

ZONGULDAK BÜLENT ECEVİT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**PARÇACIK FİZİĞİNDE EŞDEĞERLİK PRENSİBİNİ İHLAL EDEN ÇEŞİTLİ
MODEL VE YAKLAŞIMLAR**

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

SERDAR SPOR

NİSAN 2019

ZONGULDAK BÜLENT ECEVİT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**PARÇACIK FİZİĞİNDE EŞDEĞERLİK PRENSİBİNİ İHLAL EDEN ÇEŞİTLİ
MODEL VE YAKLAŞIMLAR**

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

Serdar SPOR

DANIŞMAN : Doç. Dr. Haydar ARSLAN

İKİNCİ DANIŞMAN : Prof. Dr. İnanç ŞAHİN

ZONGULDAK

Nisan 2019

KABUL:

Serdar SPOR tarafından hazırlanan “Parçacık Fizikinde Eşdeğerlik Prensiğini İhlal Eden Çeşitli Model ve Yaklaşımlar” başlıklı bu çalışma jürimiz tarafından değerlendirilerek Zonguldak Bülent Ecevit Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalında Doktora Tezi olarak oybirliğiyle kabul edilmiştir. 05/04/2019

Danışman: Doç. Dr. Haydar ARSLAN

Zonguldak Bülent Ecevit Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü

Üye: Prof. Dr. Banu ŞAHİN

Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü

Üye: Prof. Dr. Yusuf KAYA

Zonguldak Bülent Ecevit Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Matematik Bölümü

Üye: Doç. Dr. Rıdvan BALDIK

Zonguldak Bülent Ecevit Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü

Üye: Doç. Dr. Deniz YILMAZ

Ankara Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Fizik Mühendisliği Bölümü

ONAY:

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

.../.../20...

Prof. Dr. Ahmet ÖZARSLAN
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

“Bu tezdeki tüm bilgilerin akademik kurallara ve etik ilkelere uygun olarak elde edildiğini ve sunulduğunu; ayrıca bu kuralların ve ilkelerin gerektirdiği şekilde, bu çalışmadan kaynaklanmayan bütün atıfları yaptığımı beyan ederim.”



Serdar SPOR

ÖZET

Doktora Tezi

PARÇACIK FİZİĞİNDE EŞDEĞERLİK PRENSİBİNİ İHLAL EDEN ÇEŞİTLİ MODEL VE YAKLAŞIMLAR

Serdar SPOR

Zonguldak Bülent Ecevit Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Haydar ARSLAN

İkinci Danışman: Prof. Dr. İnanç ŞAHİN

Nisan 2019, 131 sayfa

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC), Standart Model Genişletilmesi'nden (SME) kaynaklanan Lorentz simetrisinin ihlaline ilişkin etkiler, tek W bozonu foto-üretim $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ sürecinde araştırılmıştır. $\gamma q \rightarrow W^-q'$ süreci proton-proton çarpışmasında bir alt süreç olarak ele alınmış ve ilk durum fotonunun gelen proton demetlerinin birinden esnek olarak yayıldığı kabul edilmiştir. Protondan esnek olarak yayılan fotonlar için Weizsacker-Williams yaklaşımı kullanılmıştır. Sabit arka plan alanlarının çeşitli yönelimleri için diferansiyel tesir kesitinin davranışı, son durumdaki W bozonunun boyuna ve enine polarizasyonu göz önüne alınarak elde edilmiştir.

Higgs-radyon karışım senaryosu, LHC'deki tek radyon foto-üretim $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ süreci ile araştırılmıştır. LHC için $L_{int} = 200 \text{ fb}^{-1}$, 500 fb^{-1} ve 3000 fb^{-1} gibi yüksek luminosite değerleri dikkate alınmıştır. Radyonun $R \rightarrow \gamma\gamma$ bozunum kanalını sinyal olarak kabul ederek karışım parametre uzayında sınırlar elde edilmiştir. Ayrıca, gelecekteki 100 TeV proton-proton

ÖZET (devam ediyor)

 arpıştırıcısı için benzer bir analiz gerçekleştirilmiş ve potansiyeli LHC ile karşılaştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Lorentz ihlali, Standart Model Genişletilmesi, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı, Higgs-radyon karışımı.

Bilim Kodu: 404.02.01



ABSTRACT

Ph. D. Thesis

VARIOUS MODELS AND APPROACHES VIOLATING THE EQUIVALENCE PRINCIPLE IN PARTICLE PHYSICS

Serdar SPOR

Zonguldak Bülent Ecevit University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Thesis Advisor: Assoc. Prof. Dr. Haydar ARSLAN

Co-Advisor: Prof. Dr. İnanç ŞAHİN

April 2019, 131 pages

The effects of the Lorentz symmetry violation resulting from Standard Model Extension (SME) are investigated in single W boson photo-production process $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ at the Large Hadron Collider (LHC). We consider the process $\gamma q \rightarrow W^-q'$ as a subprocess in the proton-proton collision and assume that the initial state photon is emitted from one of the incoming proton beams elastically. The Weizsacker-Williams approximation is employed for initial photons which are emitted elastically from the proton. The behavior of the differential cross-section for various orientations of the constant background fields is obtained by taking into account longitudinal and transverse polarization states of the final W bosons.

We investigate Higgs-radion mixing scenario through single radion photo-production process $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ at the LHC. We consider high luminosity values of $L_{int} = 200 \text{ fb}^{-1}$, 500 fb^{-1} and 3000 fb^{-1} for the LHC. We obtain bounds on the mixing parameter space by considering $R \rightarrow \gamma\gamma$ decay channel of the radion as the signal. We also perform a similar

ABSTRACT (continued)

analysis for a 100 TeV future proton-proton collider and compare its potential with that of LHC.

Keywords: Lorentz violation, Standard Model Extension, Large Hadron Collider, Higgs-radion mixing.

Science Code: 404.02.01



TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın her aşamasında beni yönlendiren, bilgisini ve yardımlarını esirgemeyen, yüksek lisans ile başladığımız bu süreci doktora ile devam ettiren değerli danışman hocam Prof. Dr. İnanç ŞAHİN'e akademik hayatıma sağlamış olduğu katkılardan dolayı en içten duygularıyla teşekkür ederim.

Her zaman yanımda olan, tecrübeleriyle bana yol gösteren danışman hocam Doç. Dr. Haydar ARSLAN'a sonsuz saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmamda bana destek olan tez izleme komite üyesi hocalarım Doç. Dr. Deniz YILMAZ ve Doç. Dr. Rıdvan BALDIK'a teşekkür ederim.

Yaşamımın her anında beni destekleyen ve fedakarlık gösteren sevgili aileme ve eşime sonsuz teşekkürlerimi sunarım.



İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
KABUL	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER.....	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	xvii
 BÖLÜM 1 GİRİŞ	 1
 BÖLÜM 2 EŞDEĞERLİK PRENSİBİ VE DENEYSEL TESTLERİ.....	 7
 2.1 EŞDEĞERLİK PRENSİBİ.....	 7
2.1.1 Zayıf (Newton) Eşdeğerlik Prensibi (WEP)	7
2.1.2 Einstein Eşdeğerlik Prensibi (EEP)	7
2.2 EŞDEĞERLİK İLKESİNİN DENEYSEL TESTLERİ.....	13
2.2.1 Zayıf Eşdeğerlik İlkesinin Test Edilmesi.....	13
2.2.2 Einstein Eşdeğerlik İlkesinin Test Edilmesi	22
2.2.2.1 Lokal Lorentz Değişmezliği Testleri.....	22
2.2.2.2 Lokal Konum Değişmezliği Testleri	24
2.3 EEP ANALİZİ İÇİN TEORİK ÇERÇEVELER	30
2.3.1 $TH\epsilon\mu$ Formalizmi	30
2.3.2 c^2 Formalizmi	32

İÇİNDEKİLER (devam ediyor)

Sayfa

BÖLÜM 3 RELATİVİSTİK KUANTUM MEKANİĞİ, STANDART MODEL, STANDART MODEL GENİŞLETİLMESİ VE RANDALL-SUNDRUM EK BOYUT MODELİ	35
3.1 RELATİVİSTİK KUANTUM MEKANİĞİ VE HELİSİTE GENLİKLERİ.....	35
3.1.1 Klein-Gordon Denklemi	35
3.1.2 Dirac Denklemi	38
3.1.3 Maxwell ve Proca Denklemi.....	47
3.2 PARÇACIK FİZİĞİNİN STANDART MODELİ	49
3.3 STANDART MODEL GENİŞLETİLMESİ (SME)	64
3.4 RANDALL-SUNDRUM (RS) EK BOYUT MODELİ VE RADYON	67
3.4.1 Higgs Bozonun ve Radyonun SM Alanları İle Etkileşimleri.....	69
3.4.2 Higgs-Radyon Karışımı	71
BÖLÜM 4 BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINDAKİ W BOZONUNUN TEK ÜRETİMİNDE STANDART MODEL GENİŞLETİLMESİNİN LORENTZ İHLALİ ETKİLERİ	77
4.1 $\gamma q \rightarrow W^- q'$ 'NİN TESİR KESİTİ.....	79
4.2 WEIZSACKER WILLIAMS YAKLAŞIMI VE $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^- q'X$ 'İN TESİR KESİTİ	87
BÖLÜM 5 LHC VE GELECEKTEKİ PROTON-PROTON ÇARPIŞTIRICISINDA FOTON-PROTON ÇARPIŞMASI İLE RADYON KARIŞIMININ ÜRETİLMESİ	105
BÖLÜM 6 SONUÇLAR.....	121
KAYNAKLAR.....	123
ÖZGEÇMİŞ	131

ŞEKİLLER DİZİNİ

No	Sayfa
Şekil 2.1 Newton sarkaç deneyi	14
Şekil 2.2 ϕ bir enlem fonksiyonu olarak bir cismin \vec{W} ağırlığının yönünü gösteren Dünya'nın idealleştirilmiş modeli	15
Şekil 2.3 Guyot'un çekül deneyi	17
Şekil 2.4 Eötvös burulma terazisi zayıf eşdeğerlik prensibi testi.....	18
Şekil 2.5 Farklı materyallerin veya cisimlerin ivmesindeki farkın kesrini veren η sınırlarını deney yıllarına göre gösteren zayıf eşdeğerlik ilkesinin seçili testleri (Taraı bölge beşinci kuvvet arayışına ilişkin çok sayıdaki deneyi temsil etmektedir. Noktalı bölge ise LLR (Lunar Laser Ranging) deneylerinin 1980'lerden beri η sınırlamalarına getirdiğı iyileşmeyi göstermektedir.)	21
Şekil 2.6 $\Delta\nu/\nu = (1 + \alpha)\Delta U/c^2$ formülünden kırmızıya kayma sapma derecesini ölçen α üzerinde sınırlamaları gösteren gravitasyonel kırmızıya kayma deneyleri ile lokal konum değışmezliğinin deney yıllarına göre seçili testleri.....	29
Şekil 2.7 Foton bozunumu	33
Şekil 2.8 Vakum Cerenkov ışınımı	34
Şekil 3.1 Skaler alanlara göre Meksika şapkası potansiyeli.....	55
Şekil 3.2 Higgs bozonunun W ve Z bozonları ile üçlü ve dörölü etkileşimleri	58
Şekil 3.3 Higgs bozonunun üçlü ve dörölü bağlaşımı.....	59
Şekil 3.4 Ayar bozonlarının birbiriyle yaptığı üçlü ve dörölü etkileşimler	60
Şekil 3.5 Gözlemci ve parçacık dönüşümü	66
Şekil 4.1 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ sürecini gösteren şematik diyagram	77
Şekil 4.2 $\gamma q \rightarrow W^-q'$ alt süreci için ağaç mertebesi Feynman diyagramları	80
Şekil 4.3 ψ ve β açılara sahip sırasıyla e_p ve b_p sabit alan bileşenleri ile saçılma açısı α olan $\gamma q \rightarrow W^-q'$ alt sürecinin şematik gösterimi	81
Şekil 4.4 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ sürecinde boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan durumlar için SM diferansiyel tesir kesitinin $\cos \alpha$ 'ya göre grafikleri	89

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

No	Sayfa
Şekil 4.5 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ sürecinde sırasıyla boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan durumlar için hem SM hem de SME senaryo-1 diferansiyel tesir kesitinin $\cos \alpha$ 'ya göre grafikleri	90
Şekil 4.6 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ sürecinde sırasıyla boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan durumlar için hem SM hem de SME senaryo-2 diferansiyel tesir kesitinin $\cos \alpha$ 'ya göre grafikleri	91
Şekil 4.7 SME'nin senaryo-1 durumundaki boyuna polarize olan diferansiyel tesir kesitinin $\cos \beta$ 'ya göre grafikleri. Saçılma açıları yukarıdan aşağıya sırasıyla $\alpha = 30^\circ$, 60° , 90° , 120° ve 150° olarak alınmıştır.....	92
Şekil 4.8 SME'nin senaryo-1 durumundaki enine polarize olan diferansiyel tesir kesitinin $\cos \beta$ 'ya göre grafikleri. Saçılma açıları yukarıdan aşağıya sırasıyla $\alpha = 30^\circ$, 60° , 90° , 120° ve 150° olarak alınmıştır.....	93
Şekil 4.9 SME'nin senaryo-1 durumundaki polarize olmayan diferansiyel tesir kesitinin $\cos \beta$ 'ya göre grafikleri. Saçılma açıları yukarıdan aşağıya sırasıyla $\alpha = 30^\circ$, 60° , 90° , 120° ve 150° olarak alınmıştır.....	94
Şekil 4.10 SME'nin senaryo-2 durumundaki boyuna polarize olan diferansiyel tesir kesitinin $\cos \psi$ 'ya göre grafikleri. Saçılma açıları yukarıdan aşağıya sırasıyla $\alpha = 30^\circ$, 60° , 90° , 120° ve 150° olarak alınmıştır	96
Şekil 4.11 SME'nin senaryo-2 durumundaki enine polarize olan diferansiyel tesir kesitinin $\cos \psi$ 'ya göre grafikleri. Saçılma açıları yukarıdan aşağıya sırasıyla $\alpha = 30^\circ$, 60° , 90° , 120° ve 150° olarak alınmıştır	97
Şekil 4.12 SME'nin senaryo-2 durumundaki polarize olmayan diferansiyel tesir kesitinin $\cos \psi$ 'ya göre grafikleri. Saçılma açıları yukarıdan aşağıya sırasıyla $\alpha = 30^\circ$, 60° , 90° , 120° ve 150° olarak alınmıştır	98
Şekil 4.13 Manyetik-benzeri \vec{b} vektörünün rastgele seçilen yönleri ($\vec{e} = 0$) için $\Lambda = 200$ GeV yeni fizik skalasında rastgele sayılara göre diferansiyel tesir kesitleri ve ortalamaları	100
Şekil 4.14 Manyetik-benzeri \vec{b} vektörünün rastgele seçilen yönleri ($\vec{e} = 0$) için $\Lambda = 500$ GeV yeni fizik skalasında rastgele sayılara göre diferansiyel tesir kesitleri ve ortalamaları	101
Şekil 4.15 Elektrik-benzeri \vec{e} vektörünün rastgele seçilen yönleri ($\vec{b} = 0$) için $\Lambda = 200$ GeV yeni fizik skalasında rastgele sayılara göre diferansiyel tesir kesitleri ve ortalamaları	102

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

No	Sayfa
Şekil 4.16 Elektrik-benzeri \vec{e} vektörünün rastgele seçilen yönleri ($\vec{b} = 0$) için $\Lambda = 500$ GeV yeni fizik skalasında rastgele sayılara göre diferansiyel tesir kesitleri ve ortalamaları	103
Şekil 5.1 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ sürecini gösteren şematik diyagram	105
Şekil 5.2 $\gamma q \rightarrow Rq$ alt süreci için ağaç mertebesi Feynman diyagramları	106
Şekil 5.3 Bozunum genişliklerinin ξ karışım parametresine göre grafiği. $m_R = 100$ GeV ve $\Lambda_\phi = 4$ TeV alınmıştır	110
Şekil 5.4 Bozunum genişliklerinin ξ karışım parametresine göre grafiği. $m_R = 250$ GeV ve $\Lambda_\phi = 4$ TeV alınmıştır	111
Şekil 5.5 Bozunum genişliklerinin ξ karışım parametresine göre grafiği. $m_R = 400$ GeV ve $\Lambda_\phi = 4$ TeV alınmıştır	111
Şekil 5.6 $m_R = 100$ GeV ve $\Lambda_\phi = 4$ TeV için ξ karışım parametresine göre radyon karışımının dallanma oranları grafiği	112
Şekil 5.7 $m_R = 250$ GeV ve $\Lambda_\phi = 4$ TeV için ξ karışım parametresine göre radyon karışımının dallanma oranları grafiği	112
Şekil 5.8 $m_R = 400$ GeV ve $\Lambda_\phi = 4$ TeV için ξ karışım parametresine göre radyon karışımının dallanma oranları grafiği	113
Şekil 5.9 Çeşitli radyon karışımı kütlesi (m_R) değerleri için ξ karışım parametresine göre $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ sürecinin toplam tesir kesiti grafiği. Proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV ve $\Lambda_\phi = 1$ TeV olarak alındı	114
Şekil 5.10 Çeşitli radyon karışımı kütlesi (m_R) değerleri için ξ karışım parametresine göre $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ sürecinin toplam tesir kesiti grafiği. Proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV ve $\Lambda_\phi = 3$ TeV olarak alındı	114
Şekil 5.11 Çeşitli radyon karışımı kütlesi (m_R) değerleri için ξ karışım parametresine göre $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ sürecinin toplam tesir kesiti grafiği. Proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV ve $\Lambda_\phi = 5$ TeV olarak alındı	115
Şekil 5.12 İntegre edilmiş luminositenin çeşitli değerleri için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki %95 güvenilirlik düzeyine sahip sınırlandırılmış bölge. Proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV ve $\Lambda_\phi = 1$ TeV olarak alındı	116
Şekil 5.13 İntegre edilmiş luminositenin çeşitli değerleri için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki %95 güvenilirlik düzeyine sahip sınırlandırılmış bölge. Proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV ve $\Lambda_\phi = 3$ TeV olarak alındı	117

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 5.14 İntegre edilmiş luminositenin çeşitli değerleri için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki %95 güvenilirlik düzeyine sahip sınırlandırılmış bölge. Proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV ve $\Lambda_\phi = 5$ TeV olarak alındı	117
Şekil 5.15 FCC ($\sqrt{s} = 100$ TeV) ve LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV) için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki %95 güvenilirlik düzeyine sahip sınırlandırılmış bölge. İntegre edilmiş luminosite $L_{int} = 3000 \text{ fb}^{-1}$ ve $\Lambda_\phi = 1$ TeV olarak alındı	118
Şekil 5.16 FCC ($\sqrt{s} = 100$ TeV) ve LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV) için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki %95 güvenilirlik düzeyine sahip sınırlandırılmış bölge. İntegre edilmiş luminosite $L_{int} = 3000 \text{ fb}^{-1}$ ve $\Lambda_\phi = 3$ TeV olarak alındı	119
Şekil 5.17 FCC ($\sqrt{s} = 100$ TeV) ve LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV) için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki %95 güvenilirlik düzeyine sahip sınırlandırılmış bölge. İntegre edilmiş luminosite $L_{int} = 3000 \text{ fb}^{-1}$ ve $\Lambda_\phi = 5$ TeV olarak alındı	119

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
Çizelge 2.1 Zayıf eşdeğerlik prensibi testleri.....	22
Çizelge 2.2 Gravitasyonel kırmızıya kayma deneyleri.	27
Çizelge 2.3 Non-gravitasyonel sabitlerin kozmolojik çeşitliliği üzerindeki limitler.	29
Çizelge 3.1 Temel fermiyon aileleri.....	51
Çizelge 3.2 Temel fermiyon ve skaler bozon alanlarının zayıf izospin, hiperyük ve elektrik yükleri.....	51



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

SİMGELER

m_I	: Durgun kütle
m_G	: Pasif gravitasyonel kütle
g	: Yerçekim ivmesi
T	: Periyot
\vec{a}_c	: Merkezkaç ivmesi
α	: İnce yapı sabiti
β	: Zayıf etkileşme sabiti
g_s	: Güçlü etkileşim sabiti
c	: Işık hızı
p	: Momentum
ρ	: Olasılık yoğunluğu
\vec{j}	: Olasılık akısı
σ_i	: Pauli matrisi
$\hat{\Lambda}$: Helisite operatörü
m_w	: W bozonu kütlesi
m_z	: Z bozonu kütlesi
m_H	: Higgs karışımı kütlesi
r_c	: Kompaktlaştırma yarıçapı
m_R	: Radyon karışımı kütlesi
ξ	: Karışım parametresi
Λ_ϕ	: Kesilim enerjisi
ϵ^μ	: Polarizasyon vektörü
U_{qq}	: CKM matrisi
θ_w	: Weinberg açısı
L_{int}	: İntegre edilmiş luminosite
N	: Olay sayısı

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam ediyor)

KISALTMALAR

ATLAS	: A Toroidal LHC Apparatus
CERN	: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CKM	: Cabibbo Kobayashi Maskawa
CMS	: Compact Muon Solenoid
EEP	: Einstein Equivalence Principle
ESA	: European Space Agency
FCC	: Future Circular Collider
GR	: General Relativity
ILC	: International Linear Collider
LHC	: Large Hadron Collider
LLI	: Local Lorentz Invariance
LPI	: Local Position Invariance
NASA	: National Aeronautics and Space Administration
NMR	: Nuclear Magnetic Resonance
QCD	: Quantum Chromodynamics
QED	: Quantum Electrodynamics
RS	: Randall Sundrum
SCSO	: Superconducting Cavity Stabilized Oscillator clocks
SM	: Standard Model
SME	: Standard Model Extension
STEP	: Satellite Test of the Equivalence Principle
TOTEM	: Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation
VFD	: Very Forward Detector
WEP	: Weak Equivalence Principle

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) günümüzde yapılmış olan en büyük ve en karmaşık deneysel aygıttır. Bir proton-proton çarpıştırıcısı olan LHC'nin 14 TeV kütle merkezi enerjisine ve $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ luminosite değerine ulaşması planlanmaktadır (Brüning et al. 2004). Yüksek enerjide çarpışan proton demetlerinden elde edilen verilerin analizi neticesinde, parçacık fiziğindeki pek çok problemin çözüm bulması beklenmektedir. Örnek vermek gerekirse; süpersimetri, ek boyutlar, priyonik modeller gibi standart model ötesi kuramların öngörülerinin LHC'deki deneyler ile doğrulanmaları veya yanlışlanmaları mümkün görünmektedir. Yeni parçacıkların ve etkileşmelerin keşfedilmesi açısından LHC yüksek potansiyele sahip bir makinedir. Ancak, LHC bir hadron çarpıştırıcısı olduğundan dolayı keşfedilen yeni etkileşme ve parçacıklara ilişkin hassas ölçümlerin yapılması zordur. Proton demetlerinin çarpışması sonrasında açığa çok sayıda kuark jeti çıkmaktadır. Kuark jetleri, deneysel olarak belirlenirken önemli deneysel hatalara neden olmaktadır ve aranan sinyalin tespit edilmesini güçleştiren arka plana veya parazite neden olmaktadır. Bu nedenle, LHC'nin ömrünü tamamlamasından sonra hassasiyet deneylerinin yapılabileceği bir doğrusal elektron-pozitron çarpıştırıcısının (ILC) kurulmasına ilişkin plan ve çalışmalar sürmektedir (ILC Collaboration 2007).

LHC gibi bir hadron çarpıştırıcısının bir foton-foton veya bir foton-proton çarpıştırıcısı olarak kullanılabileceğine ilişkin çalışmalar son yıllarda gündeme gelmiştir. Özellikle bir hadron çarpıştırıcısı olan Fermilab Tevatron'da bu türden foton indüklü reaksiyonların deneysel olarak gösterilmesi sonrasında, LHC'nin bir foton-foton veya bir foton-proton çarpıştırıcısı olarak kullanılabileceği kesinlik kazanmıştır (CDF Collaboration 2007, Rouby 2008, CDF Collaboration 2009a, CDF Collaboration 2009b). Foton-foton ve foton-proton çarpışmaları sonucu gerçekleşen foton indüklü reaksiyonlar, hadron çarpıştırıcılarında sıklıkla görülen saf derin inelastik saçılmalara kıyasla oldukça temiz bir kanal oluştururlar. Foton indüklü reaksiyonlar LHC'de hassasiyet deneylerinin yapılmasına imkan tanımaktadırlar. Bu nedenle, LHC'de foton indüklü reaksiyonların araştırılması, gelecekte kurulması planlanan elektron-

pozitron çarpıştırıcısı (ILC) için gerekli olan parametrelerin belirlenmesi açısından büyük bir önem taşımaktadır.

Einstein'ın özel görelilik teorisi, fizik yasalarının ve ışık hızının tüm eylemsiz çerçevelerde aynı olduğu Lorentz değişmezliği prensibine dayanmaktadır. Einstein'ın ilk çalışmasından birkaç yıl sonra Minkowski, yeni bir uzay-zaman geometrisinin özel görelilikten çıktığını göstererek Lorentz simetrisinin farklı kartezyen-koordinat çerçevelerinde Minkowski metrik formunu koruyan tam bir uzay-zaman simetrisi olduğunu belirtmiştir. Daha sonraki yıllarda Einstein, genel görelilik teorisini yeni bir gravitasyon teorisi olarak geliştirdi. Genel görelilikte uzay-zaman, Einstein'ın denklemlerinin çözümü olan bir metrik olarak tanımlanmaktadır, yarı-Riemann geometriye sahiptir ve fizik, genel koordinat dönüşümleri altında değişmezdir. Lorentz simetrisi ise lokal simetriye dönüşür. Uzay-zaman manifoldundaki her bir noktada, metriğin Minkowski metriği olduğu lokal koordinat çerçeveleri bulunabilir. Bununla birlikte, lokal çerçevenin seçimi benzersiz değildir ve lokal Lorentz dönüşümleri, fiziksel olarak eşdeğer lokal çerçeveler arasındaki bağlantıyı sağlar. Parçacık fiziğinin Standart Modeli (SM) tamamen relativistik bir teoridir. Minkowski uzay-zamanındaki SM, global Lorentz dönüşümleri altında değişmezken, Riemann uzay-zamanında parçacık etkileşimleri hem genel koordinat dönüşümleri hem de lokal Lorentz dönüşümleri altında değişmez kalmalıdır. Parçacık alanları ayar dönüşümleri altında da değişmezdir. Lokal ayar dönüşümleri altında tam simetri, foton gibi kütesiz ayar alanlarının varlığına yol açmaktadır. Bununla birlikte, elektrozayıf teoride lokal ayar simetrisinin kendiliğinden kırılması, ayar alanlarının bir kütle kazanabileceği Higgs mekanizmasını içermektedir. SM ve Einstein'ın klasik gravitasyon teorisinin birleşimi, doğanın oldukça başarılı bir tanımını sunmaktadır. Bununla birlikte, Einstein'ın teorisi bir kuantum teorisi olmadığından, sonuçta kuantum seviyesinde gerçekleşecek daha temel bir teori tarafından geçersiz kılınması beklenir. Aday kuantum gravitasyon teorileri arasında sicim teorisi ve loop kuantum gravitasyon teorisi bulunmaktadır. Genel görelilik ve kuantum fiziğinin bir araya gelmesi beklenen uygun skala, Planck skalasıdır, $m_p \cong 10^{19}$ GeV. Bununla birlikte, Planck skalasında deneyler yaparak gravitasyonun bir kuantum teorisini doğrulamaya çalışmak pratik değildir. Bunun yerine, yüksek hassasiyetli deneylerde gözlemlenebilir olabilecek yeni fiziğin küçük Planck-bastırılmış etkilerinin arandığı alternatif bir yaklaşım benimsenebilir. Bu fikrin gerçekleşebilmesi için, herhangi bir yeni etkinin SM veya geleneksel gravitasyon teorisindeki bilinen geleneksel işlemlerle taklit edilemeyen bir yapıda olması gerekir. Bu gerekliliği yerine getiren olası bir sinyali belirlemenin yolu, yüksek hassasiyetli deneylerde Lorentz ihlalinin Planck-bastırılmış imzalarını aramaktır. Böyle bir görelilik kuramı ihlalinin

tespiti, muhtemelen Planck skalasından geldiği sanılan yeni fiziğin çarpıcı bir göstergesi olacaktır. Bu fikir sadece spekülatif değildir, çünkü hem sicim teorisindeki (Kosteletsky and Samuel 1989b, Kosteletsky and Potting 1996, Kosteletsky et al. 2000) hem de kuantum gravitasyon teorilerindeki (Sudarsky et al. 2002, Myers and Pospelov 2003) mekanizmaların Lorentz simetri ihlallerine yol açabileceği gösterilmiştir. Bununla birlikte, henüz bu teoriler düşük enerjilerde kesin (ölçülebilir) bir skalada test edilebilir tahminlerin yapılmasına izin verecek şekilde geliştirilmemiştir. Her şeye rağmen, etkin alan teorisi kullanılarak ilerleme kaydedilmiştir. Gerçekçi olmak için, bir etkin alan teorisi, aralarındaki yüksek mertebeli bağlaşımlar ile birlikte hem SM'yi hem de genel göreliliği içermelidir. Aynı zamanda koordinat (veya gözlemci) bağımsızlığını korumalıdır. Keyfi gözlemci bağımsız Lorentz ihlali içeren bu tür genel etkin alan teorisi, Standart Model Genişletilmesi (SME) olarak adlandırılır (Bluhm 2006). SME, Lorentz ihlali etkilerini model bağımsız bir şekilde araştırmamız için bize güçlü bir araç sunmaktadır.

Parçacık fiziğinin Standart Modeli (SM), günümüzde bilinen temel parçacıkları tarif etmekte başarılı olmuştur ve şu ana kadar neredeyse tüm deneysel sonuçlar ile iyi bir uyum içindedir. 2012 yılında Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'ndaki ATLAS ve CMS deneyleri tarafından SM'in tahmin ettiği ve model için büyük öneme sahip olan Higgs bozonu yaklaşık 125 GeV kütleli olarak 7 ve 8 TeV çarpışma enerjisi kullanarak keşfedilmiştir (ATLAS Collaboration 2012, CMS Collaboration 2012a). Bu deneyler, aşağı yukarı SM'deki Higgs bozonunun özellikleri ile aynı olan bir skaler parçacığı doğrulamıştır.

Bununla birlikte, daha yakından incelendiğinde, SM'de bulunan eksiklikler yeni bir fizik aramak için çalışmalar yapılmasını motive etmektedir. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nın (LHC) en önemli amaçlarından biri, SM ötesindeki yeni fiziği keşfetmektir. Bu bakımdan parçacık fiziğindeki ek boyut modelleri son yirmi yıldır büyük dikkat çekmektedir. SM, uzun zamandır çeşitli deneyler ile test edilmektedir. Şimdiye kadar pek çok öngörüsü başarılı olmasına rağmen hiyerarşi problemi gibi modelin açıklayamadığı problemler mevcuttur. Ek boyut modelleri hiyerarşi problemine çözüm bulmaktadır ve karanlık maddeye aday olabilecek yeni parçacıkları da sağlamaktadırlar. LHC'deki ek boyut modellerinin fenomenolojisi, literatürde olası yeni fizik adayları olarak geniş bir şekilde incelenmektedir (Şahin et al. 2015). Bükülmüş (warped) ek boyutlar senaryosu, Randall ve Sundrum tarafından oluşturulmuştur. Ek boyut modellerinden biri olan Randall-Sundrum modeli (RS), küçük bükülmüş bir ek boyut tanımlayarak hiyerarşi problemini çözmeye odaklanmıştır. Bu model hiyerarşi problemine basit ve doğal bir çözüm

sunmaktadır. Bu modelde iki 3-brain arasındaki uzaklığın kuantum salınımları radyon adı verilen skaler bir alana yol açmaktadır. Radyon, stabilizasyon mekanizması nedeniyle kütle kazanmaktadır ve böylece RS modelindeki en hafif parçacık olabilir (Csaki et al. 2001, Goldberger and Wise 2000). Radyon, madde ile enerji-momentum tensörünün izi aracılığıyla bağlaşmaktadır. Bu nedenle radyonun SM alanları ile bağlaşımı Higgs bozonunkine çok benzemektedir. Genel kovaryanslık prensibi, radyon ve Higgs bozonu arasında karışım imkanı sunmaktadır (Frank et al. 2016). Bu durum, LHC’de keşfedilmiş olan skaler alanın SM Higgs değil de radyon veya Higgs bozonu ile radyon alanının bir karışımı olabileceği sorusunu akla getirmektedir.

Radyon alanı genel göreliliğin bükülmüş (warped) ek boyutlu uzaylara genişletilmesi sonucu ortaya çıkan gravitasyonel kökenli spin-0 bir alandır. Radyonun parçacık kütlesi ile orantılı olan bağlaşım yapısı, genel görelilikteki spin-2 graviton alanının SM alanlarıyla olan evrensel bağlaşım yapısından farklıdır. Bu evrensel bağlaşımından sapma eşdeğerlik prensibinde bozulmalara yol açar (Overduin et al. 2012).

İsviçre’nin Cenevre bölgesinde CERN tarafından gelecekte yapılması planlanan 100 km’lik yeni bir tünelde yer alan proton-proton dairesel çarpıştırıcısı, literatürde Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı (FCC) çalışması olarak ele alınmaktadır. Bu makine, LHC ve yüksek-luminositeli LHC araştırma programlarının tamamlanmasının ardından yüksek enerji fiziğinin gelecekteki gelişimi için önemli bir adım olacaktır. 100 TeV proton-proton çarpıştırıcısı Higgs bozonunun hassas ölçümlerine izin verebilir. Higgs bozonunun SM’in diğer parçacıklarıyla etkileşimini TeV skalasının üzerindeki enerjilere genişletmesi planlanmaktadır. Ayrıca, 100 TeV proton-proton çarpıştırıcısı, tamamen keşfedilmemiş alana cesur bir sıçrama yapacaktır. Karanlık maddenin doğası, madde/antimadde asimetrisinin kökenleri gibi evrenle ilgili pek çok temel soruya cevaplar arayacaktır.

Bu tezin bölüm 4’deki kısmında SME’den kaynaklanan Lorentz simetrisinin ihlaline ilişkin etkiler incelenmiştir. LHC’de foton indüklü $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ sürecinde tek W bozonu üretimini gerçekleştirilmiştir. $\gamma q \rightarrow W^-q'$ alt sürecinin çarpışma geometrisi özellikleri değiştirilerek sabit arka plan alanlarının yönelimlerine ve son durumdaki W bozonunun polarizasyonuna göre diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır ve yeni fizik etkileri araştırılmıştır. Bölüm 5’deki bir diğer kısımda ise Higgs-radyon karışım senaryosu, foton indüklü $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ süreci ile ele alınmıştır. $\gamma q \rightarrow Rq$ alt sürecindeki tek radyon

üretimi hem LHC’de hem de gelecekte yapılması planlanan 100 TeV proton-proton çarpıştırıcısında (FCC) araştırılmıştır. LHC’de $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ sürecinin karışım parametresine göre toplam tesir kesiti hesaplanmıştır. Radyon karışımının $R \rightarrow \gamma\gamma$ bozunum kanalını sinyal olarak kabul ederek karışım parametre uzayında hem LHC hem de FCC için sınırlar elde edilmiştir. Gelecekteki 100 TeV proton-proton çarpıştırıcısının (FCC) potansiyeli LHC ile karşılaştırılmıştır.





BÖLÜM 2

EŞDEĞERLİK PRENSİBİ VE DENEYSEL TESTLERİ

2.1 EŞDEĞERLİK PRENSİBİ

Eşdeğerlilik prensibi, gravitasyon teorisinin gelişiminde önemli bir rol oynamaktadır. Gravitasyon teorisinin içeriğinde olan eğri uzay-zaman, jeodezik denklem, kovaryanslık ilkesi, uzay-zamanın metrik tasviri gibi pek çok temel unsurun kökeni eşdeğerlik prensiplerine dayanmaktadır.

2.1.1 Zayıf (Newton) Eşdeğerlik Prensibi (WEP)

Düzgün bir çekim alanında serbestçe düşmekte olan bir laboratuvarda bulunan bir gözlemciye göre, serbestçe düşen cisimler için mekanik yasaları kütle çekimi yokmuş gibi davranır. Yani böyle bir laboratuvarda mekanik yasalarına dayanılarak kütle çekiminin varlığı gösterilemez. Bu prensip ilk defa Newton tarafından sarkaç deneyleri ile ispatlanmaya çalışıldığı için Newton'un eşdeğerlik prensibi adıyla da bilinir.

Uzay-zamanda bir başlangıç noktasına bırakılmış ve bir başlangıç hızı verilmiş yüksüz bir test cisminin yörüngesi, cismin iç yapısından ve kompozisyonundan bağımsızdır. Burada “yüksüz test cismi” ile tanımlanan; dış alandaki inhomojenlikler ile olan bağlaşımı ihmal edilebilecek ölçüde küçük, öz kütle çekim enerjisi ihmal edilebilen ve elektriksel olarak nötral bir cisimdir.

2.1.2 Einstein Eşdeğerlik Prensibi (EEP)

Einstein, zayıf eşdeğerlik prensibini bir adım daha ileri götürmüş ve kendi adıyla bilinen prensibi ortaya atmıştır. Einstein'ın eşdeğerlik prensibine göre; bir laboratuvardaki bir gözlemci sadece mekanik yasalarına dayanarak değil, tüm fizik yasalarına dayanarak bile kütle çekim varlığını gösteremez.

EEP'ye göre (Will 2014):

- a. WEP geçerlidir.
- b. Herhangi bir lokal non-gravitasyonel test deneyinin sonucu, serbest düşen laboratuvarların hızından bağımsızdır. (Lokal Lorentz Değişmezliği)
- c. Herhangi bir lokal non-gravitasyonel test deneyinin sonucu, evrenin neresinde ve ne zaman gerçekleştiğinden bağımsızdır. (Lokal Konum Değişmezliği)

Buradaki lokal non-gravitasyonel test deneyini tanımlarsak (Will 1993);

- a. İzole edilmiş ve hacmi boyunca, dış alanlardaki inhomojenliklerin ihmal edilebileceği ölçüde küçük boyutlu serbest düşen laboratuvarlarda gerçekleştirilen deneylerdir.
- b. Öz kütle çekim etkilerinin ihmal edilebilir olduğu deneylerdir.

Einstein eşdeğerlik prensibini kuramsal olarak ele alırsak;

- a. Lokal olarak, özel göreliliğin geçerli olması ve serbest düşen cisimlerin eylemsiz kabul edilmesi EEP'den çıkan bir sonuçtur. Çünkü gravitasyonel yükün sıfır olduğu parçacıklar bulunamaz. Bu durumda, kendisine göre gravitasyonel ivmenin ölçülebileceği koordinat çerçevesi yoktur. Tek yapabileceğimiz serbest düşen cisimleri eylemsiz almaktır. Eylemsiz sistemlerin izlediği yolu jeodezik denklem ile elde edebiliriz.

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma_{\rho\nu}^\mu \frac{dx^\rho}{d\tau} \frac{dx^\nu}{d\tau} = 0 \quad (2.1)$$

Bu ifade, Einstein alan denklemlerinin elde edilmesinde yol göstericidir.

- b. Eşdeğerlik prensibinin en önemli sonuçlarından bir tanesi genel kovaryanslık ilkesi, EEP'nin ve fizik yasalarının koordinat seçiminden bağımsız olmasının bir sonucudur. Ancak bu iki prensip tüm uzay-zaman üzerinde geçerli olan yasaları (global yasalar) tek olarak vermez. Sadece yol göstericidir. Örneğin, Maxwell denklemlerin global biçimi,

$$\begin{aligned} \nabla_\mu F^{\mu\nu} &= 4\pi J^\nu & \text{veya} & & d(*F) &= 4\pi(*J) \\ \nabla_{[\mu} F_{\nu\lambda]} &= 0 & & & dF &= 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

iki şekilde yazılabilir. Şans o ki burulma sıfır olduğundan bu iki sınıf eşdeğerdir. Ancak örneğin düz uzayda,

$$Y^\mu \partial_\mu \partial_\nu X^\nu = 0 \quad (2.3)$$

şeklinde bir yasaı sağlayan iki X^μ ve Y^ν vektör alanı için global yasa, sadece kovaryanslık prensibinden bulunamaz. Çünkü düz uzayda, $Y^\mu \partial_\mu \partial_\nu X^\nu$ ile $Y^\mu \partial_\nu \partial_\mu X^\nu$ eşdeğer olmalarına karşın, eğri uzayda $Y^\mu \nabla_\mu \nabla_\nu X^\nu$ ile $Y^\mu \nabla_\nu \nabla_\mu X^\nu$ eşdeğer değildir.

$$Y^\mu \nabla_\mu \nabla_\nu X^\nu - Y^\mu \nabla_\nu \nabla_\mu X^\nu = -R_{\mu\nu} Y^\mu X^\nu \quad (2.4)$$

EEP'nin tam doğru olmadığını kabul ettiğimizde farklı global denklemler yazmak mümkün olur. Örneğin, inhomojen Maxwell denklemlerinin,

$$\nabla_\mu [(1 + \alpha R) F^{\mu\nu}] = 4\pi J^\nu \quad (2.5)$$

şeklinde globalleştirildiğini kabul edelim. Buradaki $\alpha R F^{\mu\nu}$ bağlaşımı, gravitasyonel alan ile elektromanyetik alanın bir bağlaşımıdır. Bu bağlaşım nedeniyle istenildiği kadar küçük bir bölgede bile yüklü parçacıklarla yapılan deneyler yardımıyla R ölçülebilir. Dolayısıyla bu terim EEP'ye aykırıdır. EEP, $\alpha = 0$ olmasını öngörür. α için bir boyut analizi yaparsak böyle bir bağlaşım var olsa bile büyüklüğünün deneylerle ölçülemeyecek kadar küçük olacağı sonucuna varırız. Gerçekten de, $g_{\mu\nu}$ boyutsuz olduğundan $R: [\text{uzunluk}]^{-2}$ boyutludur. Buna göre, $\alpha: [\text{uzunluk}]^2$ boyutunda olmalıdır. Bilinen temel sabitler G , \hbar , c ile uzunluk boyutunda bir nicelik elde edilebilir. Bu, Planck uzunluğudur ($l_p = \sqrt{\hbar G/c^3} \approx 1,6 \times 10^{-33} \text{ cm}$). Öyleyse,

$$\alpha = l_p^2 \approx (1,6 \times 10^{-33})^2 \text{ cm}^2 \quad (2.6)$$

olarak almak mantıklı bir seçimdir. Bu ise deneylerle belirlenemeyecek kadar küçük bir değer verir.

c. EEP'ye göre gravitasyonel alan ile tüm ayar alanları bağlaşımıdır. Bu bağlaşım sabiti, ayar alanlarının enerjilerinin eşdeğer oldukları kütleler kadardır. Bunun gerekçesi basittir. Örneğin, elektromanyetik alan ile gravitasyonel alanın bağlaşımı olması gerektiğini görmek için hidrojen atomunu düşünelim. Hidrojen atomunun eylemsiz kütlesi serbest elektron ve protonun eylemsiz kütleleri toplamından küçüktür. Bunun sebebi, parçacıkların eylemsiz kütlelerine çevrelerindeki alanın da katkıda bulunmasıdır. Serbest elektron veya proton için çevrelerindeki

elektrik alan sonsuza kadar uzanır. Ancak hidrojen atomu benzeri bağlı bir durumda parçacıkların elektrik alanı daha sınırlı bir bölgede kalır. Yani bağlı durumda, alanda depolanan enerji daha azdır. Bu ise hidrojen atomunun eylemsiz kütlelerinin, onu oluşturan parçacıkların serbest eylemsiz kütleleri toplamından küçük olması anlamına gelir. EEP gereği hidrojen atomunun çekim kütlesi eylemsiz kütlelerine eşittir. Bunun mümkün olması ise ancak, gravitasyonel alanın elektromanyetik alanla bağlaşımlı olması ile mümkündür.

Eğer elektromanyetik alanla gravitasyonel alan bağlaşımı, elektromanyetik alanın enerjisinin eşdeğer kütlesi kadar değil de başka bir sabit kadar olsa idi bu durumda yine eşdeğerlik ilkesi bozulurdu. Böyle bir durum $\nabla_\mu[(1 + \alpha R)F^{\mu\nu}] = 4\pi J^\nu$ denklemi örnek verilerek incelenmişti ve yüklü parçacıklarla deney yapmak sureti ile R 'nin ölçülmesinin mümkün olabileceği belirtilmişti. Buna ek olarak, böyle bir α bağlaşımının varlığı, kütle çekiminin madde türüne bağlı olacağı anlamına gelir. Örnek vermek gerekirse, böyle bir durumda hidrojen atomunun çekim kütlesi eylemsiz kütlelerinden farklı olurdu. Çünkü eğer hidrojen atomunun elektromanyetik alanında depolanan enerji serbest elektron ve protonun elektromanyetik alanlarında depolanan toplam enerjiden ΔV kadar az ise, atomun eylemsiz kütlesi serbest elektron ve protonun eylemsiz kütleleri toplamından $\Delta V/c^2$ kadar az olur. Ancak α bağlaşımı elektromanyetik alanın enerjisinin eşdeğer kütlesi kadar olmadığından, ΔV kadar enerjili elektromanyetik alanla gravitasyonel alanın bağlaşımı aradaki eylemsiz kütlesi farkını telafi edecek kadar olmayacak ve hidrojen atomunun çekim kütlesi eylemsiz kütlelerinden farklı olacaktır.

d. Gravitasyonel alan diğer kuvvet taşıyıcı alanlarla bağlaşımlı olduğu gibi kendi kendisi ile de bağlaşımlıdır. Aslında bu durum bir önceki maddede tartışılmış ve gravitasyonel alanın tüm kuvvet taşıyıcı alanlarla bağlaşımlı olduğu söylenmişti. Ancak gravitenin kendi kendisi ile olan bağlaşımı, bize Einstein alan denklemlerinin biçimi konusunda öngörüle bulunabilme imkanı verir. Bu nedenle ayrı bir incelemeyi hak eder. Gravitasyonel alanın kendi kendisi ile bağlaşımlı olması gerektiği EEP'den çıkan bir sonuçtur. Bunu görebilmek için sadece gravitasyonel bir atomu (gravitasyon kuvveti ile bir arada kalan bir atom) düşünmek yeterlidir.

Gravitasyonel alanın kendi kendisi ile bağlaşımlı olması, Einstein alan denklemlerinin lineer olmayan bir yapıda olması ile ilişkilidir. Bu ilişkiyi görebilmek için iki farklı kütlelerin üçüncü bir kütle ile olan gravitasyonel etkileşmesini düşünelim. Bu iki kütlelerin oluşturdukları

gravitasyonel alanlar birbirleri ile de etkileşeceklerdir. İşte bu nedenden dolayı toplam gravitasyonel alan, ayrı ayrı düşünüldüğünde her bir kütlenin oluşturduğu gravitasyonel alanların toplamı değildir. Bu durum lineer denklemlerin iyi bilinen; çözümlerinin üstüste binme ilkesine aykırıdır. Öyleyse gravitasyonel alanın denklemleri (Einstein alan denklemleri) lineer olmayan olmalıdır.

e. EEP'ye göre serbest düşen cisimlerin eylemsiz olarak kabul edilmesi, gravitasyonun bir kuvvet olmadığı anlamına gelmektedir. Buna göre serbest düşme, tıpkı Aristo fiziğinde olduğu gibi cisimlerin doğal bir halidir. Bu sebeple gravitasyon, diğer etkileşmeler yanında çok farklı bir yere sahiptir. Ayar teorileri etkileşmeleri birer kuvvet olarak ele almıştır. Bu nedenle, eğer dört kuvvetin birleştiği bir birleşik kuramın varlığına inanılırsa, gravitasyonun da bir kuvvet olarak çalışılması gerektiği sonucuna varılabilir. Ancak bu tartışıldığı gibi EEP'ye aykırıdır. Bu durum, EEP'nin doğruluğuna ilişkin kuşkulara yol açmaktadır. Einstein'nin kendisinin de böyle bir birleşik kuramın varlığına inanmış olması, akla kendi ilkesinden (EEP) kuşku duyup duymadığı sorusunu getirmektedir.

f. Kütle çekiminin bir eğri uzay-zaman fenomeni olduğu EEP'den çıkan bir sonuçtur. EEP'yi sağlayan makul her kütle çekim teorisi bir metrik teori olmalıdır. Bir metrik kütle çekim teorisi şu postülatları sağlayan bir teoridir: (i) Uzay-zaman bir \bar{g} metriği ile tasvir edilir. (ii) Test cisimlerinin dünya çizgileri bu metriğin jeodezikleridir. (iii) Lokal Lorentz çerçeveleri olarak adlandırılan serbest düşen lokal çerçevelerde fiziğin non-gravitasyonel yasaları özel göreliliğin yasalarıdır. Buradaki argüman şu şekildedir: WEP'nin geçerliliği uzay-zamana tercihli yörüngeler ailesini sunmaktadır. Bu yörüngeler ailesi, serbest düşen test cisimlerinin dünya çizgileridir. Bu tercihli yörüngelerden birini takip eden bir lokal çerçeveye göre test cisimleri ivmesiz hareket etmektedirler. Böyle bir çerçeveyi eylemsiz çerçeve olarak almak için hiçbir engel yoktur. Zira eşdeğerlik ilkesi nedeni ile gerçek ivme gibi bir kavram anlamsızdır. (Elbette ki kütle çekim kuvvetinin yol açtığı ivmelenme için böyle bir gerçek ivme kavramı anlamsızdır. Elektromanyetik kökenli ivmelenme için olabilir.) Bu durumda serbest düşen çerçeveler uzay-zamanın jeodeziklerini izleyeceklerdir. Şimdi global bir inceleme, kütle çekiminin bulunduğu ve bulunmadığı bölgeleri belirlemek için kullanılabilir. Kütle çekiminin bulunmadığı bir bölgede (düz uzay-zamanda) bulunan lokal bir çerçevedeki bir gözlemciye göre, kütle çekiminin bulunduğu bir bölgedeki serbest düşen bir cisim ivmeli hareket yapmaktadır. Fakat, kütle çekiminin bulunduğu bölgedeki serbest düşen lokal çerçevede bulunan bir gözlemciye göre ise kendi çerçevesi eylemsizdir ve tüm serbest düşen cisimler de öyledir. Böyle bir tuhaf

durum ancak kütle çekiminin bulunduğu bölgedeki geometrinin, bulunmadığı bölgedeki geometriden farklı olması ile açıklanabilir. (Bu argümana karşı olarak, görelî hız ve ivme gibi kavramların global olarak tanımlanamayacağı söylenebilir ancak hızın ve ivmenin büyüklüğü global olarak da tanımlanabilen kavramlardır. Dolayısıyla bir çerçevenin çok uzaktaki bir başka çerçeveye göre ivmeli olup olmadığı tanımlanabilir.) Böylece (i) ve (ii) postüllarını elde ettik.

g. Şimdi, R. Dicke'in daha formel olan argümanı kullanılıp EEP \rightarrow metrik kütle çekim teorisi postülları çıkarımı bir kez daha verilecektir. Aynı zamanda, tüm metrik kütle çekim teorilerinin oturduğu genel çerçeve de belirlenmiş olacaktır. Dicke'in argümanı benzer şekilde başlar: WEP'nin geçerliliği uzay-zamana tercihli yörüngeler ailesini sunmaktadır. Bu yörüngeler ailesi, serbest düşen test cisimlerinin dünya çizgileridir. Bu tercihli yörüngelerden birini takip eden bir lokal çerçeveye göre test cisimleri ivmesiz hareket yapmaktadırlar. EEP'ye göre lokal non-gravitasyonel test deneylerinin sonuçları çerçevenin hızından bağımsızdır. Bu nedenle, aynı P olayında çakışan birbirlerine göre görelî hızları olan bu tür iki çerçevede özdeş deneyler için fiziğin tüm non-gravitasyonel yasaları aynı sonuçları vermelidir. Yani deneyler Lorentz değişmezdirler. EEP'den çıkan bu sonuca lokal Lorentz değişmezliği (LLI - Local Lorentz Invariance) denir. Dolayısıyla, evrende (kütle çekimine ilişkin) bir veya daha çok rank-2 tensör alanları; $\psi^{(1)}, \psi^{(2)}, \dots$ mevcut olmalıdır, öyle ki bu tensör alanları serbest düşen lokal çerçevelerde Minkowski metriği ile orantılı olan; $\phi^{(1)}(P)\eta, \phi^{(2)}(P)\eta, \dots$ alanlarına indirgensin. Burada $\phi^{(A)}(P)$ olaydan olaya değişebilen skaler alanlardır. Bu alanlar kümesinin değişik elemanları değişik non-gravitasyonel alanlarla bağlaşımlı olabilir. Örneğin; bozon, fermiyon veya elektromanyetik alanlarla vb. Fakat yine EEP'ye göre, lokal non-gravitasyonel test deneylerinin sonucu, çerçevenin uzay-zaman konumundan bağımsız olmalıdır. Buna lokal konum değişmezliği (LPI - Local Position Invariance) denilmektedir. O halde sadece iki olasılık geçerli olabilir: (i) $\phi^{(A)}(P)$ 'lerin lokal versiyonları sabit katsayılı olmalıdır. Yani, $\phi^{(A)}(P)$ skaler alanları sabitlerdir. Böylece koordinatların ve bağlaşım sabitlerinin (elektrik yük birimi gibi) basit bir evrensel tekrar ölçeklendirilmesi mümkündür öyle ki, her lokal çerçevede skaler alanlar birim olsun. Böylece, lokal non-gravitasyonel test deneylerinin sonuçları değişmez kalır. (ii) $\phi^{(A)}(P)$ skaler alanları, tek bir $\phi(P)$ skaler alanının sabit çarpanları olmalıdır. Örneğin, $\phi^{(A)}(P) = c^A \phi(P)$. Eğer bu doğru ise boyutsuz oranlar olan fiziksel ölçülebilir nicelikler konum bağımsız olacaktır. Bir örnek, ince yapı sabitinin ölçülmesi; diğer bir örnek, katı bir çubuğun boyunun santimetre birimi ile ölçülmesidir. Böyle bir ölçüm, çubuğun boyu ile boyu 1 cm olarak tanımlanmış standart çubuğun boyunun oranlanması ile gerçekleştirilir.

Böylece, bağlaşım sabitlerinin c^A 'lar birim olacak şekildeki tekrar ölçeklendirilmesi ile birlikte, $\bar{\psi} = \phi^{-1}\psi$ şeklindeki yeni bir alana konformal dönüşüm, $\bar{\psi}$ 'nin lokal versiyonunun η olmasını garantiler.

P noktasına bağlı olan böyle bir $\phi(P)$ skaler alanının var olması şu anlama gelir: Her bir serbest düşen lokal çerçevede (örneğin; dünyanın, güneşin veya marsın çekiminde serbest düşmekte olan çerçevelerde) kullanılan ölçekler aynı değildir. $\phi(P)$ skaler alanı tarafından belirlenecek şekilde büzülür veya genişlerler. EEP buna izin verir.

Her iki durumda da, serbest düşen lokal çerçevelerde η 'ya indirgenen alanlar mevcuttur. Elemanter diferansiyel geometriye göre bütün bu alanlar tek ve aynı olmalıdır: Tek bir simetrik rank-2 tensör alanı. Biz bunu g ile göstereceğiz. Bu g alanı, jeodezik adı verilen tercihli dünya çizgileri ailesine sahiptir ve her P olayı için bu jeodezikleri izleyen lokal Lorentz çerçevesi olarak adlandırılan lokal çerçeveler mevcuttur öyle ki bu çerçevelerde,

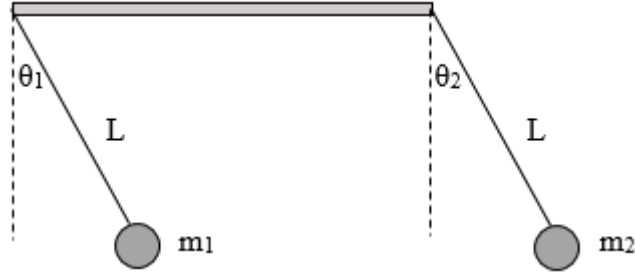
$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + O\left(\sum_{\alpha} |x^{\alpha} - x^{\alpha}(P)|^2\right), \quad \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^{\alpha}} = 0 \quad P \text{ noktasında} \quad (2.7)$$

olur (diferansiyel geometriden). Öte yandan, tıpkı serbest düşen lokal çerçevelerde test cisimlerinin yörüngeleri gibi jeodezikler lokal Lorentz çerçevelerinde doğrulardır. Bu nedenle test cisimleri g 'nin jeodezikleri üzerinde hareket eder ve lokal Lorentz çerçeveleri ile serbest düşen lokal çerçeveler çakışır (aynıdır).

2.2 EŞDEĞERLİK İLKESİNİN DENEYSEL TESTLERİ

2.2.1 Zayıf Eşdeğerlik İlkesinin Test Edilmesi

WEP ilk olarak Sir Isaac Newton tarafından deneysel olarak ispatlanmaya çalışılmıştır. Newton elde ettiği sonuçları meşhur Principia isimli eserinde sunmuştur. Newton, WEP'i test etmek amacıyla Şekil 2.1'de görüldüğü gibi farklı malzemelerden yapılan aynı L uzunluklu iki adet sarkaç kullanmış ve sarkaçların salınım periyotlarını kıyaslamıştır.



Şekil 2.1 Newton sarkaç deneyi.

Tek bir sarkaç için sürtünme kuvveti ihmal edildiğinde hareket denklemi (Fischbach and Talmadge 1999),

$$m_I L \ddot{\theta} + m_G g \sin \theta = 0 \quad (2.8)$$

şeklindedir. Burada m_I durgun kütleyi ve m_G pasif gravitasyonel kütleyi göstermektedir. $|\theta| \ll 1$ varsayarsak $\sin \theta \approx x/L$ olarak yazabiliriz. Bu durumda,

$$\ddot{x} + \left(\frac{m_G g}{m_I L} \right) x = 0 \quad (2.9)$$

yazılır. Elde edilen ikinci dereceden diferansiyel denklem basit harmonik hareketin diferansiyel denklemi olarak bilinir.

$$\omega = \sqrt{\frac{m_G g}{m_I L}} = \frac{2\pi}{T} \quad (2.10)$$

Buradan salınım periyodu

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L}{(1 + \kappa)g}} \quad (2.11)$$

olarak bulunur. Burada;

$$\frac{m_G}{m_I} \equiv 1 + \kappa \quad (2.12)$$

olarak tanımlanır. κ parametresi WEP'den sapmanın bir ölçüsüdür. WEP'nin geçerliliği halinde Newton'nun deneyindeki her iki sarkacın periyodu eşit olmalıdır. Newton, sarkaçların periyotlarının farklarını ölçmek sureti ile $\Delta\kappa = \kappa_1 - \kappa_2$ parametresine sınırlama koymayı başarmıştır. Newton, gerçekleştirdiği sarkaç deneyleri sonucunda $\Delta\kappa$ parametresine,

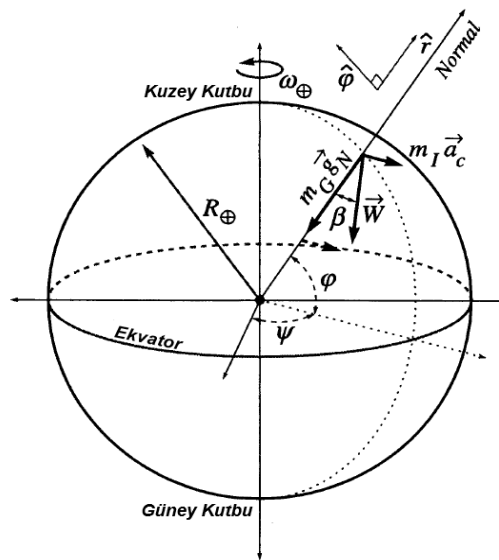
$$|\Delta\kappa| \leq \frac{1}{1000} \quad (2.13)$$

sınırlamasını koymuştur. Daha sonra aynı deneyi tekrarlayan ve daha yüksek bir hassasiyetle ölçüm yapan Bessel, 1832 yılında $\Delta\kappa$ parametresi için,

$$|\Delta\kappa| \leq \frac{1}{60000} \quad (2.14)$$

sınırlamasını elde etmiştir.

WEP'nin deneysel testine ilişkin bir başka teknik Fransız Guyot tarafından kullanılmıştır. Guyot WEP ihlal edildiğinde farklı materyallerden yapılmış olan kütlelerin bir ip ile asılması durumunda verilen sabit bir referans sistemine göre farklı açılar yapacaklarını fark etti. Bunu anlamak için dünyanın dönmesini dikkate almalı ve asılan cismin ağırlığının bulunduğu enlem ile alakalı olduğunu görmemiz gerekir.



Şekil 2.2 φ bir enlem fonksiyonu olarak bir cismin \vec{W} ağırlığının yönünü gösteren Dünya'nın idealleştirilmiş modeli.

Şekil 2.2’de görüldüğü gibi Dünya’nın ω_{\oplus} açısal hızla dönen mükemmel bir sert küre olduğu varsayıldı. Burada $m_G \vec{g}_N$ dünyanın merkezine yönelmiş olan Newton çekim kuvvetidir ve $m_I \vec{a}_C$ kuvveti ise dünya üzerindeki bir gözlemcinin gözlemlediği merkezkaç kuvvetidir. Cismin ağırlığı bu iki kuvvetin bileşkesidir (Fischbach and Talmadge 1999):

$$\vec{W} = \vec{g}_N + \vec{a}_C \quad (2.15)$$

Burada \vec{g}_N Newton yerçekimi ivmesi veya Newton yerçekimi alanıdır ve

$$\vec{g}_N = -\frac{GM_{\oplus}}{R_{\oplus}^2} \hat{r} \quad (2.16)$$

olarak verilir. Burada M_{\oplus} ve R_{\oplus} dünyanın kütlesi ve yarıçapıdır. \vec{a}_C merkezkaç ivmesi, φ enlem açısına bağlı olarak,

$$\vec{a}_C = \omega_{\oplus}^2 R_{\oplus} \cos\varphi (\cos\varphi \hat{r} - \sin\varphi \hat{\varphi}) \quad (2.17)$$

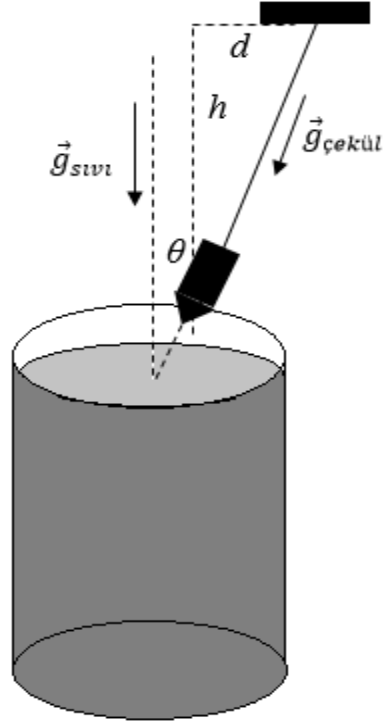
şeklinde verilir. Şekil 2.3 incelenirse, cismin ağırlığı ile Newton yerçekimi alanı arasındaki β açısının tanjantı için aşağıdaki ifade bulunur:

$$\tan\beta = \frac{m_I a_C \sin\varphi}{m_G g_N - m_I a_C \cos\varphi} \quad (2.18)$$

Bu ifadede $a_C \ll g_N$ ve $\kappa \ll 1$ yaklaşımları yapılırsa,

$$\beta \approx (1 - \kappa) \frac{\omega_{\oplus}^2 R_{\oplus}^3}{GM_{\oplus}} \sin\varphi \cos\varphi \cong \frac{1}{289} (1 - \kappa) \sin\varphi \cos\varphi \quad (2.19)$$

elde edilir. β açısının tamamen kuzey-güney yönünde yer aldığına farkına varırız. Guyot, $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ limitini yani $\Delta\kappa$ limitini elde etmek için bir civa yüzeyinin normali ile tanımlanan düşey doğrultu ile bir çekül ile tanımlanan düşey doğrultu arasındaki açıyı ölçmeye çalıştı.



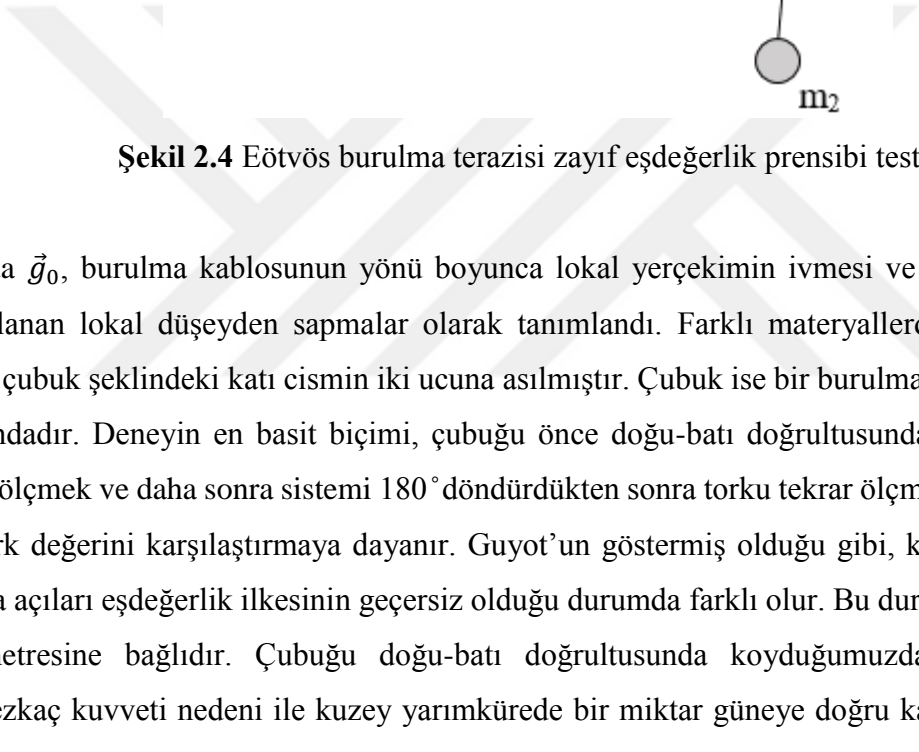
Şekil 2.3 Guyot'un çekül deneyi.

Ölçülen $\Delta\beta$ sapmasından $\Delta\kappa$ için aşağıda verilen ile bir değer elde edilebilir.

$$\Delta\kappa \cong - \left[\frac{GM_{\oplus}}{\omega_{\oplus}^2 R_{\oplus}^3 \sin\varphi \cos\varphi} \right] \Delta\beta \quad (2.20)$$

Guyot, Paris Pantheon'da gerçekleştirdiği bir dizi deney sonrasında $\Delta\beta \approx 8 \times 10^{-5}$ rad gibi sıfırdan farklı bir değer buldu. Bu sonuç, $\Delta\kappa \approx 0,02$ gibi önceki deney limitlerine göre oldukça büyük bir değer vermekteydi. Ancak Guyot'un daha sonraki deneyleri, elde ettiği nispeten büyük bu değer in havada meydana gelen akımlardan kaynaklandığını gösteriyordu. Bu sebeple Guyot'un deneyinin büyük hatalar içeren başarısız bir deney olduğu söylenebilir. Guyot'un deneyinin önemi eşdeğerlik prensibinin test edilmesinde yeni bir yaklaşım sunması ve bu yaklaşımın kendisinden sonra gelen Eötvös gibi fizikçilere ilham vermiş olmasıdır.

Baron Roland von Eötvös, 1889 yılında gerçekleştirdiği burulma terazisi deneyinde eşdeğerlik prensibini test etmeye çalıştı. Eötvös'ün deney düzeneği şekil 2.4'de görüldüğü gibi basitçe şu şekildedir (Fischbach and Talmadge 1999):



Şekil 2.4 Eötvös burulma terazisi zayıf eşdeğerlik prensibi testi.

Burada \vec{g}_0 , burulma kablusunun yönü boyunca lokal yerçekimin ivmesi ve θ_1 ve θ_2 , \vec{g}_0 ile tanımlanan lokal düşeyden sapmalar olarak tanımlandı. Farklı materyallerden yapılmış iki kütle, çubuk şeklindeki katı cismin iki ucuna asılmıştır. Çubuk ise bir burulma kablosu ile asılı durumdadır. Deneyin en basit biçimi, çubuğu önce doğu-batı doğrultusunda asıp kablodaki torku ölçmek ve daha sonra sistemi 180° döndürdükten sonra torku tekrar ölçmek ve ölçülen bu iki tork değerini karşılaştırmaya dayanır. Guyot'un göstermiş olduğu gibi, kütlelerin çubuğa asılma açıları eşdeğerlik ilkesinin geçersiz olduğu durumda farklı olur. Bu durumda bu açılar κ parametresine bağlıdır. Çubuğu doğu-batı doğrultusunda koyduğumuzda, asılı kütleler merkezkaç kuvveti nedeni ile kuzey yarımkürede bir miktar güneye doğru kaymış bir ağırlık vektörü ile çekilirler. Bu vektörün güneye kayma miktarı κ parametresine de bağlıdır. Bu nedenle, eşdeğerlik ilkesinin geçersiz olduğu durumda çubuğun asılı olduğu kabloyu buran bir tork oluşur. Bu burulma, kabloya yapıştırılmış bir aynadan ışık yansıtmak ve bu ışıktaki sapmayı ölçmek yardımıyla ölçülebilir. Şekilde görülen burulma kablосуna etki eden net kuvvet;

$$\begin{aligned}\vec{T}_{net} &= \vec{W}_1 + \vec{W}_2 \\ &= -(m_1 + m_2)a_c \sin\phi \hat{r} + \{[m_1(1 + \kappa_1) + m_2(1 + \kappa_2)]g_N - (m_1 + m_2)a_c \cos\phi\} \hat{\phi}\end{aligned}\tag{2.21}$$

olacaktır. Buradan, kabloyu buran torkun büyüklüğü bulunabilir:

$$\Delta\tau \approx -m_1 l_1 \Delta\kappa g_N \sin\beta \quad (2.22)$$

Görüldüğü gibi torkun büyüklüğü $\Delta\kappa$ parametresine bağlıdır. Eötvös, 1889 yılında gerçekleştirdiği deneyde $|\Delta\kappa| \leq \frac{1}{2 \times 10^7}$ limitini koydu. Bu Bessel'in limitinden yaklaşık 300 kat bir iyileşme vermektedir. 1904-1909 yılları arasında Eötvös, Pekar ve Fekete (EPF) aynı deneyi daha hassas bir düzenek ile tekrarladılar. 1909 yılında yayınladıkları makalede $|\Delta\kappa| \leq 10^{-8}$ limitini koydular. Ancak gerçekleştirdikleri deneyin ayrıntılarını makalelerinde sunma gereği duymadılar. 1916 yılında Genel Göreliliğin formülasyonundan sonra, eşdeğerlik ilkesi daha da önem kazandı. Bunun üzerine 1904-1909 yıllarındaki çalışmalarını derleyen Pekar 1922 yılında deneylerinin detaylarını içeren bir makale yayınladı. Pekar, 1922 makalesinde deney sonuçlarının tekrar analiz edilmesi sonucu $|\Delta\kappa| \leq 5 \times 10^{-9}$ limitini koydu.

EPF gözlemlerinin büyük çoğunluğunu farklı materyallerin dünyaya doğru olan ivmelenmesi oluşturur. Ancak EPF aynı zamanda magnalyum (bir magnezyum-alüminyum alaşımı) ve platinyumun güneşe doğru olan ivmelenmelerini de ölçtüler. Sonuç olarak bu materyaller için $\Delta\kappa$ 'nın 6×10^{-9} 'dan daha büyük olmadığını gösterdiler.

EPF'nin ilk olarak gerçekleştirdiği gibi güneşi kütle çekim kaynağı olarak alıp farklı materyallerin güneşe doğru olan ivmelenmelerini dikkate alarak gerçekleştirilen WEP deneylerine genel olarak "solar eşdeğerlik prensibi deneyleri" adı verilir. Dünya için gerçekleştirilen burulma terazisi deneylerinde önemli deneysel güçlük terazinin 180° döndürülmesinde meydana gelen gürültüdür. Bu güçlük, solar eşdeğerlik prensibi deneylerinde ortadan kalkar. Dünyanın kendi ekseninde dönmesi ile birlikte güneş, terazinin çevresinde dönecek ve terazinin döndürülmesine gerek kalmayacaktır. Elbette, dünya üzerindeki bir terazi için güneşin kütle çekiminin etkisi az olacaktır ancak Roll, Krotkov ve Dicke yine de solar eşdeğerlik prensibi deneylerinin dünya için yapılan deneylerden daha avantajlı olduklarını göstermişlerdir.

Solar eşdeğerlik prensibi deneyleri EPF ekibinden sonra 1964 yılında Roll, Krotkov ve Dicke tarafından Princeton Üniversitesi'nde ve Braginsky ile Panov tarafından 1971 yıllarında Moskova'da gerçekleştirilmiştir. Bu nedenle bu deneyler literatüre Princeton ve Moskova

deneyleri olarak geçmiştir. Princeton ekibi, orijinal olarak Eötvös tarafından kullanılan $\Delta\kappa$ parametresi yerine, Eötvös kesri adını verdikleri,

$$\eta = \frac{2 \left[\left(\frac{m_P}{m_I} \right)_1 - \left(\frac{m_P}{m_I} \right)_2 \right]}{\left(\frac{m_P}{m_I} \right)_1 + \left(\frac{m_P}{m_I} \right)_2} \quad (2.23)$$

niceliğine sınırlama koydular. Burada 1 ve 2 indisi farklı materyalleri göstermektedir. Ancak,

$$\eta \approx \kappa_1 - \kappa_2 = \Delta\kappa \quad (2.24)$$

olduğu gösterilebilir. Princeton ve Moskova deneyleri,

$$\eta = \begin{cases} 1 \times 10^{-11} [Princeton] \\ 1 \times 10^{-12} [Moskova] \end{cases} \quad (2.25)$$

limitlerini koymuşlardır.

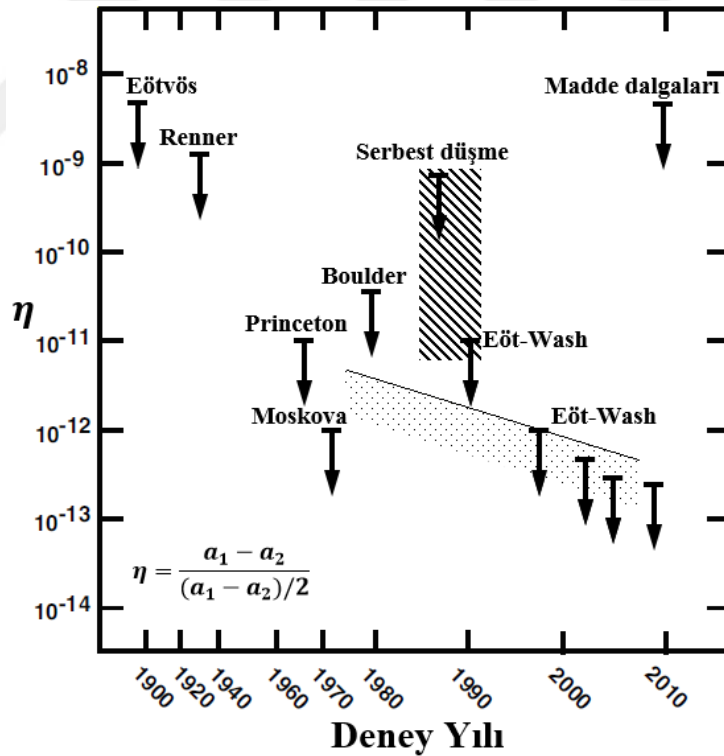
Burulma terazisi deneyleri daha sonraki yıllarda da çok sayıdaki deney grubu tarafından tekrarlanmıştır. Bu modern deneylerde hem WEP'den sapma hem de varsayımsal kompozisyon bağımlı orta menzilli beşinci kuvvet test edilmeye çalışılmıştır. Bu deney gruplarından belki de en önemlisi Eöt-Wash grubudur. Eöt-Wash deneyleri, Princeton ve Moskova deneylerinden farklı olarak bir solar eşdeğerlik prensibi deneyi değil, dünyanın kütle çekimi için yapılmış olan bir deneydir. Eöt-Wash grubunun en duyarlı sonuçları,

$$\begin{aligned} \eta(Be - Al) &= (-0,2 \pm 2,8) \times 10^{-12} \\ \eta(Be - Cu) &= (-1,9 \pm 2,5) \times 10^{-12} \end{aligned} \quad (2.26)$$

şeklindedir. Sarkaç ve burulma terazisi deneylerinden başka, zayıf eşdeğerlik ilkesinin test edilmesinde farklı deneysel yöntemler de kullanılmıştır. Bunlara örnek olarak; serbest düşme deneyleri, yüzen top deneyleri,... gibi deneyler verilebilir. Serbest düşme deneylerine, literatürde Galileo deneyleri de denmektedir. Galileo Galilei'nin 1590 yılında böyle bir deney gerçekleştirdiği rivayet olunur. Ancak Galilei'nin farklı kompozisyona sahip cisimler için değil de farklı büyüklükteki cisimler için deney yaptığı bilim tarihçileri tarafından kabul

edilmektedir. Bu nedenle Galilei'yi WEP'i sınavan ilk kişi olarak kabul etmek tartışmalıdır. Modern Galileo deneyleri, Colorado Üniversitesi'nde, uranyum ve bakırdan yapılmış cisimlerin serbest düşme ivmelerinin laser interferometre tekniği yardımıyla ölçülmesi ile gerçekleştirilmiştir.

η parametresine daha kuvvetli sınırlamalar koymak amacıyla çok sayıda proje geliştirilme ve planlama aşamasındadır. Bunlardan bir tanesi MICROSCOPE (MICRO-Satellite a Trainee Compensee pour l'observation du Principe d'Equivalence) adlı Fransız uzay ajansının bir projesidir. 25 Nisan 2016'da uzaya fırlatılan MICROSCOPE'dan ilk sonuç raporu 4 Aralık 2017'de yayımlanmaya başlanmıştır. Bu proje WEP'in 10^{-15} mertebesine kadar test edilmesini planlanmaktadır. Diğer bir proje ise STEP (Satellite Test of the Equivalence Principle) adlı NASA ile Avrupa Uzay Ajansı (ESA) ortak projesidir. STEP projesinin hedefi, 10^{-18} mertebesinde test gerçekleştirmektedir. Zayıf eşdeğerlik prensibi testleri şekil 2.5'de ve çizelge 2.1'de verilmiştir.



Şekil 2.5 Farklı materyallerin veya cisimlerin ivmesindeki farkın kesrini veren η sınırlarını deney yıllarına göre gösteren zayıf eşdeğerlik ilkesinin seçili testleri (Tarahı bölge beşinci kuvvet arayışına ilişkin çok sayıda deneyi temsil etmektedir. Noktalı bölge ise LLR (Lunar Laser Ranging) deneylerinin 1980'lerden beri η sınırlamalarına getirdiği iyileşmeyi göstermektedir.) (Will 2014).

Çizelge 2.1 Zayıf eşdeğerlik prensibi testleri.

<u>Deney</u>	<u>Referans</u>	<u>Metot</u>	<u>Test Maddeleri</u>	<u>η Limitleri</u>
Newton	Newton (1686)	Sarkaç	Çeşitli	10^{-3}
Bessel	Bessel (1832)	Sarkaç	Çeşitli	2×10^{-5}
Eötvös	Eötvös, Pekar, Fekete (1922)	Burulma Terazisi	Çeşitli	5×10^{-9}
Potter	Potter (1923)	Sarkaç	Çeşitli	2×10^{-5}
Renner	Renner (1935)	Burulma Terazisi	Çeşitli	2×10^{-9}
Princeton	Roll, Krotkov, Dicke (1964)	Burulma Terazisi	Alüminyum ve altın	10^{-11}
Moskova	Braginsky, Panov (1971)	Burulma Terazisi	Alüminyum ve platinyum	10^{-12}
Boulder	Keiser, Faller (1979)	Suda Yüzme	Bakır ve tungsten	4×10^{-11}
Eöt-Wash	Adelberger vd. (1990)	Burulma Terazisi	Berilyum ve bakır	10^{-11}

2.2.2 Einstein Eşdeğerlik İlkesinin Test Edilmesi

WEP için gerçekleştirilen deneysel testler aynı zamanda EEP’yi de sınarlar. Ancak bu durumun tersi doğru değildir. EEP, WEP’i içermesinin yanı sıra Lokal Lorentz Değişmezliği (LLI-Local Lorentz Invariance) ve Lokal Konum Değişmezliği (LPI-Local Position Invariance) olarak bilinen iki ilkeyi daha içermektedir. WEP için deneysel testlerden bahsettiğimize göre şimdi geri kalan LLI ve LPI ilkelerinin deneysel testlerinden bahsedelim.

2.2.2.1 Lokal Lorentz Değişmezliği Testleri

Özel göreliliği test etmek için tasarlanmış her deney bir ölçüde LLI ilkesini de test eder. Çünkü dünya üzerindeki her laboratuvar gravitasyonel bir alan içerisindedir. Ancak bu deneylerin büyük bir kısmı Eötvös deneyinin WEP üzerine koyduğu sınırlama ile karşılaştırıldığında, LLI üzerine zayıf bir sınırlama koymaktadır. Örnek vermek gerekirse; temel parçacık deneyleri ile LLI ilkesinin test edilmesi mümkün olmasına karşın bu deneyler “temiz test” olarak kabul edilemez. Çünkü temel parçacık deneylerinde çoğu zaman Lorentz değişmezliğinin kırılmasını,

karmaşık güçlü ve zayıf etkileşme etkilerinden ayırmak güçtür. Öte yandan, LLI ilkesinin test edilmesine ilişkin deneysel çalışmalar içerisinde bir tanesi çok yüksek duyarlılıkta ve “temiz test” olarak nitelendirilebilecek bir çalışmadır. Bu, Hughes-Drever deneyi olarak bilinen deneydir. Bu deney, 1959-60 yılları arasında Yale Üniversitesi’nde Hughes ve çalışma arkadaşları ile onlardan bağımsız olarak Glasgow Üniversitesi’nde Drever tarafından gerçekleştirilmiştir. Glasgow versiyonunda $J = 3/2$ taban durumundaki ${}^7\text{Li}$ çekirdeği bir dış manyetik alana konulmuş ve enerji düzeylerindeki yarıllama gözlenmiştir. Bir dış pertürbasyonun olmadığı durumda, enerji düzeyleri manyetik alanın etkisiyle dört eşit aralıklı düzeye ayrılır. Bu durumda geçiş çizgileri tektir. Yani tek bir spektrum çizgisi gözlenir. Uzayda tercihli bir yön ile ilişkili, kuadrapol ($l = 2$) bileşenine sahip her dış pertürbasyon, düzeylerin eşit aralıklı olmasını bozar. Deneyde, geçiş çizgilerinin gözlenmesinde NMR teknikleri kullanılmış ve çizgilerin ayrılmasına frekans birimi ile $0,04 \text{ Hz}$ ($1,7 \times 10^{-16} \text{ eV}$) limiti konulmuştur. Bu deneyin bir sonucu, ${}^7\text{Li}$ çekirdeğinin eylemsizlik kütleindeki olası δm_l^{ij} anizotropisine $|\delta m_l^{ij}| \leq 1,7 \times 10^{-16} \text{ eV}$ limitini koymasındır. ${}^7\text{Li}$ çekirdeğinin farklı türden iç enerjilerden oluştuğu düşünüldüğünde her bir tür iç enerjinin δm_l^{ij} ’ye getirdiği katkı,

$$\delta m_l^{ij} \approx \sum_A \delta^A \frac{E^A}{c^2} \quad (2.27)$$

şeklinde alınabilir. Burada δ^A , A etkileşmesi tarafından indüklenen anizotropiyi ölçen boyutsuz bir parametredir. Farklı tür iç enerjilerin çekirdeğin toplam enerjisine getirdiği katkıları daha önce vermiştik. Bunlar kullanılırsa,

$$\begin{aligned} |\delta^S| &< 10^{-23} & |\delta^{HF}| &< 5 \times 10^{-22} \\ |\delta^{ES}| &< 10^{-22} & |\delta^W| &< 5 \times 10^{-18} \end{aligned} \quad (2.28)$$

limitleri konulur. Burada, δ^{MS} parametresine limit konulamamasının sebebi ${}^7\text{Li}$ için manyetostatik enerjinin sıfır olmasıdır. Bu limitlerin bu kadar küçük olması sebebi ile Hughes-Drever deneyi en hassas null deney kabul edilmektedir. Lokal Lorentz Değişmezliğinin çiğnendiği durumda, fizik yasalarının özel bir formda olduğu tercihli bir koordinat çerçevesi bulunmalıdır. Bu çerçeveyi evrenin durgun çerçevesi veya eşdeğer olarak kozmik mikrodalga zemininin durgun çerçevesi olarak alabiliriz.

2.2.2.2 Lokal Konum Değişmezliği Testleri

Lokal Konum Değişmezliğinin iki temel testini, lokal deneylerin sonuçlarının uzaysal bağıllığını test eden gravitasyonel kırmızıya kayma deneyleri ile zamansal bağıllığını test eden temel non-gravitasyonel sabitlerin sabitliğinin belirlenmesi deneyleri oluşturur.

Gravitasyonel Kırmızıya Kayma Deneyleri: Tipik bir gravitasyonel kırmızıya kayma deneyi, statik bir gravitasyonel alanda farklı yükseklikteki noktalara durgun olarak yerleştirilmiş özdeş frekans standartları (saatler) arasındaki $Z \equiv \Delta\nu / \nu = -\Delta\lambda / \lambda$ frekans veya dalgaboyu kaymasını ölçer. Şimdi böyle bir deneyin LPI'yı test ettiğini gösterelim. Bunun için EEP'nin arta kalan parçaları olan WEP ve LLI'nın geçerli olduğunu kabul edelim. Tüm test cisimleri ile aynı şekilde bir \vec{g} ivmesi ile statik gravitasyonel alana göre ivmelenen serbest düşen lokal çerçevelerin varlığı, WEP ile garantilenmiştir. Lokal Lorentz Değişmezliği ise bu çerçevelerde bir atom saati ile ölçülen öz zamanın Minkowski metriği ile,

$$c^2 d\tau^2 \propto -\eta_{\mu\nu} dx_F^\mu dx_F^\nu \propto c^2 dt_F^2 - dx_F^2 - dy_F^2 - dz_F^2 \quad (2.29)$$

şeklinde alakalı olmasını garantiler. Burada x_F^μ , serbest düşen çerçeve üzerindeki koordinatları göstermektedir. LLI'nin sadece orantılı olmayı gerektirdiğine dikkat edilmelidir. Bir atom saatine göre durgun olan bir serbest düşen lokal çerçevede öz zamanın konuma bağlı olmasına izin verelim. (LPI çiğnenir) Yani, herhangi bir atomsal zaman standardını temel alan bir saate göre tik taklar arasında geçen öz zaman $\tau = \tau(\Phi)$ şeklinde verilsin. Burada, $\Phi, \vec{g} = \zeta \vec{\nabla} \Phi$ olacak şekilde (gradyanlı test cisminin ivmesi ile alakalı olacak şekilde) gravitasyonel potansiyeldir.

Şimdi, ışık yayıcının, soğurucunun (ışık dedektörü) ve gravitasyonel alanın statik olduğunu kabul edelim. Bu durumda bir statik (t_S, \vec{x}_S) koordinat sistemi vardır. Statik koordinat sisteminde, yayınlanan sinyalin ardışık dalga tepelerinin yörüngeleri bir tepeden diğerine Δt_S zaman ötelemesi dışında tamamen özdeştir. Dolayısıyla, yayıcının ve soğurucunun dalga tepelerinin geçmesi ile birlikte geçen zaman aralığı Δt_S 'ye eşittir. Statik koordinatlar, serbest düşen koordinatlar değildir. Serbest düşen çerçeveye göre yukarı yönde (+z yönü) g ivmesi ile ivmelenen koordinatlardır. Dolayısı ile $|gt_S/c| \approx |gz_S/c^2| \ll 1$ olduğu durumda (yani g 'nin saatler arasındaki mesafe boyunca düzgün olduğu durumda) statik koordinatlardan serbest düşen koordinatlara aşağıdaki Lorentz dönüşümü ile geçilebilir:

$$\begin{aligned}
ct_F &= \left(z_S + c^2/g\right) \sinh\left(gt_S/c\right) & z_F &= \left(z_F + c^2/g\right) \cosh\left(gt_S/c\right) \\
x_F &= x_S & y_F &= y_S
\end{aligned} \tag{2.30}$$

Böylece atomik saatlere göre ölçülen öz zaman,

$$\begin{aligned}
c^2 d\tau^2 &= \tau^2 (c^2 dt_F^2 - dx_F^2 - dy_F^2 - dz_F^2) \\
&= \tau^2(\Phi) \left[\left(1 + g^z_S/c^2\right)^2 c^2 dt_S^2 - dx_S^2 - dy_S^2 - dz_S^2 \right]
\end{aligned} \tag{2.31}$$

şeklinde verilir. Buradaki $\tau^2(\Phi)$ çarpanı, serbest düşen çerçevedeki farklı noktalardaki saatlerin zamanlarının farkından ileri gelir. (Özel Görelilikten farklı olarak LPI geçerli değildir.) Statik koordinatlarda ölçüldüğünde emisyon ve soğrulma oranları eşit ve $(1/\Delta t_S)$ olduğundan ayrıca her iki saat için de $dx_S = dy_S = dz_S = 0$ olduğundan ölçülen $\nu = \Delta\tau^{-1}$ oranları aşağıdaki gibi ilişkilidir:

$$\Delta\tau = \tau(\Phi) \left(1 + \frac{gz_S}{c^2}\right) \Delta t_S \tag{2.32}$$

$$Z = \frac{\nu_{rec} - \nu_{em}}{\nu_{rec}} = 1 - \left[\frac{\tau(\Phi_{rec}) \left(1 + \frac{gz_{rec}}{c^2}\right)}{\tau(\Phi_{em}) \left(1 + \frac{gz_{em}}{c^2}\right)} \right] \tag{2.33}$$

burada

$$\nu_{reception} = \frac{1}{\Delta\tau_{rec}}, \quad \nu_{emission} = \frac{1}{\Delta\tau_{em}} \tag{2.34}$$

$\Delta z = z_{rec} - z_{em}$ ayrımının küçük olduğu durumlarda, $\tau(\Phi)$ aşağıdaki formda açılabilir:

$$\begin{aligned}
\tau(\Phi_{rec}) &= \tau(\Phi_{em}) + \frac{\partial\tau}{\partial\Phi}(\Phi_{em})(\Phi_{rec} - \Phi_{em}) = \tau(\Phi_{em}) + \frac{\partial\tau}{\partial\Phi}(\Phi_{em})\zeta^{-1}\vec{g} \cdot (\vec{z}_{rec} - \vec{z}_{em}) \\
&= \tau_0 + \tau'_0\zeta^{-1}\vec{g} \cdot \Delta\vec{z}
\end{aligned} \tag{2.35}$$

Burada $\tau_0 \equiv \tau(\Phi_{em})$, $\tau'_0 \equiv \partial\tau/\partial\Phi(\Phi_{em})$ olarak tanımlıdır. Bu ifade kullanılarak,

$$Z = (1 + \alpha) \frac{\Delta U}{c^2} \quad (2.36)$$

elde edilir. Burada $\alpha \equiv c^2 \zeta^{-1} \tau'_0 / \tau_0$ ve $\Delta U = \vec{g} \cdot \Delta \vec{z} = -g(z_{rec} - z_{em})$ olarak tanımlanmıştır. Eğer saatin akış hızı konum bağımlı değilse $\alpha = 0$ olur ve kırmızıya kayma standart değere sahiptir. Yani, $Z = \Delta U/c^2$ olur. Bu kırmızıya kayma, LPI geçerli olduğunda serbest düşen koordinat çerçevesinde gözlenen kaymadır. Gravitasyonel kırmızıya kayma deneyleri ile α parametresi sınırlanabilir. Bu parametre LPI'nın kırılması ile ilgili olduğundan buradan LPI'nın geçerliliği üzerine sınır koymak da mümkündür.

İlk başarılı yüksek duyarlılıklı gravitasyonel kırmızıya kayma deneyi, 1960-65 yıllarında gerçekleştirilen Pound-Rebka-Snider deney serisidir. Bu deney serisinde, Fe^{57} elementinden yayınlanan gama ışınlarının Harvard Üniversitesi Jefferson fizik laboratuvarı kulesinde yerden yukarı veya aşağı hareketi boyunca meydana gelen frekans kayması ölçülmüştür. 1960 sonrası yapılan diğer deneylerde ise güneşin gravitasyonel alanından kaynaklanan spektral çizgilerdeki kayma ve uçaklar, roketler ve uydulara yerleştirilen atom saatlerindeki değişim oranı ölçülmüştür.

Hidrojen-maser saatleri (hydrogen-maser clocks), süperiletken-kavite kararlı salınıcı saatleri (SCSO-superconducting cavity stabilized oscillator clocks) gibi yeni tip yüksek hassasiyetli saatlerin geliştirilmesi ile birlikte daha duyarlı deneylerin yapılabilme olanağı doğmuştur. Bu tür modern yüksek hassasiyetli saatlerin kullanıldığı ilk deney 1976 yılında gerçekleştirilen Vessot-Levine roket kırmızıya kayma deneyidir. Bu deneyde, bir hidrojen-maser saati bir roket ile 10000 km yüksekliğe kadar kaldırılmış ve frekansı yerdeki benzer bir saatinki ile karşılaştırılmıştır. 1960 yılı ve sonrasında gerçekleştirilmiş benzer deneyler çizelge 2.2'de verilmiştir.

Çizelge 2.2 Gravitasyonel kırmızıya kayma deneyleri.

<u>Deney</u>	<u>Referans</u>	<u>Metot</u>	<u>α limiti</u>
Pound-Rebka-Snider	Pound ve Rebka (1960) Pound ve Snider (1965)	Fotonların serbest düşmesi	10^{-2}
Brault	Brault (1962)	Solar spektral çizgiler	5×10^{-2}
Jenkins	Jenkins (1969)	GEOS-1 uydusundaki kristal salıncı saatleri	9×10^{-2}
Snider	Snider (1972-74)	Solar spektral çizgiler	6×10^{-2}
Jet deneyi (A)	Hafele ve Keating (1972)	Jet uçağındaki sezyum demet saatleri	10^{-1}
Jet deneyi (B)	Alley (1979)	Jet uçağındaki rubidyum saatleri	2×10^{-2}
Vessot-Levine roket kırmızıya kayma deneyi	Vessot ve Levine (1979) Vessot vd. (1980)	Roketteki hidrojen maser saati	2×10^{-4}
“Null” kırmızıya kayma Deneyi	Turneaure vd. (1983)	Hidrojen maser ve SCSO saatleri	10^{-2}

Kararlı saatlerin yapılması ile birlikte, doğrudan LPI prensibini test eden yeni tür kırmızıya kayma deneyleri mümkün olmuştur. Bu deneyler; “null” gravitasyonel kırmızıya kayma deneyleri olarak adlandırılırlar ve aynı laboratuvarıda yan yana duran farklı yapıdaki saatlerin zamanlarının karşılaştırılması ilkesine dayanırlar. Eğer LPI çiğneniyorsa bu durumda atom saatinin öz zamanı konumla değişmekle kalmaz aynı zamanda saatin yapısına ve kompozisyonuna da bağlı olur. Aksi halde tüm saatlerin öz zamanının konum ile evrensel biçimde değişmesi gerekir ki bu durumda bu etkiyi (LPI’nın kırılması) belirlemenin hiçbir yolu yoktur. Çünkü bir saat daima standart olarak alınmalı ve oranlar o saate göre belirlenmelidir. Dolayısıyla A tipindeki bir saat için bir Φ potansiyeli ile belirlenen konumdaki öz zaman,

$$\begin{aligned}
 \tau^A(\Phi) &= \tau^A(\Phi_0) + \frac{\partial \tau^A}{\partial \Phi}(\Phi_0)(\Phi - \Phi_0) = \tau^A(\Phi_0) + \frac{\partial \tau^A}{\partial \Phi}(\Phi_0)\zeta^{-1}\vec{g} \cdot (\vec{z} - \vec{z}_0) \\
 &= \tau_0^A + \tau_0'^A \zeta^{-1}\vec{g} \cdot \Delta\vec{z} = \tau_0^A \left(1 - \alpha^A \frac{\Delta U}{c^2}\right)
 \end{aligned} \tag{2.37}$$

şeklinde verilir. Aynı noktadaki farklı iki saatin karşılaştırılmasıyla,

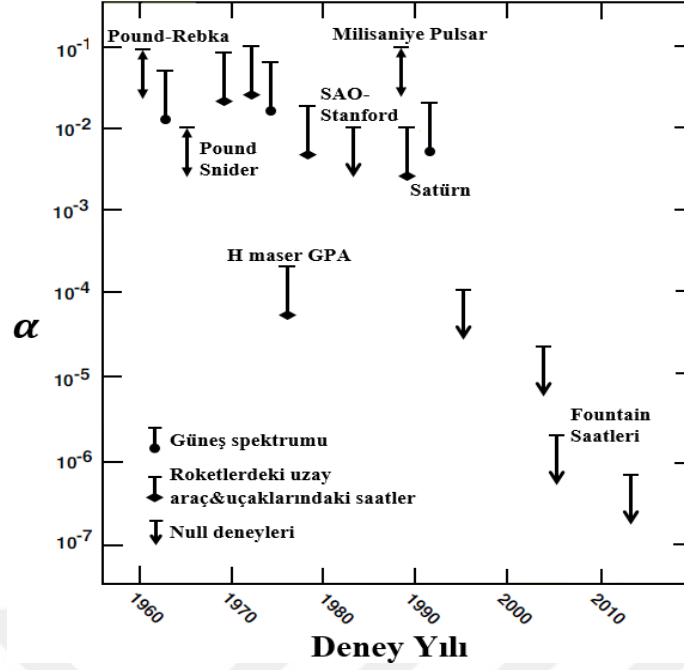
$$\tau^A/\tau^B = \left(\tau^A/\tau^B\right)_0 \left[1 - (\alpha^A - \alpha^B) \Delta U/c^2\right] \quad (2.38)$$

oranları bulunur. Burada $(\tau^A/\tau^B)_0$ kesri, seçilen bir ilk konumda iki saatin zamanları arasındaki sabit orandır. Bu tip bir “null” kırmızıya kayma deneyi 1978 yılında Stanford Üniversitesi’nde gerçekleşmiştir. İki hidrojen maser saati ile üç SCSO saatlerinin öz zamanları 10 günlük bir periyot boyunca karşılaştırılmıştır. Bu süre boyunca, solar potansiyel dünyanın dönmesinden dolayı 24 saatlik periyotla sinüzoidal olarak 3×10^{-13} kadar ve Nisan ayında dünyanın periheliyonu 90° ’de olmasından dolayı doğrusal olarak 3×10^{-12} kadar değişmiştir. Elde edilen verinin analizinden,

$$|\alpha^H - \alpha^{SCSO}| < 10^{-2} \quad (2.39)$$

limiti konmuştur.

Sabitlerin Sabitliği Deneyleri: Lokal Konum Değişmezliğinin bir diğer anahtar testi, kozmolojik zaman ölçekleri boyunca non-gravitasyonel sabitlerin sabitliği testleridir. Bu konudaki gözlemler, uzak galaksi ve kuasarların spektral çizgilerinin karşılaştırılmasından güneş sistemindeki izotopların ölçülmesine kadar uzanır. Bu testlerden çok ilginç ve elektromanyetik, zayıf ve güçlü bağlaşım sabitlerine güçlü sınırlar koyan bir tanesi, Oklo Doğal Reaktörü’ndeki atık nükleer maddelerin incelenmesi ile gerçekleştirilmiştir. Oklo Doğal Reaktörü, Afrika Gabon’da doğal olarak meydana gelmiş bir nükleer reaktördür. Bu reaktörde U^{235} yaklaşık iki milyar yıl önce parçalanmaya uğramış ve geriye nükleer atıklar bırakmıştır. Bu nükleer atıkların incelenmesi, iki milyar yıl önceki elektromanyetik, zayıf ve güçlü bağlaşım sabitleri ile bu sabitlerin günümüzdeki değerlerini karşılaştırma imkanı vermektedir. Yapılan çalışmalar sonucu, ince yapı sabitine $\alpha = e^2/\hbar c = 4 \times 10^{-4}$, zayıf etkileşme sabitine $\beta = G_f m_P^2 c/\hbar^3 = 2$ ve güçlü etkileşme sabitine $g_s^2 = 8 \times 10^{-2}$ sınırları konulmuştur (Hubble zamanı= 2×10^{10} yıl). Şekil 2.6’da α üzerinde sınırlamaları gösteren gravitasyonel kırmızıya kayma deneyleri ile lokal konum değişmezliğinin deney yıllarına göre testleri ve çizelge 2.3’de ise non-gravitasyonel sabitlerin kozmolojik çeşitliliği üzerindeki limitler verilmiştir.



Şekil 2.6 $\Delta\nu/\nu = (1 + \alpha)\Delta U/c^2$ formülünden kırmızıya kayma sapma derecesini ölçen α üzerinde sınırlamaları gösteren gravitasyonel kırmızıya kayma deneyleri ile lokal konum değişmezliğinin deney yıllarına göre seçili testleri (Will 2014).

Çizelge 2.3 Non-gravitasyonel sabitlerin kozmolojik çeşitliliği üzerindeki limitler.

<u>k sabiti</u>	<u>Hubble zamanı başına \dot{k}/k üzerindeki limit</u>	<u>Metot</u>	<u>Referans</u>
İnce yapı sabiti ($\alpha = e^2/\hbar c$)	4×10^{-4}	Jeolojik zaman üzerindeki $Re^{187} \beta$ bozunma oranı	Dyson (1972)
	8×10^{-2}	MgII ince yapı ve $Z=0,5$ 'de radyo kaynağında 21cm çizgi	Wolfe, Brown, Roberts (1976)
	8×10^{-2}	SCSO saatine karşı sezyum ışın saati	Turneure ve Stein (1976)
Zayıf etkileşme sabiti ($\beta = g_f m_p^2 c/\hbar^3$)	2	Re^{187}, K^{40} bozunma Oranları	Dyson (1972)
Elektron-proton kütle oranı (m_e/m_p)	1	Kuasar spektral çizgilerinde kütle kayması	Pagel (1977)
Proton giromanyetik faktör ($g_p m_e/m_p$)	10^{-1}	MgII, 21cm çizgi	Wolfe, Brown, Roberts (1976)
Güçlü etkileşmeler (g_s^2)	8×10^{-2}	Nükleer stabilite	Davies (1972)

2.3 EEP ANALİZİ İÇİN TEORİK ÇERÇEVELER

2.3.1 $TH\epsilon\mu$ Formalizmi

Schiff'in varsayımını ispatlamak için ilk başarılı girişim, Lightman ve Lee tarafından yapıldı. Onlar, metrik olmayan teorilerin çoğunu ve gravitenin tüm metrik teorilerini kapsayan $TH\epsilon\mu$ formalizmi olarak adlandırılan bir çerçeve geliştirdiler. Bu formalizm, yüklü parçacıkların davranışını (sadece elektromanyetik etkileşimler), potansiyeli U ile tanımlanan dış statik küresel simetrik (SSS) gravitasyonel alanda sınırlamaktadır. Dış potansiyeldeki yüklü parçacıkların hareketini iki keyfi $T(U)$ ve $H(U)$ fonksiyonu ile karakterize etmektedir ve elektromanyetik alanların dış potansiyele (gravitasyonel olarak modifiye edilmiş Maxwell denklemleri) tepkisi iki fonksiyonla $\epsilon(U)$ ve $\mu(U)$ karakterize etmektedir. T , H , ϵ ve μ 'nün formları teoriden teoriye farklı olur, ancak tüm U 'lar için her metrik teori,

$$\epsilon = \mu = \left(\frac{H}{T}\right)^{1/2} \quad (2.40)$$

uyumaktadır. Bu sonuç, minimal veya metrik bağlaşım ile elektrodinamiğin eyleminden kaynaklanır:

$$\begin{aligned} I = & - \sum_a m_{0a} \int (-g_{\mu\nu} v_a^\mu v_a^\nu)^{\frac{1}{2}} dt \\ & + \sum_a e_a \int A_\mu(x_a^\nu) v_a^\mu dt - \frac{1}{16\pi} \int \sqrt{-g} g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta} d^4x \end{aligned} \quad (2.41)$$

burada m_{0a} “a” parçacığının durgun kütlesi, e_a “a” parçacığının yükü, v_a^μ “a” parçacığının koordinat hızı, A_μ elektromanyetik vektör potansiyeli ve $F_{\mu\nu} \equiv A_{\nu,\mu} - A_{\mu,\nu}$ 'dir. SSS alanında $g_{00} = T$ ve $g_{ij} = H\delta_{ij}$, $F_{i0} = E_i$, $F_{ij} = \epsilon_{ijk}B_k$ tanımlanırsa denklem (2.40) elde edilir. Diğer taraftan, denklem (2.40)'a uyan bu tarzdaki her teori, metrik formda kendi elektrodinamik denklemine sahip olabilir. Verilen bir metrik olmayan teoride T , H , ϵ ve μ fonksiyonları, genel olarak Dünya, Güneş ve galaksinin potansiyelini içeren tam gravitasyonel çevreye hem de kozmolojik sınır koşullarına bağlı olacaktır. Belirli bir deneyde bu faktörlerden hangisinin en fazla etkiye sahip olduğu, deneyin doğasına bağlı olacaktır.

Lightman ve Lee, daha sonra, etkileşimli yüklü parçacıklardan oluşan bir “test” cisminin düşüş oranını açıkça hesapladı ve oranın, ancak denklem (2.40) sağlanırsa cismin iç elektromanyetik yapısından (WEP) bağımsız olduğunu buldu. Başka bir deyişle, WEP \Rightarrow EEP ve Schiff’in varsayımı, en azından formalizmin içine yerleştirilen kısıtlamalar için de doğrulandı. T , H , ϵ ve μ fonksiyonlarının belirli kombinasyonları EEP’in farklı yönlerini yansıtmaktadır. Örneğin, $\epsilon(T/H)^{1/2}$ ve $\mu(T/H)^{1/2}$ kombinasyonlarının herhangi birinin pozisyonu veya U -bağımlılığı, LPI ihlallerini işaret eder, ilk kombinasyon lokal olarak ölçülen elektrik yükünün veya ince yapı sabitinin rolünü oynar. Γ_0 ve Λ_0 metrik olmayan parametreler, EEP’nin bu tür ihlallerine yönelik önlemlerdir. Benzer şekilde, $Y_0 \equiv 1 - (TH^{-1}\epsilon\mu)_0$ parametresi herhangi bir yerde sıfır değilse o zaman LLI ihlalleri meydana gelecektir. Bu parametre, aşağıda verilen c ışık hızı ile c_0 materyal test parçacıklarının limit hızı arasındaki farka bağlıdır.

$$c = (\epsilon_0\mu_0)^{-1/2}, \quad c_0 = (T_0/H_0)^{1/2} \quad (2.42)$$

Birçok uygulamada, birimlerin uygun tanımıyla, c_0 birime eşit olarak ayarlanabilir. EEP geçerliyse her yerde $\Gamma_0 \equiv \Lambda_0 \equiv Y_0 = 0$ ’dır. Elektromanyetik olarak etkileşen parçacıkların kompozit küresel test cisminin düşme oranı aşağıdaki gibidir:

$$\vec{a} = \frac{m_p}{m} \nabla U \quad (2.43)$$

$$\frac{m_p}{m} = 1 + \frac{E_B^{ES}}{Mc_0^2} \left[2\Gamma_0 - \frac{8}{3}Y_0 \right] + \frac{E_B^{MS}}{Mc_0^2} \left[2\Lambda_0 - \frac{4}{3}Y_0 \right] + \dots \quad (2.44)$$

burada E_B^{ES} ve E_B^{MS} , aşağıda verilen cismin elektrostatik ve manyetostatik bağlanma enerjileridir:

$$E_B^{ES} = -\frac{1}{4}T_0^{1/2}H_0^{-1}\epsilon_0^{-1} \left\langle \sum_{ab} \frac{e_a e_b}{r_{ab}} \right\rangle \quad (2.45)$$

$$E_B^{MS} = -\frac{1}{8}T_0^{1/2}H_0^{-1}\mu_0 \left\langle \sum_{ab} \frac{e_a e_b}{r_{ab}} [\vec{v}_a \cdot \vec{v}_b + (\vec{v}_a \cdot \vec{n}_{ab})(\vec{v}_b \cdot \vec{n}_{ab})] \right\rangle \quad (2.46)$$

burada $r_{ab} = |\vec{x}_a - \vec{x}_b|$, $\vec{n}_{ab} = (\vec{x}_a - \vec{x}_b)/r_{ab}$ ve açılı parantezler, sistemin dahili durumu için kuşatılmış operatörün beklenen değerini gösterir. Eötvös deneyleri, denklem (2.44)'deki WEP ihlali terimlerine sınırlar koyar ve sonuçta $|\Gamma_0| < 2 \times 10^{-10}$ ve $|\Lambda_0| < 3 \times 10^{-6}$ metrik olmayan parametrelere sınırlar koymaktadır. Bu limitler, daha önce geçerliliği olan birkaç metrik olmayan gravite teorilerini dışlamak için yeterince kritiktir.

$THE\mu$ formalizmi, çeşitli atomik saatler ile tecrübe edilen gravitasyonel kırmızıya kaymayı belirlemek için kullanılabilecek gravitasyonel olarak modifiye edilmiş Dirac denklemini verir. α kırmızıya kayma parametresi için sonuçlar:

$$\alpha = \begin{cases} -3\Gamma_0 + \Lambda_0 & \text{hidrojen aşırı ince geçişi, H - Maser saati} \\ -\frac{1}{2}(3\Gamma_0 + \Lambda_0) & \text{kavite içindeki elektromanyetik mod, SCSO saati} \\ -2\Gamma_0 & \text{katıdaki foton modu, hidrojendeki temel geçiş} \end{cases} \quad (2.47)$$

Kırmızıya kayma, saatin doğasından bağımsız olarak ve sadece $\Gamma_0 \equiv \Lambda_0 \equiv 0$ ise standarttır. Böylece, Vessot-Levine roket kırmızıya kayma deneyi, $|3\Gamma_0 - \Lambda_0|$ parametre kombinasyonuna bir sınır koyar; hidrojen-maser ve SCSO saatlerini karşılaştıran null-kırmızıya kayma deneyi, $|\alpha_H - \alpha_{SCSO}| = 3|\Gamma_0 - \Lambda_0|/2$ üzerindeki sınırı ayarlamaktadır.

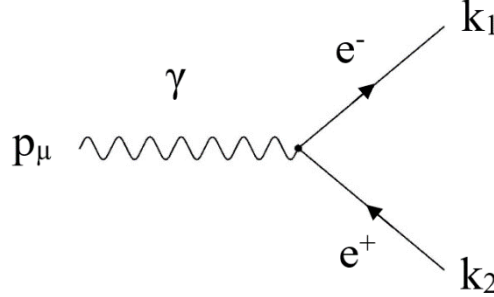
2.3.2 c^2 Formalizmi

Işık hızının değişmezliği postülası hiçe sayılırsa kırılan lorentz değişmezliğinin olasılığını belirlemede c^2 formalizmi ortaya çıkar. Formalizm gereği $c \neq 1$ olduğunda lokal lorentz değişmezliği ihlal edilmiş olur. Bu formalizm, küresel simetrik statik gravitasyonel bir alanda elektromanyetik olarak yüklü test parçacıkların hareketini dikkate alır ve aralarındaki etkileşmeyi tanımlar.

c^2 formalizmi yoluyla fotonun eşik enerjilerini bulmaya çalışalım (Coleman and Glashow 1997). İlk önce ışık hızını $c > 1$ olarak varsayalım. Dörtlü momentum;

$$p^\mu = (E, 0, 0, \frac{E}{c}) \quad (2.48)$$

ifadesiyle verilir ve zamansaldır. Yeterince enerjik bir foton hızlıca elektron-pozitron çiftine bozunabilir. Özel görelilikte olmayan bu süreç c^2 formalizmi ile gerçekleşir. Çünkü foton kütle kazanmıştır ve bir çerçevesi vardır. Şekil 2.7’de foton bozunumu diyagramı verilmiştir.



Şekil 2.7 Foton bozunumu.

Momentumun korunumundan yararlanarak $p = k_1 + k_2$ yazabiliriz. Her iki tarafın karesi alınırsa;

$$p^2 = k_1^2 + k_2^2 + 2k_1 \cdot k_2 \quad (2.49)$$

Relativistik enerji-momentum bağıntısı kullanılırsa;

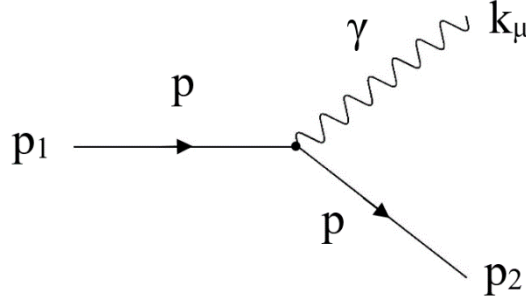
$$E^2 \left(1 - \frac{1}{c^2}\right) = 2m_e^2 + 2(E_1 \cdot E_2 - |\vec{k}_1| \cdot |\vec{k}_2| \cdot \cos\theta) \quad (2.50)$$

eşitliği yazılır. Bu eşitliği sağlayan en küçük E 'yi aramaktayız. E 'nin en küçük olabilmesi için $\cos\theta = 1$ olarak alınır. $m_{e-} = m_{e+}$ olduğunu düşünürsek $E_1 = E_2$ olur. Böylece $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ için fotonun eşik enerjisi;

$$E_0 = 2m_e \frac{c}{\sqrt{c^2 - 1}} \quad (2.51)$$

ifadesi olur. Yapılan çalışmalarda 20 TeV enerjili kozmik ışınlar (fotonlar) görülmüştür (Cronin et al. 1993). Eşik enerjisi ifadesini ele alırsak $c - 1 < 1,5 \times 10^{-15}$ sınırını buluruz.

Şimdi ışık hızını $c < 1$ olarak varsayalım. Işıktan daha hızlı hareket eden yüklü bir parçacık, vakum Cerenkov ışıınımı yoluyla hızlıca enerji kaybeder. Şekil 2.8’de vakum Cerenkov ışıınımı diyagramı verilmiştir.



Şekil 2.8 Vakum Cerenkov ışıınımı.

Momentumun korunumundan yararlanarak $p_1 = p_2 + k$ yazabiliriz. Her iki tarafın karesi alınırsa;

$$p_1^2 = p_2^2 + k^2 + 2k_\mu p_2^\mu \quad (2.52)$$

$k^2 = m_\gamma^2 = 0$ olduğu müddetçe eşitlik sağlanamaz. Reaksiyonun olabilmesi için $k^2 = -2k_\mu p_2^\mu$ eşitliği olmalıdır. Bu ancak fotonun dörtlü momentumu uzaysalsa mümkün olabilir. Relativistik enerji-momentum bağıntısını kullanılırsa;

$$E^2 \left(\frac{1}{c^2} - 1 \right) = 2(E \cdot E_2 - |\vec{k}| \cdot |\vec{p}_2| \cdot \cos\theta) \quad (2.53)$$

Enerjinin korunumunu $E_1 = E + E_2$ kullanırsak $p \rightarrow p + \gamma$ için eşik enerjisi;

$$E'_0 = M/\sqrt{1 - c^2} \quad (2.54)$$

olur. Burada M parçacık kütlesidir. Dikkat edilirse bu eşik değeri için $E_1 = E_2 \Rightarrow E = 0$ olmalıdır yani fotonun hiç enerji taşımadığı duruma karşılık gelir. E'_0 üzerinde enerji ile üretilen bir proton, enerjisi E'_0 'a yaklaşıncaya kadar bol miktarda foton yayar. $E > E'_0$ ile birincil kozmik ışın protonu Dünya'ya ulaşamayabilir. Yapılan çalışmalarda 10^{20} eV üstünde enerjili birincil protonlar tespit edildi (Wdowczyk and Wolfendale 1989). Eşik enerjisi ifadesini ele alırsak $1 - c < 5 \times 10^{-23}$ sınırını buluruz.

BÖLÜM 3

RELATİVİSTİK KUANTUM MEKANİĞİ, STANDART MODEL, STANDART MODEL GENİŞLETİLMESİ VE RANDALL-SUNDRUM EK BOYUT MODELİ

3.1 RELATİVİSTİK KUANTUM MEKANİĞİ VE HELİSİTE GENLİKLERİ

Relativistik olmayan bir m kütleli parçacığın kuantum mekaniksel denklemi, Schrödinger denklemi ile verilir. Bu denklemi, Erwin Schrödinger 1926 yılında türetmiştir. Serbest m kütleli bir parçacık için Schrödinger denklemi;

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{x}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}^2 \Psi(\vec{x}, t) , \quad \vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (3.1)$$

ile yazılır. Schrödinger denklemi relativistik bir denklem değildir. Çünkü relativistik bir denklemin zamana ve konuma göre türevleri aynı mertebeden olmalıdır. Oysaki (3.1) denkleminde görüldüğü üzere denklemin sol tarafındaki $\partial/\partial t$ birinci mertebeden türev iken denklemin sağ tarafındaki üç boyutlu diferansiyel operatör olan $\vec{\nabla}$ ikinci mertebeden türevler içermektedir.

Şimdi yüksek hızlı relativistik parçacıkların dalga denklemini veren relativistik kuantum mekaniği denklemlerini ele alalım. Fakat bu tek bir denklem değildir, parçacıkların spin sayısına göre değişmektedirler.

3.1.1 Klein-Gordon Denklemi

Klein-Gordon denklemi, Oskar Klein ve Walter Gordon tarafından 1926 yılında kuantum dalga denklemi olarak türetilmiştir. Bu denklem, spini sıfır olan parçacıkları inceleyen relativistik kuantum mekaniği denklemidir. Relativistik kuantum mekaniği denklemlerinin temelini relativistik enerji-momentum bağıntısı;

$$E^2 = \vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (3.2)$$

oluşturmaktadır. Enerji ve momentum operatörleri;

$$E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} , \quad \vec{p} \rightarrow -i\hbar \vec{\nabla} \quad (3.3)$$

olarak yazılır. Bu operatörleri, relativistik enerji-momentum bağıntısında yerine yazarsak;

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi = (-\hbar^2 c^2 \nabla^2 + m^2 c^4) \phi \quad (3.4)$$

bağıntısını elde ederiz. Bu denklemde görüldüğü gibi konum ve zamanın ikinci mertebeden türeve sahip olmasıyla simetri sağlanmıştır yani relativistik bir denklemdir. Bu relativistik denkleme Klein-Gordon denklemi denilmektedir. Eğer $\hbar = c = 1$ olan birim sistemine geçilirse;

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi - \nabla^2 \phi + m^2 \phi = 0 \quad (3.5)$$

şeklinde yazılır. Gösterimde kolaylık sağlayan d'Alembert işlemcisini tanımlayalım:

$$\square = \partial_\mu \partial^\mu = \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \quad (3.6)$$

Böylece Klein-Gordon denkleminin son biçimi aşağıdaki gibi yazılır:

$$(\square + m^2) \phi = 0 \quad (3.7)$$

Klein-Gordon denklemini kullanarak olasılık yoğunluğunu ve olasılık akısını hesaplayalım. Bunun için ilk önce süreklilik denklemi elde edilmelidir.

$$\phi^* (\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \phi = 0 , \quad \phi (\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \phi^* = 0 \quad (3.8)$$

denklemlerinin farkını aldığımızda sonuç olarak süreklilik denklemi ortaya çıkmaktadır:

$$\partial_\mu j^\mu = 0 \quad (3.9)$$

Dörtlü akım ise;

$$j^\mu = (\rho, \vec{j}) = i[\phi^*(\partial^\mu \phi) - (\partial^\mu \phi^*)\phi] \quad (3.10)$$

olarak yazılır. Dörtlü akımın sıfıncı bileşeni, ρ olasılık yoğunluğuna karşılık gelir:

$$\rho = i \left[\phi^* \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) - \left(\frac{\partial \phi^*}{\partial t} \right) \phi \right] \quad (3.11)$$

Üçlü bileşeni olan \vec{j} ise olasılık akısını vermektedir:

$$\vec{j} = -i[\phi^*(\vec{\nabla}\phi) - (\vec{\nabla}\phi^*)\phi] \quad (3.12)$$

Klein-Gordon denklemi için serbest parçacık çözümü;

$$\phi = N \exp(-ip_\mu x^\mu) = N \exp[-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})] \quad (3.13)$$

olarak yazılır. Bu çözüm, denklem (3.7)'de verilen Klein-Gordon denkleminde yerine yazılırsa;

$$E = \pm \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} \quad (3.14)$$

sonucu ortaya çıkmaktadır. Görüldüğü gibi hem pozitif hem de negatif enerji çözümleri bulunmaktadır. Enerjinin negatif çözümü anlamlı değildir. Bu durum, Klein-Gordon denkleminin yorumlanmasındaki ilk problemdir.

Serbest parçacık çözümünü, denklem (3.11)'deki olasılık yoğunluğu ifadesinde yerine yazılırsa;

$$\rho = 2E|N|^2 \quad (3.15)$$

bulunur. Burada E 'nin pozitif çözümünde olasılık yoğunluğu pozitif çıkarken E 'nin negatif çözümlerinde ise olasılık yoğunluğu negatif olarak çıkmaktadır. Negatif olasılık yoğunluğu anlamlı değildir. Böylece Klein-Gordon denkleminde çözülmesi gereken ikinci bir problem daha belirmiştir.

1934 yılında Pauli ve Weisskopf tarafından Klein-Gordon denklemindeki olasılık yoğunluğunun negatif çıkması problemine bir çözüm yolu bulunmuştur. Bu problemi, j^μ dörtlü akımına bir $-e$ çarpanı ekleyerek çözmüşlerdir ve j^μ 'yü yük akım yoğunluğu olarak yorumlamışlardır.

$$j^\mu = -ie[\phi^*(\partial^\mu\phi) - (\partial^\mu\phi^*)\phi] \quad (3.16)$$

Böylece dörtlü akımın sıfırcı bileşeni olan ρ artık olasılık yoğunluğu değil negatif değerler de alabilen yük yoğunluğu olarak tanımlanmaktadır.

1941 yılında Stückelberg ve 1948 yılında Feynman, Klein-Gordon denklemindeki enerjinin negatif çözümleri problemine bir yorum getirmişlerdir. Feynman-Stückelberg yorumuna göre; negatif enerjili çözümler zamanda ters yönde ilerleyen parçacıklara karşılık gelirken eşdeğer bir şekilde negatif enerjili çözümler zamanda ileri yönde ilerleyen pozitif enerjili antiparçacıkları da göstermektedir. Bu yorum günümüzde de geçerliliğini korumaktadır. Bu yorum hem Feynman diyagramlarının temelini oluştururken hem de doğada her parçacığa karşılık gelen bir antiparçacık bulunduğu sonucuna götürmektedir.

3.1.2 Dirac Denklemi

Dirac, 1928 yılında zamana göre birinci mertebeden bir relativistik kuantum mekaniği denklemi türetmiştir. Dirac'ın denklemi türettiği yıllarda henüz Klein-Gordon denkleminin negatif enerji ve negatif olasılık yoğunluğu problemleri çözülmemişti. Bu nedenle Dirac, bu yeni denklemle bu problemleri ortadan kaldırmayı düşünmekteydi. Gerçekten de negatif olasılık yoğunluğu problemi, Dirac denkleminin yapısı sayesinde ortadan kalkmıştır. Ancak Klein-Gordon denkleminde olduğu gibi Dirac denkleminde de negatif enerji problemi bulunmaktaydı.

Dirac, negatif enerji problemini “deşik teorisi” olarak bilinen bir yorum getirerek çözmeye çalışmıştır. Dirac, bu teoride bir vakum tanımlamıştır ve bu vakumda, negatif enerjili sonsuz

sayıda parçacıkların denizi (Dirac denizi) olduğunu düşünmüştür. Vakumda, tüm negatif enerji durumları elektronlar ile dolu iken pozitif enerji durumları boştur. Pauli Dışarlama İlkesi nedeniyle pozitif enerjili elektronların negatif enerjili durumlara geçişi yasaklanmıştır. Ancak $\hbar\omega > 2m_0c^2$ enerjili bir foton, negatif enerji durumundaki yani Dirac denizindeki bir elektronu pozitif enerji durumuna çıkarabilir. Böyle bir durumda elektron, Dirac denizinden ayrılırken kendi özelliklerine sahip ancak zıt yüklü bir deşik bırakır. Dirac, bu deşiğin elektronun antiparçacığı olan pozitrona karşılık geldiğini düşünmüştür.

Şimdi, spin 1/2 parçacıkların hareket denklemi olan Dirac denklemini yazmaya çalışalım. İlk önce (3.2) denkleminde verilen relativistik enerji-momentum bağıntısı ele alalım. Bu bağıntının karakökü alındığında pozitif ve negatif enerjili iki çözüm meydana gelir:

$$E = c\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta mc^2, \quad E = -c\vec{\alpha} \cdot \vec{p} - \beta mc^2 \quad (3.17)$$

Bu iki çözümü sıfıra eşitleyip birbiriyle çarparsak

$$(E - c\vec{\alpha} \cdot \vec{p} - \beta mc^2)(E + c\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta mc^2) = 0 \quad (3.18)$$

ifadesini yazarız. Bu (3.18) ifadesi, aşağıdaki relativistik enerji-momentum bağıntısı formuna eşdeğer olmalıdır:

$$E^2 - (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)c^2 - m^2c^4 = 0 \quad (3.19)$$

(3.18) ve (3.19) ifadelerinin birbirleriyle eşdeğer olabilmesi için aşağıda verilen koşulların gerçekleşmesi gerekmektedir:

$$\alpha_x^2 = \alpha_y^2 = \alpha_z^2 = \beta^2 = 1 \quad (3.20)$$

$$\alpha_x\alpha_y + \alpha_y\alpha_x = \alpha_y\alpha_z + \alpha_z\alpha_y = \alpha_z\alpha_x + \alpha_x\alpha_z = 0 \quad (3.21)$$

$$\alpha_x\beta + \beta\alpha_x = \alpha_y\beta + \beta\alpha_y = \alpha_z\beta + \beta\alpha_z = 0 \quad (3.22)$$

α_i ve β nicelikleri, (3.21) ve (3.22)'de görüldüğü gibi birbiriyle sıra değiştirmediğinden dolayı bu nicelikler sayı olamazlar ama bir matris olabilirler. O halde, hamiltoniyeinin hermitsel olması nedeniyle α_i ve β matrisleri de hermitseldir ve kareleri birimdir. (3.20) – (3.22) şartlarının geręekleřebilmesi için α_i ve β matrislerinin 4×4 matris olmaları gerekmektedir. Eğer β matrisi keyfi olarak köşegen matris seçilirse, (3.20) – (3.22) şartlarını sağlayan çözümler aşağıda verilmiştir:

$$\beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \alpha_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\alpha_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \alpha_z = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

Yukarıda verilen (3.23) matrislerini 2×2 matris olarak yazalım:

$$\beta = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & -\mathbb{1} \end{pmatrix}, \quad \alpha_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Burada, $\mathbb{1}$ ifadesi 2×2 birim matrisdir ve σ_i ifadesi Pauli matrisleridir. O halde, Pauli matrisleri aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

şimdi, (3.17) ifadesindeki pozitif enerjili çözümlü $\hbar = c = 1$ birim sisteminde ele alalım:

$$E = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m \quad (3.26)$$

Burada, (3.3) ifadesindeki enerji ve momentum operatörleri yerlerine yazılırsa,

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + i \vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} - \beta m \right) \psi = 0 \quad (3.27)$$

ile verilir. Bu denklem Dirac denklemi olarak isimlendirilmektedir. Dirac denklemini taraf tarafa β ile çarpalım:

$$\left(i\beta \frac{\partial}{\partial t} + i\beta \vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} - m\right)\psi = 0 \quad (3.28)$$

Dirac gama matrislerini tanımlayıp β cinsinden yazalım:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \beta, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} = \beta \alpha_i \quad i = 1,2,3 \quad (3.29)$$

Dirac denklemini, (3.29)'daki Dirac gama matrisi cinsinden aşağıdaki formda yazılabiliriz:

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\psi = 0 \quad \mu = 0,1,2,3 \quad (3.30)$$

Bu denklem spin 1/2 parçacıklar için Lorentz kovaryant formda relativistik kuantum mekaniği hareket denklemdir. Şimdi, Dirac denklemi için dörtlü akı yoğunluğunu yazarsak,

$$j^\mu = (\rho, \vec{j}) = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \quad (3.31)$$

şeklinde verilir. Burada $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ ile belirlenir ve dörtlü akı yoğunluğu süreklilik denklemini sağlamaktadır. Bu dörtlü akı yoğunluğunun sıfıncı bileşeni olan olasılık yoğunluğu,

$$\rho = \psi^\dagger \psi \quad (3.32)$$

biçiminde pozitif tanımlı olarak yazılır. Dirac, yeni bir dalga denklemi yazarak negatif olasılık yoğunluğu problemini çözmüştür.

Şimdi, Dirac denkleminin serbest çözümlerini ele alalım. Matris denklem yapısında olan Dirac denkleminin çözümleri de matris formunda terimleri barındırmalıdır. Dirac denkleminin serbest çözümü, bir düzlem dalga ve sütun matrisinden oluşan spinörden meydana gelmiştir:

$$\psi = u(\vec{p}) e^{-ip \cdot x} \quad (3.33)$$

Burada, $u(\vec{p})$ 4×1 sütun matrisidir. (3.33) ifadesi, (3.30)'daki Dirac denkleminde yerine yazılırsa

$$(p_\mu \gamma^\mu - m)u(\vec{p}) = 0 \quad (3.34)$$

elde edilir. (3.29)'daki Dirac gama matrisini p_μ ile kontrakte edersek,

$$p_\mu \gamma^\mu = p^0 \gamma^0 - \vec{p} \cdot \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} p^0 \mathbb{1} & -\vec{p} \cdot \vec{\sigma} \\ \vec{p} \cdot \vec{\sigma} & -p^0 \mathbb{1} \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

şeklinde yazılır. (3.35) matrisini (3.34)'de yerine yazarsak,

$$\begin{pmatrix} (p^0 - m) \mathbb{1} & -\vec{p} \cdot \vec{\sigma} \\ \vec{p} \cdot \vec{\sigma} & (-p^0 - m) \mathbb{1} \end{pmatrix} u(\vec{p}) = 0 \quad (3.36)$$

olarak tanımlanır. Burada $u(\vec{p})$ matrisini,

$$u(\vec{p}) = N \begin{pmatrix} u_A \\ u_B \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

olarak her biri 2×1 'lik iki u_A ve u_B spinörüne ayırılım. Burada N normalizasyon katsayısıdır. (3.36) ifadesi, yalnızca katsayılar determinantı sıfır olması halinde aşıkâr olmayan çözüme sahip olmaktadır:

$$\begin{vmatrix} p^0 - m & -\vec{p} \cdot \vec{\sigma} \\ \vec{p} \cdot \vec{\sigma} & -p^0 - m \end{vmatrix} = 0 \quad (3.38)$$

Determinant çözüldüğünde,

$$p^0 \equiv E = \pm \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} \quad (3.39)$$

ifadesi ortaya çıkmaktadır. Burada görüldüğü gibi pozitif ve negatif olmak üzere iki sonuç vardır. Bu sonuçlar, Dirac denkleminin pozitif ve negatif enerjili çözümlerine karşılık gelmektedir. (3.36) matrisi açtığımızda;

$$u_A = \frac{\vec{p} \cdot \vec{\sigma}}{E - m} u_B \quad , \quad u_B = \frac{\vec{p} \cdot \vec{\sigma}}{E + m} u_A \quad (3.40)$$

olan 2×1 'lik spinörleri elde ederiz.

Şimdi ilk önce pozitif enerjili çözümü bulalım. Bu çözüm için “ $E - m$ ” teriminin $E > 0$ durumunda sıfır olabilme ihtimali nedeniyle (3.40)'daki ikinci denklem kullanılacaktır. Bu denklemdeki 2×1 'lik $u_A^{(s)}$ spinörü sırasıyla spin yukarı ve spin aşağı olarak yazılır:

$$u_A^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad , \quad u_A^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

Dirac denkleminin pozitif enerjili çözümü $s = 1, 2$ için

$$u^{(s)}(\vec{p}) = N \begin{pmatrix} u_A^{(s)} \\ \frac{\vec{p} \cdot \vec{\sigma}}{E + m} u_A^{(s)} \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

ile verilir. Negatif enerjili çözüm için “ $E + m$ ” teriminin $E < 0$ durumunda sıfır olabilme ihtimalinden dolayı (3.40)'daki ilk denklem kullanılmıştır. Bu denklemdeki 2×1 'lik $u_B^{(s)}$ spinörü sırasıyla spin yukarı ve spin aşağı olarak yazılır:

$$u_B^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad , \quad u_B^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.43)$$

Dirac denkleminin negatif enerjili çözümü $s = 1, 2$ için

$$u^{(s+2)}(\vec{p}) = N \begin{pmatrix} \frac{\vec{p} \cdot \vec{\sigma}}{E - m} u_B^{(s)} \\ u_B^{(s)} \end{pmatrix} \quad (3.44)$$

ile verilir. Sonuç olarak \vec{p} momentumlu bir elektronun ikisi $u^{(1)}$ ve $u^{(2)}$ olan pozitif enerjili ve diğer ikisi $u^{(3)}$ ve $u^{(4)}$ olan negatif enerjili duruma karşılık gelen toplam dört bağımsız çözümü bulunmaktadır. Elektronun momentumunu $\vec{p} = p_z$ olarak seçerek z yönünde ilerlediğini

düşünelim. (3.42) ve (3.44)'deki çözümlerde (3.25)'deki Pauli matrisinin \hat{z} bileşeni yerine konulursa $E > 0$ için Dirac denklemi çözümü;

$$u^{(1)} = N \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_z}{E+m} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u^{(2)} = N \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \frac{-p_z}{E+m} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.45)$$

ve $E < 0$ için Dirac denklemi çözümü;

$$u^{(3)} = N \begin{pmatrix} \frac{p_z}{E-m} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u^{(4)} = N \begin{pmatrix} \frac{-p_z}{E-m} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.46)$$

olarak yazılır. Bölüm 3.1.1'deki Feynman-Stückelberg yorumuna göre negatif enerjili çözümlerde $E \rightarrow -E$ ve $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$ yerdeğişimini yaparak pozitif enerjili antiparçacık çözümlerini elde ederiz. O halde, negatif enerjili Dirac denklemi çözümlerini tekrar düzenlersek;

$$u^{(3)} \equiv v^{(2)} = N \begin{pmatrix} \frac{p_z}{E+m} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u^{(4)} \equiv v^{(1)} = N \begin{pmatrix} \frac{-p_z}{E+m} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

ile verilir. Böylece, $u^{(1)}$ spin yukarı parçacık, $u^{(2)}$ spin aşağı parçacık, $v^{(1)}$ spin aşağı antiparçacık ve $v^{(2)}$ spin yukarı antiparçacık için olan çözümü ifade etmektedir. N normalizasyon sabitini bulmak için $u^\dagger u = 2E$ koşulundan yararlanılır ve normalizasyon sabiti $N = \sqrt{E+m}$ olarak elde edilir.

Şimdiye kadar tanımlanmış olan Dirac gama matrisi ve Dirac denklemi çözümleri, gama matrislerini ifade etmekte kullanılan temsillerden biri olan Dirac temsili (standart temsil) ile verilmiştir. Sıkça kullanılan bir diğer temsil olan Weyl temsilini (chiral temsilini) ele alalım. Bu iki temsil arasında;

$$\gamma_{DT}^\mu = S \gamma_{WT}^\mu S^\dagger, \quad S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.48)$$

ile verilen bir üniter dönüşüm bulunmaktadır. Burada “DT” ifadesi Dirac temsilini ve “WT” ifadesi ise Weyl temsilini belirtmektedir. Dirac gama matrisi ve ellilik matrisini Weyl temsilinde yazalım:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1} \\ \mathbb{1} & 0 \end{pmatrix} , \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & -\vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix} , \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & -\mathbb{1} \end{pmatrix} \quad (3.49)$$

Weyl temsilindeki Dirac çözümleri;

$$\begin{aligned} u^{(1)} &= \begin{pmatrix} \sqrt{E + |\vec{p}|} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \sqrt{E - |\vec{p}|} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \end{pmatrix} , & u^{(2)} &= \begin{pmatrix} \sqrt{E - |\vec{p}|} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ \sqrt{E + |\vec{p}|} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{pmatrix} , \\ v^{(1)} &= \begin{pmatrix} \sqrt{E - |\vec{p}|} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ -\sqrt{E + |\vec{p}|} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{pmatrix} , & v^{(2)} &= \begin{pmatrix} -\sqrt{E + |\vec{p}|} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \sqrt{E - |\vec{p}|} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.50)$$

olarak verilmektedir.

Dirac denkleminin serbest çözümleri, aşağıda verilen helisite operatörü;

$$\hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} \frac{\vec{p} \cdot \vec{\sigma}}{|\vec{p}|} & 0 \\ 0 & \frac{\vec{p} \cdot \vec{\sigma}}{|\vec{p}|} \end{pmatrix} \quad (3.51)$$

kullanılarak da bulunabilir. Bu operatör,

$$\hat{H}_D = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m \quad (3.52)$$

olarak verilen Dirac hamiltonyeni ile sıra değiştirdiğine göre $u(\vec{p})$ ve $v(\vec{p})$ matrisleri bu operatörün özvektörleridir. Kütlesiz parçacıklar için Dirac denklemi;

$$(\vec{\alpha} \cdot \vec{p})\psi = E\psi \quad (3.53)$$

olarak yazılır.

$$\psi = \begin{pmatrix} \chi \\ \phi \end{pmatrix} \quad (3.54)$$

olarak iki parçada ele alınırsa (3.53) denklemi;

$$E\chi = -\vec{\sigma} \cdot \vec{p}\chi \quad , \quad E\phi = \vec{\sigma} \cdot \vec{p}\phi \quad (3.55)$$

şeklinde iki ifade olarak yazılır. Bu denklemler Weyl denklemleri olarak bilinmektedir. Kütlesiz fermiyonlar için pozitif enerjili durumlarda $E = |\vec{p}|$ olarak düşünülürse;

$$\frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \chi = -\chi \quad , \quad \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \phi = \phi \quad (3.56)$$

elde edilir. Buradaki $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}/|\vec{p}|$ işlemcisi, helisite işlemcisi olarak isimlendirilir. Ayrıca χ ve ϕ , helisite işlemcisinin öz durumlarıdır. Kütlesiz parçacıklar düşünüldüğünde χ sol elli parçacıkları (negatif helisite) ve ϕ sağ elli parçacıkları (pozitif helisite) göstermektedir. Ellilik matrisi $\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ olarak tanımlanırsa;

$$P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \quad , \quad P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \quad (3.57)$$

olarak verilen sağ ve sol elli durumların izdüşüm operatörleridir.

(3.50) eşitlikleriyle verilen çözümler, z-ekseni doğrultusunda ilerleyen bir parçacığın (antiparçacığın) pozitif ve negatif helisiteli durumlarını göstermektedir. Parçacığın (antiparçacığın) genel bir (θ, ϕ) küresel koordinatları ile gösterilen doğrultudaki hareketi söz konusu olduğunda Weyl temsilindeki çözümler (Carlson 1995);

$$\begin{aligned} u_1(p) &= \begin{pmatrix} \sqrt{E + |\vec{p}|} \chi_{1/2} \\ \sqrt{E - |\vec{p}|} \chi_{1/2} \end{pmatrix} \quad , \quad u_2(p) = \begin{pmatrix} \sqrt{E - |\vec{p}|} \chi_{-1/2} \\ \sqrt{E + |\vec{p}|} \chi_{-1/2} \end{pmatrix} \quad , \\ v_1(p) &= \begin{pmatrix} \sqrt{E - |\vec{p}|} \chi_{-1/2} \\ -\sqrt{E + |\vec{p}|} \chi_{-1/2} \end{pmatrix} \quad , \quad v_2(p) = \begin{pmatrix} -\sqrt{E + |\vec{p}|} \chi_{1/2} \\ \sqrt{E - |\vec{p}|} \chi_{1/2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.58)$$

Burada, \vec{p} momentumu (θ, ϕ) küresel koordinatlarında yazıldığından $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}/|\vec{p}|$ işlemcisi;

$$\frac{\vec{p} \cdot \vec{\sigma}}{|\vec{p}|} = \begin{pmatrix} \cos \theta & e^{-i\phi} \sin \theta \\ e^{i\phi} \sin \theta & -\cos \theta \end{pmatrix} \quad (3.59)$$

matris formunda ifade edilir. (3.59) matrisinin özdeğerleri, spin yukarı için +1 ve spin aşağı için -1'dir. (3.58) ifadesinde yer alan spin yukarı yani +1 özdeğerli özvektörü;

$$\chi_{1/2} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \quad (3.60)$$

ve spin aşağı yani -1 özdeğerli özvektörü;

$$\chi^{-1/2} = \begin{pmatrix} -e^{-i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \quad (3.61)$$

şeklinde verilir.

3.1.3 Maxwell ve Proca Denklemleri

Kütlesiz spin-1 parçacık olan fotonu tanımlayan denklem, Maxwell denklemleridir. Elektrik ve manyetik alanlar, elektromanyetik alan tensörü ile ifade edilebilir:

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E^1 & -E^2 & -E^3 \\ E^1 & 0 & -B^3 & B^2 \\ E^2 & B^3 & 0 & -B^1 \\ E^3 & -B^2 & B^1 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.62)$$

Sonuç olarak elektromanyetik alan tensöründen $F^{i0} = -F^{0i} = E^i$ ve $F^{ij} = -\epsilon^{ijk} B_k$ çıkarımları yapılabilir. Elektromanyetik alan tensörünü, A^μ vektör alanı cinsinden yazarsak;

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (3.63)$$

ile verilir. Burada elektromanyetik potansiyel $A^\mu = (\phi, \vec{A})$ olarak tanımlanır. Homojen olmayan Maxwell denklemleri, elektromanyetik alan tensörü ile tanımlanırsa;

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu \quad (3.64)$$

olarak yazılır. Burada j^ν dörtlü akım yoğunluğudur. (3.63) ve (3.64) ifadeleri ele alınırsa;

$$\square A^\nu - \partial^\nu (\partial_\mu A^\mu) = j^\nu \quad (3.65)$$

denklemi yazılır. Bu denklem, ayar değişmez değildir. Eğer $\partial_\mu A^\mu = 0$ lorentz ayarı seçilirse boşluktaki foton alanının hareket denklemi elde edilir:

$$\square A^\nu = 0 \quad (3.66)$$

Foton, kütesiz spin-1 parçacık olduğundan iki serbestlik derecesine sahiptir. Fakat A^ν için lorentz ayarı seçimi yapıldığından serbestlik derecesi üç olmaktadır. Bu sorun, Coulomb (ışınım) ayarının seçilmesiyle çözülür:

$$A^0 = 0, \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0 \quad (3.67)$$

Böylece A^ν 'nın serbestlik derecesini ikiye indirmek için fotonun hareket denkleminde hem lorentz ayarı hem de Coulomb (ışınım) ayarı birlikte değerlendirilmelidir.

Maxwell denkleminin bir genellemesi olan Proca denklemi, kütleli spin-1 parçacıklar için bir relativistik dalga denklemdir. Proca denklemi;

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m^2 A^\nu = 0 \quad (3.68)$$

şeklindedir. Buradaki $F^{\mu\nu}$, denklem (3.63)'de verilmiştir. Proca denkleminin diverjansı alındığında;

$$m^2 \partial^\nu A_\nu = 0 \quad (3.69)$$

ifadesi elde edilir. Proca denklemi kütleli parçacıklar için tanımlandığından $m \neq 0$ olmalıdır. Bu nedenle (3.69) eşitliğinin gerçekleşmesi için $\partial^\nu A_\nu = 0$ olması gerekir. Bu, lorentz ayarının tanımıdır ve görüldüğü gibi kendiliğinden gerçekleşmektedir. Sonuç olarak Maxwell denklemlerindeki ayar serbestliği Proca denkleminde bulunmamaktadır. Proca denklemini A^ν cinsinden yazarsak;

$$(\square + m^2)A^\nu = 0 \quad (3.70)$$

ifadesi elde edilir.

3.2 PARÇACIK FİZİĞİNİN STANDART MODELİ

SM, temel parçacıkları ve onların nasıl etkileştiklerini tanımlamaktadır. Model, parçacık hızlandırıcıları kullanılarak elde edilen tüm doğrulanmış verileri açıklamaktadır ve birçok başarılı teorik tahminin yapılmasını sağlamıştır. SM tarafından tanımlanan temel parçacık etkileşimleri elektromanyetik, zayıf ve güçlü kuvvetlerdir. Dördüncü temel etkileşim olan kütle çekim kuvvetini birleştirmekte başarısız olmuştur. Diğer parçacıklara bağlandığında onların kütlelerini oluşturan Higgs bozonunun uzun yıllar keşfedilememiş olması önemli bir eksiği olmuştur. Ancak yapbozun son parçası olan Higgs bozonunun 4 Temmuz 2012’de yaklaşık 125 GeV’lik bir kütle ile CERN tarafından keşfedildiği duyuruldu (ATLAS Collaboration 2012, CMS Collaboration 2012a).

Tek bir teori ile elektromanyetik ve zayıf etkileşimin ortak açıklanması kesinlikle bu yüzyılda fiziksel bilimin önemli başarılarından biridir. 1961’de, Sheldon Glashow, fotona ek olarak üç kütsüz vektör bozonuyla bir ayar alan teorisi formüle ederek zayıf etkileşimi QED ile ilişkilendirdi. Yalnız bir problem vardı, o da doğada hiç bir kütsüz yüklü aracı parçacık görülmemiş olmasıydı. Böylece Glashow $SU(2) \times U(1)$ ayar grubunu önerdi. Teori şimdi dört ayar bozonuna ihtiyaç duymaktadır: $U(1)$ ile ilgili olan nötr alan (B) ve $SU(2)$ üreticileri ile ilişkilenen üçlü (W^1, W^2, W^3). Foton ve nötr zayıf bir bozon Z^0 , W^3 ve B ’nin bir karışımı ile verilirken, yüklü zayıf bozonlar, W^1 ve W^2 ’nin lineer bir birleşimi olarak görünürler. 1964’te Salam ve Ward tarafından da benzer bir model önerilmiştir. W^\pm ve Z^0 için kütle terimleri “el ile” konuldu. Ancak, bu prosedür teorinin ayar değişmezliğini açıkça kırmaktadır. Bilmece, Jeffrey Goldstone ve Peter Higgs tarafından kendiliğinden simetri kırılması tanımlanmasıyla

      . Higgs mekanizması, Glashow'un teorisine 1967'de Steven Weinberg ve 1968'de Abdus Salam tarafından ayar bozonlarına kütle vermek ve aynı zamanda ayar değişmezliğini korumak için uygulandı. Sonuç, kütlesiz bir parçacığı (foton) ve üç yeni kütleli parçacığı (W^+ , W^- ve Z^0 bozonları)   ng  ren kendiliğinden tutarlı bir birleşik elektrozayıf teoridir. Daha sonra 1971'de Gerard 't Hooft ve Martinus Veltman teorisinin renormalize olduğunu gösterdi. Glashow-Weinberg-Salam modeli, elektrozayıf etkileşimlerin Standart Modeli olarak bilinir. Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi'nde (CERN) yer alan proton-antiproton   arpı  tırıcısında W ve Z bozonlarının (yaklaşık 80 ve 91 GeV kütleli) 1983 yılında keşfi, teorik tahminleri doğruladı ve SM için muazzam bir ilerleme kaydederek modele olan güveni arttırmıştır. Yeterince yüksek enerjilerde, elektromanyetik ve zayıf etkileşimler arasındaki fark göz ardı edilebilir olur ve ikisi birlikte tek bir birleşik elektrozayıf etkileşim olarak hareket etmektedirler. G      etkileşmelere ise 1979 yılında DESY'de keşfedilen gluon olarak adlandırılan kütlesiz bozonlar aracılık etmektedir.

SM, g     , zayıf ve elektromanyetik etkileşimleri tanımlayan $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetri grubunu temel alan bir ayar teorisidir. Kuantum renk dinamiği (QCD), $SU(3)_C$ simetrisine dayanan bir ayar teorisidir. QCD ile ilişkili korunumlu y  k, renk yüküdür ve "C" ile gösterilir. Etkileşime aracılık eden ayar bozonları (dolayısıyla etkileşim parçacıkları olarak adlandırılırlar) 8 kütlesiz gluondur. $SU(2)_L$ zayıf izospin etkileşimini (L) ve $U(1)_Y$ hiperyük etkileşimini (Y) tanımlamaktadır. Bu etkileşimler ise, elektromanyetik etkileşim için bir kütlesiz fotonu ve zayıf etkileşim için üç kütleli bozonu (W^\pm ve Z^0) içermektedir. Gell-Mann-Nishijima formülü ile zayıf izospin (I_3), elektrik yükü (Q) ve zayıf hipery  kle (Y) arasındaki ilişki aşağıda verilmektedir:

$$Q = I_3 + Y/2 \quad (3.71)$$

Fermiyonların içeriği, üç katlı bir aile yapısı ile leptonlar ve kuarklar tarafından   izelge 3.1'de verilir.

Çizelge 3.1 Temel fermiyon aileleri.

	1.Aile	2. Aile	3. Aile
Leptonlar	$\Psi_L^1 = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$ $\Psi_R^1 = e_R$	$\Psi_L^2 = \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$ $\Psi_R^2 = \mu_R$	$\Psi_L^3 = \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$ $\Psi_R^3 = \tau_R$
Kuarklar	$q_L^1 = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ u_R, d_R	$q_L^2 = \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$ c_R, s_R	$q_L^3 = \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$ t_R, b_R

Tüm sağ elli kuark ve leptonlar tekli temsil iken sol elli kuark ve leptonlar ikili temsil oluştururlar. Temel fermiyon ve skaler bozon alanlarının zayıf izospin, hiperyük ve elektrik yükleri çizelge 3.2’de verilmiştir.

Çizelge 3.2 Temel fermiyon ve skaler bozon alanlarının zayıf izospin, hiperyük ve elektrik yükleri.

	I^w	I_3^w	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
e_R	0	0	-2	-1
$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{3}$	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
u_R	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
d_R	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

Elektrozayıf birleşme olarak bahsedilen elektromanyetik ve zayıf etkileşimlerin kombinasyonunu içeren ayar teorisini tartışalım. Basitlik amacıyla yalnızca birinci aile lepton ve kuarkları dikkate alalım. Elektrozayıf Standart Model, birinci lepton ve kuark ailesinin $SU(2) \times U(1)$ lagranjiyenine dayanmaktadır:

$$\mathcal{L}_0 = \mathcal{L}_0^l + \mathcal{L}_0^q + \mathcal{L}_0^s + \mathcal{L}_0^Y \quad (3.72)$$

$$\mathcal{L}_0^l = i\bar{\Psi}_L^1 \not{\partial} \Psi_L^1 + i\bar{e}_R \not{\partial} e_R \quad (3.73)$$

$$\mathcal{L}_0^q = i\bar{q}_L^1 \not{\partial} q_L^1 + i\bar{u}_R \not{\partial} u_R + i\bar{d}_R \not{\partial} d_R \quad (3.74)$$

$$\mathcal{L}_0^s = (\partial_\mu \Phi^\dagger)(\partial^\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (3.75)$$

$$\mathcal{L}_0^Y = -f_e(\bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \Psi_L^1) - f_d(\bar{q}_L^1 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^1) - f_u(\bar{q}_L^1 \Phi^c u_R + \bar{u}_R \Phi^{c\dagger} q_L^1) \quad (3.76)$$

Burada \mathcal{L}_0^l lepton alanlarının kinetik terimlerini, \mathcal{L}_0^q kuark alanlarının kinetik terimlerini, \mathcal{L}_0^s skaler bozonların kinetik ve potansiyel terimini ve \mathcal{L}_0^Y Yukawa terimini temsil etmektedir. (3.76) ifadesindeki skaler bozonlarda bulunan “c” üst indisi yük eşleniğini göstermektedir.

(3.72) lagranjiyenin $SU(2)_L \times U(1)_Y$ global ayar dönüşümleri altında değişmez kalmasının nedeni içerisinde kütle terimi bulunmamasıdır. Ancak bu lagranjiyen lokal ayar simetrisi altında değişmez değildir. Fermiyonlar ve skaler bozonlar için $SU(2)_L \times U(1)_Y$ lokal ayar dönüşümleri aşağıda verilmektedir:

$$\Psi_L' = \exp\left(-i\frac{g}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{\alpha}(x)\right) \exp\left(i\frac{g'}{2}\theta(x)\right) \Psi_L \quad (3.77)$$

$$\Psi_R' = \exp(i g' \theta(x)) \Psi_R \quad (3.78)$$

$$\Phi' = \exp\left(-i\frac{g}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{\alpha}(x)\right) \exp\left(-i\frac{g'}{2}\theta(x)\right) \Phi \quad (3.79)$$

Lokal ayar simetrisini kısmi türev içeren terimler bozmaktadır ve bu nedenle ek terimler meydana gelmektedir. Lagranjiyenin lokal ayar değişmez kalabilmesi için ∂_μ kısmi türevlerinin D_μ kovaryant türevleri ile yer değiştirilmesi gerekmektedir. Kovaryant türev, Ψ_L^1 , Ψ_R^1 ve Φ alanlarının kinetik teriminde sırasıyla;

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{A}_\mu - i\frac{g'}{2}B_\mu \quad (3.80)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - ig'B_\mu \quad (3.81)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{A}_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu \quad (3.82)$$

olarak ifade edilir. (3.80), (3.81) ve (3.82) ifadelerinde yer alan \vec{A}_μ ve B_μ ayar alanları lokal ayar değişmezliğini sağlamak için bulunmaktadır. Lokal ayar dönüşümü altında aşağıdaki gibi elde edilirler:

$$\vec{A}'_\mu = \vec{A}_\mu + \partial_\mu \vec{\alpha}(x) + g\vec{\alpha} \times \vec{A}_\mu \quad (3.83)$$

$$B'_\mu = B_\mu + \partial_\mu \theta(x) \quad (3.84)$$

\vec{A}_μ ve B_μ alanlarının kütle terimleri $\vec{A}_\mu \cdot \vec{A}^\mu$ ve $B_\mu B^\mu$ nicelikleriyle orantılı olduğundan lokal ayar değişmezliğini sağlamamaktadırlar. Bu yüzden lagranjiyede yer almamaktadırlar ve alanlar kütsüz olarak düşünülmektedirler. Ancak bu alanların kinetik terimleri \mathcal{L}_0^V olarak aşağıdaki gibi lagranjiyeye dahil edilebilirler.

$$\mathcal{L}_0^V = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\vec{G}_{\mu\nu} \cdot \vec{G}^{\mu\nu} \quad (3.85)$$

burada $F_{\mu\nu}$ ve $\vec{G}_{\mu\nu}$ alan tensörleri

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (3.86)$$

$$\vec{G}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{A}_\nu - \partial_\nu \vec{A}_\mu - g\vec{A}_\mu \times \vec{A}_\nu \quad (3.87)$$

olarak yazılır. (3.83) ve (3.84) ifadelerinden yararlanarak $F_{\mu\nu}$ ve $\vec{G}_{\mu\nu}$ alan tensörlerinin lokal ayar dönüşümleri aşağıda verilmektedir:

$$F_{\mu\nu} \rightarrow F_{\mu\nu} \quad (3.88)$$

$$\vec{G}_{\mu\nu} \rightarrow \vec{G}_{\mu\nu} + g(\vec{\alpha} \times \vec{G}_{\mu\nu}) \quad (3.89)$$

Sonuç olarak birinci lepton ailesi için lokal ayar değişmez olan lagranjiyen aşağıda verildiği gibi elde edilir:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i\bar{\Psi}_L^1 \mathcal{D} \Psi_L^1 + i\bar{e}_R \mathcal{D} e_R + i\bar{q}_L^1 \mathcal{D} q_L^1 + i\bar{u}_R \mathcal{D} u_R + i\bar{d}_R \mathcal{D} d_R + (D_\mu \Phi^\dagger)(D^\mu \Phi) \\ & + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 + \mathcal{L}_0^Y + \mathcal{L}_0^V \end{aligned} \quad (3.90)$$

Bu lagranjiyenin lokal ayar değişmezliğinin bozulmaması için lepton, kuark ve ayar bozonlarının kütle terimleri bulunmamaktadır. Aslında kütlesi olan bu parçacıklara kendiliğinden simetri kırılması ve Higgs mekanizması ile kütle kazandırılır. Bunun için vakumun, Higgs alanları ile dolu olduğu kabul edilir ve parçacıklar bu alanla etkileştiklerinde kütle kazanmaktadırlar. \mathcal{L}_0^S lagranjiyenindeki skaler bozonun potansiyel terimini yazalım:

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (3.91)$$

Vakumun Φ alanları ile dolu olduğunu düşünelim ve buradaki Φ ve Φ^\dagger skaler alanların dubletleri;

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad \Phi^\dagger = (\phi^- \quad \phi^{0*}) \quad (3.92)$$

verilir. $V(\Phi^\dagger, \Phi)$ potansiyelini minimum yapan ϕ^+ , ϕ^0 , ϕ^- ve ϕ^{0*} alanların değerlerini yani taban durumlarını bulmak için potansiyelin türevinin sıfır olması koşulundan yararlanılmaktadır:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi^+} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial \phi^0} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial \phi^-} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial \phi^{0*}} = 0 \quad (3.93)$$

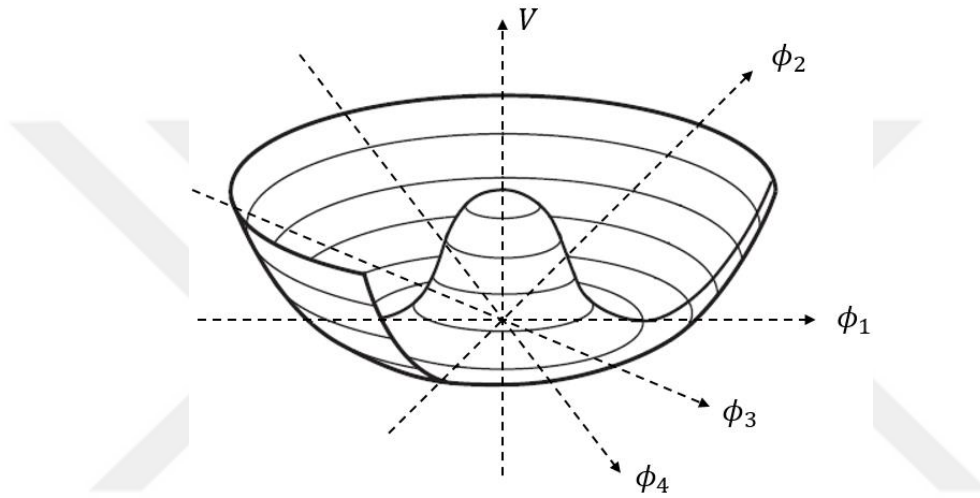
Türevi sıfır yapan ilk çözüm olan $\phi^+ = \phi^- = \phi^0 = \phi^{0*} = 0$ potansiyeli minimum yapmamaktadır. Ancak türevi sıfır yapan ikinci çözüm;

$$\phi^- \phi^+ + |\phi^0|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (3.94)$$

ile verilir ve potansiyeli minimum yapmaktadır. Bu ifadeyi, $\phi^+ = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$ ve $\phi^0 = (\phi_3 + i\phi_4)/\sqrt{2}$ eşitliklerinden yararlanarak reel alanlar cinsinden yazarsak;

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (3.95)$$

koşulunu elde ederiz. Bu denklem şekil 3.1’de verilen hiperküre üzerindedir. Skaler alanların bulunduğu şekilden de anlaşıldığı gibi potansiyelin minimum olduğu taban durumu dejeneredir.



Şekil 3.1 Skaler alanlara göre Meksika şapkası potansiyeli.

Bu dejenereliği ortadan kaldırmanın yolu taban durumlarından birini;

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \quad \phi_3 = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} = \eta \quad (3.96)$$

olarak seçmektir. Kuantum alan teorisinde seçilen taban durumu;

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix} \quad (3.97)$$

ile yazılır. Bu seçimin yapılmasıyla vakumun $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisi $U_{em}(1)$ simetrisine kırılır ve herhangi bir etken olmadan simetri kırıldığından dolayı “kendiliğinden simetri kırılması” denmektedir. Pertürbasyon teorisine göre Φ ’nin vakum beklenen değeri sıfır olması beklenirken tam tersi sıfır olmayan bir sonuç ortaya çıkmıştır. Böylece ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 ve ϕ_4

alanlarının fiziksel alanlar olmadıkları sonucuna varılır. Eksenleri, potansiyelin minimum olduğu noktaya kaydırarak vakum beklenen değerleri sıfır olan yeni $\vec{\xi}$ ve H fiziksel alanlarına geçebiliriz. Yeni fiziksel alanlar ile Φ 'yi tanımlayalım:

$$\Phi = \exp\left(i \frac{\vec{\tau} \cdot \vec{\xi}}{2}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\eta + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.98)$$

Potansiyelin minimum olduğu taban durumunda $\vec{\xi} = H = 0$ olmaktadır. Artık bu yeni alanlar fizikseldir ve dejerelik ortadan kalkmıştır. $\vec{\xi}$ bozonu Goldstone bozonu olarak isimlendirilirken H bozonuna ise Higgs bozonu adı verilir. Higgs mekanizması ve kendiliğın simetri kırılması ile başlangıçta lokal ayar simetrisi bozulmaması için kütlesiz olarak alınan temel fermiyonlar ve ayar bozonlarına kütle kazandırılmıştır. Ancak parçacıklar kütle kazandıklarında lagranjiyenin serbestlik derecesi bir arttırırlar. Bununla beraber kütlesiz foton hariç diğer üç kütleli ayar bozonunun kütle kazanmasıyla serbestlik derecesi üç artmış olur. Serbestlik derecesindeki bu artış yeni bir ayar seçimi ile bertaraf edilebilir. Bu ayar;

$$\vec{\alpha}(x) = \frac{1}{g} \vec{\xi}(x), \quad \theta(x) = 0 \quad (3.99)$$

olmaktadır ve alanlar üzerindeki ayar dönüşümü;

$$\Omega \rightarrow \exp(-igI^w \vec{\tau} \cdot \vec{\alpha}(x)) \exp\left(-ig' \frac{Y}{2} \theta(x)\right) \Omega; \quad \Omega = \Psi, q, \Phi \quad (3.100)$$

ile yazılır. Bu ayar seçimine üniter ayar denir. Üniter ayar seçimiyle Goldstone bozonları ortadan kaybolurken ayar bozonları kütle kazanırlar. Φ skaler alan, üniter ayar seçimi sonrasında

$$\Phi' = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\eta + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.101)$$

olarak verilir. Üniter ayar seçimi sonrası alanlar “ ’ ” üst indisi ile belirtilmesine rağmen kolaylık olması adına “ ’ ” üst indis kullanılmayacaktır, ancak alanlar üniter ayar seçimi sonrası olarak kabul edilecektir.

Üniter ayar seçimi sonrasında skaler bozonların kinetik terimi,

$$(D_\mu \Phi^\dagger)(D^\mu \Phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{1}{2}(\eta + H)^2 \left[\frac{g^2}{4} \vec{A}_\mu \cdot \vec{A}^\mu + \frac{g'^2}{4} (B_\mu B^\mu) - \frac{gg'}{2} A_\mu^3 B^\mu \right] \quad (3.102)$$

olarak yazılır. Burada A_μ^i ($i = 1, 2, 3$) ve B_μ bozon alanları fiziksel alanlar değildir. Bu iki bozon alanının ayar değişmezliğini bozmadan karışımlarından yararlanarak elektrozayıf etkileşmeler için fiziksel alanlar oluşturulabilir. Zayıf kuvvetin taşıyıcı W^\pm ve Z bozonlarına W_μ^\pm ve Z_μ fiziksel bozonları karşılık gelirken elektromanyetik kuvvetin taşıyıcı bozonu olan fotona ise A_μ fiziksel bozonu karşılık gelmektedir. Bu fiziksel bozonlar;

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_\mu^1 \pm iA_\mu^2) \quad (3.103)$$

$$Z_\mu = A_\mu^3 \cos \theta_w - B_\mu \sin \theta_w \quad (3.104)$$

$$A_\mu = A_\mu^3 \sin \theta_w + B_\mu \cos \theta_w \quad (3.105)$$

olarak tanımlanır. Bu ifadelerdeki θ_w açısı;

$$\sin \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (3.106)$$

$$\cos \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (3.107)$$

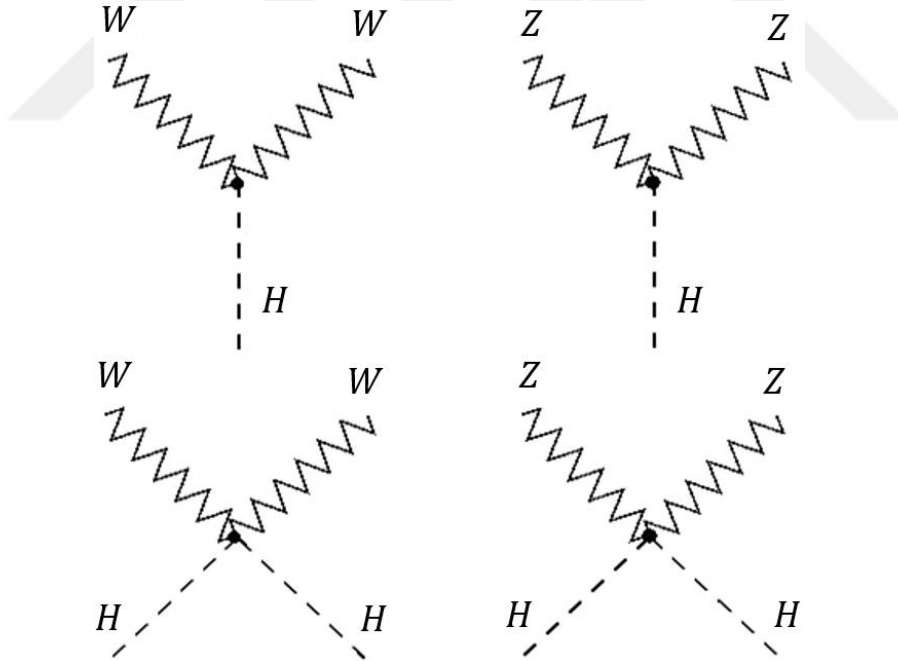
şeklinde verilir. θ_w , Weinberg (zayıf-karışım) açısı olarak adlandırılır ve yaklaşık $\theta_w \approx \arcsin(\sqrt{0,2311})$ kadardır. Bu fiziksel alanları, (3.102) denklemindeki skaler bozonların kinetik terimine yazarsak;

$$\begin{aligned}
(D_\mu \Phi^\dagger)(D^\mu \Phi) &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \left(\frac{g\eta}{2}\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \left(\frac{\eta \sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \right)^2 Z_\mu Z^\mu \\
&+ \frac{1}{2}(H^2 + 2\eta H) \left(\frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{(g^2 + g'^2)}{4} Z_\mu Z^\mu \right)
\end{aligned} \quad (3.108)$$

elde edilir. (3.108) denkleminde ayar alanlarının kütle terimleri bulunmaktadır:

$$m_W = \frac{g\eta}{2}, \quad m_Z = \frac{\eta \sqrt{g^2 + g'^2}}{2}, \quad m_A = 0 \quad (3.109)$$

(3.108) denklemi yukarıda verilen W^\pm ve Z bozonlarının kütle terimlerini içermesinin yanında aynı zamanda şekil 3.2'de görüldüğü gibi bu bozonların Higgs bozonu ile yapmış olduğu etkileşimleri de içermektedir.



Şekil 3.2 Higgs bozonunun W ve Z bozonları ile üçlü ve dörtlü etkileşimleri.

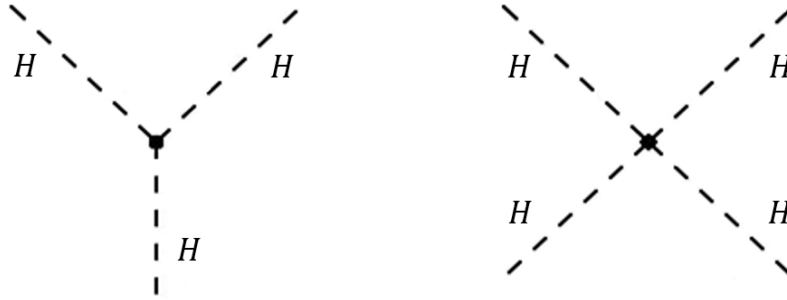
Üniter ayar seçimi sonrasında skaler bozonların potansiyel terimini yazarsak;

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 = \frac{-\mu^2}{4\lambda} + \mu^2 H^2 + (\eta\lambda) H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4 \quad (3.110)$$

ile verilir. Bu potansiyel, Higgs bozonunun kütle terimini,

$$m_H = \sqrt{2}\mu \quad (3.111)$$

ve şekil 3.3’de görüldüğü gibi Higgs bozonunun kendisiyle yapmış olduğu üçlü ve dörtlü etkileşimleri içermektedir.



Şekil 3.3 Higgs bozonunun üçlü ve dörtlü bağlaşımı.

Şimdi ayar bozonlarının kinetik terimini ele alalım. Bu terim ayar bozonlarının birbiriyle olan üçlü ve dörtlü etkileşimlerini kapsamaktadır. \mathcal{L}_0^V lagranjiyeni;

$$\mathcal{L}_0^V = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_3 \quad (3.112)$$

$$\mathcal{L}_1 = -\frac{1}{4}A_{\mu\nu}^i A_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = -\frac{1}{2}W_{\mu\nu}^\dagger W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} \quad (3.113)$$

$$\mathcal{L}_2 = -\frac{1}{2}g\varepsilon_{ijk}A_\mu^j A_\nu^k A_i^{\mu\nu} \quad (3.114)$$

$$= -igW^{\mu\dagger}W^\nu(\sin\theta_w A_{\mu\nu} + \cos\theta_w Z_{\mu\nu}) - ig(W^\mu W_{\mu\nu}^\dagger - W^{\mu\dagger}W_{\mu\nu})(\sin\theta_w A^\nu + \cos\theta_w Z^\nu)$$

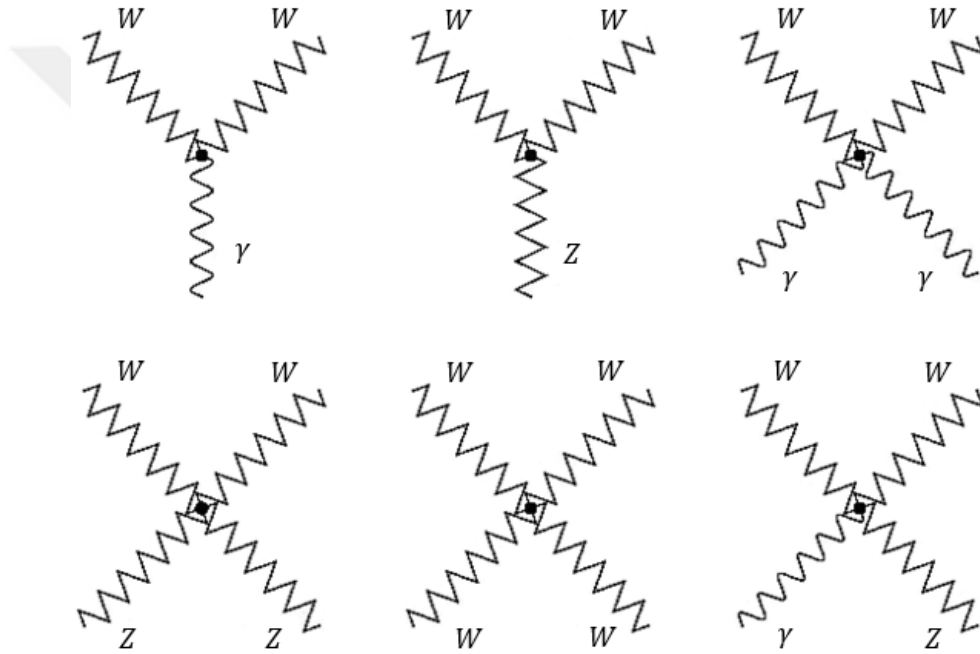
$$\mathcal{L}_3 = -\frac{1}{4}g^2\varepsilon_{ijk}\varepsilon_{ilm}A_\mu^j A_\nu^k A_l^\mu A_m^\nu \quad (3.115)$$

$$\begin{aligned} &= -\frac{1}{2}g^2(W_\mu^\dagger W^\mu W_\nu^\dagger W^\nu - W^{\mu\dagger}W_\mu^\dagger W^\nu W_\nu) \\ &\quad -g^2W_\mu^\dagger W^\mu(\sin^2\theta_w A_\nu A^\nu + \cos^2\theta_w Z_\nu Z^\nu + 2\sin\theta_w \cos\theta_w A_\nu Z^\nu) \\ &\quad +g^2W_\mu^\dagger W_\nu[\sin^2\theta_w A^\mu A^\nu + \cos^2\theta_w Z^\mu Z^\nu + \sin\theta_w \cos\theta_w (A^\mu Z^\nu + A^\nu Z^\mu)] \end{aligned}$$

olarak verilmektedir. Burada, tekrarlı indisler üzerinden toplam ve alan tensörü;

$$\begin{aligned} A_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i, & A_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \\ W_{\mu\nu} &= \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu, & Z_{\mu\nu} &= \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu \end{aligned} \quad (3.116)$$

ifadeleri kullanılmıştır. \mathcal{L}_0^V lagranjiyeninde \mathcal{L}_1 fiziksel alanların kinetik terimini, \mathcal{L}_2 bu alanların birbiriyle yapmış olduğu üçlü bağlaşımları ve \mathcal{L}_3 bu alanların birbiriyle yapmış olduğu dörtlü bağlaşımları içermektedir. Şekil 3.4'da \mathcal{L}_2 ve \mathcal{L}_3 içerdiği üçlü ve dörtlü bağlaşımlar görülmektedir.



Şekil 3.4 Ayar bozonlarının birbiriyle yaptığı üçlü ve dörtlü etkileşimler.

Lepton ve kuarkın birinci ailesi ile ilgili olan lagranjiyenini tüm aileler için genelleylim. Üniter ayar seçimi yapıldıktan sonra üç lepton ve üç kuark aileleri ile birinci ailelerinin lagranjiyendeki kinetik terimler ve Yukawa terimleri dışındaki tüm terimleri aynıdır. Kendiliğinden simetri kırılması ve üniter ayar seçimi sonrasında üç lepton ve üç kuark ailelerinin kinetik terimlerini ve bu alanların ayar alanları ile etkileşmelerini içeren lagranjiyen aşağıdaki gibi yazılır:

$$\mathcal{L}^f = \mathcal{L}^l + \mathcal{L}^q \quad (3.117)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^l = & \sum_{j=1}^3 i\bar{\Psi}_L^j \not{\partial} \Psi_L^j + \sum_{j=1}^3 i\bar{\Psi}_R^j \not{\partial} \Psi_R^j + \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_{eL} \quad \bar{\nu}_{\mu L} \quad \bar{\nu}_{\tau L}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix} W_\mu^- + h.c. \\
& + \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \right) (\bar{e} \quad \bar{\mu} \quad \bar{\tau}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} A_\mu - \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} (\bar{\nu}_{eL} \quad \bar{\nu}_{\mu L} \quad \bar{\nu}_{\tau L}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} Z_\mu \\
& - \sqrt{g^2 + g'^2} (\bar{e} \quad \bar{\mu} \quad \bar{\tau}) \gamma^\mu \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_w + \frac{\gamma_5}{2} \right) \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} Z_\mu
\end{aligned} \tag{3.118}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^q = & (\bar{u} \quad \bar{d} \quad \bar{s} \quad \bar{c} \quad \bar{b} \quad \bar{t}) i \not{\partial} \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \\ c \\ b \\ t \end{pmatrix} - \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L \quad \bar{c}_L \quad \bar{t}_L) \gamma^\mu \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} W_\mu^- + h.c. \\
& - \frac{2}{3} \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \right) (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} A_\mu + \frac{1}{3} \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \right) (\bar{d} \quad \bar{s} \quad \bar{b}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} A_\mu \\
& - \sqrt{g^2 + g'^2} (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \gamma^\mu \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w \right) - \frac{\gamma_5}{2} \right] \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} Z_\mu
\end{aligned} \tag{3.119}$$

Burada, “*h.c.*” ifadesi solunda bulunan terimin hermitsel eşleniği anlamına gelmektedir. “L” veya “R” alt indisi olmayan fermiyon alanlarının gerek sol gerekse sağ elli durumları temsil ettiği düşünülür. \mathcal{L}^l ve \mathcal{L}^q lagranjiyenlerinden W^- bozonlarının sadece sol elli fermiyonlarla, Z ve A bozonlarının ise hem sol hem de sağ elli fermiyonlarla etkileştikleri görülmektedir. \mathcal{L}^f lagranjiyeni çeşni değiştiren yüksüz akımları içermezken çeşni değişimi sadece W^\pm bozonlarıyla olan etkileşmelerde gerçekleşmektedir. Lepton sayısı korunumuna göre leptonların farklı aileler arasında etkileşmeleri yasaklıdır. Farklı kuark ailelerinin birbiriyle etkileşimlerinde böyle bir yasak olmamasına rağmen herhangi bir etkileşme bulunmamaktadır. Bunun nedeni, kuarkların kütle öz durumları yerine zayıf öz durumlarda bulunmasıdır. Eğer kütle öz durumlarına geçilirse farklı kuark aileleri arasında zayıf etkileşmeler meydana gelir. Şimdi üç aileli leptonlar ve kuarklar için Yukawa lagranjiyenini ele alalım:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^Y = & -f_e(\bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \Psi_L^1) - f_\mu(\bar{\Psi}_L^2 \Phi \mu_R + \bar{\mu}_R \Phi^\dagger \Psi_L^2) - f_\tau(\bar{\Psi}_L^3 \Phi \tau_R + \bar{\tau}_R \Phi^\dagger \Psi_L^3) \\
& -f_d(\bar{q}_L^1 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^1) - f_u(\bar{q}_L^1 \Phi^c u_R + \bar{u}_R \Phi^{c\dagger} q_L^1) - f_s(\bar{q}_L^2 \Phi s_R + \bar{s}_R \Phi^\dagger q_L^2) \\
& -f_c(\bar{q}_L^2 \Phi^c c_R + \bar{c}_R \Phi^{c\dagger} q_L^2) - f_b(\bar{q}_L^3 \Phi b_R + \bar{b}_R \Phi^\dagger q_L^3) - f_t(\bar{q}_L^3 \Phi^c t_R + \bar{t}_R \Phi^{c\dagger} q_L^3) \\
& -f_{ds}(\bar{q}_L^1 \Phi s_R + \bar{s}_R \Phi^\dagger q_L^1) - f_{db}(\bar{q}_L^1 \Phi b_R + \bar{b}_R \Phi^\dagger q_L^1) - f_{uc}(\bar{q}_L^1 \Phi^c c_R + \bar{c}_R \Phi^{c\dagger} q_L^1) \\
& -f_{ut}(\bar{q}_L^1 \Phi^c t_R + \bar{t}_R \Phi^{c\dagger} q_L^1) - f_{sd}(\bar{q}_L^2 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^2) - f_{sb}(\bar{q}_L^2 \Phi b_R + \bar{b}_R \Phi^\dagger q_L^2) \\
& -f_{cu}(\bar{q}_L^2 \Phi^c u_R + \bar{u}_R \Phi^{c\dagger} q_L^2) - f_{ct}(\bar{q}_L^2 \Phi^c t_R + \bar{t}_R \Phi^{c\dagger} q_L^2) - f_{bd}(\bar{q}_L^3 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^3) \\
& -f_{bs}(\bar{q}_L^3 \Phi s_R + \bar{s}_R \Phi^\dagger q_L^3) - f_{tu}(\bar{q}_L^3 \Phi^c u_R + \bar{u}_R \Phi^{c\dagger} q_L^3) - f_{tc}(\bar{q}_L^3 \Phi^c c_R + \bar{c}_R \Phi^{c\dagger} q_L^3) \quad (3.120)
\end{aligned}$$

Burada, lepton sayısı korunumuyla yasaklandığından dolayı leptonlar için farklı aileler arasında çapraz terimler bulunmamaktadır. Fakat lagranjiyen farklı kuark aileleri arasındaki karışmaları içermektedir. Bu şekilde farklı kuark ailelerinin karışımı için;

$$-f_{ds}(\bar{q}_L^1 \Phi s_R + \bar{s}_R \Phi^\dagger q_L^1) = -f_{ds} \frac{\eta}{\sqrt{2}} \bar{d}_L s_R - f_{ds} \frac{\eta}{\sqrt{2}} \bar{s}_R d_L - \frac{f_{ds}}{\sqrt{2}} \bar{d}_L H s_R - \frac{f_{ds}}{\sqrt{2}} \bar{s}_R H d_L \quad (3.121)$$

terimi ile örnek verilebilir. Burada, eşitliğin sağ tarafındaki ilk iki terim, farklı ailelerden olan d ve s kuarkların birbirine dönüşümlerini ve son iki terim ise bu kuarkların Higgs bozonuyla etkileşerek birbirine dönüşümlerini içermektedir. Kuark alanları, kütle öz durumlarında bulunmadığından (3.121) tarzı etkileşimler fiziksel değildir. Yukawa lagranjiyenini kuarklar için yazarsak;

$$\mathcal{L}_q^Y = \frac{(\eta + H(x))}{\sqrt{2}} \left[(\bar{u}_L \quad \bar{c}_L \quad \bar{t}_L) \tilde{M}' \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} + (\bar{d}_L \quad \bar{s}_L \quad \bar{b}_L) M' \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} \right] \quad (3.122)$$

$$\tilde{M} = \eta \tilde{M}' = -\eta \begin{bmatrix} f_{uu} & f_{uc} & f_{ut} \\ f_{cu} & f_{cc} & f_{ct} \\ f_{tu} & f_{tc} & f_{tt} \end{bmatrix}, \quad M = \eta M' = -\eta \begin{bmatrix} f_{dd} & f_{ds} & f_{db} \\ f_{sd} & f_{ss} & f_{sb} \\ f_{bd} & f_{bs} & f_{bb} \end{bmatrix} \quad (3.123)$$

ile verilir. Burada M ve \tilde{M} kuarkların kütle matrisleridir. Yukawa lagranjiyenindeki fiziksel olmayan terimleri yok etmenin yolu kuarkların kütle öz durumuna geçilmesidir. Bunu da kuarkların M ve \tilde{M} kütle matrislerini köşegenleştirerek gerçekleştirebiliriz. Kompleks elemanlı bir matris S ve T gibi iki üniter matris ile köşegenleştirilebilir: $S^\dagger M T = M_{diag}$. Bununla birlikte, u, c, t ve d, s, b kuark sektörlerinin kütle matrisleri farklı olması nedeniyle üniter

matrislerde farklı olmalıdır. Bu yüzden matrisler S_u, T_u ve S_d, T_d şeklinde tanımlanarak (3.122) lagranjiyeni köşegenleştirilir:

$$\mathcal{L}_q^Y = \frac{(\eta + H(x))}{\sqrt{2}} \left[(\bar{u}_L \quad \bar{c}_L \quad \bar{t}_L) S_u S_u^\dagger \tilde{M}' T_u T_u^\dagger \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} + (\bar{d}_L \quad \bar{s}_L \quad \bar{b}_L) S_d S_d^\dagger M' T_d T_d^\dagger \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} \right] \quad (3.124)$$

Kütle öz durumlarına kütle matrisleri köşegenleştirilerek geçildi. Şimdi kuark alanları için kütle öz durumlarını yazalım:

$$\begin{pmatrix} u_L' \\ c_L' \\ t_L' \end{pmatrix} = S_u^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u_R' \\ c_R' \\ t_R' \end{pmatrix} = T_u^\dagger \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} d_L' \\ s_L' \\ b_L' \end{pmatrix} = S_d^\dagger \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} d_R' \\ s_R' \\ b_R' \end{pmatrix} = T_d^\dagger \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} \quad (3.125)$$

Böylelikle kuarklar, SM lagranjiyeninde kütle öz durumlarında yazılırlar. Fakat yüklü kuark akımlarının W ayar bozonuyla etkileşimleri farklı kuark sektörlerini barındırdığından bu terimler kütle öz durumuna geçildiği zaman değişmektedirler:

$$\mathcal{L}_{yüklü \text{ akım}}^q = -\frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L' \quad \bar{c}_L' \quad \bar{t}_L') \gamma^\mu S_u^\dagger S_d \begin{pmatrix} d_L' \\ s_L' \\ b_L' \end{pmatrix} W_\mu^- + h. c. \quad (3.126)$$

Burada S_u ve S_d farklı kuark sektörlerinde oldukları için $S_u^\dagger S_d \neq \mathbb{1}$ olmaktadır. Bu $S_u^\dagger S_d$ matrisi, Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisi olarak bilinmektedir. (3.126) ifadesindeki CKM matrisi ile kuarkların yüklü akım etkileşimlerinde bir değişim ortaya çıkmaktadır. Farklı ailelere sahip olan kuarklar bu matris ile birbirleriyle karışırlar:

$$\begin{pmatrix} d'' \\ s'' \\ b'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \quad (3.127)$$

Burada, V ifadeleri CKM matris elemanlarıdır. CKM matrisi, 3×3 kompleks elemanlı bir matristir.

3.3 STANDART MODEL GENİŞLETİLMESİ (SME)

Parçacık fiziğinin Standart Modeli (SM) ve Einstein'ın Genel Görelilik (GR) teorisi bugüne kadarki en başarılı teorilerdir. Lorentz simetrisi, bu teorilerin her ikisinde de temel bir varsayım olarak yer almaktadır ve doğanın birleşik bir kuantum tanımı için bu teorilerin birleşmesinin Planck skalası olan $m_p \approx 10^{19}$ GeV'de bir anlaşma yapması beklenir. Planck skalası, LHC'de elde edilen enerjiden 10^{15} kat daha büyüktür. Bu nedenle, deneyleri doğrudan Planck skalasında yürütmek mümkün değildir. Öte yandan, Planck skalasında birleşik kuantum teorisinden ortaya çıkan baskılanmış bazı etkiler, son derece duyarlı düşük enerjili deneylerde gözlemlenebilir. Böyle bir olası etki Lorentz simetri kırılması ile ilişkili olan eşdeğerlik ilkesinin ihlalidir (Coleman and Glashow 1997, Colladay and Kostelecky 1998, Coleman and Glashow 1999, Kostelecky 2004). Literatürde tartışıldığı gibi Lorentz ihlali, sicim teorisi veya kuantum yerçekimi mekanizmalarında mevcut olabilir (Kostelecky and Samuel 1989a, Kostelecky and Samuel 1989b, Kostelecky and Samuel 1989c, Kostelecky and Potting 1991). Lorentz ihlali kaynaklı olabilecek gözlemlenebilir herhangi bir sinyal, bir etkin alan teorisi ile tanımlanabilir (Kostelecky and Potting 1995). SME, Lorentz simetrisinin ihlalini içeren bir etkin alan teorisi modelidir (Kostelecky and Potting 1995, Colladay and Kostelecky 1998).

Önemli bir ayrılık, yerçekiminin etkilerini görmezden gelen ve gelmeyen deneyler arasındadır. Bu nedenle, yerçekimini içermeyen (özel görelilik ve global Lorentz değişmezliğinin en önemli olduğu yer) ve yerçekimini içeren (Lorentz simetrisinin eğri bir uzay-zaman içinde lokal bir simetri olarak davranması) SME'nin sınırları arasında bir ayırım yapılır. SME'nin yerçekimsel olmayan sınırlarının genel olarak yerçekimi içeren daha büyük SME sınırlarının alt kümeleri olacağı beklenmektedir. Örneğin, eğrilik sıfıra ayarlanmışsa ve metrik Minkowski metriği ile değiştirilirse, yer çekimi olan bir SME sınırı, yerçekiminin dahil olmadığı SME sınırına düşmelidir. SME'nin açık sınırlarının oluşturulmasından başlayarak, ilk olarak yerçekimini göz ardı etmek ve daha sonra ortaya çıkan teorileri yerçekimini birleştirmek için genelleştirmek doğaldır (Bluhm 2014).

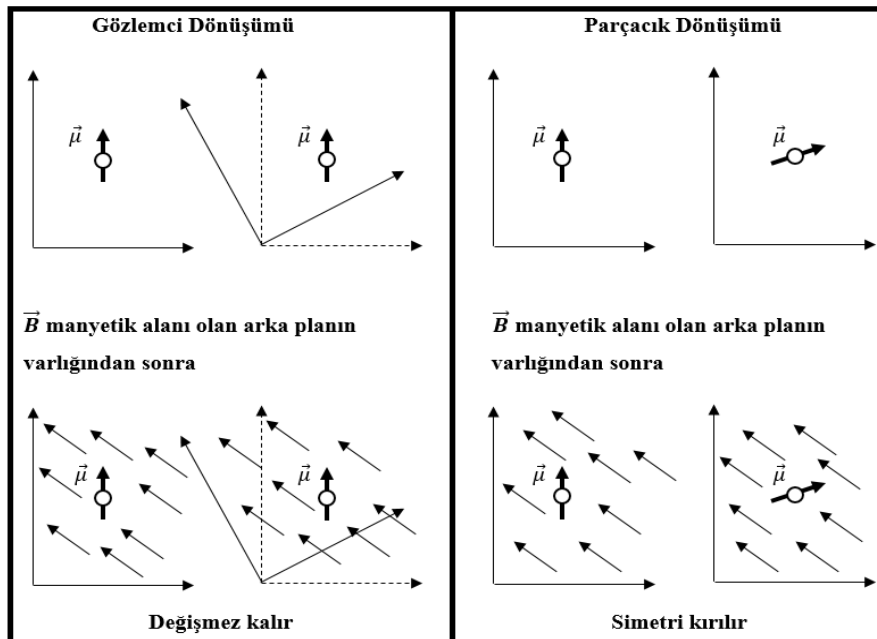
SM'nin kendisi renormalize edilebilir ve ayar değişmez bir teori olduğu için, yararlı bir SME limiti oluşturmanın ilk adımı, bu özellikleri korurken Lorentz ihlalini dahil etmektir. SME'leri mertebe mertebe renormalize ve ayar değişmez terimlere sınırlayan bu sınır, minimal SME (mSME) olarak adlandırılır. mSME ile çalışmanın bir avantajı, her bir parçacık sektörünün deneysel olarak irdelenebilen sonlu bağımsız bir mSME katsayıları kümesine sahip olmasıdır.

Gravitasyon olmaksızın SME'nin minimal versiyonu bazı yararlı özellikler sunmaktadır: enerji-momentum korunumu, gözlemci Lorentz değişmezliği, kuantizasyon, hermitik, mikronedensellik, enerjinin pozitifliği, ayar değişmezliği ve merteye merteye renormalize edilebilirlik (Colladay and McDonald 2004). Son yıllarda, minimal SME'deki Lorentz ihlali katsayıları deneyçiler tarafından Lorentz ihlali üzerindeki hassasiyet kısıtlamalarını bildirdiği için benimsenmiştir. Minimal SME, Lorentz ihlalinin ilk sinyallerini araştırmak için teorisyenler ve deneyçiler tarafından kapsamlı bir şekilde kullanılmıştır (Bluhm 2006, Bluhm 2014). Lorentz ihlali, özellikle yeni fizik etkilerinin kaynağı olarak düşünülebilir (Aranda et al. 2014a, Aranda et al. 2014b, Spor and Şahin 2019).

Lorentz-kovaryant dinamikleri ile sicim teoriler bağlamında kendiliğinden Lorentz kırılmasının meydana gelebileceği gösterilmiştir. Geleneksel SM'den farklı olarak, sicim teorileri tipik olarak saf vakumu karıştırabilen ve Lorentz tensörleri için sıfır olmayan beklenen değerlerin oluşumunu tetikleyen etkileşimleri içerir. Yüksek boyutlu Lorentz simetrisinin kendiliğinden kırılmasının, dördü uzay-zaman boyutundan daha fazlasını içeren gerçekçi Lorentz-kovaryant temel teorisinde beklendiği unutulmamalıdır. Kırılma dördü makroskopik uzay-zaman boyutuna uzanırsa, SM seviyesinde belirgin Lorentz ihlali meydana gelebilir. Bu, geleneksel renormalize edilebilir ayar modellerin yapısının dışında ortaya çıkan temel teoriden gözlemlenebilir bir etkiyi temsil edecektir. Lorentz değişmezliğini açık bir şekilde ihlal eden bazı terimlerin indüklendiği, düşük enerjili bir etkin alan teorisi bağlamında, kendiliğinden Lorentz kırılmasının etkilerini tedavi etmek için bir çerçeve geliştirilmiştir. Teorik açıdan bakıldığında, ortaya çıkan etkilerin nispeten az olduğu ortaya çıkmaktadır. Önemli bir nokta, Lorentz simetrisinin temel teorisinin bir özelliği olmaya devam etmesidir çünkü kırılma kendiliğinden oluşur. Bu, mikronedensellik ve enerjinin pozitifliği de dahil olmak üzere, geleneksel teorilerin çeşitli çekici özelliklerinin, düşük enerjili etkin alan teorisinde tutulması gerektiğini göstermektedir. Ayrıca, temel teoride tensör beklenen değerleri uzay-zaman pozisyonundan bağımsız olması koşuluyla, enerji ve momentum her zamanki gibi korunur. Ayrıca, standart kuantizasyon yöntemleri etkilenmez, bu yüzden relativistik bir Dirac denklemi ve relativistik olmayan bir Schrödinger denklemi uygun sınırlarda ortaya çıkar (Colladay and Kostelecky 1998).

Özel görelilikte, parçacıklar ve alanlar için hareket denklemleri Lorentz dönüşümleri altında değişmezdir. Bu durumda Lorentz simetrisi global bir simetridir, dönüşümler uzay-zamandaki her noktada aynıdır. Özel göreliliğin geometrisi, düz bir uzay-zaman veya Minkowski uzay-

zamanıdır. Aksine, GR'de, yer çekiminin etkileri uzay-zamanın eğriliği ile tanımlanır ve geometri Riemann'dır. Lorentz simetrisi hala GR'de tutulur, fakat sadece lokal olarak, örneğin, anlık sonsuz eylemsiz çerçevelerde. Lokal Lorentz çerçeveleri olarak adlandırılan bu lokal çerçevelerde, özel görelilik yasalarının eşdeğerlik ilkesine göre tutulduğu varsayılmaktadır. Bu durumda simetri lokal Lorentz değişmezliği (LLI)'dir. SME bağlamında, iki olası Lorentz dönüşümü çeşidi bulunmaktadır: gözlemci ve parçacık Lorentz dönüşümleri. Gözlemci dönüşümleri, geleneksel Lorentz dönüşümlerinde olduğu gibi koordinat sistemlerinin değişmesiyle gerçekleştirilir. Diğer taraftan parçacık Lorentz dönüşümleri gözlemcinin çerçevesini değiştirmeden parçacık alanları üzerinde gerçekleştirilir. Bu iki dönüşümün bir örneği olarak, manyetik moment $\vec{\mu}$ olan bir parçacığı düşünelim. Vakumda, parçacığı tanımlamak için kullanılan koordinat sistemi (gözlemci dönüşümü) veya parçacığın kendisi (parçacık dönüşümü) şekil 3.5'de görüldüğü gibi döndürülür ve bu iki dönüşüm ters şekilde ilişkilidir. Parçacık Lorentz dönüşümleri altındaki değişmezlik, sistemin fiziksel simetrisini belirtir. Bununla birlikte, şekil 3.5'e bakılırsa bir \vec{B} manyetik alan gibi bir arka plan alanının varlığı, sistemin fiziksel simetrisini parçacık dönüşümleri altında kırmaktadır (sistem, dönüştürülmüş versiyonundan fiziksel olarak ayırt edilebilir) ve gözlemci çerçevesinin dönüşümleri altında değişmezliği korumaktadır. Bu örnek, dönme değişmezliğini kırılmış simetri olarak gösterir, fakat aynı fikir, hem dönmeler hem de ötelemeler altında değişmezlik oluşturan Lorentz değişmezliğine genişletilebilir.



Şekil 3.5 Gözlemci ve parçacık dönüşümü.

Bu iki tip dönüşüm çoğu durumda eşdeğer olmasına rağmen, bir arka plan alanı olduğunda denklik tutmaz. SME'nin ana motivasyonu, parçacık Lorentz simetrisinin kırılmış olduğu durumda bile, gözlemci Lorentz dönüşümleri altında fiziğin değişmez kalmasıdır. Bu tuhaf durum, sabit arka plan alanlarının varlığında meydana gelebilir. Örneğin, sabit bir $b^{\theta\phi}$ arka plan tensör alanına sahip olduğumuzu varsayalım. Daha sonra, $b^{\theta\phi}$, gözlemci Lorentz dönüşümleri altında bir rank-2 tensörü olarak dönüşür, ancak parçacık Lorentz dönüşümleri altında 4x4 skaler olarak dönüşür. Sonuç olarak, gözlemci Lorentz simetrisi değişmez kalır, fakat parçacık Lorentz simetrisi kırılır.

3.4 RANDALL-SUNDRUM (RS) EK BOYUT MODELİ VE RADYON

SM, mevcut çarpıştırıcıların enerji aralığındaki temel parçacıkların ve etkileşimlerinin açıklanmasında başarılı olmasına rağmen hala yanıtlanması gereken bazı sorular bulunmaktadır. Böyle bir cevapsız problem, elektrozayıf skala ile Planck skalası arasındaki açıklanamayan büyük enerji uçurumu olarak kısaca özetlenebilen hiyerarşi problemidir. Ek boyut modelleri, hiyerarşi problemine çözüm sağlamaktadır. Hiyerarşi problemine çözüm sunan popüler ek boyut modellerinden biri de bükülmüş ek boyutların Randall-Sundrum (RS) modelidir (Randall and Sundrum 1999a). Küçük ek boyutlu orijinal model, bazen RS-1 modeli olarak adlandırılmaktadır. Sonsuz ek boyutlu RS-2 modeli ile karıştırılmamalıdır (Randall and Sundrum 1999b, Liu 2018). RS-1 modeline göre S^1/Z_2 orbifoldunun sabit noktalarında bir adet uzaysal ek boyut ve iki adet 3-brane bulunmaktadır. Eğer y ek boyut koordinatını temsil ediyorsa ve r_c kompaktlaştırma yarıçapı ise 3-branelerden biri $y = 0$ konumunda diğeri $y = \pi r_c$ konumunda bulunmaktadır. $y = 0$ 'da bulunan 3-brane, Planck brane veya gizli brane olarak adlandırılır ve $y = \pi r_c$ 'da bulunan diğeri 3-brane ise TeV brane veya görünür brane olarak adlandırılır. Tüm SM alanlarının TeV branede sınırlı olduğu oysaki yerçekiminin hacme yayılabileceği varsayılmaktadır. Beş boyutlu hacim, bir anti-de Sitter uzayıdır ve bir Λ kozmolojik sabitine sahiptir. Geometrisi aşağıda verilen metrik tarafından tanımlanmıştır (Randall and Sundrum 1999a):

$$ds^2 = e^{-2k|y|} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2 \quad (3.128)$$

Burada k hacim eğriliğini temsil etmektedir. Eğer (3.128) metriği, eylem yerine koyulursa ve y koordinatı üzerinden integral alınırsa Planck skalası (\bar{M}_{Pl}) ile temel skala (M) arasındaki aşağıda verilen ilişki çıkarılır:

$$\bar{M}_{Pl}^2 = \frac{M^3}{k} (1 - e^{-2kr_c\pi}) \quad (3.129)$$

Planck skalası ile temel skala arasındaki büyük kütle farkı, $k \approx \bar{M}_{Pl}$ ve $kr_c\pi \approx 35$ seçilirse ortadan kaldırılabilir. Sonuç olarak hiyerarşi problemi çözülür. RS-1 modelinin orijinal makalesinde (Randall and Sundrum 1999a), kompaktlaştırma yarıçapı bir skaler alanın vakum beklenen değeri ile ilişkilidir. Bununla birlikte, r_c dinamik tarafından belirlenemez ve dolayısıyla r_c 'nin değeri kısmen keyfidir. (3.128)'deki metrik, bir arka plan metriği olarak düşünülebilir ve y koordinatındaki dalgalanma, radyon adı verilen bir skaler alana yol açmaktadır. Goldberger ve Wise, beşinci boyutun boyutunu dengelemek için bir mekanizma önermişlerdir (Goldberger and Wise 1999). Goldberger ve Wise, braneler üzerindeki etkileşim terimlerinin radyonu dengeleyebilen bir potansiyel yaratmasıyla arka plan metriğinde yayılan bir hacim skaler alanı öne sürdüler. Radyonun kütlesi ve vakum beklenen değeri, bu potansiyelden belirlenebilir. Beş boyutlu metriği, aşağıdaki gibi yazabiliriz (Csaki et al. 2001, Dominici et al. 2003, Kubota and Nojiri 2013):

$$ds^2 = e^{-2(kr_c|\phi|+F(x,\phi))} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - (1 + 2F(x, \phi))^2 r_c^2 d\phi^2 \quad (3.130)$$

Burada, $F(x, \phi)$ skaler pertürbasyonu temsil eder ve şu şekilde verilebilir: $F(x, \phi) = \Phi(x)R(\phi)$. Bu formülde, $R(\phi)$ fonksiyonu, (3.130)'daki metriğin Einstein alan denklemlerini çözmesini talep ederek belirlenir. $\Phi(x)$, kanonik olarak normalize edilmiş dört boyutlu radyon alanını göstermektedir. Skaler pertürbasyon için yaklaşık çözüm aşağıda verilmektedir:

$$F(x, \phi) = \frac{\Phi(x)}{\Lambda_\phi} \exp\{2kr_c(\phi - \pi)\} \quad (3.131)$$

Burada $\Lambda_\phi = \sqrt{6}M_{Pl} \exp(-kr_c\pi)$ olarak verilir (Csaki et al. 2001, Dominici et al. 2003).

Literatürdeki RS-1 modelinin çeşitli genişletilmiş versiyonları dikkate alınmıştır. Modelin bazı versiyonlarında sadece yerçekimi değil aynı zamanda diğer parçacıkların da ek boyutta yayılmalarına izin verilir. Sonuç olarak, bu hacim parçacıklarının Kaluza-Klein (KK) uyarımları vardır. Fakat RS-1 modelinin birçok genişletilmiş versiyonunda bu KK uyarımları çok ağırdır ve LHC enerjilerindeki süreçlere doğrudan katkıları göz ardı edilebilir. Öte yandan radyonun kütlesi, TeV skalasından daha küçük olabilir ve doğrudan LHC’de tespit edilebilir (Kubota and Nojiri 2013, Desai et al. 2013, Cox et al. 2014, Kubota and Nojiri 2014, Frank et al. 2016, Şahin et al. 2019). Bu tez çalışmasında böyle bir senaryonun gerçekleştiği varsayılmıştır.

3.4.1 Higgs Bozonun ve Radyonun SM Alanları İle Etkileşimleri

Kütleli ayar bozonlarına ve fermiyonlara radyon bağlaşımı, Higgs bozonununkine benzerdir. Tek fark, Higgs bağlaşımı v elektrozaıf skala ile ters orantılı iken radyon bağlaşımı Λ_ϕ radyonun vakum beklenen değeri ile ters orantılıdır. İlk olarak, SM Higgs durumunda bağlaşımın kütle ile orantılı olduğu kütleli ayar bozonlarına bağlaşımı tartışılacaktır. Radyonun söz konusu olduğu durumda, hacimdeki ayar bozonlarının yayılmasına bağlı olarak, kütleli ayar bozonlarının hacim kinetik teriminde radyonun ek bir ağaç mertebesinde bağlaşımı bulunmaktadır. Bu ek ağaç mertebesi bağlaşımı, hacim içinde yayılan kütesiz ayar bozonları için de mevcuttur. Higgs bozonunun ve radyonun kütleli ayar bozonlarıyla etkileşim lagranjiyenleri aşağıda sırasıyla verilmiştir (Frank et al. 2016):

$$\mathcal{L}_h = \frac{h}{v} (2M_W^2 W_\alpha^\dagger W^\alpha + M_Z^2 Z_\alpha Z^\alpha) \quad (3.132)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_r = & \frac{r}{\Lambda_\phi} \left[2M_W^2 \left(1 - \frac{3kr_c\pi M_W^2}{\Lambda_\phi^2} \right) W_\alpha^\dagger W^\alpha + M_Z^2 \left(1 - \frac{3kr_c\pi M_Z^2}{\Lambda_\phi^2} \right) Z_\alpha Z^\alpha \right. \\ & \left. + \frac{1}{4kr_c\pi} (2W_{\alpha\beta}^\dagger W^{\alpha\beta} + Z_{\alpha\beta} Z^{\alpha\beta}) \right] \end{aligned} \quad (3.133)$$

Öte yandan radyonun foton ve gluona bağlaşımı, ağaç-mertebesi bağlaşımından (Csaki et al. 2007) ve ayrıca iz anomalilerinden (Csaki et al. 2001) ek katkılar almaktadır. Bu bağlaşımına ek olarak, 1-ilmek mertebesinde burada yazmadığımız katkılar da mevcuttur.

Higgs bozonunun ve radyonun kütesiz ayar bozonlarıyla etkileşim lagranjiyenleri aşağıda verilmiştir (Kubota and Nojiri 2013, Frank et al. 2016):

$$\mathcal{L}_h = \frac{1}{8\pi v} \left\{ \alpha b_{EM}^h h F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} + \alpha_s b_{QCD}^h h G_{\alpha\beta}^{(a)} G^{(a)\alpha\beta} \right\} \quad (3.134)$$

$$\mathcal{L}_r = \frac{1}{4\Lambda_\phi} \left\{ \left(\frac{\alpha}{2\pi} b_{EM}^r + \frac{1}{kr_c\pi} \right) r F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} + \left(\frac{\alpha_s}{2\pi} b_{QCD}^r + \frac{1}{kr_c\pi} \right) r G_{\alpha\beta}^{(a)} G^{(a)\alpha\beta} \right\} \quad (3.135)$$

Burada h ve r , Higgs ve radyon alanlarını göstermektedir. α ve α_s ise elektromanyetik ve güçlü bağlaşım sabitleridir. b_{EM} ve b_{QCD} fonksiyonları 1-ilmek mertebesi katkıları içeren form faktörleridir:

$$b_{QCD}^h = F_f \quad , \quad b_{QCD}^r = 7 + F_f \quad (3.136)$$

$$b_{EM}^h = \frac{8}{3} F_f - F_W \quad , \quad b_{EM}^r = -\frac{11}{3} + \frac{8}{3} F_f - F_W \quad (3.137)$$

$$F_f = \tau_f \left(1 + (1 - \tau_f) f(\tau_f) \right) \quad , \quad F_W = 2 + 3\tau_W + 3\tau_W(2 - \tau_W) f(\tau_W) \quad (3.138)$$

$$f(\tau) = \begin{cases} \left(\arcsin \frac{1}{\sqrt{\tau}} \right)^2 & ; \tau > 1 \\ -\frac{1}{4} \left(\log \frac{\eta_+}{\eta_-} - i\pi \right)^2 & ; \tau < 1 \end{cases} \quad (3.139)$$

$$\tau = \left(\frac{2m_1}{m_2} \right)^2 \quad , \quad \eta_{\pm} = 1 \pm \sqrt{1 - \tau} \quad (3.140)$$

Burada m_1 , ilmekteki parçacığın kütesini ve m_2 ise ya radyonun ya da Higgs'in kütesini göstermektedir. Higgs bozonunun ve radyonun fermiyonlar ile etkileşim lagranjiyenleri aşağıda verilmiştir (Kubota and Nojiri 2013):

$$\mathcal{L}_h = \frac{h}{v} (m_f \bar{\psi} \psi) \quad (3.141)$$

$$\mathcal{L}_r = \frac{r}{\Lambda_\phi} (m_f \bar{\psi} \psi) \quad (3.142)$$

burada ψ , SM fermiyon alanıdır. Stres-enerji momentum tensörü ile etkileşimi sayesinde radyonun Higgs bozonuyla bağlaşım lagranjiyeni aşağıda verilmiştir:

$$\mathcal{L}_r = \frac{r}{\Lambda_\phi} (-\partial_\alpha h \partial^\alpha h + 2m_h^2 h^2) \quad (3.143)$$

3.4.2 Higgs-Radyon Karışımı

Higgs ve radyon alanları arasındaki karışım aşağıdaki verilen eylemle oluşturulabilir (Csaki et al. 2001, Dominici et al. 2003):

$$S_\xi = \xi \int dx^4 \sqrt{g_{TeV}} R(g_{TeV}) H^\dagger H \quad (3.144)$$

Burada g_{TeV} , TeV brane üzerinde indüklenmiş metrik, $R(g_{TeV})$ indüklenmiş metriğin dört boyutlu Ricci skaleri ve ξ karışım parametresidir. (3.144)'deki etkin eylem, aşağıdaki bilineer alanlar içeren lagranjiyene yol açar:

$$\mathcal{L}_{mix} = -\frac{1}{2} (1 + 6\gamma^2 \xi) r \square r - \frac{1}{2} m_r^2 r^2 - \frac{1}{2} m_h^2 h^2 - \frac{1}{2} h \square h + 6\xi \gamma h \square r \quad (3.145)$$

Burada m_r ve m_h , radyonun ve Higgs'in kütlesidir ve $\gamma = v/\Lambda_\phi$ 'dir. Yukarıdaki lagranjiyenin kinetik kısmı, radyon ve Higgs alanlarının yeniden tanımlanmasıyla köşegenleştirilebilir. Lagranjiyeni köşegenleştiren dönüşüm aşağıda verilmiştir (Dominici et al. 2003, Kubota and Nojiri 2013):

$$h = dH + cR \quad , \quad r = aR + bH \quad (3.146)$$

burada

$$d = \cos \theta - \frac{6\xi\gamma}{Z} \sin \theta \quad , \quad c = \sin \theta + \frac{6\xi\gamma}{Z} \cos \theta \quad (3.147)$$

$$a = \frac{\cos \theta}{Z} \quad , \quad b = -\frac{\sin \theta}{Z} \quad (3.148)$$

$$Z = \sqrt{\beta - 36\xi^2\gamma^2} \quad , \quad \beta = 1 + 6\xi\gamma^2 \quad (3.149)$$

Burada, θ açısı, aşağıdaki denklemden çözülebilir:

$$\tan 2\theta = \frac{12\xi\gamma Z m_h^2}{m_r^2 - m_h^2(Z^2 - 36\xi^2\gamma^2)} \quad (3.150)$$

(3.146) ifadesinde R ve H ile kütle öz durumları gösterilmiştir. Bunlar hem h (SM Higgs) hem de r 'yi (RS radyon) içeren karışım alanlarıdır. Karışım parametresi sıfıra yaklaştığında ($\xi \rightarrow 0$) notasyon, h ve r alanları sırasıyla H ve R 'ye yaklaştığı gerçeğinden kaynaklanmaktadır. Bu yüzden H , Higgs-benzeri karışım durumu ve R ise radyon-benzeri karışım durumu olarak ifade edilir. Bu karışım skalerlerinin kütlelerini m_H ve m_R olarak göstereceğiz. m_H ve m_R kütlelerinin değerleri, (3.146) dönüşümüyle (3.145) lagranjiyenini köşegenleştirerek elde edilebilir ve aşağıda verilmiştir:

$$m_{\pm}^2 = \left[m_r^2 + \beta m_h^2 \pm \sqrt{(m_r^2 + \beta m_h^2)^2 - 4m_r^2 m_h^2 Z^2} \right] / 2Z^2 \quad (3.151)$$

Burada eğer $m_R > m_H$ ise $m_+ = m_R$ ve $m_- = m_H$ 'dir ve eğer $m_R < m_H$ ise $m_+ = m_H$ ve $m_- = m_R$ 'dir. İlk durumda ($m_R > m_H$), h ve r alanları için kütleler, m_+ , m_- 'nin bir fonksiyonu olarak;

$$m_h^2 = \frac{Z^2}{2\beta} \left[m_+^2 + m_-^2 - \sqrt{(m_+^2 + m_-^2)^2 - \frac{4m_+^2 m_-^2 \beta}{Z^2}} \right] \quad (3.152)$$

$$m_r^2 = \frac{Z^2}{2} \left[m_+^2 + m_-^2 + \sqrt{(m_+^2 + m_-^2)^2 - \frac{4m_+^2 m_-^2 \beta}{Z^2}} \right] \quad (3.153)$$

ve ikinci durumda ($m_R < m_H$), h ve r alanları için kütleler, m_+ , m_- 'nin bir fonksiyonu olarak verilmiştir:

$$m_h^2 = \frac{Z^2}{2\beta} \left[m_+^2 + m_-^2 + \sqrt{(m_+^2 + m_-^2)^2 - \frac{4m_+^2 m_-^2 \beta}{Z^2}} \right] \quad (3.154)$$

$$m_r^2 = \frac{Z^2}{2} \left[m_+^2 + m_-^2 - \sqrt{(m_+^2 + m_-^2)^2 - \frac{4m_+^2 m_-^2 \beta}{Z^2}} \right] \quad (3.155)$$

(3.152)-(3.155) ifadelerinden karakök içindeki terimin fiziksel kütleler için pozitif olması gerektiği gözlemlenir. Bu yüzden m_R ve m_H için yerine getirilmesi gereken bir koşul bulunmaktadır:

$$(m_R^2 + m_H^2)^2 - \frac{4m_R^2 m_H^2 \beta}{Z^2} > 0 \quad (3.156)$$

Bundan böyle Higgs olarak H Higgs karışımına ve radyon olarak R radyon karışımına değinilecektir. Higgs karışımının ve radyon karışımının kütleli ayar bozonu çifti ile olan etkileşim lagranjiyeni, (3.146) dönüşümüyle (3.132) ve (3.133) lagranjiyenlerinden elde edilebilir:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H = \frac{H}{v} & \left\{ \left[d + \gamma b \left(1 - \frac{3kr_c \pi M_W^2}{\Lambda_\phi^2} \right) \right] 2M_W^2 W_\alpha^\dagger W^\alpha + \frac{\gamma b}{2kr_c \pi} W_{\alpha\beta}^\dagger W^{\alpha\beta} \right. \\ & \left. + \left[d + \gamma b \left(1 - \frac{3kr_c \pi M_Z^2}{\Lambda_\phi^2} \right) \right] M_Z^2 Z_\alpha Z^\alpha + \frac{\gamma b}{4kr_c \pi} Z_{\alpha\beta} Z^{\alpha\beta} \right\} \end{aligned} \quad (3.157)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_R = \frac{R}{v} & \left\{ \left[c + \gamma a \left(1 - \frac{3kr_c \pi M_W^2}{\Lambda_\phi^2} \right) \right] 2M_W^2 W_\alpha^\dagger W^\alpha + \frac{\gamma a}{2kr_c \pi} W_{\alpha\beta}^\dagger W^{\alpha\beta} \right. \\ & \left. + \left[c + \gamma a \left(1 - \frac{3kr_c \pi M_Z^2}{\Lambda_\phi^2} \right) \right] M_Z^2 Z_\alpha Z^\alpha + \frac{\gamma a}{4kr_c \pi} Z_{\alpha\beta} Z^{\alpha\beta} \right\} \end{aligned} \quad (3.158)$$

Benzer olarak, Higgs karışımının ve radyon karışımının kütesiz ayar bozonları ile olan etkileşim lagranjiyeni, (3.146) dönüşümüyle (3.134) ve (3.135) lagranjiyenlerinden elde edilebilir:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_H = & \frac{1}{8\pi v} \left\{ \left[d\alpha b_{EM}^h + b\gamma \left(\frac{2}{kr_c} + \alpha b_{EM}^r \right) \right] HF_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} \right. \\ & \left. + \left[d\alpha_s b_{QCD}^h + b\gamma \left(\frac{2}{kr_c} + \alpha_s b_{QCD}^r \right) \right] HG_{\alpha\beta}^{(a)} G^{(a)\alpha\beta} \right\}\end{aligned}\quad (3.159)$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_R = & \frac{1}{8\pi v} \left\{ \left[c\alpha b_{EM}^h + a\gamma \left(\frac{2}{kr_c} + \alpha b_{EM}^r \right) \right] RF_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} \right. \\ & \left. + \left[c\alpha_s b_{QCD}^h + a\gamma \left(\frac{2}{kr_c} + \alpha_s b_{QCD}^r \right) \right] RG_{\alpha\beta}^{(a)} G^{(a)\alpha\beta} \right\}\end{aligned}\quad (3.160)$$

Son olarak, $m_R > 2m_H$ olduğunda daha ağır skaler, daha hafif bir skaler çiftine bozunabilir. Karışım senaryosunda iki skaler arasındaki bağlaşım, üç basit kaynaktan gelmektedir: i-) Radyonun SM Higgs alanının izi ile etkileşimi, ayrıca (3.143) ifadesindeki karışmamış durumda mevcuttur; ii-) Higgs potansiyelindeki trilineer terim; ve iii-) (3.144) ifadesindeki Higgs-radyon karışım teriminden bir katkı.

Higgs karışımının ve radyon karışımının fermiyonlar ile olan etkileşim lagranjyeni, (3.146) dönüşümüyle (3.141) ve (3.142) lagranjyenlerinden elde edilebilir:

$$\mathcal{L}_H = \frac{H}{v} (d + \gamma b) [m_f \bar{\psi} \psi] \quad (3.161)$$

$$\mathcal{L}_R = \frac{R}{v} (c + \gamma a) [m_f \bar{\psi} \psi] \quad (3.162)$$

Radyonun iki Higgs bozonu ile etkileşim lagranjyeni aşağıda verilmiştir:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_R = & \frac{R}{\Lambda_\phi} \{ [-d^2 a (\partial_\alpha H \partial^\alpha H + 2m_H^2 HH)] + 4dcbm_H^2 HH \} - \frac{3m_H^2}{2v} (d^2 c RH^2) \\ & - \frac{3\xi}{\Lambda_\phi} [(d^2 a H^2 \square R + 2dcbH \square HR)] - \frac{6\xi v}{\Lambda_\phi} [(dbaH^2 \square R + (da + cb)bH \square HR)]\end{aligned}\quad (3.163)$$

Sonunda, Higgs-radyon karışımı senaryosu dört parametre ile tanımlanmıştır. Bu parametreler: ξ , Λ_ϕ , m_R ve m_H 'dir. Bununla birlikte, eğer LHC'de gözlenen skaler, h SM Higgs olmayıp fakat H Higgs-benzeri karışım durumu olduğu varsayılırsa $m_H = 125$ GeV alınır ve böylece üç bağımsız parametre kalır.

Bütünlük amacı için $RZ\gamma$ etkileşimini tanımlayan lagranjiyen ele alalım. Bu lagranjiyen, ilmek içinde dolaşan fermiyonlardan ve W bozonlarından katkılar almaktadır ve aşağıda verilmiştir (Gunion et al. 1988, Farina et al. 2015, Bhattacharya et al. 2015):

$$\mathcal{L}_{RZ\gamma} = \frac{\alpha}{4\pi \sin \theta_W} \left[A^h \frac{c}{v} + A^r \frac{a}{\Lambda_\phi} \right] RF_{\alpha\beta} Z^{\alpha\beta} \quad (3.164)$$

burada

$$A^{r,h} = A_1^{r,h}(x_W, \lambda_W) + \sum_f \frac{N_c Q_f v_f}{\cos \theta_W} A_{1/2}^{r,h}(x_f, \lambda_f) \quad (3.165)$$

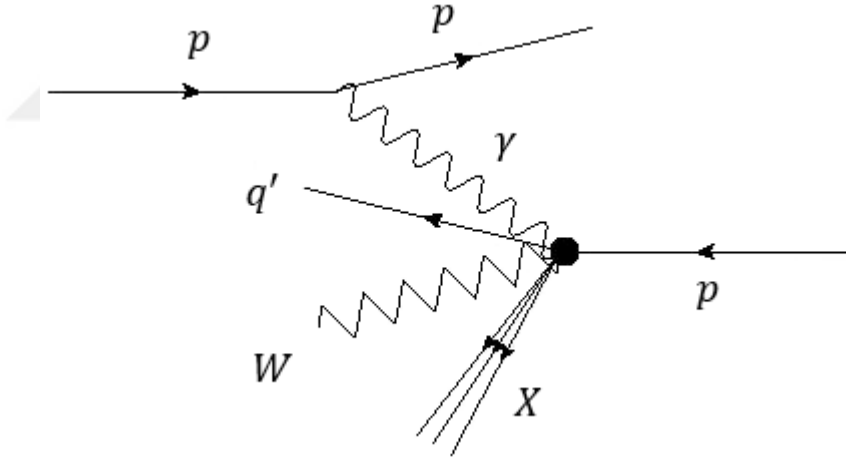
$A_1^{r,h}(x_W, \lambda_W)$ ve $A_{1/2}^{r,h}(x_f, \lambda_f)$ fonksiyonları için açık ifadeler ve ayrıca diğer gerekli tanımlamalar, Gunion et al. (1988) ve Bhattacharya et al. (2015)'de bulunabilir (ayrıca bkz. Farina et al. (2015)).



BÖLÜM 4

BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINDAKİ W BOZONUNUN TEK ÜRETİMİNDE STANDART MODEL GENİŞLETİLMESİNİN LORENTZ İHLALİ ETKİLERİ

Bu çalışmada, sabit bir antisimetrik $b^{\theta\phi}$ arka plan tensör alanının varlığında Büyük Hadron Çarpıştırıcısındaki (LHC) foton-proton çarpışmasının $\gamma q \rightarrow W^- q'$ alt süreci ile ilgilenilmiştir. Uzay-zaman boyunca arka plan alanının varlığı, fenomenolojik etkilerini araştırdığımız kendiliğinden Lorentz ihlalini ima etmektedir. Bu bakımdan, $WW\gamma$ köşesindeki Lorentz ihlali etkilerinden meydana gelen $\gamma q \rightarrow W^- q'$ alt sürecindeki SM öngörüsünden sapmalar araştırılmıştır. Böylece, SME yaklaşımındaki yeni fizik etkilerine odaklanıldı.



Şekil 4.1 $pp \rightarrow p\gamma\gamma \rightarrow pW^-q'X$ sürecini gösteren şematik diyagram.

$\gamma q \rightarrow W^- q'$ süreci, proton-proton çarpışmasındaki $pp \rightarrow p\gamma\gamma \rightarrow pW^-q'X$ 'da bir alt süreç olarak yer almaktadır. Burada q ve q' kuark alanlarını ve X derin inelastik saçılmadan sonra proton kalıntılarını göstermektedir. Şekil 4.1'de şematik gösterimi olan $pp \rightarrow p\gamma\gamma \rightarrow pW^-q'X$ sürecinde gelen protondan esnek saçılma yapan foton, diğer gelen protonun içine işleyerek kuarkları ile etkileşmektedir. Bu nedenle foton-proton etkileşmesi derin çarpışma olarak adlandırılan bir tür etkileşmedir. Saçılan foton ile gelen protonun kuarkları arasındaki etkileşmeden meydana gelen ve kinetik enerji korunumunu bozan X proton kalıntılarının

bulunması nedeniyle foton-proton saçılması inelastiktir. Böylece inceleyeceğimiz ana süreç, hem bir elastik foton yayınlanmasını hem de derin inelastik foton-proton saçılmasını içeren karma bir karaktere sahiptir. Aşağıda ana sürecin sekiz bağımsız alt süreci düşünülmüştür ve her bir alt süreçten gelen katkılar toplanmıştır:

$$\begin{aligned}
\text{(i)} \quad \gamma d &\rightarrow W^- u & \text{(v)} \quad \gamma \bar{u} &\rightarrow W^- \bar{d} \\
\text{(ii)} \quad \gamma d &\rightarrow W^- c & \text{(vi)} \quad \gamma \bar{u} &\rightarrow W^- \bar{s} \\
\text{(iii)} \quad \gamma s &\rightarrow W^- u & \text{(vii)} \quad \gamma \bar{c} &\rightarrow W^- \bar{d} \\
\text{(iv)} \quad \gamma s &\rightarrow W^- c & \text{(viii)} \quad \gamma \bar{c} &\rightarrow W^- \bar{s}
\end{aligned} \tag{4.1}$$

Diğer alt süreçler, CKM matris elemanlarının küçüklüğünden dolayı kısıtlanmıştır. Bunun sonucu olarak hesaplarımızda ihmal edilmişlerdir. Ayrıca, başlangıcında b ve t kuark içeren alt süreçler ihmal edilmiştir. b ve t kuark için kuark dağılımları, diğer kuarklara göre çok küçük olasılıklar verdiğinden bu varsayım makuldür.

$pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^- q'X$ foton indüklü süreci, başlangıç protonlarının birinden saçılan Weizsacker Williams fotonlarıyla LHC’de yer almaktadır. Bu Weizsacker Williams fotonlarının virtüallitesi çok düşük olduğundan bir proton, bir Weizsacker Williams fotonu yayınladığında partonlara ayrılmamaktadır (Rouby 2008, Schul 2011). Sonuç olarak, böyle bir proton bozunmadan kalır ve detektörler tarafından tespit edilebilir. Öte yandan, bu bozunmayan protonlar, merkezi detektörler tarafından tespit edilemeyebilir. Böyle proton demetlerini tespit etmek için çok ileri detektörler (VFD) olarak adlandırılan özel detektör tipleri gereklidir. LHC’nin bozunmayan protonları tespit edebilen VFD ile donatılması planlanmaktadır (Albrow et al. 2014, Allport and Nessi 2011, Tasevsky 2015). VFD’yi karakterize eden önemli bir parametre, foton yayan protonun ξ momentum kesir kaybıdır. Bu parametrenin aralığı, VFD’nin proton tespit akseptansı belirlemektedir. Gerçekçi bir değer için ileri detektör akseptans aralığı $0,015 < \xi < 0,15$ olarak alınacaktır (Albrow et al. 2014, Allport and Nessi 2011, Tasevsky 2015).

LHC’deki foton-foton ve foton-proton süreçlerinde yeni fizik araştırmaları literatürde yaygındır. Bu çalışmalar, hem deneysel hem de fenomenolojik makaleleri kapsamaktadır. Bazı temsili deneysel makaleler, ATLAS Collaboration (2016), Baldenegro et al. (2018), CMS Collaboration (2012b), CMS Collaboration (2012c), CMS Collaboration (2013), CMS

Collaboration (2016), CMS Collaboration (2018)'de ve fenomenolojik olanlar ise Arı et al. (2016), Atağ and Billur (2010), Billur et al. (2017), Chaichian et al. (2009), Chapon et al. (2010), Dougall and Wick (2009), Epele et al. (2012), Fichet et al. (2014), Fichet and von Gersdorff (2014), Fichet et al. (2015), Fichet et al. (2016), Ginzburg and Schiller (1999), Gonçalves and Sauter (2010), Gupta (2012), İnan (2010), İnan and Billur (2011), Kepka and Royon (2008), Khoze et al. (2002), Köksal and İnan (2014), Köksal et al. (2016), Piotrkowski and Schul (2010), Schul and Piotrkowski (2008), Selçin and Şahin (2017), Senol and Köksal (2015), Sun and Yue (2014), Sun (2014), Şahin and İnan (2009), Şahin and Billur (2011), Şahin and Köksal (2011), Şahin and Billur (2012), Şahin et al. (2013)'de verilmiştir. Öte yandan, bildiğimiz kadarıyla SME ve Lorentz simetri ihlali LHC'deki foton-foton ve foton-proton süreçlerinde çalışılmamıştır. Bu çalışma, LHC'deki foton-proton sürecinde Lorentz ihlali etkilerini araştırmak için bir ilktir.

4.1 $\gamma q \rightarrow W^- q'$ 'NİN TESİR KESİTİ

Bu çalışmada, minimal SME senaryosu ele alınmıştır ve Lorentz ihlali etkilerinin $WW\gamma$ köşesini modifiye ettiği varsayılmıştır. Literatürdeki bazı makalelerde olduğu gibi (örneğin, bkz. Aranda et al. (2014a), Aranda et al. (2014b)) SME'den gelen diğer katkılar (örneğin, rank-4 tensörlerinden katkılar) ihmal edilmiştir ve $WW\gamma$ köşesi için lagranjiyenin aşağıdaki gibi verildiği varsayılmıştır:

$$\mathcal{L}_{SME} = \frac{ig_e}{2} b^{\theta\phi} (W_{\theta\nu}^- W_{\phi\lambda}^+ F^{\nu\lambda} + W_{\theta\nu}^+ W^{-\nu\lambda} F_{\phi\lambda} + W_{\phi\lambda}^- W^{+\nu\lambda} F_{\theta\nu}) \quad (4.2)$$

Burada $b^{\theta\phi}$, antisimetrik ve kütlelerin karesinin tersi boyutunda olan sabit arka plan tensörüdür. $W_{\mu\nu}$ ve $F_{\mu\nu}$ vektör alanları için alan stres tensörleri, aşağıdaki verildiği gibi yazılabilir:

$$W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu, \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (4.3)$$

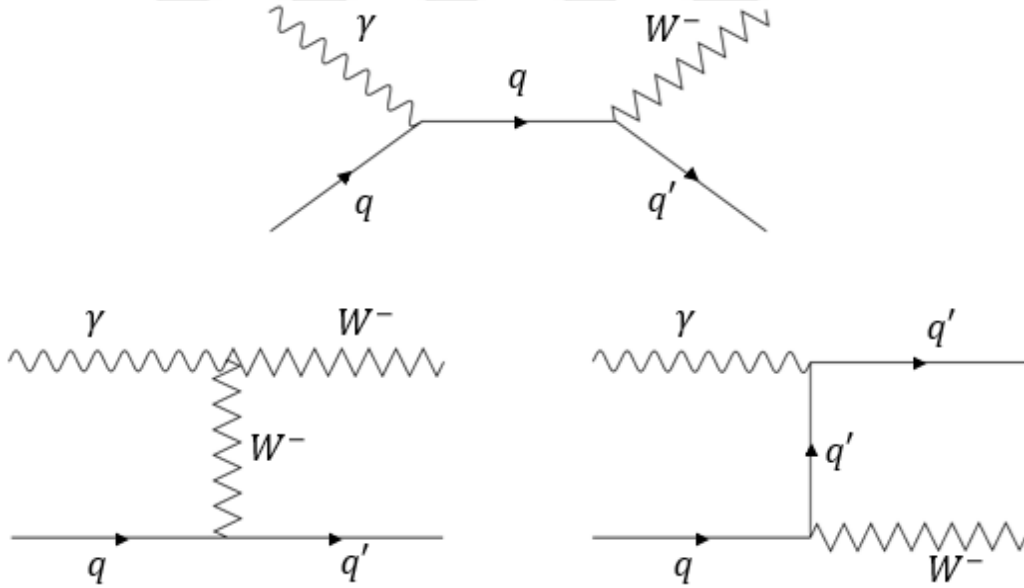
Burada, W_μ ve A_μ , W bozonu ve foton alanlarıdır. (4.2) ifadesindeki SME lagranjiyeninden elde edilen anormal $WW\gamma$ köşe fonksiyonu, aşağıdaki gibi verilir:

$$\Gamma_{\mu\nu\lambda}(k_1, k_2, k_3) = \frac{ig_e}{2} b^{\theta\phi} \Gamma_{\theta\phi\mu\nu\lambda} \quad (4.4)$$

burada

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\theta\phi\mu\nu\lambda} = & k_{1\nu}k_{2\phi}(k_{3\theta}g_{\mu\lambda} - k_{3\mu}g_{\theta\lambda}) + k_{1\theta}k_{2\mu}(k_{3\nu}g_{\phi\lambda} - k_{3\phi}g_{\nu\lambda}) \\
& + k_{1\lambda}k_{3\theta}(k_{2\mu}g_{\phi\nu} - k_{2\phi}g_{\mu\nu}) + k_{1\phi}k_{3\mu}(k_{2\theta}g_{\lambda\nu} - k_{2\lambda}g_{\theta\nu}) \\
& + k_{2\lambda}k_{3\phi}(k_{1\theta}g_{\mu\nu} - k_{1\nu}g_{\mu\theta}) + k_{2\theta}k_{3\nu}(k_{1\lambda}g_{\mu\phi} - k_{1\phi}g_{\mu\lambda}) \\
& + (k_1 \cdot k_2)(k_{3\mu}g_{\phi\nu}g_{\theta\lambda} - k_{3\theta}g_{\phi\nu}g_{\mu\lambda} + k_{3\phi}g_{\mu\theta}g_{\nu\lambda} - k_{3\nu}g_{\mu\theta}g_{\phi\lambda}) \\
& + (k_1 \cdot k_3)(k_{2\lambda}g_{\theta\nu}g_{\mu\phi} - k_{2\theta}g_{\mu\phi}g_{\lambda\nu} + k_{2\phi}g_{\mu\nu}g_{\theta\lambda} - k_{2\mu}g_{\phi\nu}g_{\theta\lambda}) \\
& + (k_2 \cdot k_3)(k_{1\nu}g_{\mu\theta}g_{\phi\lambda} - k_{1\lambda}g_{\mu\phi}g_{\theta\nu} + k_{1\phi}g_{\theta\nu}g_{\mu\lambda} - k_{1\theta}g_{\mu\nu}g_{\phi\lambda})
\end{aligned} \tag{4.5}$$

Burada, k_1 fotonun momentumunu ve k_2 ve k_3 , W bozonlarının momentumlarını temsil etmektedir. $\gamma q \rightarrow W^- q'$ alt süreci, şekil 4.2'de verilen ağaç mertebesi Feynman diyagramları ile tanımlandı. Burada $q = d, s, \bar{u}, \bar{c}$ ve $q' = u, c, \bar{d}, \bar{s}$ kuarkları göstermektedir.



Şekil 4.2 $\gamma q \rightarrow W^- q'$ alt süreci için ağaç mertebesi Feynman diyagramları.

$b^{\theta\phi}$ arka plan tensörü antisimetrik olduğundan altı bağımsız parametre içermektedir. Bu bağımsız parametreler, $e^i \equiv b^{0i}\Lambda^2$ ve $b^i \equiv (1/2)\epsilon^{ijk}b^{jk}\Lambda^2$ üçlü vektörleri ile tanımlanabilir; burada $i, j, k = 1, 2, 3$ 'dür ve Λ yeni fizik enerji skalasını temsil etmektedir (Altschul et al. 2010). $b^{\theta\phi}$ arka plan tensörü ile $F^{\theta\phi}$ elektromanyetik alan stres tensörü arasındaki benzerlikten dolayı \vec{e} ve \vec{b} üçlü vektörleri, sırasıyla elektrik-benzeri ve manyetik-benzeri olarak adlandırılır.

parametresidir ve α merkezi momentum çerçevesindeki saçılma açısıdır (bkz. şekil 4.3). W bozonunun boyuna polarizasyon durumu, (4.9) ifadesinde verildi ve $\varphi_w = 0$ ile temsil edilir. Elektron ve kuarkların kütlesi ihmal edildi ve bu yaklaşımdan dolayı tüm kuarklar sol-ellidir. Weyl temsiliinde gelen ve çıkan kuarkların helisite öz durumlarını aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$U_L(p_1) = s^{1/4} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad U_L(p_2) = \left(\frac{s - m_w^2}{\sqrt{s}} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -\sin \alpha/2 \\ \cos \alpha/2 \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

SM'in helisite genlikleri, üç ayrı Feynman diyagramından gelen genlikler toplanarak bulunur. SM için toplam helisite genlikleri aşağıda verilmiştir:

$$M_{+1,+1}^{SM} = \frac{g_e g_w U_{qq} \sqrt{s(\cos \alpha + 1)}}{\sqrt{s - m_w^2}[(\cos \alpha - 1)s - (\cos \alpha + 1)m_w^2]} \times [(\cos \alpha + 1)m_w^2(Q_{cq} - 1) + s(-Q_{cq} \cos \alpha + \cos \alpha + Q_{cq} + 1)] \quad (4.11)$$

$$M_{+1,-1}^{SM} = \frac{-g_e g_w m_w^2 U_{qq} (\cos \alpha - 1)}{\sqrt{s(\cos \alpha + 1)} \sqrt{s - m_w^2}[(\cos \alpha - 1)s - (\cos \alpha + 1)m_w^2]} \times [(\cos \alpha + 1)m_w^2(Q_{cq} - 1) + s(-Q_{cq} \cos \alpha + \cos \alpha + Q_{cq} + 1)] \quad (4.12)$$

$$M_{+1,0}^{SM} = \frac{-g_e g_w m_w U_{qq} \sqrt{2(1 - \cos \alpha)}}{\sqrt{s - m_w^2}[(\cos \alpha - 1)s - (\cos \alpha + 1)m_w^2]} \times [(\cos \alpha + 1)m_w^2(Q_{cq} - 1) + s(-Q_{cq} \cos \alpha + \cos \alpha + Q_{cq} + 1)] \quad (4.13)$$

$$M_{-1,+1}^{SM} = 0 \quad (4.14)$$

$$M_{-1,-1}^{SM} = \frac{g_e g_w U_{qq} \sqrt{s - m_w^2}}{\sqrt{s(\cos \alpha + 1)}[(\cos \alpha - 1)s - (\cos \alpha + 1)m_w^2]} \times [m_w^2(\cos^2 \alpha (-Q_{cq} + Q_{gq} + 1) + 2 \cos \alpha Q_{gq} + Q_{cq} + Q_{gq} - 1) + s(\cos \alpha ((\cos \alpha - 2)(Q_{cq} - 1) - Q_{gq} \cos \alpha) + Q_{cq} + Q_{gq} + 3)] \quad (4.15)$$

$$M_{-1,0}^{SM} = \frac{g_e g_w U_{qq} (Q_{cq} - Q_{gq} - 1) \sqrt{s - m_w^2} \sqrt{2(1 - \cos \alpha)}}{2m_w} \quad (4.16)$$

Burada Q_{cq} çıkan kuarkın yükünü ve Q_{gq} gelen kuarkın yükünü tanımlamaktadır. Kuarkların yükleri $Q_u = Q_c = 2/3$ ve $Q_d = Q_s = -1/3$ 'tür. Yukarıdaki (4.11)-(4.16) ifadeleri, aşağıdaki SM için $WW\gamma$ köşe fonksiyonu kullanılarak hesaplanmıştır:

$$\Gamma_{\nu\lambda\mu}^{SM} = i g_e [g^{\nu\lambda} (-k_2 - k_3)^\mu + g^{\lambda\mu} (k_3 - k_1)^\nu + g^{\mu\nu} (k_1 + k_2)^\lambda] \quad (4.17)$$

SME'nin etkileri, iki farklı senaryo düşünülerek analiz edildi. Senaryo-1'de $\vec{e} = 0$ ancak $\vec{b} \neq 0$ ($b_p = b_y = 1$) olduğu varsayıldı. Bu yüzden bu senaryoda β açısı ile bağımsız bir parametreye sahip olunmuştur. Senaryo-2'de ise $\vec{e} \neq 0$ ($e_p = e_y = 1$) ancak $\vec{b} = 0$ olduğu varsayıldı. Bu senaryoda ψ açısı ile bağımsız bir parametreye sahip olunmuştur. Senaryo-1 durumunda Lorentz ihlali etkilerinden meydana gelen yeni fizik (NP) katkılarının helisite genlikleri aşağıda verilmiştir:

$$M_{+1,+1}^{NP} = \frac{-g_e g_w U_{qq} (\cos \alpha + 1) (s - m_w^2)^{3/2}}{16\Lambda^2 \sqrt{s} [(\cos \alpha + 1)m_w^2 - s \cos \alpha + s]} \quad (4.18)$$

$$\times [\sqrt{1 - \cos \alpha} (i \sin \beta (2m_w^2 \cos \alpha - 3s \cos \alpha + 3s) - 2m_w^2 + 6s) + i(\cos \alpha - 1)\sqrt{\cos \alpha + 1}(2m_w^2 - 3s) \cos \beta]$$

$$M_{+1,-1}^{NP} = \frac{-g_e g_w U_{qq} (s - m_w^2)^{3/2}}{16\Lambda^2 \sqrt{s} [(\cos \alpha + 1)m_w^2 - s \cos \alpha + s]} \quad (4.19)$$

$$\times [\sqrt{1 - \cos \alpha} (i \sin \beta (3m_w^2 \cos \alpha (\cos \alpha + 1) + ((3 - 2 \cos \alpha) \cos \alpha - 5)s) + 3(\cos \alpha + 1)m_w^2 + (3 \cos \alpha - 7)s) + i(\cos \alpha - 1)\sqrt{\cos \alpha + 1} \cos \beta (3(\cos \alpha + 1)m_w^2 - 2s \cos \alpha)]$$

$$M_{+1,0}^{NP} = \frac{g_e g_w m_w U_{qq} (m_w^2 - s) \sqrt{s - m_w^2}}{8\sqrt{2}\Lambda^2 [(\cos \alpha + 1)m_w^2 - s \cos \alpha + s]} \quad (4.20)$$

$$\times [\sqrt{\cos \alpha + 1} (-i \sin \beta (\cos^2 \alpha + \cos \alpha - 2) - \cos \alpha + 1) + i\sqrt{1 - \cos \alpha} (\cos \alpha + 1)^2 \cos \beta]$$

$$M_{-1,+1}^{NP} = \frac{-g_e g_w U_{qq} \sqrt{s(s - m_w^2)}}{16\Lambda^2[(\cos \alpha + 1)m_w^2 - s \cos \alpha + s]} \quad (4.21)$$

$$\times [\sqrt{1 - \cos \alpha} (3(\cos \alpha - 3)m_w^2 + (7 - 3 \cos \alpha)s)(-1 + i \cos \alpha \sin \beta) \\ + i(\cos \alpha - 1) \cos \beta \sqrt{\cos \alpha + 1}(3(\cos \alpha - 3)m_w^2 + (5 - 3 \cos \alpha)s)]$$

$$M_{-1,-1}^{NP} = \frac{-g_e g_w U_{qq} \sqrt{s - m_w^2}}{16\Lambda^2 \sqrt{s}[(\cos \alpha + 1)m_w^2 - s \cos \alpha + s]} \quad (4.22)$$

$$\times [\sqrt{1 - \cos \alpha} (-i \sin \beta ((-3 \cos^2 \alpha + \cos \alpha - 6)m_w^2 s + 3 \cos \alpha (\cos \alpha + 1)m_w^4 \\ - 6(\cos \alpha - 1)s^2) + 3(\cos \alpha + 1)m_w^4 - (3 \cos \alpha + 13)m_w^2 s + 12s^2) \\ - i(\cos \alpha - 1)\sqrt{\cos \alpha + 1} \cos \beta (3(\cos \alpha + 1)m_w^4 - m_w^2(3s \cos \alpha + s) - 6s^2)]$$

$$M_{-1,0}^{NP} = \frac{g_e g_w m_w U_{qq} \sqrt{s - m_w^2}}{8\sqrt{2}\Lambda^2[(\cos \alpha + 1)m_w^2 - s \cos \alpha + s]} \quad (4.23)$$

$$\times [i\sqrt{1 - \cos \alpha} \cos \beta (3(\cos^2 \alpha - 1)m_w^2 + (3 - \cos \alpha (3 \cos \alpha + 4))s) \\ + (\cos \alpha - 1)\sqrt{\cos \alpha + 1}(3(m_w^2 - s) + i \sin \beta (3 \cos \alpha (s - m_w^2) + 2s))]$$

Senaryo-2 durumunda Lorentz ihlali etkilerinden meydana gelen yeni fizik (NP) katkılarının helisite genlikleri aşağıda verilmiştir:

$$M_{+1,+1}^{NP} = \frac{-g_e g_w U_{qq} (\cos \alpha + 1) \sqrt{s - m_w^2}}{16\Lambda^2 \sqrt{s}[(\cos \alpha + 1)m_w^2 - s \cos \alpha + s]} \quad (4.24)$$

$$\times [-(\cos \alpha - 1)\sqrt{\cos \alpha + 1}(2m_w^4 + m_w^2 s - 3s^2) \cos \psi \\ - \sqrt{1 - \cos \alpha} (\sin \psi (2 \cos \alpha m_w^4 + (\cos \alpha - 3)m_w^2 s - 3(\cos \alpha + 1)s^2) \\ + 2i(m_w^4 + 2m_w^2 s))]$$

$$M_{+1,-1}^{NP} = \frac{g_e g_w U_{qq} \sqrt{s - m_w^2}}{16\Lambda^2 \sqrt{s}[(\cos \alpha + 1)m_w^2 - s \cos \alpha + s]} \quad (4.25)$$

$$\times [-(\cos \alpha - 1)\sqrt{\cos \alpha + 1}(m_w^2 - s) \cos \psi (3(\cos \alpha + 1)m_w^2 + 2s \cos \alpha) \\ + \sqrt{1 - \cos \alpha} (\sin \psi (-3 \cos \alpha (\cos \alpha + 1)m_w^4 + (\cos \alpha (\cos \alpha + 6) - 5)m_w^2 s \\ + (\cos \alpha (2 \cos \alpha + 3) - 1)s^2) + i(3(\cos \alpha + 1)m_w^4 \\ + 2(2 - 3 \cos \alpha)m_w^2 s - (3 \cos \alpha + 1)s^2))]$$

$$M_{+1,0}^{NP} = \frac{-g_e g_w m_w U_{qq} \sqrt{s - m_w^2}}{8\sqrt{2}\Lambda^2[(\cos \alpha + 1)m_w^2 - s \cos \alpha + s]} \quad (4.26)$$

$$\times \left[\sqrt{1 - \cos \alpha} (\cos \alpha + 1)(5 \cos \alpha - 1)(m_w^2 - s) \cos \psi - (\cos \alpha - 1)\sqrt{\cos \alpha + 1} \right.$$

$$\left. \times (\sin \psi ((5 \cos \alpha + 4)m_w^2 - 5(\cos \alpha + 2)s) + i(m_w^2 + 5s)) \right]$$

$$M_{-1,+1}^{NP} = \frac{g_e g_w U_{qq} \sqrt{s(s - m_w^2)}}{16\Lambda^2[(\cos \alpha + 1)m_w^2 - s \cos \alpha + s]} \quad (4.27)$$

$$\times \left[-(\cos \alpha - 1)\sqrt{\cos \alpha + 1} \cos \psi (3(\cos \alpha - 3)m_w^2 - 3s \cos \alpha + s) \right.$$

$$\left. - \sqrt{1 - \cos \alpha} (3(\cos \alpha - 3)m_w^2 - (3 \cos \alpha + 1)s)(\cos \alpha \sin \psi + i) \right]$$

$$M_{-1,-1}^{NP} = \frac{-g_e g_w U_{qq} \sqrt{s - m_w^2}}{16\Lambda^2 \sqrt{s}[(\cos \alpha + 1)m_w^2 - s \cos \alpha + s]} \quad (4.28)$$

$$\times \left[-(\cos \alpha - 1)\sqrt{\cos \alpha + 1} \cos \psi (3(\cos \alpha + 1)m_w^4 - (3 \cos \alpha + 5)m_w^2 s - 6s^2) \right.$$

$$+ \sqrt{1 - \cos \alpha} (-3i(\cos \alpha + 1)m_w^4 + i(3 \cos \alpha - 7)m_w^2 s + \sin \psi (-3 \cos \alpha (\cos \alpha + 1)m_w^4$$

$$+ (\cos \alpha + 3)(3 \cos \alpha - 2)m_w^2 s + 6(\cos \alpha + 1)s^2)) \left. \right]$$

$$M_{-1,0}^{NP} = \frac{g_e g_w m_w U_{qq} \sqrt{s - m_w^2}}{8\sqrt{2}\Lambda^2[(\cos \alpha + 1)m_w^2 - s \cos \alpha + s]} \quad (4.29)$$

$$\times \left[\sqrt{1 - \cos \alpha} \cos \psi (3(\cos^2 \alpha - 1)m_w^2 - (\cos \alpha + 3)(3 \cos \alpha - 1)s) \right.$$

$$\left. - (\cos \alpha - 1)\sqrt{\cos \alpha + 1} (\sin \psi (3m_w^2 \cos \alpha - 3s \cos \alpha - 10s) + 3i(m_w^2 - s)) \right]$$

Burada U_{qq} kuarklar arasındaki karışımı tanımlayan Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisidir. $\gamma q \rightarrow W^- q'$ alt süreci için $U_{ud}=0,97417$, $U_{us}=0,2248$, $U_{cd}=0,22$ ve $U_{cs}=0,995$ değerleri kullanılmıştır (Particle Data Group 2016). $g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$ ve $g_w = g_e/\sin \theta_w$ bağlaşım sabitleridir; burada α ince yapı sabiti ve θ_w Weinberg açısıdır. Yukarıdaki (4.18)-(4.29) ifadeleri, aşağıdaki SME için $WW\gamma$ köşe fonksiyonu kullanılarak hesaplanmıştır:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\mu\nu}^{SME} = & \frac{ig_e b^{\theta\phi}}{2} \{ (m_w^2 - t)(\gamma_\mu g_{\theta\nu} k_{2\phi} - \gamma_\mu g_{\theta\nu} k_{1\phi} - \gamma_\phi k_{2\theta} g_{\mu\nu}) + (m_w^2 + t) \\
& \times (\gamma_\theta k_{1\phi} g_{\mu\nu} - \gamma_\mu k_{1\theta} g_{\phi\nu}) + \gamma_\nu [(m_w^2 - t)((k_{1\theta} - k_{2\theta})g_{\phi\mu} + g_{\theta\mu} k_{2\phi}) + 4k_{2\theta} k_{1\phi} k_{2\mu}] \\
& + 2[k_{2\theta}(2\gamma_\mu k_{1\phi} + \gamma_\phi k_{2\mu}) + \gamma_\theta(k_{1\phi} k_{2\mu} - m_w^2 g_{\phi\mu})]k_{1\nu} + 2k_1 [-2k_{2\theta} k_{1\phi} g_{\mu\nu} \\
& + (k_{1\theta} g_{\phi\nu} + g_{\theta\nu}(k_{1\phi} - k_{2\phi}))k_{2\mu} - (k_{1\theta} - k_{2\theta})g_{\phi\mu} k_{1\nu} + g_{\theta\mu}(tg_{\phi\nu} + k_{2\phi} k_{1\nu})] \} \quad (4.30)
\end{aligned}$$

SME'nin helisite genlikleri, SM ve yeni fizik (NP) genliklerinin toplamı olarak yazılabilir:

$$M_{\varphi_\gamma, \varphi_w}^{SME} = M_{\varphi_\gamma, \varphi_w}^{SM} + M_{\varphi_\gamma, \varphi_w}^{NP} \quad (4.31)$$

$\gamma q \rightarrow W^- q'$ 'daki başlangıç durum fotonları, polarize olmayan proton demetlerinden yayınlandığından Weizsacker Williams fotonlarının da polarize olmaması gerekir. Bu nedenle, başlangıç durum fotonları polarize değilken son durum W bozonlarının polarize olması dikkate alınmıştır. Polarize olmayan başlangıç fotonları ancak polarize son durum W bozonları için genliğin karesini elde etmek adına $\varphi_\gamma = +1$ ve $\varphi_\gamma = -1$ için genlik kareler toplanmıştır:

$$|M_{unpol, \varphi_w}|^2 = |M_{+1, \varphi_w}|^2 + |M_{-1, \varphi_w}|^2 \quad (4.32)$$

Son durum W bozonu polarizasyonu, bozunma ürünlerinin açısal dağılımı ile belirlenebilir. Bununla birlikte, $\varphi_w = +1$ ve $\varphi_w = -1$ durumlarını ayırt etmek deneysel olarak zordur. Bu nedenle, son durum W bozonunun sadece enine ve boyuna polarizasyon durumları dikkate alınmıştır. Enine (tr) ve boyuna (lo) polarizasyon için genlik kareler aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$|M_{unpol, tr}|^2 = |M_{unpol, +1}|^2 + |M_{unpol, -1}|^2 \quad (4.33)$$

$$|M_{unpol, lo}|^2 = |M_{unpol, 0}|^2 \quad (4.34)$$

Alt sürecin diferansiyel tesir kesiti, aşağıda verilen formülden elde edilmiştir:

$$\left(\frac{d\sigma_{unpol, tr(lo)}}{d\Omega} \right) = \frac{s - m_w^2}{64\pi^2 s^2} |M_{unpol, tr(lo)}|^2 \quad (4.35)$$

4.2 WEIZSACKER WILLIAMS YAKLAŞIMI VE $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ 'İN TESİR KESİTİ

$pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ ana sürecinin tesir kesiti, $\gamma q \rightarrow W^-q'$ alt sürecine ait tesir kesitinin başlangıç foton ve kuark dağılımları üzerinden integre edilmesiyle elde edilir:

$$\sigma(pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X) = \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} dQ^2 \int_{x_{1,min}}^{x_{1,max}} dx_1 \int_{x_{2,min}}^{x_{2,max}} dx_2 \quad (4.36)$$

$$\times \left(\frac{dN_\gamma}{dx_1 dQ^2} \right) \left(\frac{dN_q}{dx_2} \right) \hat{\sigma}_{\gamma q \rightarrow W^- q'}(\hat{s})$$

$$= \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} dQ^2 \int_{\frac{M_{inv}}{\sqrt{s}}}^{\sqrt{\xi_{max}}} dz 2z \int_{MAX(z^2, \xi_{min})}^{\xi_{max}} \frac{dx_1}{x_1} \left(\frac{dN_\gamma}{dx_1 dQ^2} \right) N_q(z^2/x_1) \hat{\sigma}_{\gamma q \rightarrow W^- q'}(z^2 s) \quad (4.37)$$

Burada $x_1 = E_\gamma/E$ başlangıç fotonlarının enerji kesridir ve x_2 ise kuark tarafından taşınan protonun momentumunun momentum kesridir. (4.37) ifadesindeki ikinci integrali, $2z/x_1$ Jacobian determinanı ile $dx_1 dx_2$ 'i $dz dx_1$ diferansiyellerine dönüştürerek elde edildi; burada $z = \sqrt{x_1 x_2} \cong \sqrt{\hat{s}/s}$ dir. M_{inv} ise $\gamma q \rightarrow W^- q'$ alt sürecinin son parçacıklarının toplam kütesidir. dN_q/dx_2 protonun kuark dağılım fonksiyonudur ve $N_q(z^2/x_1)$ ise $x_2 = z^2/x_1$ değerinin dN_q/dx_2 'ye verilmesidir. Proton kütesinden daha büyük olan yüksek enerjilerde $\xi = E_\gamma/E = x_1$ yazmak iyi bir yaklaşımdır. Hesaplarda kuarkın virtüalitesi, $Q^2 = m_w^2$ olarak alındı. Hesaplarımızda Martin, Stirling, Thorne ve Watt'ın parton dağılım fonksiyonları (Martin et al. 2007) kullanıldı. $dN_\gamma/dx_1 dQ^2$, Q^2 virtüaliteli ve x_1 enerji kesrine sahip bir foton için dağılım fonksiyonudur. Weizsacker Williams yaklaşımını kullandığımızda gelen proton demetinden yayınlanan eşdeğer foton için eşdeğer foton dağılımı aşağıdaki analitik formül ile yazılabilir (Baur et al. 2002, Budnev et al. 1975, Piotrkowski 2001):

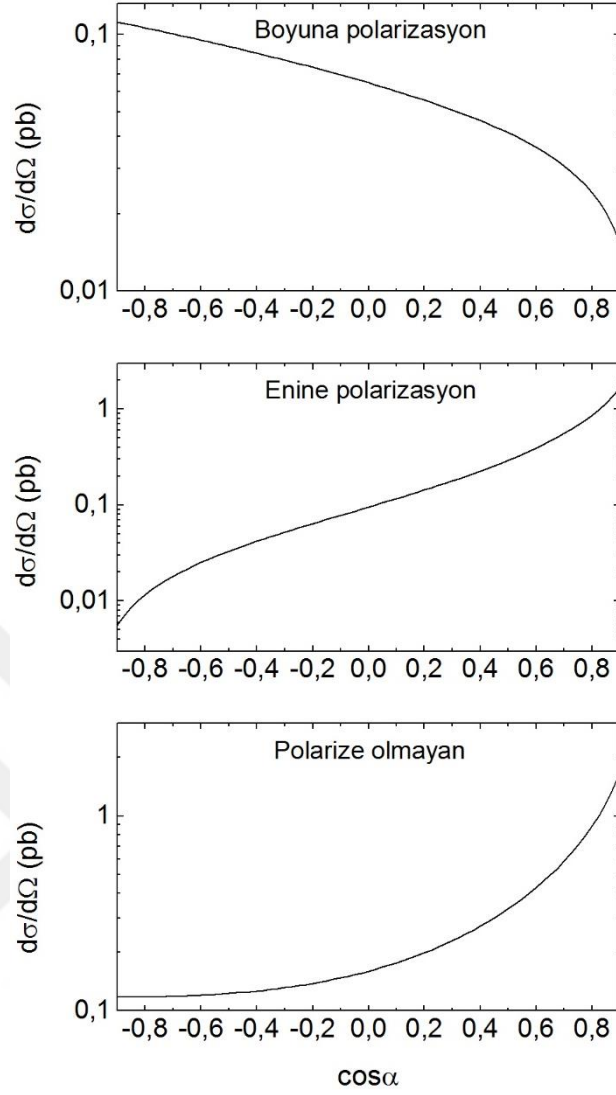
$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma dQ^2} = \frac{\alpha}{\pi E_\gamma Q^2} \left[\left(1 - \frac{E_\gamma}{E} \right) \left(1 - \frac{Q_{min}^2}{Q^2} \right) F_E + \frac{E_\gamma^2}{2E^2} F_M \right] \quad (4.38)$$

burada

$$Q_{min}^2 = \frac{m_p^2 E_\gamma^2}{E(E - E_\gamma)} \quad , \quad F_E = \frac{4m_p^2 G_E^2 + Q^2 G_M^2}{4m_p^2 + Q^2} \quad (4.39)$$

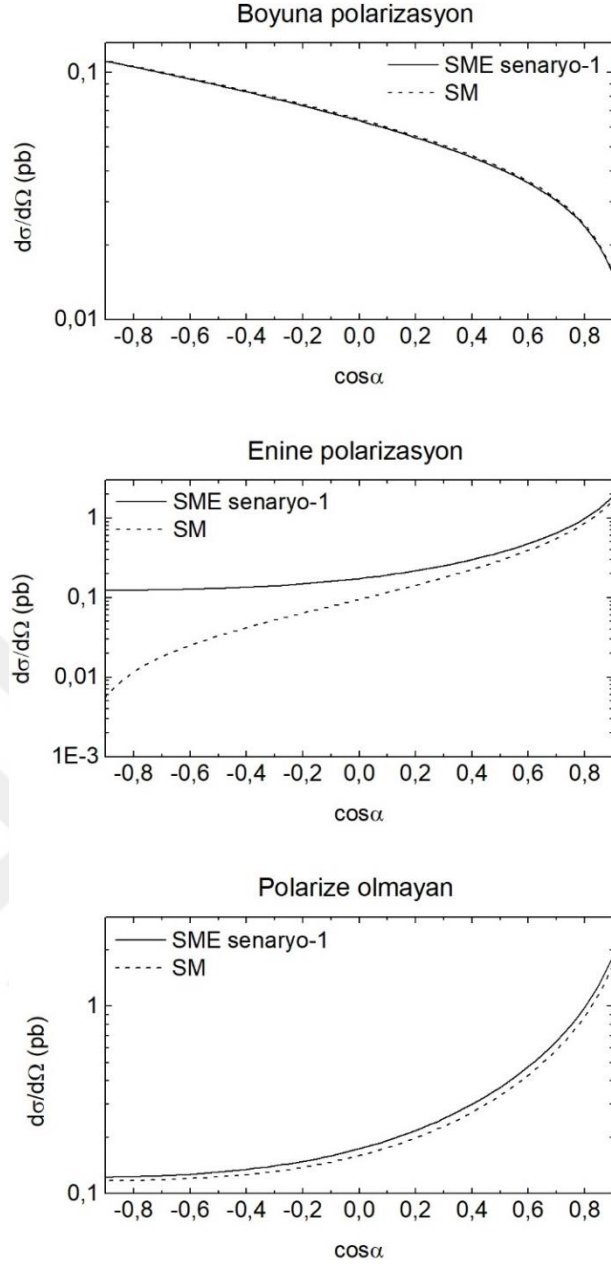
$$G_E^2 = \frac{G_M^2}{\mu_p^2} = \left(1 + \frac{Q^2}{Q_0^2}\right)^{-4} \quad , \quad F_M = G_M^2 \quad , \quad Q_0^2 = 0,71 \text{ GeV}^2 \quad (4.40)$$

Burada E proton demetinin enerjisidir, m_p protonun kütlesidir ve $\mu_p^2 = 7,78$ protonun manyetik momentidir (Kepka and Royon 2008, Rouby 2008). F_E ve F_M sırasıyla elektrik ve manyetik form faktörlerinin fonksiyonlarıdır. Şekil 4.4'de $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^- q'X$ ana süreci için son durum W bozonunun boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan durumlarındaki SM diferansiyel tesir kesitleri grafikleri çizilmiştir. Tüm hesaplarda proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjinin 14 TeV olduğu varsayılmıştır.

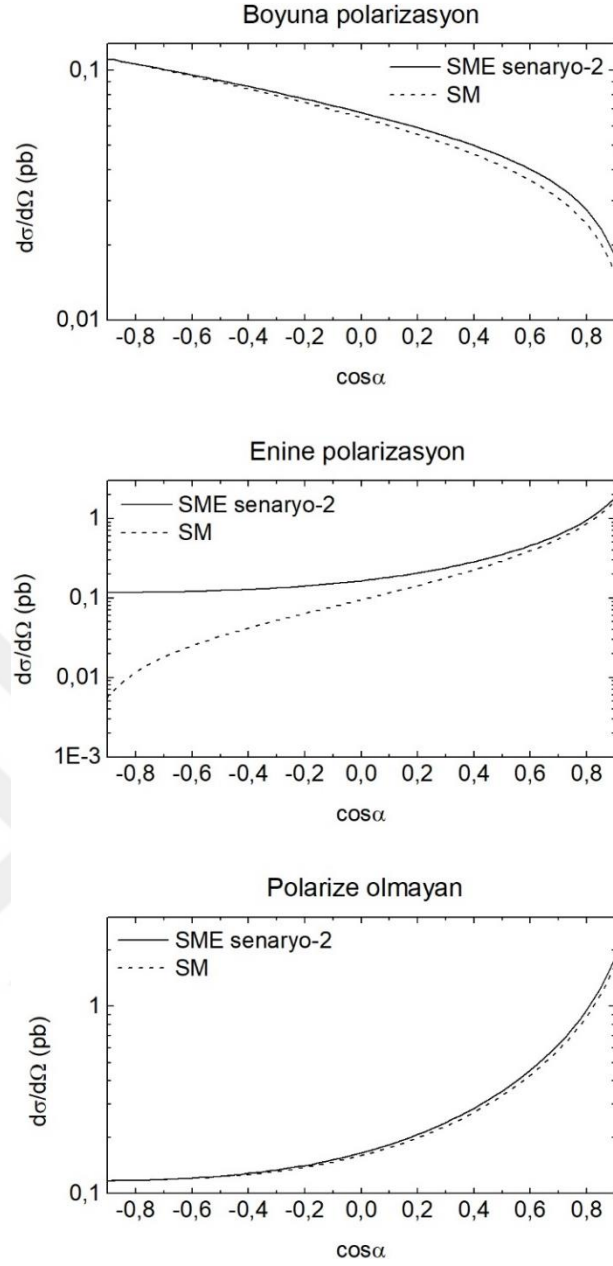


Şekil 4.4 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ sürecinde boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan durumlar için SM diferansiyel tesir kesitinin $\cos \alpha$ 'ya göre grafikleri.

Şekil 4.5 ve 4.6'da $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ ana süreci için son durum W bozonunun boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan hem SM hem de SME diferansiyel tesir kesitlerinin $\cos \alpha$ 'ya göre grafikleri gösterilmiştir. Şekil 4.5'de SME'nin senaryo-1 durumu incelenmiş olup diferansiyel tesir kesitleri $\beta = 60^\circ$ için verilmiştir. Şekil 4.6'da SME'nin senaryo-2 durumu incelenmiş olup diferansiyel tesir kesitleri $\psi = 60^\circ$ için verilmiştir. Diferansiyel tesir kesiti hesapları, senaryo-1 ve 2 durumlarındaki β ve ψ parametrelerinin 30° , 60° , 90° , 120° ve 150° değerleri için de yapılmıştır ancak β ve ψ 'nin farklı açılara rağmen grafikleri benzer olduğundan bu tezde sadece bir açı değeri için grafikler elde edilmiştir. Şekil 4.5 ve 4.6 ile diferansiyel tesir kesitinin farklı polarizasyon durumlarında SM ve SME'nin hem senaryo-1 hem de senaryo-2 öngörülleri arasındaki sapmalar incelenmiştir.

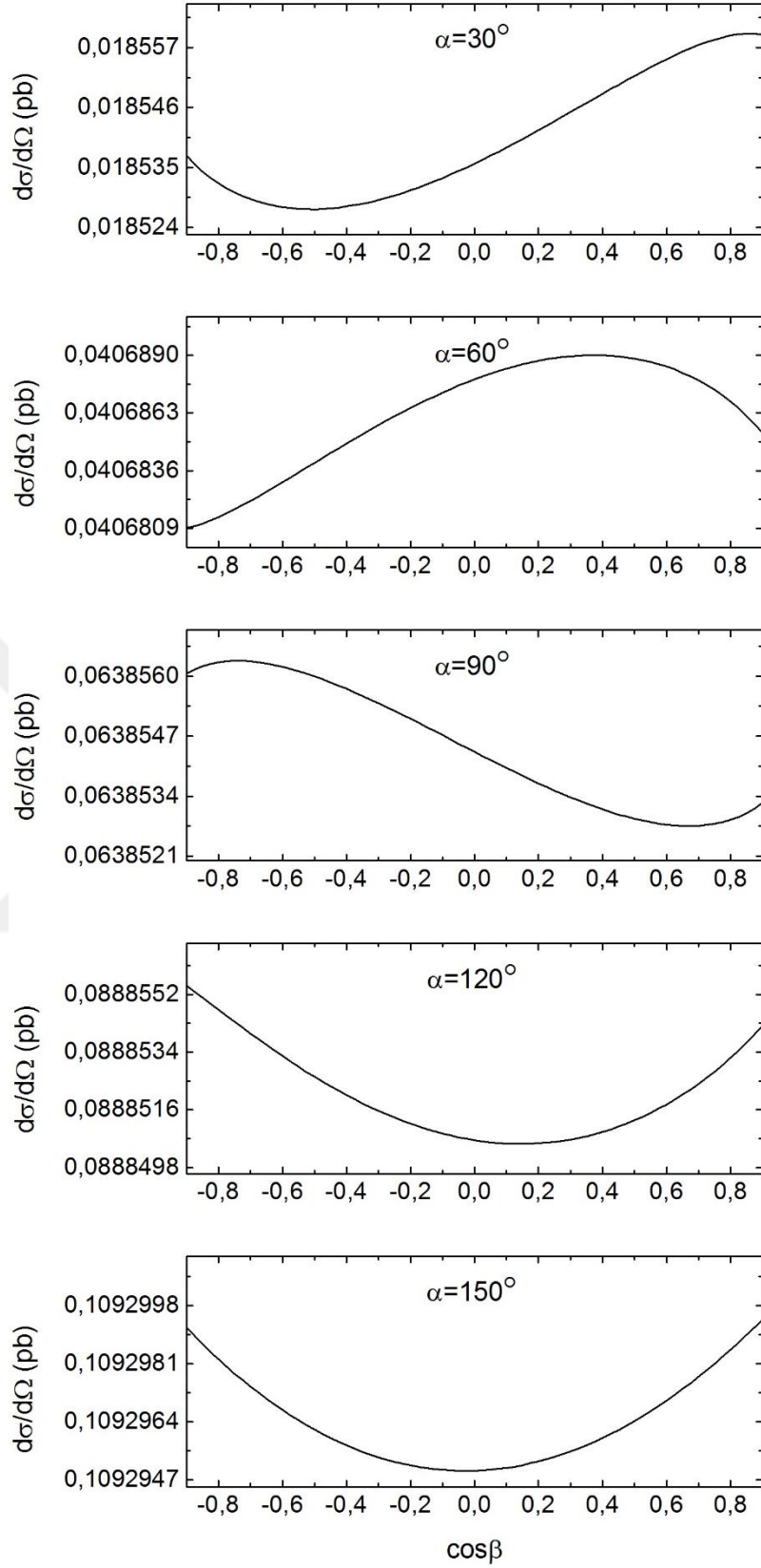


Şekil 4.5 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ sürecinde sırasıyla boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan durumlar için hem SM hem de SME senaryo-1 diferansiyel tesir kesitinin $\cos\alpha$ 'ya göre grafikleri.

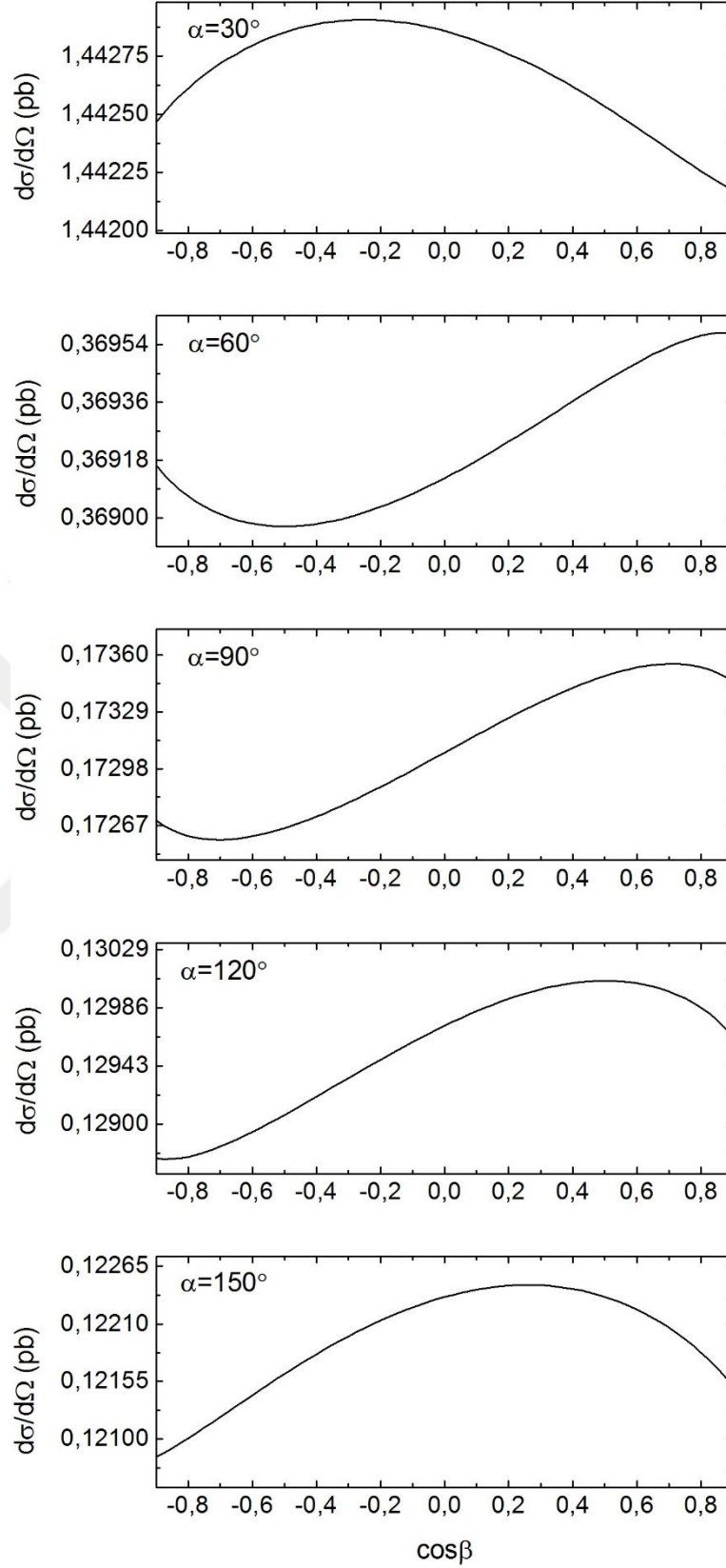


Şekil 4.6 $pp \rightarrow p\gamma\gamma \rightarrow pW^-q'X$ sürecinde sırasıyla boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan durumlar için hem SM hem de SME senaryo-2 diferansiyel tesir kesitinin $\cos \alpha$ 'ya göre grafikleri.

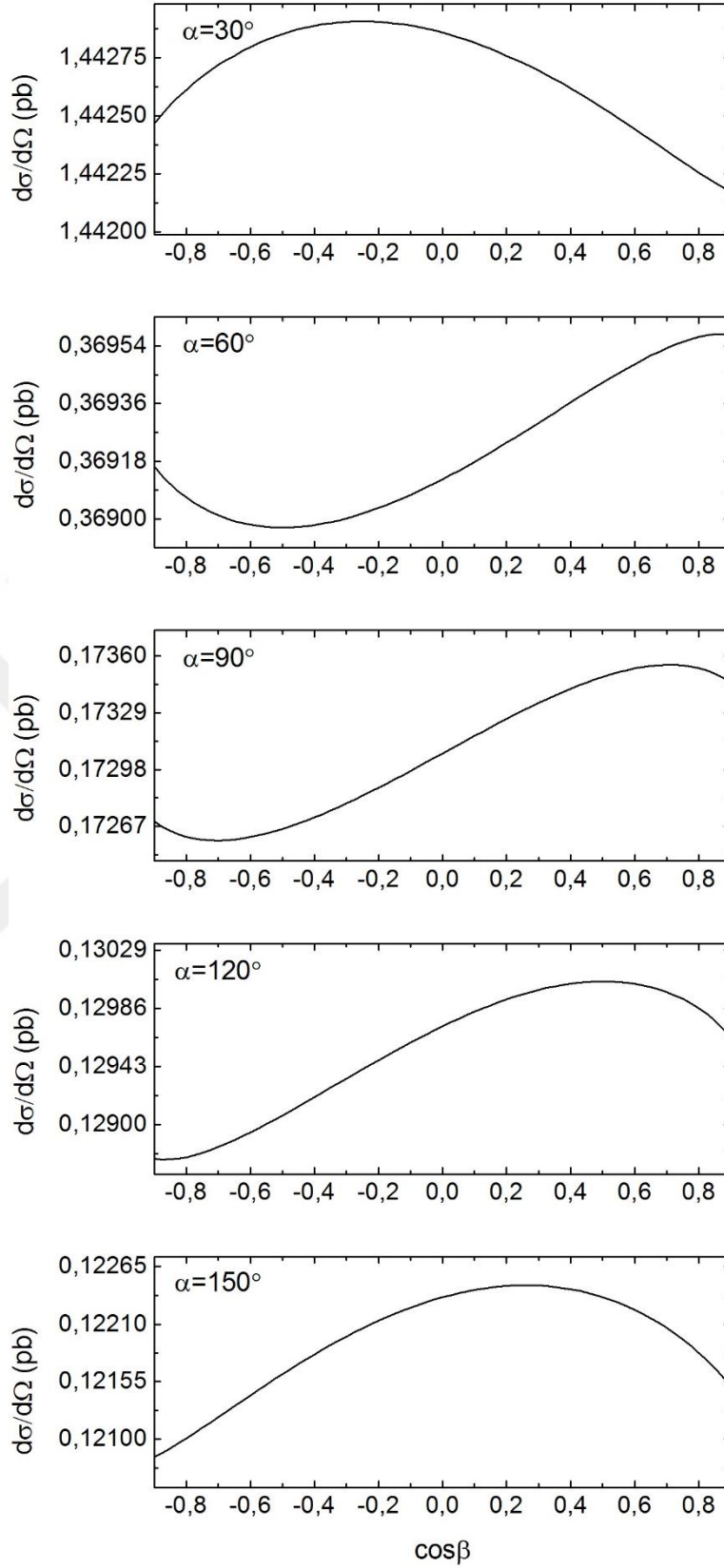
Şekil 4.7-4.9'de senaryo-1'de manyetik-benzeri vektörün yönünü belirleyen β parametresi ile yeni fizik skalası $\Lambda = 500$ GeV olan SME diferansiyel tesir kesitinin $\cos \beta$ 'ya göre grafikleri gösterilmiştir. Boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan SME diferansiyel tesir kesitleri grafikleri sırasıyla farklı şekillerde ele alınmıştır. Diferansiyel tesir kesitlerinin ayrıca $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ ve 150° gibi farklı saçılma açılarındaki değişimleri incelenmiştir. Bu grafiklerden enine polarizasyon ve polarize olmayan durumlardaki diferansiyel tesir kesitinin davranışlarının birbirine çok benzer olduğunu gözlemledik. Öte yandan, boyuna polarize tesir kesiti farklı bir davranış sergilemektedir.



Şekil 4.7 SME'nin senaryo-1 durumundaki boyuna polarize olan diferansiyel tesir kesitinin $\cos\beta$ 'ya göre grafikleri. Saçılma açıları yukarıdan aşağıya sırasıyla $\alpha = 30^\circ$, 60° , 90° , 120° ve 150° olarak alınmıştır.



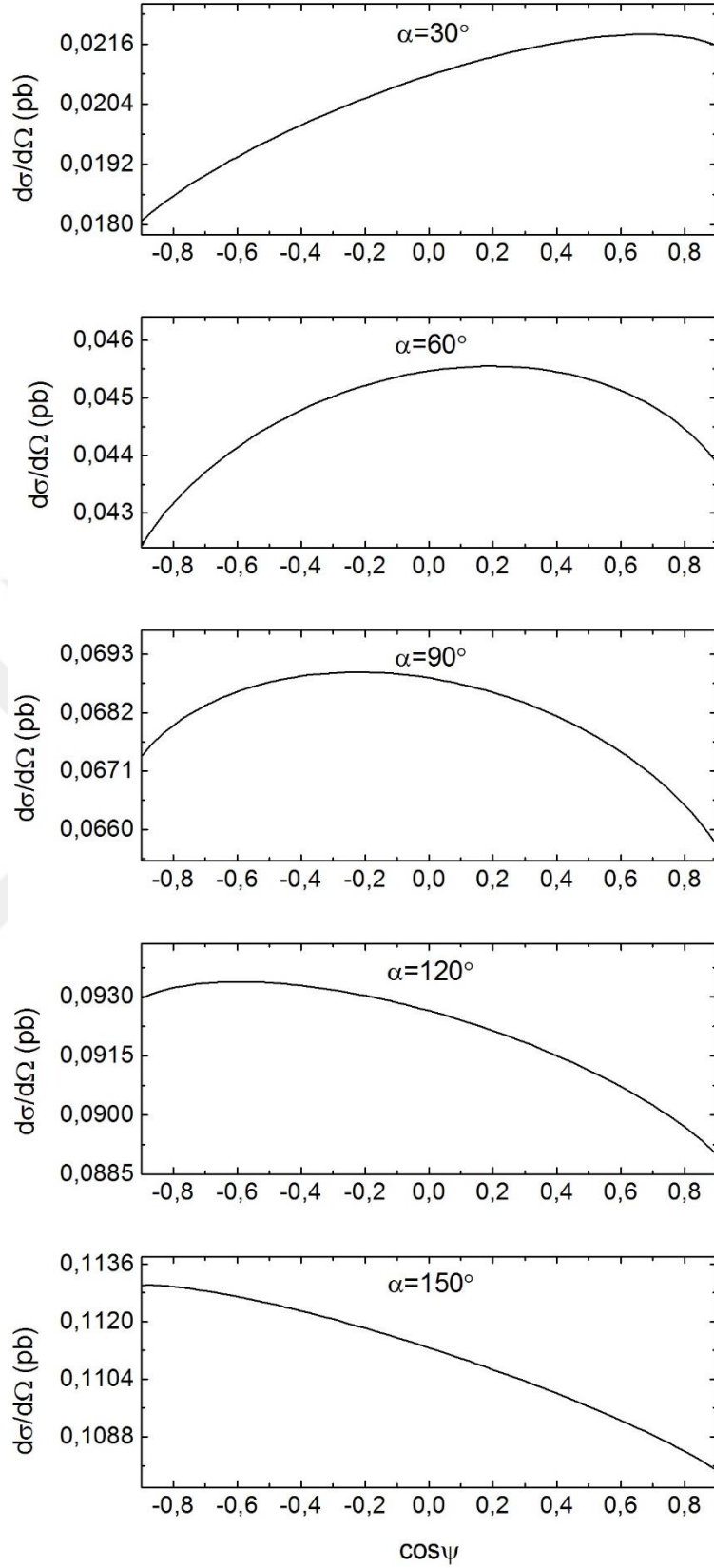
Şekil 4.8 SME'nin senaryo-1 durumundaki enine polarize olan diferansiyel tesir kesitinin $\cos\beta$ 'ya göre grafikleri. Saçılma açıları yukarıdan aşağıya sırasıyla $\alpha = 30^\circ$, 60° , 90° , 120° ve 150° olarak alınmıştır.



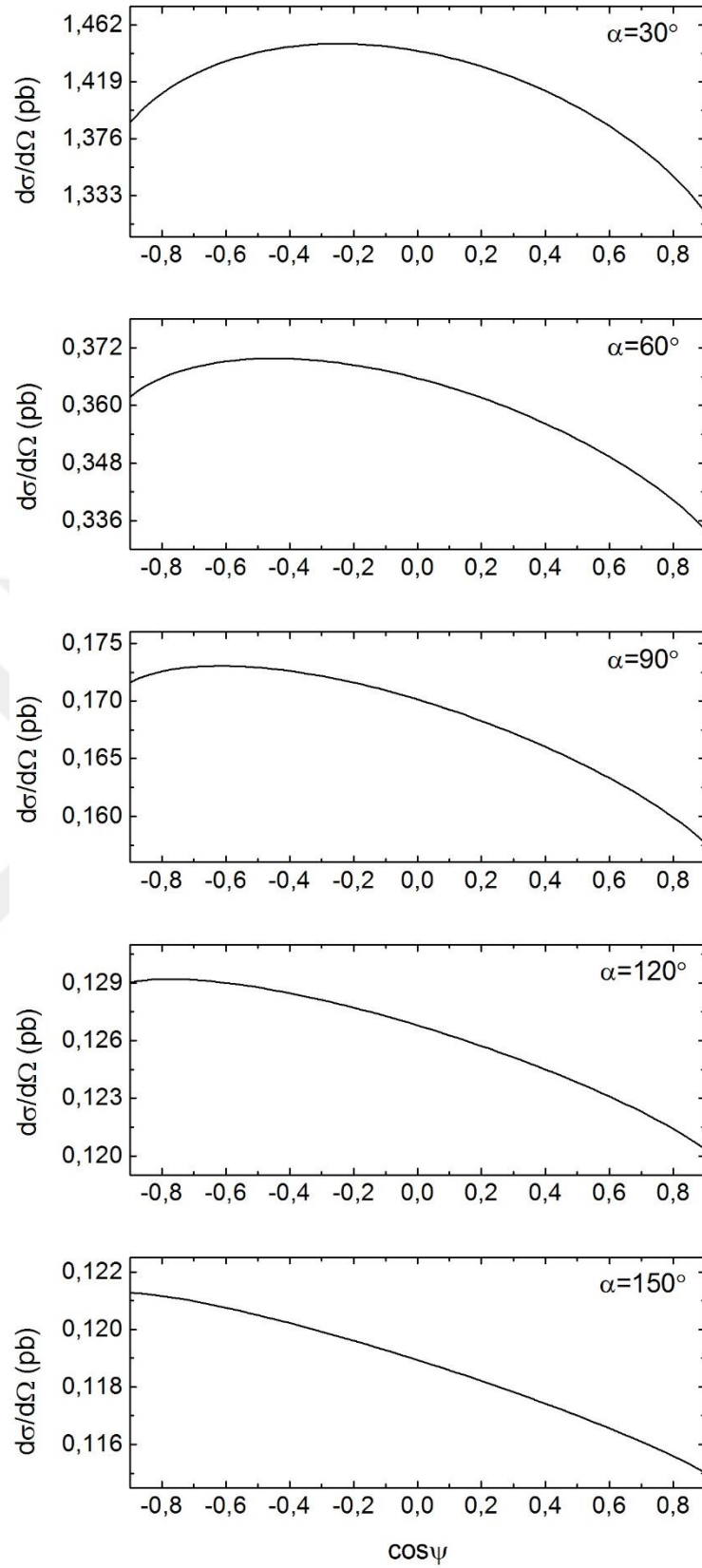
Şekil 4.9 SME'nin senaryo-1 durumundaki polarize olmayan diferansiyel tesir kesitinin $\cos\beta$ 'ya göre grafikleri. Saçılma açıları yukarıdan aşağıya sırasıyla $\alpha = 30^\circ$, 60° , 90° , 120° ve 150° olarak alınmıştır.

Şekil 4.10-4.12’da senaryo-2’de elektrik-benzeri vektörün yönünü belirleyen ψ parametresi ile yeni fizik skalası $\Lambda = 500$ GeV olan SME diferansiyel tesir kesitinin $\cos \psi$ ’ya göre grafikleri gösterilmiştir. Boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan SME diferansiyel tesir kesitleri grafikleri sırasıyla farklı şekillerde ele alınmıştır. Diferansiyel tesir kesitlerinin ayrıca $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ ve 150° gibi farklı saçılma açılarındaki değişimleri incelenmiştir. Bu grafiklerden senaryo-1’de olduğu gibi enine polarizasyon ve polarize olmayan durumlar için diferansiyel tesir kesiti davranışlarının birbirlerine çok benzediğini gözlemleriz. Bununla birlikte, boyuna polarize diferansiyel tesir kesiti farklı bir davranış sergilemektedir. Bu nedenle, her iki senaryoda da, boyuna ve enine polarize diferansiyel tesir kesitlerinin karşılaştırılmasının $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^- q'X$ sürecinde SME’nin Lorentz ihlali etkilerinin araştırılmasında yararlı olduğu sonucuna varırız. Ayrıca, şekil 4.7-4.12’den polarize diferansiyel tesir kesitlerinin davranışının farklı senaryolar içinde başkalaştığını gözlemleriz.

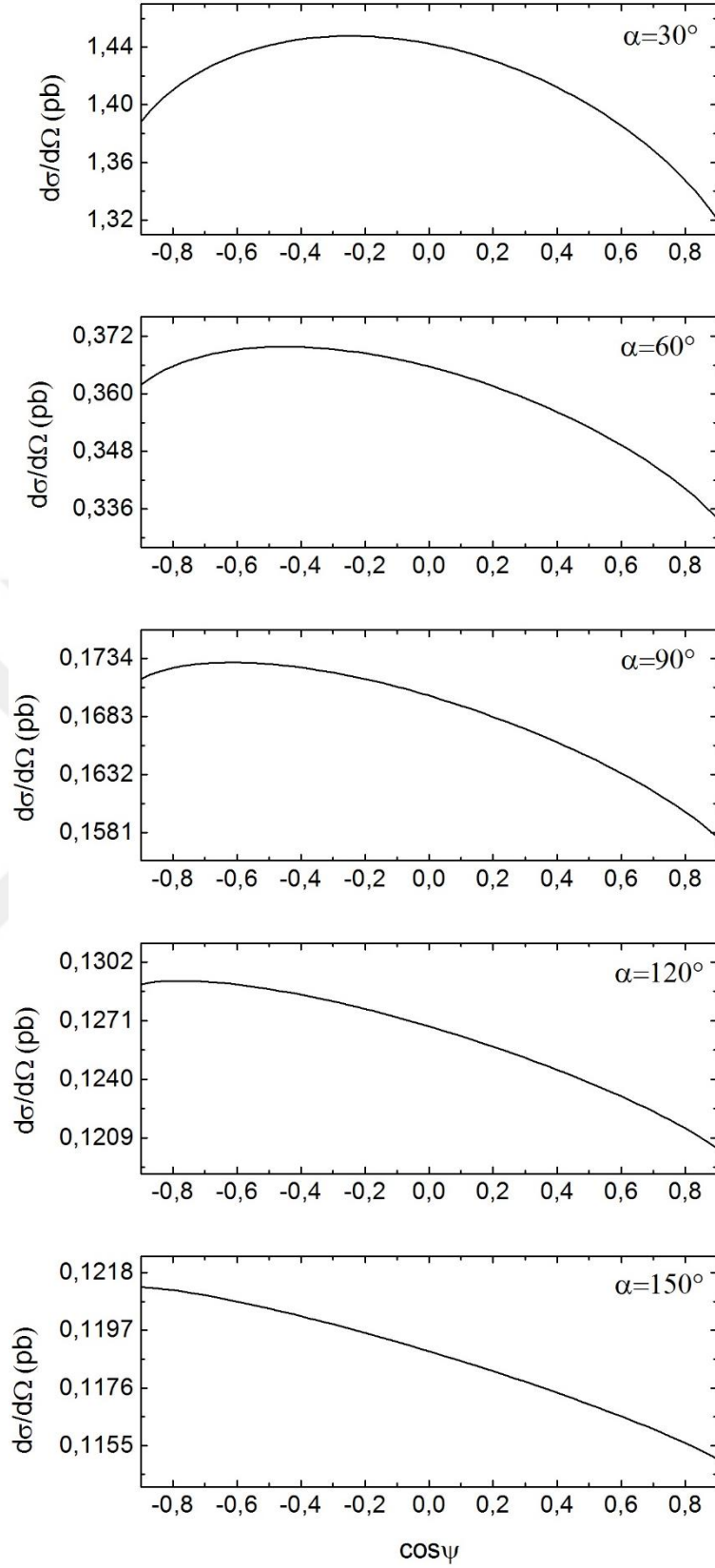
Gerçek bir deneyde, çarpışma düzlemi (gelen foton ve çıkan W bozonunun momentumunun kapsadığı düzlem) her çarpışmaya göre değişmektedir. Öte yandan \vec{e} ve \vec{b} sabit arka plan vektörleridir ve parçacık Lorentz dönüşümleri altında sabitlenmelerine rağmen onların gerçek yönelimlerinin ne olduğunu bilmemekteyiz. Yapabileceğimiz en iyi şey, bazı basitleştirici varsayımlar altında bu arka plan vektörlerinin tesir kesiti üzerindeki etkilerini incelemektir. Bu amaçla, çarpışma düzleminde elektrik-benzeri (senaryo-2) ve manyetik-benzeri (senaryo-1) vektörlerinin yönünü tanımlayan her biri bir serbest parametreye sahip olan iki farklı senaryo varsayılmıştır.



Şekil 4.10 SME'nin senaryo-2 durumundaki boyuna polarize olan diferansiyel tesir kesitinin $\cos\psi$ 'ya göre grafikleri. Saçılma açıları yukarıdan aşağıya sırasıyla $\alpha = 30^\circ$, 60° , 90° , 120° ve 150° olarak alınmıştır.

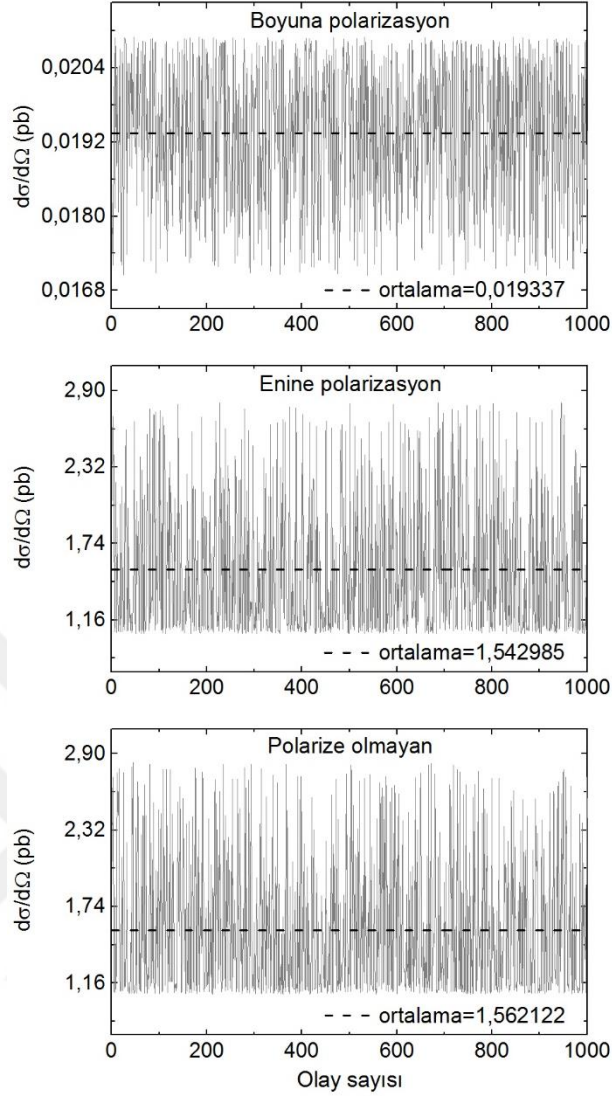


Şekil 4.11 SME'nin senaryo-2 durumundaki enine polarize olan diferansiyel tesir kesitinin $\cos \psi$ 'ya göre grafikleri. Saçılma açıları yukarıdan aşağıya sırasıyla $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ ve 150° olarak alınmıştır.

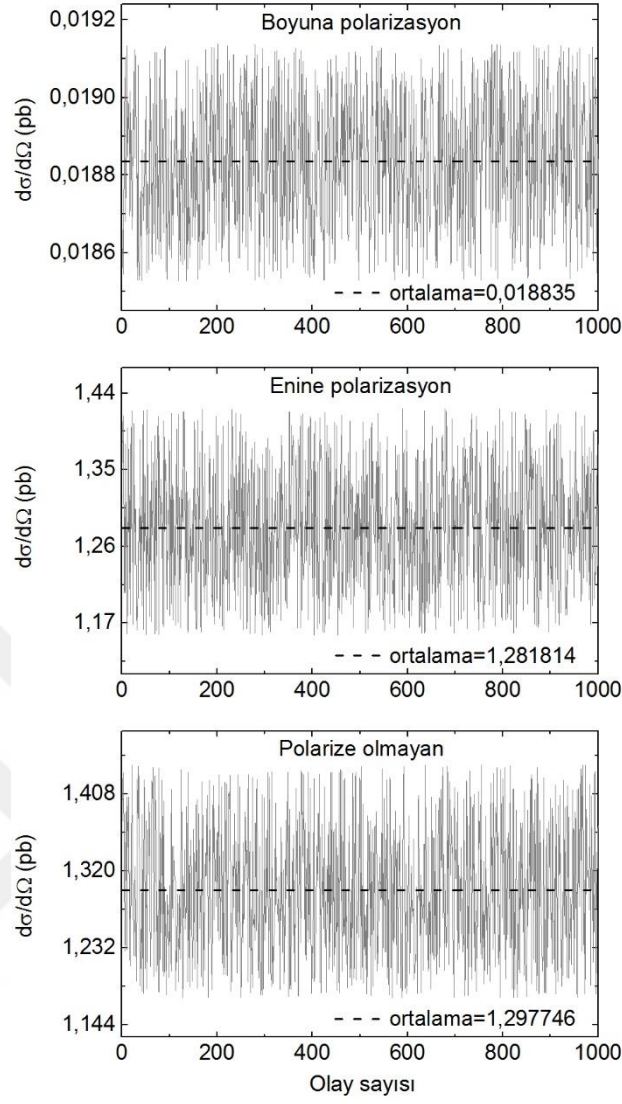


Şekil 4.12 SME'nin senaryo-2 durumundaki polarize olmayan diferansiyel tesir kesitinin $\cos \psi$ 'ya göre grafikleri. Saçılma açıları yukarıdan aşağıya sırasıyla $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ ve 150° olarak alınmıştır.

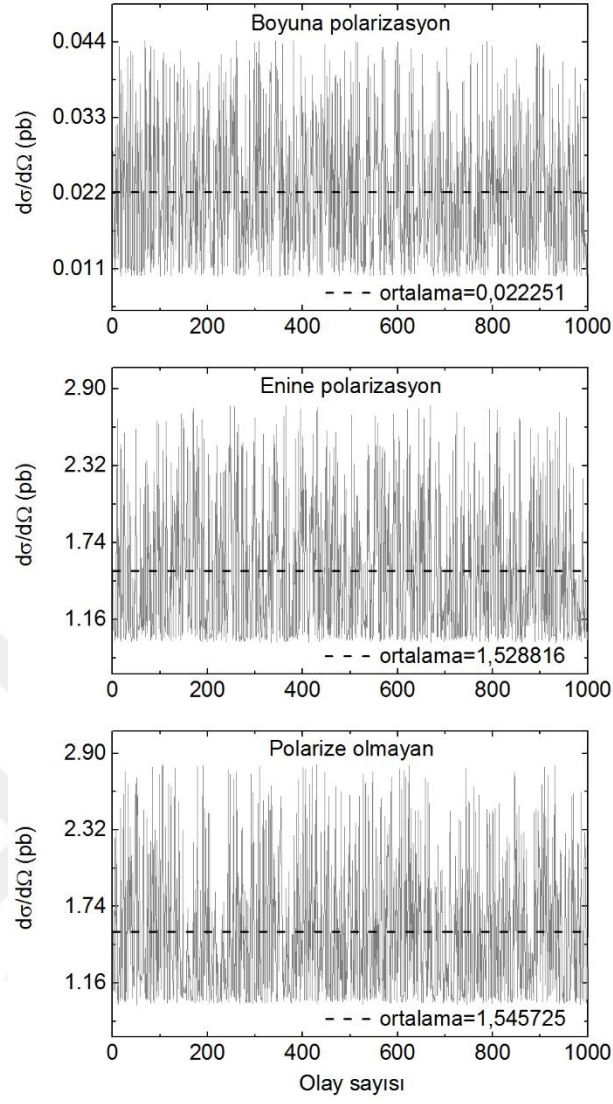
Bu çalışmada, sadece bir tip vektörün (elektrik-benzeri veya manyetik-benzeri) sıfırdan farklı olduğunu varsayalım. Ancak önceki senaryolardan farklı olarak bu sıfır olmayan vektör için rastgele seçilen yönelimleri ele alırız. Her seferinde bir küre üzerinde homojen olarak dağılmış olan vektörün rastgele bir yönünü seçeriz. Vektörün bu rastgele yön seçimi, fortran programında rastgele sayı üretici kullanılarak gerçekleştirilmiştir ve 1000 rastgele sayı üretilerek aynı sayıda farklı rastgele yönelim elde edilmiştir. Bu rastgele yönelimlere karşılık gelen boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır. Şekil 4.13-4.16'daki diferansiyel tesir kesitleri $\alpha = 30^\circ$ saçılma açısında hesaplandı ve 1000 farklı rastgele yönelime karşılık gelen diferansiyel tesir kesitlerinin ortalamaları grafiklerin sağ alt köşesinde verildi. Şekil 4.13 ve 4.14 incelenirse $\vec{e} = 0$ ve \vec{b} 'nin rastgele seçiminde boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan diferansiyel tesir kesitleri grafikleri, sırasıyla yeni fizik skalası $\Lambda = 200$ GeV ve $\Lambda = 500$ GeV için verilmiştir. Şekil 4.15 ve 4.16 incelenirse $\vec{b} = 0$ ve \vec{e} 'nin rastgele seçiminde boyuna polarize, enine polarize ve polarize olmayan diferansiyel tesir kesitleri grafikleri, sırasıyla yeni fizik skalası $\Lambda = 200$ GeV ve $\Lambda = 500$ GeV için verilmiştir.



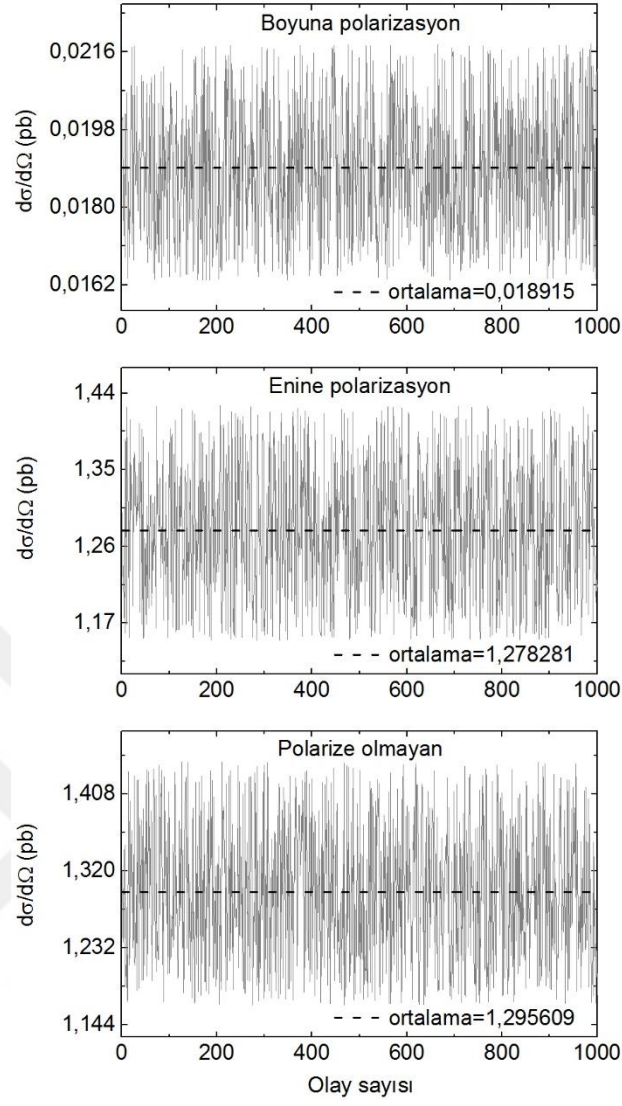
Şekil 4.13 Manyetik-benzeri \vec{b} vektörünün rastgele seçilen yönleri ($\vec{e} = 0$) için $\Lambda = 200$ GeV yeni fizik skalasında rastgele sayılara göre diferansiyel tesir kesitleri ve ortalamaları.



Şekil 4.14 Manyetik-benzeri \vec{b} vektörünün rastgele seçilen yönleri ($\vec{e} = 0$) için $\Lambda = 500$ GeV yeni fizik skalasında rastgele sayılara göre diferansiyel tesir kesitleri ve ortalamaları.



Şekil 4.15 Elektrik-benzeri \vec{e} vektörünün rastgele seçilen yönleri ($\vec{b} = 0$) için $\Lambda = 200$ GeV yeni fizik skalasında rastgele sayılara göre diferansiyel tesir kesitleri ve ortalamaları.



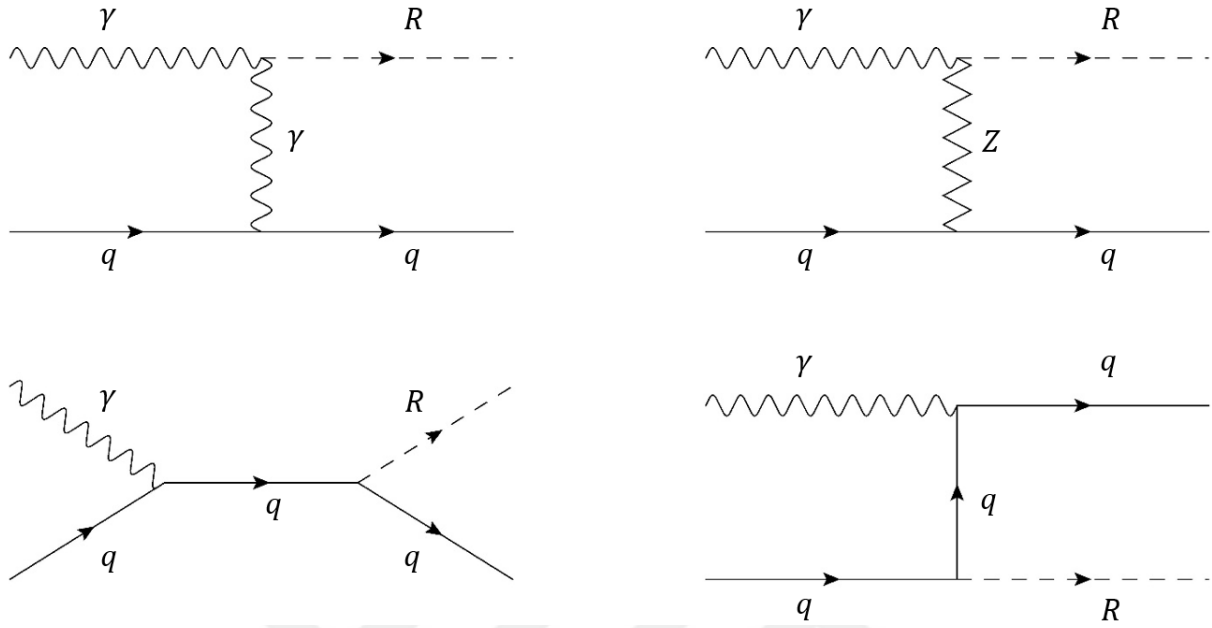
Şekil 4.16 Elektrik-benzeri \vec{e} vektörünün rastgele seçilen yönleri ($\vec{b} = 0$) için $\Lambda = 500$ GeV yeni fizik skalasında rastgele sayılara göre diferansiyel tesir kesitleri ve ortalamaları.



LHC VE GELECEKTEKİ PROTON-PROTON ÇARPIŞTIRICISINDA FOTON- PROTON ÇARPIŞMASI İLE RADYON KARIŞIMININ ÜRETİLMESİ

$\gamma q \rightarrow R q$ alt süreci, şekil 5.2’de görüldüğü gibi dört ağaç mertebesi Feynman diyagramı ile tanımlanmıştır. En büyük katkı, $\gamma\gamma R$ köşesini içeren t-kanalı diyagramından gelmektedir. Daha önce bahsettiğimiz gibi, bu köşe ağaç mertebesi bağlaşımlarından ve ayrıca iz anomalilerinden ek katkılar almaktadır. Kuark-radyon bağlaşımları da ağaç mertebesi katkılarına sahiptirler. Fakat bunlar kuark kütlesi ile orantılıdır ve hafif kuarklar için küçük katkılarda bulunmaktadır. Ayrıca, protondaki ağır kuarklar (b ve t) için kuark dağılımları, valans kuark

dağılımlarıyla karşılaştırıldığında oldukça küçüktür (t kuark dağılımı güvenli bir şekilde ihmal edilebilir.).



Şekil 5.2 $\gamma q \rightarrow Rq$ alt süreci için ağaç mertebesi Feynman diyagramları.

$pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ ana sürecinin aşağıda verilen on bağımsız alt süreci düşünülmüştür:

(i) $\gamma u \rightarrow R u$	(vi) $\gamma \bar{u} \rightarrow R \bar{u}$
(ii) $\gamma d \rightarrow R d$	(vii) $\gamma \bar{d} \rightarrow R \bar{d}$
(iii) $\gamma s \rightarrow R s$	(viii) $\gamma \bar{s} \rightarrow R \bar{s}$
(iv) $\gamma c \rightarrow R c$	(iv) $\gamma \bar{c} \rightarrow R \bar{c}$
(v) $\gamma b \rightarrow R b$	(x) $\gamma \bar{b} \rightarrow R \bar{b}$

(5.1)

$\gamma q \rightarrow Rq$ alt süreci için şekil 5.2’de verilen dört ağaç mertebesi Feynman diyagramından genlikler elde edilmiştir. Bu genliklerin toplam genlik kare ifadesi aşağıda verilmiştir:

$$\begin{aligned}
 |M|^2 &= |M_1 + M_2 + M_3 + M_4|^2 \\
 &= |M_1|^2 + |M_2|^2 + |M_3|^2 + |M_4|^2 + M_1 M_2^\dagger + M_1^\dagger M_2 + M_1 M_3^\dagger + M_1^\dagger M_3 + M_1 M_4^\dagger + M_1^\dagger M_4 \\
 &\quad + M_2 M_3^\dagger + M_2^\dagger M_3 + M_2 M_4^\dagger + M_2^\dagger M_4 + M_3 M_4^\dagger + M_3^\dagger M_4
 \end{aligned}
 \tag{5.2}$$

buradaki her bir ifade;

$$|M_1|^2 = -\frac{16(g_e Q_q)^2}{t^2} g_{R\gamma\gamma}^2 [m_R^4(s+u) + t(2m_q^4 + s^2 + u^2 - 2m_q^2(s-t+u)) - m_R^2[4m_q^4 + m_q^2(-4s+2t-4u) + (s+u)(s+t+u)]] \quad (5.3)$$

$$|M_2|^2 = \frac{2g_z^2}{(t-m_z^2)^2} g_{RZ\gamma}^2 [(c_A^q - c_V^q)(c_A^q + c_V^q)m_q^2(m_R^2 - t)^2 + ((c_A^q)^2 + (c_V^q)^2)m_R^2 \times (m_q^2 - s)(m_q^2 - u) + \left[\frac{((c_A^q)^2 + (c_V^q)^2)(m_R^2 - t)}{2} (2m_q^4 + s^2 + m_R^2(2m_q^2 - s - u) + u^2 - 2m_q^2(s+u)) \right]] \quad (5.4)$$

$$|M_3|^2 = -\frac{(g_e g_w Q_q m_q g_{Rqq})^2}{m_w^2(u-m_q^2)^2} [9m_q^4 + m_q^2(-3s-2t+u) + su] \quad (5.5)$$

$$|M_4|^2 = -\frac{(g_e g_w Q_q m_q g_{Rqq})^2}{m_w^2(s-m_q^2)^2} [9m_q^4 + m_q^2(s-2t-3u) + su] \quad (5.6)$$

$$M_1 M_2^\dagger + M_1^\dagger M_2 = -\frac{8g_e g_z Q_q}{t(t-m_z^2)} c_V^q g_{RZ\gamma} g_{R\gamma\gamma} [m_R^4(s+u) + t[2m_q^4 + s^2 + u^2 - 2m_q^2(s-t+u)] - m_R^2[4m_q^4 + m_q^2(-4s+2t-4u) + (s+u)(s+t+u)]] \quad (5.7)$$

$$M_1 M_3^\dagger + M_1^\dagger M_3 = \frac{8g_w (g_e Q_q)^2 m_q g_{Rqq}}{m_w(u-m_q^2)t} g_{R\gamma\gamma} m_q [-s^2 + st + t^2 + m_R^2(6m_q^2 - t - 2u) + 2m_q^2(s-3t-u) + tu + u^2] \quad (5.8)$$

$$M_1 M_4^\dagger + M_1^\dagger M_4 = \frac{8g_w (g_e Q_q)^2 m_q g_{Rqq}}{m_w(s-m_q^2)t} g_{R\gamma\gamma} m_q [s^2 + m_R^2(6m_q^2 - 2s - t) + st + t^2 - 2m_q^2(s+3t-u) + tu - u^2] \quad (5.9)$$

$$M_2 M_3^\dagger + M_2^\dagger M_3 = \frac{2g_e g_w g_z Q_q m_q g_{R\gamma\gamma}}{m_w(u - m_q^2)(t - m_z^2)} c_V^q m_q g_{RZ\gamma} [-s^2 + st + t^2 + m_R^2(6m_q^2 - t - 2u) + 2m_q^2(s - 3t - u) + tu + u^2] \quad (5.10)$$

$$M_2 M_4^\dagger + M_2^\dagger M_4 = \frac{2g_e g_w g_z Q_q m_q g_{Rqq}}{m_w(s - m_q^2)(t - m_z^2)} c_V^q m_q g_{RZ\gamma} [s^2 + m_R^2(6m_q^2 - 2s - t) + st + t^2 - 2m_q^2(s + 3t - u) + tu - u^2] \quad (5.11)$$

$$M_3 M_4^\dagger + M_3^\dagger M_4 = -\frac{2(g_e g_w Q_q m_q g_{Rqq})^2}{m_w^2(s - m_q^2)(u - m_q^2)} [17m_q^4 + (s + t)(t + u) - m_q^2(5s + 8t + 5u)] \quad (5.12)$$

olarak verilir. Burada, $g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$, $g_w = g_e/\sin\theta_w$ ve $g_z = g_e/(\sin\theta_w \cos\theta_w)$ bağlaşım sabitleridir. θ_w Weinberg açısıdır ve s, t ve u Mandelstam parametreleridir. $g_{R\gamma\gamma}$, g_{Rqq} ve $g_{RZ\gamma}$ bağlaşımları, sırasıyla (3.160), (3.162) ve (3.164) lagranjiyenlerinden belirlenir. m_q , m_w ve m_R sırasıyla kuark, W bozonu ve radyon karışımı kütesidir. Q_q kuark yüküdür; b, d ve s kuark için $-1/3$ değerini alırken u, c ve t kuark için ise $2/3$ değerini almaktadır. Zqq köşe fonksiyonundan c_V^q ve c_A^q terimleri gelmektedir. b, d ve s kuarklar için bu iki terim; $c_V^q = (-1/2) + (2\sin^2\theta_w/3)$ ve $c_A^q = -1/2$ 'dir. u, c ve t kuarklar için ise bu iki terim; $c_V^q = (1/2) - (4\sin^2\theta_w/3)$ ve $c_A^q = 1/2$ 'dir.

Kütle merkezi çerçevesindeki $\gamma q \rightarrow Rq$ alt süreci için diferansiyel tesir kesiti ifadesi aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{|M|^2 p_3}{32\pi s E_1} \quad (5.13)$$

burada p_3 radyon karışımının momentumudur ve E_1 gelen fotonun enerjisidir.

$pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ tek radyon karışımı üretimi için tesir kesiti, $\gamma q \rightarrow Rq$ alt süreci için tesir kesitinin dN_γ/dx_1 eşdeğer foton dağılımı ve dN_q/dx_2 kuark dağılımı üzerinden integralinin alınmasıyla elde edilebilir:

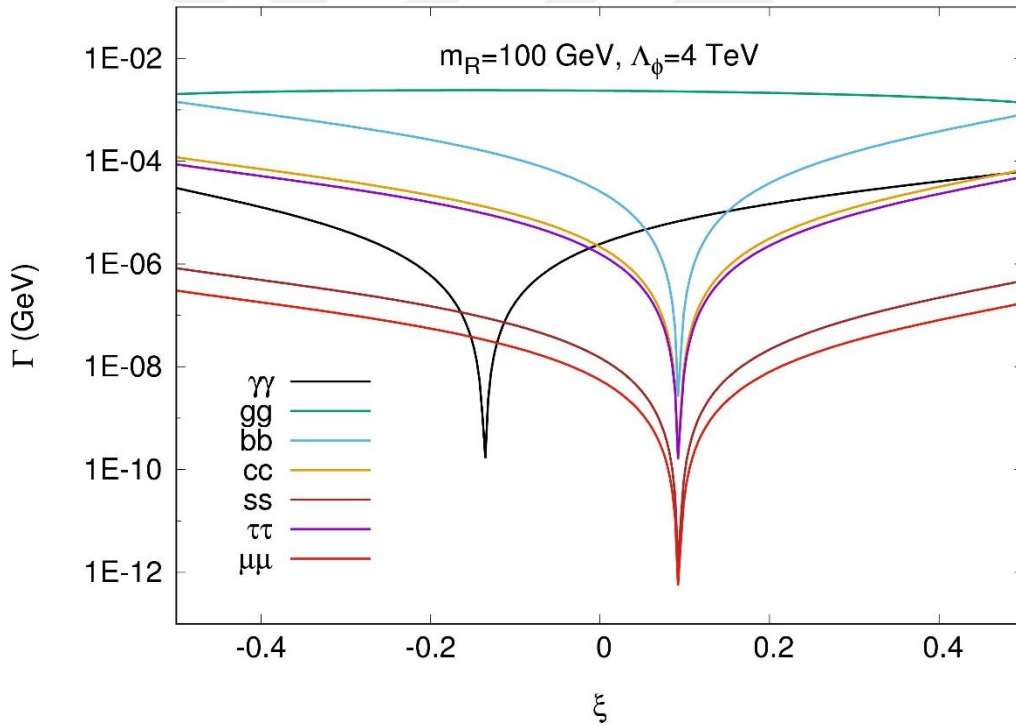
$$\sigma(pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX) = \sum_q \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} dQ^2 \int_{x_{1min}}^{x_{1max}} dx_1 \times \int_{x_{2,min}}^{x_{2,max}} dx_2 \left(\frac{dN_\gamma}{dx_1 dQ^2} \right) \left(\frac{dN_q}{dx_2} \right) \hat{\sigma}_{\gamma q \rightarrow Rq}(\hat{s}) \quad (5.14)$$

burada toplam, $q = u, d, s, c, b, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \bar{c}, \bar{b}$ üzerinden uygulandı. Bu nedenle, 10 bağımsız alt sürecin ana sürece katkıda bulunduğu varsayılmaktadır. (5.14) integralinde, x_1 eşdeğer foton ile başlangıç protonu arasındaki enerji oranını ve x_2 ise kuark tarafından taşınan protonun momentumunun momentum kesrini temsil etmektedir. Eşdeğer foton dağılım fonksiyonu, (4.38)-(4.40) ifadelerinde verilmektedir.

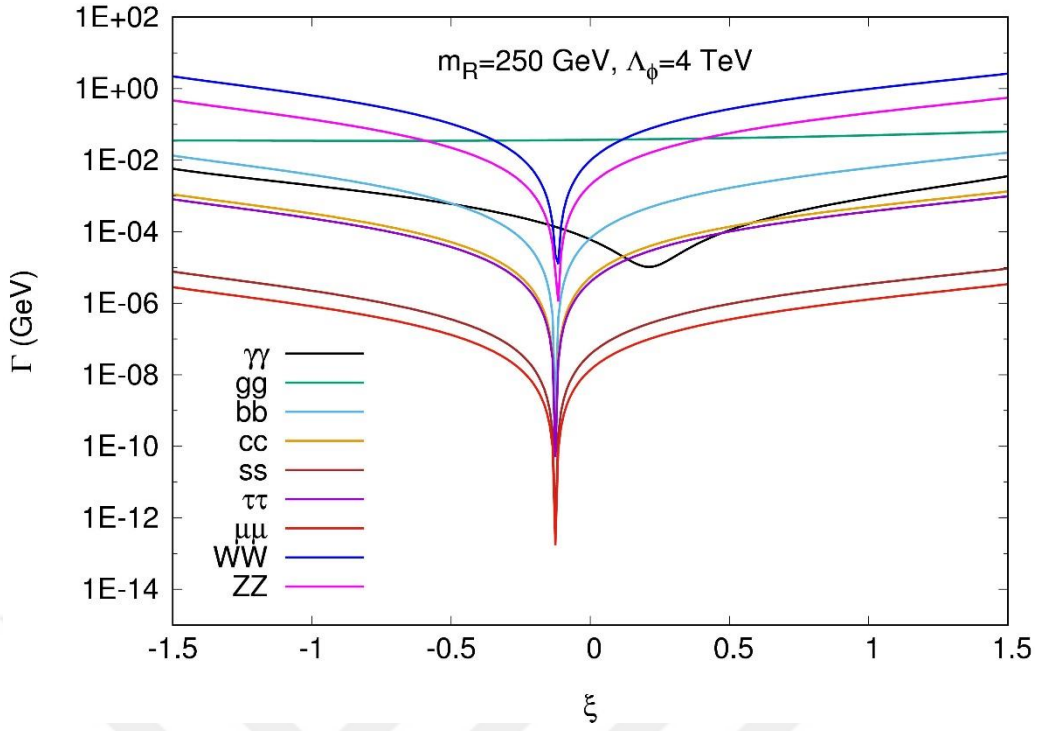
Hesaplarımızda, nümerik olarak MSTW2008 kodu kullanılarak kuark dağılımları değerlendirildi (Martin et al. 2009). x_1 parametresinin üst ve alt sınırları, foton yayan protonun momentum kesri kaybına bağlıdır. Elastik foton yayınlanmasından sonra proton, ışın demeti yolu boyunca kendi yörüngesinden biraz sapmaktadır. Bu sapma, ξ parametresiyle tanımlanan ve fotona transfer edilen momentum ile ilgilidir. ξ parametresi, $\xi \equiv (|\vec{p}| - |\vec{p}'|)/|\vec{p}|$ formülü ile verilebilir; burada \vec{p} başlangıç protonunun momentumunu ve \vec{p}' ise elastik foton yayınlanmasından sonra ileri protonun momentumunu temsil etmektedir. Yüksek enerjilerde ($E \gg m_p$) ξ ve x_1 'in eşit olduğunu ($\xi \approx x_1$) kabul etmek iyi bir yaklaşımdır. ξ parametresinin aralığı, ileri detektör akseptansı ile belirtilmiştir. İleri detektörler, elastik foton yayınlanmasından sonra saçılan protonları saptayabilmektedirler. Bu tür saçılan protonların ileri detektörlerle tespit edilmesi, çarpışma kinematiğinin yeniden yapılandırılması için kullanılır ve sonuç olarak bir proton-proton çarpıştırıcısında $\gamma\gamma$ ve γ -proton süreçleri tanımlanabilir. LHC, bu tür ileri detektörler ile donatılmıştır. ATLAS İleri Proton Detektörü (Adamczyk et al. 2015) ve CMS-TOTEM Hassas Proton Spektrometresi (Albrow et al. 2014, Albrow 2013), bu amaca hizmet edebilen ileri detektörlerdir. Gerçekten de $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow p\ell\bar{\ell}p$ süreci, CMS-TOTEM Hassas Proton Spektrometresi tarafından proton etiketleme (tagging) yöntemi kullanılarak LHC'de gözlemlenmiştir (CMS Collaboration 2018). Bu ileri detektörler, $0,015 < \xi < 0,15$ akseptans aralığını kapsamaktadır (Baldenegro et al. 2017, Baldenegro et al. 2018). Bu nedenle hesaplamalarda $x_{1max} = 0,15$ and $x_{1min} = 0,015$ olarak ayarlandı.

Şekil 5.3-5.5’de radyon karışımı kütesinin 100 GeV, 250 GeV ve 400 GeV değerleri için $\Lambda_\phi = 4$ TeV’de bozunum genişliklerinin ξ karışım parametresine göre grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerden foton ve gluon bozunumlarının diğer bozunumlara göre farklı karakteristiğe sahip oldukları görülmektedir. Radyon karışımı kütlesi Higgs karışımı kütesinden küçük olduğunda foton bozunumu için grafiğin minimumu negatif ξ karışım parametresindeyken gluon bozunumu hariç diğer bozunumları pozitifdedir ve radyon karışımı kütlesi Higgs karışımı kütesinden büyük olduğunda ise bunun tam tersi bir durum söz konusudur.

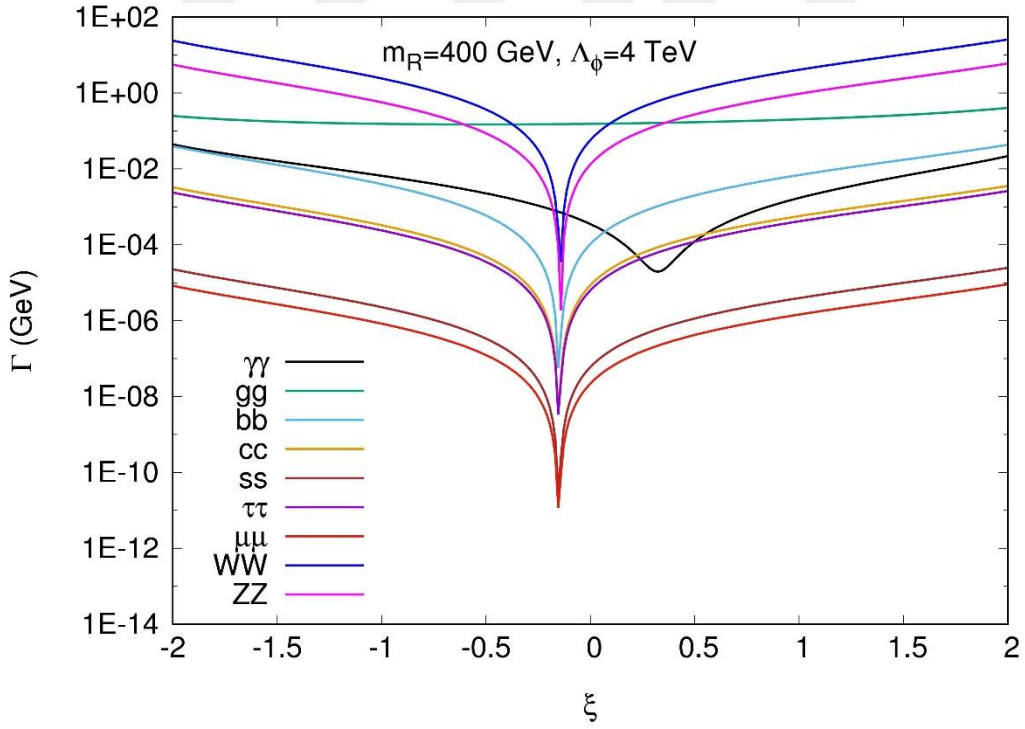
Şekil 5.6-5.8’de radyon karışımı kütesinin 100 GeV, 250 GeV ve 400 GeV değerleri için $\Lambda_\phi = 4$ TeV’de ξ karışım parametresine göre radyon karışımının dallanma oranları verilmiştir. $R \rightarrow gg$ bozunumunda radyon karışımı kütlesi arttıkça grafiğin bombeleştiği görülmektedir. Ayrıca, $R \rightarrow \gamma\gamma$ bozunumunda radyon karışımı kütesinin Higgs karışımı kütesinden küçük veya büyük olması, dallanma oranları eğrisinde önemli farklılıklar meydana getirmektedir.



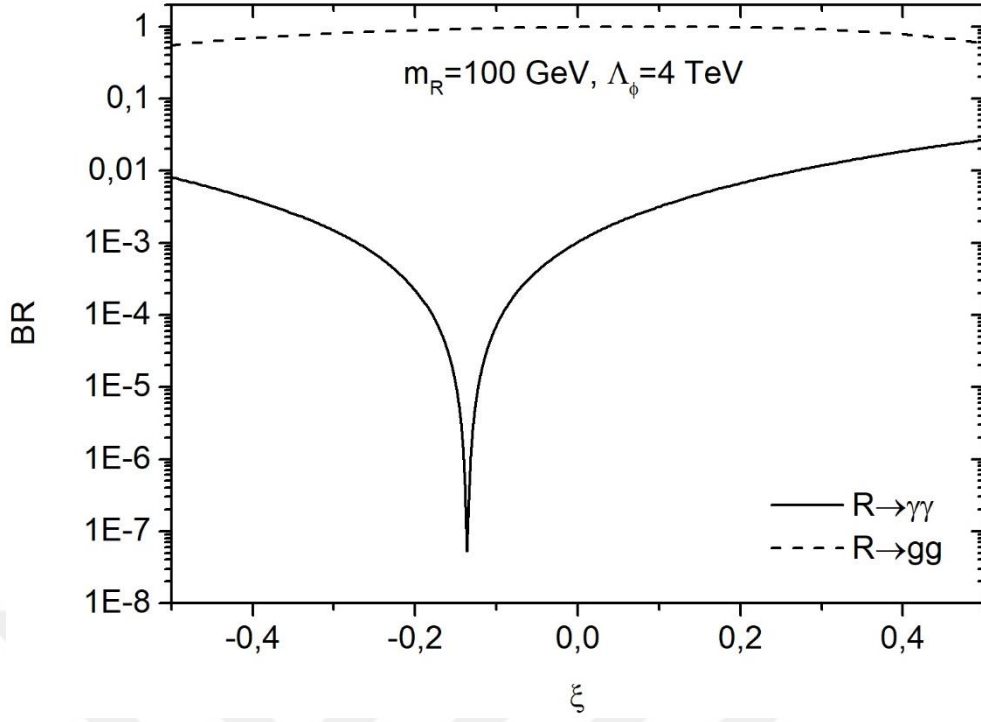
Şekil 5.3 Bozunum genişliklerinin ξ karışım parametresine göre grafiği. $m_R = 100$ GeV ve $\Lambda_\phi = 4$ TeV alınmıştır.



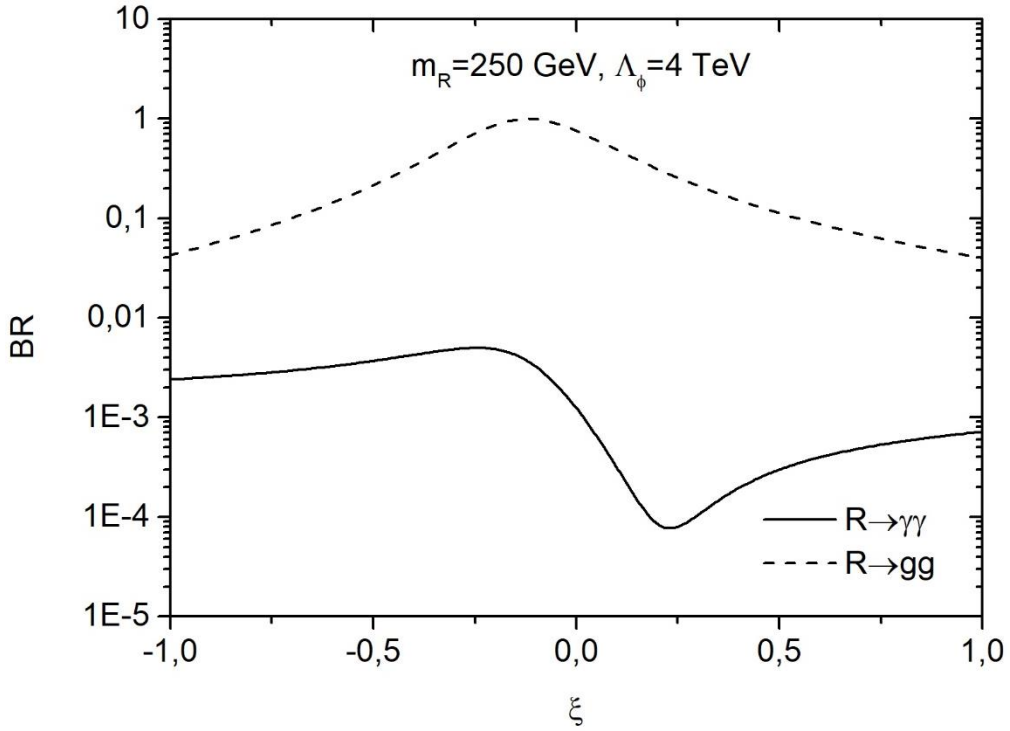
Şekil 5.4 Bozunum genişliklerinin ξ karışım parametresine göre grafiği. $m_R = 250$ GeV ve $\Lambda_\phi = 4$ TeV alınmıştır.



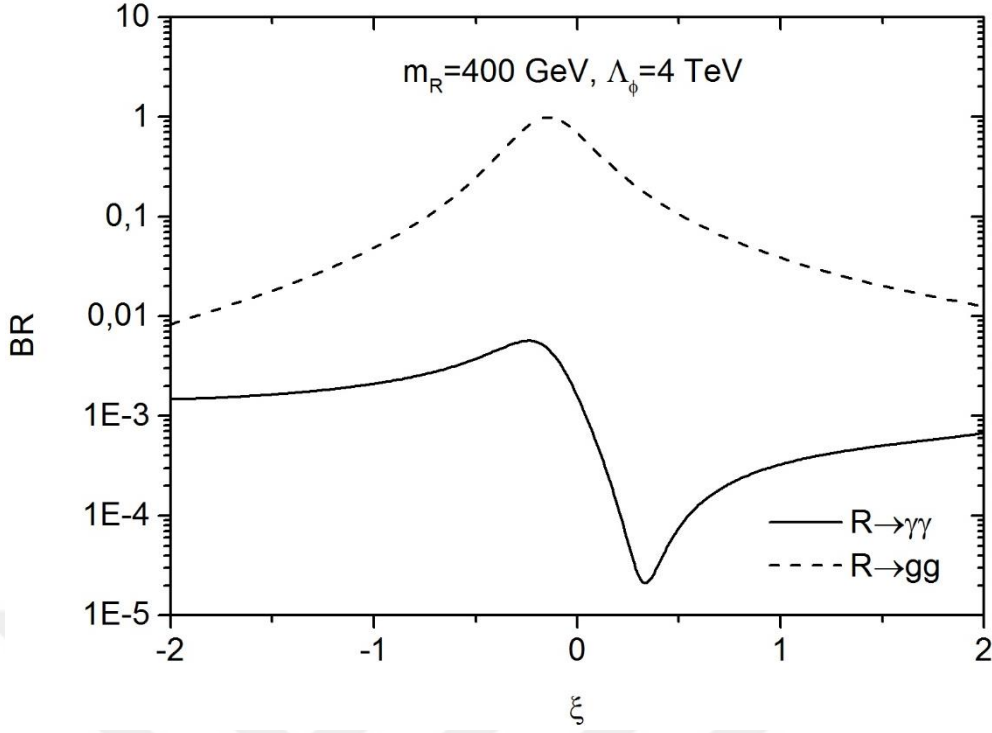
Şekil 5.5 Bozunum genişliklerinin ξ karışım parametresine göre grafiği. $m_R = 400$ GeV ve $\Lambda_\phi = 4$ TeV alınmıştır.



Şekil 5.6 $m_R = 100 \text{ GeV}$ ve $\Lambda_\phi = 4 \text{ TeV}$ için ξ karışım parametresine göre radyon karışımının dallanma oranları grafiği.

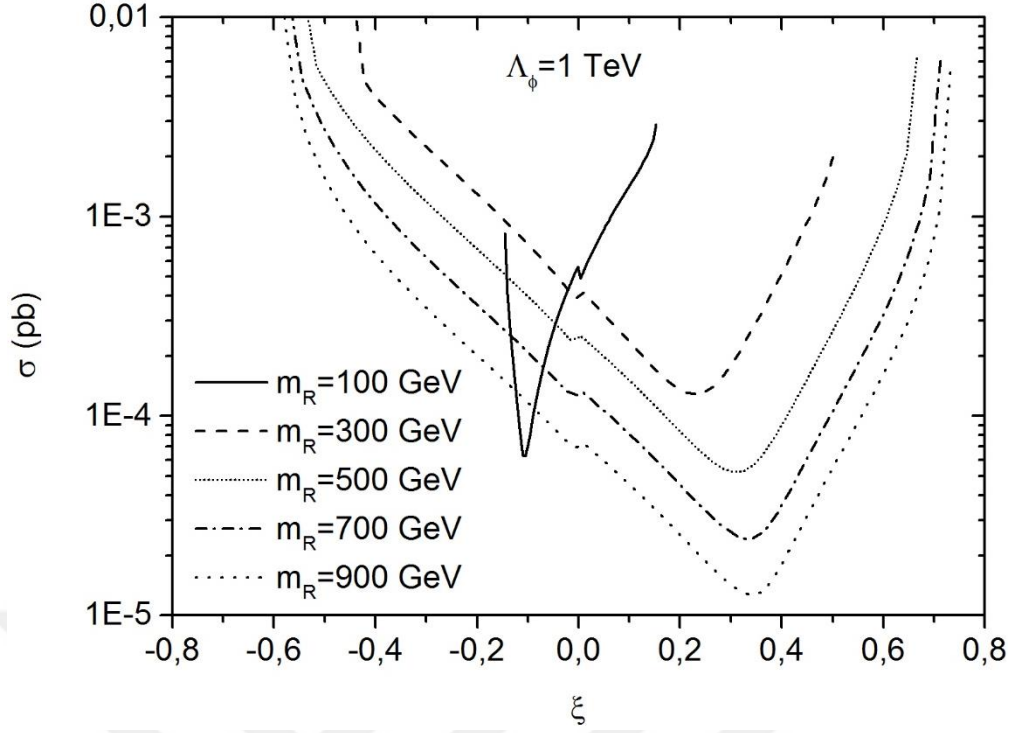


Şekil 5.7 $m_R = 250 \text{ GeV}$ ve $\Lambda_\phi = 4 \text{ TeV}$ için ξ karışım parametresine göre radyon karışımının dallanma oranları grafiği.

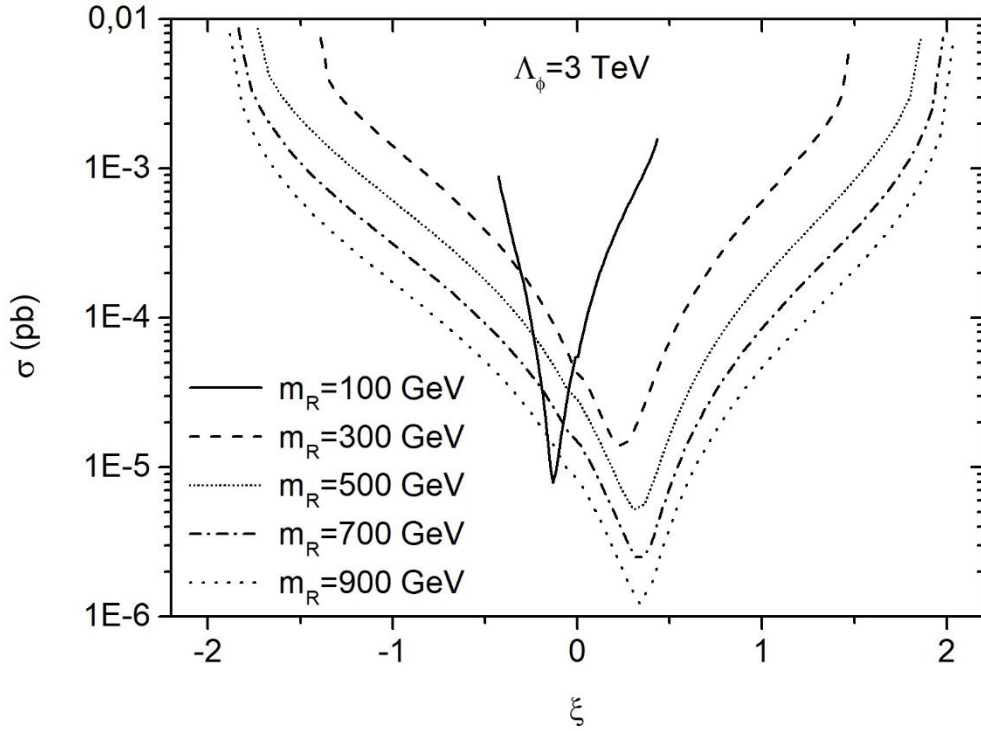


Şekil 5.8 $m_R = 400$ GeV ve $\Lambda_\phi = 4$ TeV için ξ karışım parametresine göre radyon karışımının dallanma oranları grafiği.

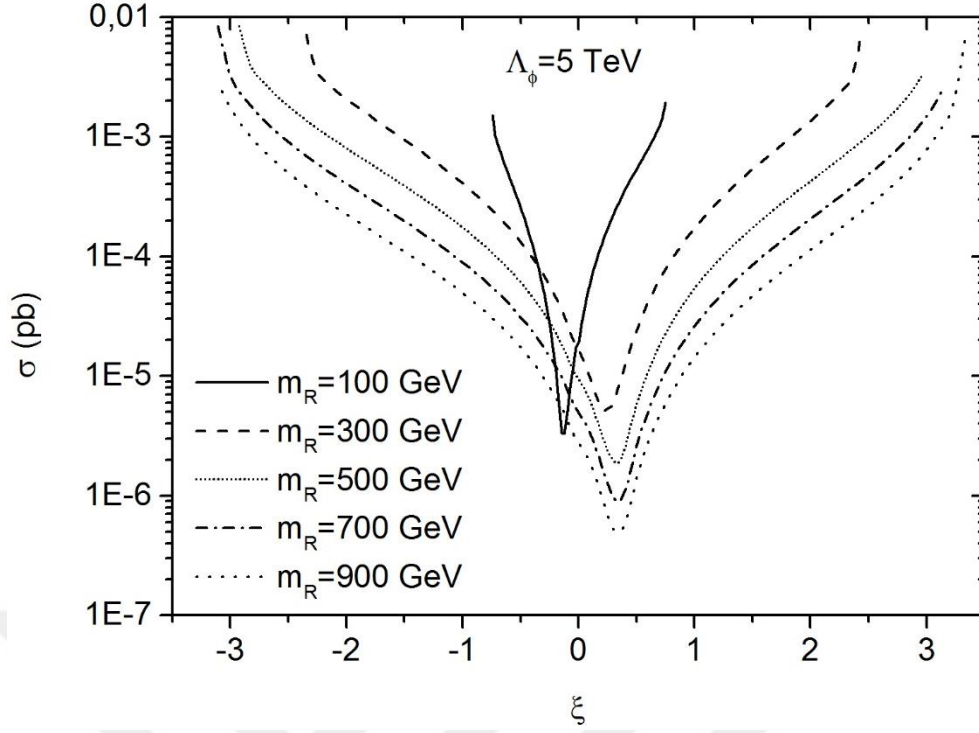
Şekil 5.9-5.11’de $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ sürecinin toplam tesir kesiti, Λ_ϕ skalası ve çeşitli m_R radyon karışımı kütle değerleri için ξ karışım parametresinin bir fonksiyonu olarak çizildi. m_R ve Λ_ϕ arttığı zaman ξ aralığının da arttığı bu grafiklerden gözlemlenebilir. Bu davranış, ξ karışım parametresi için teorik olarak izinli bölgeyi veren (3.156) denkleminde kaynaklanmaktadır. Ayrıca, ξ karışım parametresinin sabitlenmiş bir değeri için Λ_ϕ azaldıkça tesir kesitinin arttığı grafiklerden gözlemlenmektedir. Higgs karışımı kütesinden daha büyük olan radyon karışımı kütle değerleri ($m_R > m_H$) için grafiklerin minimumlarında radyon karışımının kütle değişimi ile ufak bir sapma olmaktadır. Bununla birlikte, m_R, m_H ’dan daha küçük olduğunda tesir kesitinde ani bir değişim meydana gelmektedir. Bu gerçek, grafiklere yansımıştır ($m_R = 100$ GeV için grafiklere bakınız) ve (3.151) denkleminin bir sonucudur (bakınız (3.152)-(3.155)).



Şekil 5.9 Çeşitli radyon karışımı kütlesi (m_R) değerleri için ξ karışım parametresine göre $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ sürecinin toplam tesir kesiti grafiği. Proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV ve $\Lambda_\phi = 1$ TeV olarak alındı.



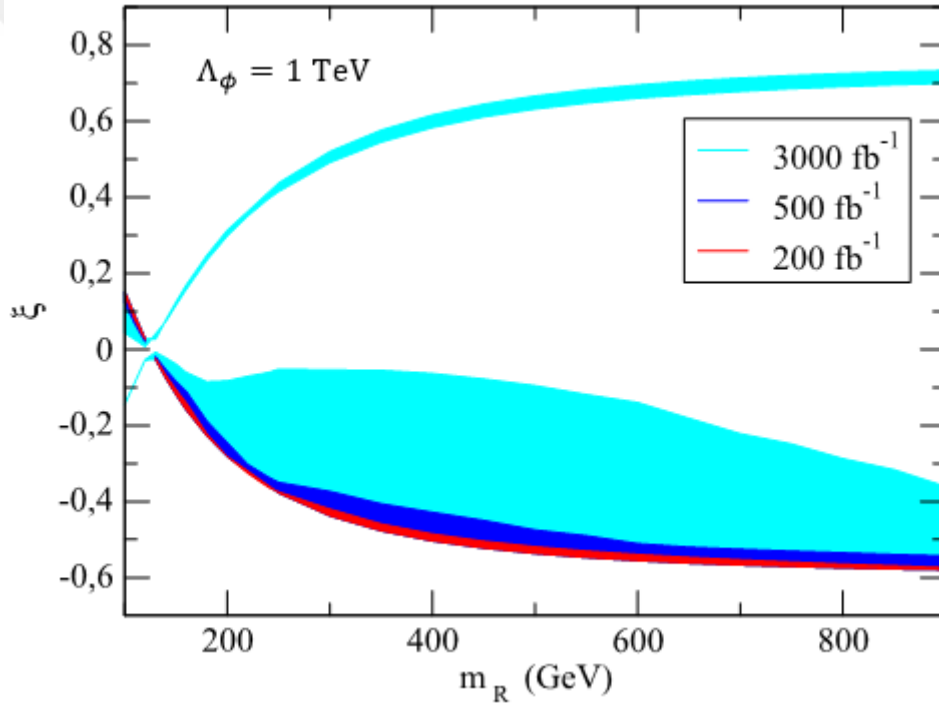
Şekil 5.10 Çeşitli radyon karışımı kütlesi (m_R) değerleri için ξ karışım parametresine göre $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ sürecinin toplam tesir kesiti grafiği. Proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV ve $\Lambda_\phi = 3$ TeV olarak alındı.



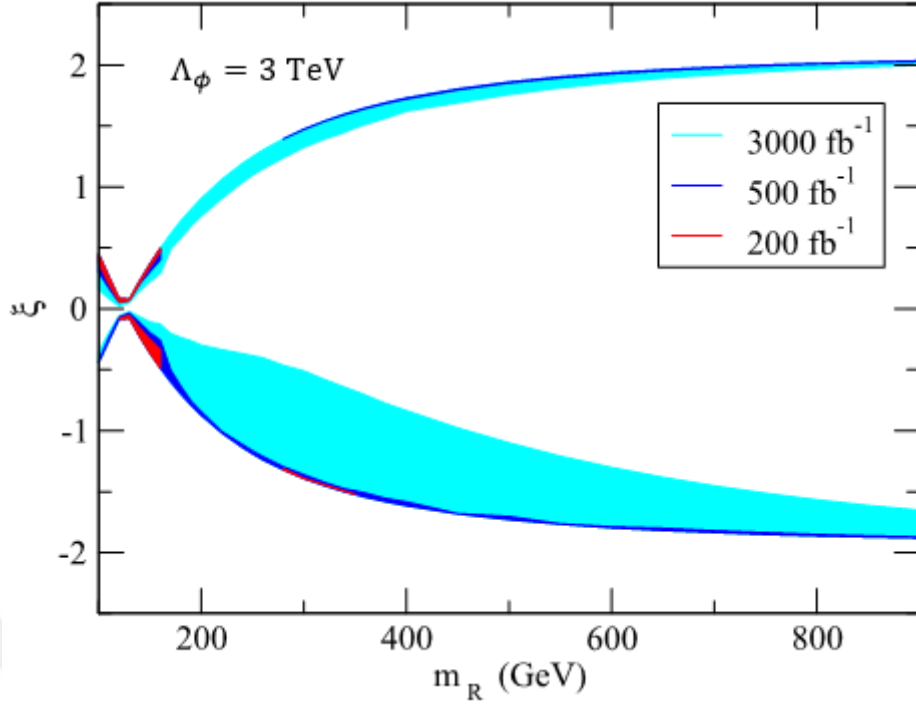
Şekil 5.11 Çeşitli radyon karışımı kütlesi (m_R) değerleri için ξ karışım parametresine göre $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ sürecinin toplam tesir kesiti grafiği. Proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV ve $\Lambda_\phi = 5$ TeV olarak alındı.

$pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ süreciyle üretilen radyon karışımları, bozunma ürünleri aracılığıyla merkezi detektörler tarafından tespit edilebilmektedir. Bu nedenle, radyon bozunum ürünlerinin değişmez kütle ölçümü, radyon kütlesini belirlemek ve bazı olası SM arka plan süreçlerinden $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ sürecini ayırt etmek için çok önemlidir. Radyon karışımının $R \rightarrow \gamma\gamma$ bozunma kanalını sinyal olarak kabul etmekteyiz. Böylece, olay sayısı $N = S \times L_{int} \times \sigma(pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX) \times BR(R \rightarrow \gamma\gamma)$ ile verilmektedir, burada $BR(R \rightarrow \gamma\gamma)$ dallanma oranıdır, L_{int} integre edilmiş luminositedir ve S ise 0,7 olarak alınan eşdeğer foton yayan protonun sağlam kalma olasılığını belirleyen faktördür. Son durumdaki foton çiftinin değişmez kütlesi, elektromanyetik kalorimetrede ölçülen fotonlar arasındaki açı ve foton enerjileri kullanılarak değerlendirilebilir. Foton tespitiyle ilgili belirsizlik genellikle diğer parçacıkların (kuarklar, gluonlar veya leptonlar) saptanmasıyla ilgili belirsizliklerden daha düşüktür. Bu nedenle, eğer varsa, radyonların, son durumdaki foton çiftinde değişmez bir kütle ölçümü yaparak SM sinyallerinden ayırt edilip tespit edilebileceğini varsayabiliriz. Bu nedenle, SM öngörüsündeki gözlemlenen olay sayısının sıfır olduğu varsayılmaktadır. $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ sürecinden saçılarak açığa çıkan radyon ve kuarkın yalnızca belirli açılara sahip olanlarını merkez detektör algılayabilir. Bu nedenle, her bir parçacık için psedorapitinin $|\eta| < 2,5$ olduğu durum yani açı değeri sınırlarının $\cos \theta = [-0,9866; 0,9866]$ aralığı üzerinden tesir

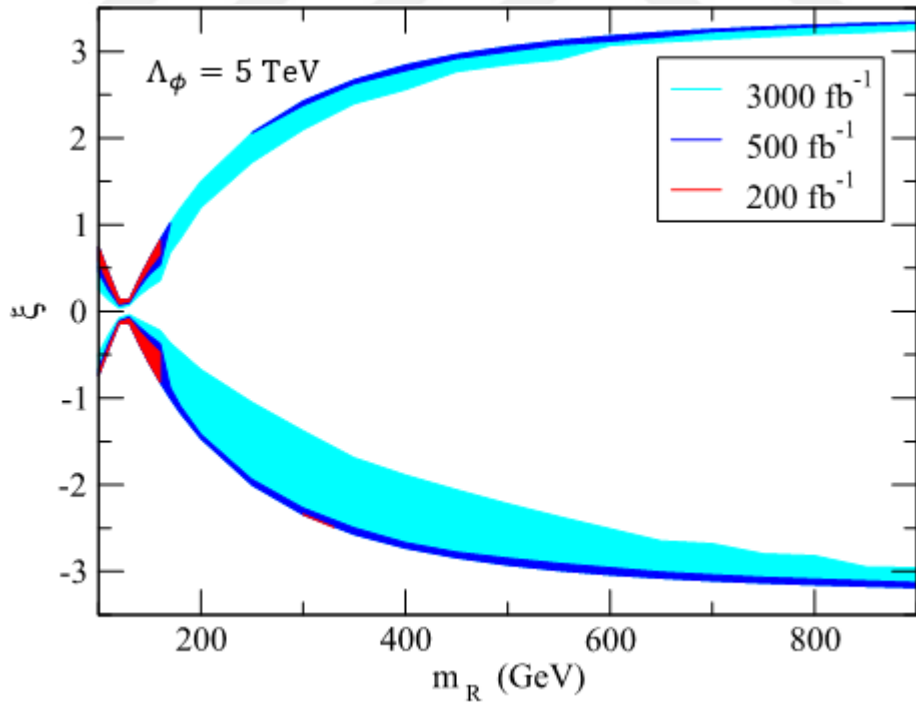
kesiti hesabına deneysel kesilim uygulanmıştır. ξ , Λ_ϕ ve m_R bağımsız model parametreleri, bir Poisson dağılımı kullanılarak sınırlandırılabilir. Poisson dağılım formülünde, $N_{\text{üst}}$ olay sayısı üst sınırı, %95 güvenilirlik düzeyinde 3 olay sayısını vermektedir (Particle Data Group 2016). Olay sayısı üst sınırı, $N(\xi, \Lambda_\phi, m_R, L_{\text{int}}) = N_{\text{üst}} = 3$ formülüyle model parametrelerinin sınırlarına dönüştürülebilir. Bu nedenle, parametre uzayındaki sınırlandırılmış bölge, $N \geq 3$ 'e uyan model parametrelerinin değerlerine karşılık gelmektedir. Aşağıdaki şekil 5.12-5.14'de $L_{\text{int}} = 200 \text{ fb}^{-1}$, 500 fb^{-1} ve 3000 fb^{-1} integre edilmiş luminositeler için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki sınırlandırılmış bölge gösterilmiştir. Her bir grafikte Λ_ϕ enerji skalası, sabit olarak alındı; Λ_ϕ sırasıyla şekil 5.12, şekil 5.13 ve şekil 5.14'de 1 TeV, 2 TeV ve 5 TeV olarak alınmıştır.



Şekil 5.12 İntegre edilmiş luminositenin çeşitli değerleri için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki %95 güvenilirlik düzeyine sahip sınırlandırılmış bölge. Proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ ve $\Lambda_\phi = 1 \text{ TeV}$ olarak alındı.

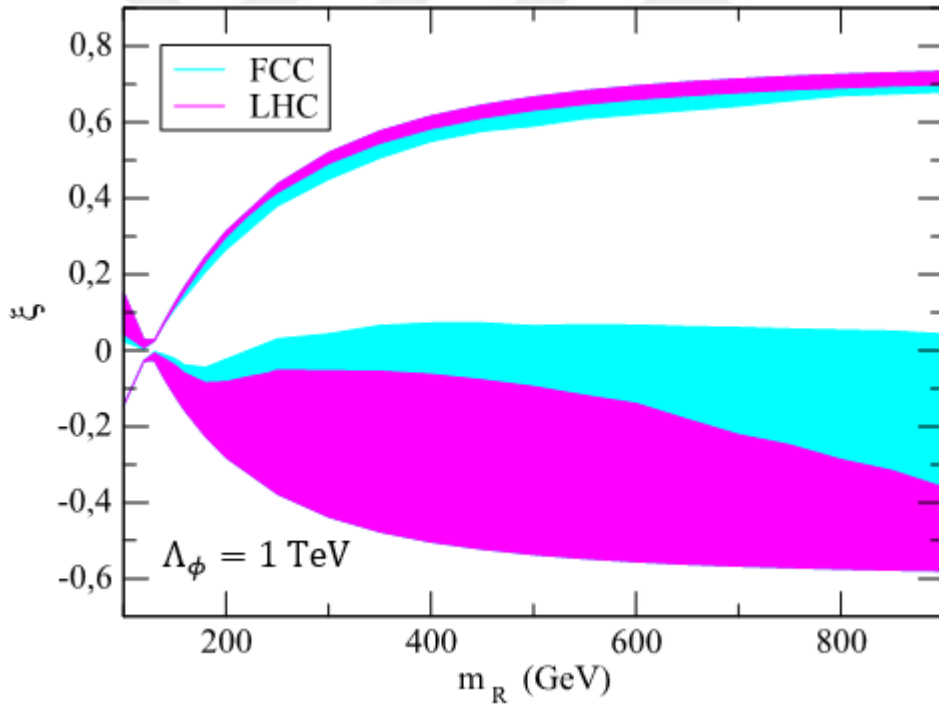


Şekil 5.13 İntegre edilmiş luminositenin çeşitli değerleri için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki %95 güvenilirlik düzeyine sahip sınırlandırılmış bölge. Proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV ve $\Lambda_\phi = 3$ TeV olarak alındı.

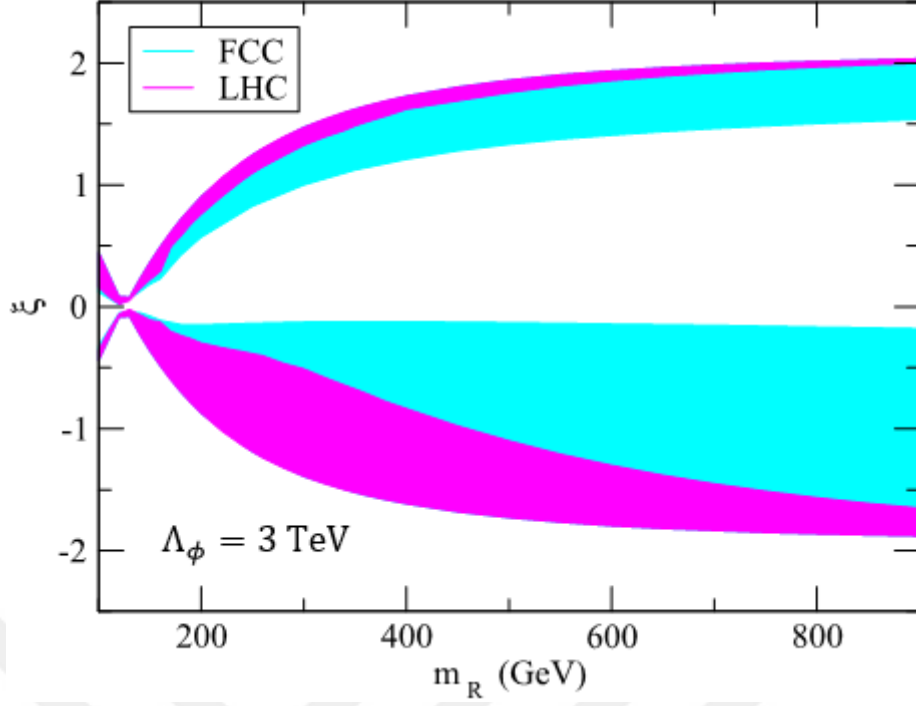


Şekil 5.14 İntegre edilmiş luminositenin çeşitli değerleri için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki %95 güvenilirlik düzeyine sahip sınırlandırılmış bölge. Proton-proton sisteminin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV ve $\Lambda_\phi = 5$ TeV olarak alındı.

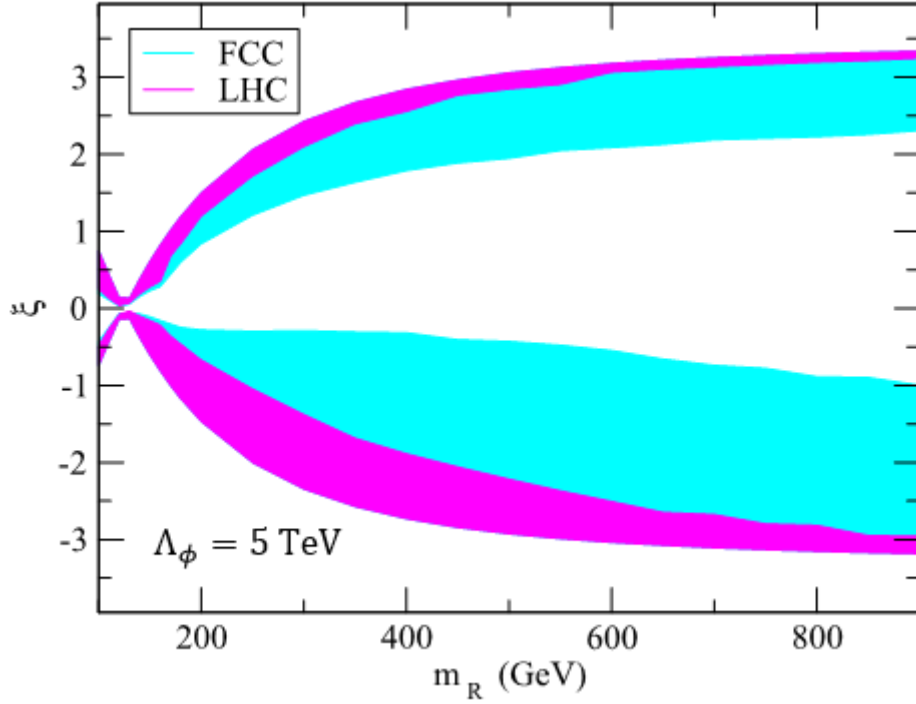
Gelecekte yapılması düşünülen ve LHC'den çok daha yüksek enerjili olacak bir dairesel proton-proton çarpıştırıcısına ilişkin projeler fizik topluluğu tarafından tartışılmaktadır. Böyle bir çarpıştırıcının 100 TeV kütle merkezi enerjisine ve $L_{int} = 3000 \text{ fb}^{-1}$ ve daha fazla bir luminositeye sahip olması düşünülmektedir (Arkani-Hamed et al. 2016, Mangano and CERN Collaboration 2017). Bu gelecek çarpıştırıcı literatürde FCC (Future Circular Collider) olarak bilinir. Bu kadar yüksek enerjili bir makinenin yeni fiziği araştırmak için büyük bir potansiyele sahip olması beklenmektedir. Karşılaştırma amacıyla, benzer bir analiz yaparak 100 TeV kütle merkezi enerjisine sahip bir proton-proton çarpıştırıcısının duyarlılık sınırları elde edilmiştir. Hesaplamalar sırasında, integre edilmiş luminositeyi $L_{int} = 3000 \text{ fb}^{-1}$ ve ileri detektör akseptans aralığını $0,015 < \xi < 0,15$ (LHC ile aynı akseptans aralığı) olduğunu varsayınız. $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki sınırlar, şekil 5.15-5.17'de verilmiştir. Karşılaştırmada kolaylık sağlamak için hem FCC ($\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$) hem de LHC ($\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$) sınırları aynı grafik üzerine verilmiştir.



Şekil 5.15 FCC ($\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$) ve LHC ($\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$) için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki %95 güvenirlilik düzeyine sahip sınırlandırılmış bölge. İntegre edilmiş luminosite $L_{int} = 3000 \text{ fb}^{-1}$ ve $\Lambda_\phi = 1 \text{ TeV}$ olarak alındı.



Şekil 5.16 FCC ($\sqrt{s} = 100$ TeV) ve LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV) için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki %95 güvenilirlik düzeyine sahip sınırlandırılmış bölge. İntegre edilmiş luminosite $L_{int} = 3000 \text{ fb}^{-1}$ ve $\Lambda_\phi = 3 \text{ TeV}$ olarak alındı.



Şekil 5.17 FCC ($\sqrt{s} = 100$ TeV) ve LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV) için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki %95 güvenilirlik düzeyine sahip sınırlandırılmış bölge. İntegre edilmiş luminosite $L_{int} = 3000 \text{ fb}^{-1}$ ve $\Lambda_\phi = 5 \text{ TeV}$ olarak alındı.



BÖLÜM 6

SONUÇLAR

Bölüm 4'deki çalışmada LHC'de tek W bozonu üretimi $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ süreci vasıtasıyla SME'nin Lorentz ihlali etkileri araştırılmıştır. LHC'deki proton-proton çarpışmalarının tamamlayıcısı olan foton-proton çarpışması, hem elde edilen istatistiksel veriyi arttırmaları hem de temiz kanallar oluşturmaları nedeniyle önemlidir. $\gamma q \rightarrow W^-q'$ süreci proton-proton çarpışmasında $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pW^-q'X$ sürecinin alt sürecidir. Bu foton-indüklü reaksiyon vasıtasıyla tek W bozonu üretimi gerçekleşir. $WW\gamma$ köşesindeki Lorentz ihlali etkilerinden dolayı $\gamma q \rightarrow W^-q'$ alt sürecinde SM öngörüsünden sapmalar meydana gelir. SM ile SME diferansiyel tesir kesitleri, son durumdaki W bozonunun polarizasyon durumuna (boyuna, enine ve polarize olmayan) ve senaryo tiplerine (senaryo 1: $\vec{e} = 0, b_p = b_y = 1$ veya $\vec{e} = 0, \vec{b}$ rastgele sayı; senaryo 2: $\vec{b} = 0, e_p = e_y = 1$ veya $\vec{b} = 0, \vec{e}$ rastgele sayı) göre farklı davranışlar gösterirler. Böylece SME yaklaşımı ile yeni fizik etkileri ortaya çıkmıştır. Diferansiyel tesir kesiti, arka plan tensör alanını tanımlayan \vec{e} elektrik-benzeri ve \vec{b} manyetik-benzeri vektörlerine duyarlıdır. Böylece, gerçek bir deneyde, hem son durumdaki W bozonu açısallık dağılımının hem de polarizasyonunun bize SME'den kaynaklanan olası yeni fizik katkılarını analiz etmemiz için gerekli verileri sağlayacağı söylenebilir.

Bölüm 5'deki çalışmada tek radyon foto-üretim $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pRqX$ sürecinin Higgs-radyon karışımından kaynaklanabilecek yeni fiziği incelemekteki potansiyeli araştırıldı. $\sqrt{s} = 14$ TeV enerjili LHC'nin yüksek $L_{int} = 200 \text{ fb}^{-1}$, 500 fb^{-1} ve 3000 fb^{-1} luminosite değerleri dikkate alındı. Şekil 5.12-5.14'de gösterildiği gibi $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki sınırlandırılmış bölge, luminositeye büyük bir bağlılık gösterir. Örneğin, $\Lambda_\phi = 3$ TeV ve $m_R = 400$ GeV'de sınırlandırılmış ξ aralığı, luminosite 500 fb^{-1} 'dan 3000 fb^{-1} 'a yükseldiğinde yaklaşık 12 kat daha genişlemektedir. Öte yandan sınırlandırılmış bölge $L_{int} < 200 \text{ fb}^{-1}$ luminosite için neredeyse tamamen yok olmaktadır. Karşılaştırma amacıyla, $\sqrt{s} = 100$ TeV enerjili gelecekteki bir proton-proton çarpıştırıcısı olan FCC için $\xi - m_R$ parametre düzlemindeki

sınırlar elde edildi. Şekil 5.15-5.17’de görüldüğü gibi FCC, Λ_ϕ enerji skalasının ve m_R kütesinin büyük değerleri için LHC’den çok daha iyi hassasiyetle karışmış radyonları incelemektedir. Diğer yandan, Λ_ϕ enerji skalası 1 TeV ve $m_R < 400$ GeV kadar düşük olduğunda FCC, LHC’ye göre duyarlılık sınırlarında hafif bir iyileşme sağlamaktadır.



KAYNAKLAR

- Adamczyk L, Banas E, Brandt A, Bruschi M, Grinstein S, Lange J, Rijssenbeek M, Sicho P, Staszewski R, Sykora T, Trzebinski M, Chwastowski J and Korcyl K** (2015) *Technical Design Report for The ATLAS Forward Proton Detector*. CERN-LHCC-2015-009.
- Albrow M** (2013) *Precision Proton Spectrometers for CMS*. EDSBLOIS-2013-42.
- Albrow M, Arneodo M, Avati V, Baechler J, Cartiglia N, Deile M, Gallinaro M, Hollar J, Lo Vetere M, Oesterberg K, Turini N, Varela J, Wright D and CMS-TOTEM Collaboration** (2014) *CMS-TOTEM Precision Proton Spectrometer*. CERN-LHCC-2014-021.
- Allport P and Nessi M** (2011) *Letter of Intent for The Phase-I Upgrade of The ATLAS Experiment*. CERN-LHCC-2011-012.
- Altschul B, Bailey Q G and Kostelecky V A** (2010) Lorentz Violation with an Antisymmetric Tensor. *Phys. Rev. D*, 81: 065028.
- Aranda J I, Ramirez-Zavaleta F, Rosete D A, Tlachino F J, Toscano J J and Tututi E S** (2014a) Effects of Lorentz Violation Through The $\gamma e \rightarrow W\nu_e$ Process in The Standard Model Extension. *J. Phys. G*, 41: 055003.
- Aranda J I, Ramirez-Zavaleta F, Tlachino F J, Toscano J J and Tututi E S** (2014b) Lorentz-violating Effects on Pair Production of W Bosons in Photon Collisions. *Int. J. Mod. Phys. A*, 29, 1450180.
- Ari V, Billur A A, İnan S C and Köksal M** (2016) Anomalous $WW\gamma$ Couplings with Beam Polarization at The Compact Linear Collider. *Nucl. Phys. B*, 906: 211-230.
- Arkani-Hamed N, Han T, Mangano M and Wang L T** (2016) Physics Opportunities of a 100 TeV Proton-Proton Collider. *Phys. Rep.*, 652: 1-49.
- Atağ S and Billur A A** (2010) Possibility of Determining τ Lepton Electromagnetic Moments in $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+ \tau^-$ Process at The CERN-LHC. *JHEP*, 11: 060.
- 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: 1-29.
- ATLAS Collaboration** (2016) Measurement of Exclusive $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ Production and Search for Exclusive Higgs Boson Production in pp Collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV Using The ATLAS Detector. *Phys. Rev. D*, 94: 032011.
- Baldenegro C, Fichet S, Von Gersdorff G and Royon C** (2017) Probing The Anomalous $\gamma\gamma\gamma Z$ Coupling at The LHC with Proton Tagging. *JHEP*, 06: 142.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Baldenegro C, Fichet S, Von Gersdorff G and Royon C** (2018) Searching for Axion-like Particles with Proton Tagging at The LHC. *JHEP*, 06: 131.
- Baur G, Hencken K, Trautmann D, Sadovsky S and Kharlov Y** (2002) Coherent $\gamma\gamma$ and γA Interactions in Very Peripheral Collisions at Relativistic Ion Colliders. *Phys. Rep.*, 364: 359-450.
- Bhattacharya S, Frank M, Huitu K, Maitra U, Mukhopadhyaya B and Rai S K** (2015) Probing The Light Radion through Diphotons at The Large Hadron Collider. *Phys. Rev. D*, 91: 016008.
- Billur A A, Köksal M and Gutierrez-Rodriguez A** (2017) Improved Sensitivity on The Electromagnetic Dipole Moments of The Top Quark in $\gamma\gamma$, $\gamma\gamma^*$, and $\gamma^*\gamma^*$ Collisions at The CLIC. *Phys. Rev. D*, 96: 056007.
- Bluhm R** (2006) Overview of The Standard Model Extension: Implications and Phenomenology of Lorentz Violation. *Lect. Notes Phys.*, 702: 191-226.
- Bluhm R** (2014) Observational Constraints on Local Lorentz Invariance. *The Springer Handbook of Spacetime*, Ashtekar A and Petkov V (Ed.), 1st edition, ISBN: 3-6424-1991-1, Springer-Verlag, Berlin, 485-507.
- Brüning O S, Collier P, Lebrun P, Myers S, Ostojic R, Poole J and Proudlock P** (2004) LHC Design Report. *Cern Report*, CERN-2004-003-V-1.
- Budnev V M, Ginzburg I F, Meledin G V and Serbo V G** (1975) The Two-Photon Particle Production Mechanism. Physical Problems. Applications. Equivalent Photon Approximation. *Phys. Rep.*, 15: 181-282.
- Carlson D O** (1995) Physics of Single-Top Quark Production at Hadron Colliders. *PhD Thesis*, Michigan State University, Department of Physics and Astronomy, East Lansing, 103 pp.
- Chaichian M, Hoyer P, Huitu K, Khoze V A and Pilkington A D** (2009) Searching for The Triplet Higgs Sector via Central Exclusive Production at The LHC. *JHEP*, 05: 011.
- Chapon E, Royon C and Kepka O** (2010) Anomalous Quartic $WW\gamma\gamma$, $ZZ\gamma\gamma$, and Trilinear $WW\gamma$ Couplings in Two-Photon Processes at High Luminosity at The LHC. *Phys. Rev. D*, 81: 074003.
- CDF Collaboration** (2007) Observation of Exclusive Electron-Positron Production in Hadron-Hadron Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 98: 112001.
- CDF Collaboration** (2009a) Observation of Exclusive Charmonium Production and $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1,96$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 102: 242001.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- CDF Collaboration** (2009b) Search for Exclusive Z-Boson Production and Observation of High-Mass $p\bar{p} \rightarrow p\gamma\gamma\bar{p} \rightarrow pl^+l^-\bar{p}$ Events in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1,96$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 102: 222002.
- CMS Collaboration** (2012a) Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with The CMS Experiment at The LHC. *Phys. Lett. B*, 716: 30-61.
- CMS Collaboration** (2012b) Exclusive $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *JHEP*, 01: 052.
- CMS Collaboration** (2012c) Search for Exclusive or Semi-Exclusive $\gamma\gamma$ Production and Observation of Exclusive and Semi-Exclusive e^+e^- Production in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *JHEP*, 11: 080.
- CMS Collaboration** (2013) Study of Exclusive Two-Photon Production of W^+W^- in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV and Constraints on Anomalous Quartic Gauge Couplings. *JHEP*, 07: 116.
- CMS Collaboration** (2016) Evidence for Exclusive $\gamma\gamma \rightarrow W^+ W^-$ Production and Constraints on Anomalous Quartic Gauge Couplings in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV. *JHEP*, 08: 119.
- CMS Collaboration** (2018) Observation of Proton-tagged, Central (Semi)Exclusive Production of High-mass Lepton Pairs in pp Collisions at 13 TeV with The CMS-TOTEM Precision Proton Spectrometer. *JHEP*, 07: 153.
- Coleman S and Glashow S L** (1997) Cosmic Ray and Neutrino Tests of Special Relativity. *Phys. Lett. B*, 405: 249-252.
- Coleman S and Glashow S L** (1999) High-energy Tests of Lorentz Invariance. *Phys. Rev. D*, 59: 116008.
- Colladay D and Kostelecky V A** (1998) Lorentz-violating Extension of The Standard Model. *Phys. Rev. D*, 58: 116002.
- Colladay D and McDonald P** (2004) Statistical Mechanics and Lorentz Violation. *Phys. Rev. D*, 70: 125007.
- Cox P, Medina A D, Ray T S and Spray A** (2014) Radion/dilaton-Higgs Mixing Phenomenology in Light of The LHC. *JHEP*, 02: 032.
- Cronin J W, Gibbs K G and Weekes T C** (1993) The Search for Discrete Astrophysical Sources of Energetic Gamma Radiation. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 43: 883-926.
- Csaki C, Graesser M L and Kribs G D** (2001) Radion Dynamics and Electroweak Physics. *Phys. Rev. D*, 63: 065002.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Csaki C, Hubisz J and Lee S J** (2007) Radion Phenomenology in Realistic Warped Space Models. *Phys. Rev. D*, 76: 125015.
- Desai N, Maitra U and Mukhopadhyaya B** (2013) An Updated Analysis of Radion-higgs Mixing in The Light of LHC Data. *JHEP*, 10: 093.
- Dominici D, Grzadkowski B, Gunion J F and Toharia M** (2003) The Scalar Sector of The Randall–Sundrum Model. *Nucl. Phys. B*, 671: 243-292.
- Dougall T and Wick S D** (2009) Dirac Magnetic Monopole Production from Photon Fusion in Proton Collisions. *Eur. Phys. J. A*, 39: 213-217.
- Epele L N, Fanchiotti H, Canal C A G, Mitsou V A and Vento V** (2012) Looking for Magnetic Monopoles at LHC with Diphoton Events. *Eur. Phys. J. Plus*, 127: 60.
- Farina M, Grossman Y and Robinson D J** (2015) Probing CP Violation in $h \rightarrow Z\gamma$ with Background Interference. *Phys. Rev. D*, 92: 073007.
- Fichet S, von Gersdorff G, Kepka O, Lenzi B, Royon C and Saimpert M** (2014) Probing New Physics in Diphoton Production with Proton Tagging at The Large Hadron Collider. *Phys. Rev. D*, 89: 114004.
- Fichet S and von Gersdorff G** (2014) Anomalous Gauge Couplings from Composite Higgs and Warped Extra Dimensions. *JHEP*, 03: 102.
- Fichet S, von Gersdorff G, Lenzi B, Royon C and Saimpert M** (2015) Light-by-light Scattering with Intact Protons at The LHC: from Standard Model to New Physics. *JHEP*, 02: 165.
- Fichet S, von Gersdorff G and Royon C** (2016) Measuring The Diphoton Coupling of a 750 GeV Resonance. *Phys. Rev. Lett.*, 116: 231801.
- Fischbach E and Talmadge C L** (1999) *The Search for Non-Newtonian Gravity*. 1st edition, ISBN: 0-3879-8490-2, Springer-Verlag, New York, 305 pp.
- Frank M, Huitu K, Maitra U and Patra M** (2016) Probing Higgs-radion Mixing in Warped Models through Complementary Searches at The LHC and The ILC. *Phys. Rev. D*, 94, 055016.
- Ginzburg I F and Schiller A** (1999) Visible Effect of a Very Heavy Magnetic Monopole at Colliders. *Phys. Rev. D*, 60: 075016.
- Goldberger W D and Wise M B** (1999) Modulus Stabilization with Bulk Fields. *Phys. Rev. Lett.*, 83: 4922.
- Goldberger W D and Wise M B** (2000) Phenomenology of a Stabilized Modulus. *Phys. Lett. B*, 475: 275-279.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Gonçalves V P and Sauter W K** (2010) Radion Production in Exclusive Processes at CERN LHC. *Phys. Rev. D*, 82: 056009.
- Gunion J F, Kane G L and Wudka J** (1988) Search Techniques for Charged and Neutral Intermediate-mass Higgs Bosons. *Nucl. Phys. B*, 299: 231-278.
- Gupta R S** (2012) Probing Quartic Neutral Gauge Boson Couplings Using Diffractive Photon Fusion at The LHC. *Phys. Rev. D*, 85: 014006.
- ILC Collaboration** (2007) ILC Reference Design Report Volume 1 - Executive Summary. *Cern Report*, FERMILAB-DESIGN-2007-03.
- İnan S C** (2010) Exclusive Excited Leptons Search in Two Lepton Final States at The CERN LHC. *Phys. Rev. D*, 81: 115002.
- İnan S C and Billur A A** (2011) Polarized Top Pair Production in Extra Dimension Models via Photon-Photon Fusion at The CERN LHC. *Phys. Rev. D*, 84: 095002.
- Kepka O and Royon C** (2008) Anomalous $WW\gamma$ Coupling in Photon-Induced Processes Using Forward Detectors at The CERN LHC. *Phys. Rev. D*, 78: 073005.
- Khoze V A, Martin A D and Ryskin M G** (2002) Prospects for New Physics Observations in Diffractive Processes at The LHC and Tevatron. *Eur. Phys. J. C*, 23: 311-327.
- Kostelecky V A and Samuel S** (1989a) Gravitational Phenomenology in Higher-dimensional Theories and Strings. *Phys. Rev. D*, 40: 1886-1903.
- Kostelecky V A and Samuel S** (1989b) Spontaneous Breaking of Lorentz Symmetry in String Theory. *Phys. Rev. D*, 39: 683-685.
- Kostelecky V A and Samuel S** (1989c) Phenomenological Gravitational Constraints on Strings and Higher-dimensional Theories. *Phys. Rev. Lett.*, 63: 224-227.
- Kostelecky V A and Potting R** (1991) CPT and Strings. *Nucl. Phys. B*, 359: 545-570.
- Kostelecky V A and Potting R** (1995) CPT, Strings, and Meson Factories. *Phys. Rev. D*, 51: 3923-3935.
- Kostelecky V A and Potting R** (1996) Expectation Values, Lorentz Invariance, and CPT in the Open Bosonic String. *Phys. Lett. B*, 381: 89-96.
- Kostelecky V A, Perry M J and Potting R** (2000) Off-Shell Structure of The String Sigma Model. *Phys. Rev. Lett.*, 84: 4541-4544.
- Kostelecky V A** (2004) Gravity, Lorentz violation, and The Standard Model. *Phys. Rev. D*, 69: 105009.
- Köksal M and İnan S C** (2014) Anomalous $tq\gamma$ Couplings in γp Collision at The LHC. *Adv. High Energy Phys.*, 2014: 935840.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Köksal M, Arı V and Senol A** (2016) Search for Anomalous Quartic Couplings in Photon-Photon Collisions. *Adv. High Energy Phys.*, 2016: 8672391.
- Kubota H and Nojiri M** (2013) Radion-Higgs-boson Mixing State at The LHC with The Kaluza-Klein Contributions to The Production and Decay. *Phys. Rev. D*, 87: 076011.
- Kubota H and Nojiri M** (2014) Prospect for a Study of Randall-Sundrum Models from Higgs Bosons Decay at Future Colliders. *Phys. Rev. D*, 90: 035006.
- Liu Y X** (2018) Introduction to Extra Dimensions and Thick Braneworlds. *Memorial Volume for Yi-Shi Duan*, Ge M L, Cai R G and Liu Y X (Ed.), 1st edition, ISBN: 9-8132-3726-1, World Scientific Publishing Company, Singapore, 211-275.
- Mangano M L and CERN Collaboration** (2017) Chapter 1: Standard Model Processes. *CERN Yellow Reports: Monographs*, 3: 1-254.
- Martin A D, Stirling W J, Thorne R S and Watt G** (2007) Update of Parton Distributions at NNLO. *Phys. Lett. B*, 652: 292-299.
- Martin A D, Stirling W J, Thorne R S and Watt G** (2009) Parton Distributions for The LHC. *Eur. Phys. J. C*, 63: 189-285.
- Myers R C and Pospelov M** (2003) Ultraviolet Modifications of Dispersion Relations in Effective Field Theory. *Phys. Rev. Lett.*, 90: 211601.
- Overduin J, Everitt F, Worden P and Mester J** (2012) STEP and Fundamental Physics. *Class. Quantum Grav.*, 29: 184012.
- Particle Data Group** (2016) Review of Particle Physics. *Chin. Phys. C*, 40: 100001.
- Piotrzkowski K** (2001) Tagging Two-Photon Production at The CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. D*, 63: 071502.
- Piotrzkowski K and Schul N** (2010) Two-Photon Exclusive Production of Supersymmetric Pairs at The LHC. *AIP Conf. Proc.*, 1200: 434-437.
- Randall L and Sundrum R** (1999a) Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension. *Phys. Rev. Lett.*, 83: 3370.
- Randall L and Sundrum R** (1999b) An Alternative to Compactification. *Phys. Rev. Lett.*, 83: 4690.
- Rouby X** (2008) Measurements of Photon Induced Processes in CMS and Forward Proton Detection at The LHC. *PhD Thesis*, Universite Catholique de Louvain, Departement de Physique, Louvain-la-Neuve, 204 pp.
- Schul N and Piotrzkowski K** (2008) Detection of Two-photon Exclusive Production of Supersymmetric Pairs at The LHC. *Nucl. Phys. B - Proc. Suppl.*, 179-180: 289-297.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Schul N** (2011) Measurements of Two-Photon Interactions at The LHC. *PhD Thesis*, Universite Catholique de Louvain, Particle Physics and Phenomenology, Louvain-la-Neuve, 200 pp.
- Selçin G A and Şahin İ** (2017) Non-standard Higgs Couplings in Single Higgs Boson Production at The LHC and Future Linear Collider. *Chin. J. Phys.*, 55: 2305-2317.
- Senol A and Köksal M** (2015) Analysis of Anomalous Quartic $WWZ\gamma$ Couplings in $\gamma\gamma$ Collision at The LHC. *Phys. Lett. B*, 742: 143-148.
- Spor S and Şahin İ** (2019) Lorentz-Violating Effects in Single W Boson Production at The LHC. *Turk. J. Phys.*, 43: 67-79.
- Sudarsky D, Urrutia L and Vucetich H** (2002) Observational Bounds on Quantum Gravity Signals Using Existing Data. *Phys. Rev. Lett.*, 89: 231301.
- Sun H and Yue C X** (2014) Precise Photoproduction of The Charged Top-Pions at The LHC with Forward Detector Acceptances. *Eur. Phys. J. C*, 74: 2823.
- Sun H** (2014) Large Extra Dimension Effects Through Light-by-light Scattering at The CERN LHC. *Eur. Phys. J. C*, 74: 2977.
- Şahin İ and İnan S C** (2009) Probe of Unparticles at The LHC in Exclusive Two Lepton and Two Photon Production via Photon-Photon Fusion. *JHEP*, 09: 069.
- Şahin İ and Billur A A** (2011) Anomalous $WW\gamma$ Couplings in $\gamma\gamma$ Collision at The LHC. *Phys. Rev. D*, 83: 035011.
- Şahin İ and Köksal M** (2011) Search for Electromagnetic Properties of The Neutrinos at The LHC. *JHEP*, 03: 100.
- Şahin B and Billur A A** (2012) Anomalous Wtb Couplings in $\gamma\gamma$ Collision at The LHC. *Phys. Rev. D*, 86: 074026.
- Şahin İ, Billur A A, İnan S C, Şahin B, Köksal M, Tektaş P, Alıcı E and Yıldırım R** (2013) Probe of Extra Dimensions in $\gamma q \rightarrow \gamma q$ at The LHC. *Phys. Rev. D*, 88: 095016.
- Şahin İ, Köksal M, İnan S C, Billur A A, Şahin B, Tektaş P, Alıcı E and Yıldırım R** (2015) Graviton Production Through Photon-Quark Scattering at The LHC. *Phys. Rev. D*, 91: 035017.
- Şahin İ, Spor S, Yilmaz D and Akkaya Selçin G** (2019) Photoproduction of Mixed Radions at a Proton-Proton Collider. *ArXiv:1901.05434v1 [hep-ph]*.
- Senol A and Köksal M** (2015) Analysis of Anomalous Quartic $WWZ\gamma$ Couplings in $\gamma\gamma$ Collision at The LHC. *Phys. Lett. B*, 742: 143-148.
- Tasevsky M** (2015) Status of The AFP Project in The ATLAS Experiment. *AIP Conf. Proc.*, 1654: 090001.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

Wdowczyk J and Wolfendale A W (1989) Highest Energy Cosmic Rays. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 39: 43-71.

Whittington D W (2012) Searches For Lorentz Violation in Top-Quark Production and Decay at Hadron Colliders. *PhD Thesis*, Indiana University, Department of Physics, Bloomington, 187 pp.

Will C M (1993) *Theory and Experiment in Gravitational Physics*. Revised edition, ISBN: 0-5214-3973-6, Cambridge University Press, Cambridge, 400 pp.

Will C M (2014) The Confrontation between General Relativity and Experiment. *Living Rev. Relativ.*, 17: 4.



ÖZGEÇMİŞ

Serdar SPOR, 1987’de İstanbul’un Kadıköy ilçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini aynı ilçede tamamladı. Bir yıl İngilizce hazırlık sınıfı okuduğu Kadıköy İntaş Süper Lisesi’nden mezun olduktan sonra 2005 yılında Balıkesir Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’ne girdi. 2009 yılında “iyi” derece ile mezun olduktan sonra aynı üniversitede yüksek lisans eğitimine başladı. 2011 yılında Zonguldak Bülent Ecevit Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nde araştırma görevlisi olarak göreve başladı. Zonguldak Bülent Ecevit Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı’nda yüksek lisans çalışmasını 2013 yılında tamamladı. Aynı yıl Zonguldak Bülent Ecevit Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı’nda doktora programına başladı. 2019 yılının Şubat ayında Zonguldak Bülent Ecevit Üniversitesi Fizik Bölümü araştırma görevlisi kadrosundan ayrılarak yine aynı üniversitenin Ahmet Erdoğan Sağlık Hizmetleri Meslek Yüksekokulu’nda bulunan Tıbbi Hizmetler ve Teknikler Bölümü’ne öğretim görevlisi olarak atandı ve halen çalışmaya devam etmektedir.

ADRES BİLGİLERİ:

Adres: Zonguldak Bülent Ecevit Üniversitesi

İbni Sina Kampüsü Ahmet Erdoğan Sağlık Hizmetleri Meslek Yüksekokulu

Tıbbi Hizmetler ve Teknikler Bölümü

Kozlu / ZONGULDAK

Tel: (+90) 372 261 33 71

E-posta: serdar.spor@beun.edu.tr