

# Son deneysel veriler ışığında CMSSM

Yaşar HİÇYILMAZ\*

Balıkesir Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik. Bölümü, Çağış kampüsü, Balıkesir

Geliş Tarihi (Received Date): 13.04.2021  
Kabul Tarihi (Accepted Date): 02.05.2021

## Öz

*Bu çalışmada Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ) ve karanlık madde sonuçları çerçevesinde, son deneysel veriler kullanılarak sınırlandırılmış Minimal Süpersimetrik Standart Model (CMSSM)'in durumu incelenmiş ve parametre uzayına ilişkin sınırlamalar gözlemlenerek gelecekteki deneyler için öngörülerde bulunulmuştur.*

**Anahtar kelimeler:** Süpersimetri, CMSSM, Büyük Hadron çarpıştırıcısı.

## CMSSM in the light of the recent experimental data

### Abstract

*In this study, we probe the status of CMSSM under the recent experimental data from the LHC and Dark Matter results. We also restrict the parameter space and make predictions for the future experiments.*

**Keywords:** Supersymmetry, CMSSM, Large Hadron Collider.

### 1. Giriş

Standart Model (SM) düşük enerji skalasında doğayı çok güzel betimleyebilmesine ve deneylerle tam olarak uyumlu olmasına karşın, başta Hiyerarşi problemi olmak üzere bir çok probleme sahiptir. Hiyerarşi Problemine çözüm sunmak için ise yüksek enerjilerde Higgs kütleline gelen ve ağaç seviyesine göre çok büyük olan kuadratik düzeltmelerinden kurtulmak gereklidir. Süpersimetri (SUSY), temel olarak fermiyonlar ve bozonlar arasında bir bağıntı kurabilen ve bahsettiğimiz bu düzeltmeleri önemli ölçüde azaltan bir uzay-zaman simetrisidir. Teoriye göre, fermiyonik ve bozonik durumları birbirine bağlayan bir jeneratör yardımı ile, Standart Model'deki her bir

\* Yaşar HİÇYILMAZ, yasarhicilyilmaz@balikesir.edu.tr, <http://orcid.org/0000-0002-3222-7942>

fermion için *bozonik bir süpereş* (*sfermion- $\tilde{f}$* ) ve her bir ayar bozonu için ise *fermionik bir süpereş* (*ayarino- $\tilde{g}$* ) söz konusudur. Yani Süpersimetrik modellerde SM parçacık sayısı en az ikiye katlanır.

Süpersimetri, yukarıda yazdığımız yapısından dolayı SM'in Hiyerarşi Problemi'ne çözüm getirebilmektedir [1]. Son araştırmaların ardından elde edilen sonuçların ışığında Süpersimetrik parçacıklar ağır olabilmekte (stop kütlelerinin top kuark kütlelerinden daha büyük olması gibi) ve daha küçük bir hiyerarşi problem ortaya çıkabilmektedir. Süpersimetri kendi içerisinde ekstra ayar simetrisi, daha büyük ayar grupları ya da ekstra parçacık genişlemeleri gibi mekanizmalar ile bu sorunu da çözebilmektedir. Ayrıca, Süpersimetri'nin sahip olduğu parçacık süpereşlerinin etkilerinin de hesaba katılmasıyla üç temel etkileşimin ayar bağlaşımlarının yüksek enerjilerde birleştiği görülmüştür [2]. Süpersimetri'deki ekstra parçacıklar ve bunlarla ilişkili çeşni ailelerinin karışabileceği yumuşak kırınım terimleri gibi yeni kompleks terimler sayesinde yük-parite simetri ihlalinin yeni fazlar ile artması sonucu, SM'in açıklamakta yetersiz kaldığı evrendeki madde-antimadde asimetrisine makul bir açıklama getirilebilir [3]. Bu da Süpersimetri için ayrı bir motivasyon kaynağı olarak görülür. Son olarak, LSP (Lightest Supersymmetric Particle) adı verilen, elektrik ve renk yükü bakımından nötral ve çok zayıf etkileşime giren en hafif süpersimetrik parçacıklar önemli bir '*Soğuk Karanlık Madde*' adaydır.

Süpersimetri, kuşkusuz parçacık fiziği deneylerinde en çok araştırılan teorilerden biridir. Özellikle Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC) bulunan CMS ve ATLAS deney grupları deneysel verilerde süpersimetrik parçacıkların izlerini yoğun şekilde aramaktadır. Ne yazık ki şimdiye kadar bu tür parçacıkların varlığına ilişkin herhangi bir kanıt bulunmamaktadır. Fakat bu deney sonuçları ışığında elimizdeki Süpersimetrik modellere ilişkin parameter uzayları daraltılabilmekte ve modellerin bundan sonraki durumları ve öngörülleri incelenebilmektedir.

Bu çalışmada, Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)'in bazı temel parametrelerinin Büyük Birleşim (GUT) skalasında birleştiği varsayımından yola çıkan sınırlandırılmış MSSM'in (CMSSM), son çarpıştırıcı ve karanlık madde deneylerinden elde edilen sonuçlar sonrası deneyler ile uyumlu parameter uzayı ve modelin öngörülleri araştırılmıştır. Çalışmanın ikinci bölümünde genel olarak MSSM'in yapısından bahsedilecektir. Üçüncü bölümde çalışmada izlediğimiz yöntemden söz edilecek olup, dördüncü ve son bölümde ise yapılan analizler ve alınan sonuçlar grafikler halinde gösterilecek ve elde edilen bu sonuçlar tartışılacaktır.

## 2. Minimal Süpersimetrik Standart Model

MSSM, SM ile aynı ayar gruplarını içeren, minimal parçacık sayısına ve etkileşime sahip süpersimetrik modeldir. MSSM'de, her bir SM parçacığı ve ilgili parçacığın süpereşi 'kiral (madde) veya ayar (vektör) süperçoklular' denen yapılarda gruplandırılırlar. SM'deki tek Higgs çiftisine karşın MSSM'de iki Higgs çiftisi bulunur.

Temel olarak MSSM Lagrangian'ı iki temel parçadan oluşur. Bunlardan ilki kinetik ve etkileşim terimlerini içerirken, ikinci kısım ise Süpersimetri'nin yumuşak kırınımı sağlayan ve SM parçacıklarının süpereşlerine kütle kazandıran terimleri içerir.

$$L = L_{SUSY} + L_{SOFT} \quad (1)$$

$L_{SUSY}$ , SM ile aynı ayar gruplarıyla ilgili ayar-değişmez kinetik terimleri ve ayar etkileşim terimleri daha sonra bahsedeceğimiz Süperpotansiyel'den türetilen Yukawa etkileşim terimlerini ve skaler potansiyeli içerir.

$$L_{SUSY} = L_{Kinetik} + L_{Ayar} - L_{Yukawa} - V_F \quad (2)$$

MSSM için yazılabilecek en genel formdaki süperpotansiyel

$$\hat{W}_{MSSM} = -\mu \hat{H}_d \cdot \hat{H}_u + \hat{Q} \cdot \hat{H}_u Y_u \hat{U} + \hat{H}_d \cdot \hat{Q} Y_d \hat{D} + \hat{H}_d \cdot \hat{L} Y_e \hat{E} \quad (3)$$

şeklinde yazılır. Denklem (3)'de  $\hat{U}$ ,  $\hat{D}$  ve  $\hat{E}$  sağ-elli parçacıkların süperalanlarını simgelerken,  $\hat{Q}$  ve  $\hat{L}$  skuark ve slepton çiftlerini ifade eder.  $Y_u, Y_d$  ve  $Y_e$  ise sırasıyla yukarı-tipli kuarklar, aşağı-tipli kuarklar ve leptonlar için Yukawa bağlaşımlarıdır.

Süpersimetrik Lagrangian'ın son iki terimi olan Yukawa etkileşim terimleri,  $L_{Yukawa}$  ve skaler potansiyel,  $V_F$ , ifade (3)'de belirtilen süperpotansiyelden türetilir.

$$\begin{aligned} L_{Yukawa} &= \sum_{i,j} \frac{\partial^2 W}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \psi_i \psi_j + h.c \\ &= \varepsilon_{ij} [E Y_e L^i \cdot H_d^j + D Y_d Q^i \cdot H_d^j + U Y_u Q^i \cdot H_u^j + \mu H_u^i \cdot H_d^j] \\ &\quad + \varepsilon_{ij} [\tilde{E} Y_e L^i \cdot \tilde{H}_d^j + \tilde{D} Y_d Q^i \cdot \tilde{H}_d^j + \tilde{U} Y_u Q^i \cdot \tilde{H}_u^j] \\ &\quad + \varepsilon_{ij} [E Y_e \tilde{L}^i \cdot \tilde{H}_d^j + D Y_d \tilde{Q}^i \cdot \tilde{H}_d^j + U Y_u \tilde{Q}^i \cdot \tilde{H}_u^j] + h.c \end{aligned} \quad (4)$$

Burada,  $\phi$ , kiral süperçoklusunun skaler bileşeni olup,  $\psi$  ise aynı süperçoklusunun fermiyonik bileşenidir. Süpersimetri'nin kırınımıyla ilgili kesin bir mekanizmanın olmamasından dolayı, simetriyi kıran terimler Lagrangian'a el ile yazılır. MSSM için yazılan holomorfik yumuşak simetri kırınım terimleri,

$$\begin{aligned} -L_{soft} &= \tilde{Q}^\dagger m_{\tilde{Q}}^2 \tilde{Q} + \tilde{U}^\dagger m_{\tilde{U}}^2 \tilde{U} + \tilde{D}^\dagger m_{\tilde{D}}^2 \tilde{D} + \tilde{L}^\dagger m_{\tilde{L}}^2 \tilde{L} + \tilde{E}^\dagger m_{\tilde{E}}^2 \tilde{E} \\ &\quad + m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + [-\mu B H_d \cdot H_u + h.c.] \\ &\quad + [\tilde{Q} \cdot H_u Y_u^A \tilde{U} + \tilde{Q} \cdot H_d Y_d^A \tilde{D} + \tilde{L} \cdot H_d Y_e^A \tilde{E} + h.c.] \\ &\quad - [m_{\tilde{g}} \lambda_{\tilde{g}}^a \lambda_{\tilde{g}}^a + M_2 \lambda_{\tilde{W}}^i \lambda_{\tilde{W}}^i + M_1 \lambda_{\tilde{B}} \lambda_{\tilde{B}} + h.c.] \end{aligned} \quad (5)$$

şeklinde dir. Burada,  $m_{\tilde{Q}, \dots, \tilde{E}}^2$  skaler fermiyonların yumuşak kütle karelerini,  $Y_{u,d,e}^A$  holomorfik üçlü-lineer bağlaşımlarını ve son olarak  $m_{\tilde{g}}, M_2$  ve  $M_1$  gluino, wino ve bino kütleleridir. Buna ek olarak, gluino indisi olan  $a$ , birden sekize kadar ve wino indisi olan  $i$  ise birden üçe kadar değerler alır. Yumuşak Lagrangian terimleri içerisinde Higgs sektörü  $m_{H_u}^2$  ve  $m_{H_d}^2$  yumuşak kütleleri ile tanımlanır ve B (bilineer skaler

bağlaşım sabiti) ise iki Higgs çiftlisi arasındaki karışım sabitidir. MSSM Lagrangian'ı ile ilgili bu bilgilerden sonra sırasıyla parçacık sektörlerinden bahsedebiliriz.

### 2.1. Higgs sektörü

Daha önce de belirtildiği gibi MSSM'de, hiperyükleri  $Y_{H_u} = 1/2$  ve  $Y_{H_d} = -1/2$  olmak üzere iki Higgs çiftlisi vardır ve vakum durumunda bu iki çiftlinin nötral bileşenleri sıfırdan farklı değerler alır. Dolayısıyla  $H_u$  ve  $H_d$ ,

$$\begin{aligned} H_u &= \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H_u^+ \\ \nu_u + \phi_u + i\varphi_u \end{pmatrix} \\ H_d &= \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \nu_d + \phi_d + i\varphi_d \\ H_d^- \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6)$$

şeklinde vakum beklenen değerleri ve alanlar cinsinden açılabilir. MSSM için Higgs bozonu kütesini bulmak için öncelikle Higgs potansiyeli bulunmalıdır. MSSM'de, en basit süreç olan 'tree-level' sürecinde Higgs için skaler potansiyel, Lagrangian'daki F-terim, D-terim ve yumuşak kırınım terimlerinden elde edilir.

$$V_{tree} = V_F + V_D + V_{soft} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} V_F &= |\mu|^2 (H_u^\dagger H_u + H_d^\dagger H_d) \\ V_D &= \frac{G^2}{8} (H_u^\dagger H_u - H_d^\dagger H_d)^2 + \frac{g_2^2}{2} (H_u^\dagger H_u H_d^\dagger H_d - |H_u \cdot H_d|^2) \\ V_{soft} &= m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d - \mu B(H_u \cdot H_d + h.c.) \end{aligned} \quad (8)$$

denklem (8)'de  $G^2 = g_2^2 + g_Y^2$  olarak tanımlanır. Burada  $g_2$  ve  $g_Y$  sırasıyla  $SU(2)_L$  ve  $U(1)_Y$  ayar gruplarının ayar bağlaşımlarıdır. Dolayısıyla Higgs için skaler potansiyel,

$$\begin{aligned} V_{tree} &= (m_{H_u}^2 + |\mu|^2) |H_u|^2 + (m_{H_d}^2 + |\mu|^2) |H_d|^2 - \mu B(H_u \cdot H_d + h.c.) \\ &+ \frac{G^2}{8} (|H_u|^2 - |H_d|^2)^2 + \frac{g_2^2}{2} (|H_u|^2 |H_d|^2 - |H_u \cdot H_d|^2) \end{aligned} \quad (9)$$

şeklinde yazılabilir.

Bu potansiyelin minimumunda kendiliğinden elektrozayıf simetri kırınımı sonrası nötral Higgs bileşenleri sıfırdan farklı vakum beklenen değerlerini alırken, elektromanyetik simetrisinin kırılmamasından dolayı yüklü Higgs bileşenlerinin vakum beklenen değeri sıfırdır.

$$\langle H_u^0 \rangle = \frac{\nu_u}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_d^0 \rangle = \frac{\nu_d}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_u^+ \rangle = \langle H_d^- \rangle = 0 \quad (10)$$

Yüklü Higgs bileşenlerinin sıfır olması ile (9)'daki skaler potansiyel

$$V_{tree} = m_1^2 |H_d|^2 + m_2^2 |H_u|^2 - \mu B (H_d^0 H_u^0 + h.c.) + \frac{(g_2^2 + g_Y^2)}{8} (|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2 \quad (11)$$

şeklinde indirgenebilir. Burada  $m_3^2 = \mu B$ ,  $m_1^2 = m_{H_u}^2 + |\mu|^2$  ve  $m_2^2 = m_{H_d}^2 + |\mu|^2$  şeklinde tanımlanmıştır. Elektrozayıf simetri kırınımı olması ve minimum potansiyelde nötral Higgs bileşenlerine vakum beklenen değeri gelmesi için

$$m_1^2 + m_2^2 \geq 2m_3^2 \\ m_3^2 > m_1^2 m_2^2 \quad (12)$$

koşulları sağlanmalıdır. Bilindiği gibi SM’de, serbestlik derecesi dört olan tek bir Higgs çiftlisi elektrozayıf simetri kırınımı sonrası serbestlik derecesi bir olan reel skaler Higgs bozonuna dönüşür. Geriye kalan diğer üç bileşen ise elektrozayıf ayar bozonlarına kütle kazandırmak için yine o bozonlar tarafından yenir. SUSY’de ise varolan iki Higgs çiftlisinden gelen sekiz serbestlik derecesinin üç bileşeni yine  $W^\pm$  ve  $Z^0$  bozonları tarafından yenir. Geri kalan beş serbestlik derecesi ise iki CP-çift nötral skaler ( $h^0, H^0$ ), bir CP-tek psedu-skaler ( $A^0$ ) ve iki farklı yüklü Higgs ( $H^\pm$ ) şeklinde dağılır. Nötral Higgs bozonları  $h^0$  ve  $H^0$ ’ın fiziksel kütleleri

$$m_{h^0, H^0}^2 = \frac{1}{2} \left[ (m_{A^0}^2 + M_Z^2) \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 + M_Z^2)^2 - 4m_{A^0}^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right] \quad (13)$$

şeklindedir.

Diğer yandan, MSSM’de Higgs sektörüne gelen ışınımsal düzeltmeler azımsanmayacak miktardadır. Bu ışınımsal düzeltmelerin büyük ölçüde bir kısmı,  $\tan \beta \leq 30$  durumunda üst kuark ve onun süpereşi olan skaler-üst kuark halka diyagramlarından gelir. Sonuç olarak deneylerle uyumlu sonuçlar elde etmek için en azından tek halkadan gelen ışınımsal düzeltmeler potansiyele eklenmelidir. Dolayısıyla efektif potansiyel

$$V' = V_{tree} + V_{halka} \quad (14)$$

şeklindedir. Buradaki halka potansiyeli ise üst-kuark ve skaler üst-kuark katkısı için aşağıdaki gibi yazılabilir[4].

$$V_{halka} = \frac{6}{64\pi^2} \left[ \sum_{i=1}^2 m_i^4(H) \left( \log \frac{m_i^2(H)}{\Lambda^2} - \frac{3}{2} \right) - 2m_t^4(H) \left( \log \frac{m_t^2(H)}{\Lambda^2} - \frac{3}{2} \right) \right] \quad (15)$$

Burada  $\Lambda$ , renormalizasyon skalasını,  $m_i$ , s-fermiyon sektöründeki skaler üst-kuark kütlelerini ve  $m_t$  ise üst-kuark kütlelerini ifade eder. Sonuç olarak, üst kuark ve skaler-üst kuarktan gelen ışınımsal düzeltmelerinde eklenmesiyle en hafif Higgs kütlesi aşağıdaki gibidir.

$$m_{h^0}^2 \leq M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3m_t^4 \sin^4}{2\pi^2(v_u^2 + v_d^2)} \ln \left( \frac{m_{\tilde{t}_1}^2 + m_{\tilde{t}_2}^2}{2m_t} \right) \quad (16)$$

## 2.2. Skaler fermion sektörü

MSSM’de skuarkların ve sleptonların kütle matrisleri hesaplanırken sadece üçüncü aile parçacıklarının hesaba katılması yeterlidir. Yukawa bağlaşımları parçacık kütleleriyle orantılı olduğu için, doğal olarak sadece üçüncü aile parçacıklarının Yukawa bağlaşımlarının ve onların yumuşak kırınım terimlerini içeren terimler sfermion kütlelerine ciddi katkılar yapabilir. Birinci ve ikinci aile parçacıklarının Yukawa bağlaşımlarından gelen terimler, sfermion kütle skalası düşünüldüğünde ihmal edilebilir derecede azdır. Skaler-üst kuark kütle matrisi için kütle terimleri, süpersimetrik lagrangiyandaki skaler potansiyelden ( $V_F$ ), D-terimlerden ve yumuşak kırınım terimlerinden gelir. Sonuç olarak,

$$\begin{aligned} m_{LL}^2 &= m_{\tilde{t}_L}^2 + m_t^2 - \frac{1}{4} \left( g_2^2 - \frac{1}{3} g_Y^2 \right) \left( |H_u^0|^2 - |H_d^0|^2 \right) \\ m_{LR}^2 &= h_t A_t^* H_u^{0*} - h_t \mu H_d^0 \\ m_{LR}^2 &= h_t A_t H_u^0 - h_t \mu^* H_d^{0*} \\ m_{RR}^2 &= m_{\tilde{t}_R}^2 + m_t^2 - \frac{1}{3} g_Y^2 \left( |H_u^0|^2 - |H_d^0|^2 \right) \end{aligned} \quad (17)$$

olmak üzere skaler-üst kuark kütle kare matrisi,

$$M_{\tilde{t}}^2 = \begin{pmatrix} m_{LL}^2 & m_{LR}^2 \\ m_{RL}^2 & m_{RR}^2 \end{pmatrix} \quad (18)$$

şeklinindedir. (18)’deki matrisin dikleştirilmesinin ardından elde edilen özdeğerler, iki skaler-üst kuark durumu için kütle kareleri verir.

$$\begin{aligned} m_{\tilde{t}_{1,2}}^2 &= \frac{1}{2} \left[ m_{\tilde{t}_L}^2 + m_{\tilde{t}_R}^2 + 2m_t^2 + \frac{1}{2} \cos 2\beta M_Z^2 \right. \\ &\quad \left. \mp \sqrt{\left( m_{\tilde{t}_L}^2 - m_{\tilde{t}_R}^2 + \left( \frac{1}{2} - \frac{4}{3} s_W^2 \right) \cos 2\beta M_Z^2 \right)^2 + 4m_t^2 (A_t - \mu^2 \cot \beta)} \right] \end{aligned} \quad (19)$$

Denklem (19)’de  $s_W \equiv \sin \theta_W$  olup,  $\theta_W$  elektrozayıf karışım açısı olan Weinberg açısıdır. Aynı yöntemle skaler-aşağı kuark ve stau’nun kütle kare matrisleri bulunabilir. Genel bir ifade ile skaler-aşağı kuark ve stau’nun kütle kare matris elemanları

$$\begin{aligned}
 (m_{LL})_{\tilde{b},\tilde{\tau}}^2 &= m_{\tilde{b}_L,\tilde{\tau}_L}^2 + m_{b,\tau}^2 + \delta_{b_L,\tau_L}^2 \\
 (m_{LR})_{\tilde{b},\tilde{\tau}}^2 &= h_{b,\tau} A_{b,\tau}^* H_d^{0*} - h_{b,\tau} \mu H_u^0 \\
 (m_{RL})_{\tilde{b},\tilde{\tau}}^2 &= h_{b,\tau} A_{b,\tau} H_d^0 - h_{b,\tau} \mu^* H_u^{0*} \\
 (m_{RR})_{\tilde{b},\tilde{\tau}}^2 &= m_{\tilde{b}_R,\tilde{\tau}_R}^2 + m_{b,\tau}^2 + \delta_{b_R,\tau_R}^2
 \end{aligned} \tag{20}$$

şeklindedir.

Burada skaler nötrinolar için ek bir bilgilendirme yapmak yerinde olacaktır. Bilindiği gibi denklem (3)'te skaler nötrinolarla kütle kazandıracak bir terim olmamasına karşın bu parçacıklar Süpersimetri çerçevesinde yukarıdaki mekanizmaya benzer bir şekilde kütle kazanabilirler. Kütle terimlerinin temel kaynağı ise denklem (5)'te gösterilen yumuşak simetri kırınım terimleridir.

### 2.3. Nötralino sektörü

Elektrozayıf simetrisinin kırınımı sonucu, aynı ayar gurubu gösterimine sahip nötral Higgsinolar  $(\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0)$  ve nötral ayarinolar  $(\tilde{B}^0, \tilde{W}^0)$  birbirlerine karışarak nötralino'ları  $(\tilde{\chi}_i^0)$  oluşturur. SUSY yumuşak kırınımından gelen  $\tilde{B}^0$  ve  $\tilde{W}^0$  kütle terimleri

$$-\frac{1}{2}(M_1 \tilde{B}^0 \cdot \tilde{B}^0 + M_2 \tilde{W}^0 \cdot \tilde{W}^0) \tag{22}$$

ile

$$L_{\text{etkileşim}} = -\sqrt{2}g \left[ (\phi_i^\dagger T^a \bar{\psi}_i) \cdot \lambda^a + h.c \right] - \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^2 W}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \psi_i \psi_j + h.c \right] \tag{23}$$

etkileşim Lagrangianından gelen Higgsino ve ayarino karışım terimleri MSSM'in nötralino sektörünü oluşturur. Sonuç olarak,  $\psi^0 = (\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0)$  ayar bazında nötralino kütle terimleri içeren lagrangian kısmı

$$L_{\text{nötralino}} = -\frac{1}{2}(\psi^0)^T M_{\tilde{N}} \psi^0 \tag{24}$$

olarak yazılabilir. Burada  $M_{\tilde{N}}$  nötralino kütle matrisi olup, aşağıda gösterildiği gibidir.

$$M_{\tilde{N}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_1 & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \tag{25}$$

### 2.3. Yüklino sektörü

Nötralinolardaki duruma benzer bir şekilde, yüklü Higgsinolar  $(\tilde{H}_u^+ \quad \tilde{H}_d^-)$  ile yüklü  $SU(2)_L$  ayarınoların karışımı yüklino sektörü meydana gelir. Yüklino kütle matrisi iki yüklü Higgsinonun karışımını ve higgs bozonları, bir yüklü ayarino ve bir yüklü higgsino arasındaki etkileşimleri içerir. Dolayısıyla, yüklino kütle terimlerini içeren lagrangian,

$$L_{\text{yüklino}} = -\frac{1}{2}(\psi^\pm)^T M_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm} \psi^\pm \quad (26)$$

şeklinde yazılabilir. Burada,  $\psi^+ = (\tilde{W}^+ \quad \tilde{H}_u^+)$  ve  $\psi^- = (\tilde{W}^- \quad \tilde{H}_d^-)$  olan iki baz ve  $M_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}$  ise yüklino kütle matrisidir.

$$M_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm} = \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix}; X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_w \sin \beta \\ \sqrt{2}M_w \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \quad (27)$$

### 3. Yöntem

Bu çalışmada ele alınan modellerle ilgili data üretilirken SPheno [5], SARAH [6] ve MicrOMEGAS [7] kodlarından yararlanılmıştır. MSSM için renormalizasyon grup denklemlerinin aktarılmış olduğu bu kodlarla CMSSM için uygun olarak Büyük Birleşim (GUT) skalasında belirlenen sınır koşulları altında renormalizasyon grup denklemleri kullanarak zayıf skaladaki parametreler hesaplanmış ve deneysel veriler ışığında incelenmiştir. Elde edilen dataya farklı deneylerden elde edilen sonuçların uygulanmasıyla, parametre uzayında sınırlamalara gidilmiştir. Parametre uzayı taramasında kullanılan aralıklar aşağıdaki gibidir.

Tablo 1. CMSSM Parametre Uzayı.

Parametre	Taranan Aralık
$m_0$	[0, 5] TeV
$M_{1/2}$	[0, 5] TeV
$\tan\beta$	[1, 60]
$A_0/m_0$	[-3, 3]

Bu çalışmada kullanılan deney sınırlamaları [8-18]'den alınmıştır ve kısaca aşağıdaki gibidir.



$$m_h = 122 - 128 \text{ GeV},$$

$$m_{\tilde{g}} \geq 2.0 \text{ TeV},$$

$$0.8 \times 10^{-9} \leq \text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) \leq 6.2 \times 10^{-9} \text{ (} 2\sigma \text{ tolerance),}$$

$$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \geq 103.5 \text{ GeV},$$

$$m_{\tilde{\tau}} \geq 105 \text{ GeV},$$

$$2.99 \times 10^{-4} \leq \text{BR}(B \rightarrow X_s \gamma) \leq 3.87 \times 10^{-4} \text{ (} 2\sigma \text{ tolerance),}$$

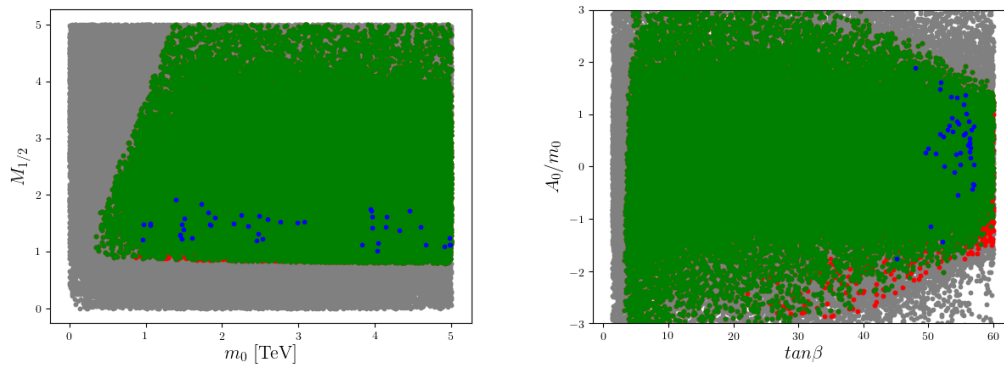
$$0.15 \leq \frac{\text{BR}(B_u \rightarrow \tau \nu_\tau)_{\text{NHSSM}}}{\text{BR}(B_u \rightarrow \tau \nu_\tau)_{\text{SM}}} \leq 2.41 \text{ (} 3\sigma \text{ tolerance),}$$

$$0.114 \leq \Omega_{\text{CDM}} h^2 \leq 0.126 \text{ (} 5\sigma \text{ tolerance).}$$

#### 4. Sonuçlar ve tartişma

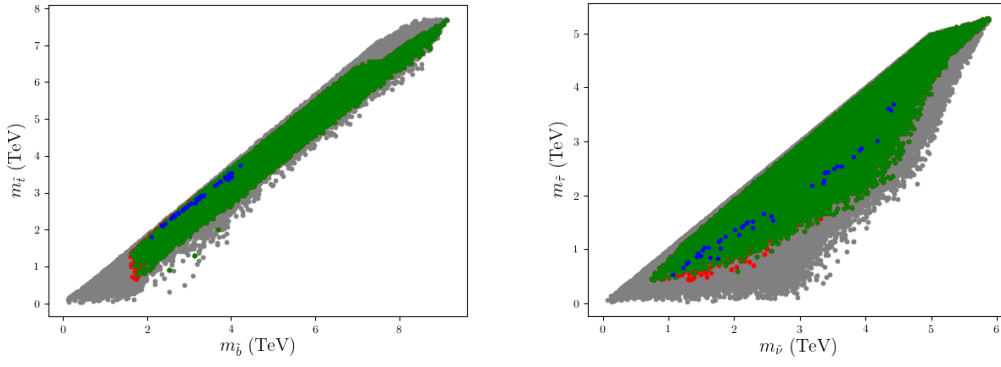
Bu bölümde CMSSM parameter uzayının taranmasının ardından, bir önceki bölümde verilen deneysel sınırlamalar sonucunda parameter uzayının hayatta kalan bölgeleri ve bu bölgelere ilişkin öngörüler aşağıda gösterilen grafiklerde sunulmuştur. Bu grafiklerde gösterilen gri bölgeler alınan tüm dataları ifade ederken sırasıyla kırmızı bölgeler sadece skaler parçacık kütlesi ve Higgs keşfinden gelen sınırlamalara uyan, yeşil bölgeler skaler parçacık kütlesi, Higgs keşfinden gelen sınırlamalar ve B fizik sonuçlarına uyan ve son olarak mavi bölgeler ise karanlık madde kalıntı yoğunluğu ile birlikte tüm deney sonuçlarına uyan noktaları ifade etmektedir.

şekil 1’de CMSSM’in temel parametrelerinin bahsedilen deney sonuçları sonucunda hayatta kalan bölgeleri gösterilmiştir. Buna göre, karanlık madde deneylerinden gelen sınırlamalar sonucunda ortak gaugino kütle parametresi  $M_{1/2}$ , 1-2 TeV aralığına sıkışıyorken,  $\tan\beta$  ise 40’dan büyük olmalıdır. Ortak skaler kütlesi  $m_0$  ile ortak l etkileşim sabiti  $A_0$  üzerinde kayda değer bir sınırlama ise görülmemektedir.



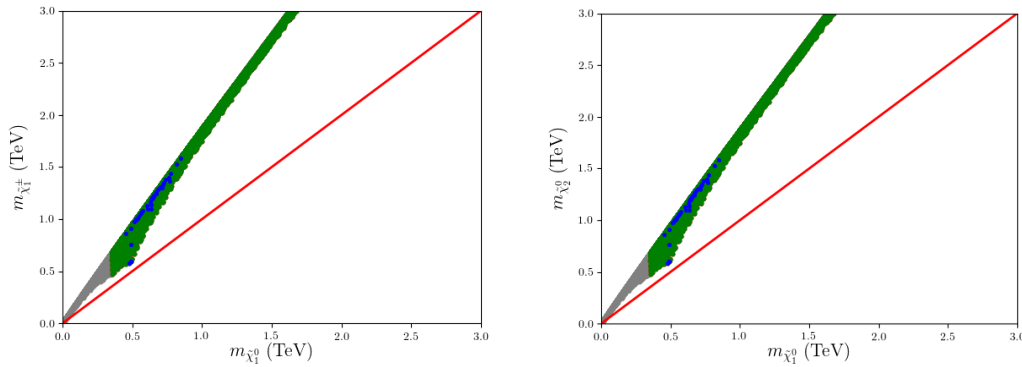
şekil 1. CMSSM parametre uzayı.

Diğer taraftan şekil 2’de skaler fermiyon kütlesine ilişkin öngörüler grafiklerle gösterilmiştir. Soldaki grafikte skaler st ve skaler alt kuark ktlesleri tüm deneysel sınırlamalar uygulandıktan sonra 2 TeV’den büyük olmalıdır. Buna rağmen sağ taraftaki grafiğe bakıldığında skaler tau kütlesi 1 TeV’in altına inebildiği gözlemlenmiştir.



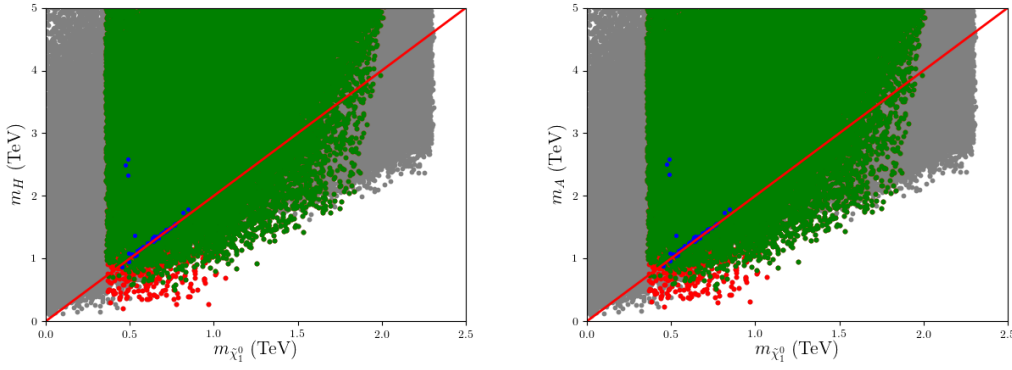
Şekil 2. CMSSM Skaler fermiyon kütleleri.

Şekil 3'te nötralinno ve yüklinno kütleleri gösterilmiştir. Grafiklerde bulunan kırmızı çizgi her iki eksendeki kütlelerin dejenere olduğu bölgeyi göstermektedir. Buna göre karanlık madde adayı olan en hafif nötralinno kütlesi 0.5-1 TeV aralığında değişmekte iken, en hafif yüklinno kütlesi 0.6-1.5 TeV aralığındadır. Bu kütle aralıkları BHC'deki Run-1 ve Run-2 sonuçları ile uyum halinde olup, Run-3'te incelenecektir. Her iki kütlelerin dejenere olduğu bir bölge bulunmamakta olup, bu durum en hafif nötralinonun Higgsino benzeri bir parçacık olma olasılığını ortadan kaldırmaktadır. Diğer taraftan bazı sonuçların bu çizgiye yakın olduğu gözlemlenmiştir. Bu sonuçlar için en hafif nötralinno bino benzeri olup, en hafif yüklinno ise Higgsino benzeridir. Elimizdeki sonuçlara göre tüm deney sınırlamalarını sağlayan diğer tüm noktalar için en hafif nötralinno Bino benzeridir.



Şekil 3. CMSSM Nötralinno-yüklinno kütleleri.

Son olarak Şekil 4'te en hafif nötralinno kütlelerine karşılık CP-çift ve CP-tek Higgs kütleleri verilmiştir. Grafiklerde gösterilen kırmızı çizgi, nötralinno kütlelerinin iki katına denk gelen bölgeleri göstermektedir. Sonuçlarımıza göre, evrende ölçülen kalıntı yoğunluğunun sağlanması için en hafif nötralinnoya ait karanlık madde yok etme (Dark Matter annihilation) sürecinin, genel olarak ağır Higgs'ler aracılığıyla gerçekleştiği söylenebilir. Bu ağır Higgs'ler en hafif 1 TeV olup, bu sınır BHC'deki deneyler ile uyumludur [19]. Ek olarak, bu süreçlerin genliklerinin  $\tan\beta$  ile doğru orantılı olması parameter uzayımızın büyük  $\tan\beta$  değerlerine hapsolmesini açıklamaktadır [20].



Şekil 4. CMSSM Nötrino-Higgs Kütleleri.

Sonuç olarak, bu çalışmada CMSSM çerçevesinde deneylerden gelen sınırlamalar eşliğinde parameter uzayının izinli bölgelerine bakılmış ve öngörülerde bulunulmuştur. Buna göre karanlık madde kalıntı yoğunluğundan gelen sonuçlar,  $M_{1/2}$  ve  $\tan\beta$  uzayını bir hayli sınırlamaktadır. Tüm deney sınırlamaları uygulandıktan sonra elde kalan izinli bölgeler skaler-üst ve skaler-alt kuark kütlelerinin 2 TeV'den büyük olması gerektiğini ve skaler tau kütlelerinin 1 TeV'in altına düşebileceğini söylemektedir. Karanlık madde adayı olan en hafif nötrino kütlesi ise 0.5-1 TeV aralığındadır.

### Kaynaklar

- [1] Barbieri, R. ve Giudice, G. F., Upper Bounds on Supersymmetric Particle Masses, **Nucl. Phys. B**, 306,63–76, (1988).
- [2] Georgi, H. ve Glashow, S. L., Unity of All Elementary Particle Forces, **Phys. Rev. Lett.**, 32, 438–441, (1974).
- [3] Dugan M., Grinstein B. ve Hall L. J., CP Violation in the Minimal N=1 Supergravity Theory, **Nuclear Phys. B.**, 255, 413-438, (1985).
- [4] Coleman S. ve Weinberg E., Radiative Corrections as the Origin of Spontaneous Symmetry Breaking, **Phys. Rev. D**, 7, 1888, (1973).
- [5] Porod, W., SPheno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at e+ e- colliders, **Comput. Phys. Commun.**, 153, 275–315, (2003).
- [6] Staub, F., SARAH 4: A tool for (not only SUSY) model builders, **Comput. Phys. Commun.**, 185, 1773-1790, (2014).
- [7] Bélanger, G., Boudjema, F., Goudelis, A., Pukhov A. ve Zaldivar, B., micrOMEGAs5.0: Freeze-in, **Comput. Phys. Commun.**, 231, 173–186, (2018).
- [8] Atlas Collaboration, Search for supersymmetry in events containing a same-flavour opposite-sign dilepton pair, jets, and large missing transverse momentum in  $\sqrt{s}=8$  TeV pp collisions with the ATLAS detector, **Eur. Phys. J. C**, 75, 318, (2015).
- [9] Atlas Collaboration, Search for Scalar Charm Quark Pair Production in pp Collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the ATLAS Detector, **Phys. Rev. Lett.**, 114, 161801, (2015).
- [10] Atlas Collaboration, Search for top squark pair production in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in  $\sqrt{s}=8$  TeV pp collisions with the ATLAS detector, **JHEP**, 11, 118, (2014).

- [11] Particle Data Group, Review of Particle Physics, **Chin. Phys. C**, 38, 090001, (2014).
- [12] Atlas Collaboration, Search for direct production of charginos, neutralinos and sleptons in final states with two leptons and missing transverse momentum in pp collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the ATLAS detector, **JHEP**, 05, 071, (2014).
- [13] Atlas Collaboration, Search for a Heavy Neutral Particle Decaying to  $e\mu$ ,  $e\tau$ , or  $\mu\tau$  in pp Collisions at  $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS Detector, **Phys. Rev. Lett.**, 115, 031801, (2015).
- [14] Atlas Collaboration, Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using  $\sqrt{s}=8$ TeV proton-proton collision data, **JHEP**, 09, 176, (2014).
- [15] Atlas Collaboration, A search for high-mass resonances decaying to  $\tau^+\tau^-$  in pp collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the ATLAS detector, **JHEP**, 07, 157, (2015).
- [16] Belle Collaboration, Measurement of the  $B^- \rightarrow X_s \gamma$  Branching Fraction with a Sum of Exclusive Decays, **Phys. Rev. D**, 91, 052004, (2015).
- [17] CMS and LHCb Collaborations, Observation of the rare  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  decay from the combined analysis of CMS and LHCb data, **Nature**, 522, 68-72, (2015).
- [18] Planck collaboration, Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters, **Astron.Astrophys.**, 641, (2020).
- [19] Atlas Collaboration, Search for Heavy Higgs Bosons Decaying into Two Tau Leptons with the ATLAS Detector Using pp Collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV, **Phys. Rev. D**, 125, 051801, (2020).
- [20] Beskidt C., de Boer W., Hanisch T., Ziebarth E., Zhukov V., Kazakov D., Constraints on Supersymmetry from Relic Density compared with future Higgs Searches at the LHC, **Phys. Lett., B.**, 695, 143-148, (2011).