T.C.

BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

HOLOMORF OLMAYAN SÜPERSİMETRİK STANDART MODEL VE BELİRGİN CP İHLALİNİN NÖTRAL HİGGS BOZONLARINA GELEN LOOP DÜZELTMELERİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Elif CİNCİOĞLU

Balıkesir, Temmuz 2010

T.C.

BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

HOLOMORF OLMAYAN SÜPERSİMETRİK STANDART MODEL VE BELİRGİN CP İHLALİNİN NÖTRAL HİGGS BOZONLARINA GELEN LOOP DÜZELTMELERİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Elif CİNCİOĞLU

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Levent SOLMAZ

Sınav Tarihi : 20/07/2010

Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Durmuş Ali DEMİR

Doç. Dr. Levent SOLMAZ

Doç. Dr. Saime SOLMAZ

Önsöz

Öncelikle, gerek tez çalışmamda gerekse diğer çalışmalarımız süresince bana verdiği büyük emeklerden ve gösterdiği hoşgörüden dolayı danışman hocam Doç. Dr. Levent SOLMAZ'a çok teşekkür ederim.

Bilimle uğraşmanın önemini ve güzelliğini kavramamda bana model rol oluşturan ve yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen değerli hocalarım Prof. Dr. Durmuş Ali DEMİR, Doç. Dr. Saime SOLMAZ ve Doç. Dr. Ersen METE'ye tüm içtenliğimle teşekkür ederim.

Tüm hayatım boyunca desteklerini hep yanımda hissettiğim anne ve babam Zeki & Hülya CİNCİOĞLU'na, sıkıntılı bir o kadar da keyifli olan bu süreçte hoşgörü ve yardımlarını esirgemeyen değerli hocam Yard. Doç. Dr. Zerrin KIRCA, kardeşim Gökhan CİNCİOĞLU ve de arkadaşlarım Merih BASANCI, Hatice ÜNAL ve Yaşar HİÇYILMAZ'a sonsuz teşekkürler.

07/05/2010 Elif CİNCİOĞLU

ÖZET

HOLOMORF OLMAYAN SÜPERSİMETRİK STANDART MODEL VE BELİRGİN CP İHLALİNİN NÖTRAL HİGGS BOZONLARINA GELEN LOOP DÜZELTMELERİ

Elif CİNCİOĞLU

Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı

(Yüksek Lisans Tezi / Tez Danışmanı: Doç. Dr.Levent SOLMAZ)

Balıkesir, 2010

Etkin potansiyel metodunu kullanarak, holomorf olmayan süpersimetrik modelin (NHSSM) nötral Higgs bozonlarının kütle matrislerine ait tek-halka düzeltmelerini ve net CP kırınımını, üçüncü nesil kuark ve skuarklara gelen ışınımsal düzeltmeleri göz önünde bulundurarak, hesapladık.

Ele aldığımız holomorfik olmayan üçlü-lineer bağlaşımlar nötral Higgs bozonlarının karışımları ve kütleleri için CP ihlali konusunda holomorfik olanlarla kıyaslanabilir.

ANAHTAR KELİMELER: Süpersimetri, holomorfik olmayan süpersimetrik model, CP-ihlali, halka-düzeltmeleri.

ABSTRACT

NEUTRAL HIGGS SECTOR OF THE MSSM WITH EXPLICIT CP VIOLATION AND NON-HOLOMORPHIC SOFT BREAKING

Elif CİNCİOĞLU

Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Physic Anabilim Dalı

(Yüksek Lisans Tezi / Tez Danışmanı: Doç. Dr.Levent SOLMAZ)

Balıkesir, 2010

Using the effective potential method, we computed one-loop corrections to the mass matrix of neutral Higgs bosons of the Non-Holomorphic Supersymmetric Standard Model (NHSSM) with explicit CP violation, where the radiative corrections due to the quarks and squarks of the third generation were taken into account.

We observed that the non-holomorphic trilinear couplings can compete with the holomorphic ones in CP violating issues for the mass and mixing of the neutral Higgs bosons.

KEY WORDS: Supersymmetry, non-holomorphic supersymmetric model, CP-violation, loop-corrections.

İÇİNDEKİLER

ŞEKİL LİSTESİ

TABLO LİSTESİ

1. GİRİŞ

Parçacık fiziğinin günümüzdeki modeli "*Standart Model*" (SM) TeV skalasına açıklık getirmekte yetersizdir ve bu nedenle SM ötesi yeni fizik senaryolarına ihtiyaç duyulmaktadır. Bu yüksek skalalı fiziğin doğasını açıklamak adına ortaya çıkan en popüler teorilerden biri de "*Süpersimetri (SUSY) Teorisi*" dir. Süpersimetrinin popüler oluşunda, SUSY'nin hem bölüm 2.2'de bahsedeceğimiz SM'in hiyerarşi problemine çözüm oluşturması hem de Büyük Birleşik Teori (GUT) skalasında $(\sim 2 \times 10^{16}\ GeV)$ sahip olduğu süpersimetriyi kendiliğinden kırarak elektrozayıf simetri kırınımını makul bir şekilde açıklaması büyük rol oynar [1]. Bunun yanında SM'in sahip olduğu tek Higgs dubletine karşın iki Higgs dubleti ile hem Higgs sektörünün öngörülen üst sınırını artırabilir hem de nötral ayarinoları ile (bölüm 4.4.4) iyi bir soğuk karanlık madde adayı öne sürer. Son olarak, çalışmamızda da vurgulanan, CP-ihlali konusunda süpersimetri sahip olduğu yeni skaler sektör ile hem CP fazını hem de karışım açılarını artırır ki bu gözlemlenmiş olan baryon asimetrisi için bir başka motivasyondur.

Yukarıda değinilen tüm bu motivasyonlar, süpersimetrik modellerin yapılarıyla ilintili olarak, farklı sonuçlar ortaya çıkarabilir. En yaygın süpersimetrik modeller arasında, SM parçacıklarına en minimal genişlemeyi getiren "*Minimal Süpersimetrik Standart Model*" (MSSM) [2-3], MSSM'den farklı olarak ekstra bir ayar teklisine sahip olan "*U(1)' Modeli* " [4,5], yine minimal modelin holomorf terimlerine yeni holomorf olmayan terimlerin eklenmesi ile elde edilen "*Holomorf Olmayan Süpersimetrk Standart Model*" (NHSSM) [6,7] ve son olarak da MSSM'e en yakın model "*NMSSM* " [8] yer alır.

Süpersimetrik modellerin motivasyonları açısından MSSM'in süperpotansiyelinde bulunan zayıf skaladaki μ kütle terimi ile Planck skalasındaki yumuşak kırıcı terimler arasındaki hiyerarşi olarak bilinen " μ *problemi* "ni çözmek oldukça önemlidir.

Bu bağlamda, çalışmamızda ele aldığımız NHSSM, hem μ parametresini, çok yüksek enerji skalalarında önemsiz terimler haline gelen yumuşak terimlere indükleyebildiğinden hem de yeni üçlü-lineer bağlaşımlarıyla MSSM etkileşimlerini daha da genişlettiğinden oldukça motive edici bir modeldir.

NHSSM'i baz alarak yaptığımız bu çalışmada üçüncü nesil skaler kuarkların en hafif Higgs kütlesine getirdikleri tek-halka düzeltmelerini hesaba katarak CP-ihlal sektöründeki değişimler üzerine yoğunlaştık.

Öncelikle, temel parçacık fiziğine genel bir bakış açısı kazandırmak ve çalışmamızın daha anlaşılır olmasını sağlamak adına ilk olarak bölüm 2'de Standart Model ve problemlerinden kısaca bahsettik. Bir sonraki bölümde ise süpersimetrinin motivasyonları ve cebiri üzerine temel bilgileri sunmaya çalıştık. Bölüm 4'te Standart Model parçacık spektrumuna getirdiği minimal genişlemeyle temel süpersimetrik teorilerden biri olan Minimal Süpersimetrik Standart Model'i (MSSM) ele aldık ve son olarak da yukarıda da bahsettiğimiz gibi NHSSM temelli bir nötral Higgs sektörü üzerinden CP-ihlali konusunu değerlendirdik.

2. STANDART MODEL

2.1 Standart Modele Giriş

Standart Model, bazı ayar simetri prensipleri ile yüksek enerjili durumlarda doğayı tanımlamaya çalışan ve büyük ölçüde deneylerle uyum içinde olan temel parçacıkların kuantumlu alan teorisidir [9]. Bu temel model, doğada bilinen dört temel kuvvetten üçünü (gravitasyonel kuvvete yorum getiremez) yani elektromanyetik kuvvet, zayıf kuvvet ve güçlü kuvveti üç ayar simetri grubu $\mathrm{SU}(3)_C \times \mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ altında açıklamaktadır.

Tarihsel olarak SM'in gelişim sürecini ele alırsak: ilk olarak, Glashow 1964'de zayıf etkileşimlerin simetri grubu olan SU(2) ve elektromanyetik etkileşimi tanımlayan U(1) simetri grubu arasında $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ şeklinde bir ilişki olabileceğini öne sürdü. 1968'li yıllarda Weinberg ve Salam'ın bu simetrinin lokal $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ simetrisi altında kendiliğinden kırılması ile ilintili çalışmaları sonucu elektromanyetik etkileşim ve zayıf etkileşim birleştirilerek "*elektro-zayıf etkileşim*" adını aldı ve böylece leptonların teorisi kurulmuş oldu [10-11]. 1973'de Grossi, Wilczek ve Politzer'in güçlü etkileşimleri yani kuark etkileşimlerini tanımlayan $\mathrm{SU}(3)_C$ simetri grubunu da elektro-zayıf simetri grubuna dahil etmeleri ile Standart Model parçacıklarının bugün ki simetri grubu olan $\mathrm{SU}(3)_C \times \mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ simetri grubuoluşturuldu. Standart Model güçlü etkileşim simetrisini koruyup elektro-zayıf simetriyi kırarak kendi spektrumundaki tüm temel parçacıkları bu simetri grubu ile açıklayabilmektedir.

Standart Model'i oluşturan temel parçacıklar Tablo 2.1.1'de de gösterildiği gibi leptonlar, kuarklar ve graviton dışındaki ayar bozonlarıdır. Bu temel parçacıkların dışında, elektro-zayıf simetriyi kırarak fermiyonlara ve bozonlara kütle kazandıran bir de Higgs dubleti eklenmiştir ancak skaler bir parçacık olan Higgs bozonu deneysel olarak henüz gözlemlenmemiş bir parçacıktır.

SM çerçevesinde, fermiyonik parçacıklar kütleleri ve kararlılıkları baz alınarak üç nesle ayrılmıştır ve her bir nesil iki lepton ve iki kuarktan oluşur. Evrendeki tüm kararlı maddeler birinci nesil fermiyon grubundan yani elektron, yukarı (top) kuark ve aşağı (down) kuarktan oluşmaktadır. Leptonlar üçüncü nesilden birinci nesile yani kararlı olan nesile doğru bozunurlar ve kütle bazında en ağırdan en hafife nesiller üçüncü, ikinci ve birinci nesil olarak birbirlerini takip ederler. Bu kütle farklarına karşın aynı eylem altında aynı davranışlı etkileşimleri gösterirler, bu duruma ise "*evrensellik*" denir.

Tablo 2.1.1 Sekiz gluon (g), üç Vektör Bozon ($W^{\pm}, Z^0$) ve bir Foton (γ) olmak üzere on iki ayar alanı ve bu üç ayrı ayar grubuna karşılık gelen üç ayar bağlaşım sabiti ($g_s, g^{'}, g$) içeren Standart Model'in sahip olduğu parçacıklar.

2.4 MeV (kütle) 2/3 (yük) ½ (spin) **u** **yukarı kuark**	1.27 GeV(kütle) 2/3 (yük) ½ (spin) **C** **cazibe kuark**	171.2 GeV (kütle) 2/3 (yük) ½ (spin) **t** **üst kuark**	0 (kütle) 0 (yük) 1 (spin) γ **Foton**
4.8 MeV (kütle) -1/3 (yük) ½ (spin) **d** **aşağı kuark**	104 MeV (kütle) -1/3 (yük) ½ (spin) **s** **yukarı kuark**	4.2 GeV (kütle) -1/3 (yük) ½ (spin) **b** **alt kuark**	0(kütle) 0(yük) 1 (spin) g **gluon**
< 2.2 eV (kütle) 0 (yük) ½ (spin) ν_e **elektron nötrinosu**	< 0.17 MeV (kütle) 0 (yük) ½ (spin) ν_μ **müon nötrinosu**	< 15.5 MeV(kütle) 0 (yük) ½ (spin) ν_τ **tau nötrinosu**	91.2 GeV(kütle) 0 (yük) 1 (spin) Z^0 **Z bozon**
0.511 MeV (kütle) -1 (yük) ½ (spin) **e** **elektron**	105.7 MeV (kütle) -1 (yük) ½ (spin) $\boldsymbol{\mu}$ **müon**	1.777 MeV (kütle) -1 (yük) ½ (spin) τ **tau**	80.4 GeV(kütle) ±1 (yük) 1 (spin) $W^{\pm}$ **Wbozonlar**

Standart Model'in sahip olduğu üç etkileşim tipi için etki mesafeleri göz önüne alınacak olursa: foton (γ) sonsuz menzilli, vektör bozonlar ($W^{\pm}, Z^{0}$) kısa menzilli olup ($R = 10^{-17}$ cm) ve son olarak gluonlar nükleer menzile ($R = 10^{-13}$) hapsolmuştur. Foton kütlesiz bir parçacık olduğu için menzilinin sonsuz olması ve vektör bozonların kütlelerinin ~100 GeV civarında olduğu düşünülürse ağır olduklarından menzillerinin kısa olması beklenir bir durumdur, ancak gluonun kütlesiz oluşu baz alındığında nükleer menzile hapsolmuş olması akla buradaki etkileşim tipinin standart etkileşim tipinden farklı olduğunu getirir: kuarklar arasındaki güçlü etkileşime aracı olan gluona enerji verilerek kuarkların birbirlerinden ayrılmaları beklenirken buradaki etkileşim tipi beklenenin aksine verilen enerjiyi yeni bir kuark ya da anti-kuark oluşturmakta kullanır, bu sebeple kuarkları tek başlarına gözlemlemek olası değildir. Güçlü etkileşimi, Kuantum Renk Dinamiği (QCD) kuarklar arasındaki renk değiş-tokuşu üzerine temellendirir, kuarkların ve gluonların mavi,yeşil, kırmızı, anti-mavi, anti-yeşil ve anti-kırmızı olmak üzere sahip olabilecekleri altı çeşit renk yükü mevcuttur.

Standart Model, Einstein'nın rölativistik enerji eşitliğinden yola çıkılarak elde edilen, serbest bozonları tanımlayan Klein-Gordan eşitliği ve bu eşitlikten yola çıkılarak elde edilen, serbest fermiyonları tanımlayan Dirac eşitliği üzerine temellendirilmiş rölativistik bir teoridir. ϕ , m kütleli kompleks bir alan olmak üzere: skaler bozoblar için Klein-Gordan Lagrangian'ı aşağıdaki formda yazılabilir.

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - m^2 \phi \phi^* \tag{2.1.1}$$

Bunun yanısıra fermiyonlar için de, Ψ, m kütleli ve dört bileşenli kompleks bir alan olmak üzere, Dirac Lagrangian'ı

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} i \gamma_\mu \partial^\mu \Psi - m \bar{\Psi} \Psi \tag{2.1.2}$$

formundadır.

Burada γ_μ (4×4) Dirac matrisleridir ve aralarındaki anti-komütatif ilişkiler aşağıdaki gibidir.

- $\{\gamma^\mu, \gamma^5\} = 0$, $\left\{ \begin{array}{ll} \{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}, & \mu = \nu \text{ ise} \\ \{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 0, & \mu \neq \nu \text{ ise} \end{array} \right\}$

Standart Modelin kuantum alan teorisinde global ve lokal olmak üzere iki tip simetri mevcuttur ve parçacık etkileşimlerini betimlemek adına lokal simetri büyük önem taşır. Hem lokal simetri hem de global simetriler abelian ve uniter olan U(1) ayar grubu ile temsil edilirler. Dirac Lagrangian'ını baz alıp bu simetrileri inceleyecek olursak: α bir sabit olmak üzere

$$\Psi(x) \rightarrow e^{-i\alpha}\Psi(x) \tag{2.1.3}$$

faz tarnsformasyonu altında Dirac Lagrangian'ı değişmez kalacaktır, bu durum bize Lagrangian'in global bir U(1) simetrisine sahip olduğunu gösterir. Bu simetrinin transformasyon altında korunma nedeni ise α'nın tüm uzay-zamanda sabit bir nicelik olmasıdır: fiziksel olarak hesaplanamayan α'ya herhangi bir değer atfedilebilir ki bu da α'nın global olduğunu gösterir. Eğer α uzay-zamanın her bir noktasında değişebilen ve keyfi olarak seçemeyeceğimiz bir parametre olsaydı o zaman simetrimiz global simetri olmaktan çıkıp lokal bir U(1) simetrisi haline gelirdi. α, uzayzamanın bir fonksiyonu olmak üzere

$$\Psi(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\Psi(x) \tag{2.1.4}$$

lokal faz transformasyonu altında Dirac Lagrangian'ı hala değişmez kalabiliyorsa bu dönüşüme "*lokal ayar değişmezliği*" denir. Ancak bu lokal transformasyon altında Dirac Lagrangian'ı değişmez değildir, bu da bize sahip olunan lokal U(1) simetrisinin ekstra bir parçacık alanı tarafından kırıldığını gösterir.

Lokal transformasyon altında Dirac Lagrangian'ı aşağıdaki şekilde dönüşür.

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L} - \bar{\Psi}(x)\gamma_\mu\Psi(x)\partial^\mu\alpha(x) \quad (2.1.5)$$

Dirac Lagrangian'ını lokal olarak değişmez bırakacak şekilde, simetri kırınımının kaynağı olan parçacık alanını da içeren, yeni bir türev operatörü tanımlamalıyız ki; Lagrangian fiziksel olarak istenilen lokal ayar değişmezliğini koruyabilsin.

Tanımlanması gereken türev operatörü aşağıdaki formdadır ve bu operatöre "*kovaryant türev operatörü*" denir.

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu \quad (2.1.6)$$

Burada A_μ bir vektör alanı e ise bu alanla ilgili bir bağlaşım sabitidir. Tanımlanan kovaryant türevi baz alarak Dirac Lagrangian'ını yeniden yazalım:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}i\gamma_\mu D^\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (2.1.7)$$

Kovaryant türev içinde tanımlanan A_μ vektörel alanının lokal transformasyon altındaki dönüşümü ise

$$A_\mu \to A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \quad (2.1.8)$$

şeklindedir. Yeni Dirac Lagrangian'ına lokal U(1) simetrisi uygulandığında artık Lagrangian değişmez kalacaktır.

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}i\gamma_\mu D^\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi = \bar{\Psi}i\gamma_\mu\partial^\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi + e\bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi A^\mu \quad (2.1.9)$$

Sonuç olarak bu yeni Lagrangian'deki son terim ilk Lagrangian'de simetriyi kıran terimdir ve bu etkileşme teriminde fermiyonik bir parçacığın A^μ ayar alanıyla etkileşimi söz konusudur. Lagrangian'da A^μ ayar alanına ait kütle terimi olmadığından son terim foton-elektron etkileşim terimi olarak addedilir.

Dirac Lagrangian'ında bulunan gamma matrisleri (γ_μ), 2×2 Pauli matrisleri (σ^i) cinsinden ifade edilebilirler ve böylece dört bileşenli Dirac spinörünü iki bileşenli Weyl spinörleri cinsinden yazılabilir ki bu notasyon süpersimetrik modeller için çok daha uygundur.

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ \bar{\sigma}^i & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{2.1.10}$$

Burada $\bar{\sigma}^i = -\sigma^i$ ve i=1,2,3 değerlerini alır. Dirac matrislerini bu şekilde ifade edebildiğimiz gibi fermiyonik alanları betimleyen Ψ'da sağ-elli ve sol-elli olmak üzere Weyl spinörleri Ψ_R, Ψ_L cinsinden aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_L \\ \Psi_L \end{pmatrix} \tag{2.11.11}$$

Spinörlerin sağ-elli ve sol-elli oluşuna "*kirallık*" denir. P_L ve P_R kiral projeksiyon operatörleri olmak üzere sağ ve sol-elli alanlar projeksiyon operatörlerinin özdurumlarına karşılık gelirler.

$$P_L\Psi_L \equiv \frac{(1-\gamma^5)}{2}\Psi_L = \Psi_L \ , \quad P_R\Psi_R \equiv \frac{(1+\gamma^5)}{2}\Psi_R = \Psi_R \tag{2.1.12}$$

Anti-fermiyonları Weyl spinörleri cinsinden ifade edecek olursak aşağıdaki formu elde ederiz.

$$\bar{\Psi} = \Psi^\dagger\gamma^0 = (\bar{\Psi}_R, \bar{\Psi}_L) \tag{2.1.13}$$

Böylelikle (2.1.2) eşitliğindeki Dirac Lagrangian'i, Pauli matrisleri bazında,Weyl spinörleri cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\mathcal{L} = \Psi^\dagger{}_R i\sigma_\mu\partial^\mu\Psi_R + \Psi^\dagger{}_L i\bar{\sigma}_\mu\partial^\mu\Psi_L - m\left(\Psi_R^\dagger\Psi_L + \Psi_L^\dagger\Psi_R\right) \tag{2.1.13}$$

Elde edilen Lagrangian formunda açıkça görüldüğü gibi sağ ve sol-elli parçacıklar farklı davranışlar göstermektedirler. Standart Model'in $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ elektro-zayıf sektörü göz önüne alındığında sol-elli parçacıklar SU(2) çiftlileri iken sağ-elli parçacıklar SU(2) teklileridirler.

Tablo 2.1.2 Elektromanyetik yük: $Q = Y + T_3$ olmak üzere birinci nesil fermiyonik parçacıkların izospin ve hiperyükleri.

	Sembol	Zayıf izospin(T_3)	Zayıf hiperyük (Y)	Gösterim
Leptonlar	ν_{e_L}, e_L, e_R	1/2,-1/2,0	-1/2,-1/2,-1	$\binom{\nu_{e_L}}{e_L}, e_R$
Kuarklar	u_L, d_L, u_R, d_R	1/2,-1/2,0,0	1/6,1/6,2/3,-1/3	$\binom{u_L}{d_L}, u_R, d_R$

Parçacık fiziğinin en temel sorularından biri "*maddenin kütle kaynağı nedir?*" sorusudur. Ayar değişmezliği kavramı Lagrangian'da ayar bozonları ve fermiyonlar için kütle terimlerine müsaade etmez. Standart Model'in kiral fermiyonlarına ve ayar bozonlarına kütle kazandıracak ekstra bir parçacık gereklidir, kütlenin kaynağı olan bu parçacığın ortaya çıkması içinse sahip olunan ayar simetrisi kırılmalıdır. Böylelikle, bu kendiliğinden simetri kırınım mekanizması düşük enerjili durumda (vakum durumu) ayar simetrisini değişmez bırakmayacak şekilde bir vakum beklenen değerine sahip olacaktır ve bu vakum beklenen değeri parçacıkların kütlelerini tayin edecektir.

Standart Model çerçevesinde parçacıklara kütle kazandıran, bileşenlerinden biri pozitif yüklü (ϕ^+) diğeri nötral olmak üzere (ϕ^0), tek bir "*Higgs*" çiftlisi mevcuttur.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 - i\phi_2) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_3 - i\phi_4) \end{pmatrix} \tag{2.1.14}$$

Higgs potansiyelini en basit formunda yazacak olursak:

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\left(\sum_{i=1}^{4}\phi_i^2\right) + \frac{1}{4}\lambda\left(\sum_{i=1}^{4}\phi_i^2\right)^2 \tag{2.1.15}$$

şeklindedir. ϕ_1 ve ϕ_2 yüklü Higgs bileşenlerinin vakum değerlerini vereceklerdir, ki dolayısıyla bu vakum değeri kararlı değildir, ϕ_4 'ün vakum beklenen değeri ise sabit ancak kompleks bir değerdir, kütleye atfedilemez. Dolayısıyla bu üç alanın vakum beklenen değerlerini sıfıra eşitleyip ($\langle 0|\phi_i|0\rangle = 0$, i=1,2,4) kararlı bir vakum değerine sahip olabilecek ϕ_3 alanını belirlemiş oluruz.

$$\langle 0|\phi_3|0\rangle = v \tag{1.16}$$

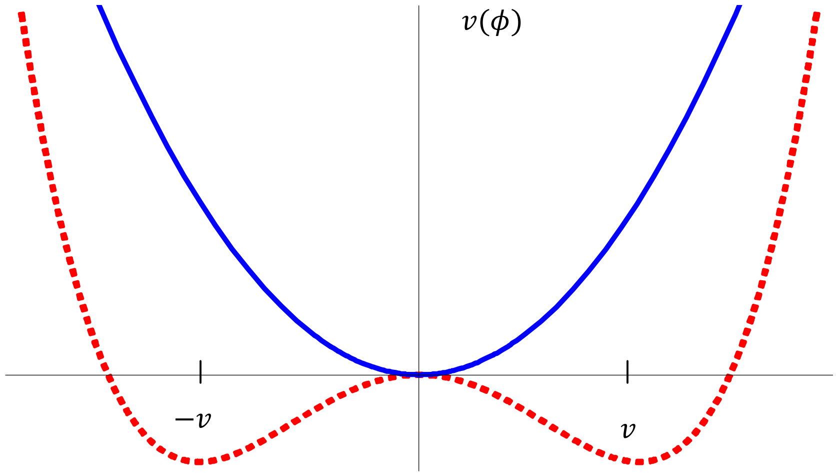
Böylelikle Higgs potansiyeli aşağıdaki formda yazılabilir.

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2(\phi_3)^2 + \frac{1}{4}\lambda(\phi_3)^4 \tag{2.1.17}$$

Kuantum teorisine göre minimum enerjide Higgs alanı ϕ_3 potansiyelin minimumu etrafında $\pm v$ kadar salınımlar yapar. Dolayısıyla, Higgs potansiyeli $V(\phi)$ kararlı ϕ_3 skaler alanının vakum beklenen değeri v'nin bir fonksiyonu $V(v)$ olarak yazılabilir.

$$V(\phi) \rightarrow V(v) = \frac{1}{2}\mu^2 v^2 + \frac{1}{4}\lambda v^4 \tag{2.1.18}$$

Potansiyelin minimumunda kolaylıkla $v = \left(-\frac{\mu^2}{\lambda}\right)^{1/2}$ çözümüne ulaşılabilir. Burada kütleye işaret eden μ^2'nin üç durumu mevcuttur: $\mu^2 > 0$ durumunda negatif enerji söz konusudur yani vakum değeri kararsızdır, $\mu^2 = 0$ durumunda potansiyele tek halka çözümleri eklenmelidir ki eklenen bu ekstra terimler simetriyi yeniden kırabilsin ve son olarak bizim şu an ilgilendiğimiz durum $\mu^2 < 0$ durumudur ki bu durumda vakum değeri kararlıdır.



Şekil 2.1.1 $\mu^2 > 0$ (düz çizgi) ve $\mu^2 < 0$ (kesikli çizgi) durumları için Higgs potansiyelinin minimumları.

Vektör bozonlar $W^{\pm}, Z^0$ ve γ ‘ nu ele alacak olursak SU(2)×U(1) bozonik ayar alanları ile skaler alanlar arasındaki etkileşim aşağıdaki Lagrangian ile verilir:

$$\mathcal{L}_{\phi} = (D^{\mu}\phi)^{\dagger}(D^{\mu}\phi) - V(\phi) \tag{2.1.19}$$

Kovaryant türev ise;

$$D^{\mu}(\phi) = \left(\partial_{\mu} + ig\frac{\sigma^{i}}{2}W_{\mu}^{i} + \frac{ig^{'}}{2}B_{\mu}\right)\phi \tag{2.1.20}$$

şeklindedir. Burada, i=1,2,3 yüklü ve nötral üç vektör bozona işaret eder, W_{μ}^{i} ve B_{μ} elektro-zayıf etkilşimin bozonik alanlarıdır ve son olarak g ve $g^{'}$ sırasıyla SU(2) ve U(1) ayar bağlaşımlarıdır. Bozonik ayar alanlarının Higgs alanları ile etkileşimi sonucu SU(2) ayar bozonları kütle kazanırken U(1) ayar bozonu U(1) simetrisi kırılmadığından beklenildiği gibi kütle kazanmaz.

$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \sim \frac{g^2}{8m_W^2}$ Fermi sabiti olmak üzere zayıf skalada vakum değeri 256 GeV'dir.

$$v = \frac{2m_W}{g} \cong \left(\sqrt{2}G_F\right)^{-1/2} \cong 246 \text{ GeV} \quad (2.1.21)$$

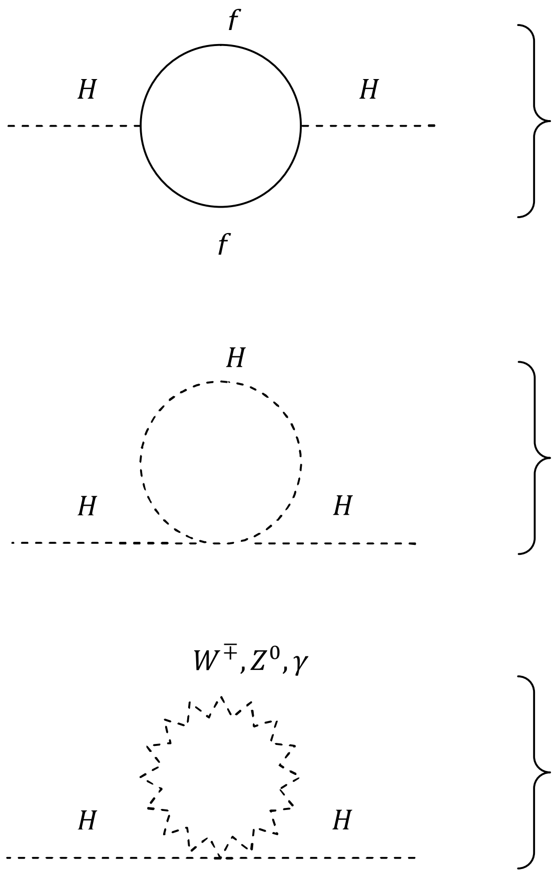
Standart Model SU(2) vektör bozonlarının kütlesini $m_W \sim 78$ GeV ve $m_Z \sim 89$ GeV olarak hesaplamıştır ki bu ölçülen değerlere halka düzeltmelerinden gelen 2-3 GeV' lik katkı da dahil edildiğinde Standart Modelin öngörüsü deneyle % 99 uyum içindedir [12-13].

2.2 Standart Model'in Bazı Problemleri

Deneylerle son derece uyum içinde olan Standart Model fiziğin evrenselliği açısından oldukça önemli olan bir çok probleme cevap verememektedir. Bu yüzden çoğu parçacık fizikçisi Standart Model'i, düşük enerji skalalarında doğru sonuçlar veren ve bulunduğu skalaya açıklık getirebilen yeni fiziğin efektif bir alt modeli olarak görmektedir. Standart Modeli tanımlayacak olan yeni fizik ise hem bu modelle uyum içinde olmalı hem de modelin problemlerine çözüm oluşturmalıdır.

Standart modelin en önemli problemlerinden bahsedecek olursak "*hiyerarşi problemi"* bunların başında gelir. Higgs kütlesine ışınımsal düzeltmeler yapıldığında (ultraviyole cutoff (kesme) skalasında Λ_{UV}) Higgs'in kütlesi en basit düzeydeki hesapla 100 GeV mertebesinde iken kuantum düzeltmeleri 10^{19} GeV mertebesindedir, Higgs kütlesinin bu denli kararsız oluşu hiyerarşi problemi olarak bilinir. Bu kuadratik ıraksama problemi sadece Higgs sektöründe görülür, çünkü Standart Modelde fermiyonlar ve bozonlar kütlelerini korumak adına kiral ve ayar simetrilerine sahiplerdir ve kuantum düzeltmeleri kesilim skalasına sadece logaritmik olarak bağlıdır ancak Higgs'in kütlesi herhangi bir simetri tarafından korunmaz.

Higgs'in kütlesine kuantum düzeltmeleri: kendisinin ultraviyole kuadratik bağlaşımları, fermiyonlara olan Yukawa bağlaşımları ve son olarak da ayar bozonlarına olan ayar bağlaşımlarından gelir. λ_f Yukawa bağlaşımı, λ kuadratik Higgs bağlaşımı ve g ayar bağlaşımı olmak üzere kesilim skalasında Higgs kütlesine gelen katkılar şekil 2.2.1 de gösterilmiştir.



$$\delta_f m_H^2 \sim \frac{\lambda_f^2}{16\pi^2}\Lambda_{UV}^2$$

$$\delta_H m_H^2 \sim \frac{\lambda}{16\pi^2}\Lambda_{UV}^2$$

$$\delta_g m_H^2 \sim \frac{g^2}{16\pi^2}\Lambda_{UV}^2$$

Şekil 2.2.1 Higgs'in, fermiyonlar, ayar bozonları ve kendisi ile olan etkileşimleri sonucu kütlesine gelen kuantum düzeltmeleri.

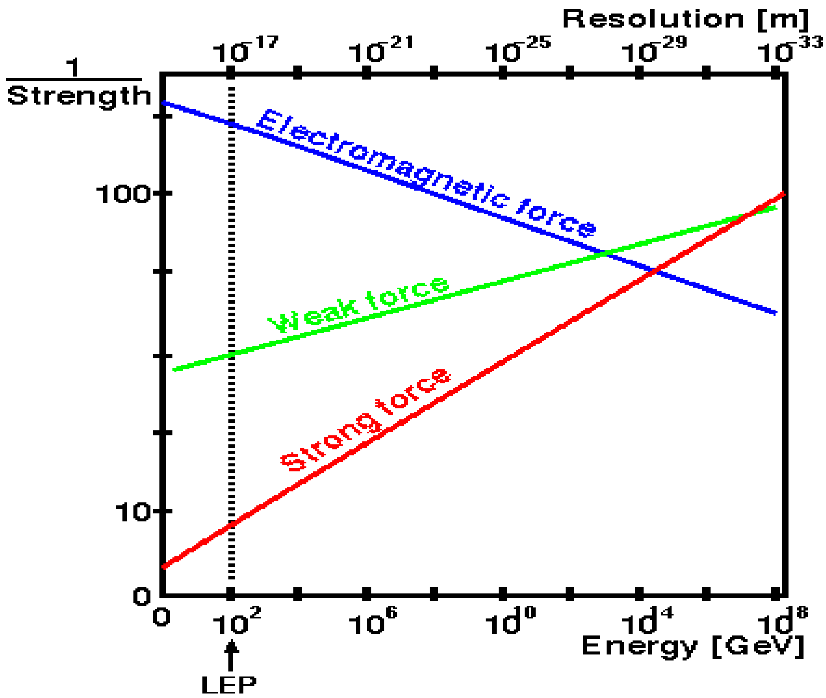
Sonuç olarak hiyerarşi problemi, özünde, şekil 2.2.1 deki halkalardan Higgs kütlesine gelen katkının Higgs'in kendi kütlesinden büyük olmasından bahseder.

$$\delta m_H^2 \gg m_H^2 \tag{2.2.1}$$

Bu bağlamda, kuadratik ıraksamaları ve büyük kütle katkılarını egale etmek adına teoriye bir ince-ayar yapılır. Literatürde *fine-tuning* olarak bilinen bu iyileştirme miktarı S.M. için bir hayli yüksektir [14].

Bir diğer problem ise, kozmolojik ve astrofiziksel çalışmalar sonucu varlığı öne sürülen, ağır, uzun ömürlü ve fotonla etkileşime girmeyen parçacıklardan oluştuğu varsayılan "*karanlık madde*" için Standart Model'in herhangi bir adayının olmamasıdır. Standart model parçacıkları evrenin sadece % 5'ini oluştururken karanlık madde evrenin % 22'sini kapsar (% 73'nü ise negatif basınç uygulayan karanlık enerji oluşturur).

Standart Modelin en büyük eksikliklerinden biri de ayar bozonlarının içinde gravitasyonel etkileşmeyi sağlayan graviton parçacığının bulunmamasıdır. Büyük Birleşik Teori'ye göre yüksek enerjilerde dört temel etkileşim tipinin ayar bağlaşımlarının, tıpkı elektromanyetik ve zayıf etkileşimde olduğu gibi, birleşmesi fiziğin evrenselliği açısından beklenen bir durumdur. Standart modelde elektro-zayıf etkileşim ayar bağlaşımları birleşirken güçlü etkileşim ayar bağlaşımı diğer ikisinden sapmalar gösterir. Bu problem *"Ayar bağlaşımlarının birleşim problemi"* olarak bilinir (Şekil 2.2.2).



Şekil 2.2.2 Standart model bazında, ayar bağlaşımlarının elektro-zayıf skala ve Büyük Birleşik Teori skalasındaki ($M_{GUT}{\sim}2 \times 10^{16}$) davranışları.

Son olarak doğada bir baryon asimetrisi söz konusudur ve Standart Model'de bu asimetrinin kaynağı, ilk olarak nötral Kaon mezonunda gözlemlenen [15], CP (yük-parite) ihlalidir ve bu ihlal kuark karışımı ile tanımlanan ve kompleks bir fazı kapsayan CKM (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa) matrisleri ile betimlenir. Ancak Standart Modelin CP ihlalinin miktarı doğada gözlemlenen miktarla kıyaslandığında yetersiz kalmaktadır.

Yukarda bahsettiğimiz belli başlı Standart Model problemlerini çözmek ve doğayı daha net tanımlamak adına yüksek enerji skalalı yeni fizik teorileri gelişmiştir ve bu gelişim süreci halihazırda devam etmektedir. Bunlardan bir kaçını sıralayacak olursak: Ekstra Boyutlar, Sicim Teorisi, Süpersimetri, Yüksek Eğrilikli Teoriler başta gelir.

Bir sonraki bölümde kendi skalasında (düşük enerji limiti) oldukça başarılı bir teori olan Standart Modelin yüksek enerji limitlerinde sahip olduğu problemleri çözmek adına ortaya çıkan günümüzün en popüler teorilerinden "*Süpersimetri teorisi*" ni (SUSY) ele alacağız.

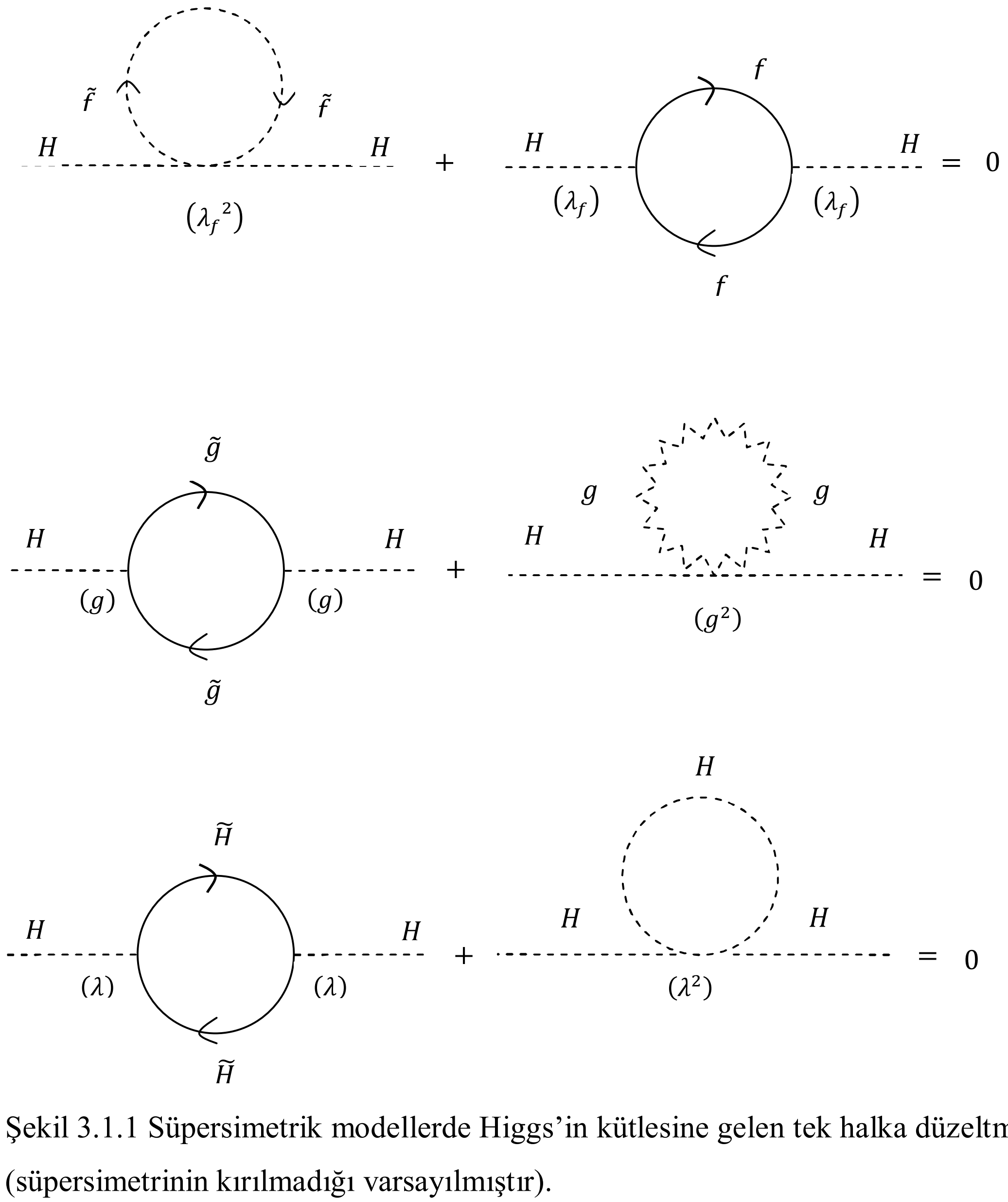
3. SÜPERSİMETRİ

3.1 Süpersimetri için Motivasyonlar

Standart Model daha yüksek enerji limitlerinde oldukça problemli bir modele dönüştüğünden çoğu parçacık fizikçisi Standart Model'i, düşük enerji skalalarında doğru sonuçlar veren ve bulunduğu skalaya açıklık getirebilen yeni fiziğin [16] bir alt modeli olarak görmektedir. Sözkonusu yeni fizik teorilerinin ekstra simetrilere sahip olması ve Standart Model'in temel parçacık spektrumuna genişlik getirmesi, problemleri çözmek adına yadsınamayacak bir beklentidir. Bu bağlamda sğpersimetrik teoriler hem yeni bir simetri hem de daha geniş bir parçacık spektrumuna sahip olduklarından Standart Model ötesi teoriler arasında oldukça popülerlerdir. Teorinin ayrıntılarını bir sonraki konuda tartışacağız, ancak problemlere getirdiği çözümleri daha net anlatabilmek adına öncelikle değinilmesi gereken konu: süpersimetrik teorilerde her bir Standart Model parçacığına karşılık gelen ve "*süperpartner (sparçacık)*" olarak adlandırılan yeni parçacıkların sözkonusu olmasıdır. Öyleki her bir fermiyona karşılık gelen sıfır spinli, bozonik bir parçacık (*s*fermiyon-$\tilde{f}$) ve her bir bozona karşılık gelen ½ spinli, fermiyonik bir parçacık (ayarino-$\tilde{g}$) vardır (sözkonusu herhangi bir Standart Model parçacığı ile onun süper eşi olan parçacığın ayar bağlaşım sabitleri aynıdır). Örneğin; SUSY'de, Standart Model parçacığı olan elektrona ek olarak onun süper eşi olan selektron ve yine aynı şekilde ω vektör bozonuna ek olarak onun süper eşi Wino da teorinin parçacık spektrumuna dahildir.

Süpersimetrik modellerin en temel motivasyonlarından biri Standart Model'in hiyerarşi problemine çözüm oluşturabiliyor olmalarıdır.

Eğer olması olası olan süpersimetri kendiliğinden kırılmıyorsa (eğer süpersimetri varsa bile kendiliğinden kırılmıştr çünkü parçacık ve sparçacık aynı kütleli olsaydı Standart Model parçacıklarını dedekte ettiğimiz enerji aralığında sparçacıkları da dedekte edebilmeliydik oysa ki henüz süpersimetrik herhangi bir parçacığı deneysel olarak gözlemleyemedik) SM parçacıkları ve onlara karşılık gelen sparçacıkların aynı kütleli olaması gerekir. Böylelikle Higgs kütlesine fermiyonlardan gelen ışınımsal düzeltme ($\delta_f m_H^2$) ile fermiyonların süper partnerleri olan sfermiyon sektöründen gelen ışınımsal düzeltme ($\delta_{\tilde{f}} m_H^2$) birbirini yok eder.

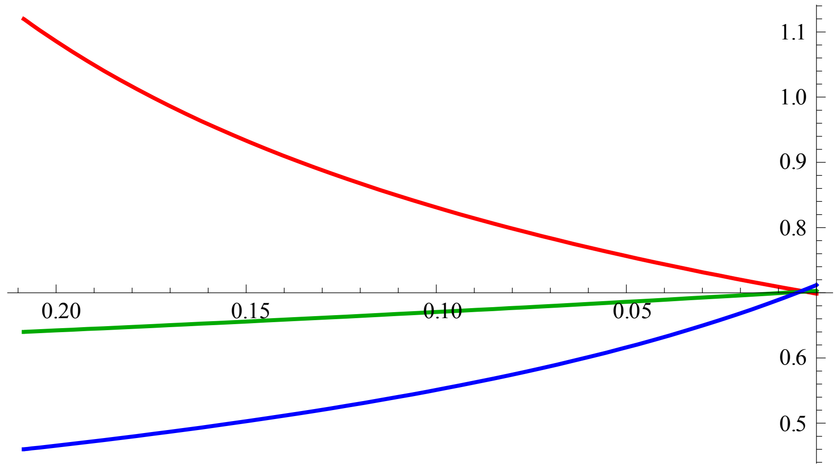


Şekil 3.1.1 Süpersimetrik modellerde Higgs'in kütlesine gelen tek halka düzeltmeleri (süpersimetrinin kırılmadığı varsayılmıştır).

Aynı şekilde bozonik sektörden gelen katkı $(\delta_g m_H^2)$ ile bozonların süper partnerlerinden oluşan ayarino sektöründen gelen katkı $(\delta_{\tilde{g}} m_H^2)$ da birbirini yok eder.

Son olarak Higgs'in kendisiyle etkileşiminden kaynaklanan $(\delta_H m_H^2)$ ışınımsal katkı da süper partneri Higgsino'nun katkısının $(\delta_{\tilde{H}} m_H^2)$ dahil edilmesiyle ortadan kalkar (Şekil (3.3.1)'de bu net bir şekilde görülüyor). Halbuki süpersimetrinin varsa bile kırılmış olduğu aşikardır, o halde durum yukarda anlattığımız gibi olmayacaktır. Çünkü, süpersimetri'nin kendiliğinden kırınım mekanizması parçacık ve o parçacığa karşılık gelen süper partner arasındsa bir kütle farkına sebep olur. Bu durumda parçacık ve süper parçacık sektörlerinden gelen ışınımsal düzeltme, örneğin, m_f fermiyonun kütlesi ve $m_{\tilde{f}}$ sfermiyon kütlesi olmak üzere kütle kare mertebesindedir $\left(\delta_f m_H^2 \propto \left|m_f^2 - m_{\tilde{f}}^2\right|\right)$ ve sparçacık kütlelerinin $\sim$1 TeV olduğu tahmin edilmektedir. Bu durumda teori kendi içinde daha önce ortadan kaldırdığı büyük hiyerarşi problemini küçülterek yeniden oluşturur, ancak oluşan bu küçük hiyerarşiye yapılacak olan ince-ayar ile Standart Model'in büyük hiyerarşisine yapılacak olan ince-ayar elbette ki aynı değildir. Aslında bu doğallık problemi çoğu süpersimetrik model açısından Standart Model'e kıyasla motive edicidir [17-18].

Standart model'in bir diğer problemi olan ayar bağlaşım sabitlerinin birleşmemesi, süpersimetride, sparçacıkların etkilerinin de hesaba katılmasıyla ortadan kalkar [19]. g_s güçlü etkileşimin, g' zayıf etkileşimin ve son olarak da elektromanyetik etkileşimin ayar bağlaşım sabitleri olmak üzere, bu sabitlerin GUT skalasında ($\sim 10^{16} GeV$) birleşebildiği şekil (3.1.2)'de gösterilmiştir.



Şekil 3.1.2 Süpersimetrik teorilerde ayar bağlaşım sabitleri Büyük Birleşik Teori skalasında birleşirler.

Bunların dışında kısaca bahsedecek olursak SUSY'nin temel motivasyonlarından biri de, süpersimetrinin sahip olduğu ekstra parçacıklardan CKM matrislerine gelen katkının CP ihlalinin miktarını artırmasıdır. Bu da süpersimetrinin, Standart Model'in baryon asimetrisi problemine çözüm oluşturmaya yönelik kuvvetli bir teori olduğunu gösterir. Ayrıca SM'de hiçbir açıklama getirilemeyen gravitasyonla ilgili olarak SUSY'nin "Süpergraviti" teorisi mevcuttur.

Yukarda bazı temel motivasyonlarını tanımladığımız Süpersimetri, SM'in sahip olduğu simetrilerden farklı olarak ekstra yeni bir simetriye sahip olduğundan, Kuantum Alan Teorisi'ni tanımlayan Poincare cebirinden farklı olarak, "*Poincare Süpercebiri*" ilekarşımıza çıkar. Bu cebire ait detaylı bilgilere bir sonraki alt başlıkta yer verildi.

3.2 Süpersimetri Cebiri

Fermiyon ve bozonların serbestlik derecelerini ilişkilendirerek bu iki farklı parçacık grubu arasında bir uzay-zaman simetrisi varsayımı süpersimetrinin temelini oluşturur. Bu simetri varsayımına göre Q ile gösterilen "*Süpersimetrik Transformasyon Operatörü*" etkidiği parçacığın spinini $\hbar/2$ kadar azaltarak fermiyonik alanlı bir parçacığı skaler alanlı bir bozona (spin→ 0) ve vektörel alanlı bir bozonu da fermiyonik alanlı (spin→ $1/2$) bir parçacığa dönüştürür.

$$Q|bozon>=|fermiyon> \quad , \quad Q|fermiyon>=|bozon> \qquad (3.2.1)$$

Aslında Lie cebirinden yola çıkılırsa Poincare grubuna ($P^{\mu}, M^{\mu\nu}$) böyle bir genişleme getirmek "*Colemen-Mandula Teoremi*" tarafınadn yasaklanmıştır, yani böyle bir simetriyi Lie cebiri çerçevesinde cüzi bir şekilde yazmak olanaksızdır [20]. Ancak Süpersimetri içerdiği ek jeneratörlerle Lie cebirine dereceli bir yapı olan Z^2 yapısını kazandırarak "*Lie Süpercebiri*"ni oluşturur ve böylelikle Colemen-Mandula Teorisi'nin bir açığını yakalayarak Poincare grubunu non-triviyal bir şekilde genişletebilir [21].

Süpersimetrinin sahip olduğu bu cebirin çift elemanları bozonlara karşılık gelirken tek elemanları da fermiyonlara karşılık gelir (istisna olarak BRST süpersimetride durum böyle değildir). Bir kütle aralığına sahip olan Süpersimetrik teoriler için buna karşılık gelen teorem "*Haag-Lopuzanski-Sohnius Teorem*"'dir [22]. Bu teorem dört boyutta rölativistik bir alan teorisi olan Kuantum Alan Teorisi'nin iç simetriler ve Poincare simetrisinin yanında bir de Poincare simetrisini öteleyebilen tek simetri olan süpersimetriyi de içerebileceğini gösterir. Teorinin en önemli sonuçlarından biri, bozonlarla fermiyonları birbirine dönüştürebilen Lie Süpercebirinin simetri jeneratörü Q' nun antikomütatif ve -1/2 spinli fermiyonik bir yapıda oluşudur (-3/2 spin değeri izinli değildir). Öyle ki: Bozonu fermiyona fermiyonu bozona dönüştürebilen iki komütatörün dönüşümü uzay-zamandaki bir dönüşümle sağlanır ve böyle bir dönüşüm varsa iç simetri ile uzay-zaman simetrisi arasında bir etkileşim vardır.

Coleman-Mandula Teoremi'nde ise iç simetrilerin uzay-zaman simetrileri ile etkileşimine izin verilmez. Süpersimetride Kuantum Alan Teorisi için uzay-zaman, SüperPoincare ve Lorentz eş uzayından oluşur ve bu uzay θ_α ve $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ kompleks Weyl spinörleri olmak üzere yeni Grassmann koordinatlarının eski Poincare ve Lorentz eş uzayını parametrize eden uzay-zaman koordinatı X_μ' ye eklenmesi ile oluşan yeni koordinatlar $(X_\mu, \theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}})$ tarafından parametrize edilir ve bu koordinatların herhangi bir fonksiyonuna "*süperalan*" denir.

Süpersimetri dönüşüm jeneratörü olan spinoral yük Q_α, uzay-zaman jeneratörü olan momentum operatörü P^μ ve Lorentz dönüşümlerinin üreteci olan açısal momentum operatörü $M^{\mu\nu}$ arasındaki temel ilişkileri tanımlayan Lie Süpercebirini oluşturmak için Poincareye getirilecek genişlemenin non-trivial olmasını mümkün kılan tek yol momentum operatörünün spinoral yük operatörüyle komütatif olmasıdır.

$$[P^\mu, Q^i_\alpha] = [P^\mu, \bar{Q}^i_{\dot{\alpha}}] = 0 \tag{3.2.2}$$

Bu üç operatör arasındaki diğer temel bağıntılar aşağıda verilmiştir [23].

$$[Q_\alpha, H] = 0 \quad , \quad [\{Q_\alpha, Q_\beta\}, H] = 0 \tag{3.2.3}$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \quad , \quad \{Q^i_\alpha, \bar{Q}^j_{\dot{\beta}}\} = 2\delta^{ij}(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}}P_\mu \tag{3.2.4}$$

$$[Q^i_\alpha, M^{\mu\nu}] = \tfrac{1}{2}(\sigma^{\mu\nu})^\beta_\alpha Q^i_\beta \quad , \quad [\bar{Q}^i_{\dot{\alpha}}, M^{\mu\nu}] = -\tfrac{1}{2}\bar{Q}^i_{\dot{\beta}}(\bar{\sigma}^{\mu\nu})^{\dot{\beta}}_{\dot{\alpha}} \tag{3.2.5}$$

$$[P^\mu, M^{\rho\eta}] = i(g^{\mu\rho}P^\eta - g^{\mu\eta}P^\rho) \quad , \quad [P^\mu, P^\nu] = 0 \tag{3.2.6}$$

$$[M^{\mu\nu}, M^{\rho\eta}] = i(-g^{\mu\rho}M^{\nu\eta} + g^{\mu\eta}M^{\nu\rho} + g^{\nu\rho}M^{\mu\eta} - g^{\nu\eta}M^{\mu\rho}) \tag{3.2.7}$$

Burada σ^μ daha öncede belirtildiği gibi Pauli matrisleri olup $4\sigma^{\mu\nu} = i(\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu - \sigma^\nu\bar{\sigma}^\mu)$ şeklinde ilişkilendirilebilirler.

$\alpha\ ve\ \beta$'lı indisler sol elli Weyl spinörlerinin indisleri olup 1,2 değerlerini alır, $\dot{\alpha}\ ve\ \dot{\beta}$'lı indisler ise sağ elli Weyl spinörlerinin indisleri olup yine 1,2 değerlerini alabilirler. Son olarak $\mu, \nu, \rho, \eta = 0,1,2,3$ değerlerini alabilirler ve $g^{\mu\rho} = g^{\mu\eta} = diag(1, -1, -1, -1)$ şeklinde tanımlı Minkowski metriğidir. (Denklem (2.6) ve (2.7)' deki ilişkiler Poincare cebirine aittir)

Yukarıda verilen denklemlerde $i, j = 1, \ldots, N$ değerlerini alır ve en az parçacık içeriğine sahip olan N=1 özel durumu için $i, j = 1$ dir. N>1 durumunda ise spini 1'den büyük parçacıkların da teoriye dahil edilmesi sözkonusudur. N≤4 durumundaki teoriler renormalize edilebilirken spini 5/2'den daha büyük parçacıkları içeren teoriler renormalize edilebilir değildir. Ayrıca N=3 durumunun "*multiplet*" yapısı N=4 ile aynı olduğundan N=1,2,4 versiyonları dikkate alınmaktadır.

N=1 süpersimetrisindeki tüm parçacık durumları "Süpermultipletler" denilen süpersimetri cebirinin Lorentz grubu SU(2)⊗SU(2) reprezantasyonlarına düşer. Her bir Süpermultiplet spinoral yük operatörünün her bir bozon ve fermiyona kazandırdığı süperpartnerler sayesinde hem fermiyonik hem de bozonik durumların ikisini birden içerir. Denklem (3.2.3)'den de anlaşılacağı gibi her bir Süpermultiplet grubunu oluşturan bozonik ve fermiyonik grup elemanları aynı kütleye, aynı bağlaşım sabitine, aynı elektrik yüküne, aynı izospine ve aynı renk yüküne sahiptirler ve ayrıca n_f fermiyonik serbestlik derecesi ve n_b bozonik serbestlik derecesi olmak üzere $n_f = n_b$ şeklindedir.

Süpersimetrik dönüşümleri, 1974'de Süpersimetrinin ilk renormalize edilebilir Lagrangian'ı olarak ortaya çıkan "*Etkileşimsiz Wess-Zumino Lagrangian*" ı üzerinden örnekleyelim [24]. ψ sol-elli serbest Weyl fermiyonik alanı ve ϕ kompleks bir bozon alanı olmak üzere bu model için sadece kinetik kısımdan oluşan en basit formdaki eylem aşağıdaki verilmiştir.

$$S = -\int d_x^4 \left(\partial_\mu \phi^\star \partial^\mu \phi + \psi^\dagger i \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi\right) \tag{3.2.8}$$

Bir süpersimetri dönüşümü sonrası, bozonik alan ϕ fermiyonik ψ alanı içeren bir yapıya ve fermiyonik alan ψ ise bozonik bir ϕ alanı içeren bir yapıya dönüşmelidir.

Sözkonusu alanlar arasında olabilecek ilişki için en basit taransformasyonlar aşağıda verilmiştir.

$$\delta_\epsilon \phi = \epsilon\psi = \epsilon^\alpha \psi_\alpha \quad , \quad \delta_\epsilon \phi^\star = \epsilon^\dagger \psi^\dagger = \epsilon^\dagger_{\dot\alpha} \psi^{\dagger\dot\alpha} \tag{3.2.9}$$

$$\delta_\epsilon \psi_\alpha = i(\sigma^\mu \epsilon^\dagger)_\alpha \partial_\mu \phi \quad , \quad \delta_\epsilon \psi^\dagger_{\dot\alpha} = -i(\epsilon\sigma^\mu)_{\dot\alpha} \partial_\mu \phi^\star \tag{3.2.10}$$

Burada ϵ^α küçük, antikomütatif, iki bileşenli Weyl fermiyonu niceliğidir ve bu nicelik süpersimetri dönüşümünü parametrize eder. Lagrangian'ın kütle boyutunun $[m] = 4$ olduğu dikkate alınırsa: fermiyonik ψ_α alanının kütle boyutu $[m] = 3/2$ ve bozonik ϕ alanının kütle boyutu $[m] = 1$ olduğundan bu dönüşümü gerçekleştirebilecek ϵ'nun kütle boyutunun $[m] = -1/2$ olması gerekir.

Denklem (3.2.8)'e en küçük aksiyon prensibini uyguladığımızda ($\delta S = 0$), skaler kinetik kısım $\mathcal{L}_s$ ve fermiyonik kinetik kısım $\mathcal{L}_f$ olmak olmak üzere $\delta\mathcal{L}_s + \delta\mathcal{L}_f = 0$ olmasını bekleriz. Şimdi sırasıyla skaler ve fermiyonik kısmın varyasyonuna bakalım:

$$\begin{aligned}\delta\mathcal{L}_s &= -\partial^\mu(\delta\phi^\star)\partial_\mu\phi - \partial^\mu\phi^\star\partial_\mu(\delta\phi)\\ &= -\partial^\mu(\epsilon^\dagger\psi^\dagger)\partial_\mu\phi - \partial^\mu\phi^\star\partial_\mu(\epsilon\psi)\\ &= -\epsilon^\dagger\partial^\mu\psi^\dagger\partial_\mu\phi - \epsilon\partial^\mu\phi^\star\partial_\mu\psi\end{aligned} \tag{3.2.11}$$

$$\begin{aligned}\delta\mathcal{L}_f &= -i(\delta\psi^\dagger)\bar\sigma^\nu\partial_\nu\psi - i\psi^\dagger\bar\sigma^\nu\partial_\nu(\delta\psi)\\ &= -\epsilon\sigma^\mu\bar\sigma^\nu\partial_\mu\phi^\star\partial_\nu\psi + \epsilon^\dagger\bar\sigma^\nu\sigma^\mu\psi^\dagger\partial_\nu\partial_\mu\phi\end{aligned} \tag{3.2.12}$$

Sonuç olarak denklem (3.2.11) ve denklem (3.2.12) nin toplamları beklenilen sonucu vermemektedir, bu noktada denklem (3.2.8)'de yazılan eylemin Lagrangian'larına ekstra bir yardımcı alana (F) sahip olan ekstra bir Lagrangian'da ($\mathcal{L}_{yardımcı}$) eklenmelidir ve söz konusu süpersimetrik dönüşümler bu yeni Lagrangian üzerinden yapılmalıdır.

Oluşturulan bu yeni eylem aşağıdaki süpersimetrik dönüşümler altında değişmez kalır.

$$\delta_\epsilon \phi = \epsilon\psi \qquad , \qquad \delta_\epsilon \phi^\star = \epsilon^\dagger \psi^\dagger \tag{3.2.13}$$

$$\delta_\epsilon \psi_\alpha = i(\sigma^\mu \epsilon^\dagger)_\alpha \partial_\mu \phi + \epsilon_\alpha F \qquad , \qquad \delta_\epsilon \psi^\dagger_{\dot{\alpha}} = -i(\epsilon\sigma^\mu)_{\dot{\alpha}} \partial_\mu \phi^\star + \epsilon^\dagger_{\dot{\alpha}} F^\star \tag{3.2.14}$$

$$\delta F = i\epsilon^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi \qquad , \qquad \delta F^\star = -i\partial_\mu \psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \epsilon \tag{3.2.15}$$

Süpersimetrik teorilerin temel yapılarının daha detaylı anlatımı için [25-26] referanslarına başvurulabilir.

Sonraki bölümde süpersimetrik modellerin en az parçacık içeriğine sahip olan "Minimal Süpersimetrik Standart Model" (MSSM) üzerine yoğunlaşacağız.

4. MİNİMAL SÜPERSİMETRİK STANDART MODEL (MSSM)

4.1 MSSM'in Parçacık Spektrumu

MSSM, skaler Higgs bozonu dışında tüm parçacıkları dedekte edilmiş olan SM parçacıklarına getirilen minimum genişlemedir ve bundan dolayı süpersimetrik modeller içinde en az parçacık sayısına ki aynı zamanda en az etkileşime sahip olan modeldir. MSSM'de, bilinen her SM parçacığı ve ilgili süperpartneri "*kiral süpermultipletler*" ya da "*ayar süpermultipletleri*" denilen yapıları oluştururlar.

Ayar süpermultipletleri: SM'in vektörel ayar bozonları ile her bir ayar bozonuna karşılık gelen ilgili süperpartnerin oluşturduğu yapılardır, bununla birlikte, bu vektör bozonlarının süperpartnerleri bilinen parçacıkların sonlarına "*ino*" ekinin eklenmesi ile adlandırılırlar ve bilinen sembollerin üzerine tilde eklenmesi ile sembolize edilirler. MSSM'in tüm ayar süpermultipletleri Tablo 4.1.1 'de verilmiştir. Eskiden sadece ayar bozonlarının alanlarıyla ilişkili olan $SU(2)_L \times U(1)_Y$ elektrozayıf ayar simetrisi artık hem bilinen ayar bozonları hem de süperpartnerlerin oluşturduğu yeni alanlar wino alanları ve bino alanı ($\widetilde{\mathrm{W}}^{\pm}$,$\widetilde{\mathrm{W}}^{0}$ ve $\widetilde{\mathrm{B}}^{0}$) ile ilişkilidir. Öyle ki: elektrozayıf simetrinin kırılmasıyla W^{0} ve B^{0} alanlarının özdurumlarının karışımları Z^{0} bozonunun ve fotonun (γ) kütle özdurumlarını verirken $\widetilde{\mathrm{W}}^{0}$ ve $\widetilde{\mathrm{B}}^{0}$ alanlarının özdurumlarının karışımları da zino ($\tilde{\mathrm{Z}}^{0}$) ve fotinonun ($\tilde{\gamma}$) kütle özdurumlarını veririr ve eğer süpersimetri kırılmamış olsaydı zino ve fotinonun kütle özdurumları ayar bozonlarının kütle özdurumları ile aynı olurdu. Kiral süpermultiplet yapıda olan Higgsinolar, winolar ve bino ile karışarak chargino ($\chi^{\pm}_{1,2}$) ve nötralinonun (χ^{0}_{i}, $i = 1,\ldots,4$) kütle özdurumlarını verirler ve bu özdurumlara karşılık gelen en düşük kütle özdeğerine sahip nötralino MSSM'in "*soğuk karanlık madde*" adayıdır.

Ayrıca, elektrozayıf simetride olduğu gibi, $SU(3)_C$ ayar simetrisi de artık hem gluon alanı hem de gluino alanı ile ilgilidir.

Tablo 4.1.1 Spin-1 parçacıklar bilinen ayar bozonları ve spin-1/2 parçacıklar bunların süperpartnerleri ayarinolar olmak üzere MSSM'in ayar süpermultipletleri.

Ayar Süpermultipletleri			
Alanlar	$\boldsymbol{SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y}$	**Spin1**	**Spin ½**
gluon, gluino	$(8, 1, 0)$	g	$\tilde{g}$
W bozonlar, winolar	$(1, 3, 0)$	$W^{\pm}, W^0$	$\tilde{W}^{\pm}, \tilde{W}^0$
B bozonu, Bino	$(1, 1, 0)$	B^0	$\tilde{B}^0$

Kiral süpermultipletler ise, kirallık gösteren SM fermiyonları ve her bir kiral parçacığın sağ ve sol-elli yapılarına karşılık gelen ilgili süperpartnerler tarafından oluşturulur, bununla birlikte, fermiyonların süperpartnerleri bilinen parçacıkların başlarına "*s*" harfinin eklenmesi ile adlandırılırlar ve bilinen sembollerin üzerine, ayar bozonlarının süperpartnerlerinde olduğu gibi, tilde eklenmesi ile sembolize edilirler. MSSM'in tüm kiral süpermultipletleri Tablo 4.1.2 'de verilmiştir. Örneğin; sol elli Weyl fermiyonu olan (u_L, d_L) yapısının süper uzayda karşılığı $(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$ dubleti iken sağ-elli u_R ve d_R kısmının karşılığı $\tilde{u}_R$ ve $\tilde{d}_R$ teklileridir.

SM'in sağ ve sol-elli yapıları ayar grupları altında farklı transformasyon özellikleri gösterdiklerinden bu yapıların süperpartnerleri de aynı farklılığı gösterir, örneğin; sol-elli skuarklar $(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$ dubleti W ayar bozonu ile etkileşirken sağ-elli u_R ve d_R teklileri bu etkileşime girmez, ayrıca sfermiyon sektöründeki (fermiyonların süperpartnerlerinden oluşan sektör) "*ellik*" yapısı "*helicity*"e işaret etmez çünkü sfermiyonların spinleri 0'dır.

Son olarak, MSSM Standart Model parçacıklarına getirilen bir genişleme olduğundan ve SM parçacık spektrumu sağ-elli nötrino içermediğinden MSSM parçacık spektrumunda ne sağ-elli nötrinoya ne de süperpartnerine yer verilmez.

Tablo 4.1.2 Spin-1/2 parçacıklar bilinen fermiyonlar ve spin-0 parçacıklar bunların süperpartnerleri skaler fermiyonlar olmak üzere MSSM'in ayar süpermultipletleri.

Kiral Süpermultipletler			
Parçacık isimleri	$\boldsymbol{SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y}$	**Spin1/2**	**Spin 0**
kuarklar, skuarklar	Q (3, 2, 1/3) $\bar{u}$ ($\bar{3}$, 1,-4/3) $\bar{d}$ ($\bar{3}$, 1, 2/3)	(u_L, d_L) $\bar{u}_L \sim (u_R)^C$ $\bar{d}_L \sim (d_R)^C$	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$ $\tilde{\bar{u}}_L(\tilde{u}_R)$ $\tilde{\bar{d}}_L(\tilde{d}_R)$
leptonlar, sleptonlar	L (1, 2, -1) $\bar{e}$ (1, 1, 2)	$(\mathcal{V}_{eL}, e_L)$ $\bar{e}_L \sim (e_R)^C$	$(\tilde{\mathcal{V}}_{eL}, \tilde{e}_L)$ $\tilde{\bar{e}}_L(\tilde{e}_R)$
Higgs bozonları, Higgsinolar	H_u (1, 2, 1) H_d (1, 2, -1)	$(\widetilde{H}_u^+, \widetilde{H}_u^0)$ $(\widetilde{H}_d^0, \widetilde{H}_u^-)$	(H_u^+, H_u^0) (H_d^0, H_d^-)

Tablo 4.1.2'de de görüldüğü gibi, SM'den farklı olarak MSSM'de hiperyükleri sırasıyla Y=1/2 ile Y=-1/2 ve izospinleri $T_3 = (1/2, -1/2)$ olan iki tane Higgs dubleti bulunmaktadır.

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} \qquad , \qquad H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} \tag{4.1.1}$$

Temelde bu farklılık SM parçacık yapısı ile süpersimetrik parçacık yapısı arasındaki farklılıktan kaynaklanır. Bu gerekçelerden ilki: tek bir Higgs çiftlisi süpersimetrik teoriyi fiziksel olmayan süreçlere taşır ve teoriyi ayar anomalisi barındırmaya zorlar. Ayar anomalilerinin birbirlerini yok etmeleri, T_3 zayıf izospinin üçüncü bileşeni ve Y zayıf hiperyük olmak üzere, $\mathrm{Tr}[(\mathrm{T_3})^2\mathrm{Y}] = \mathrm{Tr}[\mathrm{Y}^3] = 0$ bağıntısını sağlamak koşuluyla mümkün olur ve izler (Traceler) teorideki tüm Weyl sol-elli fermiyonik serbestlik dereceleri baz alınarak hesaplanır. Eğer teorinin parçacık spektrumunu tek bir higgs dubletine (sıfır spinli olduğundan süpermultiplet yapıda yer alır) kısıtlarsak, hiper yükü +Y/2 ya da –Y/2 değerlerini alabilen fermiyonik süperpartner (Higgsino) her iki durumda da anomalilerin birbirlerini yok etmesini engelleyecek şekilde sıfır olmayan bir iz katkısı getirir ve bu durum da ıraksamalara sebep olan $SU(2)_L$ (üçlü lineer etkileşimler) ve $U(1)$ ayar anomalilerine yol açar. Eğer fermiyonik süperpartnerleri zıt hiperyükler $(Y = \pm 1/2)$ alacak şekilde iki Higgs dubleti tanımlarsak Higgsino sektörü birbirlerinden gelen anomalileri yok edebilir ve böylece teori bu anomali probleminden kurtulur.

Diğer bir sebep ise süpersimetrik teorilerin Lagrangian'larındaki etkileşim terimlerinden ileri gelir. Öyleki kütle kaynağı her bir terimde toplam hiperyükü sıfır yapacak şekilde farklı yükteki u-tipi kuarklara küyle kazandırmak için gerekli Yukawa bağlaşımını verecek Higgs dubletinin (H_u) hiperyükü Y=1/2 olması gerekirken, d-tipi kuarklara ve leptonlara kütle kazandıracak Yukawa bağlaşım sabiti için d-tipi dubletin (H_d) Y= -1/2 hiperyüküne sahip olmalıdır, başka bir değişle farklı yüklü parçacıklara kütle kazandıracak yine farklı hiperyüklü iki ayrı dublet gerekmektedir [27].

4.2 MSSM için Süper Potansiyel

Süpersimetrik teorilerde, H_u^0 ve H_d^0 nötral skaler bozonlarının bir vakum beklenen değeri kazanmaları sonrasında ilgili Yukawa matrisleri, SM'in parçacık spektrumunda da yer alan kuark ve leptonların kütlelerini tayin ederler ve CKM karışım açılarını belirlerler. Bu bağlamda ortaya çıkan en az etkileşim tipli süper potansiyel yani MSSM süper potansiyeli aşağıdaki formda yazılabilir.

$$\widetilde{W} = \mu H_u . H_d + \tilde{Q}. H_u \mathrm{Y_u} \widetilde{U} - \tilde{Q}. H_d \mathrm{Y_d} \widetilde{D} - \tilde{L}. H_d \mathrm{Y_e} \tilde{E} \qquad (4.2.1)$$

Burada $\widetilde{U}, \widetilde{D}$ ve $\tilde{E}$ sağ-elli anti parçacıkların süperpartnerlerine karşılık gelirken $\tilde{Q}$ ve $\tilde{L}$ ise MSSM'in skuark ve slepton dubletlerini simgeler. Denklem (4.2.1)'deki μ parametresi Higgs skalerleri için zayıf skalada bulunan bir kütle parametresidir ve son olarak $\mathrm{Y_u}, \mathrm{Y_d}, \mathrm{Y_e}$ ilgili etkileşim tiplerinde yer alan Standart Model'deki boyutsuz, (3×3) Yukawa matrisleridir. Diagonalize kütle matrislerinin temel dönüşümleri çeşni karışımlarına öncülük ettiğinden Yukawa matrisleri:

$$Y_u = \begin{pmatrix} y_u & 0 & 0 \\ 0 & y_c & 0 \\ 0 & 0 & y_t \end{pmatrix}, \quad Y_d = \begin{pmatrix} y_d & 0 & 0 \\ 0 & y_s & 0 \\ 0 & 0 & y_b \end{pmatrix}, \quad Y_e = \begin{pmatrix} y_e & 0 & 0 \\ 0 & y_\mu & 0 \\ 0 & 0 & y_\tau \end{pmatrix} \qquad (4.2.2)$$

şeklindedir. Fermiyon kütlelerinin Y_u^{ij} parametresi ile doğru orantılı olduğunu gözönünde bulundurursak ve üçüncü nesil aile parçacıklarının diğer nesil aile parçacıklarına göre çok daha ağır olduklarını da hesaba katarsak, bu matrisler aşağıdaki yaklaşıklılıkla ifade edilebilir:

$$Y_u \approx \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & y_t \end{pmatrix}, \quad Y_d \approx \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & y_b \end{pmatrix}, \quad Y_e \approx \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & y_\tau \end{pmatrix} \qquad (4.2.3)$$

Bu yaklaşıklılıkla MSSM süperpotansiyeline sadece üçüncü nesil aile üyeleri ve Higgs alanları katkıda bulunur.

Süper potansiyelde yer alan özel nokta çarpımını ilk terim için tanımlayacak olursak aşağıdaki formdadır.

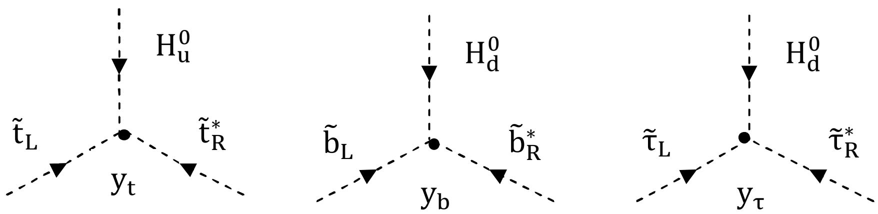
$$H_u.H_d \equiv \epsilon^{ij} H_{ui} H_{dj} = H_u^0 H_d^0 - H_u^+ H_d^- \tag{4.2.4}$$

ϵ^{ij} antisimetrik bir tensör olup $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$ şeklinde tanımlıdır ve i, j zayıf etkileşimle ilintili izospin indisleridir.

Üçüncü nesil aile parçacıklarının bağlaşımları dışında diğer üyelerin Yukawa bağlaşımları çok küçük olduklarından, MSSM'de süperpartnerler için etkileşim tipleri süpersimetrik üçüncü nesil aile parçacıkları tarafından dominant hale getirilir. Üçüncü nesil baz alınarak süperpotansiyeli daha açık bir formda yazacak olursak kütle terimlerine öncülük eden Yukawa etkileşim tiplerini daha rahat görebiliriz. Bu bağlamda süperpotansiyel:

$$\begin{aligned} W_{MSSM} \approx\ & y_t\left[\tilde{t}_R^*\left(\tilde{t}_L H_u^0 - \tilde{b}_L H_u^+\right)\right] - y_b \tilde{b}_R^*\left(\tilde{t}_L H_d^- - \tilde{b}_L H_d^0\right] \\ & -y_t\left[\tilde{\tau}_R^*\left(\, \tilde{\nu}_{\tau L} H_d^- - \tilde{\tau}_L H_d^0\right)\right] \end{aligned} \tag{4.2.5}$$

formundadır. Küyle kazanımına işaret eden pozitif, nötral Higgs bileşenli terimlerin Feynman diyagramları aşağıda gösterilmiştir.

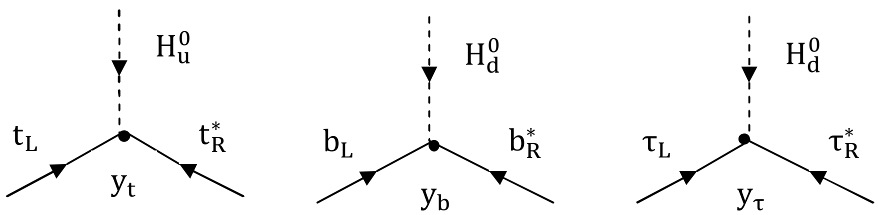


Şekil 4.2.1 $y_t \tilde{t}_R^* \tilde{t}_L H_u^0$, $y_b \tilde{b}_R^* \tilde{b}_L H_d^0$, $y_t \tilde{\tau}_R^* \tilde{\tau}_L H_d^0$ etkileşim terimleri için Feynman diyagramları.

Denklem (4.2.1)'de verilen süperpotansiyel etkileşim terimlerindeki her hangi iki parçacığın süperpartnerleri ile değişimleri sonucu ortaya çıkan yeni etkileşim tipleri cinsinden de yazılabilir. Bu yazılabilecek formlardan bir tanesi aşağıdaki gibidir.

$$W = \mu H_u . H_d + Q . H_u \mathrm{Y_u} U - Q . H_d \mathrm{Y_d} D - L . H_d \mathrm{Y_e} E \tag{4.2.6}$$

"Genel bir süpersimetrik teoride, yukawa etkileşimleri y^{ijk}, i, j, k değiş-tokuşu altında tamamen simetrik kalmalıdır" [2]. Dolayısıyla yeni süperpotansiyelin etkileşim terimlerindeki Yukawa bağlaşımları ile denklem (4.2.1)'de verilen süperpotansiyelin etkileşim terimlerindeki Yukawa bağlaşımları aynıdır. Yani, S.M.'in $\mathrm{y_u}, \mathrm{y_d}, \mathrm{y_e}$ bağlaşımları S.M.'deki Higgs-kuark-kuark, Higgs-lepton-lepton etkileşimlerinin bağlaşımları olmakla kalmaz aynı zamanda Higgs-skuark-skuark, Higgs-slepton-slepton v.s. tipli etkileşmeler için de geçerlidir. Denklem (4.2.6)'da tanımladığımız süperpotansiyeldeki kütle kazandırmaya yönelik yazılan terimlerin Feynman diyagramları aşağıda verilmiştir.



Şekil 4.2.2 $\mathrm{y_t t_R^* t_L H_u^0}$, $\mathrm{y_b b_R^* b_L H_d^0}$, $\mathrm{y_t} \tau_\mathrm{R}^* \tau_\mathrm{L} \mathrm{H_d^0}$ etkileşim terimleri için Feynman diyagramları.

Denklem (4.2.1) ve (4.2.6)'daki μ terimi Standart Model'de bulunan Higgs'in kütle terimine karşılık gelir ve süpersimetrik versiyonda iki Higgs dubleti bulunmasından başka arada hiçbir fark yoktur.

Süperpotansiyel terimlerinin analitik olması gerektiğinden $\mu H_u . H_d$ $(\mu \widetilde{H}_u . \widetilde{H}_d)$ yerine $\mu H_u . H_u^*$ $(\mu \widetilde{H}_u . \widetilde{H}_u^*)$ ya da $\mu H_d . H_d^*$ $(\mu \widetilde{H}_d . \widetilde{H}_d^*)$ terimlerini yazamayız. Diğer taraftan kuark ve leptonların farklı kütlelere sahip olamasını sağlayan ve anomali barındırmayan Yukawa bağlaşım terimleri $Q.H_uU, Q.H_dD$ ve $L.H_dE$ terimleri yerine $Q.H_d^*U, Q.H_u^*D$ ve $L.H_u^*E$ terimleri anomali barındırdıklarından yasaklanmışlardır.

MSSM sadece Standart Model etkileşimlerini ve bu etkileşimlerin süpersimetrik versiyonunu barındırır. Dolayısıyla S.M.'deki lepton sayısı ve baryon sayısı korunumu MSSM için de geçerlidir. Ancak MSSM süperpotansiyelinde yazdığımız Yukawa etkileşimleri dışında teorinin analitikliğini ve ayar-değişmezliğini bozmayacak lepton ve baryon sayısını ihlal eden yeni terimler de ekleyebiliriz. Eklenebilecek bu yeni izinli terimler, sol-elli dublet yapıdaki kuarklar için (Q) baryon sayısı $B = 1/3$, sağ-elli tekli kuarklar (U, D) için $B = -1/3$, sol-elli dublet yapıdaki leptonik sektör (L) için L lepton sayısı $L = 1$, sağ-elli tekliler (E) için $L = -1$ ve son olarak diğer tüm parçacıklar için $L = B = 0$ olmak üzere B ve L'yi bir birimle ihlal ederler.

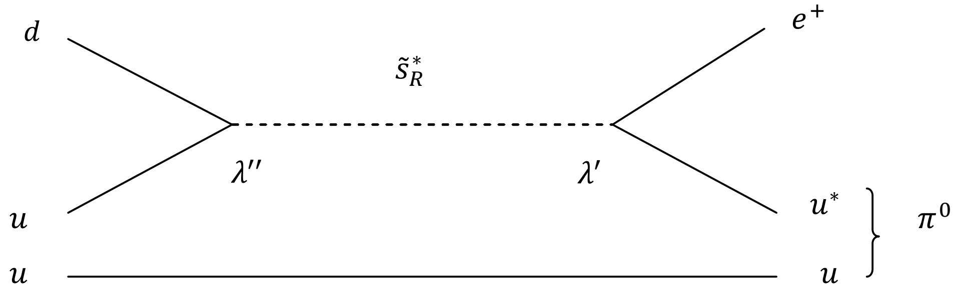
En genel renormalize edilebilir ayar-değişmez süperpotansiyel $W = W_{MSSM} + W_{\Delta B} + W_{\Delta L}$ olmak üzere lepton ve baryon sayısını ihlal eden ek süperpotansiyel terimleri aşağıdaki formda yazılabilir [28-29].

$$W_{\Delta L} = \frac{1}{2}\lambda L.LE + \lambda' L.QD + \mu' L.H_u \tag{4.2.7}$$

$$W_{\Delta B} = \frac{1}{2}\lambda'' UDD \tag{4.2.8}$$

Burada μ' leptonlarla up tipi Higgs skalerinin karışım kütle özdurumları ile ilgili kütle parametresidir, λ, λ' ve λ'' S.M.'de tanımlanan Yukawa bağlaşımlarından tamamen farklı yeni, bilinmeyen bağlaşımlardır.

Doğada B ve L'yi ihlal eden herhangi bir süreç gözlemlenmediğinden böyle terimlerin süpersimetrik teorilerde izinli olması her ne kadar rahatsız edici olsa da protonun L ve B'yi bir birimle ihlal eden lepton ve mezon durmlarına bozunumunu $(p^+ \rightarrow\ e^+\pi^0, e^+K^0, \mu^+K^0, \mu^+\pi^0 \ldots)$ kısıtlayacak her hangi bir deneysel veri de bulunmamaktadır. Bununla birlikte varsayılan proton bozunumunun yarı ömrünün deneysel verilerle 10^{32} yıldan fazla olduğu bilinmektedir. $p^+ \rightarrow e^+\pi^0$ bozunumunun Feynman diyagramı aşağıda verilmiştir.

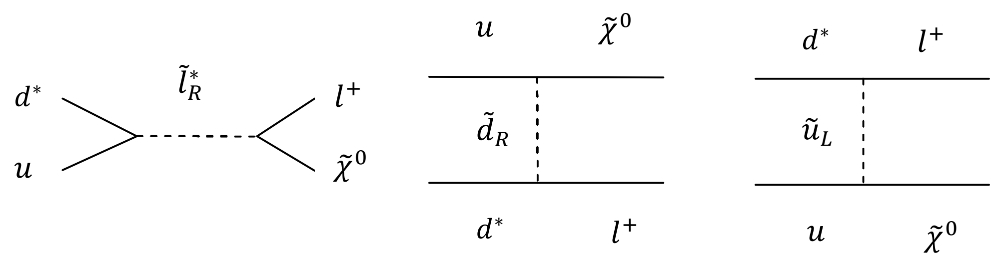


Şekil 4.2.3 Protonun pozitron ve nötral pi mezonuna olan olası bozunumunun Feynman diyagramı.

Bu sürecin bozunum genişliği yaklaşık olarak :

$$\Gamma_p \rightarrow e^+\pi^0 \sim \frac{m_p^5|\lambda'\lambda''|^2}{m_{\tilde{s}_R^*}^4} \tag{4.2.9}$$

şeklindedir. Proton bozunumunun yarı ömrünün 10^{32} yıldan fazla olduğu ve sparçacık kütlelerinin 1 TeV civarında olduğu hesaba katılırsa λ' ve λ'' bağlaşımlarının çok çok küçük olması gerekir. Aşağıda nötralino ve anti-lepton üretimine yönelik Feynman diyagramları verilen süreçlerde B ve L ihlalini destekleyen olası süreçlerdendir.



Şekil 4.2.4 Olası nötralino ve lepton üretim süreçleri için Feynman diyagramları.

Temel parçacıkların en temel simetrilerinden olan baryon ve lepton simetrisinin kırılabileceğine yönelik diğer süreçler için ref. [30-31]'e bakılabilir.

Daha öncede belirttiğimiz gibi MSSM'de baryon ve lepton sayısı korunumludur ve bu korunum "*madde paritesi*" ya da "*R-parite*" denilen yeni bir simetriye karşılık gelir. R-parite ya da madde paritesi çarpımsal olarak korunumlu yeni bir kuantum sayısıdır ve süpersimetrik herhangi bir modeldeki her bir parçacık için madde paritesi aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$P_M = (-1)^{3(B-L)} \tag{4.2.10}$$

Tablo 4.2.2'de verilen kiral süpermultipletlerin madde paritelerini belirlemek oldukça kolaydır. Örneğin: sırasıyla sol-elli kuarklar, leptonlar ve Higgs skalerleri için $P_{M_Q} = (-1)^{3(1/3-0)} = -1, P_{M_L} = (-1)^{3(0-1)} = -1,\ P_{M_{H_u,H_d}} = (-1)^{3(0-0)} = 1$ şeklindedir. Ayrıca ayar bozonları ve ayarinolar lepton ya da baryon sayısı taşımadıklarından madde pariteleri 1'dir. Süpersimetrik teorilerde madde paritesinin korunumlu olabilmesi için yazılan herbir etkileşim terimindeki ayrı ayrı her bir parçacığın madde paritelerinin çarpımlarının 1 olması gerekir. Denklem (4.2.1)'de yazdığımız etkileşimlere bakacak olursak madde paritesinin korunduğunu kolayca görebiliriz, diğer bir taraftan denklem (4.2.7) ve (4.2.8)'de madde paritesi korunumun gereğini sağlamayarak ihlal edilmiştir.

Madde paritesi tanımı yerine madde paritesini de içeren tanımıyla R-parite daha kullanışlıdır, çünkü R-parite tanımı parçacık spinlerini de hesaba katar. Böylece aynı süpermultiplet sınırları içindeki parçacıklar aynı R-parite kuantum sayısına sahip olmamış olur. R-parite kuantum sayısı aşağıdaki eşitlikle ifade edilir.

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2S} \tag{4.2.11}$$

R-parite'nin fenomenolojik açıdan kullanışlı olmasının diğer bir sebebi SM parçacıkları ile Higgs bozonlarını $P_R = 1$, s-sektörünün tamamını ise $P_R = -1$ şeklinde ayırmamızı sağlar. Böylelikle R-paritenin kesin korunumu söz konusu ise s-sektörü ve $P_R = 1$ parçacıklar arasında bir karışım olmaz dahası izinli her etkileşim köşesi tek bir $P_R = -1$ olan parçacığı içerir ve LSP denilen bu en hafif sparçacık kararlı olmalıdır. MSSM'in LSP adayı nötraldir ve dolayısıyla sadece zayıf etkileşim ve sıradan madde etkileşimine maruz kalır, bu da onun baryonik olmayan karanlık madde için iyi bir aday olmasını sağlar. R-paritenin korunumu etkileşim teriminin toplam P_R'sinin 1 olmasını gerektirdiğinden s-parçacıklar çarpıştırıcı deneylerinde sadece çiftler halinde üretilebilirler. Son olarak, LSP'nin kesinlikle kararlı olması gerektiğinden her bir s-parçacık sonuçta LSP'nin $P_R = -1$ durumlarından birine bozunur.

4.2 MSSM Lagrangian'i

MSSM Lagrangian'i temelde iki kısımdan oluşur. Bu Lagrangian'in ilk kısmı süpersimetrik etkileşimleri tanımlarken ikinci kısım yüksek enerjilerde önemsizleşen süpersimetri-kırınımını sağlayan ve s-parçacıklara kütle kazandıran terimlerden oluşur. Toplam MSSM Lagrangian'i

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{soft} \tag{4.3.1}$$

şeklinde tanımlanır.

$\mathcal{L}_{SUSY}$ terimleri ayar-değişmez kinetik terimler, Yukawa etkileşim terimleri ve son olarak denklem (4.2.1)'de tanımladığımız süperpotansiyelden türetilen skaler potansiyel terimlerinden oluşur.

Daha öncede bahsettiğimiz gibi MSSM ile SM'in grup reprezantasyonları aynıdır. Dolayısıyla sözkonusu etkileşim terimleri $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar grubu altında değişmezdir. Bunun dışında süpersimetrik dönüşümler altında değişmez kalan etkileşim terimleri de Yukawa ve ayar etkileşim terimlerine eklenmelidir. Bu bağlamda süpersimetrik Lagrangian aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\mathcal{L}_{SUSY} = \mathcal{L}_{Kinetik} + \mathcal{L}_{Ayar} - \mathcal{L}_{Yukawa} - V_F \tag{4.3.2}$$

Ayar-değişmez kinetik terimler ve ayar etkileşim terimleri sırasıyla aşağıdaki eşitliklerde verilmiştir.

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Kinetik} = & \textstyle\sum_i \left(D_\mu \phi_i\right)^\dagger (D^\mu \phi_i) - \frac{1}{4}\sum_a \left(F_{\mu\nu}\right)_a (F^{\mu\nu})_a \\ & + \tfrac{i}{2}\textstyle\sum_i \bar{\psi}_i \, D^\mu \gamma_\mu \psi_i - \frac{1}{4}\sum_a \bar{\lambda}_a \, D^\mu \gamma_\mu \lambda_a\end{aligned} \tag{4.3.3}$$

$$\mathcal{L}_{ayar} = -\sqrt{2}\textstyle\sum_a g_a \phi_i^\dagger \, (T^a)_{ij} \bar{\psi}_j P_L \bar{\lambda}_a - \frac{1}{2}\sum_a D^a D_a \tag{4.3.4}$$

Denklem (4.3.3)'de parçacıkların ayar bozonları ile etkileşimleri baz alınmıştır ve λ_a ilgili ayar bozonuna karşılık gelmektedir. Denklem (4.3.4)'de ise D-terimler olarak adlandırılan D^a:

$$D^a = \phi_i^\dagger g_a (T^a)_{ij} \phi_j \tag{4.3.4}$$

şeklinde tanımlıdır ve $\mathcal{L}_{ayar}$'ın ilk terimi, madde parçacıkları ile Higgs multipletlerinin ayar ve ayarinolarla nasıl etkileştiğini tanımlar, ikinci terim ise uygun $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ jeneratörü T^a ile ilintili skaler etkileşim tiplerini tanımlar.

Burada g_a (g_s, g, g') SM ayar bağlaşımı iken P_L *"Helisiti operatörü"* dür ve

$$P_L = \frac{(1-\gamma_5)}{2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{4.3.5}$$

şeklinde tanımlıdır.

Süpersimetrik Lagrangian'ın son iki terimi ise denklem (4.2.1)'de tanımladığımız süper potansiyelden türetilir. Bu yüzden SUSY modellerini belirlemede tanımlanan süperpotansiyelin önemi oldukça büyüktür. Yukawa etkileşimleri ve skaler potansiyel terimlerine dönecek olursak, bunlardan Yukawa etkileşim terimleri süperpotansiyelin süper alanlarının skaler bileşenlerine göre alınan çift türev ile, SM lepton ve kuarklarına kütle kazandırmak amacıyla, ψ_i ve ψ_j süper alanlarının fermiyonik kısmıyla çarpımı sonucu elde edilir.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Yukawa} &= \sum_{i,j} \frac{\partial^2 W}{\partial\phi_i \partial\phi_j} \psi_i \psi_j + h.c \\
&= \big[\mu \widetilde{H}_u . \widetilde{H}_d + \tilde{Q} . \widetilde{H}_u \mathrm{Y_u} \widetilde{U} - \tilde{Q} . \widetilde{H}_d \mathrm{Y_d} \widetilde{D} - \tilde{L} . \widetilde{H}_d \mathrm{Y_e} \tilde{E} \\
&\quad + Q . \widetilde{H}_u \mathrm{Y_u} \widetilde{U} - Q . \widetilde{H}_d \mathrm{Y_d} \widetilde{D} - L . \widetilde{H}_d \mathrm{Y_e} \tilde{E} \\
&\quad + \tilde{Q} . \widetilde{H}_u \mathrm{Y_u} U - \tilde{Q} . \widetilde{H}_d \mathrm{Y_d} D - \tilde{L} . \widetilde{H}_d \mathrm{Y_e} E\big] + h.c.
\end{aligned} \tag{4.3.6}$$

$\mathcal{L}_{SUSY}$'nin son kısmı V_F skaler etkileşim terimlerini tanımlar ve Higgs dubletleri için kütle terimini barındırır. Skaler potansiyel $F_i \equiv \partial W(\phi)/\partial\phi_i$ olarak tanımlı F-terimlerin mutlak değer karesi ile elde edilir.

$$V_F = |F_i|^2 = \sum_i \left|\frac{\partial W(\phi)}{\partial \phi_i}\right|^2 \tag{4.3.7}$$

Sonuç olarak toplam süpersimetrik Lagrangian aşağıdaki gibi ifade edilir.

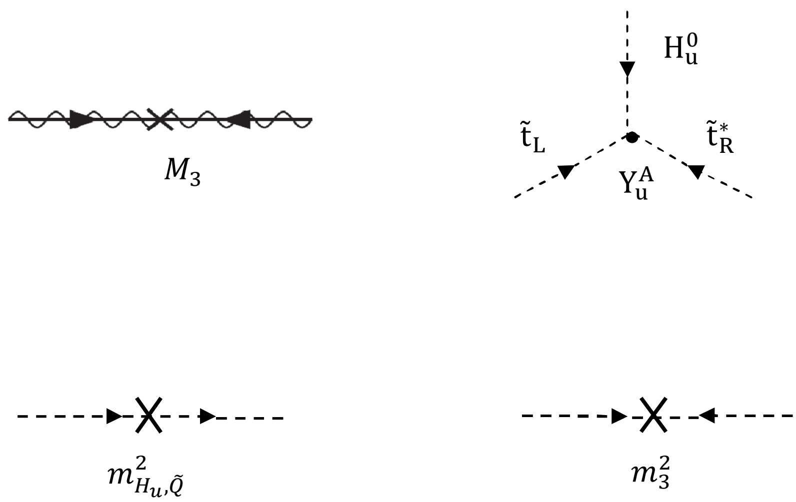
$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{SUSY} = {} & \sum_i \left(D_\mu \phi_i\right)^\dagger (D^\mu \phi_i) m - \frac{1}{4}\sum_a \left(F_{\mu\nu}\right)_a (F^{\mu\nu})_a \\
& + \frac{i}{2}\sum_i \bar{\psi}_i\, D^\mu \gamma_\mu \psi_i - \frac{1}{4}\sum_a \bar{\lambda}_a\, D^\mu \gamma_\mu \lambda_a \\
& - \sqrt{2}\sum_a g_a \phi_i^\dagger\, (T^a)_{ij} \bar{\psi}_j P_L \bar{\lambda}_a - \frac{1}{2}\sum_a \left[\phi_i^\dagger g_a (T^a)_{ij} \phi_j\right]^2 \\
& - \left[\sum_{i,j} \frac{\partial^2 W}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \psi_i \psi_j + h.c\right] - |F_i|^2 \qquad (4.3.8)
\end{aligned}
$$

Denklem (4.3.8)'deki Lagrangian süpersimetri transformasyonları altında değişmezdir. Ancak kesin bir süpersimetrinin varlığından bahsasediyorsak bu simetri kendiliğinden kırılan bir simetri olmalıdır yani bir vakum durumu sözkonusu olduğunda $|0\rangle$ süpersimetri transformasyonları altında değişmez kalmamalıdır. Bu yolla süpersimetri kırınımı SM'in elektrozayıf simetri kırınımına benzer ve yine SM de olduğu gibi buradaki kırılma mekanizması da yüksek enerjilerde gizlidir. Bahsedilen yüksek enerji ise SM'deki kütle hiyerarşisini yakalamak adına Planck skalasında olmalıdır. Böylece süpersimetri kırınım bağlaşımları sözkonusu yüksek enerji skalasında yok olacaktır.

Süpersimetriyi kırmak adına kesin bir mekanizma yoktur ancak $\mathcal{L}_{SUSY}$'deki etkileşim tipleri referans alınarak gerekli paremetrizasyon öngörülebilir. MSSM'in parçacık spektrumu baz alınarak yazılabilecek yumuşak süpersimetri kırınım terimleri aşağıda verilmiştir:

$$
\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{soft} = {} & \tilde{Q}^\dagger \mathrm{m}_{\tilde{Q}}^2 \tilde{Q} + \tilde{U}^\dagger \mathrm{m}_{\tilde{U}}^2 \tilde{U} + \tilde{D}^\dagger \mathrm{m}_{\tilde{D}}^2 \tilde{D} + \tilde{L}^\dagger \mathrm{m}_{\tilde{L}}^2 \tilde{L} + \tilde{E}^\dagger \mathrm{m}_{\tilde{E}}^2 \tilde{E} \\
& + m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + (m_3^2 H_u . H_d + \mathrm{h.c.}) \\
& + \left(\tilde{Q}. H_u \mathrm{Y}_\mathrm{u}^\mathrm{A} \tilde{U} - \tilde{Q}. H_d \mathrm{Y}_\mathrm{d}^\mathrm{A} \tilde{D} - \tilde{L}. H_d \mathrm{Y}_\mathrm{e}^\mathrm{A} \tilde{E} + \mathrm{h.c.}\right) \\
& + \frac{1}{2}\left(M_3 \lambda_{\tilde{g}}^a \lambda_{\tilde{g}}^a + M_2 \lambda_{\tilde{W}}^i \lambda_{\tilde{W}}^i + M_1 \lambda_{\tilde{B}} \lambda_{\tilde{B}} + \mathrm{h.c.}\right) \qquad (4.3.9)
\end{aligned}
$$

Denklem (4.3.9) satır sırasıyla yumuşak skaler kütle kare terimleri, yumuşak ikili lineer skaler etkileşim terimleri, yumuşak üçlü lineer skaler etkileşim terimleri ve son olarak, yumuşak gaugino kütle terimlerinden oluşur. M_3, M_2, M_1 gluino, wino ve bino kütle terimleridir. $\mathrm{Y_u^A}, \mathrm{Y_d^A}, \mathrm{Y_e^A}$ süperpotansiyeldeki Yukawa bağlaşımları ile ilişkili kütle boyutunda (3×3) matrislerdir. Birinci satırdaki tüm terimler bozonik s-parçacıkların, $m_{H_u}^2, m_{H_d}^2$ higgs sektörünün analitik olmayan kütle-kare terimleri iken m_3^2 H_u-H_d karışımının analitik kütle-kare terimidir. Buradaki kütle-kareler kompleks bazda hermitik (3×3) matrislerdir. $\mathcal{L}_{soft}$'daki her etkileşim tipinin birer terimi için Feynman diyagramları aşağıda gibidir:



Şekil 4.3.1 $M_3\lambda_{\tilde g}^a\lambda_{\tilde g}^a$, $\tilde Q.H_u\mathrm{Y_u^A}\tilde U$, $m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u$ ($\tilde Q^\dagger \mathrm{m}_{\tilde Q}^2 \tilde Q$) ve $m_3^2 H_u.H_d$ terimlerine karşılık gelen Feynman diyagramları.

MSSM yumuşak Lagrangian terimlerinin de teoriye dahil edilmesiyle SM'den farklı bilinmeyen bir çok yeni parametre içerir. SUSY'nin bu en minimal modelinde bile çeşni sektörü otuz kütle, otuz dokuz reel karışım açısı ve kırk bir faz açısına sahiptir [32]. Bu parametreleri sınırlandırmak adına birkaç teorik varsayımdan başka deneysel herhangi bir sınırlama yoktur.

4.2 MSSM için Elektro-Zayıf Simetri Kırınımı

Daha öncede bahsettiğimiz gibi, MSSM'in kendiliğinden kırılma mekanizması SM'in elektro-zayıf kırınımına benzer yapıdadır. Ancak MSSM'de, SM'den farklı olarak bir yerine iki Higgs dubletini tanımlamak bu kırınımı daha komplike hale getirir. Deneylerle kırıldığı desteklenmiş olan $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisinin elektromanyetik simetriye düşmesi için $(SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM})$ süperpotansiyelden elde edilen skaler potansiyelin minimumu gereklidir. Bu bağlamda F ve D terimleri ile (4.3.7 ve 4.3.4'ün son terimi) soft-terimlerden elde edilen skaler potansiyelin tamamı s-kuark, s-lepton ve Higgs sektörünü içerir. Ancak sparçacıklar büyük pozitif kütle karelere sahip olduklarından, skaler potansiyelin bir minimumu için, bu parçacıkların vakuma katkısı sıfırdır. MSSM için elde edilen skaler Higgs potansiyeli aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned} V_{Higgs} = & \left(|\mu|^2 + m_{H_u}^2\right)(|H_u^0|^2 + |H_u^+|^2) + \left(|\mu|^2 + m_{H_d}^2\right)\left(\left|H_d^0\right|^2 + |H_d^-|^2\right) \\ & + m_3^2(H_u^+ H_d^- - H_u^0 H_d^0 + c.c.] \\ & + \frac{1}{8}\left(g^2 + g'^2\right)\left(|H_u^0|^2 + |H_u^+|^2 - \left|H_d^0\right|^2 - |H_d^-|^2\right) \\ & + \frac{1}{2} g^2 \left|H_u^+ H_d^{0^*} + H_u^0 H_d^{-*}\right|^2 \end{aligned} \tag{4.4.1}$$

Süperpotansiyeldeki $|\mu|^2$'li terimler F-terimlerinden, g^2 ve g'^2'li terimler D-terimlerinden ve son olarak da $m_{H_u}^2$, $m_{H_d}^2$, m_3^2 barındıran terimlerse yumuşak Lagrangian terimlerinden gelir.

Potansiyelin bir minimumunda elektromanyetik simetrinin kırılmaması gerektiğinden H_u^+ ve H_d^- yüklü bileşenlerinin bir vakum değeri yoktur ($\langle H_d^- \rangle = 0, \langle H_u^+ \rangle = 0$) dolayısıyla bu alanlar sıfıra set edilebilir.

Böylelikle süperpotansiyel aşağıdaki formda ifade edilebilir.

$$V_{H_u^0,H_d^0} = \left(|\mu|^2 + m_{H_u}^2\right)|H_u^0|^2 + \left(|\mu|^2 + m_{H_d}^2\right)\left|H_d^0\right|^2$$
$$-m_3^2(H_u^0 H_d^0 + c.c.] + \tfrac{1}{8}\left(g^2 + g'^2\right)\left(|H_u^0|^2 - \left|H_d^0\right|^2\right) \qquad (4.4.2)$$

Öncelikle belirtilmesi gereken, elimizdeki potansiyelle CP simetrisini kendiliğinden kıramayacağımız konusudur. Bu durumu kısaca şöyle açıklayabiliriz: potansiyelde skaler alanların fazına bağlı olan tek terim m_3^2 terimidir ve bu terimdeki m_3^2 parametresinin sahip olduğu herhangi bir faz yeniden tanımladığımız H_u^0 ve H_d^0 fazlarıyla karşılaştıklarında bibirlerini yok edebilirler. Dolayısıyla m_3^2 parametresi reel ve pozitif olmalıdır, ayrıca $V_{H_u^0,H_d^0}$'ın bir minimumunda $\langle H_u^0 \rangle$ ve $\langle H_d^0 \rangle$ beklenen değerlerinin reel ve pozitif olması gerektiğinden bu iki farklı nötral bileşen karşıt fazlara sahip olmalıdır. Her iki bileşenide reel ve pozitif yapan bir $U(1)_Y$ dönüşümü altında, m_3^2, $\langle H_u^0 \rangle$ ve $\langle H_d^0 \rangle$ eş zamanlı reel seçilebilecekleri için CP simetrisi kendiliğinden kırılmış olamaz. Bu seçime rağmen, diğer bağlaşımların CP-ihlal fazları Higgs sektöründeki loop katkılarından gelir.

Bir sonraki adımımız, yukarıda verilen potansiyelin bir minimumunda H_u^0 ve H_d^0 nötral bileşenlerinin sıfırdan farklı vakum beklenen değerleri için gerekli şartları sağlamak olmalıdır. Çünkü MSSM Lagrangiani'na yumuşak kırıcı terimler eklenmeden önce teorideki potansiyel otomatik olarak pozitifti ancak kırıcı terimler içerisindeki m_3^2 terimi bu potansiyeli aldığı değerlere göre negatif yapabilir, bu yüzden şartlarımızı bu negatiflikten sakınacak şekilde belirlemeliyiz. Aslında m_3^2 zayıf sakalada yer alması gereken bir parametre olduğundan potansiyeldeki D-terim katkısı H_u^0 ve H_d^0'ın tüm keyfi büyük değerleri için potansiyeli kararlı hale getirecektir ancak bu skaler bileşenlerin birbirlerine eşit oldukları uzayda D-düzlemi yönlerinde bu terimin katkısı sıfır olacaktır.

Bu durumda birinci şartımız:

$$2m_3^2 < 2|\mu|^2 + m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 \tag{4.4.3}$$

şeklinde olmalıdır. Diğer taraftan H_u^0 ve H_d^0'ın sıfır limitinde nötral skaler bileşenlerin lineer kombinasyonu negatif kütleye sahip olacağından aşağıdaki şartta sağlanmalıdır.

$$(m_3^2)^2 > \left(|\mu|^2 + m_{H_u}^2\right)\left(|\mu|^2 + m_{H_d}^2\right) \tag{4.4.3}$$

Bu şart sağlanmazsa sıfır limiti potansiyelin kararlı minimumu olacaktır ve dolayısıyla ayar dönüşümleri altında SUSY Lagrangian'ının değişmezliği bozulmayacaktır.

Denklem (4.4.2) ve (4.4.3)'deki şartları sağladıktan sonra nötral bileşenlerin vakum beklenen değerlerini aşağıdaki şekilde ifade edebiliriz:

$$v_u = \langle H_u^0 \rangle \quad , \quad v_d = \langle H_d^0 \rangle \tag{4.4.5}$$

Toplamda $\sim 276\, GeV$'lik kütleye sahip olan vakum beklenen değer ise v_u ve v_d cinsinden aşağıdaki eşitlikle ifade edilir.

$$v = \sqrt{v_u^2 + v_d^2} \tag{4.4.6}$$

Vakum beklenen değerlerin oranını belirleyen bir $tan\beta$ parametresi için β, bu beklenen değerlerin reel ve pozitif oldukları hesaba kattıldığında, $0 < \beta < \pi/2$ aralığında yer alabilir.

$$tan\beta = \frac{v_u}{v_d} \tag{4.4.7}$$

Yukarıda verilen bağıntılara ek olarak, v değeri elektro-zayıf ayar bağlaşımları ve nötral vektör bozon Z^0'ın kütlesi ile ilişkilidir.

$$v^2 = \frac{2m_Z^2}{(g^2+g'^2)} \qquad (4.4.8)$$

Denklem (4.4.2)'de verilen potansiyelin minimumu için nötral alanlara göre alınan birinci dereceden türevlerin sıfıra eşitlenmesi yeterlidir.

$$\frac{\partial V}{\partial H_u^0} = 0 \qquad , \qquad \frac{\partial V}{\partial H_d^0} = 0 \qquad (4.4.9)$$

Alanların türevleri bu potansiyel altında denklem (4.4.5), (4.4.6), (4.4.7) bağıntıları kullanılarak aşağıdaki denklemlere dönüştürülebilir:

$$|\mu|^2 + m_{H_u}^2 - m_3^2 cot\beta - (m_Z^2/2)cos(2\beta) = 0 \qquad (4.4.10)$$

$$|\mu|^2 + m_{H_d}^2 - m_3^2 cot\beta - (m_Z^2/2)cos(2\beta) = 0 \qquad (4.4.11)$$

Yukarıdaki denklemleri çözümleyerek m_3^2 ve μ parametrelerinden kurtulabiliriz ancak μ parametresinin fazı belli olmadığından bu ne yazık ki mümkün değildir. Bunun yerine çıktı parametreleri m_Z^2 ve $tan\beta$' yı girdi parametreleri cinsinden elde edebiliriz, böylece bu parametrelerin hangi skalalarda olabileceği üzerine fikir sahibi oluruz. Bu bağlamda çıktı parametreleri aşağıdaki eşitliklerle ifade edilebilir.

$$sin2\beta = \frac{2m_3^2}{m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + 2|\mu|^2} \qquad (4.4.12)$$

$$m_Z^2 = \frac{|m_{H_u}^2 - m_{H_d}^2|}{\sqrt{1-sin^2(2\beta)}} - m_{H_u}^2 - m_{H_d}^2 - 2|\mu|^2 \qquad (4.4.13)$$

Yukarıdaki eşitlikler referans alındığında tüm girdi parametreleri $m_{H_u}^2$, $m_{H_d}^2$, m_3^2 ve $|\mu|^2$ m_Z^2'nin bir-iki katı mertebesinde olmalıdırlar. Ancak, MSSM'de $m_{H_u}^2$, $m_{H_d}^2$, m_3^2 süpersimetri kırınım parametreleri iken μ süperpotansiyelde yer alan bir parametredir. μ'nün bu şekilde zayıf skalaya hapsedilmesi literatürde "μ *problemi*" olarak bilinir. Bu problemi çözmek adına, çok yüksek enerjilerde etkin μ parametresi ile süpersimetri kırınım mekanizmasını ilişkilendiren çalışmalar için [33-34]'e başvurulabilir.

Şimdi basit-düzeyde MSSM'deki Higgs skaler alanlarının fiziksel karşılıklarına bakalım. Sözkonusu alanlar vakum etrafında

$$H_u^0 = v_u + \phi_u + i\psi_u \qquad , \qquad H_d^0 = v_d + \phi_d + i\psi_d \tag{4.4.14}$$

şeklinde açıldıklarında sekiz serbestlik derecesine sahip olurlar. Bu serbestlik derecelerinden üçü SM vektör bozonları Z^0 ve $W^{\mp}$ vektör bozonlarının dikey modları haline gelen G^0 ve $G^{\mp}$ Nambu-Goldstone bozonlarından, ikisi CP-çift nötral skalerler h^0 ve H^0'dan (literatürde h^0 temsilenen hafif Higgs skaleri olarak alınır) , biri CP-tek nötral skaler A^0'dan ve son olarak kalan ikisi de H^+ ve H^- yüklü skalerlerden oluşur. Ayar özdurumu alanları kütle özdurumu alanları cinsinden ref [3]'te aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$\begin{pmatrix} H_u^0 \\ H_d^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_u \\ v_d \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} R_\alpha \begin{pmatrix} h^0 \\ H^0 \end{pmatrix} + \frac{i}{\sqrt{2}} R_{\beta_0} \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} \tag{4.4.15}$$

$$\begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_d^{-*} \end{pmatrix} = R_{\beta_\pm} \begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} \tag{4.4.16}$$

Burada R_α, R_{β_0}ve $R_{\beta_\pm}$ aşağıdaki eşitlikte verilen potansiyelin ikinci dereceden olan kısımlarının diagonal olabilmesi için seçilen ortagonal rotasyon matrisleridir.

$$V = \frac{1}{2}[m_{h^0}{}^2(h^0)^2 + m_{H^0}{}^2(H^0)^2 + m_{G^0}{}^2(G^0)^2 + m_{A^0}{}^2(A^0)^2]$$
$$+m_{G^\pm}{}^2|G^+|^2 + m_{H^\pm}{}^2|H^+|^2 + \cdots \qquad (4.4.17)$$

Bu şartı sağlayan matrisler ise aşağıdaki formdadır.

$$R_\alpha = \begin{pmatrix} cos\alpha & sin\alpha \\ -sin\alpha & cos\alpha \end{pmatrix} \qquad (4.4.18)$$

$$R_{\beta_0} = \begin{pmatrix} sin\beta_0 & cos\beta_0 \\ -cos\beta_0 & sin\beta_0 \end{pmatrix} \; , \; R_{\beta_\pm} = \begin{pmatrix} sin\beta_\pm & cos\beta_\pm \\ -cos\beta_\pm & sin\beta_\pm \end{pmatrix} \qquad (4.4.19)$$

Burada α, h^0 ve H^0'nun karışım açısıdır. Sonuç olarak basit-düzey potansiyelin minimize edilmesiyle aşağıdaki eşitlikler elde edilir.

$$\beta_0 = \beta_\pm = \beta \qquad (4.4.20)$$

$$m_{G^0}^2 = m_{G^\pm}^2 = 0 \qquad (4.4.21)$$

$$m_{A^0}^2 = \frac{2m_3^2}{sin(2\beta)} = 2|\mu|^2 + m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 \qquad (4.4.22)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_W^2 \qquad (4.4.23)$$

$$m_{h^0}^2 = \frac{1}{2}m_{A^0}^2 + m_Z^2 - \sqrt{m_{A^0}^2 - m_Z^2 + 4m_{A^0}^2 m_Z^2 sin^2(2\beta)} \qquad (4.4.24)$$

$$m_{H^0}^2 = \frac{1}{2}m_{A^0}^2 + m_Z^2 + \sqrt{m_{A^0}^2 - m_Z^2 + 4m_{A^0}^2 m_Z^2 sin^2(2\beta)} \qquad (4.4.25)$$

$$\frac{sin(2\alpha)}{sin(2\beta)} = -\frac{\left(m_{h^0}^2 + m_{H^0}^2\right)}{\left(m_{h^0}^2 - m_{H^0}^2\right)} \quad , \quad \frac{tan(2\alpha)}{tan(2\beta)} = \frac{\left(m_{A^0}^2 + m_Z^2\right)}{\left(m_{A^0}^2 - m_Z^2\right)} \qquad (4.4.26)$$

Denklem (4.4.26)'daki α parametresi karışım açısıdır ayrıca genellikle temsilen $m_{A^0} > m_Z$ alınnır ve bu eşitsizliği sağlayan açı aralığı $-\pi/2 < \alpha < 0$ aralığıdır. m_3^2 bağımlı büyük $m_{A^0}^2$ kütle karesi $m_{H^0}^2$ ve $m_{H^\pm}^2$'yi büyük seçebilmemizi sağlar, $m_{h^0}^2$ için ise denklem (4.4.24)'den türetilerek belirlenen alt sınır aşağıda verilmiştir [35].

$$m_{h^0} < m_Z|cos(2\beta)| \tag{4.4.27}$$

Eğer basit-düzey potansiyelinden yola çıkılarak elde edilen denklem (4.4.27) MSSM için doğru bir sınır olsaydı en hafif Higgs bozonu LEP2 (Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı) deneyinde gözlemlenmiş olacaktı. Oysa ki, $m_{h^0}^2$'a, özellikle de top ve stop kuark halka diyagramlarından, büyük ölçüde kuantum düzeltmeleri gelir. Dolayısıyla net nümerik sonuçlar elde etmek için en azından tek-halka katkısı potansiyele dahil edilmelidir. Bu bağlamda toplam potansiyel

$$V' = V + \Delta V \tag{4.4.28}$$

şeklinde yazılabilir. O halde, alanlara göre türev artık yeni halka katkılı potansiyel üzerinden alınmalıdır.

$$\frac{\partial V\prime}{\partial H_u^0} = 0 \qquad , \qquad \frac{\partial V\prime}{\partial H_d^0} = 0 \tag{4.4.29}$$

Böylelikle $m_{H_u}^2$ve $m_{H_d}^2$ kütle karelerine tek halka düzeltmeleri de eklenmiş olur.

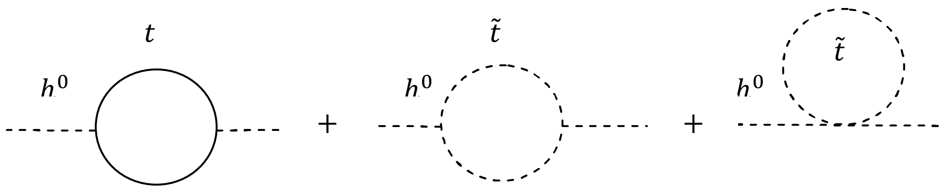
$$m_{H_u}^2 \to m_{H_u}^2 + \frac{1}{2v_u}\frac{\partial \Delta V}{\partial v_u} \tag{4.4.30}$$

$$m_{H_d}^2 \to m_{H_d}^2 + \frac{1}{2v_d}\frac{\partial \Delta V}{\partial v_d} \tag{4.4.31}$$

Sözkonusu halka katkısını belirleyen Coleman-Weinberg potansiyeli aşağıda verilmiştir [36].

$$\Delta V = \frac{1}{64\pi^2} Str\left[\ \ ^4 \ln\left(\frac{\ ^2}{\Lambda^2} - \frac{3}{2}\right)\right] \qquad (4.4.32)$$

Tek halka düzeyinde tüm ilgili parçacıkların katkısını (bağlaşan Higgs bozonları) bu denklemi kullanarak yazabiliriz. Burada, Λ renormalizasyon skalası ve sırasıyla -12 ve 6 faktörlerine karşılık gelen kuark ve skuarkların alan bağımlı kütle matrisleridir. En büyük katkı t-kuark ve $\tilde{t}$-kuark içeren tek-halka diyagramlardan gelir ve Λ renormalizasyon skalası ortalama $\tilde{t}$-kuark mertebesinde seçilir.



Şekil 4.4.1 En hafif Higgs bozonunun kütle karesine $m_{h^0}^2$'a top ve stop kuarklarından gelen tek-halka düzeltmeleri.

Ancak her zaman sadece bu sektörü dikkate almak yeterli değildir. MSSM'de parçacık kütleleri ve CKM karışım açıları doğrudan Yukawa bağlaşımlarının yanında bir de $tan(\beta)$ parametresi ile ilişkilidir. Bu ilişki

$$m_t = y_t v sin\beta \quad , \quad m_b = y_b v cos\beta \quad , \quad m_\tau = y_\tau v cos\beta \qquad (4.4.33)$$

şeklindedir. Dolayısıyla $tan(\beta) > 1$ ise b-sektörünü ve τ-sektörünü de dikkate almalıyız.

Denklem (4.4.32)'den yola çıkılarak hesaplanan denklem (4.4.24)'e gelen stop kuarkın tek halka katkısı aşağıda verilmiştir.

$$\Delta m_{h^0}^2 = \frac{3}{4\pi^2} cos^2\alpha y_t^2 m_t^2 ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{m_t^2}\right) \qquad (4.4.34)$$

Burada $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ stop kuarkın kütle özdurumlarıdır. Sonuç olarak, TeV mertebesindeki kütleleri ile stop kuarkların tek-halka diyagramlarından gelen büyük katkılar denklem (4.4.27)'deki LEP sınırını aşacaktır.

Tek-halka düzeltmeleri için bir başka durum da A^0 kütlesinin çok büyük olduğu durumdur. $m_{A^0} \gg m_Z$ limitinde (bağlaşımsız limit) denklem (4.4.27)'deki üst sınır geçerli olur ve h^0 diğer parçacıklara SM'in fiziksel Higgs bozonu gibi bağlaşır. Bu limitte karışım açısı $\alpha \sim \beta - \pi/2$ kadardır.

Bağlaşımsız limitte stop kuak karışımı m_{h^0}'a daha büyük bir katkı getirebilir. Stop kuark karışım açısı $\theta_{\tilde{t}}$ olmak üzere gelen bu katkı, aşağıdaki eşitlikte de görüldüğü gibi, bu açıya bağlıdır.

$$\begin{aligned} m_{h^0}^2 = m_Z^2 cos^2(2\beta) + \frac{3}{4\pi^2} sin^2\beta y_t^2 \Big\{ & m_t^2 ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{m_t^2}\right) \\ & + cos^2\theta_{\tilde{t}} sin^2\theta_{\tilde{t}} \left(m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2\right) ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right) + cos^4\theta_{\tilde{t}} sin^4\theta_{\tilde{t}} \Big\{ \left(m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2\right)^2 \\ & - \frac{1}{2}\left(m_{\tilde{t}_2}^4 - m_{\tilde{t}_1}^4\right) ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right) \Big\} / m_t^2 \Big\} \end{aligned} \qquad (4.4.35)$$

Tüm bu bahsedilen katkılar yanında iki-halka düzeyinde hesaplamalar da literatürde mevcuttur [37].

Tüm önemli halka katkıları dahil edildiğinde MSSM'in en hafif Higgs bozonunun kütlesi üzerine aşağıdaki gibi bir sınırlama getirilebilir. Bu sınır s-sektöründeki tüm parçacıkların kütlesinin $\sim 1TeV$ civarında alınmasıyla oluşturulur.

$$m_{h^0}^2 \lesssim 135 \; GeV \qquad (4.4.36)$$

Denklem (4.4.35)'te görüldüğü gibi $1TeV$'den ağır olması beklenen stop kuark kütleleri bile dikkate alındığında $m_{h^0}^2$'a gelen katkı logaritmik olduğundan MSSM'in en hafif Higgs bozonu zayıf skalada kalmaya devam eder. SUSY'i bu skalada gözlemleyebilme olasılığı teorinin deneyle desteklenmesi açısından oldukça önemlidir.

Son olarak, kısaca, süpersimetrin higgsinolar ve ayarinolardan oluşan nötralino ve chargino sektörüne göz atalım. Elektrozayıf simetrinin kırınımı sonucu higgsinolar ve ayarinolar birbirleri ile karışırlar. Nötral higgsinolar $\left(\widetilde{H}_u^0, \widetilde{H}_d^0\right)$ ve nötral ayarinolar $\left(\widetilde{B}, \widetilde{W}^0\right)$ dört kütle özdurumu şeklinde karışarak "*nötralinoları* $\left(\widetilde{\chi}_\iota{}^0\right)$" oluştururlar, yüklü higsinolar $\left(\widetilde{H}_u^+, \widetilde{H}_d^-\right)$ ve winolar $\left(\widetilde{W}^+, \widetilde{W}^-\right)$ ise iki kütle özdurumu şeklinde karışarak "*charcinoları* $\left(\widetilde{\chi}_J{}^{\pm}\right)$" oluştururlar. Daha öncede belirttiğimiz gibi süpersimetrinin en hafif nötralinosu etkili bir soğuk karanlık madde adayıdır.

Taban ayar özdurumu $\psi^0 = \left(\widetilde{B}, \widetilde{W}^0, \widetilde{H}_u^0, \widetilde{H}_d^0\right)$ şeklinde olmak üzere Lagrangian'ın nötralino kütlesi barındıran kısmı aşağıda verilmiştir.

$$\mathcal{L}_{M_{\widetilde{N}}} = -\frac{1}{2}(\psi^0)^T M_{\widetilde{N}} \psi^0 + c.c. \tag{4.4.37}$$

Kütle matrisini elde etmek içinse tüm süpersimetrik Lagrangian altında nötral alanlara göre olan türevleri hesaplamak yeterlidir.

$$M_{\widetilde{N}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\lambda_{\widetilde{B}}\partial\lambda_{\widetilde{B}}{}^*} & \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\lambda_{\widetilde{B}}{}^*\partial\lambda_{\widetilde{W}}^1} & \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\lambda_{\widetilde{B}}{}^*\partial\widetilde{H}_u^0} & \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\lambda_{\widetilde{B}}{}^*\partial\widetilde{H}_d^0} \\ \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\lambda_{\widetilde{W}}^1{}^*\partial\lambda_{\widetilde{B}}} & \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\lambda_{\widetilde{W}}^1{}^*\partial\lambda_{\widetilde{W}}^1} & \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\lambda_{\widetilde{W}}^1{}^*\partial\widetilde{H}_u^0} & \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\lambda_{\widetilde{W}}^1{}^*\partial\widetilde{H}_d^0} \\ \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\widetilde{H}_u^{0*}\partial\lambda_{\widetilde{B}}} & \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\widetilde{H}_u^{0*}\partial\lambda_{\widetilde{W}}^1} & \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\widetilde{H}_u^{0*}\partial\widetilde{H}_u^0} & \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\widetilde{H}_u^{0*}\partial\widetilde{H}_d^0} \\ \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\widetilde{H}_d^{0*}\partial\lambda_{\widetilde{B}}} & \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\widetilde{H}_d^{0*}\partial\lambda_{\widetilde{W}}^1} & \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\widetilde{H}_d^{0*}\partial\widetilde{H}_u^0} & \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\widetilde{H}_d^{0*}\partial\widetilde{H}_d^0} \end{pmatrix} \tag{4.4.38}$$

Hesaplar yapıldığında, M_1 ve M_2 gaugino kütleleri olmak üzere denklem (4.4.38) aşağıdaki formu alır.

$$M_{\tilde{N}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -g'v_d/\sqrt{2} & g'v_u/\sqrt{2} \\ 0 & M_2 & gv_d/\sqrt{2} & -gv_u/\sqrt{2} \\ -g'v_d/\sqrt{2} & gv_d/\sqrt{2} & 0 & -\mu \\ g'v_u/\sqrt{2} & -gv_u/\sqrt{2} & -\mu & 0 \end{pmatrix} \tag{4.4.39}$$

SM'in problemlerine çözüm oluşturmaya çalışan en temel süpersimetrik modellerden biri olan MSSM ne yazık ki bahsedilen SM problemlerinden bazılarına çözüm oluşturabilse de kendi içinde, yukarıda bahsettiğimiz μ problemi, fine-tuning problemi, yetersiz CP fazı, fazla parametre barındırmak gibi problemlere sahip olan bir modeldir. Bu bağlamda MSSM'in problemlerini çözmek adına geliştirilen yeni süpersimetrik modeller tanımlanmıştır. Bunların arasında MSUGRA, U(1)', NMSSM, NHSSM en popüler modeller arasındadır.

5. HOLOMORF OLMAYAN SÜPERSİMETRİK STANDART MODEL VE BELİRGİN CP İHLALİNİN NÖTRAL HİGGS BOZONLARINA GELEN LOOP DÜZELTMELERİ

Standart modelin (MSSM) minimum süpersimetrik genişlemesinde süper potansiyel ve yumuşak kırıcı terimler genellikle holomorf fonksiyonlar olarak düşünülür. Süper potansiyelin holomorf oluşu MSSM için zorunluyken modelin daha genelleştirilmiş versiyonları bölüm 4.2'de bahsedilen R-parite kırınım terimlerini ve/veya teorinin yumuşak kırıcı sektöründe holomorf olmayan yapıları dahi içerebilir [38-39].

Daha önce de belirttiğimiz gibi, SM'de tek bir Higgs bozonu olmasına karşın, süpersimetrik modeller iki farklı Higgs çiftlisi olrak tanımlanan ekstra Higgs'ler olduğunu ileri sürerler. Higgs bozonlarının deneysel olarak saptanması gibi, olası extra bir simetri varsayımıyla karşımıza çıkan süpersimetrik parçacıkların dedeksiyonu da günümüz çarpıştırıcıları: Tevatron [40] ve LHC'nin [41] en önemli amaçlarındandır. SM'e kıyasla MSSM'de en hafif Higgs'in izin verilen kütle aralığı bir dereceye kadar daha makuldür. Aslında minimal modelin en hafif fiziksel Higgs bozonunun kütlesinin yaklaşık 130 GeV'lik [42] bir üst sınıra sahip olması, MSSM'e genişleme getiren diğer süpersimetrik modeller açısından oldukça motive edici olabilir. Bu anlamda, ek yumuşak kırıcı parametreler bulunduran holomorf olmayan süpersimetrik standart model (NHSSM) Higgs araştırmalarında istenilen belirgin bir genişleme [43] ile bu üst sınırı değiştirebilir.

En hafif Higgs'in üst sınırına verilen bir gevşekliğe ek olarak bu ek holomorf olmayan yumuşak kırıcı terimler, örneğin, MSSM'in sıkıntı veren CP ihlali terimlerine çözüm oluşturabilecek ekstra serbestlik dereceleri sağlarlar.

[44]’de net olarak gösterilmektedir ki: SM bazında elde edilen CP ihlali miktarı evrende gözlenen baryon asimetrisini açıklamak için yeterli değildir, oysa ki süpersimetrik modeller CP ihlal terimlerinin orjinal kaynağını teyid eder ve özellikle Higgs etkileşmelerinin aracısı CP ihlalinde anahtar bir rol oynayabilir. Bu konu MSSM’de derin bir şekilde ele alınmıştır [45]. Ancak bu durum, CP kırınım terimlerinin ek kayanaklarını içeren minimal modelin genişletilmiş başka versiyonları için de sağlanmış olmalıdır. Bu bağlamda, NHSSM Lagrangian’nın yumuşak kırıcı kısmında CP ihlali terimlerinin ekstra kaynaklarını sunduğundan çok ilginç bir modeldir. Tabi bu analizi yapmadan önce, modelin literatürde bulunmayan Higgs sektörü için kesin öngörülerde bulunmak gerekir.

Dolayısıyla bu çalışmada, ilgilendiğimiz kısım R-Parite korunumu ve belirgin CP ihlali ile holomorf olmayan süpersimetrik standart model’in (NHSSM) nötral Higgs sektörü üzerinedir. NHSSM’in Higgs sektöründe CP’nin kesin olarak ihlal edildiğini varsaydık ve nötral Higgs bozonlarının kütle ve karışımları üzerindeki etkisini inceledik. Yapılan çalışma halihazırda devam etmekte olan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı için önem teşkil edebilir. Yumuşak kırınımdaki holomorf olmayan yapıların olasılığı literatürde ele alınmıştır. Holomorf Olmayan Süpersimetrik Standat Model’in $b \to s\gamma$ bozunumundan renormalize edilebilir grup eşitliklerine (RGEs) kadar sıralanan konuların detaylı bir listesi için ref. [46]’ya, NH yapıların kaynağı içinse ref. [47]’ye başvurulabilir.

İlerleyen bölümlerde NHSSM’in nötral Higgs bozonlarının kütle matrisleri için analitik sonuçlarımızı ele aldık. Sonraki bölüm ise holomorf olmayan üçlü lineer terimlerin etkisinin incelendiği nümerik analizlere bağlıdır. Ve son olarak bölüm 5.4’de, yaptığımız çalışmanın sonuçları üzerine yoğunlaştık.

5.1 Holomorf Olmayan Süpersimetrik Standart Model

Bu bölümde ilk olarak NHSSM'in temel yüksek enerji yapısını tanımladık. Sonrasında sadece alt ve üst sektörleri içeren tek halka CP ihlalli etki potansiyelini hesapladık. Büyük kutbu (tadpole) en aza indirgedikten sonra doğrudan etkin Higgs kütle matrislerini türettik.

Başlangıç olarak, [39] ve [48] da görüldüğü gibi farklı yaklaşımlar üzerine temellenen farklı holomorf olmayan modeller vardır. Çalışmamızda R-paritenin korunumlu olduğunu varsaydık ve süperpotansiyelde MSSM'in problemli μ parametresine yer vermedik. Bu varsayımlar altında minimal süpersimetrik modelin NH şeklini tanımlayabilecek potansiyel:

$$\widehat{W} = \hat{Q}.\widehat{H}_u \mathrm{Y_u} \widehat{U} - \hat{Q}.\widehat{H}_d \mathrm{Y_d} \widehat{D} - \hat{L}.\widehat{H}_d \mathrm{Y_e} \hat{E} \tag{5.1.1}$$

Formundadır ve iki dublet arasındaki noktasal çarpım baz aldığımız notasyonda örneğin $\hat{Q}.\widehat{H}_u \equiv \hat{Q}^T(i\sigma_2)\widehat{H}_u = \epsilon_{ij}\hat{Q}^i\widehat{H}_u^j$ ve $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$ şeklindedir.

Daha önce bölüm 4.3' de de bahsettiğimiz gibi, MSSM'de, tekrarlı üretilen ikinci dereceden ıraksamalar dışında, süpersimetri kırınımı holomorf yumuşak operatörlerin bir kaçı [49] ile parametrize edilir bu bağlamda skalerler ile gauginoların kütle terimleri aşağıdaki gibi verilir.

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{soft} &= \widetilde{Q}^\dagger \mathrm{m}_{\tilde{Q}}^2 \widetilde{Q} + \widetilde{U}^\dagger \mathrm{m}_{\tilde{U}}^2 \widetilde{U} + \widetilde{D}^\dagger \mathrm{m}_{\tilde{D}}^2 \widetilde{D} + \tilde{L}^\dagger \mathrm{m}_{\tilde{L}}^2 \tilde{L} + \widetilde{E}^\dagger \mathrm{m}_{\tilde{E}}^2 \tilde{E} + m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + \\ & m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + (m_3^2 H_u.H_d + \mathrm{h.c.}) + (\tilde{Q}.H_u \mathrm{Y_u^A} \widetilde{U} - \tilde{Q}.H_d \mathrm{Y_d^A} \widetilde{D} - \tilde{L}.H_d \mathrm{Y_e^A} \tilde{E} + \mathrm{h.c.}) + \\ & \tfrac{1}{2}(M_3 \lambda_{\tilde{g}}^a \lambda_{\tilde{g}}^a + M_2 \lambda_{\widetilde{W}}^i \lambda_{\widetilde{W}}^i + M_1 \lambda_{\tilde{B}} \lambda_{\tilde{B}} + \mathrm{h.c.}) \end{aligned} \tag{5.1.2}$$

Burda $\mathrm{m}_{\tilde{Q}}^2, \ldots, \mathrm{m}_{\tilde{E}}^2$ skaler fermiyonların kütle-kareleridir, $\mathrm{Y_{u,d,e}^A}$ birleşen holomorf üçlü lineer birleşimler ve son olarak M_1, M_2, M_3, hiperyük, izospin ve renk gauginolarının kütlelerine karşılık gelir.

Higgs sektörünün yumuşak kütlelerinin tanımı için $\mathrm{m}^2_{\mathrm{H_u}}$, $\mathrm{m}^2_{\mathrm{H_d}}$ ve m^2_3 kullanılmıştır ve $\mathrm{m}^2_{\tilde{\mathrm{Q}}},\ldots,\mathrm{m}^2_{\tilde{\mathrm{E}}}$ hermitik matrisler olmalarına karşın $\mathrm{Y}^{\mathrm{A}}_{\mathrm{u,d,e}}$ gibi kendi Yukawa matrisleri hermitik olmayan matrislerdir.

MSSM'de, Higgs süperpotansiyeli ve yumuşak süpersimetri kırınım terimleri vasıtasıyla CP ihlali tanımlanabilir ancak, [50-51]'de de açıkça gösterildiği gibi, parçacık spektrumlarında saf ayar teklileri bulundurmayan süpersimetrik teorilerde, holomorf süpersimetri kırınım terimleri yumuşak-kırınım operatörlerinin en genel setini temsil etmek zorunda değillerdir. Aslında, örnek verecek olursak, MSSM spektrumu herhangi bir tekli ayar süperalanı içermez, ve dolayısıyla, kendi yumuşak kırınım sektörleri aşağıdaki yumuşak kırınım terimlerini içermek durumundadır ve bu terimler (5.1.2)'ye eklenir.

$$\mathcal{L}^{'}_{soft} = \mu^{'}\widetilde{H}_u.\widetilde{H}_d + \tilde{Q}H^C_d\mathrm{Y}^{'\mathrm{A}}_{\mathrm{u}}\widetilde{U} + \tilde{Q}H^C_u\mathrm{Y}^{'\mathrm{A}}_{\mathrm{d}}\widetilde{D} + \tilde{L}H^C_u\mathrm{Y}^{'\mathrm{A}}_{\mathrm{e}}\tilde{E} + \mathrm{h.c.} \qquad (5.1.3)$$

Burda $\mathrm{Y}^{'\mathrm{A}}_{\mathrm{u,d,e}}$ (5.1.2)'de verilen holomorf olan $\mathrm{Y}^{\mathrm{A}}_{\mathrm{u,d,e}}$'la herhangi bir ilişkisi olmayan non-holomorfik üçlü lineer bağlaşımlardır. Bunlar istisna olarak çok yüksek skalalarda tek bir müşterek terim gibi düşünülebilir hatta bu durumda, renormalizasyon grup etkilerinden dolayı sıradan olanlardan tamamen farklı yeni üçlü lineer bağlaşımlar olarak iyi bir varsayımla karşımıza çıkabilirler. Holomorf olmayan bağlaşımlar son derece yumuşak olduklarından deneysel verilerle MSSM bulguları çeliştiğinde hesaba katılmalıdırlar.

Holomorf olmayan modelin mümkün değişkenleri için orijinal μ terimi süperpotansiyelde korunumlu olabilir, bu durumda, yumuşak kırıcı $\mu^{'}$ yalnız bırakılabilir ya da $\mu^{'} - \mu$ ile değiştirilebilir, o zaman yumuşak sektörün m^2_3 terimi $m^2_3 = B(\mu^{'} - \mu)$ olarak yazılabilir. Ancak biz üssülü sembol için tek bir μ parametresine göre seçim yaptık.

5.2 Nötral Higgs Bozonları için Analitik Sonuçlar

MSSM'deki gibi NHSSM'in fiziksel Higgs bozonları CP korunumu durumunda nötral h, H, A bozonları ve yüklü $H^{\pm}$ bozonları olarak listelenebilir. Başka bir değişle, CP ihlali nötral Higgs bozonlarını karıştırır ve bundan dolayı bunlar fiziksel kütle öz durumları h_1, h_2 ve h_3 olarak tasvir edilmişlerdir. Nötral Higgs alanları için klasik potansiyel MSSM'dekine benzer biçimde NHSSM'de aşağıdaki gibi yazılabilir. Ancak burada süperpotansiyel (5.1.1)'den F-terimler yoluyla türetilen $|\mu^2|$ terimi NHSSM süper potansiyelinde μ'lü terim bulunmadığında yoktur.

$$
\begin{aligned}
V = {} & m_{H_u}^2 |H_u^0|^2 + m_{H_d}^2 \left|H_d^0\right|^2 - (m_3^2 H_u^0 H_d^0 + c.c.) \\
& + \frac{g_2^2 + g_Y^2}{8} \left(|H_u^0|^2 - \left|H_d^0\right|^2 \right)^2 + \Delta V
\end{aligned}
\tag{5.2.1}
$$

Burda ΔV kullanılan etkin potansiyel formalizminde hesap edilecek halka düzeltmelerine işaret eder ve g_2, g_Y (g', g) sembolleri SU(2) ve U(1) için ayar bağlaşımlarını temsil eder. (5.2.1)'deki m_3^2 parametresinin aşağıdaki varsayımla kompleks olmasına izin verdik:

$$
m_3^2 = |m_3^2| e^{i\Phi} \tag{5.2.2}
$$

Φ en basit hesapta sıfıra eşitlenebilir ancak halka düzeltmeleri söz konusu olduğunda korunumlu olmalıdır. Higgs kütleleri için sonuçlarımız bu faz ve Higgs dubletlerinin birinden gelen diğer faza bağlı olacaktır. Şimdi, Higgs çiftlilerinin nötral bileşenleri vakum beklenen değerler etrafında aşağıdaki gibi açılabilir:

$$
H_d^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_d + \phi_d + i a_1) \quad , \qquad H_u^0 = \frac{e^{i\theta}}{\sqrt{2}} (v_u + \phi_u + i a_2) \tag{5.2.3}
$$

Burda, daha önce bölüm 4'te de bahsettiğimiz gibi, $v^2 \equiv v_u^2 + v_d^2 = (246\ GeV)$'dir ve vakum beklenen değerlerinin oranı $\tan\beta = v_u / v_d$ olarak verilir.

Yukarıdaki ifadede, faz değişimi $e^{i\theta}$ yukarı Higgs dubleti H_u^0' ın nötral kırımına bağlıdır ve bu faz halka etkilerine göre doğru vakum şartları tarafından sabitlenmiş olmalıdır (detaylar için [52-56] referanslarına başvurulabilir).

Daha önce de belirttiğimiz gibi, halka düzeltmeleri olmaksızın en basit düzeyde Higgs potansiyeli (5.2.1) bize en hafif Higgs bozonunun Z^0 bozonundan daha hafif olduğunu gösterir. Bu nedenle, MSSM'deki gibi, boyutsal ışınım düzeltmelerinin de NHSSM'de $m_h \sim 114$ GeV LEP sınırını sağlaması gerekir. Bu çalışmada daha hafif bir Higgs çiftlisinin [57] olasılığı üzerinden gösterilen LEP fazlalık durumlarını dikkate almadık, bununla beraber, fazlalık durumlar yine de NHSSM bağlamında sınırlar içinde dikkate alınmış olan diğer konular gibi kalabilir.

MSSM'de ışınımsal düzeltmeler [53,54] (s)üst kuark ve ondan bir derece daha düşük olan (s)alt kuark, (s)tau lepton, charginolar ve nötralinoların [55] halkaları tarafından baskın hale getirilir. Higgs sektöründe hesaplanan ışınımsal düzeltmeler için bilhassa kullanışlı bir çerçeve, daha önce de bahsettiğimiz gibi, etkin potansiyel yaklaşımıdır (denklem (4.4.2)). Tek halka düzeyinde, ilişkili parçacıkların tamamından (Higgs bozonuyla bğlaşanlar) gelen katkıları bu potansiyel ile belirleyebiliriz. Charginolar, nötralinolar ve benzerlerinden gelen katkılar bu çalışmada ihmal edilmiştir. Vurgulanması gereken en önemli noktalardan biri de, durgun fermiyonlara karşılık gelen dublet Higgs bozonlarının hiyerarşik bir şekilde küçük Yukawa bağlaşımlarına sahip olmalarıdır. Hatta bu durum, çoğu çalışmada da ele alındığı gibi, alt (bottom) sektör için gelen katkıları $\tan\beta$' nın küçük değerlerinde önemsiz hale getirir. Bununla beraber, $\tan\beta$'nın büyük değerleri için katkılar alt kuarklardan gelir ve skaler alt kuarkları içerebilir, dolayısıyla hesaplarımızın içine bunları da dahil ettik.

İlgili fermiyonların kütleleri özünde Higgs alanlarının nötral bileşenleri tarafından şekillendirilmiş biçimde alan bağımlılığı barındırmalıdırlar, örneğin, üst ve alt kuarkların kütle kareleri aşağıdaki gibi verilir:

$$m_b^2 = |h_b|^2 \left|H_d^0\right|^2 \quad , \quad m_t^2 = |h_t|^2 |H_u^0|^2 \tag{5.2.5}$$

Skaler kuarkların ise

$$M_{\tilde{b}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{t}_L}^2 + m_b^2 + \frac{1}{12}(3g_2^2 + g_Y^2)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2) & h_b\left(A_b H_d^0 - A_b^{\prime *} H_u^{0*}\right) \\ h_b^*\left(A_b^* H_d^{0*} - A_b^{\prime} H_u^0\right) & m_{\tilde{b}_R}^2 + m_b^2 + \frac{1}{6} g_Y^2(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2) \end{pmatrix} \quad (5.2.6)$$

$$M_{\tilde{t}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{t}_L}^2 + m_t^2 - \frac{1}{12}(3g_2^2 - g_Y^2)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2) & h_t(A_t H_u^0 - A_t^{\prime *} H_d^{0*}) \\ h_t^*(A_t^* H_u^{0*} - A_t^{\prime} H_d^0) & m_{\tilde{t}_R}^2 + m_t^2 - \frac{1}{3} g_Y^2(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2) \end{pmatrix} \quad (5.2.7)$$

formundadır.

Yazılan kütle-kare matrislerinde notasyon olarak basitçe bazı ifadeler $\left(m_{\tilde{\mathrm{Q}}}^2\right)_{33} \equiv m_{\tilde{t}_L}^2$, $\left(m_{\tilde{\mathrm{U}}}^2\right)_{33} \equiv m_{\tilde{t}_R}^2$, $(Y_u)_{33} \equiv h_t$, $(\mathrm{Y}_\mathrm{u}^\mathrm{A})_{33} \equiv \mathrm{h_t} A_t$ ve $(\mathrm{Y}_\mathrm{u}^{\prime\prime\prime\prime \mathrm{A}})_{33} \equiv \mathrm{h_t} A_t^{\prime}$, benzer şekilde $\left(m_{\tilde{\mathrm{D}}}^2\right)_{33} \equiv m_{\tilde{b}_R}^2$, $(Y_d)_{33} \equiv h_t$, $(Y_d^A)_{33} \equiv h_b A_b$, $\left(Y_d^{\prime\prime\prime\prime A}\right)_{33} \equiv h_b A_b^{\prime}$ formunda tanımlanmıştır. Üst ve alt Yukawa bağlaşımları için $\mathrm{Y}_{\mathrm{u,d}}^{\mathrm{A}}$ ve $\mathrm{Y}_{\mathrm{u,d}}^{\prime\mathrm{A}}$'lerin orantıları sadece bir varsayımdır, yumuşak-kırıcı sektörün tüm genellemesinde böyle orantıların beklenmesi için bir sebep yoktur. (5.2.6) ve (5.2.7)'deki holomorf olmayan üçlü lineer bağlaşımların başlıca etkisi bir çeşni-bağımlılığı yolu ile holomorf olan MSSM'deki μ parametresini yerine koymaktır ve bu değişiklik bize Higgsinolar tarafından görünen μ parametresinin skaler fermiyonlar tarafından hissedilenden tamamen farklı olduğunu söyler. Bilinen MSSM sonuçlarıyla $A_t^{\prime}, A_b^{\prime} \rightarrow \mu$ geri-dönüşümü bunu mümkün kılar, ancak tersi doğru değildir. Başka bir değişle, skaler fermiyonlar ve charginolar ya da nötralinolar arasındaki dolaylı ilişki μ parametresi etrafında tamamen yok olmuştur. Bundan sonra, μ parametresi üzerindeki sınırlamalar (charginolardan elde edilenler gibi) skaler fermiyonlar üzerinde olanlardan daha fazla kısıtlamaya sahip değillerdir. Bununla birlikte μ' yü bir girdi parametresi olarak farzedersek Higgsinoların kütlesi MSSM'deki ile aynıdır.

Bu çalışmada MSSM fenomenolojisine göre $\mathrm{Y}_{\mathrm{u,d,e}}^{\prime\mathrm{A}}$'nün genel bir analizini yapmak yerine (bu yöndeki çalışmalar [58]'de görülmektedir), farklı özelliklerini ve çarpışma deneylerindeki gözlenebilirliklerini belirlemek için daha çok Higgs fermiyon-fermiyon bağlaşımları üzerine odaklanacağız (özellikle $h_i\bar{b}b$ bozunumu için).

Gözlenebilirlerin bu sınıfı dikkate alınırsa , öncelikli maksat holomorf olmayan bağlaşımlar $Y'^{A}_{u,d,e}$'ne Higgs bozonu kütlelerinin ve karışımlarının hassasiyetini belirlemek olacaktır. Bunun için, sadece üst ve alt kuark sektörünü düşünmek yeterli olur.

Şimdi, daha sonra kolaylık sağlamak için Σ ve Δ sembollerini kullanacağız, ki bu sembolleri kullanarak üst ve alt kuark kütle özdeğerleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$m^2_{\tilde{t}_{12}} = \frac{\Sigma_T \mp \sqrt{\Delta_T}}{4} \quad , \qquad m^2_{\tilde{b}_{12}} = \frac{\Sigma_B \mp \sqrt{\Delta_B}}{4} \tag{5.2.8}$$

Hiyerarşik düzen gereği, $f = b, t$ olmak üzre $m^2_{\tilde{f}_1} < m^2_{\tilde{f}_2}$ ‘dir. Tabiki (5.2.8) de verilen sfermiyon kütleleri elektrozayıf vakumda değerlendirilen alan bağımlı $m^2_{\tilde{f}_{1,2}}$'ye karşılık gelir. İfadelerimizin açık şeklini ek-A'da bulabilirsiniz.

Hesaplama, potansiyelde tıkanan alan bağımlı özdeğerler tarafından ilerler. Higgs bozonlarının kütle matrisleri potansiyelin (dış momentumun sıfırında) 2. Türevi ile verilir. Bunun için potansiyelin minimumu elde edilmelidir ve bu potansiyel denklem (5.2.1)'deki V'nin ilk türevinden türetilebilir. Sırasıyla $m^2_{H_u}$, $m^2_{H_d}$ ve m^2_3 halka-düzeltmeli Higgs potansiyelinde görünen parametreler ile ilgili fonksiyonların terimlerinde ifade edilebilir.

$$_i = \frac{\partial V}{\partial \Psi_i} \quad , \qquad ^2_{ij} = \frac{\partial^2 V}{\partial \Psi_i \partial \Psi_j} \tag{5.2.9}$$

ve ^{2} ‘ yi $\Psi_i, \Psi_j = \phi_u, \phi_d, a_1, a_2$'ye göre birinci ve ikinci türevler için yukardaki gibi tanımlarız ve ve ^{2}'lerin her ikisi de $\Psi_i, \Psi_j = 0$ vakum koşullarında belirlenmelidirler.

ϕ_u ve ϕ_d arasındaki sabit ilişkiler lineer bağımsızdır ancak birbirlerinin terimlerinde ifade edilmiş olabilirler.

Dolayısıyla m_3^2'yi aşağıdaki gibi ifade edebiliriz.

$$m_3^2 = \frac{3}{16\pi^2}\csc[\theta+\phi]\left\{\frac{b}{\sqrt{\Delta_B}}\left[\sqrt{\Delta_B} + 2\,m_{\tilde{b}_1}^2 \ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_1}^2}{\Lambda^2}\right) - 2\,m_{\tilde{b}_2}^2 \ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_2}^2}{\Lambda^2}\right)\right] + \right.$$
$$\left.\frac{t}{\sqrt{\Delta_T}}\left[\sqrt{\Delta_T} + 2\,m_{\tilde{t}_1}^2 \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{\Lambda^2}\right) - 2\,m_{\tilde{t}_2}^2 \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{\Lambda^2}\right)\right]\right\} \qquad (5.2.10)$$

Bu eşitlikte, $_f = \left(A_f A_f^{'} e^{i\theta}\right)$ sfermiyon kütle matrislerinde CP ihlalinin miktarını tanımlar. Ayrıca dikkat etmek gerekir ki $\theta+\phi$ fazlarının kombinasyonu katlı aşamalar için değişmezdir ve 5.2.10 denkleminin doğruluğu $A_t', A_b' \rightarrow \mu$ limitinde [59]'den kontrol edilebilir. Nümerik analizler süresince girdi parametrelerine göre belirlenen ϕ ve $\theta = -\pi/2$ sabit alınmıştır.

Uygun bir şekilde belirlenen büyük kutuplar sonrasında, Higgs bozonunun kütle-kare matrisi $\left(M_{ij}^2\right)$ simetrik 4×4 bir matris formunda $\{\phi_u, \phi_d, a_1, a_2\}$ olarak bulunur. Nümerik çalışmalar için bu simetrik matris her saman Goldstone bozonuna karşılık sıfır olan bir özdeğere sahip olduğundan kullanışlı olabilir, geriye kalan özdeğerler fiziksel nötral Higgs'lere ($m_{h_1}^2$, $m_{h_2}^2$ ve $m_{h_3}^2$) karşılık gelir. Bunlar nümerik çalışmalar için kullanılabilir ancak analitik çalışmak için aşağıdaki birimsel dönüşüm yapılmalıdır:

$$^2 = S^T M^2 S \quad , \qquad S = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & s\beta & c\beta \\ 0 & 0 & c\beta & s\beta \end{pmatrix} \qquad (5.2.11)$$

Bu dönüşüm gerçekten 4. satır ve sütunda sıfır olan girdilerle Goldstone bozonunu çiftler, dolayısıyla a_1 ve a_2 'nin lineer bir kombinasyonu olarak tanımlanan a $(a = \sin\beta a_1 + \cos\beta a_2)$ ^{2} 'yi $\{\phi_u, \phi_d, a\}$ yapısında yeniden tanımlamamıza izin verir.

Örneğin ^{2} matrisinden gelen ${}^{2}_{33}$ ifadesi aşağıda verilmiştir:

$$
\begin{aligned}
{}^{2}_{33} &= m_3^2 \frac{v^2\cos(\theta+\phi)}{v_d v_u} + \frac{3|h_t|^2 v^2 \mathcal{R}_t}{32\pi^2 v_d v_u} \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2 m_{\tilde{t}_2}^2}{\Lambda^4}\right) + \frac{3|h_b|^2 v^2 \mathcal{R}_b}{32\pi^2 v_b v_b} \ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_1}^2 m_{\tilde{b}_2}^2}{\Lambda^4}\right) + \\
&\left(\frac{3|h_t|^2 v^2 \Sigma_T (8|h_t|^2 v_d v_u \ {}^{2}_{\mathrm{t}} - \Delta_T \mathcal{R}_t)}{32\pi^2 v_d v_u {\Delta_T}^{3/2}}\right) \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{m_{\tilde{t}_2}^2}\right) + \\
&\left(\frac{3|h_t|^2 v^2 \Sigma_T (8|h_t|^2 v_d v_u \ {}^{2}_{\mathrm{t}} - \Delta_T \mathcal{R}_t)}{32\pi^2 v_d v_u {\Delta_T}^{3/2}}\right) \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{m_{\tilde{t}_2}^2}\right) + \frac{3}{32\pi^2 v^2 v_d v_u \Delta_B \Delta_T} \Big\{ 16|h_b|^4 v^4 v_d v_u \Delta_T \ {}^{2}_{\mathrm{b}} - \\
&\Delta_B \Big((v_d^2 + v_u^2) \Delta_T (2|h_b|^2 \mathcal{R}_b + 2|h_t|^2 \mathcal{R}_t) 4 v_d v_u \big(-4|h_b|^4 v^4 \ {}^{4}_{\mathrm{t}} + \\
&v_d v_u \Delta_T (|h_b|^2 \mathcal{R}_b + \quad |h_t|^2 \mathcal{R}_t)\big)\Big)\Big\}
\end{aligned}
\tag{5.2.12}
$$

Burada verilen sembollerin açık formları ve matrisinin kalan beş elemanı için ek-A ve ek-B'ye başvurulabilir. Nötral Higgs bozonlarının kütle matrislerinin son hali:

$$
{}^{2} = \begin{pmatrix} {}^{2}_{11} & {}^{2}_{12} & {}^{2}_{13} \\ {}^{2}_{12} & {}^{2}_{22} & {}^{2}_{23} \\ {}^{2}_{13} & {}^{2}_{23} & {}^{2}_{33} \end{pmatrix} \tag{5.2.13}
$$

formundadır.

5.3 Nümerik Analizler

Bu kısımda bir önceki bölümde verilen analitik çözümler üzerindeki temel nümerik sonuçlarımızı göstereceğiz. Amacımız Higgs bozonlarının kütlelerini ve karışım açılarını değiştirebilen holomorf ve holomorf olmayan bağlaşımların bu bağlamda nasıl bir rol üstleneceklerini belirlemektir.

Analizler sırasında, çarpıştırıcı sınırları ile ilgili olarak, skaler fermiyon kütlelerinin $m_{\tilde{f}}$ >100 GeV mertebesinde olmaları dikkate alınmıştır ve genel olarak sonuçlarımız LEP m_{h_1} >114 GeV sınırını kapsamaktadır. Buna ek olarak literatürde bulunan bazı iyi bilinen sonuçlarla çalışmamızın sonuçları karşılaştırılmıştıtır.

Temel olarak girdi parametrelerimiz M_A, $m_{\tilde{Q}}$, $m_{\tilde{U}}$, $m_{\tilde{D}}$, A_t, A_b, A'_t, A'_b ve $\tan\beta$'dır. Analizler sırasında, girdi parametrelerine uygun olarak belirlenen ϕ ile $\theta, -\pi/2$'ye ve Λ, 0.5 TeVE sabitlenmiştir. CP ihlalinin doğru fazı alt ve üst sektör için $\theta_{eff} = arg\left(A_f A'_f e^{i\theta}\right)$ olarak tanımlanabilir, ve bu yüzden Φ 'ın değeri asla gösterilmez. Biz bunun yerine lineer üçlü bağlaşımlar üzerinde bir araya topladık ve temel olarak holomorf olmayan üçlü lineer bağlaşımları ihlal eden CP altında Higgs bozonlarının karışımları ve kütleleri için ele aldık.

Nümerik analizlerde girdi parametrelerinden biri $M_A = {}^{2}_{33}$ olmak üzere M_A olarak alındı. Bu bağlamda Φ nümerik olarak çözülmüştür. Nötral Higgs kütle matrisi ortagonal bir matris kullanılarak diagonal hale getirilebilir:

$$\mathrm{diag}\left(m^2_{h_1}, m^2_{h_2}, m^2_{h_3}\right) = O^T \; {}^2 O \qquad (5.3.1)$$

Sonrasında, eklenen bir parametre [58] deki gibi nötral Higgs bozonlarının CP birleşimini ifade edebilir.

$$\alpha_i = \min\left(\frac{|O_{i3}|}{\sqrt{|O_{i1}|+|O_{i2}|}}, \frac{\sqrt{|O_{i1}|+|O_{i2}|}}{|O_{i3}|}\right)$$

(5.3.2)

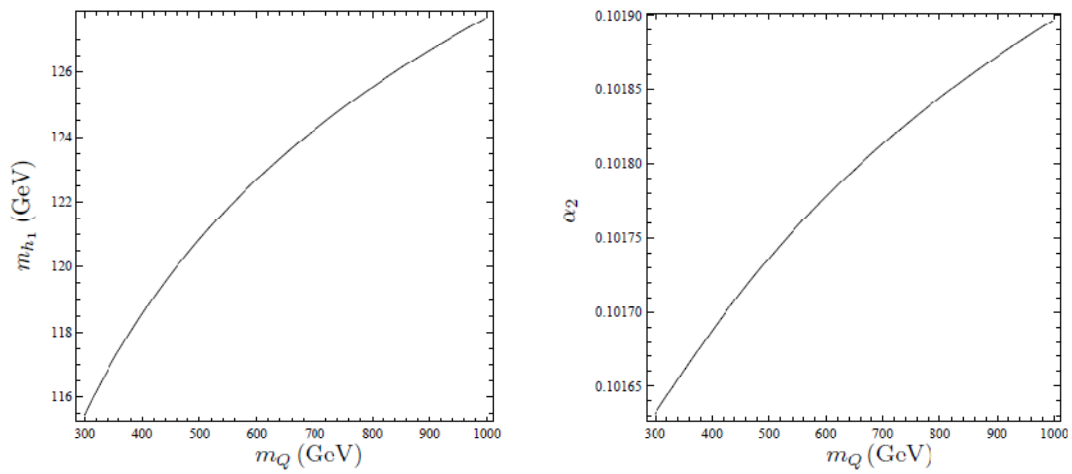
Dolayısıyla holomorf olmayan üçlü bağlaşımların etkisi altında nötral Higgs'lerin CP birleşimi gösterilebilir. Eğer CP korunumlu ise h_i, i =1,2,3 için ya saf olarak CP-tektir $\left(O^h_{i3} = 1\right)$ ya da saf olarak CP-çifttir $(|O_{i1}| + |O_{i2}| = 1)$. Bununla birlikte, test edilmiş bir büyüklük olarak $\bar{b}b$ içerikli nötral Higgs bozonlarının seçilen bozunum genişliğine sahip olabiliriz. Tabiki $\left(h_i \to \bar{b}b\right)$ kütleli bir arkaplana sahiptir, ancak M_H~130 GeV sınırına bağlılık gösteren SM'e göre bu yol baskın olanlardan biridir. Dolayısıyla basitlik açısından ve fazların etkisini göstermek için bu yolu seçeriz. Buna ek olarak, SM'de bu bozunumun genişliği 120-160 GeV arasındaki m_h için 0.0035-0.0086 GeV'dir. Fakat NHSSM, göreceğimiz gibi, boyutsal olarak değişim potansiyeline sahiptir.

Belirgin CP ihlali ile NHSSM'de üçlü nötral Higgs bozonları h_i' lerin bozunum modlarına bakacak olursak, alt ve anti-alt kuarkların bir çiftini içeren bir h_i nötral Higgs bozonunun bölgesel bozunum genişliği [59]'da

$$\Gamma\left(h_i \to \bar{b}b\right) = \frac{3g_2^2 m_b^2 m_{hi}}{32\pi m_W^2}\sqrt{1-\tau_b}\left[\frac{O_{i1}^2}{\cos^2\beta}(1-\tau_b) + \tan^2\beta\, O_{i3}^2\right] \qquad (5.3.3)$$

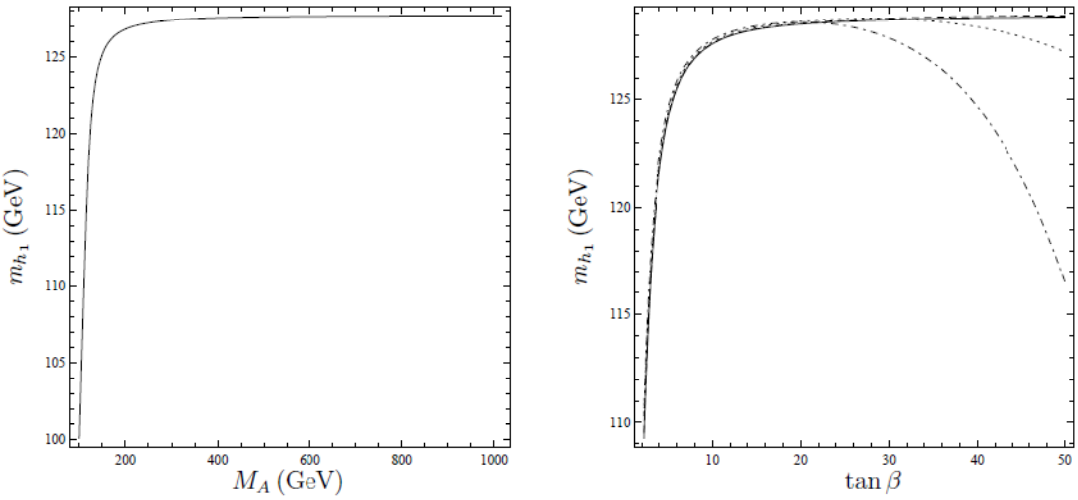
olarak verilmiştir. Burada $\tau_b = 4\, m_b^2/m_{hi}^2$'dir.

Artık nümerik sonuçlarımıza geçebiliriz. Şekil (5.3.1)' de, sol grafikte en hafif Higgs kütlesi (m_{h1}) ve sağ grafikte m_Q' ya karşılık gelen en hafif Higgs'e yakın Higgs'in (h_2) CP kırınım karışım parametresi (α_2) verilmektedir. Ayrıca eşitlik (5.2.12)'de $M_A = {}^{2}_{33}$ olarak tanımlanmıştı. Bu şekilde aynı değerli aldığımız $A_t^{'} = A_b^{'} = \mu$ için NHSSM ve MSSM'in tahminleri arasında herhangi bir fark beklemeyiz. Görüldüğü gibi verilerimiz [58]'in ilk şekli ile uyumludur.



Şekil 5.3.1: NHSSM'in en hafif Higgs kütlesi m_{h1}'in M_Q'ya göre grafiği (sol) ve ikinci en hafif nötral Higgsin CP kırınım karışım açısı α_2'nin M_Q'ya göre grafiği (sağ) verilmektedir. M_A =1 TeV, $m_Q = m_U = m_D$, $A_t = A_b = A_t^{'} = A_b^{'} = 2m_Q$ ve m_Q 0.3 TeV'den 1 TeV'e kadar taranmıştır, ayrıca $\tan\beta$ 10'a sabitlenmiştir.

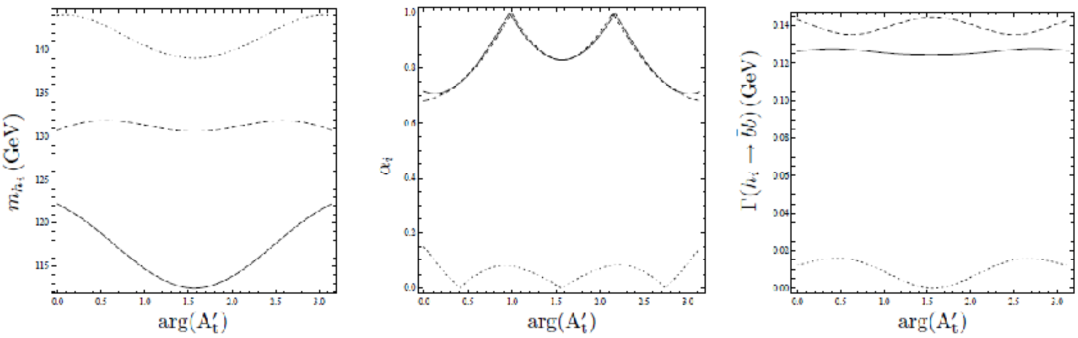
İkinci şeklimiz NHSSM'in en hafif Higgs kütlesinin üzerindeki M_A ve $\tan\beta$ girdi parametrelerinin etkisini gösterir. Şekil 5.3.2'nin soldaki grafiğinden de görülebileceği gibi en hafif Higgs kütlesinin üst sınırı M_A =1 TeV için doymuş olabilir, bu artış maksimumdur. Benzer bir davranış $A_t^{'}, A_b^{'}$~0.5-1TeV (koyu ve kesikli çizgiler) ve $\tan\beta$ için sağdaki garafikten görülebilir. Halbuki, aynı grafikten üçlü lineer bağlaşımların daha büyük olmaya meğlettiğini ($A_t^{'} = A_b^{'}$~2-3TeV gibi) gözlemleriz, en hafif nötral Higgs'in ışınımsal olarak düzeltilen kütlesi $\tan\beta$'nın çok büyük değerleri için azalabilir (noktalı ve noktalı-kesikli çizgiler), bu azalma yukarıdaki LEP limitlerine göre NH parametreleri sınırlandırabilir.



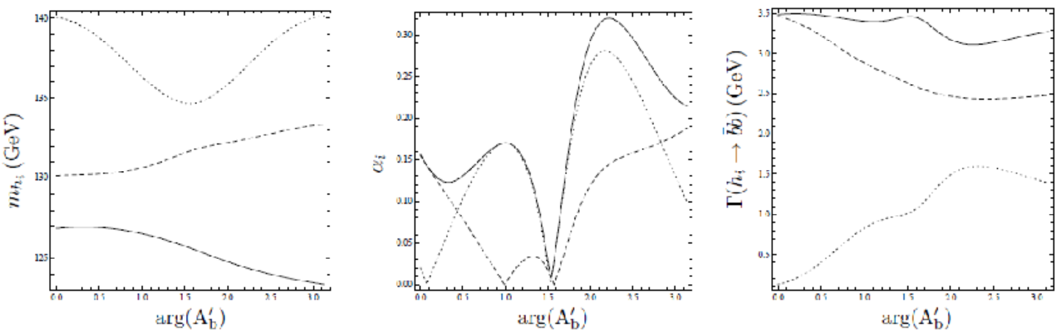
Şekil 5.3.2: NHSSM'in en hafif nötral Higgs'inin kütlesi m_{h1}'in girdi parametremiz M_A' ya ve $\tan\beta$' ya göre grafikleri verilmektedir. Girdiler (sağ): $M_A = m_Q = m_U = m_D$ =1TeV , $A_t = A_b = 2M_Q$, ancak çizgiler için sırasıyla (koyu, kesikli, noktalı, nokta-kesikli) $A_t' = A_b' = 1/2\,, 1{,}2{,}3\, m_Q$ şeklindedir. Sol grafik için $\tan\beta$ =10 ve sağ grafik için M_A =1 TeV 'dir.

Şekil 5.3.3'te sol grafikteki h_1, h_2 ve h_3 nötral Higgs bozonlarının kütlelerinin, ortadaki grafikte bahsedilen bozonların her biri için CP ihlal parametrelerinin (α_i) ve sağ grafikteki uygun bozunum genişlikerinin $\Gamma(h_i \to \bar{b}b)$ holomorf olmayan üçlü lineer bağlaşım A_t' nün değişen fazlarına karşılık geldiğini yani faz bağlılıklarını gösterdik. Verilen temsiller için benzer bir yol diğer şekiller için de izlenir. Bu seçimin amacı A_t' ve A_b' parametrelerinin her ikisi de aynı olduğunda ve μ terimine eşit olduklarında MSSM'deki sonuçları tekrar elde edeceğimizi göstermektir. Bununla birlikte, MSSM ve NHSSM arasında ki farklılıkları göstermek için bu renormalize edilebilir grup eşitliklerini kullanmak yerine her biri için farklı değerler atamak iyi bir varsayımdır. Sürekli renormalizasyon grupları GUT sıkalasında aynı değere sahip olsalar da düşük sıkalalarda farklı değerler ortaya çıkabilir, ki bunu tahmin etmek çok da zor değildir.

Tüm nötral Higgs bozonları şekil (5.3.3)'ün ilk grafiğinde görüldüğü gibi değişen sıralarla, holomorf olmayan üçlü lineer bağlaşım A_t' fazına hassastırlar. Bu fazın bir sonucu olarak en hafif Higgs bozonu tamamen CP-tek yapmış olabilir. Temsillerimiz şekilden görülebilir (koyu: h_1 , kesikli: h_2 ve noktalı-kesikli: h_3). Bu seçimlerin maksimumu CP-ihlal noktaları etrafında h_1 ve h_2 ye menzil kazandırırlar ve $\pi/2$' de sonlandırırlar, oysaki h_3 en geniş parametre uzayında çoğunlukla CP-çift'tir $(\alpha_3 \sim 0.2)$. İlginç gözlemlerden bir diğeri de, en geniş parametre uzayı için en hafif nötral Higgs bozonunun bozunum genişliğinin açıklanabilirliğidir ki şekil 3'ün son grafiğinde bu açıkça görülebilir.



Şekil 5.3.3 Tüm nötral Higgs bozonlarının kütleleri $m_{h_{1,2,3}}$ (sol), onların CP-ihlali karışım açıları $\alpha_{1,2,3}$ (ortadaki) ve çift $\bar{b}b$ içerikli bozunum genişliklerinin (sağ) üst üçlü lineer bağlaşım arg(A_t')'nün argümanına göre grafikleri verilmektedir. Tüm boyutsal terimler GeV mertebesindedir. Girdiler: $\tan\beta$ =10, $m_Q = m_U = m_D$ =1TeV ve $A_t = A_b = |A_t'| = A_b' = 2m_Q$, M_A =130 GeV'dir. Ayrıca sonraki şekiller için bunun gibi çizgi formatları şu şekildedir: koyu çizgi (h_1) , noktalı çizgi (h_2) ve kesikli çizgi (h_3).



Şekil 5.3.4: Bir önceki şekille aynıdır ancak burada $\tan\beta$ =50 ve grafikler arg($A_b^{'}$)'ne göredir. Girdiler: $A_t = A_b = A_t^{'} = |A_b^{'}| = 2m_Q$ şeklindedir.

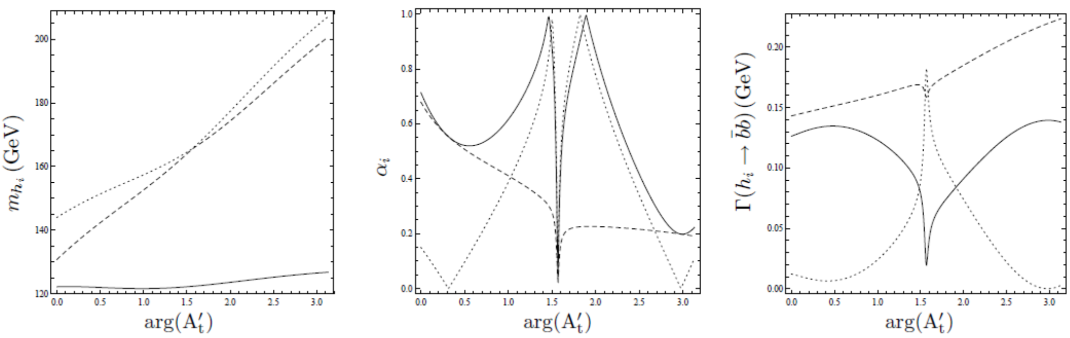
Büyük $\tan\beta$ değerleri için $A_b^{'}$ önemli olabilir, bunun için şekil (5.3.4)'e bakabilirsiniz, tüm girdi parametrelerimiz bir önceki şekille aynıdır, ancak şimdi $\tan\beta$ =50 dir, faz değişimi $A_t^{'}$ yerine $A_b^{'}$ ne bağlıdır.

Burada $A_b^{'}$ argümanlarına hassas olan en hafif nötral Higgs bozonu bağlaşımının çok güçlü olduğunu gözlemlemek ilginçtir, ayrıca $\Gamma(h_i \to \bar{b}b) \geq$ 3GeV olabilir (sağ grafikteki koyu çizgi) ki bu SM verilerinin üstendedir.

Bu şekillere ek olarak, sadece üçlü lineer bağlaşımların fazı dışında herbiri için süreklilik sağlanır ancak girdi parametrelerimizden M_A değişir. M_A'nın içinde bulunduğu bu durum lineer bir şekilde 200 GeV'den önceki değere (130 GeV) değişmesine izin verir, ayrıca $A_t^{'}$' nün fazı da değişkendir. Başka bir değişle $A_t^{'}$ omurga vazifesi görür, dolyısıyla $A_t^{'}$' nün argümanlarının 0-π arasında değişmesinin anlamı M_A'nın da değişmesidir.

$$M_A = 130 + 70 \times \arg\frac{(A_t^{'})}{\pi} \qquad (5.3.4)$$

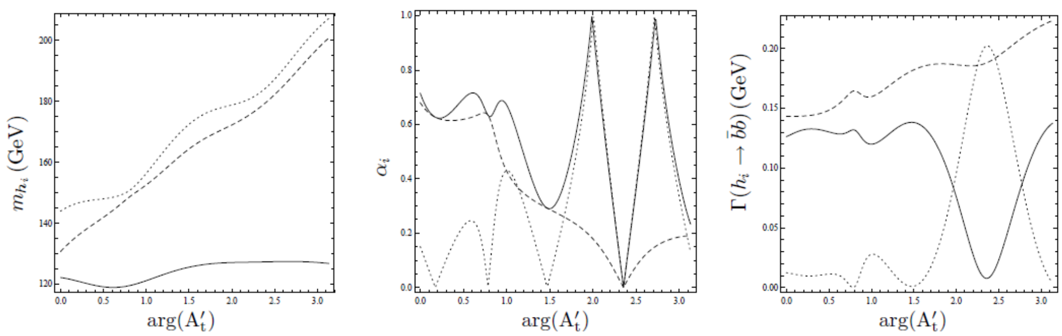
M_A süregelen şekiller için GeV mertebesindedir. Ancak bu iki parametrenin tüm etkileri önceki şekildeki gibi aynı eksen üzerinde gösterilir. Bu temsil süregelen tüm şekiller için geçerlidir.



Şekil 5.3.5: Tüm nötral Higgs bozonlarının kütleleri $m_{h_{1,2,3}}$'ün (sol), onların CP-ihlali karışım açıları $\alpha_{1,2,3}$'ün (ortadaki) ve çift $\bar{b}b$ içerikli bozunum genişliklerinin (sağ) üst üçlü lineer bağlaşım A_t' 'nün argümanına göre (arg(A_t')) grafikleri verilmektedir. Tüm boyutsal terimler GeV mertebesindedir, girdiler: $\tan\beta = 10$, $m_Q = m_U = m_D =$1TeV ve $A_t = A_b = |A_t'| = A_b' = 2m_Q$ ve A_t'' ne ek olarak M_A 130 GeV 'den 200 GeV'e kadar değişir.

Örneğin şekil (5.3.5)’te değişen fazın tüm etkileri yukarda görüldüğü gibi değişen M_A ile genişletilmiştir. Şekil (5.3.5, 5.3.6 ve 5.3.7)’de bu temsil kullanılmıştır ve bu şekillerin her ikisi için diğerleri ile karşılaştırılabilir. Örneğin şekil 5.3.5 ve şekil 5.3.6 arasındaki tek farklılık: şekil 5.3.5’te şekil 5.3.6’daki A_t' nün fazını sadece varyasyon olarak düşünürüz, A_t ve A_t' fazlarının her ikisini de aynı işaretli faktör içinde ele alırız, ancak şekil 5.3.7’de zıt işaretler A_t ve A_t' argümanları için ayrıdır.

Bu, CP ihlal parametresi $_t$’ den çıkarılabileceği gibi A_t’ nin argümanı $\pi/2$ olduğunda şiddetli bir şekilde sıfıra düşer, bu hızlı geçişler grafiklerden görülebilir (örneğin şekil 5.3.2 ve 5.3.3). Bununla beraber, her iki fazın $A_t = A_t'$ durumu için $\sim 3\pi/4$’e karşılık gelen bir egilim görülür.

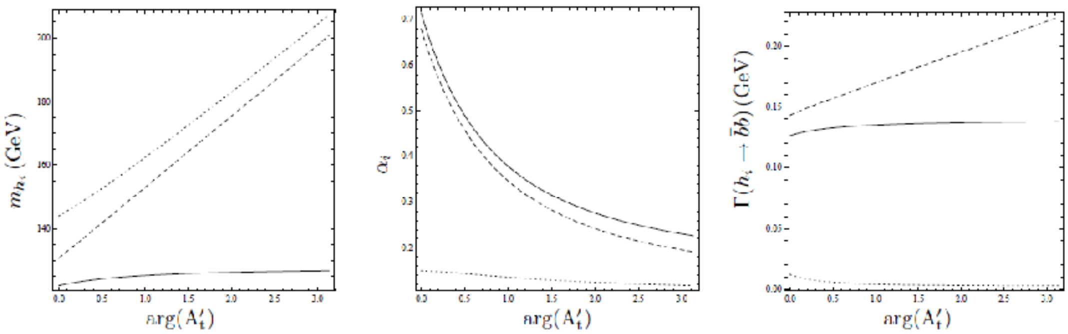


Şekil 5.3.6 Şekil (5.3.5) ile aynıdır ancak burada $|A_t| = A_b = |A_t^{'}| = A_b^{'} = 2m_Q$ ve arg(A_t)= arg($A_t^{'}$) şeklindedir.

Eklemek gerekir ki şekil 5.3.5’te sağdaki grafik bölgesel bozunum genişliği $h_i \to \bar{b}b$’nin $A_t^{'}$ fazına bağlılığını gösterir. arg($A_t^{'}$)$\sim \pi/2$ için bozunum genişliği $\Gamma(h_i \to \bar{b}b)$ 130’dan 200 GeV’e kadar olan bir varyasyon ile 0.2 GeV etrafında düzgün artan bir fonksiyon üretir. Şekil (5.3.7)’deki gösterimin ilginçliği A_t ve $A_t^{'}$ CP ihlal fazlarının birbirlerinin etkilerini yok etmeleridir. Ayrıca M_A artarken CP karışım parametreleri ve bilinen miktarlarda bozunum genşliklerinin en düzgün varyasyonuna tanık oluruz.

Başka bir değişle α_i ve Γ_i 'nin keskin CP reaksiyonları elde edilen hafif eğilimlerdir, bu fermiyonların elektrik dipol momentleri (EDMs) gibi CP ihlali konuları için önemli olabilir.

Yumuşak kırıcı NH terimlerin, CP bileşenlerinin ve nötral Higgs bozonlarının bölgesel bozunum genişlikleri üzerinde boyutsal değişimlere sebep olduğu verilen şekillerden çıkarılabilir. Bu bozunum genişlikleri yaklaşık 3.5 GeV olan SM'deki menzil değerini kateder ve dolayısıyla NH terimler sayesinde CP ihlal parametreleri elde edilmiş olabilir. Ayrıca, eğer yumuşak kırıcı NH terimlerin CP ihlal parametreleri holomorf olanlarla zıt işaretli ise bu fazlar şekil 5.3.7'de görüldüğü gibi düzgün etkilerle çok büyük olabilir.



Şekil 5.3.7: Şekil (5.3.5) ile aynıdır ancak burda $|A_t| = A_b = |A_t^{'}| = A_b^{'} = 2m_Q$ ve arg(A_t)$= -$ arg($A_t^{'}$) şeklindedir.

Verilen nümerik örnekler, holomorf olmayan terimlerin kütleler ve nötral Higgs bozonlarının karışımları üzerinde gerekli CP ihlal etkilerinin nasıl meydana çıktığını gösterir. Burada yapılan, genel anlamda NH bağlaşımlar $A_b^{'}$ ve $A_t^{'}$ nün farklı fazlarını ele almaktır. Sonuçlardan bazıları MSSM'in kompleks bir μ parametresi ile simüle edilebilir ($A_t^{'} = A_b^{'} = \mu$ için), ancak holomorf olmayanlarla tekrar yerine konulan parametrelerin opsiyonu devam eder ve bu Higgs araştırmaları için iyi bir alternatif olarak görülebilir.

Burada gösterilmese de, Higgs bozonlarının vektör bozonlara bağlaşımlarının verilen NH terimlere hassasiyetini tahmin etmek zor değildir.

5.4 Sonuçlar

Bu çalışmada, NHSSM'de nötral Higgs bozonlarının kütle matrisleri ile tek-halka düzeyinde belirgin CP kırınımını irdeledik. Üst kuarkların, skaler üst kuarkların, alt kuark ve skaler alt kuarkların halkalarını hesaba kattık. Temelde amacımız holomorf olmayan yumuşak terimlerle nötral Higgs parçacıklarının kütleleri için kesin tahminler yapmaktı. Bunun için, ilk olarak nötral Higgs bozonlarının kütle matrisleri için analitik ifadeler türetildi ve CP ihlali için üçlü lineer terimlerinin yeni kaynakları üzerinde nümerik bir çalışma yapıldı.

NH terimlerin etkisini maksimum hale getirmek için, NH modelin mümkün birçok parametrizasyonu arasından özel bir tanesi, skaler fermiyonlar ve gözlemlenebilir olmayan μ parametresi üstünde ino'lar arasındaki dolaylı ilişkiden faydalanılmıştır. NH modelin bu versiyonunda, μ terimi süperpotansiyelde yoktur ve Higgsinolar için bir kütle terimi olarak yumuşak kırıcı sektörde bulunur. Bu yüzden skaler fermiyonlarda tekrar yerine konulan hassas çeşni NH terimlerdir. Bunun, MSSM için nötral Higgs bozonlarının kütle ve karışımını şiddetli bir şekilde etkileyeceğini gördük. Modelin anlamlı avantajlarından biri de skaler fermiyonlar $A_f^{'} \to \mu$'nün NH üçlü lineer bağlaşımlarının sırf tekrar yerine konmasıyla MSSM sonuçlarını kapsamak kolaylığına sahip olmasıdır

Nümerik analizler sırasında amaç olarak MSSM'in ötesindeki senaryoları ($A_t^{'} \neq A_b^{'}$ gibi) ele aldık ve sadece holomorf yumuşak kırıcı terimlerin değil holomorf olmayan terimlerin de Higgs sektöründeki CP ihlalinin boyutsal büyüklüğüne neden olabileceğini gösterdik. Bunu göstermek için nümerik olarak bölgesel bozunum genişliğini ve tüm nötral Higgs bozonlarının CP-ihlal parametrelerini belirledik. Higgs'i genelleştirilmiş bir yumuşak kırıcı MSSM ile inceledik ve çalışmalarımızın seçilen oranlarının gelecekte ve devam eden süreçte önemli olabileceğine inanıyoruz ([60] gibi).

Bununla birlikte, NH yapıların derinlemesine araştırılması önemlidir, çünkü CP kırınım terimlerinden oluşan yeni kaynaklarla son zamanlardaki çarpıştırıcı sınırları uyum içinde olabilirler; örneğin, elektron ve nötron EDM sınırları hesaba katılırken, MSSM'in CP kırınım terimleri üzerindeki sınırlar esnektir. $b \to s\gamma$ bozunumundan EDM sınırlandırmalarına pek çok farklı gözlemlenebilirin analizi sayesinde NH modellerin yapısı hakkında daha derin bilgiler elde edebiliriz.

EKLER

Ek-A: İfadeler

Hesaplamalarımızda kısaltılan ya da açıkça gösterilmeyen ifadeler aşağıda verilmiştir:

Cp ihlali miktarının uygun davranışı için sıkça karşılaşılan terimlerin reel ve imajiner kısımlarını $\ _b = \mathrm{Im}\left(A_b A_b^{'} e^{i\theta}\right)$, $\ _t = \mathrm{Im}\left(A_t A_t^{'} e^{i\theta}\right)$ benzer şekilde $\mathcal{R}_b = \mathrm{Re}\left(A_b A_b^{'} e^{i\theta}\right)$ ve $\mathcal{R}_t = \mathrm{Re}\left(A_t A_t^{'} e^{i\theta}\right)$ olarak bir araya toladık. Bu gösterimle fermiyonları aşağıdaki gibi ayrıştırırız:

$$\Sigma_{\mathrm{B}} = 2m_{\tilde{t}_L}^2 + 2m_{\tilde{b}_R}^2 + v_u^2 \Sigma_{G_b} + v_d^2 \left(2|h_b|^2 - \Sigma_{G_b}\right)$$

$$\Delta_B = \frac{\kappa_1^2}{\Delta_{G_b}^2} + 8|h_b|^2 \left(|A_b|^2 v_d^2 + v_u \left(\left|A_b^{'}\right|^2 v_u - 2v_d \mathcal{R}_b\right)\right) \tag{A1}$$

$$\Sigma_{\mathrm{T}} = 2m_{\tilde{t}_L}^2 + 2m_{\tilde{t}_R}^2 - v_d^2 \Sigma_{G_t} + v_u^2 \left(2|h_t|^2 + \Sigma_{G_t}\right)$$

$$\Delta_T = \frac{\kappa_2^2}{\Delta_{G_t}^2} + 8|h_t|^2 \left(\left|A_t^{'}\right|^2 v_d^2 + v_u(|A_t|^2 v_u - 2v_d \mathcal{R}_t)\right) \tag{A2}$$

$$\kappa_1 = \Delta_{G_b}(2m_{\tilde{b}_R}^2 - 2m_{\tilde{t}_L}^2 + (v_d^2 - v_u^2)\Delta_{G_b})$$

$$\kappa_2 = \Delta_{G_t}(-2m_{\tilde{t}_L}^2 + 2m_{\tilde{t}_R}^2 + (v_d^2 - v_u^2)\Delta_{G_t}) \tag{A3}$$

$$\kappa_3 = \Delta_{G_b}(2m_{\tilde{b}_R}^2 - 2m_{\tilde{t}_L}^2 + (v_d^2 - 3v_u^2)\Delta_{G_b})$$

$$\kappa_4 = \Delta_{G_t}(-2m_{\tilde{t}_L}^2 + 2m_{\tilde{t}_R}^2 + (v_d^2 - 3v_u^2)\Delta_{G_t}) \tag{A4}$$

$$\kappa_5 = \Delta_{G_b}(2m_{\tilde{b}_R}^2 - 2m_{\tilde{t}_L}^2 + (3v_d^2 - v_u^2)\Delta_{G_b})$$

$$\kappa_6 = \Delta_{G_t}(-2m_{\tilde{t}_L}^2 + 2m_{\tilde{t}_R}^2 + (3v_d^2 - v_u^2)\Delta_{G_t}) \tag{A5}$$

$$\Delta_{G_t} = \frac{1}{12}(-3g_2^2 + 5g_Y^2)\,, \qquad \Sigma_{G_t} = -\frac{1}{4}(g_2^2 + g_Y^2)$$

$$\Delta_{G_b} = \frac{1}{12}(3g_2^2 - g_Y^2)\,, \qquad \Sigma_{G_b} = \frac{1}{4}(g_2^2 + g_Y^2) \tag{A6}$$

Ek olarak, aşağıdaki nicelikler tanımlanmıştır.

$$\chi_1 = 4((4A_b^2|h_b|^2 + \kappa_1)\,v_d - 4|h_b|^2 v_u \mathcal{R}_b) \tag{A7}$$

$$\chi_2 = 4((4A_t^{'\,2}|h_t|^2 + \kappa_2)\,v_d - 4|h_t|^2 v_u \mathcal{R}_t) \tag{A8}$$

$$\chi_3 = 4(4A_b^2|h_b|^2 + \kappa_5) \tag{A9}$$

$$\chi_4 = 4(4A_t^{'\,2}|h_t|^2 + \kappa_6) \tag{A10}$$

$$\chi_5 = 4(4A_b^{'\,2}|h_b|^2 v_u - \kappa_1\,v_u - 4|h_b|^2 v_d \mathcal{R}_b) \tag{A11}$$

$$\chi_6 = 4(4A_t^2|h_t|^2 v_u + \kappa_2\,v_u - 4|h_t|^2 v_d \mathcal{R}_t) \tag{A12}$$

$$\chi_7 = -8(v_d v_u {\Delta_{G_b}}^2 + 2|h_b|^2 \mathcal{R}_b) \tag{A13}$$

$$\chi_8 = -8(v_d v_u {\Delta_{G_t}}^2 + 2|h_t|^2 \mathcal{R}_t) \tag{A14}$$

$$\chi_9 = 16A_b^{'\,2}|h_b|^2 - 4\kappa_3 \tag{A15}$$

$$\chi_{10} = 16A_t^2|h_t|^2 - 4\kappa_4 \tag{A16}$$

Higgs matrislerinin girdileri de benzer formda açılabilir.

Ek-B Matris Elemanları

Yukarda verilen ifadeler kullanılarak, kuark ve skuarkların ışınımsal düzeltmelerinin dahil edildiği nötral Higgs bozonlarının kütle matris elemanları aşağıda varilmiştir:

$$
\begin{aligned}
{}^{2}_{11} &= \frac{\hat{g}^2 \upsilon_d^2}{4} + m_3^2 \frac{\upsilon_u \cos[\theta+\phi]}{\upsilon_d} + \left(\frac{-3|h_b|^4 \upsilon_d^2}{8\pi^2}\right) \ln\left(\frac{m_b^2}{\Lambda^2}\right) \\
&+ \frac{3(2(\chi_1+\chi_2)\Delta_B\Delta_T+\upsilon_d({\chi_2}^2\Delta_B+({\chi_1}^2-2(\chi_3+\chi_4)\Delta_B)\Delta_T))}{512\pi^2\upsilon_d\Delta_B\Delta_T} \\
&+ \frac{3(8\upsilon_d^2\chi_2\Delta_T\Sigma_{G_t}+2\chi_2\Delta_T\Sigma_T+\upsilon_d({\chi_2}^2-2\chi_4\Delta_T)\Sigma_T}{1024\pi^2\upsilon_d{\Delta_T}^{3/2}} \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{m_{\tilde{t}_2}^2}\right) \\
&+ \frac{3(2\chi_1\Delta_B++\upsilon_d({\chi_1}^2-2\chi_3\Delta_B))\Sigma_B+24\upsilon_d^2\chi_1\Delta_B(-2|h_b|^2+\Sigma_{G_b})}{1024\pi^2\upsilon_d{\Delta_B}^{3/2}} \ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_1}^2}{m_{\tilde{b}_2}^2}\right) \\
&+ \frac{3(\upsilon_d^3(\Delta_{G_t}^2+\Sigma_{G_t}^2)+ 2|h_t|^2\upsilon_u\mathcal{R}_t)}{64\pi^2\upsilon_d} \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2 m_{\tilde{t}_2}^2}{\Lambda^4}\right) \\
&+ \frac{3\upsilon_d^3(\Delta_{G_b}^2+(-2|h_b|^2+\Sigma_{G_b})^2)+ 6|h_b|^2\upsilon_u\mathcal{R}_b)}{64\pi^2\upsilon_d} \ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_1}^2 m_{\tilde{b}_2}^2}{\Lambda^4}\right) \qquad \text{(B1)}
\end{aligned}
$$

Ve $\hat{g}^2 = g_2^2 + g_Y^2$, benzer şekilde:

$$
{}^{2}_{12} = -\frac{1}{4}\hat{g}^2 v_d v_u + m_3^2\,(-\cos[\theta + \phi]) + \frac{3(\chi_2\chi_6\Delta_B + (\chi_1\chi_5 + 2(\chi_7 + \chi_8)\Delta_B)\Delta_{T)}}{512\pi^2\Delta_B\Delta_T}
$$

$$
+ \frac{3(-8|h_t|^2 v_u\chi_2\Delta_T - 4v_u\chi_2\Delta_T\Sigma_{G_t} + 4v_d\chi_6\Delta_T\Sigma_{G_t} + \chi_2\chi_6\Sigma_{T-}2\chi_8\Delta_T\Sigma_T)}{1024\pi^2{\Delta_T}^{3/2}}\ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{m_{\tilde{t}_2}^2}\right)
$$

$$
+ \frac{3(-8|h_b|^2 v_d\chi_5\Delta_B + \chi_1\chi_5\Sigma_B - 2\chi_7\Delta_B\Sigma_B - 4v_u\chi_1\Delta_B\Sigma_{G_b} + 4v_d\chi_5\Delta_B\Sigma_{G_b})}{1024\pi^2{\Delta_B}^{3/2}}\ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_1}^2}{m_{\tilde{b}_2}^2}\right)
$$

$$
+ \frac{3(\chi_8 - 8v_d v_u\Sigma_{G_t}(2|h_t|^2 + \Sigma_{G_t}))}{512\pi^2}\ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2 m_{\tilde{t}_2}^2}{\Lambda^4}\right)
$$

$$
+ \frac{3(\chi_7 - 8v_d v_u\Sigma_{G_b}(2|h_b|^2 + \Sigma_{G_b}))}{512\pi^2}\ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_1}^2 m_{\tilde{b}_2}^2}{\Lambda^4}\right) \qquad \text{(B2)}
$$

$$
{}^{2}_{13} = m_3^2\frac{v_d\sin[\theta+\phi]}{v} + \frac{3|h_t|^2 v_{d\ \ t}}{32\pi^2 v}\ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2 m_{\tilde{t}_2}^2}{\Lambda^4}\right) + \frac{3|h_b|^2 v_{d\ \ b}}{32\pi^2 v}\ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_1}^2 m_{\tilde{b}_2}^2}{\Lambda^4}\right)
$$

$$
+ \frac{3(|h_b|^2(v^2\chi_1 - 2v_d\Delta_B)\Delta_{T\ \ b} + |h_t|^2\Delta_B(v^2\chi_2 - 2v_d\Delta_T)\ \ _t)}{32\pi^2 v\Delta_B\Delta_T}
$$

$$
+ \frac{3(|h_t|^2(-2v_d\Delta_T\Sigma_T + v^2(4v_d\Delta_T\Sigma_{G_t} + \chi_2\Sigma_T)\ \ _t)}{64\pi^2 v{\Delta_T}^{3/2}}\ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{m_{\tilde{t}_2}^2}\right)
$$

$$
+ \left(-\frac{3(|h_b|^2(-v^2\chi_1\Sigma_B + 2v_d\Delta_B\Sigma_B - 4v^2 v_d\Delta_B(-2|h_b|^2 + \Sigma_{G_b})\ \ _b)}{64\pi^2 v{\Delta_B}^{3/2}}\right)\ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_1}^2}{m_{\tilde{b}_2}^2}\right) \qquad \text{(B3)}
$$

$$
{}^{2}_{22} = \frac{\hat{g}^2 v_u^2}{4} + m_3^2 \frac{v_d \cos[\theta+\phi]}{v_u} + \left(\frac{-3|h_t|^4 v_u^2}{8\pi^2}\right) \ln\left(\frac{m_t^2}{\Lambda^2}\right)
$$

$$
+ \frac{3(2(\chi_5+\chi_6)\Delta_B\Delta_T + v_u({\chi_6}^2\Delta_B + ({\chi_5}^2 - 2(\chi_{10}+\chi_9)\Delta_B)\Delta_T))}{512\pi^2 v_u \Delta_B \Delta_T}
$$

$$
+ \frac{-24 v_u^2 \chi_6 \Delta_T (2|h_t|^2 + \Sigma_{G_t}) + 3(2\chi_6\Delta_T + v_u({\chi_6}^2 - 2\chi_{10}\Delta_T))\Sigma_T}{1024\pi^2 v_d {\Delta_B}^{3/2}} \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{m_{\tilde{t}_2}^2}\right)
$$

$$
+ \frac{3(2\chi_5\Delta_B\Sigma_B + v_u({\chi_5}^2 - 2\chi_9\Delta_B)\Sigma_B - 8 v_u^2 \chi_5 \Delta_B \Sigma_{G_b})}{1024\pi^2 v_u {\Delta_B}^{3/2}} \ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_1}^2}{m_{\tilde{b}_2}^2}\right)
$$

$$
+ \frac{3 v_u^3 (\Delta_{G_t}^2 + (2|h_t|^2 + \Sigma_{G_t})^2) + 6|h_t|^2 v_d \mathcal{R}_t)}{64\pi^2 v_u} \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2 m_{\tilde{t}_2}^2}{\Lambda^4}\right)
$$

$$
+ \frac{3(v_u^3(\Delta_{G_b}^2 + \Sigma_{G_b}^2) + 2|h_b|^2 v_d \mathcal{R}_b)}{64\pi^2 v_u} \ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_1}^2 m_{\tilde{b}_2}^2}{\Lambda^4}\right) \tag{B4}
$$

$$
{}^{2}_{23} = m_3^2 \frac{v_u \sin[\theta+\phi]}{v} + \frac{3(|h_b|^2(v^2\chi_5 - 2v_u\Delta_B)\Delta_T \quad {}_b + |h_t|^2\Delta_B(v^2\chi_6 - 2v_u\Delta_T) \quad {}_t)}{32\pi^2 v \Delta_B \Delta_T}
$$

$$
+ \left(-\frac{3|h_t|^2(4v^2 v_u \Delta_T(2|h_t|^2 + \Sigma_{G_t}) - v^2\chi_6\Sigma_T + 2v_u\Delta_T\Sigma_T) \quad {}_t)}{64\pi^2 v {\Delta_T}^{3/2}}\right) \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{m_{\tilde{t}_2}^2}\right)
$$

$$
+ \frac{3|h_b|^2(-2v_u\Delta_B\Sigma_B + v^2(\chi_5\Sigma_B - 4v_u\Delta_B\Sigma_{G_b})) \quad {}_b)}{64\pi^2 v {\Delta_B}^{3/2}} \ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_1}^2}{m_{\tilde{b}_2}^2}\right)
$$

$$
+ \frac{3|h_t|^2 v_u \quad {}_t}{32\pi^2 v} \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2 m_{\tilde{t}_2}^2}{\Lambda^4}\right) + \frac{3|h_b|^2 v_u \quad {}_b}{32\pi^2 v} \ln\left(\frac{m_{\tilde{b}_1}^2 m_{\tilde{b}_2}^2}{\Lambda^4}\right) \tag{B5}
$$

(${}^{2}_{23}$) , denklem (5.2.12)' de verilmişti.

KAYNAKLAR

[1] Vernon Barger, Paul Langacker, Gabe Shaughnessy. 2007. TeV Physics and the Planck scale. *New J.Phys*. 9:333. [arxiv: hep-ph/ 0702001]

[2] Ian J. R. Aitchison. 2005. Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction. *Notes of Lectures for Graduate Students in Particle Physics Oxford* [arxiv:hep-ph/0505105]

[3] Stephen P. Martin. 1997. A Supersymmetry Primer. *Kane, G.L. (ed.): Perspectives on supersymmetry* 1-98. [arxiv:hep-ph/9709356]

[4] Paul Langacker. 2009. The Physics of New U(1)' Gauge Bosons. *AIP Conf.Proc.*1200:55-63,2010. [arxiv: hep-ph/0909.3290]

[5] Durmuş A. Demir. 2005. The minimal U(1)′ extension of the MSSM. *Phys.Rev.D* 72:015012. [arxiv: hep-ph/0503290]

[6] I. Jack, D.R.T. Jones. 1999. Nonstandard soft supersymmetry breaking. *Phys.Lett.B* 457:101-108. [arxiv: hep-ph/9903365]

[7] M. A. Çakır, S. Mutlu and L. Solmaz. 2005. Phenomenological Issues in Supersymmetry with Non-holomorphic Soft Breaking. *Phys.Rev.D* 71:115005. [arxiv: hep-ph/0501286]

[8] Charles-Christophe Jean-Louis. 2008. NMSSM and Gauge Mediation. *jhep* 0805:044

[9] W. Buchmüller, C. Lüdeling. 2005. Field Theory and Standart Model. *To appear in the proceedings of European School of High-Energy Physics. Kitzbuhel. Austria.* [arxiv:hep –ph/0609174]

[10] Glashow, S. L. 1969. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nuclear Physics* 22:579

[11] Salam, A. Weak and Electromagnetic Interactions. Elementary *Particle Theory, Proceeding of the Nobel Symposium Held 1968 at Lerum, Sweden, Stockholm*

[12] Arnison, G. et al. 1983. UA1 Collaboration. *Phys. Lett.* 122B, 103 and *Phys. Lett.* 126B, 398
[13] Banner, M. et al. 1983. UA2 Collaboration. *Phys. Lett.* 122B, 476 and Bagnaia, P. et al. *Phys. Lett.* 129B, 130
[14] Marko B. Popovic, (Harvard U.). 2002. The Standard model hierarchy, fine tuning, and negativity of the Higgs mass squared. *HUTP*-02-A012. [arxiv: hep-ph/0204345]
[15] Val L. Fitch. 8 December 1980. The Discovery of Charge - Conjugation Parity Asymmetry. *Nobel lecture* 08540
[16] Peskin M. E. *Beyond the Standard Model. Carry-le-Rouet 1996, High-energy physics* 49-142. [arxiv: hep-ph/9705479]
[17] B. DE CARLOS, J.A. CASAS. 1993. One loop analysis of the electroweak breaking in supersymmetric models and the fine tuning problem. *Phys.Lett.B* 309:320-328. [arxiv: hep-ph/9303291]
[18] M. Bastero-Gil, C. Hugonie, S.F. King, D.P. Roy, S. Vempati. 2000. Does LEP prefer the NMSSM?. *Phys.Lett.B* 489:359-366
[19] S. Dimopoulos, S. Raby and F. Wilczek. 1981. Supersymmetry and the Scale of Unification. *Physical Review D* 24: 1681–1683.
[20] Sidney Coleman and Jeffrey Mandula. All Possible Symmetries of the S-Matrix *Phys. Rev.* 159:1251
[21] Golfand, Y.A. and E.P. Likthman. Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of P Invariance. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letter* 13:323
[22] Rudolf Haag, Jan T. Lopuszaski, Martin Sohnius. 1975. All possible generators of supersymmetries of the *S*-matrix. *Nuclear Physics B* 88
[23] Kac V.G. 1977. Lie superalgebras. *Adv. Math.* 26
[24] Wess, J. and B. Zumino. 1974. A Lagrangian Model Invariant Under Supergauge Transformations. *Physics Letters B* 49:52 (1974)
[25] Adrian Signer. 2009. ABC of SUSY. *J.Phys.G36:073002.* [arxiv: hep-ph/0905.4630]
[26] Adel Bilal. 2001. Introduction to Supersymmetry. *Summer School GIF 2000.* [arxiv: hep-th/0101055]

[27] Howard E. Haber. 1997. The Status of the Minimal Supersymmetric Standard Model and Beyond. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*62:469-484,1998. [arxiv: hep-ph/9709450]

[28] Stephan P. Martin. 2008. Some Simple Criteria for Gauged R-parity. *Phys.Rev.D* 46:2769-2772,1992. [arxiv: hep-ph/9207218]

[29] Herbi Dreiner. 1997. An Introduction to Explicit R-parity Violation. *Perspectives on Supersymmetry, Ed. by G.L. Kane, World Scientific*. [arxiv: hep-ph/9707435]

[30] Marc Chemtob. 2004. Phenomenological Constraints on Broken R Parity Symmetry in Supersymmetry Models. *Prog.Part.Nucl.Phys*.54:71-191,2005. [arxiv: hep-ph/0406029]

[31] R. Barbier et al. 1998. Report of the group on the R-parity violation. [arxiv: hep-ph/9810232]

[32] Savas Dimopoulos, David Sutter. 1995. The Supersymmetric Flavor Problem. *Nucl.Phys.B* 452:496-512. [arxiv: hep-ph/9504415]

[33] G.F. Giudice and A. Masiero. 1998. *Phys. Lett. B* 206, 480

[34] J.A. Casas and C. Mu˜noz. 1993. *Phys. Lett. B* 306, 288

[35] H.E. Haber and R. Hempfling. 1991. *Phys. Rev. Lett.* 66, 1815

[36] S. R. Coleman and E. J. Weinberg. 1973. *Phys. Rev. D* 7 1888

[37] S.P. Martin. 2002. *Phys. Rev. D* 65, 116003

[38] I. Jack and D. R. T. Jones. 1999. *Phys. Lett. B* 457, 101. [arXiv:hep-ph/9903365].

[39] I. Jack and D. R. T. Jones. 2000. *Phys. Rev. D* 61, 095002. [arXiv:hep-ph/9909570]; I. Jack, D. R. T. Jones and A. F. Kord. 2004. *Phys. Lett. B* 588 127. [arXiv:hep-ph/0402045].

[40] M. S. Carena, S. Mrenna and C. E. M. Wagner. 1999. *Phys. Rev. D* 60 075010. [arXiv:hep-ph/9808312]; M. S. Carena et al. [Higgs Working Group Collaboration]. [arXiv:hep-ph/0010338]; U. Aglietti et al. [arXiv:hep-ph/0612172].

[41] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz and P. M. Zerwas. 1995. *Nucl. Phys. B* 453 17. [arXiv:hep-ph/9504378]; M. S. Carena, S. Heinemeyer, C. E. M. Wagner and G. Weiglein. 2006. *Eur. Phys. J. C* 45 797. [arxiv:hep-ph/0511023]; T. Hahn, S. Heinemeyer, F. Maltoni, G. Weiglein and S. Willenbrock. [arxiv:hep-ph/0607308]; N. E. Adam et al. [arxiv:hep-ph/0803.1154].

[42] J. A. Casas, J. R. Espinosa, M. Quiros and A. Riotto. 1995. *Nucl. Phys. B* 436 3 ; M. S. Carena, J. R. Espinosa, M. Quiros and C. E. M. Wagner. 1995. *Phys. Lett. B* 355 20. [arXiv:hep-ph/9504316]; M. S. Carena, M. Quiros and C. E. M. Wagner. 1996. *Nucl. Phys. B* 461 407. [arxiv:hep-ph/9508343].

[43] A. Sabanci, A. Hayreter and L. Solmaz. 2008. *Phys. Lett. B* 661 154 [arxiv:hep-ph/0801.2029].

[44] M. B. Gavela, P. Hernandez, J. Orloff, O. Pene and C. Quimbay. 1994. *Nucl. Phys. B* 430 382 [arxiv:hep-ph/9406289].

[45] A. Pilaftsis and C. E. M. Wagner. 1999. *Nucl. Phys. B* 553 3 [arXiv:hep-ph/9902371]; M. S. Carena, J. R. Ellis, S. Mrenna, A. Pilaftsis and C. E. M. Wagner. 2003. *Nucl. Phys. B* 659 145 [arxiv:hep-ph/0211467].

[46] J. P. J. Hetherington. 2001. *JHEP* 0110 024. [arXiv:hep-ph/0108206].

[47] H. E. Haber and J. D. Mason. 2008. *Phys. Rev. D* 77 115011. [arxiv:hep-ph/0711.2890]; I. Antoniadis, E. Dudas, D. M. Ghilencea and P. Tziveloglou. 2009. *AIP Conf. Proc.* 1078 175. [arxiv:hep-ph/0809.4598].

[48] D. J. H. Chung, L. L. Everett, G. L. Kane, S. F. King, J. D. Lykken and L. T. Wang. 2005. *Phys. Rept.* 407 1. [arxiv:hep-ph/0312378].

[49] L. Girardello and M. T. Grisaru. 1982. *Nucl. Phys. B* 194 65

[50] J. Bagger and E. Poppitz. 1993. *Phys. Rev. Lett.* 71 2380 [arxiv:hep-ph/9307317].

[51] S. P. Martin. [arxiv:hep-ph/9709356.]

[52] H. E. Haber and R. Hempfling. 1991. *Phys. Rev. Lett.* 66 1815; J. R. Espinosa and M. Quiros. 1991. *Phys. Lett. B* 266 389

[53] D. A. Demir. 1999. *Phys. Rev. D* 60 055006. [arxiv:hep-ph/9901389]; A. Pilaftsis and C. E. M. Wagner. 1999. *Nucl. Phys. B* 553 3 [arxiv:hep-ph/9902371].

[54] T. Ibrahim and P. Nath. 2001. *Phys. Rev. D* 63 035009. [arXiv:hep-ph/0008237], 2002. *Phys. Rev. D* 66 015005. [arxiv:hep-ph/0204092].

[55] D. A. Demir and L. L. Everett. 2004. *Phys. Rev. D* 69 015008 [arxiv:hep-ph/0306240].

[56] R. Barate et al. [LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH Collaboration and and]. 2003. *Phys. Lett. B* 565, 61. [arxiv:hep-ex/0306033].

[57] M. A. Cakir, S. Mutlu and L. Solmaz. 2005. *Phys. Rev. D* 71 115005. [arxiv:hep-ph/0501286].

[58] S. Y. Choi, M. Drees and J. S. Lee. 2000. *Phys. Lett. B* 481 57. [arxiv:hep-ph/0002287].

[59] S. W. Ham, S. H. Kim, S. K. OH and D. Son. 2007. *Phys. Rev. D* 76 115013 [arxiv:hep-ph/0708.2755].

[60] A. De Roeck, V. A. Khoze, A. D. Martin, R. Orava and M. G. Ryskin. 2002. *Eur. Phys. J. C* 25 391. [arxiv:hep-ph/0207042]; M. S. Carena, S. Mrenna and C. E. M. Wagner. 2000. *Phys. Rev. D* 62 055008. [arxiv:hep-ph/9907422] ; M. S. Carena, H. E. Haber, H. E. Logan and S. Mrenna. 2002. *Phys. Rev. D* 65 055005. [Erratum-ibid. D 65, 099902 (2002)] [arxiv:hep-ph/0106116]; A. Duperrin, Eur. 2009. *Phys. J. C* 59 297. [arxiv:hep-ex/0805.3624].

[61] S. Abel, S. Khalil and O. Lebedev. 2001. *Nucl. Phys. B* 606 151. [arxiv:hep-ph/0103320]; T. Ibrahim and P. Nath. 1998. *Phys.Rev. D* 58 111301. [Erratum-ibid. D 60, 099902 (1999)] [arxiv:hep-ph/9807501].