

T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI



U(1)' MODEL'DE B BOZUNUMLARI

ASLI ALTAŞ HIÇYILMAZ

DOKTORA TEZİ

Jüri Üyeleri : **Prof. Dr. Levent SOLMAZ (Tez Danışmanı)**
Prof. Dr. Tayfun UZUNOĞLU
Doç. Dr. Fırat EVİRGEN
Doç. Dr. Cem Salih ÜN
Dr. Öğr. Üyesi Hale SERT

BALIKESİR, HAZİRAN - 2021

ETİK BEYAN

Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak tarafımda hazırlanan “**U(1)' Model’de B Bozunumları**” başlıklı tezde;

- Tüm bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Kullanılan veriler ve sonuçlarda herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- Tüm bilgi ve sonuçları bilimsel araştırma ve etik ilkelere uygun şekilde sunduğumu,
- Yararlandığım eserlere atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,

beyan eder, aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ederim.

Ashı ALTAŞ HİÇYILMAZ

ÖZET

U(1)' MODEL'DE B BOZUNUMLARI
DOKTORA TEZİ
ASLI ALTAŞ HIÇYILMAZ
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI
(TEZ DANIŞMANI: PROF. DR. LEVENT SOLMAZ)
(EŞ DANIŞMAN: DOÇ. DR. LEVENT SELBUZ)
BALIKESİR, HAZİRAN - 2021

Bu tez çalışmasında, U(1) genişletilmiş Minimal Süpersimetrik Model'de (U(1)' Model) nadir B bozunumları incelenmiştir. Yeni fizik katili olarak adlandırılan bu bozunumlar Standart Model ötesi teorilerin parametre uzaylarının sınırlandırılmasında ya da modelin tamamen dışlanmasında oldukça önemlidir. Bu çalışmada mevcut deneysel sınırlamaların hem normal U(1)' Model'e hem de kinetik karışımın söz konusu olduğu U(1)' Model'e ve ayrıca Minimale Yakın süpersimetrik Standart Model'e (NMSSM) etkisi incelenmiştir. Buna ek olarak nadir bozunum kanallarında lepton çeşni evrenselliğindeki anomaliler U(1)' Model, U(1)' Model'de kinetik karışım durumu ve NMSSM çerçevesinde incelenmiştir. Bu çalışmanın en önemli sonucu özellikle minimal olmayan Süpersimetrik teorilerde B fizik anomalilerinin yaşamaya devam ettiğini göstermesidir. Başka bir deyişle Süpersimetri bu çerçevede varlığını sürdürmektedir.

ANAHTAR KELİMELEER:Süpersimetri, B mezon, anomali, çeşni, evrensellik

BilimKod / Kodları : 20228

SayfaSayısı:103

ABSTRACT

B DECAYS IN U(1)' MODEL
PH.D THESIS
ASLI ALTAŞ HİÇYILMAZ
BALIKESİR UNIVERSITY INSTITUTE OF SCIENCE
PHYSICS
(SUPERVISOR:PROF. DR. LEVENT SOLMAZ)
(CO-SUPERVISOR:ASSOC. PROF. DR. LEVENT SELBUZ)
BALIKESİR, JUNE - 2021

In this thesis, we investigate the rare B meson decays in the U(1) extended Minimal Supersymmetric Model (U(1)' Model). Such decays that are called as New Physics killer are so important for the restriction or exclusion of Beyond the Standard Model theories' parameter space. In this study, we search the impact of the recent experimental bounds to standard U(1)' Model, U(1)' Model with kinetic mixing as well as NMSSM. Additionally, the anomalies in the lepton flavor universality have explored in the framework of these models. The most significant result of this work is that it shows the presence of B physics anomalies in the non-minimal Supersymmetric models. In other words, Supersymmetry is still alive in this content.

KEYWORDS:Supersymmetry, B meson, anomaly, flavor, universality

Science Code / Codes :20228

Page Number : 103

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
İÇİNDEKİLER	iii
ŞEKİL LİSTESİ	iv
TABLO LİSTESİ	vii
ÖNSÖZ	viii
1. GİRİŞ	1
2. STANDART MODEL	4
3. SÜPERSİMETRİ	9
3.1 Süpersimetri Cebri	12
3.2 Süpersimetride Kırılma Mekanizmaları	15
3.3 Minimal Süpersimetrik Standart Model: MSSM	17
3.4 Ayar Genişletilmiş Minimal Süpersimetrik Standart Model: U(1)' Model.....	20
3.4.1 Kinetik Karışım	27
3.5 Minimale Yakın Süpersimetrik Standart Model	33
4. ZAYIF ETKİLEŞİM	38
4.1 Standart Model'de Zayıf Etkileşim	38
4.1.1 Dallenma Oranının Hesaplanması	42
4.2 Süpersimetride Zayıf Etkileşim	43
5. B FİZİĞİ	46
5.1 Nadir B Bozunumları	46
5.2 Lepton Çeşni Evrenselliği ve İhlali	49
5.3 Anomaliler	54
6. SONUÇLAR	95
7. KAYNAKLAR	96
ÖZGEÇMİŞ	103

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 3.1	$U(1)'$ Model'de (a) m_0 'ın $M_{1/2}$ 'ye göre, (b) A_0 'ın $\tan \beta$ 'ya göre grafiği ... 23
Şekil 3.2	$U(1)'$ Model'de (a) λ 'nın v_S 'ye göre, (b) μ_{eff} 'in λ 'ya göre grafiği 23
Şekil 3.3	$U(1)'$ Model'de (a) $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$ 'nın $\tan \beta$ 'ya göre (b) $m_{\tilde{g}}$ 'nin $m_{\tilde{t}}$ 'a'ya göre grafiği 24
Şekil 3.4	$U(1)'$ Model'de (a) $m_{\tilde{t}}$ 'in $m_{\tilde{b}}$ 'ye göre grafiği, (b) $m_{\tilde{\tau}}$ 'nun $m_{\tilde{\nu}_{\tau}}$ 'ya göre grafiği 25
Şekil 3.5	$U(1)'$ Model'de (a) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun m_H 'ye göre grafiği, (b) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$ 'ya göre grafiği 25
Şekil 3.6	$U(1)'$ Model'de (a) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun $m_{Z'}$ 'a göre grafiği, (b) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun $\Omega_c h^2$ 'ya göre grafiği 26
Şekil 3.7	$U(1)'$ Model'de (a) $m_{Z'}$ 'in Q_S 'e göre grafiği, (b) Q_S 'in θ_{E_6} 'e göre grafiği 26
Şekil 3.8	$U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) m_0 'ın $M_{1/2}$ 'ye göre grafiği, (b) A_0 'ın $\tan \beta$ 'ya göre grafiği 29
Şekil 3.9	$U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) λ 'nın v_S 'ye göre grafiği, (b) μ_{eff} 'in λ 'ya göre grafiği 30
Şekil 3.10	$U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$ 'nın $\tan \beta$ 'ye göre grafiği, (b) $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$ 'nin k 'ya göre grafiği 30
Şekil 3.11	$U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) k 'nin $m_{Z'}$ 'a göre grafiği, (b) k 'nin θ_{E_6} 'e göre grafiği 31
Şekil 3.12	$U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) $m_{\tilde{t}}$ 'in $m_{\tilde{b}}$ 'ye göre grafiği, (b) $m_{\tilde{\tau}}$ 'nun $m_{\tilde{\nu}_{\tau}}$ 'ya göre grafiği 31
Şekil 3.13	$U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun m_H 'ye göre grafiği, (b) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$ 'ya göre grafiği 32
Şekil 3.14	$U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) $m_{Z'}$ 'in $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'ya göre grafiği, (b) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun $\Omega_c h^2$ 'na göre grafiği 32
Şekil 3.15	NMSSM'de (a) m_0 'ın $M_{1/2}$ 'ye göre grafiği, (b) A_0 'ın $\tan \beta$ 'ya göre grafiği 35
Şekil 3.16	NMSSM'de (a) κ 'nın μ_{eff} 'ye göre grafiği, (b) $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$ 'nin $\tan \beta$ 'ye göre grafiği 35
Şekil 3.17	NMSSM'de (a) $m_{\tilde{t}}$ 'in $m_{\tilde{b}}$ 'ye göre grafiği, (b) $m_{\tilde{\tau}}$ 'nun $m_{\tilde{\nu}_{\tau}}$ 'ya göre grafiği . 36
Şekil 3.18	NMSSM'de (a) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun m_H 'ye göre grafiği, (b) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$ 'ya göre grafiği 36
Şekil 3.19	NMSSM'de (a) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun $\Omega_c h^2$ 'na göre grafiği 37
Şekil 4.1	$b \rightarrow c + \tau + \bar{\nu}_{\tau}$ bozunumuna ait Feynman diyagramı 38
Şekil 4.2	$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ bozunumu Feynman diyagramı 39
Şekil 4.3	$b \rightarrow sl^+l^-$ penguen diyagramı ve $B_s \rightarrow l^+l^-$ kutu diyagramı 39
Şekil 4.4	Çeşni değişimde hiyerarşi 41
Şekil 4.5	MSSM parçacıklarının sürece dâhil olduğu Feynman diyagramları 44
Şekil 5.1	Standart Model'de $b \rightarrow s\gamma$ bozunumu Feynman diyagramları 47
Şekil 5.2	MSSM'de $b \rightarrow s\gamma$ bozunumu için Feynman diyagramları 48
Şekil 5.3	Standart Model'de $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ bozunumu için Feynman diyagramı 48
Şekil 5.4	MSSM'de $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ bozunumu Feynman diyagramları 49
Şekil 5.5	Standart Model'de $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ bozunumuna ait Feynman diyagramı 50
Şekil 5.6	MSSM'de $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ bozunumuna ait Feynman diyagramı 52
Şekil 5.7	UMSSM'de $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ bozunumlara ait Feynman diyagramı 54
Şekil 5.8	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de m_0 'ın $R(K^+)$ 'ya göre grafiği 55

Şekil 5.9	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $M_{1/2}$ 'nin $R(K^+)$ 'ya göre grafiği	56
Şekil 5.10	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de A_0 'ın $R(K^+)$ 'ya göre grafiği	57
Şekil 5.11	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $\tan \beta$ 'nin $R(K^+)$ 'ya göre grafiği	58
Şekil 5.12	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de λ 'ın $R(K^+)$ 'ya göre grafiği	59
Şekil 5.13	(a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de m_{H^\pm} 'in $R(K^+)$ 'ya göre grafiği	60
Şekil 5.14	(a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{g}}$ 'nin $R(K^+)$ 'ya göre grafiği	61
Şekil 5.15	(a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nin $R(K^+)$ 'ya göre grafiği	62
Şekil 5.16	(a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ 'nin $R(K^+)$ 'ya göre grafiği	63
Şekil 5.17	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda $m_{Z'}$ 'nin $R(K^+)$ 'ya göre grafiği	64
Şekil 5.18	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de m_0 'ın $R(K^0)$ 'a göre grafiği	65
Şekil 5.19	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $M_{1/2}$ 'nin $R(K^0)$ 'a göre grafiği	66
Şekil 5.20	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de A_0 'ın $R(K^0)$ 'a göre grafiği	67
Şekil 5.21	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $\tan \beta$ 'nin $R(K^0)$ 'a göre grafiği	68
Şekil 5.22	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de λ 'ın $R(K^0)$ 'a göre grafiği	69
Şekil 5.23	(a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de m_{H^\pm} 'in $R(K^0)$ 'a göre grafiği	70
Şekil 5.24	(a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{g}}$ 'nin $R(K^0)$ 'a göre grafiği	71
Şekil 5.25	(a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nin $R(K^0)$ 'a göre grafiği	72
Şekil 5.26	(a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ 'nin $R(K^0)$ 'a göre grafiği	73
Şekil 5.27	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda $m_{Z'}$ 'nin $R(K^0)$ 'a göre grafiği	74
Şekil 5.28	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de m_0 'ın $R(K^{**})$ 'ya göre grafiği	75
Şekil 5.29	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $M_{1/2}$ 'nin $R(K^{**})$ 'ya göre grafiği	76
Şekil 5.30	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de A_0 'ın $R(K^{**})$ 'ya göre grafiği	77
Şekil 5.31	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $\tan \beta$ 'nin $R(K^{**})$ 'ya göre grafiği	78
Şekil 5.32	(a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de λ 'ın $R(K^{**})$ 'ya göre grafiği	79
Şekil 5.33	(a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de m_{H^\pm} 'in $R(K^{**})$ 'ya göre grafiği	80
Şekil 5.34	(a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{g}}$ 'nin $R(K^{**})$ 'ya göre grafiği	81

Şekil 5.35	(a) MSSM’de, (b) $U(1)'$ Model’de, (c) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ’nin $R(K^{*+})$ ’ya göre grafiği	82
Şekil 5.36	(a) MSSM’de, (b) $U(1)'$ Model’de, (c) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ ’nin $R(K^{*+})$ ’ya göre grafiği	83
Şekil 5.37	(a) $U(1)'$ Model’de, (b) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda $m_{Z'}$ ’nin $R(K^{*+})$ ’ya göre grafiği	84
Şekil 5.38	(a) $U(1)'$ Model’de, (b) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM’de m_0 ’ın $R(K^{*0})$ ’a göre grafiği	85
Şekil 5.39	(a) $U(1)'$ Model’de, (b) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM’de $M_{1/2}$ ’nin $R(K^{*0})$ ’a göre grafiği	86
Şekil 5.40	(a) $U(1)'$ Model’de, (b) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM’de A_0 ’ın $R(K^{*0})$ ’a göre grafiği	87
Şekil 5.41	(a) $U(1)'$ Model’de, (b) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM’de $\tan \beta$ ’nin $R(K^{*0})$ ’a göre grafiği	88
Şekil 5.42	(a) $U(1)'$ Model’de, (b) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM’de λ ’ın $R(K^{*0})$ ’a göre grafiği	89
Şekil 5.43	(a) MSSM’de, (b) $U(1)'$ Model’de, (c) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de m_{H^\pm} ’nin $R(K^{*0})$ ’a göre grafiği	90
Şekil 5.44	(a) MSSM’de, (b) $U(1)'$ Model’de, (c) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de $m_{\tilde{g}}$ ’nin $R(K^{*0})$ ’a göre grafiği	91
Şekil 5.45	(a) MSSM’de, (b) $U(1)'$ Model’de, (c) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ’nin $R(K^{*0})$ ’a göre grafiği	92
Şekil 5.46	(a) MSSM’de, (b) $U(1)'$ Model’de, (c) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ ’nin $R(K^{*0})$ ’a göre grafiği	93
Şekil 5.47	(a) $U(1)'$ Model’de, (b) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda $m_{Z'}$ ’nin $R(K^{*0})$ ’ya göre grafiği	94

TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Tablo 2.1 Bozonların temel özellikleri (PDG, 2020)	4
Tablo 2.2 Fermiyonların temel özellikleri (PDG, 2020)	5
Tablo 3.1 Standart Model parçacıkları ve onların süpereşleri	10
Tablo 3.2 Deneysel Sınırlamalar	18
Tablo 3.3 MSSM’de kullanılan parametre uzayı tarama aralıkları	18
Tablo 3.4 MSSM’de deneyle uyumlu süpersimetrik parçacıkların minimum kütleleri	19
Tablo 3.5 $U(1)'$ Model’de kullanılan parametre uzayı tarama aralıkları	21
Tablo 3.6 $U(1)'$ Model’de deneyle uyumlu süpersimetrik parçacıkların minimum kütleleri	22
Tablo 3.7 $U(1)'$ Model’de kullanılan parametre uzayı tarama aralıkları	28
Tablo 3.8 $U(1)'$ Model’de kinetik karışım durumunda deneyle uyumlu süpersimetrik parçacıkların minimum kütleleri	28
Tablo 3.9 NMSSM’de kullanılan parametre uzayı tarama aralıkları	33
Tablo 3.10 NMSSM’de deneyle uyumlu süpersimetrik parçacıkların minimum kütleleri	34
Tablo 5.1 Karşıt alt kuarkla oluşturulan B mezonları	46
Tablo 5.2 LFU için deneysel sonuçlar	51
Tablo 5.3 LFU için deneysel sınırlamalar	54

ÖNSÖZ

Bu çalışmayı yapmamda desteğini esirgemeyen danışmanım Prof. Dr. Levent Solmaz'a ve eş danışmanım Doç. Dr. Levent Selbuz'a teşekkür ederim. Ayrıca tez izleme komitesi ve tez savunma jüri üyeleri Prof. Dr. Tayfun Uzunoglu ve Doç. Dr. Fırat Evirgen'e yönlendirmeleri, katkıları ve destekleri için teşekkür ederim. İlaveten tez savunma jüri üyeleri Doç. Dr. Cem Salih Ün ve Dr. Öğr. Üyesi Hale Sert'e katkıları ve değerlendirmeleri için teşekkür ederim.

Hem iş hayatında hem de özel hayatımda her zaman yanımda olduğumu bildiğim eşim Yaşar Hiçyılmaz'a, bana inancını hiç kaybetmeyen annem Adeviye Altaş, babam Mehmet Salih Altaş, ablam Esra Kül ve eniştem Ufuk Kül'e teşekkür ederim.

Ayrıca özellikle çalışmamın son zamanlarında manevi destekleri ve kahve takviyeleri ile her an yanımda olduklarını hissettiğim arkadaşlarım Gülsün Appak, Eda Şenses, İlkur Doğan Kamalı, Kübra Karabulut ve Nevriye Akkoç'a teşekkür ederim.

Son olarak oğlum Kerem'e bana devam etme gücü verdiği için teşekkür ederim.

1. GİRİŞ

İlkçağlardan beri insanlar, içinde yaşadıkları Dünya'yı, enerji kaynağı Güneş'i, diğer gök cisimlerini ve tüm bunları kapsayan evreni tanımaya ve anlamaya çalışmıştır. Evrenin nasıl oluştuğu, oluşuktan sonra hangi süreçlerden geçip bugünkü halini aldığı, bu süreçte hangi parçacıkların oluştuğu gibi sorulara bilim insanları asırlardır cevap aramaktadır. Günümüzde evrenin oluşumuna dair en güçlü teorilerden birisi Büyük Patlama teorisidir. Bu teoriye göre başlangıçta çok büyük enerji yoğunluğu ve sıcaklığa sahip olan tekil noktanın patlaması sonucu günümüzdeki evren oluşmuştur. Büyük Patlama teorisine göre patlama sonucu ortaya çıkan muazzam büyüklükteki basınç ve sıcaklık evrenin genişlemesiyle birlikte azalmış, soğuyan evrende önce kuark, lepton gibi temel parçacıklar oluşmuş, temel parçacıkların bir araya gelmesi ile atom ve moleküller; atom ve moleküllerin bir araya gelmesi ile de madde oluşmuştur. 1929 yılında Edwin Hubble tarafından Dünya'dan uzaklaşan galaksilerden gelen ışınların kızıla kaymasının gözlenmesi evrenin genişlemesinin, dolayısıyla büyük patlama teorisinin ilk kanıtlarındandır (Hubble, 1929). Ayrıca büyük patlama teorisi, evrenin ilk zamanlarından beri var olduğu düşünülen ve kozmik arka plan ışınması (CMB) olarak adlandırılan elektromanyetik dalgaların, 1965 yılında Arno Allan Penzias ve Robert Woodrow Wilson tarafından keşfedilmesi ile oldukça güçlenmiştir (Penzias, 1965).

Büyük patlama sonucu oluşan evrenimizin bugünkü şeklini almasında temel kuvvetlerin çok önemli bir yeri vardır. Doğada dört temel kuvvet vardır. Bunlar; güçlü nükleer kuvvet, zayıf nükleer kuvvet, elektromanyetik kuvvet ve kütleçekim kuvvetidir. Büyük patlama teorisine göre, patlamadan $10^{-43}s$ sonrasına kadar bu dört kuvvet tek bir kuvvet hâindedir. $10^{-43}s$ ile $10^{-38}s$ arasında önce kütleçekim kuvveti diğer kuvvetlerden ayrılarak belirgin hale gelmiştir, daha sonra ise güçlü nükleer kuvvet diğer kuvvetlerden ayrılmıştır. $10^{-10}s$ sonunda ise zayıf nükleer kuvvet ve elektromanyetik kuvvet de ayrılmış, böylece dört temel kuvvet oluşmuştur. Son olarak büyük patlamadan $10^{-3}s$ sonra yeterince genişleyip soğuyan evrende temel kuvvetlerin de etkisiyle parçacıklar bir araya gelmeye başlamış ve evren bugünkü şeklini almıştır. Nitekim 20.yy'ın ikinci yarısında Elektromanyetik Kuvvet ve Zayıf Nükleer Kuvvetin birleştirilebileceği teorik olarak gösterilmiş ve *Elektrozayıf Etkileşim* olarak adlandırılmıştır (Schwinger, 1957; Glashow, 1961; Salam, 1964; Weinberg, 1967; Kibble, 2015).

Temel kuvvetlerin birleştirilmesinin yanı sıra maddelerin nasıl kütle kazandığı da bilim insanlarının araştırma konularından birisi olmuştur. Peter Higgs 1964 yılında yayınladığı makalesi ile maddelerin kütle kazanması için kendiliğinden simetri kırılmasına ihtiyaç olduğu fikrini ortaya atmıştır (Higgs, 1964). Bu yöntem *Higgs mekanizması* olarak adlandırılmıştır.

1967 yılında ise Abdus Salam ve Steven Weinberg bu mekanizmayı elektrozayıf kuvvetle ilişkilendirerek "Standart Model" adı verilen, parçacık fiziğinin en önemli teorilerinden birini oluşturmuşlardır (Weinberg, 1967; Salam, 1968). Standart Model'e göre, elektrozayıf simetrisinin kırılması sonucu ortaya çıkan Higgs alanı, parçacıklarla girdiği etkileşim sonucu onların kütle kazanmasına sebep olmaktadır. 2012 yılında CERN'de Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC) yapılan deneyler sonucunda Higgs alanının kendisi ile etkileşimi ile oluşan Higgs bozonu gözlenmiştir (Atlas, 2012; CMS, 2012). Higgs bozonunun keşfi ile Standart Model'in son parçası da deneysel olarak kanıtlanmıştır.

Standart Model teorik olarak çok zengin ve elimizdeki mevcut deneysel veriler ile oldukça uyumlu bir model olsa da hâlâ açıklayamadığı bazı fiziksel olgular sebebiyle Standart Model ötesi teoriler çalışılmaktadır. Bu bağlamda B mezonu bozunumları yeni fizik sinyallerinin yakalanması konusunda oldukça elverişlidir. Bunun en önemli nedenlerinden birisi beşinci bölümde anlatıldığı gibi bazı nadir bozunum kanallarında elde edilen deneysel sonuçlarla Standart Model tahminlerinin oldukça uyumlu olmasıdır. Bu nedenle deneylerde Standart Model tahminlerinden sapmalar görüldüğünde, bu sapmalar araştırmacılar için yeni fiziğin keşfedilebileceği alanlar olarak görülmektedir. Lepton çeşni evrenselliği de Standart Model'in önemli varsayımlarından birisidir. Bu nedenle deneysel olarak lepton çeşni ihlali olan süreçlerin saptanması yeni fizik sinyali olabileceği için çok önemlidir. Bahsedilen motivasyonlar sebebiyle bu tezde, B mezon bozunumlarında lepton çeşni evrenselliğindeki anomaliler, Standart Model ötesi teorilerden biri olan süpersimetri ile analiz edilmiştir. Süpersimetri, Standart Model tarafından açıklanamayan başta hiyerarşi problemi, ayar bağlaşım sabitlerinin birleştirilmesi gibi bir çok soruna açıklama getirebildiği için Standart Model ötesi teoriler içerisinde önemli bir yere sahiptir.

Bu tezde Standart Model ötesi teorilerden Ayar Genişletilmiş Süpersimetrik Model'de ($U(1)'$ Model ya da UMSSM) B mezonu bozunumları incelenmiştir. İkinci bölümde Standart Model ayrıntılarıyla ele alınmış ve eksikliklerinden bahsedilmiştir. Üçüncü bölümde Standart Model ötesi teorilerinden süpersimetrisinin cebri anlatılmış, kırılma mekanizmaları açıklanmış, parçacık sayısı bakımından minimal olan Minimal Süpersimetrik Model (MSSM), fazladan bir ayar grubu içeren $U(1)'$ Model ve bunlara ek olarak Minimale Yakın Süpersimetrik Model'den (NMSSM) bahsedilmiştir. Dördüncü bölümde B mezonunun bozunumundan sorumlu olan zayıf etkileşimin teorisi hem Standart Model hem de süpersimetri çerçevesinde anlatılmıştır. Beşinci bölümde B mezonun nadir bozunumları, lepton çeşni evrenselliği (LFU) ve B mezon anomalileri ele alınmıştır. Anomali bulunan bozunum kanallarına iliş-

kin teorik bilgi verilmiş ve yapılan parametre uzayı taraması sonucunda $U(1)'$ Model'de ve NMSSM'de anomalilerin durumu incelenmiştir. Parametre uzayı taramalarında SARAH (v4.13.4 ve v4.14.4) (Staub, 2014) ile üretilen model dosyaları için SPHENO (v4.0.4) (Porod, 2003) paket programı kullanılmıştır. B fizik hesaplamaları için `flavio` (v2.2.0) paket programı (Straub, 2016), modeldeki Higgs sektörü ile ilgili verileri LEP ve TEVATRON ve LHC Higgs deneyleri tarafından dışlanan bölgeler ile karşılaştırmak için `HiggsBounds` (v5.3.2beta) paket programı kullanılmıştır (Bechtel, 2020). Ayrıca karanlık madde kalıntı yoğunluğu hesaplamaları için `MICROMEGAS` (v5.2.6) (Bèlanger, 2018) paket programı kullanılmıştır. Altıncı bölümde ise çalışmanın sonuçları anlatılmış ve değerlendirme yapılmıştır.

2. STANDART MODEL

Elektromanyetik kuvvet ve zayıf nükleer kuvvetin teorik olarak birleştirilmesi, Higgs mekanizmasının ve güçlü nükleer kuvvetin de dâhil edilmesiyle oluşturulan Standart Model, atom altı parçacıkların özelliklerini ve davranışlarını büyük oranda açıklamaktadır. Standart Model’de temel parçacıklar spinlerine göre fermiyonlar ve bozonlar olarak sınıflandırılır. Fermiyonlar, Fermi-Dirac istatistiğine uyan, yarım tam sayı spine sahip madde parçacıkları iken bozonlar, Bose-Einstein istatistiğine uyan tam sayı spine sahip kuvvet taşıyıcı parçacıklardır.

Bozonlar ayar simetrisine sahip oldukları için ayar bozonları olarak adlandırılır. Standart Model’de dört adet ayar bozonu vardır. Bunlardan foton (γ) elektromanyetik kuvvetin taşıyıcısıdır, bu nedenle yüklü parçacıklarla etkileşime girer. W^\pm bozon ve Z^0 bozon zayıf nükleer kuvvetin taşıyıcısıdır ve parçacıkların bozunumlarından sorumludur. Gluon, güçlü nükleer kuvvetin taşıyıcısıdır. Ayar bozonları $spin=1$ vektör bozonlardır. Higgs bozonu ise $spin=0$ olan skaler bir bozondur. Bozonlara ait özellikler Tablo 2.1’de verilmiştir. Standart

Tablo 2.1: Bozonların temel özellikleri (PDG, 2020)

Parçacığın Adı	Sembolü	Karşıt Parçacığının Sembolü	Yükü (e)	Spini	Kütlesi (GeV/c^2)	Aracılık Ettiği Etkileşim
Foton	γ	Kendisi	0	1	0	Elektromanyetik Etkileşim
W bozon	W^-	W^+	-1	1	80.38	Zayıf Etkileşim
Z bozon	Z	Kendisi	0	1	91.2	Zayıf Etkileşim
Gluon	g	Kendisi	0	1	0	Güçlü Etkileşim
Higgs bozonu	H^0	Kendisi	0	0	125.1	-

Model ayar bozonlarının yanı sıra, teorinin içermediği kütleçekim kuvvetini de taşıyan bir bozon olduğu düşünülmektedir. Kütleçekim kuvvetinin taşıyıcısı olduğu düşünülen graviton (G), $spin = 2$, kütsüz ve yüksüz kuramsal bir parçacıktır. Deneysel olarak gözlenememiştir. Standart Model ötesi teoriler tarafından öne sürülmektedir.

Fermiyonlar ise kendi içerisinde kuarklar ve leptonlar olarak sınıflandırılır. Üç kuarkın güçlü nükleer kuvvet etkisi ile bir araya gelmesi ile baryonlar (proton, nötron vb.) oluşurken, bir kuark ve bir karşıt kuarkın birleşmesiyle mezonlar oluşur. Baryonlar ve mezonlar hadron

olarak adlandırılır. Hadronların özellikleri Kuantum Renk Dinamiği (QCD) çerçevesinde incelenir.

Standart Modelde, fermiyonlar üç aile hâlinde bulunur. Yukarı kuark, aşağı kuark, elektron ve elektron nötrino birinci aile olarak adlandırılır. Etrafımızda gözlemediğimiz maddeler genellikle birinci aileden oluşmuştur. Tılsımlı kuark, garip kuark, müon ve müon nötrino ikinci aile olarak adlandırılır. Üst kuark, alt kuark, tau ve tau nötrino da üçüncü aileyi oluşturur. Birinci aile en hafif aile iken üçüncü aile en ağır ailedir. İkinci ve üçüncü aileye ait fermiyonlar daha kararlı olabilmek için kısa sürede birinci aileye bozunmaktadır. Fermiyonlara ait özellikler Tablo 2.2’de verilmiştir.

Tablo 2.2: Fermiyonların temel özellikleri (PDG, 2020)

	Parçacığın Adı	Sembolü	Karşıt Parçacığının Sembolü	Yükü (e)	Kütlesi (MeV/c^2)
1. aile	Yukarı Kuark	u	\bar{u}	$+\frac{2}{3}$	1.9 – 6.65
	Aşağı Kuark	d	\bar{d}	$-\frac{1}{3}$	4.5 – 5.15
	Elektron	e^-	e^+	-1	0.510
	Elektron nötrino	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	$< 1.1 \times 10^{-6}$
2. aile	Tılsım Kuark	c	\bar{c}	$+\frac{2}{3}$	1250 – 1300
	Garip Kuark	s	\bar{s}	$-\frac{1}{3}$	88 – 104
	Müon	μ^-	μ^+	-1	105.66
	Müon nötrino	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	< 0.19
3. aile	Üst Kuark	t	\bar{t}	$+\frac{2}{3}$	≈ 172800
	Alt Kuark	b	\bar{b}	$-\frac{1}{3}$	4180
	Tau	τ^-	τ^+	-1	1776.86
	Tau nötrino	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	< 18.2

Standart Model, matematiksel olarak tutarlı ve UV ıraksamalardan arındırılmış, yani renor-

malize bir teoridir (Hollik, 1993). Sürekli ve türevlenebilen bir grup olan Lie Grup yapısında oluşturulmuştur (Kronberg, 2010). Lie grubunda bazı simetrisi tanımlıdır. Bunlardan birisi de ayar simetrisidir. Ayar simetrisine sahip olan fiziksel bir nicelik, ayar dönüşümleri altında değişmezdir. Ayar dönüşümleri global ya da lokal olabilir. Global ayar dönüşümleri uzay-zamandan bağımsız iken lokal ayar dönüşümler uzay-zamana bağlıdır. Ayar dönüşümleri, ayar grubunu oluşturur. Ayar dönüşümleri altında değişmez olan bir teori, ayar teorisi olarak adlandırılır. Ayar teorileri komütasyon ilişkisini sağlıyorsa Abelyen ayar teorisi, sağlamıyorsa non-Abelyen ayar teorisidir. Standart Model bir ayar teorisidir, dolayısıyla ayar simetrisine sahiptir. Standart Model'in ayar grubu Denklem (2.1)'de verilmiştir.

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (2.1)$$

Burada $SU(3)$ non-Abelyen ayar grubudur. Grubun üreteçleri sekiz boyutlu bir vektör uzayı oluşturur. Bunlar hermiyen ve izsiz olan Gell-Mann matrisleridir (Chen, 2005). $SU(3)$ ayar grubunda renk yükü simetrisi vardır. Güçlü etkileşim $SU(3)$ grubunda tanımlanmıştır ve etkileşime aracılık eden sekiz tane gluon vardır. Gluonlar, kuarklarla renk yükleri vasıtasıyla etkileşime girer. Leptonlar renk yüküne sahip olmadıkları için gluonlarla etkileşime girmez, dolayısıyla güçlü nükleer kuvvetten etkilenmez.

Standart Model'in bir alt grubu olan $SU(2) \times U(1)$ grubunda elektrozayıf etkileşim tanımlanır. $SU(2) \times U(1)$ grubunun dört tane üretici vardır ve bunların birbirine karışması ile W^\pm ve Z bozonları ile foton elde edilir. Elektrozayıf simetrisinin kendiliğinden kırılması ile W^\pm ve Z bozonları kütle kazanır ve $SU(2)$ grubu ile $U(1)$ grubu ayrılır.

$SU(2)$ non-Abelyen ayar grubudur ve üreteçleri 3 boyutlu bir vektör uzayı oluşturur. Bunlar hermiyen ve izsiz olan Pauli matrisleridir. $SU(2)$ ayar grubunda zayıf izospin simetrisi (I_3) vardır. Buna göre $I_3 = \pm\frac{1}{2}$ olan fermiyonlar sol el kirallığa sahiptir ve dublet olarak gösterilir. $I_3 = 0$ olan fermiyonlar ise sağ el kiraldır ve singlet olarak gösterilir. Zayıf etkileşim, $SU(2)$ grubunda tanımlanmıştır. Etkileşime aracılık eden parçacıklar ise W^\pm ve Z bozonlarıdır.

$U(1)$ ise Abelyen ayar grubudur. Elektromanyetik etkileşim $U(1)$ grubunda tanımlıdır ve aracı parçacığı fotondur. Grubun simetrisi zayıf hiperyüktür. Standart Modelde bir parçacığın elektriksel yükü, zayıf hiperyük ve zayıf izospin cinsinden Denklem (2.2) ile tanımlanır.

$$Q = I_3 + Y \quad (2.2)$$

Standart Modelde parçacıklar ve onlar arasındaki etkileşimler lagranjiyan ile incelenir. Standart Model ayar simetrisine sahip olduğu için lagranjiyanı ayar dönüşümleri altında değişmez kalır. Standart Model lagranjiyanı kapalı formda Denklem (2.3) ile verilir.

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_{WD} + \mathcal{L}_{YU} + \mathcal{L}_H \quad (2.3)$$

Buradan \mathcal{L}_{YM} Yang-Mills terimi olarak adlandırılır. Ayar alanlarından sorumludur. Açık formda Denklem (2.4) ile yazılır.

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} \sum_{A=1}^8 G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} - \frac{1}{4} \sum_{a=1}^3 F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.4)$$

Burada $G_{\mu\nu}^A$ gluon ayar tensörü, $F_{\mu\nu}^a$ ve $B_{\mu\nu}$ ise elektrozayıf etkileşimin bozonları olan W^\pm , Z ve fotonun alan tensörleridir.

Denklem (2.3)'te \mathcal{L}_{WD} Wely-Dirac terimidir. Bu terim fermiyon alanları ve onların ayar etkileşimlerinden sorumludur. Açık formda Denklem (2.5) ile verilir.

$$\mathcal{L}_{WD} = \sum_{i=1}^3 \left(L_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu L_i + \bar{e}_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{e}_i + Q_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu Q_i + \bar{u}_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{u}_i + \bar{d}_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{d}_i \right) \quad (2.5)$$

Denklem (2.5)'te L ve Q sırasıyla lepton ve kuark çiftleridir. e , u ve d ise lepton ve kuark teklilerini sembolize eder. Ayrıca D_μ terimi kovaryant türevi ifade eder ve lokal ayar değişmezliğinin sağlanması için gereklidir. A_μ ayar alanı olmak üzere D_μ açık formda Denklem (2.6)'da verilmiştir.

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ieA_\mu \quad (2.6)$$

Denklem (2.3)'te \mathcal{L}_{YU} Yukawa terimidir. Parçacıkların kütle etkileşimlerini içerir. Bütün parçacıklar kütlelerini Higgs alanı ile etkileşime girerek kazanırlar. Yukawa terimi açık formda Denklem (2.7)'de verilmiştir.

$$\mathcal{L}_{YU} = Y_{ij}^d \bar{Q}_{Li} \phi D_{Rj} + Y_{ij}^u \bar{Q}_{Li} \tilde{\phi} U_{Rj} + Y_{ij}^e \bar{L}_{Li} \phi E_{Rj} + h.c. \quad (2.7)$$

Denklem (2.7)'de ϕ ve $\tilde{\phi}$ skalar alanlardır ve σ^2 pauli matrisi olmak üzere $\tilde{\phi} \equiv i\sigma^2 \phi^\dagger$ şeklinde tanımlanırlar. Ayrıca Y^f , 3×3 matrisler şeklinde gösterilen Yukawa bağlaşım sabitidir.

Denklem (2.3)'te \mathcal{L}_H ise Higgs potansiyelinden elde edilir. Kendiliğinden kırılma mekanizması için gereklidir ve Higgs alanının öz etkileşimlerini de içerir. Bu terim açık formda Denklem (2.8) ile verilir. Denklem (2.8)'de λ Higgs alanının kendisi ile bağlaşım sabiti, μ kütle terimidir.

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) - \lambda (H^\dagger H)^2 + \mu^2 (H^\dagger H) \quad (2.8)$$

Denklem (2.8)'de H Higgs çiftlisidir ve Denklem (2.9) ile verilir.

$$H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Standart modelin deneysel olarak en son gözlenen parçacığı Higgs bozonudur. Higgs bozonunun bulunması ile birlikte Standart Model'in tamamlandığı düşünülmüştür. Ancak hâlâ açıklanamayan çok sayıda fiziksel olay vardır. Evrenin başlangıcında madde ve karşıt madde arasında simetri olduğu, bunların miktarlarının eşit olduğu düşünülmektedir. Ancak günümüzde yaşadığımız evrende yalnızca madde gözlemlenmiştir. Bunun yanı sıra Standart Model'de Higgs bozonu kütesine gelen halka diyagramı katkıları kendi kütesinden oldukça büyüktür. Bu problem literatürde *hiyerarşi problemi* olarak bilinir. Ayrıca evrende doğrudan gözlemleyemediğimiz ancak kütleçekim etkisi ile var olduğunu düşündüğümüz *Karanlık Madde*'nin ne olduğunu konusunu da Standart Model açıklayamamaktadır. Peki, neden üç aile var? Kuarklar ve leptonlar daha temel parçacıklardan oluşmuş olamazlar mı? Parçacıkların kütleleri arasındaki bu farklılığın nedeni nedir? Bunlar da Standart Model çerçevesinde cevaplanamayan sorulardır. Bunlar gibi daha bir çok sorunun cevabı bilim insanları tarafından Standart Model Ötesi Teoriler yoluyla aranmaktadır.

Standart Model Ötesi teoriler ile ilgili bir çok aday vardır. Bunlardan birkaçı süpersimetri (SUSY), Sicim teorisi, ekstra boyutlardır. Bu tezde, Standart Model ötesi teorilerden birisi olan süpersimetri ile çalışılmıştır.

3. SÜPERSİMETRİ

Süpersimetri, ilk olarak 1966 yılında Hironari Miyazawa tarafından baryonlar ve mezonlar arasındaki simetri olarak ortaya atılmıştır (Miyazawa, 1966). En basit ifade ile bozonik/fermionik bir alan ya da parçacığın fermiyonik/bozonik bir alan ya da parçacık eşi olmasına neden olan bir uzay-zaman simetrisidir. Bu eşlere *süperleş* denilir. Standart Modelde fermiyonların spini 1/2 iken ayar bozonlarının spini 1, Higgs bozonunun spini ise 0'dır. Süpersimetride süperleşin spini parçacığın spininden 1/2 kadar farklıdır. Bu nedenle her bozonik/fermionik parçacığa fermiyonik/bozonik bir eş karşılık gelir. Standart Model parçacığı ve onun süpersimetrik eşinin spinleri arasındaki bağlantı Q operatörü ile sağlanır (Denklem (3.1)).

$$Q|J\rangle = |J \pm 1/2\rangle \quad (3.1)$$

Q operatörü fermiyonların spinini 1/2 azaltırken bozonların spinini 1/2 arttıran spinöral bir operatördür. Süperyük olarak adlandırılır ve süpersimetrinin üreticidir (Witten, 1981).

Süpersimetri ve onun hareket denklemlerini bize verecek olan lagranjiyanın anlaşılabilmesi için kompleks skaler alanların holomorfik fonksiyonu olan süperpotansiyel önemli bir yere sahiptir. Genel olarak süperpotansiyel Denklem (3.2) ile ifade edilir (Martin, 2010).

$$W = \frac{1}{2}M^{ij}\phi_i\phi_j + \frac{1}{6}y^{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k \quad (3.2)$$

Burada M^{ij} fermiyon alanları için simetrik kütle matrisidir. y^{ijk} ise Yukawa bağlaşım sabitidir. Süpersimetrinin üretici olan Q operatörü süperpotansiyel cinsinden ifadesi Denklem (3.3)'te verilmiştir.

$$Q = \left(-i\frac{d}{dx} - i\frac{dW(x)}{dx}\right)\sigma^+ \quad Q^\dagger = \left(-i\frac{d}{dx} + i\frac{dW(x)}{dx}\right)\sigma^- \quad (3.3)$$

Denklem (3.3)'te gördüğümüz σ^+ ve σ^- parçacıkların spinini değiştiren operatörlerdir (Denklem (3.4)).

$$\sigma^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Q operatörünün iki önemli özelliği vardır. Bunlardan birincisi Q operatörünün etki ettiği parçacığın spinini ve buna bağlı olarak uzay-zaman özelliklerini değiştirmesidir. Bu durum süpersimetrinin neden parçacığın iç yapısına bağlı bir simetri değil de uzay-zaman simetrisi olduğunu açıklar. Q operatörünün ikinci önemli özelliği ise, öteleme operatörü (P_μ), ayar ve global simetrisi gibi kuantum sayıları (G) ile komüt ederken, Lorentz operatörü ($M_{\mu\nu}$) ile komüt etmemesidir (Denklem (3.5)). Bu da bize süperleşlerin spinlerinin farklı olduğunu

gösterir (Bertolini, 2021).

$$\begin{aligned}
[Q, P_\mu] &= [P_\mu, Q] = 0 \\
[Q, G] &= 0 \\
[Q_\alpha^i, M_{\mu\nu}] &= \frac{1}{2}(\sigma^{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_\beta^i
\end{aligned} \tag{3.5}$$

Bunun yanısıra Q operatörü süpersimetrinin üretici olduğu için kendisi ve iki farklı üreticinin antikomütasyonu Hamiltonyen ile komutatif olmalıdır.

$$\begin{aligned}
[Q_\alpha, H] &= [Q_\alpha^\dagger, H] = 0 \\
[\{Q_\alpha, Q_\beta\}, H] &= 0
\end{aligned} \tag{3.6}$$

İki farklı Q operatörünün antikomütasyonunun Hamiltonyen ile komutatif olabilmesi için antikomütasyonun sonucu korunumlu bir 4-vektör olmalıdır. Bu nedenle Q operatörlerinin antikomütasyonu 4-momentum ile ilişkilidir (Aitchison, 2005).

$$\{Q_\alpha, Q_\beta^\dagger\} = (\sigma^\mu)_{\alpha\beta} P_\mu \tag{3.7}$$

Süpersitmeride bir parçacık durumu en azından kendi süpereşine sahiptir. Bu nedenle de parçacıklar süper çoklular hâlinde bulunurlar. Standart model parçacıkları ve onların süpereşleri Tablo 3.1’de gösterilmiştir.

Tablo 3.1: Standart Model parçacıkları ve onların süpereşleri

Parçacığın adı	Parçacığın Sembolü	Süpereşi	Süpereşinin Sembolü
Kuark	q	Skaler Kuark	\tilde{q}
Lepton	l	Skaler Lepton	\tilde{l}
Foton	γ	Fotino	$\tilde{\gamma}$
W bozon	W	Wino	\tilde{W}
Z bozon	Z	Zino	\tilde{Z}
Higgs bozonu	H	Higgsino	\tilde{H}
Gluon	g	Gluino	\tilde{g}
Graviton	G	Gravitino	\tilde{G}

Bu parçacıklardan Fotino, Zino ve nötral Higgsino karışımı nötralinoyu ($\tilde{\chi}^0$), Wino ve yüklü Higgsino karışımı ise yüklinoyu ($\tilde{\chi}^\pm$) oluşturur.

Standart Model deneylerle oldukça uyumlu ve tutarlı bir teori olmasına rağmen açıklayamadığı bazı fiziksel olgular vardır. Bunların en önemlilerinden birisi hiyerarşi problemidir. Hiyerarşi problemi, bir fiziksel büyüklüğün, bu büyüklüğe gelen kuantum düzeltmesine kıyasla ihmal edilebilir düzeyde olmasıdır. Standart Model’de hiyerarşi problemi Higgs bozonunun kütlesine gelen kuantum (halka) düzeltmelerinden kaynaklanmaktadır. Deneysel verilere göre en hafif Higgs kütlesi $125.1 GeV$ ’dir (PDG, 2020). Ancak Higgs kütlesine gelen kuantum düzeltmeleri kozmolojik sabit boyutlarındadır (Denklem (3.8)) (Martin, 2010).

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2}(\Lambda_{UV}^2 + \dots) \quad (3.8)$$

Standart Model’deki tüm fermiyonlar ve bozonlar kuantum düzeltmelerine katkıda bulunur. Ancak en ağır parçacık üst kuark olduğu için en fazla katkıyı da üst kuark sağlar. Süpersimetri çerçevesinden bakıldığında kuantum düzeltmelerine Standart model parçacıklarından gelen katkılar bunların süpereşleri tarafından elimine edildiği için hiyerarşi problemi çözülebilmektedir.

Hiyerarşi problemine ek olarak güçlü, zayıf ve elektromanyetik kuvvetlerin birleştirilmesi ile ilgili çalışmalarda da süpersimetriden yararlanılmaktadır. Bu üç kuvvetin birleşebileceği düşünülen enerji skalasına *GUT skalası* denir. Ayrıca müon manyetik momentinde Standart Model hesaplamaları ve deneysel ölçümler arasında anormal farklılık vardır (Abi, 2021). Süpersimetrik modeller bu farklılığa da açıklama getirebilmektedir. Tüm bunlara ek olarak bilim insanları en hafif süpersimetrik parçacığın kararlı, elektriksel olarak nötr ve Standart Model parçacıkları ile çok zayıf etkileşim içinde olması gerektiğini öngörmektedir. Bu özellikler aynı zamanda evrende var olduğu düşünülen karanlık maddenin gerektirdiği özelliklerdir (Boubaa, 2020). Buna göre en hafif süpersimetrik parçacık karanlık maddeye aday gösterilebilir. Deneysel olarak henüz hiç bir süpereş parçacık gözlenememiştir. Bunun nedeni bu parçacıkların var olmaması olabileceği gibi deneysel olarak ulaştığımız enerji düzeyinin bu parçacıkları gözlemlemek için yeterli olmaması da olabilir. Gelişen teknolojiyle birlikte yapılan deneylerle bu sorunun cevabı anlaşılacaktır.

Süpersimetride deneylerle uyumluluğu araştırılan bir çok model vardır. Bunlardan parçacık ve buna bağlı olarak parametre sayısı en az olan, Standart Model’e en yakın kabul edilebilecek model Minimal Süpersimetrik Standart Model’dir (MSSM). Bunun yanı sıra hem fazladan ayar grubu içeren (örneğin UMSSM) hem de daha fazla parametre ve süpersimetrik parçacığa sahip olan (örneğin NMSSM) genişletilmiş süpersimetrik modeller vardır. Bu bölümün devamında önce süpersimetrinin cebri ele alınacak ve süpersimetrinin kırılma

mekanizmaları anlatılacaktır. Daha sonra Süpersimetrik modellerden MSSM, UMSSM ve NMSSM modeller incelenecektir.

3.1 Süpersimetri Cebri

Kuantum mekaniği ve özel göreliliğin birlikte ele alınması ile oluşturulan kuantum alan kuramları, ayar gruplarına göre sınıflandırılır. Kuantum alan kuramları için en önemli ayar gruplarından biri, özel göreliliğin de tanımlandığı ayar grubu olan, Poincarè ayar grubudur. Bu grupta dönüşümler öteleme ve Lorentz dönüşümlerinin birlikte uygulanması ile yapılır. Ayar değişmez bir teori bu dönüşümler altında da değişmemelidir. Uzak zamanda tanımlı bir vektör için Poincarè dönüşümü Denklem (3.9) ile tanımlanır.

$$x^\mu \rightarrow x^\mu + a^\mu + \Lambda_\nu^\mu x^\nu \quad (3.9)$$

Burada a^μ ötelemeyi gösterir ve Λ_ν^μ Lorentz dönüşümünden sorumlu Lorentz tensörüdür. Öteleme ve Lorentz dönüşümleri doğrusal operatörler ile yapılmalıdır (Lambert, n.d). Öteleme için kullanılan doğrusal operatör P_μ , Lorentz dönüşümü için kullanılan operatör ise $M_{\mu\nu}$ 'dür. Bu operatörler Poincarè cebirini oluşturur. Bu cebir Denklem (3.10)'da verilen komütasyon ilişkileri ile tanımlanır.

$$\begin{aligned} [P_\mu, P_\nu] &= 0 \\ [P_\mu, M_{\mu\nu}] &= i\eta_{\mu\nu}P_\lambda - i\eta_{\mu\lambda}P_\nu \\ [M_{\mu\nu}, M_{\lambda\rho}] &= i\eta_{\nu\lambda}M_{\mu\rho} - i\eta_{\mu\lambda}M_{\nu\rho} + i\eta_{\mu\rho}M_{\nu\lambda} - \eta_{\nu\rho}M_{\mu\lambda} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Lorentz grubu Abelyen olmayan bir gruptur ve sonlu boyutlu birçok gösterimi vardır. Anlamlı bir Lorentz gösteriminde, her alan indise sahiptir (A_μ gibi) ve Lorentz operatörü bu alana bir matris gibi etki eder. Komütasyon ilişkisi sağlandığı sürece, farklı gösterimlerde Lorentz matrisi seçimi değişir. Vektör gösteriminde Lorentz matrisi Denklem (3.11)'de gösterilmiştir.

$$(M_{\mu\nu})_\rho^\lambda = i\eta_{\mu\rho}\delta_\nu^\lambda - i\delta_\nu^\lambda\eta_{\mu\rho} \quad (3.11)$$

Spinör gösteriminde Lorentz matrisi ise Denklem (3.12)'de verilmiştir.

$$(M_{\mu\nu})_\alpha^\beta = \frac{i}{2}(\gamma_{\mu\nu})_\alpha^\beta = \frac{i}{4}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)_\alpha^\beta \quad (3.12)$$

Poincarè grubunun yanı sıra kuantum alan kuramları başka simetri grupları ile de ifade edilebilir. Denklem (3.13)'te verilen komütasyon ilişkisi ile tanımlanan Lie grubu da bunlardan biridir.

$$[T_a, T_b] = i f_{ab}^c T_c \quad (3.13)$$

Burada T_i hermisyen operatör, f ise yapı sabitidir.

Standart Model birçok simetri kullanılarak oluşturulmuş bir teoridir. Bu, alanların çeşitli cebirlerin gösterimine sahip olduğu anlamına gelir. Yani Standart Model'de tanımlı her alan Poincaré cebirinin yanısıra Lie cebirinde tanımlı bir gösterime de sahiptir. Poincaré uzay-zamanla ilgili bir cebirdir. Lie ise alanın içsel yapısıyla ilgilidir. Bu farklılık iki cebir arasındaki komütasyon ilişkisi ile gösterilir (Denklem (3.14)).

$$[P_\mu, T_a] = [M_{\mu\nu}, T_a] = 0 \quad (3.14)$$

Buna göre bu simetrilerin korunan yükleri Lorentz skalerdir.

Poincaré simetrisi uzay-zamanda tanımlı temel simetrilere biridir. En az iki boyutta yalnızca birbiri ile etkileşim hâlinde olan kuantum alan kuramları, Poincaré cebirinin içsel bir cebirle direkt çarpımı olarak tanımlanabilen Lie cebri simetrisine sahiptir. Buna Coleman-Mandula teoremi denir (Lambert, n.d). Bu teorem bir fiziksel mümkünlük teoremidir ve teoremin ana varsayımı simetri cebirinin Lie cebri olması gerektiğidir.

Lie cebirinde sonsuz küçük grup dönüşümleri Denklem (3.15) ile gösterilir.

$$g = 1 + i\epsilon A \quad (3.15)$$

Burada A , Lie cebirinin bir elemanı, ϵ ise sonsuz küçük parametredir. Lie cebirinin bilineer operasyonlarda kapalılık özelliği vardır (Denklem (3.16)).

$$[A, B] = -[B, A] \quad (3.16)$$

Kapalılık özelliği kullanılarak Jacobi özdeşliği elde edilir (Denklem (3.17)).

$$[A, [B, C]] + [B, [C, A]] + [C, [A, B]] = 0 \quad (3.17)$$

Standart Model çerçevesinde Denklem (3.17) ile verilen Jacobi özdeşliğini esnetmek için iki tür alan olan fermiyonlar ve bozonlar kullanılır. Bu iki alan Lorentz grubunda farklı gösterimlere sahiptir. Spin-istatistik teoreme göre bozonlar Lorentz grup gösteriminde tamsayı spine sahiptir ve alan operatörleri birbirleri ile komüt eder. Ancak fermiyonlar Lorentz grup gösterimde buçuklu spine sahiptir ve alan operatörleri birbirleri ile anti-komüt eder. Bu durumda fermiyonik alanlar Grassmann değişkenleridir ve Denklem (3.18) ile verilen ilişkiyi sağlar.

$$\psi_1(x)\psi_2(x) = -\psi_2(x)\psi_1(x) \quad (3.18)$$

Fiziksel mümkünsüzlük teoreminden kurtulmak için, bozonlar ve fermiyonlar arasında bir simetri bulunmalıdır. Bu simetrinin sonsuz küçük dönüşüm parametresi Grassmann değişkeni olmalıdır. Yani spinör indisi taşıyan ve Grassmann değişkenli spinöral parametre kullanılan bir Grassmann üreticine ihtiyaç vardır. Bu üreticiler süper cebir ya da Z_2 -dereceli Lie cebri denilen bir cebirde tanımlıdır. Buna göre üreticiler çift ya da tek olarak adlandırılır. Parçacık fiziğinde çift üreticiler Poincaré cebri üreteçleri P_μ ve $M_{\mu\nu}$ iken tek üreticiler süpersimetri- nin Q_α üreticileridir. Çift üreticiler Lie cebri üreteçler gibi komütasyon ilişkilerine uyar. Bir tek bir çift üreticiler de yine komütasyon ilişkisini sağlar. Tek üreticiler ise anti-komütasyon ilişkilerini sağlar. Yani süper cebir Lie cebri farklı olarak komütasyon ilişkisinin yanı sıra anti-komütasyon ilişkisi de içerir (Gladyshev, 2012). Süper cebri komütasyon ilişkisi Denklem (3.19)'da verilmiştir.

$$\begin{aligned} [\text{çift}, \text{çift}] &\rightarrow \text{çift} \\ [\text{çift}, \text{tek}] &\rightarrow \text{tek} \\ \{\text{tek}, \text{tek}\} &\rightarrow \text{çift} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Süpersimetri üretici tek üreticiler olduğu için iki süpersimetri üretici anti-komütasyon ilişkisini sağlar.

$$\{Q, Q\} \sim P + M \quad (3.20)$$

Denklem (3.20)'ye göre süpersimetri dönüşümleri Poincaré dönüşümlerinin kareköküdür. Süpersimetri üreticileri (Q) fermiyonlar gibi anti-komütasyon ilişkisini sağladıklarına göre fermiyoniktir. Yani etki ettiği parçacığın spinini buçuklu olarak değiştirir (Gladyshev, 2012).

Lie cebriindeki Jacobi özdeşliği gibi süper cebirde de tanımlı bir özdeşlik vardır. Bu özdeşlik Denklem (3.21)'te verilmiştir.

$$(-1)^{ac} [A, [B, C]_{\pm}]_{\pm} + (-1)^{ba} [B, [C, A]_{\pm}]_{\pm} + (-1)^{cb} [C, [A, B]_{\pm}]_{\pm} = 0 \quad (3.21)$$

Denklem (3.21)'de a, b, c sayıları A, B, C üreticilerinin süpercebirdeki dereceleri- dir. $[,]_{\pm}$ ise tek-çift kuralına göre komütasyon ($-$ için) ve anti-komütasyonu ($+$ için) temsil etmektedir.

Süpersimetrik modeller sahip olduğu üreticiler sayısına göre değişir. En basit modelde bir adet üreticiler vardır ve $N = 1$ süpersimetrik modele karşılık gelir. $N > 1$ süpersimetrik modeller genişletilmiş süpersimetri olarak adlandırılır. Bir teorideki süpersimetri sayısı ile parçacık ve süperesinin bir araya gelerek oluşturduğu süper çokludaki parçacıkların en büyük spini (S) arasındaki ilişki Denklem (3.22) ile verilmiştir.

$$N \leq 4S \quad (3.22)$$

Süpersimetrinin formülasyonu ve dönüşümleri süper uzayda düzgün bir şekilde gerçekleşir. Süper uzayın bildiğimiz uzaydan farkı iki yeni koordinat (θ_α ve $\theta_{\dot{\alpha}}$) içermesidir. Bu koordinatlar anti-komüt eder ve Grassmann tipindedir (Denklem (3.23)).

$$\begin{aligned} \{\theta_\alpha, \theta_\beta\} &= 0 \\ \{\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\} &= 0 \\ \theta_\alpha^2 &= 0 \\ \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}^2 &= 0 \\ \alpha, \dot{\alpha}, \beta, \dot{\beta} &= 1, 2 \end{aligned} \quad (3.23)$$

Süper uzayda süper öteleme Denklem (3.24) ile tanımlanır.

$$\begin{aligned} x_\mu &\rightarrow x_\mu + i\theta\sigma_\mu\bar{\epsilon} - i\epsilon\sigma_\mu\bar{\theta} \\ \theta &\rightarrow \theta + \epsilon \\ \bar{\theta} &\rightarrow \bar{\theta} + \bar{\epsilon} \end{aligned} \quad (3.24)$$

Burada ϵ ve $\bar{\epsilon}$, Grassmann dönüşüm parametreleridir. Denklem (3.24) gözönüne alınarak süper uzaya etki eden süper yüklerin gösterimi Denklem (3.25)'te verilmiştir.

$$\begin{aligned} Q_\alpha &= \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha} - i\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\partial_\mu \\ \bar{Q}_{\dot{\alpha}} &= -\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}} + i\theta^\alpha\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu\partial_\mu \end{aligned} \quad (3.25)$$

3.2 Süpersimetride Kırılma Mekanizmaları

Süpersimetri kırılmadığında bozonların kütlesi toplamı Denklem (3.26)'da verildiği gibi fermiyonların kütlesi toplamına eşittir (Gladyshev, 2012).

$$\sum_b m^2 = \sum_f m^2 \quad (3.26)$$

Ancak doğada yapılan gözlemlerde bu dejenerasyonun bozulduğu görülmektedir. Çünkü ulaşılabildiğimiz enerji seviyesinde herhangi bir süpereş parçacığa rastlanamamıştır. Bu nedenle süpersimetrinin kırıldığı düşünülmektedir. Süpersimetri kırıldığında, bu toplam kuralı ihlal edilir. Bozonların toplam kütlesi ve fermiyonların toplam kütesinin farkı Denklem (3.27)'de gösterildiği gibi süpersimetrinin kırıldığı ölçektedir. Bu ölçek ince ayarın doğal olması için $1TeV$ 'den büyük olmamalıdır.

$$\sum_b m^2 - \sum_f m^2 = M_{\text{SUSY}}^2 \quad (3.27)$$

Süpersimetri bariz bir şekilde kırılabilir gibi kendiliğinden de kırılabilir. Hiyerarşi probleminde kuadratik ıraksamaların çözümüne engel olmaması için süpersimetrisinin kendiliğinden kırılması gerekmektedir (Gladyshev, 2012). Bunun anlamı, vakum beklenen değeri sıfırdan farklı olan bir alanın aynen elektro-zayıf simetride olduğu gibi simetriyi kırmasıdır. Süpersimetride bu alan süperalan olmalıdır. Süperalanlar ayar değişmezliği sebebiyle içerdiği parçacık sayısı bakımından en basit süpersimetrik model olan MSSM'e eklenemez. Bu durum için en çok kullanılan senaryo süpersimetrisinin kırılmasına sebep olan gizli bir sektör bulunmasıdır. Görünen sektörle bu gizli sektörü birbirine bağlayan araçlar vardır. Süpersimetri bu gizli sektör türüne göre dört farklı şekilde kırılabilir.

Kütleçekim arabuluculuğu mekanizması, efektif renormalize olmayan etkileşimlere bağlıdır. İki sektör birbiri ile kütleçekim aracılığı ile etkileşir. Süper kütleçekim teorilerinde süpersimetri lokal olduğu için kendiliğinden simetri kırılması bir Goldstone parçacığı oluşmasına neden olur. Bu parçacık spini $\frac{3}{2}$ olan gravitino tarafından emilir. Bu nedenle bu sektörde süpersimetrisinin kırılma ölçeği gravitinin kütlesi civarındadır. Bunun yanı sıra parametrelerin çok sayıda serbestlik derecesi içermesi, çeşni ihlali için herhangi bir baskılayıcı mekanizması olmaması ve kuantum kütleçekimi için tutarlı bir mekanizma olmaması gibi çeşitli sorunları vardır.

Ayar arabuluculuğu mekanizmasında süpersimetrisinin kırıldığı sektör, gözlenebilen sektöre ayar etkileşimleri ile bağlanmıştır. Arabulucular ayar bozonları ya da madde alanları olabilir. Bunun yanında ayar arabuluculuğu mekanizmasıyla renormalize bir model oluşturulabilmesi bu mekanizma için avantaj oluşturmaktadır. Bu mekanizmada tüm yumuşak kütleler ayar bağlaşımları ile orantılıdır. Ayrıca kütleçekim arabulucunun aksine çeşni ihlalini baskılayacak bir mekanizması da vardır. Bu mekanizmanın dezavantajı ise Higgs sektörle ilgilidir. Higgs bozonun kütle karışım parametreleri yalnızca ayar etkileşimleri ile üretilemez. Bunun için gerekli diğer etkileşimleri parametrize etmek için iki yeni girdi parametresi gerektirmektedir.

Anomali arabuluculuğu mekanizmasında süpersimetri kırılması ağaç seviyesinde gerçekleşmez ve kırılma konformal anomaliler tarafından meydana getirilir.

Ayarino arabuluculuğu mekanizması, zar dünya paradigmasında tanımlıdır. Süpersimetrisinin kırılması bir yığında üretilen alanlar yardımıyla zar üzerinden yönetilir.

Bu dört kırılma mekanizması temelde birbirinden farklı olsa da hepsinin ortak sonucu ken-

diliğinden yumuşak süpersimetri kırılması sağlamasıdır. Bir modeldeki süpereş tahminleri o modelde süpersimetrinin kırılma mekanizmasına bağlıdır. Bunun yanısıra en hafif süpersimetrik parçacığın (LSP) hangisi olacağı da süpersimetrinin kırılma mekanizmasına bağlıdır. Buna göre kütleçekim arabuluculuğu mekanizmasında en hafif süpersimetrik parçacık en hafif nötralinodur ($\tilde{\chi}_1^0$). $\tilde{\chi}_1^0$ stabildir ve evrende bulunduğu düşünülen soğuk karanlık maddenin en iyi adayıdır. Ayar arabuluculuğu mekanizmasında en hafif süpersimetrik parçacık gravitinodur (\tilde{G}). Anomali arabuluculuğu mekanizmasında yine en hafif nötralinodur ($\tilde{\chi}_1^0$) ve snötrinodur ($\tilde{\nu}_L$).

Ayrıca R parite ihlali durumlarında LSP stabil değildir. Standart Model parçacıklarına bozunur. Bu nedenle elektrik ve/veya renk yüküne sahip olabilir.

3.3 Minimal Süpersimetrik Standart Model: MSSM

Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), Standart Model'in ayar simetrisi ve parçacık sayısı bakımından minimum genişletilmiş hâlidir. Temel parametrelerin GUT skalada birleştiği kabul edildiğinde, MSSM'in dört adet parametresi vardır. Bunlar skaler fermiyonların ortak kütlesi m_0 , ayarınoların ortak kütlesi $M_{1/2}$, üçlü bağlaşım sabiti A_0 ve Denklem (3.28)'de verilen H_u^0 ve H_d^0 çiftlilerinin

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} \quad H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

vakum beklenen değerinin oranı olan $\tan \beta$ 'dir Denklem (3.29).

$$\tan \beta = \frac{v_u}{v_d} \quad (3.29)$$

MSSM için süperpotansiyel Denklem (3.30) ile verilir.

$$W_{MSSM} = Y_u \tilde{Q} \cdot H_u \tilde{u}^c + Y_d \tilde{Q} \cdot H_d \tilde{d}^c + Y_e \tilde{L} \cdot H_d \tilde{e}^c + \mu H_u \cdot H_d \quad (3.30)$$

Burada \tilde{Q} ve \tilde{L} sırasıyla kuark ve lepton çiftlilerini temsil etmektedir. \tilde{u}^c , \tilde{d}^c ve \tilde{e}^c ise quark ve lepton teklilerini temsil eder. Y_u , Y_d ve Y_e ise Yukawa bağlaşım sabitleridir. H_d ve H_u ise Higgs çiftlileridir.

MSSM'in parçacık spektrumunda süpereşler dışında başka parçacıklar da vardır. Yüksüz ayarınoların karışımıyla oluşan dört adet nötralinodur ($\tilde{\chi}_i^0$) ve buna ek olarak yüklü ayarınoların karışımıyla oluşan iki adet yüklino ($\tilde{\chi}_j^\pm$) parçacık spektrumuna dâhildir. Ayrıca Standart Model yalnızca bir adet Higgs bozonu öngörürken MSSM, bir adet SM benzeri hafif CP-çift yüksüz Higgs bozonu (h^0), bir adet ağır CP-çift yüksüz Higgs bozonu (H^0), bir adet CP-tek yüksüz Higgs bozonu A^0 ve iki adet yüklü Higgs bozonu (H^\pm) olmak üzere 5 adet Higgs

bozonu içermektedir (Chen, 2012).

Süpersimetrik teorilerin hayatta kalabilmesi için yapılan deneyler ile uyumlu olması gerekmektedir. Bu tezde incelenecek olan süpersimetrik modeller için kullanılan deneysel sınırlamalar Tablo (3.2)'de verilmiştir.

Tablo 3.2: Deneysel Sınırlamalar

$122\text{GeV} < m_h < 128\text{GeV}$ (CMS, 2012)
$m_{\tilde{g}} > 2\text{TeV}$ (Tanabashi, 2018)
$m_{\tilde{\tau}} > 105\text{GeV}$ (Tanabashi, 2018)
$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 103.5\text{GeV}$ (Tanabashi, 2018)
$m_{Z'} > 4\text{TeV}$ (Atlas, 2017) (Yalnızca $U(1)$ ' Model için kullanılmıştır.)
$2.99 \times 10^{-4} \leq BR(B \rightarrow X_s \gamma) \leq 3.87 \times 10^{-4}$ (2σ) (Amhis, 2012)
$0.8 \times 10^{-9} \leq BR(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) \leq 6.2 \times 10^{-9}$ (2σ) (Aaij, 2012)
$0.15 \leq \frac{BR(B_u \rightarrow \tau \nu_\tau)}{BR(B_u \rightarrow \tau \nu_\tau)_{SM}} \leq 2.41$ (3σ) (Asner, 2010)
$0.0913 \leq \Omega_c h^2 \leq 0.1363$ (5σ) (Hinshaw, 2012)

Bu tezde süpersimetrik modellerin deneysel verilerle uyumu, parametre uzayında yapılan taramaların yorumlanması yoluyla yapılacaktır. MSSM'in parametre uzayı dört boyutludur. Yapılan parametre uzayı taramasında kullanılan aralıklar Tablo (3.3)'te verilmiştir.

Tablo 3.3: MSSM'de kullanılan parametre uzayı tarama aralıkları

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

Buna göre MSSM'de yapılan parametre uzayı taramasında süpersimetrik parçacıkların külesinin sahip olabileceği minimum değerler Tablo (3.4)'te verilmiştir. Tablo (3.4)'te 1. grup kütle sınırlamalarını ve B fizik sonuçlarını sağlayan veriler içerisinde, 2. grup 1. gruba ek olarak HiggsBounds programından geçebilen veriler içerisinde, 3. grup ise 2. gruba ek olarak kalıntı yoğunluğu için deneysel sınırları sağlayan veriler içerisinde bulunan süpersimetrik parçacıkların minimum kütle değerlerini göstermektedir. Tabloda tüm süpersimetrik

parçacık spektrumuna değil, ait olduğu sınıfın en hafif süpersimetrik parçacıklarına yer verilmiştir.

Tablo 3.4: MSSM’de deneyle uyumlu süpersimetrik parçacıkların minimum kütleleri

Süpersimetrik Parçacık	1. Grup (GeV)	2. Grup (GeV)	3. Grup(GeV)
$m_{\tilde{t}}$	775	775	2313
$m_{\tilde{b}}$	1622	1622	2564
$m_{\tilde{\tau}}$	438	438	659
$m_{\tilde{\nu}_{\tau}}$	745	745	1220
m_H	496	1162	1243
m_A	513	1163	1245
$m_{H^{\pm}}$	509	1186	1275
$m_{\tilde{g}}$	2000	2000	2615
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	353	353	476
$m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$	471	471	576
$m_{\tilde{\chi}_2^{\pm}}$	717	717	940

Tablo (3.4)’teki veriler göz önüne alındığında, yapılan deneylerde karanlık madde kalıntı yoğunluğu dâhil deneysel verilerle uyumlu olan, skaler üst kuarkın gözlemlenebilmesi için MSSM çerçevesinde $2T.3eV$ mertebesinde daha yukarıdaki bölgelere bakılmalıdır. Süpersimetrik modellerin en hafif ve kararlı parçacığı olan, bu nedenle karanlık madde adayı olduğu düşünülen $\tilde{\chi}_1^0$ için ise $576GeV$ ve üzerindeki bölgeler taranmalıdır.

MSSM, Standart Model’in problemlerini çözme konusunda başarılı bir model sayılabilir. Higgs kütesinin stabil kalması bu model ile sağlanabilmektedir. Bunun yanı sıra MSSM ayar bağlaşımlarını birleştirilebilmiştir. Ayrıca yine Standart Model için büyük bir problem olan karanlık madde (DM) için MSSM bir aday önerebilmektedir. R pariteyi koruyan en hafif süpersimetrik parçacık (LSP) karanlık madde için iyi bir aday durumundadır. Bunların içerisinde en gözde olanı ise en hafif nötralinodur (Jarecka, 2007). Ancak bunca probleme açıklama getirebilmesine rağmen MSSM yine de yetersiz bir teoridir. Bilim insanları hâlâ MSSM ile çözülememiş problemleri çözmek için uğraş vermektedirler. Bu problemlerden bir tanesi de μ problemidir. μ problemi temelde, MSSM süperpotansiyelinde (Denklem (3.30))

Higgsino kütle terimindeki μ parametresinin büyüklüğü konusunda herhangi bir sınır olmasındır (Kim, 1984; Giudice, 1988). μ probleminin yanı sıra doğallık, Nötrino kütlesi, kuvvetli CP problemi gibi hâlâ MSSM çerçevesinde çözülemeyen sorunlar vardır (Staub, 2014). Bu çözülememiş sorunlar nedeniyle MSSM'in genişletilmesine ihtiyaç duyulmuştur. Genişletilmiş minimal süpersimetrik modellerden bazıları NMSSM, UMSSM, uMSSM, sMSSM, mSUGRA'dır. Bunların içerisinde UMSSM (aynı zamanda $U(1)'$ olarak da adlandırılır) bu tezde çalıştığımız genişletilmiş modeldir.

3.4 Ayar Genişletilmiş Minimal Süpersimetrik Standart Model: $U(1)'$

Model

Ayar genişletilmiş Minimal Süpersimetrik Standart Model ($U(1)'$ Model), MSSM'den farklı olarak fazladan bir adet $U(1)$ simetrisi içerir. Bu simetriden dolayı da yeni bir bozon ve yeni korunum yasalarını öngürür. Fazladan bir $U(1)$ simetrisi sonucu Z' bozonu ortaya çıkar. $U(1)'$ modelin ayar yapısı Denklem (3.31)'de verilmiştir.

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{Y'}, \quad (3.31)$$

Temel kütle parametreleri GUT skalada birleşen bir $U(1)'$ Modeli, yedi tane serbest parametre içermektedir. $U(1)'$ Model ve MSSM'in ortak parametreleri m_0 , $M_{1/2}$, $\tan \beta$ ve A_0 'dır. Bunlara ek olarak $U(1)'$ Model'de λ , A_λ ve v_s parametreleri de vardır. $U(1)'$ Model, MSSM parçacık spektrumuna aynen sahip olduğu gibi ek olarak iki tane nötralino, bir tane Higgs bozonu ve yeni simetrisi sebebiyle sahip olduğu Z' bozonu içermektedir.

$U(1)'$ modeli MSSM ile açıklanamamış problemlerden bazılarını açıklama getirebilmektedir. Bunların en başında μ problemi gelir. MSSM çerçevesinde incelendiğinde μ probleminin çözülebilmesi için Denklem (3.30)'de $\mu = 0$ olmalıdır. Ancak bu durumda yüklinolar kütle-siz olmalı ve $\langle H_d \rangle = 0$ olmalı yani d, s, b kuarkları ve yüklü leptonlar kütle-siz olmalıdır. MSSM için diğer seçenek ise $\mu \approx M_{Planck}$ olmasıdır (Roberts, 2008). Ancak fenomenolojik nedenler sebebiyle bu da mümkün değildir. μ terimi M_{Planck} ya da M_{GUT} 'dan çok daha düşük olmalıdır. Aslında bütün kütle parametreleri Elektro-Zayıf simetri kırınımı (EWSB) skalasında olmalıdır. Ancak MSSM içerisinde μ terimi için bunu sağlayacak herhangi bir ön koşul yoktur.

$U(1)'$ modeli μ terimini efektif olarak yeniden tanımlayarak bu sorunu ortadan kaldırmıştır.

$$\mu_{eff} = h_s \langle S \rangle \quad (3.32)$$

Buna göre efektif μ terimi, h_s Yukawa bağlaşımı ve $\langle S \rangle$ yeni singlet Higgs alanı S 'in vakum beklenen değeri olmak üzere Denklem (3.32) ile verilir.

$U(1)'$ modeli Büyük Birleşim Teorisi (GUT), Süpersicim Teorisi, Ekstra Boyutlar gibi yüksek enerjili teorilerin düşük enerjilerdeki karşılığıdır (Barr, 1985; Hewett, 1989; Cvetič, 1996). Ancak düşük enerjiler teoriye bazı anomaliler getirmektedir. Bu anomalilerden kurtulmanın bir yolu teoriye egzotik parçacıklar eklemektir. Teoriye aile bağımlılığı eklemek diğer bir yöntemdir (Demir, 2005; Hayreter, 2008). Teori $E(6)$ grup yapısına bağlı olarak tanımlandığında ise anomaliler kendiliğinden yok olmaktadır (Sert, 2010).

$E(6)$ grubuna bağlı olarak tanımlanan $U(1)'$ modelleri grubunun simetri kırılmalarından meydana gelmektedir. Bu kırılmalar Denklem (3.33)'te gösterilmiştir.

$$E(6) \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \times U(1)_\psi \rightarrow G_{SM} \times U(1)' \quad (3.33)$$

Burada G_{SM} Standart Modelin grup yapısını ifade etmektedir. $U(1)'$ modeli $U(1)_\psi$ ve $U(1)_\chi$ modellerinin kombinasyonu ile meydana gelir. Bu kombinasyon Denklem (3.34) ile hesaplanır.

$$U(1)' = \cos \theta_{E_6} U(1)_\psi - \sin \theta_{E_6} U(1)_\chi \quad (3.34)$$

θ_{E_6} açısının alacağı her yeni değer yeni bir $U(1)'$ modeli oluşturacaktır. $\theta_{E_6} = 0$ olduğunda $U(1)'$ model $U(1)_\psi$ modelidir. $\theta_{E_6} = \frac{\pi}{2}$ olduğunda ise $U(1)'$ model $U(1)_\chi$ modelidir. $U(1)_\psi$ ve $U(1)_\chi$ modelleri anomali içermemektedir (Frank, 2013).

Süperpotansiyelin $U(1)'$ simetri dönüşümleri altında ayar değişmezliğini sağlamak için süperpotansiyeli oluşturan her bir terimin toplam yükü sıfır olmalıdır. Örneğin Higgsino için süperpotansiyeldeki terim $h_s S \cdot H_u \cdot H_d$ şeklindedir ve toplam yükünün ifadesi Denklem (3.35) ile verilir.

$$Q_S + Q_{H_u} + Q_{H_d} = 0 \quad (3.35)$$

Tablo 3.5: $U(1)'$ Model'de kullanılan parametre uzayı tarama aralıkları

m_0	[0, 5] TeV	A_0	$[-3m_0, 3m_0]$	v_S	[0, 25] TeV
$M_{1/2}$	[0, 5] TeV	λ	[0, 0.6]	Y_ν^{ii}	$[10^{-7}, 10^{-6}]$
$\tan \beta$	[1, 60]	A_λ	$[-3m_0, 3m_0]$	θ_{E_6}	$[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$

$U(1)'$ Model'de yapılan parametre uzayı taramasında kullanılan aralıklar Tablo (3.5)'te ve-

rilmiştir. Yapılan parametre uzayı taramasında elde edilen veriler içerisinde süpersimetrik parçacıkların alabileceği minimum değerler Tablo (3.6)'da verilmiştir. Burada MSSM'de olduğu gibi 1. grup kütle sınırlamaları ve B fizik sınırlarına uyan veriler içerisinde, 2. grup 1. gruba ek olarak HiggsBounds programından geçebilen veriler içerisinde ve 3. grup da 2. gruba ek olarak karanlık madde kalıntı yoğunluğunu sağlayabilen veriler içerisindeki süpersimetrik parçacıkların minimum kütleleridir. Kullanılan sınırlamalar Tablo (3.2) verilmiştir.

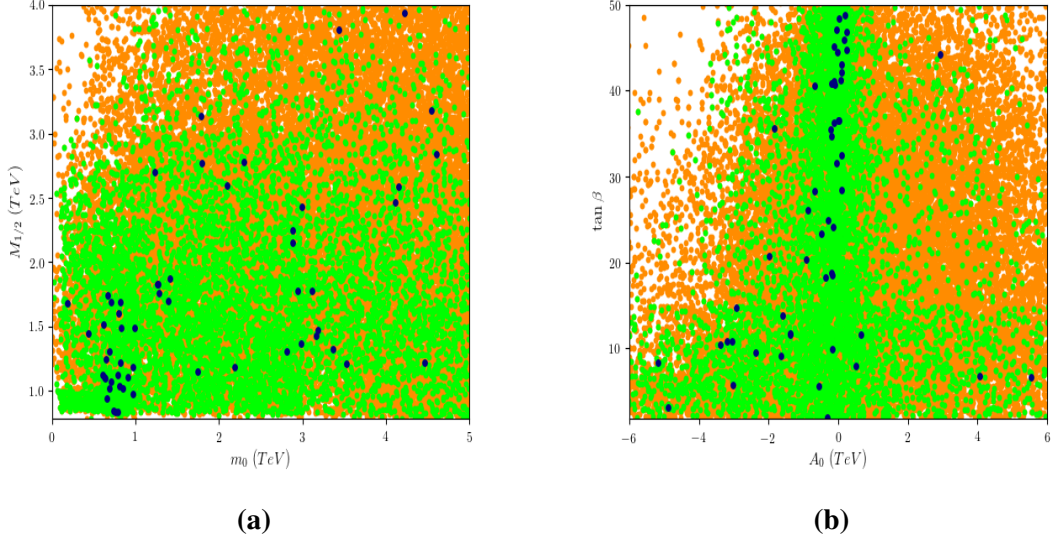
Tablo 3.6: $U(1)'$ Model'de deneyle uyumlu süpersimetrik parçacıkların minimum kütleleri

Süpersimetrik Parçacık	1. Grup (GeV)	2. Grup (GeV)	3. Grup(GeV)
$m_{\tilde{t}}$	399	942	1828
$m_{\tilde{b}}$	1028	1413	1533
$m_{\tilde{\tau}}$	202	202	506
$m_{\tilde{\nu}_{\tau}}$	244	244	499
m_H	184	271	390
m_A	182	267	396
$m_{H^{\pm}}$	137	247	383
$m_{Z'}$	4000	4000	4056
$m_{\tilde{g}}$	2000	2000	2007
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	96	99	375
$m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$	103	104	511
$m_{\tilde{\chi}_2^{\pm}}$	708	754	755

Tablo (3.6)'daki veriler göz önüne alındığında, $U(1)'$ Model'de yapılan parametre uzayı taramasında deneysel veriler ile uyumlu olan skaler üst kuarkın gözlenebilmesi için $1.8TeV$ ve üzerindeki bölgeler kontrol edilmelidir. MSSM'e göre daha küçük kütle değerine sahip olması $U(1)'$ Model'de skaler üst kuarkının gözlenebilme olasılığının daha fazla olduğunu gösterir. Karanlık madde adayı olduğu düşünülen en hafif ve kararlı süpersimetrik parçacık olan nötralino kütlesi için ise $U(1)'$ modeli $375GeV$ değerini öngörmektedir. $U(1)'$ modeline göre nötralino kütlesi için MSSM'de öngörülenden daha küçük bir değer alabilir.

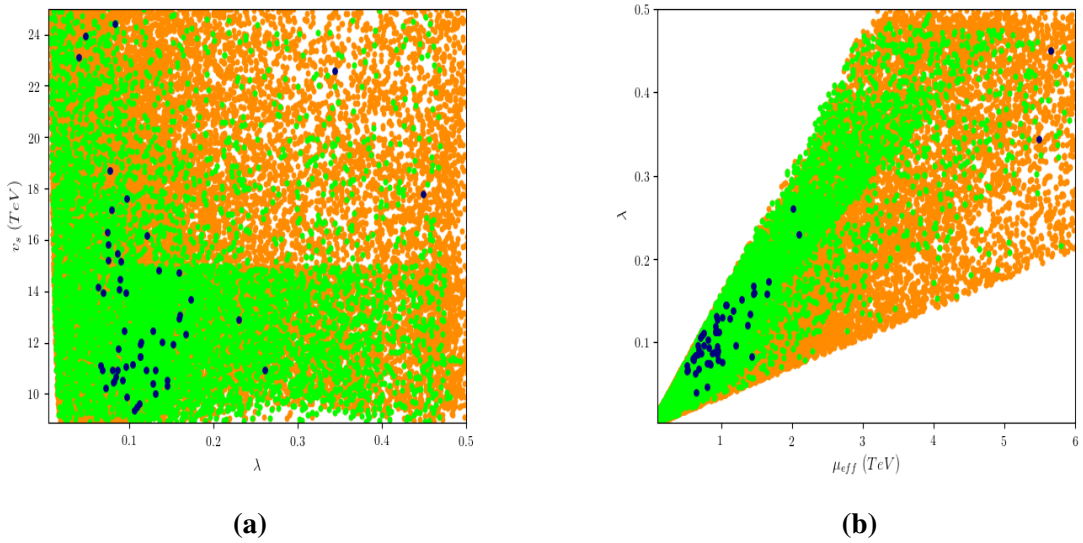
Taramalar sonucu elde edilen grafiklerde, Tablo (3.2)'de verilen kütle sınırlamalarını ve B fi-

zik sınırlamalarını sağlayan noktalar turuncu renkte, bunlara ek olarak HiggsBounds programından geçen noktalar yeşil renkte, son olarak HiggsBounds programından geçen ve riler içerisinde ayrıca karanlık madde kalıntı yoğunluğunun deneysel sınırını da sağlayan noktalar lacivert renkte gösterilmiştir.



Şekil 3.1: $U(1)'$ Model'de (a) m_0 'ın $M_{1/2}$ 'ye göre, (b) A_0 'ın $\tan \beta$ 'ya göre grafiği

Şekil (3.1)'de skaler fermiyonların ortak kütesinin ayarınların ortak kütesine göre grafiği ve üçlü bağlaşım sabiti A_0 'ın $\tan \beta$ 'ya göre grafiği verilmiştir. Şekil (3.1 (a)) grafiğine göre taranan spektrumun genelinde deneylerle uyumlu sonuçlar olmasına rağmen hem m_0 hem de $M_{1/2}$ için $1TeV$ civarında daha yoğun noktalar elde edilmiştir. Şekil (3.1 (b)) incelendiğinde ise A_0 'ın sıfıra yakın değerleri için deneylerle uyumun arttığı, aynı zamanda $\tan \beta$ değerinin de yükseldiği söylenebilir.

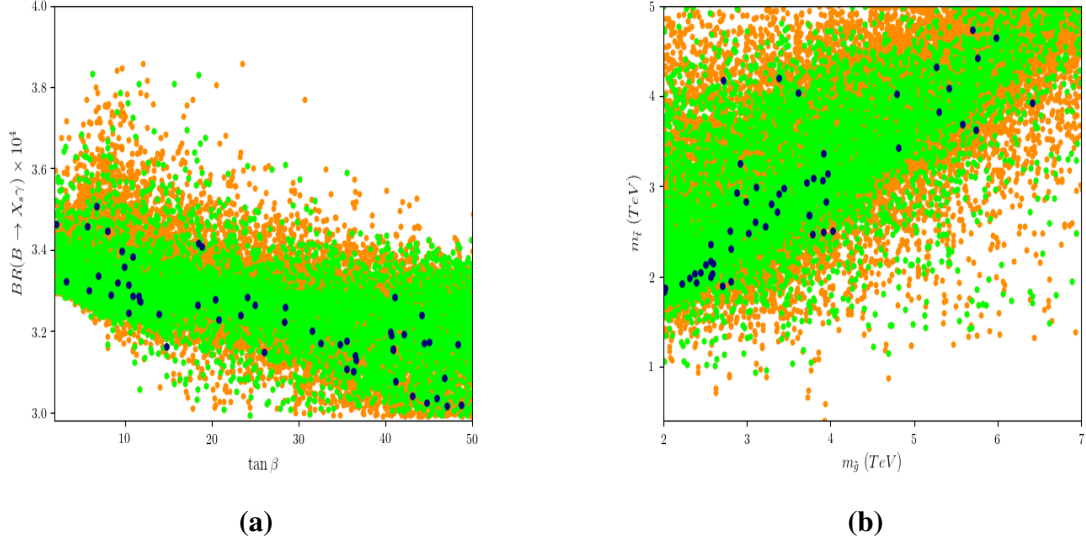


Şekil 3.2: $U(1)'$ Model'de (a) λ 'nın v_S 'ye göre, (b) μ_{eff} 'in λ 'ya göre grafiği

Şekil (3.2)'de S skaler alanının vakum beklenen değeri λ 'nın v_S 'ye göre grafiği ve Denklem (3.36) ile tanımlanan μ_{eff} parametresinin λ 'e göre grafiği verilmiştir.

$$\mu_{eff} = \frac{\lambda v_S}{\sqrt{2}} \quad (3.36)$$

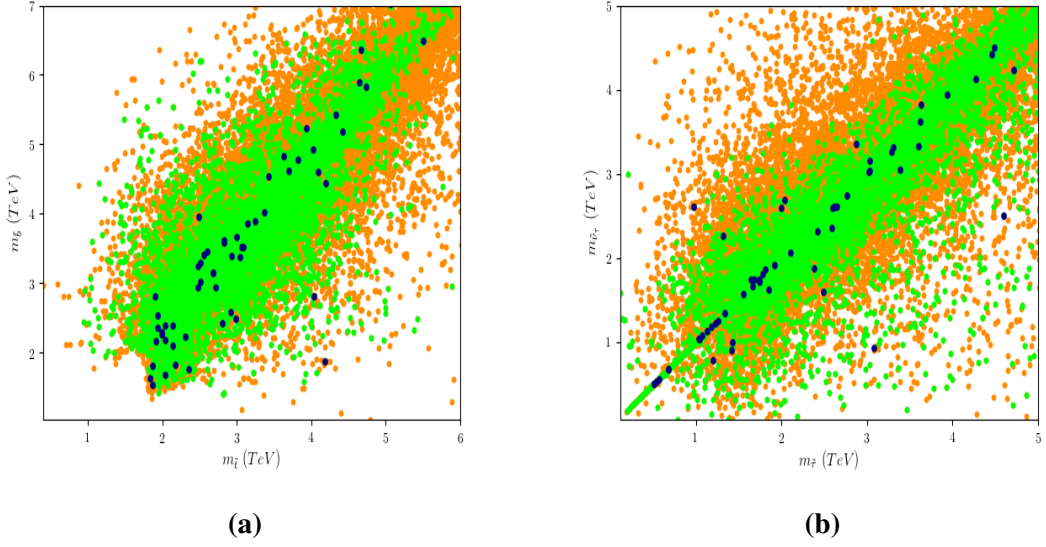
Şekil (3.2 (a))'ya göre hem λ parametresinin hem de v_S 'nin düşük değerleri deneylerle daha uyumludur. $\lambda < 0.3$ bölgesi kalıntı yoğunluğunu sağlama konusunda daha uygundur. Şekil (3.2 (b))'ye göre ise μ_{eff} 'in $2TeV$ ve altında olduğu bölgeler deneyle daha uyumludur.



Şekil 3.3: $U(1)'$ Model'de (a) $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$ 'nın $\tan \beta$ 'ya göre (b) $m_{\tilde{g}}$ 'nin $m_{\tilde{t}}$ 'a'ya göre grafiği

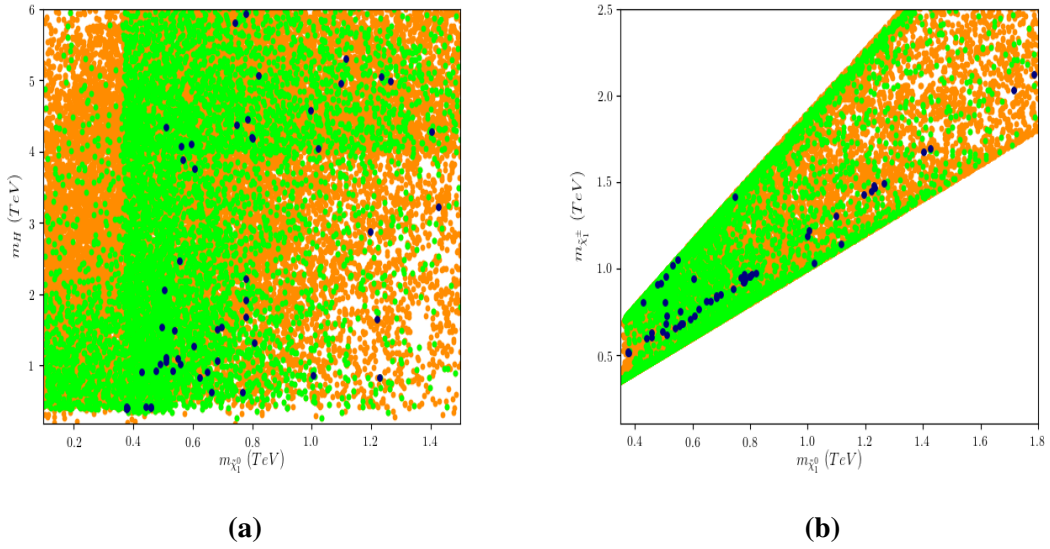
Şekil (3.3)'te ise $B \rightarrow X_s \gamma$ bozunumunun dallanma oranının $\tan \beta$ 'ya göre grafiği ve gluino kütlesi $m_{\tilde{g}}$ 'nin skaler üst kuark kütlesi $m_{\tilde{t}}$ 'ye göre grafiği verilmiştir. Şekil (3.3 (a)) grafiğine göre $B \rightarrow X_s \gamma$ bozunumu dallanma oranın küçük $\tan \beta$ değerlerinde daha yüksek olduğu gözlenmektedir. Şekil (3.3 (b))' ye göre ise $m_{\tilde{t}}$, $m_{\tilde{g}}$ ile doğru orantılıdır ve karanlık madde kalıntı yoğunluğunun sağlanabilmesi için $m_{\tilde{t}} > 2TeV$ olmalıdır.

Şekil (3.4)'te skaler üst kuarkın kütlesinin skaler alt kuarkın kütlesine göre grafiği ve skaler tau kütlesinin skaler tau nötrino kütlesine göre grafiği verilmiştir. Şekil (3.4 (a))'ya bakıldığında skaler üst kuarkın kütlesi ile skaler alt kuark kütlesi doğru orantılıdır ve skaler üst kuark kütlesi yaklaşık $2TeV$ değerinde tüm deneylerle uyumlu sonuçlar verirken skaler alt kuark kütlesi $1TeV$ civarında bu uyumu yakalayabilmektedir. Şekli(3.4 (b)) grafiğine bakıldığında ise skaler tau kütlesi ile skaler tau nötrino kütlesinin yine doğru orantılı olduğu görülmektedir. $U(1)'$ Model çerçevesinden bakıldığında hem skaler tau hem de skaler tau nötrino kütlesi için $500GeV$ üstündeki bölgeler taranmalıdır.



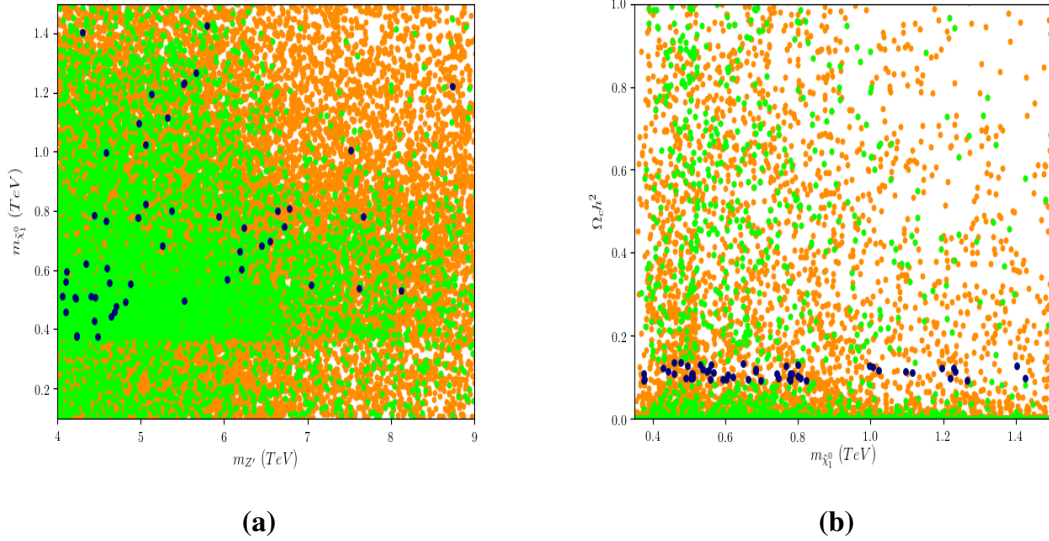
Şekil 3.4: $U(1)'$ Model'de (a) $m_{\tilde{t}}$ 'in $m_{\tilde{b}}$ 'ye göre grafiği, (b) $m_{\tilde{\tau}}$ 'nin $m_{\tilde{\nu}_\tau}$ 'ya göre grafiği

Şekil (3.5)'te nötrino kütesinin CP-çift ağır nötral Higgs bozonunun kütesine göre grafiği ve yükli kütesine göre grafikleri verilmiştir. Buna göre nötrino kütesi için tüm deneysel sonuçlarla uyum $400 GeV$ civarında yakalanırken $1 TeV$ 'den büyük değerlerde deneylerle uyum azalmıştır. Buna göre nötralinonun deneysel olarak gözlenmesi için $U(1)'$ Model çerçevesinde $350 GeV$ ve üzerindeki bölgeler taranmalıdır. m_H için ise $3 TeV$ 'in altındaki değerler üstündeki değerlere kıyasla tüm deneylerle daha iyi uyum göstermiştir. Ayrıca Şekil (3.5 (b))'ye göre yükli ve nötrino kütesi doğru orantılıdır ve deneylerde yükli gözlenmesi için $500 GeV$ ve üzerindeki bölgeler taranmalıdır .

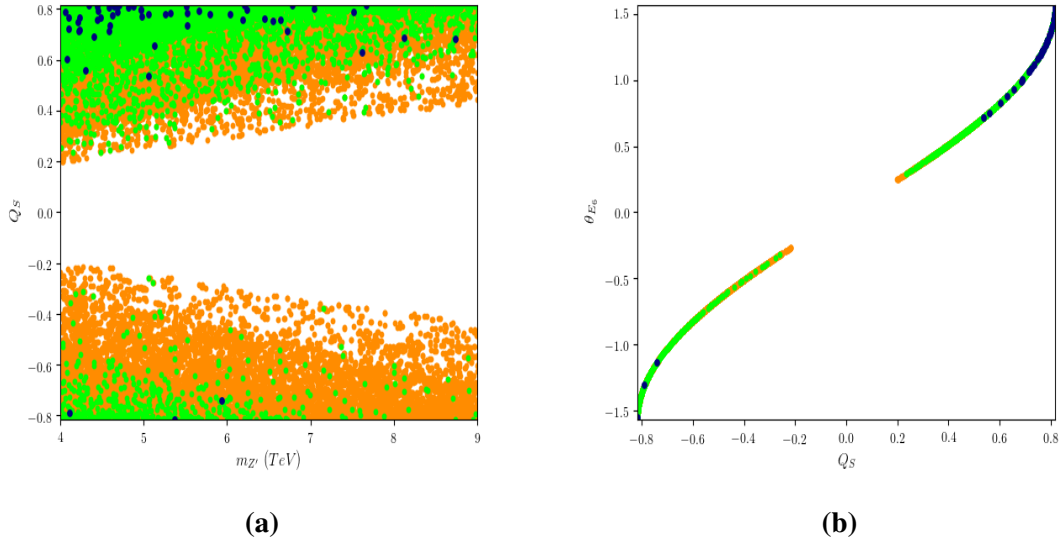


Şekil 3.5: $U(1)'$ Model'de (a) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nin m_{H^\pm} 'ye göre grafiği, (b) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nin $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ 'ya göre grafiği

Şekil (3.6)'da nötrino kütlesinin Z' kütlesine ve karanlık madde kalıntı yoğunluğuna göre grafiği verilmiştir. Buna göre Şekil (3.6 (a))'ya göre $m_{Z'}$ 'in $5TeV$ 'den küçük $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun ise $400GeV$ 'den büyük $600GeV$ 'den küçük bölgelerinde deneysel verilerle uyum sağlayan noktalar daha yoğundur. Şekil (3.6 (b))'ye göre ise karanlık madde kalıntı yoğunluğunu sağlanabilmesi için nötrino kütlesinin $800GeV$ ve $800GeV$ 'in altında olduğu bölgeler daha duyarlıdır.



Şekil 3.6: $U(1)'$ Model'de (a) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nin $m_{Z'}$ 'a göre grafiği, (b) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nin $\Omega_c h^2$ 'ya göre grafiği



Şekil 3.7: $U(1)'$ Model'de (a) $m_{Z'}$ 'in Q_s 'e göre grafiği, (b) Q_s 'in θ_{E_6} 'e göre grafiği

Şekil (3.7)'de Q_s yükünün Z' kütlesine göre ve θ_{E_6} açısına göre grafiği verilmiştir. Buna göre Q_s 'in hem pozitif hem de negatif değerlerinin deneylerle uyumlu nokta vermesine karşın pozitif değerlerin daha uyumlu olduğu görülmektedir. Şekil (3.7 (b))'ye göre ise deneysel sonuçlarla uyum θ_{E_6} 'nın 0.5 'ten büyük olduğu bölgede yakalanmıştır. Ayrıca θ_{E_6} 'nın negatif

değerlerinde deneyle uyumun sağlanması için -1 'den küçük olması gerekmektedir.

3.4.1 Kinetik Karışım

Birden fazla abelyen $U(1)$ ayar simetrisine sahip olan modeller renormalize edilebilen ve bu simetritelerin kinetik terimlerini karıştıran bir operatöre sahiptir (Dienes, 1996). Herhangi bir $U(1)_a$ ve $U(1)_b$ simetrisi için lagranjiyan kinetik terimi Denklem (3.37) ile gösterilir.

$$\mathcal{L}_{kinetik} = -\frac{1}{4}F_a^{\mu\nu}F_{\mu\nu a} - \frac{1}{4}F_b^{\mu\nu}F_{\mu\nu b} + \frac{k}{2}F_a^{\mu\nu}F_{\mu\nu b} \quad (3.37)$$

Burada son terim kinetik karışımı ifade eder, Lorentz ve ayar değişmezdir. k ise kinetik karışımı parametrize eden bir katsayıdır. k parametresi $-1 < k < 1$ aralığında seçilmelidir. Süpersimetrik bir teoride bu kinetik lagranjiyan, kiral süper alanlar (W_i^α) cinsinden Denklem (3.38)'de gösterildiği gibi yazılır (Tran, 2018).

$$\mathcal{L}_{kinetik} \supset \frac{1}{4} \int d^2\theta \left(\begin{pmatrix} W_a^\alpha & W^{\alpha a} \\ & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & k \\ k & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_{\alpha b} \\ W_{\alpha b} \end{pmatrix} \right) + h.c. \quad (3.38)$$

Kinetik karışım matrisi abelyen vektör süper alanları etrafında döndürülerek köşegenleştirilebilir. Orjinal ayar bağlaşımlarının başlangıçta diyagonal olduğunu varsayarsak, dönme sırasında diyagonal olmayan hale gelirler. Böylece ayar bağlaşımları, kinetik karışım katsayısına bağlı olarak değişir. Ayar bağlaşımlarının değişmesi $U(1)$ abelyen gruplarından kaynaklı yüklerde de değişim meydana gelmesine sebep olur.

$U(1)'$ Model de iki adet $U(1)$ abelyen grup içeren süpersimetrik bir teoridir. Bu nedenle kinetik karışım söz konusu olabilir. Meydana gelen kinetik karışım, modeldeki yüklerin değişmesine sebep olacaktır. Kinetik karışım sonucu, yükler (Q') Denklem (3.39) ile verilmiştir (Tran, 2018).

$$\begin{aligned} Q'_Q &= -k \frac{g_1}{g'_1} \frac{1}{6} - \frac{1}{\sqrt{40}} \cos \theta_{E_6} + \frac{1}{\sqrt{24}} \sin \theta_{E_6} \\ Q'_{U^c} &= k \frac{g_1}{g'_1} \frac{2}{3} - \frac{1}{\sqrt{40}} \cos \theta_{E_6} + \frac{1}{\sqrt{24}} \sin \theta_{E_6} \\ Q'_{D^c} &= -k \frac{g_1}{g'_1} \frac{1}{3} + \frac{3}{\sqrt{40}} \cos \theta_{E_6} + \frac{1}{\sqrt{24}} \sin \theta_{E_6} \\ Q'_L &= k \frac{g_1}{g'_1} \frac{1}{2} + \frac{3}{\sqrt{40}} \cos \theta_{E_6} + \frac{1}{\sqrt{24}} \sin \theta_{E_6} \\ Q'_{N^c} &= -\frac{5}{\sqrt{40}} \cos \theta_{E_6} + \frac{1}{\sqrt{24}} \sin \theta_{E_6} & Q'_{H_d} &= k \frac{g_1}{g'_1} \frac{1}{2} - \frac{2}{\sqrt{40}} \cos \theta_{E_6} - \frac{2}{\sqrt{24}} \sin \theta_{E_6} \\ Q'_{E^c} &= -k \frac{g_1}{g'_1} - \frac{1}{\sqrt{40}} \cos \theta_{E_6} + \frac{1}{\sqrt{24}} \sin \theta_{E_6} \\ Q'_{H_u} &= -k \frac{g_1}{g'_1} \frac{1}{2} + \frac{2}{\sqrt{40}} \cos \theta_{E_6} - \frac{2}{\sqrt{24}} \sin \theta_{E_6} & Q'_S &= \frac{4}{\sqrt{24}} \sin \theta_{E_6} \end{aligned} \quad (3.39)$$

$U(1)'$ Model'de kinetik karışımın aktif olduğu durum için yapılan parametre uzayı taraması Tablo (3.7)'de verilen aralıklarda yapılmıştır. Tarama sonucunda; MSSM ve $U(1)'$ modellerinde olduğu gibi, deneysel sınırlamalar ile uyumlu veriler içerisinde süpersimetrik parçacıkların minimum değerlerine bakılmıştır.

Tablo 3.7: $U(1)'$ Model'de kullanılan parametre uzayı tarama aralıkları

m_0	[0, 5] TeV	λ	[0, 0.6]
$M_{1/2}$	[0, 5] TeV	A_λ	$[-3m_0, 3m_0]$
$\tan \beta$	[1, 60]	v_S	[0, 25] TeV
A_0	$[-3m_0, 3m_0]$	Y_ν^{ii}	$[10^{-7}, 10^{-6}]$
θ_{E_6}	$[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$	k	$[-0.6, 0.6]$

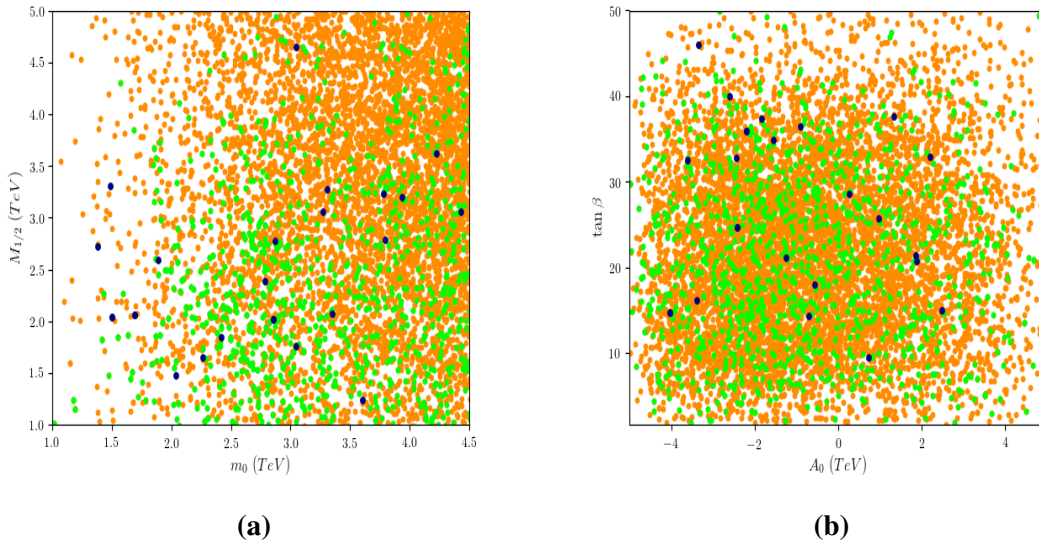
Tablo (3.8)'de süpersimetrik parçacıkların $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda minimum kütle değerleri verilmiştir.

Tablo 3.8: $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda deneyle uyumlu süpersimetrik parçacıkların minimum kütleleri

Süpersimetrik Parçacık	1. Grup (GeV)	2. Grup (GeV)	3. Grup (GeV)
$m_{\tilde{t}}$	1660	2078	4430
$m_{\tilde{b}}$	876	2313	4662
$m_{\tilde{\tau}}$	334	456	1994
$m_{\tilde{\nu}_\tau}$	743	1512	3098
m_H	371	776	1060
m_A	370	770	1067
m_{H^\pm}	367	768	1105
$m_{Z'}$	4001	4001	4428
$m_{\tilde{g}}$	2001	2001	5053
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	101	107	1064
$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$	103	109	1254
$m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$	904	977	1999

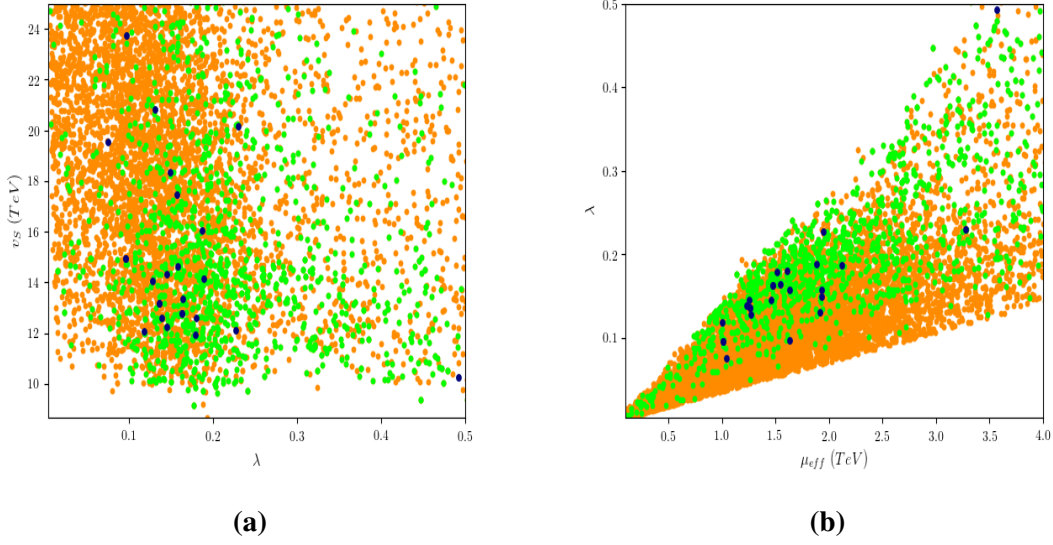
Tablo (3.8)'de 1. grup Tablo (3.2)'de verilen kütle sınırlamalarını ve B fizik sınırlamalarını sağlayan veriler içerisinde; 2. grup, 1. gruba ek olarak `HiggsBounds` programından geçebilen veriler içerisinde; 3. grup ise 2. gruba ek olarak karanlık madde kalıntı yoğunluğunun deneysel sınırını sağlayan veriler içerisindeki süpersimetrik parçacıkların minimum kütleleridir. Tablo (3.8)'deki veriler incelendiğinde kinetik karışımın pasif olduğu duruma göre parçacıkların tüm deneylerle uyumlu minimum kütlelerinde artış olduğu görülmektedir. Örneğin skaler üst kuark kütleleri kinetik karışım pasif iken minimum $1.8TeV$ civarında iken kinetik karışım aktif olduğunda $4.5TeV$ mertebesine yükselmiştir. Yine nötralin kütleleri $1TeV$ değerine ulaşmıştır. Bu model için de karanlık madde adayı, en hafif kararlı parçacık olan nötralinodur.

$U(1)'$ Model'de kinetik karışımın aktif olduğu durum için elde edilen grafiklerde Tablo (3.2) ile verilen kütle sınırlamalarını ve B fizik sınırlamalarını sağlayan noktalar turuncu renkte, bunlara ek olarak `HiggsBounds` programından geçen noktalar yeşil renkte, `HiggsBounds` programından geçen veriler içerisinde ayrıca karanlık madde kalıntı yoğunluğunun deneysel sınırını sağlayan noktalar lacivert renkte gösterilmiştir.



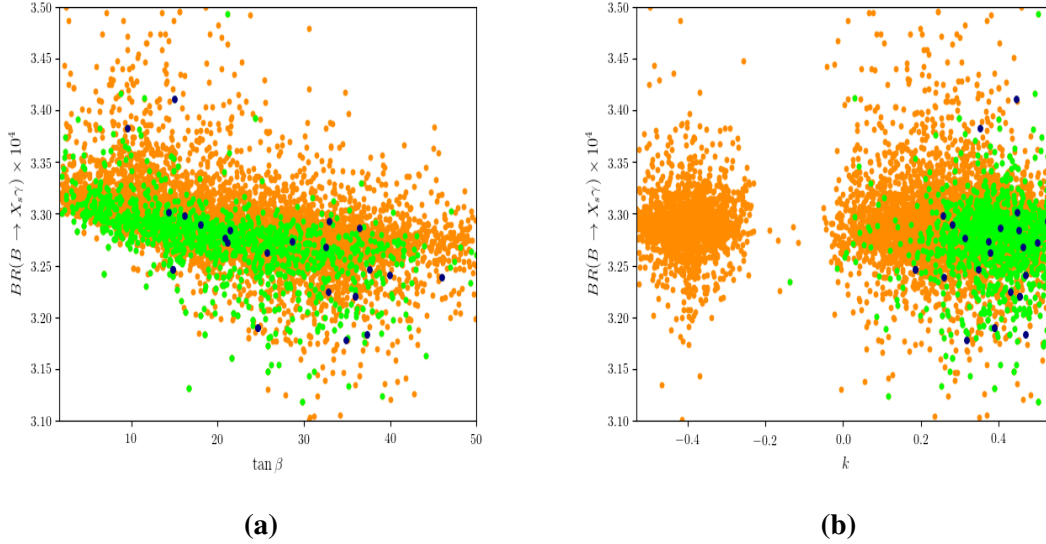
Şekil 3.8: $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) m_0 'ın $M_{1/2}$ 'ye göre grafiği, (b) A_0 'ın $\tan \beta$ 'ye göre grafiği

Şekil (3.8)'de m_0 'ın $M_{1/2}$ 'ye göre grafiği ve A_0 'ın $\tan \beta$ 'ye göre grafiği verilmiştir. Buna göre Şekil (3.8 (a)) grafiğine göre deneysel değerlerin sağlanması için iki parametrenin de $1.5TeV$ 'den büyük olduğu bölgeler daha uygundur. Şekil (3.8 (b))'ye göre ise $\tan \beta < 50$ ve $-4TeV < A_0 < 2TeV$ olduğu bölgeler deneysel veriler için daha uygundur.



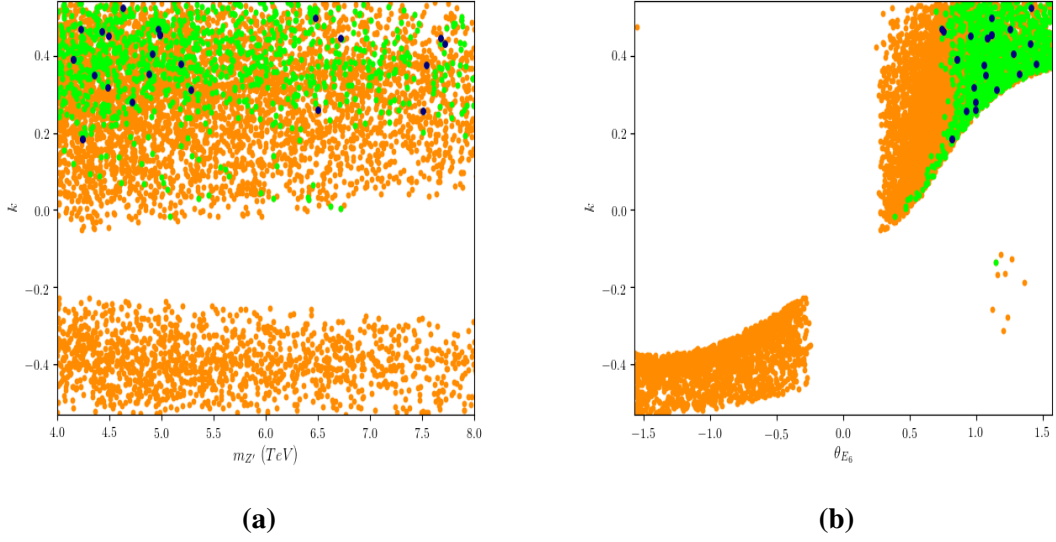
Şekil 3.9: $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) λ 'nın v_S 'ye göre grafiği, (b) μ_{eff} 'in λ 'ya göre grafiği

Şekil (3.9) grafiğinde ise v_S 'nin ve μ_{eff} 'in λ 'ya göre grafikleri verilmiştir. Buna göre her iki grafikten de görülebileceği gibi $\lambda < 0.1$ ve $\lambda > 0.3$ bölgeleri karanlık madde kalıntı yoğunluğu ile ilgili ölçümleri genellikle sağlayamamaktadır.



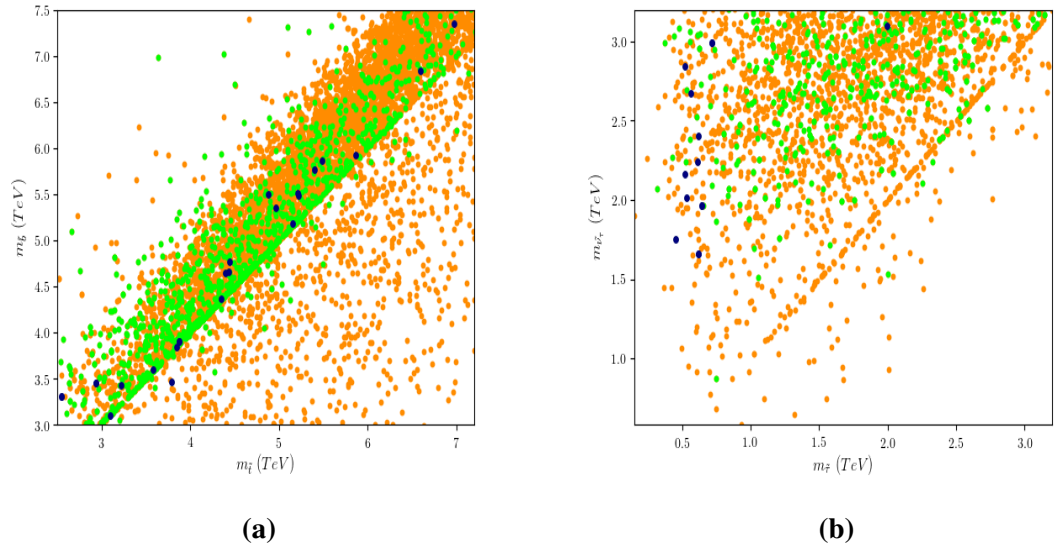
Şekil 3.10: $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$ 'nin $\tan \beta$ 'ye göre grafiği, (b) $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$ 'nin k 'ya göre grafiği

Şekil (3.10)'da $B \rightarrow X_s \gamma$ bozunumunun dallanma oranının $\tan \beta$ ve karışım parametresine göre grafikleri verilmiştir. Şekil (3.10 (a))'ya göre kinetik karışımın pasif olduğu duruma benzer olarak yine dallanma oranı küçük $\tan \beta$ değerlerinde artış göstermektedir. Ayrıca Şekil (3.10 (b))'ye göre karışım parametresinin yalnızca pozitif değerlerinde tüm deneylerle uyumlu sonuçlar alındığı ve $k > 0.2$ bölgesinin de daha uygun olduğu görülmektedir.



Şekil 3.11: $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) k 'nın $m_{Z'}$ 'a göre grafiği, (b) k 'nın θ_{E_6} 'e göre grafiği

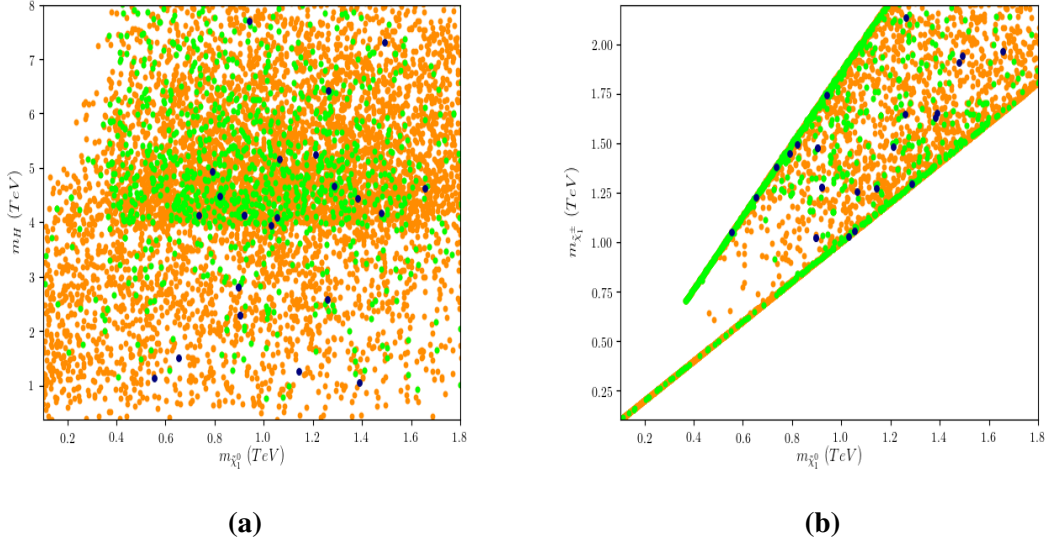
Şekil (3.11)'de k parametresinin Z' kütesine ve θ_{E_6} açısına göre grafikleri verilmiştir. Şekil (3.11 (b))'ye baktığımızda HiggsBounds programından geçebilmesi için θ_{E_6} 'nın sıfırdan büyük değerler alması gerekirken, karanlık madde kalıntı yoğunluğunu sağlayabilmesi için $\theta_{E_6} > 0.5$ olmalıdır.



Şekil 3.12: $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) $m_{\tilde{t}}$ 'in $m_{\tilde{b}}$ 'ye göre grafiği, (b) $m_{\tilde{\nu}_\tau}$ 'nin $m_{\tilde{\tau}}$ 'ya göre grafiği

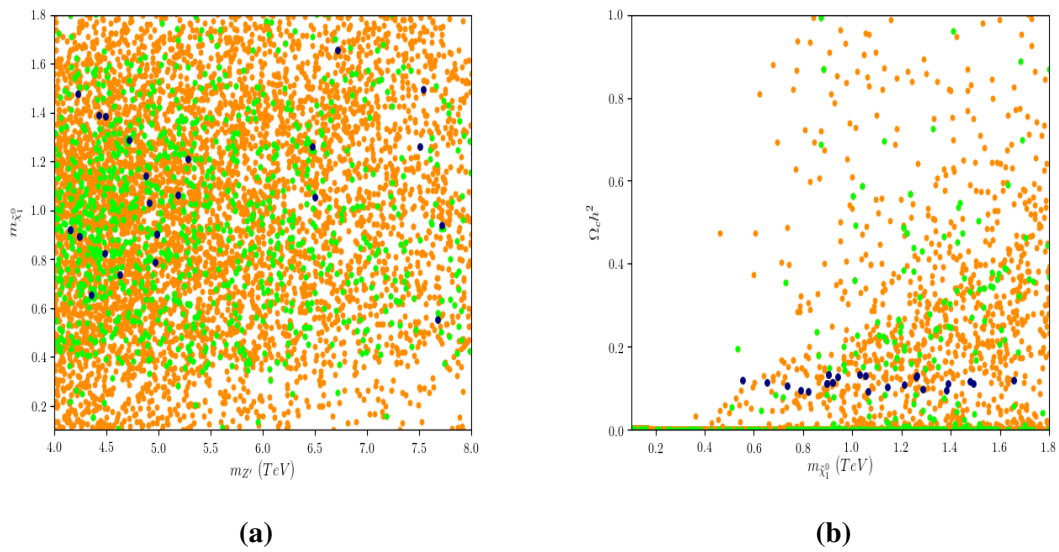
Şekil (3.12)'de skaler üst kuark kütesinin skaler alt kuark kütesine göre ve skaler tau kütesinin skaler tau nötrino kütesine göre grafikleri verilmiştir. Şekil (3.12 (a))'ya göre $m_{\tilde{t}}$ ve $m_{\tilde{b}}$ doğru orantılıdır ve tüm deneylerle uyumlu veriler $m_{\tilde{t}} > 2TeV$ ve $m_{\tilde{b}} > 3TeV$ olduğunda elde edilmektedir. Buna göre $U(1)'$ Model için skaler alt kuark deneylerde $3TeV$ ve

üzerindeki enerjilerde aranmalıdır. Şekil (3.12 (b))'ye baktığımızda ise yine tüm deneylerle uyumlu veriler için skaler tau nötrino kütlesi artsa da skaler tau kütlesinin $500 GeV$ civarında çıktığı görülmektedir.



Şekil 3.13: $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun m_H 'ye göre grafiği,
(b) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ 'ya göre grafiği

Şekil (3.13)'te nötrino kütlesinin CP-çift ağır Higgs kütlesine ve yüklino kütlesine göre grafikleri verilmiştir. Buna göre $m_H > 1TeV$ olduğunda ilgilenilen tüm deneysel sonuçlar sağlanabilmektedir. Şekil (3.13 (b))'ye göre ise nötrino kütlesi ve yüklino kütlesi doğru orantılıdır. Yüklino kütlesi deneysel veriler ile $1TeV$ 'den büyük değerler aldığı anda uyumludur.



Şekil 3.14: $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ile birlikte (a) $m_{Z'}$ 'in $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'ya göre grafiği,
(b) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nun $\Omega_c h^2$ 'na göre grafiği

Şekil (3.14)'te nötralino kütlesinin Z' kütlesine göre ve karanlık madde kalıntı yoğunluğuna göre grafiği gösterilmiştir. Şekil (3.14 (a))'ya göre Z' kütlesinin $4TeV$ ile $5.5TeV$ arasında olduğu bölge tüm deneylerle daha uyumludur. Şekil (3.14 (b))'ye göre ise nötralino kütlesinin artması karanlık madde kalıntı yoğunluğu ile ilgili modelin tahmin ettiği değeri de arttırmaktadır ancak deneysel veriyle uyumlu olabilmesi için $0.5TeV < m_{\tilde{\chi}_1^0} < 1.7TeV$ aralığında olmalıdır.

3.5 Minimale Yakın Süpersimetrik Standart Model: NMSSM

Minimale yakın Süpersimetrik Standart Model (NMSSM) genişletilmiş bir süpersimetri modelidir. Ayar yapısı Standart Model ayar yapısı ile aynıdır (Denklem (3.40)).

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (3.40)$$

NMSSM'de süperpotansiyel Denklem (3.41) ile verilir (Maniatis, 2010).

$$W = \hat{u}y_u(\hat{Q}^T \epsilon \hat{H}_u) - \hat{d}y_d(\hat{Q}^T \epsilon \hat{H}_d) - \hat{e}y_e(\hat{L}^T \epsilon \hat{H}_d) + \lambda \hat{S}(\hat{H}_u^T \epsilon \hat{H}_d) + \frac{1}{3}\kappa \hat{S}^3 \quad (3.41)$$

Burada, λ S skaler alanının Higgs bozunu ile bağlaşım sabiti iken, κ bu alanın kendisi ile bağlaşımının sabitidir.

NMSSM modeli MSSM modeli tarafından açıklanamayan μ problemine yeni bir ayar simetrisini teoriye dâhil etmeden çözüm getirir. Modelde μ terimi S skaler alanının vakum beklenen değeri ve bu skaler alanın H_u ve H_d alanlarıyla bağlaşımı ile tanımlanmıştır Denklem (3.42).

$$\mu = \lambda \langle S \rangle \quad (3.42)$$

Bu tanımlamada S elektro-zayıf skalada olacağından μ parametresi de kendiliğinden elektro-zayıf skalada tanımlanmış olur ve böylece μ problemine bir çözüm getirilmiş olur.

Temel parametreleri GUT skalada birleşen bir NMSSM parametre uzayı dokuz boyutludur. $m_0, M_{1/2}, \tan \beta, A_0, \lambda, \kappa, A_\lambda, A_\kappa$ ve μ_{eff} parametre uzayının elemanlarıdır. Yapılan taramada kullanılan aralıklar Tablo (3.9)'da verilmiştir.

Tablo 3.9: NMSSM'de kullanılan parametre uzayı tarama aralıkları

m_0	[0, 3] TeV	A_0	$[-3m_0, 3m_0]$	κ	[0, 0.6]
$M_{1/2}$	[0, 3] TeV	λ	[0, 0.6]	A_κ	$[-3m_0, 3m_0]$
$\tan \beta$	[1, 60]	A_λ	$[-3m_0, 3m_0]$	μ_{eff}	[0, 15] TeV

Yapılan parametre uzayı taramasına göre süpersimetrik parçacıkların alabileceği minimum

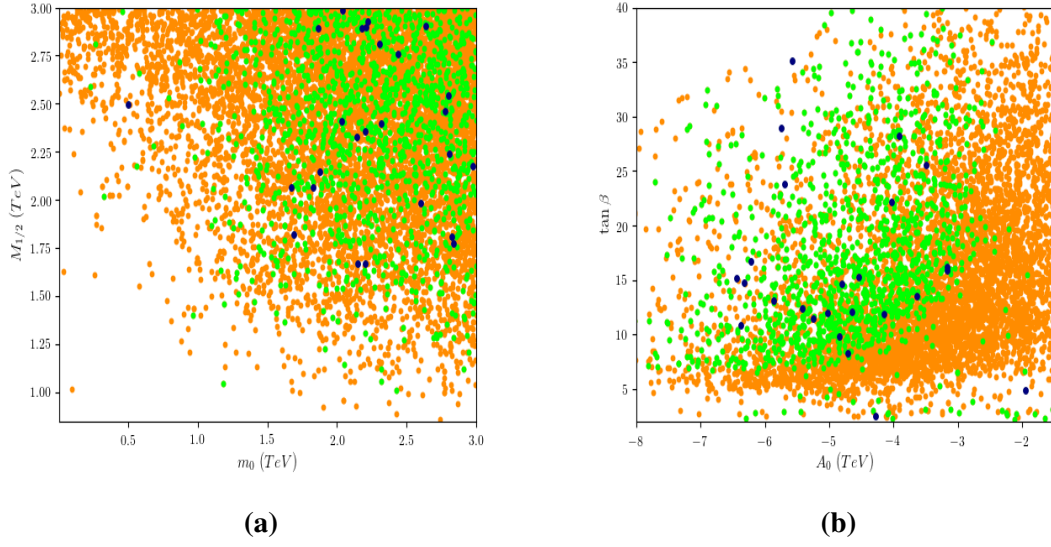
değerler Tablo (3.10)'da verilmiştir. Burada diğer modellerde olduğu gibi 1. grup kütle sınırlamaları ve B fizik sınırlamalarına uyan veriler içerisinde, 2. grup 1. gruba ek olarak HiggsBounds programından geçebilen veriler içerisinde ve 3. grup da 2. gruba ek olarak karanlık madde kalıntı yoğunluğunu sağlayabilen veriler içerisindeki süpersimetrik parçacıkların minimum kütleleridir. Kullanılan sınırlamalar Tablo (3.2)'de verilmiştir.

Tablo 3.10: NMSSM'de deneyle uyumlu süpersimetrik parçacıkların minimum kütleleri

Süpersimetrik Parçacık	1. Grup (GeV)	2. Grup (GeV)	3. Grup(GeV)
$m_{\tilde{t}}$	546	771	904
$m_{\tilde{b}}$	1660	1857	2998
$m_{\tilde{\tau}}$	223	434	919
$m_{\tilde{\nu}_{\tau}}$	448	625	916
m_H	176	192	2624
m_A	21	107	1011
$m_{H^{\pm}}$	294	372	2624
$m_{\tilde{g}}$	2049	2323	3614
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	98	101	728
$m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$	103	105	874
$m_{\tilde{\chi}_2^{\pm}}$	733	865	1392

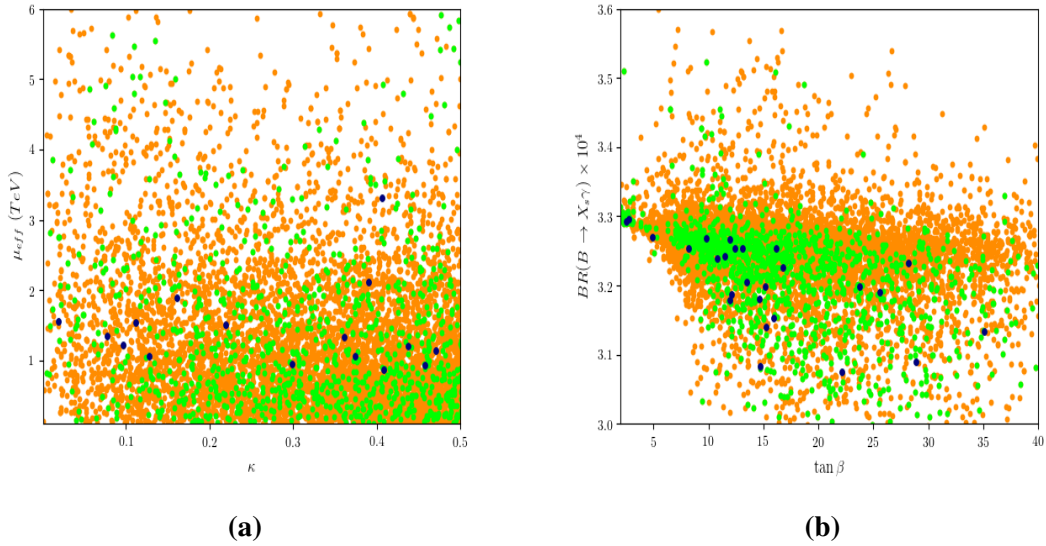
NMSSM'de süpersimetrik parçacıkların minimum kütlelerine baktığımızda tüm deneylerle uyumlu veriler içerisinde gluino kütesinin $3.6TeV$ 'den daha büyük olması gerektiği görülmektedir. Buna ek olarak en hafif skaler üst kuark kütesi $900GeV$ mertebesinde iken en hafif skaler alt kuark kütesi $3TeV$ mertebesinde dir. Ayrıca skaler tau nötrino tüm deneylerle uyumlu en hafif, kararlı ve yüksüz süpersimetrik parçacık olduğu için karanlık madde adayı olabilir.

NMSSM için elde edilen grafiklerde kütle sınırlamalarını ve B fizik sınırlamalarını sağlayan noktalar turuncu renkte, ek olarak HiggsBounds programından geçen noktalar yeşil renkte, ayrıca karanlık madde kalıntı yoğunluğunu sağlayan noktalar lacivert renkte gösterilmiştir.



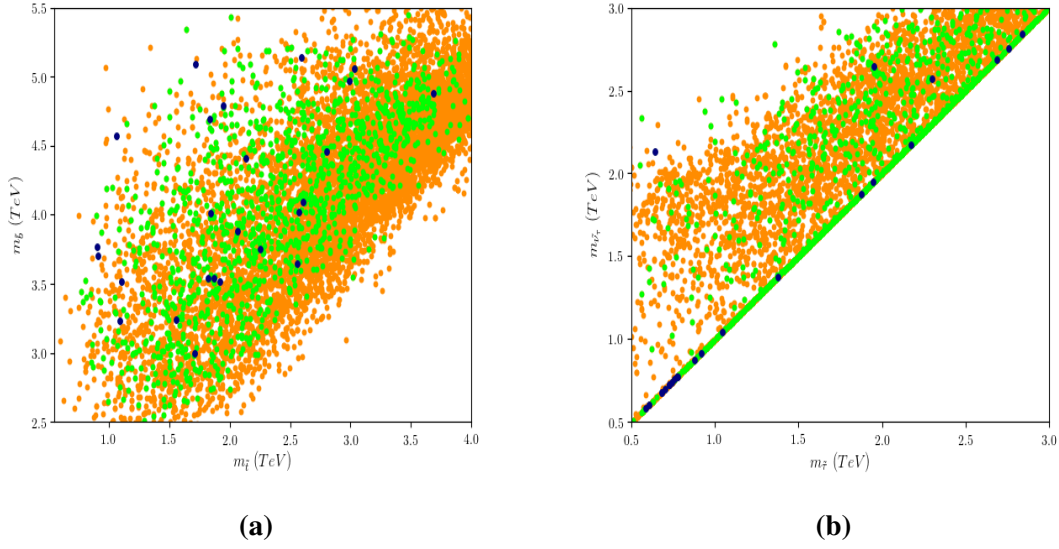
Şekil 3.15: NMSSM’de (a) m_0 ’ın $M_{1/2}$ ’ye göre grafiği, (b) A_0 ’ın $\tan \beta$ ’ya göre grafiği

Şekil (3.15)’te m_0 ’ın $M_{1/2}$ ’ye göre ve A_0 ’ın $\tan \beta$ ’ya göre grafikleri verilmiştir. Buna göre m_0 ve $M_{1/2}$ ’nin $1.5TeV$ ’den büyük olduğu bölgeler deneysel sınırlamaları sağlamak için daha uygundur. Ayrıca Şekil (3.15 (b)) incelendiğinde $\tan \beta$ ’nın 20’den küçük olduğu bölgelerin bu modelde deneysel sınırların sağlanması için daha elverişli olduğu söylenebilir.



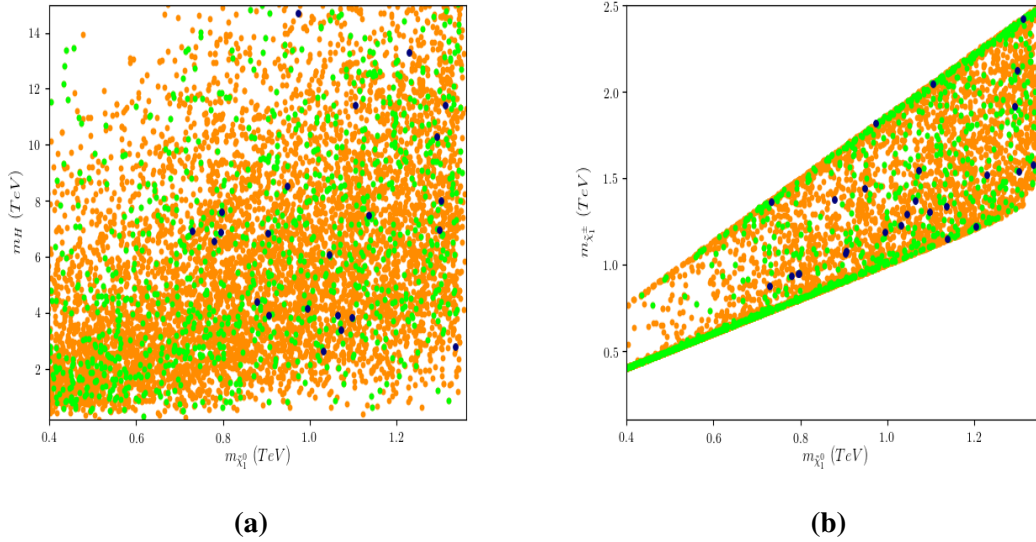
Şekil 3.16: NMSSM’de (a) κ ’nın μ_{eff} ’ye göre grafiği, (b) $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$ ’nin $\tan \beta$ ’ye göre grafiği

Şekli(3.16)’da κ ’nın μ_{eff} ’e göre ve $B \rightarrow X_s \gamma$ bozunumunun dallanma oranının $\tan \beta$ ’ya göre grafikleri verilmiştir. Buna göre Şekil (3.16 (a))’ya bakıldığında μ_{eff} ’in $3TeV$ ’den küçük olduğu bölgelerin daha uygun olduğu görülmektedir. Ayrıca dallanma oranı diğer modellerde olduğu gibi küçük $\tan \beta$ durumunda daha fazladır.



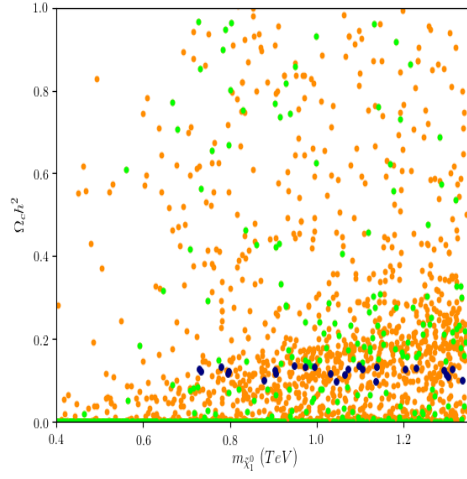
Şekil 3.17: NMSSM’de (a) m_t ’in m_b ’ye göre grafiği, (b) m_τ ’nin m_{ν_τ} ’ya göre grafiği

Şekil (3.17)’de skaler üst kuark kütesinin skaler alt kuark kütesine göre grafiği ve skaler tau kütesinin skaler tau nötrino kütesine göre grafiği verilmiştir. Buna göre Şekil (3.17 (a))’ya göre NMSSM çerçevesinde karanlık madde kalıntı yoğunluğu ölçümlerinin sağlanabilmesi için $m_b > 3TeV$ olan bölgeler taranmalıdır. Ayrıca Şekil (3.17 (b))’ye göre ise m_τ ve m_{ν_τ} ’nin $1TeV$ ’den düşük değerleri deneylerle uyum gösterme açısından daha elverişlidir.



Şekil 3.18: NMSSM’de (a) $m_{\chi_1^0}$ ’nin m_H ’ye göre grafiği, (b) $m_{\chi_1^\pm}$ ’nin $m_{\chi_1^0}$ ’ya göre grafiği

Şekil (3.18)’de nötrino kütesinin CP-çift ağır Higgs bozonu kütesi ve yükliino kütesine göre grafikleri verilmiştir. Şekil (3.18 (a))’ya göre en küçük nötrino kütesini sağlayan m_H , $7TeV$ mertebesinde iken nötrino kütesi arttıkça m_H belirgin bir davranış göstermemektedir. Şekli(3.18 (b))’ye göre ise diğer modellerde olduğu gibi nötrino ve yükliino kütlelerinin doğru orantılı olduğu görülmektedir.



Şekil 3.19: NMSSM’de (a) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ’nin $\Omega_c h^2$ ’na göre grafiği

Şekil (3.19)’da ise karanlık madde kalıntı yoğunluğunun nötralino kütlesine göre grafiği verilmiştir. Grafiğe göre nötralino kütlesi arttıkça kalıntı yoğunluğu için elde edilen değer de artmakla birlikte nötralino kütlesinin $700 GeV$ ’den büyük olduğu bölgeler deneysel verilerle daha uyumludur.

4. ZAYIF ETKİLEŞİM

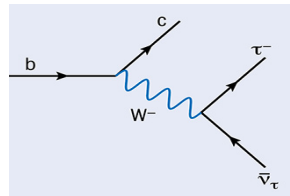
4.1 Standart Model’de Zayıf Etkileşim

Elektrozayıf simetri kırılmadan önce $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar teorisinin, dört adet kütesiz ayar alanına sahip olduğu düşünülmektedir. Bunlardan üçü $SU(2)_L$ ayar alanları W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) ve bir tanesi ise $U(1)_Y$ ayar bozonu B_μ ’dür. $SU(2)_L$ sol el kiral parçacıklara duyarlı olduğu için W_μ^i alanları sadece sol el kiral parçacıklarla etkileşime girer. Bunun yanısıra B_μ hem sol el kiral hem de sağ el kiral parçacıklarla etkileşime girebilmektedir. Elektrozayıf simetrisinin kırılması ile birlikte zayıf etkileşimden sorumlu, kütleli üç adet fiziksel bozon oluşmuştur. Bunlar, yüklü W^\pm bozonları ve yüksüz Z^0 bozonudur. W^\pm ve Z^0 bozonları, W_μ^i ve B_μ alanlarının karışımı sonucu oluşmuştur (Denklem (4.1)).

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm W_\mu^2) \\ Z_\mu &= \frac{-g' B_\mu + g W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \end{aligned} \quad (4.1)$$

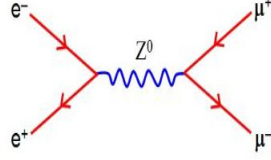
Denklem (4.1)’de $U(1)_Y$ bağlaşım sabiti ise g' , $SU(2)_L$ bağlaşım sabiti g ’dir. W^\pm bozonu yalnızca W_μ^i ile tanımlandığı için yalnızca sol el kiral parçacıklarla etkileşime girer. Ancak Z^0 bozonu hem W_μ^3 hem de B_μ içerir. Bu nedenle hem sol el kiral hem de sağ el kiral parçacıklarla etkileşime girebilir. Parçacıkların bozunumlarından sorumlu olan zayıf etkileşimde W^\pm ve Z^0 bozonlarının farklı görevleri vardır.

W^\pm bozonları Standart Model’de leptonlara bağlaşım yaptığında lepton aile sayısının korunmasını sağlar. Kuarklara bağlaşım yaptığında ise çeşni değişimine neden olur. Bu sürece yüklü akım etkileşimleri ismi verilir. Standart Model, yüklü akım etkileşimlerinin en temel seviyede- ağaç seviyesinde- gerçekleşmesine izin verir. Alt kuark (b), yukarı kuarkla (u) ve tılsımlı kuarkla (c) yüklü akım etkileşimleri yoluyla bağlaşım yapabilir. $b \rightarrow c + \tau + \bar{\nu}_\tau$ bozunumuna ilişkin Feynman diyagramı Şekil (4.1)’de verilmiştir.



Şekil 4.1: $b \rightarrow c + \tau + \bar{\nu}_\tau$ bozunumuna ait Feynman diyagramı

Z^0 bozon ise leptonlara bağlaşım yaptığında lepton çeşnisinin, kuarklara bağlaşım yaptığında ise kuark çeşnisinin korunmasını sağlar. Z^0 etkileşimi yüksüz akım etkileşimi olarak adlandırılır ve Standart Model’de ağaç seviyesinde izinli bir süreçtir. $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ bozunumuna ait Feynman diyagramı Şekil 4.2’de gösterilmiştir.



Şekil 4.2: $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ bozunumu Feynman diyagramı

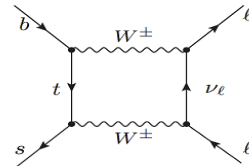
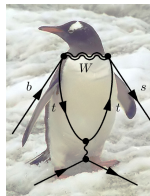
Elektrozayıf etkileşimi tanımlayan lagranjiyan Denklem (4.2) ile verilen yüklü akım etkileşimleri ve yüksüz akım etkileşimlerini içermektedir (Buras, 1998).

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{int}}^{\text{EW}} &= \mathcal{L}_{\text{CC}} + \mathcal{L}_{\text{NC}} \\ \mathcal{L}_{\text{CC}} &= \frac{g_w}{\sqrt{2}} \left(J_{\mu}^+ W^{\mu+} + J_{\mu}^- W^{\mu-} \right) \\ \mathcal{L}_{\text{NC}} &= -e J_{\mu}^{\text{em}} A^{\mu} + \frac{g_w}{\cos \theta_w} J_{\mu}^0 Z^{\mu}\end{aligned}\quad (4.2)$$

Lagranjiyan ifadesinde geçen yüklü ve yüksüz akımlar ise Deklem(4.3) ile verilmiştir.

$$\begin{aligned}J_{\mu}^+ &= \left(\bar{u} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) d' \right) + \left(\bar{c} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) s' \right) + \left(\bar{t} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) b' \right) + \left(\bar{\nu}_e \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) e \right) \\ &\quad + \left(\bar{\nu}_{\mu} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \mu \right) + \left(\bar{\nu}_{\tau} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \tau \right) \\ J_{\mu}^- &= \left(J_{\mu}^+ \right)^{\dagger} \\ J_{\mu}^0 &= \sum_f \bar{f} \gamma_{\mu} \left(c_V - c_A \gamma_5 \right) f\end{aligned}\quad (4.3)$$

Yüksüz akım etkileşimlerinde ağaç seviyesinde çeşni değişimi gerçekleşmez. Yani Z^0 bozon farklı çeşnilerdeki kuarklara bağlaşım yapmaz. Aslında hiç bir yüksüz ayar bozonu çeşni değişimine neden olmaz. Ancak yine de aynı yüke sahip farklı çeşniler arasında geçiş mümkündür. Standart Model'de ağaç seviyesinde yasaklı olan bu geçiş, halka seviyesinde izinlidir. Halka seviyesinde çeşni değişimi yine W^{\pm} bozonlarıyla gerçekleşir. Bu sürece "çeşni değiştiren yüksüz akım (FCNC)" ismi verilir. Halka seviyesindeki FCNC süreçleri bozunumun çeşidine göre penguen ya da kutu Feynman diyagramları ile ifade edilir. $b \rightarrow sl^+l^-$ bozunumuna ait penguen diyagramı ve $B_s \rightarrow l^+l^-$ bozunumuna ait kutu diyagramı Şekil (4.3)'te gösterilmiştir.



Şekil 4.3: $b \rightarrow sl^+l^-$ penguen diyagramı ve $B_s \rightarrow l^+l^-$ kutu diyagramı

FCNC halka seviyesinde gerçekleştiği için sürecin kuantum yapısı hakkında önemli bilgiler verir. Hem halka seviyesinde olması hem Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM) matrisine

bağlı olması hem de GIM mekanizması nedeniyle çeşni değiştiren yüksüz akımlar Standart Model’de oldukça baskılanmıştır. Halka içerisinde enerji ve momentum korunumu geçerli değildir. Yani halka içerisinde Standart Model’in en ağır parçacıkları bulunabilir (Lingel, 1998).

Fermiyonların Higgs alanı ile etkileşimi Yukawa etkileşimi olarak adlandırılır. Elektrozayıf simetri kırılmasından sonra Higgs alanıyla etkileşen bu parçacıklar kütle kazanır. Bu nedenle parçacıkların kütlesi Yukawa bağlaşımı ile orantılıdır. Yukawa bağlaşımaları 3×3 kompleks matris formundadır ve diyagonal değildir. Parçacık kütleleri ve Yukawa matrisleri arasında Denklem (4.4) ile verilen ilişkiden dolayı parçacıkların kütle matrisleri de diyagonal değildir. Denklem (4.4)’te v Higgs alanının vakum beklenen değerini göstermektedir.

$$M_f = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_f \quad (4.4)$$

Yukawa matrislerini dolayısıyla kütle matrislerini diyagonal hale getirmek için birimsel bir matrise ihtiyaç vardır. Bu matris çeşni değişimini de sağlayan CKM matrisidir.

Standart Model’de yukarı tipli kuarklar için elektrozayıf öz durumları ve fiziksel öz durumlar aynıdır. Ancak aşağı tipli kuarklar için elektrozayıf öz durumları (d', s', b') ile fiziksel öz durumlar (d, s, b) farklıdır. Bu iki öz durum arasındaki bağlantı Yukawa matrisi diyagonalize etmek için de kullanılan CKM matrisi ile gerçekleşir.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

CKM matrisin genel ifadesi Denklem (4.6)’da verilmiştir. Matrisin elemanları fiziksel büyüklüklere bu nedenle uygun deneylerle belirlenir.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Nadir B mezon bozunumları CKM matrisin üçüncü satır ve üçüncü sütun elemanlarının belirlenmesi için kullanılır. Bu nedenle yeni fizik için kapı aralamasına bile nadir bozunumlar Standart Model için oldukça önemlidir.

CKM matrisinin üç farklı parametrizasyonu vardır. Bunlardan KM parametrizasyonu, orjinal versiyonudur (Denklem (4.7)). Üç tane değişim açısı ($\theta_1, \theta_2, \theta_3$) ve bir tane faz faktörü (δ) içerir.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Denklem (4.7)'de s_i ve c_i sırasıyla $\sin\theta_i$ ve $\cos\theta_i$ fonksiyonlarının kısaltmasıdır. Standart parametrizasyonda değişim açıları Euler açıları cinsinden verilmiştir ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$) ve bir tane faz faktörü (δ) içerir.

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Son olarak Wolfenstein parametrizasyonunda A, λ, ρ, η ile gösterilen dört farklı parametre vardır.

$$\begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (4.9)$$

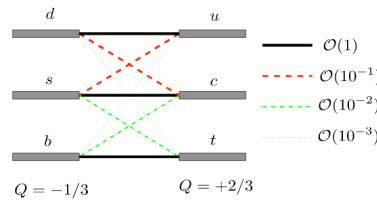
CKM matrisinde faz faktörü (δ) zayıf etkileşimdeki CP ihlalinin sebebi olduğu düşünülmektedir (Browder, 1995). CKM matrisi birimsel bir matristir.

$$V_{CKM} V_{CKM}^\dagger = \mathbf{1} \quad (4.10)$$

Bu özelliği nedeniyle Denklem (4.11)'i sağlar.

$$\sum_{i=u,c,t} V_{ib}^* V_{is} = 0 \quad (4.11)$$

Denklem (4.10) ve dolayısıyla Denklem (4.11), Standart Model'de ağaç seviyesinde yüksüz akım etkileşiminin yasaklı olmasının sebebidir. Standart Model'de ağaç seviyesinde bozunum gerçekleşseydi, bu ancak yüksüz ayar bozonlarıyla olabilirdi. Dolayısıyla Standart Model'in ağaç seviyesinde bu bozunuma izin vermemesi yüksüz ayar bozonlarının parçacık ailesini koruduğu sonucunu doğurur. Yüklü akım etkileşimleri vasıtasıyla alt kuark, yukarı kuark, tılsım kuark ve üst kuarktan herhangi birine dönüşebilir. Şekil (4.4)'e göre halka seviyesinde en olası dönüşüm üst kuarka dönüşmesidir. İkinci sırada tılsım kuark yer alır. En küçük olasılıklı dönüşüm ise yukarı kuarka dönüşümdür.



Şekil 4.4: Çeşni değişimde hiyerarşi

FCNC süreçleri hem Standart Model için hem de olası yeni fizik araştırmaları için oldukça önemlidir. Bu süreçlerin oldukça baskılanmış süreçler olması ve halka seviyesinde gerçekleşmesi nedeniyle yeni fiziğe kapı açabileceği düşünölmektedir. Yeni fizik araştırmalarından bir tanesi Lepton Çeşni Evrenselliğidir (LFU). LFU'ya göre lepton aileleri elektrozayıf ayar bozonlarına eşit şiddette bağlanırlar. Bu hipotez Standart Model'in önemli öngörülerinden birisidir. Yapılan deneylerde bazı FCNC süreçleri için LFU ölçümlerinde anomaliler saptanmıştır. Bu anomaliler yeni fizik için önemli işaretlerdir. Ayrıca FCNC süreçleri Standart Model ötesi teorilere sınırlamalar getirebilir. Sürece katılan yeni bir parçacık varsa halka içinde oluşabilir ve etkileri dolaylı olarak gözlenebilir. Bu gibi nedenlerle FCNC süreçleri yeni fizik araştırmalarında önemli bir yere sahiptir.

4.1.1 Dallanma Oranının Hesaplanması

Bir parçacığın birim zamandaki bozunma olasılığına *bozunma oranı* denir ve Γ ile gösterilir. Bu parçacık (örneğin b quark) birden fazla bozunum kanalına sahip olabilir. Herhangi bir bozunum kanalına baktığımızda bu bozunumun olası tüm bozunumlara oranına *Dallanma Oranı* denir ve BR ile gösterilir.

$$BR(b \rightarrow s\gamma) = \frac{\Gamma}{\Gamma_{tot}} \quad (4.12)$$

Herhangi bir parçacık için bozunma oranı, dolayısıyla dallanma oranı hesaplanırken Fermi'nin altın kuralı kullanılır. Bu kurala göre bozunma oranı, bozunumun genliğinin karesinin ($|\mathcal{M}|^2$) faz uzayı üzerinden integre edilmesiyle elde edilir.

$$\Gamma(b \rightarrow s\gamma) = \frac{1}{2\pi m_b} \int |\mathcal{M}|^2 \frac{d^3\vec{p}_2}{(2\pi)^3 2E_2} \frac{d^3\vec{p}_3}{(2\pi)^3 2E_3} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 - p_2 - p_3) \quad (4.13)$$

Burada Feynman diyagramları, bozunuma ait tüm dinamik bilgiyi içeren genliğin hesaplanması için kullanılır. Efektif düşük enerjilere geçiş yapabilmek için yüksek serbestlik dereceleri (Standart Model ağır parçacıkları W, Z bozonları ve üst quark) integre edilmelidir. Bu integrasyon sonucunda sürece katılan Standart Model ağır parçacıkları etkilerini dolaylı olarak efektif ayar bağlaşımlarında, Wilson katsayılarında ya da enerjiye bağlı değişen kütlede gösterir (Lingel, 1998).

Nadir bozunumların genliklerini hesaplamak için operatör çarpım açılımı kullanılabilir. Buna göre bozunumun genliğini hesaplamak için Denklem (4.14) kullanılır.

$$A = \langle F | H_{eff} | I \rangle \quad (4.14)$$

Burada F bozunum sonucu oluşun parçacığı, I ise bozunumdan önceki parçacığı temsil etmektedir. En temel nadir bozunumlardan olan $b \rightarrow s$ bozunumları için efektif hamiltonyen ise Denklem (4.15) ile verilmiştir.

$$H_{eff}(B \rightarrow X_s \gamma) = \frac{-4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \sum_i C_i(\mu) \mathcal{O}_i(\mu) \quad (4.15)$$

Denklem (4.15)'te C_i Wilson katsayısı, \mathcal{O}_i ise sürece dâhil olan kuark spinörleri ile orantılı operatördür. \mathcal{O}_1 ve \mathcal{O}_2 operatörleri akım-akım operatörleridir. \mathcal{O}_{3-6} operatörlerine ait Wilson katsayıları çok küçüktür. Bu nedenle ihmal edilebilir. \mathcal{O}_7 operatörü $B \rightarrow X_s \gamma$ bozunumu için en baskın olan operatördür. Elektromanyetik penguin operatörü olarak adlandırılır (Denklem (4.16)). \mathcal{O}_8 ise gluon etkilerini içeren operatördür (Greub, 1997).

$$\mathcal{O}_7 = \frac{e\bar{m}_b(\mu)}{8\pi^2} \left(\bar{s} \sigma^{\mu\nu} [1 + \gamma_5] b \right) F_{\mu\nu} \quad (4.16)$$

Buna göre $B \rightarrow X_s \gamma$ bozunumu için bozunma oranı kuark seviyesinde Denklem (4.17) ile yazılabilir (Koppenburg, 2016). Burada s kuarkın kütlesi b kuarka göre oldukça küçük olduğu için ihmal edilmiştir.

$$\Gamma(b \rightarrow s \gamma) = \frac{G_F^2 \alpha_{em} m_b^5}{32\pi^4} |V_{ts}^* V_{tb}|^2 |C_7|^2 \quad (4.17)$$

FCNC süreçlerinde bir diğer önemli bozunum kanalı ise $B \rightarrow K^{(*)} l^+ l^-$ bozunumudur. Semileptonik olan bu bozunum için baskın olan operatörler \mathcal{O}_9 ve \mathcal{O}_{10} Denklem (4.18)'de verilmiştir (Giri, 2018).

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_9 &= 0 [\bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) b] [\bar{l} \gamma_\mu l] \\ \mathcal{O}_{10} &= [\bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) b] [\bar{l} \gamma_\mu \gamma^5 l] \end{aligned} \quad (4.18)$$

Bozunma oranının hesaplanmasında operatörler ve Wilson katsayıları belirleyicidir. Wilson katsayıları halka içerisindeki iraksayan integrallerin renormalizasyon grup eşitleri ile çözümlenmesi sonucu elde edilir. Enerji skalasına bağlı olarak tanımlanır. Yeni fizik sinyallerinin halka içinde bulunduğu düşünüldüğünde, bu sinyallerin etkisi Wilson katsayıları üzerinde olmalıdır. Bu nedenle Standart Model ötesi fizik araştırmalarında önemli bir yere sahiptir.

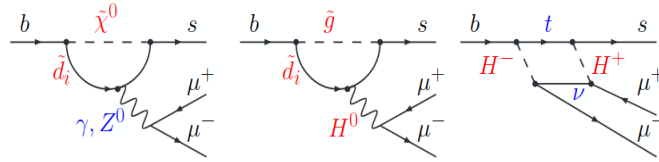
4.2 Süpersimetride Zayıf Etkileşim

FCNC süreçleri yeni fizikle ilgili bilgi verir. Bu nedenle yeni fizik teorilerinden biri olan süpersimetri için de oldukça önemlidir. Süpersimetride çeşni değişimi, çeşninin dinamiği ve süpersimetrimin kırılma mekanizmasının etkileşiminden kaynaklanmaktadır. Ayrıca FCNC süreçleri süpersimetrimin kırılma mekanizması ile ilgili bilgiler içerir (Besmer, 2001). Süpersimetri Standart Model'e ek yeni parçacıklar içeren bir teoridir. Bu nedenle çeşni değişim süreçleri bu yeni parçacıklardan etkilenir.

Süpersimetride çeşni değişimi Standart Model'e benzer olarak halka seviyesinde gerçekleşebileceği gibi (R paritenin korunduğu modeller) ağaç seviyesinde de gerçekleşebilir (R paritenin korunmadığı modeller) (Kundu, 2003). Çeşni değişim süreçleri ile ilgili bir çok

yaklaşım mevcuttur. Bunlardan biri süpersimetrideki çeşni değişim süreçlerini Standart Model'deki süreçler ile aynı seçmektir. Bu yaklaşıma Minimal Çeşni İhlali (MFV) adı verilir. MFV yaklaşımında çeşni değişimin sebebi, aynen Standart Model'de olduğu gibi Yukawa bağlaşımı yani CKM matrisleridir. Süpersimetri, MVF yaklaşımı dışında çeşni değişimi için herhangi bir kaynak önermez. Ayrıca Standart Model'de olduğu gibi MFV'de de sağ el kiral akım yoktur (Straub, 2010). Dolayısıyla süreç Standart Model ile aynı şekilde gerçekleşir. Yalnızca süpersimetrimin içerdiği yeni parçacıklar halka içerisinde bulunabilir, bu da Wilson katsayıları üzerinde etkisini gösterir.

İçerdiği parçacık sayısı bakımından en minimal süpersimetrik teori olan Minimal Süpersimetrik Standart Model'de (MSSM) Standart Model'e ek olarak yüklü Higgs bozonları (H^\pm), yüklino ($\tilde{\chi}^\pm$), nötralino ($\tilde{\chi}^0$), gluino (\tilde{g}) ve skaler fermiyonlar bulunmaktadır. Bu yeni parçacıkların katkısını temsil eden ilgili Feynman diyagramları Şekil 4.5'te verilmiştir.



Şekil 4.5: MSSM parçacıklarının sürece dâhil olduğu Feynman diyagramları

Şekil 4.5'te görüldüğü gibi bu parçacıklardan yüklü Higgs bozonları ve yüklinolar yüklü parçacık oldukları için halka içinde u-tipli (s)kuarklar bulunabilir. Ancak nötralino ve gluino yüksüz parçacık olduğu için halka içerisinde d-tipli (s)kuarkla bulunabilir.

MFV çerçevesinde sürece katılan bu yeni parçacıkların Standart Model bozunma oranına etkisi için aşağıdaki yorumlar yapılabilir (Straub, 2010).

- H^\pm her zaman Standart Model hesaplarına yapıcı katkıda bulunur.
- $\tilde{\chi}^\pm$ büyük $\tan \beta$ ' da baskın olan katkıyı verir. Etkisi yapıcı da ($\mu < 0$ durumunda) yıkıcı da ($\mu > 0$) olabilir (Okumura, 2004).
- $\tilde{\chi}^0$ katkısı ihmal edilebilir.
- \tilde{g} MFV olmayan süreçlerde etkisi daha baskındır.

MFV yaklaşımının yanı sıra Standart Model'e ek olarak çeşni değişim süreçleri de içeren süpersimetrik yaklaşımlar vardır. Bu yaklaşımlarda skaler fermiyon kütle matrisleri çeşni değişiminin yeni kaynağıdır (Okada, 2000). Kuark ve skaler kuark kütle matrislerinin aynı anda diyagonal olmaması FCNC süreçlerine neden olur (Kundu, 2003). Bu yaklaşımda süpersimetri, Wilson katsayılarının yanında operatörleri de değiştirir. Çünkü Standart Model

ile sınırlanmamış MSSM'de sağ el kiral akım da tanımlıdır. Ayrıca FCNC süreçlerinin ağaç seviyesinde gerçekleşmesine de izin verir.

Standart Model ötesi çeşni değişimine izin veren bu yaklaşımda skaler fermiyon kütle matrislerinin diyagonal olmayan elemanları "kütle ekleme" yaklaşımı ile ele alınır. Bu yaklaşıma göre fermiyon ve skaler fermiyonların nötral ayarınolara bağlaşımının diyagonal olduğu kabul edilir (Lunghi, 2000). Diyagonal olmayan elemanlar yeterince küçük seçilir ve $(\delta_{ij}^f)_{AB}$ ile gösterilir. Burada ij skaler kuark çeşnisini, AB ise kiral yapısını belirtmektedir. Skaler kuarkın kütle ekleme yaklaşımında kütle matrisi Denklem (4.19)'da verilmiştir (Straub, 2010).

$$M = \tilde{m}^2 \mathbf{1} + \tilde{m}^2 \begin{pmatrix} \delta_{LL} & \delta_{LR} \\ \delta_{RL} & \delta_{RR} \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

$(\delta_{ij}^f)_{AB}$ Denklem (4.20) ile ifade edilir ve $m_{\tilde{q}}^2$ ortalama skaler kuark kütesini sembolize eder.

$$(\delta_{ij}^f)_{AB} = \frac{\delta_{ij}^f}{m_{\tilde{q}}^2} \quad (4.20)$$

Skaler kuark kütlelerinden kaynaklanan çeşni değişim süreçlerinde baskın olarak katkı veren süpersimetrik parçacık gluinodur (Altmannshofer, 2009).

FCNC süreçlerine dair yapılan deneysel ölçümler süpersimetri kırılma terimlerinin sayısına ve büyüklüğüne sınır koyar (Borzumati, 2000). Bunun yanı sıra skaler fermiyon kütlelerine de sınır koyar. Bu nedenle FCNC ölçümleri süpersimetri sinyallerinin araştırılmasında önemli rol üstlenmektedir.

5. B FİZİĞİ

Standart Model'in öngördüğü ve deneysel olarak keşfedilmiş temel parçacıklardan birisi de alt kuarktır. Alt kuark kısaca "b- kuark" olarak da adlandırılmaktadır. Bilindiği gibi Standart Model üç adet parçacık ailesi içerir. Bu aileler içinde alt kuark 3. aile içerisinde yer alır. Ailenin diğer üyesi üst kuarktır. Alt kuark, tüm kuark çeşnileri içerisinde önemli bir yere sahiptir. Bunun nedenlerinden biri kütlece en ağır kuarklardan olmasıdır. Kütle hiyerarşisine baktığımızda üst kuarkın alt kuarktan daha ağır olduğunu görebiliriz. Ancak üst kuark bu fazla kütesinden dolayı hemen bozunuma uğrama eğilimindedir. Bu da bozunumlarının incelenmesini zorlaştırmaktadır. Bu nedenle alt kuark araştırmacılar için önemlidir.

B fiziği ise karşıt alt kuark ile oluşturulmuş mezonları inceler. Değişik çeşniler ile oluşturulabilecek B mezonları Tablo 5.1'de verilmiştir.

Tablo 5.1: Karşıt alt kuarkla oluşturulan B mezonları

Mezon Türü	Parçacık içeriği
B^+	$\bar{b} + u$
B^0	$\bar{b} + d$
B_s^0	$\bar{b} + s$
B_c^+	$\bar{b} + c$

Karşıt alt kuark aynı zamanda alt kuarkın kendisiyle de birleşebilir. Ancak bunun gerçekleşebilmesi için kuarkların birbirlerine bağlı durumda olmaları, diğer bir deyişle gluon ile etkileşime girmesi gerekir. Böyle mezonlara *bottomonium* adı verilir. Eğer karşıt alt kuark ve alt kuark birbirine bağlı değil de serbest haldelerse, o zaman bu iki kuarkın birleşmesi mezon oluşturmaz, foton oluşturur.

B mezonu oluşumunda güçlü etkileşim rol oynamasına rağmen B mezonlar yalnızca zayıf etkileşim yoluyla bozunurlar (Browder, 1995). Alt kuarkın bozunumları gibi B mezon bozunumları da yeni fizik için önemli rol oynar. B mezon bozunmaları için yapılan ölçümler Standart Model ve Standart Model ötesi süreçlerle ilgili gözlem yapma olanağı sağlar. B mezon bozunumlarını incelemek için bir çok yöntem vardır. Bunlardan biri Standart Model'in bilinen kanallarda bozunma oranını tahmin ederek ölçümlerle bunu karşılaştırmaktır. Diğer bir yöntem ise farklı yöntemlerle CKM parametrelerinin ölçümlerini alıp tutarlı olup olmadığını kontrol etmektir (Artuso, 2009). CKM parametreleri kuark durumları arasındaki çeşni karışımını açıklayan CKM matrisine ait parametrelerdir.

5.1 Nadir B Mezon Bozunumları

B mezonu alt kuark içerdiği için nadir bozunumları yeni fizik için oldukça önemlidir. Önemli B bozunumlarından birisi B mezonunun garip kuark içeren herhangi bir mezona (X_s) ve fotona(γ) bozunumudur.

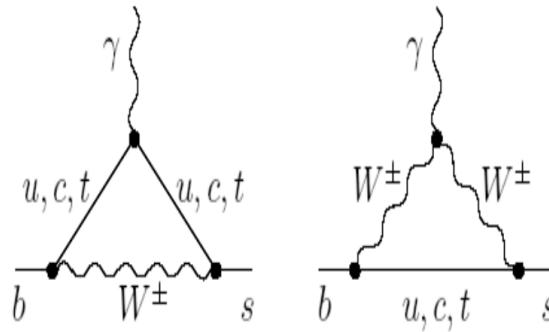
$$B \rightarrow X_s \gamma \quad (5.1)$$

Hem teorik hem de deneysel olarak B mezonu bozunumu yerine alt kuark bozunumunu incelemek daha kolaydır. Bunun nedeni B mezonun hadronik bir yapı olması sebebiyle etkileşiminin bozon seviyesinden çok daha karmaşık olmasıdır (Donoghue, 1995). B mezon bozunumları haricî bozunumlar olarak adlandırılırken alt kuark bozunumu dâhilî bozunum olarak adlandırılır. $B \rightarrow X_s \gamma$ bozunumunu kuark seviyesinde gösterimi Denklem (5.2) ile verilir.

$$b \rightarrow s \gamma \quad (5.2)$$

$B \rightarrow X_s \gamma$ bozunumunun önemli olmasının nedeni B mezon bozunumları içerisinde dalanma oranı en yüksek bozunum olmasıdır. Bunun yanı sıra teorik ve deneysel olarak Denklem (5.1) ile verilen bozunumun süreçlerine dair son derece tutarlı bilgiler mevcuttur. Bu nedenle yeni fizikle ilgili herhangi bir gelişmeyi test edebilmek için kullanılan önemli parametrelerden birisi, bu bozunumun ölçümleri ile tutarlı olup olmamasıdır.

$B \rightarrow X_s \gamma$ bozunumu için teorik ve deneysel sonuçlar bire bir aynı sonucu vermemektedir. Sonuçlar arasındaki farklılıklar için bir çok açıklama yapılabilir. Bu tezde nadir B mezon bozunumları, özellikle $B \rightarrow X_s \gamma$ bozunumu, için deneysel veriler ve teorik hesaplamalar arasındaki anomalilerin kaynağı süpersimetrik modeller yardımıyla incelenecektir.

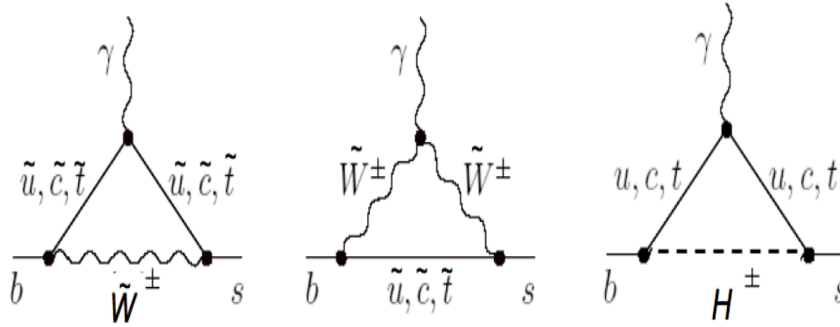


Şekil 5.1: Standart Model'de $b \rightarrow s \gamma$ bozunumu Feynman diyagramları

Alt kuarkın garip kuarka dönüşümü "Çeşni değiştiren yüksüz akım (FCNC)" süreci olarak adlandırılır. Bu değişim çeşni simetrisine göre gerçekleşmektedir. Çeşni simetrisi, aynı etkilere sahip parçacıkların birbirlerine dönüşebileceklerini ifade etmektedir. Burada foto-

nun görevlerinden biri enerji ve momentumun korunumunu sağlamaktır. $b \rightarrow s\gamma$ bozunumu için Feynman diyagramı Standart Model çerçevesinde Şekil (5.1) ile gösterilir (Gladyshev, 2012).

$B \rightarrow X_s\gamma$ bozunumunda yükün korunması gerektiğinden halka içindeki bozonlar yüklü olması gerektiği unutulmamalıdır. Süpersimetri sözkonusu olduğunda teoriye giren yeni parçacıklar da bozunuma katkıda bulunacaktır. Bu durumda çizilebilecek Feynman diyagramları Şekil (5.2)'de verilmiştir.



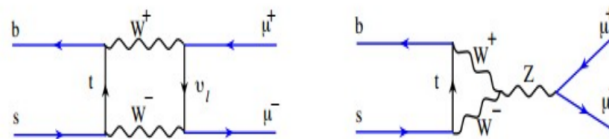
Şekil 5.2: MSSM'de $b \rightarrow s\gamma$ bozunumu için Feynman diyagramları

$U(1)'$ Model çerçevesinde bakıldığında ise $b \rightarrow s\gamma$ bozunumu için Feynman diyagramında bir değişiklik olmaz. Çünkü $U(1)'$ modelinin MSSM'den farklı olarak süpersimetriye katkısı yalnızca Z' bozondur. Z' elektriksel olarak nötr bir bozondur (Zhang, 2008). Bu nedenle $b \rightarrow s\gamma$ bozunumunda kullanılamaz. Yani $U(1)'$ Model'de Feynman diyagramı MSSM için çizilecek Feynman diyagramı ile aynıdır.

Yeni fizik için önemli diğer bir bozunum türü ise B mezonun çift müona (μ) bozunmasıdır (Denklem (5.3)).

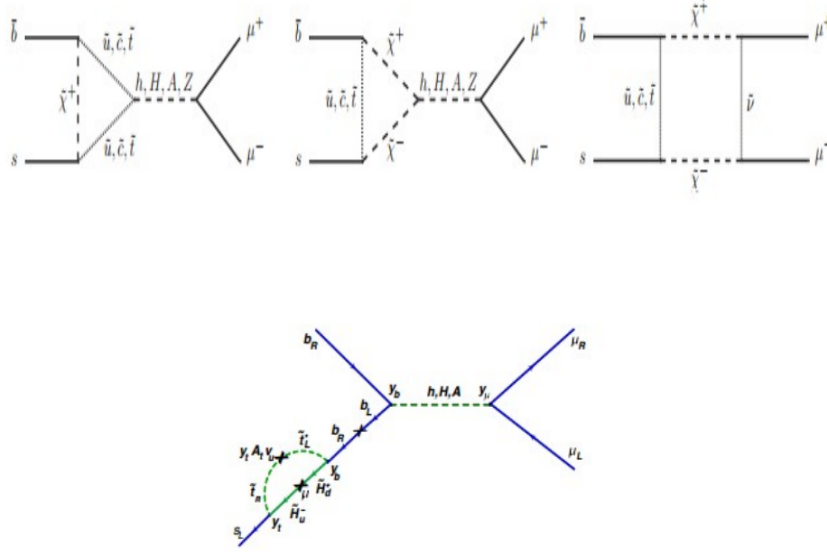
$$B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad (5.3)$$

Bu bozunumun dallanma oranı $b \rightarrow s\gamma$ bozunumuna göre çok düşüktür ancak yapılan son deneylere göre Standart Model ile büyük bir uyum içerisindedir (Aaij, 2017). O nedenle yeni fizik arayışında filtre görevi görmektedir. Standart Model çerçevesinde bakıldığında $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ bozunumu için Feynman diyagramı Şekil (5.3)'te verilmiştir.



Şekil 5.3: Standart Model'de $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ bozunumu için Feynman diyagramı

MSSM çerçevesinde bozunuma bakıldığında ise teoriye dâhil olan yeni parçacıklar da sürece katılacaklardır. MSSM çerçevesinde bozunuma ait Feynman diyagramı Şekil (5.4) ile verilmiştir.



Şekil 5.4: MSSM’de $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ bozunumu Feynman diyagramları

$U(1)'$ Model söz konusu olduğunda teoriye katılan yeni bozon (Z') da bozunuma katkıda bulunacaktır. Karakteristik olarak Z bozonun özelliklerini taşıyan Z' bozonu Şekil (5.4)’te görülen Z bozonlarının yerini alacaktır.

B fiziği bir çok deney ile inceleme altındadır. CERN’de LHCb deneyi B mezonu bozunumlarına ilişkin bilgiler toplamaktadır. Bunun yanı sıra SLAC hızlandırıcı merkezinde BaBar deneyi ile B fiziğini incelemektedir. Japonyada KEK’de Belle deneyi ve CESR’de CLEO deneyi de yine B bozunumlarına ilişkin veriler toplamaktadır.

5.2 Lepton Çeşni Evrenselliği ve İhlali

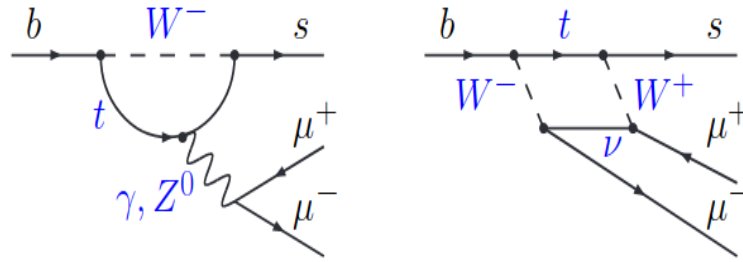
Standart Model çerçevesinde bir lepton ailesinin W bozon ve Z bozonla etkileşimi, diğer lepton ailelerinin bu bozonlarla etkileşimi ile aynı özelliklere sahiptir. Yani üç aile de W bozon ve Z bozona aynı şekilde bağlaşım yapar. Buna lepton çeşni evrenselliği (LFU) denir. LFU’ya göre bir parçacığın her bir lepton ailesine bozunumunda dallanma oranları aynıdır. LFU, Standart Model çerçevesinde oldukça kısıtlayıcıdır. Bu nedenle deneysel olarak bu evrenselliğin ihlali yeni fizik kapısını açabileceği için çok önemlidir.

Bu tezde, B mezonun çeşni değiştiren nötral akım (FCNC) süreciyle K mezona bozunumunda, lepton çeşni evrenselliğini tanımlayan oranlardaki anomalilerle çalışılmıştır. Bu bozunumlar semileptonik bozunumlardır. Semileptonik bozunumlar Standart Model’de ağaç seviyesinde gerçekleşemez ve CKM matrisi ile baskılanmıştır. Bu nedenle yeni fizik sin-

yalleri bu bozunumlarda aranmaktadır. İlgilendiğimiz süreçler Denklem (5.4)'te verilmiştir.

$$\begin{aligned}
B^\pm &\rightarrow K^\pm l^+ l^- \\
B^0 &\rightarrow K^0 l^+ l^- \\
B^+ &\rightarrow K^{*+} l^+ l^- \\
B^0 &\rightarrow K^{*0} l^+ l^-
\end{aligned} \tag{5.4}$$

Denklem (5.4) ile verilen bozunumlar kuark seviyesinde alt kuarkın garip kuarka dönüştüğü semileptonik süreçlerdir. Bozunumlara ait Feynman diyagramları Standart Model çerçevesinde Şekil (5.5)'te gösterilmiştir.



Şekil 5.5: Standart Model'de $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ bozunumuna ait Feynman diyagramı

Bu süreçlere ait bozunma genliğini, buna bağlı olarak da dallanma oranını bulmak için efektif hamiltonyen kullanılır. Semileptonik süreçler için efektif hamiltonyen Denklem (5.5) ile verilir.

$$H_{eff} = \frac{-4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \frac{e^2}{16\pi^2} \sum_i (C_i \mathcal{O}_i + C'_i \mathcal{O}'_i) + h.c. \tag{5.5}$$

Burada C_i Wilson katsayısı, \mathcal{O}_i ise bozunumdan sorumlu operatörlerdir. Semileptonik süreçler için en baskın operatörler elektromanyetik penguen operatörü \mathcal{O}_7 ve semileptonik operatörler \mathcal{O}_9 ve \mathcal{O}_{10} 'dur. \mathcal{O}'_i kirallığı değiştirilmiş operatörler ve C'_i bu operatörlerin Wilson katsayılarıdır. Elektromanyetik penguen operatörü ve semileptonik operatörler analitik olarak Denklem (4.16) ve Denklem (4.18)'de verilmiştir. Wilson katsayılarının Standart Model'deki değerleri ise Denklem (5.6)'da verilmiştir (Li, 2004).

$$\begin{aligned}
C_7 &= -0.313 \\
C_9 &= +4.344 \\
C_{10} &= -4.669
\end{aligned} \tag{5.6}$$

Lepton çeşni evrenselliğini $R(M)$ oranı ile tanımlayabiliriz. M herhangi bir mezon olmak üzere bu oran Denklem (5.7) ile verilir (Bordone, 2016).

$$R_M[q_{\min}^2, q_{\max}^2] = \frac{\int_{q_{\min}^2}^{q_{\max}^2} \frac{d\Gamma}{dq^2} (B \rightarrow M\mu^+\mu^-) dq^2}{\int_{q_{\min}^2}^{q_{\max}^2} \frac{d\Gamma}{dq^2} (B \rightarrow Me^+e^-) dq^2} \quad (5.7)$$

Burada q^2 dilepton değişmez kütle karesidir ve genel olarak $1.1 < q^2 < 6.0 \text{ GeV}^2/c^4$ olduğunda daha iyi teorik tahminler mümkündür. Ayrıca bu aralık $\psi(2S)$ 'in dilepton bozunumunu dışladığı için de kullanışlıdır (Aaij, 2014). Bu nedenle ilerideki bölümlerde yapılan analizler için bu aralık kullanılacaktır.

M ile gösterilen mezon K mezonu ya da uyarılmış K mezonu olduğunda ve integrasyon yapıldığında Denklem (5.8) elde edilir.

$$R(K^{(*)}) = \frac{BR(B \rightarrow K^{(*)}\mu^+\mu^-)}{BR(B \rightarrow K^{(*)}e^+e^-)} \quad (5.8)$$

Lepton çeşni evrenselliği göz önüne alındığında, $R(K^{(*)})$ için Standart Model çerçevesinde hesaplanan değerler Denklem (5.9)'da verilmiştir (Aebischer, 2019).

$$\begin{aligned} R(K) &= 1.0008 \pm 0.0003 \\ R(K^*) &= 0.9964 \pm 0.0006 \end{aligned} \quad (5.9)$$

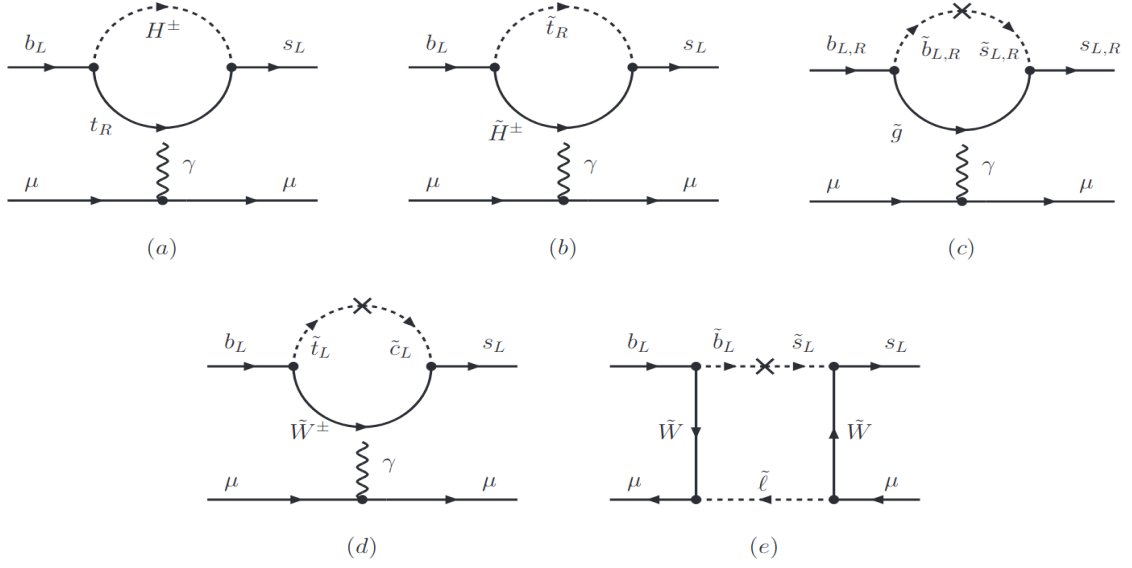
Ancak deneysel verilere bakıldığında yüksek oranda istatistiksel ve sistematik belirsizlik vardır (de Simone, 2018). $R(K^{(*)})$ için deneysel değerler Tablo (5.2)'de verilmiştir. Tablo (5.2)'deki sonuçlar için $1.1 < q^2 < 6.0 \text{ GeV}^2/c^4$ aralığı kullanılmıştır.

Tablo 5.2: LFU için deneysel sonuçlar

	Deneysel Sonucu
$R(K^+)$ (Aaij, 2021)	$0.846_{-0.041}^{+0.044}$
$R(K^0)$ (Choudhury, 2019)	$0.55_{-0.34}^{+0.46} \pm 0.01$
$R(K^{*+})$ (Wehle, 2019)	$0.72_{-0.44}^{+0.99} \pm 0.15$
$R(K^{*0})$ (Wehle, 2019)	$1.06_{-0.38}^{+0.063} \pm 0.14$

Deneysel değerler ile Standart Model tahmini arasındaki bu fark yeni fizik araştırmaları için kullanılmıştır. İlgili bozunumlar FCNC süreçleri olduğu için yeni fizik etkisi Wilson katsayıları üzerinde görülecektir. Süpersimetri teorileri kapsamında bozunma sürecine dâhil olan süpersimetrik parçacıklar Wilson katsayılarına yapıcı ya da yıkıcı katkılarda bulunabilir. MSSM çerçevesinde sürece katkıda bulunan parçacıklar $H^\pm, \tilde{\chi}^\pm, \tilde{g}$ ve $\tilde{\chi}^0$ 'dir. Yeni parça-

cıklarla bozunumun Feynman diyagramları Şekil (5.6) ile verilmiştir.



Şekil 5.6: MSSM’de $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ bozunumuna ait Feynman diyagramı

Şekil (5.6 (a), (b) ve (c)) foton penguin diyagramlarıdır. H^\pm parçacığı halka içinde ise bunun $C_9^{(\prime)}$ a katkısı Denklem (5.10) ile verilir.

$$C_9^{H^\pm} \simeq \frac{m_t^2}{m_{H^\pm}^2} \frac{1}{24} (\cot \beta)^2 f_9^{H^\pm} \left(\frac{m_t^2}{m_{H^\pm}^2} \right) \quad (5.10)$$

Burada $f_9^{H^\pm} \left(\frac{m_t^2}{m_{H^\pm}^2} \right)$ halka fonksiyonudur. Bu katkı $(\cot \beta)^2$ tarafından baskılanmaktadır ve yüklü Higgs bozunumun kütlesi 100GeV ’den büyük olduğunda katkısı $|C_9^{H^\pm}| \lesssim 0.05$ ’dir. Bu nedenle katkı ihmal edilebilir.

\tilde{H}^\pm parçacığının $C_9^{(\prime)}$ a katkısı Denklem (5.11) ile hesaplanır.

$$C_9^{\tilde{H}^\pm} \simeq \frac{7}{72} \frac{m_t^2}{m_{\tilde{t}_R}^2} f_9^{\tilde{H}^\pm} \left(\frac{m_t^2}{m_{\tilde{t}_R}^2} \right) \quad (5.11)$$

Ancak bu katkının anlamlı olabilmesi için \tilde{H}^\pm kütlesi skaler üst kuarkın kütlesinin 5 katından büyük olmalıdır ve bu değer deneysel olarak dışlanmıştır. Bu nedenle bu katkı da ihmal edilebilir.

\tilde{g} parçacığının $C_9^{(\prime)}$ a katkısı Denklem (5.12) ile hesaplanır.

$$(V_{ts}^* V_{tb}) \{C_9^{\tilde{g}}, C_9^{\prime\tilde{g}}\} \simeq \frac{-8}{135} \frac{g_s^2}{g_2^2} \frac{m_W^2}{m_{\tilde{d}}^2} \{(\delta_{bs}^L) (\delta_{bs}^R)\} f_9^{\tilde{g}} \left(\frac{m_{\tilde{g}}^2}{m_{\tilde{d}}^2} \right) \quad (5.12)$$

Ancak ölçülebilir katkının olabilmesi için skaler kuarkların kütlesinin çok küçük olması, gluino kütlesinin ise 200GeV civarında olması gerekir ve bu bölge de deneysel olarak dış-

lanmıştır. Halkaya katılan diğer yeni parçacıklar için de durum aynıdır. Bu parçacıklar da $C_9^{(\prime)}$ da ölçülebilir, sonuca etki edebilecek bir değişiklik gerçekleştirmedikleri için $C_9^{(\prime)}$ a katkıları ihmal edilebilir.

Bunun yanı sıra sürece yeni katılan parçacıkların, diğer bir Wilson katsayısı olan $C_7^{(\prime)}$ a etkisi ölçülebilir ve sonuca etki edebilir düzeydedir. İlk olarak yüklü Higgs bozonunun $C_7^{(\prime)}$ a katkısı Denklem (5.13) ile verilmiştir.

$$C_7^{H^\pm} \simeq \frac{-7}{36} \frac{m_t^2}{m_{H^\pm}^2} f_7^{m_t^2} \left(\frac{m_t^2}{m_{H^\pm}^2} \right) \quad (5.13)$$

Burada halka fonksiyonu $f_7^{m_t^2} \left(\frac{m_t^2}{m_{H^\pm}^2} \right)$ her zaman pozitifdir. O nedenle yüklü Higgs bozonun $C_7^{(\prime)}$ ye katkısı her zaman yapıcı yöndedir. Yüklü Higgs bozon kütlesi 500GeV civarında iken $|C_7^{H^\pm}| \simeq 0.07$ değerindedir.

Yüklü Higgsino da $C_7^{(\prime)}$ ye büyük katkıda bulunmaktadır (Denklem (5.14)).

$$C_7^{\tilde{H}^\pm} \simeq \frac{5}{72} \frac{m_t^2}{m_{\tilde{t}_R}^2} \frac{\mu A_t}{m_{\tilde{t}_R}^2} \tan \beta f_7^{\tilde{H}^\pm} \left(\frac{|\mu|^2}{m_{\tilde{t}_R}^2} \right) \quad (5.14)$$

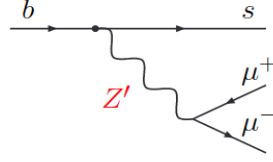
Burada katkının yapıcı mı yıkıcı mı olacağı μ ' nün işaretine bağlıdır. Negatif μ için katkı yapıcı, pozitif μ için katkı yıkıcıdır. Ayrıca $\tan \beta > 50$ olduğunda skaler üst kuarkın 1200GeV' den ağır olduğu durumlar mümkündür.

Gluino' nun $C_7^{(\prime)}$ ye katkısı güçlü etkileşim nedeniyle baskındır. Ayrıca gluinonun halka içinde olduğu durumda skaler kuark karışımı da mümkündür (Denklem (5.15)).

$$(V_{ts}^* V_{tb}) \{C_7^{\tilde{g}}, C_7^{\prime\tilde{g}}\} \simeq \frac{2}{45} \frac{g_s^2}{g_2^2} \frac{m_W^2}{m_{\tilde{d}}^2} \frac{\mu m_{\tilde{g}}}{m_{\tilde{d}}^2} \tan \beta \{(\delta_{bs}^L), (\delta_{bs}^R)\} f_7^{\tilde{g}} \left(\frac{m_{\tilde{g}}^2}{m_{\tilde{d}}^2} \right) \quad (5.15)$$

Sonuç olarak, Higgsino kütlesi skaler alt tip kuark kütlesi civarında olduğunda, birinci derecede skaler kuark karışımı olduğunda, $\tan \beta$ yaklaşık olarak 50 olduğunda ve skaler alt tip kuarklarla gluino kütlesi yaklaşık olarak 2TeV olduğunda $C_7^{(\prime)}$ ye ciddi katkılar gelmektedir (Altmannshofer, 2009).

MSSM'e ek olarak $U(1)'$ Model'de mevcut olan Z' bozonu da sürece etki etmektedir. Diğer parçacıkların aksine Z' ile bozunum süreçleri ağaç seviyesinde gerçekleşebilir (Şekil (5.7)).



Şekil 5.7: UMSSM’de $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ bozunumlarına ait Feynman diyagramı

5.3 Anomaliler

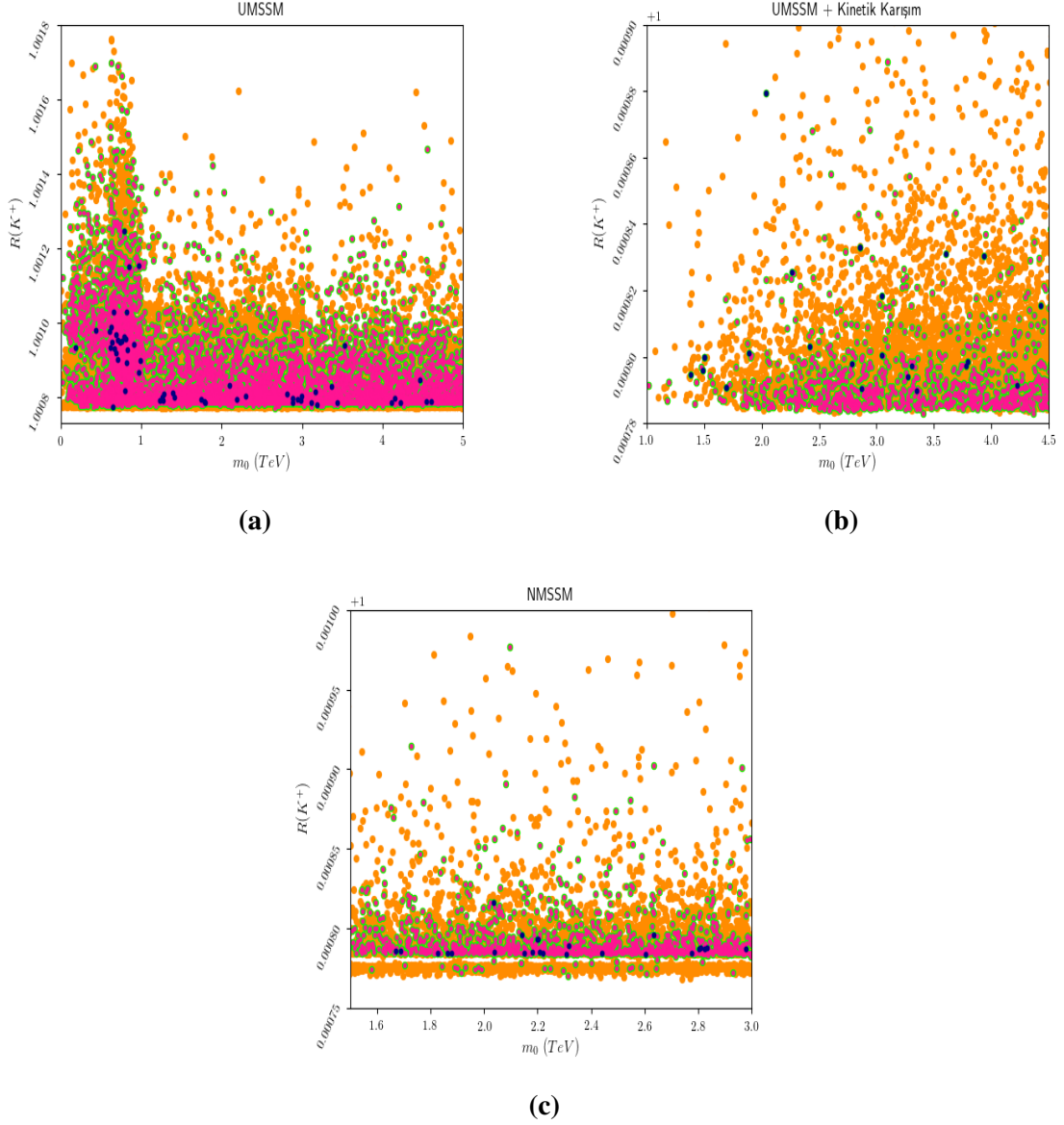
B mezon bozunumlarında, lepton çeşni evrenselliğinin kontrol edildiği kanallarda Standart Model çerçevesinde yapılan hesaplar ile deneysel sonuçlar arasındaki anomaliler $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model’de kinetik karışım ve NMSSM süpersimetrik modelleri çerçevesinde incelenmiştir. Ayrıca karşılaştırma yapılabilmesi açısından bazı gözlenebilirler için MSSM sonuçları da kullanılmıştır. Tablo (5.2)’deki deney sonuçları kullanılarak hesaplanan deneysel sınırlamalar Tablo (5.3)’te verilmiştir.

Tablo 5.3: LFU için deneysel sınırlamalar

$0.682 < R(K^+) < 1.022 \quad (4\sigma)$
$0.35 < R(K^0) < 1.02 \quad (1\sigma)$
$0.54 < R(K^{+*}) < 2.2 \quad (1\sigma)$
$0.5 < R(K^{0*}) < 1.52 \quad (1\sigma)$

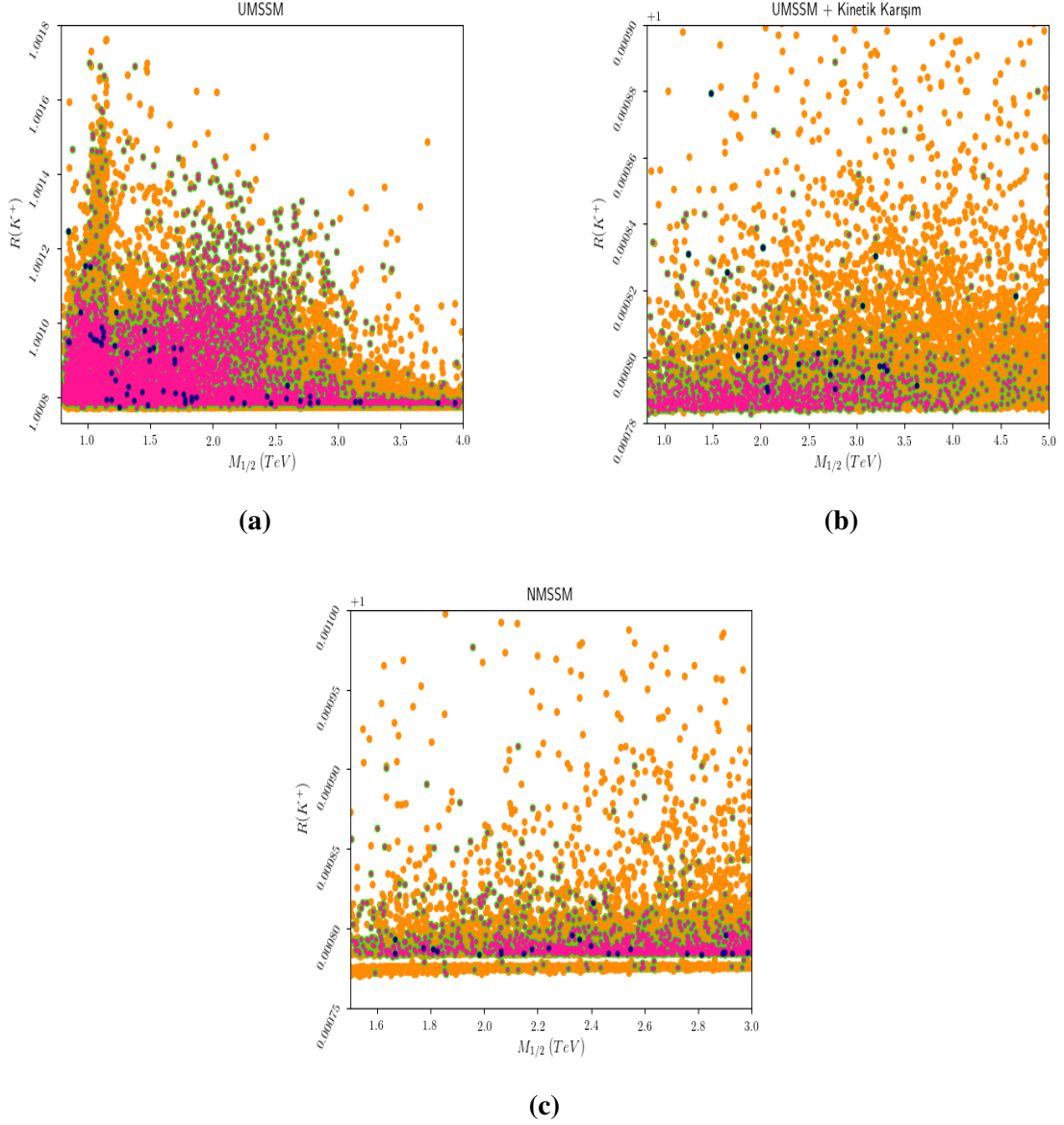
Yapılan parametre uzayı taramasında $R(K^\pm)$ için deneysel verilerle uyum, deneysel verilerde 4σ tolerans uygulanması durumunda sağlanmaktadır. $R(K^0)$, $R(K^{+*})$ ve $R(K^{0*})$ için ise 1σ tolerans yeterlidir.

Bölümün devamındaki şekillerde $R(K^{(*)})$ oranının ilgilenilen parametreye göre grafikleri çalışılan tüm modeller için karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Grafiklerde turuncu noktalar Tablo (3.2)’de verilen kütle sınırlamalarını ve B fizik sınırlamalarını sağlayan noktalar, yeşil noktalar ek olarak HiggsBounds programından geçebilen noktalar, pembe noktalar Tablo (5.3)’te verilen sınırlamalardan ilgilendiğimiz anomalinin sınırlarını sağlayanlar ve son olarak lacivert noktalar da buna ek olarak karanlık madde kalıntı yoğunluğunu sağlayan noktalardır.



Şekil 5.8: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de m_0 'ın $R(K^+)$ 'ya göre grafiği

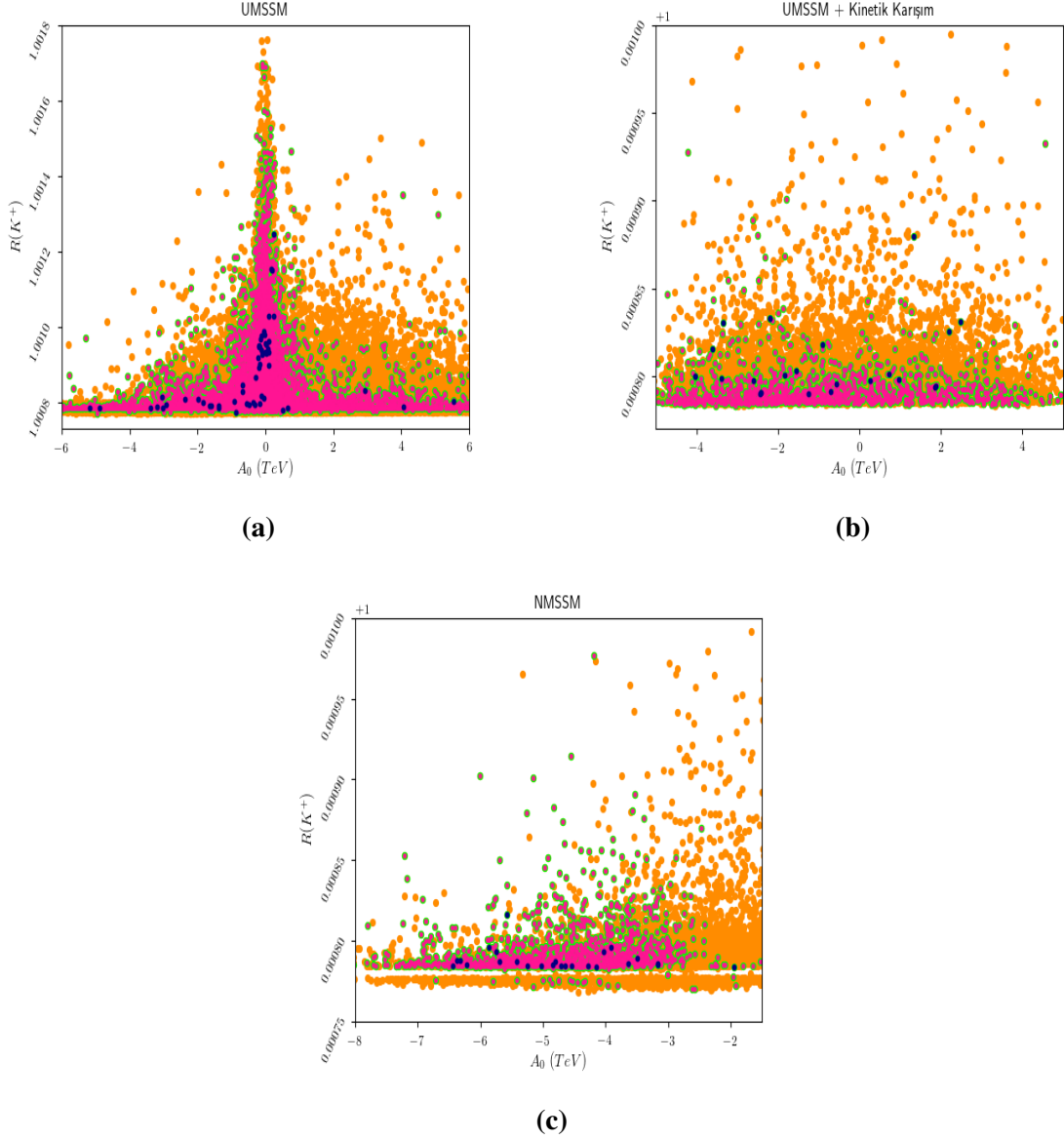
Şekil (5.8)'de skaler kuarkların ortak kütesinin $R(K^+)$ 'ye göre grafikleri verilmiştir. Buna göre Şekil (5.8 (a))'ya göre $U(1)'$ Model'de m_0 değeri küçüldükçe $R(K^+)$ değerinin arttığı görülmektedir. Ayrıca Şekil (5.8 (b))'ye göre $U(1)'$ Model'de kinetik karışımın aktif olduğu durumda m_0 değerinin artmasıyla $R(K^+)$ 'nın da arttığı görülmektedir. Şekil (5.8 (c))'ye göre ise NMSSM çerçevesinde belirgin bir dağılım görülmemektedir. Üç model için de $R(K^+)$ değeri benzer mertebede bulunmuştur ve Standart Model tahminleri ile tutarlıdır.



Şekil 5.9: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $M_{1/2}$ 'nin $R(K^+)$ 'ya göre grafiği

Şekil (5.9)'da ise ortak ainarino kütesinin $R(K^+)$ 'ye göre grafikleri verilmiştir. Şekil (5.9 (a))'ya bakıldığında $U(1)'$ Model'de $M_{1/2}$ azalırken $R(K^+)$ 'nin arttığı görülmektedir. Şekil (5.9 (b))'ye göre $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda $R(K^+)$ 'yi sağlayan noktalar $M_{1/2} < 3.5 TeV$ bölgesinde yoğunlaşırken Şekil (5.9 (c))'de görüldüğü gibi NMSSM'de $M_{1/2}$ 'nin $3 TeV$ 'e yaklaşması ile $R(K^+)$ artışı göstermektedir.

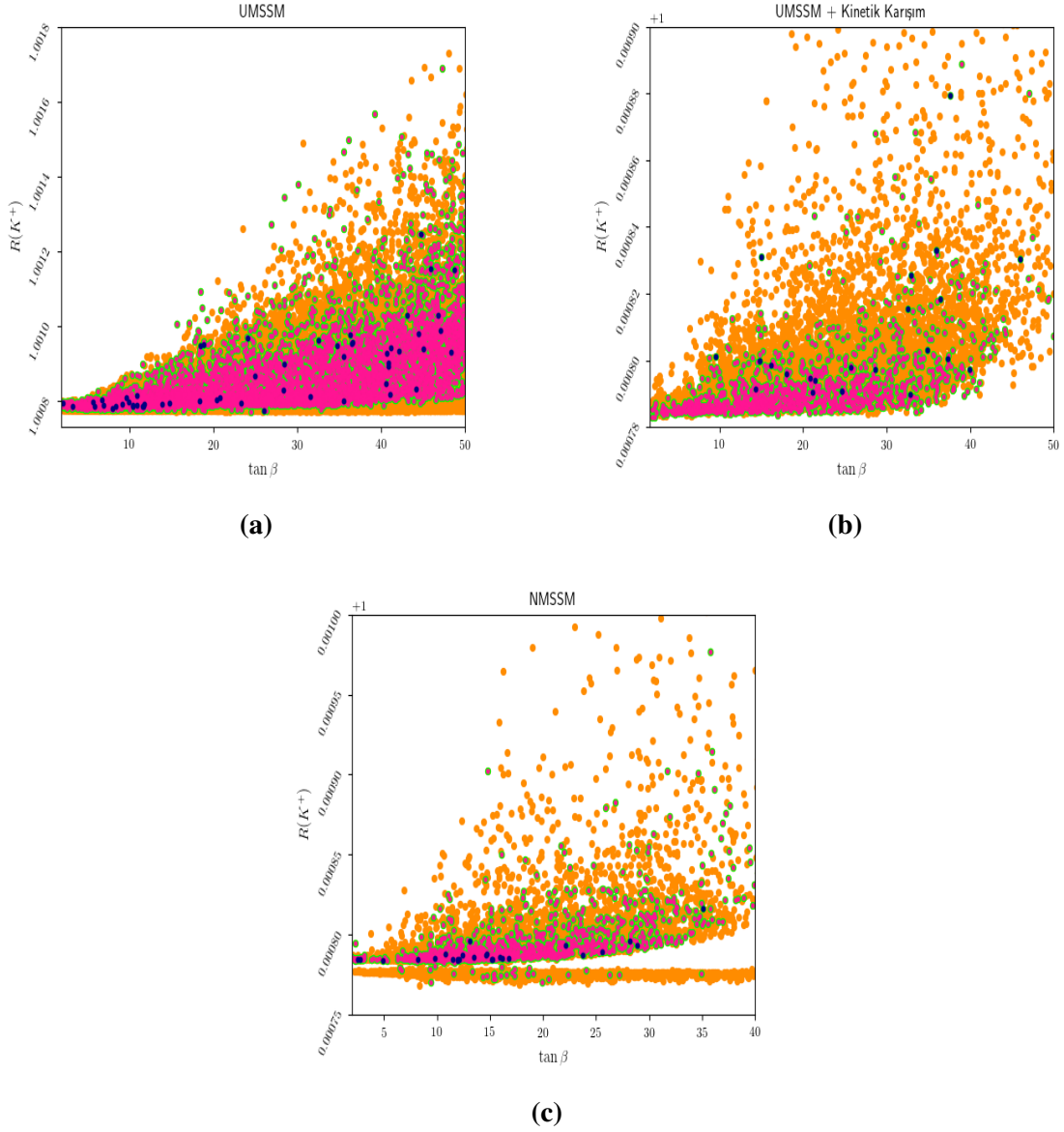
Şekil (5.10)'da üçlü bağlaşım sabiti A_0 'ın $R(K^+)$ 'ya göre grafikleri $U(1)'$ Model, kinetik karışım durumu ve NMSSM'de verilmiştir.



Şekil 5.10: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de A_0 'ın $R(K^+)$ 'ya göre grafiği

Buna göre $U(1)'$ Model'de A_0 'nın sifıra yaklaşmasıyla $R(K^+)$ değerinin arttığı görülmektedir (Şekil (5.10) (a)). $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda $-5TeV < A_0 < 5TeV$ aralığı deneylerle uyumlu olsa da A_0 'ın sifıra yakın değerlerinde yine $R(K^+)$ artma eğilimindedir (Şekil (5.10) (b)). NMSSM'de ise $-8TeV < A_0 < -3TeV$ aralığı deneylerle uyumlu sonuçlar verirken A_0 'ın artmasıyla $R(K^+)$ 'da artış göstermiştir (Şekil (5.10) (c)).

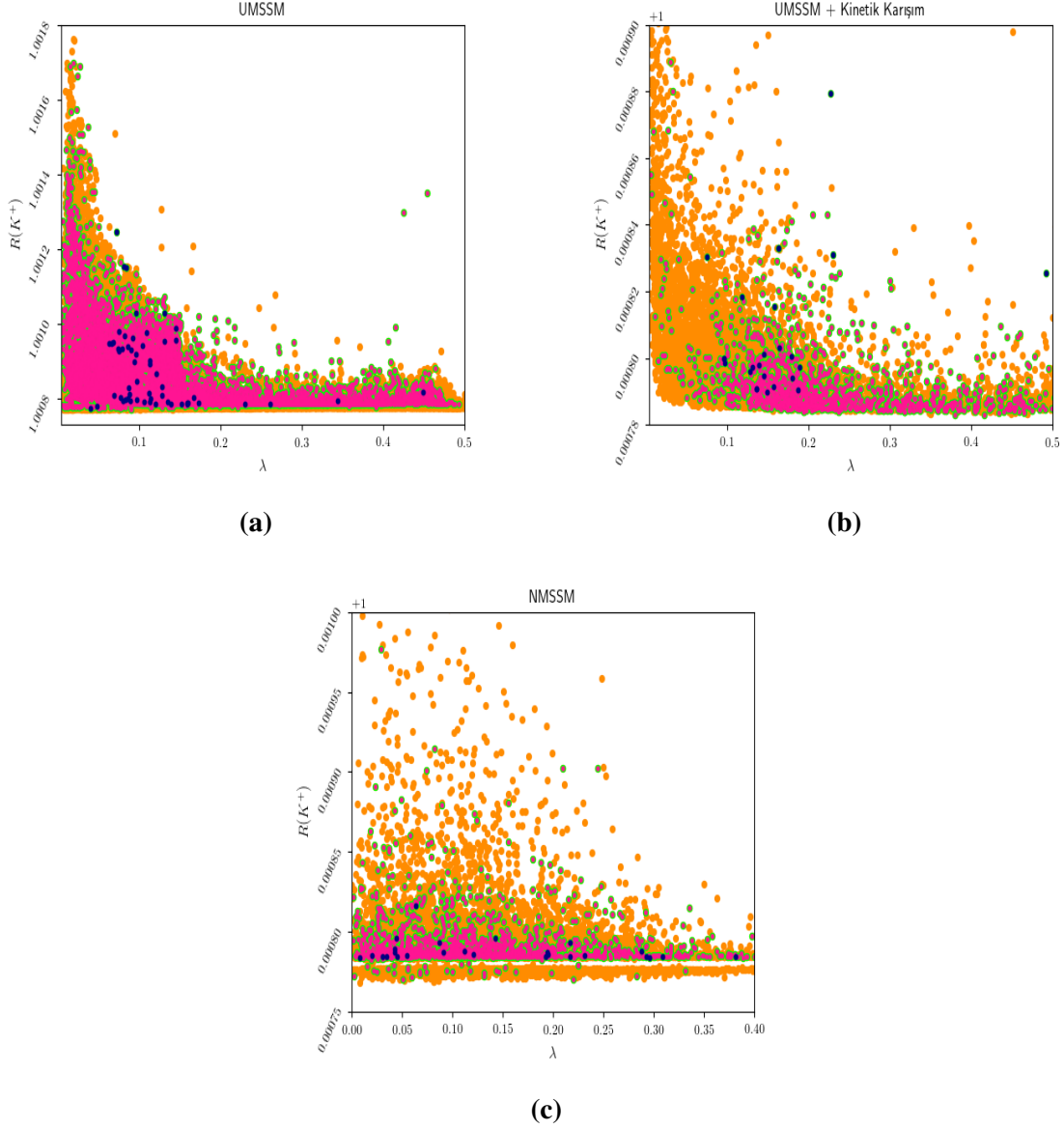
Şekil (5.11)'de $\tan \beta$ 'nın $R(K^+)$ 'ya göre grafikleri $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ve NMSSM için verilmiştir.



Şekil 5.11: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $\tan \beta$ 'nin $R(K^+)$ 'ya göre grafiği

$U(1)'$ Model'de $\tan \beta$ 'nin artmasıyla $R(K^+)$ 'nın da arttığı görülmektedir. Ayrıca $\tan \beta$ değeri deneylerle uyumlu olduğu bölgede 50'ye kadar çıkabilmektedir. Buna rağmen $\tan \beta$ 'nin 15'ten küçük değerlerinde yığılma görülmektedir. $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda yine $\tan \beta$ 'nin artmasıyla $R(K^+)$ değeri artmış ancak $10 < \tan \beta < 30$ bandında deneylerle daha çok uyum sağlanmıştır. NMSSM'de ise $\tan \beta$ ile $R(K^+)$ ilişkisi $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumuna benzer bir davranış sergilemiştir.

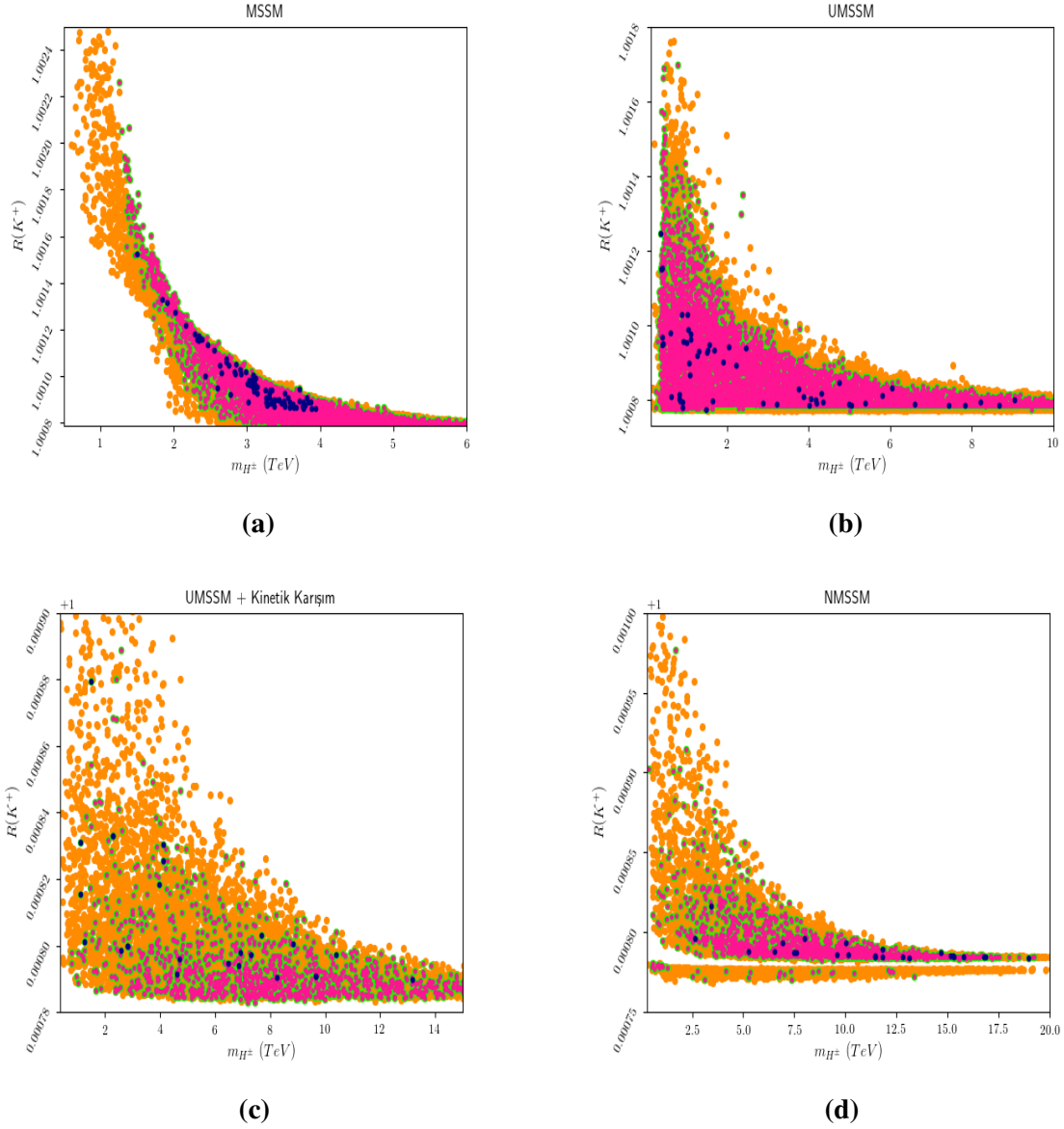
Şekil (5.12)'de λ parametresinin $R(K^+)$ 'ya göre grafikleri $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumu ve NMSSM modelleri için verilmiştir.



Şekil 5.12: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de λ 'ın $R(K^+)$ 'ya göre grafiği

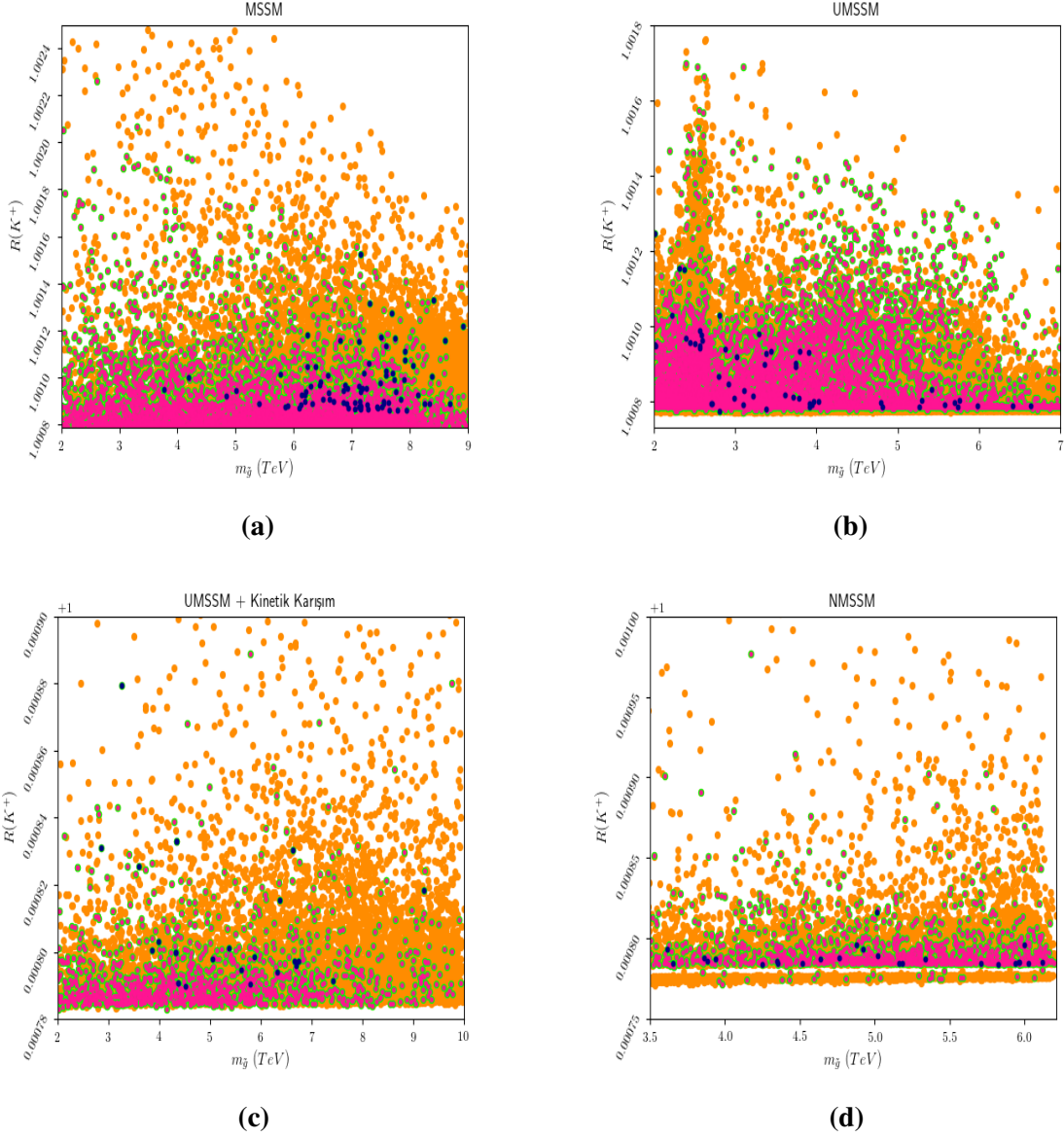
Buna göre her üç modelde de λ küçüldükçe $R(K^+)$ oranı artmaktadır. Buna ek olarak $U(1)'$ Model'de ve $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda λ 'nın 0.2'den küçük olduğu bölgeler tüm deneysel veri ile uyumluluk açısından daha verimli iken NMSSM'de net olarak bir bölgeye yığılma gözlenmemiştir. λ 'nın 0.4'ten küçük değerleri genel olarak deneylerle uyumlu sonuçlar vermiştir. NMSSM'de $U(1)'$ Model'den farklı olarak belirli bir bölgeye yığılma görülmemesinde, elde edilen veri sayısının $U(1)'$ Model'e göre daha az olması etkilidir.

Şekil (5.13)'te yüklü Higgs bozonunun kütesinin $R(K^+)$ 'ya göre grafikleri verilmiştir.



Şekil 5.13: (a) MSSM’de, (b) $U(1)'$ Model’de, (c) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de m_{H^\pm} ’in $R(K^+)$ ’ya göre grafiği

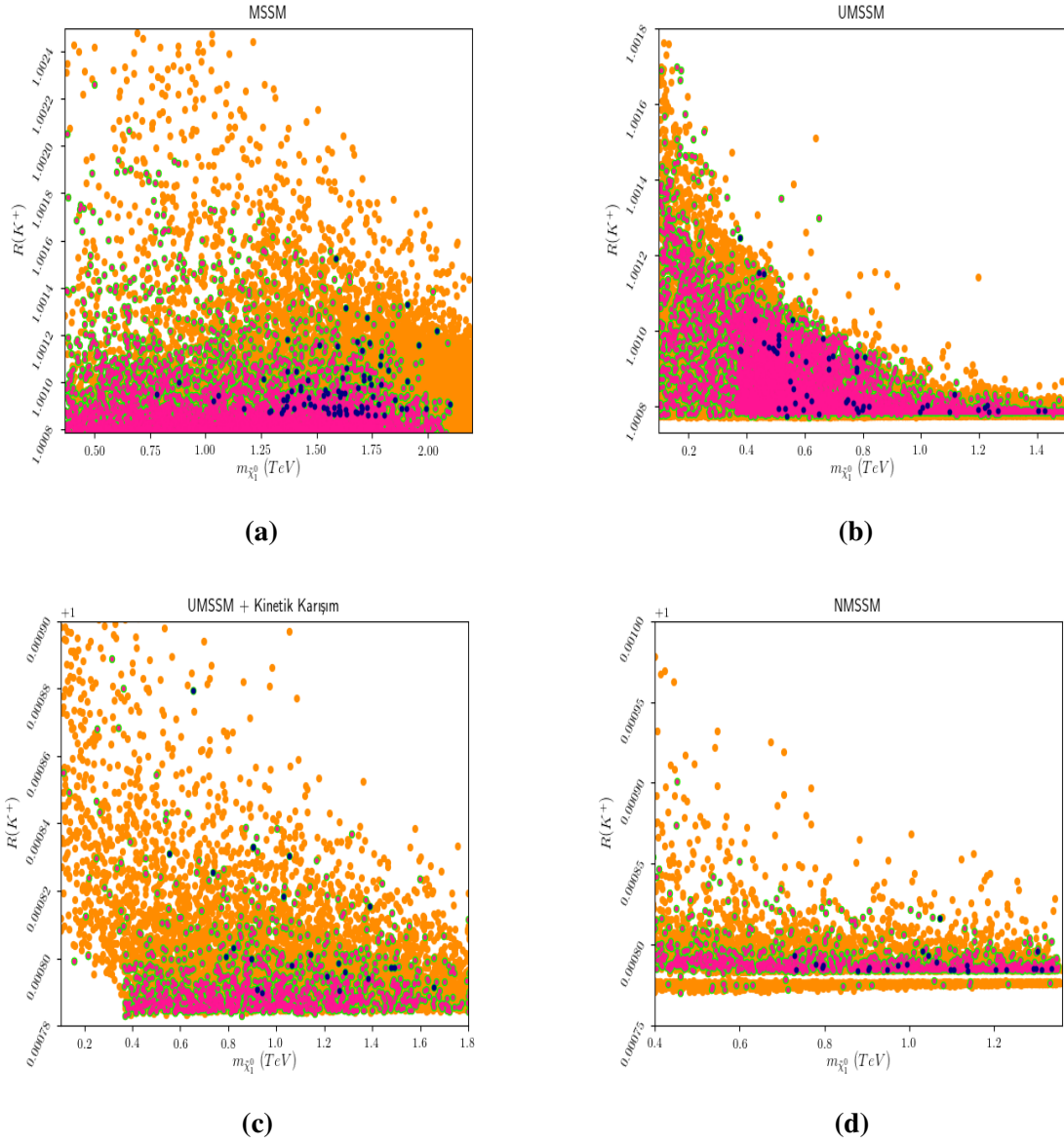
Yüklü Higgs bozonu B mezonun semileptonik bozunum süreçlerine katıldığında Standart Model çerçevesinde yapılan hesaplamaları arttıracak yönde katkıda bulunmaktadır. Şekil (5.13 (a))’ya bakıldığında MSSM çerçevesinde yüklü Higgs bozonun kütlesi azaldıkça $R(K^+)$ değerinin arttığı görülmektedir. Buna ek olarak $1.5TeV < m_{H^\pm} < 4TeV$ aralığında tüm deneylerle uyum sağlanmıştır. Şekil (5.13 (b))’ye göre $U(1)'$ Model çerçevesinde MSSM’de olduğu gibi yüklü Higgs bozonu kütlesi azaldıkça $R(K^+)$ değeri artmaktadır. MSSM’den farklı olarak m_{H^\pm} $10TeV$ ’e kadar deneylerle uyumlu sonuç vermektedir. $U(1)'$ Model’de kinetik karışım durumunda ve NMSSM’de de yine m_{H^\pm} $R(K^+)$ ile ters orantılı olarak değişmektedir. Ayrıca $U(1)'$ Model’de kinetik karışım durumunda m_{H^\pm} $14TeV$ ve NMSSM’de $20TeV$ ’e kadar deneylerle uyumlu sonuçlar vermektedir.



Şekil 5.14: (a) MSSM’de, (b) $U(1)'$ Model’de, (c) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de $m_{\tilde{g}}$ ’nin $R(K^+)$ ’ya göre grafiği

Şekil (5.14)’te gluino kütlesinin $R(K^+)$ ’ya göre grafiği verilmiştir. Gluino’nun semileptonik bozunum süreçlerine katılması durumunda etkisi minimal çşni ihlali olmayan durumlarda daha baskındır. Şekil (5.14 (a))’ya göre MSSM çerçevesinde $m_{\tilde{g}}$ azaldıkça $R(K^+)$ artma eğilimi gösterse de deneysel değerlerle uyum $6TeV < m_{\tilde{g}} < 9TeV$ aralığında daha fazladır. Şekil (5.14 (b))’ye göre ise $U(1)'$ Model’de yine $m_{\tilde{g}}$ ve $R(K^+)$ ters orantılı olmasına rağmen bu modelde $m_{\tilde{g}} < 4TeV$ olduğu bölge deneysel verilerle daha uyumludur. $U(1)'$ Model’de kinetik karışım durumunda gluino kütlesi ile $R(K^+)$ arasında belirgin bir ilişki gözlenmese de $3TeV < m_{\tilde{g}} < 7TeV$ bölgesinin deneylerle uyumlu olduğu görülmektedir (Şekil (5.14) (c)). NMSSM’de ise kinetik karışım durumunda olduğu gibi belirgin bir ilişki gözlenememiştir. Buna ek olarak gluino kütlesi $3.5TeV$ ve $6.5TeV$ aralığında deneylerle

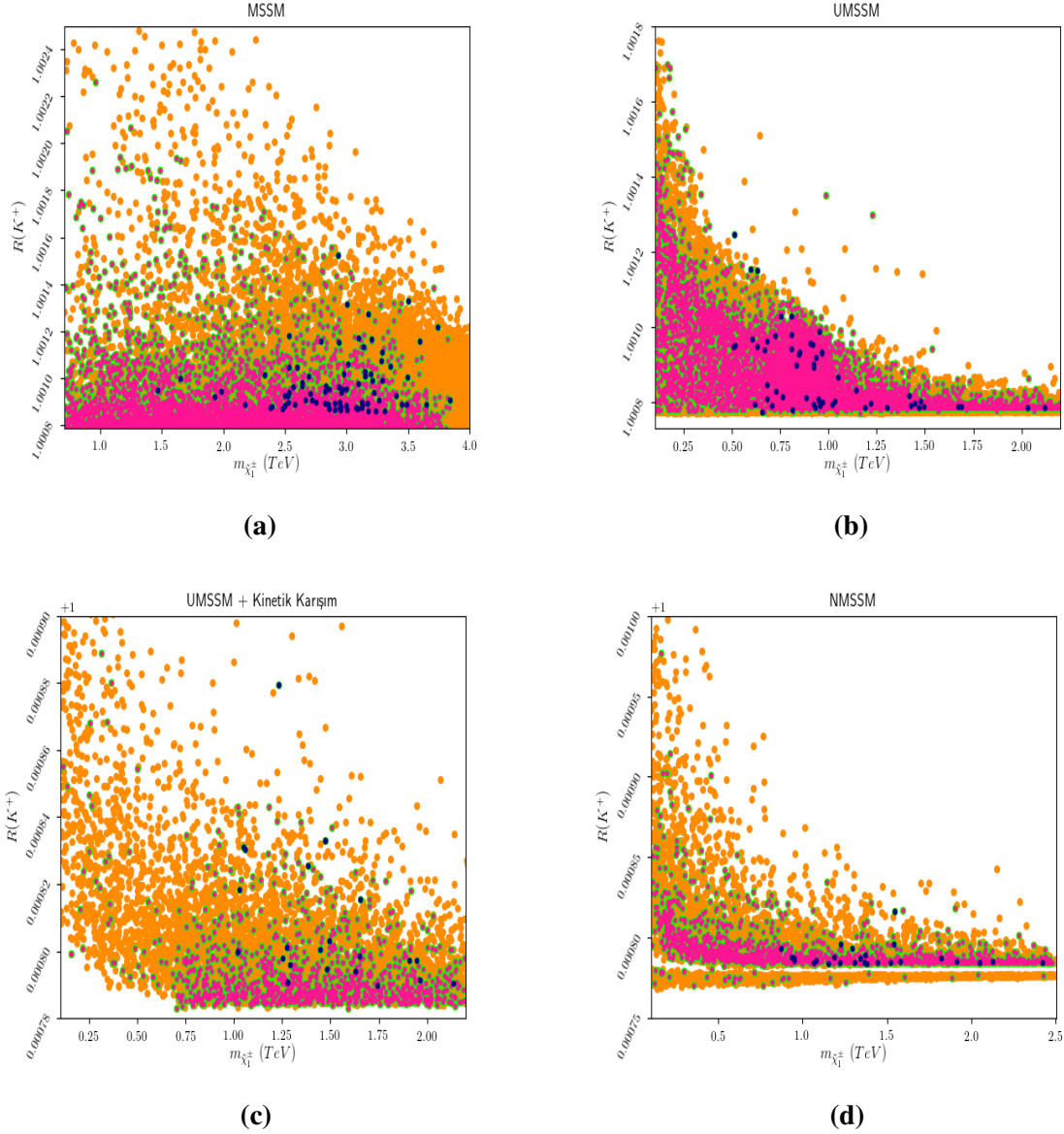
uyumlu sonuçlar vermektedir.



Şekil 5.15: (a) MSSM’de, (b) $U(1)'$ Model’de, (c) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ’nin $R(K^+)$ ’ya göre grafiği

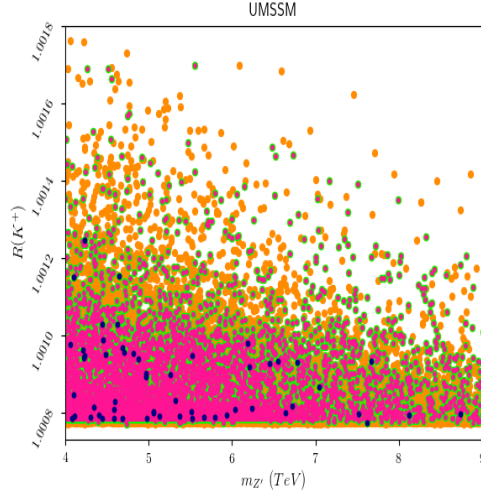
Şekil (5.15)’te nötrino kütlesinin $R(K^+)$ ’ya göre grafiği MSSM, $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model’de kinetik karışımın aktif olduğu durum ve NMSSM çerçevesinde gösterilmiştir. Buna göre Şekil (5.15 (a))’ya göre MSSM’de genel olarak nötrino kütlesinin azalmasıyla $R(K^+)$ artış gösterse de tüm deneylerle uyumlu sonuçlarda nötrino kütlesinin artması $R(K^+)$ ’yı arttırmıştır. Ayrıca MSSM’de tüm deneylerle uyumlu nötrino kütlesi $750 GeV$ civarında olsa da $1.25 TeV < m_{\tilde{\chi}_1^0} < 2 TeV$ aralığı deneylerle uyumlu sonuçlar vermiştir. Şekil (5.15 (b))’ye bakıldığında $U(1)'$ Model’de MSSM’in aksine hem genel dağılımda hem de tüm deneylerle uyumlu datalarda nötrino kütlesi azaldıkça $R(K^+)$ değerinin arttığı görülmektedir. Ayrıca incelenen modeller içerisinde en küçük nötrino kütlesini $U(1)'$ Model öngörmek-

tedir. Kinetik karışımın aktif olduğu durumda da (Şekil (5.15) (c)) normal $U(1)'$ Model'de olduğu gibi hem genel dağılımda hem de tüm deneylerle uyumlu verilerde nötrino kütlesi ve $R(K^+)$ ters orantılı olarak değişmektedir. NMSSM'de ise MSSM'e benzer bir davranış gözlenmektedir (Şekil (5.15) (d)).

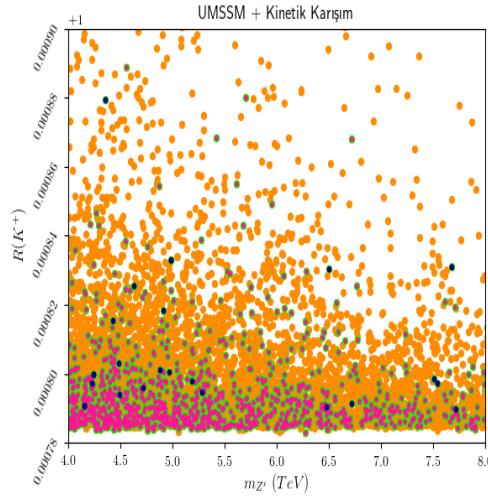


Şekil 5.16: (a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ 'nin $R(K^+)$ 'ya göre grafiği

Şekil (5.16)'da yükliino kütlesinin $R(K^+)$ 'ya göre grafiği verilmiştir. MSSM'de, $U(1)'$ Model'de, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda ve NMSSM'de yükliino kütlesinin $R(K^+)$ 'ya katkısı nötrino kütlesinin $R(K^+)$ 'ya katkısı ile benzer şekildedir. Buna göre tüm modellerde genel dağılım yükliino kütlesinin azalmasıyla $R(K^+)$ 'nın arttığını göstermektedir. Ancak buna rağmen MSSM'de tüm datarla uyumlu veriler içerisinde yükliino kütlesinin artmasıyla $R(K^+)$ 'nın da arttığı görülmektedir.



(a)



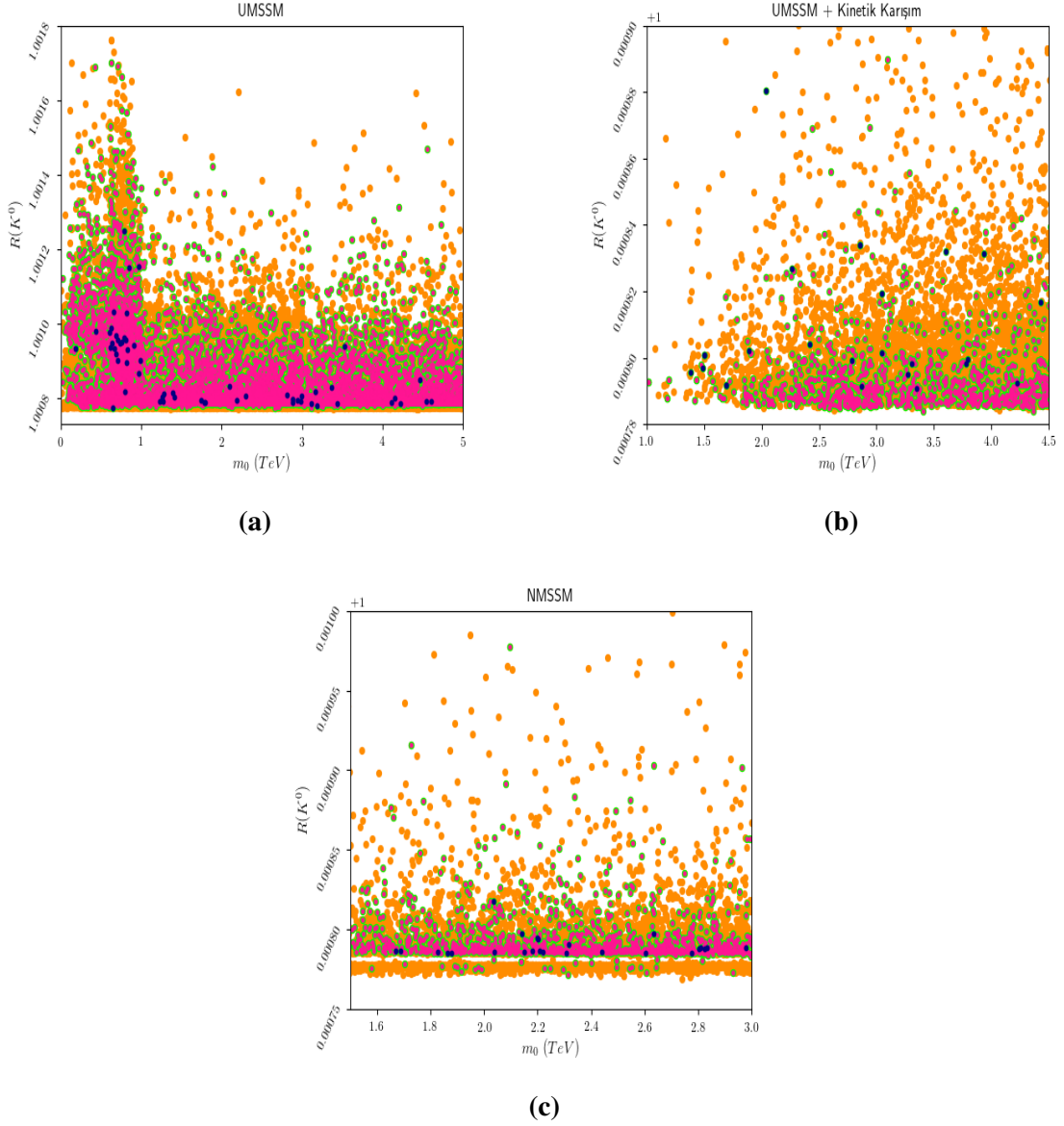
(b)

Şekil 5.17: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda $m_{Z'}$ 'nin $R(K^+)$ 'ya göre grafiği

Şekil (5.17)'de Z' kütlelerinin $R(K^+)$ 'ya göre grafiği $U(1)'$ Model ve kinetik karışım durumu için verilmiştir. Şekil (5.17 (a))'ya göre normal $U(1)'$ Model'de Z' kütlesi küçüldükçe $R(K^+)$ değerinin arttığı görülmüştür. Şekil (5.17 (b))'ye göre ise $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda da $m_{Z'}$ 'in azalması $R(K^+)$ değerini arttırmaktadır.

Bu tezde incelenen diğer bir anomali de nötr B mezonunun nötr K mezonuna bozunumunda lepton çeşni evrenselliğini ifade eden $R(K^0)$ oranıdır. Anomaliye ilişkin deneysel sonuçlar Tablo (5.2)'de verilmiştir. Yapılan analiz sonuçlarına göre incelenen tüm modeller deneysel sonuçlarla 1σ bandında uyumludur. Buna ek olarak Standart Model değerinden en çok farklılaşma sağlayan süpersimetrik model $U(1)'$ Model'dir.

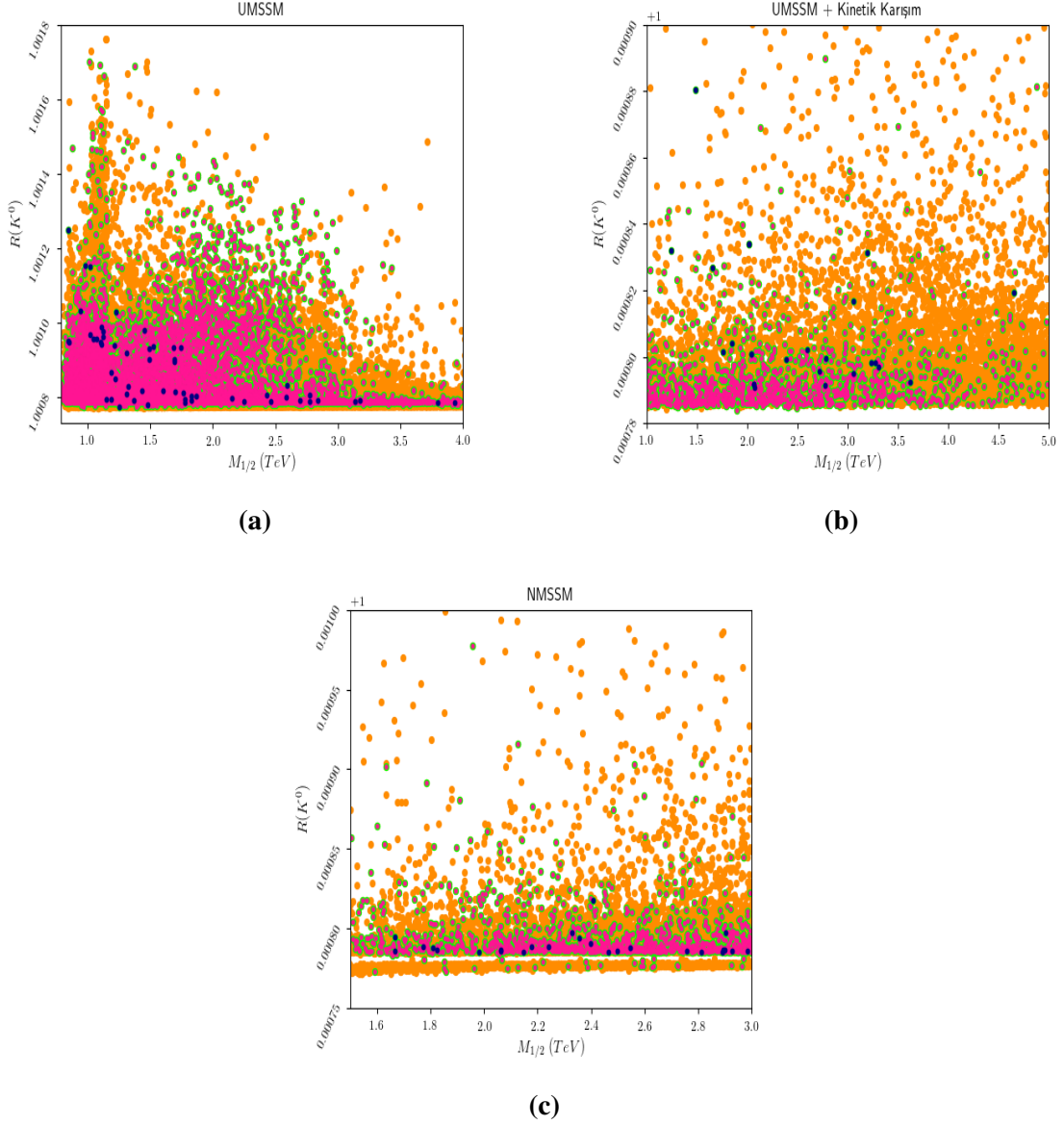
Şekil (5.18)'de skaler fermiyonların ortak kütesinin (m_0) $R(K^0)$ 'a göre grafiği $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ve NMSSM çerçevesinde verilmiştir.



Şekil 5.18: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de m_0 'ın $R(K^0)$ 'a göre grafiği

Buna göre Şekil (5.18 (a))' ya göre $U(1)'$ Model'de m_0 'ın artması $R(K^0)$ 'ı azaltırken Şekil (5.18 (b))'ye göre kinetik karışım durumunda ve Şekil (5.18 (c))'ye göre NMSSM'de ise belirgin bir dağılım gözlenmemektedir. Ayrıca $R(K^0)$ 'ın tüm deneylerle uyumlu veriler içerisinde en büyük değeri $U(1)'$ Model'de m_0 'ın $1TeV$ olduğu bölgede iken kinetik karışım durumunda $2TeV$ olduğu bölgededir.

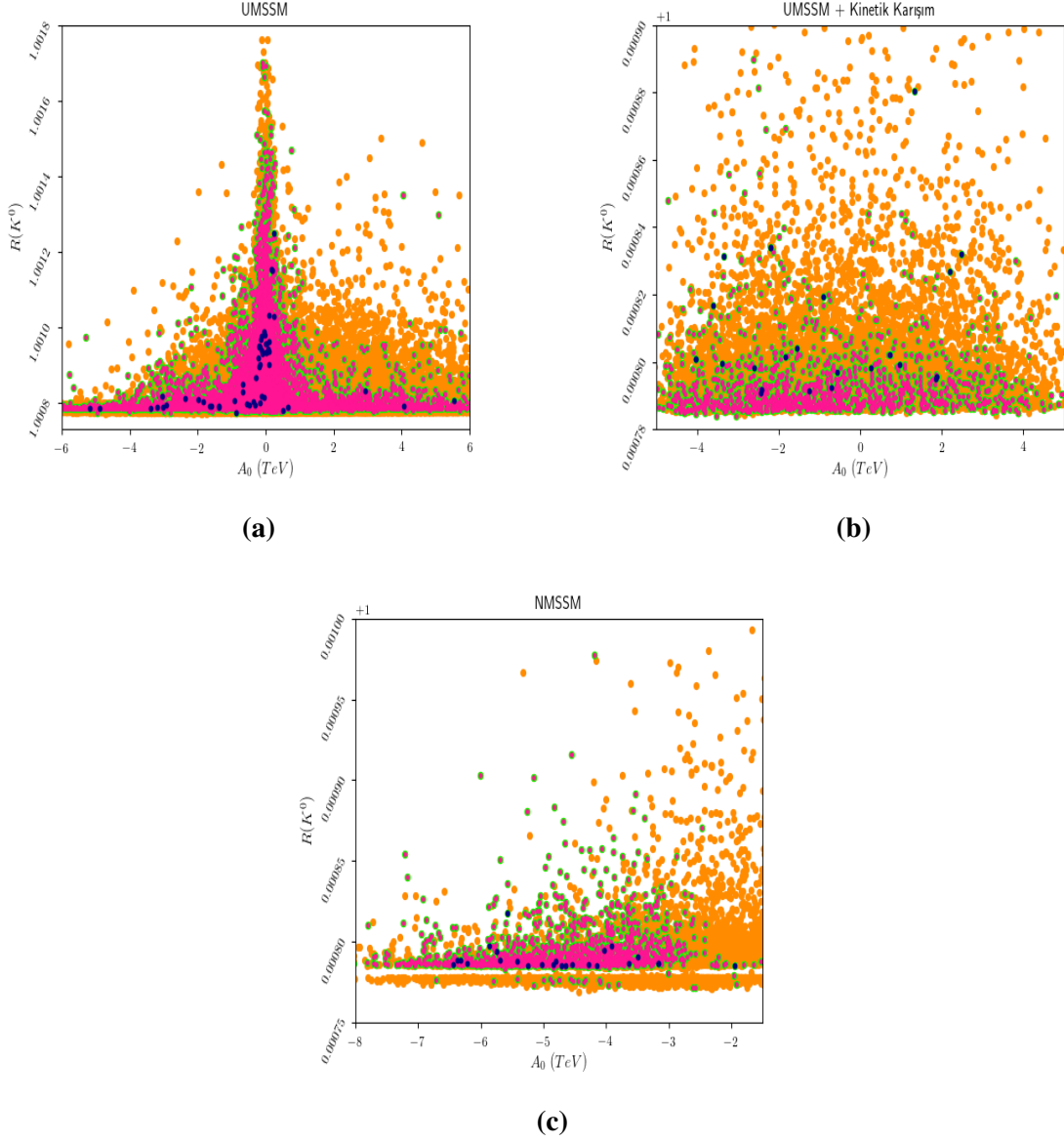
Şekil (5.19)'de ise ayarınoların ortak kütesinin $R(K^0)$ 'a göre grafiği verilmiştir.



Şekil 5.19: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $M_{1/2}$ 'nin $R(K^0)$ 'a göre grafiği

Buna göre Şekil (5.19 (a))'ya bakıldığında $U(1)'$ Model'de skaler fermiyonların ortak kütle-sine benzer olarak ayarınoların ortak kütlesi azaldıkça $R(K^0)$ artmaktadır. Şekil (5.19 (b))'ye göre kinetik karışım durumunda $M_{1/2}$ 'nin artmasıyla $R(K^0)$ azalma eğilimi göstermektedir. Şekil (5.19 (c))'de ise NMSSM'de $M_{1/2}$ ve $R(K^0)$ arasında belirgin bir ilişki gözlenmemektedir. Ayrıca $U(1)'$ Model'de tüm deneylerle uyumlu veriler içerisinde $R(K^0)$ 'ın en yüksek değeri $M_{1/2}$ 'nin $1TeV$ 'den küçük olduğu bölgede iken kinetik karışım durumunda yaklaşık olarak $1.5TeV$ olduğu bölgededir.

Şekil (5.20)'da üçlü bağlaşım sabiti A_0 'ın $R(K^0)$ 'a göre grafiği verilmiştir.

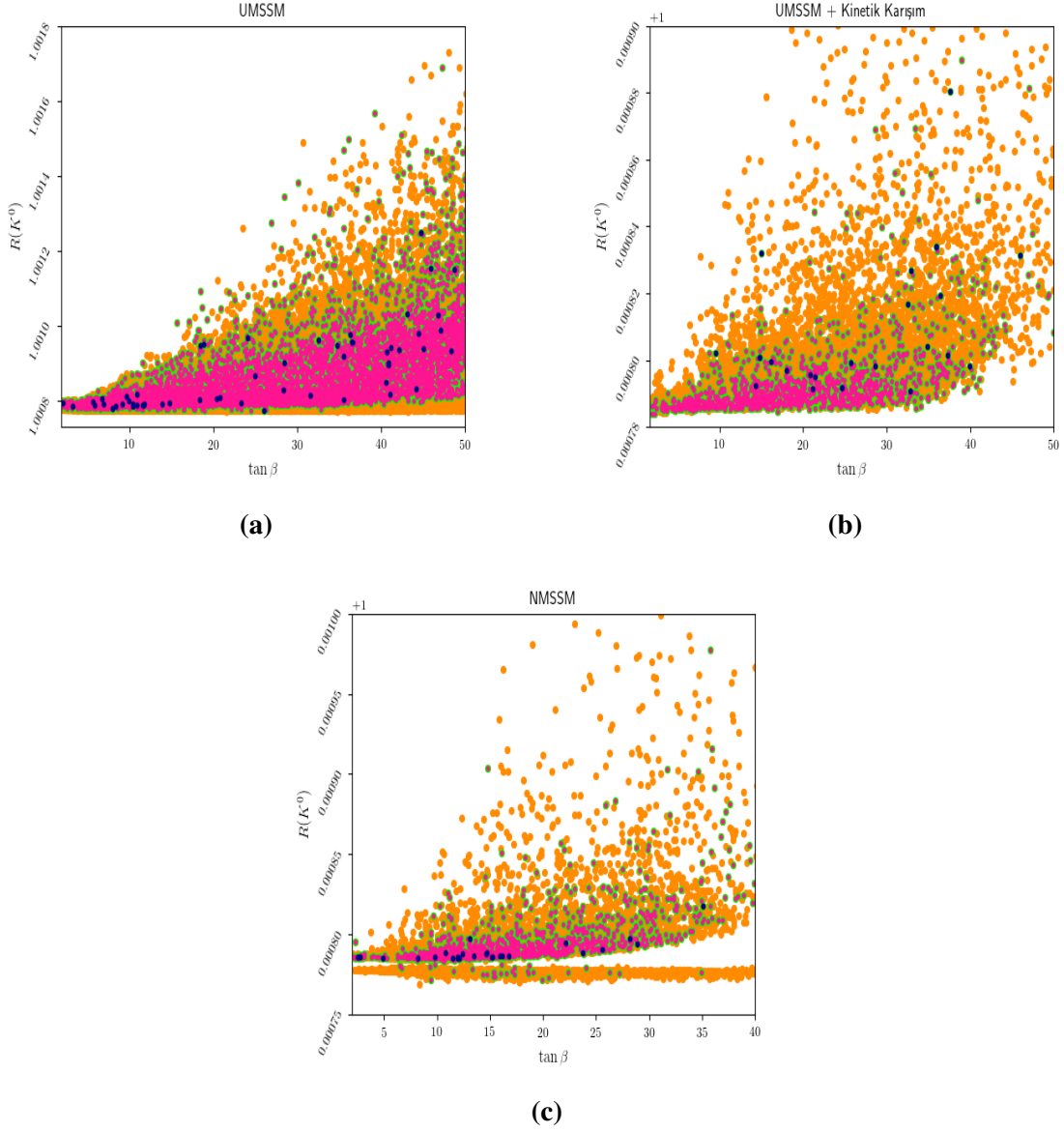


Şekil 5.20: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de A_0 'ın $R(K^0)$ 'a göre grafiği

Şekil (5.20 (a))'da $U(1)'$ Model çerçevesinde üçlü bağlaşım sabitinin $R(K^0)$ 'a göre grafiğine bakıldığında, A_0 'ın sıfıra yakın değerlerinde $R(K^0)$ en büyük değerini alırken tüm deneylerle uyumlu verilerin A_0 'ın sıfırdan küçük olduğu bölgelerde yoğunlaştığı görülmektedir. Şekil (5.20 (b))'de kinetik karışım durumu için $1TeV < A_0 < 2TeV$ olduğu bölgede $R(K^0)$ en büyük değerini alırken yine tüm deneylerle uyumlu veriler $-4TeV < A_0 < 2TeV$ aralığında elde edilmiştir. Şekil (5.20 (c))'de ise NMSSM çerçevesinde bakıldığında A_0 'ın $-2TeV$ 'den küçük değerleri için tüm deneylerle uyum sağlandığı görülmektedir ve $R(K^0)$ 'ın en büyük değeri A_0 'ın $-5.5TeV$ bölgesinde elde edilmiştir.

Şekil (5.21)'de $\tan \beta$ 'nın $R(K^0)$ 'a göre grafiği $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım

ve NMSSM çerçevesinde verilmiştir.

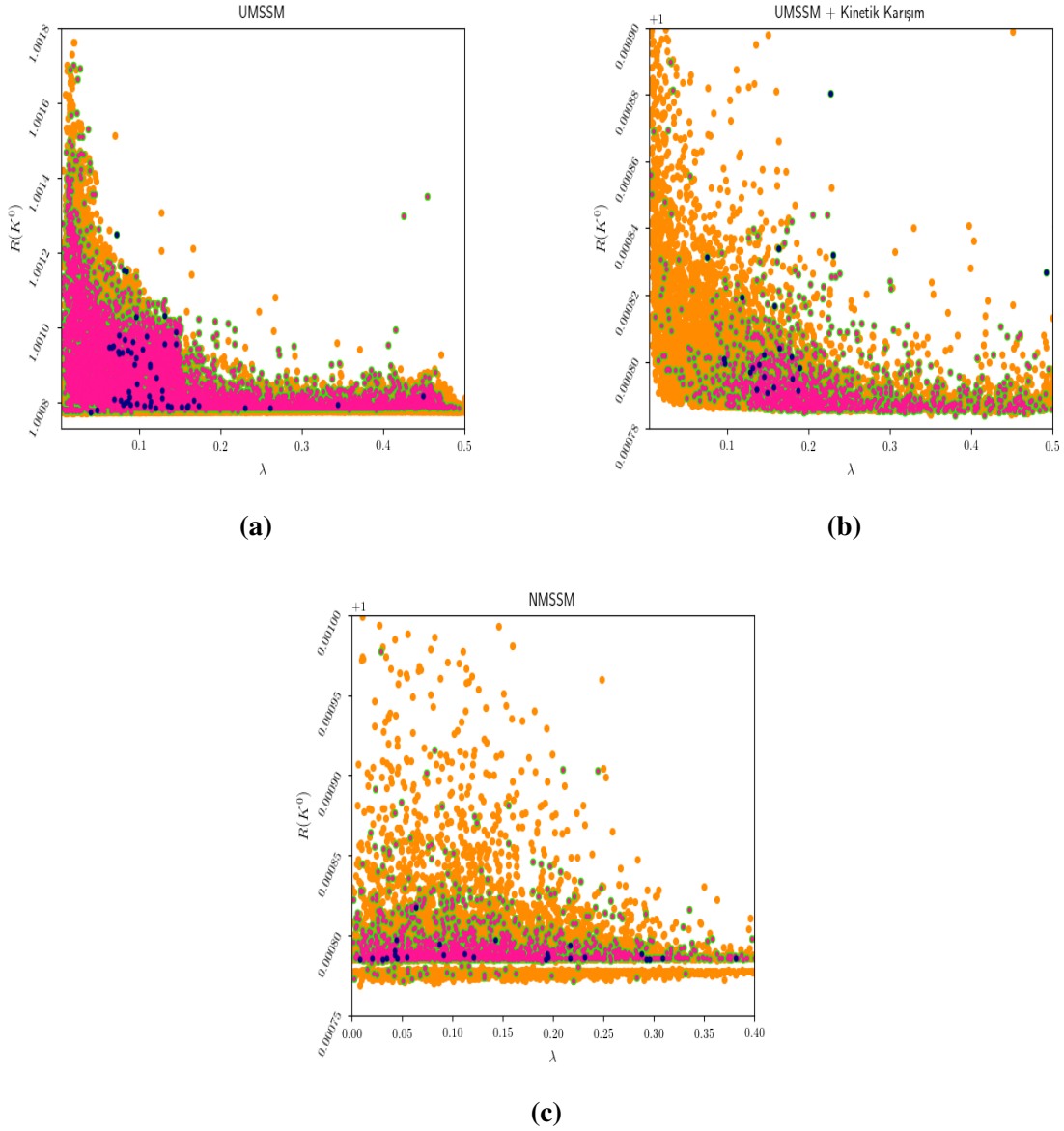


Şekil 5.21: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $\tan \beta$ 'nin $R(K^0)$ 'a göre grafiği

Şekil (5.21 (a))'ya göre $U(1)'$ Model'de $\tan \beta$ değeri arttıkça $R(K^0)$ değeri de artmaktadır. Yine de tüm deneylerle uyumlu veriler içerisinde $\tan \beta < 15$ bölgesi tüm deneylerle daha çok uyum sağlamaktadır. $U(1)'$ Model'de kinetik karışımı için Şekil (5.21 (b))'ye bakıldığında yine $\tan \beta$ değerinin artmasıyla $R(K^0)$ 'ın arttığı görülmektedir. $\tan \beta < 40$ bölgesi deneylerle uyumlu veriler elde etmek için daha uygundur. Şekil (5.21 (c))'de NMSSM'de yine büyük $\tan \beta$ değerleri için büyük $R(K^0)$ elde edilmiştir ve $\tan \beta < 35$ bölgesi deneylerle daha uyumludur.

Şekil (5.22)'de λ parametresinin $R(K^0)$ 'a göre grafiği $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik

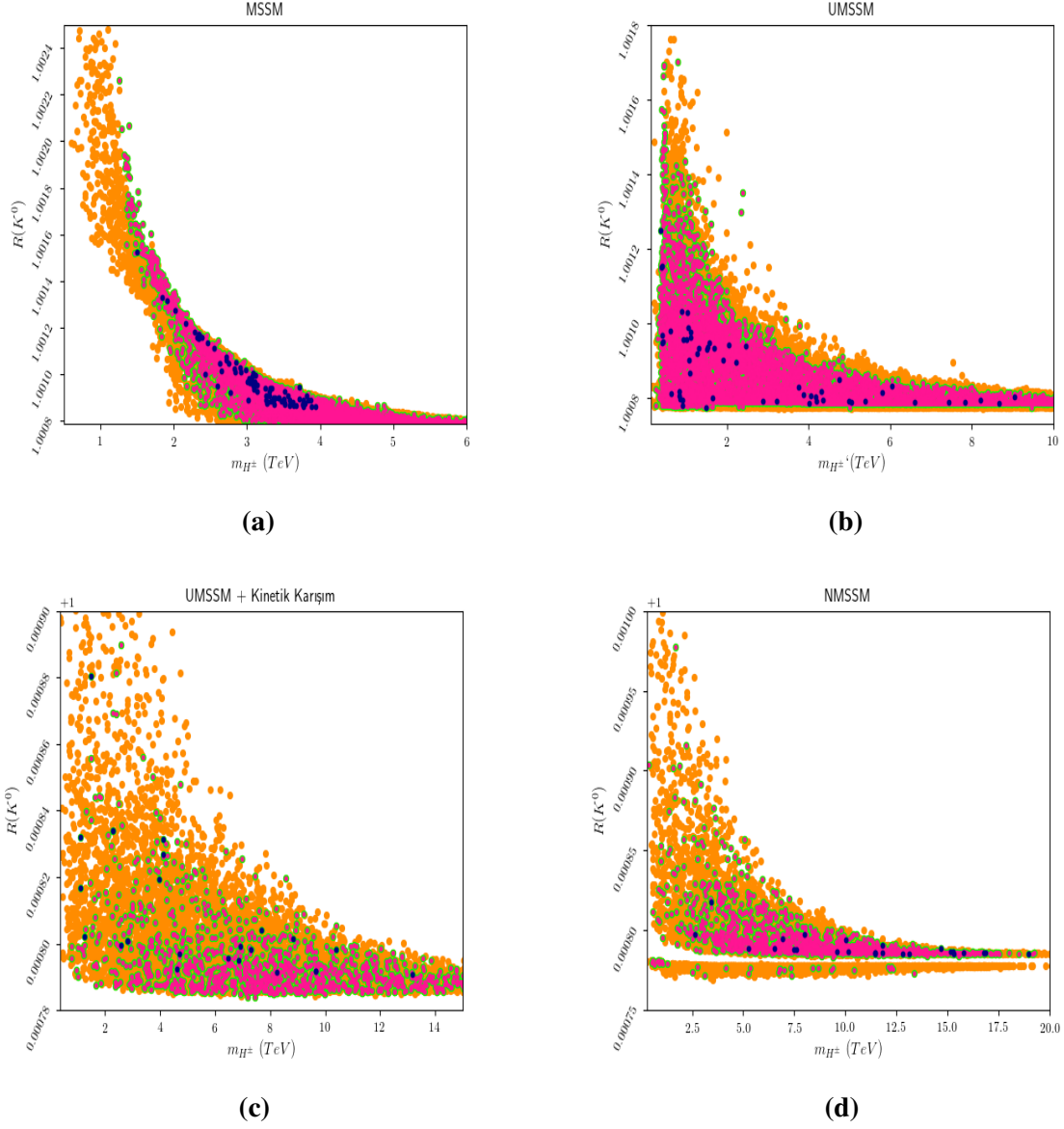
karışım durumu ve NMSSM çerçevesinde verilmiştir.



Şekil 5.22: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de λ 'ın $R(K^0)$ 'a göre grafiği

Şekil (5.22 (a))'ya göre $U(1)'$ Model'de λ küçüldükçe $R(K^0)$ değeri artmaktadır. Ayrıca tüm deneylerle uyumlu veriler $\lambda < 0.2$ bölgesinde yoğunlaşmıştır. Şekil (5.22 (b))'ye göre ise kinetik karışım durumunda da λ 'nın küçülmesi ile $R(K^0)$ 'ın artmaktadır. Bununla birlikte tüm deneylerle uyumlu veriler $0.1 < \lambda < 0.2$ bölgesinde yoğunlaşmıştır. Şekil (5.22 (c))'ye göre ise NMSSM'de de λ 'nın küçülmesi $R(K^0)$ değerini arttırmaktadır. Ancak diğer modellerden farklı olarak λ 'nın 0.4'ten küçük değerleri için tüm deneylerle uyumlu veriler elde edilmiştir.

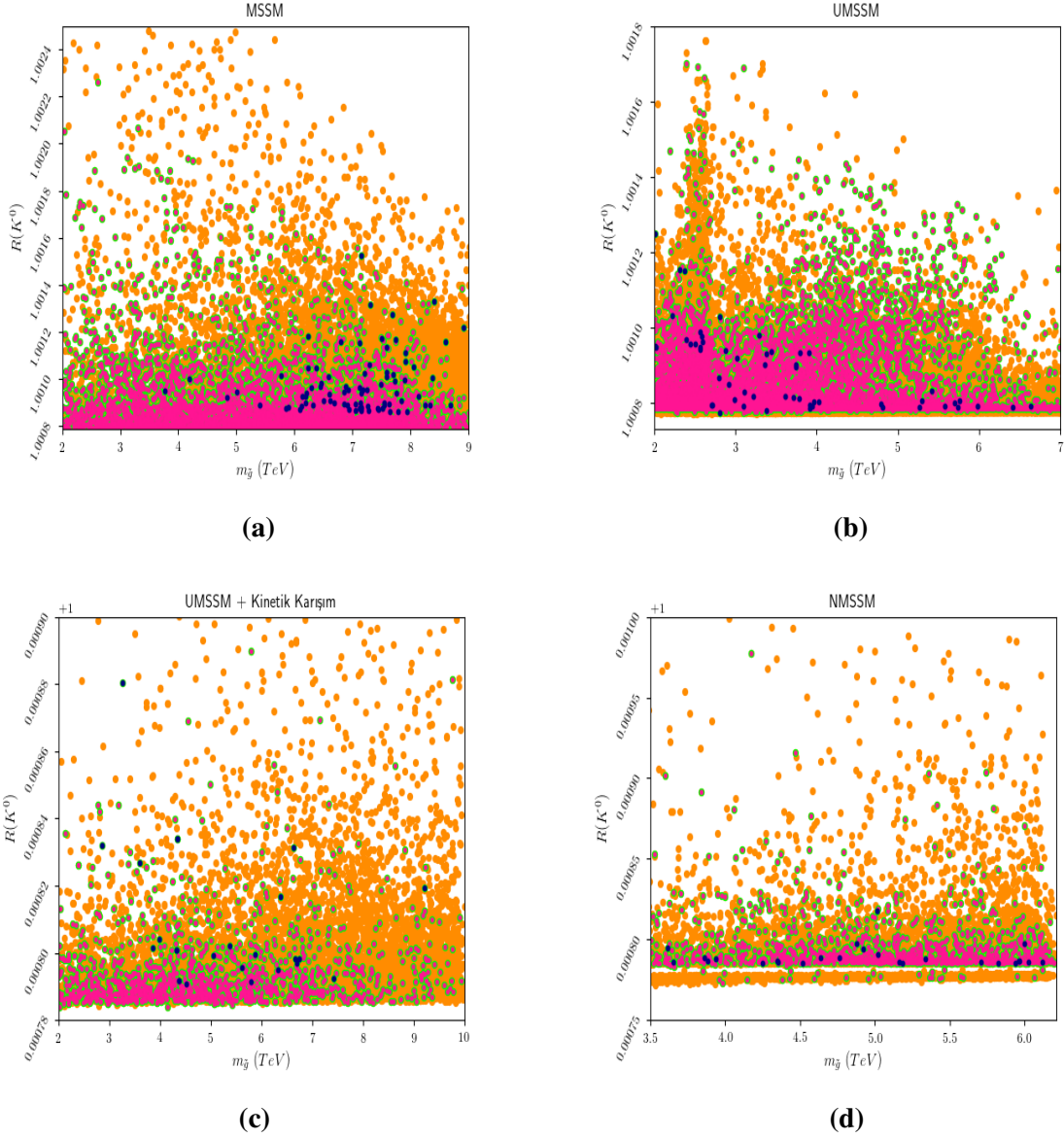
Şekil (5.23)'te yüklü Higgs bozonu kütlelerinin $R(K^0)$ 'a göre grafiği MSSM, $U(1)'$ Model, kinetik karışım durumu ve NMSSM çerçevesinde verilmiştir.



Şekil 5.23: (a) MSSM’de, (b) $U(1)'$ Model’de, (c) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de m_{H^\pm} ’in $R(K^0)$ ’a göre grafiği

Şekil (5.23)’e göre tüm modeller için yüklü Higgs bozonunun kütlelerinin azalmasıyla $R(K^0)$ değerinin arttığı görülmektedir. MSSM için $2TeV < m_{H^\pm} < 4TeV$ aralığında tüm deneylerle uyumlu veriler elde edilmiştir (Şekil (5.23(a))). $U(1)'$ Model’de ise m_{H^\pm} ’nin $9TeV$ ’den küçük değerlerinde deneylerle uyumlu veriler elde edilmiştir (Şekil (5.23 (b))). Kinetik karışım durumunda m_{H^\pm} ’nin $13TeV$ ’den küçük değerleri için deneylerle uyumlu veriler elde edilmiştir (Şekil (5.23) (c)). NMSSM’de ise m_{H^\pm} ’nin $20TeV$ ’den küçük değerleri deneylerle uyumlu veriler sağlarken m_{H^\pm} ’nin $2.5TeV$ ’den küçük olduğu bölgede tüm deneylerle uyumlu veri elde edilememiştir. Normal $U(1)'$ Model ile kinetik karışımın aktif olduğu $U(1)'$ Model karşılaştırıldığında, normal $U(1)'$ Model’de $R(K^0)$ değerinin Standart Model değerinden daha fazla uzaklaştığı görülmektedir. Standart Model’den en çok farklılaşan model

ise MSSM'dir.

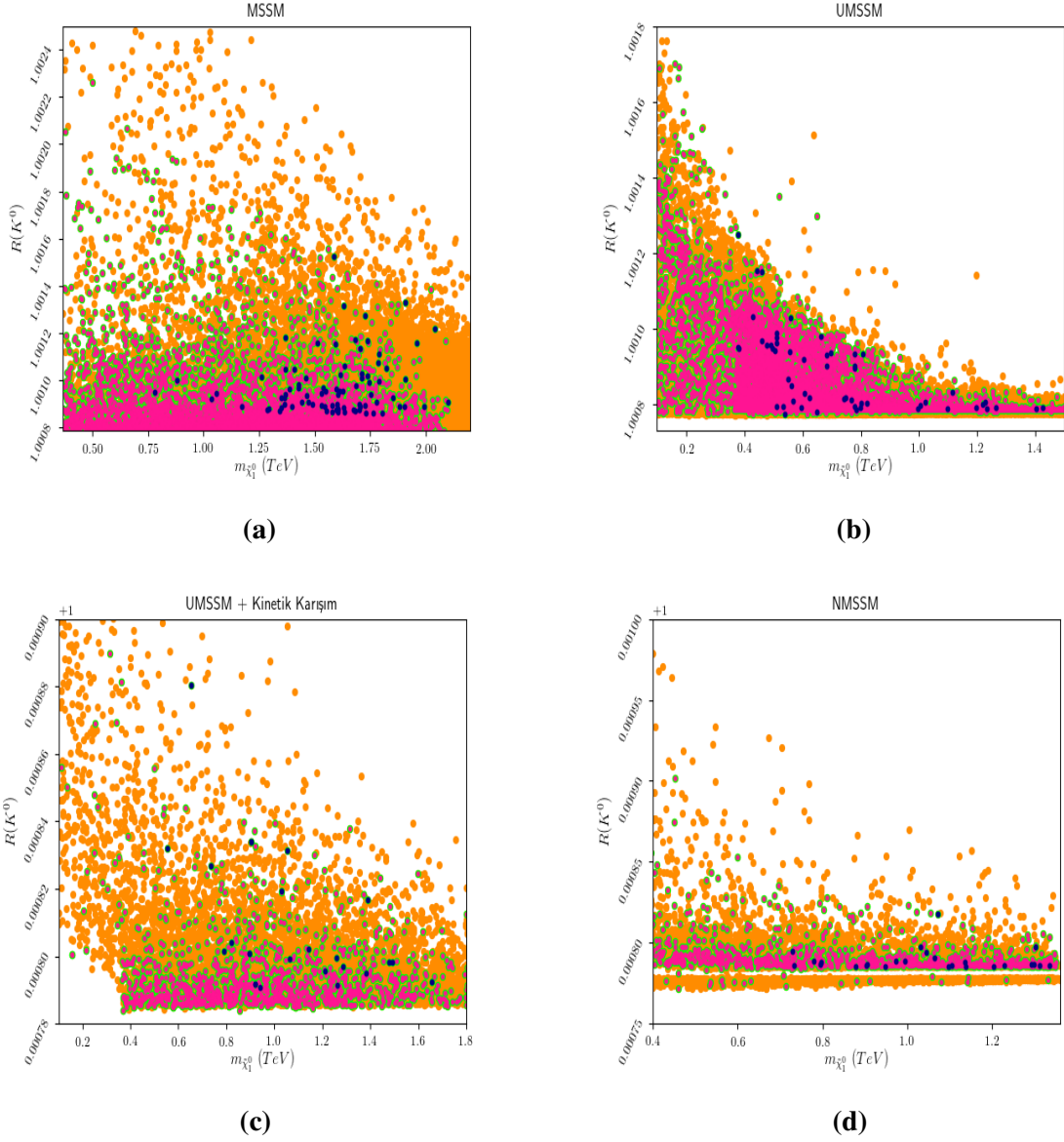


Şekil 5.24: (a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karşım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{g}}$ 'nin $R(K^0)$ 'a göre grafiği

Şekil (5.24)'te MSSM, $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ve NMSSM için elde edilen gluino kütesinin $R(K^0)$ 'a göre grafikleri verilmiştir. Buna göre MSSM için $m_{\tilde{g}} > 4TeV$ (Şekil (5.24 (a))), $U(1)'$ Model için $m_{\tilde{g}} > 2TeV$ (Şekil (5.24 (b))), kinetik karışım durumu için $m_{\tilde{g}} > 3TeV$ (Şekil (5.24 (c))) ve NMSSM için $m_{\tilde{g}} > 3.5TeV$ (Şekil (5.24 (d))) olduğunda deneylerle uyumlu veriler elde edilmiştir. Ayrıca MSSM'de $m_{\tilde{g}}$ 'nin artmasıyla $R(K^0)$ değeri artarken $U(1)'$ Model'de $m_{\tilde{g}}$ azalırken $R(K^0)$ değeri artmıştır. $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumu ve NMSSM için ise belirgin bir dağılım gözlenememiştir.

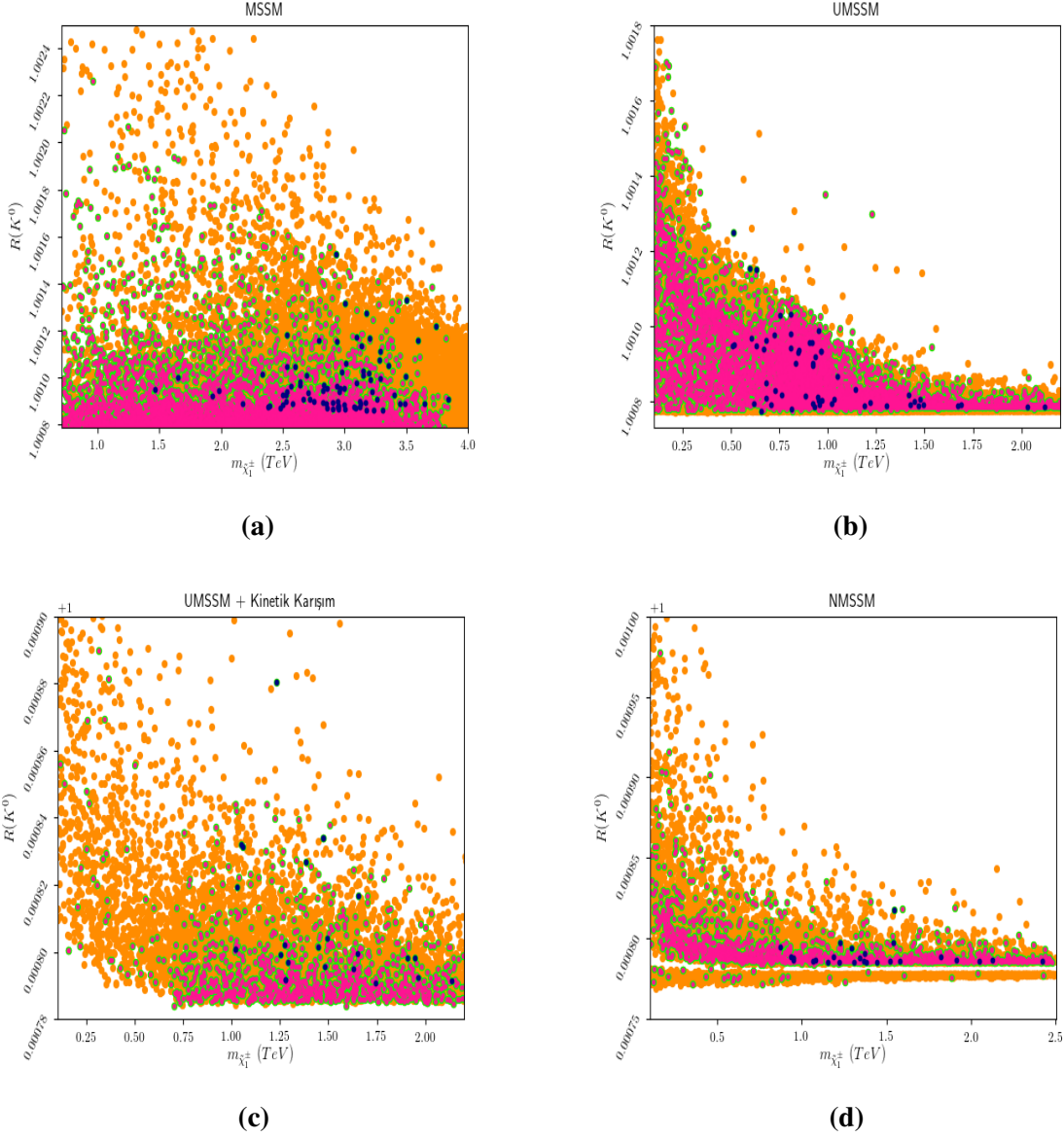
Şekil (5.25)'te nötrino kütesinin $R(K^0)$ 'a göre grafiği MSSM, $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Mo-

del’de kinetik karışım ve NMSSM çerçevesinde verilmiştir.



Şekil 5.25: (a) MSSM’de, (b) $U(1)$ ’ Model’de, (c) $U(1)$ ’ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ’nin $R(K^0)$ ’a göre grafiği

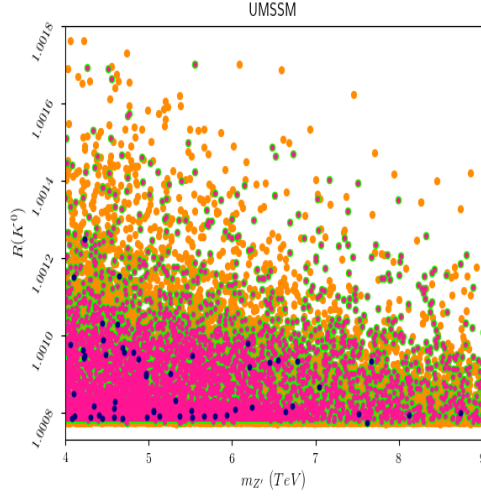
Şekil (5.25 (a))’ya göre MSSM çerçevesinde nötralino kütlesinin $750 GeV$ ’den büyük değerlerinde deneylerle uyumlu noktalar sağlanmış, en yüksek $R(K^0)$ değeri $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 1.5 TeV$ civarında elde edilmiştir. Şekil (5.25 (b))’ye göre ise $U(1)$ ’ Model’de açık bir şekilde nötralino kütlesi küçülürken $R(K^0)$ değerinin arttığı görülmektedir. $R(K^0)$ ’ın Standart Model’den en uzak değeri nötralino kütlesinin $\sim 400 GeV$ olduğu bölgede elde edilmiştir. Şekil (5.25 (c))’ye göre ise kinetik karışım durumunda yine nötralino kütlesinin azalmasıyla $R(K^0)$ değerinin arttığı görülmüştür. NMSSM’de de nötralino kütlesi azalırken $R(K^0)$ ’ın arttığı görülebilir (Şekil (5.25(d))).



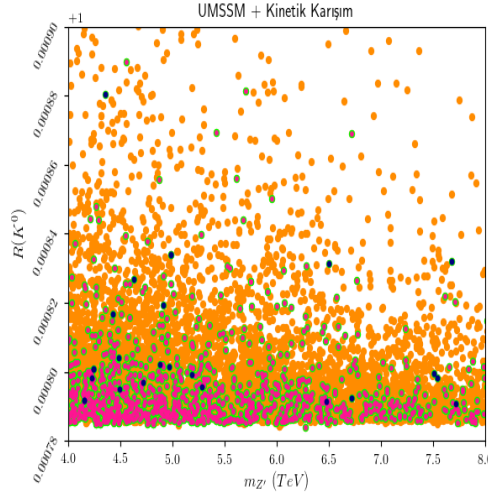
Şekil 5.26: (a) MSSM’de, (b) $U(1)'$ Model’de, (c) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ ’nin $R(K^0)$ ’a göre grafiği

Şekil (5.26)’da yükli no kütlelerinin $R(K^0)$ ’a göre grafiği MSSM, $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model’de kinetik karışım durumu ve NMSSM çerçevesinde verilmiştir. Yükli no kütlelerinin $R(K^0)$ üzerindeki etkisi nötrali no kütlelerinin etkisi ile benzerdir. Buna göre tüm modellerde yükli no kütlelerinin artması $R(K^0)$ değerini azaltırken tüm deneylerle uyumlu veriler içerisinde yükli no kütlelerinin en küçük değeri $U(1)'$ Model’de ($\sim 500 GeV$) elde edilmiştir.

Şekil (5.27)’de Z' kütlelerinin $R(K^0)$ ’a göre grafiği normal $U(1)'$ Model ve $U(1)'$ Model’de kinetik karışım durumunda verilmiştir.



(a)



(b)

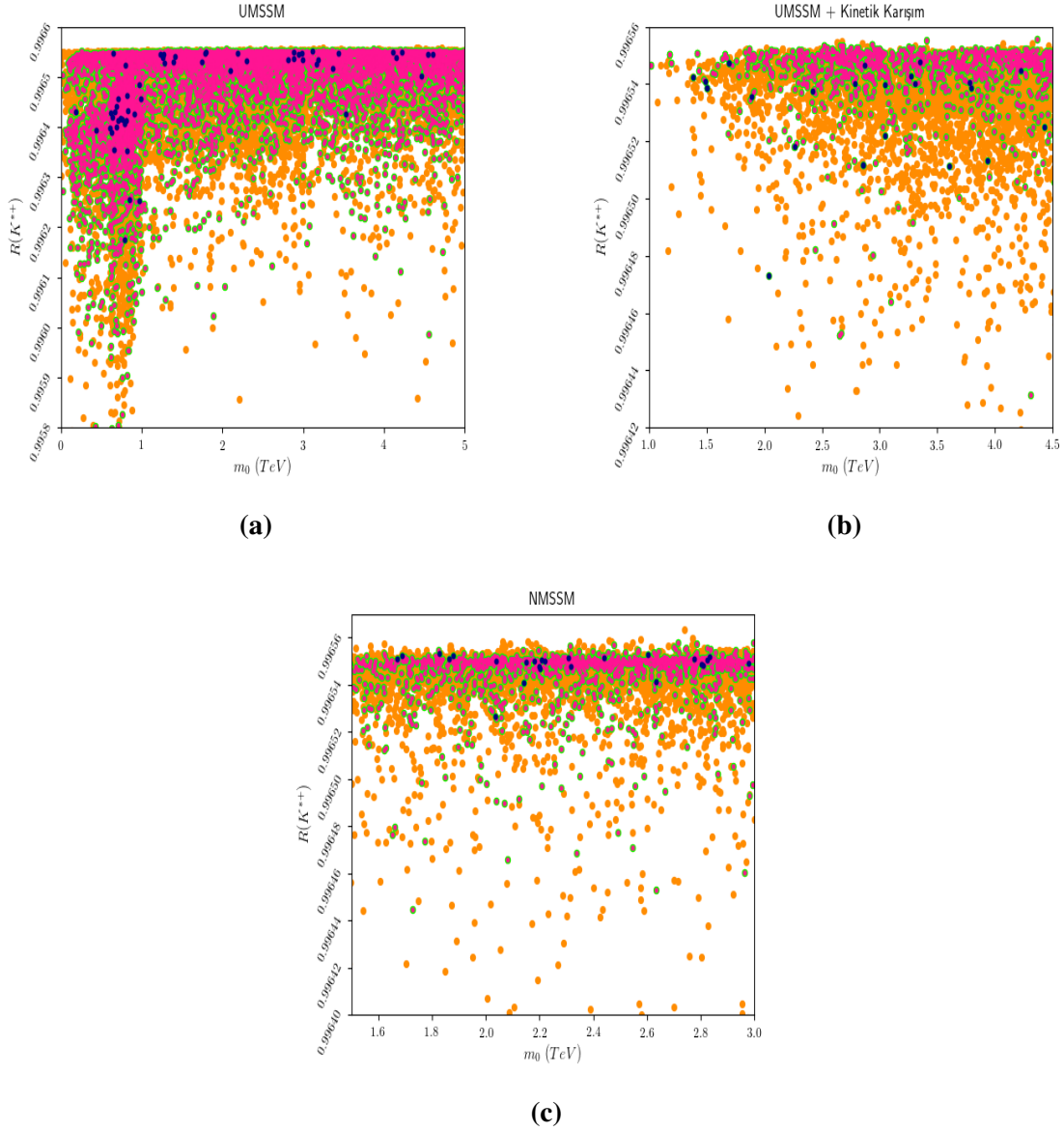
Şekil 5.27: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda $m_{Z'}$ 'nin $R(K^0)$ 'a göre grafiği

Şekil (5.27 (a))'ya göre normal $U(1)'$ Model'de $m_{Z'}$ 'in azalması $R(K^0)$ değerini arttırmaktadır. Deneyle uyumlu veriler içerisinde $m_{Z'}$ üst sınırı $9TeV$ 'dir. Benzer şekilde Şekil (5.27 (b))'ye göre $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda da Standart Model'den en çok farklılaşma küçük $m_{Z'}$ değerlerinde gerçekleşmektedir. Kinetik karışım durumunda $m_{Z'}$ için üst sınır $8TeV$ civarındadır.

Bu tezde incelediğimiz diğer bir anomali türü de B mezonun uyarılmış K mezona bozunmasında lepton çeşni evrenselliğini ifade eden $R(K^*)$ 'daki anomalidir. Anomaliye ilişkin deneysel sonuçlar Tablo (5.2)'de verilmiştir. Yapılan analiz sonucunda $R(K^*)$ 'ın deneysel sonuçlarının 1σ bandında $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ve NMSSM tara-

ından sağlandığı görülmüştür. $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumu, incelenen modeller içerisinde $R(K^*)$ 'nın en küçük değeri aldığı dolayısıyla Standart Model'den en çok farklılaştığı modeldir.

Şekil (5.28)'de skaler fermiyonların ortak kütesinin $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ve NMSSM çerçevesinde verilmiştir.

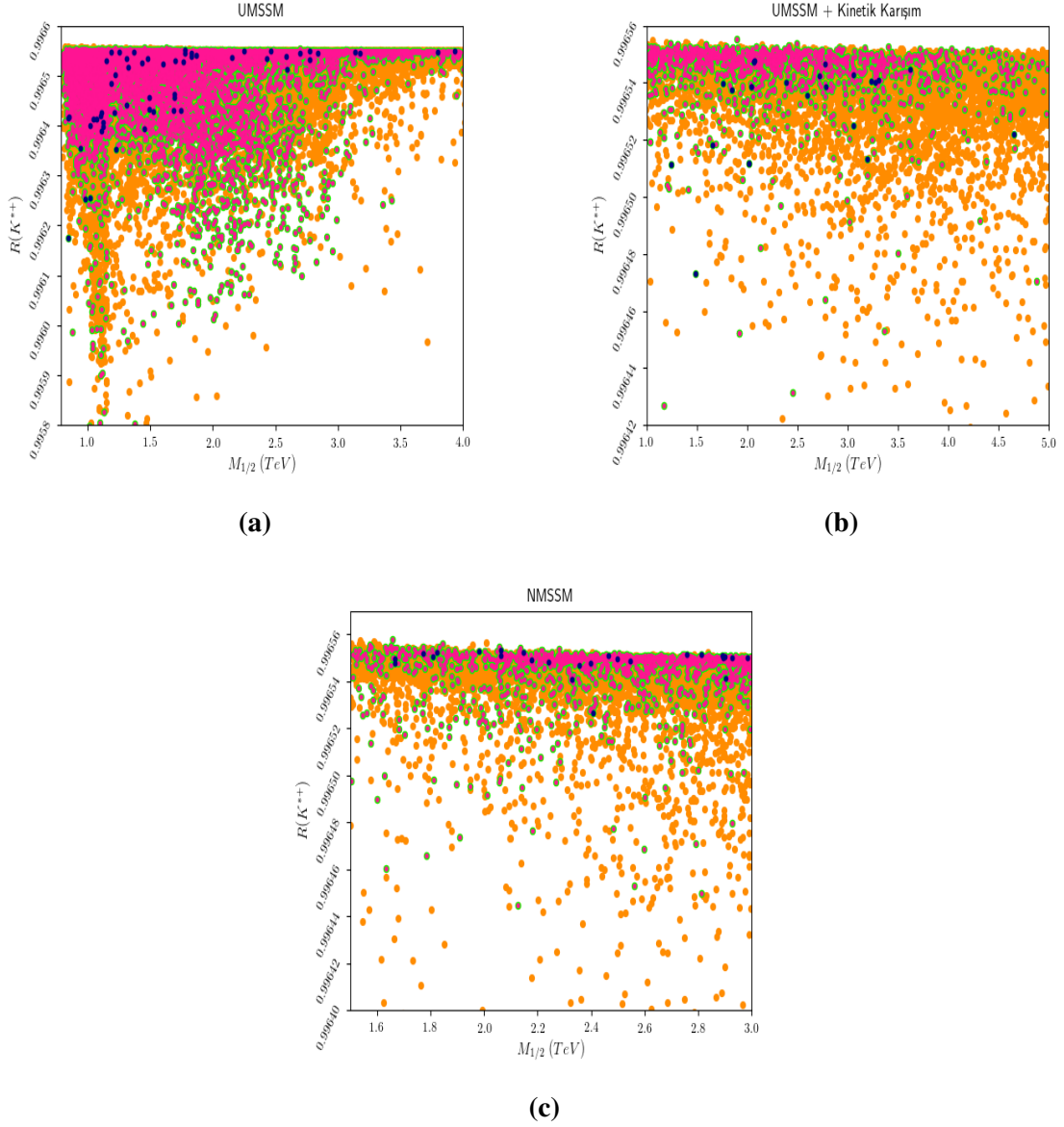


Şekil 5.28: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de m_0 'ın $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği

Buna göre Şekil (5.28 (a))'ya göre $U(1)'$ Model'de $R(K^{*+})$, m_0 'ın küçük değerlerinden Standart Model tahminlerinden uzaklaşırken; Şekil (5.28 (b))'ye göre $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda m_0 'ın büyük değerleri için Standart Model'den farklılaşmaktadır. Şekil (5.28 (c))'ye göre ise NMSSM'de belirgin bir dağılım gözlenememiştir. Buna ek olarak

$U(1)'$ Model'de $R(K^{*+})$ 'nın en küçük değeri $m_0 \sim 1TeV$ olduğu bölgede, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda ve NMSSM'de ise $R(K^{*+})$ 'nın en küçük değeri $m_0 \sim 2TeV$ olduğu bölgede elde edilmiştir.

Şekil (5.29)'da ayarınoların ortak kütesinin $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ve NMSSM'de verilmiştir.

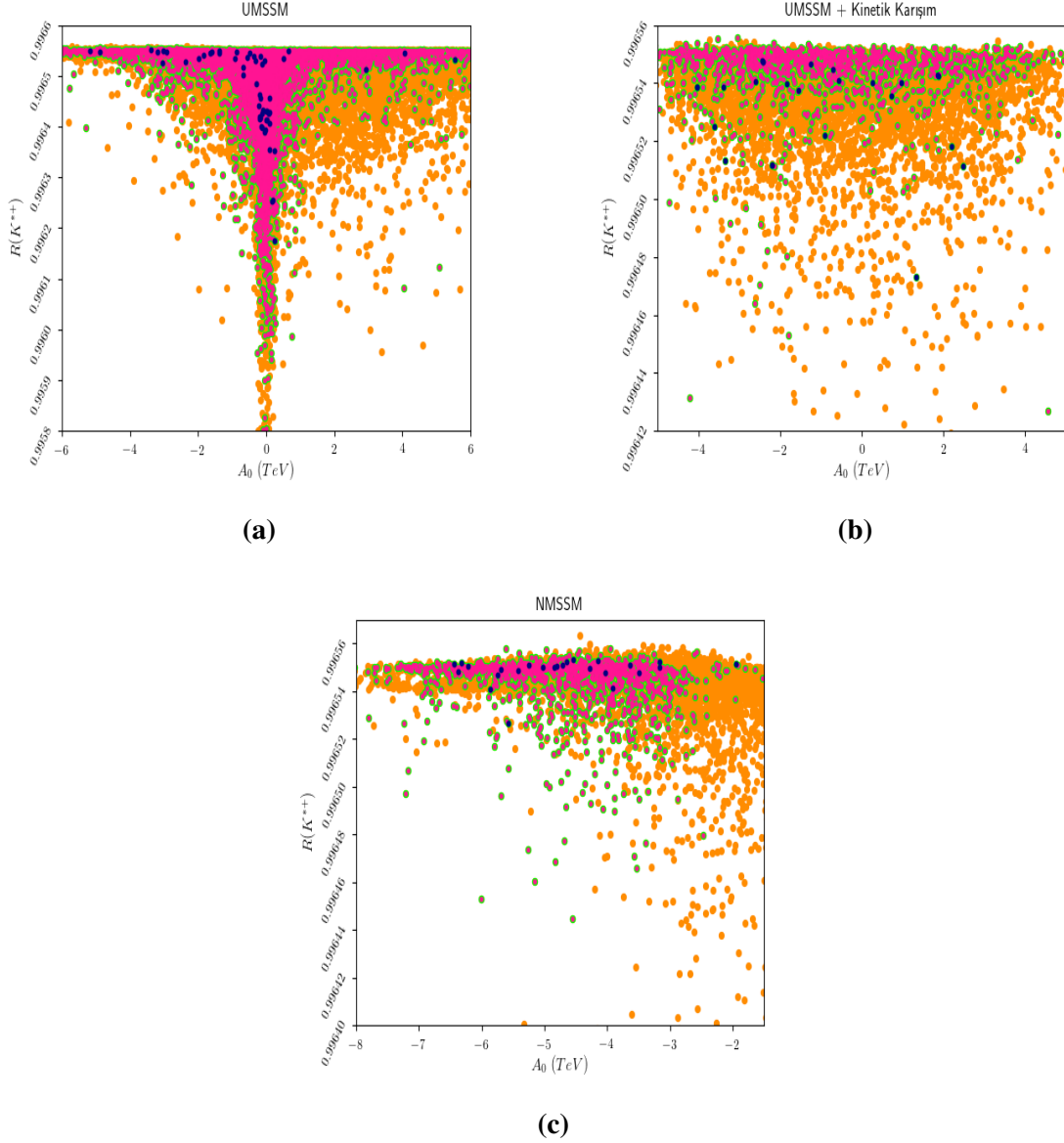


Şekil 5.29: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $M_{1/2}$ 'nin $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği

Skaler fermiyonların ortak kütlesi m_0 'dan farklı olarak, $R(K^{*+})$ ayarınoların ortak kütlesi $M_{1/2}$ 'nin küçük değerleri için hem normal $U(1)'$ Model'de hem de kinetik karışım durumunda azalmaktadır. Şekil (5.29 (a))'ya göre $R(K^{*+})$ 'nın en küçük değeri $M_{1/2} < 1TeV$ bölgesinde elde edilmiştir. Şekil (5.29 (b))'ye göre ise kinetik karışım durumunda en kü-

çük $R(K^{*+})$ değeri $M_{1/2} \sim 1.5TeV$ bölgesinde elde edilmiştir. Şekil (5.29 (c))'ye göre ise NMSSM'de $M_{1/2}$ ve $R(K^{*+})$ arasında belirgin bir ilişki gözlenememiştir. Buna ek olarak grafiğe bakıldığında $R(K^{*+})$ 'nın NMSSM'deki en küçük değerinin $M_{1/2} \sim 2.4TeV$ olduğu bölgede elde edildiği söylenebilir.

Şekil (5.30)'da üçlü bağlaşım sabiti A_0 'ın $R(K^{*+})$ 'ya göre grafikleri $U(1)$ ' Model, $U(1)$ ' Model'de kinetik karışım ve NMSSM'de verilmiştir.

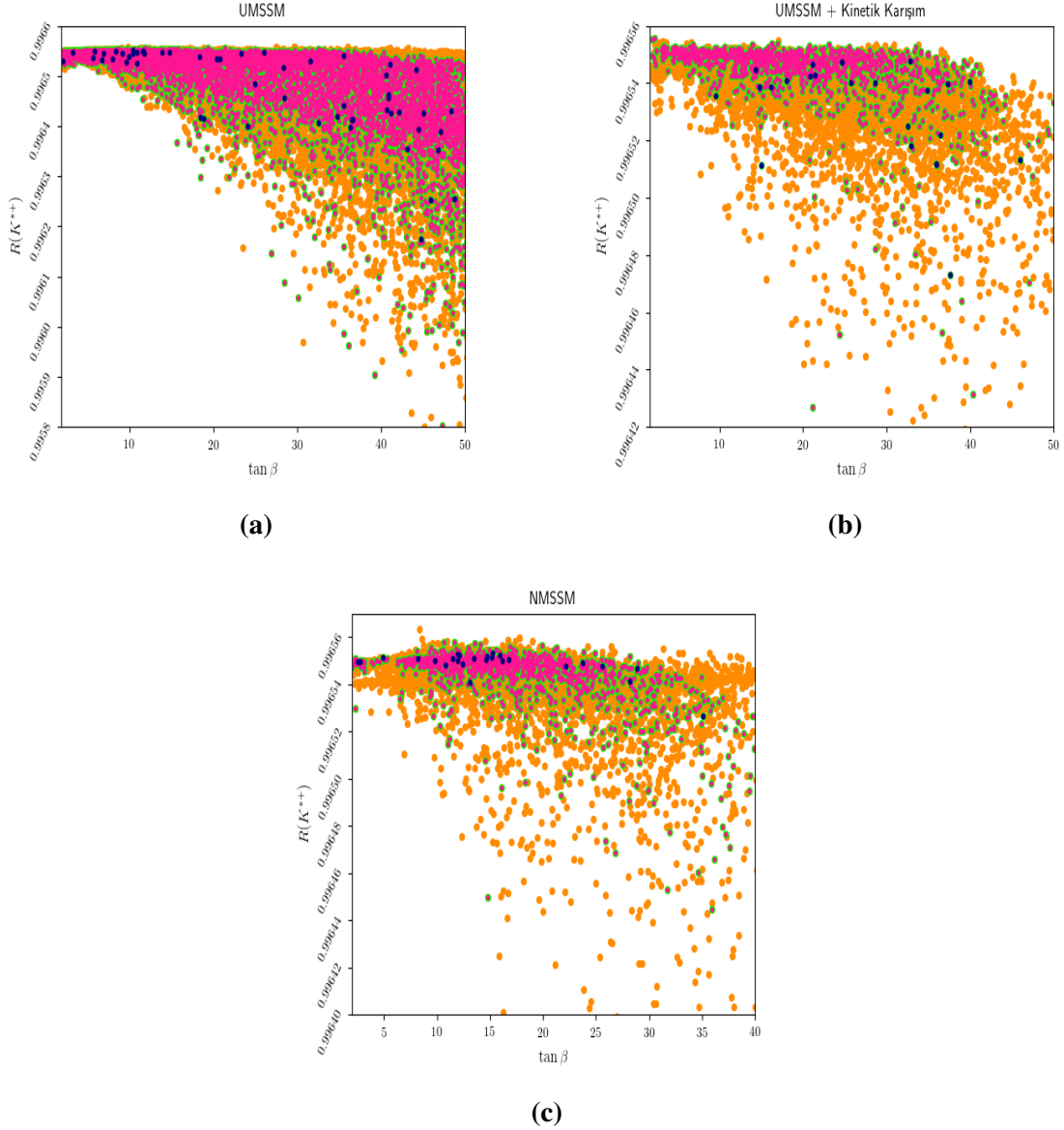


Şekil 5.30: (a) $U(1)$ ' Model'de, (b) $U(1)$ ' Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de A_0 'ın $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği

Şekil (5.30 (a))'ya göre $U(1)$ ' Model'de A_0 değeri sıfıra yaklaştıkça $R(K^{*+})$ değeri azalmakta, Standart Model tahminlerinden uzaklaşmaktadır. Şekil (5.30 (b))'de verilen $U(1)$ ' Model'de kinetik Karışım durumunda ise yine A_0 değeri sıfıra yaklaştıkça deneylerle uyum

artmasına rağmen en küçük $R(K^{*+})$ değerini sağlayan $A_0 \sim 2TeV$ 'dir. Şekil (5.30 (c))'ye göre ise NMSSM'de A_0 'ın negatif değerleri deneylerle uyumlu sonuç verirken en küçük $R(K^{*+})$ değeri $-6TeV < A_0 < -5TeV$ bölgesinde elde edilmiştir.

Şekil (5.31)'de $\tan \beta$ parametresinin $R(K^{*+})$ 'a göre grafiği $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım ve NMSSM çerçevesinde gösterilmiştir.

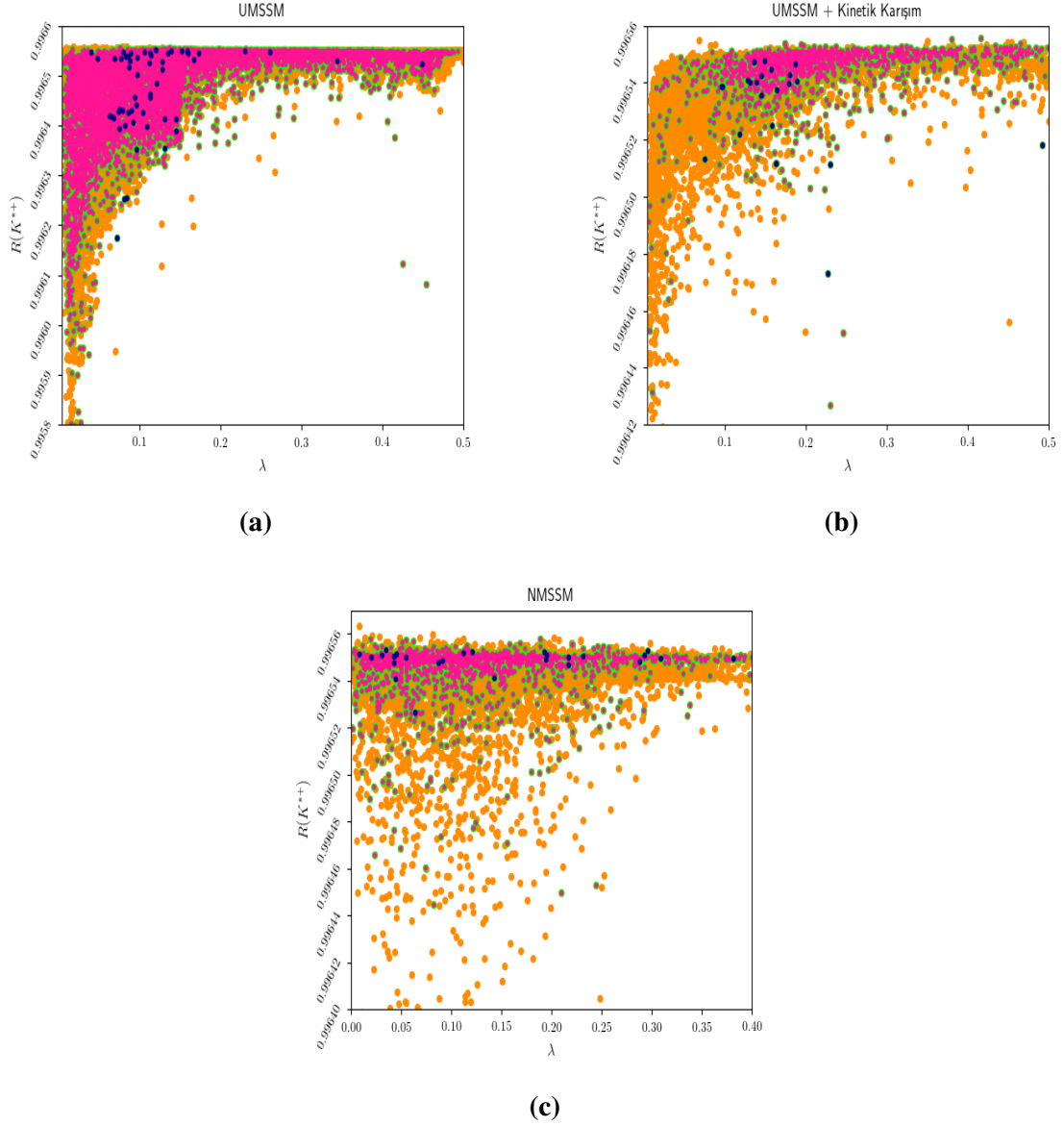


Şekil 5.31: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $\tan \beta$ 'nın $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği

Buna göre her üç modelde de $\tan \beta$ 'nın artmasıyla $R(K^{*+})$ 'nın azaldığı görülmektedir. $U(1)'$ Model'de en küçük $R(K^{*+})$ değeri $\tan \beta \sim 45$ bölgesinde elde edilmiştir (Şekil (5.31 (a))). $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda ise $35 < \tan \beta < 40$ bölgesi en küçük $R(K^{*+})$ değerini elde etmek için elverişlidir (Şekil (5.31 (b))). NMSSM'de ise $\tan \beta \sim 35$

olduğu bölgede en küçük $R(K^{*+})$ değeri elde edilmiştir (Şekil (5.31 (c))).

Şekil (5.32)'de λ parametresinin $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği incelenen üç model için verilmiştir.

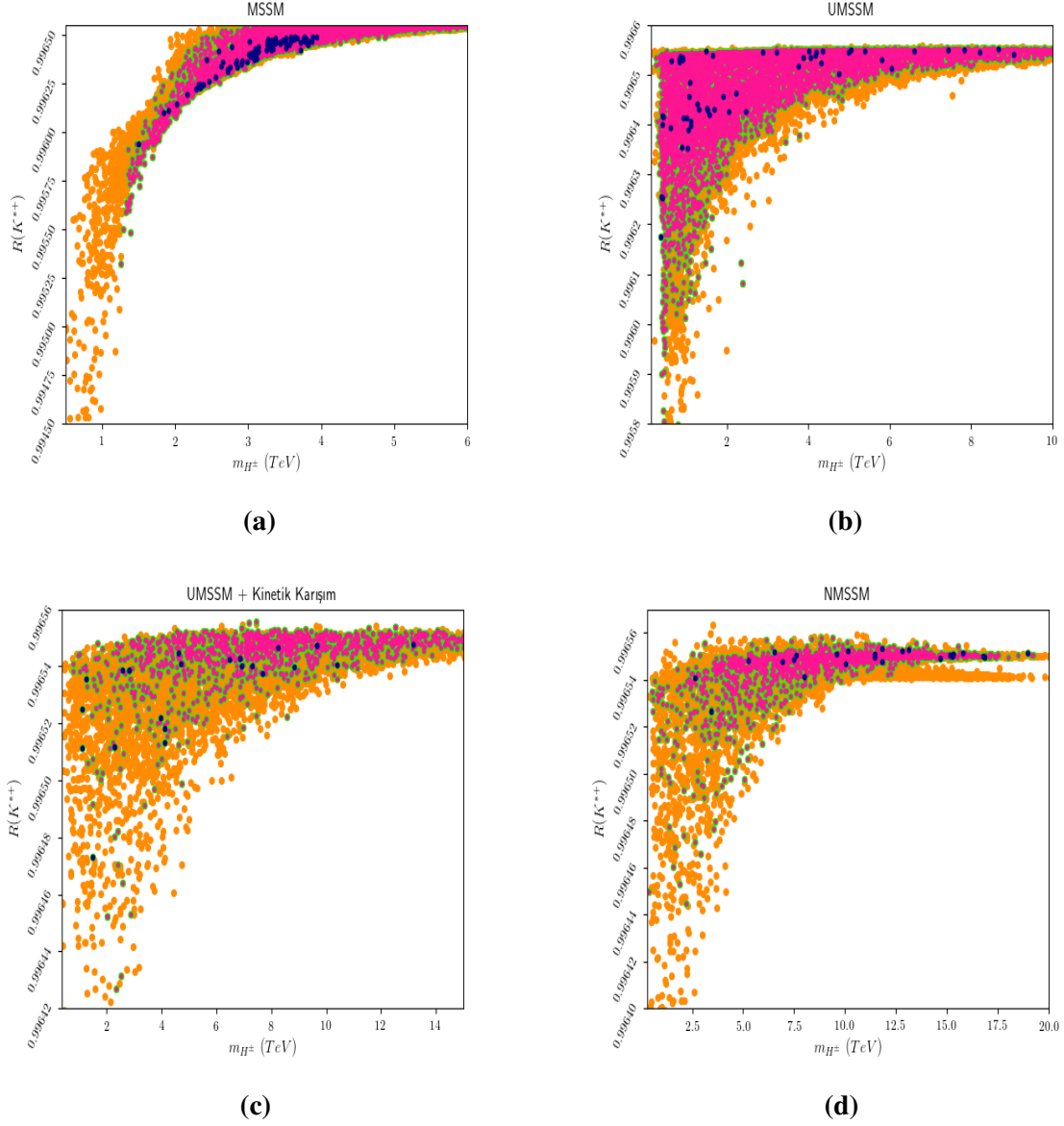


Şekil 5.32: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de λ 'ın $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği

Şekil (5.32 (a))'da $U(1)'$ Model için verilen λ 'nın $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiğinde λ küçüldükçe $R(K^{*+})$ 'nın azaldığı görülmektedir. $R(K^{*+})$ 'nın en küçük değeri $\lambda < 0.1$ bölgesinde elde edilmiştir. Şekil (5.32 (b))'ye göre $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda yine λ 'nın küçülmesiyle $R(K^{*+})$ azalmaktadır. Ancak normal $U(1)'$ Model'den farklı olarak $R(K^{*+})$ 'nın en küçük değeri $0.2 < \lambda < 0.3$ bölgesinde elde edilmiştir. Şekil (5.32 (c))'de NMSSM'de λ azaldıkça $R(K^{*+})$ 'nın azalma eğilimi görülmektedir. En küçük $R(K^{*+})$ de-

ğeri $0.05 < \lambda < 0.1$ bölgesinde elde edilmiştir.

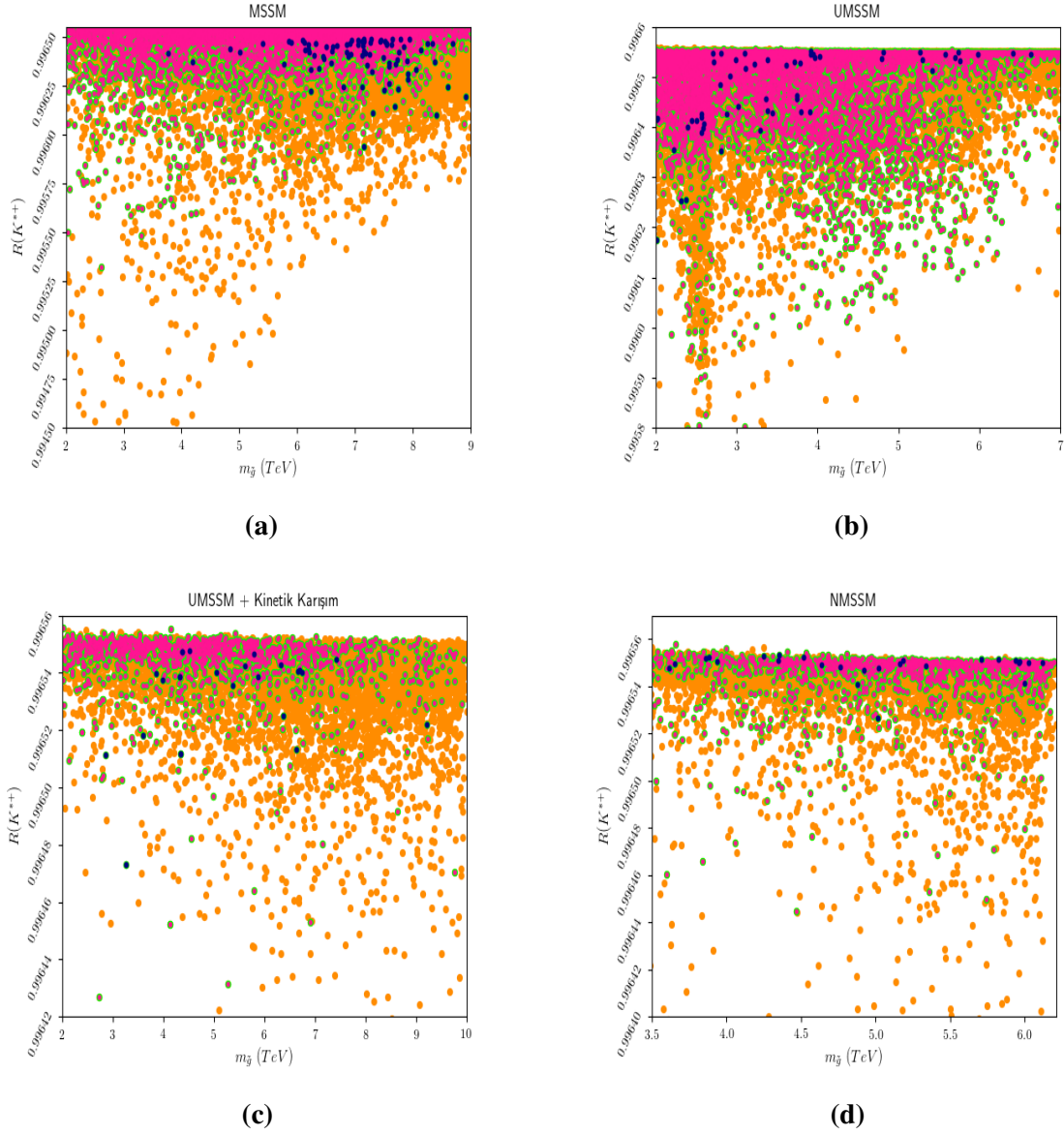
Şekil (5.33)'te MSSM, $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumu ve NMSSM çerçevesinde yüklü Higgs bozonu kütesinin $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği verilmiştir.



Şekil 5.33: (a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de m_{H^\pm} 'in $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği

Grafiklere bakıldığında dört model için de yüklü Higgs bozonu kütesinin azalması $R(K^{*+})$ değerini Standart Model'den uzaklaştırmaktadır. İncelenen dört modelden MSSM, $U(1)'$ Model ve $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda en küçük $R(K^{*+})$ değerini sağlayan yüklü Higgs bozonu kütesi $2TeV$ 'den küçük iken NMSSM'de en küçük $R(K^{*+})$ değerinin sağlanması için $m_{H^\pm} \sim 2.5TeV$ olmalıdır.

Şekil (5.34)'te gluino kütlesinin $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği MSSM, $U(1)$ ' Model, $U(1)$ ' Model'de kinetik karışım ve NMSSM'de verilmiştir.

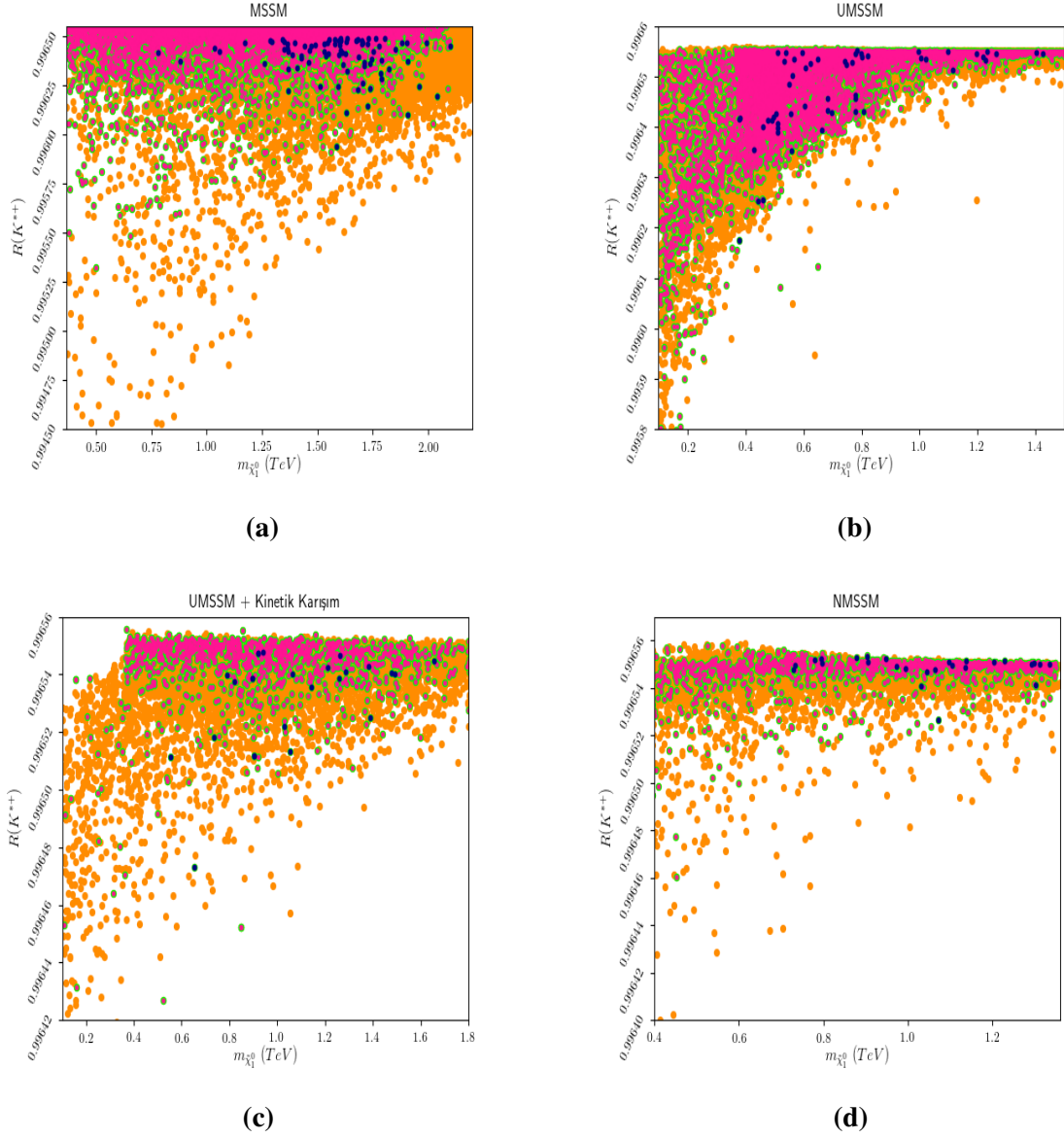


Şekil 5.34: (a) MSSM'de, (b) $U(1)$ ' Model'de, (c) $U(1)$ ' Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{g}}$ 'nin $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği

Şekil (5.34 (a)) ve Şekil (5.34 (b))'de sırasıyla MSSM'de ve $U(1)$ ' Model'de gluino kütlesinin azalması ile $R(K^{*+})$ değerinin de azaldığı görülmektedir. Şekil (5.34 (c)) ve Şekil (5.34 (d)) de ise sırasıyla kinetik karışım durumunda ve NMSSM'de gluino kütlesinin artması ile $R(K^{*+})$ değerinin azaldığı görülmektedir. MSSM'de tüm deneylerle uyum sağlayan en küçük $R(K^{*+})$ değeri için $m_{\tilde{g}} \sim 7TeV$ olması gerekirken $U(1)$ ' Model'de bu değer $2TeV$, kinetik karışım durumunda $\sim 3TeV$ ve NMSSM'de $\sim 5TeV$ 'dir.

Şekil (5.35)'te nötrino kütlesinin $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği MSSM, $U(1)$ ' Model, $U(1)$ ' Mo-

del’de kinetik karışım ve NMSSM için verilmiştir.

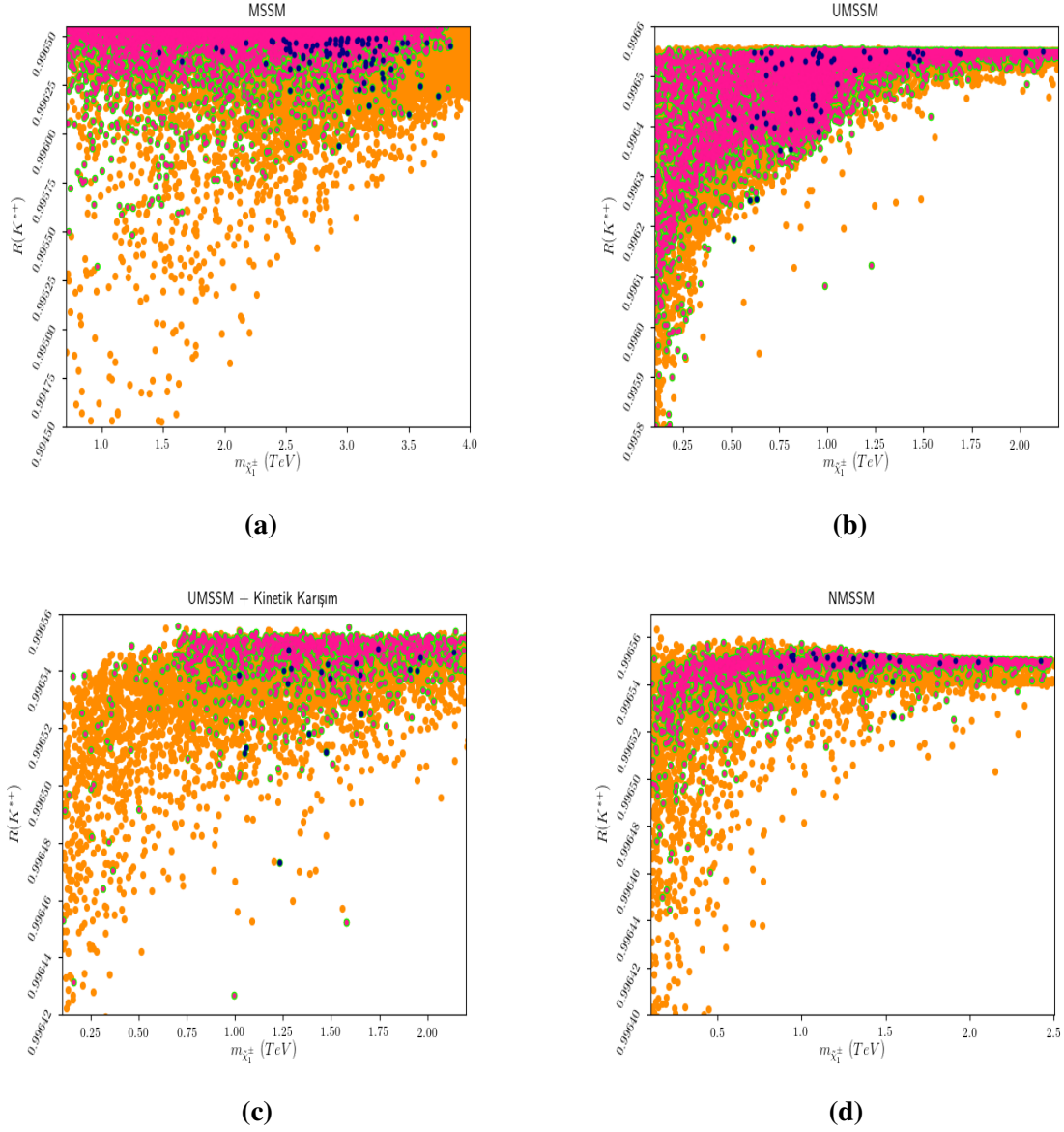


Şekil 5.35: (a) MSSM’de, (b) $U(1)$ ’ Model’de, (c) $U(1)$ ’ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ’nin $R(K^{*+})$ ’ya göre grafiği

Şekil (5.35 (a))’ya göre MSSM’de nötralino kütesinin azalması $R(K^{*+})$ değerini de azaltmaktadır. En küçük $R(K^{*+})$ değerinin sağlanması için nötralino kütlesi MSSM’de $\sim 750 GeV$ olmalıdır. Benzer şekilde Şekil (5.35 (b)), Şekil (5.35 (c)), Şekil (5.35 (d))’de de görüleceği gibi sırasıyla $U(1)$ ’ Model’de, $U(1)$ ’ Model’de kinetik karışım durumunda ve NMSSM’de nötralino kütesinin azalması $R(K^{*+})$ ’yı azaltmaktadır. Buna ek olarak $U(1)$ ’ Model’de en küçük $R(K^{*+})$ değerini sağlayan nötralino kütlesi $\sim 400 GeV$ iken kinetik karışım durumunda $\sim 600 GeV$, NMSSM’de $> 1 TeV$ bölgesindedir.

Şekil (5.36)’da yükli kütlesinin $R(K^{*+})$ ’ya göre grafiği MSSM, $U(1)$ ’ Model, kinetik

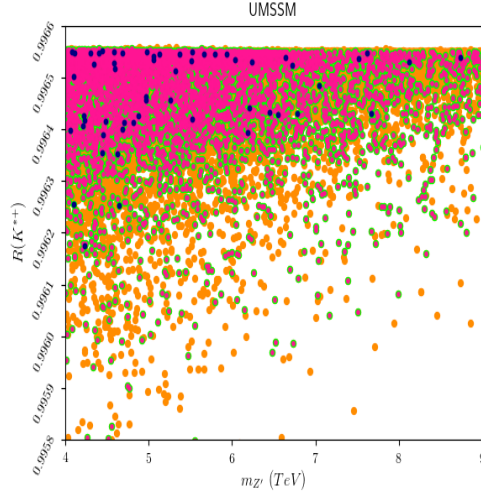
karışım durumu ve NMSSM çerçevesinde verilmiştir.



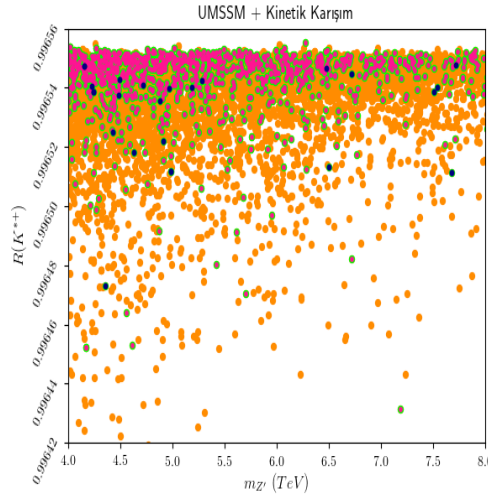
Şekil 5.36: (a) MSSM’de, (b) $U(1)$ ’ Model’de, (c) $U(1)$ ’ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM’de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ ’nin $R(K^{*++})$ ’ya göre grafiği

Nötralinno kütesinin $R(K^{*++})$ ’ya göre grafiklerinde olduğu gibi yüklino kütesinin $R(K^{*++})$ ’ya göre grafiklerinde de yüklino kütesi azaldıkça $R(K^{*++})$ değeri azalmaktadır. Ancak nötralinno kütesinin aksine $U(1)$ ’ Model dışında diğer üç modelde (MSSM, $U(1)$ ’ Model’de kinetik karışım ve NMSSM) en küçük $R(K^{*++})$ değerinin sağlanması için yüklino kütesi $1TeV$ ’den büyük değerler almalıdır. $U(1)$ ’ Model’de ise en küçük $R(K^{*++})$ değerini sağlayan yüklino kütesi $\sim 500GeV$ civarındadır.

Şekil (5.37)’de Z' kütesinin $R(K^{*++})$ ’ya göre grafiği $U(1)$ ’ Model ve $U(1)$ ’ Model’de kinetik karışım durumu çerçevesinde verilmiştir.



(a)



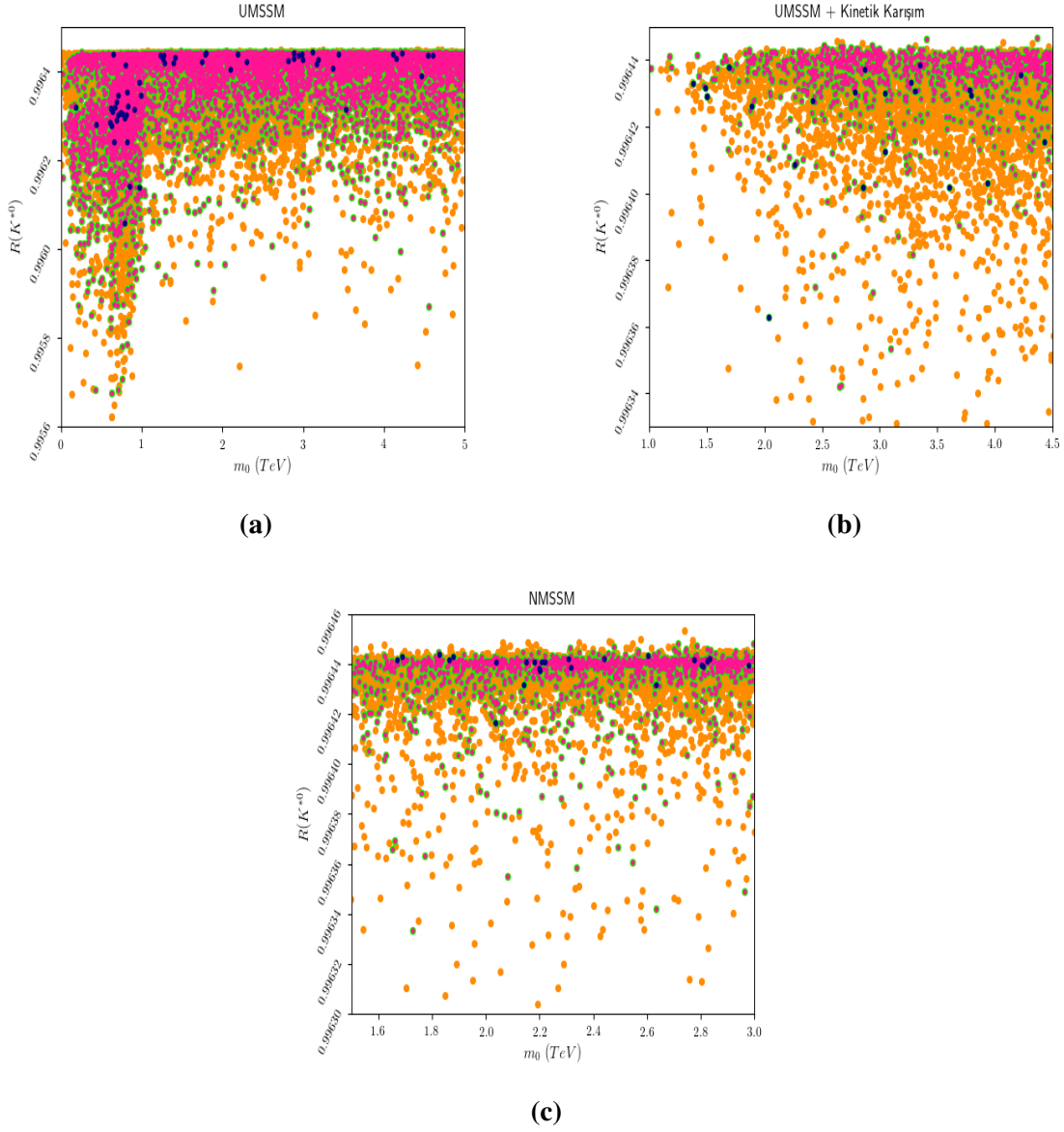
(b)

Şekil 5.37: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda $m_{Z'}$ 'nin $R(K^{*+})$ 'ya göre grafiği

Şekil (5.37 (a))'ya göre $U(1)'$ Model'de Z' kütlelerinin azalmasıyla $R(K^{*+})$ değeri de azalmaktadır. Şekil (5.37 (b))'de kinetik karışım durumunda da $m_{Z'}$ 'in azalmasının $R(K^{*+})$ 'yı Standart Model değerinden uzaklaştırdığı görülmektedir.

Son olarak nötr B mezonun uyarılmış K mezona bozunduğu kanalda lepton çeşni evrenselliğini ifade eden $R(K^{*0})$ değerindeki anomali durumu $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda ve NMSSM'de incelenmiştir. İncelenen tüm modellerde Tablo (5.2)'de verilen deneysel sonuçlarla 1σ bandında uyum sağlanmıştır. Standart Model'den en çok farklılaşan, diğer bir deyişle en küçük $R(K^{*0})$ değeri incelenen modeller içerisinde $U(1)'$ Model'de elde edilmiştir.

Şekil (5.38)'de skaler fermiyonların ortak kütlesi m_0 'ın $R(K^{*0})$ 'a göre grafikleri incelenen üç model çerçevesinde verilmiştir.

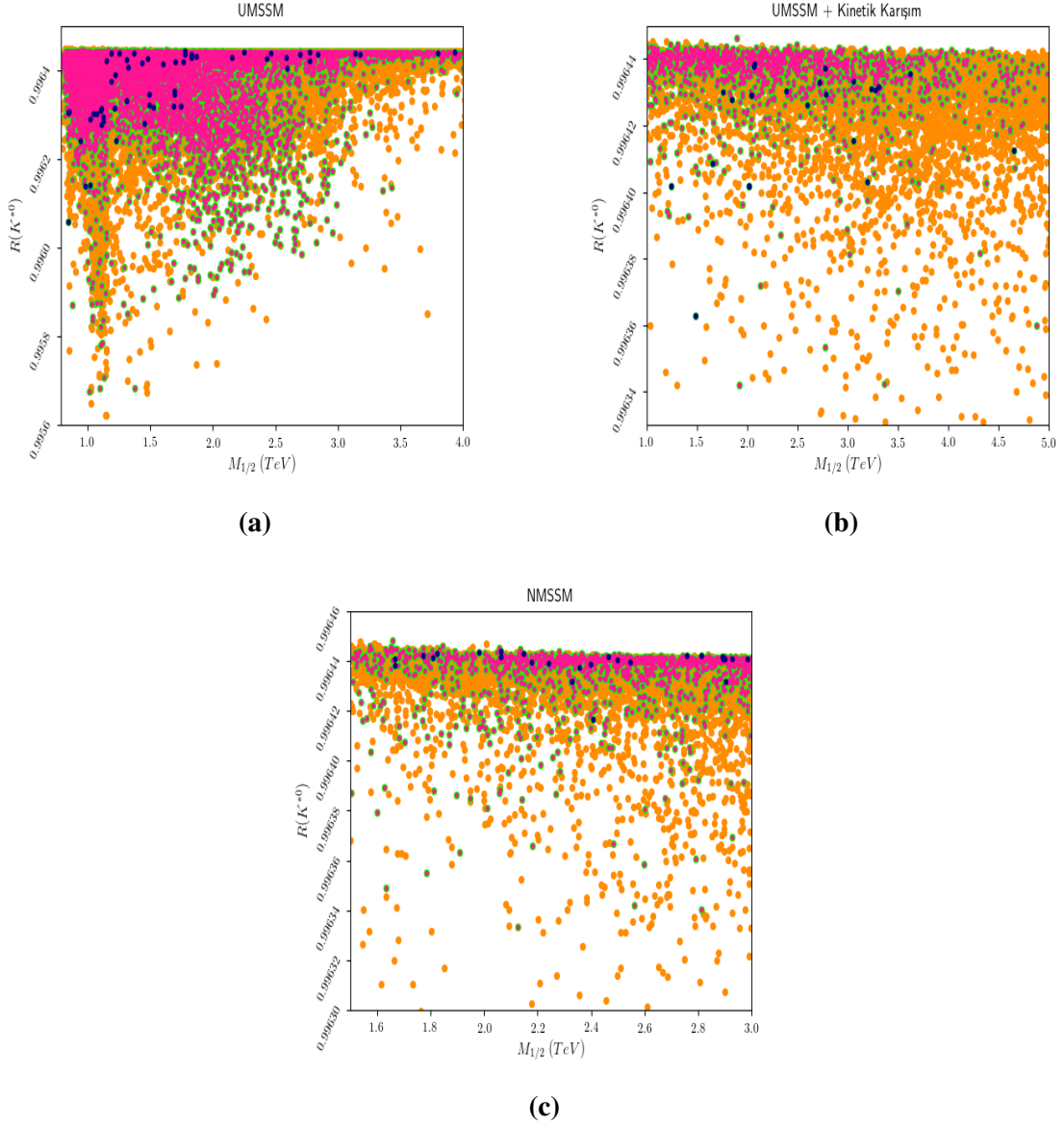


Şekil 5.38: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de m_0 'ın $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği

Şekil (5.38 (a))'ya göre $U(1)'$ Model'de m_0 azaldıkça $R(K^{*0})$ değeri de azalmaktadır. Ayrıca en küçük $R(K^{*0})$ değeri $m_0 \sim 1TeV$ civarında elde edilmiştir. Şekil (5.38 (b))'ye göre ise kinetik karışım durumunda m_0 'ın artması $R(K^{*0})$ değerini arttırmıştır. En küçük $R(K^{*0})$ değeri ise $m_0 \sim 2TeV$ için elde edilmiştir. Şekil (5.38 (c))'de NMSSM'de m_0 kütlesinin $R(K^{*0})$ üzerinde etkisine dair belirgin bir dağılım gözlenememiştir. NMSSM'de de en küçük $R(K^{*0})$ değeri $m_0 \sim 2TeV$ olduğunda elde edilmiştir.

Şekil (5.39)'da ayarınoların ortak kütlesi $M_{1/2}$ 'nin $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği $U(1)'$ Model, $U(1)'$

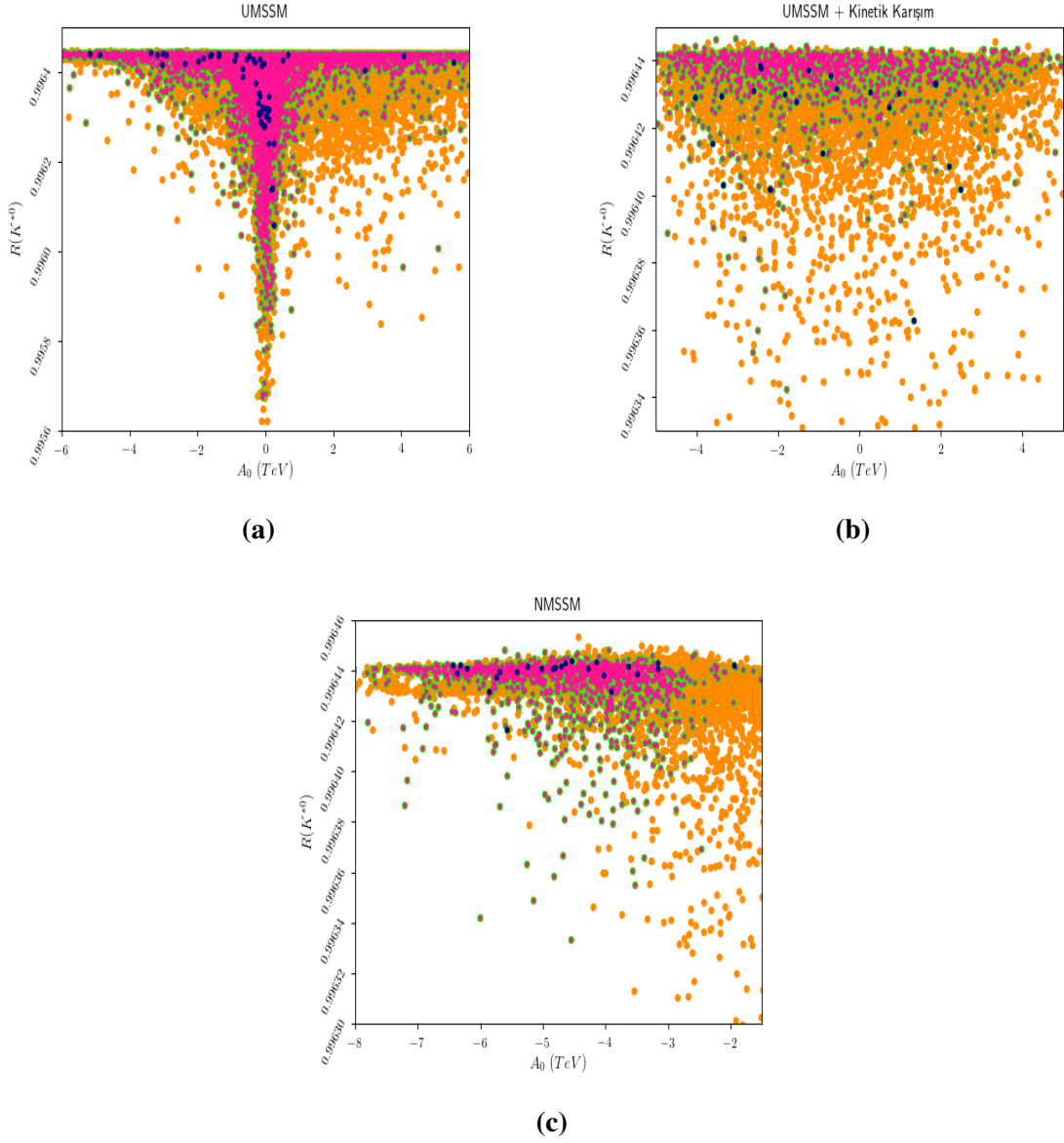
Model’de kinetik karışım durumu ve NMSSM çerçevesinde verilmiştir.



Şekil 5.39: (a) $U(1)'$ Model’de, (b) $U(1)'$ Model’de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM’de $M_{1/2}$ ’nin $R(K^{*0})$ ’a göre grafiği

$U(1)'$ Model’de ayarınoların ortak kütlelerinin azalmasının $R(K^{*0})$ ’ı da azalttığı görülmektedir. Standart Model’den en çok farklılaşan, en küçük $R(K^{*0})$ değerinin sağlanması için $M_{1/2} < 1TeV$ olmalıdır (Şekil (5.39 (a))). Kinetik karışım durumunda ise ortak ayarino kütlelerinin artmasıyla $R(K^{*0})$ değeri azalma eğilimi göstermiştir. $U(1)'$ Model’de kinetik karışım durumunda en küçük $R(K^{*0})$ değerinin elde edilmesi için $M_{1/2} \sim 1.5TeV$ olmalıdır (Şekil (5.39 (b))). NMSSM’de ise kinetik karışım durumunda olduğu gibi $M_{1/2}$ değeri arttıkça $R(K^{*0})$ değeri azalma eğilimi göstermiştir ve en küçük $R(K^{*0})$ değeri $M_{1/2} \sim 2.4TeV$ civarında elde edilmiştir (Şekil (5.39 (c))).

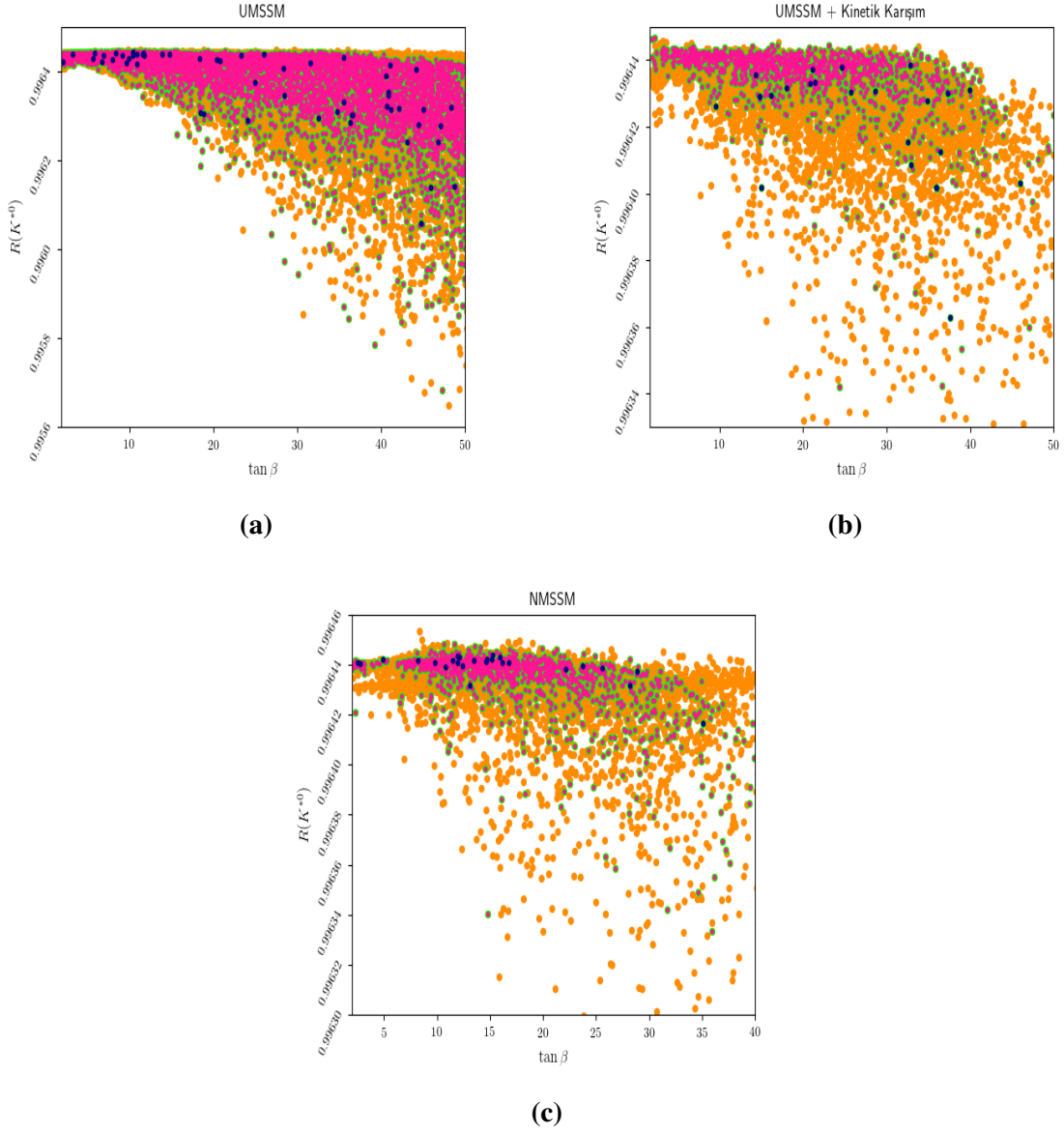
Şekil (5.40)'da üçlü bağlaşım sabiti A_0 'ın $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği $U(1)$ ' Model, $U(1)$ ' Model'de kinetik karışım durumu ve NMSSM'de gösterilmiştir.



Şekil 5.40: (a) $U(1)$ ' Model'de, (b) $U(1)$ ' Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de A_0 'ın $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği

Şekil (5.40 (a))'ya göre $U(1)$ ' Model'de üçlü bağlaşım sabitinin sıfıra yaklaşmasıyla $R(K^{*0})$ değeri azalmıştır. Buna bağlı olarak en küçük $R(K^{*0})$ değeri $A_0 \sim 0$ civarında elde edilmiştir. Şekil (5.40 (b))'ye göre ise kinetik karışım durumunda yine A_0 değeri sıfıra yaklaştıkça $R(K^{*0})$ azalma eğilimi göstermiştir. En küçük $R(K^{*0})$ değeri $A_0 \sim 2TeV$ bölgesinde elde edilmiştir. Şekil (5.40 (c))'ye göre ise NMSSM'de A_0 değerinin sıfırdan küçük olduğu durumlarda deneyle uyum yakalanmış ve A_0 sıfıra yaklaştıkça $R(K^{*0})$ değeri azalmıştır. En küçük $R(K^{*0})$ değeri $A_0 \sim -6TeV$ bölgesinde elde edilmiştir.

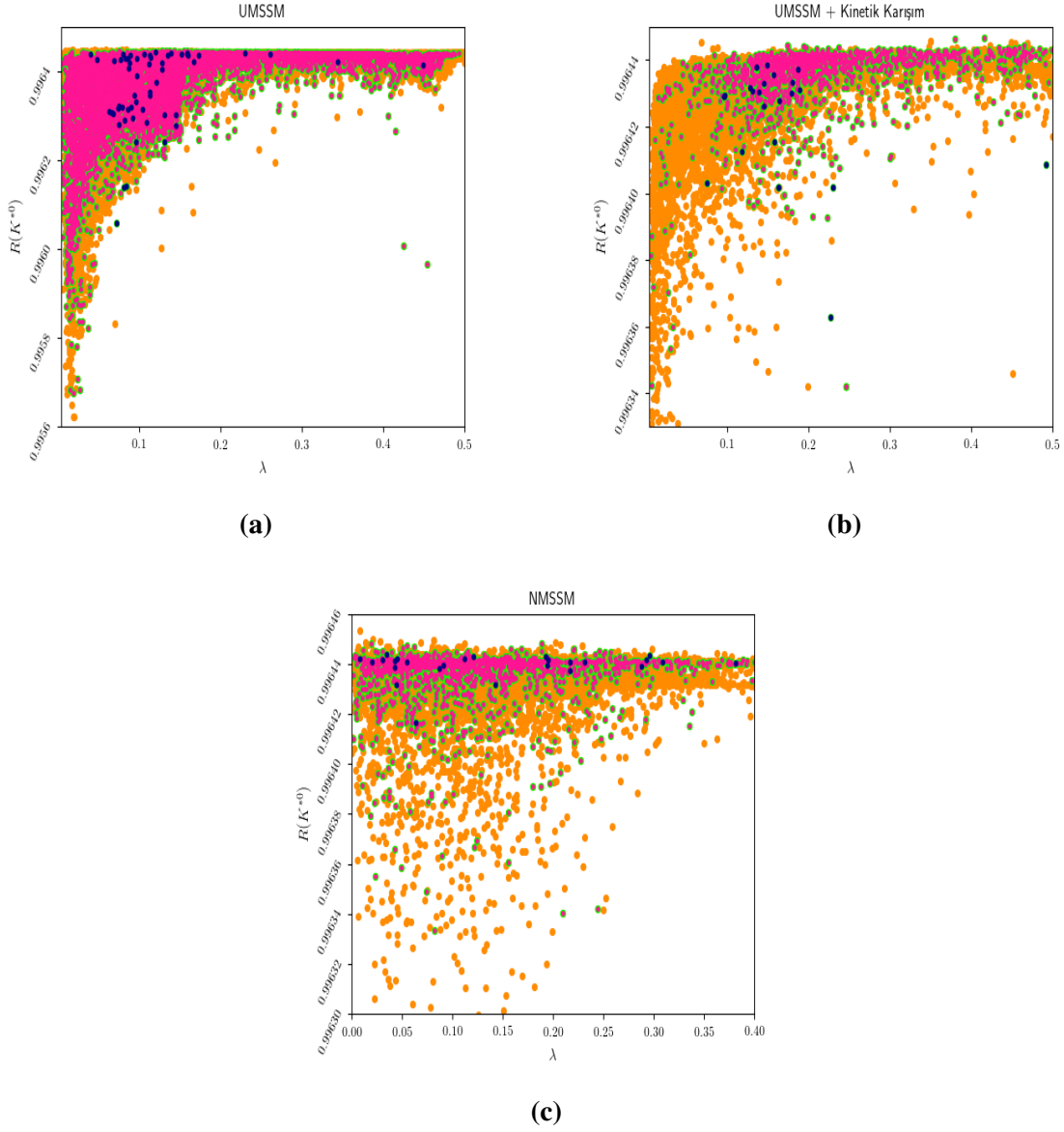
Şekil (5.41)'de $\tan \beta$ 'nın $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği $U(1)'$ Model, kinetik karışım durumu ve NMSSM açısından verilmiştir.



Şekil 5.41: (a) $U(1)'$ Model'de, (b) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de $\tan \beta$ 'nın $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği

Şekil (5.41 (a))'ya göre $U(1)'$ Model'de $\tan \beta$ değeri arttıkça $R(K^{*0})$ değeri azalmaktadır. Standart Model'den en çok farklılaşan $R(K^{*0})$ değeri $\tan \beta > 40$ bölgesinde elde edilmiştir. Şekil (5.41 (b))'ye göre ise $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumunda $\tan \beta$ değerinin artması $R(K^{*0})$ değerini azaltmaktadır. Kinetik karışım durumunda en küçük $R(K^{*0})$, $35 < \tan \beta < 40$ bölgesinde elde edilmiştir. Şekil (5.41 (c))'ye göre ise NMSSM'de diğer modellere benzer olarak $\tan \beta$ 'nın artmasıyla $R(K^{*0})$ 'nın azalmıştır. En küçük $R(K^{*0})$ değeri $\tan \beta \sim 35$ olduğunda elde edilmiştir.

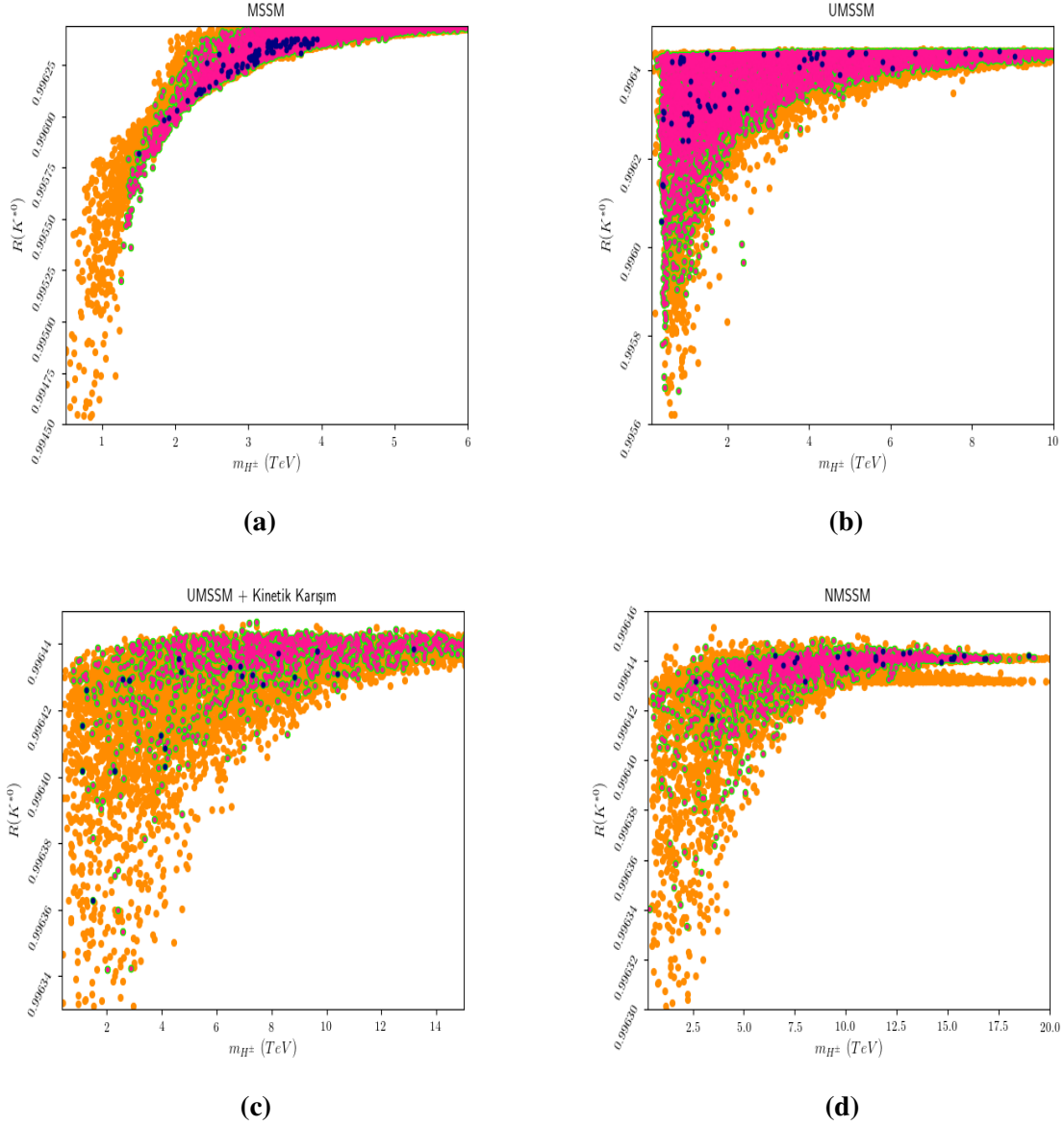
Şekil (5.42)'de λ parametresinin $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği $U(1)$ ' Model, $U(1)$ ' Model'de kinetik karışım durumu ve NMSSM çerçevesinde verilmiştir.



Şekil 5.42: (a) $U(1)$ ' Model'de, (b) $U(1)$ ' Model'de Kinetik Karışım durumunda, (c) NMSSM'de λ 'ın $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği

$U(1)$ ' Model'de λ parametresi azaldıkça $R(K^{*0})$ değeri de azalmaktadır. En küçük $R(K^{*0})$ değeri $\lambda < 0.1$ bölgesinde elde edilmiştir (Şekil (5.42 (a))). $U(1)$ ' Model'de kinetik karışım durumunda normal $U(1)$ ' Model'de olduğu gibi λ 'nın azalması $R(K^{*0})$ değerini de azaltmaktadır. Kinetik karışım durumunda en küçük $R(K^{*0})$ değeri $0.2 < \lambda < 0.3$ bölgesinde elde edilmiştir (Şekil (5.42 (b))). NMSSM'de de λ ve $R(K^{*0})$ doğru orantılıdır. λ 'nın azalması $R(K^{*0})$ değerini de azaltmaktadır. En küçük $R(K^{*0})$ değeri NMSSM'de $0.05 < \lambda < 0.1$ bölgesinde elde edilmiştir (Şekil (5.42 (c))).

Şekil (5.43)'te yüklü Higgs bozonu kütleinin $R(K^{*0})$ 'a göre grafikleri MSSM, $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumu ve NMSSM'de verilmiştir.

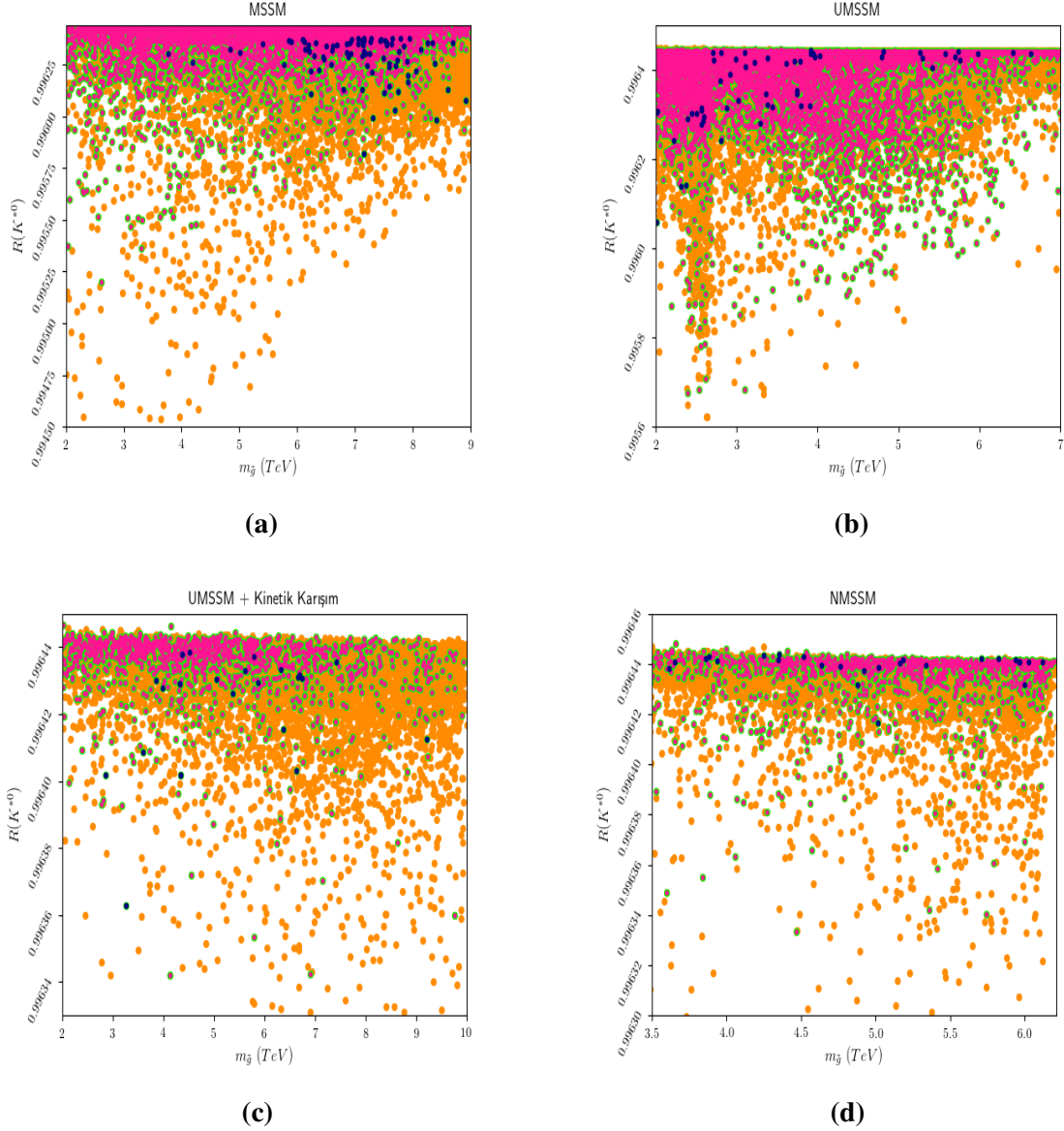


Şekil 5.43: (a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de m_{H^\pm} 'in $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği

Şekil (5.43 (a))'ya göre MSSM'de m_{H^\pm} 'nin azalmasıyla $R(K^{*0})$ da azalmaktadır. İlgilenilen tüm deneylerle uyum sağlayan veriler için yüklü Higgs bozonu kütlesi $1TeV < m_{H^\pm} < 4TeV$ aralığında değer almaktadır. En küçük $R(K^{*0})$ ise $1TeV < m_{H^\pm} < 2TeV$ bölgesinde elde edilmiştir. Şekil (5.43 (b))'ye göre $U(1)'$ Model'de m_{H^\pm} azaldıkça $R(K^{*0})$ değeri de azalmaktadır. Deneyler ile uyumlu veriler için yüklü higgs bozonunun kütlesi $9TeV$ 'e kadar çıkabilmektedir. Şekil (5.43 (c))'ye göre ise kinetik karışım durumunda da yine yüklü Higgs bozonunun kütleinin azalması $R(K^{*0})$ 'yı Standart Model değerinden uzaklaştırmaktadır. Kinetik karışım durumunda m_{H^\pm} için üst limit $13TeV$ 'e kadar çıkabilmektedir. Şekil (5.43

(d))'ye göre ise NMSSM'de de m_{H^\pm} 'nin azalması $R(K^{*0})$ değerini de azaltmaktadır ve m_{H^\pm} için üst limit $20TeV$ 'e kadar çıkmaktadır.

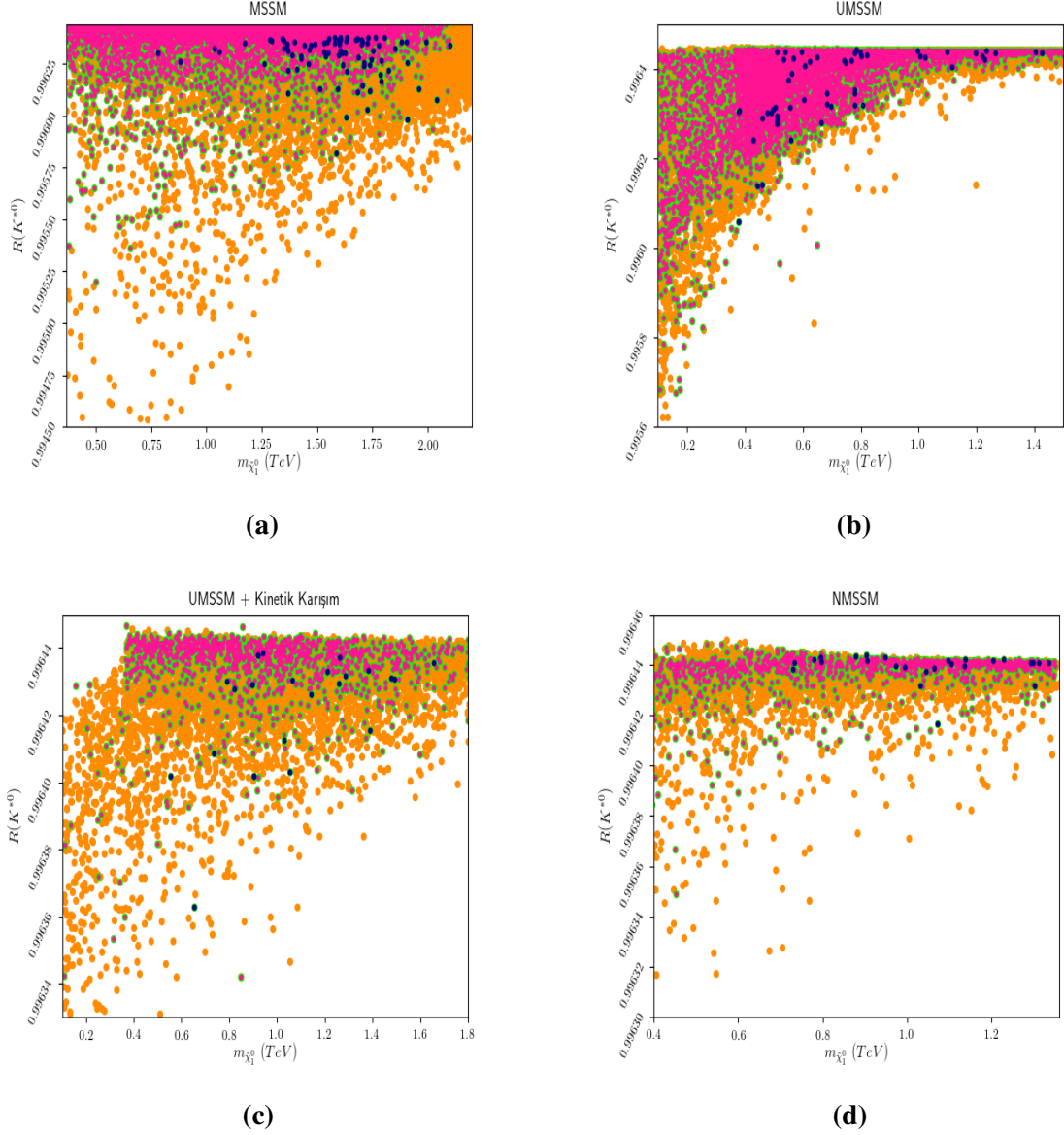
Şekil (5.44)'te gluino kütlesinin $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği MSSM, $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumu ve NMSSM çerçevesinde gösterilmiştir.



Şekil 5.44: (a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{g}}$ 'nin $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği

Şekil (5.44 (a))'ya göre MSSM çerçevesinde gluino kütlesi azalırken $R(K^{*0})$ değerinin de azalma eğiliminde olduğu görülse de tüm deneylerle uyumlu veriler için gluino kütlesi $5TeV < m_{\tilde{g}} < 9TeV$ aralığında yoğunlaşmıştır. En küçük $R(K^{*0})$ değerini sağlayan gluino kütlesi $m_{\tilde{g}} \sim 7TeV$ bölgesindedir. Şekil (5.44 (b))'ye göre $U(1)'$ Model'de de $m_{\tilde{g}}$ 'nin azalması $R(K^{*0})$ değerini azaltmıştır. Ancak MSSM'den farklı olarak deneylerle uyumlu veriler

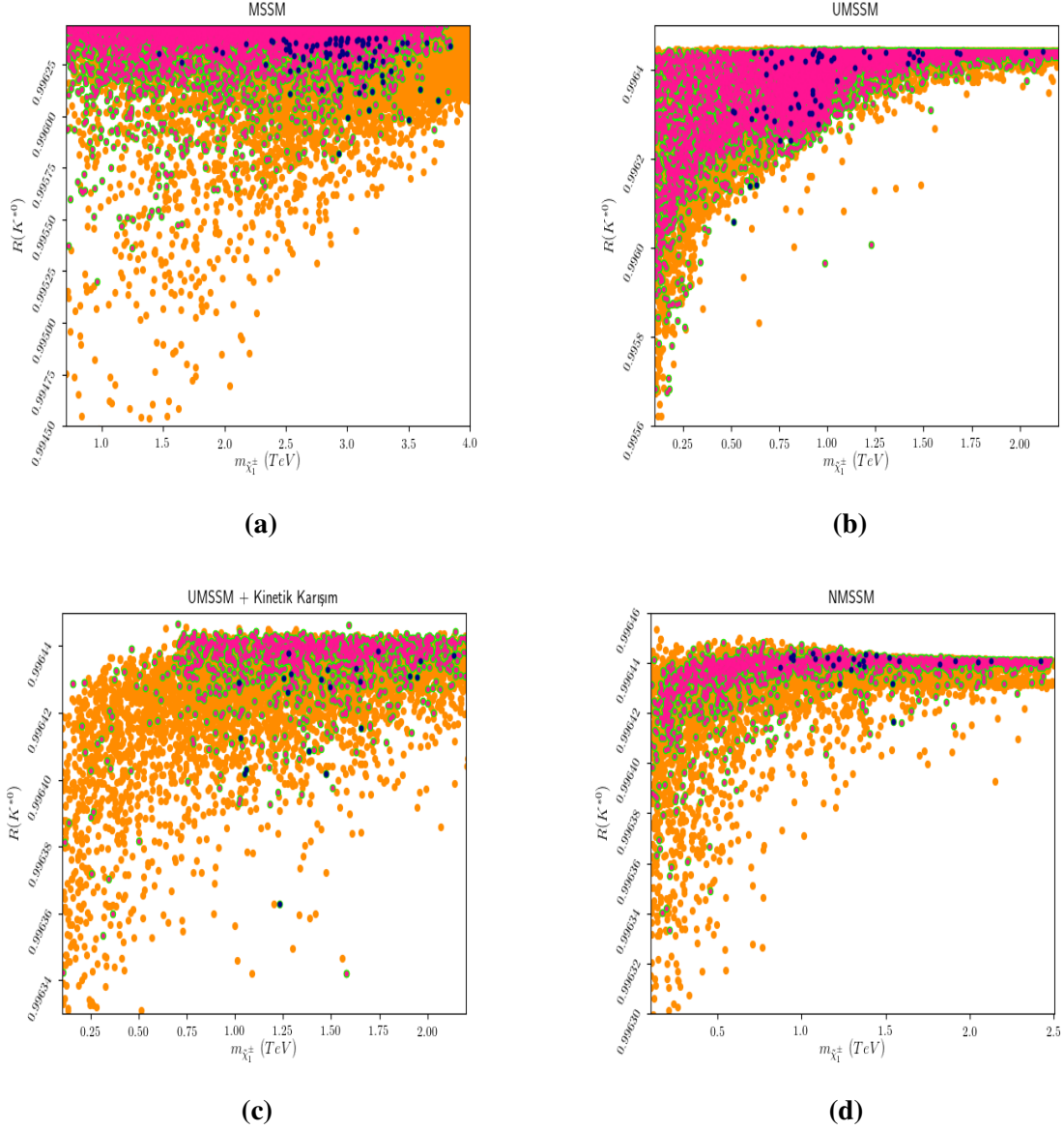
$2TeV < m_{\tilde{g}} < 7TeV$ aralığındadır ve en küçük $R(K^{*0})$ değeri $m_{\tilde{g}} \sim 2TeV$ bölgesinde elde edilmiştir. Şekil (5.44 (c))'ye göre ise kinetik karışım durumunda gluino kütlesinin artmasıyla $R(K^{*0})$ artma eğilimi göstermiştir. En küçük $R(K^{*0})$ değeri $m_{\tilde{g}} \sim 3TeV$ bölgesinde elde edilmiştir. Şekil (5.44 (d))'de ise kinetik karışım durumuna benzer olarak $m_{\tilde{g}}$ 'nin artmasıyla $R(K^{*0})$ da artma eğilimi göstermektedir. En küçük $R(K^{*0})$ ise $m_{\tilde{g}} \sim 5TeV$ bölgesinde elde edilmiştir.



Şekil 5.45: (a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 'nin $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği

Şekil (5.45)'te nötrino kütlesinin $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği incelenen 4 model çerçevesinde verilmiştir. Buna göre dört modelde de nötrino kütlesinin azalması $R(K^{*0})$ değerini azaltmaktadır. Buna ek olarak Şekil (5.45 (a))'ya göre MSSM'de $1TeV < m_{\tilde{\chi}_1^0} < 2TeV$ bölgesi deneysel veriler daha uyumludur ve en küçük $R(K^{*0})$ değeri $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 1.5TeV$ için elde

edilmiştir. Şekil (5.45 (b))'ye göre ise $U(1)'$ Model'de $0.4TeV < m_{\tilde{\chi}_1^0} < 1.4TeV$ aralığı deneysel verilerle daha uyumludur ve en küçük $R(K^{*0})$ nötralinno kütlesi $0.4TeV$ civarında iken elde edilmiştir. Şekil (5.45 (c))'ye göre kinetik karışım durumunda en küçük $R(K^{*0})$ değeri $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 0.6TeV$ bölgesinde elde edilmişken Şekil (5.45 (d))'ye göre NMSSM'de $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 1TeV$ civarında sağlanmıştır.

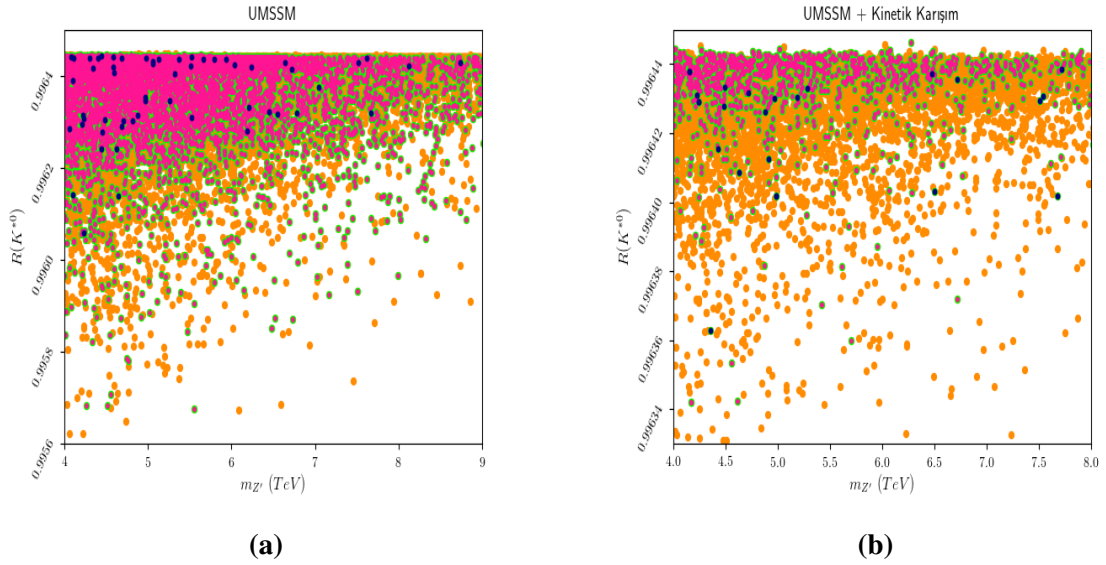


Şekil 5.46: (a) MSSM'de, (b) $U(1)'$ Model'de, (c) $U(1)'$ Model'de Kinetik Karışım durumunda, (d) NMSSM'de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ 'nin $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği

Şekil (5.46)'da yüklino kütlesinin $R(K^{*0})$ 'a göre grafiği MSSM, $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumu ve NMSSM çerçevesinde verilmiştir. Şekil (5.45)'te verilen grafiklerde nötralinno etkisine benzer olarak incelenen dört modelde de yüklino kütlesinin azalması $R(K^{*0})$ değerini azaltmakta, yani Standart Model değerinden farklılaştırmaktadır. Şekil (5.46 (a))'ya göre MSSM'de en küçük $R(K^{*0})$ değeri $2.5TeV < m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < 3TeV$ bölge-

sinde elde edilmiştir. Şekil (5.46 (b))'ye göre ise $U(1)$ ' Model'de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sim 0.5TeV$ bölgesinde en küçük $R(K^{*0})$ elde edilmiştir. Şekil (5.46 (c))'de kinetik karışım durumunda en küçük $R(K^{*0})$ değerinin elde edilebilmesi için yükli kütlesinin $\sim 1.25TeV$ olması gerektiği görülmüştür. Şekil (5.46 (d))' ye göre NMSSM'de en küçük $R(K^{*0})$ için yükli kütlesinin $\sim 1.5TeV$ olması gerektiği görülmektedir.

Şekil (5.47)'de Z' kütlesinin $R(K^{*0})$ 'ya göre grafiği normal $U(1)$ ' Model ve $U(1)$ ' Model'de kinetik karışım durumu için verilmiştir.



Şekil 5.47: (a) $U(1)$ ' Model'de, (b) $U(1)$ ' Model'de Kinetik Karışım durumunda $m_{Z'}$ 'nin $R(K^{*0})$ 'ya göre grafiği

Şekil (5.47)'ye göre hem normal $U(1)$ ' Model'de hem de kinetik karışım durumunda Z' kütlesinin azalmasıyla $R(K^{*0})$ değeri de azalmaktadır. Her iki modelde de en küçük $R(K^{*0})$ değeri $4TeV < m_{Z'} < 4.5TeV$ bölgesinde elde edilmiştir.

6. SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında, Standart Model ötesi teorilerden birisi olan süpersimetri çerçevesinde B bozunumları incelenmiştir. Süpersimetri çerçevesinde esas olarak $U(1)'$ Model ile ilgilenilmiş, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumu ele alınmış, bunlara ek olarak NMSSM ile değerlendirilmeler yapılmıştır. Buna göre 3. bölümde ayrıntılarıyla anlatıldığı gibi temel kütle sınırlamaları ve B bozunumlarından gelen sınırlamaları içeren deneysel veriler hem $U(1)'$ Model hem de NMSSM çerçevesinde açıklanabilmektedir. Buradan hareketle süpersimetri B fiziği için hâlâ yaşıyor yorumu yapılabilir.

Lepton çeşni evrenselliği için deneysel olarak tespit edilen anomaliler 5. bölümde $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumu ve NMSSM çerçevesinde incelenmiştir. Bu anomalilerden $R(K^0)$, $R(K^{*0})$ ve $R(K^{*+})$ 1σ tolerans ile açıklanabilirken $R(K^+)$ 4σ tolerans ile açıklanabilmektedir. Burada incelenen $U(1)'$ Model'de, incelemeler GUT skalasında, bağlaşım ve kütle parametreleri evrensel alınarak yapılmıştır. Elektrozayıf skalada incelemeler yapıldığında anomaliler ile ilgili deneylerle daha uyumlu sonuçlar elde edilebilir. Ayrıca süper yükler de aileler bazında evrensel olarak ele alınmıştır. Yüklerin evrensel olmaması hâlinde $R(K^+)$ oranındaki anomalinin açıklanabilme ihtimali vardır. Ayrıca farklı süpersimetrik modeller de (minimalist $U(1)'$ gibi) $R(K^+)$ oranındaki anomaliye açıklama getirebilir.

Tüm bunlara ek olarak lepton çeşni evrenselliğini ifade eden $R(K^{(*)})$ için deneysel ölçümlerdeki sistematik ve istatistiksel hatalar önemli ölçüdedir. Deneylerde daha yüksek enerji değerine ulaşıldıkça ve hassasiyet arttıkça $R(K^{(*)})$ için ölçümler daha tutarlı olacaktır. Bu durumda $R(K^{(*)})$ oranındaki anomaliler $U(1)'$ Model, $U(1)'$ Model'de kinetik karışım durumu ve NMSSM çerçevesinde yeniden değerlendirilmelidir. Ayrıca bu çalışmaya ek olarak $U(1)'$ Model'de süper yüklerin aileler bazında evrensel olmadığı durumda $R(K^{(*)})$ oranındaki anomalilerin incelemesi bu çalışmanın devamı olarak düşünülebilir.

Sonuç olarak süpersimetri Standart Model ötesi teoriler için hâlâ güçlü bir adaydır ve $R(K^0)$, $R(K^{*0})$ ve $R(K^{*+})$ oranlarındaki anomalileri 1σ tolerans ile, $R(K^+)$ oranındaki anomaliyi 4σ tolerans ile açıklanabilmektedir.

7. KAYNAKLAR

- Aaij, R., Beteta, C.A., Ackernly, T., Adeva, B., Adinolfi, M., Afsharnia, H. *et al.* (2021). Test of lepton universality in beauty-quark decays. arXiv:2103.11769 [hep-ex].
- Aaij, R., Beteta, C.A., Adeva, B., Adinolfi, M., Ajaltouni, Z., Akar, S. *et al.* (2019). Search for lepton-universality violation in $B^+ \rightarrow K^+l^+l^-$ decays. Phys. Rev. Lett. 122, 191801. arXiv:1903.09252 [hep-ex].
- Aaij, R., Adeva, B., Adinolfi, M., Ajaltouni, Z., Akar, S., Albrecht, J. *et al.* (2017). Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ Branching fraction and effective lifetime and search for $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays. Phys. Rev. Lett. 118, 191801 (2017). arXiv:1703.05747 [hep-ex].
- Aaij, J., Adeva, B., Adinolfi, M., Affolder, A., Ajaltouni, Z., Akar, S. *et al.* (2014). Test of lepton universality using $B^+ \rightarrow K^+l^+l^-$ decays. Phys. Rev. Lett. 113, 151601 (2014). arXiv:1406.6482.
- Aaij, R., Beteta, C.A., Adametz, A., Adeva, B., Adinolfi, M., Adrover, C. *et al.* (2012). First evidence for the decay $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$. arXiv:1211.2674 [hep-ex].
- Wehle, S., Adachi, I., Adamczyk, K., Aihara, H., Asner, D.M., Atmacan, H. *et al.* (2019). Test of lepton flavor universality in $B \rightarrow K^*l^+l^-$ decays at Belle. arXiv:1904.02440 [hep-ex].
- Abi, B., Albahri, T., Al-kilani, S., Allspach, D., Alonzi, L.P., Anastasi, A. *et al.* (2021). Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm. arXiv:2104.03281 [hep-ex].
- Aebischer, J., Altmannshofer, W., Guadagnoli, D., Reboud, M., Stangl, P., Straub, D.M. (2019). B-decay discrepancies after Moriond 2019. Eur. Phys. J. C 80, 252. arXiv:1903.10434 [hep-ph].
- Aitchison, I.J.R. (2005). Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction. arXiv:hep-ph/0505105.
- Altmannshofer, W., Buras, A.J., Gori, S., Paradisi, P., Straub, D.M. (2009). Anatomy and Phenomenology of FCNC and CPV Effects in SUSY Theories. arXiv:0909.1333 [hep-ph].

- Amhis, Y., Banerjee, Sw., Bernhard, R., Blyth, S., Bozek, A., Bozzi, C. *et al.* (2012). Averages of b-hadron, c-hadron, and tau-lepton properties as of early 2012. arXiv:1207.1158 [hep-ex].
- Argurio, R. (2020, December 18). Introduction to Supersymmetry PHYS-F-417. <http://homepages.ulb.ac.be/~rargurio/susycourse.pdf>
- Artuso, M., Barberio, E., Stone, S. (2009). B Meson Decays. PMC Physics A 2009, 3:3. arXiv:0902.3743 [hep-ph].
- Asner, D. Banerjee, Sw., Bernhard, R., Blyth, S., Bozek, A., Bozzi, C. *et al.* (2010). Averages of b-hadron, c-hadron, and tau-lepton Properties. arXiv:1010.1589 [hep-ex].
- Atlas Collaboration. (2012). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. Phys.Lett. B716 (2012) 1-29. arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- Atlas Collaboration. (2017). Search for new high-mass phenomena in the dilepton final state using $36fb^{-1}$ of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13TeV$ with the ATLAS detector. HEP 10 (2017) 182. arXiv:1707.02424 [hep-ex].
- Barr, S. M. (1985). Effects Of Extra Light Z Bosons In Unified And Superstring Models. Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2778.
- Bechtle, P., Dercks, D., Heinemeyer, S., Klingl, T., Stefaniak, R., Weiglein, G. *et al.* (2020). HiggsBounds-5: Testing Higgs Sectors in the LHC 13 TeV Era. arXiv:2006.06007 [hep-ph].
- Bèlanger, G., Boudjema, F., Goudelis, A., Pukhov, A., Zaldivar, B. (2018). micrOMEGAs5.0: freeze-in. arXiv:1801.03509 [hep-ph].
- Bertolini, M. (2021, May 10). Lectures on Supersymmetry. SISSA. <https://people.sissa.it/~bertmat/susycourse.pdf>
- Besmer, T., Greub, C., Hurth, T. (2001). Bounds on flavour violating parameters in supersymmetry. Nucl.Phys.B609:359-386. arXiv:hep-ph/0105292.
- Blair, G. A. (2005, August). Precision SUSY and the GUT scale 33rd SLAC Summer Institute on Particle Physics (SSI 2005). Menlo Park, California.

- Bordone, M., Isidori, G., Pattori, A. (2016). On the Standard Model predictions for $R(K)$ and $R(K^*)$. Eur. Phys. J. C 76, 440. arXiv:1605.07633.
- Borzumati, F., Greub, C., Hurth, T., Wyler, D. (2000). Gluino Contribution to Radiative B Decays: Organization of QCD Corrections and Leading Order Results. Phys.Rev.D62:075005. arXiv:hep-ph/9911245
- Boubaa, D., Faisel, G. and Khalil, S. (2020). Beyond SM Physics and searches for SUSY at the LHC. Phys.Rev.D62:075005. arXiv:2005.08069 [hep-ph]
- Browder, T. E. and Honscheid, K. (1995). B Mesons. Prog.Part.Nucl.Phys.35:81-220. arXiv:hep-ph/9503414
- Buras, A.J. (1998). Weak Hamiltonian, CP Violation and Rare Decays. arXiv:hep-ph/9806471.
- Buras, A. J. (2005). Flavour Physics and CP Violation. arXiv:hep-ph/0505175.
- Chen, X. (2020, March 5). Group Theory and Standard Model. Caltech. <http://www.its.caltech.edu/~xcchen/img/Ph129b2020/lecture/lecture0305.pdf>
- Christensen, N., Han, T., Su, S. (2012). MSSM Higgs Bosons at The LHC. Phys. Rev. D 85, 115018 (2012). arXiv:1203.3207v2 [hep-ph].
- Choudhury, S., Sandilya, S., Trabelsi, K., Giri, A., Aihara, H., Al Said, S. *et al.* (2019). Test of lepton flavor universality and search for lepton flavour violation in $B \rightarrow Kll$ decays. JHEP 03 (2021) 105. arXiv:1908.01848v3 [hep-ex]
- CMS Collaboration. (2012). Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. Phys. Lett. B 716 30. arXiv:1207.7235 [hep-ex]
- Cvetic, M. and Langacker, P. (1996). Implications of Abelian Extended Gauge Structures From String Models. Phys. Rev. D 54, 3570. arXiv:hep-ph/9511378.
- Cvetic, M., Demir, D. A., Espinosa, J. R., Everett, L. L. and Langacker, P. (1997). Electro-weak breaking and the μ problem in supergravity models with an additional U(1). Phys. Rev. D 58, 119905. arXiv:hep-ph/9703317.

- Demir, D. A., Kane, G. L. and Wang, T. T. (2005). The minimal $U(1)'$ extension of the MSSM. *Phys. Rev. D* 72 015012. arXiv:hep-ph/0503290.
- de Simone, P. (2020), Experimental Review on Lepton Universality and Lepton Flavour Violation tests in B decays. *EPJ Web Conf.* Volume 234, International Workshop on “Flavour Changing and Conserving Processes” (FCCP2019).
- Dienes, K.R, Kolda, C. and March-Russel, J. (1996). Kinetic Mixing and the Supersymmetric Gauge Hierarchy. *Nucl.Phys.B*492:104-118,1997. arXiv:hep-ph/9610479.
- Donoghue, J.F., Petrov, A.A. (1995). Is $B \rightarrow X_s \gamma$ equal to $b \rightarrow s \gamma$? Spectator contributions to rare inclusive B decays. arXiv:hep-ph/9510227v1.
- Fleischer, R. (2008). Flavour Physics and CP Violation: Expecting the LHC. arXiv:0802.2882 [hep-ph].
- Frank, M., Selbuz, L., Solmaz, L., Turan, İ. (2013). Higgs Bosons in Supersymmetric $U(1)'$ Models with CP Violation. *Phys.Rev.D*87 075007. arXiv:1302.3427v1 [hep-ph].
- Giri, A. and Mohanta, R. (2018). 16th Conference on Flavour Physics and CP Violation. Springer
- Giudice, G. F. and Masiero, A. (1988). A Natural Solution to the mu Problem in Supergravity Theories. *Phys. Lett. B* 206, 480.
- Gladyshev, A. *et al* (2012). Is (Low Energy) SUSY Still Alive? arXiv:1212.2548v1 [hep-ph].
- Glashow, S.L. (1961). Partial symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys.* 22 579–588.
- Greub, C. and Hurth, T. (1997). $B \rightarrow X_s \gamma$ in the Standard Model. arXiv:hep-ph/9708214.
- Hayreter, A. (2008). Family Non-Universal $U(1)'$ Model (Yüksek Lisans Tezi) Yükseköğretim Kurulu Ulusal Tez Merkezi veri tabanından erişildi (Tez No.232884).
- Hinshaw, G., Larson, D., Komatsu, E., Spergel, D. N., Bennett, C. L., Dunkley, J. *et al.* (2012). Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results. arXiv:1212.5226 [astro-ph.CO].
- Hewett, J. L. and Rizzo, T. G. (1989). Low-Energy Phenomenology of Superstring Inspired $E(6)$ Models. *Phys. Rept.* 183, 193.

- Higgs, P.W. (1964). Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. Phys. Rev. Lett. 13, 508. DOI:10.1103/PhysRevLett.13.508.
- Hollik, W. (1993). Renormalization of the Standard Model. Adv.Ser.Direct.High Energy Phys. 14, 37-116.
- Hubble, E.P. (1929). A spiral nebula as a stellar system, Messier 31. Astrophysical Journal, 69, 103-158. DOI:10.1086/143167.
- Jarecka, D., Kalinowski, J., King, S.F., Roberts, J.P. (2007). Dark Matter in the U(1) extended SUSY. LCWS/ILC. arXiv:0709.1862 [hep-ph]
- Kibble, T.W.B. (2015). History of electroweak symmetry breaking. arXiv:1502.06276 [physics.hist-ph].
- Kim, J. E. and Nilles, H.P. (1984). The Mu Problem And The Strong CP Problem. Phys. Lett. B 138, 150.
- Kronberg, N. (2010). The Standard Model Review.
- Koppenburg, P., Dolezal, Z., Smizanska, M. (2016). Rare decays of b hadrons Scholarpedia, 11(6): 32643. arXiv:1606.00999 [hep-ex].
- Kundu, A. (2003). B decays and Supersymmetry. Pramana 60:345-352. arXiv:hep-ph/0205100.
- Lambert, N. (n.d). Supersymmetry. <https://nms.kcl.ac.uk/neil.lambert/SUSY.pdf>
- Li, W. Dai, Y., Huang, C. (2004). Exclusive Semileptonic Rare Decays $B \rightarrow K^{(*)l^+l^-}$ in a SUSY $SO(10)$ GUT. arXiv:hep-ph/0410317.
- Lingel, K., Skwarnicki, T., Smith, J.G. (1998). Penguin decays of B mesons. Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.48:253-306. arXiv:hep-ex/9804015.
- Lunghi, E., Masiero, A., Scimemi, I., Silvestrini, L. (2000). $B \rightarrow X_s l^+ l^-$ decays in supersymmetry. Nucl.Phys.B568:120-144. arXiv:hep-ph/9906286.
- Maniatis, M. (2010). The Next-to-Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model reviewed. arXiv:0906.0777v2 [hep-ph].

- Martin, S.P. (2016). TA Supersymmetry Primer. arXiv:hep-ph/9709356v7.
- Miyazawa, H. (1966). Baryon Number Changing Currents. Prog. Theor. Phys. 36 (6): 1266–1276. DOI:10.1143/PTP.36.1266.
- Murayama, H. (2000). SUSY Phenomenology. arXiv:0002232 [hep-ph].
- Zyla, P.A., Barnett, R.M., Beringer, J., Dahl, O., Dwyer, D.A., Groom, D.E. *et al.* (2020). Particle Data Group. Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01.
- Penzias, A.A. and Wilson, R.W. (1965). A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. Astrophysical Journal vol. 142, p.419-421.
- Roberts, J. (2008). Extended SUSY Models. Desy. <https://www.desy.de/~co-vil/entapp/roberts.pdf>
- Okada, Y. (2000). Manifestation of SUSY in B decays. arXiv:hep-ph/0002296.
- Okumura, K. and Roszkowski, L. (2004). Weakened Constraints from $b \rightarrow s\gamma$ on Supersymmetry Flavor Mixing Due to Next-To-Leading-Order Correction., Phys.Rev.Lett.92:161801. arXiv:hep-ph/0208101.
- Salam, A. and Ward, J.C. (1964). Electromagnetic and weak interactions. Physics Letters 13 168–171.
- Salam, A. (1968). Elementary Particle Physics: Relativistic Groups and Analyticity. Eighth Nobel Symposium. Stockholm: Almqvist and Wiksell. p. 367.
- Schwinger, J. (1957). A theory of the fundamental interactions. Annals Phys.2 407–434.
- Sert, H., Cincioğlu, E., Demir, D.A., Solmaz, L. (2010). Tevatron Higgs Mass Bound: Projecting $U(1)'$ Models to LHC Domain. Phys.Lett.B692:327-335. arXiv:1005.1674v1 [hep-ph].
- Straub, D. M. (2010). Supersymmetry, the Flavour Puzzle and Rare B Decays (Ph. D. thesis). Available from <http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn:nbn:de:bvb:91-diss-20100719-981472-1-9>
- Straub, D. M., Stangl, P., Kirk, M., Kumar, J., Niehoff, C., Gurler, E. *et al.* (2016). Flavio. DOI:10.5281/zenodo.594587 <https://flav-io.github.io/>

- Florian, S. (2014). Beyond-MSSM Higgs sectors. arXiv:1409.7182v2 [hep-ph].
- Florian, S. (2008). Sarah. arXiv:0806.0538 [hep-ph]., Florian, S. (2013). SARAH 4: A tool for (not only SUSY) model builders. Computer Physics Communications 185 pp. 1773-1790. arXiv:1309.7223 [hep-ph]., Florian, S. (2012). SARAH 3.2: Dirac Gauginos, UFO output, and more. Computer Physics Communications 184 pp. 1792-1809. arXiv:1207.0906 [hep-ph]., Florian, S. (2010). Automatic Calculation of supersymmetric Renormalization Group Equations and Self Energies. Computer Physics Communications 182 pp. 808-833. arXiv:1002.0840 [hep-ph]., Florian, S. (2010). From Superpotential to Model Files for FeynArts and CalcHep/CompHep. Computer Physics Communications 181 pp. 1077-1086. arXiv:0909.2863 [hep-ph]., Florian, S., Ohl, T., Porod, W. and Speckner, C. (2012). A tool box for implementing supersymmetric models. Computer Physics Communications 183 pp. 2165-2206. arXiv:1109.5147 [hep-ph].
- Porod, W. (2003). SPheno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at $e^+ e^-$ colliders. Comput.Phys.Commun.153:275-315. arXiv:hep-ph/0301101v4.
- Tanabashi, M., Hagiwara, K., Hikasa, K., Nakamura, K., Sumino, Y., Takahashi, F. *et al.* (Particle Data Group) (2018). Review of Particle Physics. Phys. Rev. D 98, 030001.
- Tran, H.M. (2018). Kinetic mixing in models with an extra Abelian gauge symmetry. Communications in Physics, Vol.28 No.1 (2018) pp. 41-49. DOI:10.15625/0868-3166/28/1/10983.
- Weinberg, S. (1967). A Model of Leptons. Phys. Rev. Lett. 19, 1264 – Published 20 November 1967.
- Witten, E. (1981). Dynamical Breaking of Supersymmetry. Nucl. Phys. B 188 pages 513-554.
- Zhang, Y., Wang, Q. (2009). Z' Boson Mixings with $Z - \gamma$ and Charge Assignments. JHEP 0907:012. arXiv:0904.2047v3[hep-ph].

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı : Aslı ALTAŞ HIÇYILMAZ

Doğum tarihi ve yeri : 18/03/1987 Yozgat

e-posta : altas.asli@gmail.com

Öğrenim Bilgileri

Derece	Okul/Program	Yıl
Doktora	Balıkesir Üniversitesi/Fizik Bölümü	2021
Y. Lisans	İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsü/Fizik Bölümü	2014
Lisans	Dokuz Eylül Üniversitesi/Fizik Öğretmenliği	2009
Lise	İzmir İnönü Lisesi	2004

Yayın Listesi

Karahan, C. N., Altaş, A. ve Demir, D.A. (2011). Scalars, Vectors and Tensors from Metric-Affine Gravity. *Gen.Rel.Grav.* 45 (2013) 319-343. arXiv:1110.5168[gr-qc].

Hiçyılmaz, Y., Ceylan, M., Altaş, A., Solmaz, L. ve Ün, C.S. (2016). Quasi Yukawa Unification and Fine-Tuning in U(1) Extended SSM. *Phys. Rev. D* 94, 095001 (2016). arXiv:1604.06430 [hep-ph].