



**T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**



DOKTORA TEZİ

**EVRENSEL EKSTRA BOYUT VE DİĞER BAZI YENİ
FİZİK SENARYOLARINDA HADRONİK FCNC
GEÇİŞLERİNİN ARAŞTIRILMASI**

Zeynep TAVUKOĞLU

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

Danışman

Prof. Dr. Sehban KARTAL

II. Danışman

Doç. Dr. Kazem AZİZİ

Ekim, 2014

İSTANBUL

Bu çalışma 01/10/2014 tarihinde aşağıdaki juri tarafından Fizik Anabilim Dalı Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi:



Prof. Dr. Sehban KARTAL (Danışman)

İstanbul Üniversitesi

Fen Fakültesi



Prof. Dr. İ. Melih BOSTAN

İstanbul Üniversitesi

Fen Fakültesi



Prof. Dr. Ömer OĞUZ

Haliç Üniversitesi

Fen Edebiyat Fakültesi



Doç. Dr. Güray ERKOL

Özyeğin Üniversitesi

Mühendislik Fakültesi



Doç. Dr. Olcay BÖLÜKBAŞI YALÇINKAYA

İstanbul Üniversitesi

Fen Fakültesi

ÖNSÖZ

“Dünya’ya nasıl göründüğümü bilmiyorum; ama ben kendimi henüz keşfedilmemiş gerçeklerle dolu bir okyanusun kıyısında oynayan, düzgün bir çakıl taşı ya da güzel bir deniz kabuğu bulduğunda sevinen bir çocuk gibi görüyorum.”

Isaac Newton.

Öncelikle, doktora tez çalışmalarım süresince bilimsel çalışmalarında ayrıntılı olarak değerlendirme yapabilmemi sağlayan, insani ve ahlaki değerler ile örnek edinebildiğim, yanında çalışmaktan onur duyduğum ve bununla birlikte tecrübelerinden yararlanırken sabır ve hoşgörülerini benden esirgememiş olan çok değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. Sehban KARTAL’a sonsuz teşekkürlerimi ve saygılarımı sunmak istiyorum.

Tez dönemim boyunca hem bilimsel deneyimlerini hem de hayata yaklaşımını örnek aldığım, bilgisini ve deneyimlerini her zaman çok cömert bir şekilde paylaşan, tezimin bilimsel ve özgün bir çalışma olabilmesine büyük katkılar sağlamış çok değerli ikinci danışman hocam Sayın Doç. Dr. Kazem AZİZİ’ye en içten teşekkürlerimi ve saygılarımı sunuyorum.

Mutlu-mutsuz tüm anlarımda yanımda olan, her türlü ümitsizliğimde bana çözüm yolu sunan, anlayışlarını, sevgilerini ve sabırlarını eksiltmeden hayatım boyunca bana bütün imkanları veren annem Suna TAVUKOĞLU ve babam Cengiz TAVUKOĞLU’na benim ben olmamı sağladıkları için sonsuz sevgilerimi ve teşekkürlerimi sunuyorum.

Hayatı boyunca yaşamış olduğu deneyimlerini, tecrübelerini benimle paylaşan; güvenmenin, doğru insan olmanın ne demek olduğunu yaşayarak anlatan, öğreten, güldüren, dinlettiren ve bana güçlü bir insan nasıl olunurun bir örneğini oluşturmuş olan çok değerli hocam Sayın Prof. Dr. Nurten ÖNCAN’a saygılarımı ve teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Sevginin ve paylaşmanın değerini bana öğreten, tüm yanlışlarımı bana hissettirmeden incelik ve asaletle ustaca kapatan, bana karşılıksız ve devasa sevgisini sunan, hayatta beni tek bırakmayan; bazen söylemenin, bazen dinlemenin, dost söylemeden ne demek istediğini bilmenin inceliğini öğreten, aynı akademik öğrenim deneyimini paylaştığım ve benim için hayatta iyi bir şans olduğunu düşündüğüm sevgili dostum Asiye Tuğba OLGUN’a sevgilerimi ve aynı zamanda benimle yapmış olduğu tüm ortak çalışmalardan dolayı teşekkürlerimi sunmak istiyorum.

Güvenini ve sonsuz sevgisini benimle paylaşan, tez dönemim boyunca sabrını ve her türlü desteğini benden esirgememiş olan, varlığı bana umut veren ve hayatımın geri kalanını paylaşacağım Ege ŞAHİN’e sevgilerimi ve teşekkürlerimi gönderiyorum.

Ara raporlarımı büyük bir titizlikle okuyan ve önerilerini benden esirgemeyen tez izleme komitesindeki çok değerli hocalarım Sayın Doç. Dr. Güray ERKOL'a ve Sayın Doç. Dr. Olcay BÖLÜKBAŞI YALÇINKAYA'ya ve bununla birlikte tez savunma jürisinde bulunmalarından onur duyduğum saygı değer hocalarım Sayın Prof. Dr. İ. Melih BOSTAN ve Sayın Prof. Dr. Ömer OĞUZ'a teşekkürlerimi borç bilirim. Aynı zamanda, akademik çalışmalarım sırasında bilgisini eksik etmeyen ve bana destek olmuş burada adını yazmadığım tüm saygı değer hocalarım ve çalışma arkadaşlarıma teşekkürlerimi sunmak istiyorum.

Tez şablonunun oluşması aşamasında LateX konusunda her türlü bilgisini benden esirgemeyen Sayın Yrd. Doç. Dr. Özkan DEĞER'e ve bu şablonun oluşmasına katkı sağlamış herkese teşekkür etmek istiyorum.

Doktora tez dönemim boyunca TÜBİTAK 2211 YURT İÇİ DOKTORA BURS PROGRAMI'ndan bana sağlanan maddi olanaklardan dolayı Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu TÜBİTAK'a teşekkürlerimi sunmak istiyorum.

Son olarak, maddenin en küçük yapı taşlarına ait önemli araştırmalar yapmış tezde isimleri geçen bilim insanlarına; bilime yapmış oldukları katkılardan dolayı büyük hayranlık duyduğumu belirtmek istiyorum. Bazı kişilerin ismini atlamış veya yanlış yazmış olabilirim. Bu nedenden dolayı şimdiden özür diliyorum.

Ekim, 2014

Zeynep TAVUKOĞLU

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	v
ŞEKİL LİSTESİ	x
TABLO LİSTESİ	xii
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	xiii
ÖZET	xvii
SUMMARY	xx
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	8
2.1. PARÇACIK FİZİĞİ’NİN STANDART MODELİ	8
2.1.1. Standart Model’de Temel Parçacıklar	8
2.1.2. Standart Model’de Parçacık Etkileşmeleri	11
2.1.3. Hadronlar	16
2.1.4. Higgs Mekanizması	19
2.1.5. Cabbibo-Kabayashi-Maskawa (CKM) Matrisleri	26
2.1.6. FCNC Geçişleri	27
2.1.7. Standart Model’in Karşılaştığı Sorunlar ve Yeni Fizik Senaryoları	30
2.2. EKSTRA BOYUT MODELLERİ	32
2.2.1. Ekstra Boyutların Motivasyonu	32
2.2.2. Ekstra Boyutların Tarihsel Süreci	33
2.2.3. Ekstra Boyut Modelleri	38
2.2.4. Evrensel Ekstra Boyut Modelleri	40
2.2.5. Teknik Dilde Evrensel Ekstra Boyut Modelleri	41
2.3. DİĞER YENİ FİZİK SENARYOLARI	43
2.3.1. Süpersimetrik Modeller	43
2.3.2. Toprenk-Destekli Teknirenk Yaklaşımı	47
2.4. GÜNÜMÜZDEKİ ÖNEMLİ HIZLANDIRICI MERKEZLERİ	48
2.4.1. Tevatron Çarpıştırıcısı ve Deneyleri	50
2.4.2. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı ve Deneyleri	53

2.4.3. Stanford Doğrusal Hızlandırıcısı	59
2.4.4. Japonya Yüksek Enerji Hızlandırıcı Araştırma Organizasyonu (KEK)	61
3. MALZEME VE YÖNTEM	64
3.1. ALT KUARK İÇEREN BARYONLAR	64
3.1.1. Λ Baryonu ve Özellikleri	64
3.1.2. Σ Baryonu ve Özellikleri	65
3.2. TEZDE KULLANILAN FİZİKSEL GÖZLENEBİLİRLERİN KISA TANIMI	66
3.2.1. Diferansiyel Bozunum Genişliği	66
3.2.2. Dallanma Oranı	68
3.2.3. Lepton İleri-Geri Yön Asimetrisi	68
3.2.4. Baryon Polarizasyonlar	69
3.2.5. Çift Lepton Polarizasyon Asimetrisi	70
3.3. STANDART MODEL VE BİR BOYUTLU EVRENSEL EKSTRA BOYUT SENARYOLARINDA $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ BOZUNUMU	71
3.3.1. Standart Model ve Evrensel Ekstra Boyut Modellerinde $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ için Etkin Hamiltonyen, Geçiş Matris Elemanları ve Yapı Faktörleri	72
3.3.2. Standart Model ve Bir Boyutlu Evrensel Ekstra Boyut Modellerinde Wilson Katsayıları	75
3.3.3. Diferansiyel Bozunum Genişliği ve Dallanma Oranı	82
3.3.4. Lepton İleri-Geri Yön Asimetrisi ve Σ Baryon Polarizasyonları	85
3.3.5. Çift Lepton Polarizasyon Asimetrisi	88
3.3.6. $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ Bozunum Kanalı Aracılığıyla Kompaktifikasyon Faktörü Üzerine Sınırlama	92
3.4. STANDART MODEL VE BİR-İKİ BOYUTLU EVRENSEL EKSTRA BOYUT SENARYOLARINDA $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ BOZUNUMU	95
3.4.1. Standart Model ve Bir-İki Boyutlu Evrensel Ekstra Boyut Modellerinde $b \rightarrow s \gamma$ için Etkin Hamiltonyen	96
3.4.2. İki Boyutlu Evrensel Ekstra Boyut Modellerinde Wilson Katsayısı	98
3.4.3. Geçiş Genliği, Geçiş Matris Elemanı, Yapı Faktörleri ve Bozunum Genişliği	101
3.5. STANDART MODEL VE FARKLI SÜPERSİMETRİK MODELLERDE HADRONİK FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ BOZUNUMU	103
3.5.1. Süpersimetrik Modellerde $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ için Etkin Hamiltonyen	104
3.5.2. Süpersimetrik Modellerde Wilson Katsayıları	105
3.5.3. Geçiş Genliği ve Matris Elemanları	107
3.5.4. Diferansiyel Bozunum Genişliği, Dallanma Oranı ve İleri - Geri Yön Asimetrisi	110

3.6. STANDART MODEL VE TOPRENK-DESTEKLİ TEKNİRENK MODELLERDE YARILEPTONİK $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ BOZUNUMU	114
3.6.1. Toprenk - Destekli Teknirenk Modelde $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ için Etkin Hamiltonyen	116
3.6.2. Standart Model ve Toprenk - Destekli Teknirenk Modelde Wilson Katsayıları	117
3.6.3. Geçiş Matris Elemanları, Geçiş Genliği ve Diferansiyel Bozunum Oranı	121
4. BULGULAR	126
4.1. STANDART MODEL VE BİR BOYUTLU EVRENSEL EKSTRA BOYUT SENARYOLARINDA $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ BOZUNUMUNUN ANALİZİ	126
4.2. STANDART MODEL VE BİR-İKİ BOYUTLU EVRENSEL EKSTRA BOYUT SENARYOLARINDA $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ BOZUNUMUNUN İNCELENMESİ	136
4.3. STANDART MODEL VE FARKLI SÜPERSİMETRİK MODELLERDE HADRONİK FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ BOZUNUMUNUN KARŞILAŞTIRMALI ANALİZİ	140
4.4. STANDART MODEL VE TOPRENK-DESTEKLİ TEKNİRENK MODELDE YARILEPTONİK $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ BOZUNUMUNUN ANALİZİ	147
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	157
KAYNAKLAR	164
ÖZGEÇMİŞ	180

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa No
Şekil 1.1: Antik Çağ'dan Newton'a.	2
Şekil 1.2: Atomdan kuarklara hiyerarşik geçiş.	3
Şekil 2.1: Standart Model'in temel madde ve ara parçacıkları.	10
Şekil 2.2: Protondan kuarklara.	18
Şekil 2.3: Hafif, bir ağır alt kuark içeren ve iki ağır alt kuark içeren spin-1/2 baryonlar. .	19
Şekil 2.4: Higgs mekanizmasında enerji durumu.	22
Şekil 2.5: Meksika sapkası olarak adlandırılan Higgs alanı benzetimi.	23
Şekil 2.6: Higgs bozunumunu gösteren Feynman diyagramı.	24
Şekil 2.7: CMS ve ATLAS Deneylerinde Higgs bozununun keşfi.	25
Şekil 2.8: Birimsel CKM üçgeninin taslağı	27
Şekil 2.9: Karakteristik kutu ve penguen diyagramları.	28
Şekil 2.10: Tam teoride karakteristik Feynman diyagramları [52].	29
Şekil 2.11: Beşinci uzaysal boyutun karınca hareketi ile örneklendirilmesi.	33
Şekil 2.12: Beşinci uzaysal boyutun silindirik olarak örneklendirilmesi.	36
Şekil 2.13: Beşinci uzaysal ekstra boyut hakkında günlük yaşamdan bir örnek.	40
Şekil 2.14: Altı boyutlu evrensel ekstra boyutun torus şeklinde örneklendirilmesi.	41
Şekil 2.15: SM ve Süpersimetrik parçacıklar.	45
Şekil 2.16: Fermilab hızlandırıcı zinciri.	52
Şekil 2.17: Batavia, Illinois Fermilab'daki Tevatron çarpıştırıcısının havadan görünümü. .	52
Şekil 2.18: CERN'deki LHC hızlandırıcısının ve üzerinde bulunan temel deneylerinin havadan görünümü.	55
Şekil 2.19: ATLAS Deneyi.	56
Şekil 2.20: CMS Deneyi.	56
Şekil 2.21: ALICE Deneyi.	57
Şekil 2.22: LHCb Deneyi.	57
Şekil 2.23: BaBar Deneyi'nde kullanılan SLAC doğrusal hızlandırıcısı ve PEP - II Depolama Halkası'nın şeması.	60
Şekil 2.24: KEK Hızlandırıcı Merkezi'nin kuşbakışı görünümü.	62
Şekil 2.25: KEKB hızlandırıcısının havadan görünümü.	62
Şekil 3.1: SM'de $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için temsili penguen ve kutu diyagramları. .	73

Şekil 3.2:	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ kanalının dallanma oranı üzerinde, deneysel sonuçlar [30] ve teorik tahminler [148] arasındaki karşılaştırma.	94
Şekil 3.3:	%95 güvenirlilik düzeyinde, dört farklı Higgs bozonunun bozunum kanalından alınan kompaktifikasyon ölçeği üzerine konulan alt limitler [153].	95
Şekil 3.4:	SM'de $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı için temsili Feynman diyagramı.	97
Şekil 4.1:	$\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için dallanma oranının $1/R$ 'ye bağlılığı.	126
Şekil 4.2:	$\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için ileri-geri asimetrisinin $1/R$ 'ye bağlılığı.	127
Şekil 4.3:	$\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_L(\hat{s}, 1/R)$ boylamsal polarizasyonun $1/R$ 'ye bağlılığı.	128
Şekil 4.4:	$\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_N(\hat{s}, 1/R)$ normal polarizasyonun $1/R$ 'ye bağlılığı.	128
Şekil 4.5:	$\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_T(\hat{s}, 1/R)$ enine polarizasyonun $1/R$ 'ye bağlılığı.	128
Şekil 4.6:	$\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{LN}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı.	129
Şekil 4.7:	$\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{LT}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı.	129
Şekil 4.8:	$\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{NL}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı.	129
Şekil 4.9:	$\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{NN}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı.	130
Şekil 4.10:	$\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{NT}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı.	130
Şekil 4.11:	$\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{TL}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı.	130
Şekil 4.12:	$\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{TN}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı.	131
Şekil 4.13:	$\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{TT}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı.	131
Şekil 4.14:	Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için dallanma oranının $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi-Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	131
Şekil 4.15:	Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için ileri-geri asimetrisinin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi-Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	132
Şekil 4.16:	Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_L 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi-Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	132
Şekil 4.17:	Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_N 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi-Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	132
Şekil 4.18:	Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_T 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi-Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	133

Şekil 4.19: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{LN} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	133
Şekil 4.20: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{LT} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	133
Şekil 4.21: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{NL} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	134
Şekil 4.22: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{NN} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	134
Şekil 4.23: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{LT} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	134
Şekil 4.24: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{TL} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi -Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	135
Şekil 4.25: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{TN} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi -Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	135
Şekil 4.26: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{TT} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi -Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.	135
Şekil 4.27: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanıldığında ve $N_{KK} = (5, 10, 15)$ olduğu durumlarda, SM, UED5 ve UED6 modellerinde, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R$ 'ye bağlılığı.	138
Şekil 4.28: Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında ve $N_{KK} = 5$ olduğu durumda, SM, UED5 ve UED6 modellerinde, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R$ 'ye bağlılığı.	139
Şekil 4.29: Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında ve $N_{KK} = 10$ olduğu durumda, SM, UED5 ve UED6 modellerinde, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R$ 'ye bağlılığı.	139

Şekil 4.30: Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında ve $N_{KK} = 15$ olduğu durumda, SM, UED5 ve UED6 modellerinde, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R$ 'ye bağlılığı.	140
Şekil 4.31: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak, SM ve farklı SUSY modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma e^+e^-$ ve $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+\mu^-$ geçişleri için diferansiyel dallanma oranının $\hat{s}$ 'a bağlılığı.	140
Şekil 4.32: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak, SM ve farklı SUSY modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+\tau^-$ geçişi için diferansiyel dallanma oranının $\hat{s}$ 'a bağlılığı.	141
Şekil 4.33: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak, SM ve farklı SUSY modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma e^+e^-$ ve $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+\mu^-$ geçişleri için A_{FB} 'nin $\hat{s}$ 'a bağlılığı.	141
Şekil 4.34: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak, SM ve farklı SUSY modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+\tau^-$ geçişi için A_{FB} 'nin $\hat{s}$ 'a bağlılığı.	142
Şekil 4.35: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma e^+e^-$ geçişi için SM ve farklı SUSY modellerinde $\hat{s}$ 'a bağlı diferansiyel dallanma oranının karşılaştırılması.	143
Şekil 4.36: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+\mu^-$ geçişi için SM ve farklı SUSY modellerinde $\hat{s}$ 'a bağlı diferansiyel dallanma oranının karşılaştırılması.	144
Şekil 4.37: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+\tau^-$ geçişi için SM ve farklı SUSY modellerinde $\hat{s}$ 'a bağlı diferansiyel dallanma oranının karşılaştırılması.	145
Şekil 4.38: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, tüm lepton kanallarında SM ve farklı SUSY modellerinde $\hat{s}$ 'a bağlı A_{FB} sonuçlarının karşılaştırılması.	146
Şekil 4.39: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+\mu^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) q^2 (GeV^2)'ye bağlılığı.	147
Şekil 4.40: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+\tau^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) q^2 (GeV^2)'ye bağlılığı.	148
Şekil 4.41: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+\mu^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) m_{π^+} 'ya bağlılığı.	148
Şekil 4.42: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+\tau^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) m_{π^+} 'ya bağlılığı.	148
Şekil 4.43: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+\mu^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.	149
Şekil 4.44: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+\tau^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.	149

Şekil 4.45: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) m_{π^+} 'ya bağlılığı.	152
Şekil 4.46: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) m_{π^+} 'ya bağlılığı.	152
Şekil 4.47: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.	152
Şekil 4.48: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.	153
Şekil 4.49: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının A_{FB} 'nin (GeV^{-2} biriminde) q^2 'ye bağlılığı.	154
Şekil 4.50: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının A_{FB} 'nin (GeV^{-2} biriminde) q^2 'ye bağlılığı.	154
Şekil 4.51: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının A_{FB} 'nin (GeV^{-2} biriminde) m_{π^+} 'ya bağlılığı.	154
Şekil 4.52: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının A_{FB} 'nin (GeV^{-2} biriminde) m_{π^+} 'ya bağlılığı.	155
Şekil 4.53: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının A_{FB} 'nin (GeV^{-2} biriminde) $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.	155
Şekil 4.54: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının A_{FB} 'nin (GeV^{-2} biriminde) $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.	155

TABLO LİSTESİ

	Sayfa No
Tablo 2.1: Kuantum Alan Kuramı.	12
Tablo 3.1: Lambda baryonlar ve bazı özellikleri.	65
Tablo 3.2: Sigma baryonlar ve bazı özellikleri.	65
Tablo 3.3: $q^2 = 0$ 'da yapı faktörlerinin değerleri ile birlikte $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için tam teoride $f_1, f_2, f_3, g_1, g_2, g_3, f_1^T, f_2^T, f_3^T, g_1^T, g_2^T$ ve g_3^T yapı faktörlerinin fit fonksiyonlarında belirlenmiş parametrelerdir [116].	75
Tablo 3.4: Temel olarak PDG [105]'den alınan, nümerik analizlerde kullanılmış bazı giriş parametrelerinin değerleri.	84
Tablo 3.5: Kuarkların Pole kütle değerleri [105].	85
Tablo 3.6: $\overline{MS}$ şemasında kuark kütlelerinin değerleri [105].	85
Tablo 3.7: $f_2^T(0)$ ve $g_2^T(0)$ yapı faktörlerinin değerleri [138].	102
Tablo 3.8: $J/\psi(1s)$ ve $\psi(2s)$ rezonansları ile ilişkili kütle, dallanma kesri ve toplam bozunum genişliklerinin değerleri [105].	105
Tablo 3.9: Nümerik hesaplarda kullanılan Wilson katsayıları [162–164, 167]. Parantez dışındaki değerler e ve μ lepton durumları için verilmiş iken, parantez içinde verilen değerler τ lepton durumunu temsil etmektedir. Diğer (parantezsiz) değerler tüm leptonlar için geçerlidir.	106
Tablo 3.10: Kaynak [171]'deki nümerik analizlerde kullanılan TC2 modeli ile ilgili bazı giriş parametrelerinin değerleri.	124
Tablo 4.1: $N_{KK} = (5, 10, 15)$ için UED5 ve UED6 senaryolarında, $1/R$ 'nin farklı değerlerinde C_7^{eff} Wilson katsayısının sayısal değerleri.	137
Tablo 4.2: SM'de dallanma oranı değerleri.	137
Tablo 4.3: SM ve farklı SUSY modellerinde, farklı bölgeler için yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında $\Sigma_b \rightarrow \Sigma e^+ e^-$ bozunum kanalının dallanma oranının değerleri.	141
Tablo 4.4: SM ve farklı SUSY modellerinde, farklı bölgeler için yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının dallanma oranının değerleri.	142
Tablo 4.5: SM ve farklı SUSY modellerinde, farklı bölgeler için yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının dallanma oranının değerleri.	142

Tablo 4.6: SM ve TC2 modellerde, $m_{\pi_t^+} = 450 \text{ GeV}$ ve $M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$ karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Sigma_b \rightarrow \Sigma e^+ e^-$ bozunum kanalının $q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$ 'nin farklı aralıklarındaki diferansiyel dallanma oranının nümerik değerleri.	150
Tablo 4.7: SM ve TC2 modellerde, $m_{\pi_t^+} = 450 \text{ GeV}$ ve $M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$ karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının $q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$ 'nin farklı aralıklarındaki diferansiyel dallanma oranının nümerik değerleri.	150
Tablo 4.8: SM ve TC2 modellerde, $m_{\pi_t^+} = 450 \text{ GeV}$ ve $M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$ karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının $q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$ 'nin farklı aralıklarındaki diferansiyel dallanma oranının nümerik değerleri.	151
Tablo 4.9: SM ve TC2 modellerde, $m_{\pi_t^+} = 450 \text{ GeV}$ ve $M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$ karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının dallanma oranının sayısal değerleri.	151

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
Λ	: Lambda
Λ_b	: Alt Lambda
Σ	: Sigma
Σ_b	: Alt Sigma
ℓ	: Lepton
$\bar{\ell}$	: Karşıt lepton
q	: Kuark
$\bar{q}$	: Karşıt kuark
γ	: Foton
p	: Proton
n	: Nötron
u	: Yukarı kuark
d	: Aşağı kuark
s	: Acayip kuark
c	: Cazibe kuark
b	: Alt kuark
t	: Üst kuark
e	: Elektron
μ	: Muon
τ	: Tau
ν	: Nötrino
W^+, W^-, Z^0	: Zayıf kuvvet ara parçacıkları
$1/R$	: Kompaktifikasyon faktörü
$\pi_t^{0,\pm}$	: Top pionlar
h_t^0	: Top Higgs
Z'	: Evrensel olmayan ayar bozonu
M_{fi}	: Dallanma Oranı
V_{ij}	: CKM matris elemanları
G_F	: Fermi zayıf çiftlenim sabiti
α_{em}	: İnce yapı sabiti
α_w	: Zayıf kuvvet bağlaşım sabiti
α_s	: Güçlü kuvvet bağlaşım sabiti
m_n	: KK parçacıklarının kütleleri
Γ	: Bozunum genişliği
P_L	: Boylamsal baryon polarizasyon
P_N	: Normal baryon polarizasyon
P_T	: Enine baryon polarizasyon

$C_7^{eff}, C_9^{eff}, C_{10}$	: Wilson katsayıları
$\mathcal{A}_{FB}$	: Lepton İleri-Geri Yön Asimetrisi
BR	: Dallanma Oranı
dBR	: Diferansiyel Dallanma Oranı
N_{KK}	: Kaluza-Klein modlarının sayısı
$f_i^{(T)}, g_i^{(T)}$	: Yapı faktörleri
$\hbar$	: İndirgenmiş Planck sabiti
$\sqrt{s}$	: Kütle Merkezi Enerjisi
$\mathcal{H}^{eff}$	: Etkin Hamiltonyen
$\mathcal{M}$	: Genlik
$1/R$	: Kompaktifikasyon faktörü

Kısaltmalar	Açıklama
ACD	: Appelquist, Cheng, Dobrescu
ADD	: Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali
BR	: Dallanma Oranı
BSM	: Standart Model Ötesi
CDF	: Fermilab'daki Çarpıştırıcı Dedektör
CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CKM	: Cabbibo Kabayashi Maskawa
CP	: Klasik Fizik
dBR	: Diferansiyel Dallanma Oranı
DCH	: Sürüklenme Odası
DIRC	: Yansıtıcı Çerenkov Radyasyon Dedektörü
ED	: Ekstra Boyut
EMC	: Elektromanyetik Kalorimetre
EWSB	: Elektrozayıf Simetri Kırınımı
FCNC	: Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım
FNAL	: Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı
GIM	: Glashow-Iliopoulos-Maiani
GUT	: Büyük Birleşim Teorisi
HER	: Yüksek Enerji Halkası
HQET	: Ağır Kuark Etkin Teorisi
KEK	: Japonya Yüksek Enerji Hızlandırıcı Araştırma Organizasyonu
KK	: Kaluza Klein
LED	: Büyük Ekstra Boyut
LEP	: Büyük Elektron - Pozitron Çarpıştırıcısı
LER	: Düşük Enerji Halkası
LHC	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
LO	: Düşük merteye
MSSM	: Minimal Süpersimetrik Standart Model
NDR	: Saf Boyutlu Düzenleştirme
NHBs	: Yüksüz Higgs Bozonları
NNLO	: Bir sonraki düşük merteye
NP	: Yeni Fizik
PP	: Parçacık Fiziği
QCD	: Kuantum Kromodinamiği
QED	: Kuantum Elektrodinamiği
RS	: Randall Sundrum
SM	: Standart Model
SPS	: Süper Proton Hızlandırıcısı
SUSY	: Süpersimetri

SVT : Silikon Verteks İz Sürücü
TC : Teknirenk
TC2 : Toprenk-Destekli Teknirenk
UED : Evrensel Ekstra Boyut
UED5 : Bir ek boyutlu Evrensel Ekstra Boyut
UED6 : İki ek boyutlu Evrensel Ekstra Boyut

ÖZET

DOKTORA TEZİ

EVRENSEL EKSTRA BOYUT VE DİĞER BAZI YENİ FİZİK SENARYOLARINDA HADRONİK FCNC GEÇİŞLERİNİN ARAŞTIRILMASI

Zeynep TAVUKOĞLU

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Sehan KARTAL
II. Danışman : Doç. Dr. Kazem AZİZİ

Standart Model; şimdiye kadar elde edilen deneysel veriler ve teorik tahminler arasında en çarpıcı uyumu göstermesi nedeniyle, son derece başarılı bir teori olarak kabul edilmektedir. 2012 yılında, LHC deneyinde Higgs bozonunun keşfedilmiş olması ile birlikte bu modelin tamamlandığı düşünülmektedir. Söz konusu teorinin var olan pek çok probleme açıklık getirmiş olmasının yanında, maddenin kökeni, ayar ve fermiyon kütle hiyerarşisi, madde-antimadde asimetrisi, birleşme gibi cevap veremediği bazı önemli kavramsal eksiklikleri de vardır. Bu eksiklikleri çözebilmek için, TeV skalasının üzerinde var olan enerjilerde bir çok Yeni Fizik senaryosu önerilmiştir. Standart Model'in, daha temel teorilerin düşük enerjili durumlarında ortaya çıktığına inanılmaktadır.

Bu tezde temel amaç, bir veya iki boyutta Evrensel Ekstra Boyutlu modelleri, farklı Süpersimetrik modeller (SUSY I, SUSY II, SUSY III ve SUSY SO(10)) ve Toprenk-Destekli Teknirenk senaryosu gibi bazı Yeni Fizik modelleri kullanılarak $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ ($\ell = e, \mu, \tau$) ve $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ gibi bazı baryonik FCNC geçişlerini analiz etmektir. FCNC geçişleri, yalnızca Standart Model'in bir çok parametresinin belirlenmesi için değil, bunun yanında Yeni Fizik senaryolarının öngördüğü yeni parçacıklara hassas olduklarından dolayı da önemlidir. Yukarıda bahsedilen kanallar, Standart Model'de de incelenmektedir.

Yeni Fizik modellerinden elde edilen sonuçlar Standart Model öngörülleri ile karşılaştırılmaktadır.

İlk olarak, Standart Model ve tek bir kompakt boyutun varlığında Evrensel Ekstra Boyut modelinde, baryonik $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ FCNC geçişi, tam teoride ışık koni QCD Toplam Kuralları ile hesaplanmış yapı faktörleri kullanılarak analiz edilmektedir. Göz önüne alınan bozunum kanalında dallanma oranı, lepton ileri-geri yön asimetrisi, baryon polarizasyon ve çift lepton polarizasyon asimetrisi gibi değişik fiziksel nicelikler hesaplanmakta ve Evrensel Ekstra Boyut modelinden gelen sonuçlar Standart Model'in tahminleri ile karşılaştırılmaktadır. Ayrıca, CDF deneyi tarafından sağlanan baryonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalında alınan deneysel veriler ile teorik sonuçların karşılaştırılması aracılığıyla ekstra boyutun kompaktifikasyon skalası ($1/R$) üzerine bir alt limit elde edilmektedir.

Tezin bir sonraki bölümünde, Standart Model'in yanı sıra bir veya iki kompakt Evrensel Ekstra Boyut içeren modellerde ışıınımsal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ geçişi araştırılmaktadır. Düşük enerjili matris elemanlarına konulan, ışık koni QCD kurallarıyla hesaplanmış yapı faktörleri kullanılarak bu bozunum kanalının toplam bozunum genişliği ve dallanma oranı hesaplanmaktadır. Dikkate alınan fiziksel nicelikler üzerinde Standart Model'in tahminleri ile Ekstra Boyut modellerinin sonuçları karşılaştırılmaktadır. Kompaktifikasyon faktörünün farklı değerlerinde, Standart Model öngörülerinden sonuçların sapmaları araştırılmaktadır.

Diğer çalışma, Standart Model'in yanında farklı Süpersimetrik modellerde yarıleptonik $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının incelenmesidir. Özellikle, yapı faktörleri bağlamında düşük enerjili etkin Hamiltonyen'e konulan matris elemanlarının parametrisasyonu göz önüne alınarak, Süpersimetrik modellerde bu geçişten sorumlu geçiş genliği ve diferansiyel bozunum oranı hesaplanmaktadır. Işık koni QCD toplam kuralları ile hesaplanmış yapı faktörleri, SUSY I, SUSY II, SUSY III ve SUSY SO(10) gibi farklı Süpersimetrik modellerde diferansiyel dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisini analiz etmek için yine kullanılmaktadır. Elde edilen sonuçlar Standart Model'in öngörülleri ile karşılaştırılmaktadır. Ayrıca, farklı Süpersimetrik Modeller için hesaplanan sonuçların Standart Model'in öngörülerinden nasıl sapma gösterdiği tartışılmaktadır.

Son olarak, Standart Model'in yanı sıra Toprenk-Destekli Teknirenk senaryosunda, FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ geçişinin karşılaştırılmalı analizi yapılmaktadır. Bu bozunum kanalı ile ilgili bozunum genişliği, dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisi göz önüne alınan modellerde hesaplanmaktadır. Aynı zamanda, Toprenk-Destekli Teknirenk modelin sonuçları Standart Model'in öngörülleri ile karşılaştırılmakta ve Standart Model'in tahminlerinden Toprenk-Destekli Teknirenk modelin sonuçlarının nasıl ayrıldığı tartışılmaktadır.

Tezde elde edilen çalışmaların öngörülleri ile gelecekte yapılabilecek deneysel bulguların göz önüne alınan bozunum kanalları üzerinde karşılaştırmalarını yapmak, Standart Model Ötesi'nde Yeni Fizik etkilerinin araştırılması esnasında bize yardım edebilecektir.

Ekim 2014, 204 Sayfa.

Anahtar kelimeler: FCNC Bazlı Geçişler, Ağır Baryonlar, Yeni Fizik Modelleri, Yarı-leptonik Geçişler, Işınımsal Geçişler.

SUMMARY

Ph.D. THESIS

INVESTIGATION OF THE HADRONIC FCNC TRANSITIONS IN UNIVERSAL EXTRA DIMENSION AND SOME OTHER NEW PHYSICS SCENARIOS

Zeynep TAVUKOĞLU

İstanbul University

Graduate School of Science and Engineering

Department of Physics

**Supervisor : Prof. Dr. Sehban KARTAL
Co-Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Kazem AZİZİ**

The standard model is recognized as a highly successful theory due to the fact that it has shown the most impressive harmony between the obtained experimental data and theoretical predictions until now. This model has considered to be complete with the discovery of the Higgs boson at the LHC in 2012. Although this theory has been clarified many questions, there are some important conceptual deficiencies such as origin of the matter, gauge and fermion mass hierarchy, matter-antimatter asymmetry, unification, etc. that this model can not answer. In order to solve these problems, many new physics scenarios have been proposed in energies beyond TeV scale. It is believed that the standard model is a low energy manifestations of those more fundamental theories.

The main purpose of this thesis is to analyze some baryonic FCNC transitions like $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ ($\ell = e, \mu, \tau$) and $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ using some new physics models such as universal extra dimension with one or two extra dimensions, different supersymmetric models (SUSY I, SUSY II, SUSY III ve SUSY SO(10)) and topcolor-assisted technicolor scenario. The FCNC transitions are important not only for determination of many parameters of the standard model, but also because of their sensitivity to new particles predicted by new physics scenarios. The above mentioned channels are also investigated in standard model.

The obtained results from new physics models are compared with the predictions of the standard model.

Firstly, using the form factors calculated via light cone QCD sum rules in full theory, the baryonic $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ FCNC transition is analyzed both in standard model and universal extra dimension scenario in the presence of a single extra compact dimension. Various physical quantities related to this decay channel like branching ratio, forward-backward asymmetry, baryon polarizations and double lepton polarization asymmetries have been calculated and the results obtained in universal extra dimension have been compared with those of the standard model. A lower limit on the compactification scale ($1/R$) of extra dimension has also been put via comparison of our theoretical results with the experimental data in the baryonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ decay channel provided by CDF Collaboration.

In the next part of the thesis, the radiative $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ transition is investigated in the standard model as well as models with one or two compact universal extra dimensions. Using the form factors entered the low energy matrix elements, calculated via light cone QCD, the total decay width and branching ratio of this decay channel are calculated. The results of the extra dimensional models are compared with those of the standard model on the considered physical quantities. It is looked for the deviations of the results from the standard model predictions at different values of the compactification factor.

The next study is the investigation of the semileptonic $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ decay channel in standard model as well as different supersymmetric models. Especially, considering the parametrization of the matrix elements entered the low energy effective Hamiltonian in terms of form factors, the amplitude and differential decay rate responsible for this transition are calculated in supersymmetric models. The form factors calculated via light cone QCD sum rules are again used to analyze the differential branching ratio and lepton forward-backward asymmetry in different supersymmetric models such as SUSY I, SUSY II, SUSY III ve SUSY SO(10). The obtained results are compared with those of the standard model. It is discussed how the results of different supersymmetric models deviate from the standard model predictions.

Finally, the FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ transition has been comparatively analyzed in the standard model as well as the topcolor-assisted technicolor scenario. The decay width, branching ratio and lepton forward-backward asymmetry related to this decay channel are calculated in those models. The results of the topcolor-assisted technicolor model have also been compared with those of the standard model and it is debated how the results of the topcolor-assisted technicolor model depart from the standard model predictions.

Any comparison of the results obtained in this thesis with the future experimental data on the considered decay channels can help us in the course of search for new physics effects beyond the standard model.

October 2014, 204 Pages.

Keywords: FCNC Based Transitions, Heavy Baryons, New Physics Models, Semi-leptonic Transitions, Radiative Transitions.

1. GİRİŞ

İnsanlığın ortak mirası olan Temel Bilimler, uzun bir tarihsel süreç ile kayda değer bir aşama kaydederek günümüzdeki gelişmişlik seviyesine ulaşmıştır. Meydana gelen bu gelişmeye dayalı olarak Evren’e dair herşey ile günümüzde modern fizikte karşılaşılan bazı kavramları doğru ve etkin bir şekilde açıklayabilmek için fizik (physis “doğa”) biliminin en eski tarihler boyunca uzanan yolculuğu ile başlamak gerekir. İnsanoğlu, “homo sapiens sapiens” (düşündüğünün üzerine düşünebilen insan) olmadan önce bile evreni anlama çabası içindeydi. Evreni anlama çabası M.Ö. 7. yüzyılda kendini göstermeye başlamış ve bu etkilerle birlikte Antik Yunan’da önemli gelişim göstermiştir. Antik Yunan’da o dönemlerde felsefeye paralel olarak fizik bilimi de gelişmiştir. Bunun sonucu olarak felsefe; var oluşumlar ile ilgili “Kimiz?”, “Neredeyiz?”, “Nereden geldik?” gibi soruları bünyesinde barındırması ile birlikte bilim felsefesinin en çekici kolu olan fizik felsefesi haline gelmiştir.

Mitlere ve efsanelerine karşı çıkarak doğa olaylarına bilimsel açıklama getirmeye çalışan ve felsefenin babası olarak da adlandırılan ilk bilim insanı Thales olmuştur. Eski Yunan döneminde Anadolu’da Milet’te yaşamış olan Thales doğa ile ilgili araştırmalar yaparken, kehribarın (Kehribar; Antik Yunan dilinde “elektra” veya “elektron” kelimelerine karşılık gelmektedir.) yünle ovulurken tüy ve saman gibi hafif maddeleri kendine çektiğini, daha uzun süreli ovmalarda ise insan vücuduna yaklaştırıldığında küçük kıvılcımlar çıkardığını gözlemlemiştir. Thales’in bu gözlemi günümüzde statik elektrik durumuna karşılık gelmektedir. Thales; doğanın temel maddesini (arkhe) su olarak düşünerek ve doğayı bu olgunun birleşmesiyle açıklığa kavuşturmaya çalışarak, evreni anlama konusunda önemli bir rol üstlenmiştir. Thales bu görüşünü açık bir şekilde şu cümlesiyle ifade etmiştir: “Su, her şeyin kökenidir!”. Thales’den sonra öğrencileri Anaximandros ve Anaximenes de benzer düşünce ile doğayı betimlemeye devam etmişlerdir. Anaximandros, suyun nitelik ve nicelik bakımından sınırlı olduğunu ve her şeyin geldiği kaynağın sonsuz olması gerektiğini savunmuştur. Anaximandros, bu soyut varlık ilkesini aperion olarak belirtmiştir. Anaximandros’dan sonra Anaximenes, maddesellik açısından Thales’e daha yakın bir paralel düşünce geliştirerek temel maddenin hava olduğunu söylemiştir.

Antik Yunan’da doğayı betimleme çabası; Thales ve öğrencilerinden sonra Leukippos ve onun öğrencisi Democritus tarafından geliştirilmiştir. Leukippos ve Democritus, atomos (bölünemeyen) düşüncesini ortaya atmışlar ve bununla birlikte atom düşüncesiyle anılan felsefe okulunu kurmuşlardır. Milattan Önce 5. yüzyılda kurulmuş

olan bu atomculuk okulunda, evrenin birleşik cisimlerden oluştuğu fikri ortaya atılmıştır. Bu cisimler maddenin en küçük ve bölünemez parçası olarak kabul edilen atomlardır. Ancak bu fikir uzun bir dönem sonrasında etkisini yitirmiştir. Daha sonra, bilim felsefesinin en önemli filozoflarından biri olan Aristoteles, doğaya ve Evren'e farklı yaklaşımlarda bulunarak fikirlerini öne sürmüştür. Aristoteles problemleri salt us yoluyla irdelemek yerine, bu metottan daha tutarlı olarak kabul edilen empirik (gözlem ve deney) yöntem yoluyla incelemeyi ön planda tutmuştur.

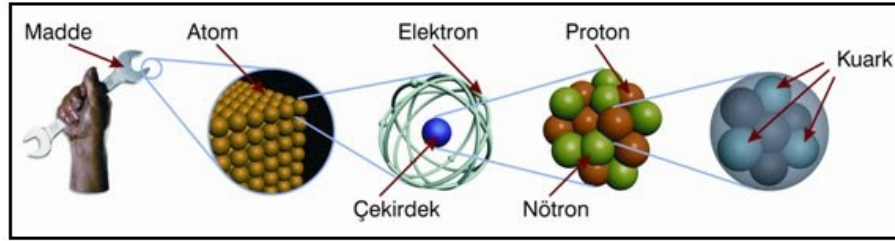
Maddeyi anlamak ile ilgili çabalar uzun süre devam etmiş ve söz konusu çalışmalar Empecdocles tarafından çok basit bir düşünce olan dört temel element fikrine kadar gelmiştir. Bu fikre göre, evrende dört element vardır. Bunlar; “hava”, “su”, “ateş” ve “toprak” elementleridir. Empecdocles maddenin bu dört temel elementten meydana geldiğini kabul etmiş ve bu dört elementin sonsuz küçük birimlerden oluştuğu fikrini benimsemiştir. Dolayısıyla, 17. yüzyıldan önce doğanın nasıl meydana geldiğinin ve hangi maddelerden oluştuğunun merakıyla başlayan sorular üzerine savunulan fikirler büyük aşamalar kaydetmiş ve geleceğe yönelik süreli ve sağlam bir temel oluşturmuştur [1-7].



Şekil 1.1: Antik Çağ'dan Newton'a.

17. yüzyılın gelmesiyle birlikte; 1687 yılında, Isaac Newton'un “Principia (İlkeler)” adlı eseri ile akıl çağı yerini kesinlik çağına bırakmış ve Klasik Fizik (Classical Physics-CP) adı verilen yeni bir dönem başlamıştır. Newton, evrensel çekim yasasını ortaya atarak tek bir teori ile bir kaç fenomeni birden açıklamıştır. 18. ve 19. yüzyıl boyunca Newton'un yasaları ayrıntılı bir şekilde incelenmiş ve güvenilir testlerle onaylanmıştır. 20. yüzyıla gelindiğinde ise bilim dünyasındaki en önemli keşiflerden biri evrende atomaltı

parçacıklarının var olduğunun bulunması olmuştur. Antik Yunan’da bahsedilen bölünemez parçacıklar ile ilgili temel düşünce, yerini deneysel ve teknolojik gelişmelerle birlikte atomun daha küçük parçalara ayrılabilceği fikrine bırakmıştır. Günümüzde hassas teknolojinin gelişmesiyle birlikte temel yapı taşları molekülden atoma, atomdan çekirdeğe ve elektrona, çekirdekten proton ve nötrona, proton ve nötrondan kuarklara kadar uzanmıştır. Kuarkların iç yapılarının var olup olmadıkları ile ilgili şimdiye kadar ulaşılmış herhangi bir kanıt yoktur ve günümüzde bu konu hala gizemini korumaktadır.



Şekil 1.2: Atomdan kuarklara hiyerarşik geçiş.

Maddenin bölünemeyen yapı taşlarına ulaşabilmek için gerçekleştirilen gerek deneysel gerekse teorik çalışmalar, 1970’li yıllarda formüle edilen Standart Model (SM)’e kadar ulaşmıştır. Standart Model’in tanımı için, yaklaşık 10^{-19} - 10^{-18} m boyutlarda maddenin temel parçacıklarını içeren “21. yüzyılın Periyodik Cetveli” denilebilir. Standart Model’in şimdiye kadar var olan asırlık sorulara cevap verebilmesi ve tüm tahminlerinin deneysel olarak kabul edilmesi, günümüz Parçacık Fiziği (Particle Physics-PP)’nin son derece modern ve başarılı bir girişimi olduğunu göstermektedir. Standart Model’in özelliklerini anlamak, “birleşim, yalınlık ve basitlik” gibi anahtar kelimelerin kavramsal olarak anlaşılabilmesinden geçmektedir. Karmaşık olarak görünen SM’nin, bu anahtar kelimeler ile birlikte mümkün olabilecek en alt düzeye yani birkaç temel parçacık ve etkileşmeye indirgenerek kolaylaştırılması sağlanmıştır. Bununla birlikte, SM maddenin ne olduğu sorusunun ötesine geçen ve doğadaki kuvvetler hakkında da aynı sorunun cevaplarını verebilen bir kuramdır. Bir başka deyişle, bu model hem temel parçacıkları hem de temel etkileşimleri içermektedir [2, 8, 9]. (SM ile ilgili daha ayrıntılı bilgi tezin Genel Kısımlar bölümünde anlatılmaktadır.)

Standart Model’e göre tüm temel parçacıkların kütsüz olması gerekmektedir. Buna rağmen, atomaltı dünyasında kütsüz parçacıklar olduğu gibi protondan daha ağır bazı kuarklar ve bozonlar da vardır. Robert Brout, François Englert, Peter Higgs gibi kuramsal fizikçiler kütsüz parçacıkların kütle kazanımı için, Higgs Mekanizması olarak adlandırılan

matematiksel bir alan öne sürmüşlerdir. Kütle kazandıran bu alanın Higgs adı verilen parçacığı mevcuttur [10, 11]. Kuramsal olarak öngörülen Standart Model Higgs bozonunun deneysel olarak varlığı, uzun uğraşlar sonucunda 2012 yılında CERN'deki ATLAS ve CMS Deneyleri'nde 5σ 'lık bir istatistiksel bulunma olasılığında yaklaşık 125 GeV değerinde bir kütle ile keşfedilmiştir [12, 13]. Bu keşif ile birlikte SM'nin en önemli kayıp parçacığı tamamlanmıştır denilebilir. (Higgs Mekanizması ile ilgili daha ayrıntılı bilgi Bölüm 2.1.4'de anlatılmaktadır.)

Standart Model her ne kadar günümüz Parçacık Fiziği deney düzeneklerinden alınan deneysel veriler ile uyum içinde olmuş olsa da, teorinin bilim insanlarını tatmin etmeyen bir çok önemli eksikliği vardır. Bu eksikliklerin pek çok kısmını temel doğa etkileşmelerinin güçleri, erimleri ve simetrisi gibi kavramsal eksiklikler oluşturmaktadır. Günümüzde hala yanıtlarına ulaşılamayan bu olayların açıklanabilmesi, Standart Model ile başlatılan yeni arayışlar ile mümkün olmuştur. Bunun sonucu olarak, bu modelin eksik gördüğü ve yanıtlayamadığı sorulara cevap verebilmek için SM genişletilmiş ve Standart Model Ötesi (Beyond the Standard Model-BSM) teoriler ortaya atılmıştır. Parçacık Fiziği'nde, yüksek enerjilerde geçerli olan ve düşük enerjilerde Standart Model'e dönüşebilen bu teoriler "Yeni Fizik (New Physics-NP)" olarak da adlandırılmaktadır. Yeni Fizik'de yapılan çeşitli çalışma alanları arasındaki en önemli adaylar Evrensel Ekstra Boyut (Universal Extra Dimension-UED) Modelleri, Farklı Süpersimetrik (Supersymmetry-SUSY) Modeller , Toprenk-Destekli Teknirenk Modeli (Topcolor-Assisted Technicolor Model-TC2), Büyük Birleşim Teorisi (Grand Unification Theory-GUT), Sicim Teorisi (String Teori), Kompozitlik (Kompositeness) olarak söylenebilir (Daha ayrıntılı bilgi için Bknz: Bölüm 2.1.9.).

Yeni Fizik modellerini sınamanın iki yöntemi mevcuttur. Bunlardan birincisi direkt, yani deneysel imkanlar dahilindeki günümüz Parçacık Fiziği hızlandırıcılarında (örneğin; Fermilab, CERN), yüksek hızlarda meydana gelen çarpışmalar sonucu ortaya çıkan büyük kütleli yeni parçacıkların incelenmesine dayanan araştırma yöntemidir. Diğer yöntem ise, dolaylı olarak yeni parçacıkların nadir bozunum kanallarında yarattığı etkiyi araştırmaktır. Bu etkinin araştırılabilmesi için, nadir bozunum kanallarına ait fiziksel gözlenebilir nicelikler hesaplanmakta ve göz önüne alınan kanallara ait deneysel ölçümler ile karşılaştırılmaktadır.

Fenomenolojik olarak; Yeni Fizik modellerinin, SM'den farklı değerler alabilen Wilson katsayılarındaki ya da bir etkin Hamiltonyen içindeki yeni operatörler aracılığıyla

meydana gelen Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım (FCNC-Flavour Changing Neutral Current) nadir bozunum kanallarındaki etkileri araştırılmaktadır. Yarıleptonik ve ışıınımsal FCNC bozunum kanalları diğer bozunum kanallarına oranla daha büyük bir dallanma oranına sahip olduğundan dolayı BSM’de NP’yi test etmek için özel bir ilgiye sahiptir. Başka bir deyişle, farklı BSM senaryoları kullanılarak FCNC süreçlerinde Yeni Fizik etkilerinin fenomenolojik olarak incelenmiş olması, günümüzde ve yakın gelecekte elde edilen deneysel sonuçların analizleri için gerekli olmaktadır. Dolayısıyla, bu tezde FCNC yarıleptonik $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ ve ışıınımsal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanallarında araştırmalar yapılmaktadır. Göz önüne alınan Λ_b ve Σ_b gibi tek bir ağır kuark (bottom kuark) içeren ağır baryon bozunumları, Kuantum Kromodinamiği (Quantum Chromodynamics-QCD)’nin tedirgemeli (pertürbative) olmayan yönünü test edebilmek, Yeni Fizik etkilerini araştırabilmek ve SM parametrelerini sınırlandırabilmek için mükemmel bir laboratuvar sağlamaktadır.

Standart Model’deki alanlara ek olarak kütle çekim kuvvetini de içeren, hiyerarşi problemi ve Sicim Teorisi üzerinde ipuçları verebilen, SM’nin cevap veremediği sorulara cevap verebileceği düşünülen, Yeni Fizik’de Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım geçişlerinin incelendiği çeşitli çalışma alanları arasındaki en önemli adaylardan birisi Evrensel Ekstra Boyut senaryolarıdır [14]. Literatürde; UED modellerinde hadronik yani hem mezonik hem de baryonik araştırma kanalları içeren FCNC geçişleri ile şimdiye kadar yapılmış pek çok araştırma bulunmaktadır [15–29]. Baryonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ kanalı için hem deneysel olarak Fermilab, Tevatron çarpıştırıcısında kurulu olan CDF ve CERN’deki Büyük Hadron Çarpıştırıcısı üzerinde kurulu olan LHCb deneyinde ölçüm alınmış hem de göz önüne alınan bozunum kanalı ile ilgili fenomenolojik hesaplamalar yapılmıştır [30, 31]. Teorik hesaplar, deney ölçümleri ile karşılaştırıldığında UED’nin kompaktifikasyon faktörünü ($1/R$) sınırlayan bir alt limit değeri bulunmuştur. FCNC geçişleri için baryon sektöründe $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunumunun ilk deneyinin yapılmış olması, teorik çalışmaların hızlanmasını ve bu tür çalışmaların büyük önem taşımasını sağlamaktadır. Dolayısıyla, tek boyutta UED Modeli’nde bir diğer baryon bozunumu olan yarıleptonik FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ geçişinin analiz edilmesi ve bununla ilgili Dallanma Oranı, İleri-Geri Yön Asimetrisi, Baryon Polarizasyonu gibi çeşitli fiziksel gözlenebilir niceliklerin hesaplanması daha cazip hale gelmektedir. Tezin “Malzeme ve Yöntem” bölümünde anlatılan bu çalışma, UED Modeli’nde hadronik FCNC bozunumunu içeren $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ geçişi tüm yapı faktörleri kullanılarak fenomenolojik olarak incelenmekte ve Yeni Fizik’den elde edilen değerler, SM’nin sonuçları ile karşılaştırılmaktadır [32].

Tezin “Malzeme ve Yöntem” bölümünde ele alınan bir sonraki çalışma, hem SM hem de bir ve iki kompakt UED içeren modellerde ışımsal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ sürecinin hesaplanmasıdır. Düşük enerjili matris elemanlarına girilen ve tam teoride ışık koni QCD kurallarıyla hesaplanmış yapı faktörleri kullanılarak göz önüne alınan bozunum kanalı için toplam bozunum genişliği ve dallanma oranı hesabı yapılmaktadır [33]. Bununla birlikte, göz önüne alınan fiziksel nicelikler üzerinde SM’nin tahminleri ile Ekstra Boyut (Ekstra Dimension-ED) modellerinin sonuçları karşılaştırılmaktadır. Kompaktifikasyon ölçeğinin farklı değerlerinde ED modellerinden elde edilen sonuçların SM öngörülerinden nasıl sapma gösterdiği araştırılmaktadır.

FCNC geçişlerinin fenomenolojik olarak analiz edildiği çeşitli çalışma alanları arasındaki en önemli adaylardan bir diğeri SUSY Modelleri’dir. SUSY senaryoları, farklı kuantum doğasına sahip temel parçacıklar olan fermiyonlar ve bozonlar arasında bir ilişki kurulmasını sağlamaktadır. Bu modeller ile ilgili çalışma, yarıleptonik $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalında tüm yapı faktörleri göz önüne alınarak yapılmıştır. Diğer çalışmalara benzer olarak ele alınan baryonik bozunumdan sorumlu geçiş genliği ve diferansiyel bozunum oranı hesaplanmakta ve farklı SUSY Modelleri’nden elde edilen sonuçlar SM’nin öngörülerini ile kıyaslanmaktadır. Aynı zamanda bu çalışmada, farklı SUSY Modeller için hesaplanan sonuçların SM öngörülerinden nasıl sapma gösterdiği ve hangi SUSY modellerinin benzer olduğu tartışılmaktadır.

Tezde bahsedilen son çalışma ise, Standart Model ve Toprenk-Destekli Teknirenk Model’de $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ FCNC geçişinin analizinin yapılmasıdır. Tam teoride, ışık koni QCD toplam kuralları ile hesaplanmış yapı faktörleri kullanılarak, diğer çalışma konularına benzer olarak göz önüne alınan bozunum kanalı ile ilgili bozunum genişliği, dallanma oranı ve lepton ileri-geri yön asimetrisi hesaplanmaktadır.

Tezin Bulgular kısmında ise, Malzeme ve Yöntem Bölümü’nde bahsedilen tüm hesaplamalar için ayrı ayrı hesapların yapıldığı sayısal değer tabloları verilmektedir. Aynı zamanda, nümerik analizi yapılan çalışmalarda fiziksel gözlenebilir niceliklere bağlı olarak çizdirilmiş olan grafikler bölümler halinde sunulmaktadır.

Son olarak tezin Tartışma ve Sonuç kısmında, yapılan çalışmalar ile kazanılan fenomenolojik yetkinlikle birlikte, tezde anlatılan Yeni Fizik modellerinin, günümüz parçacık fiziğinde hem teorik hem de deneysel olarak hangi aşamalarda yer aldığı ayrıntılı

olarak tartışılmaktadır.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. PARÇACIK FİZİĞİ'NİN STANDART MODELİ

Temel Parçacık Fiziği; yaklaşık yüzyıl önce elektronun J.J. Thomson tarafından keşfedilmesinin ardından başlamış ve bu durumu takip eden elli yıl içinde de kozmik ışınlar ve parçacık hızlandırıcıları ile yapılan deneyler sonucunda ivme kazanmıştır denilebilir. J.J. Thomson tarafından keşfedilen bu parçacığın günümüzde hala iç yapısının olmadığı ve doğanın temel parçacıklarından biri olduğu düşünülmektedir. Proton ve nötron gibi sonradan keşfedilmiş olan parçacıklar ise, ilk başlarda maddenin temel yapı taşları olarak düşünülmüş, daha sonra yapılan deneylerden elde edilen sonuçlar ile bu parçacıkların karmaşık bir yapıya sahip olduğu gerçeği ortaya çıkmıştır. “Maddenin son bileşenleri nedir?”, “Nasıl kategorize edilebilirler?”, “Birbirleriyle nasıl iletişim kurarlar?” gibi sorulara yanıt bulabilmek için kuramsal ve deneysel anlamda pek çok çaba sarfedilmiştir. Parçacık Fiziği'nin en modern girişimi olan SM'nin günümüzdeki haline ulaşması bu çabalar sonucunda olmuştur [34, 35].

1970'li yıllarda geliştirilmiş olan temel Parçacık Fiziği'nin Standart Model'i, evrende var olan tüm canlı ve cansız varlıkların daha küçük parçalara ayrılamayan temel parçacıkları ve bu parçacıklar arasında meydana gelen etkileşimleri etkileyici bir şekilde açıklayabilen oldukça başarılı matematiksel bir teoridir. Aynı zamanda temel parçacıkların ve etkileşmelerin teorisi olarak, Özel Görelilik ve Kuantum Mekanikliği ile de uyum içerisindedir; bundan dolayı SM için Kuantum Alan Teorisi tabanlı bir teoridir denilebilir [35, 36].

2.1.1. Standart Model'de Temel Parçacıklar

“Temel parçacık” kavramı; daha küçük parçacıkların bir araya gelmesiyle meydana gelmeyen ve ölçülebilir bir alt yapısı olmayan nokta benzeri (point-like) parçacık anlamına gelmektedir. SM'de öne sürülen temel parçacıklar; spinini, kütesini ve etkileşimlerini belirleyen kuantum sayıları ile karakterize edilmektedirler. Dolayısıyla, bir kuantum mekaniksel özellik olan spin durumuna göre SM'nin temel parçacıkları ayrı iki sınıfta tanımlanabilmektedir. Bunlar; fermiyonlar ve bozonlar olarak bilinmektedir. Parçacık Fiziği'nde fermiyonlar, spin kuantum sayısı buçuklu tamsayıya ($1/2\hbar, 3/2\hbar, \dots$) sahip

olup Fermi-Dirac İstatistiği'ne uyan parçacıklardır. Fermi-Dirac İstatistiği'ne göre, parçacıklar aynı enerji düzeyinde sınırlı sayıda bulunabilirler. Bu özellik sayesinde doğada bir asimetri yaratan ve maddesel çeşitliliğin ortaya çıkmasını sağlayan fermiyonlar, maddenin temel yapı taşlarını oluşturduğundan maddesel parçacıklar olarak da isimlendirilirler. 1960'lı yıllarda, tüm fenomenolojik kuramlar, çok küçük mesafelerde maddesel parçacıkların temel bileşenlerinin “kuarklar” ve “leptonlar” olması görüşüne yol açmıştır [3, 37, 38].

Kuark fikrinin macerası, 1963 yılında Murray Gell-mann tarafından proton (p) hedefler üzerinde gerçekleştirdiği derin saçılma deney sonuçları ile ortaya atılan modelle başlamıştır. Gell-mann'ın ortaya attığı fikre göre, nötron (n) ve proton (p) daha küçük parçacıklara ayrılamayan üç temel parçacıktan meydana gelmektedir. Deneyler, bir protonun içinde bir metrenin 10^{18} 'de biri büyüklüğünde nokta saçılma merkezleri olduğunu göstermiştir. Gell-Mann, bu nokta saçılma merkezlerinin birer parçacık olduğunu ileri sürmüş ve James Joyce'un ünlü “Finnigan's Wake” adlı romanındaki ördelerden esinlenerek onlara “kuark (quark)” adını vermiştir [37]. Standart Model'e göre kuarkların 6 çeşniisi bulunmaktadır. Bunlar; up (yukarı - u), down (aşağı - d), strange (acıyıp - s), charm (cazibe - c), bottom (alt - b) ve top (üst - t) kuarklardır. Kuarklara çeşitli gruplar tarafından İngilizce olarak çeşitli isimler verilmiş olmasına rağmen sembolleri hep aynı kalmıştır. Yukarı ve aşağı kuarklar diğer kuarklar arasında en düşük kütleyle sahip olan parçacıklardır. Daha ağır olan kuarklar, parçacık bozunum süreçlerinde hızlı bir şekilde aşağı ve yukarı kuarklara dönüşmektedirler. Başka bir deyişle, daha ağır kütle durumundan daha düşük bir kütle durumuna dönüşmektedirler. Bu nedenle, aşağı ve yukarı kuarklar genellikle evrende kararlı olan temel parçacıklar olarak bilinmektedirler. Diğer kuark çeşitleri ise, yalnızca yüksek enerjili parçacık çarpışmalarında üretilirler. Kuarklar elektrik yükü, renk yükü, kütle ve spin gibi çeşitli içsel özelliklere sahip parçacıklardır [3, 38].

Proton ve elektronda olduğu gibi, kuarklar da elektrik yüküne sahip parçacıklardır ve elektrik yükleri kesirlidir. Bununla birlikte, kuarkların her birinin zıt elektrik yüklü karşıt parçacığı (karşıt-kuark) vardır. Aynı zamanda, kuarklar Kırmızı, Mavi ve Yeşil olmak üzere üç “renk” yüküne sahiptirler (Bu durum daha ayrıntılı olarak 2.1.3. Hadronlar Bölümünde anlatılmaktadır). Sonuç olarak, SM'de karşıt parçacıklar ile beraber 12 kuark mevcuttur. Eğer her bir kuarkın renk yükü taşıdığı düşünülürse, toplam 36 kuark çeşniisi vardır denilebilir.

Fermiyonların içerdiği bir diğer maddesel parçacık türü ise leptonlardır. Kendilerine eşlik eden nötrinoları ile birlikte leptonlar 6 çeşide ayrılmaktadır. Kuarklarda olduğu gibi leptonlarında zıt elektrik yüküne sahip karşıt parçacıkları vardır. Dolayısıyla, karşıt parçacıkları ile birlikte SM’de leptonların 12 çeşnisi olduğu söylenebilir. Leptonlar, tam elektrik yüküne sahiptirler. Negatif yüklü elektron (e^-) bir lepton parçacığdır. Diğer yüklü leptonlar ise muon (μ^-) ve tau (τ^-)’dur. Bunlar birinci ailede olan elektronun daha ağır ve kararsız olan parçacık versiyonlarıdır. Muon kararsız bir parçacık olduğundan, zayıf etkileşme aracılığıyla ortalama her $2.2 \mu s$ ’de bir elektron, bir elektron karşıt-nötrinosu ve bir muon nötrinosuna bozunmaktadır. Benzer şekilde, tau leptonu da ortalama her $3 \times 10^{-13} s$ ’de bozunmaktadır. Genel olarak “ ν ” olarak sembolize edilen nötrinolar ise yüksüz leptonlardır. Nötrinolar, leptonların her biri çeşidi ile eşleştirilmektedir. Kuarklar ve leptonların özellikleri ile ilgili temel bilgiler Şekil 2.1’de görülmektedir [3, 39].

Maddenin üç nesli (Fermionlar)				
	I	II	III	
kütle→	3 MeV	1.24 GeV	172.5 GeV	0
yük→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
İsim→	yukarı	tılsım	üst	foton
Kuarklar	6 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d aşağı	95 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s garip	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b alt	0 0 1 g gluon
	<2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e elektron nötrino	<0.19 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ muon nötrino	<18.2 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ tau nötrino	90.2 GeV 0 1 Z ⁰
	0.511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e elektron	106 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ muon	1.78 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ tau	80.4 GeV ± 1 1 W [±]
Leptonlar				Bozonlar (Kuvvetler)

Şekil 2.1: Standart Model’in temel madde ve ara parçacıkları.

Standart Model’de, hem kuarklar hem de leptonlar fiziksel parametrelerine ve kuantum

sayılarına göre farklı üç ayrı aileden meydana gelmektedir. İkinci ve üçüncü ailedeki fermiyonlar kısa yaşam ömrüne sahip parçacıklardır. Dolayısıyla, yalnızca Yüksek Enerji Fizikçi laboratuvarlarında yapılan deneyler sonucunda elde edilirler ve günlük yaşantıda yer almamaktadırlar [3].

Standart Model'in temel parçacıklarının diğer bir sınıfını bozonlar oluşturmaktadır. Parçacık Fizikçi'nde bozonlar, spin kuantum sayısı tam sayıya ($0\hbar, 1\hbar, \dots$) sahip olup Bose-Einstein İstatistikçi'ne uyan parçacıklardır. Bozonlar, kuvvet taşıyıcı parçacıklar olup "etkileşim parçacıkları" veya "ara parçacıklar" olarak isimlendirilmektedirler. Standart Model'de Elektromanyetik, Zayıf ve Güçlü kuvvetler olmak üzere, üç farklı etkileşim türü mevcuttur. Standart Model'de tanımlanan temel parçacıklar, bu kuvvetler aracılığıyla birbirleriyle etkileşebilirler. Madde parçacıkları arasındaki etkileşmeyi sağlayan ayar bozonları elektromanyetik etkileşmenin ara parçacığı foton, zayıf etkileşmenin ara parçacıkları W^+ , W^- ve Z^0 , güçlü etkileşmenin ara parçacıkları gluonlardır. Ara parçacıkların özellikleri ile ilgili temel bilgiler Şekil 2.1'de verilmektedir. Standart Model'in içerdiği bozon özelliği taşıyan diğer bir parçacık Higgs'dir. Standart Model çalışmaları arasında kesinlikle en gizemli parçacık Higgs bozonu olmuştur. Higgs, elektrik yüküne ya da kuarklar gibi renk yüküne sahip bir parçacık değildir. Higgs bozonu, tüm evreni dolduran bir yoğunlaşma meydana getirmektedir. SM'de söz konusu tüm parçacıkların hareketi bu yoğunlaşma tarafından etkilenerek kütle kazanmaktadır. Bu süreç kendiliğinden simetri kırınımı olarak bilinmektedir. Higgs parçacığından daha ayrıntılı olarak Bölüm 2.1.4'de bahsedilmektedir [3, 36, 38].

Dolayısıyla, SM'de maddesel parçacıklar olarak isimlendirilen fermiyonlar; 18 kuark ve 18 karşıt kuark, leptonlar olarak da; 6 lepton ve 6 karşıt lepton olmak üzere toplam 48 maddesel parçacık vardır. Ayrıca Standart Model'de, kuvvet taşıyıcı parçacıklar olarak da bilinen W^+ , W^- ve Z^0 , 8 çeşit gluon, foton parçacıkları ile beraber toplam 60 temel parçacık içermektedir. Higgs bozonu da eklenirse SM'de bilinen temel parçacık sayısının 61 olduğu söylenebilir.

2.1.2. Standart Model'de Parçacık Etkileşmeleri

Fransız ressam Eugène Henri Paul Gauguin, "Nereden geliyoruz? Biz Neyiz? Nereye gidiyoruz?" adlı tablosunu yapmış olduğu yıllarda (1897) yalnızca kütle çekim, elektrik ve manyetik kuvvetlerin varlığı bilinmekteydi. Bununla birlikte, bilim dünyasında atomların var olup olmadığı tartışmaları sürmekteydi. Çekirdeklerin "radyoaktif"

bozunumları o dönemlerde farkedilmiş ve farkedilen bu bozunum daha önce bilinen kuvvetler ile açıklanamamaktaydı. Dolayısıyla, bilim insanları tarafından bu davranışı betimleyebilmek için başka bir etkileşmenin var olması gerektiği düşünülmüştür. Bu düşünceler doğrultusunda, etkileri çok az olduğu bilinen “Zayıf Etkileşme” fikri oluşmuştur. Birbiriyle etkileşim halinde olan iki cisim arasındaki uzaklık, bir atomun boyutundan daha büyük ise, birbirilerini neredeyse hiç hissedememekteydiler. 1911 yılında, her bir atomun birer çekirdeği olması gerektiği anlaşılmış ve daha ağır çekirdeklerde daha fazla proton bulunduğu keşfedilmiştir. O dönemlerde, protonların birbirlerinden ayrılmasını sağlayan etkileşmenin itici elektriksel kuvvet olduğu bilindiğinden, çekirdeğin kararlı olmasını sağlayan bir başka kuvvetin var olması gerektiği ortaya atılmıştır. Bu kuvvet, günümüzde güçlü (nükleer) kuvvet olarak adlandırılmaktadır. Güçlü kuvvetin etkileri, bir çekirdekten daha büyük olmayan uzaklıklarda hissedilebilmektedir [40].

Tarihsel süreçteki gelişmeler sonucunda ortaya çıkmış ve insanlık tarihini değiştirmiş tüm evreni yönlendiren dört temel kuvvetin kavranması oldukça önemlidir. Bunlardan birincisi, Isaac Newton’ın nesnelerin hareketinin mekanik kuvvetlere bağlı olduğunu açıkladığı Kütle Çekim (Gravitasyonel Kuvvet) kuvveti; ikincisi Thomas Edison, Faraday, Maxwell ve diğer bilim adamlarının açıklanmasına katkıda bulunduğu Elektromanyetik Kuvvet’dir. Aydınlatma sağlayan, cihazlarımızı çalıştıran Elektromanyetik Kuvvet’in keşfedilmesiyle peş peşe bilim harikaları yaratan elektronik devrimi başlamıştır. Üçüncü ve dördüncüyse; atom çekirdeğine ait iki kuvvet yani Zayıf ve Güçlü Nükleer Kuvvet’lerdir. Standart Model, doğada bilinen bu kuvvetler arasından yalnızca Kütle Çekim Kuvveti’ne açıklama getirememektedir. Standart Model’de tanımlanan üç etkileşme, Kuantum Mekanik ve Özel Görelilik Teorisi’nin bir kombinasyonu olan Kuantum Alan Kuramı ile tanımlanmaktadır [41].

Tablo 2.1: Kuantum Alan Kuramı.

Büyük		Küçük
Yavaş	Klasik Mekanik	Kuantum Mekanik
Hızlı	Özel Görelilik Teorisi	Kuantum Alan Kuramı

Genel anlamda, Kuantum Mekanik küçük sistemlerin davranışını açıklayan bir teoridir. Özel Görelilik ise, ışık hızına yakın hızlarda hareket eden parçacıkların ve sistemlerin

hareketlerinin incelendiği kuramdır [3]. Tablo 2.1’de görüldüğü gibi Kuantum Alan Kuramı, ışık hızına yakın hızlarda hareket eden parçacıkları ve küçük sistemleri açıklayabilen oldukça başarılı bir kuramdır.

Charles-Augustin de Coulomb tarafından, iki yüzyılı aşkın bir süre önce, elektrik ve kütle çekim kuvvetlerinin etkileşen iki cisim arasındaki uzaklığa bağlı olduğu gösterilmiştir. James Clerk Maxwell 19.yy’ın ortalarında, Michael Faraday ve diğer bilim insanlarının çalışmalarından yararlanılarak, uzay ve zaman içinde değişen elektriksel kuvvetlerin manyetik kuvvetler yaratmasını sağlamış (ve tersi) ve sonuç olarak elektriksel ve manyetik kuvvetlerin uyduğu eksiksiz denklemleri bulmayı başarmıştır. Bu birleştirme; Elektromanyetik Kuvvet adını almıştır. Elektromanyetik Kuvvet; günlük yaşantıda karşılaşılabilen ışık, renk, ateş, kimya, tüm biyolojik ve hemen hemen her fiziksel olaylara sebep olabilen bir etkileşme türüdür. Bu etkileşmenin ara parçacığı, kütlesi sıfır, spini 1 olan ve foton olarak adlandırılan parçacıktır. Foton, ışık kuantasına verilen isimdir ve parçacıklar arasındaki enerjiyi taşıyabilmektedirler. Elektromanyetik olarak etkileşen iki parçacıktan biri diğerini bir foton alışverişi ile saçılmaya uğratabilmektedir. Elektromanyetik etkileşme, örneğin elektronların (daha doğrusu elektrik yüküne sahip olan tüm parçacıklar) foton değiş-tokuşu sonucunda ortaya çıkmaktadır. Bir başka deyişle, bir elektron ve proton çok sayıda fotonun etkileşmesi ile birbirine bağlanmaktadır. Alınıp verilen fotonlar çekici bir kuvvet meydana getirirler ve oluşan bu kuvvet, elektron ve protonu kararlı bir nesne olan hidrojen atomu olarak bağlı tutmaktadır. Fotonun hareketli hali ise ışık demetidir. Kuvvet çok büyük bir menzile (sonsuz menzile) sahiptir. Bu kuvvetlerin erimlerinin sonsuz olması, fotonun kütlesinin sıfır olması ile açıklanmaktadır. Elektromanyetik kuvvetin bağlaşım sabitine ince yapı sabiti denir ve bu sabitin değeri düşük enerji değerlerinde yaklaşık olarak $1/137$ ’dir. Bu sabit, birimsiz bir sabittir yani boyutsuz bağlanma sabiti anlamındadır [40].

Kuantum Elektrodinamiği (QED), yüklü parçacıklar arasındaki elektromanyetik ilişkiyi rölativistik olarak inceleyen bir kuantum kuramıdır. Elektromanyetik etkileşmeleri tasvir eden Kuantum Elektrodinamiği $U(1)_Y$ (burada Y elektromanyetik etkileşmenin hiper yükü) birimsel matris grubuna dayanan bir ayar teorisidir. Feynman, Tomanaga ve Schwinger tarafından 1940’lı yıllarda geliştirilmiştir. Elektromanyetik etkileşmelerde kuantum kuramının kullanılması sonucu ortaya çıkmıştır. Tüm elektromanyetik etkileşmeler Kuantum Elektrodinamiği ile açıklanır. QED, dinamik modellerin en eski, en basit ve en başarılı olanıdır. Bu yüzden ortaya atılan diğer teoriler onu model almışlardır [35].

Zayıf Kuvvet ise, çekirdeğin radyoaktif bozunumunu içeren ve kararsız atom çekirdeklerinin bozunmasına sebep olan etkileşmedir. Adından da anlaşılacağı üzere, kuvvet oldukça zayıftır. Dolayısıyla zayıf etkileşme ya da başka bir deyişle, zayıf nükleer kuvvet için pek çok parçacığın ve hatta atom çekirdeğinin kararsız olmasından sorumlu olan etkileşmedir denilebilir. 1930 yılında Wolfgang Pauli eğer enerji, momentum ve spin istatistikleri korunuyorsa, nötrino olarak adlandırılan kütsüz ve yarım spinli parçacığın β parçacık emisyonuna eşlik etmesi gerektiğini öne sürmüştür. Bunun hemen ardından Enrico Fermi, 1930'ların ortasında zayıf kuvvetin ilk kuantum teorisini geliştirmiş ve genel bir formül bulmuştur. Daha sonra bu formül, George Sudarshan, Robert Marshak, Murray Gell-Mann ve Richard Feynman tarafından geliştirilmiştir. Zayıf etkileşme, $SU(2)_L$ (burada L zayıf etkileşmenin sol kiralitesi) ayar teorisi ile tanımlanmaktadır.

Zayıf kuvvetin etki ettiği parçacık, bozunarak, kendisiyle akraba bir parçacığa dönüşür. Bu esnada bir lepton ile leptona ait nötrino çıkmasına neden olur. Erimleri diğer kuvvetlerle kıyaslandığında daha kısadır. QED'de olduğu gibi, zayıf etkileşmelerde de madde parçacıkları tarafından yayılan ve absorbe edilebilen taşıyıcı bozonlar bulunmaktadır. Bu taşıyıcı parçacıklar elektrik yüklü W^+ W^- ve elektrik olarak yüksüz Z^0 ayar bozonlarıdır. Madde düşük enerjilerde zayıf kuvvet yoluyla etkileşim meydana getirdiğinde, belirsizlik ilkesinden dolayı bu parçacıklar yalnızca çok kısa bir süre için mevcut olabilirler. W^+ W^- ve Z^0 parçacıkları CERN'de yapılan UA1 ve UA2 deneylerinde 1983 yılında gözlemlenmiştir. Bu ölçümler 1984 Fizik Nobel Ödülü'nü getirmiştir. Bu parçacıkların spinleri 1'dir ve kütleleri çok büyük olduğundan kuvvetin menzili kısadır. Zayıf Kuvvet ile diğer kuvvetler arasındaki önemli farklılıklar mevcuttur. Parçacık yayılıma uğradığı ya da absorbe edildiği zaman çeşnisini değiştirmektedir. Örneğin, bir up kuark W^+ ile yayıldığında bir down kuarka dönüşmektedir. Bunun tam tersine, elektron QED'nin fotonu ile yayılırsa (absorbe edilirse) yine elektron olarak kalmaktadır [42–44].

Elektrozayıf Etkileşmeler; Abdus Salam, Seldan Glashow ve Steven Weinberg'in 1979'da Nobel ödülü kazandıkları çalışmalarında, çekirdeğin radyoaktif bozunmasını doğuran zayıf kuvvetler ile elektrik yükleri arasında etkin olan elektromanyetik kuvvetlerin yüksek enerjilerde tek bir kuvvet olduğunun gösterilmesine dayanmaktadır. Amerikalı yüksek enerji fizikçisi Sheldon Glashow, kendiliğinden simetri kırılması fikrini kullanarak yaptığı ilk çalışmalarda, zayıf ve elektromanyetik etkileşmeleri $U(1)_Y$ (burada Y hiperyük) simetrisini de içine alacak şekilde birleştirerek, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (burada L

açılal momentum) simetri grubunu yani elektrozayıf etkileşmenin modellenebileceği fikrini ortaya atmıştır. 1973 yılına kadar birçok model öne sürülmüştür. Abdus Salam ve Steven Weinberg'in birbirinden bağımsız olarak yaptıkları çalışmalar da bu modeller arasındadır. İlk zamanlar, zayıf etkileşmenin ayar bozonları kütleli W^+ , W^- ve Z^0 bozonları olarak görülmüyordu. Dolayısıyla Abdus Salam, Seldan Glashow ve Steven Weinberg, yüksek enerjilerde bu iki etkileşmeyi birleştirmeyi başarmışlardır ve buna elektrozayıf etkileşme adını vermişlerdir. 1973'de yüksüz akımların keşfi ile SM'nin elektrozayıf etkileşmeler konusunda doğru sonuçlar verdiği gösterilmiştir [35].

Güçlü Kuvvet, Güneş'in çekirdeğinde ve diğer tüm yıldızlarda meydana gelen fisyon ve füzyon gibi tüm nükleer olayların içinde yer alan ve atom çekirdeğini oluşturan nükleonları bir arada tutan, temel parçacıklar arasında etkin olan bir diğer kuvvettir. Bu cins kuvvet alanlarını doğuran bozonlara gluon adı verilir. Menzilleri bir metrenin katrilyonda biri gibi çok küçük mesafelerdedir (10^{-15}). Güçlü Etkileşmeler, kendilerini böylesine küçük boyutlarda hissettirdiklerinden dolayı günlük yaşamda hiçbir zaman dikkate alınacak miktarda olamazlar ve dolayısıyla etkinliklerinden bahsedilemez. Güçlü etkileşme, $SU(3)_C$ (burada C güçlü etkileşmenin renk yükü) ayar teorisi ile tanımlanmaktadır.

Güçlü kuvvet, protonları ve nötronları çekirdeğin içinde bir arada tutmaktan sorumludur. Herhangi bir çekirdekte bulunan protonların hepsi pozitif yüklüdür. Kendi başlarına bırakıldıkları taktirde, ortaya çıkan itme gücü çekirdeğin parçalanmasına yol açmaktadır. Dolayısıyla, güçlü kuvvet protonlar arasındaki itme kuvvetinin üstesinden gelmektedir. Kabaca ifade edilecek olursa, elementlerin küçük bir bölümü güçlü bir kuvvet ile itici elektrik kuvveti arasındaki hassas dengeyi korumayı başarabilmektedir. Eğer bir çekirdekte yüzden fazla proton mevcut olsaydı, güçlü nükleer kuvvet bunların arasındaki itme gücünü kontrol altında tutmakta zorlanırdı.

Güçlü etkileşme başıboş bırakıldığı taktirde, ortaya yıkıcı bir etki çıkabilir. Örneğin, bir atom bombasındaki uranyum çekirdeği kasıtlı olarak parçalandığı zaman, çekirdeğin içine hapis olmuş olan muazzam enerjiler nükleer bir patlama şeklinde serbest kalırlar. Gerçekten de adından da anlaşılacağı gibi güçlü kuvvet, elektromanyetik kuvvet tarafından yönetilen kimyasal bir patlayıcıya kıyasla çok daha büyük bir enerji sağlayabilmektedir.

Eğer çekirdeğin içindeki tek kuvvet güçlü kuvvet olsaydı çekirdeklerin çoğu kararlı bir yapıya sahip olurdu. Ancak bilinmektedir ki bazı çekirdekler (92 proton bulunan uranyum gibi) o kadar büyüktür ki, kendiliğinden parçalanırlar ve radyoaktivite olarak adlandırılan

küçük parça ve yıkıntılar açığa çıkarırlar. Bu elementlerde çekirdek kararsızdır ve çok ağır çekirdeklerin parçalanıp yok olmasından sorumlu, daha zayıf başka bir etkileşmenin daha iş başında olması gerekmektedir. Bu kuvvet, bu bölümde bahsedilen zayıf kuvvet olarak adlandırılmaktadır [45].

Standart Model, parçacık etkileşimlerini ve parçacık spektrumunu bir Lagranjiyen ile veren Kuantum Alan Teorisi'dir. Parçacık Fiziği deneylerindeki diğer etkileşimler ile karşılaştırıldığında çok küçük bir güce sahip olan kütle çekim momentinin ihmal edildiği, Standart Model parçacıklarının arasındaki etkileşmeyi veren Standart Model Lagranjiyen'i aşağıdaki gibidir [46]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{SM}} = & -\frac{1}{4g'^2}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} - \frac{1}{4g^2}W_a^{\mu\nu}W_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4g_s^2}G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^a \\
& + i\bar{Q}_L^i \not{D} Q_L^i + i\bar{u}_R^i \not{D} u_R^i + i\bar{d}_R^i \not{D} d_R^i + i\bar{e}_R^i \not{D} e_R^i + i\bar{l}_L^i \not{D} l_L^i \\
& + Y_u^{ij} \bar{Q}_L^i \tilde{H} u_R^j + Y_d^{ij} \bar{Q}_L^i H d_R^j + Y_e^{il} \bar{l}_L^i H e_R^j + h.c. \\
& + |D_\mu H|^2 + \mu^2 |H|^2 - \lambda |H|^4.
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Burada, $i, j = 1, 2, 3$ aileleri nitelendirmektedir. $B^{\mu\nu}$, $W_{\mu\nu}^a$, $G_{\mu\nu}^a$ sırasıyla $U(1)$, $SU(2)$ ve $SU(3)$ ayar kuvvet tensörü ve g' , g ve g_s ise sırasıyla, $U(1)$, $SU(2)$ ve $SU(3)$ ayar bağlaşım sabitleri olarak ifade edilmektedir. SM'nin en önemli özelliklerinden biri tüm bu bağlaşımın boyutsuz olmasıdır (doğal birimlerde $\hbar = c = 1$). Böylece, teori geniş bir enerji aralığında tanımlanabilmektedir. $Y_{u,d,e}$ Yukawa etkileşmeleridir ve aşağıdaki gibi yazılmaktadır:

$$Y_d = V_{\text{CKM}}^\dagger M_d^{\text{diy}} / \langle H \rangle, \quad Y_u = M_u^{\text{diy}} / \langle H \rangle, \quad Y_e = M_e^{\text{diy}} / \langle H \rangle, \tag{2.2}$$

burada $M_{d,u,e}^{\text{diy}}$ diyagonal fermiyon kütle matrisleri, V_{CKM} Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrisi ve $\langle H \rangle$ Higgs vakum beklenen değeridir. λ Higgs bağlaşımıdır. Aynı zamanda, Q_L^i , u_R^i , d_R^i , l_L^i ve e_R^i üç ailenin birimsel dönüşümleri ile ilgili ekstra yerel $SU(3)$ simetrileridir. Formülde $h.c.$ hermitsel eşlenik (hermitian conjugate) anlamına gelmektedir.

2.1.3. Hadronlar

Renk kuvvetinin özellikleri ve kuantum kuramının kuralları, kuarkların (veya karşıt-kuarkların) belli kombinasyonlarının gluonlarla birlikte, çeşitli birleşik parçacık oluşturmalarına izin vermektedir. Bu şekilde meydana gelen parçacıkların tümüne

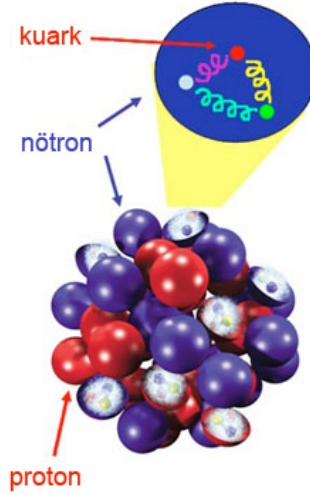
“hadron” adı verilmektedir. Hadronların çapı yaklaşık olarak 10^{-13} cm civarındadır. Proton ve nötron, en fazla bilinen hadron parçacık sınıflarındadırlar. En hafif hadronlar ise pionlardır; bu nedenle çarpışmalarda en çok pionlar üretilir. Kaonlar, bir sonraki en hafif hadronlardır ve kaonların özellikleri onları pek çok çalışma alanı için yararlı kılmaktadır.

Atom çekirdeğindeki proton ve nötronları oluşturan kuarklar doğada diğer kuarklar ile birlikte gruplar halinde bulunurlar. Kuarklar, hadron yapılarının içerisinde hapis olduklarından dolayı, onları doğada tek başlarına yalın halde gözlemlemek mümkün değildir. Kuarkların hadronların yapısında bulunma benzetimi Şekil 2.2’de görüldüğü gibidir. Kuarklar, parçacıkların oluşumunu gerçekleştirirken elektrik yükü tamsayı olacak şekilde bir araya gelmektedirler. Bu sebeple, kuarkların her türlü kombinasyonu mümkün olmamaktadır. Hadronlar; hem baryon hem de mezon olarak adlandırılan parçacıklara verilen ortak isimdir. Dolayısıyla; mezonlar ve baryonlar kuark tabanlı parçacıklar olan hadronlar ailesine ait atomaltı parçacıklardır.

Parçacık Fiziği’nde mezonlar, güçlü etkileşmelerle birbirine bağlı bir kuark ve bir karşıt kuarkın ($q\bar{q}$) bir araya gelmesi ile meydana gelebilen alt parçacıklardır. Ayrıca, mezonlar güçlü etkileşmeyi algılama özelliğine ve tamsayı spinine sahip parçacıklardır. Mezonlar, bir parçacık ve karşıt parçacık kombinasyonu olduğundan yalnızca bir mikrosaniyenin birkaç saliselik süresi içerisinde yaşayabilen ve oldukça kararsız bir yapı göstererek hızlı bir şekilde bozunabilen parçacıklardır. Yüklü mezonlar, elektronlara ve nötrinolara bozunurlar. Yüksüz mezonlar ise, foton parçacıkları ile bozunabilirler. Bununla birlikte, alt parçacıklardan meydana gelmeleri sebebiyle, bir proton veya nötron boyutunun yaklaşık üçte ikisi büyüklüğünde yani yaklaşık olarak bir femtometre yarıçapında bir fiziksel boyuta sahiptirler. Mezonlar, radyoaktif bozunum ile üretilmezler. Bu parçacıklar, proton ve karşıt proton ya da kuark içeren diğer parçacıkların çarpıştırıldığı yüksek enerjili parçacık hızlandırıcılarında yapay olarak üretilmektedirler. Baryonlarda olduğu gibi mezonlar da onlara karşılık gelen bir karşıt parçacığa sahiptir. Mezonlar, kuarkların bir araya gelmeleri sonucunda meydana geldiklerinden dolayı zayıf ve güçlü etkileşmelere katılabilirler. Elektrik yüküne sahip yüklü mezonlar ise elektromanyetik etkileşmeye katılırlar. Mezonlar, kuark içeriği, toplam açısal momentum, parite, C-parite ve G-parite gibi çeşitli özelliklerine göre sınıflandırılmaktadırlar. Bu sınıflandırma göz önüne alındığında Skaler, Sanki-skaler, Vektörel, Axial-vektörel, Tensör ve Sanki-tensör gibi mezon çeşitleri mevcuttur. Hiç bir mezon kararlı değil iken, düşük bir kütleyle sahip olan mezonlar büyük kütleyle sahip olan parçacıklar ile kıyaslandığında yine de daha kararlı parçacıklardır ve aynı zamanda parçacık hızlandırıcı ve kozmik ışın deneylerinde

gözlemlenmesi daha kolaydır.

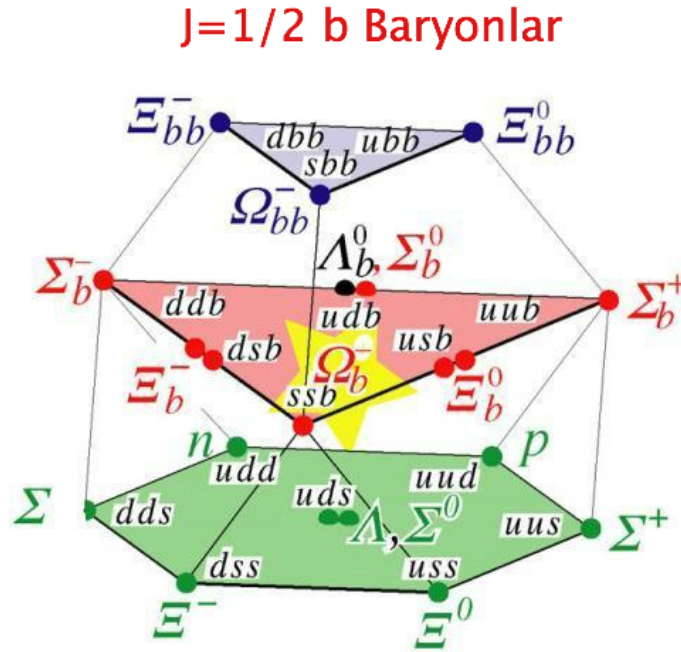
Baryonlar ise, üç kuark (qqq) veya üç karşıt-kuarkın ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) bir araya gelmesiyle meydana gelen kompozit atomaltı parçacıklardır. Baryon ismi, Yunanca'da "ağır" anlamı taşıyan "barys" kelimesinden gelmektedir. Bunun sebebi, baryonların isimlendirildiği dönemlerde, en çok bilinen temel parçacıkların bu parçacıklardan daha küçük kütleye sahip olmalarıydı. Kuark temelli parçacıklar olarak baryon parçacıkları güçlü etkileşmeyi hisseden ve yarım spinli parçacıklardır. En çok bilinen baryonlar evrendeki görünür maddenin kütlelerinin büyük bir kısmını oluşturan protonlar ve nötronlardır. Baryonları meydana getiren kuarkların, onlara karşılık gelen karşıt parçacıklarıyla yer değiştirmesi sonucunda karşıt baryon elde edilmektedir. Örneğin; bir proton (uud), iki up ve bir down kuarktan meydana gelmektedir. Protona karşılık gelen karşıt proton ($\bar{u}\bar{u}\bar{d}$) ise, iki up karşıt-kuarkı ve bir down karşıt kuarkından meydana gelmektedir. Şekil 2.3'de alt kuark içeren bazı baryonlar görülmektedir. İlk zamanlar, baryonlar ile ilgili ciddi bir problem; bir baryonda, aynı cinsten iki veya üç kuarkın bulunmasının (örneğin; kuark yapısı uud olan protonda iki up kuarkının bulunması) Pauli Dışarlama İlkesi'ne aykırı olması gerektiği düşüncesi olmuştur.



Şekil 2.2: Protondan kuarklara.

Kuarklar $1/2$ spinleriyle fermiyon olduklarından bu ilkeye uymak zorundadırlar. Bu problemi ortadan kaldırmak için kuarkların (ve karşıt kuarkların) altı farklı şekilde ortaya çıkabildiği, elektrik yüküne benzer bir kuantum sayısı olan renk yükü şeklinde ek bir özelliklerinin olması gerektiği düşüncesi ileri sürülmüştür. Dolayısıyla, kuarklardaki bu

renk yükleri “Kırmızı”, “Mavi” ve “Yeşil” olarak kabul edilmiştir. Karşıt-kuarkların renkleri için ise bu renklerin karşıt olanları belirlenmiştir (“Karşıt-Kırmızı”, “Karşıt-Yeşil”, “Karşıt-Mavi”). Renk hipotezine göre, üç renkte eşit miktarda katıldığında veya bir birim renk yüküne bir birim karşıt-renk yükü katıldığında renksiz bir durum ortaya çıkmaktadır. Bu durum ise, doğada baryonların ve mezonların neden renksiz görüldüğünü açıklamaktadır. Böylece bir baryondaki üç kuarkın hepsi farklı renklerde alınırsa Pauli Dışarlama İlkesi ihlal edilmemiş olur. Sonuç olarak, kuarklar tek başlarına renk yükü taşırlarken hadronlar renk yüküne sahip değildir denilebilir [47].



Şekil 2.3: Hafif, bir ağır alt kuark içeren ve iki ağır alt kuark içeren spin-1/2 baryonlar.

2.1.4. Higgs Mekanizması

Parçacık Fiziği'nin Standart Model'ini tutarlı bir kuram olarak yazabilmek için, birbirlerinden bağımsız olarak François Englert ve Peter W. Higgs adlı bilim insanları, Higgs parçacığı adı verilen, spini sıfır olan bir parçacığın varlığını varsaymak zorunda kalmışlardır. Bu parçacık olmasaydı, gözlemlediğimiz hiçbir parçacığın kütlesi olmayacaktı. Bu durumun önemli sonuçlarından biride, elektronunda kütlesi olmayacağı için, atomlar oluşmayacak ve bilinen anlamda bir hayat olmayacaktı. Standart Model'de bu parçacığa bulmacayı tamamlayan son parçacık denilmektedir. Higgs alanını

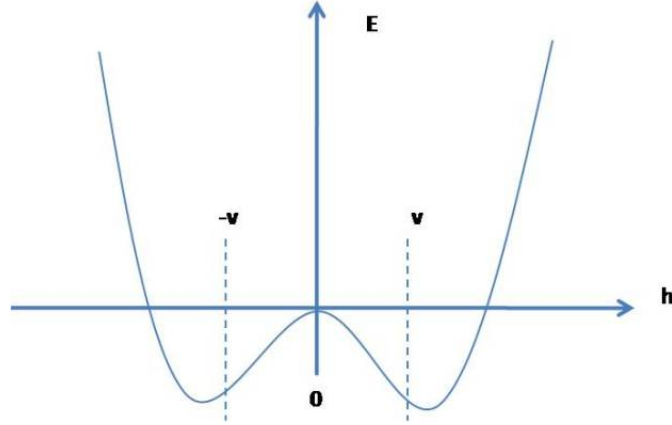
bu kadar özel yapan nedenlere bakmak gerekir. Higgs alanı Evren'deki içsel simetriyi kırmaktadır. Doğa simetrilerle doludur, yüzler düzenli bir şekle sahiptir, çiçekler ve kar taneleri çeşitli geometrik simetriler sergilemektedir. Fizik ise, daha derin bir düzeyde olsa da Evren'i tanımlayan başka tür simetrileri açığa çıkarmaktadır. Bu şekildeki görece basit bir simetriye göre, bir laboratuvar deneyinin sonucu, deney Stockholm'de de yapılsa Paris'de de yapılsa değişmeyecektir. Sonuç açısından deneyin ne zaman yapıldığının da bir önemi olmayacaktır. Einstein'ın özel görelilik kuramı uzay ve zamandaki simetrilerle ilgilidir ve Standart Model gibi başka birçok kuram için model olmuştur. Standart Model'in denklemleri simetrik; bir top nasıl hangi açıdan bakarsanız bakın aynı görünürse SM'nin denklemleri de onları tanımlayan çerçeve değişse bile aynı kalmaktadır. Ancak simetri belirli gerekliliklerin yerine getirilmesini gerektirir. Bir top mükemmel biçimde yuvarlak olmalıdır; en küçük bir tümsek simetriyi bozacaktır. Denklemler için başka kıstaslar geçerlidir ve SM'nin simetrilerinden biri parçacıkları kütleye sahip olmaktan alıkoymaktadır. Bu durum Dünya'da geçerli olan durum değildir, dolayısıyla parçacıklar kütlelerini bir yerden almış olmalıdır. Bu mekanizma, bu bağlamda simetrinin aynı anda nasıl hem var olup hem de görünmez olabildiğini göstermektedir [48].

Standart Model'deki Higgs Mekanizması bir denklem ve az miktarda teknik çıkarım içermektedir. Böyle olmasına rağmen Higgs hakkında biraz daha ilerlemek isteyen biri daha kısa bir yolla onu anlayabilmekte, matematik bilgisi gerekmemektedir. Standart Model'in Higgs Fiziği teknik açıdan çok güzel işlemektedir. Evren alanlarla doludur. Her kütle, bir kütle çekim alanı oluşturmakta ve her elektrik yükü bir elektrik alan meydana getirmektedir. Tüm parçacıklar alanların kuantumlarıdır. Tüm hepsi enerji taşıyan bu alanlar, uzayın her yerine bir enerji yoğunluğu eklemektedirler. Alanlar sıfır iken, enerji yoğunluğunun en düşük olduğu durumdadırlar. Bu önemli bir özelliktir; çünkü her sistem, sonunda en düşük enerji durumunda olmak isteyecektir. Evrenin mekanizması da bundan farklı değildir, böylece parçacıklardan kaynaklanan alanlar bir tarafa bırakılırsa, evrenin en düşük enerji durumu temelde boş uzaydır. Aslında bu ifade, belirsizlik ilkesi ve belki kozmolojik enerji yoğunlukları nedeniyle tamamen doğru sayılmamaktadır; fakat tartışmalar açısından bu konular ihmal edilebilmektedir. Evrenin en düşük enerji durumundan boşluk durumu olarak söz edilmektedir. Standart Model'de, kaynağını sorun etmeksizin (kütleli parçacıklar, bir kütle çekimi alanının kaynağıdır; yüklü parçacıklar bir elektriksel alanın kaynağıdır vb.) amaca özgü bir Higgs alanı eklenmektedir. Higgs alanı ($\hbar$), E ile adlandırılan bir enerji miktarı ekleyerek evrenin enerji yoğunluğunu arttırmaktadır. Higgs alanı ($\hbar$) ile onun eklediği E enerji miktarı arasındaki bağıntının

$$E = M^2 h^2 + A h^4, \quad (2.3)$$

denklemleriyle verildiği varsayılmaktadır. Burada, A pozitif fakat değeri belli olmayan bir sabittir. Bu denklemdeki niceliklerin birimleri çözümlere etkilemesi dolayısıyla ihmal edileceklerdir. Denklemdeki M^2 genellikle, Higgs alanının kuantumlarının kütlesinin karesi olarak yorumlanır. A ve M^2 bilinirse, h 'nin verilen bir değeri için, eklenen enerji yoğunluğu E 'yi hesaplamak için bu denklem kullanılabilir. Hatta, SM'de M^2 ve A bilinmezse bile kabaca bu bağıntının nasıl davrandığına bakıp pek çok önemli sonuç edinilebilir. h 'yi sıfırdan başlayıp daha büyük değerlere arttırıldığında E 'nin nasıl davrandığını gösteren grafiği çizilebilir. " $h = 0$ " için sağdaki her iki terim de sıfırdır; dolayısıyla E sıfırdır. Bu $E = h = 0$ noktasını belirler. Sonra h küçük bir değer alsın; örneğin $h = 0,1$ olduğunu düşünelim. M^2 ve A sıfır kaldıkça (gerçek değeri ne olursa olsun) E pozitiftir ve h arttıkça E büyümektedir. Böylece grafik şekildeki gibi elde edilir. M^2 dediğimiz katsayıya örneğin " B " yerine o adı verdik; çünkü kuramda bu katsayı genellikle Higgs alanlarının kuantumları olan Higgs bozonlarının kütlesi M 'nin karesi olarak açıklanmaktadır. Bu açıklama ile $h = 0$ için E sıfır olmalıdır gerçekten; h arttıkça E de artmalıdır. Bununla birlikte Higgs alanı için çarpıcı bir adım atıp M^2 negatif bir negatif nicelik olduğunu düşünelim. İlk bakışta artık bunun bir kütlenin karesi anlamını taşımayacağı sanılabilir; fakat ilginç olabileceğinden E 'nin davranışları açısından sonuçlarını inceleyelim: $h = 0$ için $E = 0$ 'dır. İlk terim daima negatiftir. Çünkü M^2 negatiftir. İkinci terim ise daima pozitiftir. Şimdi h 'nin $0,1$ gibi küçük bir değer aldığını varsayalım. M^2 ve A 'nın büyüklükleri çok farklı değilse $h^2 = 0,01$ ancak $h^4 = 0,0001$ olduğundan, ilk terim değerce daha büyüktür. Dolayısıyla h sıfırdan başlayarak artıyorsa E daima negatif değerden geçecektir. h büyüdükçe ikinci terim giderek baskın olacağından sonunda E pozitif hale gelmektedir. Böylece E grafiği ikinci durum gibi olur. Bu grafiğin nasıl çizileceği tamamen bilinmemektedir, fakat temelde Şekil 2.4'de gösterildiği gibidir.

Bu şekli evrenin bir tür enerji manzarası olarak düşünersek tıpkı bir vadi ile kenarlarında inip çıkan bir top durumuna benzetilebilir. Top ve evrenin ikisinde sonunda en dibе, en düşük enerji durumuna yerleşirler. Böylece en düşük enerji durumunun, Higgs alanı sıfır iken değil h sıfırdan farklıyken oluştuğu görülebilmektedir. Evren boş iken sıfırdan farklı bir Higgs alanıyla dolmuştur. Tıpkı pek çok parçacığın birbiriyle özgül biçimlerde etkileştikleri gibi, SM parçacıkları da Higgs alanıyla etkileşebilirler. Sadece fotonlar, nötrinolar ve gluonlar onlarla doğrudan etkileşmezler. Boşluğu dolduran Higgs alanıyla etkileşilmesi, hava yerine suda yürümeye benzemektedir. Kendinizi nerede daha ağır



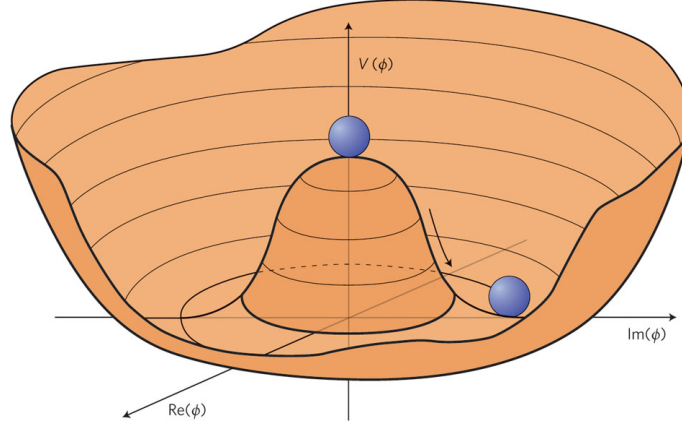
Şekil 2.4: Higgs mekanizmasında enerji durumu.

hissederseniz yani kütleliymiş gibi davranırsınız? Parçacıklar için de kütleye sahip olmayla ilgili durum aynıdır. Higgs alanı ile etkileşilmesi parçacıkların kuram içinde tutarlı bir şekilde kütleye sahip olmalarına olanak sağlamaktadır. Kuarkların ve yüklü leptonların tümü ile W ve Z, higgs alanı ile etkileşme sayesinde kütle kazanırlar.

Yukarıdaki anlatıma benzer olarak bir diğer Higgs alanı benzetimi, Şekil 2.5’deki Meksika şapkası şeklindeki bir çukurun tam ortasındaki tümseğin üzerine konmuş bir top benzetmesi ile de açıklanabilmektedir. Topun merkezdeki tepede durması, potansiyel enerjisi olduğu anlamına gelmektedir. Oysa çukurun dibinde en az enerjili durumunda, dengede olacaktır. Kuantum alan kuramı, sistemlerin en düşük enerjili durumu seçeceğini söylemektedir. Ancak bunun bedeli de daha önce tamamen bakışımı olan durumun bozulması olacaktır. Higgs alanı artık merkezden, yani sıfır konumundan uzaklaşmış, kendine bir değer seçmek zorunda kalmıştır. İşte bu değer, yani Higgs alanının en az enerjideki değeri, fermiyonların ve W, Z bozonlarının kütesini vermektedir.

Standart Model’in Higgs fiziği üç kısımdan oluşmaktadır. İlk kısımda, Higgs alanının varlığı kabul edilecektir. İkincisinde, Higgs alanına ait enerji yoğunluğu ile alanın kendisinin büyüklüğü ve negatif bir M^2 niceliği arasında yukarıdaki bağıntıyı varsaymak gerekecektir. Higgs mekanizmasını ateşleyen şeyin M^2 ’nin negatifliği olduğuna dikkat edilmelidir. Üçüncüsü, fikrin bütünü can alıcı sınavı, Higgs alanının kuantumlarının varlığı ve deneysel gözlenebilirliği olmaktadır [40].

Higgs bozonunu bulmaya yönelik heyecanlı serüven 1980’lerde başlamıştır. 1989’da CERN’in NA31 deneyi, Higgs bozununun kütesinin 0,015 GeV’den yüksek olması



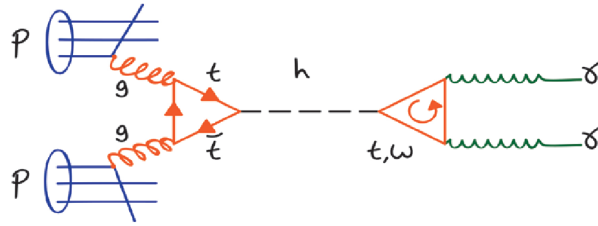
Şekil 2.5: Meksika sapkası olarak adlandırılan Higgs alanı benzetimi.

gerektiğini göstererek ilk sonucu verdi. Daha yüksek enerji düzeylerine doğru yolculuğa çıkmayı başaran CERN'in LEP çarpıştırıcısı ise 2000 yılında Higgs parçacığının kütlesinin 114,4 GeV'den büyük olması gerektiğini bulmuştur. Buna paralel olarak ABD'de Tevatron isimli çarpıştırıcıda gerçekleşen çalışmalarda da Higgs parçacığının izleri arandı. 2011 yılında Tevatron'da çalışan fizikçiler Higgs parçacığının kütlesinin 156 – 177 GeV arasında olması gerektiğini öngörmüştür. Daha sonra LEP'te ve Tevatron'da yapılan hassas ölçümlerin birleştirilmesi ile Higgs parçacığının kütlesinin 161 GeV'den küçük olması gerektiğinde karar birliğine varılmıştır.

Aranan Higgs parçacığı çok kısa ömürlü olduğu için, oluştuğu anda Standart Model'de bilinen parçacıklara bozunur. Bozunma sonunda oluşan parçacıklar ve bunların da kendi bozunum ürünleri, bıraktıkları izler sayesinde algıçlar tarafından gözlemlenir ve özellikleri ölçülür. Bu işi çarpışıp tamamen parçalanmış iki otomobilin etrafa saçılan parçalarına bakarak otomobillerin markalarını ve çarpışmanın nasıl olduğunu anlamaya benzetebiliriz. Örneğin genelde direksiyonların üzerindeki logolardan otomobillerin markaları anlaşılabilir. “Kaza yerinde aranacak cisim” olarak çarpışan iki otomobilin direksiyonlarının seçildiği araştırmaya (Parçacık Fiziği'nde kullanılabilecek bir isimlendirme ile) “iki direksiyon kanalı” adı verilebilir.

Olay yerinde kazaya dair izlerin araştırılması gibi, çarpışma deneylerinde de algıçlarda iz sürülür. Tıpkı direksiyonları aracılığıyla otomobillerin markalarının tahmin edilmesi gibi, algıçlarda hangi parçacığın ya da parçacıkların izleri araştırılıyorsa, onun “kanalıyla” çözümleme yapıldığı söylenir. Higgs parçacığı araştırmalarında da, bozunma ürünlerini yani bozunma kanallarını incelenen model belirler. Ayrıca her kanalın gerçekleşme

olasılığı da kullanılan modele göre hesaplanabilir. Örneğin Higgs bozonunu bulmak için iki foton kanalı, iki W kanalı veya iki Z kanalı, parçacıkları ve bunların bozunma ürünleri aranır. Algıçlar bu bozunma ürünlerinin izlerini ölçerek Higgs bozonu olmaya aday parçacıkları ortaya çıkarır. Parçacık fizikçileri aranan parçacıkların oluşumunu ve bozunma ürünlerini resimlerle kolayca anlatmak için Feynman gösterimlerini kullanır. Şekil 2.6’da olası proton-proton etkileşmelerinden, en baskın olarak Higgs üretimi ile sonuçlanan ve Higgs bozonunun iki fotona bozunması gösterilmektedir.



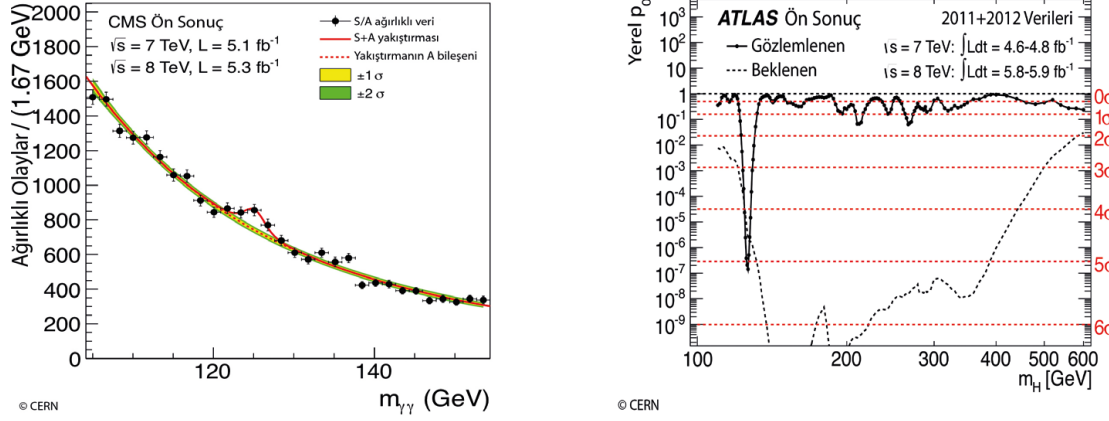
Şekil 2.6: Higgs bozunumunu gösteren Feynman diyagramı.

Bu şekilde protonlar “p” harfi ile işaretli yuvarlaklar olarak çizildi. Protonların içinden çıkan düz çizgiler kuarkları gösteriyor. Bu örnekte her iki protondaki birer kuark, gluon (“g”) salmak yoluyla, bir kez etkileşmiş. Bu iki gluon da bir üst kuark (“t”) üçgeni yoluyla etkileşip Higgs bozonu üretmiş. Kesikli çizgi ve “h” ile gösterilen bu parçacık da yine bir üçgen döngüsü ile (“ γ ” ile gösterilen) iki fotona bozunmuş. Ancak bu son üçgenin içinde fotonla etkileşebilmek için elektrik yükü olan, Higgs ile etkileşebilmek için de ağır olan üst kuark ve W bozonu olmalıdır. Üçgen içindeki parçacıkların orada üretilip yok olduğu, yani dışarı çıkmadığı dönen okla betimlenir.

Arananlara benzer izler SM’deki, Higgs dışındaki başka süreçlerden de gelebilir. Örneğin iki foton veren Higgs dışı süreçler de vardır. Bunlara, sinyalin arkasında hep oldukları için, art-alan denir. LHC’de saniyede 600 milyona varan çarpışmada ortaya çıkan parçacıkların çoğunluğu, daha önceki çalışmalarda da gözlemlenmiş SM süreçlerinden kaynaklanır. Bu yüzden “Higgs parçacığı vardır” diyebilmek için, ilgili ölçümlerde (SM’nin Higgs dışındaki beklentilerinin üzerinde) bir fazlalık gözlemlenmesi gereklidir.

Higgs parçacığı oluşumu gibi seyrek gerçekleşen süreçleri gözlemeye çalışmak samanlıkta iğne aramaya benzetilebilir. Bu yüzden, deneylerde çok veri toplamaya yani yüksek

istatistiğe gerek duyulur. Örneğin aranan herhangi bir süreç milyarda bir olasılıkla gerçekleşiyorsa ve iyi bir ölçüm yapmak için bin gözleme ihtiyaç varsa, en az bir trilyon çarpışma yapılmalıdır.



Şekil 2.7: CMS ve ATLAS Deneylerinde Higgs bozonunun keşfi.

CERN’de Higgs araştırması yapan iki büyük deney (ATLAS ve CMS) ilk sonuçlarını 4 Temmuz 2012’de açıkladı [12, 13]. Şekil 2.7’de solda verilen grafikte, CMS deneyinden en güçlü kanıt sunan, iki fotonlu olaylardan elde edilen kütle görülüyor. Yatay ekseninde iki fotondan elde edilen kütle, dikey ekseninde o kütlede toplanan olay miktarı bulunuyor. Siyah noktalar toplanan veriyi, noktalı kırmızı çizgi de bilinen süreçlerden ölçülen artalanı gösteriyor. Düz kırmızı çizgi ise sinyal artı artalan, yani “yeni bir parçacık vardır” varsayımına göre oluşturulan ve çözümlenen veriye en uygun eğridir. Yeni parçacık, CMS deneyinde yaklaşık 125 GeV’de bir fazlalık olarak kendini gösterir. Benzeri bir sonuç ATLAS deneyinden de alınmış, ancak yeni parçacığın kütlesi 126 GeV olarak ölçülmüştür.

“Bu yeni parçacık, Higgs bozonu mu?” sorusuna cevap verebilmek için, kuramın önerdiği başka kanallarda da aynı parçacık arandı. Örneğin Higgs bozununun iki Z parçacığına bozunması ve bunların her ikisinin de elektron veya muon çiftlerine bozunması belli bir olasılıkla mümkün olmalıydı. Aynı kütle aralığında, yani 120’den 130 GeV’e kadar olan aralıkta, ATLAS deneyi 5.3 olay beklerken (bu yeni parçacığı destekler şekilde) 13 olay saptanmıştır [44].

2013 yılı Nobel Fizik Ödülü parçacıkların nasıl kütle edindiğini açıklayan kuramlarından

dolayı François Englert ve Peter W. Higgs'e verildi. Englert ve Higgs (çalışma arkadaşları Robert Brout sadece yaşayan kişilere Nobel ödülü verildiği için alamadı), kuramı 1964 yılında birbirlerinden bağımsız olarak açıklamıştı. 2012'de İsviçre'nin Cenevre kenti yakınlarındaki CERN laboratuvarında Higgs parçacığının keşfiyle bu kuramları 48 yıl sonra doğrulanmış oldu [48].

2.1.5. Cabbibo-Kabayashi-Maskawa (CKM) Matrisleri

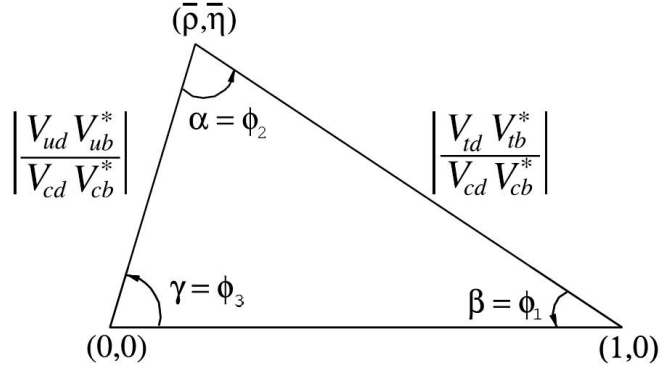
Parçacık Fiziği'nin Standart Model'ine göre evren birbirinin kopyası gibi duran üç aileden oluşmaktadır. Birinci aile olarak temsil edilen parçacıklar etrafta görünen maddeyi meydana getirmektedir. İkinci ve üçüncü olarak adlandırılan aileler ise, birinci aileden daha ağırdırlar. İkinci aile üyeleri birinci, üçüncü aile üyeleri ise ikinci aileden daha büyük olmalarıyla birlikte temel özellikleri aynıdır. Bu sınıflandırmalar yapılırken farklı ailelerde kuarkların birbirlerine nasıl karışmaları gerektiği ile ilgili küçük zorluklar meydana gelmiştir. Dolayısıyla, çeşni dinamiğini, kuark ve lepton kütleleri arasındaki ilişkiyi ve parçacıklar arasındaki karışımı anlamak Parçacık Fiziği'nin en önemli hedeflerinden biri olmuştur. Bu karışım matematiksel olarak (3x3)'lük bir birimsel matrisle aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \equiv \hat{V}_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

burada, (d', s', b') zayıf öz durumlar ve d, s, b kütle öz durumlarıdır. İki aileli durum için ilk defa Nicola Cabibbo tarafından yazılan bu matris, üç aileli durum için Makoto Kobayashi ve Toshihide Maskawa tarafından gerçekleştiği için onların isimlerinin baş harfleri olan Cabbibo-Kabayashi-Maskawa (CKM) matrisi olarak anılmaktadır.

CKM matrisi, üç karışım açısı ve bir CP-ihlali (Yük-Parite İhlali) fazı tarafından parametrize olabilmektedir. Bu matris elemanları, SM'nin temel parametreleridir ve bu mümkün parametreleri bulmak ve kesin bir şekilde belirlemek önem teşkil etmektedir. Şekil 2.8'de görüldüğü gibi CKM matrisleri, karmaşık bir düzlemde üçgenlerle de temsil edilebilmektedirler [3].

Çeşni fiziğinin temel amaçlarından biri CKM matris elemanları üzerinde sınırlamalar yapabilmektedir. Bununla ilgili yapılan pek çok ölçüm, $\bar{\rho}, \bar{\eta}$ düzleminde kolayca



Şekil 2.8: Birimsel CKM üçgeninin taslağı

bulunabilir ve kıyaslama yapılabilir. Aynı zamanda baskın olan süreçler, SM’de ilmek (loop) seviyesinde Yeni Fizik için duyarlıdır. CKM karışım matrisi, FCNC Geçişleri için de Standart Model’de öncelikli konulardan biri olmaktadır.

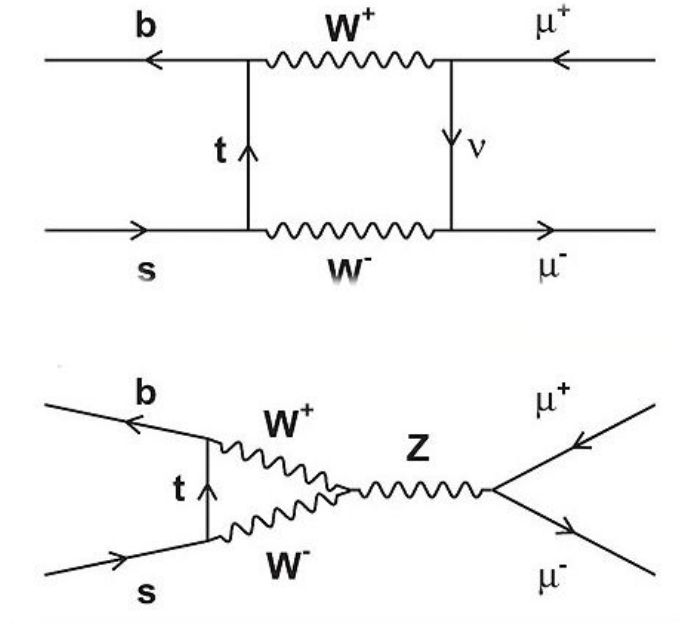
Hadronların zayıf bozunumu, özellikle CP-İhlali ve nadir bozunum süreçleri kısa mesafe etkilerine hassas olarak rol oynamaktadırlar. Bu nedenle, kuarkların zayıf yüklü akım etkileşmelerini parametrize eden CKM matrisinin belirlenmesi Parçacık Fiziği’nin temel konusu haline gelmiştir. Aslında, bu matrisin dört parametresi; SM’de kuarkları kapsayan tüm çeşni değiştiren geçişleri kontrol etmektedir. Bunlar arasında, Yeni Fizik katkıları tarafından etkilenmeyen W bozununun aracılığıyla meydana gelen ağaç seviyesi bozunumları gluonları, fotonları, $W^\pm$, Z^0 ve H^0 parçacıklarını içeren SM’de nadir ve CP-İhlali bozunumlarından sorumlu bir ilmek içeren FCNC geçişleri vardır ve bu geçişler Yeni Fizik’e çok hassastırlar [49].

2.1.6. FCNC Geçişleri

Parçacık karışıt-parçacık karışımı, bazı nadir ve radyoaktif mezon bozunumları ve CP-ihlal bozunumları gibi FCNC süreçleri SM’nin oluşumunda önemli bir rol oynamaktadırlar. Bahsedilen süreçlerin doğal bir şekilde bastırılmasını sağlayan mekanizma Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) mekanizmasıdır. Bu mekanizma sonucunda, ağaç seviyesinde herhangi bir FCNC süreci meydana gelememektedir [50].

FCNC süreçleri kuarkın ya da lepton çeşnisinin bir yüksüz bozon aracılığıyla değişimine neden olan etkileşimlerdir. En geniş yelpazedeki tanımı ile FCNC; kuark veya lepton

çeşnisinin yük taşımayan bir bozon parçacığı tarafından değişimini içeren bir süreçtir. FCNC süreçlerinin pek çoğu, bir gluon, foton ya da Z bozonu yani bir nötral bozonun yayınlanması sonucu meydana gelmektedir. Bu nedenden dolayı bu süreçler daha yüksek mertebeli diyagramlar olan kutu (box) ve penguen (penguin) diyagramları ile gösterilmektedir. Şekil 2.9'da karakteristik kutu ve penguen diyagramları görülmektedir. SM'de FCNC, daha düşük seviyelerde yani ağaç seviyesinde yasaklanmıştır. Ancak ilmek süreçlerini içeren daha yüksek seviyelerde meydana gelen etkileşmelerde gerçekleşmeye devam etmektedirler [51]. Aynı zamanda, Şekil 2.10'da tam teoride karakteristik Feynman diyagramları da görülmektedir [52].

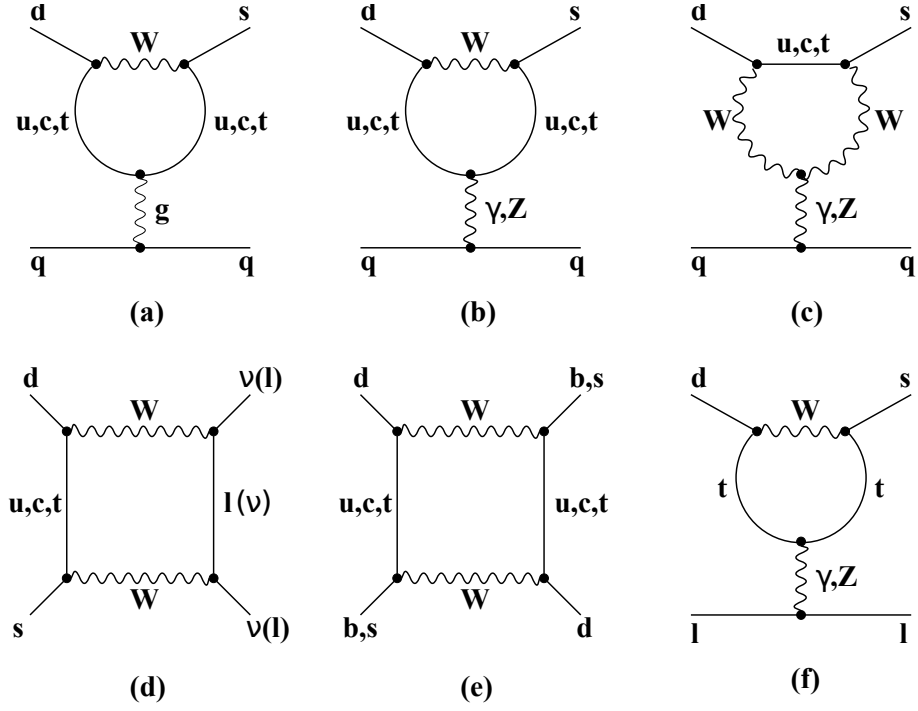


Şekil 2.9: Karakteristik kutu ve penguen diyagramları.

FCNC nadir bozunum araştırmalarının temel amaçları aşağıdaki gibi yazılabilir [50]:

- CKM matrisinin bazı parametrelerinin belirlenmesi, (özellikle; η parametresi ve $|V_{tb}|$ ve $|V_{ts}|$ elemanları)
- SM'deki CP-ihlal'i konusu,
- Ekstra boyutlar, SUSY, Sol-sağ simetri, Yüklü Higgs skalerleri, lepto-kuarklar, Lepton Sayı İhlali gibi Standart Model Ötesi'nde Yeni Fizik'den gelen katkılara duyarlıdır.

FCNC süreçlerinin incelenmesi; NP araştırmaları için büyük bir önem taşımaktadır. FCNC araştırmaları ve geçişlerinin bastırılmış doğası ile birlikte; NP etkilerini bulmak ve NP parametrelerini sınırlamak mümkün olabilmekte; ve bu durum NP için mükemmel bir pencere oluşturmaktadır.



Şekil 2.10: Tam teoride karakteristik Feynman diyagramları [52].

Yeni etkileşme ya da yeni parçacık içeren SM'nin pek çok uzantısı, mevcut deneysel veriler ile karşılaştırılacak değiştirilmiş (modifiye edilmiş) ya da yeni FCNC bozunumları ile tanıtılabilmektedir. Aşağıda, FCNC süreçlerini etkileyen SM'nin uzantılarının mümkün listesi verilmektedir [53]:

- Ekstra Boyutlar (EDs)
- Süpersimetri (SUSY)
- Dördüncü Aile Modelleri
- Teknirenk Modelleri

2.1.7. Standart Model'in Karşılaştığı Sorunlar ve Yeni Fizik Senaryoları

SM'nin Higgs parçacığının bulunması ile birlikte evrende var olabilen ve var olması gereken temel parçacıkların tamamı bulunmuş oldu diye düşünülebilir. Fakat yine de “her şey anlaşıldı, artık geriye araştırmalar açısından detaylar kaldı” denilememektedir. Evrenle ilgili bildiklerimiz henüz atom çekirdeğini bile doldurmayacak kadardır. SM, tüm başarılarına rağmen aşağıda bahsedilecek eksikliklere henüz bir açıklama getirebilmiş değildir. Ancak şu anda yanıtları bilinmeyen bu olayların açıklaması yine SM ile başlatılan yeni arayışlarla mümkün olması beklenmektedir [54].

- SM'nin en önemli eksiklerinden biri kütle çekim kuvvetini içermemesidir. Kütle çekim kuvveti bilinen kuvvetler arasında en zayıf olanıdır. Bu kadar zayıf olması sebebiyle şimdiye kadar yapılan hızlandırıcılarda etkileri gözlenememiştir. Kütle Çekim'in SM içinde yer almaması büyük bir eksikliktir. Bugüne kadar kütle çekim kuvvetini SM içine ekleme çabaları olumsuz çıkmıştır ve bu kuvveti açıklayabilmek için modeller öne sürülmüştür.
- Hiyerarşi problemi olarak adlandırılan diğer bir eksiklik kütle çekim kuvvetinin neden bu kadar zayıf olduğu ile ilgilidir. Kütle çekim kuvveti, elektromanyetik kuvvete göre 10^{40} kat daha zayıftır.
- Serbest parametre sayısı olarak adlandırılan problem ise SM'yi oluştururken, temel parçacıkların kütlelerinin, etkileşme şiddetlerinin ve bunlar gibi 19 tane parametrenin deneylerde ölçülmesi gerektiğidir. Oysaki SM, bunların değerleri hakkında hiç bir şey söyleyememektedir. “Neden muonun kütlesi elektronun kütlesinin yaklaşık 200 katıdır?”, “Niçin nötrinoların kütlesi bu kadar küçüktür?” gibi sorulara SM cevap verememektedir.
- SM'nin eksik gördüğü problemlerden biri üç farklı kuvvetin tek bir kuvvet olarak gösterilememiş olmasıdır. Her ne kadar SM üç farklı kuvveti içinde barındırsa bile, bu üç farklı kuvvet tam anlamıyla birbirine karışmamıştır. Her birinin kendi kuvvet taşıyıcı bozonları ve her birinin şiddetini belirleyen kendi bağlaşım sabiti vardır. Kuvvetler arasındaki bu fark nereden gelmektedir? Bilim tarihinde, Maxwell denklemlerini yazmadan önce elektrik ve manyetik kuvvetin farklı kuvvetler olduğu düşünülüyordu. Maxwell, bu iki kuvvetin de aslında aynı kuvvetin farklı iki yüzü olduğunu ve ikisi de aynı bağlaşım sabitiyle açıklanabileceğini göstermiştir. Benzer şekilde bir bütünleşme SM'de tanımlanan kuvvetler için de yapılabilir mi sorusu günümüzde hala gizemini korumaktadır.

- SM aile problemi ile ilgili “Doğada bulunan bütün parçacıklar, sadece u ve d kuarklarla elektron ve onun nötrinosundan oluşmaktayken, neden iki tane daha aile vardır?”, “Doğa neden kendini aileler şeklinde tekrar etmiştir?”, “Farklı ailelerin neden farklı kütleleri vardır?” gibi sorulara cevap verememektedir.
- Gözlemleyebildiğimiz kadarıyla evren maddeden oluşmuştur. Anti-madde ise yok denecek kadar azdır. Madde ile antimadde arasındaki bu farkın nereden gelebilecek olması ile ilgili SM yapmış olduğu açıklama yeterli değildir.
- Gök adaları gözlemlediğimizde, parlaklıklarından faydalananak, yıldızların toplam kütlesi hakkında tahminde bulunulabilmektedir. Kütleler hakkında tahminde bulunmanın başka bir yolu daha gökadalardan etrafında dönen cisimlerin dönme hızlarına bakmaktır ve bu hız gökadanın kütlesinin elde edilmesini sağlamaktadır. Bu iki farklı yöntemle elde edilen kütleler arasında büyük farklar vardır. Bu farkın açıklanması için evrenin görülmeyen bir maddeyle dolu olduğu fikri öne sürülmüştür. Mevcut tahminler, evrenin kütlesinin %23’ünün bu görülmeyen bir karanlık maddeden oluştuğunu söylemektedir. Bu madde, şimdiye kadar SM tarafından açıklanan hiçbir parçacıkla açıklanamamaktadır.
- 1990 yılında yapılan gözlemler, evrenin hızlanarak genişlediğini göstermektedir. Bilinen maddelerin kütle çekim kuvvetleri ile birbirini çekecek şekilde olduğu için, evrenin her tarafının negatif basınçlı bir enerji ile dolu olması gerekmektedir. Tahminlere göre bu karanlık enerji evrendeki toplam maddenin %73’ünü oluşturmaktadır. Bu enerjinin yoğunluğu, uygun birimlerde 10^{-120} mertebesinde. Oysa SM’nin vakum enerjisi için tahmini, aynı birimlerde 1 civarındadır. Karanlık maddenin toplam maddenin %23’üne sahip olduğu düşünülürse, SM evrenin toplam kütlesinin yalnızca %4’lük kısmını açıklayabilmektedir.

SM’de yukarıda bahsedilen sorunların çözülebilmesi için yüksek enerjilerde geçerli olabilecek ve düşük enerji değerlerinde SM’ye dönüşebilecek SM’nin genişletilmesi olarak adlandırılan modeller ve NP Senaryonları ortaya atılmıştır. SM’nin genişletilmesi olarak bahsedilen modeller Dördüncü Standart Model Ailesi ve Minimal Genişletilmesi olarak örneklenebilir. NP senaryolarının en önemlileri ise Ekstra Boyut Modelleri, Süpersimetrik (SUSY) Modeller, Teknirenk ve Toprenk-Destekli Teknirenk (TC2) Yaklaşımı, Büyük Birleşim Teorisi, Sicim Kuramları ve Kompozitlik olarak verilebilir.

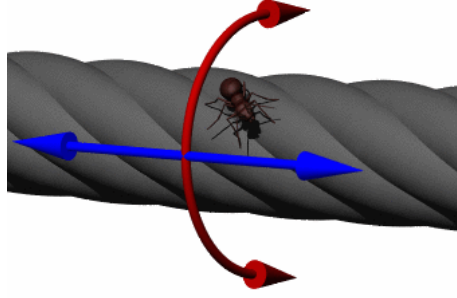
2.2. EKSTRA BOYUT MODELLERİ

2.2.1. Ekstra Boyutların Motivasyonu

Ekstra Boyut ile ilgili temel motivasyon, “üç uzaysal ve bir zamansal boyut ile birlikte dört boyutlu uzay-zamanı neden vardır?” ya da aslında olmalıdır sorusu ile birlikte ortaya çıkmıştır. Bu sorunun çözümünü ele alan modeller; dört boyutlu uzay-zamanı içeren evrenin bir veya daha fazla ekstra uzaysal boyut ile desteklenmesine dayanmaktadırlar. Şekil 2.11’de beşinci uzaysal boyutun karınca hareketi ile örneklendirilmesi görülmektedir. Sicim etrafında karıncanın yürüyebiliyor olması beşinci boyutun varlığına benzetilebilir. Bu varsayımsal ekstra uzaysal boyutlar, bilinen 4 boyutlu büyük ve sonsuz evreni sonlu yapmaktadırlar. Bu yaklaşıma göre, evren “compactified” olarak adlandırılmaktadır. Burada compactified kelimesi evrenin üzerine kapanmış bir uzaysal boyut anlamına gelmektedir. Bu üzerine kapatılmışlık sonluluk oluşturur ve bu sonluluk şartına kompaktifikasyon adı verilmektedir [55].

ED modelleri hakkında öne sürülen fikirler yeni değildir. Bunun tam aksine bu süreç, İsveçli fizikçi Gunnar Nordstrom [56], Pole Theodor Kaluza ve Swede Oskar Klein [57, 58] adlı bilim adamları tarafından ve doğanın temel güçlerinin birleştirilmesi için olası yolların önerilmesinden, geçen yüzyılın başına kadar uzanmaktadır. 1919 yılında, Kaluza dört boyutlu uzay-zamanı içeren Genel Rölativite’yi genişleterek EM ile genel rölativiteyi birleştirmeye çalışmıştır. Daha sonra, 1926 yılında Klein son derece küçük daireler içinde kapatılmış ekstra uzaysal boyutların olduğunu öne sürmüştür. Bunu takiben, bu özgün fikrin savunulmaz olduğu tespit edilmiş ve sonuç olarak ED düşüncesi 1970 ve 1980’li yıllara kadar biraz duraksamıştır. Bu duraksama dönemi, teorik fizik toplumu üzerinde, süpergravite ve sicim teorilerinin gelişimiyle meydana gelmiştir [55].

ED ile ilgili ilk senaryo 1998 yılında Arkani-Hamed, Dimopoulos ve Dvali (ADD) tarafından ortaya atılmıştır ve bu model Büyük Ekstra Boyut (Large Extra Dimension-LED) olarak adlandırılmaktadır [59, 60]. İkinci olarak ortaya atılan model ise Randall-Sundrum (RS) modelidir [61]. Randall-Sundrum modelinde, “eğri - warped” ED olarak adlandırılan büyük bir uzay eğrilik derecesinde bir ya da daha küçük ekstra boyutların eklenmesi ile temel Plank TeV skalası elde edilmiştir. ED ile ilgili ortaya atılan bir diğer model ise, Evrensel Ekstra Boyut (UED-Universal Extra Dimension) modelidir [14, 62]. Bu modeldeki “evrensel” kelimesi önemli bir ayrımı vurgulamak için kullanılmaktadır. UED modelinde, SM’nin içerdiği alanları LED ve RS modellerinde olduğu gibi bir zar ile sınırlamak yerine, tüm ED’ler aracılığı ile yaymak (propagate) serbesttir. UED herhangi



Şekil 2.11: Beşinci uzaysal boyutun karınca hareketi ile örneklendirilmesi.

bir brane (zar) içermemektedir. Bu ise modelin fenomenolojisi için hayati bir önem taşımaktadır [55].

Ekstra uzaysal boyutlar ile ilgili tezde çalışılan temel model UED senaryosudur. Evrenin temsil edildiği yer olan bulk (yığın)’da tüm SM parçacıklarına ve alanlarına erişilebildiği bu model çeşitli sebeplerden dolayı ilgi konusu olmuştur. Model ayar bağlaşımlarının birleşimine izin vermektedir. Aynı zamanda, süpersimetri kırınımı ve fermiyon kütle hiyerarşi nesli için yeni bir mekanizma sağlamaktadır [14].

2.2.2. Ekstra Boyutların Tarihsel Süreci

Ekstra boyut kavramı yaklaşık bir yüzyıl kadar eski bir fikirdir. Boyutu rastgele seçilmiş bir manifoldun geometrisini tanımlayabilmek için formalize edilmesi 1850’lerde Bernhard Riemann’ın çalışmalarına kadar uzanmaktadır.

Geometrinin ilk ortaya çıkmaya başlaması Akdenizli bazı Matematikçiler ve filozofların çalışmaları ile gerçekleşmiştir. Samos Pisagor (M.Ö. 569-475) bir dik üçgende, hipotenüse karşılık gelen kenarının c olması koşulu ile dik üçgenin kenarlarının uzunlukları arasında $c^2 = a^2 + b^2$ ilişkisinin olduğunu söyleyen ünlü teoremi kanıtlamıştır. Pisagor’dan bir yüzyıl sonra, Aristotile boyut kavramını düşünmüştür ve “On Heaven” kitabında, “Tek bir çizginin bir yolda büyüklüğü; iki yolda düzlemi ve üç yolda da katı boyutları vardır. Bunun daha ötesindeki boyutlarda ise çizgi bizi herhangi bir boyuta götürmez, çünkü başka büyüklük yoktur” sonucuna ulaşmıştır. Daha modern bir dilde bu durum açıklanacak olursa, bir çizgi tek boyutlu bir manifoldu, bir düzlem iki boyutlu bir manifoldu ve bir

üç boyutlu sistem üç boyutlu bir monifoldu temsil etmektedir. Sonuç olarak Aristotle, fiziksel deneyimlerinden yola çıkarak üçten daha fazla boyutlu manifoldlar tarafından tanımlanan fiziksel bir nesne yoktur sonucuna varmıştır [63].

Öklid geometrisi olarak bilinen formalizimin içinde Öklid'in (M.Ö. 325-275) rolünü hatırlamak gerekir. 17.yy'a gelindiğinde ise, Rene Descartes (M.S. 1595-1650) iki dik yön boyunca bazı uzaysal noktalarından uzaklaşan çift numaraları temsil eden düzlem üzerine nokta ve çizgiler ile grafik çizmek için bir yöntem geliştirmiştir. Bu koordinat sistemi şimdi yaygın olarak Descartes onuruna "Kartezyen" olarak adlandırılmaktadır. 1800'lü yılların sonlarına doğru ise Charles Hinton ve Edwin Abbott gibi matematikçilerin 1850'lerde Riemann'ın öncü çalışmasının hemen ardından ekstra boyut fikri ilgilerini çekmiş ve bu kavramı bilim dünyasına sevdirmek için yardımcı olmuşlardır. Aynı zamanda bu işi halka yönelik, bir roman şeklinde üstlenen ilk yazar ise, 1884 yılında iki boyutlu evrenlerde yaşayan insanların garip adetlerini anlatan Viktorya devrine ait "Flatland: Yassı Ülke" adında bir hiciv yazan Shakespeare dönemi bilim adamlarından Edwin A. Abbott olmuştur. Bu kitapta ED'lerin olma olasılığı üzerinde durulmuştur [45, 63].

Tüm bu gelişmeler, Einstein'ın Özel ve Genel Görelilik teorileri için bir zemin oluşturmuştur. Özel Görelilik teorisinde, Isaac Newton'un (M.S. 1643-1727) dünya görüşünün tam aksine, uzay ve zaman mutlak kavramlar değildir. Einstein; eğer bir gözlemci uzay ve zaman olaylarını açıklamak için bir dizi cetvel ve saat kullanıyorsa, daha sonra ikinci gözlemci ilk gözlemden hareketle, ilk cetvel ve saatler ile özdeş aletler kullanırsa aynı olayları farklı konum ve zamanda gerçekleşiyor gibi göründüğünü bulacaktır. İki gözlemcinin koordinat sistemleri arasındaki dönüşüm ise, Hendrik A. Lorentz'in (M.S. 1853-1928) uzay ve zamanın ölçümlerini birbiri içinde gösterdikten sonra Lorentz dönüşümü olarak adlandırılmıştır.

"Uzay-zaman" kavramı 1909 yılında Hermann Minkowski tarafından ortaya atılmıştır, o biçimsel olarak zamanı hayali bir koordinat olarak düşünmüştür, bu nedenle olaylar (x^1, x^2, x^3, ict) koordinatları ile 4 boyutlu uzay-zaman noktalarını oluşturmaktadır. Daha sonra Lorentz dönüşümleri uzay-zaman içinde meydana gelen dönüşümler olarak düşünülmüştür. Ayrıca Maxwell'in elektromanyetizmasının teorisi uzay-zaman dilinde özellikle basit bir şekil almıştır. Bugün parçacık fiziği ve kütle çekiminin tüm modelleri, içinde bulunduğumuz uzay-zaman alanları tarafından tanımlanabilmektedirler. 1914 yılında Gunnar Nordstrom dördüncü uzaysal boyutun varlığını kabul ederek elektromanyetizma ve kütle çekim fiziğinin birleştirilebileceğini keşfetmiştir. Ancak genel

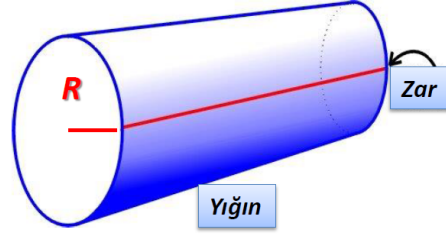
rölativite henüz kuramsal olarak ortaya konulmamıştı, bu nedenle Nordstrom gravitasyonun doğru bir teorisini değil yalnızca bir yaklaşımını üretmiştir [63].

Einstein, Genel Görelilik Kuramı'nın sonuçlarını hesaplamakta olduğu 1919 yılında, tanınmamış bir matematikçiden, Königsberg Üniversitesi'nden Theodor Franz Kaluza'dan bir mektup almıştır. Kaluza, mektubunda Einstein'ın yeni kütle çekim kuramı ile Maxwell tarafından yazılan eski ışık kuramını birleştiren bir birleşik alan kuramı yazmak için yeni bir yol önermekteydi. Üç uzay boyutu ve bir zaman boyutu olan bir kuram yaratmak yerine, Kaluza beş boyutlu bir kütle çekim kuramı önermekteydi. Başka bir deyişle Kaluza, dördüncü boyut kavramının öncülüğünü yapan Einstein'ın denklemlerine bir boyut daha eklenmesini önermekteydi. Kaluza, Einstein'ın genel göreliliğini beş boyutlu (dört uzay boyutu ve bir zaman boyutu) olarak yeniden formüle ederek işe başlamıştı. Bu işin zor bir tarafı yoktu, çünkü Einstein'ın denklemleri herhangi bir boyut adedine göre kolaylıkla yazılabilmekteydi. Sonra Kaluza, eğer beşinci boyut diğer dördünden ayrılırsa, Maxwell denklemlerinin yanı sıra Einstein'ın denklemlerinin de ortaya çıktığını bir kaç satır içinde göstermiştir. Diğer bir deyişle, her mühendis ve fizikçi tarafından ezberlenen sekiz kısmi denklemden meydana gelen Maxwell denklemleri, beşinci boyutta yol alan dalgalara indirgenebiliyordu. Dolayısıyla, görelilik beş boyuta genişlediği takdirde, Maxwell denklemleri zaten Einstein'ın kuramının içinde gizlenmiş şekilde bulunabilmektedir. Bu beşinci boyut, elektromanyetik kuvveti elektromanyetik kuvveti Einstein'ın kütle çekim kuramının içine yerleştirmek için Kaluza'ya yeterli bir alan sağlamaktaydı. Kaluza, bir anda Einstein'ın üzerinde çalıştığı sorun için temel bir ipucu sağlamış gibi görünmüştü. Dünya'nın beş boyutlu olması konusunda Kaluza'nın en küçük bir deneysel kanıtı dahi mevcut değildi, fakat kuramı o denli şıktı ki, bir gerçeklik payı varmış gibi gelmişti [45, 63, 64].

Beş boyut fikri Einstein için o denli yabancıydı ki, makaleyi bekletti, yayımlanmasını iki yıl erteletti. Bununla beraber, içgüdüleri Einstein'a kuramında uyguladığı matematiğin son derece güzel olduğunu, bu nedenle doğru olma olasılığının bulunduğunu söylemekteydi. Einstein, nihayet 1921 yılında Prusya Akademisi'ne Kaluza'nın makalesini yayımlaması için onay verdi. Sonuç olarak Theodor Kaluza belli varsayımlar yaparak 1921 yılında, bir elektromanyetik alan için Maxwell denklemleri içeren ekstra bir uzaysal boyut ile genel rölativitenin denklemlerini keşfetmiş oldu [45].

1919 Nisan ayında Einstein, Kaluza'nın yaptığı çalışmanın cesurluğu ve güzelliği karşısında şaşırmıştır ve Kaluza'ya “Bir birleşik alan kuramına beş boyutlu bir silindir

vasıtasıyla ulaşma fikri kesinlikle aklıma gelmezdi. Fikrinizi daha ilk bakışta çok beğendim,” diye yazmıştır. Einstein, bir kaç hafta sonra tekrar Kaluza’ya yazmıştır ve “Kuramınızın şaşırtıcı bir biçimsel bütünlüğü var,” demiştir [45, 64]. ED ile ilgili ortaya atılan beş boyutlu silindirik gösterim Şekil 2.12 gösterildiği gibi hayal edilebilir.



Şekil 2.12: Beşinci uzaysal boyutun silindirik olarak örneklendirilmesi.

Bununla beraber, fizikçilerin çoğunluğu Kaluza’nın kuramını süpheyle karşılamışlardı. Einstein’ın dört boyutunu anlayabilmek için dahi zorlanmışlardı, nerede kaldı Kaluza’nın beş boyutunun anlaşılması. Üstelik Kaluza’nın kuramı, yanıtladığından daha fazla soru doğurmaktaydı. Eğer ışığın kütle çekimi ile birleştirilmesi beş boyut gerektiriyor fakat laboratuvarlarda yalnızca dört tanesi ölçülebiliyorsa, beşinci boyut ne oluyordu.

Yeni kuram, bazı fizikçilere fiziksel içerikten yoksun bir salon oyunu gibi görünüyordu. Bununla birlikte, Einstein gibi fizikçiler bu keşfin ön saflarda yer almayı hak edebilecek kadar öyle basit ve öyle şık olduğunu birinci sınıf olabileceğini anlamışlardı. Ortadaki tek sorun, şuydu: Bu ne anlama geliyordu? Gerçekten de, Dünya’nın beş boyutlu olduğunu öne sürmek, aklın alamayacağı bir şeydi. Örneğin bir gaz şişesi açılıp kapalı bir odaya yerleştirilirse, gaz molekülleri rastgele çarpışmalar vasıtasıyla er geç uzayın bütün yönlerini arayıp bulur ve dağılırlar. Bununla beraber, bu gaz moleküllerinin yalnızca üç boyutu dolduracağı açıkça bellidir [45].

Beşinci boyut nereye gitmiştir? Einstein, Kaluza’nın yaptığı işin yalnızca bilinen evrene ilişkin sezgilerle çeliştiği gerekçesiyle göz ardı edilemeyecek kadar iyi olduğuna inanıyordu. Bu kuramı ciddiye almak için yalnızca güzelliği daha deneysel bir doğrulama olmaksızın yeterliydi. Bununla birlikte, ekstra bir boyut üzerinde değişebilen bir evrenin içindeki alanlarının hiç biri Kaluza’nın yaklaşımı için verdiği bir açıklama yoktur. Nihayet, 1926 yılında İsveçli matematikçi Oscar Klein, soruna olası bir çözüm keşfetmiştir [45, 63].

Kaluza daha önce beşinci boyutun diğer dört boyuttan farklı olduğunu, çünkü onun tıpkı bir çember gibi “kıvrık” olduğunu söylemiştir. Evrenin neden belirgin bir şekilde dört boyutlu görüldüğünü açıklamak için Klein, bu çemberin direkt olarak görülemeyecek kadar küçük olduğunu öne sürmüştür. Başka bir deyişle bir odada serbest bırakılan gaz molekülleri gerçekten bütün olası yönlere gitmeye çalışacaktır, fakat gaz molekülleri beşinci boyutun içine sığmayacak kadar büyüktürler. Bunun sonucu olarak, gaz molekülleri yalnızca dört boyutu doldurmaktadırlar [45].

Oskar Klein, ED genellikle gözlemlenen uzaklık skalasından daha küçük bir çember şekli meydana getirirler. Sonra bir alan ED boyunca sabit bir durumda olmaya başlar. Kuantum mekaniği’nde, tüm enerji öz durumlarının ifadeleri çemberin boyutuyla ters orantılı olan kütlelere sahip olacaklardır ve büyük enerjiler olmadan bu durumları üretmek için herhangi bir yol yoktur [63].

Klein, beşinci boyutun olası büyüklüğünü dahi hesaplamıştır. 10^{-33} cm olan Plank uzunluğu veya bir atom çekirdeğinin yaklaşık yüz milyar kere milyarda biri kadardır. Beşinci boyutun nereye gittiği konusuna Klein’in getirdiği parlak çözüm de çözdüğünden daha fazla soruya neden olmuştur. Kapalı bir uzay zamandaki bu kütle çekim teorisi her iki bilim insanının da ismini içerecek şekilde Kaluza-Klein teorisi olarak adlandırılmaktadır [45].

Böylece Kaluza ve Klein, birleştirme için tümüyle farklı bir yaklaşım önermekteydiler. Onlara göre elektromanyetizma, küçücük beşinci boyutun yüzeyi boyunca dalgalanarak giden titreşimlerden başka bir şey değildi. Örneğin küçük bir havuzda yaşayan balıklar düşünülürse, bu balıklar nilüfer yapraklarının hemen altında yüzerken, evrenlerinin iki boyutlu olduğu sonucuna varabilirler. İleri geri gidebilirler, sağa sola gidebilirler, fakat üçüncü boyuta doğru “yukarı” kavramı, onlar için yabancıdır. Eğer evrenleri iki boyutlu ise, nasıl olur da gizemli bir üçüncü boyuttan haberdar olabilirler? Günün birinde yağmurun yağdığını varsayalım. Havuzun yüzeyi boyunca üçüncü boyuttaki minik dalgalanmalar yayılır ve bunlar balıklar tarafından açık bir şekilde görülmektedir. Bu dalgacıklar yüzey boyunca hareket ederlerken, balıklar evrenlerini aydınlatabilen gizemli bir kuvvetin var olduğunu düşünebilirler. Aynı şekilde, bu fotograftaki balıklar evrendeki canlılardır. İnsanlar algılarının hemen ötesinde daha yüksek boyutların var olabileceğinden habersizdirler. Görünmeyen beşinci boyutla kurulabilecek tek doğrudan temas, artık beşinci boyut üzerinde dalgalar şeklinde görülen ışıktan ibarettir.

Kaluza-Klein kuramının böylesine işe yaramasının bir nedeni vardır. Hatırlanacak olursa, simetri vasıtasıyla birleştirme fikri Einstein'ın onu göreliliğe götüren önemli stratejilerinden biridir. Kaluza-Klein kuramında elektromanyetizma ve çekim, yeni bir simetri olan beş boyutlu genel eşdeğişkenlik nedeniyle birleşmiştir. Bu resim, yani çekim ile elektromanyetizmayı ortaya başka bir boyut atarak birleştirmek ilk bakışta çekici gelmiş olsa da, beşinci boyutun nerede olduğu gibi rahatsız edici bir soru hala yanıtlanamamıştı. Bugüne kadar hiçbir deney, uzunluk, genişlik ve yüksekliğin ötesinde daha yüksek bir uzaysal boyutun varlığına ilişkin bir kanıt elde edememiştir. Eğer daha yüksek boyutlar var ise son derece küçük, bir atomdan çok daha küçük boyutlarda olması gerekmektedir. Örneğin, bilinmektedir ki bir odaya klor gazı doldurulursa, gazın atomları gizemli başka bir boyutun içinde kaybolmadan, odanın bütün köşesini bucağını yavaş yavaş doldurabilmektedir. Dolayısıyla, gizli herhangi bir boyutun herhangi bir atomdan çok daha küçük olması gerektiği bilinmektedir. Bu yeni kuramda, eğer birisi kalkıp beşinci boyutu bir atomdan daha küçük hale getirirse, bu durum beşinci boyutun varlığını asla algılamamış olan bütün laboratuvar ölçümleriyle uyumludur. Kaluza ve Klein, beşinci boyutun küçük bir top şeklinde “kıvrılmış” olduğunu varsaymıştır [64].

Sonraki otuz yıl boyunca Einstein yeni adıyla Kaluza-Klein kuramından birleşik alan kuramı adaylarından biri olarak bir anlam çıkartmak için çalıştıysa da, bu kafa karıştırıcı soruyu çözümleyememiştir. Sonraki elli yıl boyunca fizikçilerin çoğu Kaluza'nın ve Klein'in fikirlerini soyut matematiğin garip doğasının merak uyandırıcı bir dip not olarak rafta bekletmiştir [45, 63].

2.2.3. Ekstra Boyut Modelleri

Farklı pek çok ED modeli mevcuttur. Bunlardan ilki 1998 yılında, Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos ve Gia Dvali adlı bilim adamları tarafından önerilen Büyük Ekstra Boyut adlı modeldir. Model, onu ortaya atan bilim adamlarının ilk harflerinden esinlenilerek ADD Model olarak da anılmaktadır. Bu modelde $4+n$ boyutlu bulk (yığın) uzay-zamanı oluşturulmaktadır. ADD modelinin yeni özelliği, SM alanlarının tam yığın uzay-zamanı içinde bulunan 4-boyutlu bir manifolda sahip zar (brane) olarak adlandırılan sınır içinde bulunduğunu varsaymaktadır. Bu zar, normal 4-boyutlu uzay-zaman ile tanımlanmaktadır. SM alanları, ED'leri araştırmak için izin vermemektedir; çünkü onların boyutları üzerindeki deneysel sınırlamalar büyük bir oranla önlenmektedir. Buna rağmen, ED'lere yalnızca kütle çekim kuvveti yayılabilmektedir. Diğer bir taraftan, kütle çekimi

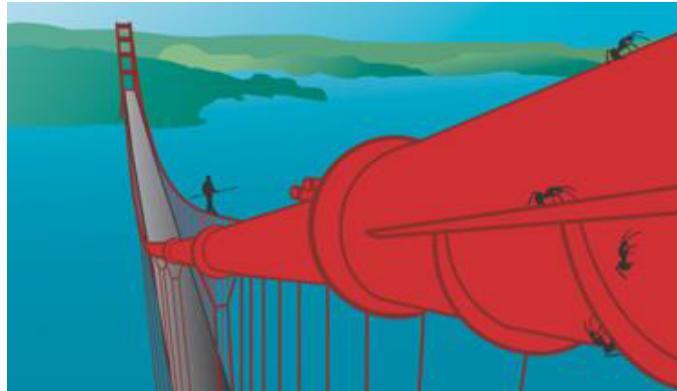
herhangi bir SM yükü taşıyamamakta ve ekstra boyutların araştırmasına izin verememektedir. Prensip olarak, kütle çekim kuvvetinin daha yüksek boyutlu uzay-zamanın içinde yaşamış olduğu varsayımı kısa mesafelerde Newton'un ters-kare yasasında sapmalar meydana getirmektedir. Ancak, SM kuvvetleriyle kıyaslandığında onun daha zayıf olmasından dolayı, kütle çekimi yalnızca mikrometre mertebesindeki mesafelerde test edilmektedir ve bu nedenle deneysel sınırlamalar hala oldukça zayıftır. Parçacık Fiziği'nde ADD Modeli, başka bir deyişle diğer etkileşmelerle ilişkili kütle çekimin zayıf olduğunu açıklayabilmek için alternatif bir senaryo oluşturmuştur ve bu teori, kütle çekimi kuvvetini Planck Ölçeği'ne göre büyük birkaç ek uzaysal boyuta yayılabiliyor iken, SM'nin alanları dört boyutlu zar ile sınırlandırmaktadır. ADD Model'de, uzayın düz ve bir n boyutlu torus üzerine kapandığı kabul edilmektedir. Elektrozayıf ölçek ve iç uzayın yarıçapı arasındaki hiyerarşi probleminin mümkün olası bir çözümü için, bu varsayımı bırakmak ve farklı bir geometri durumunu ele almak gerekir. Özellikle, kapalı bir hiperbolik uzayın daha iyi bir alternatif olduğu ileri sürülmüştür. Ekstra boyutun yarıçapı (R), m_p 'nin tersinden ziyade eV 'un tersinin mertebesinde. Bu modelde, gerçek Planck ölçeğinin (10^{19} GeV), yığın için Plank ölçeğine (10^3) azaltılmış olması büyük ölçekli hiyerarşi problemine bir çözüm oluşturmuştur. Diğer bir deyişle, "Neden kütle çekimi doğadaki diğer kuvvetlerden çok daha fazla zayıftır," sorusuna adres gösteren hiyerarşi problemini çözmek için ED'lerin kuramı olarak bu teori kullanılmaktadır. Bu modelde, tüm madde ve SM alanları 3-zar olarak adlandırılan (3+1)-boyutlu zarla sınırlanmaktadır [59, 60, 65–67].

Ekstra boyut Modellerinde ikinci olarak öne sürülen model ise Randall-Sundrum (RS) modelidir. RS senaryosu, elektrozayıf ve Plank ölçekleri arasındaki büyük ayrımı açıklayabilmek için ortaya atılmış en çekici modellerden biridir. RS modelinde, "eğri - warped" ED'ler olarak adlandırılan büyük bir uzay eğrilik derecesinde bir ya da daha küçük ED'lerin eklenmesi ile temel Plank TeV skalası elde edilmiştir. Bu modele göre, 4-boyutlu (4D) Minkowski uzay-zamanı, eğriliği k olan 5-boyutlu bir uzay diliminin içine yerleştirildiği düşünülmektedir. RS modelinde, tüm SM alanları R zarı üzerinde bulunmaları için kısıtlanmıştır. Higgs parçacığının hiyerarşi sorununu çözmek için R zarı üzerinde Higgs parçacıklarının olması gerekiyor iken bulk içinde ayar ve maddesel parçacıklar bulunabilmektedir [61].

Ekstra uzaysal boyutlar ile ilgili diğer öne sürülen senaryo ise UED modelidir.

2.2.4. Evrensel Ekstra Boyut Modelleri

Ekstra boyut uzay-zamanı ile bir model oluşturma farklı yolları vardır. Evrensel Ekstra Boyut (UED) modelleri, Kaluza ve Klein'in özgün fikrine en yakın senaryolardır ve bu senaryoların en basit hali bir ekstra evrensel boyut içeren Appelquist, Cheng ve Dobrescu (ACD) modelidir denilebilir. Aynı zamanda belirtmelidir ki tezde analizlerin anlatıldığı kısımlarda tek bir ek uzaysal boyut içeren bu model için UED ya da UED5 olarak kısaltma yapılmaktadır. Bir ek ED eklenen UED modelinin kavramını daha iyi anlayabilmek için günlük yaşamdan bir örnek verilebilir. Şekil 2.13'de görüldüğü gibi akrobasi yapan bir akrobat bir halat üzerinde yürümektedir. Akrobat sadece halat üzerinde yürüyebilmekte yani sadece o boyutları görebilmektedir. Daha küçüklerin dünyası mesela buradaki karınca akrobata göre daha küçüklerin dünyasını temsil etmektedir. Karınca hem halatın üzerinde yürüyebilmekte hem de halatın etrafında dolanabilmektedir. Karıncanın halatın etrafında dolaştığı boyut ekstra bir uzaysal boyut olarak düşünülebilmektedir. Bu durum, bilinen 3 uzay ve 1 zamansal boyuta ek 1 uzaysal boyut olarak düşünülebilmektedir [14, 15, 62, 67].

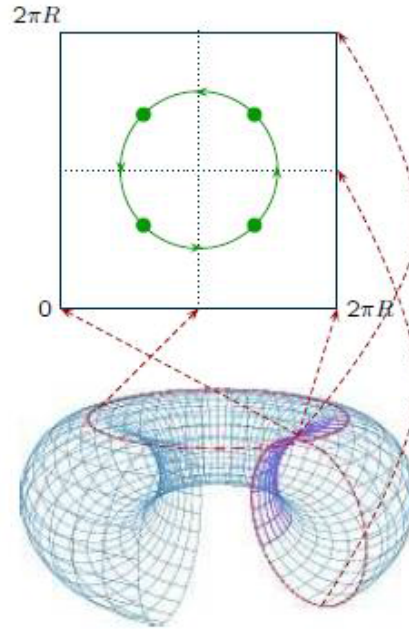


Şekil 2.13: Beşinci uzaysal ekstra boyut hakkında günlük yaşamdan bir örnek.

Bu model göz önüne alınarak, bilinen 4 boyutlu uzay-zamana 2 uzaysal boyut eklenmesi durumu başka bir alternatif olarak düşünülebilir. İki uzaysal boyutun eklendiği bu model, iki uzaysal boyutlu evrensel ekstra boyutlu UED modelleri denilmektedir [14, 68–70]. Bu model, torus şekli olarak canlandırılabilir [71]. Bu torus örneklendirilmesi Şekil 2.14'de görüldüğü gibidir. Bu modelin kısaltılışı analizlerde UED6 olarak karşımıza çıkmaktadır.

Bu modelde ED'lerin araştırılması için SM'nin tüm parçacıklarına ve alanlarına fazla boyutta dolaşmalarına izin verilmektedir. SM'de 4 uzay-zaman boyutunda tanımlanmış parçacıklar olduğu gibi, UED modellerinde de momentuma sahip Kaluza-Klein (KK) adı

verilen parçacıklar mevcuttur. KK parçacıklarının kütleleri ED yarıçapıyla ilişkili bir parametre olan kompaktifikasyon faktörü $1/R$ cinsinden tanımlanmaktadır. Aynı zamanda UED modellerinde, kompaktifikasyon ölçeği $1/R$ SM'ye göre ek serbest parametre olarak bilinmektedir. Dolayısıyla, KK parçacıklarının kendi kendilerine ve SM parçacıkları ile etkileşimlerinden meydana gelen tüm kütleler $1/R$ ve SM parametreleri bakımından tanımlanmaktadır. Tek sayılı tüm KK modlarının yüklerinin olduğu KK pariteleri olarak bilinen bir korunum kuantum sayısı vardır ve bu modelin en önemli özelliklerinden biri de KK paritesinin korunumudur. KK paritesinin korunumu; yalnızca KK parçacıklarının çift olarak üretilebildiği sonucuna varmaktadır. KK paritesinin diğer önemli yansıması en hafif KK parçacığının kararlı olmasını sağlamaktadır. Ve dolayısıyla, bir karanlık madde adayı olabileceği düşünülmektedir. Karanlık maddenin bu çeşidi Kaluza- Klein karanlık maddesi olarak bilinmektedir [14]. Aynı zamanda, ADD modelinde olduğu gibi UED modeli için de, modelin LHC deneyinde gözlenebilir etkiler doğurabileceği düşünülmektedir.



Şekil 2.14: Altı boyutlu evrensel ekstra boyutun torus şeklinde örneklendirilmesi.

2.2.5. Teknik Dilde Evrensel Ekstra Boyut Modelleri

ED içeren senaryolar, BSM'de çalışan modeller arasında en önemli rolü oynamaktadır. ED modellerinin arasında meydana gelen temel farklılık (özellik) SM'ye eklenen ilave

boyut sayısından kaynaklanmaktadır. İki ED içeren UED modeller UED6 olarak adlandırılır iken, UED5 modelde ise SM'ye kıyasla bir evrensel ekstra kompakt boyut göz önüne alınmaktadır. Evrensellik nedeniyle, SM parçacıkları, UED modellerinde yayılabilmekte ve aynı zamanda ED'lerde var olan Kaluza-Klein (KK) modları ile etkileşimde bulunabilmektedirler. Bu etkileşimlerin sonucu olarak, yeni Feynman diyagramları ortaya çıkmaktadır. Dolayısıyla, hadronik bozunum kanallarında tanımlanan düşük enerjili etkin Hamiltonian'e girilen Wilson katsayılarında değişiklik meydana gelmektedir [15, 16, 68, 72].

UED5 modelde, ED 0'dan $2\pi R$ 'e değişen beşinci koordinat $x_5 = y$ ile S^1/Z_2 orbifolduna kompakt olmaktadır. $y = 0$ ve $y = \pi R$ noktası bu orbifolda sabit noktalardır. Bu noktaların sınır şartları alanların KK modlarının yayılımını vermektedir. Bu modeldeki, KK parçacıklarının kütleleri:

$$m_n^2 = m_0^2 + n^2/R^2, \quad (2.5)$$

şeklinde kompaktifikasyon faktörü bakımından tanımlanmaktadır. Burada, $n = 1, 2, \dots$ ve m_0 SM parçacıklarına dayanan sıfırıncı modu temsil etmektedir (Bu model için daha fazla bilgi için [14, 16, 59–61, 73–76]).

İki boyutlu UED modelleri; SM'de var olan bazı sorulara cevap verebildiğinden dolayı daha cazip bir model olarak kabul edilmektedir [77]. Bu model, kiral anomali iptalleri (cancellations of chiral anomalies) sağ elli nötrinoların varlığına izin vermekte ve aynı zamanda fermiyon ailelerin sayısını doğru tahmin edebilmektedir [77–79]. Bununla birlikte, bu model protonun uzun yaşam ömrü için doğal bir açıklama sağlamaktadır [62, 69]. Ayrıca, UED6 modelinde SM'nin tüm alanlarının, kiral bir karede ($L = \pi R$) üzerine kapanmış düz ekstra boyutların her ikisi içinede yayılabildiği varsayılmaktadır [68, 77, 80]. Bu modelde, varolan KK parçacıkları ekstra boyutlar boyunca momentum kuantizasyonu sembolize eden iki pozitif tam sayı k ve l ile belirtilmektedir.

Kompaktifikasyon ölçeği bakımından bu parçacıkların kütleleri:

$$M_{(k,l)} = \sqrt{k^2 + l^2}/R, \quad (2.6)$$

şeklinde verilmektedir [77]. Bu modelde, KK sayıları $(1, 0)$ ile ilk KK seviyesi (Seviye-1) üzerindeki parçacıklar KK paritesi altında tektir. Bu parçacıkların, çarpıştırıcılarda sadece çiftler halinde üretileceği düşünülmektedir. Seviye-2’de var olan parçacıklar ise KK paritesi altında çifttir ve $(1, 1)$ Kaluza-Klein sayısına sahiptir [80]. Ağır top ve bottom kuarkların rezonanslarını içeren tamamen farklı bir set oluşumuna yol açmaktadır [70, 80]. Seviye-2’deki parçacıkların kütleleri Seviye-1’deki parçacıkların kütlelerinden $\sqrt{2}$ faktörü kadar daha büyüktür [77]. Bu durum, Seviye-2’deki parçacıkların LHC Deneyinde daha kolay bir şekilde belirlenmesini sağlamaktadır [70]. UED6 model hakkında daha detaylı bilgi ve onun bazı uygulamalarını görebilmek için [62, 68–70, 77, 79] kaynaklarına bakınız. Aynı zamanda, UED model hakkında daha fazla teknik bilgi [81]’deki doktora tezinden elde edilebilir.

2.3. DİĞER YENİ FİZİK SENARYOLARI

2.3.1. Süpersimetrik Modeller

Süpersimetri (SUSY), 1971 yılında New York Şehir Koleji’nden Bunji Sakita ve Paris Ecole Normale’den Jean Loup Gervais adlı bilim insanlarının öncülükleri ile ortaya atılmış bir modeldir. Gervais ve Sakita’nın öne sürdüğü süpersimetri o güne kadar bulunan en alışılmamış simetri olmuştur. Bozon türü bir nesneyi fermiyon türü bir nesnenin içine döndürebilecek bir simetri ilk kez önerilmiştir [45].

İlk kez önerilmiş ve bu kadar ilginç bir simetriyi içeren modelin, nasıl bir model olduğu sorusuyla bu modeli anlamaya başlamak gerekmektedir. SUSY öyle bir düşünce ya da varsayımdır ki, birincil kuramın denklemlerinde fermiyonlar ve bozonlar uygun şekilde yer değiştirirse bile, SM’de ve Kuantum Mekaniği’nde bozonların ve fermiyonların davranışlarında görünen farklılığa rağmen, denklemlerin değişmeyeceğini öngörmektedir. Bahsedilen yer değiştirme yalnızca denklemlerde meydana gelmektedir. Dolayısıyla gerçek dünyada bir fermiyon ya da bozonun yer değiştirmesinden bahsedilmemektedir. Doğanın var olan bir anlatımının genişletilmesi önerildiğinde, bu işlemin geçerli olduğunun belirlenmesi için pek çok engelin aşılması gerekecektir. Aynı zamanda, Kuantum Kuramı ve Özel Görelilik’in kurallarıyla uyumlu olacak bu işlem, SM’nin sınanmış sonuçlarından hiçbirini değiştirmemelidir. Parçacıkların fermiyonsal ve bozonsal doğası spinlerinden ileri gelmektedir. Spin durumu ise her ikisinde de uzay-zamanı içeren

Kuantum Kuramı ve Özel Görelilik ile ilgili olduğu için SUSY'nin formülasyonu, fermiyonların ve bozonların değiş-tokuşunun yanında uzay-zamanı da içermektedir.

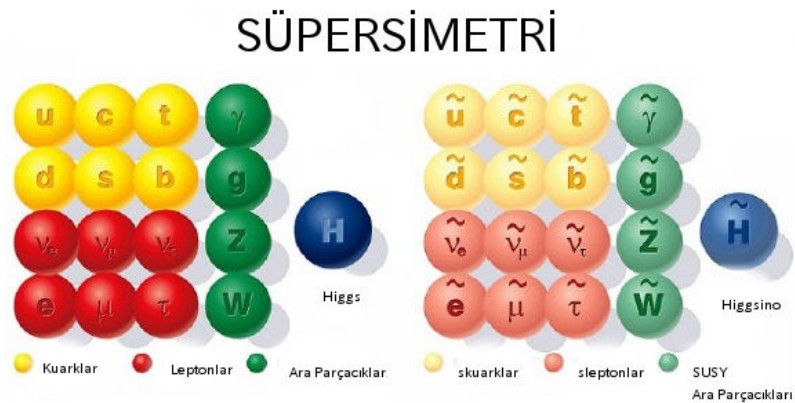
SUSY kuramı, teknik açıdan çok başarılı bir modeldir. Dolayısıyla kuramcılar onu büyük bir coşku ile incelemişlerdir. SUSY ile çalışan bilim insanları bu modelden “problem araştırırken çıkan bir çözüm” olarak bahsetmektedirler. SM dahil olmak üzere yeni düşünceler; gözlenen düzensizlikleri ya da bilmeceleri anlamaya çalışırken, veya doğanın değişik yüzlerindeki davranışları açıklamak isterken, ya da mevcut betimlemelerdeki tutarsızlıklara yanıt olarak geliştirilmiştir. SUSY ise bunun tersine, sırf açıklamayı amaçlayarak belli modellerin bir özelliği olarak öngörülmüştür. Tarihin büyüleyici yüzü, süpersimetrisinin herhangi bir deneysel gizi çözmek ya da herhangi bir kuramsal uyuşmazlığı halletmek için ortaya atılmamış olmasıdır denilebilir. On yıl boyunca çalışıldıkça ve daha iyi anlaşıldıkça kuramcılar görmüşlerdir ki SUSY, PP'deki çok sayıda önemli gizemi gerçekten çözebilmiş ve başka gizemlere de yeni yaklaşımlar sağlayabilmiştir. Pek çok fizikçi, SUSY kuramı üzerinde çalışmakta ya da deneyler gerçekleştirmektedir. Bununla birlikte, doğanın gerçekte nasıl işlediği konusuna hiçbir deneysel kanıt bulunamamış olmasına rağmen şimdiye kadar SUSY kuramı ile ilgili neredeyse on bin makale yayınlanmıştır.

SM anlatımına parçacıkların kütlelerini katabilmek için fizikçiler, daha önceki bölümlerde anlatılmakta olan bir Higgs alanının varlığını öne sürmüşlerdir. Ayrıca bilim adamları, bu alanın çok özel ve biraz esrarengiz bir biçimde etkileştiğini de varsaymışlardır. Higgs fiziği, ileri sürüldüğü problem için teknik bir çözüm geliştirmiştir. Bu çözüme göre, SM'nin ötesinde ve Higgs fiziğini de içerecek bir NP modeli olması gerekmektedir. Diğer durumda kendi başına SM, parçacıkların kütlelerini açıklamak için gerekli Higgs etkileşmelerini tutarlı bir biçimde yorumlayamamaktadır. Böylece, 1982'de bazı kuramcılar, eğer SM SUSY modeli olacak şekilde genişletilirse, bunun Higgs fiziği için güzel bir açıklama sağlayacağını düşünmüşlerdir. Bir çok kuramcı, SUSY'nin sadece hoş bir matematiksel model değil aynı zamanda onun doğanın bir özelliği olduğuna inanmışlardır [40].

SM, hiyerarşi problemi denen çok ciddi kavramsal bir soruna sahiptir. Birincil kurama göre doğal ölçek, 10^{-35} m civarındaki Planck ölçeğidir. SM, kuarklar ve leptonlar ile onların etkileşmelerinin 10^{-17} m ölçeğinde olduğunu betimlemektedir. Sorun şudur ki, bir kuantum kuramında bir ölçekteki fizik başka bir ölçekteki farklı bir fiziğe katkıda bulunabilmektedir. Dolayısıyla, birbirinden bu kadar uzak iki ölçeğe sahip olunması

tutarlı değildir. Bu sebep nedeniyle, SM ve Planck ölçeğinin birbirine çok yakın olması gerekmektedir. Bu sorunu görebilmenin bir başka yolu ise SM’de elektronların, kuarkların, W ’ların ve Z ’lerin tümünün kütlelerinin ya sıfır olması ya da Planck kütlelerinde bulunması gerektiğini fark etmekten geçmektedir. Bu durum, SM için gerçekten bir soru teşkil etmektedir. SM’nin deneysel öngörülerini açıkça etkileyen kavramsal bir sorun olmasa bile sorunun iki parçası vardır. Birinci parçası, SM ve Planck ölçeği arasında bir aralığın bulunuşudur. SM neden olduğu yerde sonlanmaktadır? Bir başka ölçek neden yoktur? İkincisi ve kavramsal açıdan daha da önemlisi, kuramın bu aralığı matematiksel olarak tutarlı bir biçimde koruyabilmesini sağlayan nedir? SUSY ikinci sorunu çözmekte ve birincisi hakkında da bir fikir verebilmektedir. Bu çözümü, fermiyonların ve bozonların temel bir şekilde birleştirilmesini kullanan bir tarzda yapabilmektedir. Fermiyonların ve bozonların gerçek doğası, onların birbirlerini yok etmesine katkıda bulunacak şekilde ölçeklerin bir araya gelmesine yol açmaktadır. Böylece ölçeklerin karışımı genel bir tarzda yok edilebilmekte ve bu durum belirtilen sorunları çözmüş olmaktadır [40, 45].

SUSY’nin gerçek olabilmesi için, SM’nin parçacıkları gibi daha önce bilinmeyen parçacıkların var olması gerekmektedir. Bozonlar ve fermiyonlar farklı spinlere sahip olduklarından, eşler spince farklı olmalıdırlar. Tıpkı foton gibi elektrik yüksüz, zayıf yüksüz ve güçlü yüksüz parçacıkların yerine yarım spinli bir parçacık var olmalıdır. Tıpkı elektron gibi elektrik yükü, zayıf yüklü elektronla aynı fakat güçlü yüksüz ve yarım yerine sıfır spinli bir parçacığın varlığı da gerekecektir. Bu durum, karşıt parçacık kavramına benzemektedir. Doğada smaddeyi oluşturan bu yeni parçacıklar kümesine, süpereşler ya da sparçacıklar denilmektedir [40, 45]. Bu parçacıklar Şekil 2.15’de görülmektedir.



Şekil 2.15: SM ve Süpersimetrik parçacıklar.

Süperesler için basit bir gösteriliş ve terminoloji mevcuttur. Her parçacığın süperesi, onun üzerine bir Tilda ($\sim$) eklenerek yazılmaktadır. Eğer SM parçacığı fermiyon ise onun eşi, fermiyonun adının önüne -s takısı eklenerek gösterilmektedir: sfermiyon, selektron, skuark, yukarı-skuark, snötrino vb. Eğer SM parçacığı bir bozon ise o zaman eşi, bozonun adının sonuna -ino eklenmesiyle ya da bozonun adının sonundaki -on yerin -ino kullanılarak gösterilmektedir: fotino, gravitino, Wino, higgsino vb. Şunu vurgulamak gerekir ki, SUSY fermiyon bozon değiş tokuşunun doğa yasalarını değiştirmediklerini söyleyen bir düşüncedir. Bu temel kuramını oluşturan denklemlerde bir elektronun selektron haline gelmesi demek değildir; daha ziyade denklemler hem elektronları hem de selektronları temsil eden semboller içermektedir. Bu sembollerin değiş tokuşunda denklemler değişmemektedir. Sparçacıkların kendilerinin varlığını deneysel yöntemlerle keşfetmek bu düşünceyi sınamanın en iyi yoludur [40, 45].

Süpersimetri için tam bir simetri oluşturan bir modeldir denilemez. Bunun durumun temel sebebi, SUSY parçacıklarının SM parçacıkları ile eşit bir kütleyle sahip olmamasından kaynaklanmaktadır. Dolayısıyla, SUSY modeli kendiliğinden simetrinin kırılmış olduğu bir mekanizmaya sahiptir. Günümüzde, SUSY kırınım mekanizmasının hala tam olarak nasıl meydana gelmiş olduğu bilinmemektedir. Bu kırınım mekanizmasının anlaşılabilmesi için çeşitli modeller öne sürülmüştür. Öne sürülen bu çeşitli modellerde birkaç parametre karşımıza çıkmaktadır. Bu parametreler: GUT ölçeğinde parçacık kütleleri olarak tanımlanan m_0 , $m_{1/2}$; genel çiftlenim terimi A_0 , iki Higgs çiftlerinin vakum beklenen değerlerinin oranını tanımlayan $\tan\beta$ ve Higgs kütle terimi μ olarak literatürde karşımıza çıkmaktadır. μ ve $\tan\beta$ süpersimetrik modeller arasında en yaygın olarak bilinen model olan Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)'in Higgs alanı ile ilişkili parametrelerdir ve bu parametreler bir Higgs kütlesi ile birlikte bu sektörü belirlemektedir. Aynı zamanda bu parametrelerin büyüklüğü ve işareti için SUSY modelinin parametre uzayında birçok seçeneneğe düşünülebilmektedir. Ancak $b \rightarrow s \gamma$ ve $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişlerinin dallanma oranı gibi deneysel sonuçlar tezde incelenen farklı SUSY modellerini göz önüne almayı gerektirmektedir.

Fenomenolojik alanda çalışmalar yapılırken, deneysel çalışmalarda hangi parametrelerin incelendiği büyük önem taşımaktadır. Dolayısıyla, incelenen konuda hangi modellerde ve hangi parametrelerle analizin yapıldığı önemli bir duruma gelmektedir. Genel olarak, teorisyenler Standart Model'den sapmaların olup olmadığını gözlemlemek ve önem verdikleri modeller ile ilgili kendi belirledikleri parametreler ve sınırlamalar ile yeni fikirler öne sürmektedirler. Bu tezde çalışılan Süpersimetrik modeller burada bahsedilen

parametreler üzerinde çeşitli farklılıklar düşünülerek oluşturulmuştur. Tezdeki çalışmada seçmiş olduğumuz farklı süpersimetrik modeller SUSY I, SUSY II, SUSY III ve SUSY SO(10) modelleridir. Bu modeller aşağıda kısaca maddelendirilmektedir [21, 82, 83]

- Farklı Süpersimetrik modellerin ilki olan SUSY I modeli; NHBs katkılarının ihmal edildiği, μ parametresinin negatif değerler aldığı ve C_7 Wilson katsayısının işaretinin değiştiği SUSY bölgesine karşılık gelmektedir.
- SUSY II olarak adlandırılan model; $\tan\beta$ 'nın büyük ve süpereşlerin kütlelerinin birkaç 100 GeV olacak şekilde göreceli olarak küçük olduğu bölgeyi nitelemektedir. Ayrıca bu modelde, NHBs katkıları da göz önüne alınmaktadır.
- SUSY III modelinde ise; NHBs katkıları göz önüne alınmakta ve $\tan\beta$ 'nin değeri büyük olduğu bölgeler önem taşımaktadır. Aynı zamanda model; süpereşlerin kütlelerinin 450 GeV veya daha fazla olacak şekilde göreceli olarak büyük olduğunu söylemektedir.
- Tezde göz önüne alınan ve NHBs katkıları göz önüne alındığı bölgeye karşılık gelen son süpersimetrik model SUSY SO(10)'da ise; diğer farklı SUSY modelleri ile karşılaştırıldığında üslü Wilson katsayılarının var olduğu görülmektedir.

Tezdeki çalışmada, yukarıda açıklanan SUSY modellerinin seçilmesinin temel sebebi literatürde fenomenolojik olarak bu modellerin çalışılmış olmasından kaynaklanmaktadır. Bunun sonucunda; hem fenomenolojisi yapılmış çalışmalarla hem de güncel deneysel veriler ile karşılaştırmamıza imkan sağlanmış olmaktadır.

2.3.2. Toprenk-Destekli Teknirenk Yaklaşımı

SM, her ne kadar pek çok soruya cevap veremiyor olsa da, deneysel veriler ile ilgili neredeyse bütün tahminleri sınanmış ve gözlemlenmiştir. SM'nin tek eksik parçası olarak düşünülen Higgs bozonun hiç bir zaman gözlemlenememesi olasılığına karşılık, temel bir Higgs parçacığı içermeyen modeller önerilmiştir. Bu modeller Teknirenk (TC) kuramları olarak bilinmektedir. TC kuramlarındaki genel fikir, Higgs diye temel bir parçacık olmayıp, tıpkı protonun kuark ve gluonlardan oluşan bir küçük galaksi gibi, daha temel parçacıklardan meydana gelen bir yumak olduğudur. Bu durumda Higgs, kütlelerinin büyük kısmını kendisini oluşturan yapı taşlarının enerjisinden almakta ve kütlelerini yükselten yüksek enerji süreçlerinden fazla etkilenmemektedir. Bu modele göre, şu anda temel parçacık olarak bilinen parçacıklar içerisinde yeni bir renk tarafından hapsedilen yapı taşları bulunmaktadır. Bu yeni renk öyle bir renktir ki QCD'den yaklaşık bin defa daha

güçlüdür denilebilir. Bu parçacıkları birbirine bağlayan kuvvete ise, TC kuvveti adı verilmektedir. Bu kuvvet, SM'deki güçlü kuvvete çok benzemekle beraber, ondan çok daha kuvvetlidir. Bu kuvveti hisseden temel parçacıkların ne olduğuysa modelden modele değişmektedir [84].

TC Modeli, elektrozayıf ayar bozonları W^+ , W^- ve Z^0 parçacıklarının kütlelerinin kökeni için alternatif bir açıklama sağlayabilmektedir. Her ne kadar, Çeşni Simetrisi ve Elektrozayıf Simetri Kırınımı (EWSB) Mekanizması'na TC ve genişletilmiş TC modelleri açıklama getirebiliyor olsa da, bu modeller top kuarkın neden bu kadar büyük bir kütleye sahip olduğuna açıklama getirememektedirler. Toprenk modellerinde ise; top kuark bazı yüksek enerji ölçeklerinde kendiliğinden bir şekilde kırılarak yeni bir güçlü etkileşim içerebilmektedir. Bu modellere göre güçlü değişimler, doğal olmayan ince ayarı olan ve bu kuark için büyük bir dinamik kütleyi temsil eden top kuark yoğunluğu ($\bar{t}t$) ile sağlanmaktadır. Bu nedenle, bir Toprenk senaryosu içeren TC modeli geliştirilmiştir. Bu model, Toprenk-Destekli Teknirenk Model (TC2) olarak adlandırılmaktadır. TC2 modeli doğal olmayan ince ayar olmaksızın top kuarkın neden büyük bir kütleye sahip olduğuna açıklama getirebilmektedir. Bununla birlikte, elektrozayıf ve çeşni simetri kırınımı mekanizmalarını konusunda açıklama getirebilmektedir. Bu model bazı parçacıkların var olması gerektiğini de öne sürmektedir. TC2'nin tahmin ettiği bu parçacıklar top pionlar ($\pi_t^{0,\pm}$), top Higgs (h_t^0) ve evrensel olmayan ayar bozonu (Z')'dur [84–87]. TC2 Modeli hakkında daha fazla teknik bilgi tezin Malzeme ve Yöntem kısmında anlatılmaktadır.

2.4. GÜNÜMÜZDEKİ ÖNEMLİ HIZLANDIRICI MERKEZLERİ

En eski çağlardan bu yana, maddenin nelerden meydana geldiğini bulmak için kullanılan en ilkel yöntem, cismi bir başka cisme çarparak onu küçük parçacıklara ayırmaktır. Günümüzdeki parçacık hızlandırıcıları da aynı düşüncenin bir sonucu olarak yapılmışlardır. Bütün hızlandırıcıların çalışma prensibi genelde benzerdir. Yüklü parçacıklar, elektrik alanda hızlandırılarak ve manyetik alanlar kullanılarak parçacık demetlerinin sapmaları minimize edilerek çarpıştırılırlar ve çarpışma sonucu meydana gelen parçacıklar hassas dedektörlerle incelenmektedir.

İlk parçacık hızlandırıcıları 1930'larda kurulmuş olmasına rağmen, ki o tarihlerde hızlandırıcılarda ulaşılabilen enerjinin düşük olması nedeniyle, temel parçacıklarla ilgili

buluşlar kozmik ışın deneylerinde elde edilmiştir. Hızlandırıcılar geliştirildikçe ve enerjileri arttıkça, bilim insanları bir sürprizle karşılaşmışlardır. İki elektron çarpıştığında, eğer elektronların enerjileri yeterince fazlaysa, ortaya çıkan parçacıklar arasında, ağırlığı elektronun ağırlığının yaklaşık iki bin katı olan proton da dahil olmak üzere, pek çok parçacık ortaya çıkmaktadır. Elektronun içinde, proton mu vardı ki ortaya çıkmıştı, yoksa başka bir süreç mi gerçekleşmiştir? Gerçekte olan, Einstein'ın görelilik kuramında ortaya koyduğu enerji madde eşitliğine göre ($E = mc^2$), enerji maddeye dönüşmüştür. İki elektronların birbirlerine çarparken sahip oldukları hareket enerjilerinin bir kısmı, proton ve diğer parçacıklar olarak kütleye dönüşmüştür. Hızlandırıcılarda çarpışmalar sonucunda sadece proton, nötron ve elektron gibi parçacıklar gözlenmemektedir. Güçlü etkileşmeler sonucu yaratılmış birçok farklı parçacık gözlenmektedir.

Hızlandırıcılar, çekirdeğin içyapısına doğru yönelmiş dev mikroskoplar olarak tanımlanabilmektedir. Aynı optik mikroskoplarda olduğu gibi, hızlandırıcılarda, parçacık çarpıştırılması sonrası sapma veya saçılma durumlarını belirleyerek, hedefin içyapısı hakkında ipuçları verebilen bir alettir. 1908'den itibaren hızlandırıcılardaki gelişmelere bakılırsa, Rutherford α parçacığını altın atomlarına yollayıp çekirdek bölgesindeki saçılmalarla çekirdeği keşfetmiştir. 1956 yılında Hofstadter isimli bilim adamının proton üzerine elektron yollamasıyla oluşan saçılma incelenmiştir. 1967'de Friedman, Kendall, Taylor isimli bilim adamları, elektronları proton içerisine bombardıman ederek kuarkları keşfetmişlerdir. 1975'den sonra pek çok deney yapılmıştır. Bu deneylerden birisi de DESY'de yapılan HERA deneyidir. Bu deney protonun yapısını anlamak için geliştirilmiştir. Elektron, muon veya nötrino bombardımanı yapılarak protonun içerisindeki yapı bulunmaya çalışılmıştır. Aynı zamanda, elektron-pozitron çarpıştırılarak da kuarkların daha alt yapısının olup olmadığı incelenmektedir.

Parçacıkların çarpışması sonucunda, bu saçılma kesitlerinin ölçülmesi ve bozunum ürünlerinin varlanması gerçekleştirilmektedir. Yani parçacıkların çarpıştırılmasındaki esas amaç; bu çarpışma sonucunda çarpışma ile ilgili saçılma tesir kesitini hesaplamak ve bozunum ürünlerini dedekte etmektir. Bu parçacık çarpıştırıcılarında yalnızca kararlı (stable) parçacıklar hızlandırılabilirler. Bunun sebebi kararsız parçacıkların çok çabuk bozunmasından kaynaklanmaktadır. Bu bozunum süresi yaklaşık olarak 10^{-23} saniyedir [54].

Parçacık deneylerin ana hedefi, hızlandırıcılarda meydana gelen çarpışmalardan geriye kalan ya da çarpışma sonrasında ortaya çıkan farklı parçacıkları belirlemektir. Bu amaç

için çeşitli parçacık dedektörleri kullanılmaktadır. Bu dedektör sistemleri, temel olarak parçacıkların son durumlarının konum (pozisyon), momentum, enerji, kütle ve yük gibi özelliklerinin ve kinematik değerlerinin ölçüldüğü bir varlama sistemi olarak görülebilir [54, 88].

Günümüzdeki en önemli parçacık hızlandırıcı merkezleri, Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı (Fermilab), Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN), SLAC Uluslararası Hızlandırıcısı, Japonya Yüksek Enerji Hızlandırıcı Araştırma Organizasyonu (KEK)'dir.

2.4.1. Tevatron Çarpıştırıcısı ve Deneyleri

Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı (Fermi National Acceleratory Laboratory-FNAL), 21 Kasım 1967 yılında kurulmuştur. Bu hızlandırıcı laboratuvarı, Tevatron hızlandırıcısına ev sahipliği yapmaktadır. Tevatron, yaklaşık 6.43 km çevreye sahip, tüneli yerin 7.62 m altına gömülü şekilde bulunan ve orijinal ismi "Enerji Doubler" olan bir hızlandırıcı kompleksidir. Aynı zamanda, Tevatron 1983 yılında çalışmaya başladığı tarihten; İsviçre'de kurulmuş Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nın 2008 yılında daha yüksek enerji ile çalışmış olduğu ana kadar Dünya'nın en yüksek enerjili parçacık hızlandırıcısı olmayı başarmıştır. Günümüzde, Amerika Birleşik Devletleri'nin en güçlü, Dünya'nın ise ikinci en güçlü parçacık hızlandırıcısıdır.

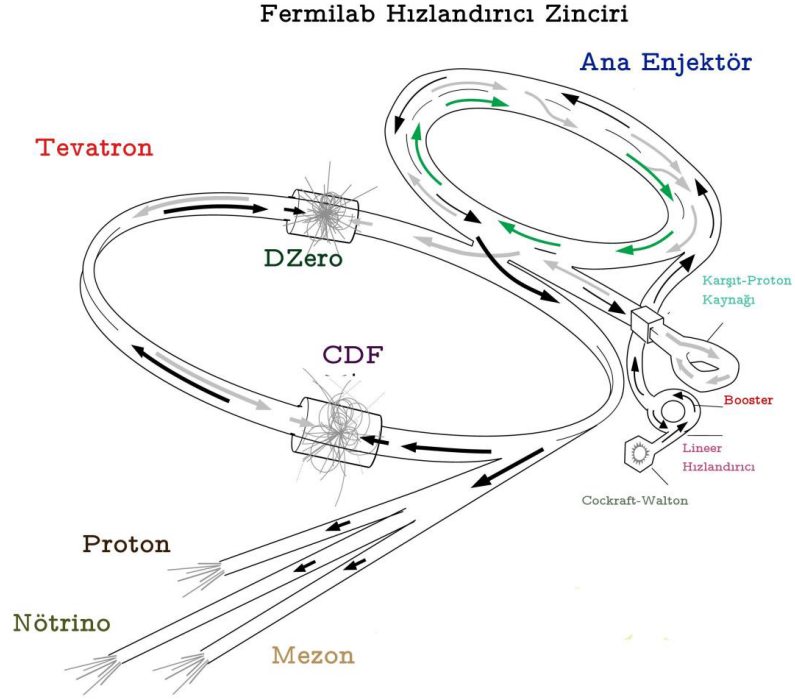
ABD'nin Illinois eyaletinin Batavia kentinde bulunan Tevatron, 1983 yılında ilk kez demet-demet çarpışma işlemine başlamış bir proton-karşıt proton çarpıştırıcısıdır. Yaklaşık 6.43 km'lik çember etrafında ışık hızının yüzde 99,9'na yakın hızlarda proton ve karşıtproton demetleri hızlandırılmaktadır. Bu iki demet, iki farklı noktada demet borusu etrafında konumlandırılmış 5000 tonluk iki dedektörün merkezinde çarpıştırılmaktadır. Tevatron'da parçacık demetleri süperiletken elektromagnetlerle çevrili bir vakum borusu boyunca hareket etmekte ve bu magnetler geniş bir dairede ışınları eğmektedirler. Tevatron'a ait 1000'e yakın süperiletken mıknatıs mevcuttur ve süperiletken mıknatıslar $-268C$ ($-450F$)'ye kadar sıvı helyum ile soğutulmuşlardır. Tevatron'un düşük sıcaklıklı soğutma sistemi, 1983 yılında faaliyete başladığında o zaman kadar yapılmış en büyük soğutma sistemi olarak kabul edilmiştir.

Dünya'nın en güçlü bazı parçacık demetlerini oluşturabilmek için, Tevatron'da bir hızlandırıcı zinciri kullanılmaktadır. Şekil 2.16'da bu hızlandırıcı zinciri gösterilmektedir. Aynı zamanda, Şekil 2.17'de Fermilab'daki Tevatron çarpıştırıcısının havadan görünümü

verilmiştir. İlk olarak Hidrojen gazı ile proton ışınları oluşturulmaktadır. Karşıt-proton demetlerini oluşturabilmek için ise proton demetlerinin bir kısmı yönlendirilmektedir. Yeterince karşıt proton üretildikten sonra, Tevatron'un içine demetler gönderilmektedir. Çarpışmalarda kullanılan protonlar, negatif yüklü hidrojen iyonlarından meydana gelmektedirler. İyonlar Cockraft-Walton Hızlandırıcısı ile 750 KeV'e kadar hızlandırılırlar ve 400 MeV'e arttıran enerjiler ile 165 m uzunluğundaki lineer hızlandırıcıya enjekte edilmektedirler. İyonlar daha sonra grafitin bir tabakasından geçerek elektronlarından temizlenmekte ve enerjilerini 8 GeV'e getirecek bir sinkrotron Booster'a enjekte edilmektedirler. Daha sonra protonlar, Booster'dan Ana Enjektör'e gönderilirler. Burada 150 GeV'lik enerjiye ulaşabilmek için daha fazla hızlandırılırlar. Çarpışmalarda kullanılan karşıt proton demeti ise, bir Nikel-Bakır üzerindeki 120 GeV'lik proton demetinde meydana gelen olayların bir kısmındaki etkileşim ürünlerinden toplanmaktadır. Üretilmiş karşıt protonlar, Deburcher ve Accumulator'de soğutulmakta ve toplanmaktadır. Karşıt proton sayısı yeterince büyük olduğunda ana enjektöre gönderilmektedirler. Buradan, Tevatron'a gönderilmeleri için 150 GeV'e hızlandırılırlar. CDF ve DZero dedektörlerinde çarpıştırılmadan önce 980 GeV'lik son enerjiye hızlandırılırlar. Sonuç olarak, ters yönlerde hareket eden proton ve karşıt proton demetleri kafa-kafaya CDF ve DZero dedektörlerinin etkileşim merkezlerinde çarpıştırılırlar.

1992'den 1996 yılına kadar, Run I'de ilk faz veri alımı esnasında, Tevatron Deneyleri'nin herbiri kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 1.8$ TeV'de $p\bar{p}$ çarpışma ile yaklaşık $125pb^{-1}$ değerinde veri toplanmıştır. 2001 yılında, hızlandırıcı ve deneylerin önemli gelişmeleri ile Run II olarak isimlendirilen ikinci faz veri alımı $\sqrt{s} = 1.96$ TeV'lik kütle merkezi enerjisi ile çalışmaya başlamıştır. Run II'deki faz veri alımı esnasında, önemli keşifler için şans büyük ölçüde artmıştır. Fermilab'daki iki apartman büyüklüğündeki çarpıştırıcı Dedektörler CDF (The Collider Detector at Fermilab) ve DZero, Run II için yaklaşık 10 yıl süren hazırlıklar sırasında gelişmelere uğramıştır.

CDF Dedektörü, proton ve karşıt proton demetleri arasında meydana gelen çarpışmaları araştırabilmek için, Tevatron tüneline fizikçilerin kullandığı iki dedektörden ilkidir. CDF Deneyi'nde, 15 ülkeden, 63 kurumdan yaklaşık 500 üyesi mevcuttur. CDF dedektörünün boyutu için, üç katlı bir ev büyüklüğündedir denilebilir. Üç katlı, 6000 tonluk CDF dedektörü proton ve karşıt proton çarpışmasında meydana gelen parçacıkların anlık görüntüsünü almaktadır. Dedektör yaklaşık ışık hızında meydana gelen çarpışmalardan çıkan farklı çeşit parçacıkların tanımlanmasını sağlayan pek çok algılama alt sistemi içermektedir. Çarpışma sonucu meydana gelen enkazda; madde, uzay ve zamanın yapısı



Şekil 2.16: Fermilab hızlandırıcı zinciri.



Şekil 2.17: Batavia, Illinois Fermilab'daki Tevatron çarpıştırıcısının havadan görünümü.

incelenmektedir [89].

DZero Dedektörü, Tevatron'da üretilen çarpışmaların incelenmesi için fizikçilerin kullandığı iki dedektörden ikincisidir. DZero Deneyi'nde ise, 18 ülkede, 90 kurumdan yaklaşık 500 bilim insanı çalışmaktadır. Proton ve karşıt proton demetlerinin çarpışmaları sonucunda, DZero dedektörünün merkezinde bir saniyede 2 milyon defadan daha fazla yeni parçacıkların oluşumu sağlanmıştır. Keşif için önemli olabilecek olayları için, dedektör her parçacığın uçuş yolunu, enerjisini, momentumunu ve elektrik yükünü

kaydetmiştir. Vardiyalı çalışmalar ile birlikte, fizikçiler günün 24 saati dedektörün işleyişini incelemişlerdir [89, 90].

Tevatron, 26 yıl boyunca parçacıkları çarpıştırdıktan sonra 29 Eylül 2011'de kapatılmıştır. Tevatron'daki CDF ve DZero Deneyleri'ndeki ekipler verileri analiz etmeye ve gelecek yıllar için aynı rekor oranında bilimsel makale üretmeye devam etmektedirler. Tevatron en bilinen haliyle saniyede yaklaşık 10 milyon proton karşıt proton çarpışması üretmekteydi. Daha fazla veri analizi yapabilmek için her dedektör saniyede yaklaşık 200 çarpışma kaydetmekteydi. 2011 Temmuz itibari ile, CDF Deneyi çarpışma verilerinin $8fb^{-1}$ 'den daha fazlasını analiz ediyor iken, DZero Deneyi $9fb^{-1}$ kadarını mercek altına almıştır. Not etmek gerekirse $1fb^{-1}$, Tevatron'da 50 trilyon proton ve karşıt proton çarpışmasını temsil etmektedir [90].

Aynı zamanda, Tevatron temel keşif niteliğindeki buluşlarından dolayı önemli bir merkezi oluşturmaktadır. Tevatron'da gerçekleştirilen CDF Deneyi verilerinden, bottom kuark (Mayıs- Haziran 1977) ve top kuark (Şubat 1995) keşfedilmiştir. 2000 Temmuz'da gözlemlenmiş olan son temel parçacık tau nötrinosunun ilk direkt gözlemi Fermilab deneyçileri tarafından yapılmıştır [89].

2011 yılında, Tevatron'un kapatılmış olması ile birlikte; Fermilab Hızlandırıcı Kompleksi'nde, 150 GeV'in üzerindeki yüksek yoğunluklu proton ışınları ile nötrino deneyleri, yüksek yoğunluklu muon ışın deneyleri ve test ışınları gibi geniş yelpazeli incelemeler devam etmektedir [91].

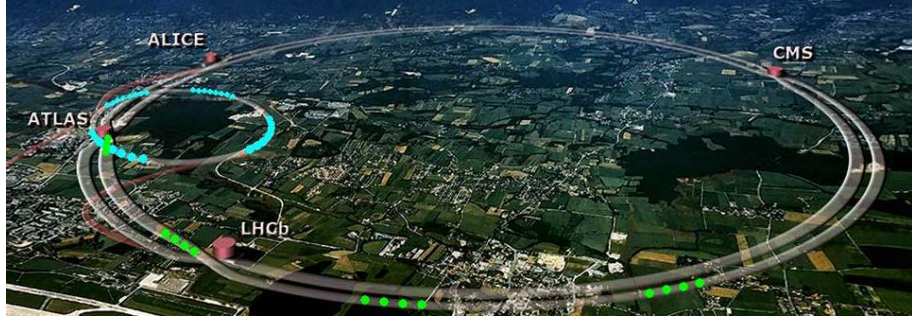
2.4.2. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı ve Deneyleri

Avrupa ülkelerinin, Fransa-İsviçre sınırında ortaklaşa inşa etmiş oldukları Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire-CERN) Parçacık Fiziği laboratuvarında, dünyadaki en büyük hızlandırıcısı bulunmaktadır. CERN, çeşitli doğrusal ve dairesel hızlandırıcılardan oluşmaktadır. Bu hızlandırıcının yapımına 1950 yılında başlanmıştır, fakat zamanla daha büyük ve güçlü hızlandırıcıların eklenmesiyle geliştirilmiş olan LEP (Büyük Elektron - Pozitron Çarpıştırıcısı) yerini, 2000 yılından itibaren 27 km'lik halka biçimli tüneline çok daha güçlü olan ve elektron ve pozitronlardan çok daha ağır olan protonları çarpıştırarak şimdiye kadar bulunamamış egzotik kuramsal parçacıklar bulunacağı umulan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (Large Hadron Collider-LHC)'na bırakmıştır [92, 93].

Işık hızına yakın hızlarda hareket eden iki protonun kafa-kafaya çarpışması ile gerçekleştirilen LHC deneyinin başlıca önemli özellikleri aşağıdaki gibidir [93]:

- Fransa-İsviçre sınırındaki Cenevre’de bulunan LHC, yerin yaklaşık 100 m altında ve 3,8 m çapındaki bir tünele inşa edilmiştir.
- Süper Proton Hızlandırıcısı’ndan (SPS) LHC içerisine gönderilmekte olan 450 GeV’lik enerjide iki farklı ışın demeti bulunmaktadır ve bu proton ışın demetleri enjekte edildikten sonra 7 TeV’lik enerjilere ulaşabileceklerdir. Parçacıklar bu enerjiye ulaştıklarında yaklaşık olarak 0,99 c hızında hareket edebileceklerdir.
- Enerjisi 7 TeV’e ulaşmış olan proton ışın demetlerini aynı yörüngede tutabilmek için 8.3 Tesla şiddetinde bir manyetik alan gerekmektedir. Bu şiddet yerküre manyetik alanının yaklaşık olarak 200.000 katına denktir.
- Işık hızına yakın hızlarda hareket eden proton demetini bükerek dairesel yörüngede hareket etmeye zorlayan bu manyetik alan, süperiletken kablolardan yapılmış 1232 tane elektromıknatıs kullanılarak oluşturulmaktadır. Aynı zamanda, bu kadar yüksek bir manyetik alan şiddeti ancak 12.000 Amper’lik elektrik akımı ile sağlanmaktadır.
- Bu şiddette bir akımın meydana gelebilmesi ise, süperiletken kabloların -271°C sıcaklığındaki sıvı helyum banyolar içine yerleştirilmesi ile mümkün olmaktadır.
- LHC’deki toplam süperiletken telin uzunluğu 250.000 km’dir ve bu uzunluk için bugüne kadar dünyada döşenmiş en büyük süperiletken kablolama denilebilir. 250.000 km, ekvatorun çevresini 6,8 defa sarabilecek uzunluğa karşılık gelmektedir.
- Protonların kafa kafaya çarpışma ihtimallerini arttırmak için, ışın çapını çarpışma noktasında düşürmek gerekmektedir. Dolayısıyla bu deneyde, etkileşme noktasında her bir demetdeki 100.000 milyon proton, 64μ değerinde kalınlığa inceltilmektedir.

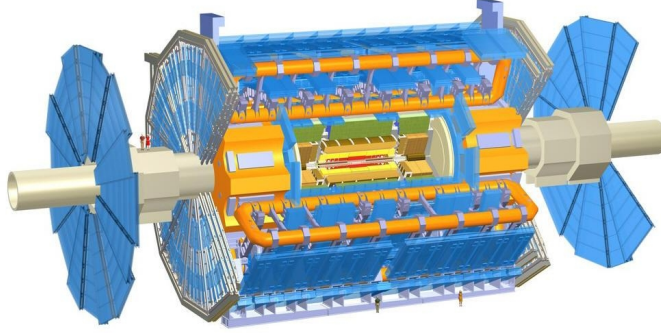
LHC’de yürütülen başlıca deneyler ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoid), ALICE (A Large Ion Collider Experiment), LHCb (A Large Hadron Collider beauty), LHCf (Large Hadron Collider forward) ve TOTEM (TOTAl Elastic and Diffractive Cross Section Measurement)’dir [93]. Şekil 2.18’de CERN’deki LHC hızlandırıcısının ve üzerinde bulunan temel deneylerinin havadan görünümü verilmiştir. LHC çemberi üzerinde belli çarpışma noktalarına yerleştirilmiş olan bu deney düzeneklerde, doğanın izin verdiği ve bilimin bulabildiği en ileri teknolojinin harikaları



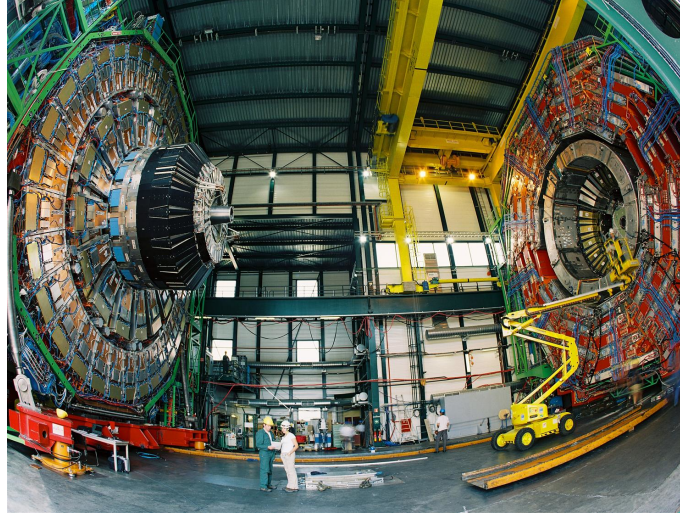
Şekil 2.18: CERN'deki LHC hızlandırıcısının ve üzerinde bulunan temel deneylerinin havadan görünümü.

olan parçacık dedektörleri kullanılmaktadır. Çözünürlükleri saç telinden daha ince olabilen dedektörlerde, çapı 25 metreyi bulan deney düzenekleri içinde çarpışmalardan açığa çıkan yüksek enerjili parçacıkları gözlemlenmektedir. Ağırlıkları 12.500 tonu bulabilen, yapımlarında binlerce kilometre kablo kullanılıp milyonlarca kanaldan gelen bilgilerin akışının sağlandığı deney düzenekleri, yerin 100 metre altında, dünyanın dört bir yanından gelen parçaların büyük bir emekle, ilmek ilmek birleştirilmesiyle kurulmuştur. Bu dedektörler LHC'deki çarpışmalardan çıkan yüksek enerjili parçacıkları gözlemlenmekte ve evrenin yapısına katkıda bulunan fizik kuralları hakkında bilgi verebilmektedir [94]. Bu deney düzeneklerin genel yapısı hakkında bilgi aşağıda verildiği gibidir.

- **ATLAS** dedektöründe çok yüksek enerjilerde kafa- kafaya p-p çarpışmalarında NP araştırılmaktadır. Ayrıca bu deneyde, evrendeki ekstra boyutlar, mikroskobik kara delikler ve evrendeki karanlık madde olmaya aday kanıtları araştırılmaktadır. ATLAS'da 2500'e yakın araştırmacı çalışmaktadır. Yaklaşık 45 m uzunluğunda 25 m'den yüksek, yaklaşık 7000 ton ağırlığındadır. ATLAS, her saniye 100.000 CD'yi dolduracak miktarda data üretmektedir. Bu CD'ler üst üste konulursa, hemen hemen 60 m yüksekliğinde bir bina boyuna ulaşılabilir. ATLAS deneyindeki dedektör Şekil 2.19'da görüldüğü gibidir [95].
- **CMS**, genel amaçlı kurulmuş bir parçacık fiziği deney düzeneğidir. Şekil 2.20'de CMS'den bir resim görülmektedir. Bu deneyde, Higgs bozonu, SUSY ve ED modelleri araştırılmaktadır. Aynı zamanda daha önce keşfedilmiş, kuark ve bozonların özelliklerini daha hassas bir şekilde ölçülmektedir. CMS deneyine 37 ülkeden yaklaşık olarak 2900 bilim insanı katılmaktadır. CMS dedektörü yaklaşık olarak, 16 m çapında ve 21 m uzunluğunda silindirik şeklinde yapılmış olup 12500



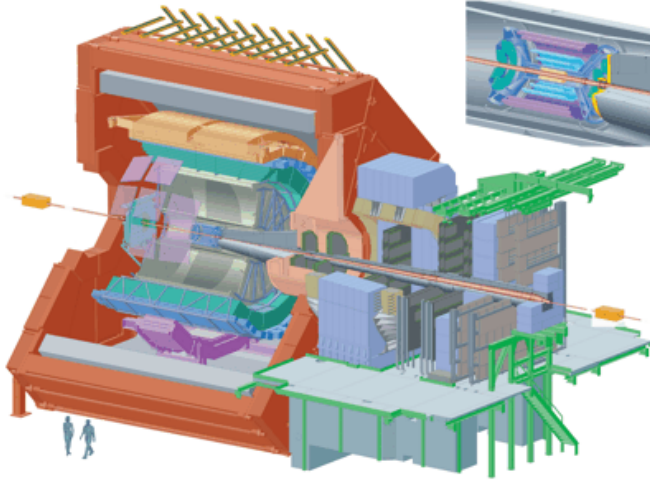
Şekil 2.19: ATLAS Deneyi.



Şekil 2.20: CMS Deneyi.

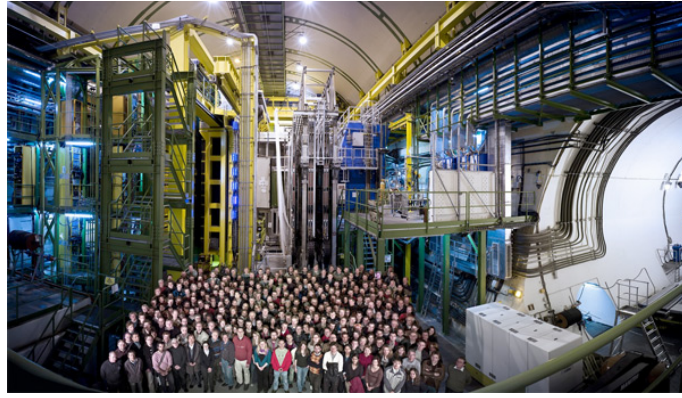
ton ağırlığındadır. Bir yılda birikecek data, aynı CD'lere kayıt edildiğinde, üst-üste konulan CD'lerin yüksekliği Ay'a iki defa gidip gelecek mesafe boyundadır denilebilir. Datanın hızı ise aynı anda 50 milyar telefon görüşmesinin yapılmasına eşit olabilir [96].

- **ALICE** deneyinde kurşun iyonları çarpıştırılarak, büyük patlamadan çok kısa bir zaman sonra erken evrenin yaratılma şartları araştırılmaktadır. Bu şekilde oluşacak olan kuark-gluon plazması ile erken evren koşullarının sağlanacağı düşünülmektedir. 31 farklı ülkeden 109 farklı enstitüde çalışan 1000'den fazla bilim adamı görev almaktadır [97]. Şekil 2.21'de ALICE deneyindeki dedektör resmedilmiştir.



Şekil 2.21: ALICE Deneyi.

- **LHCb** deneyinde, alt kuark ve anti-kuarkları araştırarak evrende anti-madde gözlenememesinin gizemi ortaya çıkarılmaya çalışılmaktadır [98]. Şekil 2.22’de LHCb Deneyi ve orada çalışanların bir resmi görülmektedir.



Şekil 2.22: LHCb Deneyi.

- **LHCf**, LHC deneyleri içindeki en küçük deneydir. LHC halkası üzerinde ATLAS bölgesine yakın yere kurulmuştur. p-p ve çekirdek-çekirdek etkileşmelerinde en uzaktaki bölgede oluşacak nötr parçacık üretim tesir kesitini hesaplamak amacıyla yapılmıştır [99].
- **TOTEM** deneyinde, genel amaçlı deneylerde geliştirilmesi zor olan, uzaktaki parçacıklara yoğunlaşmış fizik araştırmaları yapılmaktadır. Bu çalışmaların dışında

LHC ışınılığını kesin bir şekilde ölçmek ve proton boyutunu ölçmek için kullanılmaktadır. TOTEM'in bunu yapabilmesi için LHC demetine çok yakın üretilmiş parçacıklar dedekte edilmesi gerekir. Dedektör özel olarak dizayn edilmiş vakum odası içermektedir ki özel olarak yapılan "Roman kabı" LHC'deki ışın tüpüyle bağlantılıdır. CMS deneyinde çarpışma noktasına yakın 4 noktaya 2'şerli roman kabı olmak üzere toplamda 8 adet yerleştirilmektedir. CMS ve TOTEM bilimsel olarak birbirinden farklı iki deney olmasına rağmen TOTEM deneyi, CMS dedektöründen elde edilen sonuçlar ile tamamlanmaktadır. LHC'nin diğer deneylerinden biri olan TOTEM deneyinde 8 ülkeden 10 farklı enstitüde çalışan 50 bilim adamı bulunmaktadır. Ayrıca, TOTEM dedektörü 440 m uzunluğunda, 5 m yüksekliğinde, 5 m genişliğinde, 20 ton ağırlığındadır [100].

LHC halkasında protonların ilk kez döndürülmesi 10 Eylül 2008 tarihinde gerçekleştirilmiş, ancak teknolojinin sınırlarını zorlayan bu büyük girişim, 19 Eylül 2008 günü süper-iletken bağlantılarda meydana gelen teknik bir arıza nedeniyle durdurulmuştur. Bu teknik arızanın bir yılı aşan onarılma sürecinden sonra, 20 Kasım 2009 gecesi LHC halkasında protonlar her iki yönde de döndürülmüştür. LHC'nin yeniden çalışmaya başlaması CERN tarihinde önemli bir yer tutmuştur. Kasım 2009'da başlayan çalışmalarda önce hızlandırmanın ilk aşamasının gerçekleştirildiği Süper Proton Sinkotron (SPS) hızlandırıcısında 0,45 TeV enerjiye ulaştırılan bir proton demeti, 27 km'lik LHC halkasına oturtulmuştur ve demetler kısa süreler için LHC halkasında döndürülmüştür. Daha sonra protonlar, kütle merkezinde 0,9 TeV (0,45 TeV + 0,45 TeV) enerjide çarpıştırılmıştır. Saç telinden daha ince boyutlara sıkıştırılan parçacık demetleri, çarpışma noktalarında dedektörlerin de tespit ettiği gibi çarpıştırılınca maddenin temel yapısının görüntüleri de ortaya çıkmaya başlamıştır. Daha sonraki aşamalarda parçacık demetlerinin sayıları artırılabilmekte ve karşılıklı 16'şar demetin halkada dönüşü gerçekleşmektedir. LHC tasarımı bu sayının 2808'e ulaşması önerilmiştir. Aynı zamanda yine tasarım aşamasında 100 milyar protonun bir demete sıkıştırılmasının amaçlandığı bu hızlandırma işleminde, bunun 10'da biri düzeylerine ulaşılmıştır. Son olarak, enerjileri LHC halkasında 1,18 TeV'e ulaştırılan protonlar hızlandırıcıda kafa kafaya çarpıştırılmıştır. Bu da CERN tarihine bir dünya rekoru olarak geçmiştir. Kütle merkezi enerjisi 2,36 TeV'e ulaşan LHC bu şekilde ABD'deki Tevatron hızlandırıcısının yıllardır 1,96 TeV'de sürdürdüğü liderliğine son vermiş oldu [101].

LHC Deneyleri ilk üç yıllık süre içerisinde 7-8 TeV'lik çarpışma enerjilerinde çalışmışlardır. Bu ilk üç yıllık periyot esnasında, LHC verilerinin büyük bir kısmı ile ATLAS ve CMS deneyleri 4 Temmuz 2012 tarihinde uzun yıllardır aranan SM'in kayıp

parçacığı olan Higgs bozonunun deneysel keşfini duyurmayı başarmışlardır. Bu keşif, François Englert ve Peter Higgs adlarındaki teorisyenlere 2013 Nobel Fizik Ödülü'nü kazandırmıştır [102].

İlk üç yıllık çalışma periyodu sonunda LHC hızlandırıcı laboratuvarının mıknatıs bağlantıları 18 Haziran 2014 tarihinde kapatılmıştır ve devasa makinenin soğuması için uzun bir ara verilmiştir. Başka bir deyişle, Dünya'nın en büyük ve en güçlü parçacık hızlandırıcısı olan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı ikinci üç yıllık çalışma programına hazırlanmaya başlamıştır. İlk hızlandırılma aşamasından hemen hemen iki kat daha fazla enerjilerde makinenin çalışabilmesi için uzun bir teknik duraksama gerekmektedir. Bu nedenden dolayı hızlandırıcının 2015 yılında yeniden çalıştırılması planlanmaktadır [102].

CERN Hızlandırıcı Merkezi'nin yeniden başlatılma programı aşağıdaki gibi planlanmıştır [102]:

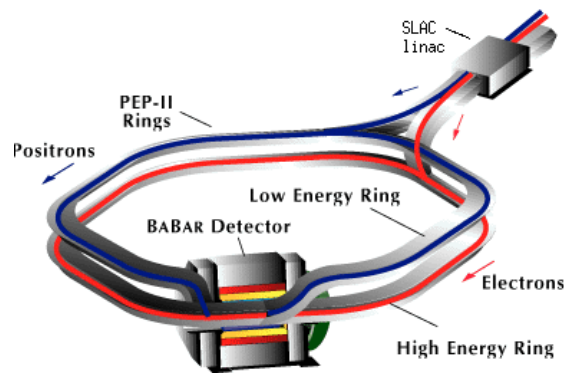
- Proton Sinkrotron Yükselticisi 2 Haziran 2014 tarihinde yeniden başlatılmıştır.
- Proton Sinkrotronu (PS) 18 Haziran 2014 yılında yeniden çalışmaya başlamıştır.
- Süper Proton Hızlandırıcısı'nda güç teslerinin Temmuz 2014 başında tekrar başlamıştır.
- Ağustos 2014 ortalarında Anti-Proton Yavaşlatıcısı'nda Anti-madde fizik programı yeniden başlamıştır.
- Ekim 2014 ortalarında SPS'de fizik programlarının yeniden başlatılması planmaktadır.
- 2015 başında LHC çarpıştırıcısının tekrar başlaması öngörülmektedir.
- 2015 ilkbaharında ise LHC deneylerinde fizik programları yeniden başlatılacaktır.

2.4.3. Stanford Doğrusal Hızlandırıcısı

SLAC Uluslararası Hızlandırıcısı California'da Stanford Üniversitesi'ndeki Enerji Bölümü'nde bulunmaktadır. En önemli deney düzeneklerinden biri BaBar Deneyi (kısaca BaBar)'dir. Deneyin ismi, B mezonunun sembolü B ve onun karşıt parçacığı (B-bar olarak okunan $\bar{B}$) sembolünün terimlenmesiyle türetilmiştir.

BaBar Deneyi, 500'den fazla fizikçi ve mühendisin uluslararası olarak katıldığı bir deneydir. Bu deneyde, bir protonun durgun kütlelerinden 10 kat daha büyük enerjilerde (10 GeV) çalışmalar yapılmaktadır. Deneyin tasarımı, CP İhlali'nin araştırılmasının istenmesi ile ortaya atılmıştır. Başka bir deyişle BaBar, CP İhlali ölçümü ile evrendeki madde ve karşıt madde bileşenleri arasındaki farkı anlamak için kurulmuş bir deneydir. CP simetrisi, zayıf etkileşmelerde ayrı ayrı korunan Yük ve Parite simetrisinin bir kombinasyonudur. BaBar genel anlamda, B mezonu sistemindeki CP İhlali çalışmaları üzerine odaklanmış ve CP İhlali'nin deneysel olarak keşfini yapmayı başarmıştır. Sonuç olarak, CP İhlali'nin keşfi 2008 Nobel Fizik Ödülü'nü almıştır.

BaBar'da iki hızlandırıcı mevcuttur: SLAC doğrusal hızlandırıcısı ve PEP-II Depolama Halkası tesisleridir. Şekil 2.23'de BaBar Deneyi'nde kullanılan SLAC doğrusal hızlandırıcısı ve PEP-II Depolama Halkası'nın şeması görülmektedir. SLAC doğrusal hızlandırıcısı enjektör görevini yapmakta ve gerekli olan yüksek enerjilere elektron ve pozitron ışınlamalarını hızlandırmaktadır. Bir sonraki aşamada, PEP-II'nin depolama halkalarından birine elektron ve pozitron ışınlamalarının enjekte edilmesi sağlanmaktadır. PEP-II iki depolama halkası içermektedir. Birincisi, 9.0 GeV 'de elektron demeti için Yüksek Enerji Halkası (High Energy Ring- HER)'dir. İkincisi 3.1 GeV enerjide pozitron demetleri için Düşük Enerji Halkası (Low Energy Ring - LER)'dir. İki demet farklı yönlerde hareket etmekte ve BaBar dedektörüne yerleştirilmiş etkileşme noktasında demetler çarpıştırılmaktadır.



Şekil 2.23: BaBar Deneyi'nde kullanılan SLAC doğrusal hızlandırıcısı ve PEP - II Depolama Halkası'nın şeması.

BaBar dedektörü beş alt dedektörden meydana gelmektedir. Bu alt dedektörler içten dışa doğru sıralanacak olursa:

- Silikon Verteks İz Sürücü (Silicon Vertex Tracker - SVT),
- Sürüklenme Odası (Drift Chamber - DCH),
- Yansıtıcı Çerenkov Radyasyon Dedektörü (Detector of Internally Reflected Cerenkov Radiation -DIRC or DRC),
- Elektromanyetik Kalorimetre (Elektromagnetic Calorimeter - EMC),
- Solenoid.

7 Nisan 2008 yılında, BaBar CP İhlali için veri alımını sonlandırmış ve Upsilon (3S) ve Upsilon(2S)'in bozunumlarından Hafif Higgs parçacıklarına ve Karanlık Madde'yi araştırmaya devam etmektedir [103].

2.4.4. Japonya Yüksek Enerji Hızlandırıcı Araştırma Organizasyonu (KEK)

1997 yılında Japonya Yüksek Enerji Hızlandırıcı Araştırma Organizasyonu (KEK), 1955'de kurulan Tokyo Üniversitesi'nin Yüksek Enerji Fiziği Ulusal Laboratuvarı (kurulum 1971) ve Mezon Bilim Laboratuvarı (kurulum 1988) Nükleer Çalışma Enstitüsü'nün yeniden yapılandırılma aşamasında kurulmuştur. Şekil 2.24'de KEK Hızlandırıcı Merkezi'nin kuşbakışı görünümü verilmektedir. Japonya, Tsukuba'da bulunan KEK, maddenin temel özelliklerini araştırabilmek için yüksek enerjili parçacık ışınlarını ve sinkrotron ışık kaynaklarını kullanan dünyanın önde gelen hızlandırıcı bilim araştırma laboratuvarlarından biridir. KEK araştırma merkezinin araştırma olanakları geniş bir çeşitlilik sağlayarak yerli ve yabancı araştırmacılar için önemli bir merkez olarak hizmet vermektedir.

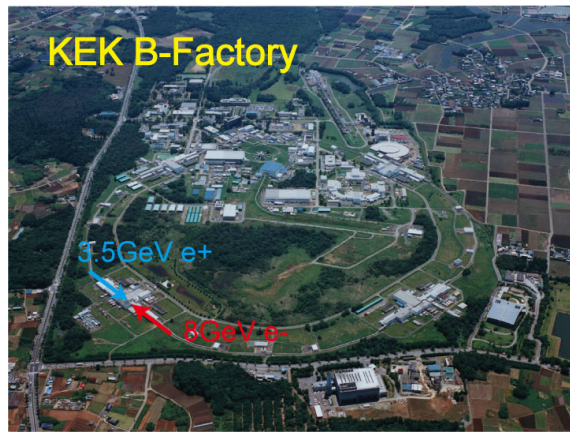
KEK'deki elektron-pozitron ($e^+ - e^-$) çarpıştırıcısı olan KEKB, asimetric bir enerjiye sahiptir. Bu çarpıştırıcı, $\Upsilon(4S)$ rezonansının kütesine karşılık gelen $\sqrt{s} = 10.56$ GeV'lik kütle merkezi enerjisinde çalışmaktadır. Burada, $\Upsilon(4S)$, b ve $\bar{b}$ kuarklarının bağlı durumunu oluşturmaktadır. Bu parçacık genel olarak, $B^0\bar{B}^0$ ya da B^+B^- mezon çiftlerine bozunmaktadır. Sonrasında, üretilen bu mezonlar hızlı bir şekilde diğer parçacıklara bozunmaktadır. Belle Dedektörü'nde bu parçacıkların bozunum modları çalışılmaktadır.

Hızlandırıcı, yaklaşık 3 km çevreye sahip ve yerin 11 m altında yerleştirilmiş iki depolama halkasından meydana gelmektedir. B mezon üretimi 600 m lineer hızlandırıcı ile



Şekil 2.24: KEK Hızlandırıcı Merkezi'nin kuşbakışı görünümü.

başlamaktadır. Bu aşamada, elektron ve pozitron demetleri üretilir ve hızlandırılırlar. Elektronlar veya pozitronlar bir lineer hızlandırıcıda hızlandırılmakta ve sırasıyla 8 GeV ve 3.5 GeV'lik enerjilerde Yüksek Enerji Halkası (High Energy Ring - HER) ve Düşük Enerji Halkası (Low Energy Ring - LER) içinde depolanmaktadır. HER ve LER'den gelen demetler zıt yönlerde KEKB'nin depolama halkalarında dolaşırlar ve verilen komut ile birlikte Belle dedektörü etrafında bulunan etkileşim bölgesinde kafa-kafaya çarpıştırılırlar.



Şekil 2.25: KEKB hızlandırıcısının havadan görünümü.

Yüksek akımlı demetleri depolamak için, KEKB ekibi özel hızlandırma boşlukları ve vakum odaları geliştirmişlerdir. Belle dedektörü, KEKB halkalarının kuzey-doğu yönünde çarpışma noktasında yer almaktadır. Parçacık etkileşmelerini dedekte etmek için Belle dedektörü her biri farklı fonksiyonlu yüksek çözünürlüklü dedektör bileşenlerinin katmanlarından oluşmaktadır. 2001 yılında CP-İhlali'nin Kobayashi-Maskawa teorisinin deneysel bir doğrulamasını sağlayarak B mezon ve karşıt-B mezonların bozunum zaman dağılımındaki fark hakkında bilgi sağlamıştır. Bu durum, neden maddenin evrende baskın olduğunu ve parçacık karşıt-parçacık arasında farklılıkların olduğunu kısmen de olsa açıklayabilmektedir.

KEKB ve Belle Dedektörü, B mezonlarının bozunum süreçlerini detaylı araştırmak, çeşni fiziğinin ve Yeni Fizik'in pek çok işaretini keşfetmeye devam ederek mükemmel bir ortam sağlamaktadır. Deneyin 2010 yılında kapatılmasından bu yana KEKB; Belle II Deneyi için anlık ışınlılığın 40 kez arttırılmış olan Super-B fabrikasında SuperKEKB'ye yükseltilmesi düşünülmüştür. Hizmete girmesi 2015 yılı için planlanmaktadır [104].

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. ALT KUARK İÇEREN BARYONLAR

Standart Model’de b parçacığı, üçüncü kuark ailesine ait olan ve t kuarkın zayıf-çiftlenim partneri olan bir kuark çeşididir. Üçüncü aileye ait kuark çiftlerinin varlığı, 1973 yılında Kobayashi ve Maskawa tarafından kuark karışım matris modeli ile ortaya atılmıştır. Bu fikrin ortaya atılmasından yaklaşık 4 yıl sonra, $b\bar{b}$ mezonunun ilk kez gözlemlenmesi ile bu düşünce doğrulanmıştır.

Üçüncü nesil kuark çiftlerinin en hafif üyesi olması sebebiyle, b çeşnili hadronların bozunumları, CKM matrisi vasıtasıyla ailelerin değişimini meydana getiren süreçlerde meydana gelmektedir. CKM matrislerinin 3×3 ’lük bir birim matris olması gerçeğinden dolayı, ilmek ve kutu (box) diyagramları, çeşni salınımları ve büyük CP asimetrisi gibi pek çok ilgi çekici özellik, b çeşnili hadronların zayıf etkileşmelerinde görülebilmektedir. Parçacık Fiziği’nde bir kilometre taşının daha eklenmesine olanak sağlayan önemli bir çalışma ise 2001 yılında, BaBar ve Belle Deneyleri tarafından B mezon sistemlerinin içinde CP-İhlali’nin ilk kez gözlemlenmesi olmuştur [105].

Bölüm 2.1.3, Şekil 2.3’de hafif, bir alt kuark ve iki alt kuark içeren spin-1/2 olan alt baryonların mümkün kombinasyonları görülmektedir.

3.1.1. Λ Baryonu ve Özellikleri

1947 yılında, kozmik ışın etkileşimleri üzerine yapılan bir araştırma esnasında, bir çekirdek ile bir protonun çarpışma ürünü beklenenden daha uzun zaman için yaşamış olduğu bulunmuştur. Beklenen 10^{-23} saniye yerine 10^{-10} saniye bulunmuştur. Bulunan bu parçacık Lambda (Λ) parçacığı olarak adlandırılmıştır. Lambda üç kuarktan meydana gelen bir baryondur. Bunlar uds (up, down ve strange) kuarklardır. Lambda baryonu için 10^{-23} saniye gibi kısa yaşam ömrü bekleniyordu; çünkü bir baryon çeşidi olarak Lambda güçlü etkileşmeye katılmakta ve bu etkileşim genellikle çok kısa yaşam süresine neden olmaktadır. Gözlemlenen uzun yaşam ömrü; “acayıplık korunumu” olarak adlandırılan böyle bozunumlar için yeni bir korunum kanunu gelişmesine yardımcı olmuştur. Lambda parçacığı için bozunum süreci acayıplık korunumunu ihlal etmektedir; bunun nedeni

bir acayip kuark içeren daha hafif bir parçacık yoktur. Bu yüzden bir süreçte acayip kuark diğer kuark çeşitlerine dönüşmelidir. Bu yalnızca zayıf etkileşme ile meydana gelmektedir. Bu durum daha uzun yaşam ömrüne olanak sağlamaktadır.

Tablo 3.1: Lambda baryonlar ve bazı özellikleri.

Parçacık İsmi	Sembolü	Kuark Yapısı	Kütlesi [MeV/c^2]
Lambda	Λ^0	uds	1115.683 ± 0.006
Cazibe Lambda	Λ_c^+	udc	2286.46 ± 0.14
Alt Lambda	Λ_b^0	udb	5619.4 ± 0.6

Diğer Lambda baryonlar Cazibe Lambda Λ_c^+ ve Alt Lambda Λ_b^0 'dır ve Lambda baryonlarının genel özellikleri Tablo 3.1'de verilmektedir. Alt Lambda Λ_b^0 baryon tek bir ağır kuark içeren ağır hadronlar arasındadır. Son zamanlarda yapılan deneysel çalışmalarda, b kuarkı içeren ağır baryonlar ile ilgili çalışmalar hız kazanmıştır. Tezde SM, UED5 ve UED6 modellerinde yapılan bir çalışmada Λ_b^0 baryonunun daha hafif bir baryona ışınımsal bozunum süreci incelenmiştir [106].

3.1.2. Σ Baryonu ve Özellikleri

Sigma (Σ) parçacığı tek bir ağır kuark içeren baryondur [107]. Üç farklı Sigma parçacığının kuark bileşenleri, sembolleri ve kütle değerleri Tablo 3.2'de gösterilmektedir.

Tablo 3.2: Sigma baryonlar ve bazı özellikleri.

Parçacık İsmi	Sembolü	Kuark Yapısı	Kütlesi [MeV/c^2]
Sigma	Σ^+	uus	1189.37 ± 0.07
	Σ^0	uds	1192.642 ± 0.024
	Σ^-	dds	1197.449 ± 0.03
Cazibe Sigma	Σ_c^{++}	uuc	2453.98 ± 0.16
	Σ_c^+	udc	2452.9 ± 0.4
	Σ_c^0	ddc	2453.74 ± 0.16
Alt Sigma	Σ_b^+	uub	5811.3 ± 1.9
	Σ_b^0	udb	5807
	Σ_b^-	ddb	5815.5 ± 1.8

Sigma parçacığının üç çeşidinin de kütleleri benzerdir ve bir izospin üçlüsü olduğu da

söylenbilir. Sigma parçacığından daha az kütleyle sahip ve bir acayip kuark içeren tek baryon nötral (yüksüz) Lambda (Λ) baryonudur. Yüksüz Sigma parçacığı acayıplık korunumunu ihlal etmeksizin Lambda parçacığına bozunabilmektedir. Böylece elektromanyetik etkileşme ile hızlı bir şekilde ilerlemektedir. Yüksüz Sigma ve Lambda, aynı kuark bileşenlerine sahip parçacıklardır. Bu nedenle yüksüz Sigma Yüksüz Lambda baryonunun elektromanyetik etkileşme vasıtasıyla uyarılmış durumu olarak kabul edilebilir. Yüklü Sigma parçacıkları acayip kuark geçişi içermeyen bozunum sürecine sahip değildir. Bu nedenle yalnızca zayıf etkileşmeler aracılığıyla meydana gelebilirler ve bozunumları çok daha yavaş olmaktadır [107].

Alt Lambda Σ_b^0 baryon tek bir ağır kuark içeren ağır hadronlar arasındadır. Tezde yapılan bazı çalışmalarda Σ_b^0 baryonunun daha hafif bir baryona bozunum süreçleri de incelenmiştir.

3.2. TEZDE KULLANILAN FİZİKSEL GÖZLENEBİLİRLERİN KISA TANIMI

Bu tezde incelenen bozunum kanalları için bazı fiziksel gözlenebilir nicelikler hesaplanmıştır. Bu alt bölümde, göz önüne alınan bozunum kanalları için hesaplamalar yapılmadan önce bu gözlenebilir nicelikler hakkında kısa tanımlamalar verilmektedir.

3.2.1. Diferansiyel Bozunum Genişliği

Bozunum genişliğinden bahsetmeden önce ilk olarak bozunumun ne anlama geldiğini kısaca belirtmek gerekir. Parçacık bozunumu, bir temel parçacığın kendiliğinden bir şekilde, diğer bir temel parçacığa dönüşmüş olduğu süreçtir ve hadron bozunumunu ifade etmek içinde kullanılmaktadır. Bu süreç esnasında, bir temel parçacık daha hafif kütleli başka parçacığa(lara) bozunur. Buna örnek olarak, bir temel parçacık olan muonun W bozonu gibi bir taşıyıcı parçacık vasıtasıyla daha hafif kütleli parçacıklara bozunumu verilebilir. Bu sürecin sonunda eğer parçacıklar kararlı değil ise, bozunum durumu devam etmektedir [108].

Parçacık bozunumlarının bir sınıfı olarak nadir parçacık bozunumların genel tanımını yapılacak olunursa, dünyanın en güçlü parçacık hızlandırıcılarında doğrudan ulaşılamayan atomaltı süreçlerinin eşsiz bir bakışının sağlanmasıdır denilebilir. Deneylerde yapılan

gözlemler madde, enerji ve evrenin en erken halinin doğası hakkındaki sorulara cevap verebilmekte ve madde ile karşıt madde arasındaki ince farkları açıklayabilmektedir. Kararsız bir parçacık daha hafif bir parçacığa bozunduğu zaman, bir zar oyunundaki altılı durumların şansına benzer olarak, her olası durumun belirli bir meydana gelme olasılığı vardır. Bilim insanları, yeni kuvvetlerin gizli etkisinin olabildiği nadir parçacık olaylarını araştırmak için milyarlarca sonuçtan elde edilen daha fazla parçacık bozunumlarını elemeleri gerekmektedir. Bir elektrona doğrudan dönüşebilen bir muon gibi imkansız görünen süreçleri araştırmaktadırlar. ED ve SUSY gibi teoriler de böyle bir geçişin meydana gelebilirliğini önermektedir. Nadir bozunum araştırmalarında, parçacıkların daha muazzam sayılarına ulaşabilmek için yüksek yoğunluklu hızlandırıcılar kullanılmaktadır. Tezde yapılan çalışmalarda nadir bozunum süreçleri incelenmektedir [109].

Bir parçacığın birim zamandaki bozunum olasılığı bozunum genişliği ya da oranı olarak adlandırılmaktadır. Parçacığın bozunum genişliği (ya da diferansiyel bozunum genişliği) hesabı iki adımda gerçekleşmektedir. Birinci adım parçacığın M genliğinin (amplitude) hesaplanma sürecidir. Aynı zamanda genlik çoğu zaman matris elemanları olarak da adlandırılmaktadır ve M_{fi} olarak gösterilmektedir. Temel olarak ilk ve son durum dönüşüm süreçlerinin matris temsili olarak olarak belirtilmektedir. Başka bir deyişle, belirli bir başlangıç durumunu (initial) özel bir son duruma bağlayan elemandır. Bu süreç, alt süreçlerin bir kombinasyonu olabilir ve böyle bir durumda toplam genlik alt süreçlerin genliklerinin toplamını belirtmektedir. Her bir basit (alt) süreç özel bir Feynman diyagramı ile temsil edilmektedir. Bu genlik, herhangi bir ara propagatör dahil olmak üzere, sürece katılan tüm parçacıkların faz uzayındaki bir nokta fonksiyonudur ve Feynman diyagramının her bir köşesindeki bağlaşımın doğasına bağlıdır [110].

İkinci adım izin verilen faz uzayı üzerinden hesaplanan genliğin intergalini almaktadır. Bunun hesaplanma süreci son derece zor olmasına rağmen, Fermi'nin altın kuralları izlenerek kolay bir şekilde integrali alınabilmektedir [110].

Bir parçacığın en önemli karakteristik özelliklerinden biri parçacığın yaşam ömrüdür. Yaşam ömrü olarak adlandırılan bu özellik, uygun kuantum sayıları, bozunum sürecinin çiftlenim kuvvetleri ve kinetik sınırlamaların korunum yasaları gibi özellikleri olan mevcut bozunum modları ve bu bozunum modlarının kurallarına bağlıdır. Tek bir parçacığın yaşam ömrü tahmin edilememektedir ama istatistiksel bir dağılım belirlenebilir. Eşdeğer olarak, verilen bir parçacığın birim zamanda bozunum olasılığı olan bozunum

genişliği (decay width) bakımından $\Gamma \propto \frac{1}{\tau}$ olarak ifade edilmektedir [110].

3.2.2. Dallanma Oranı

Dallanma oranı (Branching Ratio - BR), belirli bir şekilde bozunumu ölçölen seçilmiş bir parçacık için olayların kesridir. Genel olarak bir parçacık için pek çok bozunum modu vardır. Dallanma oranı seçilmiş bir bozunum modunun bozunduğu parçacıkların kesrinin mümkün bozunumların toplam sayısına oranını vermektedir. Bir parçacık için dallanma oranlarının toplamı 1 olmaktadır [111].

Dallanma oranı hesabının yapılması için, göz önüne alınan bozunum kanalının toplam bozunum genişliğinin başlangıç parçacığının yaşam ömrü ile çarpılıp $\hbar$ ile bölmek gerekmektedir. Genel olarak dallanma oranı,

$$BR = \frac{\Gamma * \tau}{\hbar}, \quad (3.1)$$

olarak tanımlanmaktadır [111].

Belirlenen bir bozunum modu için dallanma oranı hesaplamasının yapılması çok önemli konulardan bir tanedir. Günümüzde parçacık hızlandırıcı deneylerinde bozunum modlarının dallanma oranı hesaplanabilmektedir. Tezde yapılmış olan fenomenolojik çalışmalarda da hesaplamalar yapılarak parçacık bozunumlarının dallanma oranı bulunmaktadır. Dolayısıyla hem deneysel olarak yapılan çalışmalarda hem de fenomenolojik olarak yapılan hesaplamalarda dallanma oranı değerleri karşılaştırılabilir [111].

3.2.3. Lepton İleri-Geri Yön Asimetrisi

NP etkilerini araştırabilmek için yararlı bir araç olan Lepton İleri-Geri Yön Asimetrisi ($\mathcal{A}_{FB}$);

$$\mathcal{A}_{FB} = \frac{N_f - N_b}{N_f + N_b}, \quad (3.2)$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada, N_f ileri yönde hareket eden parçacıkların sayısını sembolize eder iken, N_b geri yönde hareket eden parçacıkların sayısını temsil etmektedir. Başka bir deyişle N_f 'yi temsil eden durum, bazı özel son durum parçacıklarının, bazı seçilmiş olan doğrultuya göre ileri hareket etmeleri anlamına gelmektedir. N_b durumuna karşılık gelen olayda ise tek fark parçacıkların geri yönde hareket etmesidir. Teknik dilde ise yukarıdaki formül,

$$\mathcal{A}_{FB}(\hat{s}) = \frac{\int_0^1 \frac{d\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) dz - \int_{-1}^0 \frac{d\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) dz}{\int_0^1 \frac{d\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) dz + \int_{-1}^0 \frac{d\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) dz}, \quad (3.3)$$

olarak yazılabilmektedir.

3.2.4. Baryon Polarizasyonlar

NP etkilerini araştırabilmek için diğer bir gözlenebilir nicelik baryon polarizasyonlarıdır. Bu polarizasyonları tanımlayabilmek için, onun durgun çerçevesindeki baryon spini boyunca $\vec{\xi}$ birim vektörü bakımından baryon spin dördü vektörü yazılabilmektedir (Daha detaylı bilgi için [112–114]),

$$s_\mu = \left(\frac{\vec{p}_{son} \cdot \vec{\xi}}{m_{son}}, \vec{\xi} + \frac{\vec{p}_{son}(\vec{p}_{son} \cdot \vec{\xi})}{E_{son} + m_{son}} \right), \quad (3.4)$$

burada sırasıyla $\vec{p}_{son}$, m_{son} ve E_{son} ifadeleri çıkan baryon parçacığının momentum, kütle ve enerjisini temsil etmektedir.

Boylamsal, enine ve normal birleşenleri ile aşağıdaki birim vektörleri seçilmektedir:

$$\vec{e}_L = \frac{\vec{p}_{son}}{|\vec{p}_{son}|}, \quad \vec{e}_T = \frac{\vec{p}_\ell \times \vec{p}_{son}}{|\vec{p}_\ell \times \vec{p}_{son}|}, \quad \vec{e}_N = \vec{e}_T \times \vec{e}_L, \quad (3.5)$$

burada, sırasıyla $\vec{p}_\ell$ ve $\vec{p}_{son}$ kütle merkezi çerçevesinde ℓ leptonu ve bozunum sonucu çıkan baryonunun üçlü momentumlarıdır. Baryon boyunca bozunumunun diferansiyel bozunum

genişliği aşağıdaki gibi yazılmaktadır:

$$\frac{d\Gamma(\vec{\xi})}{d\hat{s}}(\hat{s}) = \frac{1}{2} \left(\frac{d\Gamma}{d\hat{s}}(\hat{s}) \right) \left[1 + \left(P_L(\hat{s})\vec{e}_L + P_N(\hat{s})\vec{e}_N + P_T(\hat{s})\vec{e}_T \right) \cdot \vec{\xi} \right], \quad (3.6)$$

burada, $\frac{d\Gamma}{d\hat{s}}(\hat{s})$ sağ el tarafında polarize olmayan durumlar ile ilişkili diferansiyel bozunum oranıdır. Yukarıdaki denklemdeki P_L , P_N ve P_T sırasıyla bozunum sonucu çıkan baryonunun boylamsal, normal ve enine polarizasyonlarını temsil etmektedirler. Bu polarizasyonlar genel olarak aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$P_i(q^2) = \frac{\frac{d\Gamma}{d\hat{s}}(\vec{\xi} = \vec{e}_i) - \frac{d\Gamma}{d\hat{s}}(\vec{\xi} = -\vec{e}_i)}{\frac{d\Gamma}{d\hat{s}}(\vec{\xi} = \vec{e}_i) + \frac{d\Gamma}{d\hat{s}}(\vec{\xi} = -\vec{e}_i)}, \quad (3.7)$$

burada, $i = L, N$ ya da T .

3.2.5. Çift Lepton Polarizasyon Asimetritleri

Bu tezde bir diğer analizi yapılan fiziksel gözlenebilir Çift Lepton Polarizasyon Asimetritleri'dir. Her iki lepton polarizasyonlarının durumunda, çift leptonların durgun çerçevesinde, baryon polarizasyonda olduğu gibi $i = L, T$ ya da N ile ortogonal birim vektörler $s_i^{\pm\mu}$ aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$\begin{aligned} s_L^{-\mu} &= (0, \vec{e}_L^-) = \left(0, \frac{\vec{p}_-}{|\vec{p}_-|} \right), \\ s_N^{-\mu} &= (0, \vec{e}_N^-) = \left(0, \frac{\vec{p}_{son} \times \vec{p}_-}{|\vec{p}_{son} \times \vec{p}_-|} \right), \\ s_T^{-\mu} &= (0, \vec{e}_T^-) = (0, \vec{e}_N^- \times \vec{e}_L^-), \\ s_L^{+\mu} &= (0, \vec{e}_L^+) = \left(0, \frac{\vec{p}_+}{|\vec{p}_+|} \right), \\ s_N^{+\mu} &= (0, \vec{e}_N^+) = \left(0, \frac{\vec{p}_{son} \times \vec{p}_+}{|\vec{p}_{son} \times \vec{p}_+|} \right), \\ s_T^{+\mu} &= (0, \vec{e}_T^+) = (0, \vec{e}_N^+ \times \vec{e}_L^+), \end{aligned} \quad (3.8)$$

burada $\vec{p}_\pm$ ve $\vec{p}_{son}$, sırasıyla $\ell^\pm$ leptonunun ve bozunum sonucu çıkan baryonun üçlü momentumlarıdır. Lorentz Boost'dan yardım alınarak, bu birim vektörler, leptonların

durgun çerçevesinden, onların kütle merkezi çerçevesine boylamsal yön boyunca dönüştürülmektedir. $s_L^{\pm\mu}$ birim vektörler için sonuç olarak,

$$\left(s_L^{\mp\mu}\right)_{CM} = \left(\frac{|\vec{p}_{\mp}|}{m_\ell}, \frac{E_\ell \vec{p}_{\mp}}{m_\ell |\vec{p}_{\mp}|}\right), \quad (3.9)$$

elde edilmiştir. Burada, $\vec{p}_+ = -\vec{p}_-$; sırasıyla E_ℓ ve m_ℓ kütle merkezi çerçevesinde leptonların enerjisi ve kütleleridir. Kalan iki birim vektörler ise, $s_N^{\pm\mu}$, $s_T^{\pm\mu}$ göz önüne alınan dönüşüm altında değişmeden kalmaktadır. Çift Lepton Polarizasyon Asimetrisi aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$P_{ij}(\hat{s}) = \frac{\left(\frac{d\Gamma(\vec{s}_i^-, \vec{s}_j^+)}{d\hat{s}} - \frac{d\Gamma(-\vec{s}_i^-, \vec{s}_j^+)}{d\hat{s}}\right) - \left(\frac{d\Gamma(\vec{s}_i^-, -\vec{s}_j^+)}{d\hat{s}} - \frac{d\Gamma(-\vec{s}_i^-, -\vec{s}_j^+)}{d\hat{s}}\right)}{\left(\frac{d\Gamma(\vec{s}_i^-, \vec{s}_j^+)}{d\hat{s}} + \frac{d\Gamma(-\vec{s}_i^-, \vec{s}_j^+)}{d\hat{s}}\right) + \left(\frac{d\Gamma(\vec{s}_i^-, -\vec{s}_j^+)}{d\hat{s}} + \frac{d\Gamma(-\vec{s}_i^-, -\vec{s}_j^+)}{d\hat{s}}\right)}. \quad (3.10)$$

3.3. STANDART MODEL VE BİR BOYUTLU EVRENSSEL EKSTRA BOYUT SENARYOLARINDA $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ BOZUNUMU

2011 yılında, Fermilab Hızlandırıcı Laboratuvarı'ndaki CDF II dedektöründe, $\sqrt{s} = 1.96$ TeV değerindeki kütle merkezi enerjisinde 24 sinyalle yapılan olaylarda, 5.8σ 'lık bir güvenilirlik seviyesi ile baryonik FCNC $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunumunun ilk gözlemlenmesi gerçekleştirilmiştir [30]. Yapılan gözlemler sonucunda muon kanalı için $[1.73 \pm 0.42(stat) \pm 0.55(syst)] \times 10^{-6}$ [30] değerinde bir dallanma oranı bulunmuştur. Benzer şekilde, CERN'deki LHCb Deneyi'nde de bu bozunum kanalı çalışılmıştır. Bu bozunum kanalının gözlenmesi, LHCb dedektöründe $\sqrt{s} = 7$ TeV'lik kütle merkezi enerjisinde, 1.0 fb^{-1} değerinde bir integrale edilmiş ışınılıkta toplanmış 78 ± 12 değerindeki bir sinyal ürünü ile gerçekleşmiştir. Muon kanalı için dallanma oranı değerini $[0.96 \pm 0.16(stat) \pm 0.13(syst) \pm 0.21(norm)] \times 10^{-6}$ olarak bulmuşlardır [31, 115]. Baryonik sektörde, bu bozunum kanalında yapılan ilk FCNC gözlemi olarak bu sonuçlar, hem deneysel hem de bu alanda yapılmış teorik çalışmaları teşvik etmiştir. Deneysel veriler ile ilgili fiziksel gözlenebilirler üzerine teorik ve fenomenolojik tahminlerin karşılaştırılması, katılan parçacıkların iç yapısı, güçlü etkileşmeler, SM'nin diğer parametreleri ve NP etkileri hakkında değerli bilgiler vermektedir. Aynı zamanda yapılmış

olan bu karşılaştırmalar, BSM’de pek çok NP senaryolarının varlığındaki parametrelere sınırlar koyabilmektedir.

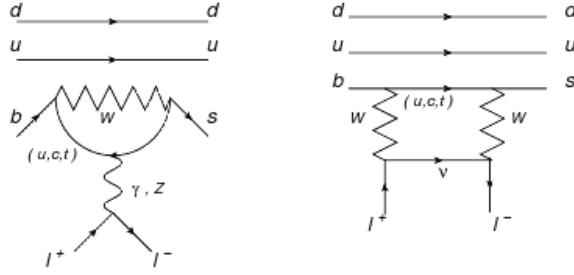
Bu çalışmada, SM’de ve tek bir kompakt boyutun varlığındaki UED senaryolarında, FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu analiz edilmektedir. FCNC geçişleri, NP etkileri olarak ED’lerin ve Kaluza-Klein (KK) parçacıklarının dolaylı yollar ile araştırılması için çok önemli bir çalışma alanı sağlamaktadır. Daha önce, ED’lerin kompaktifikasyon ölçeği $1/R$ ve KK modlarının kütleleri üzerinde sınırlamalar yalnızca mezonik sektörde teorik öngörüler ile fiziksel gözlenebilirler üzerinde deneysel verilerin karşılaştırılması vasıtasıyla gerçekleştirilmiştir. Belirtilen gelişmeler ile birlikte, şimdi baryonik FCNC bozunum kanallarında da bu parametreler hakkında bilgi alabilmek mümkün olmaktadır.

Gelecekteki deneysel çalışmaların gündeminde olabileceği düşünülen, UED modelinde baryonik $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının çalışılması önem teşkil etmektedir. Bu kanalda, temel olarak tam teoride Işık Koni QCD toplam kuralları ile hesaplanmış parametreler olan yapı faktörleri kullanılmaktadır. Bu kanalda, kaynak [116]’da hesaplanmış olan dallanma oranı mertebesi LHC’de bu bozunum kanalına ulaşılabilir olduğunu göstermiştir. Göz önüne alınan bozunum kanalı ile ilişkili pek çok fiziksel gözlenebilirin hesaplanması için; düşük enerjili etkin Hamiltonyen’e girilen geçiş yapı faktörleri kullanılmaktadır. Özellikle, dallanma oranı, ileri-geri yön asimetrisi, baryon polarizasyonları ve çift lepton polarizasyon asimetrisi gibi gözlenebilirler hem SM hem de UED modellerinde hesaplanmaktadır. Aynı zamanda, bu iki model aracılığıyla hesaplanan fiziksel gözlenebilir nicelikler, elde edilen sonuçlar ile karşılaştırılmaktadır. UED model mezonik sektörde de temel olarak pek çok kanalda hesaplanmıştır (Örnekler için bakınız [15–29]).

3.3.1. Standart Model ve Evrensel Ekstra Boyut Modellerinde $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ için Etkin Hamiltonyen, Geçiş Matris Elemanları ve Yapı Faktörleri

Σ_b ve Σ baryonlarının kuark yapıları sırasıyla (u, d, b) ve (u, d, s) olarak bilinmektedir. Dolayısıyla, göz önüne alınan bu bozunum kanalı SM’de ilmek seviyesinde Şekil 3.1’de görülen elektrozayıf penguin ve zayıf kutu diyagramları tarafından $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişi ile temsil edilmektedir.

Bu diyagramlar göz önüne alındığında, $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişi için H^{eff} ifadesi genel olarak



Şekil 3.1: SM'de $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için temsili penguen ve kutu diyagramları.

aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$H_{eff} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb}^* V_{ts} \sum_{i=1}^{10} C_i(\mu) O_i(\mu). \quad (3.11)$$

Burada, $O_i(\mu)$ ($i = 1, \dots, 10$) yarıleptonik operatörler ve $C_i(\mu)$ μ enerji ölçeğinde ilgili Wilson katsayılarıdır. Bu operatörlerin ve katsayıların açık ifadeleri [52, 117–128] kaynaklarında verilmektedir. Üst kuark katkısıyla karşılaştırıldığında u ve c kuarklarının katkıları ihmal edilebilir ve $m_s = 0$ olarak ayarlanabilir. Aynı zamanda, O_7 , O_9 ve O_{10} isimli üç operatöre işlemler indirgenebilir.

İlmek seviyesinde $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişi ile temsil edilen FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ sürecinin etkin Hamiltonyen'i aşağıdaki gibi yazılmaktadır [52, 129–131]:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{eff} = & \frac{G_F \alpha_{em} V_{tb} V_{ts}^*}{2\sqrt{2}\pi} \left[C_9^{eff} \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell + C_{10} \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell \right. \\ & \left. - 2m_b C_7^{eff} \frac{1}{q^2} \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell \right]. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Burada; G_F Fermi zayıf çiftlenim sabiti, V_{ij} CKM matris elemanları, α_{em} ince yapı sabiti; ve C_7^{eff} , C_9^{eff} ve C_{10} Wilson katsayılarıdır. Göz önüne alınan hadronik bozunum kanalının geçiş genliği,

$$\mathcal{M} = \langle \Sigma(p) | \mathcal{H}^{eff} | \Sigma_b(p+q) \rangle. \quad (3.13)$$

olarak tanımlanmaktadır. Bu işlemin sonucu olarak, geçiş yapı faktörleri bakımından

parametrize edilen geçiş matris elemanları aşağıdaki gibi yazılabilmektedir:

$$\begin{aligned} \langle \Sigma(p) | \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b | \Sigma_b(p+q) \rangle &= \bar{u}_\Sigma(p) \left[\gamma_\mu f_1(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2(q^2) + q^\mu f_3(q^2) \right. \\ &\quad \left. - \gamma_\mu \gamma_5 g_1(q^2) - i \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2(q^2) - q^\mu \gamma_5 g_3(q^2) \right] \\ &\quad \times u_{\Sigma_b}(p+q), \end{aligned} \quad (3.14)$$

ve,

$$\begin{aligned} \langle \Sigma(p) | \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 + \gamma_5) b | \Sigma_b(p+q) \rangle &= \bar{u}_\Sigma(p) \left[\gamma_\mu f_1^T(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2^T(q^2) \right. \\ &\quad \left. + q^\mu f_3^T(q^2) + \gamma_\mu \gamma_5 g_1^T(q^2) \right. \\ &\quad \left. + i \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2^T(q^2) + q^\mu \gamma_5 g_3^T(q^2) \right] \\ &\quad \times u_{\Sigma_b}(p+q). \end{aligned} \quad (3.15)$$

Burada, $f_i^{(T)}$ ve $g_i^{(T)}$ ($i = 1, 2, 3$) yapı faktörleri; ve u_{Σ_b} ve u_Σ sırasıyla Σ_b ve Σ baryonlarının spinörleridir. $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum süreci analizinde, temel giriş parametreleri olarak kullanılan bu yapı faktörleri, [116]'de, ışık koni QCD toplam kuralları ile tam QCD'de hesaplanmıştır. Tam QCD, Ağır Kuark Etkin Teorisi'nin (Heavy Quark Effective Theory-HQET) limitine benzer herhangi bir yaklaşım olmaksızın QCD'nin tam teorisi anlamına gelmektedir. Geçiş yapı faktörlerinin fit fonksiyonu aşağıdaki gibi verilmektedir.

$$f_i^{(T)}(q^2)[g_i^{(T)}(q^2)] = \frac{a}{(1 - \frac{q^2}{m_{fii}^2})} + \frac{b}{(1 - \frac{q^2}{m_{fii}^2})^2}, \quad (3.16)$$

burada fit parametreleri olan a , b ve m_{fii} Tablo 3.3'de sunulmaktadır.

Yapı (form) faktörü hakkında kısa bir bilgi verilecek olursa, belli bir parçacık etkileşmesinin özelliklerini veren bir fonksiyonu temsil etmektedir denilebilir. Bu fonksiyonu temsil eden geçiş yapı faktörlerinin hesaplanması için, bazı pertürbatif olmayan yaklaşımlara ihtiyaç vardır. Kuark Modeli, Örgü (Lattice) QCD, QCD Toplam Kuralları, büyük enerjili ve etkin Ağır Kuark Teorileri gibi çeşitli yöntemler yapı faktörü hesaplarının yapılabilmesi için kullanılmaktadır. Bu yaklaşımlar arasında, QCD Lagranjiyen temeline dayandığından dolayı QCD Toplam Kuralları özel bir yere sahiptir.

Tablo 3.3: $q^2 = 0$ 'da yapı faktörlerinin değerleri ile birlikte $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için tam teoride $f_1, f_2, f_3, g_1, g_2, g_3, f_1^T, f_2^T, f_3^T, g_1^T, g_2^T$ ve g_3^T yapı faktörlerinin fit fonksiyonlarında belirlenmiş parametrelerdir [116].

	a	b	m_{fit}	$q^2 = 0$
f_1	-0.035	0.13	5.1	0.095 ± 0.017
f_2	0.026	-0.081	5.2	-0.055 ± 0.012
f_3	0.013	-0.065	5.3	-0.052 ± 0.016
g_1	-0.031	0.15	5.3	0.12 ± 0.03
g_2	0.015	-0.040	5.3	-0.025 ± 0.008
g_3	0.012	-0.047	5.4	-0.035 ± 0.009
f_1^T	1.0	-1.0	5.4	0.0 ± 0.0
f_2^T	-0.29	0.42	5.4	0.13 ± 0.04
f_3^T	-0.24	0.41	5.4	0.17 ± 0.05
g_1^T	0.45	-0.46	5.4	-0.010 ± 0.003
g_2^T	0.031	0.055	5.4	0.086 ± 0.024
g_3^T	-0.011	-0.18	5.4	-0.19 ± 0.06

Dolayısıyla, QCD toplam kuralları yöntemi, hadron fiziğinde geniş bir yelpazede başarılı bir şekilde uygulanmaktadır. QCD Toplam kuralları ile hesaplanan bu geçiş yapı faktörleri, hem başlangıç ve son durum hadronlarının kuarkları arasında güçlü etkileşmenin dinamiğine hem de FCNC bozunumlarını içeren hadronların yapısına bağlıdır [132].

3.3.2. Standart Model ve Bir Boyutlu Evrensel Ekstra Boyut Modellerinde Wilson Katsayıları

Etkin Hamiltonyen, geçiş genliği ve matris elemanları hakkında yukarıda verilen açıklamaların ardından, SM ve UED modelleri arasındaki temel farklılıkların kaynağı konusunda bilgi vermek gerekmektedir. İki model arasındaki böyle farklılıklar etkin Hamiltonyen'e girilen Wilson katsayılarına aittir. Kısaca Wilson katsayısı, μ ölçeğinin üstünde kısa mesafe fiziği hakkında tüm bilgiyi içeren fonksiyonlar olarak tanımlanmaktadır.

Daha öncede belirtildiği gibi, UED modellerindeki KK parçacıkları yığın içinde hem kendi içlerinde hem de SM parçacıkları ile etkileşim halindedirler. Bu etkileşimden dolayı, etkin Hamiltonyen'in yapısı değişmeden kalıyor iken, Wilson katsayılarının SM versiyonları değişikliğe uğramaktadır. UED senaryolarında her Wilson katsayısı bir SM $F_0(x_t)$ parçası ve yeni etkileşimlerden gelen ek bir $F_n(x_t, x_n)$ periyodik fonksiyonlar bakımından tanımlanmaktadır:

$$F(x_t, 1/R) = F_0(x_t) + \sum_{n=1}^{\infty} F_n(x_t, x_n). \quad (3.17)$$

Burada, $x_t = \frac{m_t^2}{m_W^2}$, $x_n = \frac{m_n^2}{m_W^2}$ ve $m_n = \frac{n}{R}$. Aynı zamanda, m_t , m_W ve m_n sırasıyla top kuark, W bozonu ve KK parçacıklarının (sıfır olmayan modlar) kütleleridir. C_7^{eff} , C_9^{eff} ve C_{10} Wilson katsayıları hem SM hem de tek bir ED'nin varlığında UED modellerinde hesaplanmıştır [15, 16, 117, 118, 127].

- $4m_l^2 \leq q^2 \leq (m_{\Sigma_b} - m_{\Sigma})^2$ ve kompaktifikasyon ölçeği ile $\hat{s}' = \frac{q^2}{m_b^2}$ 'nin fonksiyonu olan C_9^{eff} aşağıdaki gibi verilmektedir.

$$\begin{aligned} C_9^{eff}(\hat{s}', 1/R) = & C_9^{NDR}(1/R)\eta(\hat{s}') + h(z, \hat{s}')(3C_1 + C_2 + 3C_3 + C_4 \\ & + 3C_5 + C_6) - \frac{1}{2}h(1, \hat{s}')(4C_3 + 4C_4 + 3C_5 + C_6) \\ & - \frac{1}{2}h(0, \hat{s}')(C_3 + 3C_4) + \frac{2}{9}(3C_3 + C_4 + 3C_5 + C_6), \end{aligned} \quad (3.18)$$

burada,

$$\eta(\hat{s}') = 1 + \frac{\alpha_s(\mu_b)}{\pi} \omega(\hat{s}'), \quad (3.19)$$

ile

$$\begin{aligned} \omega(\hat{s}') = & -\frac{2}{9}\pi^2 - \frac{4}{3}\text{Li}_2(\hat{s}') - \frac{2}{3}\ln\hat{s}'\ln(1-\hat{s}') - \frac{5+4\hat{s}'}{3(1+2\hat{s}')}\ln(1-\hat{s}') - \\ & \frac{2\hat{s}'(1+\hat{s}')(1-2\hat{s}')}{3(1-\hat{s}')^2(1+2\hat{s}')} \ln\hat{s}' + \frac{5+9\hat{s}'-6\hat{s}'^2}{6(1-\hat{s}')(1+2\hat{s}')}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

ve

$$\alpha_s(x) = \frac{\alpha_s(m_Z)}{1 - \beta_0 \frac{\alpha_s(m_Z)}{2\pi} \ln(\frac{m_Z}{x})}. \quad (3.21)$$

Burada, $\alpha_s(m_Z) = 0.118$ ve $\beta_0 = \frac{23}{3}$ değerlerini almaktadır.

μ_b ölçeğinde,

$$C_j = \sum_{i=1}^8 k_{ji} \eta^{a_i} \quad (j = 1, \dots, 6), \quad (3.22)$$

burada

$$\eta = \frac{\alpha_s(\mu_W)}{\alpha_s(\mu_b)}, \quad (3.23)$$

$$a_i = \left(\frac{14}{23}, \frac{16}{23}, \frac{6}{23}, -\frac{12}{23}, 0.4086, -0.4230, -0.8994, 0.1456 \right), \quad (3.24)$$

ve

$$\begin{aligned} k_{1i} &= \left(0, 0, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 0, 0, 0, 0 \right), \\ k_{2i} &= \left(0, 0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0, 0, 0, 0 \right), \\ k_{3i} &= \left(0, 0, -\frac{1}{14}, \frac{1}{6}, 0.0510, -0.1403, -0.0113, 0.0054 \right), \\ k_{4i} &= \left(0, 0, -\frac{1}{14}, -\frac{1}{6}, 0.0984, 0.1214, 0.0156, 0.0026 \right), \\ k_{5i} &= \left(0, 0, 0, 0, -0.0397, 0.0117, -0.0025, 0.0304 \right), \\ k_{6i} &= \left(0, 0, 0, 0, 0.0335, 0.0239, -0.0462, -0.0112 \right). \end{aligned} \quad (3.25)$$

$h(y, \hat{s}')$ fonksiyonu,

$$h(y, \hat{s}') = -\frac{8}{9} \ln \frac{m_b}{\mu_b} - \frac{8}{9} \ln y + \frac{8}{27} + \frac{4}{9} x - \frac{2}{9} (2+x) |1-x|^{1/2} \begin{cases} \left(\ln \left| \frac{\sqrt{1-x}+1}{\sqrt{1-x}-1} \right| - i\pi \right), & x \equiv \frac{4z^2}{\hat{s}'} < 1 \text{ için} \\ 2 \arctan \frac{1}{\sqrt{x-1}}, & x \equiv \frac{4z^2}{\hat{s}'} > 1 \text{ için,} \end{cases} \quad (3.26)$$

olarak verilmektedir. Burada, $y = 1$ ya da $y = z = \frac{m_c}{m_b}$ ve,

$$h(0, \hat{s}') = \frac{8}{27} - \frac{8}{9} \ln \frac{m_b}{\mu_b} - \frac{4}{9} \ln \hat{s}' + \frac{4}{9} i\pi. \quad (3.27)$$

Denklem (3.18)'deki $C_9^{NDR}(1/R)$ ifadesi aşağıdaki gibi temsil edilmektedir. Bu ifade,

$$C_9^{NDR}(1/R) = P_0^{NDR} + \frac{Y(x_t, 1/R)}{\sin^2 \theta_W} - 4Z(x_t, 1/R) + P_E E(x_t, 1/R), \quad (3.28)$$

olarak verilmektedir. Burada, $P_0^{NDR} = 2.60 \pm 0.25$, $\sin^2 \theta_W = 0.23$ [117, 127] ve Saf Boyutlu Düzenlileştirme (Naive Dimensional Regularization-NDR) kullanılarak kısaltılmaktadır. P_E 'nin küçük olması sebebiyle, Denklem (3.28) ifadesindeki son terim ihmal edilir ve son kalan $Y(x_t, 1/R)$ ve $Z(x_t, 1/R)$ fonksiyonları aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$Y(x_t, 1/R) = Y_0^{SM}(x_t) + \sum_{n=1}^{\infty} C_n(x_t, x_n), \quad (3.29)$$

burada

$$Y_0^{SM}(x_t) = \frac{x_t}{8} \left[\frac{x_t - 4}{x_t - 1} + \frac{3x_t}{(x_t - 1)^2} \ln x_t \right], \quad (3.30)$$

ve

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_n(x_t, x_n) = \frac{x_t(7-x_t)}{16(x_t-1)} - \frac{\pi m_W R x_t}{16(x_t-1)^2} [3(1+x_t)J(R, -1/2) + (x_t-7)J(R, 1/2)] . \quad (3.31)$$

ile

$$J(R, \alpha) = \int_0^1 dy y^\alpha [\coth(\pi m_W R \sqrt{y}) - x_t^{1+\alpha} \coth(\pi m_t R \sqrt{y})] . \quad (3.32)$$

Burada $Z(x_t, 1/R)$ fonksiyonu

$$Z(x_t, 1/R) = Z_0^{SM}(x_t) + \sum_{n=1}^{\infty} C_n(x_t, x_n) , \quad (3.33)$$

olarak tanımlanmaktadır. Aynı zamanda,

$$Z_0^{SM}(x_t) = \frac{18x_t^4 - 163x_t^3 + 259x_t^2 - 108x_t}{144(x_t-1)^3} + \left[\frac{32x_t^4 - 38x_t^3 - 15x_t^2 + 18x_t}{72(x_t-1)^4} - \frac{1}{9} \right] \ln x_t . \quad (3.34)$$

- Wilson katsayısı C_{10} aşağıdaki gibi yazılabilmektedir:

$$C_{10}(1/R) = -\frac{Y(x_t, 1/R)}{\sin^2 \theta_W} . \quad (3.35)$$

- Son olarak, logaritma yaklaşımı ile $1/R$ 'ye bağlı $C_7^{eff}(1/R)$ Wilson katsayısı,

$$C_7^{eff}(\mu_b, 1/R) = \eta^{\frac{16}{23}} C_7(\mu_W, 1/R) + \frac{8}{3} \left(\eta^{\frac{14}{23}} - \eta^{\frac{16}{23}} \right) C_8(\mu_W, 1/R) + C_2(\mu_W) \sum_{i=1}^8 h_i \eta^{a_i} , \quad (3.36)$$

olarak verilmektedir. Burada,

$$C_2(\mu_W) = 1 , \quad (3.37)$$

$$C_7(\mu_W, 1/R) = -\frac{1}{2}D'(x_t, 1/R) , \quad (3.38)$$

$$C_8(\mu_W, 1/R) = -\frac{1}{2}E'(x_t, 1/R) . \quad (3.39)$$

$D'(x_t, 1/R)$ ve $E'(x_t, 1/R)$ fonksiyonları aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$D'(x_t, 1/R) = D_0'^{SM}(x_t) + \sum_{n=1}^{\infty} D_n'(x_t, x_n), \quad (3.40)$$

$$E'(x_t, 1/R) = E_0'^{SM}(x_t) + \sum_{n=1}^{\infty} E_n'(x_t, x_n) , \quad (3.41)$$

burada $D_0'^{SM}(x_t)$ ve $E_0'^{SM}(x_t)$ ifadeleri

$$D_0'^{SM}(x_t) = -\frac{(8x_t^3 + 5x_t^2 - 7x_t)}{12(1-x_t)^3} + \frac{x_t^2(2-3x_t)}{2(1-x_t)^4} \ln x_t , \quad (3.42)$$

$$E_0'^{SM}(x_t) = -\frac{x_t(x_t^2 - 5x_t - 2)}{4(1-x_t)^3} + \frac{3x_t^2}{2(1-x_t)^4} \ln x_t , \quad (3.43)$$

ve KK katkılarını temsil eden fonksiyonlar,

$$\begin{aligned}
\sum_{n=1}^{\infty} D'_n(x_t, x_n) &= \frac{x_t[37 - x_t(44 + 17x_t)]}{72(x_t - 1)^3} \\
&+ \frac{\pi m_W R}{12} \left[\int_0^1 dy (2y^{1/2} + 7y^{3/2} + 3y^{5/2}) \coth(\pi m_W R \sqrt{y}) \right. \\
&- \frac{x_t(2 - 3x_t)(1 + 3x_t)}{(x_t - 1)^4} J(R, -1/2) \\
&- \frac{1}{(x_t - 1)^4} \{x_t(1 + 3x_t) + (2 - 3x_t)[1 - (10 - x_t)x_t]\} J(R, 1/2) \\
&- \frac{1}{(x_t - 1)^4} [(2 - 3x_t)(3 + x_t) + 1 - (10 - x_t)x_t] J(R, 3/2) \\
&\left. - \frac{(3 + x_t)}{(x_t - 1)^4} J(R, 5/2) \right], \tag{3.44}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sum_{n=1}^{\infty} E'_n(x_t, x_n) &= \frac{x_t[17 + (8 - x_t)x_t]}{24(x_t - 1)^3} \\
&+ \frac{\pi m_W R}{4} \left[\int_0^1 dy (y^{1/2} + 2y^{3/2} - 3y^{5/2}) \coth(\pi m_W R \sqrt{y}) \right. \\
&- \frac{x_t(1 + 3x_t)}{(x_t - 1)^4} J(R, -1/2) \\
&+ \frac{1}{(x_t - 1)^4} [x_t(1 + 3x_t) - 1 + (10 - x_t)x_t] J(R, 1/2) \\
&- \frac{1}{(x_t - 1)^4} [(3 + x_t) - 1 + (10 - x_t)x_t] J(R, 3/2) \\
&\left. + \frac{(3 + x_t)}{(x_t - 1)^4} J(R, 5/2) \right], \tag{3.45}
\end{aligned}$$

olarak verilmektedir. Denklem (3.36)'daki h_i katsayıları aşağıdaki ifadeler ile temsil edilmektedir [117, 127]:

$$h_i = (2.2996, -1.0880, -\frac{3}{7}, -\frac{1}{14}, -0.6494, -0.0380, -0.0186, -0.0057). \tag{3.46}$$

3.3.3. Diferansiyel Bozunum Genişliği ve Dallanma Oranı

$1/R$ 'ye bağlı çift diferansiyel bozunum oranı aşağıdaki gibi elde edilmektedir [22, 133, 134]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}, 1/R) &= \frac{G_F^2 \alpha_{em}^2 m_{\Sigma_b}}{16384\pi^5} |V_{tb}V_{ts}^*|^2 v \sqrt{\lambda} \left[\mathcal{T}_0(\hat{s}, 1/R) \right. \\ &\quad \left. + \mathcal{T}_1(\hat{s}, 1/R)z + \mathcal{T}_2(\hat{s}, 1/R)z^2 \right], \end{aligned} \quad (3.47)$$

burada, $\hat{s} = \frac{q^2}{m_{\Sigma_b}^2}$, $z = \cos \theta$; ve θ simgesi leptonların kütle merkezinde l^+ leptonu ve Σ_b baryonunun momentumları arasındaki açıyı ifade etmektedir. Aynı zamanda, $\lambda = \lambda(1, r, \hat{s}) = (1 - r - \hat{s})^2 - 4r\hat{s}$, klasik üçgen fonksiyonu; $v = \sqrt{1 - \frac{4m_\ell^2}{q^2}}$, lepton hızı; ve $r = m_\Sigma^2/m_{\Sigma_b}^2$ şeklinde tanımlanmaktadır.

$\mathcal{T}_i(\hat{s}, 1/R)$ fonksiyonları aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_0(\hat{s}, 1/R) &= 32m_\ell^2 m_{\Sigma_b}^4 \hat{s}(1 + r - \hat{s}) \left(|D_3|^2 + |E_3|^2 \right) \\ &\quad + 64m_\ell^2 m_{\Sigma_b}^3 (1 - r - \hat{s}) \text{Re}[D_1^* E_3 + D_3 E_1^*] \\ &\quad + 64m_{\Sigma_b}^2 \sqrt{r} (6m_\ell^2 - m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}) \text{Re}[D_1^* E_1] \\ &\quad + 64m_\ell^2 m_{\Sigma_b}^3 \sqrt{r} \left(2m_{\Sigma_b} \hat{s} \text{Re}[D_3^* E_3] + (1 - r + \hat{s}) \text{Re}[D_1^* D_3 + E_1^* E_3] \right) \\ &\quad + 32m_{\Sigma_b}^2 (2m_\ell^2 + m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}) \left\{ (1 - r + \hat{s}) m_{\Sigma_b} \sqrt{r} \text{Re}[A_1^* A_2 + B_1^* B_2] \right. \\ &\quad \left. - m_{\Sigma_b} (1 - r - \hat{s}) \text{Re}[A_1^* B_2 + A_2^* B_1] - 2\sqrt{r} \left(\text{Re}[A_1^* B_1] + m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} \text{Re}[A_2^* B_2] \right) \right\} \\ &\quad + 8m_{\Sigma_b}^2 \left\{ 4m_\ell^2 (1 + r - \hat{s}) + m_{\Sigma_b}^2 \left[(1 - r)^2 - \hat{s}^2 \right] \right\} \left(|A_1|^2 + |B_1|^2 \right) \\ &\quad + 8m_{\Sigma_b}^4 \left\{ 4m_\ell^2 \left[\lambda + (1 + r - \hat{s}) \hat{s} \right] + m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} \left[(1 - r)^2 - \hat{s}^2 \right] \right\} \left(|A_2|^2 + |B_2|^2 \right) \\ &\quad - 8m_{\Sigma_b}^2 \left\{ 4m_\ell^2 (1 + r - \hat{s}) - m_{\Sigma_b}^2 \left[(1 - r)^2 - \hat{s}^2 \right] \right\} \left(|D_1|^2 + |E_1|^2 \right) \\ &\quad + 8m_{\Sigma_b}^5 \hat{s} v^2 \left\{ -8m_{\Sigma_b} \hat{s} \sqrt{r} \text{Re}[D_2^* E_2] + 4(1 - r + \hat{s}) \sqrt{r} \text{Re}[D_1^* D_2 + E_1^* E_2] \right. \\ &\quad \left. - 4(1 - r - \hat{s}) \text{Re}[D_1^* E_2 + D_2^* E_1] + m_{\Sigma_b} \left[(1 - r)^2 - \hat{s}^2 \right] \left(|D_2|^2 + |E_2|^2 \right) \right\}, \end{aligned} \quad (3.48)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{T}_1(\hat{s}, 1/R) = & -16m_{\Lambda_b}^4 \hat{s} v \sqrt{\lambda} \left\{ 2\text{Re}(A_1^* D_1) - 2\text{Re}(B_1^* E_1) \right. \\
& + 2m_{\Lambda_b} \text{Re}(B_1^* D_2 - B_2^* D_1 + A_2^* E_1 - A_1^* E_2) \left. \right\} \\
& + 32m_{\Lambda_b}^5 \hat{s} v \sqrt{\lambda} \left\{ m_{\Lambda_b} (1-r) \text{Re}(A_2^* D_2 - B_2^* E_2) \right. \\
& + \sqrt{r} \text{Re}(A_2^* D_1 + A_1^* D_2 - B_2^* E_1 - B_1^* E_2) \left. \right\}, \tag{3.49}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{T}_2(\hat{s}, 1/R) = & -8m_{\Sigma_b}^4 v^2 \lambda \left(|A_1|^2 + |B_1|^2 + |D_1|^2 + |E_1|^2 \right) \\
& + 8m_{\Sigma_b}^6 \hat{s} v^2 \lambda \left(|A_2|^2 + |B_2|^2 + |D_2|^2 + |E_2|^2 \right), \tag{3.50}
\end{aligned}$$

burada,

$$\begin{aligned}
A_1 &= \frac{1}{q^2} (f_1^T + g_1^T) \left(-2m_b C_7^{eff}(1/R) \right) + (f_1 - g_1) C_9^{eff}(\hat{s}, 1/R) \\
A_2 &= A_1 (1 \rightarrow 2), \\
A_3 &= A_1 (1 \rightarrow 3), \\
B_1 &= A_1 (g_1 \rightarrow -g_1; g_1^T \rightarrow -g_1^T), \\
B_2 &= B_1 (1 \rightarrow 2), \\
B_3 &= B_1 (1 \rightarrow 3), \\
D_1 &= (f_1 - g_1) C_{10}(1/R), \\
D_2 &= D_1 (1 \rightarrow 2), \\
D_3 &= D_1 (1 \rightarrow 3), \\
E_1 &= D_1 (g_1 \rightarrow -g_1), \\
E_2 &= E_1 (1 \rightarrow 2), \\
E_3 &= E_1 (1 \rightarrow 3), \tag{3.51}
\end{aligned}$$

Denklem (3.47)'nin z üzerinden $[-1, 1]$ aralığında integrali alınırsa, $1/R$ 'ye bağlı diferansiyel bozunum oranı yalnızca $\hat{s}$ 'a bağlı olarak aşağıdaki gibi elde edilmektedir:

$$\frac{d\Gamma}{d\hat{s}}(\hat{s}, 1/R) = \frac{G_F^2 \alpha_{em}^2 m_{\Sigma_b}}{8192\pi^5} |V_{tb} V_{ts}^*|^2 v \sqrt{\lambda} \left[\mathcal{T}_0(\hat{s}, 1/R) + \frac{1}{3} \mathcal{T}_2(\hat{s}, 1/R) \right]. \quad (3.52)$$

$1/R$ 'ye bağılı dallanma oranını elde edebilmek için, yukarıdaki denklemin $\frac{4m_\ell^2}{m_{\Sigma_b}^2} \leq \hat{s} \leq (1 - \sqrt{r})^2$ aralığında $\hat{s}$ üzerinden integralinin alınması ve Σ_b baryonunun yaşam ömrünün elde edilen sonuç ile çarpılması gerekmektedir. Σ_b baryonunun yaşam ömrü tam olarak bilinmediğinden dolayı, bu değer b baryon (Λ_b , Ξ_b , Σ_b , Ω_b) karışımının yaşam ömrü ile aynı alınabilmektedir.

Aynı zamanda, dallanma oranı ve diğer gözlenebilir niceliklerin nümerik olarak analiz edilebilmesi için bazı nümerik değerlere ihtiyaç vardır. Kullanılan bazı nümerik değerler Tablo 3.4 ve 3.5'de görüldüğü gibidir.

Tablo 3.4: Temel olarak PDG [105]'den alınan, nümerik analizlerde kullanılmış bazı giriş parametrelerinin değerleri.

Giriş Parametreleri	Sayısal Değerleri
m_W	80.38 GeV
m_Z	91 GeV
m_{Λ_b}	5.619 GeV
m_Λ	1.1156 GeV
m_Σ	1.192 GeV
m_{Σ_b}	5.807 GeV
m_e	0.00051 GeV
m_μ	0.1056 GeV
m_τ	1.776 GeV
μ_b	5 GeV
μ_W	80.4 GeV
μ_0	160 GeV
τ_{Λ_b}	1.425×10^{-12} s
τ_{Σ_b}	1.391×10^{-12} s
$\hbar$	6.582×10^{-25} GeVs
G_F	1.17×10^{-5} GeV ⁻²
α_{em}	1/137
$ V_{tb} V_{ts}^* $	0.041

Literatürde, kuark kütle hesaplarının bir kaç farklı şemada gerçekleştirildiği görülmektedir.

Tablo 3.5: Kuarkların Pole kütle değerleri [105].

Kuarklar	Pole kütle değerleri
m_c	1.46 GeV
m_b	4.8 GeV
m_t	167 GeV

Tezde, $\overline{MS}$ şeması ile hesaplanmış kütleler ve pole kuark kütleleri olmak üzere iki farklı değer dikkate alınmıştır. Elektron gibi gözlenebilir bir parçacık için, propagatördeki kutup konumu parçacığın kütlesi olarak bilinmektedir. QCD’de, bu kuark kütlesi tanımı Pole kütle (Pole mass) olarak adlandırılmaktadır. $\overline{MS}$ şeması ise, QCD pertürbasyon teorisi için en yaygın olarak kullanılan renormalizasyon şemasıdır [135].

Belirtmek gerekir ki bu tezde, UED ve SUSY modellerinde baryonik $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının çalışılmasında Pole kuark kütle değerleri göz önüne alınmıştır. Tezde bir sonraki bölümlerde anlatılacak olan UED5 ve UED6 modellerde analizi yapılmış $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ ışıınımsal sürecinin ve TC2 modelde hesaplanmış $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının analizlerinde ise $\overline{MS}$ şemasındaki kuark kütle değerleri kullanılmıştır. $\overline{MS}$ şemasındaki kütle değerleri Tablo 3.6’da sunulmaktadır.

Tablo 3.6: $\overline{MS}$ şemasında kuark kütlelerinin değerleri [105].

Kuarklar	$\overline{MS}$ şemasındaki kütle değerleri
m_s	$(0.095 \pm 0.005) \text{ GeV}$
m_b	$(4.18 \pm 0.03) \text{ GeV}$
m_t	$160^{+4.8}_{-4.3} \text{ GeV}$

3.3.4. Lepton İleri-Geri Yön Asimetrisi ve Σ Baryon Polarizasyonları

$1/R$ ’ye bağlı Lepton İleri-Geri Yön Asimetrisi ($\mathcal{A}_{FB}$) teknik dilde,

$$\mathcal{A}_{FB}(\hat{s}, 1/R) = \frac{\int_0^1 \frac{d\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}, 1/R) dz - \int_{-1}^0 \frac{d\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}, 1/R) dz}{\int_0^1 \frac{d\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}, 1/R) dz + \int_{-1}^0 \frac{d\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}, 1/R) dz}, \quad (3.53)$$

olarak yazılabilmektedir.

Σ baryon polarizasyonlarını tanımlayabilmek için, onun durgun çerçevesindeki Σ baryon spini boyunca $\vec{\xi}$ birim vektörü bakımından Σ baryon spin dördü vektörünün yazılması gerekmektedir [112–114].

Σ baryon boyunca, $\vec{\xi}$ herhangi bir spin yönü için, $1/R$ 'ye bağlı $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumunun diferansiyel bozunum genişliği aşağıdaki gibi yazılmaktadır:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(\vec{\xi})}{d\hat{s}}(\hat{s}, 1/R) &= \frac{1}{2} \left(\frac{d\Gamma}{d\hat{s}}(\hat{s}, 1/R) \right) \left[1 + \left(P_L(\hat{s}, 1/R) \vec{e}_L \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + P_N(\hat{s}, 1/R) \vec{e}_N + P_T(\hat{s}, 1/R) \vec{e}_T \right) \cdot \vec{\xi} \right], \end{aligned} \quad (3.54)$$

burada, $\frac{d\Gamma}{d\hat{s}}(\hat{s}, 1/R)$ sağ el tarafında, Denklem (3.52)'de tanımlanmış polarize olmayan durumlar ile ilişkili diferansiyel bozunum oranıdır. Yukarıdaki denklemdeki P_L , P_N ve P_T sırasıyla Σ baryonunun boylamsal, normal ve enine polarizasyonlarını temsil etmektedir.

Aşağıdaki tanımlamalarda, Σ baryon polarizasyonlarının daha açık bir şekilde ifadeleri görülmektedir:

$$\begin{aligned} P_L(\hat{s}, 1/R) &= \frac{16m_{\Sigma_b}^2 \sqrt{\lambda}}{\Delta(\hat{s}, 1/R)} \left\{ 8m_\ell^2 m_{\Sigma_b} \left(\text{Re}[D_1^* E_3 - D_3^* E_1] \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \sqrt{r} \text{Re}[D_1^* D_3 - E_1^* E_3] \right) \right. \\ &\quad \left. + 2m_\ell m_{\Sigma_b} (1 + \sqrt{r}) \text{Re}[(D_1 - E_1)^* F_2] \right. \\ &\quad \left. - 2m_\ell m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} \left\{ \text{Re}[(D_3 - E_3)^* F_2] + 2m_\ell (|D_3|^2 - |E_3|^2) \right\} \right. \\ &\quad \left. - 4m_{\Sigma_b} (2m_\ell^2 + m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}) \text{Re}[A_1^* B_2 - A_2^* B_1] \right. \\ &\quad \left. - \frac{4}{3} m_{\Sigma_b}^3 \hat{s} v^2 \left(3\text{Re}[D_1^* E_2 - D_2^* E_1] + \sqrt{r} \text{Re}[D_1^* D_2 - E_1^* E_2] \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{4}{3} m_{\Sigma_b} \sqrt{r} (6m_\ell^2 + m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} v^2) \text{Re}[A_1^* A_2 - B_1^* B_2] \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{3} \left\{ 3[4m_\ell^2 + m_{\Sigma_b}^2 (1 - r + \hat{s})] (|A_1|^2 - |B_1|^2) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 3[4m_\ell^2 - m_{\Sigma_b}^2 (1 - r + \hat{s})] (|D_1|^2 - |E_1|^2) - m_{\Sigma_b}^2 (1 - r - \hat{s}) v^2 \right\} \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{3} \left\{ 3[4m_\ell^2 + m_{\Sigma_b}^2(1-r+\hat{s})](|A_1|^2 - |B_1|^2) \right. \\
& - 3[4m_\ell^2 - m_{\Sigma_b}^2(1-r+\hat{s})](|D_1|^2 - |E_1|^2) - m_{\Sigma_b}^2(1-r-\hat{s})v^2 \\
& \times (|A_1|^2 - |B_1|^2 + |D_1|^2 - |E_1|^2) \Big\} \\
& - \frac{1}{3} m_{\Sigma_b}^2 \{ 12m_\ell^2(1-r) + m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} [3(1-r+\hat{s}) \\
& + v^2(1-r-\hat{s})] \} (|A_2|^2 - |B_2|^2) \\
& - \frac{2}{3} m_{\Sigma_b}^4 \hat{s} (2-2r+\hat{s}) v^2 (|D_2|^2 - |E_2|^2) \Big\} , \tag{3.55}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_N(\hat{s}, 1/R) = & \frac{8\pi m_{\Sigma_b}^3 v \sqrt{\hat{s}}}{\Delta(\hat{s}, 1/R)} \left\{ -2m_{\Sigma_b}(1-r+\hat{s})\sqrt{r} \operatorname{Re}[A_1^* D_1 + B_1^* E_1] \right. \\
& + m_{\Sigma_b}(1-\sqrt{r})[(1+\sqrt{r})^2 - \hat{s}] \left(m_\ell \operatorname{Re}[(A_2 - B_2)^* F_1] \right) \\
& + m_\ell [(1+\sqrt{r})^2 - \hat{s}] \operatorname{Re}[A_1^* F_1] \\
& + 4m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} \sqrt{r} \operatorname{Re}[A_1^* E_2 + A_2^* E_1 + B_1^* D_2 + B_2^* D_1] \\
& - 2m_{\Sigma_b}^3 \hat{s} \sqrt{r} (1-r+\hat{s}) \operatorname{Re}[A_2^* D_2 + B_2^* E_2^*] \\
& + 2m_{\Sigma_b}(1-r-\hat{s}) \left(\operatorname{Re}[A_1^* E_1 + B_1^* D_1] + m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} \operatorname{Re}[A_2^* E_2 + B_2^* D_2] \right) \\
& - m_{\Sigma_b}^2 [(1-r)^2 - \hat{s}^2] \operatorname{Re}[A_1^* D_2 + A_2^* D_1 + B_1^* E_2 + B_2^* E_1] \\
& \left. - m_\ell [(1+\sqrt{r})^2 - \hat{s}] \operatorname{Re}[B_1^* F_1] \right\} , \tag{3.56}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_T(\hat{s}, 1/R) = & -\frac{8\pi m_{\Sigma_b}^3 v \sqrt{\hat{s}} \lambda}{\Delta(\hat{s}, 1/R)} \left\{ m_\ell \left(\operatorname{Im}[(A_1 + B_1)^* F_1] \right) \right. \\
& - m_\ell m_{\Sigma_b} \left[(1+\sqrt{r}) \operatorname{Im}[(A_2 + B_2)^* F_1] \right] \\
& + m_{\Sigma_b}^2 (1-r+\hat{s}) \left(\operatorname{Im}[A_2^* D_1 - A_1^* D_2] - \operatorname{Im}[B_2^* E_1 - B_1^* E_2] \right) \\
& \left. + 2m_{\Sigma_b} \left(\operatorname{Im}[A_1^* E_1 - B_1^* D_1] - m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} \operatorname{Im}[A_2^* E_2 - B_2^* D_2] \right) \right\} , \tag{3.57}
\end{aligned}$$

burada

$$\Delta(\hat{s}, 1/R) = \mathcal{T}_0(\hat{s}, 1/R) + \frac{1}{3} \mathcal{T}_2(\hat{s}, 1/R), \quad (3.58)$$

$$\text{ve } F_1 = g_1 - \sqrt{r} m_{\Sigma_b} g_2, F_2 = m_{\Sigma_b} g_2.$$

3.3.5. Çift Lepton Polarizasyon Asimetritleri

Bu çalışmada bir diğer analizi yapılan konu Çift Lepton Polarizasyon Asimetritleri'dir. Her iki lepton polarizasyonlarının durumunda, çift leptonların durgun çerçevesinde, baryon polarizasyonda olduğu gibi $i = L, T$ ya da N ile ortagonal birim vektörler $s_i^{\pm\mu}$ aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır [26, 136, 137]:

$$\begin{aligned} s_L^{-\mu} &= (0, \vec{e}_L^-) = \left(0, \frac{\vec{p}_-}{|\vec{p}_-|}\right), \\ s_N^{-\mu} &= (0, \vec{e}_N^-) = \left(0, \frac{\vec{p}_\Sigma \times \vec{p}_-}{|\vec{p}_\Sigma \times \vec{p}_-|}\right), \\ s_T^{-\mu} &= (0, \vec{e}_T^-) = (0, \vec{e}_N^- \times \vec{e}_L^-), \\ s_L^{+\mu} &= (0, \vec{e}_L^+) = \left(0, \frac{\vec{p}_+}{|\vec{p}_+|}\right), \\ s_N^{+\mu} &= (0, \vec{e}_N^+) = \left(0, \frac{\vec{p}_\Sigma \times \vec{p}_+}{|\vec{p}_\Sigma \times \vec{p}_+|}\right), \\ s_T^{+\mu} &= (0, \vec{e}_T^+) = (0, \vec{e}_N^+ \times \vec{e}_L^+), \end{aligned} \quad (3.59)$$

burada $\vec{p}_\pm$ ve $\vec{p}_\Sigma$, sırasıyla $\ell^\pm$ leptonunun ve Σ baryonun üçlü momentumlarıdır. Şimdi Lorentz Boost'dan yardım alarak, boylamsal yönü boyunca, leptonların durgun çerçevesinden, onların kütle merkezi çerçevesine bu birim vektörleri dönüştürülmektedir. $s_L^{\pm\mu}$ birim vektörler için sonuç olarak,

$$\left(s_L^{\mp\mu}\right)_{CM} = \left(\frac{|\vec{p}_\mp|}{m_\ell}, \frac{E_\ell \vec{p}_\mp}{m_\ell |\vec{p}_\mp|}\right), \quad (3.60)$$

elde edilmiştir. Burada, $\vec{p}_+ = -\vec{p}_-$; sırasıyla E_ℓ ve m_ℓ kütle merkezi çerçevesinde leptonların enerji ve kütleleridir. Kalan iki birim vektörler ise, $s_N^{\pm\mu}$, $s_T^{\pm\mu}$ göz önüne alınan dönüşüm altında değişmeden kalmaktadır. Genel olarak, $1/R$ 'ye bağlı Çift Lepton

Polarizasyon Asimetripleri aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$P_{ij}(\hat{s}, 1/R) = \frac{\left(\frac{d\Gamma(\vec{s}_i^-, \vec{s}_j^+)}{d\hat{s}} - \frac{d\Gamma(-\vec{s}_i^-, \vec{s}_j^+)}{d\hat{s}} \right) - \left(\frac{d\Gamma(\vec{s}_i^-, -\vec{s}_j^+)}{d\hat{s}} - \frac{d\Gamma(-\vec{s}_i^-, -\vec{s}_j^+)}{d\hat{s}} \right)}{\left(\frac{d\Gamma(\vec{s}_i^-, \vec{s}_j^+)}{d\hat{s}} + \frac{d\Gamma(-\vec{s}_i^-, \vec{s}_j^+)}{d\hat{s}} \right) + \left(\frac{d\Gamma(\vec{s}_i^-, -\vec{s}_j^+)}{d\hat{s}} + \frac{d\Gamma(-\vec{s}_i^-, -\vec{s}_j^+)}{d\hat{s}} \right)}. \quad (3.61)$$

Bu tanımlama kullanılarak, çift lepton polarizasyon asimetriplerinin $1/R$ 'ye bağılı ifadeleri aşağıdaki gibi elde edilebilmektedir:

$$\begin{aligned} P_{LN}(\hat{s}, 1/R) = & \frac{16\pi m_{\Sigma_b}^4 \hat{m}_\ell \sqrt{\lambda}}{\Delta(\hat{s}, 1/R) \sqrt{\hat{s}}} \text{Im} \left\{ (1-r)(A_1^* D_1 + B_1^* E_1) \right. \\ & + m_{\Sigma_b} \hat{s} (A_1^* E_3 - A_2^* E_1 + B_1^* D_3 - B_2^* D_1) \\ & + m_{\Sigma_b} \sqrt{r} \hat{s} (A_1^* D_3 + A_2^* D_1 + B_1^* E_3 + B_2^* E_1) \\ & \left. - m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}^2 (B_2^* E_3 + A_2^* D_3) \right\}, \quad (3.62) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_{LT}(\hat{s}, 1/R) = & \frac{16\pi m_{\Sigma_b}^4 \hat{m}_\ell \sqrt{\lambda} v}{\Delta(\hat{s}, 1/R) \sqrt{\hat{s}}} \text{Re} \left\{ (1-r) (|D_1|^2 + |E_1|^2) \right. \\ & - \hat{s} (A_1 D_1^* - B_1 E_1^*) \\ & - m_{\Sigma_b} \hat{s} [B_1 D_2^* + (A_2 + D_2 - D_3) E_1^* \\ & - A_1 E_2^* - (B_2 - E_2 + E_3) D_1^*] \\ & + m_{\Sigma_b} \sqrt{r} \hat{s} [A_1 D_2^* + (A_2 + D_2 + D_3) D_1^* \\ & - B_1 E_2^* - (B_2 - E_2 - E_3) E_1^*] \\ & \left. + m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} (1-r) (A_2 D_2^* - B_2 E_2^*) - m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}^2 (D_2 D_3^* + E_2 E_3^*) \right\}, \quad (3.63) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_{LL}(\hat{s}, 1/R) = & \frac{16m_{\Sigma_b}^4}{3\Delta(\hat{s}, 1/R)} \text{Re} \left\{ \right. \\
& - 6m_{\Sigma_b} \sqrt{r}(1-r+\hat{s}) \left[\hat{s}(1+v^2)(A_1 A_2^* + B_1 B_2^*) \right. \\
& \left. - 4\hat{m}_\ell^2 (D_1 D_3^* + E_1 E_3^*) \right] \\
& + 6m_{\Sigma_b} (1-r-\hat{s}) \left[\hat{s}(1+v^2)(A_1 B_2^* + A_2 B_1^*) \right. \\
& \left. + 4\hat{m}_\ell^2 (D_1 E_3^* + D_3 E_1^*) \right] \\
& + 12\sqrt{r}\hat{s}(1+v^2) \left(A_1 B_1^* + D_1 E_1^* + m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} A_2 B_2^* \right) \\
& + 12m_{\Sigma_b}^2 \hat{m}_\ell^2 \hat{s}(1+r-\hat{s}) \left(|D_3|^2 + |E_3^*|^2 \right) \\
& - (1+v^2) \left[1+r^2-r(2-\hat{s})+\hat{s}(1-2\hat{s}) \right] \left(|A_1|^2 + |B_1|^2 \right) \\
& - \left[(5v^2-3)(1-r)^2 + 4\hat{m}_\ell^2(1+r) + 2\hat{s}(1+8\hat{m}_\ell^2+r) \right. \\
& \left. - 4\hat{s}^2 \right] \left(|D_1|^2 + |E_1|^2 \right) \\
& - m_{\Sigma_b}^2 (1+v^2) \hat{s} \left[2+2r^2-\hat{s}(1+\hat{s})-r(4+\hat{s}) \right] \left(|A_2|^2 + |B_2|^2 \right) \\
& - 2m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} v^2 \left[2(1+r^2)-\hat{s}(1+\hat{s})-r(4+\hat{s}) \right] \left(|D_2|^2 + |E_2|^2 \right) \\
& + 12m_{\Sigma_b} \hat{s}(1-r-\hat{s}) v^2 \left(D_1 E_2^* + D_2 E_1^* \right) \\
& - 12m_{\Sigma_b} \sqrt{r}\hat{s}(1-r+\hat{s}) v^2 \left(D_1 D_2^* + E_1 E_2^* \right) \\
& \left. + 24m_{\Sigma_b}^2 \sqrt{r}\hat{s} \left(\hat{s} v^2 D_2 E_2^* + 2\hat{m}_\ell^2 D_3 E_3^* \right) \right\}, \tag{3.64}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_{NL}(\hat{s}, 1/R) = & -\frac{16\pi m_{\Sigma_b}^4 \hat{m}_\ell \sqrt{\lambda}}{\Delta(\hat{s}, 1/R) \sqrt{\hat{s}}} \text{Im} \left\{ \right. \\
& (1-\hat{r}_\Sigma)(A_1^* D_1 + B_1^* E_1) \\
& + m_{\Sigma_b} \hat{s}(A_1^* E_3 - A_2^* E_1 + B_1^* D_3 - B_2^* D_1) \\
& - m_{\Sigma_b} \sqrt{\hat{r}_\Sigma} \hat{s}(A_1^* D_3 + A_2^* D_1 + B_1^* E_3 + B_2^* E_1) \\
& \left. - m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}^2 (B_2^* E_3 + A_2^* D_3) \right\}, \tag{3.65}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_{NN}(\hat{s}, 1/R) = & \frac{32m_{\Sigma_b}^4}{3\hat{s}\Delta(\hat{s}, 1/R)} \text{Re} \left\{ 24\hat{m}_\ell^2 \sqrt{r}\hat{s}(A_1B_1^* + D_1E_1^*) \right. \\
& - 12m_{\Sigma_b}\hat{m}_\ell^2 \sqrt{r}\hat{s}(1-r+\hat{s})(A_1A_2^* + B_1B_2^*) \\
& + 6m_{\Sigma_b}\hat{m}_\ell^2 \hat{s} \left[m_{\Sigma_b}\hat{s}(1+r-\hat{s}) \left(|D_3|^2 + |E_3|^2 \right) \right. \\
& + 2\sqrt{r}(1-r+\hat{s})(D_1D_3^* + E_1E_3^*) \left. \right] \\
& + 12m_{\Sigma_b}\hat{m}_\ell^2 \hat{s}(1-r-\hat{s})(A_1B_2^* + A_2B_1^* + D_1E_3^* + D_3E_1^*) \\
& - [\lambda\hat{s} + 2\hat{m}_\ell^2(1+r^2-2r+r\hat{s}+\hat{s}-2\hat{s}^2)] \left(|A_1|^2 + |B_1|^2 - |D_1|^2 - |E_1|^2 \right) \\
& + 24m_{\Sigma_b}^2\hat{m}_\ell^2 \sqrt{r}\hat{s}^2(A_2B_2^* + D_3E_3^*) - m_{\Sigma_b}^2\lambda\hat{s}^2v^2 \left(|D_2|^2 + |E_2|^2 \right) \\
& + m_{\Sigma_b}^2\hat{s} \{ \lambda\hat{s} - 2\hat{m}_\ell^2[2(1+r^2) - \hat{s}(1+\hat{s}) - r(4+\hat{s})] \} \left(|A_2|^2 + |B_2|^2 \right) \left. \right\}, \\
& (3.66)
\end{aligned}$$

$$P_{NT}(\hat{s}, 1/R) = \frac{64m_{\Sigma_b}^4\lambda v}{3\Delta(\hat{s}, 1/R)} \text{Im} \left\{ (A_1D_1^* + B_1E_1^*) + m_{\Sigma_b}^2\hat{s}(A_2^*D_2 + B_2^*E_2) \right\}, \quad (3.67)$$

$$\begin{aligned}
P_{TL}(\hat{s}, 1/R) = & \frac{16\pi m_{\Sigma_b}^4\hat{m}_\ell\sqrt{\lambda}v}{\Delta(\hat{s}, 1/R)\sqrt{\hat{s}}} \text{Re} \left\{ (1-\hat{r}_\Sigma) \left(|D_1|^2 + |E_1|^2 \right) + \hat{s}(A_1D_1^* - B_1E_1^*) \right. \\
& + m_{\Sigma_b}\hat{s} \left[B_1D_2^* + (A_2 - D_2 + D_3)E_1^* - A_1E_2^* - (B_2 + E_2 - E_3)D_1^* \right] \\
& - m_{\Sigma_b}\sqrt{\hat{r}_\Sigma}\hat{s} \left[A_1D_2^* + (A_2 - D_2 - D_3)D_1^* - B_1E_2^* - (B_2 + E_2 + E_3)E_1^* \right] \\
& - m_{\Sigma_b}^2\hat{s}(1-\hat{r}_\Sigma)(A_2D_2^* - B_2E_2^*) - m_{\Sigma_b}^2\hat{s}^2(D_2D_3^* + E_2E_3^*) \left. \right\}, \\
& (3.68)
\end{aligned}$$

$$P_{TN}(\hat{s}, 1/R) = -\frac{64m_{\Sigma_b}^4\lambda v}{3\Delta(\hat{s}, 1/R)} \text{Im} \left\{ (A_1D_1^* + B_1E_1^*) + m_{\Sigma_b}^2\hat{s}(A_2^*D_2 + B_2^*E_2) \right\}, \quad (3.69)$$

ve

$$\begin{aligned}
P_{TT}(\hat{s}, 1/R) = & \frac{32m_{\Sigma_b}^4}{3\hat{s}\Delta(\hat{s}, 1/R)} \text{Re} \left\{ -24\hat{m}_\ell^2 \sqrt{r}\hat{s}(A_1B_1^* + D_1E_1^*) \right. \\
& - 12m_{\Sigma_b}\hat{m}_\ell^2 \sqrt{r}\hat{s}(1-r+\hat{s})(D_1D_3^* + E_1E_3^*) - 24m_{\Sigma_b}^2\hat{m}_\ell^2 \sqrt{r}\hat{s}^2(A_2B_2^* + D_3E_3^*) \\
& - 6m_{\Sigma_b}\hat{m}_\ell^2\hat{s} \left[m_{\Sigma_b}\hat{s}(1+r-\hat{s}) \left(|D_3|^2 + |E_3|^2 \right) - 2\sqrt{r}(1-r+\hat{s})(A_1A_2^* + B_1B_2^*) \right] \\
& - 12m_{\Sigma_b}\hat{m}_\ell^2\hat{s}(1-r-\hat{s})(A_1B_2^* + A_2B_1^* + D_1E_3^* + D_3E_1^*) \\
& - [\lambda\hat{s} - 2\hat{m}_\ell^2(1+r^2 - 2r + r\hat{s} + \hat{s} - 2\hat{s}^2)] \left(|A_1|^2 + |B_1|^2 \right) \\
& + m_{\Sigma_b}^2\hat{s} \{ \lambda\hat{s} + \hat{m}_\ell^2[4(1-r)^2 - 2\hat{s}(1+r) - 2\hat{s}^2] \} \left(|A_2|^2 + |B_2|^2 \right) \\
& + \{ \lambda\hat{s} - 2\hat{m}_\ell^2[5(1-r)^2 - 7\hat{s}(1+r) + 2\hat{s}^2] \} \left(|D_1|^2 + |E_1|^2 \right) \\
& \left. - m_{\Sigma_b}^2\lambda\hat{s}^2v^2 \left(|D_2|^2 + |E_2|^2 \right) \right\}, \tag{3.70}
\end{aligned}$$

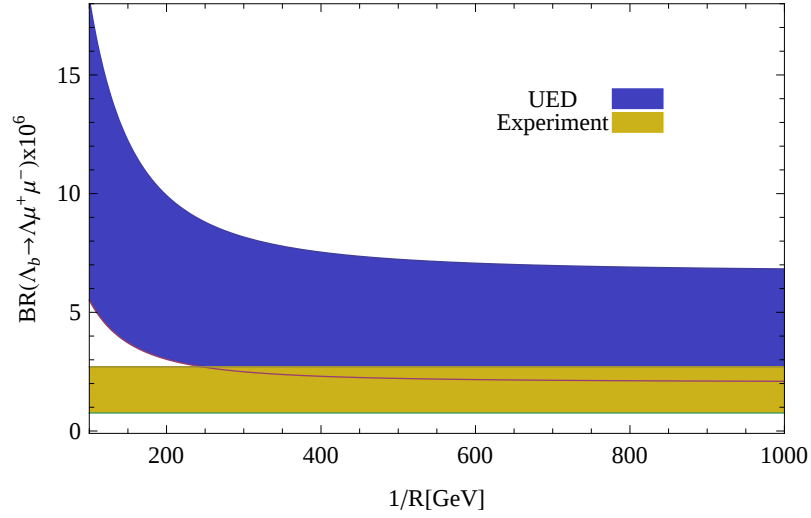
3.3.6. $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ Bozunum Kanalı Aracılığıyla Kompaktifikasyon Faktörü Üzerine Sınırlama

Bu tezde yapılan bir diğer çalışma, Applequist-Cheng-Dobrescu (ACD) model olarak adlandırılan tek ED ile UED modelde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunumunun dallanma oranının yapılan çalışmalarda elde edilen teorik öngörülerin deneysel veriler ile karşılaştırılması yoluyla ED'lerin kompaktifikasyon faktörü üzerine sınırlamalar koymasındır. Kaynak [138]'de, göz önüne alınan bu bozunum kanalının Standart Model için detaylı olarak çalışılmış olduğunu not etmek gerekir.

ED modellerinde [59–61, 74–76], kütle çekimi (gravity) daha yüksek boyutlu yığının (bulk) içinde hareket edebilmektedir. Bu durum, kütleli ve spini 2 olan graviton uyarılmalarının KK kulelerinin oluşmasına neden olmaktadır. Bir sonraki KK parçacıkları arasındaki kütle farkı $1/R$ mertebesinde. UED modelde, SM alanları (hem ayar bozonları hem de fermiyonları) da ED'lere yayılabilmektedirler [14, 73]. SM ve KK parçacıklarının etkileşimlerine ya da KK parçacıklarının kendi arasındaki etkileşmelere dayalı olarak, etkin Hamiltonian'e girilen Wilson katsayıları kompaktifikasyon faktörü $1/R$ 'nin fonksiyonu olmaktadır. Bu nedenden dolayı, kompaktifikasyon faktörü üzerine sınırlama koymak büyük önem taşımaktadır.

Kompaktifikasyon faktörünün alt sınırı, özellikle mezonik kanallarda yapılan teorik hesaplamalar, elektrozayıf hassasiyet testler ve bazı kozmolojik sınırlamalar ile deneysel verilerin karşılaştırılması ile konulabilmektedir. $B \rightarrow X_s \gamma$ bozunum kanalında ve $1/R \geq 300 \text{ GeV}$ olduğunda anormal manyetik momentin gösterildiği analizlerde, deneysel verilerin UED modelin tahminleri ile uyum içinde olduğu gösterilmiştir [139, 140]. [14, 73]'de, elektrozayıf hassasiyet testlere dayalı olarak, düşük enerjili FCNC geçişlerinde daha büyük KK katkılarını belirten $M_{Higgs} \geq 250 \text{ GeV}$ için kompaktifikasyon ölçeğinde alt limit 250 GeV ; $M_{Higgs} \leq 250 \text{ GeV}$ olduğu zaman ise 300 GeV 'dir.

[141] ve [142] kaynaklarına göre elektrozayıf hassasiyet ölçümlerinin yanında bazı kozmolojik sınırlamalarda da kompaktifikasyon ölçeğinin alt limiti için 500 GeV konulmuştur. Ayrıca, [143]'deki $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$ geçişine KK modlarının değişimi sebebiyle düşük mertebe (Leading Order-LO) ve bir sonraki düşük mertebe (next-to-next-to-leading order-NNLO)'a katkıda bulunmak $1/R$ 'nin alt sınırının 600 GeV olarak belirlenmesini sağlamaktadır. Bununla birlikte, CERN'deki ATLAS deneyi [144], KK gluonlarının kütlelerinin alt sınırı için 730 GeV işaret ederek, 2 ve 40 arasındaki kompresyon (compression) ölçeğinin değerleri için $1/R$ 'nin alt sınırını 600 GeV olarak belirlemiştir. Ancak, yakın zamanda [145]'deki yazarlara göre, eğer $1/R \gtrsim 250 \text{ GeV}$ ise, tek bir boyuttaki UED senaryoları göz önüne alındığında $BR(B \rightarrow K \eta \gamma)$ üzerindeki teorik sonuçlar deneysel veriler ile uyushabilmektedir. Bu durum, diğer süreçler tarafından sağlanan sınırlardan daha düşüktür [20, 146, 147]. Ama, UED senaryolarına ikinci bir boyut eklendiği zaman, kompaktifikasyonun alt limiti için $\simeq 400 \text{ GeV}$ bulunmaktadır. Daha öncede belirtilmiş olduğu gibi, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunumunun dallanma oranı üzerine ilk deneysel ölçüm CDF Deneyi'nde $BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-) = [1.73 \pm 0.42 \text{ (stat)} \pm 0.55 \text{ (syst)}] \times 10^{-6}$ olarak alınmıştır [30]. Yalnızca tek bir boyutta UED (UED5) senaryolarında değil aynı zamanda deneysel sonuçlar ve önceden belirlenen teorik tahminler arasında yapılan karşılaştırmalar, baryonik sektörde $1/R$ 'nin alt sınırını elde edebilmek için olanak vermektedir [148]. İki ED varlığındaki UED (UED6) modellerinde, $B \rightarrow K \eta \gamma$ süreci yalnızca, açık bir ifadesi bulunan C_7^{eff} Wilson katsayısı tarafından tanımlanmaktadır. Ancak, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ kanalında tanımlanan etkin Hamiltonyen durumu, UED6 modelinde henüz açık ifadeleri bilinmeyen ek C_9^{eff} ve C_{10} Wilson katsayıları içermektedir. Bu nedenden dolayı, UED5 modelinde baryonik FCNC $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ sürecinde, $1/R$ kompaktifikasyon değerine, alt limit değer bulmak mümkün olmaktadır. Şekil 3.2'de, teorik hesaplamalarda yapı faktörlerinin hataları ve diğer giriş parametrelerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında karşılaştırma yapılmıştır.

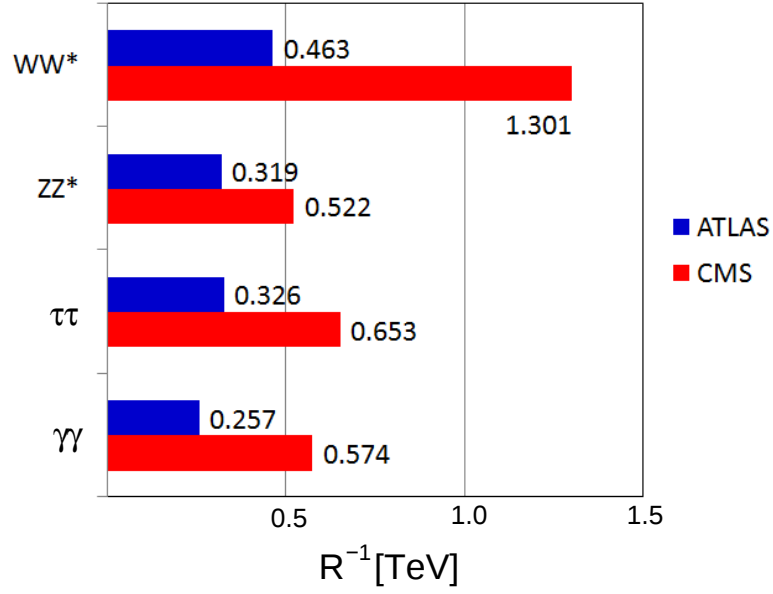


Şekil 3.2: $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ kanalının dallanma oranı üzerinde, deneysel sonuçlar [30] ve teorik tahminler [148] arasındaki karşılaştırma.

Şekil 3.2’de görüldüğü gibi, UED5 modeli göz önüne alındığında [145]’deki sonuçlar ile de güzel bir tutarlılık içinde olan; $1/R$ ’nın alt sınırı için yaklaşık 250 GeV değeri elde edilmiştir. Elde edilen sonuçların daha da gelişebilmesi için; göz önüne alınan bozunum kanalının UED6 etkilerinin de düşünülmesi gerekmektedir. Bu durum ancak C_9^{eff} ve C_{10} Wilson katsayılarının açık bir şekilde bilinmiş olmasıyla mümkün olabilecektir.

$\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı aracılığıyla kompaktifikasyon faktörü üzerine sınırlamadan bahsettikten sonra, genel anlamda kompaktifikasyon faktörü üzerine en son konulan alt sınırları özet olarak sunmak literatürdeki gelişimleri takip etmek açısından önemlidir. Yukarıda da bazılarından bahsedilmiş olduğu gibi, UED5 ve UED6 modelinde farklı FCNC geçişleri, elektrozayıf hassasiyet testler, bazı kozmolojik kısıtlamalar, LHC’de Higgs araştırma/keşif sonuçları ve farklı hadronik kanallarında kompaktifikasyon faktörüne sınırlamaların konulduğu çalışmalar mevcuttur [14, 20, 32, 73, 139, 141–143, 145, 149–152]. UED5 modelde farklı FCNC geçişleri [143], UED6 modelde bazı FCNC geçişleri [145], elektrozayıf hassasiyet testleri [141], kozmolojik kısıtlamalar [149], deneysel olarak araştırmalar [151] ve S ve T parametreleri için elektrozayıf hassasiyet verileri [150] ve LHC’deki Higgs araştırmalar gibi farklı yaklaşımlar dikkate alınarak kompaktifikasyon faktörü $1/R$ üzerine en son alt limitler konulmuştur.

Kompaktifikasyon faktörü üzerine konulan en son alt limitler, dört farklı bozunum $H^0 \rightarrow WW^*, ZZ^*, \tau\tau$ ve $\gamma\gamma$ kanallarında, Higgs bozon sinyali ölçümünden elde edilmiştir



Şekil 3.3: %95 güvenirlilik düzeyinde, dört farklı Higgs bozonunun bozunum kanalından alınan kompaktifikasyon ölçeği üzerine konulan alt limitler [153].

[153]. %95 güvenirlilik düzeyinde, ATLAS (CMS) tarafından sağlanan alt limitler Şekil 3.3’de görüldüğü gibi WW^* ’dan 463 GeV (1.301 TeV), ZZ^* ’dan 319 GeV (522 GeV), $\tau\tau$ ’dan 326 GeV (653 GeV) ve $\gamma\gamma$ kanalından 257 GeV (574 GeV) olarak tespit edilmiştir.

3.4. STANDART MODEL VE BİR-İKİ BOYUTLU EVRENSEL EKSTRA BOYUT SENARYOLARINDA $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ BOZUNUMU

Bu çalışmada, SM’nin yanı sıra bir ya da iki kompakt boyutlu ED modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ ışınımsal süreci araştırılmaktadır. Düşük enerjili matris elemanlarına girilen ve tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları ile hesaplanan yapı faktörleri kullanılarak göz önüne alınan bozunum kanalının toplam bozunum genişliği ve dallanma oranı hesaplanmaktadır. Hesaplamalarda dikkate alınan fiziksel büyüklüklerde, SM’nin sonuçları ile ED modellerinin sonuçları karşılaştırılmaktadır. Bununla birlikte, kompaktifikasyon ölçeği $1/R$ ’nin farklı değerlerinde SM tahminlerinin sonuçlardan nasıl sapma gösterdiği incelenmektedir.

İyi bilindiği gibi, FCNC geçişleri; NP etkilerini fenomenolojik olarak araştırabilmek

için önemli bir araçtır. Literatürde, farklı NP modelleri tarafından kuark seviyesinde araştırılmasına ve NP parametrelerine sınırlamalar koyabilmek için deneysel veriler ile elde edilen sonuçların karşılaştırılmasına dayalı, $b \rightarrow s \gamma$ süreci ile ilgili pek çok mezonik ve baryonik çalışma mevcuttur. Farklı deneysel gruplarının gündemindeki en önemli kanallarından biri baryonik FCNC $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalıdır. Fermilab'daki CDF Deneyi tarafından; muon kanalında bu bozunum kanalı üzerinde ilk gözlemlerin olduğu bildirilmiştir [30]. Ölçülmüş olan dallanma oranı, yapı faktörlerinin hataları [138] dahilinde SM öngörülleri ile karşılaştırılabilmektedir. Bu kanalda, deneysel veriler ile farklı NP modellerinin öngörülerinin karşılaştırılmasının yapılması sonucunda, bu konu ile ilgili daha fazla bilgiye sahip olmak ve modelin parametreleri üzerine sınır koyabilmek mümkün olabilmektedir. Bölüm 3.3'de anlatılan çalışmada, deneysel veriler ile teorik hesapların karşılaştırılması yapılarak UED'nin kompaktifikasyon parametresine bir alt limit konulmuştur [32].

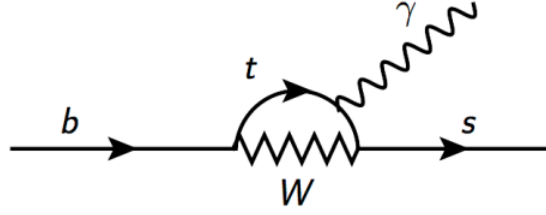
Bölüm 3.3'de, LHC'deki LHCb Deneyi'nde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunumunun diferansiyel dallanma oranı için ölçüm yapıldığından bahsedilmiştir. Bu deneysel gelişmeler ve erişilen ışınlılık göz önüne alındığında, LHCb Deneyi'nde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ ışınlımsal baryonik bozunumu ve bu sürece benzer daha bir çok bozunum kanalının araştırılacağı umulmaktadır [154–157]. Bu bağlamda, mevcut çalışmada SM'nin yanı sıra tek bir ED ile UED modeli olan UED5 ve iki ekstra boyut ile UED modeli olan UED6 modellerinde de bu ışınlımsal bozunum kanalı çalışılmıştır. Literatürde; UED5 modelde, farklı bozunum kanallarının belirlendiği pek çok çalışma mevcuttur (Bunlardan bazılarını görebilmek için [15–29, 32, 148]). Bununla birlikte, UED6 modelinin uygulamalarına ayrılmış çalışmaların sayısı UED5 modele nispeten daha azdır. UED6 modelinde şimdilik yalnızca C_7^{eff} Wilson katsayısının açık bir ifadesi hesaplanmış olduğundan dolayı [68]; $b \rightarrow s \gamma$ geçişine dayalı ışınlımsal kanalların incelenmesi mümkün olmaktadır.

3.4.1. Standart Model ve Bir-İki Boyutlu Evrensel Ekstra Boyut Modellerinde $b \rightarrow s \gamma$ için Etkin Hamiltonyen

Bu bölümde, bu geçişi temsil eden etkin Hamiltonyen ve bununla birlikte bu bozunumu temsil eden ve yapı faktörleri bakımından göz önüne alınan geçiş matris elemanı sunulmaktadır.

Λ_b ve Λ baryonları sırasıyla (u, d, b) ve (u, d, s) kuark yapılarına sahiptir. Dolayısıyla, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı SM'de ilmek seviyesinde ışınlımsal $b \rightarrow s \gamma$ geçişi ile Şekil

3.4’de görülen Feynman diyagramı tarafından temsil edilmektedir. Kuark seviyesinde,



Şekil 3.4: SM’de $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı için temsili Feynman diyagramı.

SM’de Wilson katsayıları ve operatörler bakımından temsil edilen $b \rightarrow s \gamma$ and $b \rightarrow s g$ geçişi için genel etkin Hamiltonyen [52]:

$$\mathcal{H}^{eff} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \left[\sum_{i=1}^6 C_i(\mu) Q_i(\mu) + C_{7\gamma}(\mu) Q_{7\gamma}(\mu) + C_{8G}(\mu) Q_{8G}(\mu) \right], \quad (3.71)$$

olarak verilmektedir. Burada, G_F zayıf Fermi çiftlenim sabiti ve V_{ij} CKM karışım matris elemanlarıdır. Yukarıdaki Hamiltonyen’e girilen operatörlerin tüm listesi;

$$\begin{aligned} Q_1 &= (\bar{s}_\alpha c_\beta)_{V-A} (\bar{c}_\beta b_\alpha)_{V-A}, \\ Q_2 &= (\bar{s}_\alpha c_\alpha)_{V-A} (\bar{c}_\beta b_\beta)_{V-A}, \\ Q_3 &= (\bar{s}_\alpha b_\alpha)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_\beta q_\beta)_{V-A}, \\ Q_4 &= (\bar{s}_\beta b_\alpha)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_\alpha q_\beta)_{V-A}, \\ Q_5 &= (\bar{s}_\alpha b_\alpha)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_\beta q_\beta)_{V+A}, \\ Q_6 &= (\bar{s}_\beta b_\alpha)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_\alpha q_\beta)_{V+A}, \\ Q_{7\gamma} &= \frac{e}{4\pi^2} \bar{s}_\alpha \sigma^{\mu\nu} (m_b R + m_s L) b_\alpha F_{\mu\nu}, \\ Q_{8G} &= \frac{g_s}{4\pi^2} \bar{s}_\alpha \sigma^{\mu\nu} (m_b R + m_s L) T_{\alpha\beta}^a b_\beta G_{\mu\nu}^a, \end{aligned} \quad (3.72)$$

şeklinde verilmektedir. Burada, $Q_{1,2}$, $Q_{3,4,5,6}$ ve $Q_{7\gamma,8G}$ sırasıyla akım-akım (current-current), QCD penguin ve magnetik penguin operatörleridir. α ve β renk indisleridir. $R = (1 + \gamma_5)/2$ sağ-elli projektör (right-handed projector) ve $L = (1 - \gamma_5)/2$ sol-elli projektör (left-handed projector)’dür. Yukarıdaki operatörlerdeki e ve g_s sırasıyla

elektromanyetik ve güçlü etkileşmenin çiftlenim sabitlerini temsil etmektedir. $F_{\mu\nu}$ elektromanyetik alan şiddet tensörüdür ve

$$F_{\mu\nu}(x) = -i(\epsilon_\mu q_\nu - \epsilon_\nu q_\mu)e^{iqx}, \quad (3.73)$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada; ϵ_μ , fotonun polarizasyon vektörüdür ve q ise onun momentumudur. Işınımsal $b \rightarrow s \gamma$ geçişi ile ilgili en uygun katkı $Q_{7\gamma}$ magnetik penguen operatöründen gelmektedir. Bu durumda, etkin Hamiltonyen:

$$\mathcal{H}^{eff}(b \rightarrow s\gamma) = -\frac{G_F e}{4\pi^2 \sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* C_7^{eff}(\mu) \bar{s} \sigma_{\mu\nu} [m_b R + m_s L] b F^{\mu\nu}, \quad (3.74)$$

şeklinde yazılmaktadır. Burada, C_7^{eff} Wilson katsayısıdır.

3.4.2. İki Boyutlu Evrensel Ekstra Boyut Modellerinde Wilson Katsayısı

Bu alt bölümde, SM ile karşılaştırıldığında iki boyutlu UED senaryolarında C_7^{eff} Wilson katsayılarının nasıl değişiklik göstereceği sunulmaktadır. Bir ya da iki kompakt ED içeren UED senaryoları altında, etkin Hamiltonyen'in şekli herhangi bir değişiklik olmaksızın kalmaktadır. Bu durumun tam tersi olarak, C_7^{eff} Wilson katsayısı değişikliğe uğramaktadır. Bunun sebebi, ED modellerinde mevcut bulunan yığın olarak adlandırılan bölgede KK parçacıklarının hem SM parçacıkları ile hem de kendi aralarındaki etkileşimleri sonucunda Feynman diyagramlarına gelen ek katkılardır.

Bir önceki bölümde ayrıntılı olarak, SM ve bir ekstra boyutlu UED modellerde C_7^{eff} Wilson katsayısının nasıl olduğu anlatılmaktadır. Bu alt bölümde ise iki boyut eklenmesi ile oluşan UED6 modelinde C_7^{eff} Wilson katsayısının nasıl değiştiği anlatılmaktadır. UED6 modelinde Wilson katsayısı C_7^{eff} [68]:

$$C_i^{eff}(\mu) = C_{iSM}^{eff}(\mu) + \Delta C_i^{eff}(\mu), \quad i = 1, \dots, 8 \quad (3.75)$$

olarak verilmektedir. Burada;

$$\Delta C_i^{eff}(\mu) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\alpha_s}{4\pi} \right)^n \Delta C_i^{eff(n)}(\mu), \quad (3.76)$$

ve

$$\Delta C_i^{\text{eff}(0)}(\mu_0) = \begin{cases} 0 & i = 1, \dots, 6 \text{ için}, \\ -\frac{1}{2} \sum'_{k,l} A^{(0)}(x_{kl}) & i = 7 \text{ için}, \\ -\frac{1}{2} \sum'_{k,l} F^{(0)}(x_{kl}) & i = 8 \text{ için}. \end{cases} \quad (3.77)$$

Toplamdaki üst simge ('); KK toplamaları $k \geq 1$ and $l \geq 0$, yani, $\sum'_{k,l} = \sum_{k \geq 1} \sum_{l \geq 0}$ yalnızca sınırlandırılmış bölgesinde tekrarlanması anlamına gelmektedir. k ve l için üst limitler; $(5 - 15)$ aralığında değişen değerler alabilen N_{KK} , $k + l \leq N_{KK}$ olarak sınırlandırılmaktadır [68]. Hesaplardaki N_{KK} parametresi KK modlarının katkılarının toplam sayısını temsil etmektedir [14]. Bu kompaktifikasyonunun en yüksek KK seviyesi $N_{KK} = \Lambda R$ olarak sabitlenmiştir [158]. Burada; Λ , ultraviyolede QCD etkileşmelerinin güçlü olduğu bir skaladır [70]. Bununla birlikte, UED5 modelde $N_{KK} = n$ durumunda; n üzerinden KK toplamaları sonsuza yakınsadığından dolayı KK toplamında N_{KK} 'ya hiçbir bağıllık yoktur. UED6 modelinde, $N_{KK} \rightarrow \infty$ limitinde KK modları ıraksamaktadır. Bunun nedeni, KK spektrumunun UED5 durumundan daha yoğun olmasıdır. Bir ilmek seviyesinde, dört ve beş boyutta elektrozayıf gözlenebilirler yakınsamakta, $d = 6$ 'da logaritmik olarak ıraksamakta ve daha yüksek boyutlarda ise bu ıraksama daha da büyük boyutlara ulaşmaktadır [14]. Bu nedenden dolayı, hesaplamalarda bir sınır (cut-off) ölçeği konulmaktadır. Sonuç olarak $k + l$ bir üst sınırı temsil etmektedir.

Düşük mertebede (LO) C_7^{eff} Wilson katsayılarındaki Inami-Lim fonksiyonu:

$$X^{(0)}(x_{kl}) = \sum_{I=W,a,H} X_I^{(0)}(x_{kl}), \quad X = A, F \quad (3.78)$$

olarak ayrıştırılmaktadır. Burada; x_{kl} ,

$$x_{kl} = (k^2 + l^2)/(R^2 m_W^2), \quad (3.79)$$

olarak tanımlanmaktadır. Aynı zamanda, $X_{W,a,H}^{(0)}(x_{kl})$ fonksiyonu, Goldstone bozonları $G_{(kl)}^\pm$, W -bozonları $W_{\mu(kl)}^\pm$ skaler alanlar $a_{(kl)}^\pm$ ve $W_{H(kl)}^\pm$ olan KK modlarının değişiminden

meydana gelen katkıları tanımlamaktadır. Bunlar,

$$\begin{aligned}
 A_W^{(0)}(x_{kl}) &= \frac{x_t(6((x_t-3)x_t+3)x_{kl}^2-3(5(x_t-3)x_t+6)x_{kl}+x_t(8x_t+5)-7)}{12(x_t-1)^3} \\
 &+ \frac{1}{2}(x_{kl}-2)x_{kl}^2 \ln\left(\frac{x_{kl}}{x_{kl}+1}\right) - \frac{(x_{kl}+x_t)^2(x_{kl}+3x_t-2)}{2(x_t-1)^4} \ln\left(\frac{x_{kl}+x_t}{x_{kl}+1}\right),
 \end{aligned} \tag{3.80}$$

$$\begin{aligned}
 F_W^{(0)}(x_{kl}) &= \frac{x_t(-6((x_t-3)x_t+3)x_{kl}^2-3((x_t-3)x_t+6)x_{kl}+(x_t-5)x_t-2)}{4(x_t-1)^3} \\
 &- \frac{3}{2}(x_{kl}+1)x_{kl}^2 \ln\left(\frac{x_{kl}}{x_{kl}+1}\right) + \frac{3(x_{kl}+1)(x_{kl}+x_t)^2}{2(x_t-1)^4} \ln\left(\frac{x_{kl}+x_t}{x_{kl}+1}\right),
 \end{aligned} \tag{3.81}$$

$$\begin{aligned}
 A_a^{(0)}(x_{kl}) &= \frac{x_t(6x_{kl}^2-3(x_t(2x_t-9)+3)x_{kl}+(29-7x_t)x_t-16)}{36(x_t-1)^3} \\
 &- \frac{(x_{kl}+3x_t-2)(x_t+x_{kl}((x_{kl}-x_t+4)x_t-1))}{6(x_t-1)^4} \ln\left(\frac{x_{kl}+x_t}{x_{kl}+1}\right) \\
 &- \frac{1}{6}(x_{kl}-2)x_{kl} \ln\left(\frac{x_{kl}}{x_{kl}+1}\right),
 \end{aligned} \tag{3.82}$$

$$\begin{aligned}
 F_a^{(0)}(x_{kl}) &= \frac{x_t(-6x_{kl}^2+(6x_t^2-9x_t-9)x_{kl}+(7-2x_t)x_t-11)}{12(x_t-1)^3} \\
 &+ \frac{(x_{kl}+1)(x_t+x_{kl}((x_{kl}-x_t+4)x_t-1))}{2(x_t-1)^4} \ln\left(\frac{x_{kl}+x_t}{x_{kl}+1}\right) \\
 &+ \frac{1}{2}x_{kl}(x_{kl}+1) \ln\left(\frac{x_{kl}}{x_{kl}+1}\right),
 \end{aligned} \tag{3.83}$$

$$\begin{aligned}
A_H^{(0)}(x_{kl}) &= \frac{x_t (6(x_t^2 - 3x_t + 3)x_{kl}^2 - 3(3x_t^2 - 9x_t + 2)x_{kl} - 7x_t^2 + 29x_t - 16)}{36(x_t - 1)^3} \\
&- \frac{(x_{kl} + 1)(x_{kl}^2 + (4x_t - 2)x_{kl} + x_t(3x_t - 2))}{6(x_t - 1)^4} \ln\left(\frac{x_{kl} + x_t}{x_{kl} + 1}\right) \\
&+ \frac{1}{6}x_{kl}(x_{kl}^2 - x_{kl} - 2) \ln\left(\frac{x_{kl}}{x_{kl} + 1}\right),
\end{aligned} \tag{3.84}$$

ve

$$\begin{aligned}
F_H^{(0)}(x_{kl}) &= -\frac{x_t (6(x_t^2 - 3x_t + 3)x_{kl}^2 + 3(3x_t^2 - 9x_t + 10)x_{kl} + 2x_t^2 - 7x_t + 11)}{12(x_t - 1)^3} \\
&- \frac{1}{2}x_{kl}(x_{kl} + 1)^2 \ln\left(\frac{x_{kl}}{x_{kl} + 1}\right) + \frac{(x_{kl} + x_t)(x_{kl} + 1)^2}{2(x_t - 1)^4} \ln\left(\frac{x_{kl} + x_t}{x_{kl} + 1}\right),
\end{aligned} \tag{3.85}$$

olarak verilmektedirler.

3.4.3. Geçiş Genliği, Geçiş Matris Elemanı, Yapı Faktörleri ve Bozunum Genişliği

Bu geçişi temsil eden geçiş genliği, son ve ilk baryonik durumlar arasında Hamiltonyen'in sıkıştırılması ile elde edilmektedir:

$$\mathcal{M}^{(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma)} = \langle \Lambda(p_\Lambda) | \mathcal{H}^{eff} | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle. \tag{3.86}$$

Burada; p_Λ ve p_{Λ_b} sırasıyla Λ ve Λ_b baryonlarının momentumlarıdır. Hesaplarda ilerleyebilmek için, f_2^T ve g_2^T iki yapı faktörü bakımından aşağıdaki geçiş matris elemanlarını tanımlamak gerekmektedir:

$$\begin{aligned}
\langle \Lambda(p_\Lambda) | \bar{s} \sigma_{\mu\nu} q^\nu (g_V + \gamma_5 g_A) b | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle \\
= \bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) \sigma_{\mu\nu} q^\nu \left(g_V f_2^T(0) + \gamma_5 g_A g_2^T(0) \right) u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}).
\end{aligned} \tag{3.87}$$

Burada, $g_V = 1 + m_s/m_b$, $g_A = 1 - m_s/m_b$ 'dir. Aynı zamanda, $\bar{u}_\Lambda$ ve u_{Λ_b} sırasıyla Λ ve Λ_b baryonlarının spinörleridir.

Aşağıda görüldüğü gibi, hesaplarda tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları ile hesaplanmış yapı faktörlerinin değerleri kullanılmaktadır. Bu değerler Tablo 3.7'de sunulmaktadır [138].

Tablo 3.7: $f_2^T(0)$ ve $g_2^T(0)$ yapı faktörlerinin değerleri [138].

Yapı Faktörleri $q^2 = 0$	
$f_2^T(0)$	0.295 ± 0.105
$g_2^T(0)$	0.294 ± 0.105

Verilen bu bilgilerden sonra, göz önüne alınan bozunum kanalında toplam bozunum genişliği verilmelidir. Yapı faktörleri bakımından yazılan geçiş matris elemanları kullanılarak, iki yapı faktörü bakımından $1/R$ 'e bağlı toplam bozunum genişliği,

$$\begin{aligned} \Gamma_{(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma)}(1/R) &= \frac{G_F^2 \alpha_{em} |V_{tb} V_{ts}^*|^2 m_b^2}{64\pi^4} |C_7^{eff}(1/R)|^2 \\ &\times \left(\frac{m_{\Lambda_b}^2 - m_\Lambda^2}{m_{\Lambda_b}} \right)^3 \left(g_V^2 |f_2^T(0)|^2 + g_A^2 |g_2^T(0)|^2 \right), \end{aligned} \quad (3.88)$$

şeklinde verilmektedir. Burada; α_{em} Z kütle ölçeğinde ince yapı sabitidir. Aynı zamanda, $1/R$ 'ye bağlı dallanma oranını hesaplamak için, toplam bozunum genişliğini, başlangıç baryonu Λ_b 'nin yaşam ömrü ile çarpıp $\hbar$ ile bölmek gerekmektedir.

Elde edilen sonuçların nümerik olarak hesaplanabilmesi için, Tablo 3.4 ve 3.6'da sunulan giriş parametreleri kullanılmıştır. Bu çalışmada, kuark kütleleri için $\overline{MS}$ şemasındaki değerler dikkate alınmıştır.

3.5. STANDART MODEL VE FARKLI SÜPERSİMETRİK MODELLERDE HADRONİK FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ BOZUNUMU

Tezde göz önüne alınan diğer bir NP araştırması ise, SM ve farklı SUSY Modelleri'nde yarıleptonik $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının incelenmesidir. Bu çalışmada özellikle, tam QCD'de hesaplanmış yapı faktörleri bağlamında düşük enerjili etkin Hamiltonyen'e girilen matris elemanlarının parametrizasyonu göz önüne alınarak, Süpersimetrik Modeller'de baryonik $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ geçişinden sorumlu geçiş genliği ve diferansiyel bozunum oranı hesaplanmaktadır. Farklı Süpersimetrik Modeller'de bu bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisini analiz etmek için tam teoride ışıık koni QCD toplam kuralları ile hesaplanmış yapı faktörleri kullanılmakta ve elde edilen sonuçlar SM'nin sonuçları ile karşılaştırılmaktadır. Aynı zamanda, farklı Süpersimetrik Modeller için hesaplanan sonuçların SM öngörülerinden nasıl sapma gösterdiği ve hangi süpersimetrik modellerin benzer olduğu tartışılmaktadır.

Son zamanlarda, SM'nin kaybolan bir bileşeni olarak Higgs bozonunu araştırma çalışmaları; yüksek enerji fiziğinde önemli bir ilerleme meydana gelmesine sebep olmuştur. CERN'deki ATLAS ve CMS Denepleri 5σ değerinde bir istatistiksel bulunma olasılığı ile Higgs benzeri bir parçacık gözlediklerini rapor etmişlerdir [159]. Mevcut çalışmalarda yapılan uzun araştırmalar sonucunda, imzası bulunan Higgs benzeri bu parçacığın SM'nin kayıp parçacığı olduğu anlaşılmıştır. Süpersimetri, kısa adıyla SUSY, yaklaşık yarım asırdır Yeni Fizik senaryoları için en popüler paradigma olmuştur. Son zamanlarda meydana gelen gelişmeler; göreceli olarak ağır Higgs parçacığının SUSY parametrelerini nasıl sınırlayacağı ile ilgili teorik çalışmaların yapılmasını teşvik etmektedir [160]. Öte yandan bu gelişmeler ile birlikte, hem deneysel olarak kütle merkezi enerjisinin hem de teorik alanda FCNC geçişlerinin çalışmalarının artması SUSY parçacıklarının varlığını araştırmak için bir ilerleme sağlamaktadır.

Prensip olarak, SUSY parçacıkları göz önüne alınan ilmek seviyelerindeki geçişlere katkıda bulunabilmektedirler. Bu nedenle, diferansiyel dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisi gibi bazı gözlenebilirleri hesaplama yolu ile bu kanaldaki süper parçacıkların etkilerine bakılmaktadır. Belirli özellikleri nedeniyle, SUSY I, SUSY II, SUSY III ve SUSY SO(10) gibi farklı SUSY senaryoları mevcuttur [161–164]. Bu modeller, Wilson katsayıları $\tan^3\beta$ ile orantılı olan yüksüz Higgs bozonlarından (Neutral Higgs Bosons-NHBs) katkı almaktadırlar. Buradaki $\tan\beta$ yüksüz iki Higgs bozonu olan h^0, A^0 parçacıklarının vakum beklenen değerlerinin oranı olarak tanımlanmaktadır. Farklı SUSY modelleri, $\tan\beta$ terimine ve iki Higgs çiftlisinin karışım kütle terimleri ilgili kütle boyutu

μ parametresine göre kategorize edilmektedirler. SUSY I modelinde, μ negatif değer almaktadır. Aynı zamanda, Wilson katsayılarının bazılarının işaretleri değişmektedir ve yüksüz Higgs bozon katkıları ihmal edilmektedir. SUSY II modelinde ise, süper parçacıkların kütleleri bir kaç yüz GeV merteye iken $\tan\beta$ büyük değer almaktadır. SUSY III senaryosunda, $\tan\beta$ büyük değer almakta ve süper parçacıkların kütleleri göreceli olarak 450 GeV ya da daha üst değerlerde daha büyük olmaktadır. Son olarak diğer bir SUSY senaryosu olan SUSY SO(10) modelinde, Wilson katsayılarının sanal kısımları büyüktür ve yüksüz Higgs bozon katkıları da dikkate alınmaktadır. Dolayısıyla bu kanalı tanımlayan gözlenebilirler üzerine fenomenolojik tahminler, bu aşamada SUSY parçacıkları için dolaylı araştırmalar sırasında yardımcı olmaktadır.

3.5.1. Süpersimetrik Modellerde $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ için Etkin Hamiltonyen

SM'de kuark seviyesinde $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişi ile temsil edilen $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumunun etkin Hamiltonyen'i Bölüm 3.3.1'de Denklem (3.12)'de verilmektedir. NHBs değişim diyagramlarının neden olduğu yeni etkileşimlerden gelen yeni operatörlerin katkıları göz önüne alındığında Hamiltonyen'in yapısı değişmektedir ve bu değişim sonucu süpersimetrik etkin Hamiltonyen:

$$\begin{aligned}
\mathcal{H}_{SUSY}^{eff} = & \frac{G_F \alpha_{em} V_{tb} V_{ts}^*}{2\sqrt{2}\pi} \left[C_9^{eff} \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell + C_9'^{eff} \bar{s} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell \right. \\
& + C_{10} \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell + C_{10}' \bar{s} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell \\
& - 2m_b C_7^{eff} \frac{1}{q^2} \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell \\
& - 2m_b C_7'^{eff} \frac{1}{q^2} \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell \\
& + C_{Q_1} \bar{s} (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \ell + C_{Q_1}' \bar{s} (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \ell \\
& \left. + C_{Q_2} \bar{s} (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma_5 \ell + C_{Q_2}' \bar{s} (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma_5 \ell \right], \quad (3.89)
\end{aligned}$$

olarak yazılabilmektedir. Yeni Wilson katsayıları olan C_{Q_1} ve C_{Q_2} göz önüne alınan tüm SUSY modellerinde mevcuttur. Üstlü olarak yazılan operatörler ise yalnızca SUSY SO(10) senaryosunda karşımıza çıkmaktadır.

3.5.2. Süpersimetrik Modellerde Wilson Katsayıları

SUSY senaryolarında $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ analizinde, temel giriş parametreleri olarak Wilson katsayıları kullanılmaktadır. C_9^{eff} Wilson katsayısında, charmonium rezonanslarından gelen uzak mesafe (long distance-LD) etkilerinin de göz önüne alındığını vurgulamak gerekmektedir. Bu etkiler Breit-Weigner yaklaşımı kullanılarak aşağıdaki gibi parametrize edilmektedir [52, 165, 166]:

$$Y_{LD} = \frac{3\pi}{\alpha^2} C^{(0)} \sum_{i=1}^6 \kappa_i \frac{\Gamma(V_i \rightarrow \ell^+ \ell^-) m_{V_i}}{m_{V_i}^2 - q^2 - im_{V_i} \Gamma_{V_i}}, \quad (3.90)$$

burada, $C^{(0)} = 0.362$ ve κ_i fenomenolojik faktörlerdir. Aynı zamanda, m_{V_i} ve Γ_{V_i} sırasıyla vektör charmonyumun kütleleri ve bozunum oranlarını temsil etmektedir. Bu hesaplamalarda, $J/\psi(1s)$ ve $\psi(2s)$ olarak yalnızca iki en düşük rezonans katkısı göz önüne alınmıştır. Fenomenolojik faktörler ise, $\kappa_1 \cong 1$ ve $\kappa_2 \cong 2$ olarak seçilmiştir. Kütleler, dallanma kesirleri ve toplam bozunum genişlikleri Tablo 3.8’de verilmektedir.

Tablo 3.8: $J/\psi(1s)$ ve $\psi(2s)$ rezonansları ile ilişkili kütle, dallanma kesri ve toplam bozunum genişliklerinin değerleri [105].

J/ψ Ailesi	Kütle [GeV]	$\Gamma(V_i \rightarrow \ell^+ \ell^-)$	Γ_{V_i}
$J/\psi(1s)$	3.096	5.55×10^{-6}	92.9×10^{-6}
$\psi(2s)$	3.686	2.35×10^{-6}	304×10^{-6}

Yukarıda belirtilen J/ψ ailesinin rezonansları göz önüne alındığında, elektron ve muon son lepton durumları için aşağıdaki izin verilen üç fiziksel bölgeye göre analizler gerçekleştirilmiştir .

- I. Bölge : $4m_l^2 \leq q^2 \leq (m_{J/\psi(1s)} - 0.02)^2$,
- II. Bölge : $(m_{J/\psi(1s)} + 0.02)^2 \leq q^2 \leq (m_{\psi(2s)} - 0.02)^2$,
- III. Bölge : $(m_{\psi(2s)} + 0.02)^2 \leq q^2 \leq (m_{\Sigma_b} - m_{\Sigma})^2$.

Tau lepton durumunda ise iki bölgeye ayrılmaktadır:

- I. Bölge : $4m_\tau^2 \leq q^2 \leq (m_{\psi(2s)} - 0.02)^2$,

- II. Bölge : $(m_{\psi(2s)} + 0.02)^2 \leq q^2 \leq (m_{\Sigma_b} - m_{\Sigma})^2$,

Son olarak, Tablo 3.9’da nümerik hesaplarda kullanılan Wilson katsayılarının sayısal değerleri sunulmaktadır. Bu tabloda, C_7^{eff} , C_9^{eff} , C_{10} , C_{Q_1} , C_{Q_2} ve bu katsayıların üslü ifadeleri olan $C_7'^{eff}$, $C_9'^{eff}$, C_{10}' , C_{Q_1}' , C_{Q_2}' Wilson katsayılarının değerleri hem SM hem de farklı SUSY modellerinde verilmektedir. C_7^{eff} , C_9^{eff} ve C_{10} Wilson katsayıları, NHBs katkıları içermemektedir. Benzer şekilde, $C_7'^{eff}$, $C_9'^{eff}$ ve C_{10}' katsayıları da NHBs katkıları içermemektedir. Buradaki üslü katsayılar, SM operatörlerinin tersi bir helisiteye sahip operatörlere karşılık gelmektedir. C_{Q_1} , C_{Q_2} , C_{Q_1}' ve C_{Q_2}' , farklı SUSY senaryolarında NHBs katkıları içeren katsayılardır. Aynı zamanda, tüm üslü katsayıları, SUSY SO(10) GUT modelde NHBs’dan gelen katkıları içerdiğini belirtmekte yarar vardır [162].

Tablo 3.9: Nümerik hesaplarda kullanılan Wilson katsayıları [162–164, 167]. Parantez dışındaki değerler e ve μ lepton durumları için verilmiş iken, parantez içinde verilen değerler τ lepton durumunu temsil etmektedir. Diğer (parantezsiz) değerler tüm leptonlar için geçerlidir.

Wilson Katsayıları	SM	SUSY I	SUSY II	SUSY III	SUSY SO(10) ($A_0 = -1000$)
C_7^{eff}	-0.313	+0.376	+0.376	-0.376	-0.219
C_9^{eff}	4.334	4.767	4.767	4.767	4.275
C_{10}	-4.669	-3.735	-3.735	-3.735	-4.732
C_{Q_1}	0	0	6.5	1.2	$0.106 + 0i$
			(16.5)	(4.5)	(1.775+0.002i)
C_{Q_2}	0	0	-6.5	-1.2	$-0.107 + 0i$
			(-16.5)	(-4.5)	(-1.797-0.002i)
$C_7'^{eff}$	0	0	0	0	$0.039 + 0.038i$
$C_9'^{eff}$	0	0	0	0	$0.011 + 0.072i$
C_{10}'	0	0	0	0	$-0.075 - 0.67i$
C_{Q_1}'	0	0	0	0	$-0.247 + 0.242i$
					(-4.148+4.074i)
C_{Q_2}'	0	0	0	0	$-0.25 + 0.246i$
					(-4.202+4.128i)

3.5.3. Geçiş Genliği ve Matris Elemanları

Geçiş genliği, başlangıç ve son baryonik durumlar arasında yeni etkin Hamiltonyen'in sıkıştırılması sonucunda;

$$\mathcal{M}_{SUSY}^{\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-} = \langle \Sigma(p_\Sigma) | \mathcal{H}_{SUSY}^{eff} | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle, \quad (3.91)$$

olarak elde edilmektedir. Burada, p_{Σ_b} ve p_Σ sırasıyla Σ_b ve Σ baryonlarının momentumlarıdır. Tam teoride, oniki yapı faktörü bakımından parametrize edilmiş olan aşağıdaki geçiş matris elemanlarının hesabının yapılması gerekmektedir:

$$\begin{aligned} \langle \Sigma(p_\Sigma) | \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle = & \bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) \left[\gamma_\mu f_1(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2(q^2) \right. \\ & + q^\mu f_3(q^2) - \gamma_\mu \gamma_5 g_1(q^2) \\ & \left. - i \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2(q^2) - q^\mu \gamma_5 g_3(q^2) \right] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}), \end{aligned} \quad (3.92)$$

$$\begin{aligned} \langle \Sigma(p_\Sigma) | \bar{s} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) b | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle = & \bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) \left[\gamma_\mu f_1(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2(q^2) \right. \\ & + q^\mu f_3(q^2) + \gamma_\mu \gamma_5 g_1(q^2) \\ & \left. + i \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2(q^2) + q^\mu \gamma_5 g_3(q^2) \right] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}), \end{aligned} \quad (3.93)$$

$$\begin{aligned} \langle \Sigma(p_\Sigma) | \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 + \gamma_5) b | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle = & \bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) \left[\gamma_\mu f_1^T(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2^T(q^2) \right. \\ & + q^\mu f_3^T(q^2) + \gamma_\mu \gamma_5 g_1^T(q^2) \\ & \left. + i \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2^T(q^2) + q^\mu \gamma_5 g_3^T(q^2) \right] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}), \end{aligned} \quad (3.94)$$

$$\begin{aligned}
\langle \Sigma(p_\Sigma) | \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 - \gamma_5) b | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle &= \bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) \left[\gamma_\mu f_1^T(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2^T(q^2) \right. \\
&+ q^\mu f_3^T(q^2) - \gamma_\mu \gamma_5 g_1^T(q^2) \\
&\left. - i \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2^T(q^2) - q^\mu \gamma_5 g_3^T(q^2) \right] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) ,
\end{aligned} \tag{3.95}$$

$$\begin{aligned}
\langle \Sigma(p_\Sigma) | \bar{s} (1 + \gamma_5) b | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle &= \frac{1}{m_b} \bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) \left[\not{q} f_1(q^2) + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2(q^2) \right. \\
&+ q^2 f_3(q^2) - \not{q} \gamma_5 g_1(q^2) \\
&\left. - i q^\mu \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2(q^2) - q^2 \gamma_5 g_3(q^2) \right] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) ,
\end{aligned} \tag{3.96}$$

ve,

$$\begin{aligned}
\langle \Sigma(p_\Sigma) | \bar{s} (1 - \gamma_5) b | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle &= \frac{1}{m_b} \bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) \left[\not{q} f_1(q^2) + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2(q^2) \right. \\
&+ q^2 f_3(q^2) + \not{q} \gamma_5 g_1(q^2) \\
&\left. + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2(q^2) + q^2 \gamma_5 g_3(q^2) \right] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) ,
\end{aligned} \tag{3.97}$$

burada; q^2 geçiş momentumudur. Sırasıyla u_{Σ_b} ve u_Σ ise başlangış ve son durum baryonlarının spinörleridir. Aynı zamanda, $f_i^{(T)}$ ve $g_i^{(T)}$ ($i = 1, 2, 3$) geçiş yapı faktörleridir. SM ve SUSY senaryolarında, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum süreci analizinde, temel giriş parametreleri olarak kullanılan bu yapı faktörleri, [116]'da, ışık koni QCD toplam kuralları ile tam QCD'de hesaplanmıştır. (Daha önce Bölüm 3.3.1'de yapı faktörlerinin fit değerleri Tablo 3.3'de sunulmuştur.)

Yapı faktörleri bakımından yazılan yukarıdaki geçiş matris elemanları kullanılarak,

süpersimetrik genlik:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-}^{SUSY} = \frac{G_F \alpha_{em} V_{tb} V_{ts}^*}{2\sqrt{2}\pi} \Bigg\{ & \\
& \left[\bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) (\gamma_\mu [\mathcal{A}_1 R + \mathcal{B}_1 L] + i\sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{A}_2 R + \mathcal{B}_2 L] \right. \\
& + \left. q^\mu [\mathcal{A}_3 R + \mathcal{B}_3 L] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma^\mu \ell) \\
& + \left[\bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) (\gamma_\mu [\mathcal{D}_1 R + \mathcal{E}_1 L] + i\sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{D}_2 R + \mathcal{E}_2 L] \right. \\
& + \left. q^\mu [\mathcal{D}_3 R + \mathcal{E}_3 L] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell) \\
& + \left[\bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) (\not{q} [\mathcal{G}_1 R + \mathcal{H}_1 L] + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{G}_2 R + \mathcal{H}_2 L] \right. \\
& + \left. q^2 [\mathcal{G}_3 R + \mathcal{H}_3 L] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) \right] (\bar{\ell} \ell) \\
& + \left[\bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) (\not{q} [\mathcal{K}_1 R + \mathcal{S}_1 L] + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{K}_2 R + \mathcal{S}_2 L] \right. \\
& + \left. q^2 [\mathcal{K}_3 R + \mathcal{S}_3 L] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma_5 \ell) \Bigg\} ,
\end{aligned} \tag{3.98}$$

olarak bulunmuştur. Burada, $R = (1 + \gamma_5)/2$ ve $L = (1 - \gamma_5)/2$. Genlikte yazılmış olan kaligrafik katsayıların açık ifadeleri aşağıdaki gibi hesaplanmıştır:

$$\mathcal{A}_1 = f_1 C_9^{eff+} - g_1 C_9^{eff-} - 2m_b \frac{1}{q^2} \left[f_1^T C_7^{eff+} + g_1^T C_7^{eff-} \right],$$

$$\mathcal{A}_2 = \mathcal{A}_1 (1 \rightarrow 2), \quad \mathcal{A}_3 = \mathcal{A}_1 (1 \rightarrow 3) ,$$

$$\mathcal{B}_1 = f_1 C_9^{eff+} + g_1 C_9^{eff-} - 2m_b \frac{1}{q^2} \left[f_1^T C_7^{eff+} - g_1^T C_7^{eff-} \right],$$

$$\mathcal{B}_2 = \mathcal{B}_1 (1 \rightarrow 2), \quad \mathcal{B}_3 = \mathcal{B}_1 (1 \rightarrow 3) ,$$

$$\mathcal{D}_1 = f_1 C_{10}^+ - g_1 C_{10}^-, \quad \mathcal{D}_2 = \mathcal{D}_1 (1 \rightarrow 2), \quad \mathcal{D}_3 = \mathcal{D}_1 (1 \rightarrow 3),$$

$$\mathcal{E}_1 = f_1 C_{10}^+ + g_1 C_{10}^-, \quad \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_1 (1 \rightarrow 2), \quad \mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_1 (1 \rightarrow 3),$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{G}_1 &= \frac{1}{m_b} \left[f_1 C_{Q_1}^+ - g_1 C_{Q_1}^- \right], & \mathcal{G}_2 &= \mathcal{G}_1 (1 \rightarrow 2), & \mathcal{G}_3 &= \mathcal{G}_1 (1 \rightarrow 3), \\
\mathcal{H}_1 &= \frac{1}{m_b} \left[f_1 C_{Q_1}^+ + g_1 C_{Q_1}^- \right], & \mathcal{H}_2 &= \mathcal{H}_1 (1 \rightarrow 2), & \mathcal{H}_3 &= \mathcal{H}_1 (1 \rightarrow 3), \\
\mathcal{K}_1 &= \frac{1}{m_b} \left[f_1 C_{Q_2}^+ - g_1 C_{Q_2}^- \right], & \mathcal{K}_2 &= \mathcal{K}_1 (1 \rightarrow 2), & \mathcal{K}_3 &= \mathcal{K}_1 (1 \rightarrow 3), \\
\mathcal{S}_1 &= \frac{1}{m_b} \left[f_1 C_{Q_2}^+ + g_1 C_{Q_2}^- \right], & \mathcal{S}_2 &= \mathcal{S}_1 (1 \rightarrow 2), & \mathcal{S}_3 &= \mathcal{S}_1 (1 \rightarrow 3),
\end{aligned} \tag{3.99}$$

ile

$$\begin{aligned}
C_9^{eff+} &= C_9^{eff} + C_9'^{eff}, & C_9^{eff-} &= C_9^{eff} - C_9'^{eff}, \\
C_7^{eff+} &= C_7^{eff} + C_7'^{eff}, & C_7^{eff-} &= C_7^{eff} - C_7'^{eff}, \\
C_{10}^+ &= C_{10} + C_{10}', & C_{10}^- &= C_{10} - C_{10}', \\
C_{Q_1}^+ &= C_{Q_1} + C_{Q_1}', & C_{Q_1}^- &= C_{Q_1} - C_{Q_1}', \\
C_{Q_2}^+ &= C_{Q_2} + C_{Q_2}', & C_{Q_2}^- &= C_{Q_2} - C_{Q_2}'.
\end{aligned} \tag{3.100}$$

3.5.4. Diferansiyel Bozunum Genişliği, Dallanma Oranı ve İleri - Geri Yön Asimetrisi

Tezin bu alt bölümünde, göz önüne alınan bozunum kanalı için diferansiyel bozunum oranı hesaplanmaktadır. Yukarıda bahsedilen geçiş genliği kullanılarak, tam teoride

hesaplanan yapı faktörleri bakımından süpersimetrik diferansiyel bozunum oranı:

$$\frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) = \frac{G_F^2 \alpha_{em}^2 m_{\Sigma_b}}{16384\pi^5} |V_{tb}V_{ts}^*|^2 v \sqrt{\lambda(1, r, \hat{s})} \left[\mathcal{T}_0(\hat{s}) + \mathcal{T}_1(\hat{s})z + \mathcal{T}_2(\hat{s})z^2 \right], \quad (3.101)$$

olarak hesaplanmıştır. Diferansiyel bozunum oranında λ genel üçgen fonksiyonudur ve $\lambda = \lambda(1, r, \hat{s}) = (1 - r - \hat{s})^2 - 4r\hat{s}$ olarak tanımlanır. Aynı zamanda, $z = \cos \theta$ 'dır ve burada θ açısı, leptonların kütle merkezinde l^+ lepton ve Σ_b baryon momentumlarının arasındaki açıdır.

Kaligrafik $\mathcal{T}_0(\hat{s})$, $\mathcal{T}_1(\hat{s})$ ve $\mathcal{T}_2(\hat{s})$ fonksiyonları:

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_0(\hat{s}) = & 32m_\ell^2 m_{\Sigma_b}^4 \hat{s} (1 + r - \hat{s}) \left(|\mathcal{D}_3|^2 + |\mathcal{E}_3|^2 \right) \\ & + 64m_\ell^2 m_{\Sigma_b}^3 (1 - r - \hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{E}_3 + \mathcal{D}_3 \mathcal{E}_1^* \right] \\ & + 64m_{\Sigma_b}^2 \sqrt{r} (6m_\ell^2 - m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{E}_1 \right] \\ & + 64m_\ell^2 m_{\Sigma_b}^3 \sqrt{r} \left\{ 2m_{\Sigma_b} \hat{s} \text{Re} \left[\mathcal{D}_3^* \mathcal{E}_3 \right] + (1 - r + \hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{D}_3 + \mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_3 \right] \right\} \\ & + 32m_{\Sigma_b}^2 (2m_\ell^2 + m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}) \left\{ (1 - r + \hat{s}) m_{\Sigma_b} \sqrt{r} \text{Re} \left[\mathcal{A}_1^* \mathcal{A}_2 + \mathcal{B}_1^* \mathcal{B}_2 \right] \right. \\ & \left. - m_{\Sigma_b} (1 - r - \hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{A}_1^* \mathcal{B}_2 + \mathcal{A}_2^* \mathcal{B}_1 \right] - 2\sqrt{r} \left(\text{Re} \left[\mathcal{A}_1^* \mathcal{B}_1 \right] + m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} \text{Re} \left[\mathcal{A}_2^* \mathcal{B}_2 \right] \right) \right\} \\ & + 8m_{\Sigma_b}^2 \left\{ 4m_\ell^2 (1 + r - \hat{s}) + m_{\Sigma_b}^2 \left[(1 - r)^2 - \hat{s}^2 \right] \right\} \left(|\mathcal{A}_1|^2 + |\mathcal{B}_1|^2 \right) \\ & + 8m_{\Sigma_b}^4 \left\{ 4m_\ell^2 \left[\lambda + (1 + r - \hat{s}) \hat{s} \right] + m_{\Sigma_b}^2 \hat{s} \left[(1 - r)^2 - \hat{s}^2 \right] \right\} \left(|\mathcal{A}_2|^2 + |\mathcal{B}_2|^2 \right) \\ & - 8m_{\Sigma_b}^2 \left\{ 4m_\ell^2 (1 + r - \hat{s}) - m_{\Sigma_b}^2 \left[(1 - r)^2 - \hat{s}^2 \right] \right\} \left(|\mathcal{D}_1|^2 + |\mathcal{E}_1|^2 \right) \\ & + 8m_{\Sigma_b}^5 \hat{s} v^2 \left\{ -8m_{\Sigma_b} \hat{s} \sqrt{r} \text{Re} \left[\mathcal{D}_2^* \mathcal{E}_2 \right] + 4(1 - r + \hat{s}) \sqrt{r} \text{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{D}_2 + \mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_2 \right] \right. \\ & \left. - 4(1 - r - \hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{E}_2 + \mathcal{D}_2^* \mathcal{E}_1 \right] + m_{\Sigma_b} \left[(1 - r)^2 - \hat{s}^2 \right] \left(|\mathcal{D}_2|^2 + |\mathcal{E}_2|^2 \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - 8m_{\Sigma_b}^4 \left\{ 4m_\ell \left[(1-r)^2 - \hat{s}(1+r) \right] \text{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{K}_1 + \mathcal{E}_1^* \mathcal{S}_1 \right] \right. \\
& + (4m_\ell^2 - m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}) \left[(1-r)^2 - \hat{s}(1+r) \right] \left(|\mathcal{G}_1|^2 + |\mathcal{H}_1|^2 \right) \\
& + 4m_{\Sigma_b}^2 \sqrt{r} \hat{s}^2 (4m_\ell^2 - m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{G}_3^* \mathcal{H}_3 \right] \Big\} \\
& - 8m_{\Sigma_b}^5 \hat{s} \left\{ 2\sqrt{r} (4m_\ell^2 - m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}) (1-r+\hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{G}_1^* \mathcal{G}_3 + \mathcal{H}_1^* \mathcal{H}_3 \right] \right. \\
& + 4m_\ell \sqrt{r} (1-r+\hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{K}_3 + \mathcal{E}_1^* \mathcal{S}_3 + \mathcal{D}_3^* \mathcal{K}_1 + \mathcal{E}_3^* \mathcal{S}_1 \right] \\
& + 4m_\ell (1-r-\hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{S}_3 + \mathcal{E}_1^* \mathcal{K}_3 + \mathcal{D}_3^* \mathcal{S}_1 + \mathcal{E}_3^* \mathcal{K}_1 \right] \\
& + 2(1-r-\hat{s}) (4m_\ell^2 - m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{G}_1^* \mathcal{H}_3 + \mathcal{H}_1^* \mathcal{G}_3 \right] \\
& - m_{\Sigma_b} \left[(1-r)^2 - \hat{s}(1+r) \right] \left(|\mathcal{K}_1|^2 + |\mathcal{S}_1|^2 \right) \Big\} \\
& - 32m_{\Sigma_b}^4 \sqrt{r} \hat{s} \left\{ 2m_\ell \text{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{S}_1 + \mathcal{E}_1^* \mathcal{K}_1 \right] + (4m_\ell^2 - m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{G}_1^* \mathcal{H}_1 \right] \right\} \\
& + 8m_{\Sigma_b}^6 \hat{s}^2 \left\{ 4\sqrt{r} \text{Re} \left[\mathcal{K}_1^* \mathcal{S}_1 \right] + 2m_{\Sigma_b} \sqrt{r} (1-r+\hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{K}_1^* \mathcal{K}_3 + \mathcal{S}_1^* \mathcal{S}_3 \right] \right. \\
& + 2m_{\Sigma_b} (1-r-\hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{K}_1^* \mathcal{S}_3 + \mathcal{S}_1^* \mathcal{K}_3 \right] \\
& - (4m_\ell^2 - m_{\Sigma_b}^2 \hat{s}) (1+r-\hat{s}) \left(|\mathcal{G}_3|^2 + |\mathcal{H}_3|^2 \right) \\
& - 4m_\ell (1+r-\hat{s}) \text{Re} \left[\mathcal{D}_3^* \mathcal{K}_3 + \mathcal{E}_3^* \mathcal{S}_3 \right] - 8m_\ell \sqrt{r} \text{Re} \left[\mathcal{D}_3^* \mathcal{S}_3 + \mathcal{E}_3^* \mathcal{K}_3 \right] \Big\} \\
& + 8m_{\Sigma_b}^8 \hat{s}^3 \left\{ (1+r-\hat{s}) \left(|\mathcal{K}_3|^2 + |\mathcal{S}_3|^2 \right) + 4\sqrt{r} \text{Re} \left[\mathcal{K}_3^* \mathcal{S}_3 \right] \right\},
\end{aligned} \tag{3.102}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{T}_1(\hat{s}) &= -32m_{\Lambda_b}^4 m_\ell \sqrt{\lambda} v (1-r) \text{Re} \left(\mathcal{A}_1^* \mathcal{G}_1 + \mathcal{B}_1^* \mathcal{H}_1 \right) \\
&- 16m_{\Lambda_b}^4 \hat{s} v \sqrt{\lambda} \left\{ 2\text{Re} \left(\mathcal{A}_1^* \mathcal{D}_1 \right) - 2\text{Re} \left(\mathcal{B}_1^* \mathcal{E}_1 \right) \right. \\
&+ 2m_{\Lambda_b} \text{Re} \left(\mathcal{B}_1^* \mathcal{D}_2 - \mathcal{B}_2^* \mathcal{D}_1 + \mathcal{A}_2^* \mathcal{E}_1 - \mathcal{A}_1^* \mathcal{E}_2 \right)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 2m_{\Lambda_b}m_\ell \text{Re} \left(\mathcal{A}_1^* \mathcal{H}_3 + \mathcal{B}_1^* \mathcal{G}_3 - \mathcal{A}_2^* \mathcal{H}_1 - \mathcal{B}_2^* \mathcal{G}_1 \right) \Big\} \\
& + 32m_{\Lambda_b}^5 \hat{s} v \sqrt{\lambda} \left\{ m_{\Lambda_b} (1-r) \text{Re} \left(\mathcal{A}_2^* \mathcal{D}_2 - \mathcal{B}_2^* \mathcal{E}_2 \right) \right. \\
& + \sqrt{r} \text{Re} \left(\mathcal{A}_2^* \mathcal{D}_1 + \mathcal{A}_1^* \mathcal{D}_2 - \mathcal{B}_2^* \mathcal{E}_1 - \mathcal{B}_1^* \mathcal{E}_2 \right) \\
& - \sqrt{r} m_\ell \text{Re} \left(\mathcal{A}_1^* \mathcal{G}_3 + \mathcal{B}_1^* \mathcal{H}_3 + \mathcal{A}_2^* \mathcal{G}_1 + \mathcal{B}_2^* \mathcal{H}_1 \right) \Big\} \\
& + 32m_{\Lambda_b}^6 m_\ell \sqrt{\lambda} v \hat{s}^2 \text{Re} \left(\mathcal{A}_2^* \mathcal{G}_3 + \mathcal{B}_2^* \mathcal{H}_3 \right),
\end{aligned} \tag{3.103}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{T}_2(\hat{s}) = & -8m_{\Sigma_b}^4 v^2 \lambda \left(|\mathcal{A}_1|^2 + |\mathcal{B}_1|^2 + |\mathcal{D}_1|^2 + |\mathcal{E}_1|^2 \right) \\
& + 8m_{\Sigma_b}^6 \hat{s} v^2 \lambda \left(|\mathcal{A}_2|^2 + |\mathcal{B}_2|^2 + |\mathcal{D}_2|^2 + |\mathcal{E}_2|^2 \right),
\end{aligned} \tag{3.104}$$

olarak bulunmuştur.

Yalnızca $\hat{s}$ bakımından diferansiyel bozunum oranını elde edebilmek için, $[-1, 1]$ aralığında Denklem (3.101)'in z üzerinden integrali alınmalıdır. Sonuç olarak,

$$\frac{d\Gamma}{d\hat{s}}(\hat{s}) = \frac{G_F^2 \alpha_{em}^2 m_{\Sigma_b}}{8192\pi^5} |V_{tb} V_{ts}^*|^2 v \sqrt{\lambda} \left[\mathcal{T}_0(\hat{s}) + \frac{1}{3} \mathcal{T}_2(\hat{s}) \right], \tag{3.105}$$

elde edilmektedir.

Yukarıda hesaplanan diferansiyel bozunum oranı kullanılarak, nümerik olarak diferansiyel bozunum oranı analizi yapılabilmekte ve farklı lepton kanallarında dallanma oranı değerleri hesaplanabilmektedir. Analizleri ve hesapları yapılan bu değerler tezin BULGULAR kısmında verilmektedir. Aynı zamanda, bu hesaplamaların yapılabilmesi için bazı nümerik değerlere ihtiyaç vardır. Bu değerler Bölüm 3.3.3'de Tablo 3.4 ve 3.5'de sunulmaktadır. Bu çalışmada, kuark kütleleri için Pole şemasındaki değerler dikkate alınmıştır.

Bu çalışmada analizi yapılan bir diğer gözlenebilir nicelik Lepton ileri-geri asimetrisi ($\mathcal{A}_{FB}$)’dir. Teknik dilde ise, lepton $\mathcal{A}_{FB}$ diferansiyel bozunum oranı bakımından:

$$\mathcal{A}_{FB}(\hat{s}) = \frac{\int_0^1 \frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) dz - \int_{-1}^0 \frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) dz}{\int_0^1 \frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) dz + \int_{-1}^0 \frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) dz} . \quad (3.106)$$

olarak tanımlanmaktadır. Benzer şekilde, $\mathcal{A}_{FB}$ için yapılan nümerik hesaplar tezin BULGULAR bölümünde verilmektedir.

3.6. STANDART MODEL VE TOPRENK-DESTEKLİ TEKNİRENK MODELLERDE YARILEPTONİK $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ BOZUNUMU

Son olarak bu alt bölümde, SM ve Toprenk-Destekli Teknirenk Modeller’de FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ geçişinin karşılaştırılmalı analizi yapılmaktadır. Tam teoride, ışık koni QCD toplam kuralları ile hesaplanmış yapı faktörleri kullanılarak, göz önüne alınan bozunum kanalı ile ilgili bozunum genişliği, dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisi hesaplanmaktadır. Daha sonra, Toprenk-Destekli Teknirenk Model’in sonuçları SM’nin öngörülleri ile karşılaştırılmakta ve elde edilen sonuçların nasıl sapma gösterdiği tartışılmaktadır.

Tezin Genel Kısımlar’ında Teknirenk ve Toprenk-Destekli Teknirenk Senaryoları’nın genel tanımı yapılmaktadır. (TC2 modeli ve onun uygulamaları hakkında daha fazla bilgi elde edebilmek için Bknz [168–171]) Yapılmış olan analizin daha da vurgulanması adına modelle ilgili daha fazla teknik bilgi vermek gerekmektedir. Daha önce belirtildiği gibi, TC2 model hem Higgs senaryosuna hem de ~ 1 TeV’e yakın ölçekte üçüncü nesil top-renk etkileşimlerine alternatif olarak dinamik elektrozayıf simetri kırınımı mekanizmasından sorumlu olan Teknirenk etkileşimlerini bir araya getirmesi sebebiyle çok cazip bir düzen oluşturmaktadır. Bu model, elektrozayıf ve çeşni simetri kırınımı mekanizmalarına ve aynı zamanda top kuarkın büyük kütesine bir açıklama sağlamaktadır. Bununla birlikte, güçlü bağlaşım üçlüsü yarı-Nambu-Goldstone bozonlar, top kütle ölçeğine yakın yüksüz-yüklü “top-pionlar” ($\pi_t^{0,\pm}$), bir izospin-tekli bozonu, yüksüz “top-Higgs” (h_t^0) ve evrensel olmayan ayar bozonunu (Z') tahmin etmektedir. Bu yeni

parçacıkların değiş-tokuşu SM ile karşılaştırıldığında Wilson katsayılarında değişiklik meydana getiren Çeşni-Değişim (Flavor-Changing-FC) etkisi meydana getirmektedir [85].

Top-pionların, fermiyonlara Çeşni-diyagonal (flavor-diagonal (FD)) bağlaşımı [85, 86, 172–174]

$$\begin{aligned} & \frac{m_t^*}{\sqrt{2}F_\pi} \frac{\sqrt{v_w^2 - F_\pi^2}}{v_w} \left[i\bar{t}\gamma^5 t \pi_t^0 + \sqrt{2}\bar{t}_R b_L \pi_t^+ + \sqrt{2}\bar{b}_L t_R \pi_t^- \right] \\ & + \frac{m_b^*}{\sqrt{2}F_\pi} \left[i\bar{b}\gamma^5 b \pi_t^0 + \sqrt{2}\bar{t}_L b_R \pi_t^+ + \sqrt{2}\bar{b}_R t_L \pi_t^- \right] + \frac{m_l}{v} \bar{l}\gamma^5 l \pi_t^0, \end{aligned} \quad (3.107)$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada, $m_t^* = m_t(1 - \varepsilon)$ ve $m_b^* = m_b - 0.1 \varepsilon m_t$ sırasıyla top-renk etkileşimlerden meydana gelen üst ve alt kuarkların kütlelerini belirtmektedir. F_π , Pagels-Stokar formülünden hesaplanan fiziksel top-pion bozunum sabitidir ve $v_w = v/\sqrt{2} = 174$ GeV'dir. Burada, v Higgs alanının vakum beklenen değeri olarak tanımlanmaktadır ve $\frac{\sqrt{v_w^2 - F_\pi^2}}{v_w}$ faktörü Goldstone bozonları (tekni-pionlar) ve top-pionlar arasındaki karışım etkilerini temsil etmektedir.

Top-pionların kuarklara FC bağlaşimleri [175–177]

$$\begin{aligned} & \frac{m_t^*}{\sqrt{2}F_\pi} \frac{\sqrt{v_w^2 - F_\pi^2}}{v_w} \left[iK_{UR}^{tc} K_{UL}^{tt*} \bar{t}_L c_R \pi_t^0 + \sqrt{2}K_{UR}^{tc*} K_{DL}^{bb} \bar{c}_R b_L \pi_t^+ + \sqrt{2}K_{UR}^{tc} K_{DL}^{bb*} \bar{b}_L c_R \pi_t^- \right. \\ & \left. + \sqrt{2}K_{UR}^{tc*} K_{DL}^{ss} \bar{t}_R s_L \pi_t^+ + \sqrt{2}K_{UR}^{tc} K_{DL}^{ss*} \bar{s}_L t_R \pi_t^- \right], \end{aligned} \quad (3.108)$$

olarak yazılabilmektedir. Burada, $K_{UL(R)}$ ve $K_{DL(R)}$ sırasıyla aşağı-tipli sol ve sağ elli kuarklar için yukarı-kuark ve aşağı-kuark kütle matrisleri M_U ve M_D 'yi köşegenleştiren dönme matrisleridir. Bağlaşım parametrelerinin değerleri,

$$K_{UL}^{tt} \approx K_{DL}^{bb} \approx K_{DL}^{ss} \approx 1, \quad K_{UR}^{tc} \leq \sqrt{2\varepsilon - \varepsilon^2}, \quad (3.109)$$

olarak verilmektedir.

Yeni ayar bozonu Z' 'ın FD bağlaşımları da [85, 86, 172–175]

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Z'}^{FD} = & -\sqrt{4\pi K_1} \left\{ Z'_\mu \left[\frac{1}{2} \bar{\tau}_L \gamma^\mu \tau_L - \bar{\tau}_R \gamma^\mu \tau_R + \frac{1}{6} \bar{t}_L \gamma^\mu t_L + \frac{1}{6} \bar{b}_L \gamma^\mu b_L + \frac{2}{3} \bar{t}_R \gamma^\mu t_R \right. \right. \\ & - \left. \frac{1}{3} \bar{b}_R \gamma^\mu b_R \right] - \tan^2 \theta' Z'_\mu \left[\frac{1}{6} \bar{s}_L \gamma^\mu s_L - \frac{1}{3} \bar{s}_R \gamma^\mu s_R - \frac{1}{2} \bar{\mu}_L \gamma^\mu \mu_L - \bar{\mu}_R \gamma^\mu \mu_R \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma^\mu e_L - \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \right] \right\},\end{aligned}\quad (3.110)$$

olarak verilmektedir. Burada K_1 , (0.3 - 1) bölgesinde yer alan bağlaşım sabitidir. θ' karışım açısıdır ve g_1 sırada hyperyük ayar bağlaşım sabiti ile $\tan \theta' = \frac{g_1}{\sqrt{4\pi K_1}}$ olarak tanımlanmaktadır.

Evrensel olmayan Z' ayar bozonunun fermiyonlara FC bağlaşımları [178]

$$\mathcal{L}_{Z'}^{FC} = -\frac{g_1}{2} \cot \theta' Z'^\mu \left\{ \frac{1}{3} D_L^{bb} D_L^{bs*} \bar{s}_L \gamma_\mu b_L - \frac{2}{3} D_R^{bb} D_R^{bs*} \bar{s}_R \gamma_\mu b_R + \text{h.c.} \right\}, \quad (3.111)$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada, D_L ve D_R sırasıyla aşağı tipli sol ve sağ elli kuarkların kütlelerinden biri için zayıf özdeğer dönüşüm matrisleridir.

3.6.1. Toprenk - Destekli Teknirenk Modelde $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ için Etkin Hamiltonyen

Standart Model'de yarıleptonik $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişi için etkin Hamiltonyen ifadesi Bölüm 3.3.1'de Denklem (3.12)'de verilmiştir. TC2 modelde yeni fizik etkilerinden dolayı etkin Hamiltonyen'in yapısı değişmektedir. TC2 modelde $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişi için etkin Hamiltonyen ifadesi [171]:

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_{TC2}^{eff} = & \frac{G_F \alpha_{em} V_{tb} V_{ts}^*}{2\sqrt{2}\pi} \left[\tilde{C}_9^{eff} \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell + \tilde{C}_{10} \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell \right. \\ & - 2m_b \tilde{C}_7^{eff} \frac{1}{q^2} \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell + C_{Q_1} \bar{s} (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \ell \\ & \left. + C_{Q_2} \bar{s} (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma_5 \ell \right],\end{aligned}\quad (3.112)$$

olarak verilmektedir. Burada, $\tilde{C}_7^{eff}$, $\tilde{C}_9^{eff}$, $\tilde{C}_{10}$, C_{Q_1} ve C_{Q_2} yeni Wilson katsayılarıdır. $\tilde{C}_7^{eff}$, $\tilde{C}_9^{eff}$ ve $\tilde{C}_{10}$ katsayılarına hem SM hem de TC2 modellerinden katkılar gelmektedir. Yüklü top-pionlar yalnızca $\tilde{C}_7^{eff}$ Wilson katsayısına katkı vermekte iken, evrensel olmayan ayar bozonu Z' , $\tilde{C}_9^{eff}$ ve $\tilde{C}_{10}$ Wilson katsayılarına katkı sağlamaktadır.

3.6.2. Standart Model ve Toprenk - Destekli Teknirenk Modelde Wilson Katsayıları

Bu alt bölümde Standart Model ve TC2 modelde ortaya çıkan Wilson katsayılarının açık ifadeleri sunulmaktadır.

Standart Model'de, C_7^{eff} Wilson katsayısının logaritma yaklaşımı ile verilmiş ifadesi aşağıdaki gibidir [117, 118, 127, 179]:

$$C_7^{eff}(\mu_b) = \eta^{\frac{16}{23}} C_7(\mu_W) + \frac{8}{3} \left(\eta^{\frac{14}{23}} - \eta^{\frac{16}{23}} \right) C_8(\mu_W) + C_2(\mu_W) \sum_{i=1}^8 h_i \eta^{a_i}, \quad (3.113)$$

Burada, η , a_i ve h_i katsayıları sırasıyla Denklem (3.23), (3.24) ve (3.46)'da verilmektedir. Aynı zamanda Denklem (3.113)'de geriye kalan fonksiyonlar,

$$C_7(\mu_W) = -\frac{1}{2} D_0'^{SM}(x_t), \quad C_8(\mu_W) = -\frac{1}{2} E_0'^{SM}(x_t), \quad C_2(\mu_W) = 1, \quad (3.114)$$

olarak verilmektedir. Buradaki $D_0'^{SM}(x_t)$ ve $E_0'^{SM}(x_t)$ fonksiyonları sırasıyla Denklem (3.42) ve (3.43)'de sunulmaktadır.

Standart Model'de, C_9^{eff} Wilson katsayısı,

$$\begin{aligned} C_9^{eff}(\hat{s}') &= C_9^{NDR} \eta(\hat{s}') + h(z, \hat{s}') (3C_1 + C_2 + 3C_3 + C_4 + 3C_5 + C_6) \\ &\quad - \frac{1}{2} h(1, \hat{s}') (4C_3 + 4C_4 + 3C_5 + C_6) \\ &\quad - \frac{1}{2} h(0, \hat{s}') (C_3 + 3C_4) + \frac{2}{9} (3C_3 + C_4 + 3C_5 + C_6), \end{aligned} \quad (3.115)$$

olarak ifade edilmektedir [117, 127]. q^2 'ye bağlı $\hat{s}' = \frac{q^2}{m_b^2}$ ifadesi, $4m_l^2 \leq q^2 \leq (m_{\Sigma_b} - m_{\Sigma})^2$ aralığında değerler alabilmektedir. Saf Boyutlu Düzenleştirme (NDR) şemasında C_9^{NDR}

ifadesi,

$$C_9^{NDR} = P_0^{NDR} + \frac{Y^{SM}}{\sin^2 \theta_W} - 4Z^{SM} + P_E E^{SM}, \quad (3.116)$$

olarak karşımıza çıkmaktadır. Burada karşılaşılan P_0^{NDR} ve $\sin^2 \theta_W$ değerleri, Bölüm 3.3.2’de verilmektedir. Aynı zamanda $Y^{SM} = 0.98$ ve $Z^{SM} = 0.679$ değerlerine sahiptir [117, 127, 179]. Denklem (3.116)’daki son terim, P_E ’nin çok küçük olmasından dolayı işlemlerde göz önüne alınmamaktadır. Denklem (3.115)’deki $\eta(\hat{s}')$, C_j , $h(y, \hat{s}')$ ve $h(0, \hat{s}')$ ifadeleri sırasıyla Denklem (3.19), (3.22), (3.26) ve (3.27)’de tanımlanmaktadır.

Standart Model’de, C_{10} Wilson katsayısı skaladan bağımsızdır ve açık bir şekilde aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$C_{10} = -\frac{Y^{SM}}{\sin^2 \theta_W}. \quad (3.117)$$

Bir sonraki aşamada, Denklem (3.113)’e girilen $C_7(\mu_W)$ ve $C_8(\mu_W)$ Wilson katsayılarının açık ifadelerini TC2 modelde sunmak gerekir. TC2 modelde yeni fotonik ve gluonik penguen diyagramları; birim yüklü skaler ($\pi_1^\pm$, $\pi_8^\pm$ ve $\pi_t^\pm$) çizgiler ile SM penguen diyagramlarındaki içsel $W^\pm$ çizgilerinin yer değiştirmeleri sonucunda meydana gelmektedir (daha fazla bilgi için, Bknz. Kaynak [168]). Sonuç olarak, TC2 modelde $\tilde{C}_7(\mu_W)$ ve $\tilde{C}_8(\mu_W)$ Wilson katsayıları aşağıdaki şekilde yazılabilir [171, 180]:

$$\tilde{C}_7(\mu_W) = -\frac{1}{2}D_0'^{TC2tot}(x_t, z_t), \quad \tilde{C}_8(\mu_W) = -\frac{1}{2}E_0'^{TC2tot}(x_t, z_t), \quad (3.118)$$

burada

$$\begin{aligned} D_0'^{TC2tot}(x_t, z_t) &= D_0'^{SM}(x_t) + D_0'^{TC2}(z_t), \\ E_0'^{TC2tot}(x_t, z_t) &= E_0'^{SM}(x_t) + E_0'^{TC2}(z_t), \end{aligned} \quad (3.119)$$

ve

$$\begin{aligned} D_0'^{TC2}(z_t) &= \frac{1}{8\sqrt{2}G_F F_\pi^2} \left[-\frac{22-53z_t+25z_t^2}{18(1-z_t)^3} - \frac{3z_t-8z_t^2+4z_t^3}{3(1-z_t)^4} \log[z_t] \right], \\ E_0'^{TC2}(z_t) &= \frac{1}{8\sqrt{2}G_F F_\pi^2} \left[-\frac{5-19z_t+20z_t^2}{6(1-z_t)^3} + \frac{z_t^2-2z_t^3}{(1-z_t)^4} \log[z_t] \right], \end{aligned} \quad (3.120)$$

ile $z_t = m_t^{*2}/m_{\pi^\pm}^2$.

Denklem (3.115)'da C_9^{NDR} 'a girilen Y^{SM} ve Z^{SM} ifadelerine TC2 modeldeki evrensel olmayan ayar bozonu Z' parçacığından yeni katkılar gelmektedir [171]. TC2 modelde $\tilde{C}_9^{NDR}$,

$$\tilde{C}_9^{NDR} = P_0^{NDR} + \frac{Y^{TC2tot}(y_t)}{\sin^2 \theta_W} - 4Z^{TC2tot}(y_t), \quad (3.121)$$

olarak verilmektedir ve burada

$$\begin{aligned} Y^{TC2tot}(y_t) &= Y^{SM} + Y^{TC2}(y_t), \\ Z^{TC2tot}(y_t) &= Z^{SM} + Z^{TC2}(y_t). \end{aligned} \quad (3.122)$$

$Y^{TC2}(y_t)$ ve $Z^{TC2}(y_t)$ fonksiyonları son durumda e ya da μ parçacıkları için aşağıdaki ifadeler ile verilmektedir [170, 171]:

$$Y^{TC2}(y_t) = Z^{TC2}(y_t) = \frac{-\tan^2 \theta' M_Z^2}{M_{Z'}^2} \left[K_{ab}(y_t) + K_c(y_t) + K_d(y_t) \right], \quad (3.123)$$

ile $y_t = m_t^{*2}/m_W^2$. Son leptonik durum olan τ parçacığı için, yukarıdaki denklemdeki $-\tan^2 \theta'$ faktörü 1 değeri almaktadır. Denklem (3.123) içindeki fonksiyonlar da [181]:

$$\begin{aligned} K_{ab}(y_t) &= \frac{8}{3}(\tan^2 \theta' - 1) \frac{F_1(y_t)}{(v_d + a_d)}, \\ K_c(y_t) &= \frac{16F_2(y_t)}{3(v_u - a_u)} - \frac{8F_3(y_t)}{3(v_u + a_u)}, \\ K_d(y_t) &= \frac{16F_4(y_t)}{3(v_u - a_u)} + \frac{8F_5(y_t)}{3(v_u + a_u)}, \end{aligned} \quad (3.124)$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada,

$$\begin{aligned}
F_1(y_t) &= -\left[0.5(Q-1)\sin^2\theta_W + 0.25\right] \left\{ y_t^2 \ln(y_t)/(y_t-1)^2 - y_t/(y_t-1) \right. \\
&\quad - y_t \left[0.5 \left(-0.5772 + \ln(4\pi) - \ln(M_W^2) \right) + 0.75 \right. \\
&\quad \left. \left. - 0.5 \left(x^2 \ln(y_t)/(y_t-1)^2 - 1/(y_t-1) \right) \right] \right\} \left[(1+y_t)/(y_t-2) \right], \\
F_2(y_t) &= \left(0.5Q\sin^2\theta_W - 0.25 \right) \left[y_t^2 \ln(y_t)/(y_t-1)^2 - 2y_t \ln(y_t)/(y_t-1)^2 + y_t/(y_t-1) \right], \\
F_3(y_t) &= -Q\sin^2\theta_W \left[y_t/(y_t-1) - y_t \ln(y_t)/(y_t-1)^2 \right], \\
F_4(y_t) &= 0.25 \left(4\sin^2\theta_W/3 - 1 \right) \left[y_t^2 \ln(y_t)/(y_t-1)^2 - y_t - y_t/(y_t-1) \right], \\
F_5(y_t) &= -0.25Q\sin^2\theta_W y_t \left[-0.5772 + \ln(4\pi) - \ln(M_W^2) + 1 - y_t \ln(y_t)/(y_t-1) \right] \\
&\quad - \sin^2\theta_W/6 \left[y_t^2 \ln(y_t)/(y_t-1)^2 - y_t - y_t/(y_t-1) \right], \tag{3.125}
\end{aligned}$$

ve sırasıyla yukarı ve aşağı kuarkları temsil eden u ve d ile $a_{u,d} = I_3$, $v_{u,d} = I_3 - 2Q_{u,d}\sin^2\theta_W$ olarak tanımlanmaktadır.

TC2 modelde, etkin Hamiltonyen’de bulunan C_{Q_1} ve C_{Q_2} Wilson katsayıları, nadir bozunumlara katkı veren nötral top-pion π_t^0 ve top-Higgs h_t^0 parçacıklarına aittir. TC2 modelde C_{Q_1} katsayısı [170],

$$C_{Q_1} = \frac{\sqrt{v_w^2 - F_\pi^2}}{v_w} \left(\frac{m_b^* m_l v}{2\sqrt{2}\sin^2\theta_W F_\pi m_{h_t^0}^2} C_0(x_t) + \frac{V_{ts} m_l m_t m_b^{*2} M_W^2}{4\sqrt{2}g_2^4 F_\pi^2 m_{h_t^0}^2} C(x_s) \right), \tag{3.126}$$

olarak verilmektedir ve buradaki Inami-Lim fonksiyonu $C_0(x_t)$ [179]

$$C_0(x_t) = \frac{x_t}{8} \left[\frac{x_t - 6}{x_t - 1} + \frac{3x_t + 2}{(x_t - 1)^2} \ln x_t \right], \tag{3.127}$$

olarak tanımlanmaktadır. Aynı zamanda, Denklem (3.126) içindeki $C(x_s)$ fonksiyonu [171]

$$C(x_s) = \frac{F_6(x_s)}{-[0.5(Q-1)\sin^2\theta_W + 0.25]}, \tag{3.128}$$

ile

$$\begin{aligned}
 F_6(x_s) = & -\left[0.5(Q-1)\sin^2\theta_W + 0.25\right] \left\{ x_s^2 \ln(x_s)/(x_s-1)^2 - x_s/(x_s-1) \right. \\
 & - x_s \left[0.5 \left(-0.5772 + \ln(4\pi) - \ln(M_W^2) \right) + 0.75 - 0.5 \left(x^2 \ln(x_s)/(x_s-1)^2 \right. \right. \\
 & \left. \left. - 1/(x_s-1) \right) \right] \left. \right\}, \tag{3.129}
 \end{aligned}$$

verilmektedir. Burada $x_s = m_t^{*2}/m_{\pi_0}^2$; ve g_2 , $SU(2)$ bağlaşım sabitidir. Fermiyonlar ile nötral top-Higgs bağlaşımı, yüksüz top-piondan bir γ_5 faktörü kadar farklıdır. Buna rağmen, C_{Q_2} katsayısının formu skaler parçacıkların kütleleri hariç C_{Q_1} katsayısı ile aynıdır [170].

3.6.3. Geçiş Matris Elemanları, Geçiş Genliği ve Diferansiyel Bozunum Oranı

Başlangıç ve son durum arasında etkin Hamiltonyen'in sıkıştırılması ile $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için geçiş genliği:

$$\mathcal{M}^{\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-} = \langle \Sigma(p_\Sigma) | \mathcal{H}^{eff} | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle, \tag{3.130}$$

olarak elde edilmektedir. Burada, p_{Σ_b} ve p_Σ sırasıyla Σ_b ve Σ baryonlarının momentumlarıdır. Geçiş genliğini hesaplamak için, tam teoride hesaplanmış on iki yapı faktörü bakımından tanımlanan geçiş matris elemanlarına ihtiyaç vardır:

$$\begin{aligned}
 \langle \Sigma(p_\Sigma) | \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle = & \bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) \left[\gamma_\mu f_1(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2(q^2) \right. \\
 & + q^\mu f_3(q^2) - \gamma_\mu \gamma_5 g_1(q^2) \\
 & \left. - i \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2(q^2) - q^\mu \gamma_5 g_3(q^2) \right] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}), \tag{3.131}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle \Sigma(p_\Sigma) | \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 + \gamma_5) b | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle &= \bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) \left[\gamma_\mu f_1^T(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2^T(q^2) \right. \\
&+ q^\mu f_3^T(q^2) + \gamma_\mu \gamma_5 g_1^T(q^2) \\
&+ \left. i \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2^T(q^2) + q^\mu \gamma_5 g_3^T(q^2) \right] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) ,
\end{aligned} \tag{3.132}$$

ve

$$\begin{aligned}
\langle \Sigma(p_\Sigma) | \bar{s} (1 + \gamma_5) b | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle &= \frac{1}{m_b} \bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) \left[\not{q} f_1(q^2) + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2(q^2) \right. \\
&+ q^2 f_3(q^2) - \not{q} \gamma_5 g_1(q^2) \\
&- \left. i q^\mu \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2(q^2) - q^2 \gamma_5 g_3(q^2) \right] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) ,
\end{aligned} \tag{3.133}$$

burada u_{Σ_b} ve u_Σ sırasıyla başlangıç ve son durum baryonlarının spinörleridir. Aynı zamanda, burada $i = 1, 2, 3$ olmak üzere $f_i^{(T)}$ ve $g_i^{(T)}$ geçiş yapı faktörleridir.

Yukarıda tanımlanan geçiş matris elemanları kullanılarak, TC2 modelde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için geçiş genliği aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{TC2}^{\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-} &= \frac{G_F \alpha_{em} V_{tb} V_{ts}^*}{2\sqrt{2}\pi} \left\{ \right. \\
&\left[\bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) (\gamma_\mu [\mathcal{A}_1^{TC2} R + \mathcal{B}_1^{TC2} L] + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{A}_2^{TC2} R + \mathcal{B}_2^{TC2} L] \right. \\
&+ \left. q^\mu [\mathcal{A}_3^{TC2} R + \mathcal{B}_3^{TC2} L]) u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma^\mu \ell) \\
&+ \left[\bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) (\gamma_\mu [\mathcal{D}_1^{TC2} R + \mathcal{E}_1^{TC2} L] + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{D}_2^{TC2} R + \mathcal{E}_2^{TC2} L] \right. \\
&+ \left. q^\mu [\mathcal{D}_3^{TC2} R + \mathcal{E}_3^{TC2} L]) u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell) \\
&+ \left[\bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) (\not{q} [\mathcal{G}_1^{TC2} R + \mathcal{H}_1^{TC2} L] + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{G}_2^{TC2} R + \mathcal{H}_2^{TC2} L] \right. \\
&+ \left. q^\mu [\mathcal{D}_3^{TC2} R + \mathcal{E}_3^{TC2} L]) u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell) \\
&+ \left. \left[\bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) (\not{q} [\mathcal{G}_1^{TC2} R + \mathcal{H}_1^{TC2} L] + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{G}_2^{TC2} R + \mathcal{H}_2^{TC2} L] \right. \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + q^2 [\mathcal{G}_3^{TC2} R + \mathcal{H}_3^{TC2} L] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) \Big] (\bar{\ell} \ell) \\
& + \left[\bar{u}_{\Sigma}(p_{\Sigma}) (\not{q} [\mathcal{K}_1^{TC2} R + \mathcal{J}_1^{TC2} L] + i q^{\mu} \sigma_{\mu\nu} q^{\nu} [\mathcal{K}_2^{TC2} R + \mathcal{J}_2^{TC2} L] \right. \\
& \left. + q^2 [\mathcal{K}_3^{TC2} R + \mathcal{J}_3^{TC2} L] u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma_5 \ell) \Big\} .
\end{aligned}
\tag{3.134}$$

Burada $R = (1 + \gamma_5)/2$ ve $L = (1 - \gamma_5)/2$ olarak tanımlanmaktadır. Kaligrafik katsayılar,

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_1^{TC2} &= (f_1 - g_1) \tilde{C}_9^{eff} - 2m_b \frac{1}{q^2} (f_1^T + g_1^T) \tilde{C}_7^{eff}, & \mathcal{G}_1^{TC2} &= \frac{1}{m_b} (f_1 - g_1) C_{Q_1}, \\
\mathcal{A}_2^{TC2} &= \mathcal{A}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2), & \mathcal{G}_2^{TC2} &= \mathcal{G}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2), \\
\mathcal{A}_3^{TC2} &= \mathcal{A}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3), & \mathcal{G}_3^{TC2} &= \mathcal{G}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3), \\
\mathcal{B}_1^{TC2} &= \mathcal{A}_1^{TC2} (g_1 \rightarrow -g_1; g_1^T \rightarrow -g_1^T), & \mathcal{H}_1^{TC2} &= \mathcal{G}_1^{TC2} (g_1 \rightarrow -g_1), \\
\mathcal{B}_2^{TC2} &= \mathcal{B}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2), & \mathcal{H}_2^{TC2} &= \mathcal{H}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2), \\
\mathcal{B}_3^{TC2} &= \mathcal{B}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3), & \mathcal{H}_3^{TC2} &= \mathcal{H}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3), \\
\mathcal{D}_1^{TC2} &= (f_1 - g_1) \tilde{C}_{10}, & \mathcal{K}_1^{TC2} &= \frac{1}{m_b} (f_1 - g_1) C_{Q_2}, \\
\mathcal{D}_2^{TC2} &= \mathcal{D}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2), & \mathcal{K}_2^{TC2} &= \mathcal{K}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2), \\
\mathcal{D}_3^{TC2} &= \mathcal{D}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3), & \mathcal{K}_3^{TC2} &= \mathcal{K}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3), \\
\mathcal{E}_1^{TC2} &= \mathcal{D}_1^{TC2} (g_1 \rightarrow -g_1), & \mathcal{J}_1^{TC2} &= \mathcal{K}_1^{TC2} (g_1 \rightarrow -g_1),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{E}_2^{TC2} &= \mathcal{E}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2) , & \mathcal{S}_2^{TC2} &= \mathcal{S}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2) , \\
\mathcal{E}_3^{TC2} &= \mathcal{E}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3) , & \mathcal{S}_3^{TC2} &= \mathcal{S}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3) ,
\end{aligned} \tag{3.135}$$

olarak tanımlanmaktadır.

TC2 modelde, yukarıda hesaplanan geçiş genliği kullanılarak yapı faktörleri bakımından hesaplanan diferansiyel dallanma oranı SUSY modelinde hesaplanan ile aynı denkleme sahiptir. Bunlar Denklem (3.101), (3.102), (3.103) ve (3.104)'de verilmektedir. Bu denklemlerde, örneğin $\mathcal{A}_1$ benzeri ifadeler burada $\mathcal{A}_1^{TC2}$ yazılarak temsil edilmektedir. $\hat{s}$ 'a bağlı diferansiyel bozunum genişliğini elde etmek için $[-1, 1]$ aralığında Denklem (3.101)'in z üzerinden integralinin alınması gerekmektedir. Bu işlem sonucunda $\hat{s}$ 'a bağlı diferansiyel bozunum genişliği Denklem (3.105)'deki gibi elde edilmektedir.

Sonraki aşamada, farklı lepton kanallarında göz önüne alınan geçişin diferansiyel dallanma oranı analiz edilmektedir. Bu amaç için, Denklem (3.105)'deki diferansiyel bozunum genişliği kullanılarak, q^2 ve diğer ilgili parametrelere bağlı olarak diferansiyel dallanma oranının değişimi tartışılmaktadır. Bu analizin yapılabilmesi için Bölüm 3.3.3'de Tablo 3.4 ve 3.6'daki bazı nümerik değerlere ve Tablo 3.10'da verilen giriş parametrelerine ihtiyaç vardır. Aynı zamanda, nümerik hesaplamalarda $m_{\pi_t^0} = m_{h_t^0} = 300 \text{ GeV}$, $m_{\pi_t^+} =$

Tablo 3.10: Kaynak [171]'deki nümerik analizlerde kullanılan TC2 modeli ile ilgili bazı giriş parametrelerinin değerleri.

Giriş Parametreleri	Sayısal Değerler
$m_{\pi_t^0}$	$(200 - 500) \text{ GeV}$
$m_{\pi_t^+}$	$(350 - 600) \text{ GeV}$
$m_{h_t^0}$	$(200 - 500) \text{ GeV}$
$M_{Z'}$	$(1200 - 1800) \text{ GeV}$
F_π	50 GeV
ε	$(0.06 - 0.1)$
K_1	$(0.3 - 1)$

450 GeV , $M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$, $\varepsilon = 0.08$ ve $K_1 = 0.4$ karakteristik değerleri dikkate alınmıştır [171].

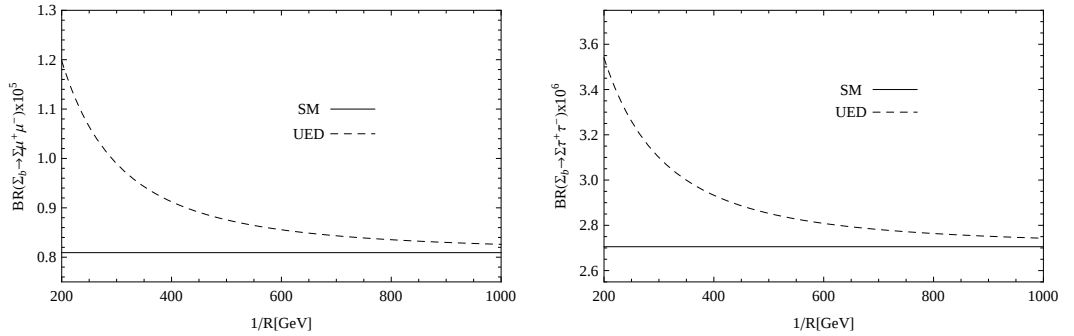
Diğer giriş parametreleri olarak, tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları ile hesaplanmış yapı faktörlerine ihtiyaç vardır [116]. $f_1, f_2, f_3, g_1, g_2, g_3, f_2^T, f_3^T, g_2^T$ ve g_3^T için fit fonksiyonları [116] tarafından verilmektedir (yapı faktörlerinin alternatif parametrizasyonu için bakınız [182]).

4. BULGULAR

4.1. STANDART MODEL VE BİR BOYUTLU EVRENSEL EKSTRA BOYUT SENARYOLARINDA $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ BOZUNUMUNUN ANALİZİ

Bir önceki bölümde bahsedildiği gibi bu çalışmada, göz önüne alınan bozunum kanalında dallanma oranı, lepton ileri-geri yön asimetrisi, baryon polarizasyon ve çift lepton polarizasyon asimetrisi gibi değişik fiziksel nicelikler nümerik olarak hesaplanmış ve tek boyutta Evrensel Ekstra Boyut Modeli'nde hesaplanan değerler Standart Model'in öngörülleri ile karşılaştırılmıştır.

İlk olarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumunun $1/R$ 'ye bağlı dallanma oranı grafikleri çizdirilmiştir. Bu grafikler Şekil 4.1'de görüldüğü gibidir. Şekillerden anlaşılabildiği üzere hem SM hem de UED modellerinde iki lepton kanalı için dallanma oranının $1/R$ 'ye bağlılığı çizdirilmiştir. Leptonlardan yalnızca μ ve τ kanalları göz önüne alınmıştır. Bunun sebebi, e 'nin μ kanalının sonuçlarına çok yakın olmasından kaynaklanmaktadır.



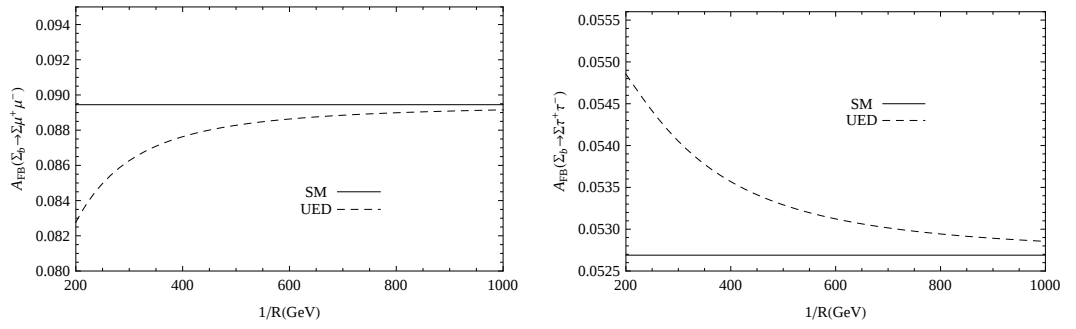
Şekil 4.1: $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için dallanma oranının $1/R$ 'ye bağlılığı.

Şekil 4.1'den görülmektedir ki,

- her iki lepton kanalı için $1/R$ 'nin küçük değerlerinde UED ve SM tahminleri arasında oldukça büyük farklılıklar bulunmaktadır. Bu tür uyumsuzluklar mevcut KK uyarılmalarının göstergeleri olarak kabul edilebilir. Kompaktifikasyon faktörünün daha yüksek değerlerinde, UED sonuçları SM'nin sonuçlarına yaklaşmakta ve her iki modelde yaklaşık olarak aynı tahminleri vermektedir.

- μ kanalında her noktada dallanma oranı değeri τ kanalından daha büyüktür. Bu beklenen bir sonuçtur.
- Dallanma oranlarının mertebesi LHC deneyinde bu kanala ulaşılabileceğini göstermektedir.

Göz önüne alınan bozunum kanalında, lepton ileri-geri yön asimetrisinin $1/R$ 'ye bağlılığı Şekil 4.2'de görülmektedir. Bu grafikler, $\hat{s} = 0.5$ değerinde her iki lepton kanalı için çizdirilmiştir.



Şekil 4.2: $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için ileri-geri asimetrisinin $1/R$ 'ye bağlılığı.

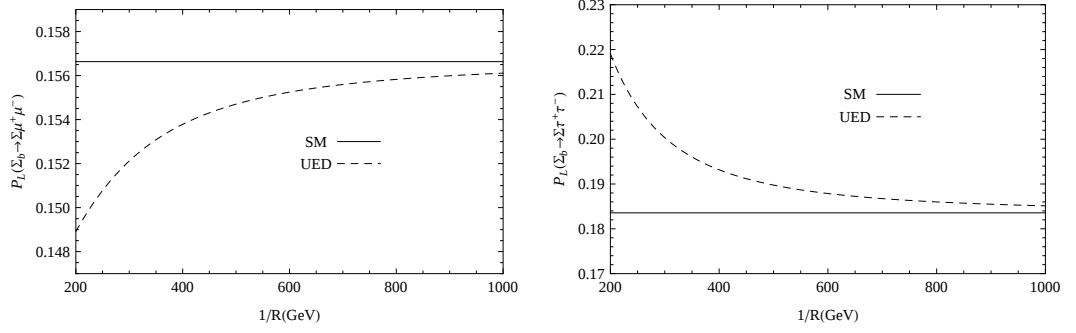
Grafikler ilk bakışta göstermektedir ki,

- her iki lepton kanalı için $1/R$ 'nin küçük değerlerinde iki modelin tahminleri arasında gözle görülebilir farklılıklar vardır.
- μ kanalı söz konusu olduğunda, kompaktifikasyon ölçeğinin daha düşük değerinde UED modelinden elde edilen değerler SM ile karşılaştırıldığında küçük kalmaktadır. Fakat, τ kanalı için bu durum tam tersidir.

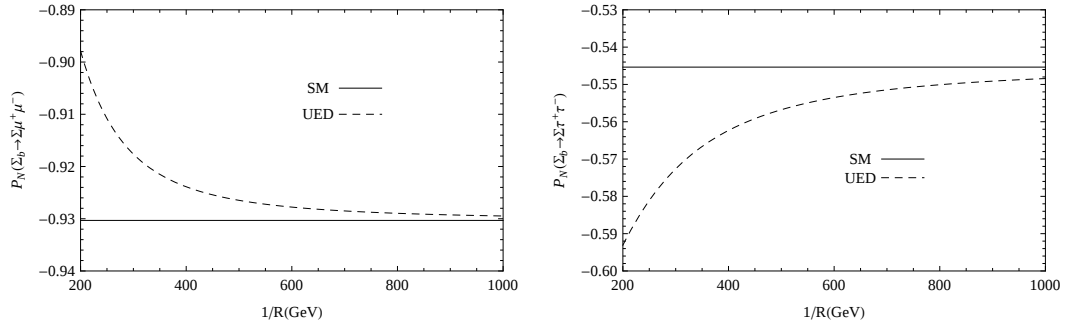
Şimdi diğer bir gözlenebilir nicelik olan Σ baryon polarizasyonlarının kompaktifikasyon ölçeğine bağlılığı gösterilmektedir. Bir önceki grafiklerde olduğu gibi SM ve UED modellerde μ ve τ kanalları için grafikler sunulmaktadır. Farklı Σ baryon polarizasyonlarının $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $1/R$ 'e bağlılığını gösteren grafikler Şekil 4.3, 4.4 ve 4.5'de görüldüğü gibidir.

Bu şekillerden görülmektedir ki,

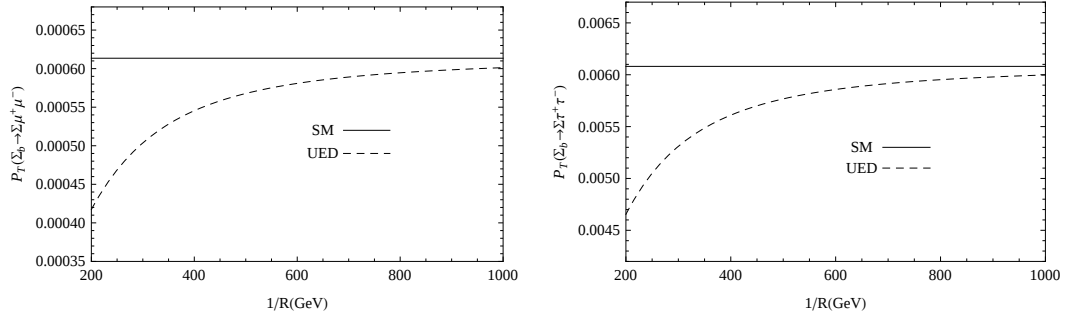
- kompaktifikasyon ölçeğinin küçük değerlerinde, tüm lepton polarizasyonları ve her iki lepton kanalı için UED tahminleri SM tahminlerinden önemli ölçüde sapmaktadır.



Şekil 4.3: $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_L(\hat{s}, 1/R)$ boylamsal polarizasyonun $1/R$ 'ye bağlılığı.



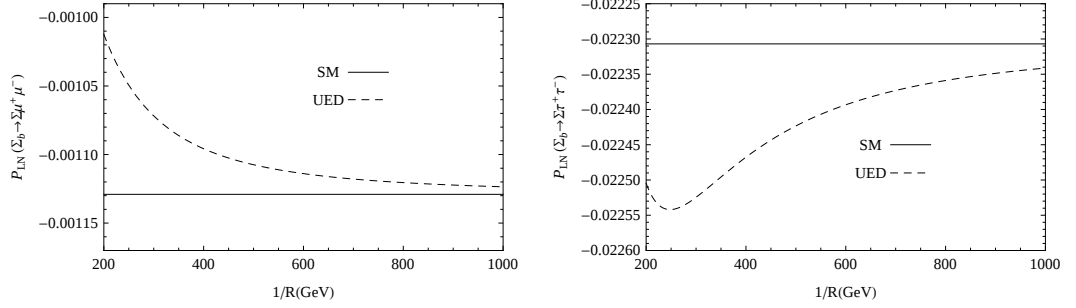
Şekil 4.4: $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_N(\hat{s}, 1/R)$ normal polarizasyonun $1/R$ 'ye bağlılığı.



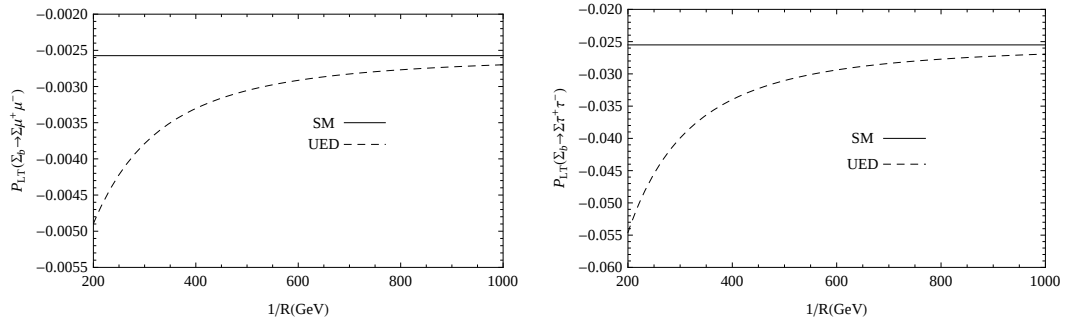
Şekil 4.5: $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_T(\hat{s}, 1/R)$ enine polarizasyonun $1/R$ 'ye bağlılığı.

- P_L ve P_N polarizasyonlarının sayısal değerleri her iki lepton durumu içinde ölçülebilir boyuttur. Fakat P_T polarizasyon durumu için çok küçüktür.
- P_L ve $|P_N|$ durumlarında μ kanalı için, $1/R$ 'nin küçük değerlerinde UED tahminleri SM'nin sonuçlarından daha küçüktür. Fakat τ kanalı için bu durum tam tersidir. P_T baryon polarizasyon durumunda ise, her iki lepton kanalı benzer davranış göstermektedir.

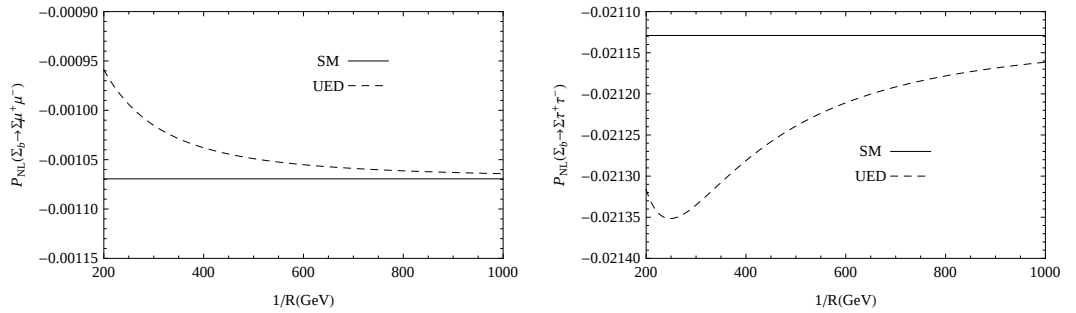
Son olarak, Şekil 4.6-Şekil 4.13’de farklı çift lepton polarizasyon asimetriilerinin $\hat{s} = 0.5$ değerinde $1/R$ ’e bağıllığı sunulmaktadır.



Şekil 4.6: $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{LN}(\hat{s}, 1/R)$ ’nin $1/R$ ’ye bağıllığı.



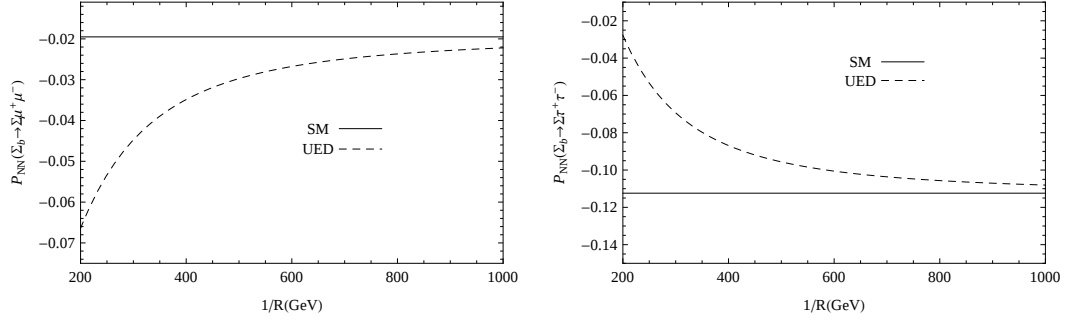
Şekil 4.7: $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{LT}(\hat{s}, 1/R)$ ’nin $1/R$ ’ye bağıllığı.



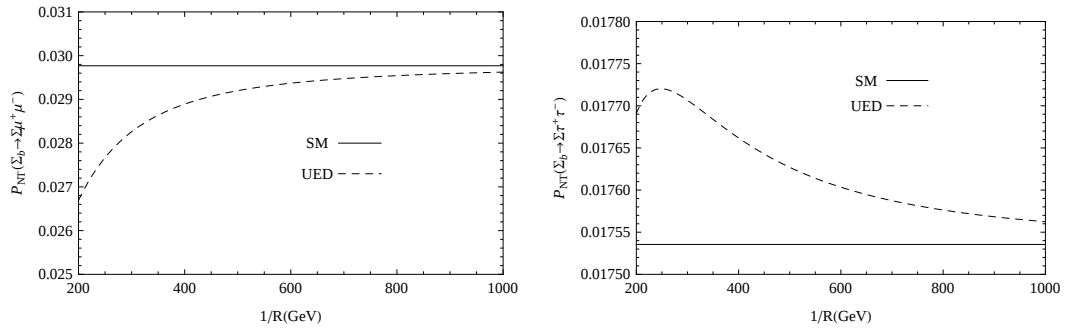
Şekil 4.8: $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{NL}(\hat{s}, 1/R)$ ’nin $1/R$ ’ye bağıllığı.

Yapılan analizler göstermektedir ki,

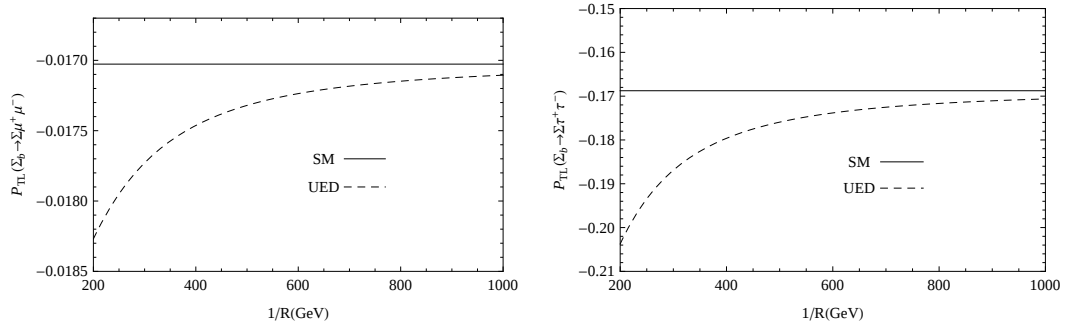
- kompaktifikasyon ölçeğinin düşük değerlerinde iki modelin tahminleri arasında son derece büyük farklılıklar mevcuttur.



Şekil 4.9: $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{NN}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağılılığı.



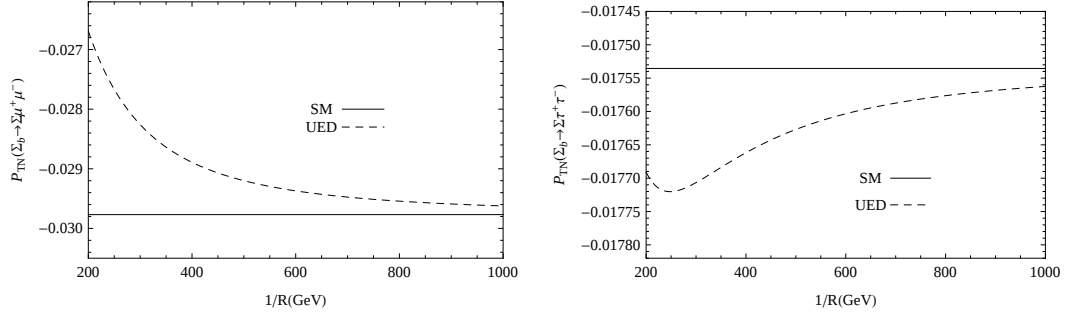
Şekil 4.10: $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{NT}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağılılığı.



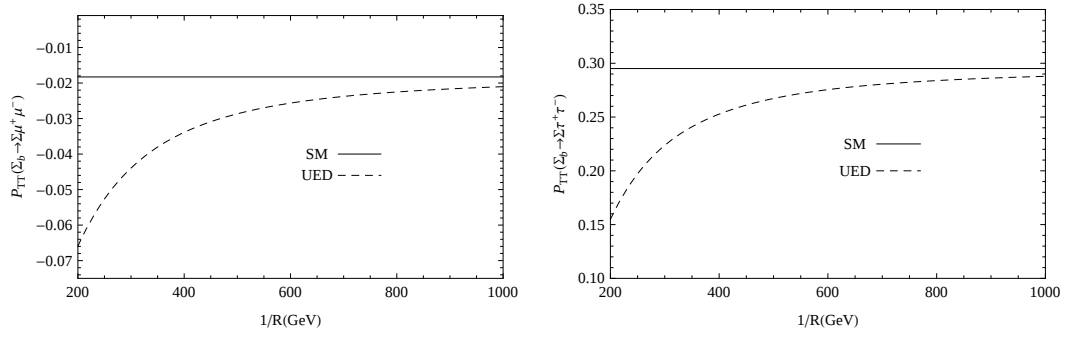
Şekil 4.11: $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{TL}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağılılığı.

- P_{TN} , P_{TL} , P_{NT} , P_{NL} ve P_{LN} üzerinde UED etkileri küçük iken, P_{LL} , P_{NN} , P_{TT} ve P_{LT} çift lepton polarizasyonlarında yeni fizik etkileri çok hassastır.
- P_{TT} 'nin dışındaki tüm polarizasyonlar her iki lepton kanalında benzer davranışı sergilemektedir.

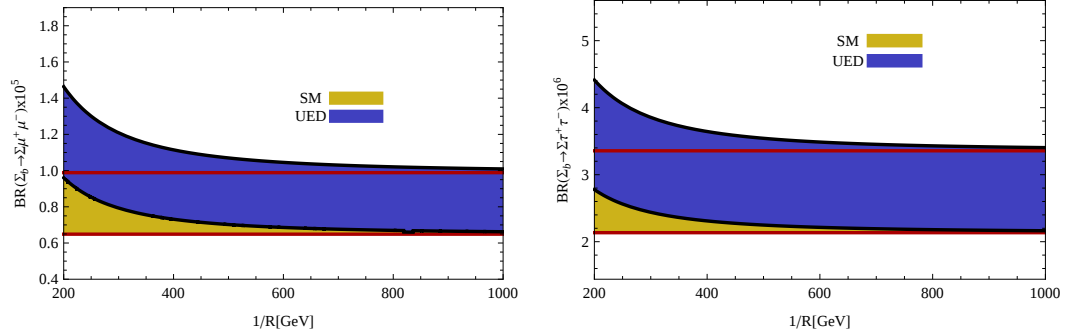
Yukarıda yapı faktörlerinin merkezi değerlerini göz önüne alındığında ekstra boyutların kompaktifikasyon faktörü üzerinde, fiziksel gözlenebilirlerin nasıl davranış gösterdiği



Şekil 4.12: $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{TN}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağılılığı.

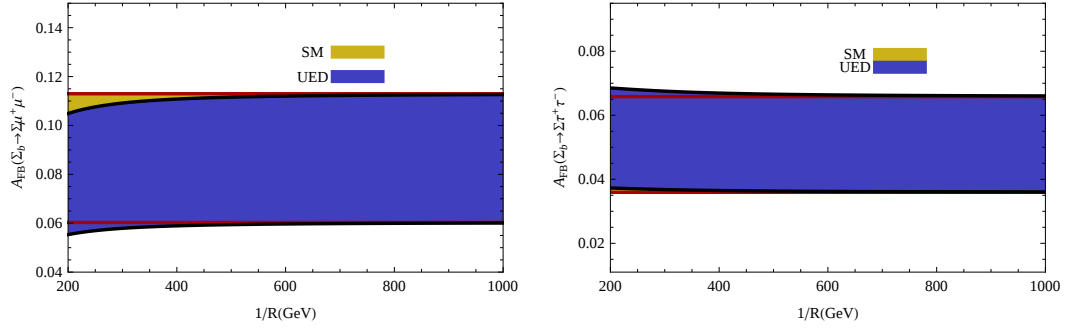


Şekil 4.13: $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $P_{TT}(\hat{s}, 1/R)$ 'nin $1/R$ 'ye bağılılığı.

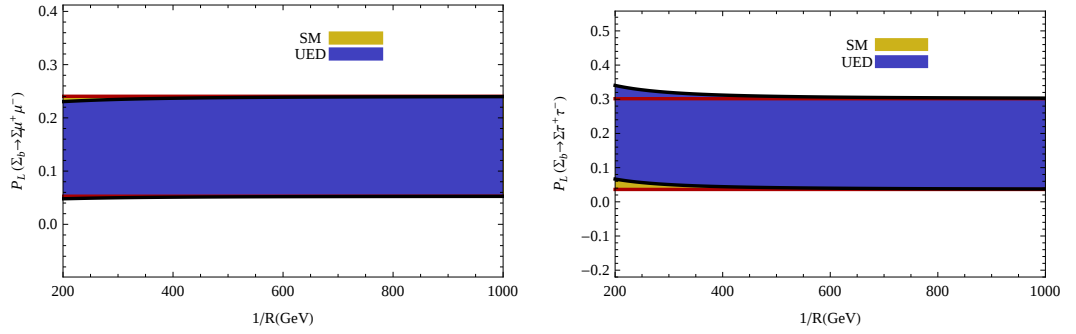


Şekil 4.14: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için dallanma oranının $1/R$ 'ye bağılılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.

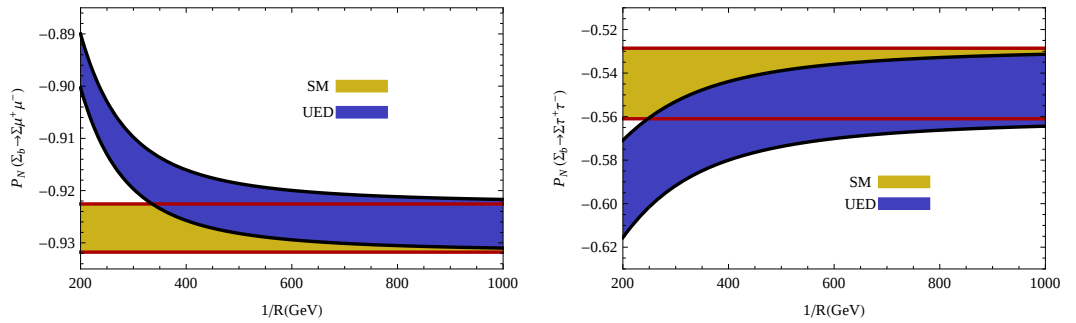
açıklanmıştır. Aynı zamanda, benzer çalışma temel giriş parametreleri olarak yapı faktörünün belirsizlikleri dikkate alındığında da yapılmıştır. Burada temel amaç, yapı faktörünün hataları dikkate alındığında, $1/R$ 'ye bağlı $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için farklı fiziksel gözlenebilirlerin nasıl farklılıklar gösterdiğini tartışmaktır.



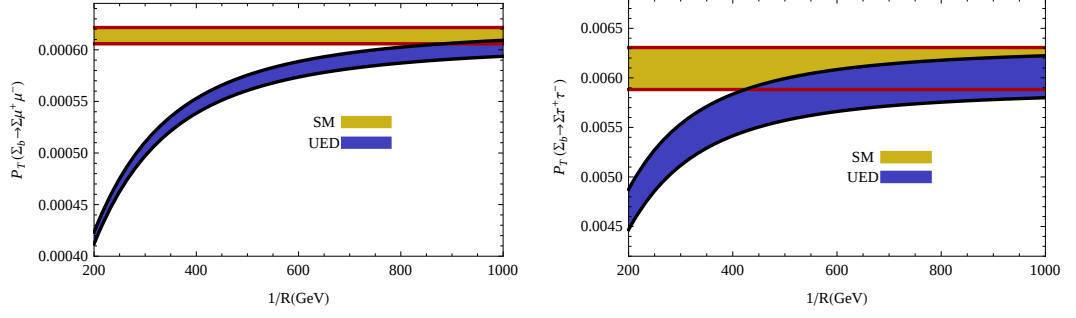
Şekil 4.15: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için ileri-geri asimetrisinin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.



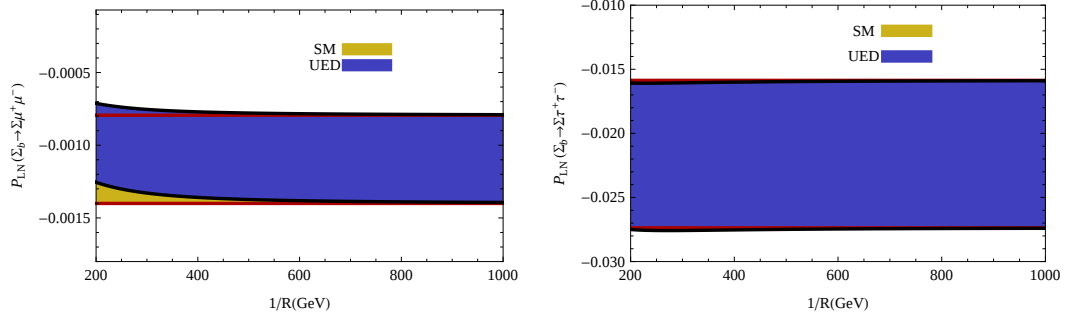
Şekil 4.16: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_L 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.



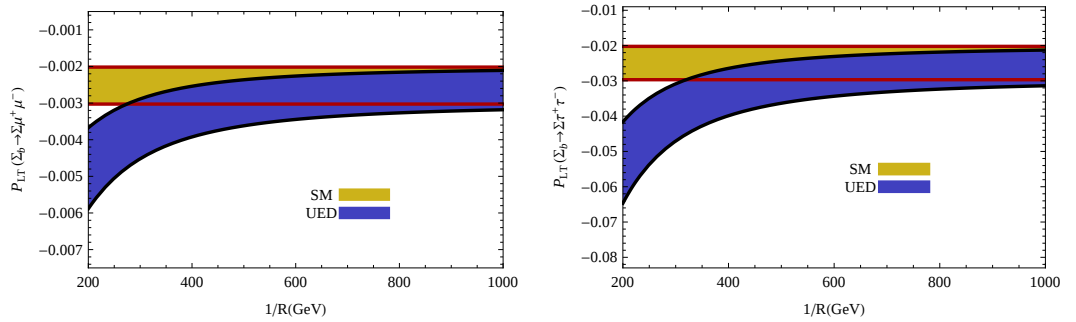
Şekil 4.17: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_N 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.



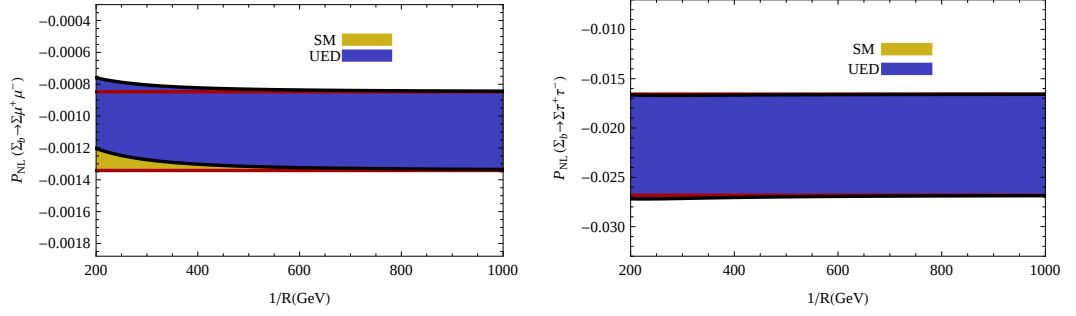
Şekil 4.18: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_T 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.



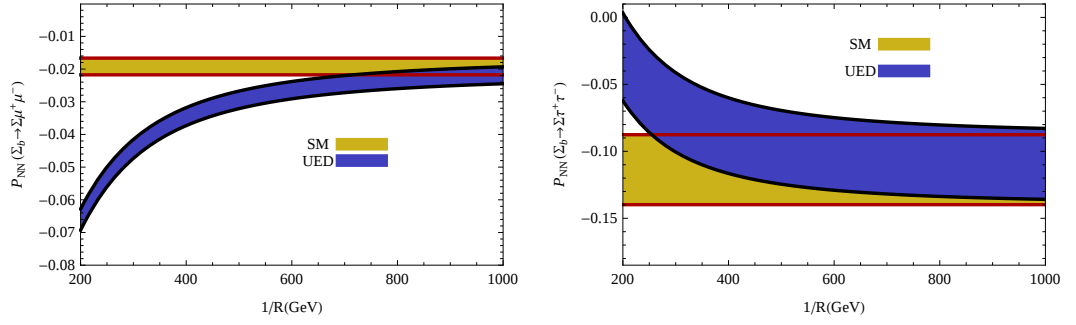
Şekil 4.19: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{LN} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.



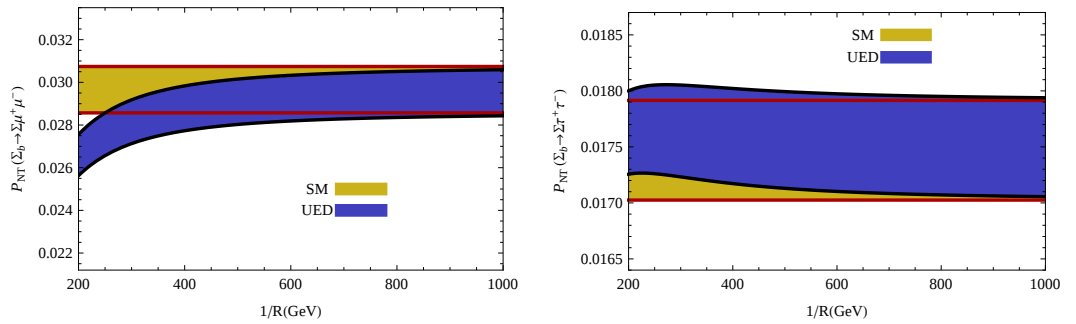
Şekil 4.20: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{LT} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.



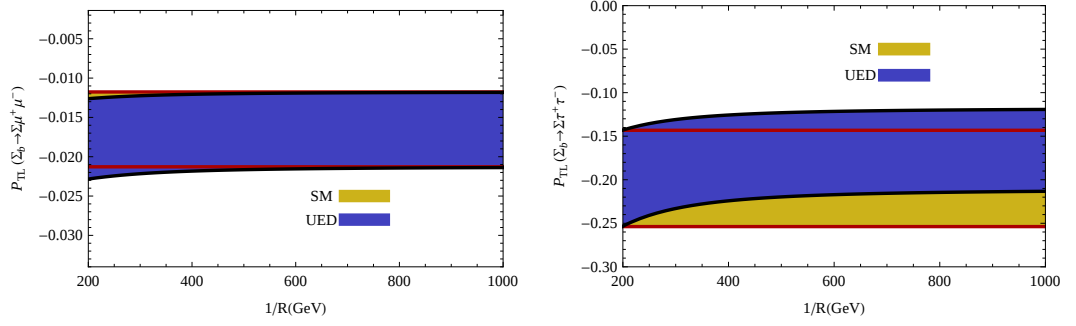
Şekil 4.21: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{NL} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.



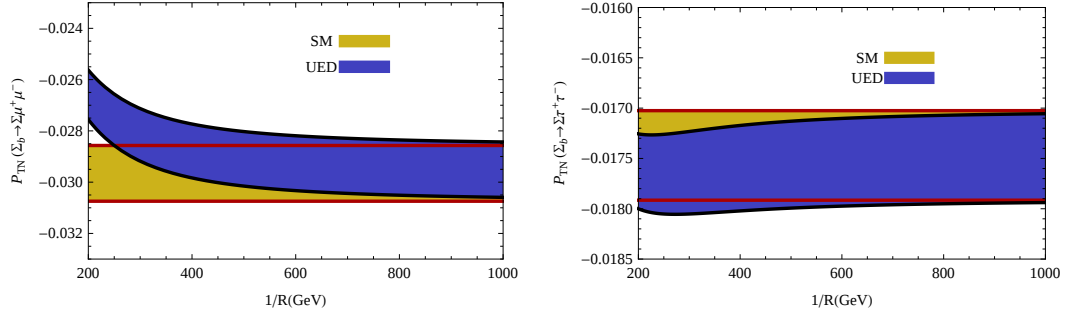
Şekil 4.22: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{NN} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.



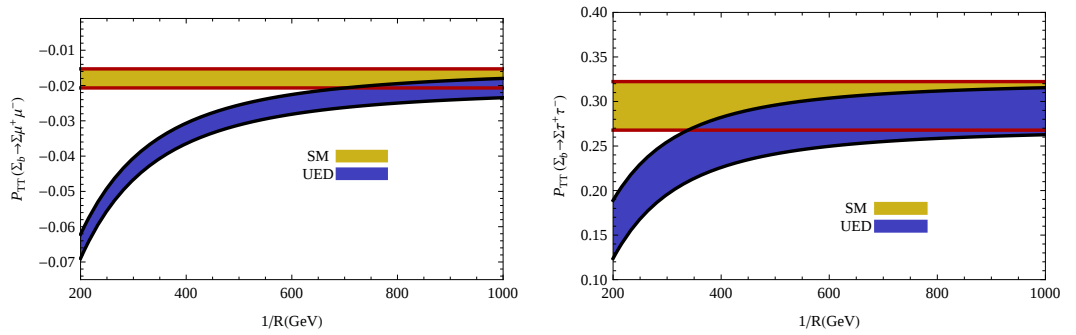
Şekil 4.23: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{LT} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi- Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.



Şekil 4.24: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{TL} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi -Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.



Şekil 4.25: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{TN} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi -Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.



Şekil 4.26: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\hat{s} = 0.5$ değerinde, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumu için P_{TT} 'nin $1/R$ 'ye bağlılığı. Siyah çizgilerle çevrili mavi bantlar UED sonuçlarını işaret ederken, kırmızı çizgilerle çevrili Kahverengi -Sarı bantlar SM'yi temsil etmektedir.

Şekil 4.14-Şekil 4.26’da görüldüğü gibi, tüm fiziksel gözlenebilir durumlar için,

- SM ve UED bantları bazı bölgelerde birbirleri ile kesişmektedir.
- Her iki lepton kanalında P_T , P_{TT} , P_{NN} ve P_{LT} polarizasyonları ve μ kanalında P_N ’ye benzer durumlar içinde, yapı faktörlerinin hataları kompaktifikasyon faktörünün küçük değerlerinde UED ve SM tahminleri arasındaki farkları giderememektedir.
- Her iki lepton durumu için ileri-geri asimetri ve boylamsal polarizasyon, τ kanalında P_{LN} ve P_{NL} ve μ kanalı için P_{TL} durumlarında, iki model arasındaki tahminler yapı faktörlerinin belirsizlikleri ile ortadan kalkmaktadır.
- Her iki lepton durumunda dallanma oranı, μ kanalı için P_{LN} ve P_{NL} , ve τ kanalında P_{NT} , P_{TN} ve P_{TL} durumlarında, ortak bir durum vardır. SM ve UED tahminlerinin kesiştikleri bölgeler dışındaki küçük ama önemli bölgeler görülmektedir.

4.2. STANDART MODEL VE BİR-İKİ BOYUTLU EVRENSEL EKSTRA BOYUT SENARYOLARINDA $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ BOZUNUMUNUN İNCELENMESİ

Bu alt bölümde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunumu için analizlerden elde edilen sonuçlar ve grafikler sunulmaktadır. İlk olarak SM, UED5 ve UED6 modelleri için Malzeme ve Yöntem Bölümü’nde sunulan formüllerden elde edilen C_7^{eff} Wilson katsayısının sayısal değerleri verilmektedir. SM için C_7^{eff} değeri $C_7^{eff} = -0.295$ olarak bulunmuştur. $N_{KK} = (5, 10, 15)$ için UED5 ve UED6 senaryolarında, $1/R$ ’nin farklı değerlerinde C_7^{eff} Wilson katsayısının değerleri Tablo 4.1’de sunulmaktadır.

Tüm verilen giriş değerleri kullanılarak, SM’de dallanma oranı değerleri bulunmuştur ve Tablo 4.2’de sunulmaktadır. Karşılaştırma yapabilmek için, aynı tablo içinde yapılan işle ilgili [147, 183–187] diğer sonuçlar da verilmektedir. Bununla birlikte, PDG [105]’den elde edilen üst limitte aynı tablo içinde sunulmaktadır. Bu tabloda görülmektedir ki, yapı faktörlerinin belirsizleri içinde sonuçlarımız QCD Toplama Kuralı [147, 184]’nın sonuçları ve CZ akımı [186] ile tutarlıdır. Bununla birlikte Pole model [187] tahminleri ile tamamen aynıdır. Buna rağmen, tahminlerimiz Işık-koni Toplam Kuralı [183], COQM (covariant oscillator quark model) [185] ve Ioffe akımı [186] tahminlerinden önemli ölçüde farklılıklar göstermektedir. Dallanma oranı hesabı ile ilgili aynı method ile yapılmış

Tablo 4.1: $N_{KK} = (5, 10, 15)$ için UED5 ve UED6 senaryolarında, $1/R$ 'nin farklı değerlerinde C_7^{eff} Wilson katsayısının sayısal değerleri.

$1/R$ [GeV]	C_7^{eff} (UED5)	C_7^{eff} ($N_{KK} = 5$ için UED6)	C_7^{eff} ($N_{KK} = 10$ için UED6)	C_7^{eff} ($N_{KK} = 15$ için UED6)
200	-0.198	-0.053	0.048	0.110
400	-0.265	-0.224	-0.198	-0.182
600	-0.281	-0.262	-0.250	-0.243
800	-0.287	-0.276	-0.269	-0.265
1000	-0.289	-0.283	-0.278	-0.279

[183]'nin sonuçlarının bizim SM sonuçlarından farklılık göstermesi twist sayılarının farklılığından kaynaklanmaktadır. [183] Işık-koni Toplam Kuralı'nın ana giriş parametresi olarak Λ baryonunun dağılım genliğini (distribution amplitudes - DAs) twist 6'ya kadar almış iken çalışmamızda kullanılmış olan yapı faktörlerinin hesabında twist 8'e kadar dağılım genliği dikkate alınmıştır. Aynı zamanda, [183]'de DAs'a daha yüksek konformal spin katkılarını dikkate almamışlardır. Bu çalışmada kullanılmış olan yapı faktörlerinin hesabında bu katkılar göz önüne alınmıştır. Sonuç olarak, bu çalışmada kullanılmış olan yapı faktörleri hiç bir yaklaşım olmaksızın tam QCD'de hesaplanmış olmasına rağmen, [183]'de bu hesap Ağır Kuark Etkin Limit (heavy quark effective limit) yaklaşımında yapılmıştır. Aynı zamanda, hesaplanan dallanma oranı mertebesi LHCb deneyinde bu kanala ulaşılabilir olduğunu göstermektedir.

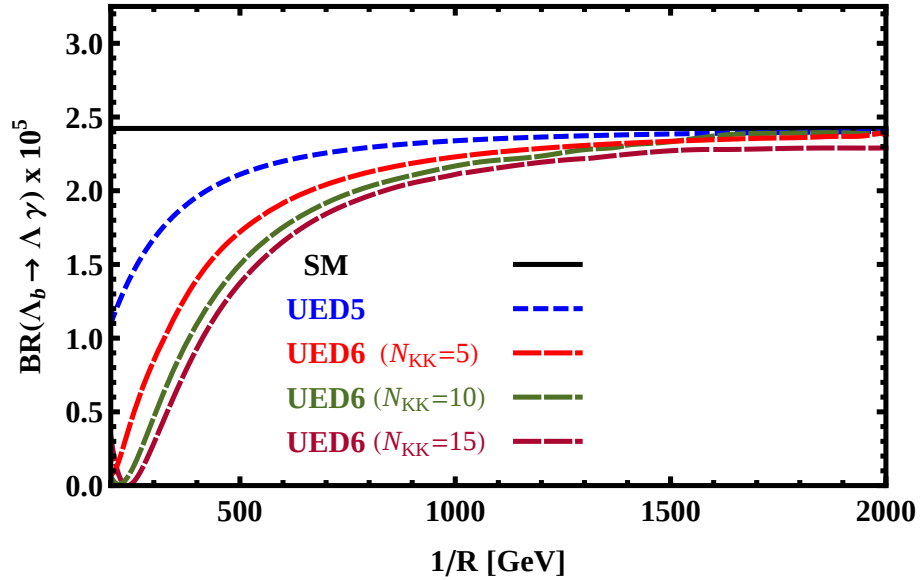
Tablo 4.2: SM'de dallanma oranı değerleri.

Ref.	$BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma)$
Bizim sonuç	$(1.003 - 4.457) \times 10^{-5}$
Işık-koni Toplam Kuralı [183]	$(0.63 - 0.73) \times 10^{-5}$
Üç-nokta QCD Toplam Kuralı [147]	$(3.1 \pm 0.6) \times 10^{-5}$
QCD Toplam Kuralı [184]	$(3.7 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
COQM [185]	0.23×10^{-5}
CZ akımı [186]	$(1.99^{+0.34}_{-0.31}) \times 10^{-5}$
Ioffe akımı [186]	$(0.61^{+0.14}_{-0.13}) \times 10^{-6}$
Pole Model [187]	$(1.0 - 4.5) \times 10^{-5}$
PDG [105]	$< 1.3 \times 10^{-3}$ ($CL = 90\%$)

SM tahminleri ve göz önüne alınan UED senaryoları arasındaki farklılıkların daha net görülebilmesi için, Şekil 4.27'de farklı modellerde, dallanma oranının merkezi

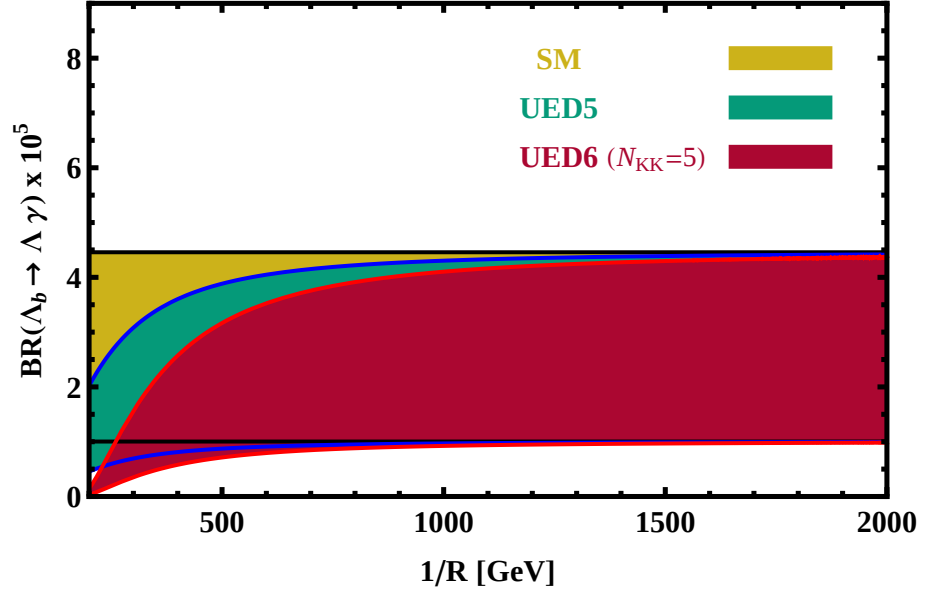
değerlerinin $1/R$ 'ye bağlılığı sunulmaktadır. Burada, tüm şekillerde SM tahminleri ve UED senaryolarının sonuçlarının arasında sapmalar görüldüğünü belirtmek gerekir. Görülen bu sapmaları daha iyi tartışabilmek için grafikler çizdirilirken $200 \text{ GeV} \leq 1/R \leq 2000 \text{ GeV}$ aralığı göz önüne alınmıştır.

Şekil 4.27'de, kompaktifikasyon ölçeği $1/R$ 'nin küçük değerlerinde SM tahminleri ve UED senaryolarının sonuçlarının arasında belirgin farklılıklar olduğu görülmektedir. Bu farklılık özellikle UED6 modelinde $N_{KK} = 15$ için kendini göstermektedir. Aynı zamanda, bu farklılıklar $1/R$ değeri 1 TeV 'e yaklaştığı zaman daha çok küçülmektedir. Dolayısıyla bu çalışmada yapılan analizlerde, $1/R \geq 1 \text{ TeV}$ 'de UED senaryolarının sonuçlarının SM tahminlerine yaklaşmış olduğu sonucuna varıldığı söylenebilir.

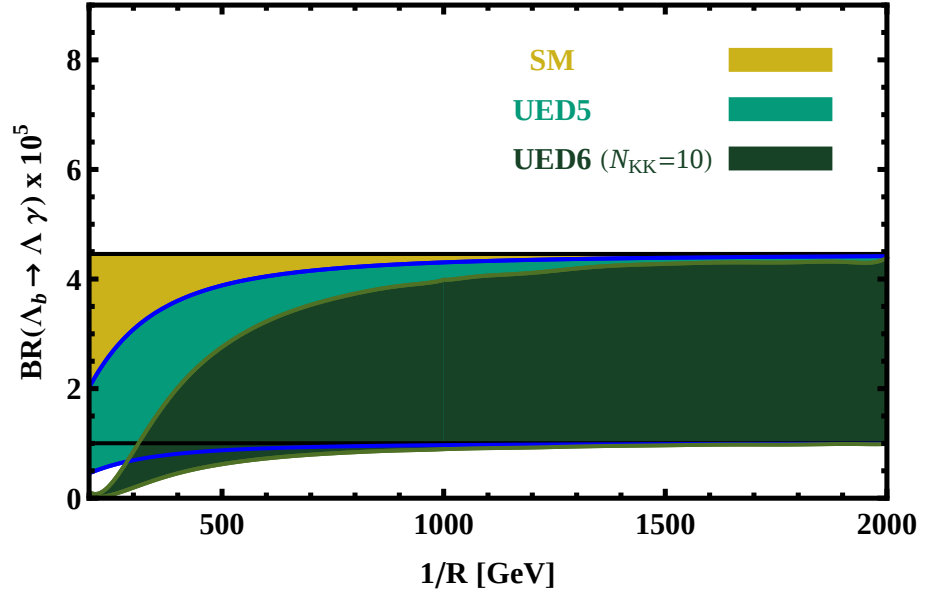


Şekil 4.27: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanıldığında ve $N_{KK} = (5, 10, 15)$ olduğu durumlarda, SM, UED5 ve UED6 modellerinde, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R$ 'ye bağlılığı.

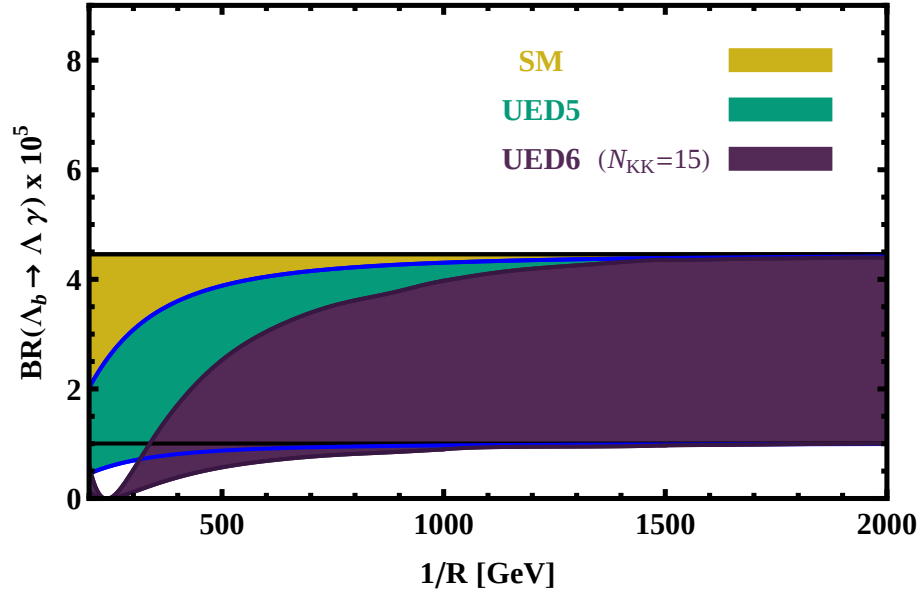
Son olarak, Şekil 4.28-Şekil 4.30'da yapı faktörünün hataları göz önüne alındığında dallanma oranının $1/R$ 'ye bağlılığı sunulmaktadır. Bu şekillerden, kompaktifikasyon ölçeği $1/R$ 'nin küçük değerlerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ kanalının dallanma oranı üzerinde yapılan UED modelinin tahminleri ile SM sonuçları arasındaki farklılıkların tamamen kaybolmadığı görülmektedir. $1/R$ değeri 1 TeV 'e yaklaştığı zaman SM tahminleri ile UED sonuçlarının arasındaki tüm farklılıklar yaklaşık olarak yok olmaktadır.



Şekil 4.28: Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında ve $N_{KK} = 5$ olduğu durumda, SM, UED5 ve UED6 modellerinde, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R$ 'ye bağlılığı.

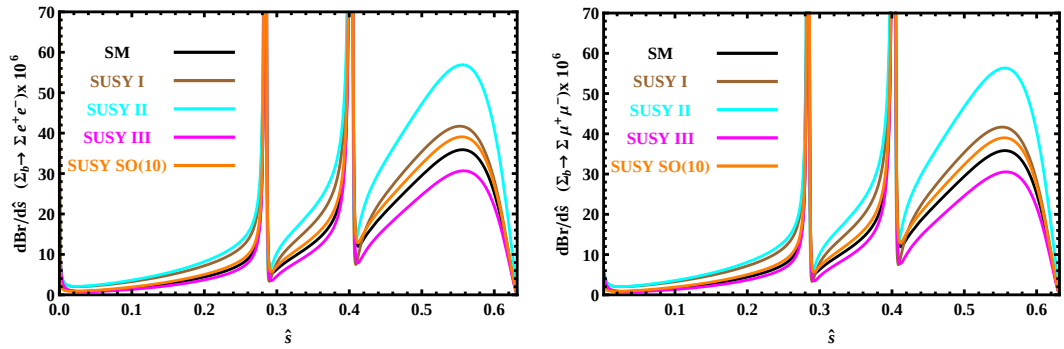


Şekil 4.29: Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında ve $N_{KK} = 10$ olduğu durumda, SM, UED5 ve UED6 modellerinde, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R$ 'ye bağlılığı.



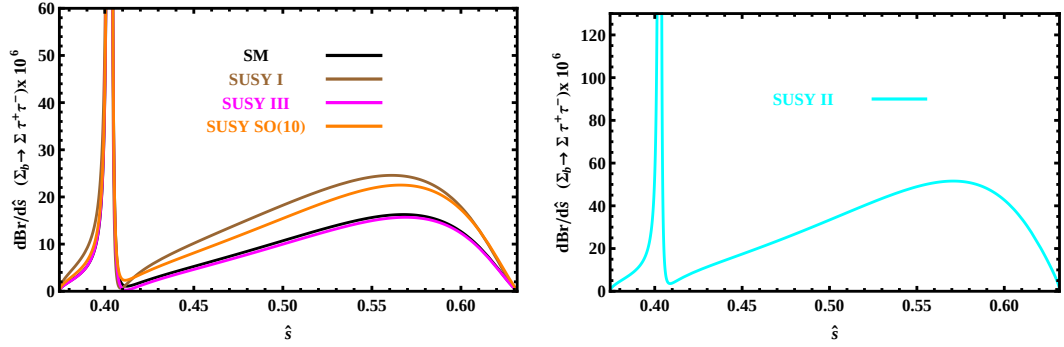
Şekil 4.30: Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında ve $N_{KK} = 15$ olduğu durumda, SM, UED5 ve UED6 modellerinde, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R$ 'ye bağlılığı.

4.3. STANDART MODEL VE FARKLI SÜPERSİMETRİK MODELLERDE HADRONİK FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ BOZUNUMUNUN KARŞILAŞTIRMALI ANALİZİ



Şekil 4.31: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak, SM ve farklı SUSY modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma e^+ e^-$ ve $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ geçişleri için diferansiyel dallanma oranının $\hat{s}$ 'a bağlılığı.

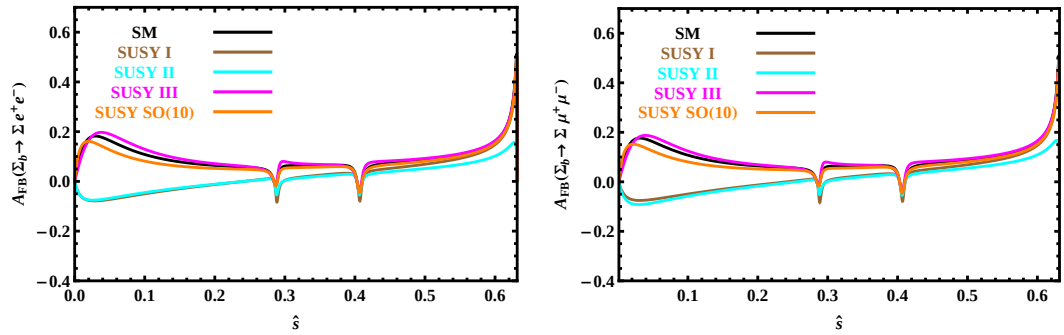
Bu bölümde, SUSY I, SUSY II, SUSY III ve SUSY SO(10) gibi Farklı Süpersimetrik Modeller'de $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisini analizleri verilmektedir.



Şekil 4.32: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak, SM ve farklı SUSY modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ geçişi için diferansiyel dallanma oranının $\hat{s}$ 'a bağlılığı.

Tablo 4.3: SM ve farklı SUSY modellerinde, farklı bölgeler için yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında $\Sigma_b \rightarrow \Sigma e^+ e^-$ bozunum kanalının dallanma oranının değerleri.

$BR(\Sigma_b \rightarrow \Sigma e^+ e^-)$	<i>I. Bölge</i>	<i>II. Bölge</i>	<i>III. Bölge</i>
SM	$(1.43 \pm 0.07) \times 10^{-5}$	$(1.57 \pm 0.92) \times 10^{-6}$	$(5.66 \pm 1.68) \times 10^{-6}$
SUSY I	$(2.08 \pm 0.05) \times 10^{-5}$	$(2.11 \pm 0.61) \times 10^{-6}$	$(6.58 \pm 1.95) \times 10^{-6}$
SUSY II	$(2.1 \pm 0.06) \times 10^{-5}$	$(2.51 \pm 0.77) \times 10^{-6}$	$(9.05 \pm 3.19) \times 10^{-6}$
SUSY III	$(2.00 \pm 0.03) \times 10^{-5}$	$(1.36 \pm 0.39) \times 10^{-6}$	$(4.74 \pm 1.42) \times 10^{-6}$
SUSY SO(10)	$(1.03 \pm 0.03) \times 10^{-5}$	$(1.73 \pm 0.50) \times 10^{-6}$	$(6.19 \pm 1.83) \times 10^{-6}$



Şekil 4.33: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak, SM ve farklı SUSY modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma e^+ e^-$ ve $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ geçişleri için A_{FB} 'nin $\hat{s}$ 'a bağlılığı.

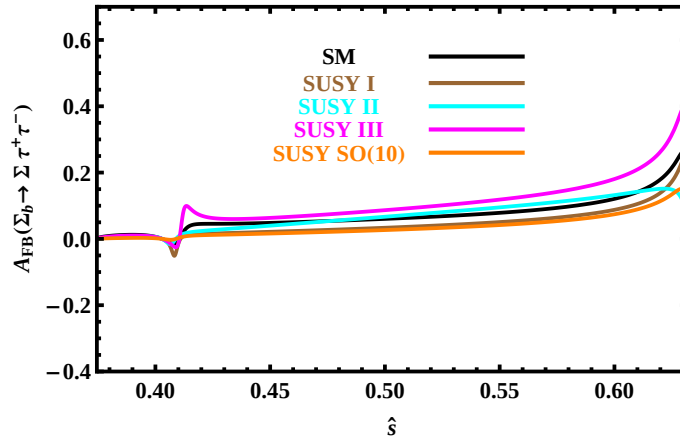
İlk olarak nümerik analizlerde tüm giriş parametreleri kullanılarak, SM ve farklı SUSY senaryolarında e , μ ve τ lepton kanalları için diferansiyel dallanma oranının $\hat{s}$ 'a bağlı grafikleri çizdirilmiştir.

Tablo 4.4: SM ve farklı SUSY modellerinde, farklı bölgeler için yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının dallanma oranının değerleri.

$BR(\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-)$	<i>I. Bölge</i>	<i>II. Bölge</i>	<i>III. Bölge</i>
SM	$(1.07 \pm 0.30) \times 10^{-6}$	$(1.56 \pm 0.49) \times 10^{-6}$	$(5.65 \pm 1.67) \times 10^{-6}$
SUSY I	$(1.76 \pm 0.53) \times 10^{-6}$	$(2.11 \pm 0.61) \times 10^{-6}$	$(6.57 \pm 1.95) \times 10^{-6}$
SUSY II	$(1.94 \pm 0.59) \times 10^{-6}$	$(2.49 \pm 0.76) \times 10^{-6}$	$(8.96 \pm 3.14) \times 10^{-6}$
SUSY III	$(0.93 \pm 0.26) \times 10^{-6}$	$(1.35 \pm 0.38) \times 10^{-6}$	$(4.71 \pm 1.41) \times 10^{-6}$
SUSY SO(10)	$(1.19 \pm 0.34) \times 10^{-6}$	$(1.72 \pm 0.49) \times 10^{-6}$	$(6.18 \pm 1.83) \times 10^{-6}$

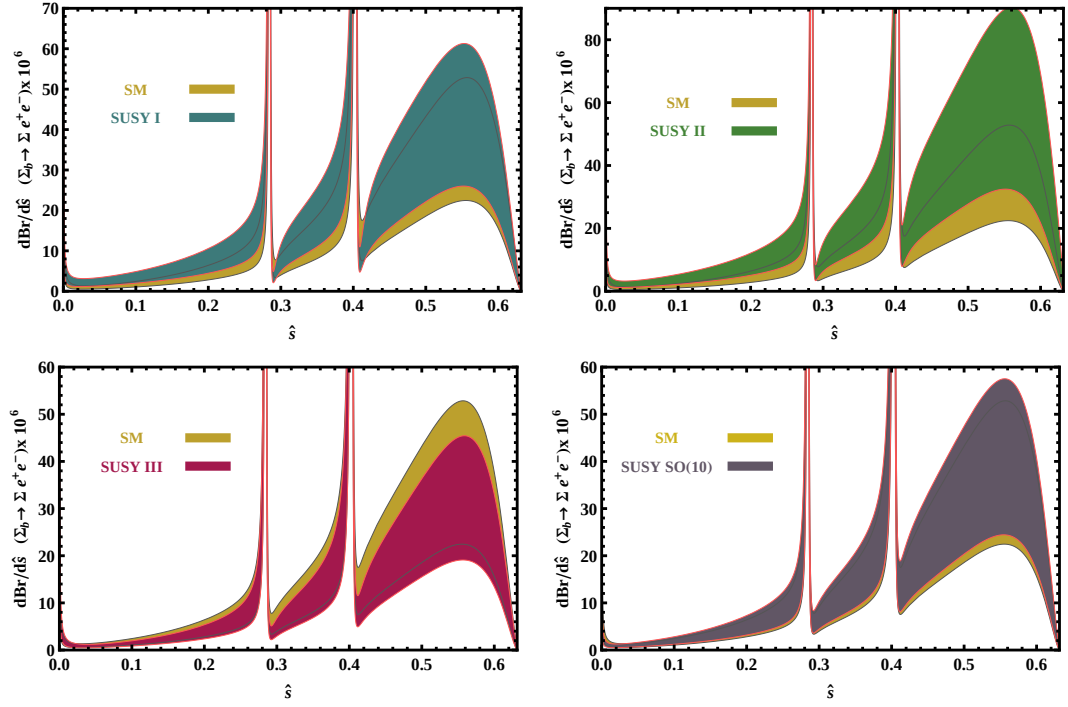
Tablo 4.5: SM ve farklı SUSY modellerinde, farklı bölgeler için yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının dallanma oranının değerleri.

$BR(\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-)$	<i>I. Bölge</i>	<i>II. Bölge</i>
SM	$(1.28 \pm 0.37) \times 10^{-7}$	$(2.18 \pm 0.71) \times 10^{-6}$
SUSY I	$(2.09 \pm 0.62) \times 10^{-7}$	$(3.48 \pm 1.07) \times 10^{-6}$
SUSY II	$(2.39 \pm 0.73) \times 10^{-7}$	$(7.08 \pm 3.00) \times 10^{-6}$
SUSY III	$(1.29 \pm 0.37) \times 10^{-7}$	$(2.05 \pm 0.63) \times 10^{-6}$
SUSY SO(10)	$(1.52 \pm 0.45) \times 10^{-7}$	$(3.11 \pm 1.07) \times 10^{-6}$



Şekil 4.34: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak, SM ve farklı SUSY modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ geçişi için A_{FB} 'nin $\hat{s}$ 'a bağlılığı.

Şekil 4.31 ve Şekil 4.32'de yapı faktörlerinin merkezi değerleri dikkate alınarak çizdirilen bu grafiklerden aşağıdaki sonuçlar çıkarılabilir:



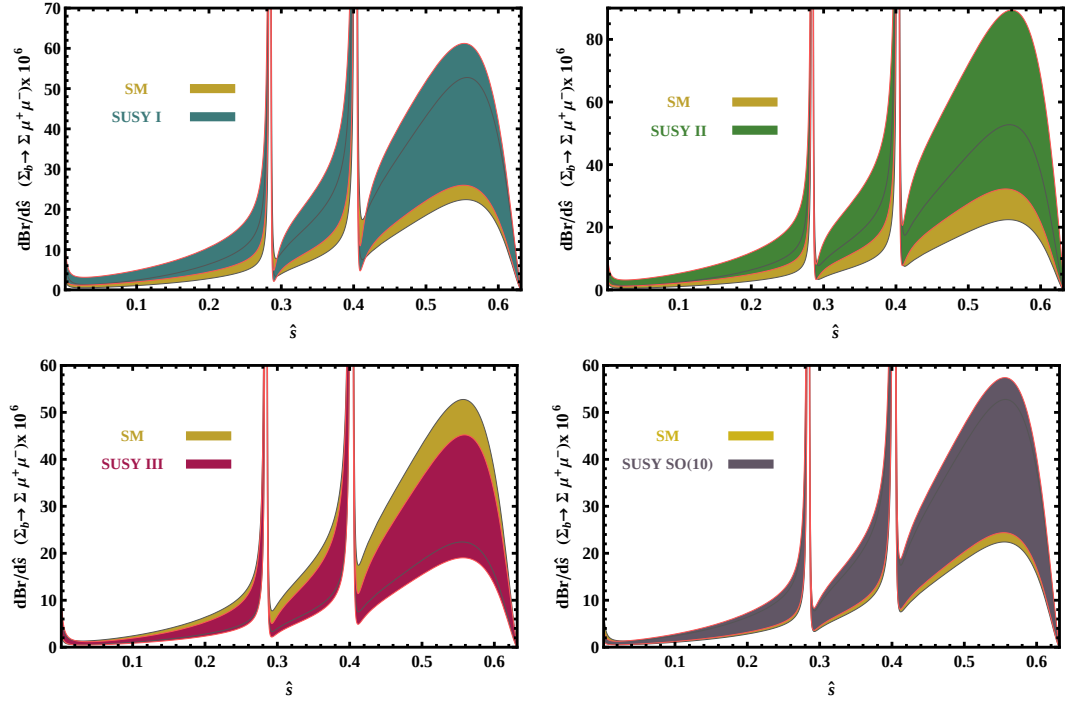
Şekil 4.35: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma e^+ e^-$ geçişi için SM ve farklı SUSY modellerinde $\hat{s}$ 'a bağlı diferansiyel dallanma oranının karşılaştırılması.

- Tüm lepton kanallarında, SUSY II'nin öngörülleri SM ve diğer göz önüne alınan SUSY senaryolarından maksimum sapma göstermektedir. τ durumunda, bu sapma yaklaşık bir merteye artmaktadır.
- e ve μ lepton durumunda, SUSY I modeli ile elde edilmiş sonuçların diğer modellerin öngörülerinden önemli ölçüde saptmış olduğu görülmektedir.
- Son lepton olarak τ durumunda tüm modellerin öngörülleri arasında oldukça büyük farklılıklar mevcuttur. SM'ye en yakın sonuç SUSY III modeline aittir.

Farklı lepton kanalları için göz önüne alınan bölgelerde, diferansiyel dallanma oranı $\hat{s}$ üzerinden integre edilerek ve yapı faktörlerinin merkezi değerleri ve belirsizlikleri dikkate alınarak çeşitli modellerde bulunan dallanma oranı değerleri Tablo 4.3-Tablo 4.5'de sunulmaktadır.

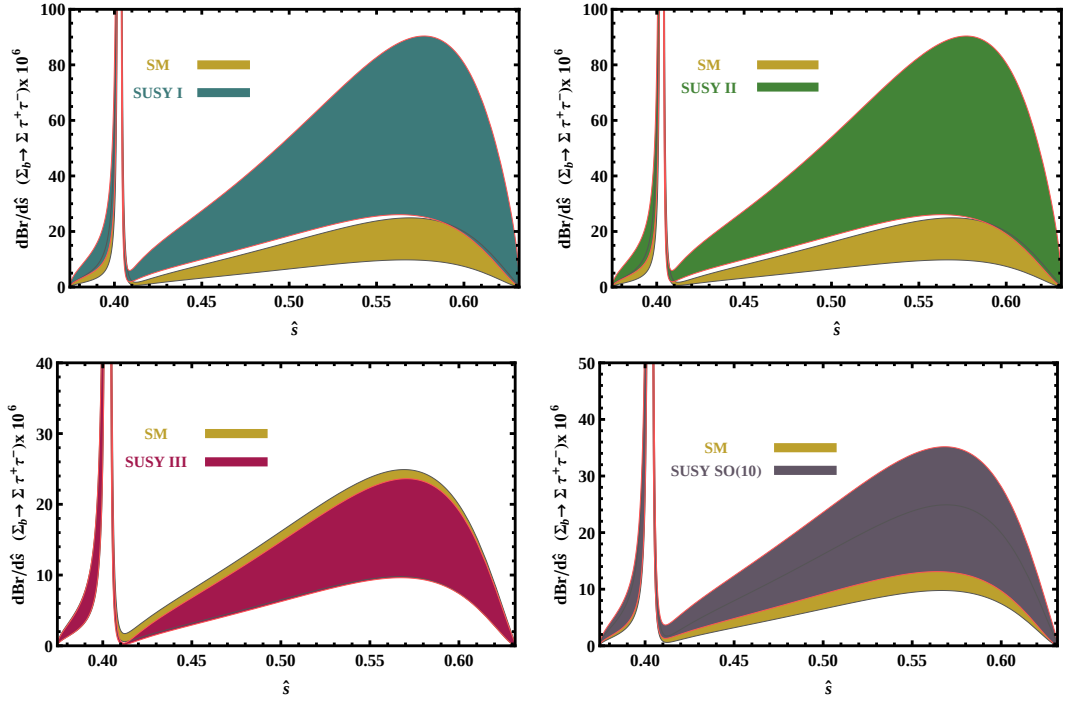
Bu tablolara bakıldığında şu sonuçlar ortaya çıkmaktadır:

- Bu tablolardaki değerlerde, diferansiyel dallanma oranı şekillerinde görünenler ile aynı sonuçlar elde edilmiştir.



Şekil 4.36: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ geçişi için SM ve farklı SUSY modellerinde $\hat{s}$ 'a bağlı diferansiyel dallanma oranının karşılaştırılması.

- Dallanma oranlarının değerleri beklendiği gibi e 'den τ leptonuna gidildikçe azalmaktadır.
- Dallanma oranı mertebesi bu kanalların LHC'de ulaşılabilir olduğuna işaret etmektedir.
- Tüm SUSY modellerinin, tüm bölgelerde ve tüm lepton kanallarında SM tahminlerine kıyasla oldukça farklı olduğu görülmüştür.
- SM sonuçlarından maksimum sapma SUSY II modeline aittir. Sayısal değerler dikkate alındığında, SM tahmininin SUSY II sonuçlarından maksimum sapma yapması τ kanalı için II. Bölge'ye karşılık gelmektedir. Bu durumda SUSY II'nin sonucu SM tahminlerinden yaklaşık olarak 3 kat daha büyüktür denilebilir.
- Farklı SUSY modelleri ve SM için merkezi değerler birbirlerinden oldukça farklı olmasına rağmen, bu tablolarda sunulan sonuçların hataları göz önüne alındığında, e ve τ kanallarındaki I. Bölge hariç tüm durumlarda farklı modellerin sonuçlarının yaklaşık olarak birbiriyle aynı olduğu gözlemlenmiştir.

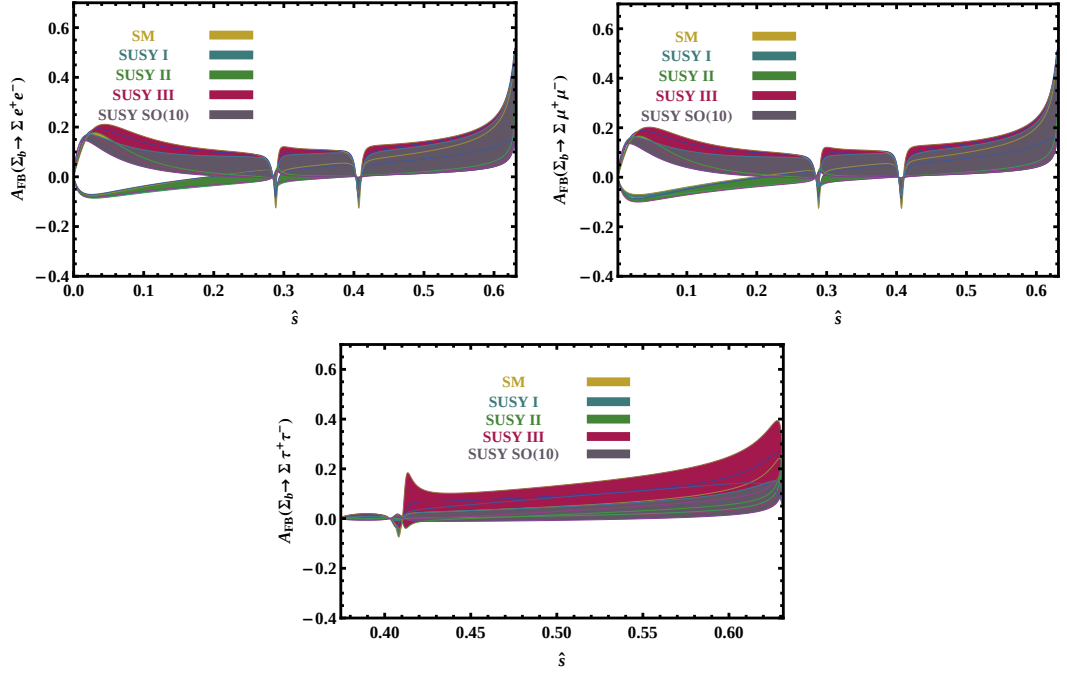


Şekil 4.37: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ geçişi için SM ve farklı SUSY modellerinde $\hat{s}$ 'a bağlı diferansiyel dallanma oranının karşılaştırılması.

A_{FB} tanımı kullanılarak SM ve farklı SUSY modellerinde e , μ ve τ leptonları için $\hat{s}$ 'a bağlı A_{FB} Şekil 4.33 ve 4.34'de verilmektedir.

Yapı faktörlerinin merkezi değerleri göz önüne alınarak çizdirilen bu şekillerden net bir şekilde görülmektedir ki;

- e ve μ lepton kanalları durumunda, SUSY I ve SUSY II modelleri diğer senaryolardan farklı davranmaktadır. $\hat{s}$ 'ın küçük değerleri için bu kanallarda, maksimum sapma SUSY I'e aittir. Bununla birlikte, $\hat{s}$ 'ın daha yüksek değerleri için maksimum sapma SUSY II modeline karşılık gelmektedir.
- τ kanalında, SM öngörüsünden maksimum sapma SUSY III modeline aittir.
- Farklı SUSY modellerinde, A_{FB} 'nin sıfır noktaları SM öngörülerine göre hafif sola hareket etmektedir. Bazı bölgelerde SUSY I, II ve III modelleri SM tahminleri ile farklı işaretlere sahiptir.
- SUSY SO(10) modeli ise genel olarak SM öngörülerine en yakın sonuçları temsil etmektedir.



Şekil 4.38: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında, tüm lepton kanallarında SM ve farklı SUSY modellerinde $\hat{s}$ 'a bağlı A_{FB} sonuçlarının karşılaştırılması.

Daha önce bahsedilen nicelikler yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alınarak sunulmaktadır ve sonuçlar üzerinde bu belirsizliklerin nasıl etkileri olduğu tartışılmaktadır. Bu amaç için, yapı faktörlerinin hataları dikkate alınarak, farklı lepton kanallarında ve farklı modeller diferansiyel dallanma oranı ve A_{FB} 'nin $\hat{s}$ 'a bağlılıklarının çizimi Şekil 4.35-Şekil 4.38'de verilmektedir.

Bu şekillerden görüldüğü gibi,

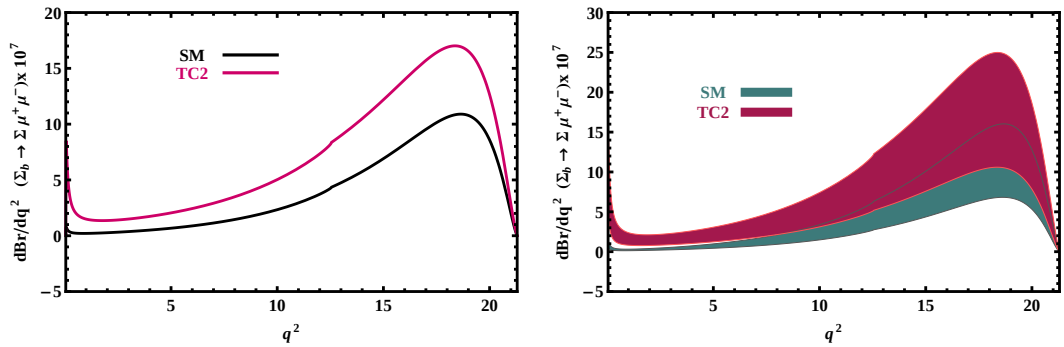
- diferansiyel dallanma oranına göre, e ve μ kanallarında, SUSY SO(10) modelinin bandı yaklaşık olarak SM bandını kapsamaktadır. SUSY I, II ve III durumlarında, modellerin bantları SM ile çakışıyor olmasına rağmen bu SUSY modellerinin farklı öngörülere sahip olduğu bazı bölgeler mevcuttur. Farklı SUSY modelleri arasında, SM tahminlerinden maksimum sapma SUSY II modeline aittir. τ kanalında, farklı SUSY modellerinin tahminleri ve SM öngörülleri arasındaki fark, herhangi bir SUSY modeli için yapı faktörlerinin belirsizliklerini tamamen yok edememektedir. Bu kanalda, SUSY modellerinin bantları ve SM tahminleri arasında ortak bölgeler de vardır. Yalnızca SUSY II modeli SM sonuçları ile yaklaşık olarak hiç bir yerde çakışmamaktadır.

- A_{FB} durumunda, farklı SUSY modellerinin yanı sıra SM modeli içinde dar bantların görüldüğü $\hat{s}$ 'in daha yüksek değerleri haricinde yapı faktörlerinin hataları merkezi değerleri etkilememektedir. e ve μ kanallarında, SUSY I, SUSY III, SUSY SO(10) ve SM bantları $\hat{s}$ 'in daha yüksek değerlerinde bazı yerlerde birbirleriyle çakışmaktadırlar ama SUSY II için bu tahmin farklıdır. τ kanalında, tüm modellerin tahminleri birbirlerinden farklıdır.
- Beklendiği gibi, iler-geri asimetrisi ve özellikle onun sıfır-geçiş noktaları yaklaşık olarak yapı faktörleri belirsizliklerinden etkilenmeyecek şekilde olan diferansiyel dallanma oranından daha güçlüdür. Bu durum, $B \rightarrow K^{(*)} \ell^+ \ell^-$ kanalı içinde benzer şekildedir.

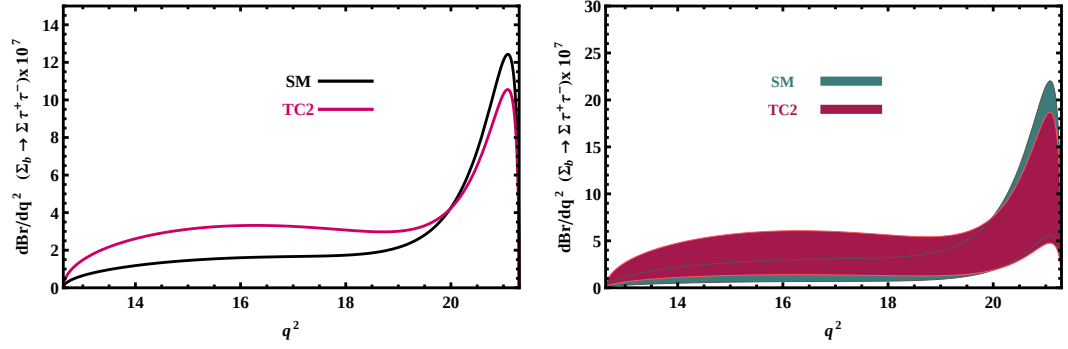
4.4. STANDART MODEL VE TOPRENK-DESTEKLİ TEKNİRENK MODELDE YARILEPTONİK $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ BOZUNUMUNUN ANALİZİ

Bu alt bölümde, diferansiyel bozunum genişliği, diferansiyel dallanma oranı, dallanma oranı ve ileri-geri yön asimetrisi gibi bazı gözlenebilir fiziksel nicelikler göz önüne alınan bozunum kanalı için sunulmaktadır.

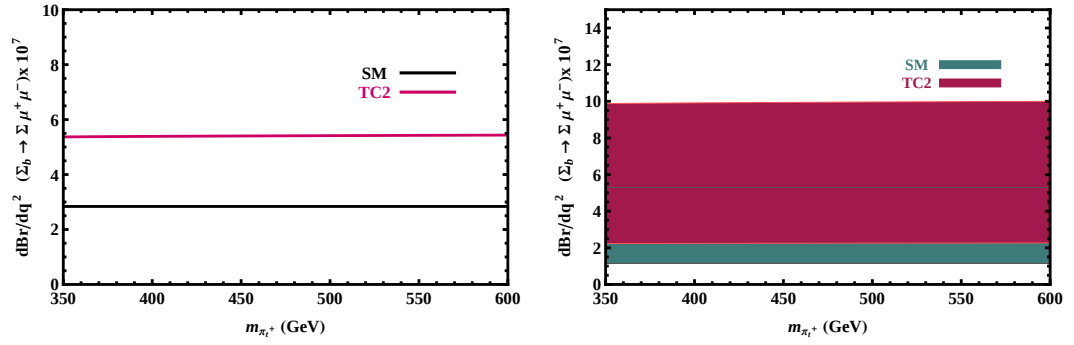
Hem SM hem de TC2 modellerde, μ ve τ lepton durumları için diferansiyel dallanma oranının q^2 , $m_{\pi_t^+}$ ve $M_{Z'}$ 'a bağlılıkları Şekil 4.39-Şekil 4.44'de gösterilmektedir.



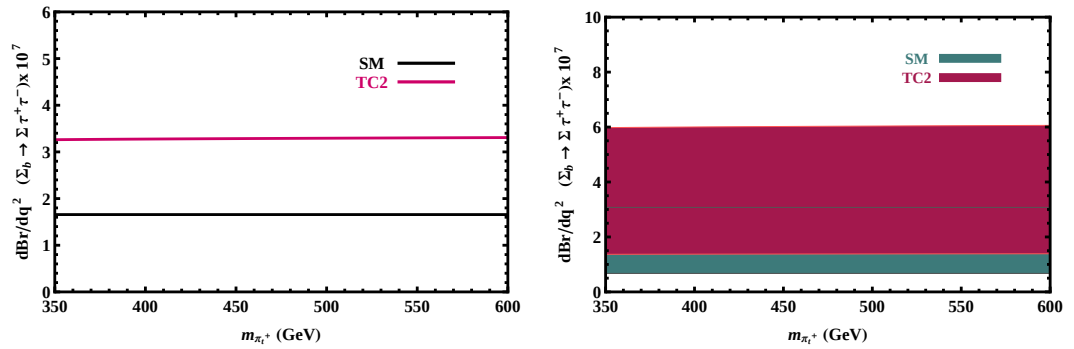
Şekil 4.39: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) q^2 (GeV^2)'ye bağlılığı.



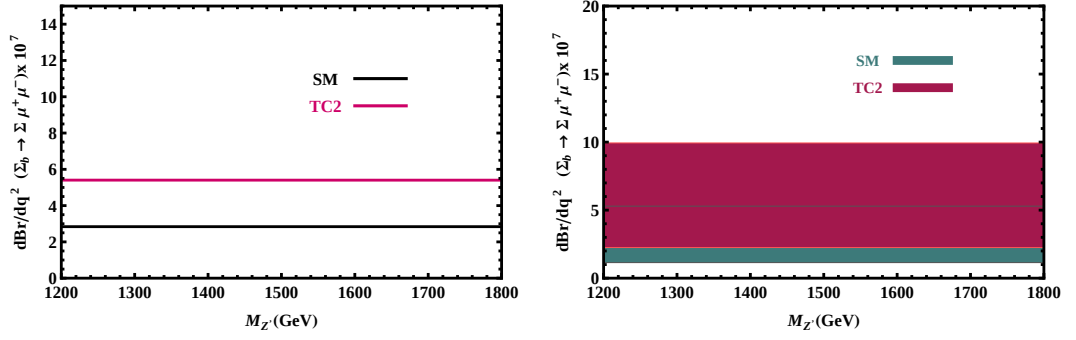
Şekil 4.40: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) q^2 (GeV^2)'ye bağlılığı.



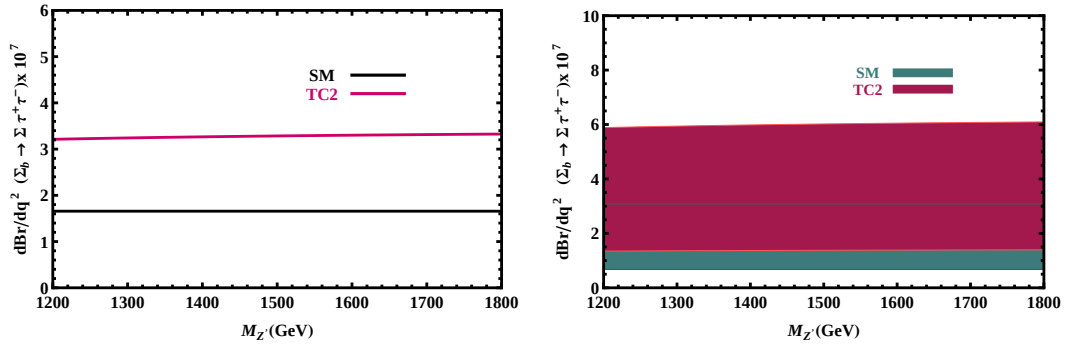
Şekil 4.41: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) $m_{\pi_t^+}$ 'ya bağlılığı.



Şekil 4.42: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) $m_{\pi_t^+}$ 'ya bağlılığı.



Şekil 4.43: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.



Şekil 4.44: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının diferansiyel dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.

Her bir şekilde, hem yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) hem de belirsizlikler dikkate alındığında yapı faktörlerinin değerleri (sağ grafik) için diferansiyel dallanma oranının farklı gözlenebilirliğe bağlılığı gösterilmektedir. Belirtmek gerekir ki, e durumunda elde edilen sonuçlar, μ 'nun sonuçlarına çok yakındır. Bu nedenle, şekillerde e durumunun sonuçları sunulmamaktadır.

Bu şekillerden aşağıdaki sonuçlara varılmaktadır:

- her iki lepton kanalı için yapı faktörlerinin merkezi değerleri göz önüne alındığında, q^2 , m_{π^+} ve $M_{Z'}$ 'a bağlı diferansiyel dallanma oranı üzerindeki SM ve TC2 modellerinin öngörülleri arasında önemli farklılıklar bulunmaktadır.
- Her iki model tarafından süpürülen bölgeler bazı yerlerde çakışmasına rağmen, yapı faktörlerinin belirsizlikleri eklendiğinde diferansiyel dallanma oranı üzerinde iki

modelin öngörülleri arasındaki farklar tamamen yok olmamaktadır.

Sonuçları daha iyi karşılaştırabilmek için hem SM ve TC2 modellerinde, tüm lepton kanalları için izin verilen bölgelerde q^2 'nin farklı değerlerinde diferansiyel dallanma oranının sayısal değerleri Tablo 4.6-Tablo 4.8'de sunulmaktadır.

Tablo 4.6: SM ve TC2 modellerde, $m_{\pi^+} = 450 \text{ GeV}$ ve $M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$ karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Sigma_b \rightarrow \Sigma e^+e^-$ bozunum kanalının $q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$ 'nin farklı aralıklarındaki diferansiyel dallanma oranının nümerik değerleri.

	SM	TC2
q^2	$dBr/dq^2[10^{-7}]$	$dBr/dq^2[10^{-7}]$
0.00 – 2.00	(0.12 – 0.31)	(0.81 – 2.39)
2.00 – 4.30	(0.24 – 0.57)	(0.90 – 2.33)
4.30 – 8.68	(0.63 – 1.45)	(1.62 – 3.96)
10.09 – 12.86	(2.08 – 4.78)	(4.11 – 9.76)
14.18 – 16.00	(4.43 – 10.26)	(7.69 – 18.13)
16.00 – 20.30	(6.73 – 15.77)	(10.58 – 24.94)

Tablo 4.7: SM ve TC2 modellerde, $m_{\pi^+} = 450 \text{ GeV}$ ve $M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$ karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+\mu^-$ bozunum kanalının $q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$ 'nin farklı aralıklarındaki diferansiyel dallanma oranının nümerik değerleri.

	SM	TC2
q^2	$dBr/dq^2[10^{-7}]$	$dBr/dq^2[10^{-7}]$
0.00 – 2.00	(0.12 – 0.31)	(0.81 – 2.38)
2.00 – 4.30	(0.24 – 0.57)	(0.89 – 2.33)
4.30 – 8.68	(0.63 – 1.45)	(1.62 – 3.95)
10.09 – 12.86	(2.07 – 4.77)	(4.10 – 9.74)
14.18 – 16.00	(4.42 – 10.24)	(7.68 – 18.11)
16.00 – 20.30	(6.72 – 15.75)	(10.56 – 24.92)

Hızlı bir şekilde tablolara bakıldığında görülmektedir ki; tüm lepton kanallarında ve belirsizlikler dikkate alındığında, diferansiyel dallanma oranı için TC2 model tarafından tahmin edilen aralıklar q^2 'nin tüm bölgelerinde yaklaşık olarak SM tarafından öngörülen aralıklar ile kısmen çakışmaktadır.

Bu kısımda, hem SM hem de TC2 modelde göz önüne alınan bozunum kanalının dallanma oranının değerleri hesaplanmıştır. m_{π^+} ve $M_{Z'}$ için karakteristik değerler dikkate

Tablo 4.8: SM ve TC2 modellerde, $m_{\pi^+} = 450 \text{ GeV}$ ve $M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$ karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının $q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$ 'nin farklı aralıklarındaki diferansiyel dallanma oranının nümerik değerleri.

	SM	TC2
q^2	$dBr/dq^2[10^{-7}]$	$dBr/dq^2[10^{-7}]$
12.60 – 12.86	(0.14 – 0.60)	(0.33 – 1.44)
14.18 – 16.00	(0.60 – 2.72)	(1.32 – 5.75)
16.00 – 20.30	(0.72 – 3.25)	(1.28 – 5.57)

alındığında, her iki model için yapılan hesaplamalardan elde edilen sayısal sonuçlar Tablo 4.9'da sunulmaktadır.

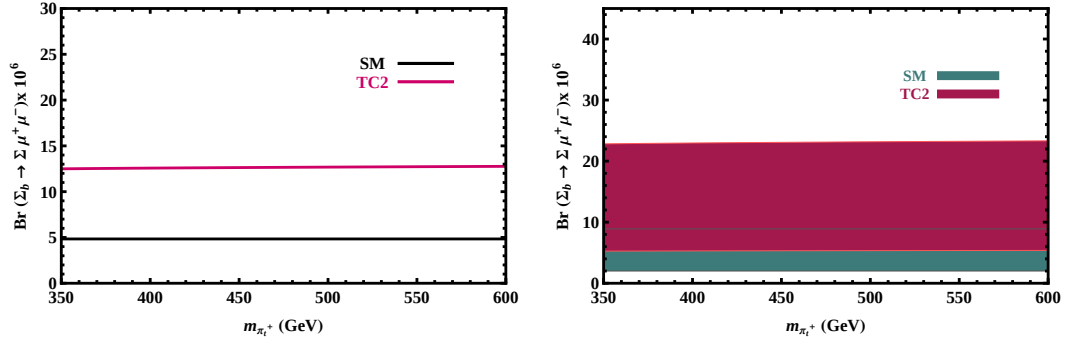
Tablo 4.9: SM ve TC2 modellerde, $m_{\pi^+} = 450 \text{ GeV}$ ve $M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$ karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının dallanma oranının sayısal değerleri.

	$BR(\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-)[10^{-6}]$	$BR(\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-)[10^{-6}]$
SM	(5.24 – 12.27)	(0.98 – 4.16)
TC2	(9.36 – 22.41)	(1.34 – 5.62)

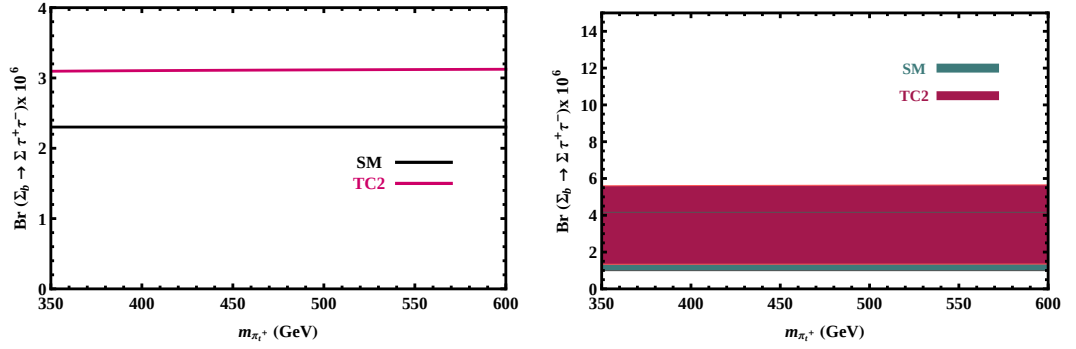
Bu tabloda görüldüğü gibi,

- TC2 modelde hesaplanan dallanma oranının merkezi değeri yaklaşık olarak SM'de elde edilen değerden (1.5 – 2 kat) daha büyük olmasına rağmen, yapı faktörlerinin hataları eklendiğinde her iki lepton kanalı için hem SM hem de TC2 model tarafından öngörülen değerlerin aralıkları birbirlerine denk gelerek son bulmaktadırlar.
- Elde edilen dallanma oranı mertebeleri, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumuna tüm lepton kanalları için LHC'de erişilebilir olduğunu göstermektedir.
- Dallanma oranı değerleri son leptonun kütesinin artması ile azalmaktadır ve bu beklenen bir durumdur.

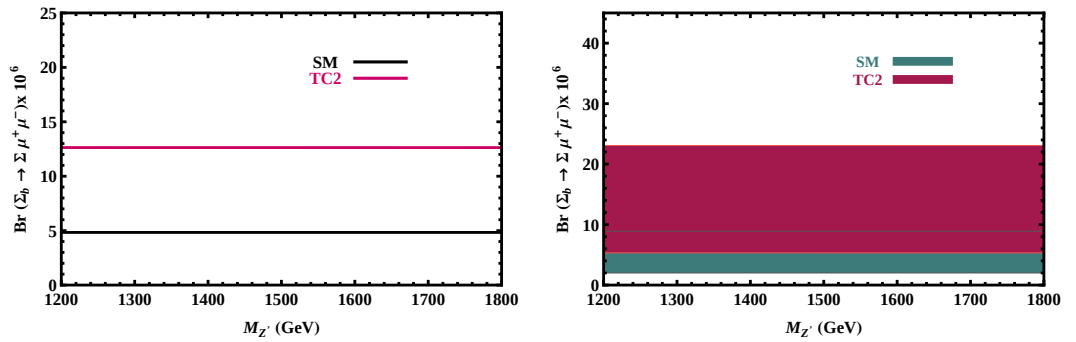
TC2 modelinin öngörülerinin SM'den nasıl sapma gösterdiğini daha iyi görebilmek için, m_{π^+} ve $M_{Z'}$ kütlelerine bağlı olarak dallanma oranının değişimleri Şekil 4.45-Şekil 4.48'de



Şekil 4.45: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) $m_{\pi_t^+}$ 'ya bağlılığı.



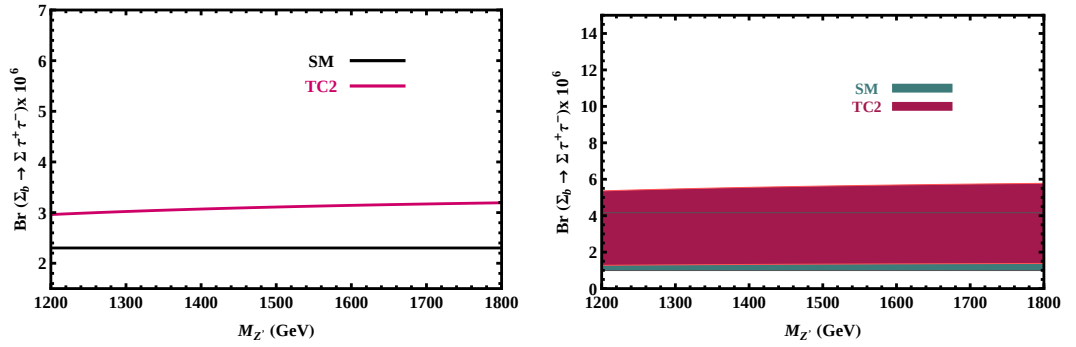
Şekil 4.46: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) $m_{\pi_t^+}$ 'ya bağlılığı.



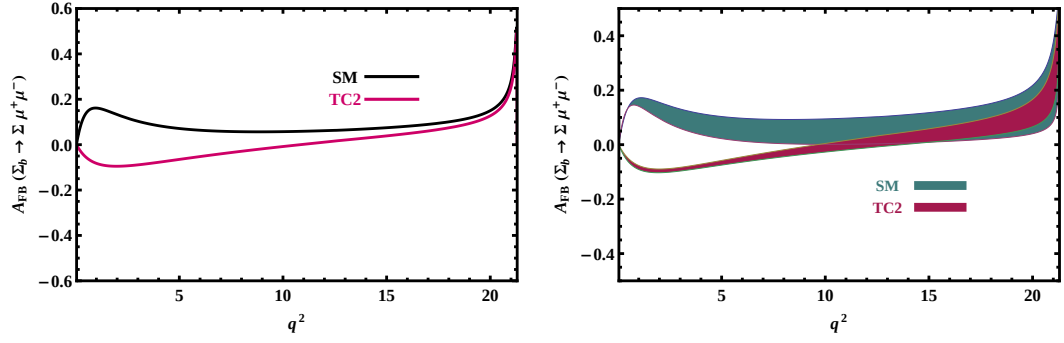
Şekil 4.47: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.

izdirilmiştir. Bu şekilerden görülmektedir ki,

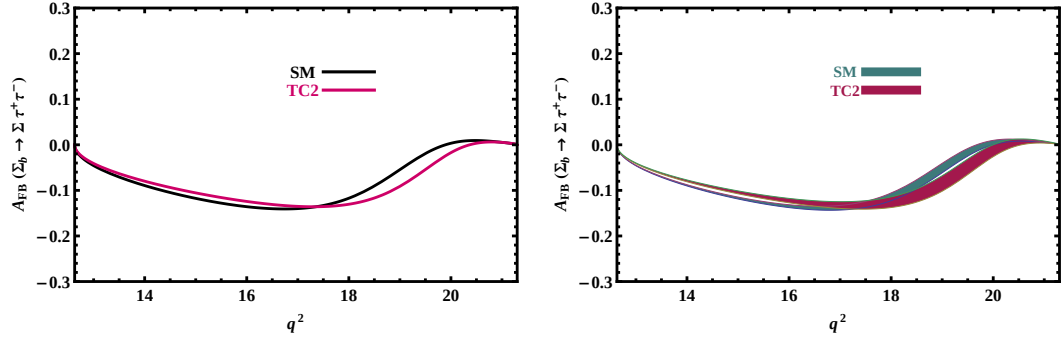
- Yapı faktörlerinin merkezi değerleri göz önüne alındığında, $m_{\pi_t^+}$ ve $M_{Z'}$ kütlelerine bağlı dallanma oranlarının hem SM hem de TC2 modeldeki tahminleri arasında büyük farklılıklar mevcuttur.
- Her iki lepton kanalı için şekillerde sunulan bölgelerde, $m_{\pi_t^+}$ ve $M_{Z'}$ kütleleri değiştiğinde dallanma oranları yaklaşık olarak değişmeden kalmaktadır.
- Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında, her iki modelin süpürdüğü bölgeler arasında kesişmeler görülmektedir. Fakat bu durum modellerin tahminleri arasındaki farkları tamamen yok etmemektedir.



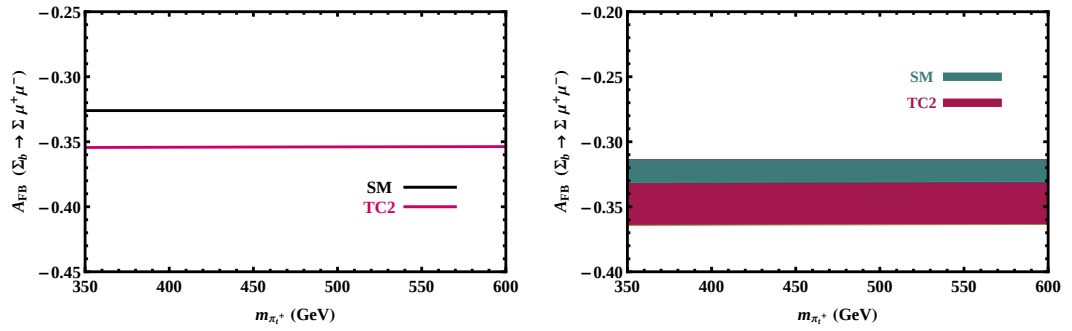
şekil 4.48: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının dallanma oranının (GeV^{-2} biriminde) $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.



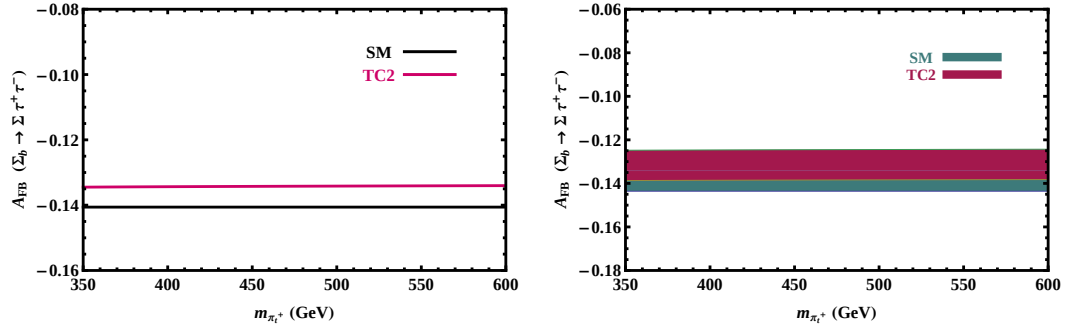
Şekil 4.49: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının A_{FB} 'nin (GeV^{-2} biriminde) q^2 'ye bağlılığı.



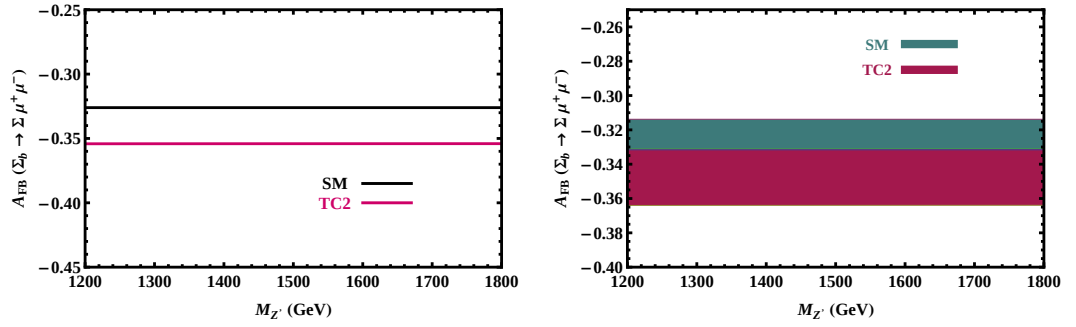
Şekil 4.50: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının A_{FB} 'nin (GeV^{-2} biriminde) q^2 'ye bağlılığı.



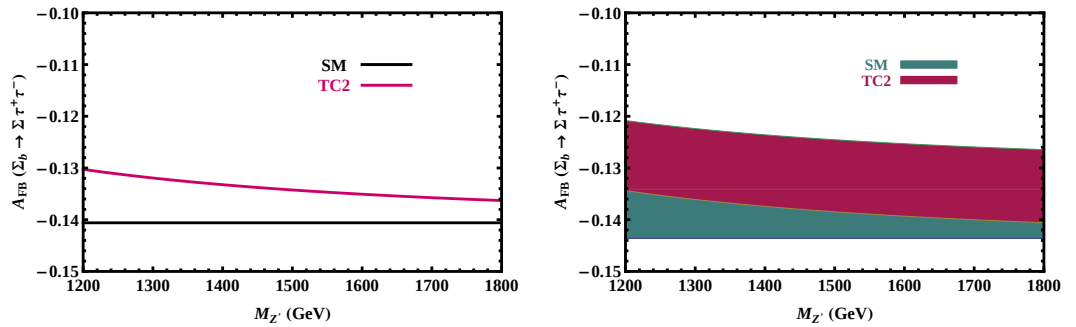
Şekil 4.51: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının A_{FB} 'nin (GeV^{-2} biriminde) m_{π^+} 'ya bağlılığı.



Şekil 4.52: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının A_{FB} 'nin (GeV^{-2} biriminde) $m_{\pi_t^+}$ 'ya bağlılığı.



Şekil 4.53: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının A_{FB} 'nin (GeV^{-2} biriminde) $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.



Şekil 4.54: SM ve TC2 modellerde, yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalının A_{FB} 'nin (GeV^{-2} biriminde) $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.

A_{FB} 'nin, hem μ hem de τ kanalında söz konusu bozunum kanalı için q^2 , $m_{\pi_t^+}$ ve $M_{Z'}$ 'a

bağılıklarını gösteren grafikler Şekil 4.49-4.54’de gösterilmektedir. Çizdirilen bu şekillere hızlı bir şekilde bakılacak olursa aşağıdaki yorumlar elde edilebilir:

- A_{FB} üzerinde yapı faktörlerinin belirsizliklerinin etkilerinin, daha önceki şekillerde tartışılan diferansiyel dallanma oranı ve dallanma oranı karşılaştırıldığında daha küçük olduğu görülmektedir.
- Şekil 4.49’da μ kanalında A_{FB} ’nin q^2 ’ye bağılılığı tartışılmaktadır. Sol ve sağ grafiklerde her iki şekil için q^2 ’nin düşük değerlerinde iki modelin öngörülleri arasında önemli farklılıklar görülmektedir. q^2 ’nin daha yüksek değerlerinde, iki model yaklaşık olarak aynı öngörüllere sahiptir. Şekil 4.50’de görüldüğü gibi τ kanalı göz önüne alındığında ise, iki modelin hemen hemen aynı sonuçlara sahip olduğu görülmektedir.
- Her iki lepton kanalı için m_{π^+} ’ya bağlı A_{FB} durumunda yapı faktörlerinin belirsizlikleri, iki modelin öngörülleri arasında bazı ortak bölgeler ile son bulmaktadırlar.
- Her iki lepton kanalı için $M_{Z'}$ ’a bağlı A_{FB} durumunda ise, yapı faktörlerinin merkezi değerleri düşünüldüğünde SM ve TC2 modellerinin öngörülleri arasında küçük bir fark görülmektedir. Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında, iki modelin öngörülleri arasında bazı kesişmeler meydana geldiği görülmektedir.
- A_{FB} , her iki lepton kanalı için q^2 ’ye hassastır. Aynı zamanda, A_{FB} ’nin yalnızca τ kanalı için $M_{Z'}$ ’a hassas olduğu görülmektedir. Bununla birlikte; her iki lepton kanalı için bu nicelik, m_{π^+} ’a bağlı durumların yanı sıra sadece μ kanalı için $M_{Z'}$ ’a bağlı durumların değişimlerine göre yaklaşık olarak değişmeden kalmaktadır.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Standart Model, her ne kadar Parçacık Fiziği'nde bilinen pek çok konuyu bir çatı altında toplamayı başarmış ve yüksek enerjili hızlandırıcı deneyler verileri ile uyum içerisinde olmuş olmasına rağmen maddenin kökeni, ayar fermiyon kütle hiyerarşisi, madde-antimadde asimetrisi, birleşme gibi henüz cevaplarına ulaşılamamış bir çok soruyu içermektedir. Günümüzde hala yanıtlarına ulaşılamamış bu soruların açıklanabilmesi için, Evrensel Ekstra Boyut modelleri (UED5 ve UED6), farklı Süpersimetrik modeller (SUSY I, SUSY II, SUSY III, SUSY SO(10)), Toprenk-Destekli Teknirenk senaryosu, Büyük Birleşim Teorisi, Sicim Teorisi, Kompozitlik gibi çeşitli Standart Model Ötesi yeni teoriler önerilmiştir.

Yeni Fizik modellerini sınamanın günümüzde doğrudan ve dolaylı olmak üzere iki farklı yolu mevcuttur. Doğrudan sınama yolu, günümüz parçacık fiziği hızlandırıcılarında yüksek hızlarda meydana gelen çarpışmalar sonucu ortaya çıkan büyük kütleli yeni parçacıkların incelenmesine dayanan araştırma yoludur. Dolaylı olarak sınama yolu ise, yeni parçacıkların nadir bozunum kanallarında yarattığı etkiyi araştırmaktır. Tez dönemi boyunca yapılmış çalışmaların temeli, deneysel veriler ile kuramsal modeller arasında bağlantıyı matematiksel hesaplamalar ve bilgisayar programlama vasıtasıyla sağlayan fenomenolojik çalışmalar ile yeni fizik modellerinin incelenmesine dayanmaktadır. Özellikle, yeni fizik modellerinden bir veya iki boyutlu Evrensel Ekstra Boyut Modeller (UED5 ve UED6) daha ayrıntılı olarak göz önüne alınmış ve bu modeller ile ilgili fenomenolojik olarak dikkate alınan baryon kanallarında özgün çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Bir-İki boyutlu UED modelleri; SM'de varolan bazı sorulara cevap verebildiklerinden ve literatürde yeni fizik modelleri arasında en çok çalışılan senaryolar olmalarından dolayı bizi motive etmiş ve bu nedenlerden dolayı tezde dikkate alınan en cazip modeller olmuşlardır. Bu modeller ile ilgili daha ayrıntılı bilgi Bölüm 2.2'de anlatılmıştır. Doktora tez adında yazılan, diğer bazı yeni fizik kısmını ise farklı Süpersimetrik modeller (SUSY I, SUSY II, SUSY III, SUSY SO(10)) ve Toprenk-Destekli Teknirenk senaryosu oluşturmaktadır. Bu modellerde, UED modellerine benzer şekilde göz önüne alınan baryon kanallarında fenomenolojik çalışmalar yapılmıştır. Farklı Süpersimetrik ve Toprenk-Destekli Teknirenk modelleri ile ilgili literatürde yapılmış bir çok çalışma olduğundan dolayı bu modeller dikkate alınmıştır. Bu modeller hakkında genel bilgi, Bölüm 2.3'de anlatılmıştır.

Tezde fenomenolojik olarak, Yeni Fizik senaryolarının hadronik FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$

ve $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalları üzerindeki etkileri incelenmiştir. Göz önüne alınan modellerin yanı sıra SM için de aynı analizler gerçekleştirilerek elde edilen sonuçlar Yeni Fizik senaryoları ile karşılaştırılmıştır. Baryonik sektörde FCNC süreçlerinin incelenmiş olmasının temel sebebi, bu süreçlerin hem SM’de hem de Yeni Fizik modellerinde incelenmesi için çok hassas ve önemli bir araç olarak görülmesinden kaynaklanmaktadır. Ayrıca, dikkate alınan bu baryonik FCNC kanallarının gelecekte hadron çarpıştırıcılarında incelenmesinin olası olduğu düşünülmektedir. Dolayısıyla bu kanalların analizlerine bağlı hem deneysel hem de fenomenolojik çalışmalar günümüzde özel bir ilgiye sahip olmaktadır.

Tezde göz önüne alınan ilk özgün çalışma, tek boyutlu UED senaryosunda baryonik $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ kanalının analizini içermektedir. Tam teoride, ışık koni QCD toplam kuralları vasıtasıyla hesaplanmış yapı faktörleri kullanılarak, ekstra boyutun kompaktifikasyon faktörünün, dallanma oranı, ileri-geri yön asimetrisi, baryon polarizasyonları ve çift lepton polarizasyon asimetrisi gibi çeşitli gözlenebilirlikleri üzerine duyarlılıkları incelenmiştir. UED modeller göz önüne alındığında, etkin Hamiltonyen’in yapısı SM ile kıyaslandığında değişmeden kalıyor iken, Wilson katsayılarının Kaluza-Klein parçacıklarının kendi kendileri ve SM alanları ile etkileşmelerinden dolayı değişmekte olduğu görülmektedir. Temel giriş parametresi olarak yapı faktörlerinin merkezi değerleri dikkate alındığında, kompaktifikasyon ölçeğinin alt değerlerinde, SM ve UED öngörülleri arasında oldukça büyük farklılıklar gözlemlenmiştir. Tezin BULGULAR kısmında, bu farklılıkların bazı durumlarda yapı faktörlerinin belirsizlikleri tarafından yok edilmiş olduğu anlatılmış olmasına rağmen, pek çok gözlenebilir için hala iki modelin öngörülleri arasında önemli farklılıklar olduğu söylenebilmektedir. Kaluza-Klein modları ve ekstra boyutların varlığı için belirleyici olarak kabul edilen araştırmalar hala hadron çarpıştırıcılarında devam etmektedir. Şimdiye kadar yapılan deneylerde ED’lerin var olabileceğine ait herhangi bir belirti gözlemlenmemiştir. Analizlerde hesaplanan, FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının dallanma kesrinin mertebesi LHC Deneyi’nde gelecekte bu kanala ulaşılabilir olduğunu göstermektedir. Not etmek gerekir ki günümüzde, UED5 modelde hesaplanmış Wilson katsayıları C_7^{eff} , C_9^{eff} ve C_{10} ’dur. UED6 modelde ise yalnızca C_7^{eff} Wilson katsayısı bilinmektedir. Gelecekte UED6 modelde C_9^{eff} ve C_{10} Wilson katsayılarının hesabı yapıldığı zaman, aynı geçiş için UED6 modelde de analizler gerçekleştirilebilecektir. Bununla birlikte, analizlerden elde edilen sonuçlar SM ve UED5 modelde yapılan hesaplamalar ile karşılaştırılabilecektir [32].

Aynı zamanda, UED modelde yapılmış olan bu çalışmada FCNC baryonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$

geçişinin ve daha önce yapılmış teorik çalışmanın dallanma oranının alınan son deneysel veri ile karşılaştırılması sonucunda, ED'nin kompaktifikasyon faktörü için bir alt limit bulunmuştur. Tek boyutlu UED göz önüne alındığında kompaktifikasyon faktörünün alt limiti için mezonik $B \rightarrow K \eta \gamma$ [145] kanalının dallanma oranının deneysel veri ve teorik sonuçlar arasında karşılaştırma yolu ile elde edilmiş alt limit ile oldukça tutarlı olduğu görülmüştür. Dolayısıyla burada elde edilen alt limit, daha önce diğer mezonik kanallarda elde edilen diğer bazı sınırlamaların yanı sıra elektrozayıf hassas testler ile de karşılaştırılabilmektedir [14, 73, 139, 140]. Ancak, bu çalışmada $1/R$ üzerinde elde edilen alt limit, $B \rightarrow K \eta \gamma$ kanalından, diğer mezonik kanallardan, elektrozayıf hassas testlerden, bazı kozmolojik sınırlamalardan ve ATLAS Deneyi'nin sonuçlarından daha küçüktür. Elde edilen bu limitin dikkatini arttırmak için iki boyutlu UED senaryosunun varlığında C_9^{eff} ve C_{10} Wilson katsayıları ifadelerinin hesaplanmasına ihtiyaç vardır. Bu hesaplamalar yapıldıktan sonra, baryonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının UED6 modelinde hesaplanması mümkün olabilecektir. Yapılmış olan bu çalışma 2012 yılında Journal of High Energy Physics dergisinde yayınlanmıştır [32].

Tezde analizi yapılan diğer çalışmada; SM, UED5 ve UED6 senaryolarında ışıınımsal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalının kapsamlı bir analizi gerçekleştirilmiştir. Literatürde; UED5 modelde, farklı bozunum kanallarının belirlendiği pek çok çalışma mevcuttur (Bunlardan bazılarını görebilmek için [15–29, 32, 148]). Bununla birlikte, UED6 modelinin uygulamalarına ayrılmış çalışmaların sayısı UED5 modele nispeten daha azdır. UED6 modelinde şimdilik yalnızca C_7^{eff} Wilson katsayısının açık bir ifadesi hesaplanmış olduğundan dolayı [68]; $b \rightarrow s \gamma$ geçişine dayalı ışıınımsal kanalların incelenmesi mümkün olmuştur.

Bu çalışmada özellikle, farklı UED senaryolarında bu kanal için toplam bozunum oranı ve dallanma oranı hesabı yapılmış ve SM öngörülerinden sonuçların nasıl sapma gösterdiği incelenmiştir. Aynı zamanda, analizlerde SM, UED5 ve UED6 modelleri için hesaplanmış ve düşük enerjili etkin Hamiltonyen'e yazılan C_7^{eff} Wilson katsayılarının ifadeleri kullanılmıştır. Bununla birlikte, nümerik analizlerde temel giriş parametreleri olarak, tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları ile hesaplanmış yapı faktörlerinin sayısal değerleri kullanılmıştır. Kompaktifikasyon faktörünün alt değerlerinde SM tahminleri ile göz önüne alınan UED modellerinin öngörülerinin arasında önemli farklılıklar tespit edilmiştir. Bu farklılıklar, $1/R$ 'nin alt değerlerinde yapı faktörlerinin belirsizlikleri ile tamamen yok olmamaktadır. UED5 ve UED6 modelinde farklı FCNC geçişleri, elektrozayıf hassasiyet testler, bazı kozmolojik kısıtlamalar, LHC'de Higgs araştırma/keşif

sonuçları ve farklı hadronik kanallarında kompaktifikasyon faktörüne sınırlamaların konulduğu çalışmalar literatürde mevcuttur [14, 20, 32, 73, 139, 141–143, 145, 149–152]. UED5 modelde farklı FCNC geçişleri [143], UED6 modelde bazı FCNC geçişleri [145], elektrozayıf hassasiyet testleri [141], kozmolojik kısıtlamalar [149], deneysel olarak araştırmalar [151] ve S ve T parametreleri için elektrozayıf hassasiyet verileri [150] ve LHC’deki Higgs araştırmalar gibi farklı yaklaşımlar dikkate alınarak kompaktifikasyon faktörü $1/R$ üzerine en son alt limitler konulmuştur. %95 güvenirlilik düzeyinde, ATLAS (CMS) tarafından sağlanan kompaktifikasyon faktörü üzerine konulan en son alt limitler, dört farklı bozunum $H^0 \rightarrow WW^*, ZZ^*, \tau\tau$ ve $\gamma\gamma$ kanallarında, Higgs bozon sinyali ölçümünden elde edilmiştir [153]. Bu alt limitler; WW^* ’dan 463 GeV (1.301 TeV), ZZ^* ’dan 319 GeV (522 GeV), $\tau\tau$ ’dan 326 GeV (653 GeV) ve $\gamma\gamma$ kanalından 257 GeV (574 GeV) olarak tespit edilmiştir. Ancak, $1/R$ faktörü 1 TeV’e yaklaştığı zaman, UED sonuçlarının SM öngörülerinden meydana gelen tüm sapmalar yaklaşık olarak birbirini yok etmektedir. Aynı zamanda, ATLAS Deneyi’ndeki direkt araştırmalarda elde edilen 1.41 TeV’de $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı için UED tahminlerinin SM öngörülerinden önemli bir sapma gösterdiği görülmemiştir. SM’de $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunumu için dallanma oranı mertebesi, LHCb Deneyi’nde bu kanala ulaşılabilir olduğunu göstermektedir. 2013 yılında, bu çalışma Physical Review D dergisinde yayınlanmıştır [33]. Aynı zamanda doktora dönemi boyunca, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumu için aynı modeller ile benzer çalışma yapılmış ve yapılan analizlerde elde edilen dallanma oranı için SM değerleri bu çalışma ile karşılaştırılmıştır [188].

Diğer bazı yeni fizik senaryolar ile ilgili tezde bahsedilen bir diğer çalışmayı, farklı Süpersimetrik modellerde yarıleptonik $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ geçişi için genlik ve diferansiyel bozunum oranı hesabı oluşturmaktadır. Tez dönemi boyunca, farklı Süpersimetrik modellerde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalı için benzer çalışma yapılmıştır ve 2012 yılında Journal of High Energy Physics dergisinde yayınlanmıştır [82]. Bu çalışma, baryonik FCNC $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunumunun CDF ve LHCb deneylerinde gözlemlenmiş olması sebebiyle önem kazanmıştır. Gelecekte, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının deneysel veriler ışığında gözlemlenmesi umulmaktadır. Bu durum bizi ümitlendirmiş ve farklı Süpersimetrik modellerde yarıleptonik $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ bozunumunun fenomenolojik olarak analizi gerçekleştirilmiştir. Literatür incelendiğinde, bu çalışmanın bu bozunum kanalı ve bu model için, tam teoride QCD Toplam kuralları ile hesaplanan yapı faktörleri kullanılarak ilk kez gerçekleştirilmiş olduğunu vurgulamak gerekir. Diferansiyel dallanma oranı, toplam dallanma kesri ve lepton ileri-geri yön asimetrisini analiz edebilmek için, tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları vasıtasıyla hesaplanmış ve düşük enerjili

matris elemanlarına girilen on iki yapı faktörü dikkate alınmıştır. Hesaplamalarda farklı SUSY senaryoları dikkate alınmıştır ve SM tahminleri ile SUSY modellerinden elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Genel olarak, yapı faktörlerinin merkezi değerleri dikkate alındığında SM öngörülerinden gözlemlenen sonuçların sapma gösterdiği görülmüştür. Diferansiyel dallanma oranı (veya dallanma oranı) durumunda, SM tahminlerinden maksimum sapma SUSY II modeline aittir. İleri-geri yön asimetrisinde, e ve μ lepton kanallarında ve $\hat{s}$ 'ın küçük değerlerinde, maksimum sapma gösteren modelin SUSY I olduğu görülmüştür. Buna ek olarak, ileri-geri yön asimetrisinde $\hat{s}$ 'ın daha yüksek değerlerinde ve aynı lepton kanallarında, maksimum fark SUSY II modeline karşılık gelmektedir. Yapı faktörlerinin belirsizlikleri dikkate alındığında, dallanma oranının bu hatalar tarafından daha çok etkilendiği görülmüştür. SUSY SO(10) modelinin bantları, e ve μ kanallarında yaklaşık olarak SM bantlarına kapsamış olduğu belirlenmiştir. Diğer SUSY modelleri ve tüm lepton kanalları için, farklı SUSY bantları ve SM öngörülleri arasında bazı kesişim bölgeleri görmemize rağmen, SM ve SUSY modellerinin tahminleri arasında önemli farklılıklar mevcuttur. Özellikle τ kanalında, SUSY II ve SM bantları arasında kayda değer farklar görülmüştür. A_{FB} göz önüne alındığında yapı faktörlerinin belirsizlikleri, bu niceliği ve onun sıfır geçiş noktasını etkilemediği anlaşılmaktadır. Genel anlamda, farklı düşünülmüş SUSY modellerinin dar bantları ve SM bantları arasında önemli bir sapma olduğu söylenebilmektedir. Bu tür sapmalar fenomenolojik açıdan, süpersimetrik parçacıkların varlığı için bir sinyal olarak kabul edilebilmektedir. Şimdiye kadar yapılan deneylerde sparçacıkların var olabileceğine ait herhangi bir belirti gözlemlenmemiştir. Tüm lepton kanallarında ve q^2 'nin izinli olduğu tüm bölgelerde dallanma oranının mertebesi yakın gelecekte LHC Deneyi'nde bu bozunum kanallarına ulaşılabilirliğini göstermektedir.

Çalışılan bu kanalın öngörülleri ile dallanma oranı, A_{FB} gibi nicelikler üzerinde deneysel sonuçların karşılaştırılması, özellikle yapı faktörlerinin hataları tarafından etkilenmeyen A_{FB} 'nin sıfır geçiş noktalarının ve imzasının belirlenmesi, SUSY parçacıklarının varlığı hakkında değerli bilgiler elde etmemize yardımcı olabileceği düşünülmektedir. Nümerik analizlerde, farklı SUSY senaryoları için Wilson katsayılarının değerleri kullanılmıştır. Yüksüz Higgs bozonu kütle değerleri (91-200) GeV aralığında alındığında Wilson katsayılarının değerleri elde edilmiştir [164, 189–191]. Higgs bozonun kütlesi (~ 125 GeV) üzerinde CERN'deki CMS ve ATLAS Deneyleri tarafından gerçekleştirilen gelişmeler göz önüne alındığında, kullanılan Wilson katsayılarının değerleri hala geçerli olmaktadır. Ancak, Higgs bozonunun LHC'de belirlenmiş son kütlesi ile farklı SUSY senaryolarında Wilson katsayılarının yeniden hesaplanması olası bir durumdur. Gelecekte,

Wilson katsayılarının yeni değerleri kullanılarak mevcut çalışmada elde edilen sonuçların geliştirilmesi mümkün olabilecektir.

Tezde ele alınan son çalışmada, hem SM hem de TC2 modellerinde FCNC baryonik $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ kanalının ayrıntılı analizi gerçekleştirilmiştir. Tez dönemi boyunca, hem SM hem de TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalı için benzer çalışma yapılmıştır ve 2013 yılında Physical Review D dergisinde yayınlanmıştır [192]. Özellikle temel giriş parametresi olarak ışık koni QCD toplam kuralları ile hesaplanmış yapı faktörleri kullanılarak, q^2 ve model parametreleri m_{π^+} ve $M_{Z'}$ üzerinde diferansiyel dallanma oranı, dallanma oranı ve lepton ileri-geri yön asimetrisinin duyarlılığı tartışılmıştır. Hataların ana kaynağı olan yapı faktörlerinin belirsizlikleri tarafından yok edilemeyen iki model öngörülleri arasında, oldukça büyük bir fark görülmüştür. Deneysel alandan, farklı lepton kanallarının yanı sıra farklı baryonik ve mezonik süreçlerde göz önüne alınan bozunumda tanımlanan farklı fiziksel nicelikler üzerinde daha çok veri elde edilebileceği düşünülmektedir. Bu durum, Higgs mekanizmasına alternatif bir Elektrozayıf Simetri Kırınımı senaryosu olarak TC2 modelinde özellikle NP etkilerini araştırmak için yardımcı olabileceği düşünülmektedir.

Fenomenoloji ve araştırma stratejileri, NP'nin davranışları içinde ele alınan bu senaryoların veya daha fazlasının belirlenmesinde kilit rol üstlenecektir. Dolayısıyla, literatürde mevcut senaryoların sayısı göz önüne alındığında, yeni fiziğin doğası yüksek enerjili hadron çarpıştırıcılarında bir kez ortaya çıktıktan sonra yapılan bu fenomenolojik araştırmalar önemsiz kabul edilmeyecektir. Bu nedenle, teorinin ve deneysel çalışmaların arasında bir köprü oluşturan fenomenolojik alan, parçacık fiziğindeki gelecek gelişmeler için büyük önem taşımaktadır.

Fenomenolojik çalışmaların daha doğru ve anlamlı bir çalışma alanı oluşturabilmesindeki temel unsur, literatür taramasının eksiksiz bir şekilde yapılabilmesidir. Tezde incelenen ve hesapları yapılan tüm çalışmalarda literatür taraması büyük bir titizlikle yapılmış ve çalışmaların özgün hale getirilebilmesi sağlanmıştır. Sonuç olarak, çalışma esnasında atılan tüm adımlarda, teorik çerçevenin, deneysel gözlenebilirlerin analizlerini kapsamasına dikkat edilmiştir. Bir başka deyişle, mevcut araştırma esnasında kullanılan yöntemler ve fikirler, yüksek enerji fiziği fenomenolojisinin ön safhalarında yer almasına büyük önem gösterilmiştir. Doktora öğrenimim boyunca, danışman hocalarım ve çalışma arkadaşlarım ile yapılmış çalışmalar sonucunda uluslararası beş makale yayınlanmıştır [32, 33, 82, 188, 192].

Sonuç olarak, tezde analizleri yapılan çalışmaların öngöröleri ile yakın gelecekte yapılabilecek deneysel bulguların karşılaştırılmasının yapılması ve var olan farklılıkların nedenlerinin tartışılması Yeni Fizik senaryolarına ve yeni parçacıkların arayışına önemli katkılar verebilecektir.

KAYNAKLAR

- [1]. Gökberk, M., 1990, *Felsefe Tarihi*, Remzi Kitabevi, 6. Basım, İstanbul, ISBN:975-14-0156-9.
- [2]. Kartal, S., 2007, *Temel Tanecikler Ders Notları*, İstanbul Üniversitesi.
- [3]. Griffiths, D., 1987, *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley Sons, Inc., United States of America, ISBN: 0-471-60386-4.
- [4]. Oral, E., 2013, *Genleşen Bilim, Bitmeyen Bayrak Yarışı: Fiziğin Tarihi (17. Yüzyıl'dan Önce...)*, <http://evrimagaci.org/makale/301/>, [Ziyaret tarihi: 21 Kasım 2013].
- [5]. Ergün, M., 2014, *Bilim Felsefesi*, <http://www.egitim.aku.edu.tr/bilimfelsefesi.pdf>, [Ziyaret tarihi: 21 Kasım 2013].
- [6]. Söğüt, K., *Antik Felsefede ve Modern Fizikte Atom*, kenan.web.cern.ch/kenan/FF/FF3.ppt, [Ziyaret tarihi: 21 Kasım 2013].
- [7]. Slavin, A. J., 1994, *A Brief History and Philosophy of Physics*, http://www.trentu.ca/physics/history_895.html, [Ziyaret Tarihi: 10 Kasım 2013].
- [8]. Sadoff, A., *The Standard Model*, http://www.chess.cornell.edu/Outreach/document/Standard_Model_sm.pdf, [Ziyaret tarihi: 24 Haziran 2014].
- [9]. Cankoçak, K., 2012, Higgs keşfedildi, şimdi ne olacak?, *Bilim ve Gelecek*, 102.
- [10]. Unalan, Z., 2012, Higgs keşfedildi, şimdi ne olacak?, *Bilim ve Gelecek*, 102.
- [11]. Higgs, P. W., 1964, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, *Phys. Rev. Lett.*, 13, 508-509.
- [12]. The 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. B*, 716, 1 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [13]. The 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]].

- [14]. Appelquist, T., Cheng, H. C., Dobrescu B. A., 2001, Bounds on universal extra dimensions, *Phys. Rev. D*, 64, 035002 [arXiv:hep-ph/0012100].
- [15]. Buras, A. J., Spranger, M., Weiler, A., 2003, The impact of universal extra dimensions on the unitarity triangle and rare K and B decays, *Nucl. Phys. B*, 660, 225 [arXiv:hep-ph/0212143].
- [16]. Buras, A. J., Poschenrieder, A., Spranger, M., Weiler, A., 2004, The Impact of Universal Extra Dimensions on $B \rightarrow X_s \gamma$, $B \rightarrow X_s g$, $B \rightarrow X_s \mu^+ \mu^-$, $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, and ε'/ε , *Nucl. Phys. B*, 678, 455 [arXiv:hep-ph/0306158].
- [17]. Bashiry, V. and Azizi, K., 2012, Systematic analysis of the $B_s \rightarrow f_0 \ell^+ \ell^-$ in the universal extra dimension, *JHEP*, 1202, 021 [arXiv:1112.5243 [hep-ph]].
- [18]. Katirci, N. and Azizi, K., 2011, B to strange tensor meson transition in a model with one universal extra dimension, *JHEP*, 1107, 043 [arXiv:1105.3636 [hep-ph]].
- [19]. Bashiry, V., Bayar, M., Azizi, K., 2008, Double-lepton polarization asymmetries and polarized forward backward asymmetries in the rare $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ decays in a single universal extra dimension scenario, *Phys. Rev. D*, 78, 035010 [arXiv:0808.1807 [hep-ph]].
- [20]. Colangelo, P., Fazio, F. D., Ferrandes, R., Pham, T. N., 2006, Exclusive $B \rightarrow K^{(*)} \ell^+ \ell^-$, $B \rightarrow K^{(*)} \nu \bar{\nu}$ and $B \rightarrow K^* \gamma$ transitions in a scenario with a single Universal Extra Dimension, *Phys. Rev. D*, 73, 115006 [arXiv:hep-ph/0604029].
- [21]. Wang, Y.- M., Aslam, M. J., Lü, C.- D., 2009, Rare decays of $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ and $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ in universal extra dimension model, *Eur. Phys. J. C*, 59, 847 [arXiv:0810.0609 [hep-ph]].
- [22]. Aliev, T. M., Savcı, M., 2007, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ decay in universal extra dimensions, *Eur. Phys. J. C*, 50, 91 [arXiv:hep-ph/0606225].
- [23]. De Fazio, F., 2007, Rare B decays in a single Universal Extra Dimension scenario, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 174, 185 [arXiv:hep-ph/0610208].
- [24]. Sirvanli, B. B., Azizi, K., Ipekoglu, Y., 2011, Double - lepton polarization

- asymmetries and branching ratio in $B \rightarrow K_0^*(1430)l^+l^-$ transition from universal extra dimension model, *JHEP*, 1101, 069 [arXiv:1011.1469[hep-ph]].
- [25]. Azizi, K., Pak, N. K., Sirvanli, B. B., 2012, Double - Lepton Polarization Asymmetries and Branching Ratio of the $B \rightarrow \gamma l^+l^-$ transition in Universal Extra Dimension, *JHEP*, 1202, 034 [arXiv:1112.2927 [hep-ph]].
- [26]. Aliev, T. M., Savci, M., Sirvanli, B. B., 2007, Double - lepton polarization asymmetries in $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+l^-$ decay in universal extra dimension model, *Eur. Phys. J. C*, 52, 375 [arXiv:hep-ph/0608143].
- [27]. Ahmed, I., Paracha, M. A., Aslam, M. J., 2008, Exclusive $B \rightarrow K_1 l^+l^-$ decay in model with single universal extra dimension, *Eur. Phys. J. C*, 54, 591 [arXiv:0802.0740 [hep-ph]].
- [28]. Colangelo, P., De Fazio, F., Ferrandes, R., Pham, T. N., 2006, Spin effects in rare $B \rightarrow X_s \tau^+ \tau^-$ and $B \rightarrow K^{(*)} \tau^+ \tau^-$ decays in a single universal extra dimension scenario, *Phys. Rev. D*, 74, 115006 [arXiv:hep-ph/0610044].
- [29]. Mohanta, R., Giri, A. K., 2007, Study of FCNC-mediated rare B_s decays in a single universal extra dimension scenario, *Phys. Rev. D*, 75, 035008 [arXiv:hep-ph/0611068].
- [30]. Aaltonen, T., *et al.* [CDF Collaboration], 2011, Observation of the Baryonic Flavor-Changing Neutral Current Decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$, *Phys. Rev. Lett.*, 107, 201802 [arXiv:1107.3753 [hep-ex]].
- [31]. The LHCb Collaboration, 2013, Measurement of the differential branching fraction of the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$, *Phys. Lett. B*, 725, 25 [arXiv:1306.2577 [hep-ex]].
- [32]. Azizi, K., Kartal, S., Katirci, N., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2012, Constraint on compactification scale via recently observed baryonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ channel and analysis of the $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ transition in SM and UED scenario, *JHEP*, 1205, 024 [arXiv:1203.4356 [hep-ph]].
- [33]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2013, Analysis of the radiative $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ transition in SM and scenarios with one or two universal extra dimensions, *Phys. Rev. D*, 88, 015030 [arXiv:1303.2233 [hep-ph]].

- [34]. Perkins, D. H., 2000, *Introduction to High Energy Physics*, 4th Edition, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, ISBN: 0-521-62196-8.
- [35]. Cottingham, W. N. and Greenwood, D. A., 2007, *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*, Second Edition, Cambridge University Press, the United States of America, New York, ISBN: 0-521-85249-8.
- [36]. Lindner, M. and Rodejohann, W., *Theoretical Elementary Particle Physics beyond the Standard Model*, http://www.mpi-hd.mpg.de/mpi/fileadmin/files-mpi/Flyer/Standard_model.pdf, [Ziyaret tarihi: 26 Haziran 2014].
- [37]. Schweber, S. S., 2002, *Quantum Field Theory: From QED to the Standard Model*, Cambridge University Press, ISBN:9780521571999.
- [38]. Quigg, C., 2008, The Coming Revolutions in Particle Physics, *Scientific American*.
- [39]. Kerr, G. and Ruth, P., 2008, *Physics*, Third Edition, IBID Press, Victoria, Australia, ISBN: 978-1-876659-14-1.
- [40]. Kane, G., 2009, *Süpersimetri*, Tübitak Yayınları, Ankara, ISBN: 978-975-403-506-3.
- [41]. Kaku, M., 2014, *Geleceğin Fiziği*, ODTÜ Yayıncılık, Ankara, ISBN: 978-605-5164-67-6.
- [42]. Kaplan, D., 2010, *Physics for the 21st Century*, Harvard Smithsonian Center, Harvard University, ISBN:1-57680-891-2.
- [43]. Sebbatu, M., 2001, *The Standard Model of Fundamental Particles and Their Interactions*, http://www.physnet.org/modules/pdf_modules/m305.pdf, [Ziyaret tarihi: 26 Haziran 2014].
- [44]. Kozçaz, C., Mete, Ö., Ünel G., 2012, Yeni Bir Parçacık Bulmak, *Bilim ve Teknik*, 45, 779.
- [45]. Kaku, M. and Thompson, J., 2012, *Einstein'dan Ötesi*, ODTÜ Yayıncılık, Ankara, ISBN: 978-605-4362-49-3.
- [46]. Pomarol, A., 2012, Beyond the Standard Model, *CERN Yellow Report CERN-2012-001* [arXiv:1202.1391 [hep-ph]].

- [47]. Quarkology, *Particle Physics*, <http://www.quarkology.com/12-physics/98-quanta-quarks/98E-particle-physics.html>, [Ziyaret tarihi: 27 Haziran 2014].
- [48]. Çelik, İ., 2013, Fizik Nobeli Higgs Parçacığının Kuramsal Olarak Keşfine Verildi, *Bilim ve Teknik*, 47, 824.
- [49]. Battaglia, M., Buras, A. J., et al., 2003, The CKM Matrix and the Unitarity Triangle, *CERN*, 002, *FERMILAB-CONF*, 02, 422 [arXiv:hep-ph/0304132].
- [50]. Buras, A. J., 1996, Flavour Changing Neutral Current Processes, *TUM-HEP*, 259, *MPI-PhT*, 96-111 [arXiv:hep-ph/9610461].
- [51]. Lehner, F., 2005, *Flavor - Changing Neutral Currents*, Thesis (PhD), Zürich University.
- [52]. Buchalla, G., Buras, A. J., Lautenbacher, M. E., 1996, Weak Decays Beyond Leading Logarithms, *Rev.Mod.Phys.*, 68, 1125-1144 [arXiv:hep-ph/9512380].
- [53]. Battaglia, M., Buras, A. J., et al, 2003, The CKM Matrix and the Unitarity Triangle, *CERN*, 002, *FERMILAB-CONF*, 02, 422.
- [54]. Özpınecı, A., 2007, Standart Model ve Ötesi, *Bilim ve Teknik*, Yeni Ufuklara, 473.
- [55]. Byatt, T., J., 2009, Supersymmetry or Universal Extra Dimensions? Utilizing the ATLAS Experiment at CERN, Thesis (PhD), University of London.
- [56]. Nordstrom, G., *Phys. Zeitschr.* 1 504 (1914).
- [57]. T. Kaluza, *Phys. Math. K.* 1 966 (1921).
- [58]. O. Klein, *Phys. Zeitschr.* 37 895 (1926).
- [59]. Arkani - Hamed, N., Dimopoulos, S. and Dvali G., 1998, The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter, *Phys. Lett. B*, 429, 263 [arXiv: hep-ph/9803315.]
- [60]. Arkani - Hamed, N., Dimopoulos, S. and Dvali, G., 1999, Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity, *Phys. Rev. D*, 59, 086004 [arXiv:hep-ph/9807344].
- [61]. Randall, L., Sundrum, R., 1999, Large Mass Hierarchy from a Small Extra

- Dimension, *Phys. Rev. Lett.*, 83, 3370 [arXiv:hep-ph/9905221].
- [62]. Appelquist, T., Dobrescu, B. A., Ponton, E., Yee, H.-U., 2001, Proton Stability in Six Dimensions, *Phys. Rev. Lett.*, 87, 181802 [arXiv:hep-ph/0107056].
- [63]. Erlich, J., 2005, *History of Extra Dimensions*, <http://physics.wm.edu/~erlich/690S05/notes1.pdf>, [Ziyaret tarihi: 26 Haziran 2014].
- [64]. Kaku, M., 2012, *Einstein'in Evreni*, ODTÜ Yayıncılık, Ankara, ISBN: 978-605-4362-83-7.
- [65]. Satheeshkumar, V. H. and Suresh, P. K., 2011, Gravity and Large Extra Dimensions, *Advances in Astronomy*, 189379, 12 [arXiv:hep-th/0606194].
- [66]. Gimbrere, A., 2010, *Large extra dimensions*, <http://dare.uva.nl/document/203139>, [Ziyaret tarihi: 2 Haziran 2014].
- [67]. Ohlsson, T., 2012, *Extra dimensions*, http://theophys.kth.se/tepp/research_extra_dimensions.html, [Ziyaret tarihi: 21 Mayıs 2014].
- [68]. Freitas, A., Haisch, U., 2008, $B \rightarrow \chi_s \gamma$ in two universal extra dimensions, *Phys. Rev. D*, **77**, 093008 [arXiv:0801.4346 [hep-ph]].
- [69]. Ghosh, K., Datta, A., 2008, Phenomenology of spinless adjoints in two Universal Extra Dimensions, *Nucl. Phys. B*, 800, 109 [arXiv:0801.0943 [hep-ph]].
- [70]. Burdman, G., Dobrescu, B. A., Ponton, E., 2006, Resonances from Two Universal Extra Dimensions, *Phys. Rev. D*, 74, 075008 [arXiv:hep-ph/0601186].
- [71]. Freitas, A., 2009, *TeV-scale and universal extra dimensions*, <http://indico.cern.ch/event/46117/contribution/5/material/slides/0.pdf>, [Ziyaret tarihi: 28 Nisan 2014].
- [72]. Buras, A. J., Merlo, L., Stamou, E., 2011, The Impact of Flavour Changing Neutral Gauge Bosons on $B \rightarrow X_s \gamma$, *JHEP*, 1108, 124 [arXiv:1105.5146 [hep-ph]].
- [73]. Appelquist, T., Yee, H.-U., 2003, Universal Extra Dimensions and the Higgs Boson Mass, *Phys. Rev. D*, 67, 055002 [arXiv:hep-ph/0211023].
- [74]. Antoniadis, I., 1990, A possible new dimension at a few TeV, *Phys. Lett. B*, 246, 377.

- [75]. Antoniadis, I., Arkani - Hamed, N., Dimopoulos, S. and Dvali, G., 1998, New dimensions at a millimeter to a fermi and superstrings at a TeV, *Phys. Lett. B* 436, 257 [arXiv:hep-ph/9804398].
- [76]. Randall, L., Sundrum, R., 1999, An Alternative to Compactification, *Phys. Rev. Lett.* 83, 4690 [arXiv:hep-th/9906064].
- [77]. Freitas, A., Kong, K., 2008, Two universal extra dimensions and spinless photons at the ILC, *JHEP*, 0802, 068 [arXiv:0711.4124 [hep-ph]].
- [78]. Dobrescu, B. A., Poppitz, E., 2001, Number of Fermion Generations Derived from Anomaly Cancellation, *Phys. Rev. Lett.*, 87, 031801 [arXiv:hep-ph/0102010].
- [79]. Burdman, G., 2007, Two Universal Extra Dimensions, *AIP Conf. Proc.*, 903, 447 [arXiv:hep-ph/0611064].
- [80]. Dobrescu, B. A., Kong, K., Mahbubani, R., 2007, Leptons and photons at the LHC: cascades through spinless adjoints, *JHEP*, 0707, 006 [arXiv:hep-ph/0703231].
- [81]. Katırcı, N., 2013, *Effects of Different Types of Fields to Cosmology and of Extra Dimension to FCNC Hadronic Processes of the SM*, Thesis (PhD), Boğaziçi Üniversitesi.
- [82]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2012, Comparative analysis of the semileptonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ transition in SM and different SUSY scenarios using form factors from full QCD, *JHEP*, 1210, 118 [arXiv:1208.2203 [hep-ph]].
- [83]. Bashiry, V. and Azizi, K., 2009, Forward-backward Asymmetry and Branching Ratio of $B \rightarrow K_1 \ell^+ \ell^-$ Transition in Supersymmetric Models, *JHEP*, 1001, 033 [arXiv:0903.1505 [hep-ph]].
- [84]. Kaul, R. K., 1983, Technicolor, *Rev. Mod. Phys.*, 55, 449.
- [85]. Hill, C. T., 1995, Topcolor Assisted Technicolor, *Phys. Lett. B*, 345, 483 [arXiv:hep-ph/9411426].
- [86]. Lane, K., Eichten, E., 1995, Natural Topcolor-Assisted Technicolor, *Phys. Lett. B*, 352, 382 [arXiv:hep-ph/9503433].
- [87]. Kominis, D., 1995, Flavor - Changing Neutral Current Constraints in Topcolor-Assisted Technicolor, *Phys. Lett. B*, 358, 312 [arXiv:hep-ph/9506305].

- [88]. Kartal, S., 2008, *Deneysel Parçacık Fiziği Ders Notları*, İstanbul Üniversitesi.
- [89]. Fermilab, 2014, *Tevatron*, <http://www.fnal.gov/pub/tevatron/tevatron-accelerator.html>, [Ziyaret tarihi: 5 Mart 2014].
- [90]. Fermilab, 2011, *Tevatron history and achievements*, http://www.fnal.gov/pub/presspass/press_releases/2011/Tevatron-Shutdown-20100726-images.html, [Ziyaret tarihi: 5 Mart 2014].
- [91]. Denisov, D., 2014, Fermilab Program and Plans, *arXiv:1408.0747*.
- [92]. CERN, *About CERN*, <http://home.web.cern.ch/about>, [Ziyaret tarihi: 11 Mart 2014].
- [93]. CERN, *The Large Hadron Collider*, <http://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>, [Ziyaret tarihi: 11 Mart 2014].
- [94]. Demirköz, M. B., 2010, Büyük Deney Düzenekleri, *Bilim ve Teknik*, 43, 695, 28.
- [95]. CERN, *ATLAS*, <http://home.web.cern.ch/about/experiments/atlas>, [Ziyaret tarihi: 11 Mart 2014].
- [96]. CERN, *CMS*, <http://home.web.cern.ch/about/experiments/cms>, [Ziyaret tarihi: 11 Mart 2014].
- [97]. CERN, *ALICE*, <http://home.web.cern.ch/about/experiments/alice>, [Ziyaret tarihi: 11 Mart 2014].
- [98]. CERN, *LHCb*, <http://home.web.cern.ch/about/experiments/lhcb>, [Ziyaret tarihi: 11 Mart 2014].
- [99]. CERN, *LHCf*, <http://home.web.cern.ch/about/experiments/lhcf>, [Ziyaret tarihi: 11 Mart 2014].
- [100]. CERN, *TOTEM*, <http://home.web.cern.ch/about/experiments/totem>, [Ziyaret tarihi: 11 Mart 2014].
- [101]. Zeyrek, M. B., 2010, Büyük Deney Düzenekleri, *Bilim ve Teknik*, 43, 695, 42.
- [102]. CERN, 2014, *CERN announces LHC restart schedule*, <http://home.web.cern.ch/>

- [about/updates/2014/06/cern-announces-lhc-restart-schedule](#), [Ziyaret tarihi: 11 Mart 2014].
- [103]. BaBar, *The BaBar Experiment*, <http://www-public.slac.stanford.edu/babar/>, [Ziyaret tarihi: 4 Nisan 2014].
- [104]. Prim, M., 2013, *Angular Analysis of $B \rightarrow \phi K^*$ Decays and Search for CP Violation at the Belle Experiment*, Thesis (PhD), Karlsruher Institut für Technologie (KIT).
- [105]. Beringer J., et al. (Particle Data Group), 2012, *Phys. Rev. D* 86, 010001.
- [106]. HyperPhysics, 2005, *The Lambda Baryon*, <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/particles/lambda.html#c1>, [Ziyaret tarihi: 6 Mayıs 2014].
- [107]. HyperPhysics, 2005, *The Sigma Baryon*, <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/particles/sigma.html#c1>, [Ziyaret tarihi: 6 Mayıs 2014].
- [108]. Wikipedia, *The Sigma Baryon*, http://en.wikipedia.org/wiki/Particle_decay, [Ziyaret tarihi: 16 Mayıs 2014].
- [109]. Tschirhart, R., 2008, *Explain it in 60 seconds: Rare decays*, <http://www.symmetrymagazine.org/article/marchapril-2008/explain-it-in-60-seconds-rare-decays>, [Ziyaret tarihi: 5 Haziran 2014].
- [110]. Chakraborty, D., 2010, *Decay Widths and Scattering Cross Sections*, http://nicadd.niu.edu/~dhiman/courses/phys684_10/lectures/process_rates.pdf, [Ziyaret tarihi: 24 Haziran 2014].
- [111]. Lehti, S. and Karimaki, V., 2010, *Cross section and branching ratio calculations*, <http://www.helsinki.fi/~karimaki/CMHEP/Lectures/lect7Slides.pdf>, [Ziyaret tarihi: 7 Haziran 2014].
- [112]. Aliev, T. M., Ozpineci, A., Savci, M., Yuce, C., 2002, T violation in $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ decay beyond standard model, *Phys. Lett. B* 542, 229 [arXiv:hep-ph/0206014].
- [113]. Aliev, T. M., Ozpineci, A., Savci, M., 2003, Model independent analysis of Λ baryon polarizations in $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ decay, *Phys. Rev. D* 67, 035007 [arXiv:hep-ph/0211447].
- [114]. Aliev, T. M., Ozpineci, A., Savci, M., 2003, Explicit expressions of the Λ baryon

- polarizations in $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ decay for the massive lepton case, *METU-PHYS-HEP-02-36* [arXiv:hep-ph/0301019].
- [115]. Our personal communications with Yasmine Sara Amhis from LHCb Collaboration.
- [116]. Azizi, K., Bayar, M., Ozpineci, A., Sarac, Y., Sundu, H., 2012, Semileptonic transition of Σ_b to Σ in Light Cone QCD Sum Rules, *Phys. Rev. D* 85, 016002 [arXiv:1112.5147 [hep-ph]].
- [117]. Buras, B., Munz, M., 1995, Effective Hamiltonian for $B \rightarrow X_s e^+ e^-$ Beyond Leading Logarithms in the NDR and HV Schemes, *Phys. Rev. D* 52, 186 [arXiv:hep-ph/9501281].
- [118]. Buras, A., Misiak, M., Münz, M., Pokorski, S., 1994, Theoretical Uncertainties and Phenomenological Aspects of $B \rightarrow X_s \gamma$ Decay, *Nucl. Phys. B* 424, 374 [arXiv:hep-ph/9311345].
- [119]. Ali, A. et al., 2000, A Comparative Study of the Decays $B \rightarrow (K, K^*) \ell^+ \ell^-$ in Standard Model and Supersymmetric Theories, *Phys. Rev. D*, 61, 074024 [arXiv:hep-ph/9910221].
- [120]. Ali, A., Mannel, T., Morosumi, T., 1991, Forward - backward asymmetry of dilepton angular distribution in the decay $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$, *Phys. Lett. B*, 273, 505.
- [121]. Kim, C. S., Morozumi, T., Sanda, A.I., 1989, A Prediction for $d\gamma$ ($b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$) / dq^2 Including the Long Distance Effects, *Phys. Lett. B*, 218, 343.
- [122]. Kruger, F., Sehgal, L. M., 1996, Lepton Polarization in the Decays $B \rightarrow X_s \mu^+ \mu^-$ and $B \rightarrow X_s \tau^+ \tau^-$, *Phys. Lett.*, 380, 199, [arXiv:hep-ph/9603237].
- [123]. Grinstein, B., Savag, M. J., Wise, M. B., 1989, $B \rightarrow X_s e^+ e^-$ in the Six Quark Model, *Nucl. Phys. B*, 319, 271.
- [124]. Cella, G., Ricciardi, G., Vicere, A., 1991, QCD corrections to the $\bar{B} \rightarrow X_s e^+ e^-$ decay, *Phys. Lett. B*, 258, 212.
- [125]. Bobeth, C., Misiak, M., Urban, J., 2000, Photonic penguins at two loops and $m(t)$ -dependence of BR ($B \rightarrow X_s \ell^+ \ell^-$), *Nucl. Phys. B*, 574, 291 [arXiv:hep-ph/9910220].
- [126]. Asatryan, H. H. et al., 2001, Two-loop virtual corrections to $B \rightarrow X_s \ell^+ \ell^-$ in the

- standard model, *Phys. Lett. B*, 507, 162 [arXiv: hep-ph/0103087].
- [127]. Misiak, M., 1995, The $b \rightarrow s e^+ e^-$ and $b \rightarrow s \gamma$ decays with next- to- leading logarithmic QCD-corrections, *Nucl. Phys. B* 393, 23; *Erratum-ibid B* 439, 161.
- [128]. Huber, T., Hurth, T., Lunghi, E., 2008, The Role of Collinear Photons in the Rare Decay $\bar{B} \rightarrow X_s \ell^+ \ell^-$ [arXiv: 0807.1940].
- [129]. Bobeth, G., Buras, A. J., Krüger, F., Urban, J., 2002, QCD Corrections to $\bar{B} \rightarrow X_{d,s} \nu \bar{\nu}$, $\bar{B}_{d,s} \rightarrow l^+ l^-$, $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ and $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in the MSSM, *Nucl. Phys. B*, 630, 87 [arXiv:hep-ph/0112305].
- [130]. Altmannshofer, W., Ball, P., Bharucha, A., Buras, A. J., Straub, D. M., Wick, M., 2009, Symmetries and Asymmetries of $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ Decays in the Standard Model and Beyond, *JHEP*, 0901, 019 [arXiv: 0811.1214[hep-ph]].
- [131]. Ghinculov, A., Hurth, T., Isidori, G., Yao, Y. P., 2004, The rare decay $B \rightarrow X_s l^+ l^-$ to NNLL precision for arbitrary dilepton invariant mass, *Nucl. Phys. B*, 685, 351 [arXiv:hep-ph/0312128].
- [132]. Aliev, T. M., Savci, M., 2006, Analysis of exclusive $(B_s \rightarrow D_{s0}(2317) l \nu_l)$ decay in full QCD, *Phys. Rev. D*, 73, 114010 [arXiv:hep-ph/0604002].
- [133]. Aliev, T. M., Ozpineci, A., Savci, M., 2003, Exclusive $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ decay beyond standard model, *Nucl. Phys. B*, 649, 168.
- [134]. Giri, A. K., Mohanta, R., 2006, Study of FCNC mediated Z boson effect in the semileptonic rare baryonic decays $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$, *Eur. Phys. J. C* 45, 151 [arXiv: hep-ph/0510171].
- [135]. Manohar, A. V., 2012, *Quark Masses*, <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2012-rev-quark-masses.pdf>, [Ziyaret tarihi: 18 Haziran 2014].
- [136]. Aliev, T. M., Bashiry, V., Savci, M., 2004, Double-lepton polarization asymmetries in $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ decay, *Eur. Phys. J. C* 38, 283 [arXiv:hep-ph/0409275].
- [137]. Bensalem, W., London, D., Sinha N., Sinha, R., 2003, Lepton Polarization and Forward-Backward Asymmetries in $b \rightarrow s \tau^+ \tau^-$, *Phys. Rev. D* 67, 034007 [arXiv:hep-ph/0209228].
- [138]. Aliev, T. M., Azizi, K., Savci, M., 2010, Analysis of the $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ decay in

- QCD, *Phys. Rev. D* 81, 056006 [arXiv:1001.0227 [hep-ph]].
- [139]. Agashe, K., Deshpande, N. G., Wu, G. - H., 2001, Universal Extra Dimensions and $b \rightarrow s\gamma$, *Phys. Lett. B* 514, 309 [arXiv:hep-ph/0105084].
- [140]. Agashe, K., Deshpande, N. G., Wu, G. H., 2001, Can extra dimensions accessible to the SM explain the recent measurement of anomalous magnetic moment of the muon?, *B* 511, 85 [arXiv:hep-ph/0103235]; Appelquist, T., Dobrescu, B. A., 2001, Universal Extra Dimensions and the Muon Magnetic Moment, *Phys. Lett. B* 516, 8 [arXiv:hep-ph/0106140].
- [141]. Gogoladze, I., Macesanu, C., 2006, Precision electroweak constraints on universal extra dimensions revisited, *Phys. Rev. D* 74, 093012 [arXiv:hep-ph/0605207].
- [142]. Cembranos, J. A. R., Feng, J. L., Strigari, L. E., 2007, Exotic collider signals from the complete phase diagram of minimal universal extra dimensions, *Phys. Rev. D* 75, 036004 [arXiv:hep-ph/0612157].
- [143]. Haisch, U., Weiler, A., 2007, Bound on minimal universal extra dimensions from $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$, *Phys. Rev. D* 76, 034014 [arXiv:hep-ph/0703064].
- [144]. ATLAS Collaboration, 2011, Search for supersymmetry with jets and missing transverse momentum: Additional model interpretations, *ATLAS-CONF-2011-155*, 13 November 2011.
- [145]. Biancofiore, P., Colangelo, P., Fazio, F. D., 2012, $B \rightarrow K \eta^{(\prime)} \gamma$ decays in the standard model and in scenarios with universal extra dimensions, *Phys. Rev. D* 85, 094012 [arXiv:1202.2289 [hep-ph]].
- [146]. Carlucci, M. V., Colangelo, P., and De Fazio, F., 2009, Rare B_s decays to η and η' final states, *Phys. Rev. D* 80, 055023 [arXiv:0907.2160 [hep-ph]].
- [147]. Colangelo, P., De Fazio, F., Ferrandes, R., Pham, T.N., 2008, FCNC B_s and Λ_b transitions: Standard Model versus a single Universal Extra Dimension scenario, *Phys. Rev. D* 77, 055019 [arXiv:0709.2817 [hep-ph]].
- [148]. Azizi, K., Katirci, N., 2011, Investigation of the $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ transition in universal extra dimension using form factors from full QCD, *JHEP* 1101, 087 [arXiv:1011.5647 [hep-ph]].

- [149]. Belanger, G., Kakizaki, M., Pukhov, A., 2011, Dark matter in UED: the role of the second KK level, *JCAP* 1102, 009 [arXiv:1012.2577 [hep-ph]].
- [150]. Kakuda, T., Nishiwaki, K., Oda, K.-y., Okuda, N., Watanabe, R., 2013, Phenomenological constraints on universal extra dimensions at LHC and electroweak precision test [arXiv:1304.6362 [hep-ph]]; Kakuda, T., Nishiwaki, K., Oda, K.-y., Watanabe, R., 2013, Universal Extra Dimensions after Higgs Discovery [arXiv:1305.1686 [hep-ph]].
- [151]. ATLAS Collaboration, 2012, Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Momentum in 7 *TeV* pp Collision Data with the ATLAS Detector, *ATLAS-CONF-2012-072*.
- [152]. G. Servant, Status Report on Universal Extra Dimensions After LHC8, (2014) [arXiv:1401.4176 [hep-ph]].
- [153]. A. Datta, A. Patra, S. Raychaudhuri, Higgs Boson Decay Constraints on a Model with a Universal Extra Dimension, OSU-HEP-13-08, TIFR-TH-13-27 (2013)[arXiv:1311.0926 [hep-ph]].
- [154]. Our personal communications with Michal Kreps from LHCb Collaboration.
- [155]. Bozzi, C., 2013, LHCb Results on Semileptonic $B/B_s/\Lambda_b$ Decays [arXiv:1303.4219 [hep-ex]].
- [156]. LHCb Collaboration (Schune, M.-H. for the collaboration), 2013, Future prospects at LHCb, *LHCB-PROC* 005 [arXiv:1301.4811 [hep-ex]].
- [157]. Mancinelli, G., 2012, Rare Decays With LHCb, *Conference: C12-07-15.2* [arXiv:1212.4609 [hep-ex]].
- [158]. Chivukula, R. S., Dicus, D. A., He, H.-J., Nandi, S., 2003, Unitarity of the Higher Dimensional Standard Model, *Phys. Lett. B*, 562, 109 [arXiv:hep-ph/0302263].
- [159]. Incandela, J., 2012, *CMS talk*, Latest update in the search for the Higgs boson at CERN, July 4, 2012, CERN; Gianotti, F., 2012, *ATLAS talk*, Latest update in the search for the Higgs boson at CERN, July 4, 2012, CERN.
- [160]. Hirsch, M., Joaquim, F. R., Vicente, A., 2012, Constrained SUSY seesaws with a 125 GeV Higgs, *JHEP* ,1211, 105 [arXiv:1207.6635 [hep-ph]].

- [161]. Aslam, M. J., Wang, Y.-M., Lü, C.-D., 2008, Exclusive semileptonic decays of $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ in supersymmetric theories, *Phys. Rev. D*, 78, 114032 [arXiv:0808.2113 [hep-ph]].
- [162]. Ahmed, A., Ahmed, I., Paracha, M. A., Junaid, M., Rehman, A., Aslam, M. J., 2011, Comparative Study of $B_c \rightarrow D_s^* \ell^+ \ell^-$ Decays in Standard Model and Supersymmetric Models [arXiv:1108.1058 [hep-ph]].
- [163]. Yan, Q.-Sh., Huang, Ch.-Sh., Wei, L., Zhu, Sh.-H., 2000, Exclusive Semileptonic Rare Decays $B \rightarrow (K, K^*) \ell^+ \ell^-$ in Supersymmetric Theories, *Phys. Rev. D*, 62, 094023 [arXiv:hep-ph/0004262].
- [164]. Li, W.-J, Dai, Y.-B., Huang, Ch.-Sh., 2005, Exclusive Semileptonic Rare Decays $B \rightarrow K^{(*)} l^+ l^-$ in a SUSY SO(10) GUT, *Eur. Phys. J. C*, 40, 565 [arXiv:hep-ph/0410317].
- [165]. Beneke, M., Buchalla, G., Neubert, M., Sachrajda, C. T., 2009, Penguins with charm and quark-hadron duality, *Eur. Phys. J. C*, 61, 439 [arXiv:0902.4446[hep-ph]].
- [166]. Khodjamirian, A., Mannel, T., Pivovarov, A.A., Wang, Y.-M., 2010, Charm-loop effect in $B \rightarrow K^{(*)} \ell^+ \ell^-$ and $B \rightarrow K^* \gamma$, *JHEP*, 1009, 089 [arXiv:1006.4945 [hep-ph]].
- [167]. Aslam, M. J., Lu, C.-D., Wang, Y.-M., 2009, $B \rightarrow K_0^*(1430) l^+ l^-$ decays in supersymmetric theories, *Phys. Rev. D*, 79, 074007 [arXiv:0902.0432 [hep-ph]].
- [168]. Xiao, Z., Li, W., Guo, L., Lu, G., 2001, Charmless decays $B \rightarrow PP, PV$, and effects of new strong and electroweak penguins in Topcolor-assisted Technicolor model, *Eur. Phys. J. C*, 18, 681 [arXiv:hep-ph/0011175].
- [169]. Xiao, Z., Guo, L., 2003, Charmless hadronic decays $B \rightarrow VV$ in the Topcolor-assisted Technicolor model, *Commun. Theor. Phys.*, 40, 77 [arXiv:hep-ph/0306292].
- [170]. Liu, W., Yue, C.-X., Yang, H.-D., 2009, Rare decays $B_s \rightarrow l^+ l^-$ and $B \rightarrow Kl^+ l^-$ in the topcolor-assisted technicolor model, *Phys. Rev. D*, 79, 034008 [arXiv:0901.3463 [hep-ph]].
- [171]. Lü, L. - X., Yang, X. - Q., Wang, Z.-C., 2012, $B_s \rightarrow l^+ l^-$ decays in the topcolor-assisted technicolor model, *JHEP*, 1207, 157 [arXiv:1204.3361 [hep-ph]].

- [172]. Lane, K., 1998, A New Model of Topcolor-Assisted Technicolor, *Phys. Lett. B*, 433, 96 [arXiv:hep-ph/9805254].
- [173]. Hill, C. T., Simmons, E. H., 2003, Strong Dynamics and Electroweak Symmetry Breaking, *Phys. Rept.*, 381, 235 ; *Erratum-ibid.* , 390, 553 [arXiv:hep-ph/0203079].
- [174]. Cvetič, G., 1999, Top quark condensation, *Rev. Mod. Phys.*, 71, 513 [arXiv:hep-ph/9702381].
- [175]. Buchalla, G., Burdman, G., Hill, C. T., Komminis, D., 1996, GIM Violation and New Dynamics of the Third Generation, *Phys. Rev. D*, 53, 5185 [arXiv:hep-ph/9510376].
- [176]. He, H.-J. and Yuan, C.-P., 1999, New Method for Detecting Charged (Pseudo-) Scalars at Colliders, *Phys. Rev. Lett.*, 83, 28 [arXiv:hep-ph/9810367].
- [177]. Burdman, G., 1999, Scalars from Top-condensation Models at Hadron Colliders, *Phys. Rev. Lett.*, 83, 2888 [arXiv:hep-ph/9905347].
- [178]. Hill, C. T., 1998, Topcolor, *FERMILAB - CONF-97-032-T*, September 1998 [arXiv:hep-ph/9702320].
- [179]. Buras, A. J., 1997, Weak Hamiltonian, CP Violation and Rare Decays, *C97-07-28*, 5 September 1997 [arXiv:hep-ph/9806471].
- [180]. Xiao, Z., Lü, C.-D., Huo, W., 2003, Technicolor corrections on $B_{s,d} \rightarrow \gamma\gamma$ decays in QCD factorization, *Phys. Rev. D*, 67, 094021 [arXiv:hep-ph/0301221].
- [181]. Yue, C.-X., Zhang, J., Liu, W., 2010, Rare decays $B \rightarrow M \nu \bar{\nu}$ in the TC2 model and the LHT model, *Nucl. Phys. B*, 832, 342 [arXiv:1002.2010 [hep-ph]].
- [182]. Feldmann T. and Yip, M. W. Y., 2012, Form Factors for $\Lambda_b \rightarrow \Lambda$ Transitions in SCET, *Phys. Rev. D*, 85, 014035; *Erratum-ibid. D*, 86, 079901 [arXiv:1111.1844 [hep-ph]].
- [183]. Wang, Y.-M., Li, Y., Lü, C.-D., 2009, Rare decays of $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ and $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ in the light cone sum rules, *Eur. Phys. J. C*, 59, 861.
- [184]. Huang, C.-S., Yan, H.-G., 2000, Exclusive Rare Decays of Heavy Baryons to Light Baryons: $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ and $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$, *Phys. Rev. D*, 59, 114022, *Erratum-ibid. D*, 61, 039901 [arXiv:hep-ph/9811303].

- [185]. Mohanta, R., Giri, A. K., Khanna, M. P., Ishida, M., Ishida, S., 1999, Weak Radiative Decay $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ and Quark-Confined Effects in the Covariant Oscillator Quark Model, *Prog. Theor. Phys.* , 102, 645 [arXiv:hep-ph/9908291].
- [186]. Gan, L.-F., Liu, Y.-L., Chen, W.-B., Huang, M.-Q., 2012, Improved Light-cone QCD Sum Rule Analysis Of The Rare Decays $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ And $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$, *Commun. Theor. Phys.*, 58, 872 [arXiv:1212.4671 [hep-ph]].
- [187]. Mannel, T., Recksiegel, S., 1998, Flavour Changing Neutral Current Decays of Heavy Baryons: The Case $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$, *J. Phys. G*, 24, 979 [arXiv:hep-ph/9701399].
- [188]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2014, Radiative $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ decay in SM and BSM, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 41, 095006.
- [189]. Cheng, J.-F., Huang, Ch.-Sh., Wu, X.-H., 2004, Neutral Higgs boson contributions to CP asymmetry of $B \rightarrow \Phi K_S$ in MSSM, *Phys. Lett. B*, 585, 287 [arXiv:hep-ph/0306086].
- [190]. Huang, Ch. -Sh., Ko, P., Wu, X. -H., Yang, Y. -D., 2006, MSSM Anatomy of the Polarization Puzzle in $B \rightarrow \phi K^*$ Decays, *Phys. Rev. D* , 73, 034026 [arXiv:hep-ph/0511129].
- [191]. Cheng, J.-F., Huang, Ch.-Sh., Wu, X.-H., 2004, CP asymmetries in $B \rightarrow \phi K_S$ and $B \rightarrow \eta' K_S$ in MSSM, *Nucl. Phys. B* , 701, 54 [arXiv:hep-ph/0404055].
- [192]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2013, Analysis of the semileptonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ transition in topcolor-assisted technicolor (TC2) model, *Phys. Rev. D*, 88, 7, 075007 [arXiv:1307.3101 [hep-ph]].

ÖZGEÇMİŞ



Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı	Zeynep TAVUKOĞLU
Uyruğu	Türkiye Cumhuriyeti
Doğum Tarihi, Yeri	14 Aralık 1984, İSTANBUL
Telefon	
E-mail	z.tavukoglu@gmail.com
Web Adres	

Eğitim

Derece	Kurum / Anabilim Dalı / Programı	Yılı
Doktora	İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü / Fizik / Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği	2009 -2014
Yüksek Lisans	İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü / Fizik / Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği	2007 - 2009
Lisans	İ.Ü. Fen Fakültesi / Fizik	2003 - 2007
Lise	Beyoğlu Fındıklı Lisesi	1999 - 2003

Makaleler / Bildiriler

Makaleler:

- [1]. Azizi, K., Kartal, S., Katirci, N., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2012, Constraint on compactification scale via recently observed baryonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ channel and analysis of the $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ transition in SM and UED scenario, *JHEP*, 1205, 024 [arXiv:1203.4356 [hep-ph]].
- [2]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2012, Comparative analysis of the semileptonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ transition in SM and different SUSY scenarios using form factors from full QCD, *JHEP*, 1210, 118 [arXiv:1208.2203 [hep-ph]].
- [3]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2013, Analysis of the radiative $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ transition in SM and scenarios with one or two universal extra dimensions, *Phys. Rev. D* 88, 015030 [arXiv:1303.2233 [hep-ph]].
- [4]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2013, Analysis of the semileptonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ transition in topcolor-assisted technicolor (TC2) model, *Phys. Rev. D*, 88, 7, 075007 [arXiv:1307.3101 [hep-ph]].
- [5]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2014, Radiative $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ decay in SM and BSM, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 41, 095006.

Bildiriler:

- [1]. Tavukoglu, Z., Olgun, A. T., Azizi, K., Kartal, S., 2011, $B_c \rightarrow D_s \nu \bar{\nu}$ in the Standard and Supersymmetric Models, 28TH *International Physics Congress of Turkish Physical Society*, Bodrum / Turkey.
- [2]. Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., Azizi, K., Kartal, S., 2011, $B_c \rightarrow D_s \ell^+ \ell^-$ in the Standard and Supersymmetric Models, 28TH *International Physics Congress of Turkish Physical Society*, Bodrum / Turkey.
- [3]. Tavukoglu, Z., Olgun, A. T., Azizi, K., Kartal, S., Katirci, N., 19-23 Haziran 2012, Standart Model ve Evrensel Ekstra Boyut Modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ Baryonik Geçişinin İncelenmesi, *İZYEF 2012 – İzmir Yüksek Enerji Fiziği ve Uygulamaları Çalıştayı*, İzmir / Türkiye.

- [4]. Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., Azizi, K., Kartal, S., 19-23 Haziran 2012, Standart Model ve Farklı Süpersimetrik Modellerde Yarı Leptonik FCNC $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ Geçişinin Analizi, *İZYEF 2012 – İzmir Yüksek Enerji Fiziği ve Uygulamaları Çalıştayı*, İzmir / Türkiye.
- [5]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 3-5 Mayıs 2013, Standart Model ve Evrensel Ekstra Boyut Modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ ve $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ Baryonik Geçişlerinin İncelenmesi, *THM Parçacık Fabrikası Çalıştayı*, Ankara / Türkiye.
- [6]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 3-5 Mayıs 2013, Standart ve Farklı Süpersimetrik Modellerde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ ve $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ Geçişlerinin Analizleri ve Karşılaştırmaları, *THM Parçacık Fabrikası Çalıştayı*, Ankara / Türkiye.
- [7]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 11-13 Eylül 2013, Standart Model ve Bir veya İki Evrensel Ekstra Boyutlu Senaryolarda Işınımsal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ Geçişinin Analizi, *İZYEF 2013 – İzmir Yüksek Enerji Fiziği ve Uygulamaları Çalıştayı*, İzmir / Türkiye.
- [8]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 11-13 Eylül 2013, Toprenk-destekli Teknirenk (TC2) Modelde Yarıleptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ Geçişinin Analizi, *İZYEF 2013 – İzmir Yüksek Enerji Fiziği ve Uygulamaları Çalıştayı*, İzmir / Türkiye.
- [9]. Sen, S., Yalçın, G. Ç., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., Akdeniz, K. G., 2008, A Study on the Nonlinear Behaviour of gluino particle at $\sqrt{s} = 14$ TeV pp Collisions, *25TH International Physics Congress of Turkish Physical Society*, Bodrum / Turkey.