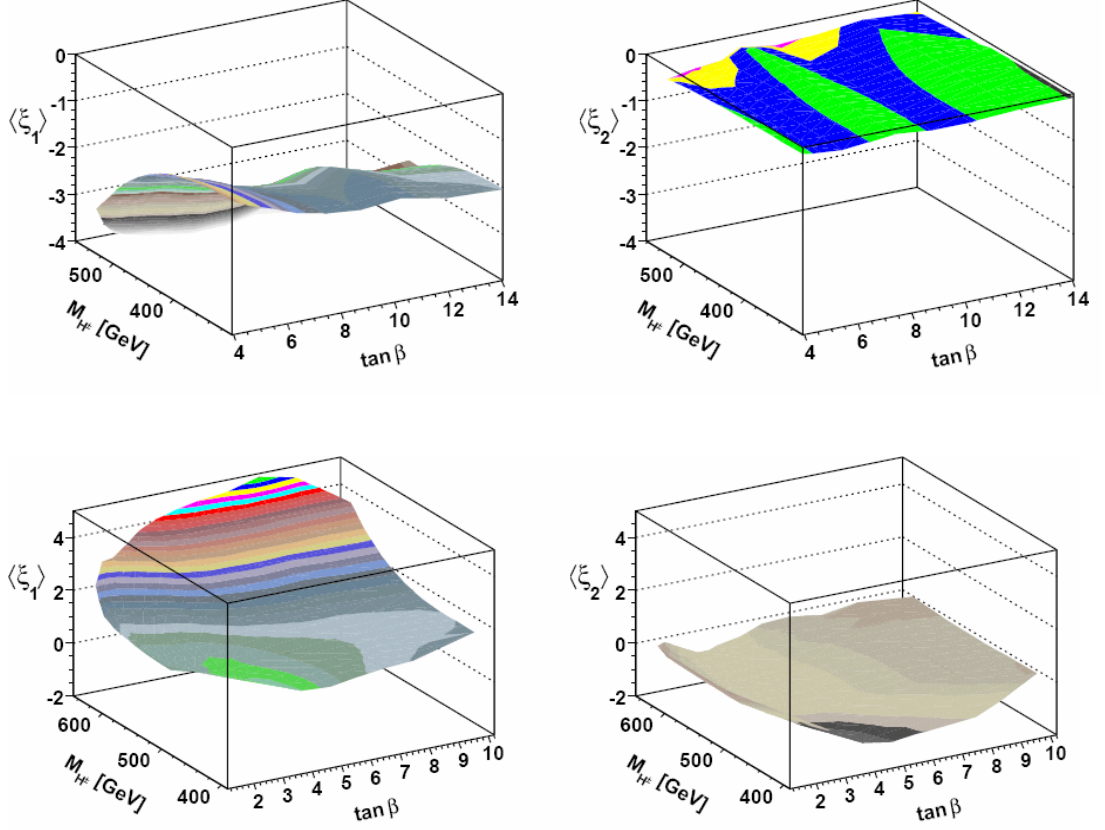
Şekil 6.12 A Yaklaşımında, halka-mertebesinde ξ_1 ve ξ_2 üçlü kuplaj oranları ve varyansları (σ_1 ve σ_2)

$$M_1^{LO} = 120 \text{ GeV}, M_2^{LO} = 300 \text{ GeV}, \mu = 200 \text{ GeV} \text{ ve } Q = 2M_1^{LO} \text{ dır.}$$

Şekil 6.11 ve Şekil 6.12'nin üst sırasındaki grafiklerle, bunlara karşı gelen ağaç-mertebesindeki grafikler (Şekil 6.3'ün üst sırasında verilen grafiklerle) karşılaştırıldıklarında şu sonuçlara varılır: i) $\tan \beta - M_{H^\pm}$ düzlemindeki grafiğin genel görünümü benzerdir, ii) Şekil 6.9'da α_2 ve α_3 sabit tutularak elde edilen sonuçlara benzer şekilde, halka-mertebesinde düzeltme almış kuplajlar biraz daha büyüktür.

Bu şekillerde gösterilen üçlü kuplajlar tabii ki fiziksel değildir. Bunlar, kütle matrisini köşegenleştiren karışım matrisinin (R) açıları üzerinden ortalama alınarak

elde edilen “tipik değerler” dir. Yukarıda tartışıldığı gibi, α parametre uzayı üzerindeki varyasyon hayli büyük olabilir (Şekillerin alt sırasındaki grafiklerde verildiği gibi).



Şekil 6.13 A Yaklaşımında, halka-mertebesinde ξ_1 ve ξ_2 üçlü kuplaj oranları $\mu = 500$ GeV, $M_1^{LO} = 120$ GeV dir. Üstteki grafiklerde $M_2^{LO} = 300$ GeV, alttaki grafiklerde ise $M_2^{LO} = 500$ GeV dir.

Daha ayrıntılı bir karşılaştırma gösterir ki; halka düzeltmeleri $\tan \beta$ 'nın düşük değerleri için çok önemlidir. Bu durum, özellikle varyansı da çok büyük olan $\langle \xi_2 \rangle$ için söz konusudur. Yukarıda da bahsedilen kötü-tanımlı $M_3 \rightarrow M_2$ ($\alpha_2 \rightarrow 0$) limiti bu duruma kısmen neden olmaktadır (Aslında, M_{H^\pm} 'nın büyük değerlerinde $\langle \xi_2 \rangle$ grafiği tepede kesilmektedir).

Üçlü kuplajlarla, ağaç-mertebesindeki potansiyelin kuartik kuplajlar (λ_i) veya onların ortalamaları ($\langle \lambda_i \rangle$) arasındaki korelasyon çok basit değildir fakat birtakım gözlemler yapılabilir. Şekil 6.11’de, ($\mu = 0$ için) $\tan \beta$ ’nin küçük değerlerinde meydana gelen artış, $\langle \lambda_2 \rangle$ ’de karşı gelen artışla ilişkilendirilebilir. $\langle \lambda_1 \rangle$ ise $\tan \beta$ ’nin yüksek değerlerinde büyük değerlere sahip olur.

$\langle \xi_1 \rangle$ ile temsil edilen $H_1 H_1 H_1$ kuplajı $\mu = 0$ için, modelin tutarlı olduğu, bütün $\tan \beta$ ve M_{H^\pm} değerlerinde oldukça büyük değerlere sahip olur. $\mu = 200$ GeV için ise, $\tan \beta$ ’nin büyük değerlerinde sıfıra düşer.

Son olarak; Şekil 6.13’de, yumuşak kütle parametresinin biraz yüksek değeri ($\mu = 500$ GeV) için kuplajların davranışları incelenmektedir. Burada $\langle \xi_1 \rangle$ ve $\langle \xi_2 \rangle$ ortalamaları M_2^{LO} ’nın iki farklı değeri yani 300 GeV ve 500 GeV için verilmiştir. Şekil 6.11 ve Şekil 6.12’deki grafiklerle karşılaştırıldığında, verilen bu son grafikler ($\mu = 500$ GeV için) daha düzgündür ve büyüklük olarak da biraz daha farklıdır.

7. MİNİMAL SÜPERSİMETRİK STANDART MODELDE KOZMOLOJİK SINIRLAMALAR ALTINDA SKUARK BOZUNUMLARI

7.1 Giriş

Bölüm 5’de ayrıntılı olarak incelenmiş olan Süpersimetri, Standart modelin (SM) genişletilmesiyle oluşturulan modellerin en çekici ve en iyi işleyenlerinden biridir. SUSY, parçacıklara kütle kazandıran ilginç bir Higgs mekanizması sağlamakta, aynı zamanda bu model ile hem hiyerarşi problemi çözülebilmekte hem de radyatif düzeltmelere karşın Higgs bozonunun kütlesi kararlı hale gelmektedir. Süpersimetri yumuşak şekilde bozulduğunda, süpereşler 1 TeV’i aşmayan kütlelere sahip olmaktadır. Bu yeni parçacıklar LHC’nin inceleme bölgesine düştüğünden, standart olmayan Higgs kesiminin her yönden kapsamlı olarak incelenmesi gerekmektedir (Haber *et al.* 1985).

Standart Model’in süpersimetrik genişletilmesi (MSSM), SM’in Kobayashi-Maskawa fazının ötesinde ekstra CP-bozulum kaynakları ortaya koyan, minimal olmayan bir Higgs kesimi içerir (Demir 1999). Bu CP bozucu fazların çokluğu B (D ve K mezonlar için de geçerli) mezonlarının bozulmalarını ve karışımlarını da etkiler. BABAR, Tevatron, KEK’de şimdi yapılan ve LHC’de de başlayacak olan deneylerle değişik bozulma kanallarının, CP-bozulunun süpersimetrik kaynakları açısından incelenmesi hedef alınmaktadır.

Özellikle $B \rightarrow X_s \gamma$ ’nin bozulum oranı ve CP-asimetrisi, CP bozulumlu düşük-enerji süpersimetrinin test edilmesi için iyi bir zemin oluşturur (Demir *et al.* 2002). Bu ekstra CP-bozucu kaynaklar, evrenin kozmolojik baryon asimetrisinin açıklanabilmesi için önem teşkil etmektedirler. Bunun yanında, en hafif süper parçacık, yani en hafif nötrino $\tilde{\chi}_1^0$, evrendeki soğuk karanlık madde için mükemmel bir aday olabilir.

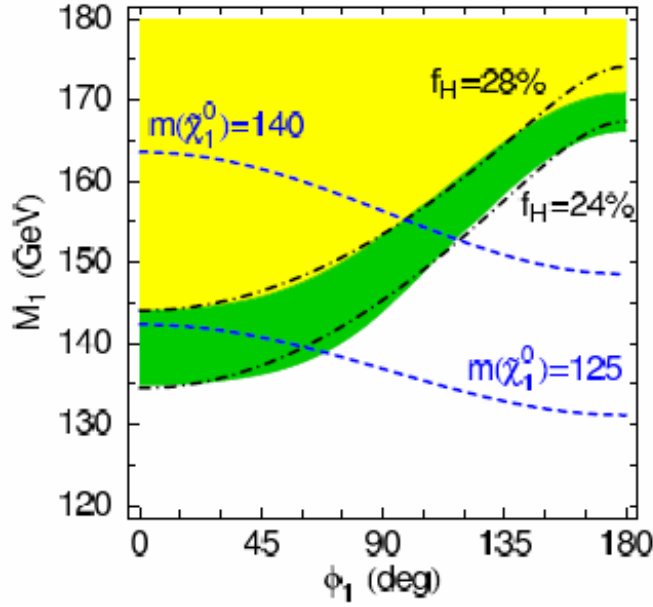
Doğada tam bir süpersimetri olsaydı, bütün skaler parçacıklar SM’de bulunan eşleriyle aynı kütleyle sahip olurlardı. Süpereşlerin hiçbirisi keşfedilemediği için süpersimetri

bozulmak zorundadır. Fakat hiyerarşi problemine getirilen çözümün geçerliliğinin sağlanabilmesi için süpersimetri yumuşak şekilde bozulmalıdır. Bu durum, bilinen parçacıklarla süpereşlerinin kütleleri arasında büyükçe bir fark yaratır. Yani süpereşlerin kütlelerinin 1 TeV civarında olmasına neden olur.

Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) tarafından yapılan hassas ölçümlerde soğuk karanlık maddenin kalıntı yoğunluğu 2σ seviyesinde, yani $0.0945 < \Omega_{CDM} h^2 < 0.1287$ olarak sınırlanabilmektedir (Spergel *et al.* 2003). Bu kozmolojik sınırlama ışığı altında, CP fazlarının da varlığı göz önünde tutularak, kapsamlı bir nötralino kalıntı yoğunluğu analizi Bélanger ve grubu tarafından yapılmıştır (Bélanger *et al.* 2006).

SUSY parametreleri kompleks alınarak, üçüncü aile skaler kuarkların (skuark) bozunum analizi Bartl ve grubu tarafından yapılmıştır (Bartl *et al.* 2004). Bu bölümde skaler kuarkların fermiyonik iki-cisim bozunumları, WMAP'ın getirdiği kozmolojik sınırlamalar da göz önünde bulundurularak, sayısal olarak incelenmektedir (Aydin *et al.* 2007). Yani M_1 ve onun fazı $\varphi_{U(1)}$ 'in skuarkların bozunum genişlikleri üzerindeki etkisi araştırılacaktır. μ , M_1 , M_2 ve A_f SUSY parametreleri genelde komplekstir; ama bu çalışmadaki sayısal hesaplamalarda μ , M_2 , A_t ve A_b reel alınmıştır. M_1 ve onun fazı $\varphi_{U(1)}$ için ise (Bélanger *et al.* 2006) referansında verilen, WMAP-izinli bantlar üzerine düşen değerler kullanılmıştır. Bu bantlar ayrıca Elektrik Dipol Momenti (EDM) sınırlamalarını da sağlamaktadır. Elektron, nötron, ^{299}Hg ve ^{205}Tl atomlarının EDM'leri üzerindeki deneysel üst sınırlar, SUSY-CP fazlarının büyüklükleri üzerine sınırlamalar getirebilmektedir (Ellis *et al.* 1982, Barger *et al.* 2001). Fakat bu sınırlamalar yine de model bağımlıdır. Yani EDM değerlerinin sınırlandırılması için, SUSY-CP fazlarının küçük olması gerekmez. Örneğin MSSM'de değişik katkıların birbirilerini yok ettiği bir durum göz önüne alındığında (İbrahim *et al.* 1998, Abel S *et al.* 2001), μ 'nün fazı $|\varphi_\mu| < \pi/10$ şeklinde bir sınırlama alırken, M_1 ve A_f 'nin fazları üzerine hiçbir sınırlama gelmez. Bunlara ek olarak, M_2 parametresi,

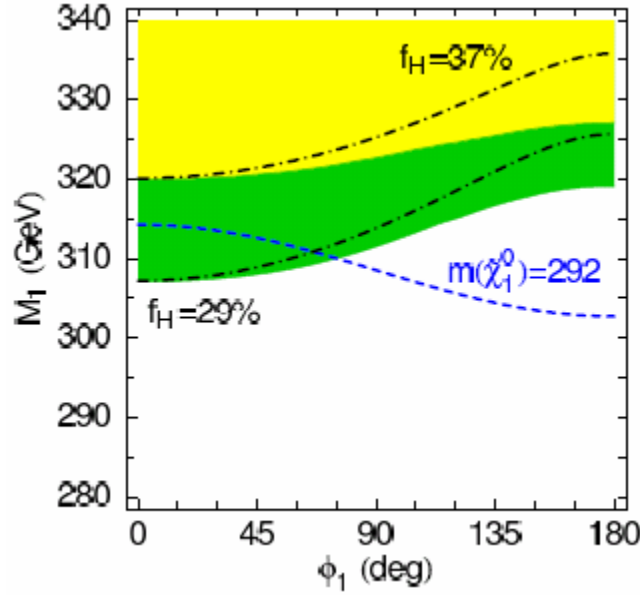
$M_2 = (3/5) |M_1| (\tan \theta_w)^{-2}$ bağıntısından hesaplanmıştır (Bu bağıntı, MSSM'in elektrozayıf kesimindeki gaugino kütle birleşmesi olduğu varsayıldığında türetilebilir).



Şekil 7.1 $\mu=200$ GeV için 2σ WMAP izinli bant değerleri (yeşil bölge) Bélanger *et al.* 2006

Sayısal hesaplarda bütün φ fazları için bir tane sabit M_1 değeri kullanmak yerine $M_1 - \varphi$ düzlemindeki WMAP-izinli bant değerlerini kullanmak çok önemlidir; çünkü, örneğin $\mu = 200$ GeV için, izinli bant üzerinde $\varphi = 0$ 'da M_1 140 GeV değerini alırken monoton olarak artıp $\varphi = \pi$ 'da 165 GeV değerine ulaşır (Şekil 7.1). (Bélanger *et al.* 2006) referansında, WMAP-izinli bant grafiklerinden bir tanesi $\mu = 200$ GeV için çizilmişken (Şekil 7.1), diğeri $\mu = 350$ GeV için çizilmiştir (Şekil 7.2). Her iki grafik için diğer parametreler, $\tan \beta = 10$, $m_{H^+} = 1$ TeV, $A_f = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_f} = 0$ olarak alınmıştır. Skuarklar için jenerik kütle değerleri olarak, $m_{\tilde{q}_2} = 1000$ GeV ve $m_{\tilde{q}_1} = 750$ GeV olarak seçilmiştir ($q = u, d, c, s, t, b$). (Selbuz *et al.* 2007) çalışmasında daha makul skuark kütle değerleri seçilmiştir. İleriki bölümlerde bundan

bahsedilecektir. Skuark kütleleri olarak, 1 TeV civarındaki farklı değerleri almak ne faz bağımlılığını ne de bozunum genişliklerini etkiler.



Şekil 7.2 $\mu=350$ GeV için 2σ WMAP izinli bant değerleri (yeşil bölge) Bélanger *et al.* 2006

Gelen kesimde, öncelikle skuarklara ait iki-cisim bozunum genişliğinin hesaplanabilmesi için gerekli formüller verilip, kozmolojik sınırlamalar ışığı altında M_1 ve onun fazı $\varphi_{U(1)}$ 'in skuarkların bozunum genişliği üzerindeki etkisi araştırılacaktır. Bir sonraki kesimde ilk iki aile skuarklar ile üçüncü aile skuarkların bozunum genişliğinin bu ekstra CP bozulmuş kaynağına ($\varphi_{U(1)}$) bağıllığı incelenerek bir karşılaştırma yapılacaktır. Daha sonraki kesimde ise üçüncü aile skuarkları için daha makul kütle değerleri seçilip $\varphi_{U(1)}$ fazının bozunum genişlikleri üzerindeki etkisi incelenecektir.

7.2 Skuark Kütleleri, Karışım ve İki-Cisim Bozunum Genişlikleri

Bu bölümde skuarklara ait kütle ve karışım ifadelerine değinilecek ardından da skuarkların fermiyonik bozunumlarına ait bozunum genişlikleri verilecektir.

7.2.1 Skuark sektöründeki kütleler ve karışım

Sol ve sağ helisiteli SM fermiyonlarının süpereşleri sol ve sağ skaler fermiyonlar (sfermiyonlar) dır. Üst skaler kuark (stop) ve alt skaler kuark (sbottom) durumlarında sol ve sağ durumlar genellikle karışım halindedirler. Bundan dolayı Lagranjiyenin sfermiyon kütle terimleri, $(\tilde{q}_L, \tilde{q}_R)$ bazında şöyle tanımlanırlar (Ellis *et al.* 1983, Gunion *et al.* 1986):

$$L_M^{\tilde{q}} = -(\tilde{q}_L^\dagger, \tilde{q}_R^\dagger) \begin{pmatrix} M_{LL}^2 & M_{LR}^2 \\ M_{RL}^2 & M_{RR}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{q}_L \\ \tilde{q}_R \end{pmatrix}, \quad (7.1)$$

Burada,

$$M_{LL}^2 = M_{\tilde{Q}}^2 + (I_{3L}^q - e_q \sin^2 \theta_W) \cos(2\beta) m_z^2 + m_q^2 \quad (7.2)$$

$$M_{RR}^2 = M_{\tilde{Q}'}^2 + e_q \sin^2 \theta_W \cos(2\beta) m_z^2 + m_q^2 \quad (7.3)$$

$$M_{RL}^2 = (M_{LR}^2)^* = m_q (A_q - \mu^* (\tan \beta)^{-2I_{3L}^q}) \quad (7.4)$$

dir. m_q, e_q, I_{3L}^q sırasıyla kuarkların ($q = u, d, c, s, t, b$) kütle, elektrik yükü ve zayıf izospinidir, θ_W ise zayıf karışım açısıdır. $\tan \beta = v_2 / v_1$, Higgs alanlarının ($H_i^0, i=1,2$) vakum beklenen değerlerinin oranıdır. Denklem (7.2-7.4)'de kullanılan skuark ailelerinin üst (alt) bileşenlerine ait yumuşak bozucu parametreler, yani $M_{\tilde{Q}}, M_{\tilde{Q}'} = M_{\tilde{U}}(M_{\tilde{D}})$, ve A_q parametreleri şu bağıntılar yardımıyla hesaplanır:

$$M_{\tilde{Q}}^2 = \frac{1}{2} (m_{\tilde{q}_1}^2 + m_{\tilde{q}_2}^2 \pm \sqrt{(m_{\tilde{q}_2}^2 - m_{\tilde{q}_1}^2)^2 - 4m_q^2 |A_q - \mu^* \cot \beta|^2}) - (\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W) \cos(2\beta) m_z^2 - m_q^2, \quad (7.5)$$

$$M_{\tilde{U}}^2 = \frac{1}{2}(m_{\tilde{q}_1}^2 + m_{\tilde{q}_2}^2 \mp \sqrt{(m_{\tilde{q}_2}^2 - m_{\tilde{q}_1}^2)^2 - 4m_q^2 |A_q - \mu^* \cot \beta|^2}) - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \cos(2\beta) m_z^2 - m_q^2, \quad (7.6)$$

$$M_{\tilde{D}}^2 = \frac{1}{2}(m_{\tilde{q}_1}^2 + m_{\tilde{q}_2}^2 \mp \sqrt{(m_{\tilde{q}_2}^2 - m_{\tilde{q}_1}^2)^2 - 4m_q^2 |A_q - \mu^* \cot \beta|^2}) + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \cos(2\beta) m_z^2 - m_q^2. \quad (7.7)$$

Skuark kütle öz durumları olan \tilde{q}_1 ve \tilde{q}_2 'ler, \tilde{q} -karışım matrisi kullanılarak zayıf durumlardan (\tilde{q}_L ve \tilde{q}_R) kurulabilir. \tilde{q} -karışım matrisi,

$$R^{\tilde{q}} = \begin{pmatrix} e^{i\varphi_{\tilde{q}}} \cos \theta_{\tilde{q}} & \sin \theta_{\tilde{q}} \\ -\sin \theta_{\tilde{q}} & e^{-i\varphi_{\tilde{q}}} \cos \theta_{\tilde{q}} \end{pmatrix} \quad (7.8)$$

şeklindedir. Burada,

$$\varphi_{\tilde{q}} = \arg[M_{RL}^2] = \arg[A_q - \mu^* (\tan \beta)^{-2I_{3L}^q}], \quad (7.9)$$

ve

$$\cos \theta_{\tilde{q}} = \frac{-|M_{LR}^2|}{\sqrt{|M_{LR}^2|^2 + (m_{\tilde{q}_1}^2 - M_{LL}^2)^2}}, \quad \sin \theta_{\tilde{q}} = \frac{M_{LL}^2 - m_{\tilde{q}_1}^2}{\sqrt{|M_{LR}^2|^2 + (m_{\tilde{q}_1}^2 - M_{LL}^2)^2}} \quad (7.10)$$

dir. Denklem (7.1)'deki kütle matrisi köşegenleştirilerek skuark kütle özdeğerleri elde edilebilir:

$$m_{\tilde{q}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2}(M_{LL}^2 + M_{RR}^2 \pm \sqrt{(M_{LL}^2 - M_{RR}^2)^2 + 4|M_{LR}^2|^2}) \quad m_{\tilde{q}_1} < m_{\tilde{q}_2}. \quad (7.11)$$

“Sol-sağ karışımı” ifadesi birinci ve ikinci aileler için bir anlam teşkil etmemektedir. Yani $\tilde{q}_1 \approx \tilde{q}_R$ ve $\tilde{q}_2 \approx -\tilde{q}_L$ ($q = u, d, c, s$) dir.

Çeşni karışımıyla ilgili olarak; örneğin birinci ve üçüncü skuark aileleri arasındaki karışım olasılığının varlığı hakkında yorum yapılabilir. Bu durumda Denklem 7.1’deki sfermiyon kütle matrisi, $(\tilde{c}_L, \tilde{c}_R, \tilde{t}_L, \tilde{t}_R)$ bazında 4x4’lük bir matris olur. Bu zayıf durumlardan skuark kütle matrisi, $(\tilde{c}_L, \tilde{c}_R, \tilde{t}_1, \tilde{t}_2)$, elde edilir ve bunların bozunumlarının analizi bu metindeki süreç kullanılarak yapılabilir. Çeşni bozulum etkilerinin işin içine katılması, B, D ve K fiziği ile çarpıştırıcılardaki direkt sparçacık araştırmaları arasında bir korelasyonu gerektirir. Ayrıca gösterilmiştir ki; yüksek derecede süpersimetrik çeşni bozulumu olması durumunda, LHC’deki Higgs fenomenolojisi bile bunların nadir bozulumlarıyla korele olmaktadır (Hagelin *et al.* 1994, Demir 2003, Foster *et al.* 2006). Bu çalışmada bu türden etkiler ihmal edilmiştir, fakat yine de şunu vurgulamakta yarar vardır; bu tür etkilerin işin içine dahil edilmesi, süpersimetriyi, skuarkların bozunum ürünleri vasıtasıyla bozan mekanizma hakkında önemli bilgiler verebilir.

7.2.2 Skuarkların fermiyonik bozunum genişlikleri

Kuark–skuark–chargino ve kuark-skuark- nötralino Lagranjiyenleri ilk olarak Haber ve Kane tarafından formüle edilmiştir, (Niles 1984, Haber *et al.* 1985, Gunion *et al.* 1986). Bu çalışmada, (Bartl *et al.* 2004) referansında verilen gösterim esas alınmıştır:

$$L_{q\tilde{q}\tilde{\chi}^+} = g\bar{u}(l_{ij}^{\tilde{d}}P_R + k_{ij}^{\tilde{d}}P_L)\tilde{\chi}_j^+\tilde{d}_i + g\bar{d}(l_{ij}^{\tilde{u}}P_R + k_{ij}^{\tilde{u}}P_L)\tilde{\chi}_j^{+c}\tilde{u}_i + h.c., \quad (7.12)$$

ve

$$L_{q\tilde{q}\tilde{\chi}^0} = g\bar{q}(a_{ik}^{\tilde{q}}P_R + b_{ik}^{\tilde{q}}P_L)\tilde{\chi}_k^0\tilde{q}_i + h.c.. \quad (7.13)$$

Burada $u(\tilde{u})$ yukarı-tip (s)kuarkları, $d(\tilde{d})$ ise aşağı-tip (s)kuarkları göstermektedir. Skuarkların, $\tilde{q}_i(\tilde{q}_i = \tilde{t}_i, \tilde{u}_i, \tilde{b}_i, \tilde{d}_i)$, chargino ve nötralinoya bozunumlarına ait kısmi bozunum genişlikleri sırasıyla (Bartl *et al.* 2004),

$$\Gamma(\tilde{q}_i \rightarrow q' + \tilde{\chi}_k^\pm) = \frac{g^2 \lambda^{1/2}(m_{\tilde{q}_i}^2, m_{q'}^2, m_{\tilde{\chi}_k^\pm}^2)}{16\pi m_{\tilde{q}_i}^3} \times \left[(|k_{ik}^{\tilde{q}}|^2 + |l_{ik}^{\tilde{q}}|^2)(m_{\tilde{q}_i}^2 - m_{q'}^2 - m_{\tilde{\chi}_k^\pm}^2) - 4 \operatorname{Re}(k_{ik}^{\tilde{q}*} l_{ik}^{\tilde{q}}) m_{q'} m_{\tilde{\chi}_k^\pm} \right], \quad (7.14)$$

ve

$$\Gamma(\tilde{q}_i \rightarrow q + \tilde{\chi}_k^0) = \frac{g^2 \lambda^{1/2}(m_{\tilde{q}_i}^2, m_q^2, m_{\tilde{\chi}_k^0}^2)}{16\pi m_{\tilde{q}_i}^3} \times \left[(|a_{ik}^{\tilde{q}}|^2 + |b_{ik}^{\tilde{q}}|^2)(m_{\tilde{q}_i}^2 - m_q^2 - m_{\tilde{\chi}_k^0}^2) - 4 \operatorname{Re}(a_{ik}^{\tilde{q}*} b_{ik}^{\tilde{q}}) m_q m_{\tilde{\chi}_k^0} \right] \quad (7.15)$$

dir. Burada λ , $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy + xz + yz)$ bağıntısıyla hesaplanır. Yukarı-tip skuarklar $(\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t})$ için $l_{ik}^{\tilde{q}}, k_{ik}^{\tilde{q}}$ parametrelerinin açık ifadeleri,

$$l_{ik}^{\tilde{q}} = -R_{i1}^{\tilde{q}*} V_{k1} + Y_U R_{i2}^{\tilde{q}*} V_{k2}, \quad k_{ik}^{\tilde{q}} = R_{i1}^{\tilde{q}*} Y_D U_{k2}^* \quad (7.16)$$

dir. Aşağı-tip skuarklar $(\tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b})$ için ise,

$$l_{ik}^{\tilde{q}} = -R_{i1}^{\tilde{q}*} U_{k1} + Y_D R_{i2}^{\tilde{q}*} U_{k2}, \quad k_{ik}^{\tilde{q}} = R_{i1}^{\tilde{q}*} Y_U V_{k2}^* \quad (7.17)$$

dir. U_{ij} ve V_{ij} , 2x2 lik chargino karışım matrisi elemanlarıdır(Ek 4). Burada, $U = u, c, t$ ve $D = d, s, b$ dir. Y_U ve Y_D ise Yukawa kuplajlarıdır. $a_{ik}^{\tilde{q}}, b_{ik}^{\tilde{q}}$ parametrelerinin açık ifadeleri,

$$a_{ik}^{\tilde{q}} = \sum_{n=1}^2 (R_{in}^{\tilde{q}})^* A_{kn}^q, \quad b_{ik}^{\tilde{q}} = \sum_{n=1}^2 (R_{in}^{\tilde{q}})^* B_{kn}^q \quad (7.18)$$

şeklindedir. Burada,

$$A_k^q = \begin{pmatrix} f_{Lk}^q \\ h_{Rk}^q \end{pmatrix}, \quad B_k^q = \begin{pmatrix} h_{Lk}^q \\ f_{Rk}^q \end{pmatrix}. \quad (7.19)$$

dir. Yukarı-tip skuarklar $(\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t})$ için bu sütun matris elamanlarının açık ifadeleri,

$$\begin{aligned} f_{Lk}^q &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(N_{k2} + \frac{1}{3}\tan\theta_W N_{k1}), \\ f_{Rk}^q &= \frac{2\sqrt{2}}{3}\tan\theta_W N_{k1}^*, \\ h_{Lk}^q &= (h_{Rk}^q)^* = -Y_U N_{k4}^*, \end{aligned} \quad (7.20)$$

şeklindedir. Aşağı-tip skuarklar $(\tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b})$ için ise,

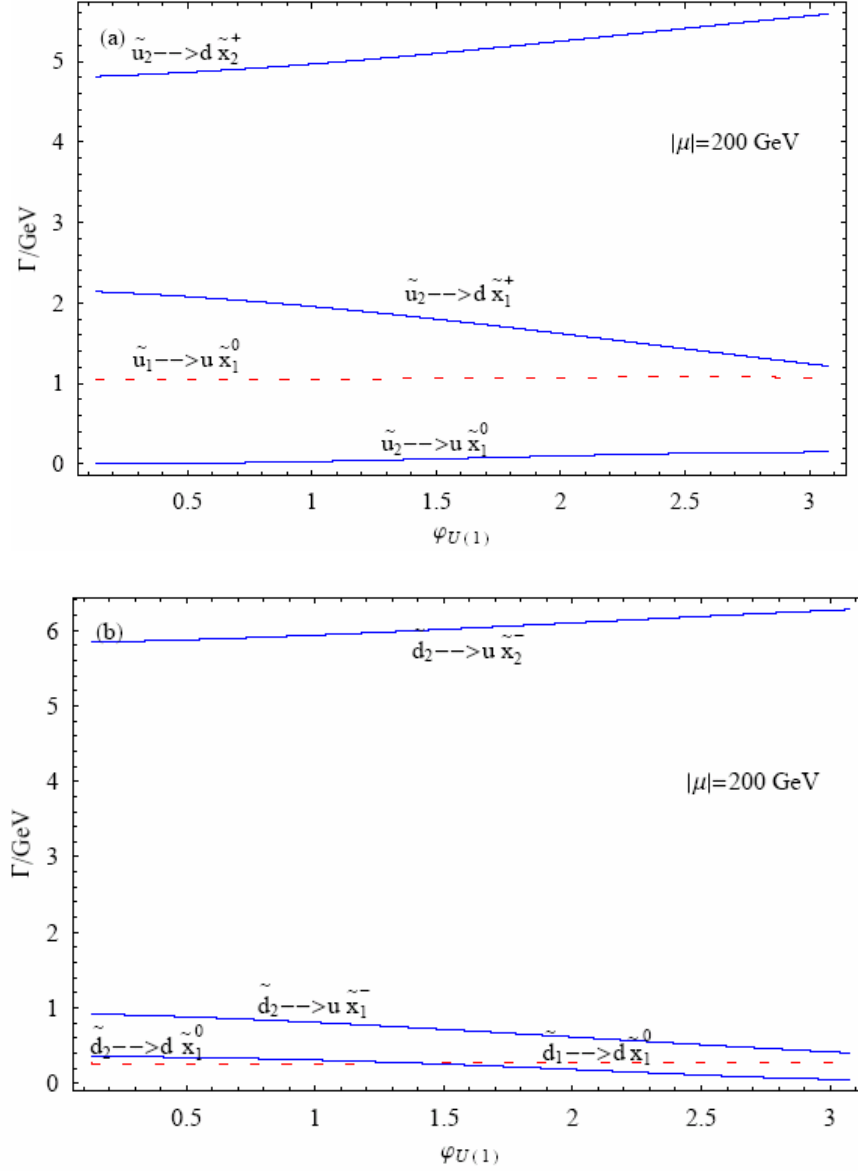
$$\begin{aligned} f_{Lk}^q &= \frac{1}{\sqrt{2}}(N_{k2} - \frac{1}{3}\tan\theta_W N_{k1}), \\ f_{Rk}^q &= -\frac{\sqrt{2}}{3}\tan\theta_W N_{k1}^*, \\ h_{Lk}^q &= (h_{Rk}^q)^* = -Y_D N_{k3}^*, \end{aligned} \quad (7.21)$$

dir. Burada N_{ij} , 4x4 lük nötrino karışım matrisi elemanlarıdır (Ek 4).

Halka-mertebesinde SUSY-QCD düzeltmelerinin önemli bir etkisi olmasına karşın hesaplamalarda bu ihmal edilmiştir. Bozunum oranlarının faz duyarlılığını belirlemek için sadece ağaç seviyesi genlikler göz önünde bulundurulmuştur.

7.3 Birinci ve İkinci Skuark Ailelerinin İki-cisim Bozunumları

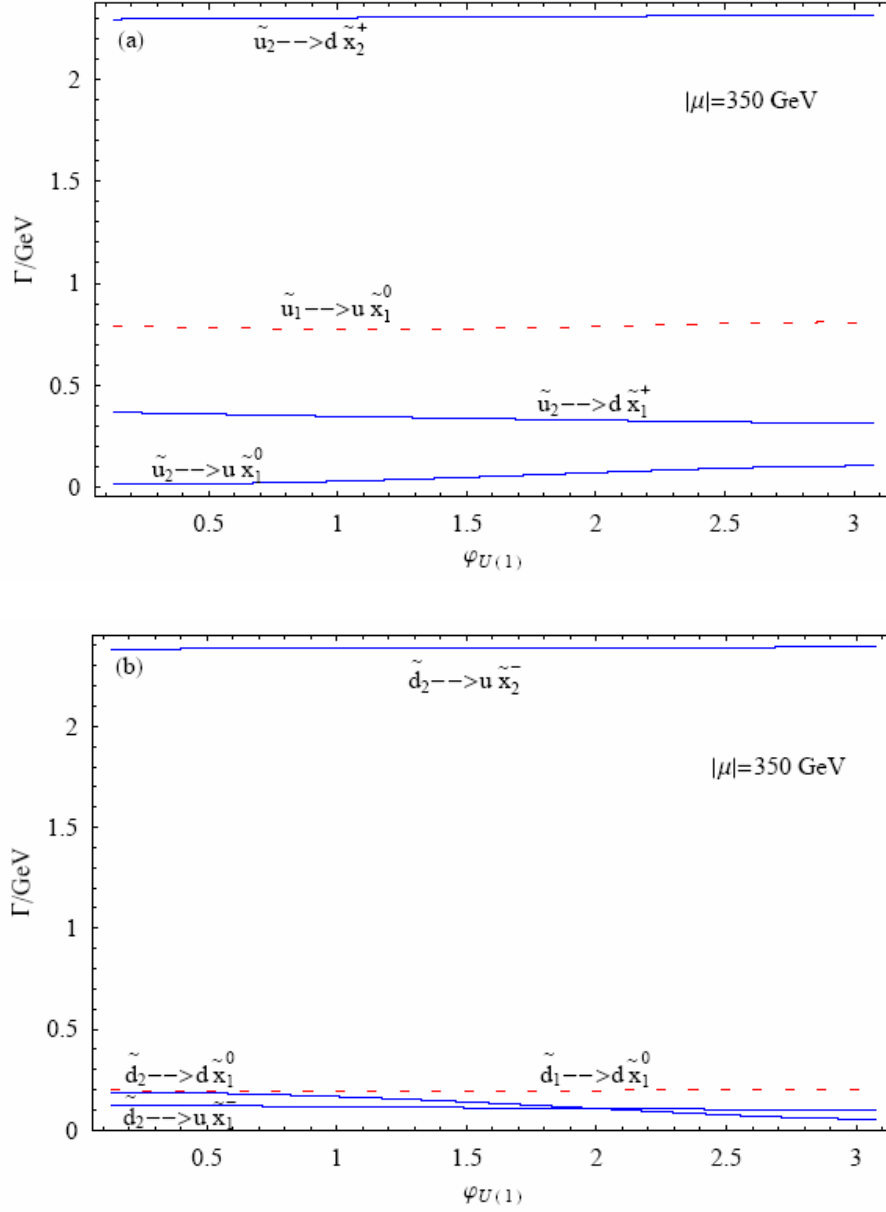
Bu bölümde $\mu = 200 \text{ GeV}$ ve $\mu = 350 \text{ GeV}$ değerleri için $\tilde{u}_1, \tilde{u}_2, \tilde{d}_1$ ve \tilde{d}_2 skuarklarının iki-cisim bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağıllığı araştırılacaktır. Hesaplamalarda kullanılan kütle değerleri; $\mu = 200 \text{ GeV}$ için, $(m_{\tilde{u}_2} = m_{\tilde{d}_2}, m_{\tilde{u}_1} = m_{\tilde{d}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_2^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (1000 \text{ GeV}, 750 \text{ GeV}, 180 \text{ GeV}, 336 \text{ GeV}, 150 \text{ GeV})$ ve $\mu = 350 \text{ GeV}$ için ise $(m_{\tilde{u}_2} = m_{\tilde{d}_2}, m_{\tilde{u}_1} = m_{\tilde{d}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_2^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (1000 \text{ GeV}, 750 \text{ GeV}, 340 \text{ GeV}, 680 \text{ GeV}, 290 \text{ GeV})$ dir (Aydın *et. al* 2007). Chargino ve nötralino kütleleri $\varphi_{U(1)}$ fazıyla değişmesine karşın, bu değişim çok fazla değildir. Bundan dolayı son durum parçacığı (kütle kabuğunda) olarak, chargino ve nötralinonun kütleleri için (ortalama) sabit değerler kullanılmıştır. Şekil 7.3.a ve Şekil 7.3.b'de, $\mu = 200 \text{ GeV}$ için, sırasıyla $\tilde{u}_2 \rightarrow d\tilde{\chi}_1^+, \tilde{u}_2 \rightarrow d\tilde{\chi}_2^+, \tilde{u}_2 \rightarrow u\tilde{\chi}_1^0, \tilde{u}_1 \rightarrow u\tilde{\chi}_1^0$ ve $\tilde{d}_2 \rightarrow u\tilde{\chi}_1^-, \tilde{d}_2 \rightarrow u\tilde{\chi}_2^-, \tilde{d}_2 \rightarrow d\tilde{\chi}_1^0, \tilde{d}_1 \rightarrow d\tilde{\chi}_1^0$ kanallarının kısmi bozunum genişlikleri verilmektedir. (Aynı süreçler $\mu = 350 \text{ GeV}$ için Şekil 7.4.a ve 7.4.b'de verilmektedir.)



Şekil 7.3.a. $\mu = 200 \text{ GeV}$, $\tan \beta = 10$, $A_u = 1.2 \text{ TeV}$, $\varphi_\mu = \varphi_{A_u} = 0$, $m_{\tilde{t}_1} = 750 \text{ GeV}$ ve $m_{\tilde{t}_2} = 1000 \text{ GeV}$ değerleri için $\tilde{u}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri, b. $\mu = 200 \text{ GeV}$, $\tan \beta = 10$, $A_d = 1.2 \text{ TeV}$, $\varphi_\mu = \varphi_{A_d} = 0$, $m_{\tilde{d}_1} = 750 \text{ GeV}$ ve $m_{\tilde{d}_2} = 1000 \text{ GeV}$ değerleri için $\tilde{d}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri

$\tilde{u}_1 \rightarrow d \tilde{\chi}_1^+$ ve $\tilde{u}_1 \rightarrow d \tilde{\chi}_2^+$ bozunum kanalları yoktur çünkü, karışım elemanları (R_{ij}) ve $l_{ij}^{\tilde{u}}$, $k_{ij}^{\tilde{u}}$ parametrelerindeki Yukawa kuplajları (Y_u, Y_d) sıfırdır. Oysa $\tilde{u}_1 \rightarrow u \tilde{\chi}_1^0$ süreci vardır; çünkü b_{11} parametresi sıfırdan farklıdır. Benzer sebepten dolayı

$\tilde{u}_1 \rightarrow u\tilde{\chi}_1^0$ kanalının faz bağımlılığı çok küçüktür. $\mu = 200$ GeV için \tilde{u}_2 'ye ait dallanma oranı kabaca $B(\tilde{u}_2 \rightarrow d\tilde{\chi}_2^+) : B(\tilde{u}_2 \rightarrow d\tilde{\chi}_1^+) : B(\tilde{u}_2 \rightarrow u\tilde{\chi}_1^0) \approx 5 : 2 : 0.05$ dir.



Şekil 7.4.a. $\mu = 350$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_u = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_u} = 0$, $m_{\tilde{u}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{u}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{u}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri, b. $\mu = 350$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_d = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_d} = 0$, $m_{\tilde{d}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{d}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{d}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri

Şekil 7.3.b’de gösterildiği gibi, $\mu = 200$ GeV için $B(\tilde{d}_2 \rightarrow u\tilde{\chi}_2^-) : B(\tilde{d}_2 \rightarrow u\tilde{\chi}_1^-) :$
 $B(\tilde{d}_2 \rightarrow d\tilde{\chi}_1^0) \approx 6 : 1 : 0.2$ dir. $\varphi_{U(1)}$ fazı 0’den π ’ye giderken $\Gamma(\tilde{u}_2 \rightarrow d\tilde{\chi}_2^+)$ genişliği artmakta, $\Gamma(\tilde{u}_2 \rightarrow d\tilde{\chi}_1^+)$ genişliği ise azalmaktadır. Fakat her ikisi de faza önemli derecede bağımlılık göstermektedir. En büyük faz bağımlılığı $\tilde{u}_2 \rightarrow u\tilde{\chi}_1^0$ bozunum kanalında görülmektedir (sürecin bozunum genişliği $\varphi_{U(1)}$ fazı 0’den π ’ye giderken 0.0006 GeV’den 0.15 GeV’e kadar artmaktadır) fakat dallanma oranı bunu gözlemlemek için çok küçüktür.

$\tilde{d}_1 \rightarrow u\tilde{\chi}_1^-$ ve $\tilde{d}_1 \rightarrow u\tilde{\chi}_2^-$ süreçleri yoktur; çünkü, ilgili karışım elemanları ve Yukawa kuplajları sıfırdır ($l_{11}^{\tilde{d}}, k_{11}^{\tilde{d}}, l_{12}^{\tilde{d}}, k_{12}^{\tilde{d}}$ sıfır olduğundan dolayı). $\tilde{d}_1 \rightarrow d\tilde{\chi}_1^0$ süreci vardır (çünkü $b_{11}^{\tilde{d}} \neq 0$ dir); fakat \tilde{d}_2 bozunum kanallarına oranla daha küçüktür. Bu bozunum sürecinin faz bağımlılığı da çok kuvvetli değildir ($\varphi_{U(1)}$, 0’den π ’ye giderken genişliği sadece 0.246 GeV’den 0.271 GeV’e kadar artar). Bundan dolayı \tilde{d}_1 bozunumu \tilde{d}_2 bozunumlarıyla karşılaştırıldığında ihmal edilebilir.

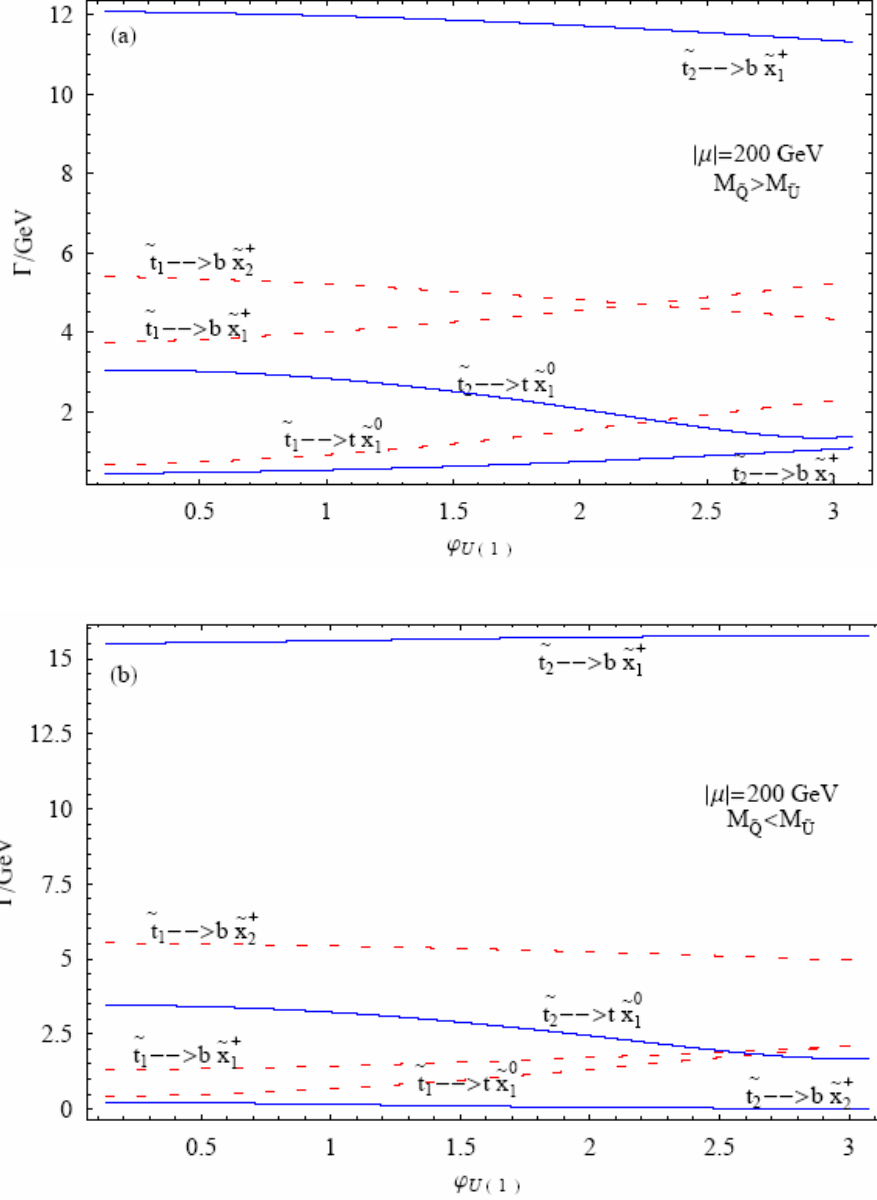
İkinci aile skuarklarının bozunum süreçleri deseni birinci aileninkilerle benzerdir; çünkü $m_{\tilde{q}_2} = 1000$ GeV ve $m_{\tilde{q}_1} = 750$ GeV kütleleri ile karşılaştırıldıklarında $m_u \approx 0$ ve $m_d \approx 0$ alındığı gibi $m_s \approx 0$ ve $m_c \approx 0$ alınabilir ($m_s \approx 0.1$ GeV ve $m_c \approx 1.5$ GeV alınması bir şey değiştirmez).

Bélangier *et al.* tarafından yapılan kozmolojik sınırlamalar analizinde birinci ve ikinci aile skuarkların kütleleri 10 TeV olarak alınmıştır. Akademik bir örnek olarak; $m_{\tilde{u}_2} = m_{\tilde{d}_2} = 10$ TeV ve $m_{\tilde{u}_1} = m_{\tilde{d}_1} = 9.5$ TeV alınıp yukarıdaki işlemler tekrarlandığında benzer faz bağımlılığına ulaşılmıştır. Fakat faz uzayı çok büyük olduğundan bozunum genişliği yaklaşık bir merteye daha büyük çıkmıştır.

7.4 Üçüncü Skuark Ailesinin İki-cisim Bozunumları

Bu bölümde $\mu = 200$ GeV ve $\mu = 350$ GeV değerleri için $\tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_1$ ve \tilde{b}_2 skuarklarının kısmi bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağıllığı araştırılacaktır. İlk iki aile skuarkları için elde edilen sonuçlarla bir karşılaştırma yapabilmek için üçüncü aile skuarklarının kütle değerleri basitçe $m_{\tilde{t}_2} = m_{\tilde{b}_2} = 1000$ GeV ve $m_{\tilde{t}_1} = m_{\tilde{b}_1} = 750$ GeV olarak seçilmiştir (üçüncü aile skuarkları için daha makul kütle değerleri seçilerek yapılan inceleme bundan sonraki bölümde verilecektir). Diğer kütleler; $\mu = 200$ GeV için $(m_{\tilde{\chi}_1^+}, m_{\tilde{\chi}_2^+}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (180 \text{ GeV}, 336 \text{ GeV}, 150 \text{ GeV})$ ve $\mu = 350$ GeV için ise $(m_{\tilde{\chi}_1^+}, m_{\tilde{\chi}_2^+}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (340 \text{ GeV}, 680 \text{ GeV}, 290 \text{ GeV})$ dir.

Her iki kütle değeri ($\mu = 200$ GeV ve $\mu = 350$ GeV) için $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ye karşılık gelen $M_{\tilde{Q}}$ ve $M_{\tilde{U}}$ değerleri hesaplanarak $M_{\tilde{Q}} \geq M_{\tilde{U}}$, $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ durumları için ayrı ayrı bozunum genişlikleri incelenmiştir. Şekil 7.5.a ve Şekil 7.5.b'de $\mu = 200$ GeV için sırasıyla $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$ ve $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ durumlarına göre $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+$, $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+$ ve $\tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ süreçlerinin kısmi bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağıllığı incelenmiştir.



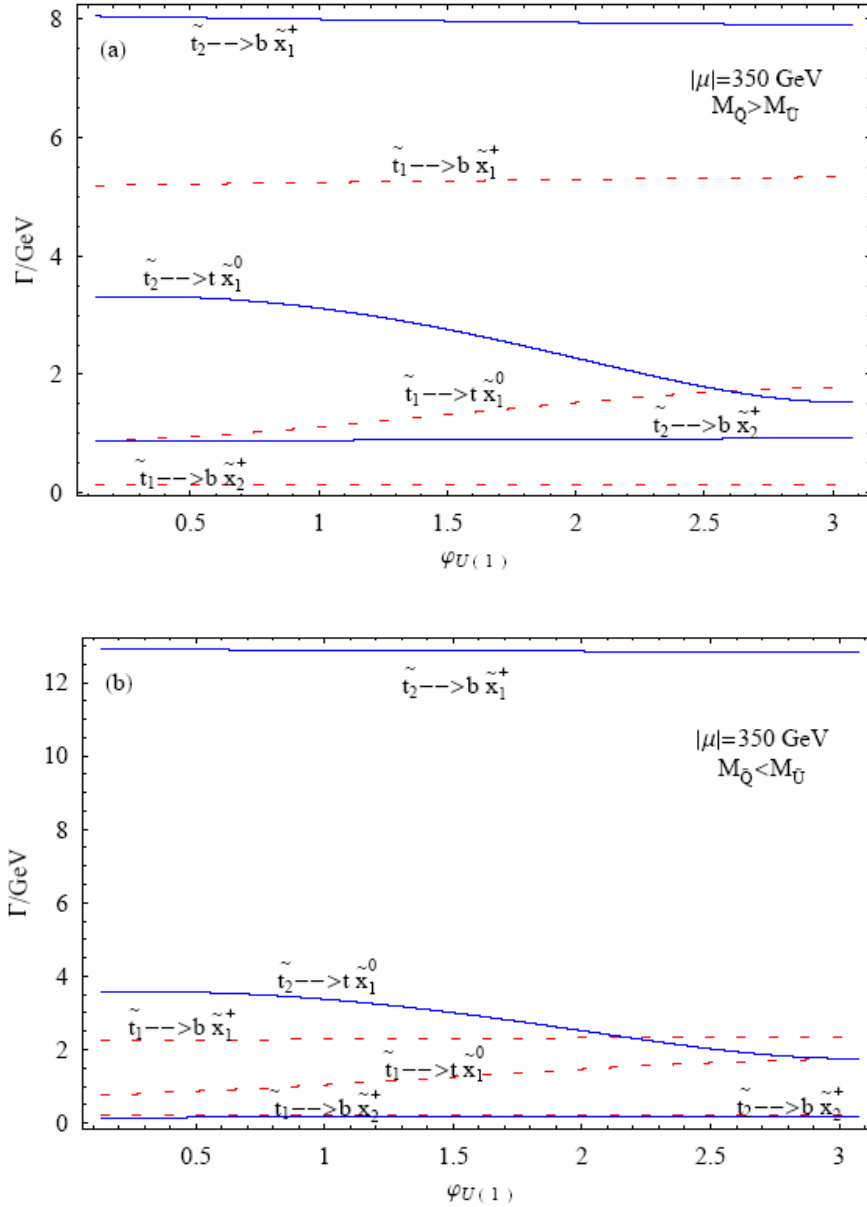
Şekil 7.5.a., b. $\mu = 200$ GeV, $\tan\beta = 10$, $A_t = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{t}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{t}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{t}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri

Bu şekillerde de görüldüğü gibi, $\varphi_{U(1)}$ fazına kuvvetli bir bağımlılık vardır. $\varphi_{U(1)}$ fazı 0'dan π 'ye giderken $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow t \tilde{\chi}_1^0)$ ve $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^+)$ bozunum genişlikleri artmakta, $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_2^+)$ bozunum genişliği ise azalmaktadır. Diğer yandan $\Gamma(\tilde{t}_2 \rightarrow t \tilde{\chi}_1^0)$ bozunum genişliği her iki durumda da (hem $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$ hem $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ için) faz artışı ile azalmaktadır. $\Gamma(\tilde{t}_2 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^+)$, $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$ durumunda azalmakta, fakat $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$

durumunda ise artmaktadır. $\Gamma(\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+)$ ise $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$ durumunda artmakta $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ durumunda ise azalmaktadır.

\tilde{t}_2 için dallanma oranları kabaca $B(\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+):B(\tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0):B(\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+) \approx 12:2.5:1$ şeklindedir. Bu da açıkça $\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ bozunumunun hem büyük bir faz uzayına hem de büyük Yukawa çiftlenimine sahip olduğunu gösterir.

Şekil 7.6.a., b. ise aynı bozunum genişliklerini $\mu = 350$ GeV için göstermektedir. Bu şekiller de bozunum genişliklerinin CP bozucu faza olan kuvvetli derecedeki bağılılığı göstermektedir.

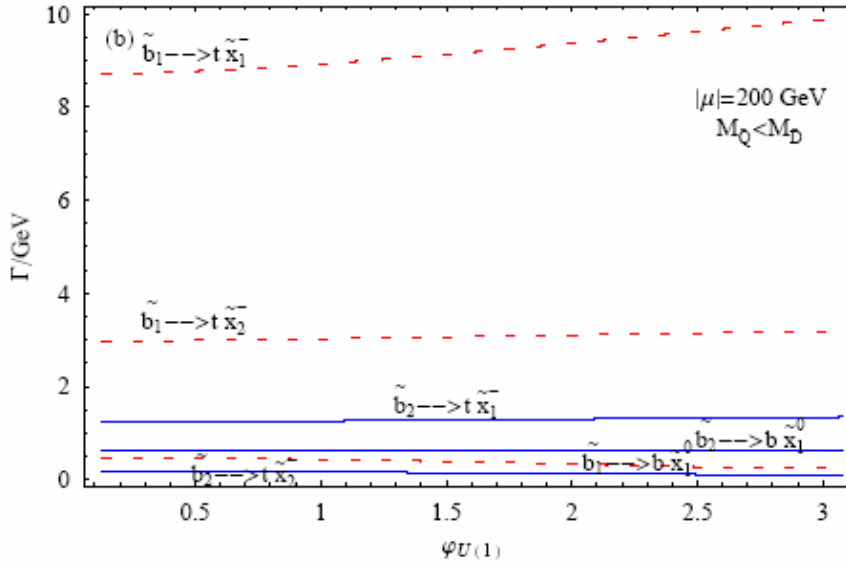
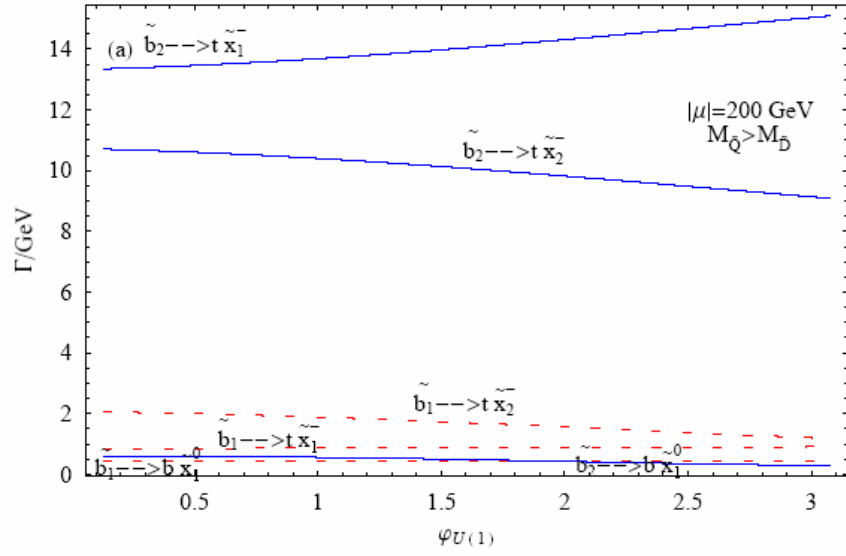


Şekil 7.6.a., b. $\mu = 350$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_t = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{t}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{t}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{t}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri

Hem $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$ hem de $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ durumunda $\varphi_{U(1)}$ fazı 0'dan π 'ye giderken; $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow t \tilde{\chi}_1^0)$ ve $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^+)$ bozunum genişlikleri artmakta, $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_2^+)$ ise azalmaktadır. Bunun yanında $\Gamma(\tilde{t}_2 \rightarrow t \tilde{\chi}_1^0)$ ve $\Gamma(\tilde{t}_2 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^+)$ genişlikleri her iki durumda da ($M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$ ve $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$) azalmakta, $\Gamma(\tilde{t}_2 \rightarrow b \tilde{\chi}_2^+)$ ise artmaktadır. \tilde{t}_2 için dallanma oranları kabaca $B(\tilde{t}_2 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^+) : B(\tilde{t}_2 \rightarrow t \tilde{\chi}_1^0) : B(\tilde{t}_2 \rightarrow b \tilde{\chi}_2^+) \approx 8 : 2 : 1$ dir.

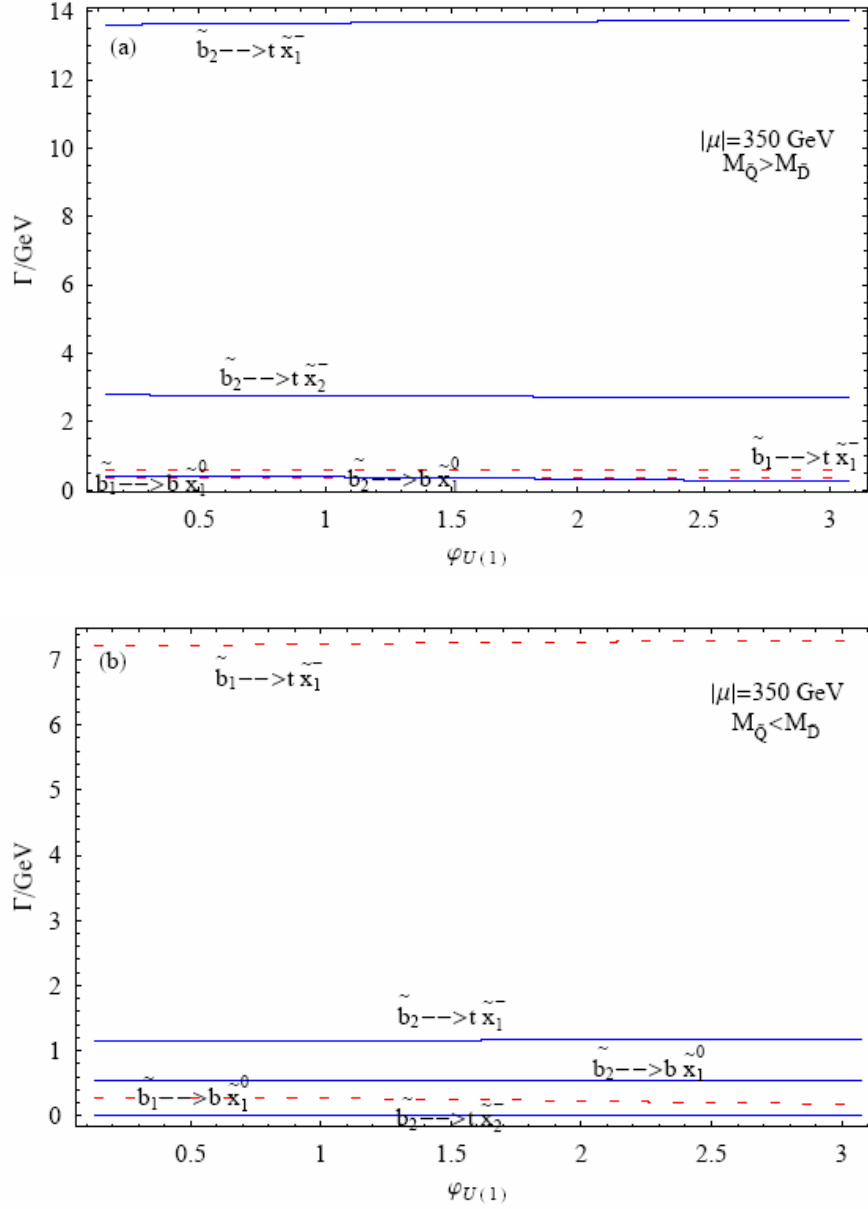
$\mu = 350$ GeV için WMAP izinli bant (Bélanger *et al.* 2006), daha büyük M_1 değerlerini ($\sim 305\text{--}325\text{ GeV}$) içermektedir; yani daha büyük kütleli chargino ve nötralinoya işaret etmektedir. Bu da doğal olarak $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+$ süreci için çok küçük bozunum genişliği vermektedir. \tilde{t}_2 bozunum kanalları arasında $\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ sürecinin bozunum genişliği en büyüktür. \tilde{t}_2 bozunum süreçlerinin dallanma oranları ise $B(\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+) : B(\tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0) : B(\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+) \approx 8 : 3 : 1$ şeklindedir. En kuvvetli faz bağımlılığını $\tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ bozunum süreci göstermektedir.

Şekil 7.7.a., b.'de ($\mu = 200$ GeV için) ve Şekil 7.8.a., b.' de ($\mu = 350$ GeV için) sbottom bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına göre değişimi gösterilmektedir.



Şekil 7.7.a., b. $\mu = 200$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A_b = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_b} = 0$, $m_{\tilde{b}_1} = 750$ GeV ve $m_{\tilde{b}_2} = 1000$ GeV değerleri için $\tilde{b}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri

Büyük faz uzayına sahip olmasına rağmen $\Gamma(\tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0)$ bozunum genişliği $\Gamma(\tilde{b}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_i^-)$ 'lerden küçüktür; çünkü $\tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ bozunumunda sadece Y_b kuplajı hesaba girer (Y_t Yukawa kuplajı ile karşılaştırıldığında Y_b çok küçüktür). Sbottom bozunumlarının $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı stop bozunumlarınıninkine benzerdir.



Şekil 7.8.a., b. $\mu = 350 \text{ GeV}$, $\tan \beta = 10$, $A_b = 1.2 \text{ TeV}$, $\varphi_\mu = \varphi_{A_b} = 0$, $m_{\tilde{b}_1} = 750 \text{ GeV}$ ve $m_{\tilde{b}_2} = 1000 \text{ GeV}$ değerleri için $\tilde{b}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri

$M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{D}}$ için \tilde{b}_2 bozunumu, \tilde{b}_1 'inkinden 7 ila 10 kat arası daha büyüktür. $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{D}}$ durumu için ise tersi doğrudur. $\mu = 200 \text{ GeV}$ ve $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{D}}$ için \tilde{b}_2 bozunumları için dallanma oranları $B(\tilde{b}_2 \rightarrow t \tilde{\chi}_1^-) : B(\tilde{b}_2 \rightarrow t \tilde{\chi}_2^-) : B(\tilde{b}_2 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^0) \approx 14:10:0.5$ dir. Benzer şekilde, $\mu = 350 \text{ GeV}$ ve $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{D}}$ için ise $\approx 14:3:0.5$ dir. $\tilde{b}_2 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^0$ bozunumu

birden daha küçük mertebeye bastırılmış olsa da, $\varphi_{U(1)} = \pi$ 'deki genişliği $\varphi_{U(1)} = 0$ 'dekinden iki katı kadar büyük olacak derecede fazla değişim gösterir. $\tilde{b}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^-$ ve $\tilde{b}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_2^-$ süreçlerinin φ -bağımlılığı Şekil 7.7a.'dan kolaylıkla görülebilir.

$\mu = 200$ GeV ve $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{D}}$ halinde \tilde{b}_1 bozunumları için dallanma oranları $B(\tilde{b}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^-) : B(\tilde{b}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_2^-) : B(\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0) \approx 9 : 3 : 0.5$ dir. Benzer şekilde $\mu = 350$ GeV ve $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{D}}$ için ise $B(\tilde{b}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^-) : B(\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0) \approx 7 : 0.3$ dir.

Burada birinci tip skuarkların kütle değerlerinin hepsi 750 GeV, ikinci tip skuarkların değerleri ise 1000 GeV olarak alınmıştır. Üçüncü aile skuarkların bozunum genişliği ile ilk iki aile skuarklarına ait bozunum genişlikleri arasındaki fark iki üç kat üçüncü aile lehinedir.

Kaba bir hesapla $\mu = 200$ GeV ve $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$ veya $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{D}}$ için toplam genişlik (iki-cisim),

$$\begin{aligned}
\Gamma_{toplamlam}(\tilde{u}_2 \text{ veya } \tilde{c}_2) &\approx \Gamma_{toplamlam}(\tilde{d}_2 \text{ veya } \tilde{s}_2) \approx 7 \text{ GeV}, \\
\Gamma_{toplamlam}(\tilde{u}_1 \text{ veya } \tilde{c}_1) &\approx 1 \text{ GeV}, \\
\Gamma_{toplamlam}(\tilde{d}_1 \text{ veya } \tilde{s}_1) &\approx 0.5 \text{ GeV}, \\
\Gamma_{toplamlam}(\tilde{t}_2) &\approx 15 \text{ GeV}, \\
\Gamma_{toplamlam}(\tilde{b}_2) &\approx 24 \text{ GeV}, \\
\Gamma_{toplamlam}(\tilde{t}_1) &\approx 10 \text{ GeV}, \\
\Gamma_{toplamlam}(\tilde{b}_1) &\approx 3 \text{ GeV},
\end{aligned} \tag{7.22}$$

dir. Bu sonuçlardan da görüldüğü gibi, üçüncü aile skuarkların bozunumu daha önemli olmasına rağmen ilk iki ailenin bozunumları da ihmal edilemez. Örneğin proton-proton

(LHC) çarpıştırıcısında her türden skuarkın üretim olasılığı aşağı yukarı eşit kabul edilirse, üçüncü aile skuarklarının toplam bozunum genişliklerinin ilk iki aileninkilere oranı yaklaşık olarak 2 olacaktır. İlk iki aile skuarklarının kütlesi 10 TeV, üçüncü aile skuarklarının kütlesi 1 TeV alındığında, oran ilk iki ailenin lehine olacak şekilde tersine döner (fakat bu akademik bir alıştırma olmaktan öteye geçemez; çünkü LHC’de bu kütle değerlerine sahip ilk iki aile skuarkı üretme olasılığı yoktur).

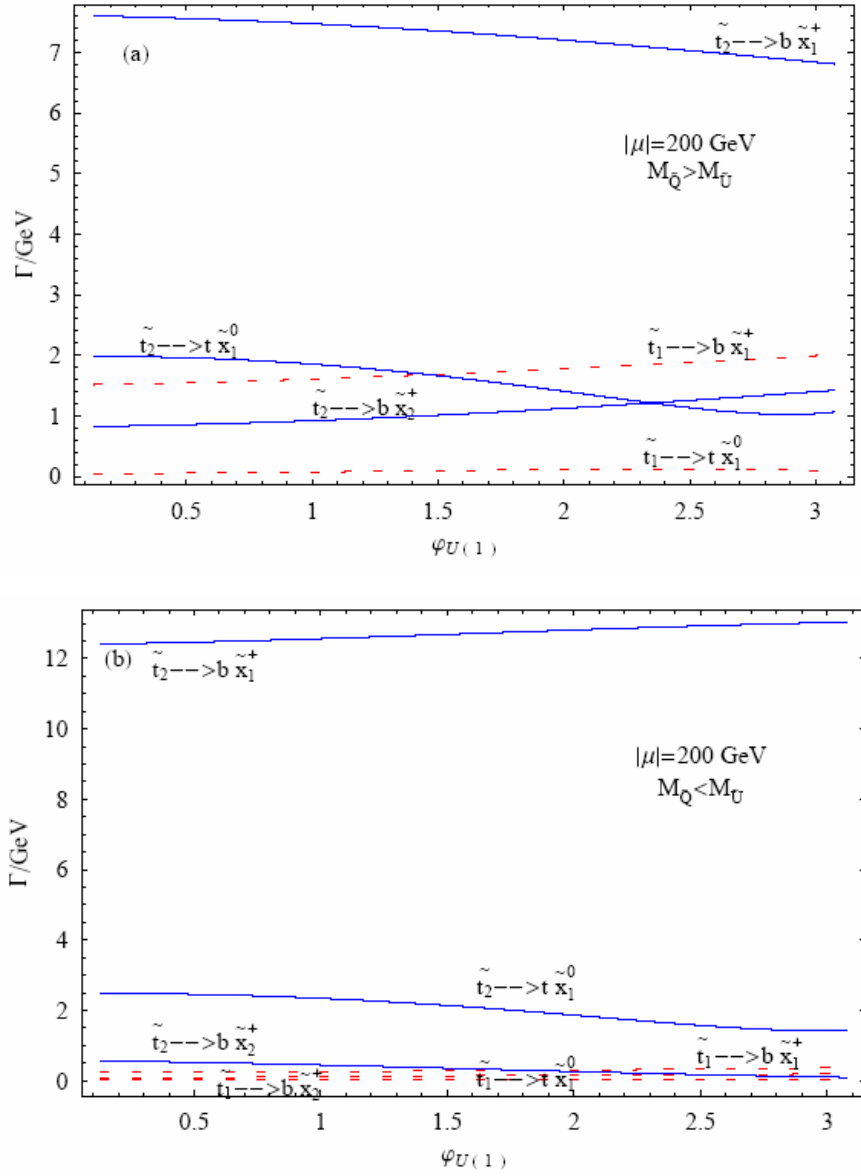
7.5 Üst ve Alt Skuark Bozunumları

Gelen kesimlerde, üçüncü aile skuarkları için daha makul kütle değerleri seçilerek bir inceleme yapılacaktır (Selbuz *et al.* 2007).

7.5.1 Üst skuark bozunumları

Bu kesimde $\mu = 200$ GeV ve $\mu = 350$ GeV değerleri için \tilde{t}_1 ve \tilde{t}_2 skuarklarının kısmi bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağıllığı incelenmiştir. Ayrıca hesaplamalarda kullanılan diğer kütle değerleri: $\mu = 200$ GeV için, $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{t}_2}, m_{\tilde{\chi}_1^+}, m_{\tilde{\chi}_2^+}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (350 \text{ GeV}, 800 \text{ GeV}, 180 \text{ GeV}, 336 \text{ GeV}, 150 \text{ GeV})$ ve $\mu = 350$ GeV için ise $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{t}_2}, m_{\tilde{\chi}_1^+}, m_{\tilde{\chi}_2^+}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (350 \text{ GeV}, 800 \text{ GeV}, 340 \text{ GeV}, 680 \text{ GeV}, 290 \text{ GeV})$ olarak alınmıştır (Selbuz *et al.* 2007).

$m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ ’ye karşılık gelen $M_{\tilde{Q}}$ ve $M_{\tilde{U}}$ değerleri hesaplanarak $M_{\tilde{Q}} \geq M_{\tilde{U}}$, $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ durumları için ayrı ayrı bozunum genişlikleri çizdirilmiştir. Şekil 7.9.a., b.’de $\mu = 200$ GeV, Şekil 7.10.a,b’de ise $\mu = 350$ GeV için $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$, $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ durumlarına göre $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+$, $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+$, $\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ süreçlerinin bozunum genişlikleri $\varphi_{U(1)}$ fazının bir fonksiyonu olarak gösterilmektedir.

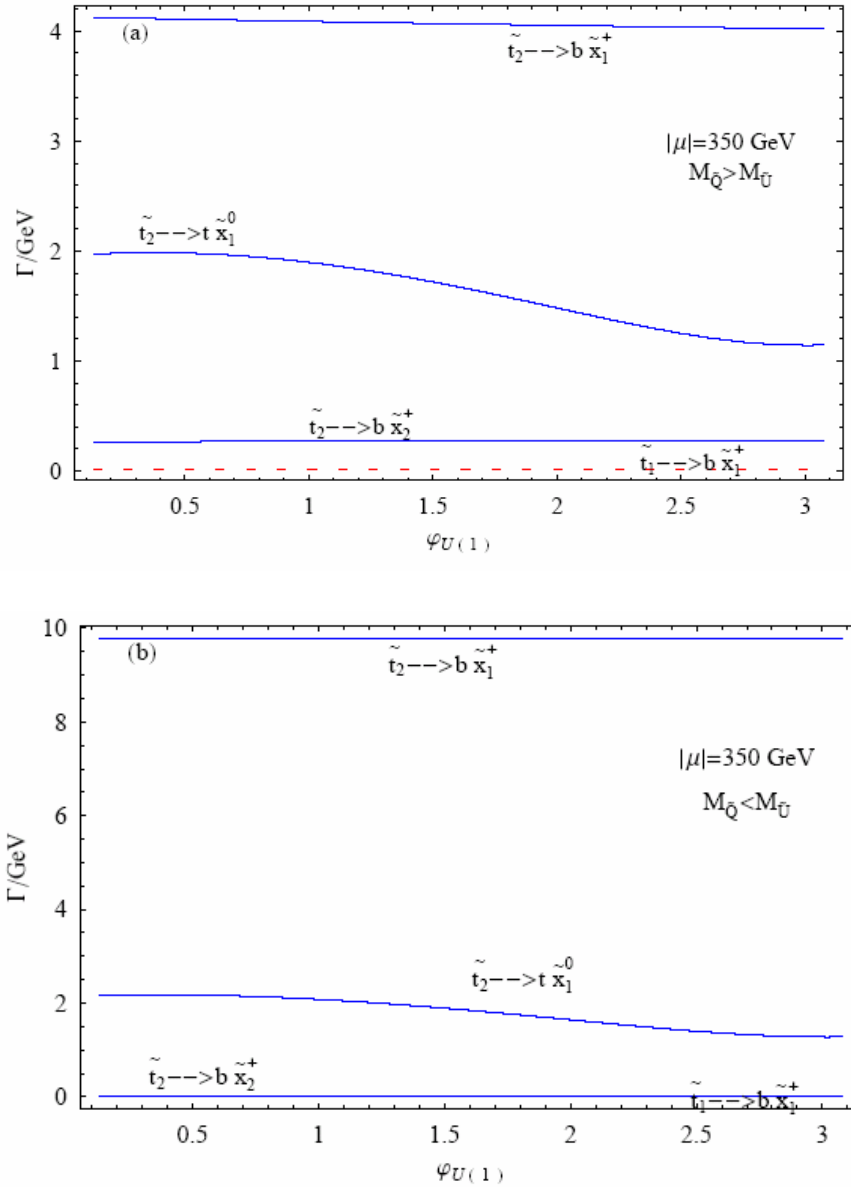


Şekil 7.9.a., b. $\mu = 200$ GeV, $\tan\beta = 10$, $A_t = 1.2$ TeV, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{t}_1} = 350$ GeV ve $m_{\tilde{t}_2} = 800$ GeV değerleri için $\tilde{t}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri

Şekil 7.9.a., b.' de görüldüğü gibi, $\varphi_{U(1)}$ fazı 0'dan π 'ye giderken $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow t \tilde{\chi}_1^0)$ ve $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^+)$ bozunum genişlikleri artmakta, $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_2^+)$ bozunum genişliği ise azalmaktadır. Diğer yandan $\Gamma(\tilde{t}_2 \rightarrow t \tilde{\chi}_1^0)$ bozunum genişliği iki durum için de (hem $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$, hem de $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ için) faz artışı ile birlikte azalmaktadır. $\Gamma(\tilde{t}_2 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^+)$ bozunum genişliği $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$ durumunda azalmakta, fakat $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ durumunda ise

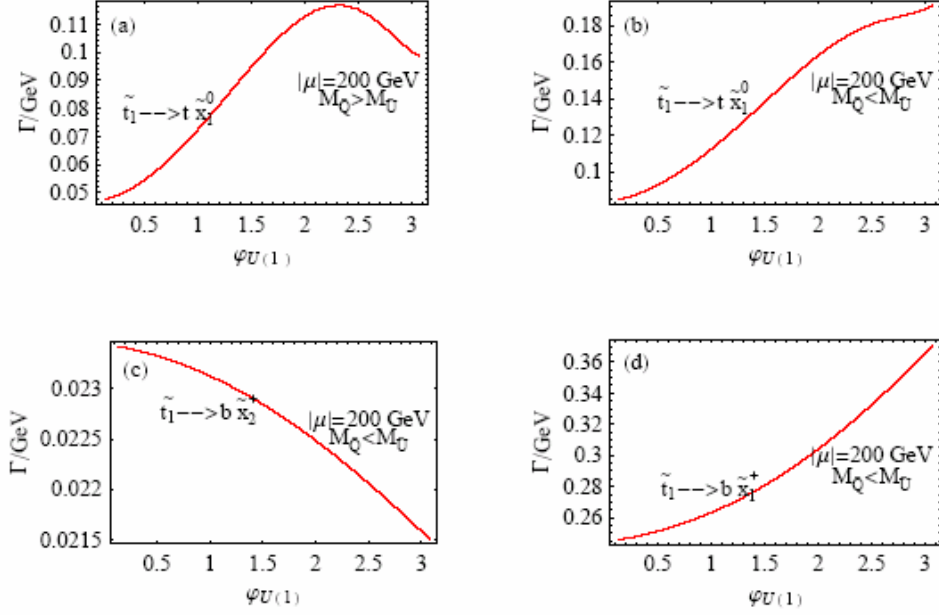
artmaktadır. $\Gamma(\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+)$ bozunum genişliği $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$ durumunda artmakta, $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ durumunda ise azalmaktadır.

Şekil 7.9a., b. ve Şekil 7.10.a., b.'de faz bağımlılığı tam olarak görülemeyen süreçlere ait grafikler, Şekil 7.11.a,b,c,d ve 7.12a,b,c,d'de ayrı ayrı gösterilmiştir.

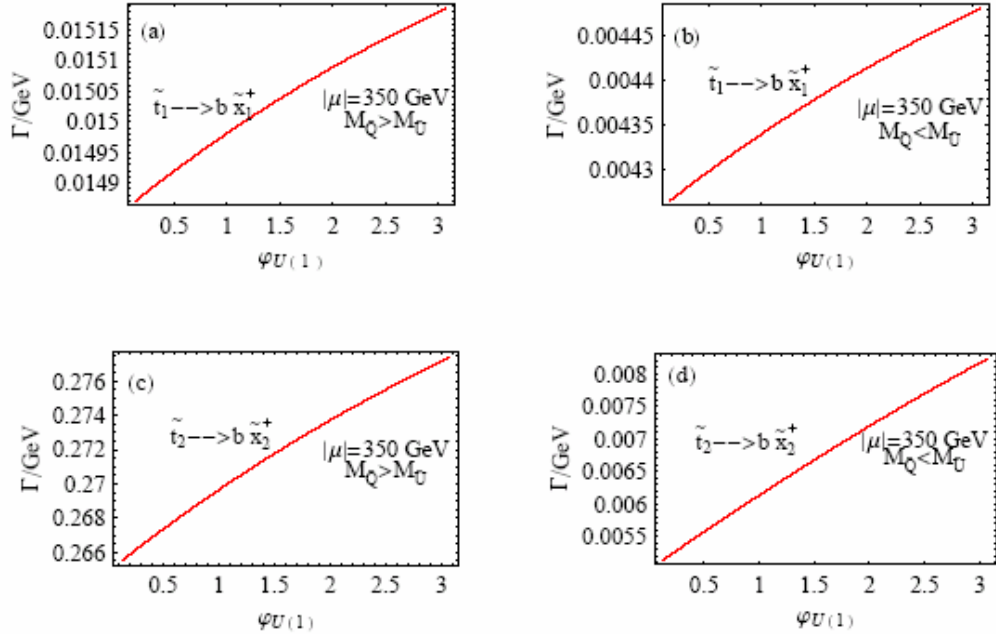


Şekil 7.10.a., b. $\mu = 350 \text{ GeV}$, $\tan \beta = 10$, $A_t = 1.2 \text{ TeV}$, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{\tau}_1} = 350 \text{ GeV}$ ve $m_{\tilde{\tau}_2} = 800 \text{ GeV}$ değerleri için $\tilde{\tau}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri

\tilde{t}_2 için dallanma oranı kabaca $B(\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+):B(\tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0):B(\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+) \approx 8:2:1$ şeklindedir. Bu da basitçe $\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ bozunumunun hem büyük bir faz uzayına hem de büyük bir Yukawa çiftlenimine sahip olduğunu gösterir.



Şekil 7.11.a,d $\mu = 200 \text{ GeV}$ için bazı $\tilde{t}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı



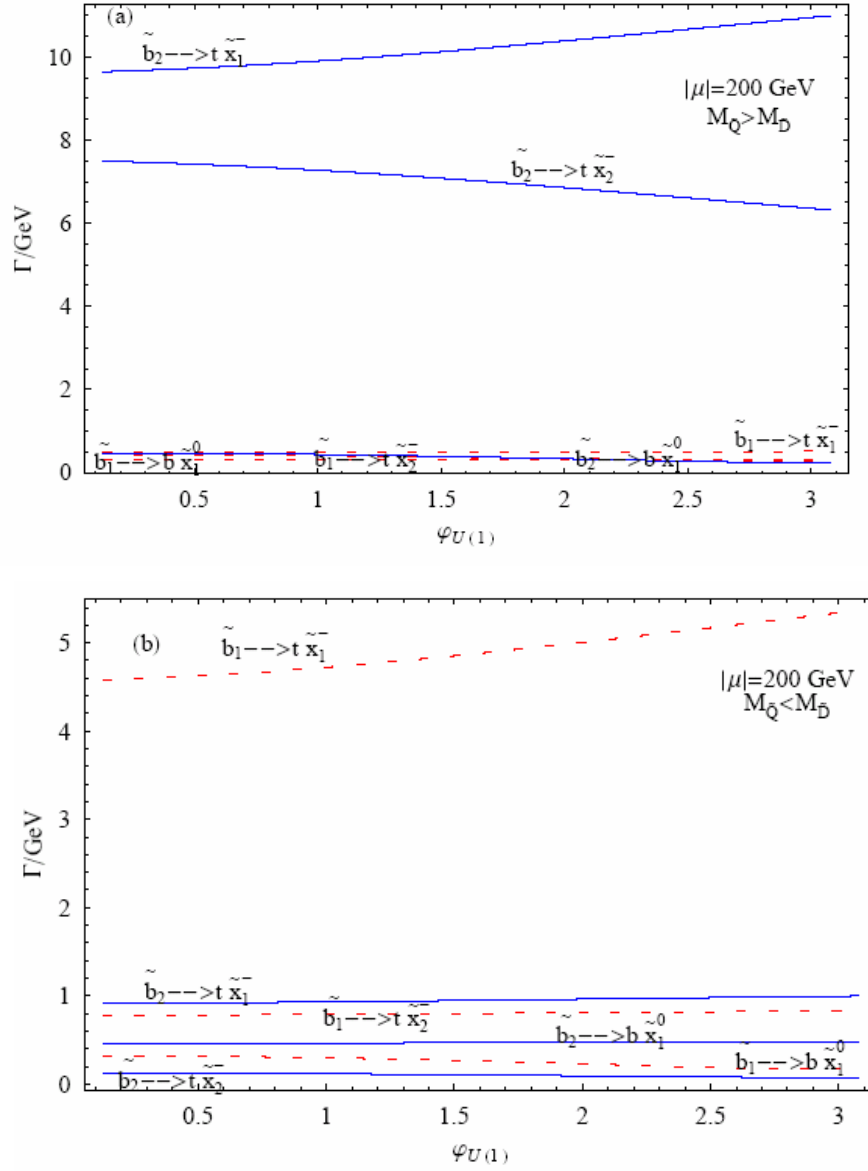
Şekil 7.12.a,d $\mu = 350 \text{ GeV}$ için bazı $\tilde{t}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı

Şekil 7.10.a., b. ise aynı bozunum genişliklerini $\mu = 350$ GeV için göstermektedir (Ayrıca Şekil 7.12.a,d'ye bakınız). Bu şekiller de CP bozucu fazlara bağıllığı açıkça göstermektedir.

$\mu = 350$ GeV için WMAP izinli bant, daha büyük M_1 değerlerini ($\sim 305 - 325$ GeV) içermektedir; yani daha büyük kütleli chargino ve nötralinoya işaret etmektedir. Bu da doğal olarak $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ süreci için küçük bozunum genişliği vermekte; $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ ve $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+$ süreçlerini de kinematik olarak yasaklamaktadır. \tilde{t}_2 skuarkı büyük kütle değerine sahip olduğundan, \tilde{t}_2 bozunumları Şekil 7.10.a, b'de de görüldüğü gibi hâlâ kinematik olarak izinlidirler. $\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ sürecinin bozunum genişliği \tilde{t}_2 bozunum kanalları arasında en büyüktür; dallanma oranları ise $B(\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+)$: $B(\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+)$: $B(\tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0) \approx 4 : 2 : 0.3$ şeklindedir. $\tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ bozunum süreci kuvvetli faz bağımlılığını göstermektedir.

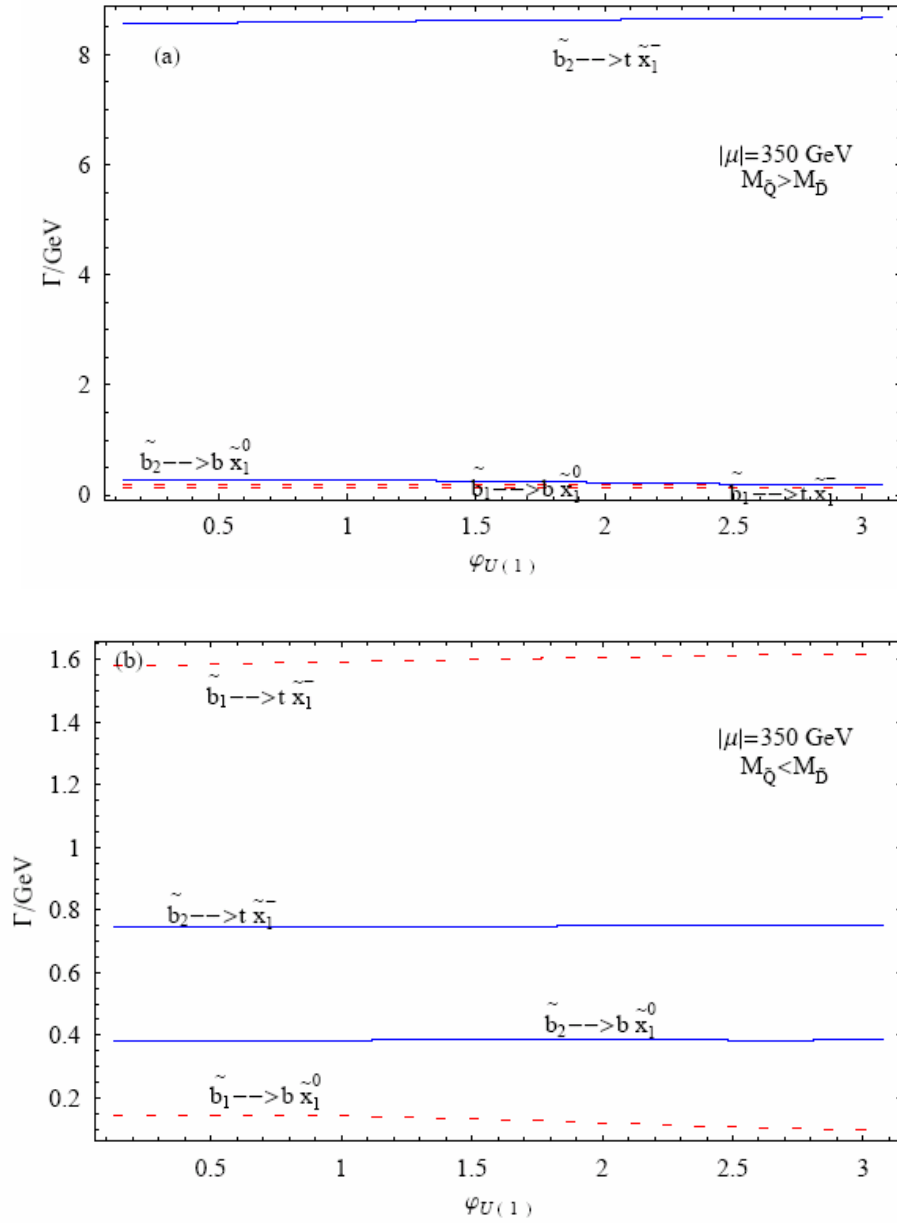
7.5.2 Alt skuark bozunumları

Skaler alt kuark (sbottom) bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına göre değişimi Şekil 7.13.a., b.'de ($\mu = 200$ GeV için) ve Şekil 7.14.a., b.'de ($\mu = 350$ GeV için) gösterilmektedir (sbottom bozunum süreçlerinden faz ile değişimi tam olarak görülemeyenlere ait grafikler şekil 7.15.a,b,c,d ve 7.16a,b,c'de ayrı ayrı gösterilmiştir).



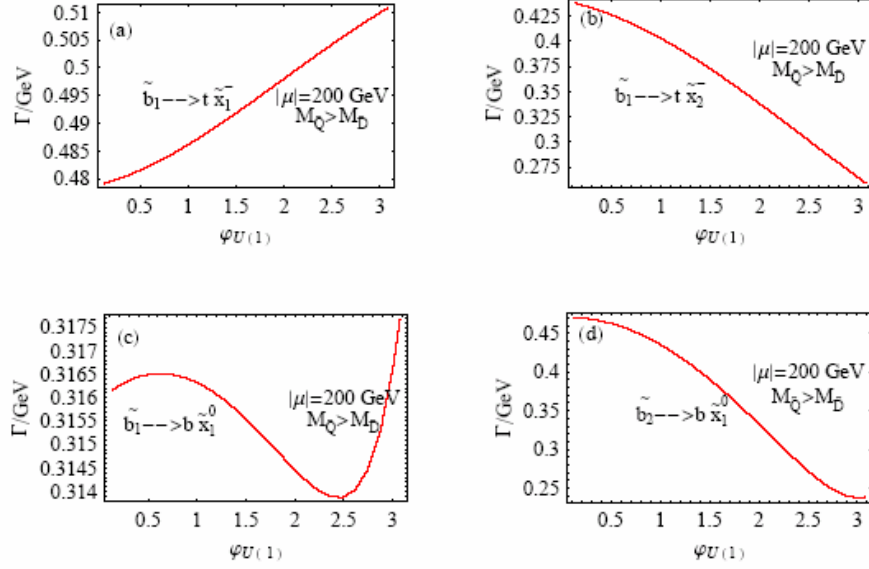
Şekil 7.13.a,b. $\mu = 200 \text{ GeV}$, $\tan \beta = 10$, $A_b = 1.2 \text{ TeV}$, $\varphi_\mu = \varphi_{A_i} = 0$, $m_{\tilde{b}_1} = 550 \text{ GeV}$ ve $m_{\tilde{b}_2} = 800 \text{ GeV}$ değerleri için $\tilde{b}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri

Hesaplamalarda kullanılan diğer kütle değerleri ise şöyledir: $\mu = 200 \text{ GeV}$ için $(m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{b}_2}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_2^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (550 \text{ GeV}, 800 \text{ GeV}, 180 \text{ GeV}, 336 \text{ GeV}, 150 \text{ GeV})$, $\mu = 350 \text{ GeV}$ için ise $(m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{b}_2}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_2^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (550 \text{ GeV}, 800 \text{ GeV}, 340 \text{ GeV}, 680 \text{ GeV}, 290 \text{ GeV})$ dir.



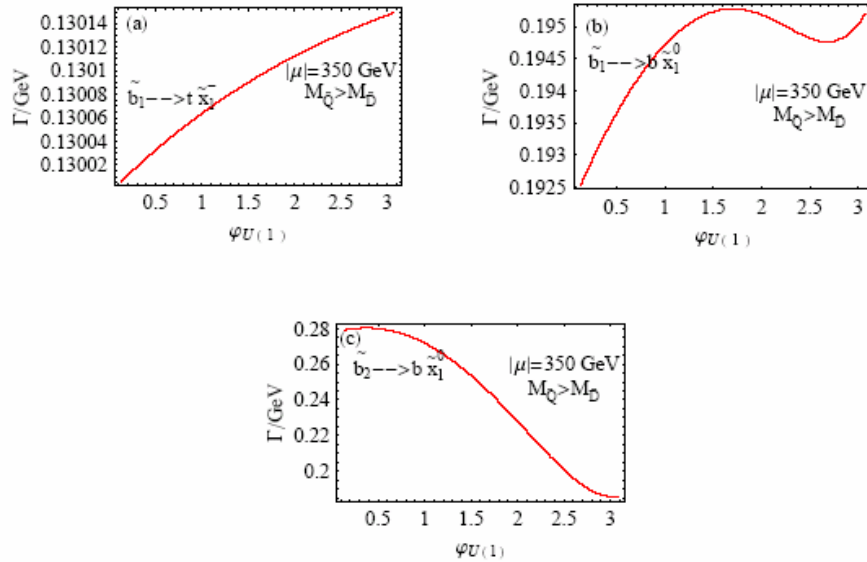
Şekil 7.14.a., b. $\mu = 350 \text{ GeV}$, $\tan \beta = 10$, $A_b = 1.2 \text{ TeV}$, $\varphi_\mu = \varphi_{A_t} = 0$, $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 550 \text{ GeV}$ ve $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 800 \text{ GeV}$ değerleri için $\tilde{b}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişlikleri

Faz uzayı büyük olmasına rağmen $\Gamma(\tilde{b}_2 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^0)$ bozunum genişliği $\Gamma(\tilde{b}_2 \rightarrow t \tilde{\chi}_1^-)$ den küçüktür çünkü $\tilde{b}_2 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^0$ bozunumunda sadece Y_b çiftlenimi hesaba girer. Sbottom bozunumlarının $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı stop bozunumlarınıninkine benzerdir.



Şekil 7.15.a,d $\mu = 200 \text{ GeV}$ için bazı $\tilde{b}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı

\tilde{b}_2 bozunumları için dallanma oranları $B(\tilde{b}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^-) : B(\tilde{b}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_2^-) : B(\tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0) \approx 10 : 7 : 0.5$ dir. $\tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ bozunumu birden daha küçük mertebeye bastırılmış olsa da, $\varphi_{U(1)} = \pi$ 'deki genişliği $\varphi_{U(1)} = 0$ 'dekinden iki katı kadar büyük olacak derecede fazla değişim gösterir. $\tilde{b}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^-$ ve $\tilde{b}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_2^-$ 'nin $\varphi_{U(1)}$ faz bağımlılığı Şekil 7.13.a.'da kolaylıkla görülebilir.



Şekil 7.16.a,c $\mu = 350 \text{ GeV}$ için bazı $\tilde{b}_{1,2}$ bozunumlarının Γ kısmi bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı

$M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{D}}$ için $\tilde{b}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^-$ bozunumu $\tilde{b}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^-$ dan beş kat daha büyüktür. \tilde{b}_1 bozunumları için dallanma oranları $B(\tilde{b}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^-) : B(\tilde{b}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_2^-) : B(\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0) \approx 5 : 1 : 0.2$ dir.

Bu incelemelerden de görüldüğü gibi, $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+$, $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^+$ ve $\tilde{t}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ gibi bazı bozunum kanalları $\varphi_{U(1)}$ fazına oldukça bağlılık göstermektedirler. LHC’de de gözlenebilecek olan bu bozunum süreçleri, CP bozulununun araştırılması için iyi bir olanak sağlamaktadır.

8. TARTIŞMA ve SONUÇ

Temel parçacıklar fiziğinde CP-simetrisinin bozulumu çeşitli teorik modellerin serbest parametrelerinin saptanmasında kilit rol oynar. CP bozulununun bir kanıtı olan Elektrik Dipol Momenti ile ilgili deneysel sonuçlar Standart Model ötesinden de katkıların geleceğini öngörmektedir. Bu amaçla CP bozulununun Standart Model ötesi modellerde de incelenmesi büyük önem taşımaktadır.

Bu tezdeki özgün çalışmalar iki bölüm halinde sunulmaktadır: (i) İki Higgs Dublet'li Standart Model'de üçlü Higgs kuplajlarına CP bozulununun etkileri (6. Bölüm), (ii) Minimal Süpersimetrik Standart Model'de skuark bozunumlarına CP etkileri (7. Bölüm).

İki Higgs Dubletli Model (2HDM) Standart Model Higgs kesiminin pratik olarak uygulanabilirliğe sahip genişletilmiş bir halidir. Zengin bir Higgs bozonları yapısına ve Higgs kuplajlarına sahip olmasının yanında, SM'deki Kobayashi-Maskawa mekanizmasının ötesinde CP bozulumu barındırır. Tezde bu modelin en hafif Higgs bozonunun üçlü kuplajları, CP bozulum etkileri de dahil edilerek, ayrıntılı şekilde incelenmektedir. Buradaki asıl amaç, genel İki Higgs Dubletli Modelin üçlü kuplajları için CP bozulum etkisinin araştırılmasıdır. Teorik ve deneysel sınırlamalar da göz önünde bulundurularak, genel İki Higgs Dubletli Modelin iki farklı parametrizasyonu incelenmiştir.

İki Higgs Dubletli Model'de ağaç-mertebesinde ve halka-mertebesindeki hafif Higgs bozonlarının üçlü kuplaj değerlerinin Standart Model'de öngörülenden ne denli farklı olduğu tez çerçevesinde ortaya konulmuştur. Bu farkın ve hesaplanan kuplaj sabitlerinin, SM ötesi yeni fiziğin araştırılmasında kullanılan temel yöntemlerden biri olması ve kuplajların da LHC'de ölçülebilecek olması tezin önemini açıkça ortaya koymaktadır.

Ağaç-mertebesinde üniterliğin, B fiziğinin ve $\Delta\rho$ 'nun, CP-bozulumlu İki Higgs Dubletli Modelin parametreleri üzerindeki sınırlamaları çok güçlüdür. Modelin parametre uzayının izinli bölgelerinde üçlü kuplajlar nötral Higgs bozonlarının karışım açılarına çok kuvvetli bir bağımlılık gösterirler.

2HDM'in parametre uzayında "minimal CP bozulumu" olarak adlandırılan ve CP-korunumlu MSSM'in Higgs sektörünün parametre uzayına karşılık gelen bir bölge vardır. Bu parametre uzayının büyük bir bölümünde 2HDM'in kuplajları, SM'nin karşılık gelen kuplajlarıyla karşılaştırıldıklarında oldukça büyük değerlere sahip olmaktadır.

Üçlü Higgs kuplajlarına tek halka-mertebesinde etkin potansiyel yöntem kullanılarak yapılan radyatif düzeltmeler, genelde kuplaj değerlerini ve aynı zamanda nötral sektör karışım açılarına duyarlılığı arttırmaktadır.

Modelin CP-korunumlu MSSM'e yaklaştığı sınırlı bir parametre bölgesinde decoupling sağlanmaktadır. Genellikle, daha ağır durumların hafif Higgs bozonunun özellikleri üzerinde de oldukça önemli etkisi vardır. Bu bakımdan CP-bozulumlu 2HDM'de decoupling yoktur.

İki Higgs Dubletli Model gibi zengince Higgs kesimine ve CP bozulumu kaynaklarına sahip bir diğer model de MSSM'dir. Bu minimal modelde de iki tane Higgs dubleti bulunduğu için 2HDM'ye benzemektedir ama; bu modelde parçacık spektrumu, süpereşlerin varlığı nedeniyle iki katına kadar çıkmaktadır.

Orijinal olan ikinci kısımda kompleks parametrelili MSSM'de skuarkların fermiyonik iki-cisim bozunumu nümerik olarak incelenmiştir. Bu incelemede WMAP'dan elde edilen verilerin modeldeki parametreler üzerine yüklediği kozmolojik sınırlamalar göz önüne alınmıştır. Skuarkların her bir fermiyonik bozunum kanalı için CP-faz bağımlılığı incelenerek dallanma oranları ve toplam bozunum genişliği hesap edilmiştir.

Üçüncü aile skuarık ailesinin ağaç-mertebesindeki fermiyonik bozunumlarına ait genişlikleri, birinci ve ikinci ailede de olduğu gibi, $\varphi_{U(1)}$ CP-fazına önemli bir derecede bağımlılık göstermektedir.

Yüksek enerji fiziği ile ilgilenen çevreler, 2008 yılı içinde çalışır hale gelecek olan CERN Hızlandırıcı Laboratuvarı'ndaki LHC'de süpereşlerin keşfedilmesini sabırsızlıkla beklemektedirler. Burada incelenen fermiyonik bozunum süreçleri LHC'de gözlenebilecektir. Bu bozunum süreçleri CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) fazının ötesindeki CP-bozulum kaynaklarının incelenmesine olanak sağlamak ve süpersimetriyi bozan mekanizma hakkında da önemli bilgiler vermektedirler. Süpereşlerin deneysel olarak belirlenmesi bağlamında spin analiz yönteminin kullanılması tercih edilen bir yöntemdir. Bu alanda oldukça fazla çalışma bulunmaktadır. Son dönemde Wang ve Yavin (Wang and Yavin 2006) çeşitli "cascade" bozunumlarındaki yeni parçacık spininin ölçülmesi olasılığını incelerken, bu tezde de ayrıntılı olarak çalışılan, $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}^{\pm}(\chi^0)$ bozunum süreçlerinin spin belirlemede oldukça elverişli süreçler oldukları sonucuna varmışlardır.

CP bozulumunu incelemenin bir başka nedeni, evrendeki baryon asimetrisini izah etmek için gerekli olmasıdır. Simetrik evrenden başlayıp, madde-baskın evrene ulaşmak için CP-bozulumu tek mekanizma olarak görünmektedir. Bu nedenle CP bozulumu daha uzun süre gündemde kalacak gibi görünmektedir.

KAYNAKLAR

- Abel, S., Khalil, S. and Lebedev O. 2001. On the EDM cancellations in D-brane models. Phys. Rev. Lett. 86, 5850-5853.
- Abulencia, A. 2006. Search for charged Higgs bosons from top quark decays in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV. Phys. Rev. Lett. 96, 042003-042010.
- Accomando, E. and Petronzio, R. (Editor) 1998. Physics with $e^+ e^-$ linear colliders. Phys. Rept. 299, 1-103
- Accomando, E. and Kraml, S. (Editor) 2006. Workshop on CP studies and non-standard Higgs physics. arXiv:hep-ph/0608079.
- Aguilar-Saavedra, J.A. and Miller, D. (Editör) . 2001. TESLA Technical Design Report Part III: Physics at an e^+e^- Linear Collider. arXiv:hep-ph/0106315.
- Akeroyd, A.G, Ahrib, A. and Naimi, E.M. 2000. Note on tree-level unitarity in the general two Higgs doublet model. Phys. Lett. B. 490, 119-124.
- Amaldi, U., Bohm, U., Durkin, L.S., Langacker, P., Mann, A.K. and Marciano, W.J. 1987. A Comprehensive Analysis of Data Pertaining to the Weak Neutral Current and the Intermediate Vector Meson Masses. Phys. Rev. D. 36, 1385-1447.
- Aydin, Z.Z. and Selbuz L. 2007. Squark decays in MSSM under the cosmological bounds. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 34, 2553-2565.
- Bertone, G., Hooper, D. and Silk, J. 2005. Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints. Phys. Rept. 405, 279-390.
- Baer, H. and Xerxes, T. 2006. Weak Scale Supersymmetry. Cambridge University Press, 533, UK.
- Barberio, E. and Heavy Flavour Averaging Group (HFAG) 2006. Averages of b-hadron properties at the end of 2005. arXiv:hep-ex/0603003.
- Barger, V.D., Berger, M.S., Stange, A. L. and Philips, R.J.N. 1992. Supersymmetric Higgs Boson Hadroproduction And Decays Including Radiative Corrections. Phys. Rev. D. 45, 4128-4147.

- Barger, V.D., Falk, T., Han, T., Jiang, J., Li, T. and Plehn, T. 2001. CP-violating phases in SUSY, electric dipole moments, and linear colliders. *Phys. Rev. D.* 64, 056007-056036.
- Bartl, A. 1991. *Phenomenological Aspects of Supersymmetry*. Proceeding of a series of seminars. Springer Verlag, 173, USA.
- Bartl, A., Hesselbach, S., Hidaka, K., Kernreiter, T. and Porod, W. 2004. Top squarks and bottom squarks in the MSSM with complex parameters. *Phys. Rev. D.* 70, 035003-035030.
- Belanger, G., Boudjema, F., Kraml, S., Pukhov, A. and Semenov, A. 2006. Relic density of neutralino dark matter in the MSSM with CP violation. *Phys. Rev. D.* 73, 115007-115043.
- Bertolini, S. 1986. Quantum Effects In A Two Higgs Doublet Model Of The Electroweak Interactions. *Nucl. Phys. B.* 272, 77-123.
- Branco, G. C. and Rebelo, M.N. 1985. The Higgs Mass In A Model With Two Scalar Doublets And Spontaneous CP Violation. *Phys. Lett. B* 160, 117-129.
- Cabibbo, N. 1963. Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Phys. Rev. Lett.* 10, 531-533.
- Carena, M., Ellis, J., Marenga, S., Pilaftsis, A. and Wagner, C.E. 2003. Collider probes of the MSSM Higgs sector with explicit CP violation. *Nucl. Phys. B.* 659, 145-178.
- Choi, S. Y. and Lee, J.S. 2000. Decays of the MSSM Higgs bosons with explicit CP violation. *Phys. Rev. D.* 61, 015003-015031.
- Coleman, S. R. and Weinberg, E. 1973. Radiative Corrections As The Origin Of Spontaneous Symmetry Breaking. *Phys. Rev. D.* 7, 1888-1910.
- Costa, G., Ellis, J., Fogli, G.L., Nanopoulos, D.V. and Zwirner, F. 1988. Neutral Currents Within and Beyond the Standard Model. *Nucl. Phys. B.* 297, 244-291.
- Cornwall, J.M., Levin, D.N. and Tiktopoulos, G. 1973. Uniqueness of spontaneously broken gauge theories. *Phys. Rev. Lett.* 30, 1268-1270.

- Demir, D.A. 1999. Probing the phases in the MSSM via $e^+ e^- \rightarrow h$ A. Phys. Lett. B. 465, 177-186.
- Demir, D.A. 2002. $B \rightarrow X/s \gamma$ in supersymmetry with explicit CP violation. Phys. Rev. D. 65, 034007-034031.
- Demir, D.A. 2003. Higgs boson couplings to quarks with supersymmetric CP and flavor violations, Phys. Lett. B.571, 193-208.
- Deshpande N. G. 1978. Pattern Of Symmetry Breaking With Two Higgs Doublets. Phys. Rev. D. 18, 2574-2582.
- Djouadi A., Haber H.E. and Zerwas, P.M. 1996. Multiple Production of MSSM Neutral Higgs Bosons at High--Energy $e^+ e^-$. Phys. Lett. B. 375, 203-212.
- Dobado, A., Herrero, M. J., Hollik, W. and Penaranda, S. 2002. Phys. Rev. D. 66, 095016-09043.
- Ellis, J.R., Ferrara, S. and Nanopoulos, D.V. 1982. CP Violation And Supersymmetry. Phys. Lett. B.114, 231-240.
- Ellis, J. R. and Rudaz S. 1983. Search For Supersymmetry In Toponium Decays. Phys. Lett. B. 128, 248-262.
- Ellis, J. R., Ridolfi, G. and Zwirner, F. 1991. Radiative corrections to the masses of supersymmetric Higgs bosons. Phys. Lett. B 257, 83-91.
- Fayet, P. 1977. Spontaneously Broken Supersymmetric Theories Of Weak, Electromagnetic and Strong Interactions. Phys. Lett. B. 69, 489-508.
- Ferrara, S., Wess, J. and Zumino, B. 1974. Supergauge multiplets and superfields. Phys. Lett. B. 51, 239-241.
- Foster, J., Okumuro, K. and Roszkowski, L. 2006. Current and future limits on general flavour violation in $b \rightarrow s$ transitions in minimal supersymmetry. JHEP 0603, 044-077.
- Gell-Mann, M. 1964. A schematic model of baryons and mesons. Phys. Lett. 8, 214-215.
- Ginzburg, I.F. and Ivanov, I.P. 2003. Tree-level unitarity constraints in the 2HDM with CP-violation. Phys. Rev. D. 72, 115010-115016.

- Glashow, S. Iliopoulos, J. and Maiani, L. 1970. Weak Interaction with Lepton-Hadron Symmetry. *Phys. Rev. D.* 2, 1285-1292.
- Glashow, S. and Weinberg, S. 1977. Natural Conservation Laws For Neutral Currents. *Phys. Rev. D.* 15, 1958-1985.
- Greenberg, O.W. 1964. Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark model of Baryons and Mesons. *Phys. Rev. Lett.* 13, 598-602.
- Grimus, W., Lavoura, L., OGREID, O.M. and OSLAND, P. 2007. A precision constraint on multi-Higgs-doublet models. *J. Phys. G.* 35, 075001- 075021.
- Gunion, J. F. and Haber, H.E. 1986. Higgs Bosons In Supersymmetric Models. 1. *Nucl. Phys. B.* 272,1-112.
- Gunion, J., Haber, H.E., Kane, G. and Dawson, S. 1990. *The Higgs Hunter's Guide.* Perseus Publishing, 425, USA.
- Gunion, J.F. and Haber, H.E. 2003. The CP-conserving two-Higgs-doublet model: The approach to the decoupling limit. *Phys. Rev. D.* 67, 075019- 075061.
- Haag, R., Lopuzanski, J.T. and Sohnius, M. 1975. All possible generators of the supersymmetric of the S-matrix. *Nucl. Phys. B.* 257-302.
- Haber, H. E. and Kane, G.L. 1985. The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model. *Phys. Rep.* 117, 75-263.
- Haber, H.E. 1992. Properties of SUSY Particles. Proceedings of the 23rd Workshop of the INFN Eloisatron Project. Word Scientific, 321, USA.
- Hagelin, J.S., Kelley, S. and Tanaka, T. 1994. Supersymmetric flavor changing neutral currents: Exact amplitudes and phenomenological analysis. *Nucl. Phys. B.* 415 293-331.
- Herrero, M.J. 1998. The Standard Model. arXiv:hep-ph/9812242.
- Hollik, W. and Penaranda, S. 2002. Yukawa coupling quantum corrections to the self couplings of the lightest MSSM Higgs boson. *Eur. Phys. J. C* 23, 163-172.
- Hou, W.S. 1993. The Inclusive anti-B \rightarrow tau anti-Neutrino X Decay In Two Higgs Doublet Models. *Phys. Lett. B.* 332, 373-380.

- Ibrahim, T. and Nath. P. 1998. The chromoelectric and purely gluonic operator contributions to the neutron electric dipole moment in $N = 1$ supergravity. *Phys. Lett. B.* 418, 98-106.
- Ibrahim, T. and Pran, N. 1998. Neutron and electron electric dipole moment in $N=1$ supergravity unification. *Phys. Rev. D.* 57, 478-488.
- Ikado, K. and Belle Collaboration 2006. Evidence of the purely leptonic decay $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}(\tau)$. *Phys. Rev. Lett.* 97, 251802-251808.
- Kaffas, A.W., Khater, W., OGREID, O.M. and OSLAND, P. 2007a. Consistency of the Two Higgs Doublet Model and CP violation in top production at the LHC. *Nucl. Phys. B.* 775, 45-77.
- Kaffas, A.W., OSLAND, P. and OGREID, O.M. 2007b. Constraining the Two-Higgs-Doublet-Model parameter space. *Phys Rev. D.* 76, 095001-0950018.
- Kaffas, A.W., OSLAND, P. and OGREID, O.M. 2007c. CP Violation, Stability and Unitarity of the Two Higgs Doublet Model. CP violation, stability and unitarity of the two Higgs doublet model. *Nonlin. Phenom. Complex Syst.* 10, 347-357
- Kanemura, S., Kubota, T. and Takasugi, E. 1993. Lee-Quigg-Thacker bounds for Higgs boson masses in a two doublet model. *Phys. Lett. B.* 313, 155-160.
- Kanemura, S., Kiyoura, S., Okada, Y., Senaha, E. and Yuan C.P. 2003. New physics effect on the Higgs self-coupling. *Phys. Lett. B.* 558, 157-164.
- Khater, W. and OSLAND, P. 2003a. CP violation in top quark production at the LHC and Two-Higgs-Doublet Models. *Nucl. Phys. B.* 661, 209-234.
- Khater, W. and OSLAND, P. 2003b. Maximal CP nonconservation in the two-Higgs-doublet model. *Acta Phys. Polon. B.* 34, 4531-4548.
- Kobayashi, T. 1972. High Energy Photo-Reactions and Generalized Vector Meson Dominance Model in Relativistically Extended Quark Model. *Prog. Theor. Phys.* 49, 282-289.
- Koppenburg, P., *et al.* 2004. An inclusive measurement of the photon energy spectrum in $b \rightarrow s \gamma$ decays. *Phys. Rev. Lett.* 93, 061803-061809.

- Lee, B.W, 1972. Proceedings of the XVI International Conference on High Energy Physics. Batavia.
- Lee, T.D. 1973. A Theory of Spontaneous T Violation. Phys. Rev. D. 8. 1226-1239.
- Martin, S.P. 1998. A supersymmetry primer. arXiv:hep-ph/9709356.
- Misiak, M. 2007. The first estimate of $B(\text{anti-}B \rightarrow X/s \gamma)$ at $O(\alpha(s)^2)$. Phys. Rev. Lett. 98, 022002-022006.
- Mohapatra, R.N. 2003. Unification and Supersymmetry. Springer Verlag, 419, USA.
- Niles, H.P. 1984. Supersymmetry, Supergravity And Particle Physics. Phys. Rept. 110, 1-162.
- Okada, Y., Yamaguchi, M. and Yanagida, T. 1991. Upper bound of the lightest Higgs boson mass in the minimal supersymmetric standard model. Prog. Theor. Phys. 85, 1-6.
- Osland, P., Pandita, P. N. and Selbuz, L. 2008. Trilinear Higgs Coupling in the two Higgs doublet model with CP violation. (accepted to be published in Phys. Rev. D.) arXiv:hep-ph/0802.0060.
- Schael, S. and ALEPH Collaboration. 2006. Precision electroweak measurements on the Z resonance. Phys. Rept. 427. 257-559.
- Selbuz, L. and Aydin Z.Z. 2007. Top and Bottom squarks decays under cosmological bounds. Phys. Lett. B. 645, 228-234.
- Spergel, D.N. and WMAP Collaboration 2003a. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. Astrophys. J. Suppl. 148, 175-225.
- Spergel, D.N. and WMAP Collaboration 2003b. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results. Astrophys. J. Suppl. 148, 1-43.
- Tsao, H.S. Proceedings of the 1980 Guangzhou Conference on Theoretical Particle Physics. Science Pres, 1240, Beijing.

- Urban, J., Krauss, F., Jentschura, U. and Soff, G. 1998. Next-to-leading order QCD corrections for the B_0 anti- B_0 mixing with an extended Higgs sector. Nucl. Phys. B. 523, 40-58.
- Yao, W.M. 2006. Review of particle physics. J. Phys. G. 33, 1-1232.
- Weiglein, G. and LHC/LC Study Group 2006. Physics Interplay of the LHC and the ILC. Phys. Rept. 426, 47-358.
- Weinberg, S. 1976. Gauge Theory Of CP Violation. Phys. Rev. Lett. 37, 657-669.

EKLER

EK 1 Kuartik Kuplajların Kütleler Cinsinden İfadesi	137
EK 2 Bazı Özel Durumlar İçin Üçlü Kuplajlar	140
EK 3 M_l^2 'nin Türevleri	142
EK 4 Chargino ve Nötralino Sektörlerine ait Kütle Matrisleri	145

EK 1 Kuartik Kuplajların Küttele Cinsinden İfadesi

$\text{Im } \lambda_5 \neq 0$ olduğu 2HDM'de, M_3 kütlesi M_1 , M_2 kütleleri ve α ve $\tan \beta$ parametrelerinden belirlenebilir. Kütteleler ayrıca lineer bağıntılarla vasıtasıyla Higgs potansiyelinin kuartik kuplajlarına da bağlanabilir. λ_6 ve λ_7 nin sıfır olup olmamasına göre durumları iki açıdan incelenmesi daha uygun olacaktır.

i) *A Yaklaşımı*, $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$

Bu, tezde A Yaklaşımı olarak bahsedilen durumdur. M_1 , M_2 ve α 'ya ek olarak M_{H^\pm} ve μ kullanılarak bütün λ 'lar belirlenebilir (Kaffas *et al.* 2007a, Kaffas *et al.* 2007b) ,

$$\lambda_1 = \frac{1}{c_\beta^2 v^2} [c_1^2 c_2^2 M_1^2 + (c_1 s_2 s_3 + s_1 c_3)^2 M_2^2 + (c_1 s_2 c_3 - s_1 s_3)^2 M_3^2 - s_\beta^2 \mu^2], \quad (1.1)$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{s_\beta^2 v^2} [s_1^2 c_2^2 M_1^2 + (c_1 c_3 - s_1 s_2 s_3)^2 M_2^2 + (c_1 s_3 + s_1 s_2 c_3)^2 M_3^2 - c_\beta^2 \mu^2], \quad (1.2)$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{c_\beta s_\beta v^2} \{c_1 s_1 [c_2^2 M_1^2 + (s_2^2 s_3^2 - c_3^2) M_2^2 + (s_2^2 c_3^2 - s_3^2) M_3^2] + s_2 c_3 s_3 (c_1^2 - s_1^2) (M_3^2 - M_2^2)\} + \frac{1}{v^2} [2M_{H^\pm}^2 - \mu^2], \quad (1.3)$$

$$\lambda_4 = \frac{1}{v^2} [s_2^2 M_1^2 + c_2^2 s_3^2 M_2^2 + c_2^2 c_3^2 M_3^2 + \mu^2 - 2M_{H^\pm}^2], \quad (1.4)$$

$$\text{Re } \lambda_5 = \frac{1}{v^2} [-s_2^2 M_1^2 - c_2^2 s_3^2 M_2^2 - c_2^2 c_3^2 M_3^2 + \mu^2], \quad (1.5)$$

$$\text{Im } \lambda_5 = \frac{-1}{c_\beta s_\beta v^2} \{c_\beta [c_1 c_2 s_2 M_1^2 - c_2 s_3 (c_1 s_2 s_3 + s_1 c_3) M_2^2 + c_2 c_3 (s_1 s_3 - c_1 s_2 c_3) M_3^2] + s_\beta [s_1 c_2 s_2 M_1^2 + c_2 s_3 (c_1 c_3 - s_1 s_2 s_3) M_2^2 - c_2 c_3 (c_1 s_3 + s_1 s_2 c_3) M_3^2]\}, \quad (1.6)$$

burada $c_\beta = \cos \beta$, ve $s_\beta = \sin \beta$ dir. M_3^2 ; M_1^2 , M_2^2 , R ve $\tan \beta$ cinsinden ifade edilirken, (Denklem 1.1 ve Denklem 1.2)'deki ifadelerde M_3^2 'ün açık ifadesini

kullanmamak bu ifadeleri daha anlaşılır ve sade bırakır. Bu denklemler, (Casalbuoni *et al.* 1988)'de CP-korunumlu 2HDM için verilen denklemlerle benzerdirler.

ii) *B Yaklaşımı*, $\lambda_6 \neq 0, \lambda_7 \neq 0$

Tezde B Yaklaşımı olarak bahsedilen bu durumda; $M_1, M_2, M_3, \alpha, M_{H^\pm}$ ve μ^2 , $\text{Im} \lambda_5, \text{Re} \lambda_6$ ve $\text{Re} \lambda_7$ ile birlikte giriş parametresi olarak alınır. Notasyonu kompakt tutabilmek için aşağıdaki kısaltmaların kullanılmasında yarar vardır:

$$\text{Re} \lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re} \lambda_5 \quad (1.7)$$

$$\text{Re} \lambda_{567} = \text{Re} \lambda_5 + \cot \beta \text{Re} \lambda_6 + \tan \beta \text{Re} \lambda_7. \quad (1.8)$$

Ardından, λ 'lar aşağıdaki bağıntılardan belirlenebilir,

$$\lambda_1 = \frac{1}{c_\beta^2} \left[\frac{\mathcal{M}_{11}^2 - s_\beta^2 \mu^2}{v^2} - \frac{s_\beta}{2c_\beta} (3c_\beta^2 \text{Re} \lambda_6 - s_\beta^2 \text{Re} \lambda_7) \right], \quad (1.9)$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{s_\beta^2} \left[\frac{\mathcal{M}_{22}^2 - c_\beta^2 \mu^2}{v^2} + \frac{c_\beta}{2s_\beta} (c_\beta^2 \text{Re} \lambda_6 - 3s_\beta^2 \text{Re} \lambda_7) \right], \quad (1.10)$$

$$\text{Re} \lambda_{345} = \frac{1}{c_\beta s_\beta} \left[\frac{c_\beta s_\beta \mu^2 + \mathcal{M}_{12}^2}{v^2} - \frac{3}{2} (c_\beta^2 \text{Re} \lambda_6 + s_\beta^2 \text{Re} \lambda_7) \right], \quad (1.11)$$

$$\lambda_4 = \frac{2}{v^2} [\mu^2 - M_{H^\pm}^2] - \text{Re} \lambda_{567}, \quad (1.12)$$

$$\text{Re} \lambda_5 = \frac{\mu^2 - \mathcal{M}_{33}^2}{v^2} - \frac{1}{2c_\beta s_\beta} (c_\beta^2 \text{Re} \lambda_6 + s_\beta^2 \text{Re} \lambda_7), \quad (1.13)$$

$$\text{Im} \lambda_6 = -\frac{1}{2c_\beta} \left[\frac{2\mathcal{M}_{13}^2}{v^2} + s_\beta \text{Im} \lambda_5 \right], \quad (1.14)$$

$$\text{Im } \lambda_7 = -\frac{1}{2s_\beta} \left[\frac{2\mathcal{M}_{23}^2}{v^2} + c_\beta \text{Im } \lambda_5 \right]. \quad (1.15)$$

$\mathcal{M}_{ik}^2 = \sum_k R_{ki} M_k^2 R_{kj}$ ifadesi kullanılarak \mathcal{M}_{ik}^2 , R ve diğer kütleler (M_1 , M_2 ve M_3) cinsinden ifade edilebilir.

EK 2 Bazı Özel Durumlar İçin Üçlü Kuplajlar

Burada, bazı özel durumlar için 2HDM'in üçlü kuplajlarından λ_{111} ve λ_{112} 'nin açık ifadeleri verilecektir.

i) λ_{111} üçlü kuplajı

$\{i, j, k\} = \{1, 1, 1\}$ için Denklem 6.3 açık şekilde yazılırsa,

$$\begin{aligned}\lambda_{ijk} &= \sum_{m \leq n \leq o=1,2,3}^* R_{1m} R_{1n} R_{1o} a_{mno} \\ &= 3! \{ R_{11}^2 [R_{11} a_{111} + R_{12} a_{112} + R_{13} a_{113}] + R_{11} [R_{12}^2 a_{122} + R_{12} R_{13} a_{123} + R_{13}^2 a_{133}] \\ &\quad + R_{12} [R_{12}^2 a_{222} + R_{12} R_{13} a_{223} + R_{13}^2 a_{233}] + R_{13}^2 a_{333} \}\end{aligned}\quad (2.1)$$

buradaki $3!$ çarpanı, üç tane özdeş H_1 alınının kuplajı söz konusu olduğu için gelmektedir. Dönme matrisi elemanları denklemde yerine yazıldığında,

$$\begin{aligned}\lambda_{111} &= 3! \{ (c_1 c_2)^2 [c_1 c_2 a_{111} + s_1 c_2 a_{112} + s_2 a_{113}] + c_1 c_2 [(s_1 c_2)^2 a_{122} + s_1 c_2 s_2 a_{123} + s_2^2 a_{133}] \\ &\quad + s_1 c_2 [(s_1 c_2)^2 a_{222} + s_1 c_2 s_2 a_{223} + s_2^2 a_{233}] + s_2^3 a_{333} \},\end{aligned}\quad (2.2)$$

elde edilir. $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ durumu göz önüne alınır ve a_{mno} katsayılarının Denklem 6.4'deki açık ifadeleri kullanılırsa,

$$\begin{aligned}\lambda_{111} &= 3 \{ c_1 c_2 c_\beta (c_1^2 c_2^2 + s_2^2 s_\beta^2) \lambda_1 + s_1 c_2 s_\beta (s_1^2 c_2^2 + s_2^2 c_\beta^2) \lambda_2 \\ &\quad - 2 c_2 s_2^2 (c_1 c_\beta + s_1 s_\beta) \text{Re} \lambda_{345} - s_2 [(c_2^2 - s_2^2) c_\beta s_\beta + 2 c_1 s_1 c_2^2] \text{Im} \lambda_5 \}.\end{aligned}\quad (2.3)$$

ifadesine ulaşılır. CP bozulunun olmadığı bir limitte (H_1 tek, $c_2 = 0$ durumunda) $s_2 = \pm 1$ alınırsa üçlü kuplajlar daha da sadeleşir,

$$\lambda_{111} = 3s_2^3 c_\beta s_\beta \text{Im } \lambda_5. \quad (2.4)$$

Benzer olarak CP bozulununun olmadığı diğer bir limitte (H_3 tek, $s_2 = s_3 = 0$ durumunda) Denklem 6.5a ile verilen basit ifade elde edilir. Fakat H_3 'ün tek olduğu (CP bozulununun olmadığı diğer bir limitte) durumda üçlü kuplaj için basit ifadeye ulaşamaz

i) λ_{112} üçlü kuplajı

Denklem 6.3, $\{i, j, k\} = \{1, 1, 2\}$ alınarak açık şekilde yazılırsa,

$$\begin{aligned} \lambda_{112} &= 2 \sum_{m \leq n \leq o=1,2,3} \{R_{1m} R_{1n} R_{2o} + R_{1m} R_{2n} R_{1o} + R_{2m} R_{1n} R_{1o}\} a_{mno} \\ &= 2 \{ 3R_{11}^2 R_{21} a_{111} + R_{11} (R_{11} R_{22} + 2R_{12} R_{21}) a_{112} + R_{11} (R_{11} R_{23} + 2R_{13} R_{21}) a_{113} \\ &\quad + R_{12} (2R_{11} R_{22} + R_{12} R_{21}) a_{122} + [R_{11} (R_{12} R_{23} + R_{13} R_{22}) + R_{12} R_{13} R_{21}] a_{123} \\ &\quad + R_{13} (2R_{11} R_{23} + R_{13} R_{21}) a_{133} + 3R_{12}^2 R_{22} a_{222} + R_{12} [R_{12} R_{23} + 2R_{13} R_{22}] a_{223} \\ &\quad + R_{13} (2R_{12} R_{23} + R_{13} R_{22}) a_{233} + 3R_{13}^2 R_{23} a_{333} \}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

elde edilir. Eğer bu ifadede dönme matrisinin elemanları yerine konur ve $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ alınırse Denklem 6.5b'deki sonuç elde edilir.

EK 3 M_i^2 'nin Türevleri

Üçlü kuplajlara gelen halka-mertebesindeki düzeltmeler, M_i^2 kütlelerinin zayıf alanlara (η_i) göre olan türevlerine bağlıdır. Bu türevlerin elde edilmesi oldukça karmaşık bir işlem yapmayı gerektirmektedir. CP-bozulumlu bir durumun göz önünde bulundurulması ve M_i^2 'nin kübik bir denklemin kökleriyle belirleniyor olması işlemleri karmaşıklaştıran faktörlerdendir (Osland *et al.* 2008). M_i^2 'nin, kübik özdeğer denkleminin katsayılarının (a, b, c) bir fonksiyonu olduğu düşünülerek işleme başlanılırsa,

$$\frac{\partial M_i^2}{\partial \eta_i} = \frac{\partial}{\partial \eta_i} M_i^2(a, b, c) \quad (3.1)$$

burada $M_i^2 = \lambda_i$,

$$\lambda^3 + a\lambda^2 + b\lambda + c = 0, \quad (3.2)$$

denkleminin bir çözümüdür. a, b ve c alan bağımlı katsayılarıdır,

$$a = a(\eta_1, \eta_2, \eta_3), \quad b = b(\eta_1, \eta_2, \eta_3), \quad c = c(\eta_1, \eta_2, \eta_3). \quad (3.3)$$

Kübik özdeğer denkleminin bu katsayıları Denklem 4.16'daki türevler alınarak elde edilir. Denklem 4.21'in aksine burada türev alınırken alanlar sıfıra götürülmez. Kübik denklemin bu katsayıları 3×3 'lük \mathcal{M}^2 kütle matrisi cinsinden,

$$a = -\text{Tr}\mathcal{M}^2, \quad b = \frac{1}{2}\{(\text{Tr}\mathcal{M}^2)^2 - \text{Tr}[(\mathcal{M}^2)^2]\}, \quad c = -\det\mathcal{M}^2 \quad (3.4)$$

şeklinde ifade edilir.

Böylece türevler (Ek 3.1) daha basit bileşenlere ayrılabilir,

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial \eta_i} M_l^2(a, b, c) &= \frac{\partial M_l^2}{\partial a} \frac{\partial a}{\partial \eta_i} + \frac{\partial M_l^2}{\partial b} \frac{\partial b}{\partial \eta_i} + \frac{\partial M_l^2}{\partial c} \frac{\partial c}{\partial \eta_i} \\ &= \sum_{\alpha} \frac{\partial M_l^2}{\partial a_{\alpha}} \frac{\partial a_{\alpha}}{\partial \eta_i}\end{aligned}\quad (3.5)$$

Burada daha kolektif bir notasyon kullanıldı: $a_{\alpha} = \{a, b, c\}$.

Daha yüksek mertebedeki türevler benzer şekilde yazılabilir,

$$\frac{\partial^2 M_l^2}{\partial \eta_i \partial \eta_j} = \sum_{\alpha} \left[\sum_{\beta} \frac{\partial^2 M_l^2}{\partial a_{\alpha} \partial a_{\beta}} \frac{\partial a_{\alpha}}{\partial \eta_i} \frac{\partial a_{\beta}}{\partial \eta_j} + \frac{\partial M_l^2}{\partial a_{\alpha}} \frac{\partial^2 a_{\alpha}}{\partial \eta_i \partial \eta_j} \right] \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial^3 M_l^2}{\partial \eta_i \partial \eta_j \partial \eta_k} &= \sum_{\alpha} \left\{ \sum_{\beta} \left[\sum_{\gamma} \frac{\partial^3 M_l^2}{\partial a_{\alpha} \partial a_{\beta} \partial a_{\gamma}} \frac{\partial a_{\alpha}}{\partial \eta_i} \frac{\partial a_{\beta}}{\partial \eta_j} \frac{\partial a_{\gamma}}{\partial \eta_k} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\partial^2 M_l^2}{\partial a_{\alpha} \partial a_{\beta}} \left(\frac{\partial^2 a_{\alpha}}{\partial \eta_i \partial \eta_j} \frac{\partial a_{\beta}}{\partial \eta_k} + \frac{\partial^2 a_{\alpha}}{\partial \eta_j \partial \eta_k} \frac{\partial a_{\beta}}{\partial \eta_i} + \frac{\partial^2 a_{\alpha}}{\partial \eta_k \partial \eta_i} \frac{\partial a_{\beta}}{\partial \eta_j} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{\partial M_l^2}{\partial a_{\alpha}} \frac{\partial^3 a_{\alpha}}{\partial \eta_i \partial \eta_j \partial \eta_k} \right\}\end{aligned}\quad (3.7)$$

M_l^2 'nin a_{α} 'ya göre türevlerini elde edebilmek için, Ek 3 Denklem 3.2'deki kübik denklemi aşağıdaki notasyon cinsinden çözelim.

$$q = \frac{1}{3}b - \frac{1}{9}a^2, \quad r = \frac{1}{6}(ab - 3c) - \frac{1}{27}a^3 \quad (3.8)$$

$$s_1 = [r + \Delta]^{1/3}, \quad s_2 = [r - \Delta]^{1/3} \quad (3.9)$$

$$\Delta^2 \equiv q^3 + r^2 \quad (3.10)$$

olmak üzere, çözümler şöyle ifade edilebilir:

$$\begin{aligned} m_1^2 &= (s_1 + s_2) - \frac{a}{3}, \\ m_2^2 &= -\frac{1}{2}(s_1 + s_2) - \frac{a}{3} + \frac{i\sqrt{3}}{2}(s_1 - s_2), \\ m_3^2 &= -\frac{1}{2}(s_1 + s_2) - \frac{a}{3} - \frac{i\sqrt{3}}{2}(s_1 - s_2). \end{aligned} \quad (3.11)$$

Burada $\{m_1, m_2, m_3\}$, $\{M_1, M_2, M_3\}$ kütlelerini göstermektedir fakat kesin sıralı değildirler.

EK 4 Chargino ve Nötrino Sektörlerine ait Kütle Matrisleri

Ağaç-mertebesinde elektrozayıf bazda chargino kütle matrisi (Haber and Kane 1985),

$$\mathcal{M}_c = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}m_W s_\beta \\ \sqrt{2}m_W c_\beta & |\mu| e^{i\varphi_\mu} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

şeklindedir. c_β ve s_β sırasıyla $\cos\beta$ ve $\sin\beta$ dir. Bu kompleks 2x2'lik matris 2x2'lik üniter matrisler U ve V ile köşegenleştirilir:

$$U^* \mathcal{M}_c V^\dagger = \text{diag}(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}), \quad 0 \leq m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \quad (4.2)$$

Ağaç-mertebesinde elektrozayıf bazda nötrino kütle matrisi ise,

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} |M_1| e^{i\varphi_{U(1)}} & 0 & m_Z s_W c_\beta & m_Z s_W s_\beta \\ 0 & M_2 & m_Z c_W c_\beta & -m_Z c_W s_\beta \\ -m_Z s_W c_\beta & m_Z c_W c_\beta & 0 & -|\mu| e^{i\varphi_\mu} \\ m_Z s_W s_\beta & -m_Z c_W s_\beta & -|\mu| e^{i\varphi_\mu} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

dir. $\varphi_{U(1)}$ M_1 'in fazıdır. c_W ve s_W ise sırasıyla $\cos\theta_W$ ve $\sin\theta_W$ dir. Bu simetrik kompleks kütle matrisi 4x4'lük üniter N matrisi ile köşegenleştirilir:

$$N^* \mathcal{M}_N N^\dagger = \text{diag}(m_{\tilde{\chi}_1^0}, \dots, m_{\tilde{\chi}_4^0}), \quad 0 \leq m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq \dots \leq m_{\tilde{\chi}_4^0}. \quad (4.4)$$

Kütle matrislerinin köşegenleştirilmesinde kullanılan U , V ve N matrisleri (Ibrahim *et al.* 1998) referansından açık olarak verilmektedir.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Levent SELBUZ

Doğum Yeri : Kartal/İSTANBUL

Doğum Tarihi : 01.01.1976

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yılı)

Lise : Tuzla Anadolu Meslek Lisesi (1995)

Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü (2000)

Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği
Anabilim Dalı (2003)

Çalıştığı Kurum/ Kurumlar ve Yıl

Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü (2001-)

Yayınlar (SCI ve diğer)

- 1- Selbuz, L. and Aydın Z.Z. 2007. Top and Bottom squarks decays under cosmological bounds. Physics Letters B, 645, 228-234.
- 2- Aydın Z.Z. and Selbuz L. 2007. Squark decays in MSSM under the cosmological bounds. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 34, 2553-2565.
- 3- Osland, P., Pandita, P.N. and Selbuz, L. 2008. Trilinear Higgs couplings in the two Higgs doublet model with CP violation. arXiv:hep-ph/ 0802.0060.(Physical Review D dergisi tarafından kabul edildi.)