



## **Parçacık Hızlandırıcılarında Higgs İnce Ayarının İzlerinin Sürülmesi**

**Program Kodu: 1001**

**Proje No: 115F212**

Proje Yürütücüsü:  
**Prof. Dr. Durmuş Ali DEMİR**

Bursiyer(ler):  
Canan Nurhan KARAHAN  
Ozan SARGIN  
Hemza AZRİ

EKİM 2017  
İZMİR



## Önsöz

Temel parçacıkları ve etkileşimlerini belirleyen üç temel kuvveti en iyi şekilde betimleyen Standart Model (SM), şimdiye dek bütün deneysel sınırlamalarla mükemmel bir uyum göstermiştir. Bununla birlikte “doğallık problemi” ve de “spektrumunda karanlık madde adayı bir parçacığın bulunmaması” gibi temel bazı problemler yüzünden SM’in eksik olduğu bilinmektedir. Bunların yanında, Higgs bozonunun bulunması ve fakat başkaca bir parçacığın bulunmamış olması durumu daha da karmaşık hale getirmektedir. Bunun nedeni, doğallık ve karanlık madde problemlerini anlamamıza el veren süpersimetri, ek boyutlar veya kompozitlik gibi modellerin artık doğa ile uyumlu olmadıklarının ortaya çıkmasıdır. Mevcut halde gereken şey SM’in doğallık, karanlık madde ve diğer problemlerini *yeni parçacıklar olmaksızın* anlayabilmektir. Bu projede SM’in problemlerine getirilen ana yaklaşım şu şekildedir: Çekim kuvveti, ki kuantumlanamadığı için SM’e dahil edilememektedir, ultraviyole (UV) ölçeğe hassas kuantum katkılarının bir sonucu olarak ortaya çıkabilir. Bu indüklenme ayar bozonlarının UV-ölçek mertebesindeki kütlelerini ortadan kaldıracak şekilde (yani ayar simetrilerini restore edecek şekilde) ortaya çıkabilir. Bu simetri restorasyon etkisi getirilen yaklaşımın Sakharov’un indüklenmiş çekim kuvvetinden temel farkıdır. SM’in anılan problemlerini bu doğallaştırma yöntemi ile çözdükten sonra, spektrumda gizlenmiş bir spin-3/2 parçacığın nasıl dolaylı etkiler bırakacağı, enflasyona nasıl yol açacağı ortaya konmuştur. Bunlara ilave olarak, doğallık yerine ince ayar yapılması durumunda gerekli olan parçacık Stueckelberg yöntemi ile Higgs kütlelerini indükleyecek şekilde ele alınmıştır. Diğer yünden, kozmik enflasyonun temel doğallık problemlerine bir çözüm getirmesi bağlamında afin çekim kuramı yoluyla doğallaştırma ele alınmıştır. İşbu proje çalışması SM’in şu an maruz kaldığı doğallık problemlerini kütleçekimsel doğallaştırma ve de ince ayar bağlamında incelemiş, somut sonuçlara ulaştırmış ve de literatüre yayınlar ve sunumlar şeklinde katkı yapmıştır. Bu proje 115F212 no’lu TÜBİTAK 1001 programı tarafından desteklenmiştir.



## İçindekiler

Önsöz .....	ii
Tablo ve şekil listeleri .....	v
Özet .....	vii
Abstract .....	viii
1. GİRİŞ.....	1
2.HIGGS ED STUECKELBERG ALANLARININ HIZLANDIRICILARDA İZLERİNİN SÜRÜLMESİ.....	8
2.1 Model .....	8
2.2 Fenomoloji.....	9
2.3 Sonuçlar .....	10
2.4 Yorumlar .....	14
3.STANDART MODELDE SAKLI SPİN-3/2 ALAN .....	15
3.1 Giriş .....	15
3.2 Hafif bir spin-3/2 alan.....	16
3.3 Çarpıştırıcılarda spin-3/2 alan .....	19
3.3.1 $\nu_L h \rightarrow \nu_L h$ saçılması .....	19
3.3.2 $e^+ e^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ saçılması.....	22
3.4 $\psi_\mu$ 'nün halka mertebesi etkileşimleri.....	24
3.5 Higgs enflasyonuna olanak sağlayıcı olarak spin-3/2 alan.....	27
3.6 Karanlık madde olarak spin-3/2 alan .....	27
3.7 Sonuç.....	28
4. GÖZDEN KAÇAN KANALLARI SPİN-3/2 PARÇACIK YOLUYLA AÇIĞA ÇIKARMA .....	29
4.1 Giriş .....	29
4.2 Model .....	31
4.3 Fenomoloji.....	32
4.3.1 LHC Araştırmaları .....	33
4.3.2 Karanlık Madde Araştırmaları .....	36
4.4 Sonuç.....	37
5.EĞRİLİKÇE RESTORE EDİLEN AYAR DEĞİŞMEZLİĞİ VE ULTRAVİYOLE DOĞALLIK. 38	
6.KUANTUM ALANLARINI DOĞALLAŞTIRAN ÇEKİM ALANI VE HİYERARŞİ PROBLEMİ 43	
6.1 Giriş .....	44



6.2 SM UV Ölçeğini Etkinleştiren gizli NP'yi somutlaştırma.....	50
6.3 Doğallaştırılmış Standart Model.....	54
6.4 SM Ötesi Fizik ve Doğallaştırılması .....	56
6.5 Sonuç.....	57
7.AFİN ENFLASYON .....	57
7.1 Giriş .....	58
7.2 Minimal Bağlı Skaler Alan .....	59
7.2.1 Genel Görelilik Bakış Açısı.....	59
7.2.2 Afin Gravitasyon (AG) bakış açısı .....	61
7.3 Minimal Olmayan Bağlı Skaler Alan.....	64
7.3.1 Genel Görelilik durumu .....	64
7.3.2 Afin Gravitasyon durumu .....	65
7.4 Afin enflasyon .....	70
7.5 Sonuç.....	77
8.SONUÇ .....	78
KAYNAKLAR.....	78

## Tablo ve şekil listeleri

<b>Şekil 1.1:</b> Bir halka mertebesinde Higgs kütle karesindeki kuadratik ıraksayan ışınımsal düzeltmelerin şematik gösterimi. $h$ Higgs bozonuna, $W^\pm, Z$ $W$ ve $Z$ bozonlarına, $t$ top kuarka ve $V, S$ sırasıyla SM-tekli ayar alanı ve Stueckelberg skaler alanına karşılık gelirler. ....	4
<b>Şekil 2.1:</b> HS alanlarının ( $V_\mu$ ve $S$ ) baskın üretim modu gluon füzyonu aracılığıyla çift üretimini gösteren Feynman diyagramı.....	9
<b>Şekil 2.2:</b> Gluon füzyonu aracılığıyla LHC'de $\sqrt{s} = 13$ TeV kütle merkezi enerjisi ve $L = 18 \text{ fb}^{-1}$ ışınım gücünde ve FCC'de $\sqrt{s} = 100$ TeV kütle merkezi enerjisi ve $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ ışınım gücünde $pp \rightarrow SS$ prosesi için yıllık üretilen olay sayısı. MMHT2014nnlo68cl PDF set kullanılmıştır. ....	11
<b>Şekil 2.3:</b> İki foton üretiminin Feynman diyagramı.....	13
<b>Şekil 2.4:</b> LHC'de $\sqrt{s} = 13$ TeV kütle merkezi enerjisi ve $L = 18 \text{ fb}^{-1}$ ışınım gücünde kayıp enerjiye göre elde edilen olay sayısı (SM arka plan olay sayısı ile karşılaştırmalı olarak).....	13
<b>Şekil 2.5:</b> LHC'de $\sqrt{s} = 13$ TeV kütle merkezi enerjisi ve $L = 18 \text{ fb}^{-1}$ ışınım gücünde foton enine momentumuna göre elde edilen olay sayısı (SM arka plan olay sayısı ile karşılaştırmalı olarak).....	14
<b>Şekil 3.1:</b> Vertex faktörü $ic_{3/2}\gamma^\mu$ olan $\psi_\mu - h - \nu_L$ kuplajı. $\psi_\mu$ 'nün on-shellde olduğu bütün saçılımlar $c_{3/2}\gamma^\mu$ sifıra eşit olduğundan (3.4) numaralı sınırlamadan dolayı imkansızdır. Bu $\psi_\mu$ 'nün her türden bozunuma karşı kararlılığını garanti eder. ....	18
<b>Şekil 3.2:</b> Standart modeldeki $\nu_L h \rightarrow \nu_L h$ saçılmasına ait $\nu - Z$ kutu diyagramı. $e - W$ kutu diyagramı gösterilmemiştir. ....	20
<b>Şekil 3.3:</b> Spin-3/2 ara durumu aracılığı $\nu_L h \rightarrow \nu_L h$ saçılma etkileşiminin Feynman diyagramı. $\sqrt{s} = M$ değerinde rezonans görülmez çünkü $\psi_\mu$ on-shell olamaz.....	20
<b>Şekil 3.4:</b> $\nu_L h \rightarrow \nu_L h$ prosesine ait $M = 1,2$ ve $3 \text{ TeV}$ kütle ve $c_{3/2} = 1$ kuplaj değerleri için nötrino-Higgs kütle merkezi enerjisinin fonksiyonu olarak çizdirilmiş toplam tesir kesiti grafiği. ....	21
<b>Şekil 3.5:</b> $\psi_\mu$ 'yü araştırmak için kullanılabilecek olası bir deney düzenek kurgusu. ....	22
<b>Şekil 3.6:</b> $e^+e^- \rightarrow W_L^+W_L^-$ prosesine Feynman diyagramı. $\nu_L\nu_L \rightarrow Z_L Z_L$ saçılması da aynı topolojiye sahiptir.....	22
<b>Şekil 3.7:</b> $e^+e^- \rightarrow W_L^+W_L^-$ prosesine ait $M = 1,2$ ve $3 \text{ TeV}$ kütle ve $c_{3/2} = 1$ kuplaj değerleri için elektron-positron kütle merkezi enerjisinin fonksiyonu olarak çizdirilmiş toplam tesir kesiti grafiği. .	23
<b>Şekil 3.8:</b> $\psi_\mu - \nu_L$ halka etkileşiminden Higgs kütlelerine gelen düzeltmeye ait Feynman diyagramı..	24
<b>Şekil 4.1:</b> Spin-3/2 parçacığı aracılığıyla tek foton üretimi için Feynman diyagramı .....	33
<b>Şekil 4.2:</b> $\sqrt{s} = 13$ TeV kütle merkezi enerjisinde $18 \text{ fb}^{-1}$ lüminositide proton-proton çarpışmasında simülasyonu yapılan kayıp enerjiye göre olay sayısı ( $M = 500 \text{ GeV}$ ).Hata çubukları istatistikeldir. .	34
<b>Şekil 4.3:</b> $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjisinde $18 \text{ fb}^{-1}$ lüminositide proton-proton çarpışmasında simülasyonu yapılan enine foton momentumuna göre olay sayısı ( $M = 500 \text{ GeV}$ ). Hata çubukları istatistikeldir. ....	35
<b>Şekil 4.4:</b> $\sqrt{s} = 13$ TeV kütle merkezi enerjisinde $18 \text{ fb}^{-1}$ lüminositide proton-proton çarpışmasında simülasyonu yapılan kayıp enerjiye göre olay sayısı ( $M = 750 \text{ GeV}$ ).Hata çubukları istatistikeldir. .	36



<b>Şekil 4.5:</b> $\sqrt{s} = 13$ TeV kütle merkezi enerjisinde $18 \text{ fb}^{-1}$ lüminositide proton-proton çarpışmasında simülasyonu yapılan enine foton momentumuna göre olay sayısı ( $M = 750 \text{ GeV}$ ). Hata çubukları istatistikselidir. ....	36
<b>Şekil 4.6:</b> Spin-3/2 ara durumu aracılığıyla gerçekleşen nötrino-nötrino saçılmasının Feynman diyagramı.....	37
<b>Şekil 4.7:</b> Spin-3/2 ara durumu aracılığıyla gerçekleşen higgs-nötrino saçılmasının Feynman diyagramı .....	37
<b>Şekil 7.1:</b> $\xi$ cinsinden slow roll parametresi $\epsilon$ .....	73
<b>Şekil 7.2:</b> E-folding $N = 60$ için AG ve GG'de birinci dereceden spektral indeks $n_s$ . Planck sonuçları, $0.960 \leq n_s \leq 0.970$ GG'de $\xi \geq 6.25 \times 10^{-3}$ değerlerine ve AG'de $\xi \geq 3.12 \times 10^{-2}$ değerlerine karşılık gelmektedir. ....	74
<b>Şekil 7.3:</b> . E-folding $N = 60$ için AG ve GG'de ikinci dereceden spektral indeks $n_s$ . GG'de birinci derecedekinden sapma kayda değerdir. AG'de slow roll parametreleri küçüktür ve düzeltmeler çok çok küçüktür. ....	75
<b>Tablo 6.1.</b> SM'in naturalleştirilmesi için gravitasyon, global süpersimetri (Peskin, M. E., 2014; Jungman, G., Kamionkowski, M. and Griest, K., 1996)ve ekstra boyutlarda (Hooper & Profumo, 2007; Cheng, H. C., Feng, J. L. and Matchev, K. T., 2002) gerekli NP sektörü .....	52
<b>Tablo 6.2.</b> SM'in doğallaştırılması açısından gravitasyonun ekstra boyutlar (Arkani-Hamed, Dimopoulos, & Dvali, 1998) ve global süpersimetri (Miyazawa, 1968) ile karşılaştırılması.....	55
<b>Tablo 7.1.</b> Minimal kuplaj durumunda afin gravitasyon ve genel görelilik karşılaştırması.....	63
<b>Tablo 7.2.</b> Minimal olmayan kuplaj durumunda afin gravitasyon ve genel görelilik karşılaştırması ....	69
<b>Tablo 7.3.</b> Birinci derece spektral index $0.960 \leq n_s \leq 0.970$ karşılık gelen afin gravitasyon ve genel görelilikten (Einstein çerçevesi) elde edilen eflasyonel rejim tahminleri. Burada $\varphi(\phi)$ fonksiyonu $\xi > 1$ değerleri için verilmiştir. Bu durumda ve daha büyük $\xi$ değerleri için afin gravitasyonda alanlar Planck kütesindedir. ....	76



## Özet

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC) Higgs bozonunun keşfiyle birlikte SM'in parçacık spektrumu tamamlanmış ve bütün etkileşme biçimleri deneysel olarak doğrulanmış oldu. SM şimdiye dek bütün deneysel sınırlamalarla mükemmel bir uyum göstermiştir. Bununla birlikte doğallık problemi ve de spektrumunda karanlık madde adayı bir parçacığın bulunmaması gibi temel bazı nedenler yüzünden SM'in eksik olduğu düşünülmektedir. Bunların yanında, Higgs bozonu bulunurken başka herhangi bir parçacığın bulunmaması durumu daha da karmaşık hale getirmektedir. Hal böyle iken gerçekleştirilmesi zorunlu olan şey SM'in doğallık, karanlık madde ve diğer problemlerini *yeni parçacıklar olmaksızın* çözmektir. Bu projede SM'in problemlerine getirilen ana yaklaşım şu şekildedir: Çekim kuvveti, ki kuantumlanmadığı için SM'e dahil edilememektedir, UV ölçeğe hassas kuantum katkılarının bir sonucu olarak ortaya çıkabilir. Bu indüklenme ayar bozonlarının UV-ölçek mertebesindeki kütlelerini ortadan kaldıracak şekilde (yani ayar simetrilerini restore edecek şekilde) ortaya çıkabilmektedir (Bkz. Bölüm 6). Bu simetri restorasyon etkisi (Bkz. Bölüm 5) getirilen yaklaşımın Sakharov'un indüklenmiş çekim kuvveti ile temel farkı oluşturmaktadır. SM'in anılan problemlerini bu doğallaştırma yöntemi ile çözmek diğer problemleri çalışmaya uygun bir yapı sunmaktadır. Projenin geri kalan yapılanması şu şekildedir:

- Higgs bozon kütleline gelen UV-ölçeğindeki katkıları bir Stueckelberg skaleri yoluyla sıfırlamak (en azından 1 halka düzeyinde) (Bkz. Bölüm 2)
- SM spektrumu içinde gizlenmiş bir spin-3/2 alanı (kendini yalnızca dolaylı olarak gösteren) yoluyla karanlık maddeyi modellemek ve bu alanın yol açtığı UV-ölçeğindeki katkıları Bölüm 6'daki gibi kütleçekimsel olarak stabilize etmek ve de kozmik Higgs enflasyonunu gerçeklemek. Bu spin-3/2 alanı planlanmakta olan lepton çarpıştırıcılarında önemli sinyaller verebilmektedir. (Bkz. Bölüm 3 ve 4)
- Bölüm 6'daki gravitasyonel doğallaştırma çabası sırasında farkedilir ki mevcut mekanizmayı gerçeklemenin en iyi yollarından biri afin uzayındaki çekim kuramını esas alarak genel rölativiteye inmektir. (Bkz. Bölüm 7)

Bu projede SM'in doğallık ve karanlık madde problemleri incelenmiş ve önerilen yaklaşımların olası çarpıştırıcı sinyalleri ayrıntılı olarak incelenmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Higgs bozonu, İnce Ayar, Doğallık, Hızlandırıcı fenomenolojisi, Afin enflasyonu.



## Abstract

The SM is now completed in spectrum and interactions with the discovery of the Higgs boson. It has shown perfect agreement with experiments so far. Nevertheless, the SM is known to be the best “wrong” model due to its naturalness, dark matter and various other problems. Besides, the very fact that no new particle outside the SM spectrum is found complicates the situation further. This means that one must understand problems of the SM without introducing new particles or without resorting to traditional field-theoretic extensions of the SM. In this project the approach brought to this problem is like this: Gravity, not included in the SM due to its non-quantizable structure, can arise as an effective interaction induced by the power-law UV effects in the SM. This induction can happen in a way killing the quadratic UV contributions to the gauge boson masses (or equivalently, restoring the gauge invariance broken due to hard UV cutoff) (See Sec. 6). This symmetry restoration effect (See Sec. 5) is what makes the gravity induction mechanism here different than the Sakharov’s induced gravity. This gravitational naturalization mechanism provides a framework in which various other problems of the SM can be consistently addressed. The rest of the Project is structured as follows:

- Canceling the quadratic contributions to the Higgs boson mass (at least at one loop) with the contribution of a Stueckelberg scalar (See Sec. 2).
- A spin-3/2 particle can hide in the SM spectrum to reveal itself only indirectly. The UV contributions in this model can be stabilized with the gravitational naturalization mechanism in Sec. 6. In addition to various lepton collider signatures the model gives way to Higgs inflation (See Sec. 3 and Sec. 4).
- With all this efforts on naturalness, it would be surprising to not study the inflaton. To this end, inflation, besides naturalness of the slow-roll regime, has been studied in a way to prevent the Jordan-Einstein ambiguity. This is achieved in affine gravity (discussed in Sec. 6) (See Sec 7).

This Project addresses the naturalness and dark matter problems in the SM and reveals their salient collider signatures.

**Keywords:** Higgs boson, Fine-Tuning, Naturalness, Collider Phenomenology, Affine Inflation





## 1. GİRİŞ

LHC'nda  $m_h \approx 126$  GeV kütleli ve bağlaçları SM'in öngördüğü Higgs bozonuyla oldukça uyumlu yeni bir rezonansın keşfiyle birlikte, Higgs kütleindeki kuantum kararsızlığına karşılık gelen "**doğallık problemi**" ne çözüm arayışları kaçınılmaz olmuştur. Edimsiz parçacıkların, Higgs kütlelerine halka katkılarından kaynaklı bu kuantum düzeltmelerini hesaplamının en yalın yolu momentum kesilim ölçeği metodunu kullanmaktır. Kütleleri kiral simetriyle korunan kiral fermiyonlar ve ayar simetrisiyle korunan ayar bozonlarının aksine, Higgs kütle karesindeki kuantum düzeltmeler, kaymaya engel olacak herhangi bir simetrinin bulunmaması sebebiyle, yüksek enerjilere gidildikçe kuadratik ıraksama gösterirler. LHC'nda elektroyeğni ölçeğinin oldukça yukarısındaki enerjilerde gerçekleştirilen LHC deneyleride (dijet tesir kesitinde 5 TeV'in üzerinde), Higgs bozonuna eşlik eden ve yeni fiziğin habercisi herhangi bir yeni parçacığın gözlemlenmemiş olması, SM'in yüksek enerji ölçeklerine hatta Planck enerji ölçeğine ( $M_{Pl} \approx 10^{18}$  GeV) kadar geçerli bir kuram olduğu anlamına gelebilir. Bu durumda, halkalardaki edimsiz parçacıkların momentümları Planck skalasına kadar çıkabilir, ki bu da Higgs kütlelerinin teorik olarak hesaplanan değerinin, LHC'nda ölçülen değerinden mertebelerce büyük olması sonucunu doğurur. Literatürde "**ince ayar problemi**" ya da "**doğallık problemi**" olarak bilinen bu farklılık, bir halka mertebesinde, kesilim ölçeği metodu kullanılarak, ilk defa Veltman (Veltman, 1981) tarafından hesaplanmıştır. Veltman Koşulu (VC) olarak bilinen bu kuantum düzeltmeleri model parametreleri cinsinden

$$(\delta m_h^2)_{kuad} = \frac{\Lambda^2}{16 \pi^2} \left( 6\lambda_H + \frac{9}{4} g^2 + \frac{3}{4} g'^2 - 6g_t^2 \right) \quad (1.1)$$

şeklinde yazılır. Burada  $\Lambda$  kesilim ölçeğini,  $\lambda_H$  Higgs dörtlü bağlaçını,  $g$  ve  $g'$  sırasıyla SM'in  $SU(2)_L$  ve  $U(1)_Y$  ayar bağlaçlarını ve  $g_t = m_t/v_H$  ( $v_H = 246$  GeV Higgs alanının beklenen vakum değeridir (VEV)) üst (top) kuark Yukawa bağlaçını göstermektedir. Top kuark dışındaki fermiyon halkalarından gelen katkılar, görece küçük olduklarından ihmal edilmişlerdir. Yakın zamanda, Higgs kütlelerinin de ölçülmesiyle birlikte, bütün girdileri nümerik olarak da bilinen VC'nun, eldeki mevcut verilerle uyumsuzluk göstermemesi için  $(\delta m_h^2)_{kuad}/m_h^2 < 1$  şartını sağlaması lazımdır ki bu da  $\Lambda < 780$  GeV gerektirir. Kesilim ölçeğinin 780 GeV'tan büyük olduğu durumlar için, mevcut deneysel verilerle uyumlu SM ötesi senaryolara ihtiyaç vardır. Bu projede, bu probleme ilişkin olarak, literatürde benzeri



bulunmayan, birbirinden farklı, üç ayrı yaklaşımdan yola çıkılarak yedi ayrı çalışma yapılmıştır. Yaklaşımların detayları şu şekildedir:

- a) Doğallık probleminin çözümüne yönelik geliştirdiğimiz ilk yaklaşımda, elektroyeğni ölçekteki stabilizasyon, Higgs alanı ile uzay-zaman eğriliği arasındaki minimal olmayan bağlaçın ince ayarı yoluyla sağlanır (Demir, 2014a). Renormalize edilemeyen kuantum gravitasyonel etkilerden kaçınmak için gravitasyonu klasik olarak ilgili aksiyon

$$S \supset \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ \frac{1}{2} M_{Pl}^2 R - g^{\mu\nu} (D_\mu H)^\dagger (D_\nu H) - V(H) - \Delta V(H, R) - [\bar{h}_f \bar{F}_L H f_R + h.c.] \right\} \quad (1.2)$$

olarak yazılır (Hawking, 1977; Christensen ve Duff, 1979; Demir, 2012; Deser ve van Nieuwenhuizen, 1974; Goroff ve Sagnotti, 1986). Bu denklemde  $V(H)$  Higgs potansiyeli olup

$$V(H) = V_0 + m_H^2 H^\dagger H + \lambda_H (H^\dagger H)^2 \quad (1.3)$$

şeklinde tanımlanır. Burada  $V_0$  boşluk enerjisidir.  $\Delta V(H, R)$  ise Higgs ile eğrilik skaleri arasındaki minimal olmayan etkileşim terimidir. Açık ifadesi aşağıdaki gibidir.

$$\Delta V(H, R) = \zeta R H^\dagger H \quad (1.4)$$

Higgs potansiyeli, Higgs alanı ile uzay-zaman eğriliği arasındaki minimal olmayan etkileşim terimiyle birlikte minimize edildiğinde (Einstein denklemleri ve Higgs hareket denkleminin ortak çözümü olarak)

$$v^2 = \frac{-m_H^2 - \frac{4\zeta V_0}{M_{Pl}^2}}{\lambda_H + \frac{\zeta m_H^2}{M_{Pl}^2}} \quad (1.5)$$

şeklinde VEV geliştirir ki, bilinen Higgs VEV'ine  $\zeta \rightarrow 0$  limitinde indirgenir. Bu yeni VEV,  $\zeta$  parametresine ince ayar yapılmasıyla, Higgs kütle karesine gelen kuadratik iraksamaların  $\delta m_h^2 \propto \Lambda^2$ , vakumdaki kuartik iraksamalarla  $\delta V_0 \propto \Lambda^4$  dengelenmesi sayesinde, SM'in halka yapısını etkilemeden, stabilize edilebilir. Bu yaklaşımda SM parametreleri ince ayara uğramazlar,  $\zeta$  parametresindeki ince ayardan da habersizdirler. Bu yumuşak bir ince ayardır (soft fine-tuning). Minimal modelde ( $= 0$  iken) yoktur.



Bu mekanizmanın belki en önemli özelliği doğrudan indüklenmiş gravitasyon kuramlarına genellenebilmesidir. Yani bizzat Planck Ölçeği'nin kendisinin de momentum kesilim ölçeği  $\Lambda$  tarafından tayin edildiği modellere uyum sağlamasıdır. Salt SM parçacıkları kullanılırsa, Planck Ölçeği halka faktöründen dolayı doğru olarak oluşturulamaz. Yeni skalerler bir yana bırakılırsa indüklenen Planck ölçeği  $M_{Pl}^2 \sim \Lambda^2 (N_F - 4 N_V)$  şeklinde değişir. Sakharov'un indüklenmiş gravitasyon düşüncesi [10] literatürde çalışılmış gerekli madde temsilleri ve sayıları belirlenmiştir (Frolov ve Fursaev, 1997; Calmet vd., 2008). Bu temsiller süpersimetrik kuramlardaki veya ekstra boyutlardaki gibi olmak durumunda değildir. Kendilerine özgüdürler ve hızlandırıcı deneylerinde yoklanabilirler. Bizim için asıl önemli olan  $\zeta$  parametresinin ince ayar edilmiş halinin böylesi bir madde temsiline ve onun simetrilerine ilişkilendirilebilme ihtimalidir zira bu parametre de Newton sabiti gibi indüklenebilen bir parametredir. (Bu yol ayrıntılı olarak (Demir, 2014a) yayınında tartışılmıştır).

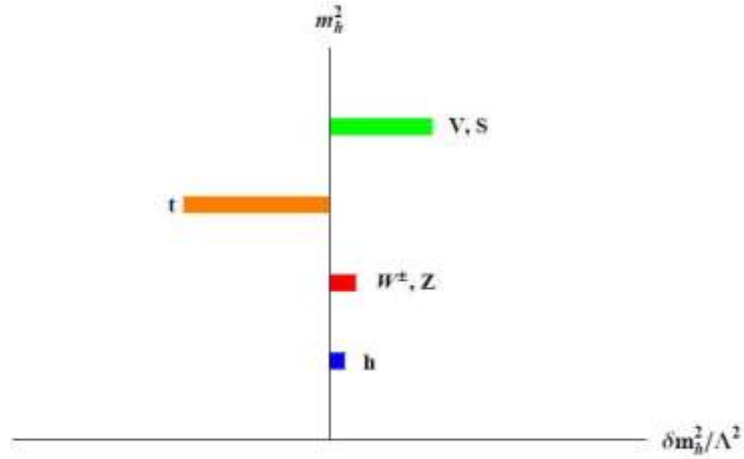
- b)** Geliştirdiğimiz ikinci yaklaşımda, Higgs bozon kütle karesi, kuadratik ıraksayan ışınımsal düzeltmelere karşı, SM'in parçacık tayfının, sahip olduğu ayar simetrisinin değişmezliği Stueckelberg skaler alanı  $S$  tarafından sağlanan ve elektroyeğni simetri kırılmasıyla kütle kazanan, SM-tekli ayar bozonu  $V_\mu$  ile genişletilmesiyle korunur (Demir vd., 2015). Modelin Lagrange yoğunluğu

$$\mathcal{L} \supset -\frac{1}{4} V_{\mu\nu}^2 + \lambda_1 H^\dagger H \left( V^\mu - \frac{1}{\sqrt{\lambda_1} a_H} \partial^\mu S \right)^2 - \frac{1}{2} (\partial_\mu V^\mu + \sqrt{\lambda_1} a_H S)^2 \quad (1.6)$$

şeklinde yazılır. Bu denklemde  $\lambda_1$  boyutsuz pozitif bir sabittir ve  $a_H$  kütle parametresidir. Bu tarz bir saklı sektörün, SM kuantum düzeltmeleriyle birlikte VC'na etkisi

$$(\delta m_h^2)_{kuad} = \frac{\Lambda^2}{16 \pi^2} \left( \frac{11}{3} \lambda_H + \frac{9}{4} g^2 + \frac{3}{4} g'^2 - 6g_t^2 + \lambda_1 \right) \quad (1.7)$$

olarak bulunur. Bu terim  $\lambda_1 = 4.41$  değerinde sıfırlanır (yeterince küçültülür). Yukarıda a) kısmında verilen modelin aksine bu yöntemde  $\lambda_1 = 4.41$  ince ayarı SM parametrelerine de yansır. Bu ince ayarın Higgs bozon kütlelerini stabilize ettiği Şekil 1.1'de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 1.1: Bir halka mertebesinde Higgs kütle karesindeki kuadratik ıraksayan ışınımsal düzeltmelerin şematik gösterimi.  $h$  Higgs bozonuna,  $W^\pm, Z$   $W$  ve  $Z$  bozonlarına,  $t$  top kuarka ve  $V, S$  sırasıyla SM-tekli ayar alanı ve Stueckelberg skaler alanına karşılık gelirler.

Bu modelin çarpıcılığı,  $V_\mu$  ve  $S$  alanlarının kütle karelerine, tek halka mertebesinde gelen kuadratik ıraksayan kuantum katkıların, literatürde Higgs kütlelerindeki stabilizasyonu sağlamak için skaler alanların eklendiği modellerin aksine, otomatik olarak sıfırlanmasıdır. Matematiksel bir ifadeyle yazacak olursak,

$$(\delta m_V^2)_{kuad} = 0 \text{ ve } (\delta m_S^2)_{kuad} = 0 \quad (1.8)$$

dır. Dolayısıyla,  $\lambda_1 = 4.41$  değeri için,  $V_\mu$  ve  $S$  alanlarının kütleleri 500 GeV civarında dengede kalırlar. Bu alanların replikalarının eklenmesiyle, kütle değerlerini düşürmek ya da vektör-benzeri fermiyonlar ekleyerek kütle değerlerini yükseltmek mümkündür (Demir vd., 2015). (Literatürde genelde bir skaler alan kullanılır ve onun kendi kütlesi de kuadratik olarak ıraksar.)

- c) Getirdiğimiz üçüncü yaklaşım ise doğallaştırma hedeflidir. Çekim kuvveti, ki kuantumlanamadığı için SM'e dahil edilememektedir, UV ölçeğe hassas kuantum katkılarının bir sonucu olarak, bir etkin kuram olarak ortaya çıkabilir. Bu indüklenme ayar bozonlarının UV-ölçek mertebesindeki kütlelerini ortadan kaldıracak şekilde (yani ayar simetrilerini restore edecek şekilde) ortaya çıkabilmektedir (Bkz. Bölüm 6) (Demir, 2017; Demir, 2015). Bu simetri restorasyon etkisi (Bkz. Bölüm 5) (Demir, 2016) getirilen yaklaşımın Sakharov'un indüklenmiş çekim kuvveti ile temel farkı oluşturmaktadır. Bu yaklaşım çekim kuvvetinin SM stabilize eden UV etkilerini kompanse eden bir etki olarak ortaya çıktığını ortaya koymaktadır. Bu kapsamda,



SM parçacık spektrumuna gizlenmiş bir spin-3/2 alan uygun SM singlet kompozitleri ile kuplajlanarak çarpıştırıcı izleri ve halka etkileri çalışılmış ve Higgs enflasyonundaki rolü ve karanlık madde olma potansiyeli incelenmiştir. Doğallık problemine çözüm ise kütle çekiminin SM'e dahil edilmesi ile sağlanmaktadır. Diğer bir deyişle; kütle çekiminin dahil edilmesi, etkileşen üyesi  $\psi_\mu$  olan yeni fizik (NP) sektörü vasıtası ile SM'nin UV ucunun tamamlanmasını sağlamaktadır.

Bu proje kapsamında yapılan, SM'in doğallık problemine yeni açılımlar getiren bu üç yaklaşımdan oluşturulan bazı modellerin, HL-LHC ve FCC de hızlandırıcı fenomenolojisi üzerine çalışılmıştır. Daha açık bir ifadeyle, sisteme dahil edilen yeni parçacıkların bütün üretim ve bozunum kanalları belirlenerek, sözü geçen hızlandırıcılarda yeni parçacıkların etkileri simüle edilmiştir. Bu hedefe ulaşmak için kullanılan paket programları halka mertebesindeki hesaplarda FeynArts (Hahn, 2001), FormCalc (Hahn, 2008) ve LoopTools (Hahn ve Perez-Victoria, 1999) iken, ağaç mertebesinde ve etkin köşe faktörlerinin mevcut olduğu durumlarda CalcHEP (Pukhov vd., 1999) olarak sıralanabilir. Teori ve deney arasında köprü görevi gören hızlandırıcı fenomenolojisinin yapılması, 2015'in ilk aylarında çalışmaya başlayan HL-LHC deneylerine yön verirken, yeni nesil parçacık hızlandırıcılarının tasarlanmasında da etkin rol oynayabilir. Bu projede yapılan çalışmalar ile doğanın, doğallık problemi ile baş etmek için hangi modeli tercih ettiğini anlamaya bir adım daha yaklaşabilir.

## Literatür Taraması

Son eksik parçası olan Higgs bozonunun keşfi (Aad vd., 2012; Chatrchyan vd., 2012) ile birlikte SM yapbozu tamamlanmış ve ortaya doğanın çalışma mekanizmasını anlatan muazzam bir resim çıkmıştır. Fakat bu resmin bazı bölgelerinde göze hoş gelmeyen ve resmin realistiğini bozan bazı problemler bulunmaktadır. Bu problemlerden birisi de projemizin konusunu oluşturan SM'in kuantum ölçeklerindeki kararsızlık problemidir. Bu kararsızlık kendisini özellikle Higgs kütlelerinin stabilizasyonu için gerekli olan mekanizmanın eksikliği ile göstermektedir. Bu eksikliğe SM in "Doğallık Problemi" adı verilmektedir. Kısaca belirtmek gerekirse Higgs parçacığının keşfi ile iş bitmemiştir. Artık bu keşif ile sağlam temellere oturan SM teorisinin sahip olduğu problemleri çözmek gerekmektedir.

Geçmişten bugüne doğallık problemini çözmek için SM-ötesi başlığı altında bir çok yaklaşım öne sürülmüştür. Bu yaklaşımlardan en çok kabul görenleri Süpersimetri'dir (Witten, 1981; Masina ve Quiros, 2013) ve Geniş (Large) ve/veya Eğilmiş (Warped) Ekstra Boyutlar (Arkani-Hamed vd., 1998; Chakraborty ve Kundu, 2014). Fakat, günümüze kadar TeV enerjilerine ulaşan deneylerin veri analizlerinde süpersimetrisinin hiçbir izine rastlanmamıştır



(Feng ve Grivaz, 2010). (8 TeV LHC'da Nötralinolar gibi zayıf etkileşen parçacıklar, düşük lüminosite nedeniyle gözlenememiş olabilir. Fakat skaler kuarklar ile gluino hakkında hiç bir iz olmayışı ciddi bir yokluk sinyali olarak yorumlanabilir.) Bununla birlikte Konformal Simetri (Goroff ve Sagnotti, 1986; Tavares vd., 2014) Küçük (Little) Higgs Modelleri (Arkani-Hamed vd., 2002; Reuter vd., 2014), Antropik İlke (Agrawal vd., 1998) Higgs kütesine gelen büyük kuantumsal katkıların yok edilmesi veya etkisizleştirilmesi için öne sürülen diğer SM-ötesi modellerdir. Ayrıca reel singlet skalerleri, iki-Higgs doubleti, kompleks skaler triplet içeren birçok skaler sektörler ile genişletilmiş SM senaryoları da doğallık probleminin çözümü için yapılan son yaklaşımlar arasındadır (Bjorken, 1992; Demir ve Mosquera Cuesta, 2001; Barger vd., 2008; Batell vd., 2012; Demir vd., 2014; Karahan ve Korutlu, 2014; Chakraborty ve Kundu, 2014; Bazzocchi ve Fabbrichesi, 2013). LHC'nin ilk veri analizlerinde bu modellerin çoğunu içeren SM-ötesi fiziğe dair herhangi bir sinyalin bulunamaması Higgs doğallık problemi üzerine yapılan çalışmalara ivme kazanmıştır. Bu proje kapsamında yapılan (Demir, 2016; Demir vd., 2017; Azri ve Demir, 2017; Demir, 2017; Demir, 2015) yayınları da literatüre proje ekibi tarafından yapılan son katkılardır.

Bu projedeki yaklaşımlar yukarıda verilen mevcut 'yeni fizik' literatüründen oldukça farklıdır. Çok yönlü deneysel simülasyonlar yardımıyla, teori ve deney arasında köprü görevi üstlenen bu projedeki çalışmalar ise, SM'in doğallık problemine, tamamen farklı bir yönden hareket ederek, literatürde benzerine rastlanmayan, üç ayrı yaklaşımı esas almaktadır. Bu modellerden ilkinde, probleme Higgs ve eğrilik skaleri etkileşimi ile geometrik bir yaklaşım geliştirilirken, ikincisinde, SM parçacık tayfı, elektroyeğni simetrisinin kırılması yoluyla kütle kazanan, SM-tekli vektör bozon ve ayar simetriyi korumak için kendisine eşlik eden Stueckelberg skaleri ile genişletilerek yaklaşıldı. Üçüncüsü ise SM parçacık spektrumuna gizlenmiş olan bir spin-3/2 alan ile etkileşen Higgs-eğrilik kuplajı yaklaşımıdır. Yüksek enerji parçacık fiziği deneylerinde veri toplanması aşamasında, simülasyon paketleri, dedektörlerin kendileri kadar gereklidir. Gerçek problem çalışılmaya başlanmadan önce, sonuçları öngörebilmek, dedektör tasarımında ve veri analizi programlarının geliştirilmesinde savlar ortaya sürebilmek ve bunu en ucuza maletmek için simülasyon paketlerine ihtiyaç vardır. Dolayısıyla, bu projede elde edilen sonuçlar, gelecekte kurulumu hedeflenen hızlandırıcı komplekslerinin tasarımları için de yol gösterici olacaktır. Sonuç olarak bu projeye konu modeller de yapılan simülasyon çalışmaları da içerik ve sonuç olarak bütünüyle özgündürler.

SM'in eksiksiz ve kusursuz bir şekilde doğanın işleyişini tarif eden bir teori olması yolunda sahip olduğu en kritik problemlerden biri olan Higgs ince ayar probleminin anlaşılması en öncelikli problemlerdendir. Bunun için öne sürülen SM-ötesi yaklaşımlar deneylerde araştırılmakta olup doğanın hangi yaklaşımı tercih ederek Higgs in kütesini stabilize ettiği tespit edilmeye çalışılmaktadır. Bu projede, yukarıda bahsi geçen a) Higgs-eğrilik skalerinin



minimal olmayan etkileşimini içeren (Demir, 2014a), b) Higgs-ayar alanı etkileşimini içeren (Demir vd., 2015) ve c) Spin-3/2 parçacık içeren yaklaşımların deneysel modellemeleri yapılıp, modellerdeki yeni parçacıkların üretim ve bozunum kanalları yukarıda bahsi geçen simülasyon programları aracılığı ile belirlenerek literatüre üç tanesi yayınlanmış ve dört tanesi yayın aşamasında olan toplam yedi makale ile katkıda bulunulmuştur.

Rapor toplamda sekiz bölümden oluşmuş olup Bölüm 1 giriş ve Bölüm 8 sonuç bölümleri dışında kalan bölümlerde proje kapsamında yayınlanmış ve hakem aşamasında olan makaleler detaylı olarak anlatılmıştır. Her bölümde elde edilen sonuçlar kendi içinde detaylı bir şekilde yorumları ile birlikte verilmiştir. Bölüm 2.'de Higgs'in doğallık problemine çözüm üreten Higgsed Stueckelberg modeli (Demir vd., 2015) kısaca tanıtılarak modelin HS alanlarının deneysel olarak varlığının kanıtlanması için yapılan nümerik analiz sonuçları verilecektir. Bölüm 3'de doğallık problemine yeni bir yaklaşım olarak SM parçacık spektrumunda gizlenmiş bir spin-3/2 parçacığı gözönünde bulundurularak yeni bir senaryo öne sürülmüştür. Bu senaryonun sonuçları hiyerarşi problemi, Higgs enflasyonu, karanlık madde, karanlık enerji olmak üzere farklı yönlerde incelenmiştir (Demir vd., 2017). Bölüm 4'de ise Bölüm 3'de anlatılan çalışmanın devamı niteliğinde spin-3/2 parçacıkları aracılığıyla oluşabilecek ve Büyük Hadron Çarpıştırıcısında (LHC) gözden kaçmış kanalların nümerik analizi yapılmıştır. Bölüm 5'de standart modelin kütle çekim aracılığı ile doğallaştırılmasını sağlayan yeni bir model öne sürülmüştür (Demir, 2016). Bölüm 6'da ise Bölüm 5'de anlatılan çalışmanın devamı niteliğinde iki yeni çalışmayı kapsayan bir mekanizma sunulmuştur (Demir, 2017; Demir, 2015). Bu mekanizmanın, yani gravitizasyonun, yüksek mertebeye eğrilik terimleri içermeyen Einstein gravitasyonu, "ebony matter" ve karanlık enerjiye kaynaklık eden münzevi bir yeni fizik (NP) sektörü ve de büyük hiyerarşi problemine karşı kararlı hale getirilmiş eğri uzay-zamanda renormalize edilmiş SM'den oluşan doğal bir kurguya yol açtığı gösterilmiştir. Bölüm 7'de ise standart genel görelilik formalizminden (metrik formalizmi) farklı olan afin formalizasyonu kullanılarak ve eğriliğe skaler alanın minimal ve minimal olmayan kuplajları gözönünde bulundurularak enflasyon teorisi üzerine bir çalışma anlatılmıştır (Azri ve Demir, 2017). Her ne kadar genel bir skaler alan üzerinden çalışılmış olsa da literatürde Higgs alanının inflaton olarak kullanıldığı enflasyon modellerinin olması yönünden bu çalışma bir önceki bölümlerde bahsi geçen gravitasyon kullanılarak SM'i doğallaştırma yöntemi ile dolaylı olarak birbirine bağlanabilir. Bölüm 8'de her çalışmanın sonuçları detaylı olarak kendi içinde verildiği için genel olarak sonuçlar verilip yorumlar yapılarak rapor sonlandırılacaktır.



## 2.HIGGS ED STUECKELBERG ALANLARININ HIZLANDIRICILARDA İZLERİNİN SÜRÜLMESİ

Bu bölümde proje özetinde bahsetmiş olduğumuz Higgs Doğallık problemine çözüm sunan Higgsed Stueckelberg modelimizin (Demir vd., 2015) LHC'de ve ileride kurulması planlanan FCC hızlandırıcısında izlerinin sürülebilmesi için yaptığımız nümerik analizin sonuçlarını vereceğiz. Modelimize göre Higgs alanının Higgsed Stueckelberg (HS) saklı alanları ile kuplajı ince ayar yapılırken, Higgs'in kütlesi ışınımsal düzeltmelere karşı stabil kalmaktadır. Yaptığımız analizin sonucuna göre modelimiz mevcut olan ve gelecekte kurulması planlanan hızlandırıcıların araştırma sınırları içinde olup güncel deneysel veriler ile gelişmemektedir.

### 2.1 Model

Veltman tarafından hesaplanan SM Higgs kütle karesindeki tek halka mertebesi kuadratik iraksamalar aşağıdaki eşitlikle verilmektedir;

$$(\delta m_H^2)_{quad} = \frac{\Lambda^2}{16\pi^2} \left( 6\lambda_H + \frac{9}{4}g^2 + \frac{9}{4}g'^2 - 6g_t^2 \right) \quad (2.1)$$

Bu denklemde  $g$  ile gösterilen SM'in  $SU(2)_L$  ayar kuplajı,  $g'$  ile gösterilen SM'in  $U(1)_Y$  ayar kuplajı ve  $g_t = m_t/v_H$  ( $v_H = 246 \text{ GeV}$  Higgs alanı vakum beklenen değeri) ile gösterilen top kuark Yukawa kuplajıdır. Higgs kütesinin kesilim (cut-off) ölçeği  $\Lambda$ 'ya kuadratik bağımlılığı SM'in elektroyeğni kütle değerlerinin üzerindeki enerjilerde stabilizasyonunu yitirmesinin sebebidir. Bir önceki çalışmamızda (Demir vd., 2015) Higgs kütesindeki bu büyük kaymayı engelleyen bir yaklaşım sunmuştuk. Şimdi kısaca sunmuş olduğumuz bu modeli bir gözden geçirelim.

Stueckelberg formalizminden (Stueckelberg, 1938) esinlenerek, orijinal versiyonu

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}V_{\mu\nu}^2 + \frac{1}{2}m^2 \left( V^\mu - \frac{1}{m} \partial^\mu S \right)^2 - \frac{1}{2}(\partial_\mu V^\mu + mS)^2 \quad (2.2)$$

$m$  kütlesi HS alanları  $V_\mu$  ve  $S$ 'nin ortak kütlesi olmak üzere şu şekilde modifiye ettik;

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}V_{\mu\nu}^2 + \lambda_1 H^\dagger H \left( V^\mu - \frac{1}{\sqrt{\lambda_1} a_H} \partial^\mu S \right)^2 - \frac{1}{2}(\partial_\mu V^\mu + \sqrt{\lambda_1} a_H S)^2 \quad (2.3)$$



Burada  $\lambda_1$  boyutsuz, pozitif bir sabittir ve  $a_H$  ise elektroyeğni simetrisinin kırılmış ve kırılmamış fazlarını göstermek üzere şu şekilde tanımlanmaktadır:

$$a_H = \Re \left( \sqrt{-\frac{m_H^2}{\lambda_H}} \right) = \begin{cases} v_H & \text{if } m_H^2 < 0, \\ 0 & \text{if } m_H^2 > 0 \end{cases} \quad (2.4)$$

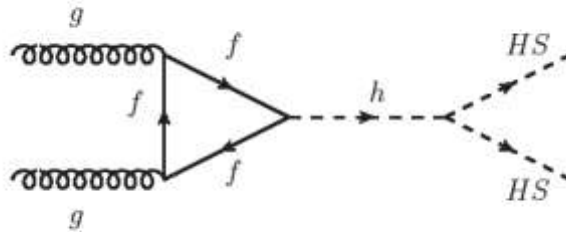
Daha fazla detay için (Demir vd., 2015) referansına bakınız. Fiziksel vakumda  $a_H = v_H$  olarak verilmektedir. HS alanlarının Veltman koşuluna verdiği tüm katkılar hesaba katılınca

$$(\delta m_H^2)_{quad} = \frac{\Lambda^2}{16\pi^2} \left( \frac{11}{3} \lambda_H + \frac{9}{4} g^2 + \frac{3}{4} g'^2 - 6g_t^2 + \lambda_1 \right) \quad (2.5)$$

$\lambda_1 = 4.41$  değerinin Higgs kütlesine gelen kuadratik katkıları sıfırladığı rahatça görülebilmektedir. Bu modelin en çarpıcı tarafı, Higgs kütlesinin tek halka mertebesinde stabil duruma gelmesinin yanı sıra,  $V_\mu$  ve  $S$  alanlarının kütlelerinin de kuadratik iraksamalardan yoksun olması ve bu fiziksel durumun yalnızca tek bir yeni parametre olan  $\lambda_1$  ile sağlanmasıdır. Bu sebeple model deneysel olarak rahatça test edilebilir.

## 2.2 Fenomoloji

HS modelimizde  $V_\mu$  ve  $S$  alanları Higgs portal alanları olarak belirlemektedir. Higgs bozonundan başka hiçbir SM alanı ile etkileşimlerinin olmaması HS alanlarını kozmolojik olarak kararlı yapmakta ve iyi birer karanlık madde adayları olarak ortaya çıkarmaktadır. Bu yüzden, LHC ve FCC detektörlerinde baskın üretim modu gluon füzyonu olan Higgs bozonunun bozunumunda çiftler halinde üretilseler de, kendilerini ancak kayıp enerji formunda gösterebilmektedirler. Şekil 2.1'de bu prosesin Feynman diyagramı verilmektedir.



Şekil 2.1: HS alanlarının ( $V_\mu$  ve  $S$ ) baskın üretim modu gluon füzyonu aracılığıyla çift üretimini gösteren Feynman diyagramı



Şekil 2.1'de  $g$  ile gösterilen gluon,  $f$  ile gösterilen SM fermiyonları,  $h$  Higgs bozonu ve  $HS$  saklı sektörün alanları  $V_\mu$  ve  $S$ 'e karşılık gelmektedir. Gluon füzyonu ile oluşan sanal Higgs bozonu iki  $V_\mu$  alanına, iki  $S$  alanına veya bir  $V_\mu$  ve bir  $S$  alanına bozunabilmektedir. Diğer üretim kanalları tüm enerji skalası için gluon füzyonundan on kat daha az katkı verdikleri için hesaba katılmamıştır (bu durumu daha detaylı incelemek için bakınız (Baglio vd., 2016)).

Bu çalışmamızda LHC ve FCC detektörleri için gluon füzyonu aracılığı ile Şekil 2.1'de verilen diyagram gözönünde bulundurarak  $\lambda_1$  değerine göre olay sayılarını hesaplattık.

Modelimizin nümerik analizi için kullandığımız programlar şu şekildedir;

- LanHEP-3.2.0 (Semenov, 2016): LanHEP'de mevcut olan SM dosyasını kendi modelimize göre modifiye ettik.
- FeynArts-3.9 (Hahn, 2001): LanHEP'den elde ettiğimiz çıktıları FeynArts'a aktardık.
- FormCalc-9.0 (Hahn ve Perez-Victoria, 1999): FormCalc yardımıyla FeynArts'da tanımladığımız modelimizin fortran çıktılarını Mathematica desteğiyle elde ettik. Elde ettiğimiz fortran çıktılarını terminal üzerinden çalıştırarak analiz için gerekli hesapları yaptırдық.
- LHAPDF-6.1.5 (Buckley vd., 2015): Bu hesaplamalar sırasında kullandığımız Parton Dağılım Fonksiyonu setidir.

Nümerik analizde kullandığımız parametrelerin nümerik değerleri:

a) LHC analizinde;

$$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$$

$$L = 18 \text{ fb}^{-1}$$

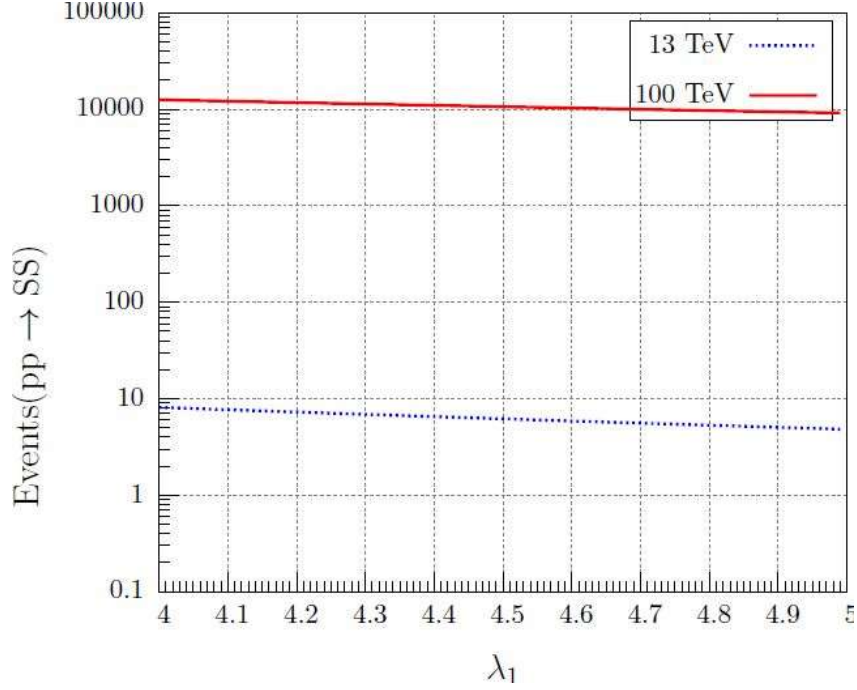
b) FCC analizinde;

$$\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$$

$$L = 100 \text{ fb}^{-1}$$

## 2.3 Sonuçlar

Analiz sonuçları aşağıda verilen Şekil 2.2'de görülmektedir.



Şekil 2.2. Gluon füzyonu aracılığıyla LHC'de  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  kütle merkezi enerjisi ve  $L = 18 \text{ fb}^{-1}$  ışınım gücünde ve FCC'de  $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$  kütle merkezi enerjisi ve  $L = 100 \text{ fb}^{-1}$  ışınım gücünde  $pp \rightarrow SS$  prosesi için yıllık üretilen olay sayısı. MMHT2014nnlo68cl PDF set kullanılmıştır.

$pp \rightarrow VV$  ve  $pp \rightarrow VS$  prosesleri için üretilen olay sayısı  $pp \rightarrow SS$  için üretilen ile hemen hemen aynıdır.

Üç proses de üretilen olay sayısının  $\lambda_1$  artarken düşüyor olması yönünden aynı sonuçları vermektedir. HS alanlarının kütlelerinin  $m_{HS} = \sqrt{\lambda_1} v_H$  ( $v_H = 246 \text{ GeV}$ ) ile verildiğini göz önünde bulundurursak  $4 \leq \lambda_1 \leq 5$  parametre uzayı sınırlarında saklı alanların kütle değer aralığı  $492 \text{ GeV} \leq m_{HS} \leq 550 \text{ GeV}$  şeklinde bulunur. Bu nedenle, açıkça Higgsed Stueckelberg senaryosunun TeV skalasında yeni fizik kapılarını yeniden açtığını ve yüksek ışınım gücüne sahip LHC (HL-LHC) ve FCC hızlandırıcılarının sınırları içinde kaldığını görebilmekteyiz.

Kararlı  $V_\mu$  ve  $S$  alanları aynı zamanda sanal Higgs bozonunun görünmez bozunumuna katkıda bulunurlar. Son ATLAS deney sonuçlarına göre Higgs bozonunun görünmez dallanma oranının üst limiti 0.23 olarak rapor edilmiştir (Aad [ATLAS Collaboration], 2015). Higgsed Stueckelberg senaryosundaki saklı alanların en yüksek üretim oranı için;

$$R(h \rightarrow inv) = \frac{\sigma(gg \rightarrow HS HS)}{\sigma(gg \rightarrow h)BR(h \rightarrow inv)} \quad (2.6)$$



bulunan değer LHC  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  kütle merkezi enerjisi için 0.00015, FCC  $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$  kütle merkezi enerjisi için 0.0026'dır. Higgs bozonu üretim tesir kesitleri (Baglio vd., 2016)'de bulunabilir. Oranın küçüklüğü saklı sektörün Higgs bozonunun görünmez bozunumunda herhangi bir sapmaya neden olmadığını göstermektedir. Bu yüzden modelimiz mevcut deneysel verilerle uyum içindedir. Bu sonuç bize karanlık madde için şık bir çözüm getirdiğimizi göstermektedir.

Denklem 3 ile verilen Lagrange fonksiyonunun aynısını  $V_\mu \rightarrow V'_\mu$ ,  $S \rightarrow S'$  ve  $\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$  olacak şekilde bir kopyasının olduğunu düşünelim. Bu durumda görülebilir ki; PLANCK 2013 kalıt yoğunluğu (relic density) ölçümlerini sağlayan karanlık madde adaylarını içeren doğal bir Higgs senaryosu elde edilebilir.

$$\Omega_{CDM} h^2 = 0.1199 \pm 0.0027 \text{ (68\% CL)} \quad (2.7)$$

Bu durumda Higgs bozonun stabilitesi  $V_\mu$  ve  $S$  alanları ile sağlanırken,  $V'_\mu$  ve  $S'$  alanları ile Planck Uzay Teleskobunun kalıt yoğunluğu (relic density) sonuçları sağlanmış olmaktadır. Karanlık madde analizleri MicrOMEGAs 4.3 bilgisayar programı (Belanger vd., 2015) ile yapılmıştır. Kalıt yoğunluğu (relic density) kısıtlamaları kullanılarak  $V'_\mu$  ve  $S'$  alanlarının Higgs alanı ile olan kuplaj sabiti  $\lambda_2 = 0.0465$  olarak belirlenmiştir.

Karanlık madde adayı  $V'_\mu$  ve  $S'$  alanlarının varlığında Veltman koşulu aşağıdaki gibidir:

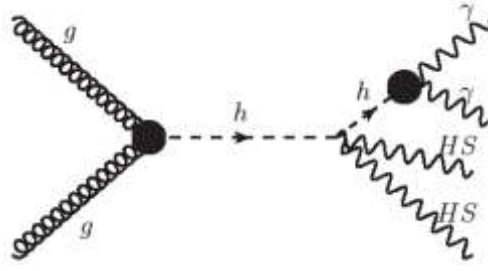
$$(\delta m_H^2)_{quad} = \frac{\Lambda^2}{16\pi^2} \left( \frac{4}{3} \lambda_H + \frac{9}{4} g^2 + \frac{3}{4} g'^2 - 6g_t^2 + \lambda_1 + \lambda_2 \right) \quad (2.8)$$

ve  $\lambda_2 = 0.0465$  olduğunda Higgs kütlelerinin bilinen değerine TeV skalasında büyük bir katkı gelmemektedir.

Tüm bu olumlu sonuçların yanısıra önemli bir noktaya daha değinmekte fayda vardır. Higgs'in görünmez bozunumu kanalıyla ortaya çıkan HS alanlarımızın varlığını deneysel olarak doğrulamak için beraberinde ortaya çıkan görünür bir SM parçacığı olmalıdır. Bu testin yapılabilmesi için uygun proses

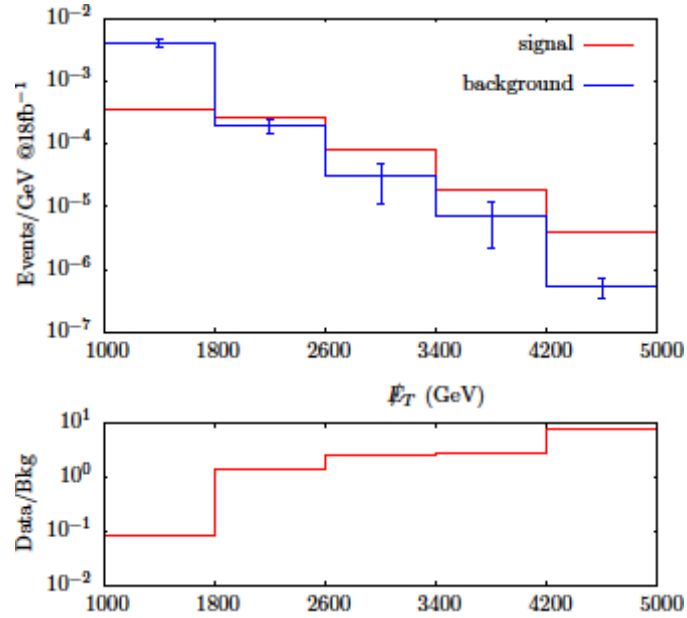
$$pp \rightarrow \gamma\gamma HSHS \quad (2.9)$$

ve Feynman diagramı Şekil 2.3'deki gibidir.

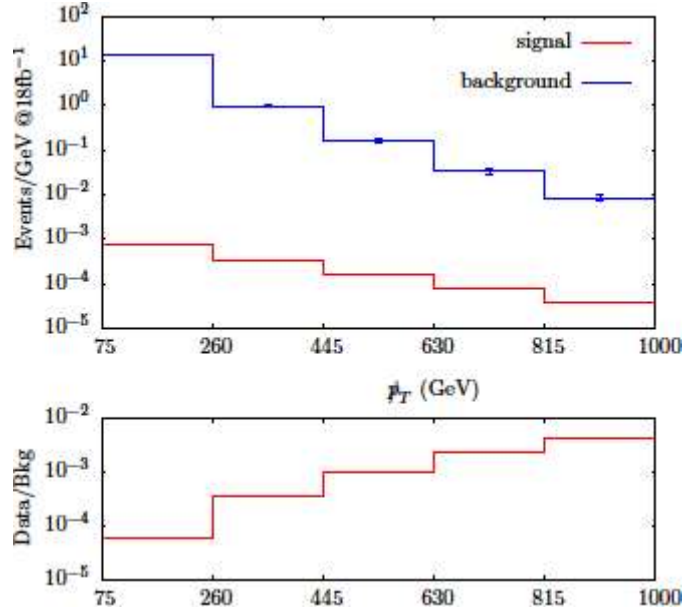


Şekil 2.3. İki foton üretiminin Feynman diagramı

Burada  $\gamma$  sembolü fotonu ve HS ile gösterilen  $V_\mu$  ve  $S$  alanlarını temsil etmektedir. Bu proses için Feynrules ve CalcHEP kullanılarak elde edilen sonuçlar Şekil 2.4 ve Şekil 2.5'de verilmiştir.



Şekil 2.4. LHC'de  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  kütle merkezi enerjisi ve  $L = 18 \text{ fb}^{-1}$  ışınım gücünde kayıp enerjiye göre elde edilen olay sayısı (SM arka plan olay sayısı ile karşılaştırmalı olarak)



Şekil 2.5. LHC’de  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  kütle merkezi enerjisi ve  $L = 18 \text{ fb}^{-1}$  ışınım gücünde foton enine momentumuna göre elde edilen olay sayısı (SM arka plan olay sayısı ile karşılaştırılmalı olarak)

Şekil 2.4 ve Şekil 2.5’de görüldüğü üzere modelimizden elde edilen denklem (9) ile verilen prosesin sinyali 1.8 TeV den daha yüksek enerjilerde SM arka plan prosesine ( $pp \rightarrow AA \nu \nu$ ,  $\nu$ : nötrino) baskın durumdadır. Dolayısıyla, LHC ve FCC’de gerçekleştirilen deneylerde rahatlıkla test edilebilirler.

## 2.4 Yorumlar

Higgsed Stueckelberg senaryosu Higgs’in doğallık problemine güzel bir çözüm önermek üzere öne sürülmüştür (Demir vd., 2015). Bu yayının devamı niteliğindeki bu çalışmamızda HL-LHC ve FCC detektörlerinde modelin öne sürdüğü HS alanlarının izlerinin sürülmesi için nümerik analiz yapılmıştır. Modeldeki tek yeni parametre Higgs alanı ile HS alanları arasındaki kuplaj sabiti  $\lambda_1$ ’dir. Tek-halka mertebesinde  $\lambda_1 = 4.41$  seçilerek Higgs kütesinin stabilizasyonu sağlanmasına rağmen, analiz  $4 \leq \lambda_1 \leq 5$  aralığında yapılarak oluşan olay sayısının  $\lambda_1$  parametresine bağımlılığı gösterilmiştir.  $gg \rightarrow V_\mu V_\nu$ ,  $gg \rightarrow V_\mu S$  ve  $gg \rightarrow SS$  proseslerinin olay sayıları LHC’de  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  kütle merkezi enerjili p-p çarpışmasında ulaşılan en son ışınım gücü  $L = 18 \text{ fb}^{-1}$  için, ileride yapılması planlanan FCC’de ise  $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$  kütle merkezi enerjili p-p çarpışmasının tahmini ışınım gücü  $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ ’de hesaplanmıştır. Sonuçlar mevcut görünmez Higgs dallanma oranı deneysel verileri ile çelişmemekte ve HL-LHC ile FCC’nin araştırma sınırları içerisindeydir.



Elde edilen sonuçların yanı sıra proseslerde bu parçacıklar kayıp enerji formunda oldukları için izlerinin sürülmesi ancak ve ancak bu parçacıklara eşlik eden SM parçacıklarının son durumda oluşması ile gerçekleşebilmektedir. Bunun için en iyi prosesler son durumu iki foton + HS alanları olanlardır. Bu prosesinde nümerik analizi deneylerle uyum içindedir.

### 3.STANDART MODELDE SAKLI SPİN-3/2 ALAN

Bu bölümde kütleli spin-3/2 bir parçacığın SM tayfında gizlenebileceği ve sadece ara parçacık etkileşimleriyle kendini belli edeceği öne sürülmektedir. Bu alanın çarpıştırıcı izleri ve halka etkileri çalışılmakta ve Higgs enflasyonundaki rolü ve karanlık madde olma potansiyeli tartışılmaktadır. Spin- 3/2 alanın zengin bir çarpıştırıcı fenomenolojisine sahip olduğu ve bir nötrino-Higgs çarpıştırıcısı düşünmenin gerekliliği gösterilmektedir. Ayrıca Higgs enflasyonu, karanlık madde ve karanlık enerji üzerine çalışmanın nötrino ve karanlık sektör hakkında daha fazla şey öğrenmeye yardımcı olacağı belirtilmektedir.

#### 3.1 Giriş

LHC deneyinde Higgs bosonunun keşfiyle (Aad [ATLAS and CMS Collaborations], 2015) parçacık spektrumu tamamlanan güçlü ve elektroyeğni etkileşmelerin standart modeli (SM); Fermi enerji seviyelerindeki fiziğin modeli olarak görülmektedir. Bu görüşün temel gerekçesi bugüne kadar yapılan hiçbir deneyin SM dışı hiçbir yeni parçacık gözlememiş olmasıdır. Fakat karanlık madde gibi SM dışı parçacıkların varolması gerektiği de bir gerçektir. Bu nedenle, fiziken yapılması gereken, bu SM dışı yeni parçacıkların nerede gizlenebileceğini anlamaya yarayacak her fırsatı değerlendirmek olacaktır.

Bu çalışmada, SM tayfında gizlenen kütleli bir spin-3/2 parçacık ele alınmaktadır. Rarita-Schwinger denklemleriyle (Rarita ve Schwinger, 1941; Pascalutsa, 2001; Pilling, 2005) tarif edilen bu yüksek spinli parçacık fiziksel shelldeyken doğru bağımsızlık derecesine sahip olması için bazı sınırlamalara uyması gerekmektedir. Renormalize seviyede bu alan SM maddeye sadece nötrino portalı (Lepton çifti ve Higgs alanından oluşan kompozit SM singleti) vasıtası ile bağlanabilir. Bu etkileşim spin-3/2 parçacık onshell iken ortadan kalkar. Aşağıda ikinci bölümde modelin detayları ve spin-3/2 alan üzerindeki temel sınırlamalar verilecektir.



Üçüncü bölümde spin-3/2 parçacığın çarpıştırıcı izleri çalışılacaktır. Orada,  $\nu_L h \rightarrow \nu_L h$  ve  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  saçılması detaylı bir şekilde çalışılacaktır. Analitik hesaplar ve nümerik tahminler paylaşılacaktır. Orada, aynı zamanda bir nötrino-Higgs çarpıştırıcısı önerilecek ve lineer çarpıştırıcının spin-3/2'yi araştırmadaki önemi üzerinde durulacaktır.

Dördüncü bölümde spin-3/2'nin halka etkilerinden bahsedilecektir. SM'de halihazırda var olan logaritmik ve kuadratik UV duyarlılıklarına ilaveten spin-3/2 tarafından logaritmik ve kuartik katkılar eklendiği görülecektir. Standart modele kütleçekimin eklenmesi suretiyle powerlaw UV duyarlılıkları eğriliğe dönüştürülecektir. Burada aşağıdaki koşulların sağlanması halinde kütleçekimin standart modele uygun ve doğal bir biçimde eklenebileceğini gösteren, (Demir, 2016; Demir, 2017; Demir, 2015) referanslarının sonuçları kullanılacaktır. Sözü edilen koşullar şunlardır: (i) gerekli eğri geometri UV cut-off'un uzay-zaman eğriliğine atanan sabit bir değer olarak anlamlandırılmasıyla oluşturulmalıdır. (ii) SM kendisiyle etkileşmeyen saklı bir yeni fizik (NP) sektörü vasıtasıyla genişletilmelidir. Bu mekanizma Higgs kütleğine gelen kuadratik UV katkılarını başkalaştırıp Higgs-eğrilik kuplajına dönüştürerek büyük hiyerarşi problemini ortadan kaldırır.

Beşinci bölümde spin-3/2 alan tarafından indüklenen büyük Higgs non-minimal kupajlı vasıtasıyla oluşabilecek Higgs enflasyonu ele alınacaktır. Görülecektir ki saklı NP sektörünün yeterince kalabalık olması halinde geniş bir parametre uzayı için Higgs enflasyonu mümkündür.

Altıncı bölümde karanlık madde tartışılacaktır. Orada, spin-3/2'nin geçerli bir karanlık madde adayı olacağı gösterilecektir. Ayrıca NP sektörü içindeki singlet alanların etkilşim göstermeyen karanlık madde bileşenleri teşkil edebileceği gösterilecektir.

Yedinci bölüm kapanış kısmıdır. Orada, bu çalışmada sunulan materyali genişletme yönünde çalışılabilecek problemlerden oluşan bir liste verilecektir.

### 3.2 Hafif bir spin-3/2 alan

İlk olarak Rarita ve Schwinger tarafından çalışılan (Rarita ve Schwinger, 1941) ,  $\psi_\mu$  aşağıdaki denkleme göre ilerler

$$S^{\alpha\beta}(p) = \frac{i}{\gamma^\mu p_\mu - m} \Pi^{\alpha\beta}(p) \quad (3.1)$$

burada projektör  $\Pi^{\alpha\beta}$  bir adet spin-3/2 ve iki adet spin-1/2 bileşen taşır:

$$\Pi^{\alpha\beta}(p) = -\eta^{\alpha\beta} + \frac{\gamma^\alpha \gamma^\beta}{3} + \frac{(\gamma^\alpha p^\beta + p^\alpha \gamma^\beta)}{3M} + \frac{2p^\alpha p^\beta}{3M^2} \quad (3.2)$$





Böylelikle hem spinör ve hem de vektör özellikleri gösterir.  $\psi_\mu$  'nün Dirac denklemini sağlaması için iki adet spin-1/2 bileşenin ortadan kaldırılması gerekir bu nedenle (Pascalutsa, 2001; Pilling, 2005)

$$p^\mu \psi_\mu(p)|_{p^2=M^2} = 0 \quad (3.3)$$

ve

$$\gamma^\mu \psi_\mu(p)|_{p^2=M^2} = 0 \quad (3.4)$$

koşullarının konması gerekir. On-shell  $\psi_\mu$  'nün Dirac denklemini sağlaması beklenir.

$$(\gamma^\mu p_\mu - M)\psi_\mu = 0 \quad (3.5)$$

Koşul (3.3) ve (3.4) ,  $p^\mu \psi_\mu(p)$  ve  $\gamma^\mu \psi_\mu(p)$  ' nin  $p^2 = M^2$  iken yani  $\psi_\mu$  on-shell iken sıfır olmasını sağlar. Bunlardan sonuncusu Şekil 3.1 de gösterilmiştir.

Genel olarak,  $\psi_\mu$  , bir SM-singlet olduğundan renormalize düzeyde SM ile sadece bir olası etkileşim kanalına sahiptir:

$$\mathcal{L}_{3/2}^{int} = c_{3/2}^i \bar{L}^i H \gamma^\mu \psi_\mu + h.c. \quad (3.6)$$

burada

$$L^i = \begin{pmatrix} \nu_{\ell L} \\ \ell_L \end{pmatrix}_i \quad (3.7)$$

lepton doubleti ( $i = 1, 2, 3$ ) ve

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h + i\varphi^0 \\ \sqrt{2}\varphi^- \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

ise boşluk beklenti değeri  $v \approx 246 \text{ GeV}$ , Higgs boson  $h$  ve Goldstone bosonları  $\varphi^-$ ,  $\varphi^0$  ve  $\varphi^+$  olmak üzere Higgs doubletidir.

Genel olarak nötrinolar singlet fermiyonların hassas birer belirteçidirler. Örneğin, denklem (3.6) da verilen Yukawa etkileşimi nötrinolarla kütle kazandırıp  $\psi_\mu$  integre edildikten sonra aşağıdaki Majorana kütle matrisine yol açar:

$$(m_\nu)_{3/2}^{ij} \propto c_{3/2}^i \frac{v^2}{M} c_{3/2}^{*j} . \quad (3.9)$$

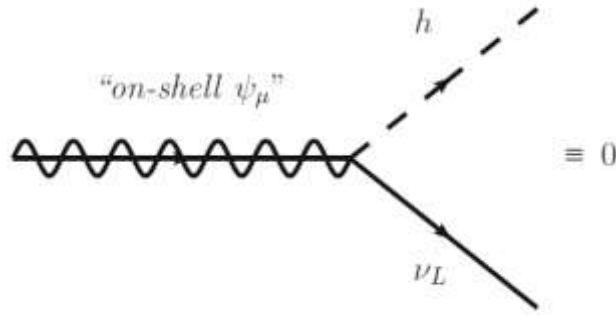
Fakat bu kütle matrisi deneysel olarak bilinen nötrino karışımlarına (Babu vd., 2003; Grimus ve Lavoura, 2004; Ma, 2016) yol açmaz. Bu demektir ki çeşni yapıları ilave singlet fermionları gerekli kılar. Bu türe örnek SM ile

$$\mathcal{L}_R^{(int)} = c_R^{ik} \bar{L}^i H \nu_R^k + h.c. \quad (3.10)$$

yoluyla etkileşen ve

$$(m_\nu)_R^{ij} \propto c_R^{ik} \frac{v^2}{M_k} c_R^{*kj} \quad (3.11)$$

Majorana kütle matrisini yaratan;  $M_k$  ( $k = 1, 2, 3, \dots$ ) kütleli sağ el nötrinoları  $\nu_R^k$  verilebilir. Bu kütle matrisi veriye uyacak yeterli sayıda serbestlik derecesine sahip olmalıdır.



**Şekil 3.1:** Vertex faktörü  $ic_{3/2}\gamma^\mu$  olan  $\psi_\mu - h - \nu_L$  kuplajı.  $\psi_\mu$ 'nün on-shellde olduğu bütün saçılımlar  $c_{3/2}\gamma^\mu$  sifira eşit olduğundan (3.4) numaralı sınırlamadan dolayı imkansızdır. Bu  $\psi_\mu$ 'nün her türden bozunuma karşı kararlılığını garanti eder.

Aslında burada önemli bir varsayımda bulunmaktadır.  $\psi_\mu$  ve  $\nu_R^k$ 'nin TeV kadar düşük kütleli olabileceği ve  $c_{3/2}^i$  ve  $c_R^{ik}$  kuplaj sabitlerinin ise  $\mathcal{O}(1)$  mertebesinde olacağı varsayılmaktadır. Fakat aynı zamanda nötrino kütlelerine  $\psi_\mu$  ve  $\nu_R$  tarafından gelen katkıların değişik terimlerin birbirini sıfırlaması suretiyle deneysel sonucu doğurması gerekir.

$$(m_\nu)_{3/2}^{ij} + (m_\nu)_R^{ij} \approx (m_\nu)_{exp}^{ij} \quad (3.12)$$

Bu nedenle

$$c_{3/2} \lesssim \mathcal{O}(1) \text{ ve } M \gtrsim TeV \quad (3.13)$$

alınacak ve  $\psi_\mu$ 'nün fiziği incelenecektir. Bu birbirini sıfırlama gerekliliği aşırı bir ince ayar gerektirmez çünkü  $\psi_\mu$  ve  $\nu_R^k$  kuplajlarını ilintileyen uygun simetrilere sahip olabilirler. Bu



simetrilere biri  $\gamma^\mu \psi_\mu$  ve  $v_R^k$  'nin birbirine dönüşümü olabilir. Çok sayıda  $v_R^k$  alanı barındırabilecek olan sağ-el sektörü başlı başına ilginç olabilir fakat bu çalışmada  $\psi_\mu$  'ye odaklanılacak ve basitlik açısından  $c_{3/2}^i = c_{3/2} \forall i$  ve reel olarak alınacaktır.

### 3.3 Çarpıştırıcılarda spin-3/2 alan

$\psi_\mu$  sadece off-shell iken (3.6) numaralı etkileşim vasıtasıyla kendini belli edebilir. Bu demektir ki spin-3/2 parçacığın etkileri SM parçacıklarının saçılım değerlerindeki değişimlerle sınırlıdır. (3.6) numaralı etkileşimden görüleceği üzere  $\psi_\mu$  ağaç mertebesinde

1.  $v_L h \rightarrow v_L h$  (ve aynı zamanda  $v_L v_L \rightarrow hh$ ),
2.  $e^+ e^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  (ve aynı zamanda  $v_L v_L \rightarrow Z_L Z_L$ )

proseslerinde yer alabilir. Bunlar ilerleyen kısımda detaylıca incelenecektir.

#### 3.3.1 $v_L h \rightarrow v_L h$ saçılması

Standart modeldeki  $v_L h \rightarrow v_L h$  saçılmasına ait iki kutu diyagramı Şekil 3.2'de gösterilmektedir. Bu halka mertebesindeki parçaya  $\psi_\mu$  'den gelen ve Şekil 3.3'de şematize edilen kısım eklenir. Bu iki katkının sonucunda toplam tesir kesiti ifadesi

$$\frac{d\sigma(vh \rightarrow vh)}{dt} = \frac{1}{16\pi} \frac{\mathcal{T}_{vh}(s,t)}{(s-m_h^2)^2} \quad (3.14)$$

olur ki burada karesi alınmış matris elemanı

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{vh}(s,t) = & 9 \left( \frac{c_{3/2}}{3M} \right)^4 \left( (s-m_h^2)^2 + st \right) - 16 \left( \frac{c_{3/2}}{3M} \right)^2 \left( 2(s-m_h^2)^2 + (2s-m_h^2)t \right) \mathbb{L} \\ & + 2(s-m_h^2)(s+t-m_h^2) \mathbb{L}^2 \end{aligned} \quad (3.15)$$

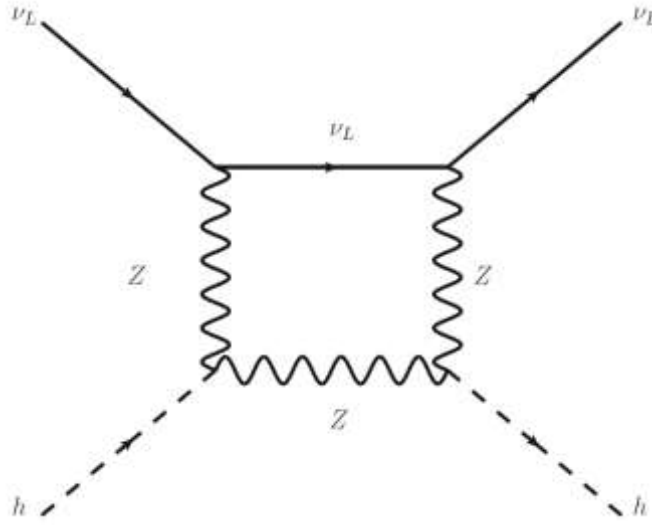
aşağıdaki halka faktörünü içerir:

$$\mathbb{L} = \frac{(g_W^2 + g_Y^2)^2 + M_Z^2 m_h^2 I(M_Z)}{192\pi^2} + \frac{g_W^4 M_W^2 m_h^2 I(M_W)}{96\pi^2} \quad (3.16)$$

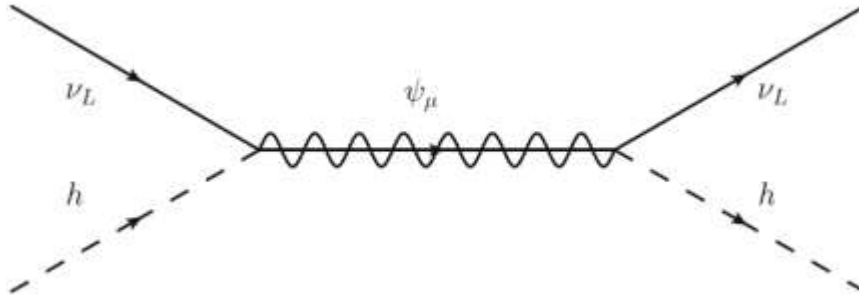
bu faktör içerisindeki  $g_W$  ( $g_Y$ ) isospin (hiperyük) ayar kuplajı, ve

$$I(\mu) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \int_0^{1-x-y} dz \left( (s-m_h^2)(x+y+z-1)y - txz + m_h^2 y(y-1) + \mu^2(x+y+z) \right)^{-2} \quad (3.17)$$

kutu fonksiyonudur.



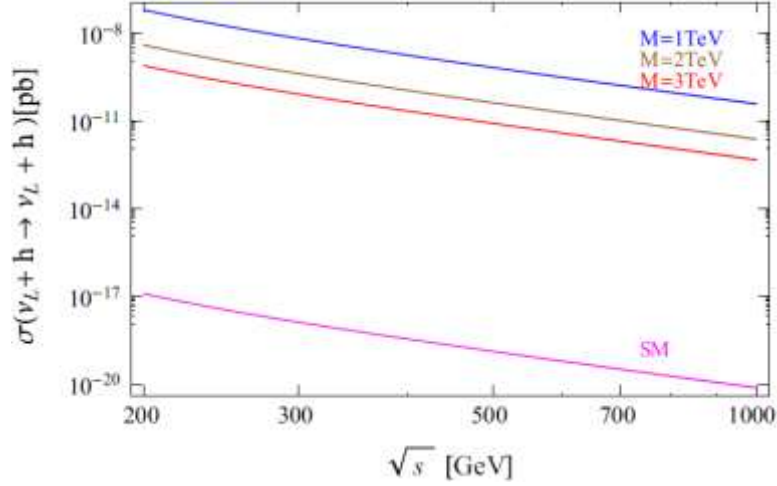
Şekil 3.2. Standart modeldeki  $\nu_L h \rightarrow \nu_L h$  saçılmasına ait  $\nu - Z$  kutu diyagramı.  $e - W$  kutu diyagramı gösterilmemiştir.



Şekil 3.3. Spin-3/2 ara durumu aracılığı  $\nu_L h \rightarrow \nu_L h$  saçılma etkileşiminin Feynman diyagramı.  $\sqrt{s} = M$  değerinde rezonans görülmez çünkü  $\psi_\mu$  on-shell olamaz.

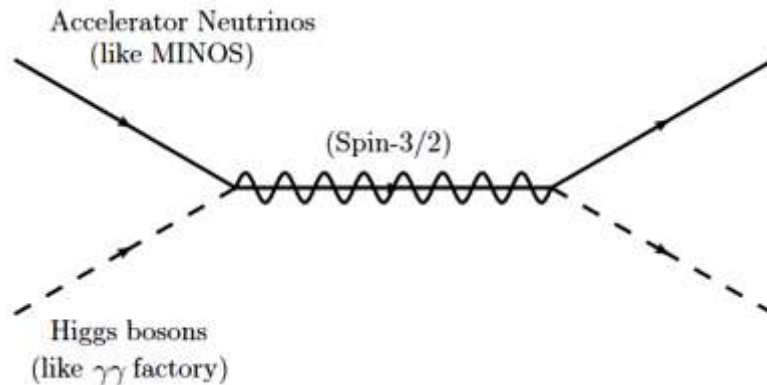
Şekil 3.4'te  $\sigma(\nu_L h \rightarrow \nu_L h)$  toplam tesir kesiti değişik kütle değerleri için nötrino-Higgs kütle merkezi enerjisinin bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. Bu grafiğe dair en önemli detay;  $\sqrt{s} = M$  değerinde rezonans görülmemesidir. Bu da teyit etmektedir ki  $\psi_\mu$ , denklem (3.4) ile ifade edilen sınırlama dolayısıyla (3.6) numaralı denklemdeki kuplajlarla fiziksel shell'e oturamaz. Sonuçta,  $\psi_\mu$ , arayışının temel stratejisi rezonans şekillerinden ziyade standart model saçılım değerlerinden sapmalara odaklanmaktır. Grafik hakkındaki ikinci önemli yan ise genel olarak  $M$  kütlesi arttıkça, (3.19)'da da ifade edildiği üzere,  $\psi_\mu$  katkısının azalmasıdır. Tesir kesiti,  $10^{-7} pb$  değerinden başlayıp hızlı bir biçimde  $\sqrt{s}$  değerine bağlı olarak düşer. Yılda bir kaç olay gözlemleyebilmek için  $10^4/fb$  gibi bir entegre ışınım gerekmektedir bu da LHC'deki

hedef lüminosite değerinin yaklaşık 100 katıdır. Bu da demektir ki  $\nu_L \nu_L \rightarrow hh$  saçılımı  $\psi_\mu$  parçacığını sadece yüksek ışınım değerlerinde ve tamamen yeni bir saçılım mekanizmasıyla gözlemleyebilir.



Şekil 3.4.  $\nu_L h \rightarrow \nu_L h$  prosesine ait  $M = 1, 2$  ve  $3$  TeV kütle ve  $c_{3/2} = 1$  kuplaj değerleri için nötrino-Higgs kütle merkezi enerjisinin fonksiyonu olarak çizdirilmiş toplam tesir kesiti grafiği.

Şekil 3.4 nötrino-Higgs saçılmasının  $\psi_\mu$ 'yü araştırmak için ümit veren bir kanal (yüksek enerjili ve yüksek ışınımına sahip makinelerde) olduğunu ortaya koymaktadır. Gereken deneysel düzenek Higgs fabrikalarının ve hızlandırıcı nötrinolarının bir araya getirilmesinden ibarettir. Şekil 3.5'te şematize edilen bu kurgu gelecekte inşası planlanan Higgs (CEPC (Ruan, 2016), FCC-e (Bicer vd. [TLEP Design Study Working Group Collaboration], 2014; d'Enterria, 2016), ve ILC (Baer vd., 2013; Moortgart-Pick vd., 2015; Fujii vd., 2015)) ve nötrino fabrikalarını (Choubey vd. [IDS-NF Collaboration], 2011; Bonesini, 2016; Kaplan vd. [MAP and MICE Collaborations], 2015) içermektedir. Bu çarpıştırıcı ortamı eğer inşa edilebilirse, SM arkaplanı oldukça temiz bir ortam olup vektör-spinör sinyalinin elde etme açısından kuvvetli doğurgulara sahiptir.

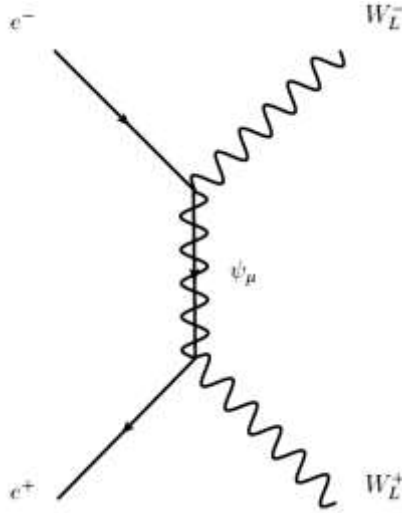


Şekil 3.5:  $\psi_\mu$ 'yü araştırmak için kullanılabilir bir deney düzenek kurgusu.

Şekil 3.5'te verilen nazari nötrino-Higgs çarpıştırıcısı Şekil 3.4'ün de gösterdiği gibi  $10^4/fb$  gibi bir entegre ışınımına sahip olmalıdır ki TeV skalasında bir  $\psi_\mu$ 'yü algılayabilsin. Genel olarak, yüksek ışınım gereksinimi bu kanalın bir dezavantajıdır.

### 3.3.2 $e^+e^- \rightarrow W_L^+W_L^-$ saçılması

Açıktır ki  $\psi_\mu$ , denklem (3.6) neticesinde direkt olarak Goldstone bosonları  $\varphi^{+,-,0}$  'ya kuplaj yapar. Aslen kütle kazanma sürecinde  $W$  ve  $Z$  bosonları tarafından yutulular da Goldstone bosonları yüksek enerjilerde kendilerini belli ederler. Goldstone eşitlik teoremine göre longitudinal  $W_L^\pm$  bosonlarını içeren  $E$  enerjili saçılmalar,  $\varphi^\pm$  içeren saçılmalara  $\mathcal{O}(M_W^2/E^2)$  mertebesine kadar denktir.  $Z$  bosonu için de benzer denklik ile birlikte bu teorem  $\psi_\mu$ 'nün araştırılması için farklı bir yol ortaya koyar. Bu amaçla, Şekil 3.6'da Goldstone eşitlik teoremi ışığında  $\psi_\mu$ 'nün  $e^+e^- \rightarrow W_L^+W_L^-$  saçılmasına katkısı şematize edilmiştir. SM genliği (Cornwall vd., 1974; Chanowitz ve Gaillard, 1985; Peskin ve Schroeder, 1995) çalışmalarında verilmiştir.



Şekil 3.6:  $e^+e^- \rightarrow W_L^+W_L^-$  prosesine Feynman diyagramı.  $\nu_L\nu_L \rightarrow Z_LZ_L$  saçılması da aynı topolojiye sahiptir.

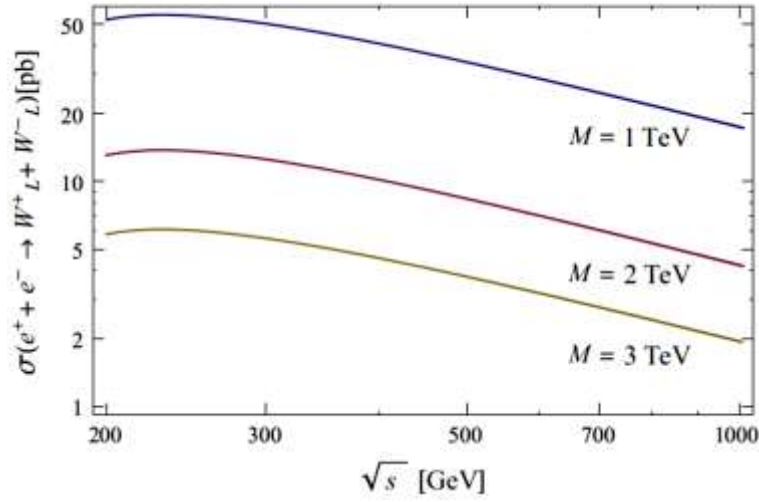
Toplam diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W_L^+W_L^-)}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2} \mathcal{T}_{W_LW_L}(s, t) \quad (3.18)$$

karesi alınmış matris elemanı

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{W_L W_L}(s, t) = & \left( \frac{g_W^2}{s-M_Z^2} \left( -1 + \frac{M_Z^2}{4M_W^2} + \frac{M_Z^2 - M_W^2}{s} \right) + \frac{g_W^2}{s-4M_Z^2} \left( 1 + \frac{M_W^2}{t} \right) + \frac{c_{3/2}^2}{3M^2} \right)^2 (-2sM_W^2 - 2(t - M_W^2)^2) \\ & + \frac{c_{3/2}^4 s}{18M^2} \left( 4 + \frac{t}{t-M^2} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.19)$$

İçerir. Şekil 3.7’de farklı  $M$  değerleri için  $e^+e^-$  ‘ın kütle merkezi enerjisine bağlı olarak çizdirilen  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W_L^+ W_L^-)$  toplam tesir kesiti grafiği verilmiştir. Resonans şekli göstermeden  $\sqrt{s}$  ile düşüş gösteren tesir kesitinin ILC de ölçülebilecek kadar büyük olduğu görülmektedir. Genel olarak  $M$  kütlesi büyüdükçe tesir kesiti düşer fakat  $1/fb$  ışınım miktarının bile pek çok  $M$  değerinde  $\psi_\mu$  gözlemek için yeterli olacağı görülmektedir.



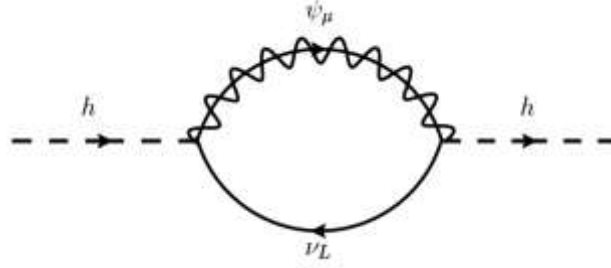
Şekil 3.7:  $e^+e^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  prosesine ait  $M = 1, 2$  ve  $3$  TeV kütle ve  $c_{3/2} = 1$  kuplaj değerleri için elektron-positron kütle merkezi enerjisinin fonksiyonu olarak çizdirilmiş toplam tesir kesiti grafiği.

$\psi_\mu$  için yapılacak çarpıştırıcı araştırmaları  $\nu_L h \rightarrow \nu_L h$  ve  $e^+e^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  proseslerinde örneklendiği gibi bir kaç TeV kütleli spin-3/2 alanlara erişebilir. Örneğin, ILC, hassasiyetine bağlı olarak,  $1/fb$  ışınım gücünde bile 5 TeV kütleyle kadar bir  $\psi_\mu$ ’nün varlığını veya yokluğunu ortaya koyabilir. Fizibilitesine ve olurluğuna bağlı olarak bir nötrino-nötrino çarpıştırıcısında  $M$  kütesine bağımlılıkları benzer olan  $\nu_L \nu_L \rightarrow hh$  ve  $\nu_L \nu_L \rightarrow Z_L Z_L$  saçılmalarının çalışılması da mümkün olabilir.

### 3.4 $\psi_\mu$ 'nün halka mertebesi etkileşimleri

Özünde sanal doğası sebebiyle halka mertebesi etkileşimler  $\psi_\mu$  için doğal ortamdır.  $\psi_\mu$ , kendini halka etkileşimleriyle ele verir. Bu bağlamda, bir halka mertebesinde, denklem (3.6)'daki etkileşimler iki önemli imza ile karşımıza çıkarlar:

Higgs-  $\psi_\mu$  halka etkileşiminin nötrino kütlelerine katkı vermesi beklenir. Fakat bu durum kirallik nedeniyle oluşmaz. Nötrino kütleleri bu nedenle  $\psi_\mu$  etkilerinden bağışık kalır.



Şekil 3.8:  $\psi_\mu - \nu_L$  halka etkileşiminden Higgs kütlelerine gelen düzeltmeye ait Feynman diyagramı

$\psi_\mu$ 'nün bir diğer halka seviyesi etkisi ise Higgs boson kütlelerine ışınımsal düzeltmeler getirmesidir. Bu bilinen hiç bir simetri tarafından yasaklanmamıştır. Nötrino-  $\psi_\mu$  halka etkileşimi, Şekil 3.8'de çizildiği üzere, Higgs boson kütle karesini dördüncü dereceden terim

$$(\delta m_h^2)_4 = \frac{c_{3/2}^2 \Lambda^4}{48\pi^2 M^2} \quad (3.20)$$

ve ayrıca logaritmik katkı

$$(\delta m_h^2)_{log} = \frac{c_{3/2}^2}{12\pi^2} M^2 \log G_F M^2 \quad (3.21)$$

vasıtasıyla SM logaritmik katkısı  $\log G_F \Lambda^2$  'ye nazaran kaydırır. Bu ifadelerde  $G_F \approx (293 \text{ GeV})^{-2}$ , Fermi ölçeği ve  $\Lambda$  ise halka momentumu üzerindeki UV kesilim (cut-off) ölçeğidir. Bu katkılar,  $m_h^2$  ile orantılı olmadıklarından deneysel değerleri aşma potansiyeline sahiptirler. Aslında bunlar iki ciddi doğallık probleminin sebepleri olurlar:





Denklem (3.21)'deki logaritmik katkı, denklem (3.2) 'nin  $\eta^{\alpha\beta}$  kısmından doğar, logaritmik-doğallık problemine sebebiyet verir ki  $M$  kütlesi ne kadar artar ise SM-Higgs sektörünün kararsızlığı o denli artar. Denklem (3.10)'daki sağ el nötrinolarca sağlanacak muhtemel sadeleşmeler bir kenara bırakılırsa  $\psi_\mu$ ,  $TeV$  ölçeğinde bir kütleyle sahip ise (daha doğrusu  $M/c_{3/2}$ ) bu küçük doğallık probleminden kaçınılabalınır.

Denklem (3.20)'daki dördüncü dereceden katkı, denklem (3.2)'deki eksenel  $p^\alpha p^\beta$  teriminden kaynaklanır, bir UV-doğallık problemine sebebiyet verir ki,  $\Lambda$  değeri ne kadar artar ise SM Higgs sektörünün kararsızlığı o derece artar. Bu üstel UV duyarlılığı hali hazırda SM'de de

$$(\delta m_h^2)_2 = \frac{3\Lambda^2}{16\pi^2|\langle H \rangle|^2} (m_h^2 + 2M_W^2 + M_Z^2 - 4m_t^2) \quad (3.22)$$

şeklinde kuadratik seviyede mevcuttur ve  $\Lambda \leq 550 GeV$  olmadığı müddetçe LHC sınır değerlerini ihlal eder. Bu sınır değer LHC deneyleriyle açıkça çelişir çünkü LHC deneyleri halen  $TeV$  ölçeğinde SM'i teyit eder. Bu da gösterir ki  $m_h^2$  UV-duyarlılığı SM'in UV ölçeğinde makul bir biçimde geliştirilmesi yoluyla teskin edilmelidir.

Olasılıklardan biri  $(\delta m_h^2)_4$ 'ün  $(\delta m_h^2)_2$ 'yi yok etmesini sağlamaktır. Bu da (skaler bir alan (Peyranere vd., 1991; Andrianov vd., 1995; Bazzocchi vd., 2007), Stueckelberg vektör (Demir vd., 2015) ve uzay zaman eğriliği vasıtasıyla (Demir, 2014a; Korutlu, 2015)) keskin bir ince ayar (fine-tuning) gerektirir ki bu nedenle makul bir dengeleme mekanizması oluşturamaz.

Bir diğer olasılık ise, kuadratik ve dördüncü dereceden UV-bağımlılıklarını yok ettiği bilinen boyutsal düzenleme (dimensional regularization) yöntemine başvurmaktır. Ancak bu da bir çözüm getirmez çünkü kuvvetli ve elektroyeğni etkileşimlerin bir kuantum alan teorisi olan SM'e kütle çekimini dördüncü bir etkileşim olarak eklemek gerekmektedir. Ve bu durumda da kütle çekimin temel ölçeği olan  $M_{Pl}$  kaçınılmaz olarak yok edilemeyen bir fiziksel UV kesilim (cut-off) ölçeği teşkil eder. Bu kesilim ölçeği kuantum alan teorilerini UV ve IR ölçekleri arasında varlık sürdürmeye mecbur kılar. Örneğin  $\psi_\mu$  içeren SM (sağ el nötrinolarla birlikte), IR ölçekte  $G_F^{-1/2}$ den UV ölçekte  $\Lambda$ 'ya kadar bir aralığa yayılır ve her iki ölçek de fizikseldir (cutoff regularizasyonunda kullanılan momentum cutoff'larıyla karıştırılmamalıdır).

Standart modeli stabilize etmek için istikrarsızlaştıran etkileri dönüştürmek gerekmektedir. Bu da fiziksel bir aktörü gerektirir. En açık aday kütle çekimidir. Bir başka



deyişle, UV-doğallık problemleri kuantize maddenin nasıl kütle çekim yaratacağını anlamak için bir ip ucu olabilir. Kuantize madde klasik eğri uzaylarda tutarsızlıklardan muzdariptir. Durum uzun-dalgaboylu maddeyi ele alıp yüksek-frekanslı modları entegre etmek suretiyle geliştirilebilir. Bu da demek oluyor ki kütle çekimini dahil etmek için eğri uzaya taşınacak olan teori full aksiyon bir teori değil efektif aksiyonlu bir teoridir . Böylece logaritmik, dördüncü dereceden ve kuadratik UV-duyarlılıkları iyi bilinen SM efektif aksiyonuyla başlayıp UV-doğallığını sağlayacak şekilde kütle çekimi dahil edilebilir. Daha açık bir ifadeyle (i) eğer  $\Lambda^2$  uzay-zaman eğriliğine atanan sabit bir değer olarak yorumlanmak suretiyle gerekli eğri geometri yapılandırılırsa, ve (ii) eğer Standart model, standart model ile etkileşmeye gerek duymayan “yeni fizik” (NP) ile genişletilirse; kütle çekimi doğal ve makul bir şekilde dahil edilebilir. NP etkileşen alanlarından biri olarak  $\psi_\mu$ 'yü barındırabilir.  $\Lambda^2 g_{\mu\nu}$  'yü Ricci eğrilik tensörü  $R_{\mu\nu}(g)$  olarak tanımlamak suretiyle dahil edilen kütle çekimi

$$M_{Pl}^2 \approx \frac{1}{2(8\pi)^2} (n_b - n_f) \Lambda^2 \quad (3.23)$$

temel ölçeğine sahiptir, burada  $n_b$  ( $n_f$ ) NP artı Standart modeldeki toplam boson (fermiyon) sayısını ifade eder.  $\psi_\mu$ ,  $n_f$  sayısını dört sağ el nötrino ise iki artırır. NP içerisinde  $n_b$  ve  $n_f$  sayısına  $\Lambda \leq M_{Pl}$  olacak şekilde katkıda bulunan diğer birçok alan da bulunmaktadır. Anılan diğer alanlar  $\psi_\mu$  haricinde SM alanlarıyla etkileşmek zorunda değildirler.  $M_{Pl}$ 'in kullanılması boşluk enerjisine gelen UV-katkılarının kozmolojik sabite değil de kütle çekim sabitine yönlendirilmesini garanti eder (bu sonuca farklı bir şekilde ulaşmak için bakınız (Demir, 2009; Demir, 2011)). Bu da kozmolojik sabitin değerini nötrino kütle ölçeğine kadar baskılar.

Denklem (3.21)'daki kuartik UV katkılarıyla denklem (3.22)'deki dördüncü dereceden katkılar kütle çekimin dahil edilmesi ile rollerini değiştirirler. Gerçekten,  $[(\delta m_h^2)_4 + (\delta m_h^2)_2]H^\dagger H$ ; Higgs alanının skaler eğrilik  $R$ 'ye direkt bağlandığı

$$\left[ \frac{3(m_h^2 + 2M_W^2 + M_Z^2 - 4m_t^2)}{(8\pi)^2 | \langle H \rangle|^2} + \frac{c_{3/2}^2}{12(n_b - n_f)} \frac{M_{Pl}^2}{M^2} \right] R H^\dagger H \quad (3.24)$$

formunu alır. Bu Higgs-eğrilik kuplajı tamamen doğaldır; Higgs sektörünü istikrarsızlaştıracak hiç bir potansiyeli yoktur. Böylece kütle çekiminin dahil edilmesi, etkileşen üyesi  $\psi_\mu$  olan NP sektörü vasıtası ile Standart modelin UV-doğallığının tamamlanmasını sağlar.



### 3.5 Higgs enflasyonuna olanak sağlayıcı olarak spin-3/2 alan

Denklem (3.24)'teki nonminimal Higgs-eğrilik kuplajı akıllara hemen Higgs enflasyonu olasılığını getirir. Gerçekten de (Bezrukov ve Shaposhnikov, 2008; Bezrukov vd., 2011) çalışmalarında gösterildiği gibi Higgs alanı denklem (3.24)'deki küçük standart model katkısını attıktan sonra

$$\frac{c_{3/2}^2}{12(n_b - n_f)} \frac{M_{Pl}^2}{M^2} \approx 1.7 \times 10^4 \quad (3.25)$$

koşulunu sağlarsa doğru enflasyonel şişmeye sebep olabilir. Bu ilişki NP sektörünün ne kadar kalabalık olduğuna bağlı olarak  $M$  ve  $\Lambda$  üzerine sınırlamalar koyar.

Plankian UV cut-off skalasında yani  $\Lambda \approx M_{Pl}$  iken, denklem (3.23)'deki Plank skalası  $n_b - n_f \approx 1300$  olmasını gerektirir ve bu da  $M/c_{3/2} \approx 6.3 \times 10^{13} \text{ GeV}$  yol açar. See-saw ve axion skalalarından uzakta bir kütleyle sahip olmayan bu ağır  $\psi_\mu$  Higgs enflasyonunun sağlayıcısı olarak davranır. (Elbette bütün bunlar ancak denklem (3.20)'deki  $\psi_\mu$  katkısının sağ el nötrinolardan gelen benzer katkılar eliyle nötralize edilmesi suratiyle küçük hiyerarşi probleminin ortadan kalkması halinde bir anlam ifade edecektir.)

Orta değerlerde bir cut-off,  $\Lambda \ll M_{Pl}$ , için  $n_b - n_f$   $M$  kütlesini aşağı çekecek kadar büyük olabilir. Aslına bakılırsa,  $n_b - n_f \cong 10^{24}$  olduğunda  $M$  kütlesi  $M \sim \text{TeV}$  olacak şekilde aşağıya çekilebilir ve bu durumda UV cut-off,  $\Lambda \sim 3 \text{ TeV}$  olur. Oldukça kalabalık olan bu NP;  $M$  kütlesi ve  $\Lambda$ 'nın alabileceği en küçük değerlere karşılık gelir. Daha az kalabalık NP sektörleri orta değerlerde  $M$  ve  $\Lambda$ 'ya karşılık gelir. Bütün bunlar göstermektedir ki Higgs-eğrilik kuplajı sayesinde Higgs enflasyonunu gerçekleştirmek mümkündür. Görülmektedir ki Higgs enflasyonu  $\psi_\mu$ 'nün ne kadar ağır olduğuna ve NP sektörünün popülasyonuna bağlıdır. Kütleçekimin (Demir, 2015; Demir, 2016; Demir, 2017)'de olduğu gibi standart modele eklenmesiyle SM model tayfında gizli spin-3/2 alanın başarılı şekilde Higgs enflasyonuna yol açması dikkate değerdir.

### 3.6 Karanlık madde olarak spin-3/2 alan

Evrendeki madde miktarının dörtte birini teşkil eden karanlık madde elektriksel olarak nötr ve uzun ömürlü olmalıdır. Bugüne kadarki olumsuz araştırma sonuçları (Klasen vd., 2015; Kahlhoefer, 2017; Roszkowski vd., 2017), karanlık maddenin bir özelliğini daha ortaya koymuştur. Karanlık madde SM maddesiyle oldukça küçük etkileşime sahip olmalıdır. Spin-3/2 fermion  $\psi_\mu$ 'nün bütün bu özelliklere sahip olduğunu görmek güç değildir. Denklem



(3.6)'daki etkileşim  $c_{3/2}\gamma^\mu$  verteks faktörünü içerdiğinden denklem (3.4)'de ifade edilen sınırlama  $\psi_\mu$ 'nün on-shell olduğu bütün etkileşimleri yasaklar. Bu demektir ki, Şekil 3.1'de gösterildiği gibi  $\psi_\mu$ 'nün bozunumları ve standart model parçacıkları ile her türlü saçılımı yasaktır. Bu nedenle  $\psi_\mu$ 'nün yoğunluğu zamanla değişmez, yani gözlemlenen kalıt yoğunluk (relic density) (Ade vd. [Planck Collaboration], 2016) primordial yoğunluk olmalıdır. Kısa-mesafe fizik bilgisine sahip olmadan relic density hesaplamak mümkün değildir.  $\psi_\mu$ 'nün kütlesi ve kuplajları ise yukarıda üçüncü kısımda tartışıldığı gibi SM parçacıklarıyla saçılmalarına bakılarak belirlenebilir. Kısacası, doğası gereği off-shell bir fermion olan  $\psi_\mu$  karanlık madde adayı olmak için gereken her türlü özelliğe sahiptir.

Tabii ki,  $\psi_\mu$  kurgudaki tek karanlık madde adayı değildir. Hiyerarşi problemini çözmek için gereken kalabalık NP sektörü SM maddesiyle etkileşmeyen pek çok alana ev sahipliği yapmaktadır. Bütün bu alanlar olası karanlık madde ve karanlık enerji adaylarıdır. Etkileşmeyen NP alanları dolayısıyla evrendeki karanlık madde dağılımına katkı verirler. Fakat bu alanları doğrudan ya da dolaylı olarak gözlemek tabii ki mümkün olmayacaktır. Aslında bu alanlar SM maddesiyle dengeye ulaşmak zorunda değildirler. İlginç şekilde,  $\psi_\mu$  ve NP içindeki diğer münzevi alanların hepsi SM tayfında gizli ekstra alanlar olarak karşımıza çıkmaktadır. Kendini sadece sanal olarak belli eden  $\psi_\mu$ 'nün aksine NP singletleri tamamen el değmemiş kalırlar. Buradan çıkarılacak temel ders, karanlık maddenin gözlemlenemeyen ve farkedilemeyen bir bileşenin olabileceğini hiç bir zaman aklımızdan çıkarmamız gerektiğidir.

### 3.7 Sonuç

Bu çalışmada denklem (3.4)'de ifade edilen sınırlamaya tabi; denklem (3.6) aracılığı ile SM parçacıklarıyla etkileşen, kütleli, spin-3/2 bir parçacık olan  $\psi_\mu$  ele alınmıştır. Bu parçacık SM tayfında doğası gereği off-shell bir parçacık olarak saklanmaktadır. Öncelikle üçüncü kısımda bu parçacığın çarpıştırıcı izleri  $\nu_L h \rightarrow \nu_L h$  ve  $e^+ e^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  saçılmaları özelinde ele alınmıştır. Daha sonra, bu parçacığın halka etkileri ele alınmış ve SM'deki küçük ve büyük hiyerarşi problemlerine nasıl bir etkisi olduğu tartışılmıştır. Bunlardan büyük olanı kütle-çekimi SM'e entegre etmek suretiyle çözdükten sonra görülmüştür ki bu sayede Higgs enflasyonu olasıdır. Son olarak  $\psi_\mu$ 'nün ancak analiz edilmiş olan saçılma prosesleriyle gözlemlenebilecek muhtemel bir karanlık madde adayı olabileceği gösterilmiştir.



## 4. GÖZDEN KAÇAN KANALLARI SPİN-3/2 PARÇACIK YOLUYLA AÇIĞA ÇIKARMA

Farklı bir perspektiften Standart Modelin (SM) bir genişletilmesi olarak spin-3/2 parçacıklar üzerine çalışılmıştır. Bu çalışmada normal madde ile etkileşiminin sadece SM'in tekil (singlet) yapıları ile olacağı varsayılmıştır. Böyle bir parçacığın ilgi çekici özelliği; üzerindeki kısıtlamalar egzotik spinörün sadece ara parçacık olarak var olması için sınırlama getirmektedir. Bu yüzden, o sadece dolaylı olarak yapılan aramalarda farkedilebilir. Spin-3/2 parçacık aracılığı ile tek foton üretim kanalının simülasyonu yapılarak LHC'nin (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) şuanki çözünürlük (resolution) sınırları içinde olması için parametre uzayı belirlenmiştir. Sinyalin standart modelin deneysel verilerden elde edilen zeminine oranı zeminin baskın geldiği durum için spin-3/2 parçacığının kütlesine bir üst sınırlama olduğunu göstermektedir ve bu şekilde bu parçacığın varlığını ortaya çıkarmak mümkündür. Bu üst kütle değerinin altında sinyal zeminden yaklaşık altı kat daha yüksektir. Yine de; senaryo bu üst kütle sınırının aşılması durumunda da kusursuz bir karanlık madde adayı olabilmesi gerçeği sebebiyle umut vericidir.

### 4.1 Giriş

LHC'in Run-I fazı (Aad vd. [ATLAS Collaboration], 2012; Chatrchyan vd. [CMS Collaboration], 2012) boyunca gözlemlenen spini, CP özellikleri ve SM parçacıkları ile etkileşimleri açısından SM Higgs bozonu ile uyumlu olan ilk temel skaler alan SM'in bilimsel zaferi olarak kabul edilmektedir (Aad vd. [ATLAS Collaboration], 2012; Chatrchyan vd. [CMS Collaboration], 2012; Chatrchyan vd. [CMS Collaboration], 2013). Bu yeni alanın gelecekteki LHC deneylerinde veya diğer çarpıştırıcı deneylerinde tam bir portresinin oluşturulması bir sonraki temel görevdir ki bu durumda gözlemlenen SM'den sapmalar ve deneysel anomaliler SM ötesi senaryolar için ipucu sağlayabilir. Bu sebeple, SM ötesi araştırmalarda Higgs makul sinyallere sebep olan amaca uygun etkileşimlerin keşfedilmesinde önemli bir araçtır. Prensip olarak, doğallık ve kayıp karanlık madde adayı problemleri SM ötesi senaryolar için temel motivasyonlardır ve çarpıştırıcı araştırmalarında keşfedilmeyi bekleyen bazı zarif çözümler bulunmaktadır (Demir, 2016; Demir, 2014a; Karahan ve Korutlu, 2014; Demir vd., 2014; Demir vd., 2015).

SM ötesi senaryolar arasında relativistik versiyonu ilk olarak Rarita ve Schwinger tarafından sunulan (Rarita ve Schwinger, 1941) egzotik spin-3/2 fermiyon  $\psi_\mu$ 'yü somutlaştıran modeller belirgin keşif kanalları ile ilginç bir olasılık olarak görev yapabilir.



Egzotik spin state'i resmin içine sokmanın en etkili stratejisi SM ayar grubu  $G_{SM} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  altında tekil (singlet) yapılar ile kuplajını yapmak olabilir. Uygun SM tekil kompozitler  $L$ 'nin lepton ve  $H$ 'nin Higgs dubleti olduğu  $\bar{L}H$  ve hiper yük alan şiddeti tensörü  $B_{\mu\nu}$  yapılarıdır. Spin-3/2 fermiyon ile etkileşime giren  $\bar{L}H$  amaca uygun bir operatör verir.  $B_{\mu\nu}$  ise 5-boyutlu daha yüksek dereceden bir operatördür ve kendisine eşlik eden bir sağ el nötrino ile uygulanabilir. SM olmayan sektör gizli bir ayar grubu  $G_H$  altında yüklü olabilirken SM singlet portal ile etkileşebilmesi için SM ayar grubu altında değişmez olması gerekmektedir.

SM parçacık spektrumunun bir spin-3/2 parçacığı ve sağ el nötrino ile genişletildiği böyle bir senaryoda daha fazla dikkat gerektiren gözden kaçmış tek foton üretim kanalı ortaya çıkmaktadır. ATLAS (Aad vd. [ATLAS and CMS Collaborations], 2013; Aad vd. [ATLAS Collaboration], 2015) ve CMS (Chatrchyan vd. [CMS Collaboration], 2012; Khachatryan vd. [CMS Collaboration], 2016) grupları tek foton içeren yeni fizik arayışları üzerine sonuçlarını ve  $\sqrt{s} = 7 TeV$  ve  $\sqrt{s} = 8 TeV$  kütle merkezi enerjilerinde kayıp enine momentum sonuçlarını yayınladılar. Son zamanlarda,  $\sqrt{s} = 13 TeV$  analizleri de SM ötesi fiziğe en iyi duyarlılıkla ATLAS grubu tarafından rapor edilmiştir (Aaboud vd. [ATLAS Collaboration], 2016). Bu çalışmadaki senaryoda, spin-3/2 alan aracılığıyla elde edilen tek foton üretimi çok temiz ve belirgin rezonans sinyaline sebep olurken eşlik eden nötrinolar dedektörü iz bırakmadan terk etmektedir.

Bu çalışmada, SM parçacık spektrumunu bir spin-3/2 parçacık ve bir sağ el nötrino ile genişleterek LHC'de  $\sqrt{s} = 13 TeV$  için tek foton sinyalinin simülasyonu yapılmış ve analiz edilmiştir. Analizde spin-3/2 parçacıklarının etkileşimlerinin (Christensen, 2013)'da verildiği gibi tanımlandığı modelimizi uygulamak için FeynRules (Christensen ve Duhr, 2009), Feynman diyagramları hesapları, çoklu-parçacık faz uzayı üzerinden integraleme ve parton düzeyinde olay simülasyonları için CalcHEP (Belyaev vd., 2013) simülasyon programları kullanılmıştır. FeynArts ile CalcHEP arasındaki arayüz (Christensen vd., 2011) referansı aracılığı ile mümkündür. Bu çalışmada yapılan spin-3/2 ara durumu aracılığıyla üretilen tek foton sinyali üzerindeki analiz bazı özel parametre uzayı için böyle bir üretimin LHC'de deneysel olarak ulaşılabilir olduğunu ve sonuçların (Aaboud vd. [ATLAS Collaboration], 2016) referansında sunulan son bulgular ile uyum içerisinde olduğunu bildirmektedir. Bu modelin özgünlüğü SM'de olmayan  $\bar{L}H$  singleti aracılığıyla yapılan etkileşimin sadece off-shell olarak ortaya çıkmasıdır. On-shell durumunda bu terim arkasında SM'de kayıp olan tam anlamıyla bir karanlık madde adayı olan kararlı ve kütleli bir aradurum bırakır. Literatürdeki birçok diğer karanlık madde senaryolarının aksine bu model son durumda ortaya çıkmayan ve varlığının kanıtlanması çarpıştırıcılarda dolaylı aramalarla olabilecek böyle bir parçacığı barındırmaktadır. Model özgün davranışlarıyla mantıklı bir karanlık madde senaryosudur ve daha ileri araştırmalar gereklidir.



Bu bölümde anlatılacak olan çalışma şu şekilde devam edecektir: Bölüm 4.2'de model tanımlanacak olup Bölüm 4.3'de çarpıştırıcı ve karanlık madde analizleri verilecektir. Son olarak Bölüm 4.4'de elde edilen sonuçların değerlendirilmesi yapılacaktır.

## 4.2 Model

İlk olarak Rarita ve Schwinger tarafından sunulan (Rarita ve Schwinger, 1941) relativistik spin-3/2 fermiyonu  $\psi_\mu$  Lorentz indeksi taşıyan ve aşağıdaki serbest hareket denkleminin uyan bir Dirac spinörü (spin-1/2) ile tanımlanmaktadır.

$$(\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\gamma_5\gamma_\rho\partial_\sigma + 2iM\gamma^{\mu\nu})\psi_\nu = 0 \quad (4.1)$$

Burada  $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$  rank-4 antisimetrik tensör,  $M$  spin-3/2 parçacığın kütlesidir ve

$$\gamma^{\mu\nu} = \frac{i}{4}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu) \quad (4.2)$$

İlgili serbest Lagrangian

$$L_{3/2}^{free} = \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\bar{\psi}_\mu\gamma_5\gamma_\sigma\partial_\nu\psi_\rho + 2iM\bar{\psi}_\mu\gamma^{\mu\nu}\psi_\nu \quad (4.3)$$

$\psi_\mu$ 'nin serbestlik derecesindeki fazlalık aşağıdaki kısıtlamalar kullanılarak yok edilmektedir:

$$\gamma^\nu\psi_\nu = 0, \quad \partial^\nu\psi_\nu = 0 \quad (4.4)$$

Denklem (4.4), denklem (4.1)'deki Dirac spinörü gibi dönüşen parçaları yok eder ve  $\psi_\nu$  için aşağıdaki hareket denklemini verir:

$$(-i\gamma^\mu\partial_\mu + M)\psi_\nu = 0 \quad (4.5)$$

Burada Denklem (4.4)'deki iki kısıtlamanın alan on-shell iken gerekli olduğunu belirtmek önemlidir. Off-shell alan hem spin-1/2 hem de spin-3/2 fermiyonları içerebilir. Off-shell propagatör için payda şu şekilde verilir:

$$S^{\mu\nu}(p) = \frac{i}{\gamma^\mu p_\mu - m} \Pi_{3/2}^{\mu\nu}(p) \quad (4.6)$$

Burada

$$\Pi_{3/2}^{\mu\nu}(p) = \left[-\eta^{\mu\nu} + \frac{p^\mu p^\nu}{M^2}\right] [\gamma^\alpha p_\alpha + M] - \frac{1}{3} \left[\gamma^\mu + \frac{p^\mu}{M}\right] [\gamma^\alpha p_\alpha - M] \left[\gamma^\nu + \frac{p^\nu}{M}\right] \quad (4.7)$$



Spin-3/2 alan ile ilgili daha detaylı bilgi (Christensen, 2013) referansında ve bu referansın referanslarında bulunabilir.

Bu çalışmadaki modelde, SM-singlet sağ el nötrino  $v_R$  ile birlikte SM-singlet bir spin-3/2 parçacığı tanımlandı. Bu alanlar SM-singlet durumlarken, SM alanları ile de SM-singlet kompozitleri  $\bar{L}H$  ve  $B_{\mu\nu}$  aracılığıyla etkileşmektedirler. Bu çalışmanın amaçları doğrultusunda,  $\psi_\nu$  ve  $v_R$  içeren Lagrangian şu şekilde varsayılmaktadır:

$$L_{3/2}^{int} = c_{3/2} \bar{L}H\gamma^\nu\psi_\nu + \frac{c_1}{\Lambda} v_R \gamma^{\mu\nu\rho} \psi_\rho B_{\mu\nu} + h.c. \quad (4.8)$$

$c_{3/2}$  ve  $c_1$   $\psi_\nu$  ile  $v_R$  alanlarının sıradan SM parçacık ve birbirleriyle etkileşim sabitleridir.  $\Lambda$  yeni fizik kesilim (cut-off) skalasıdır ve

$$\gamma^{\mu\nu\rho} = \frac{1}{6} [\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma^\rho + \gamma^\nu\gamma^\rho\gamma^\mu + \gamma^\rho\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu\gamma^\rho - \gamma^\mu\gamma^\rho\gamma^\nu - \gamma^\rho\gamma^\nu\gamma^\mu] \quad (4.9)$$

$L_{3/2}^{int}$ 'da bulunan ilk terim  $\psi_\nu$ 'nün SM alanlar ile renormalize düzeyde etkileşime girdiği tek terim olmakla birlikte Denklem (4.4)'deki ilk kısıtlamaya göre bu terim  $\psi_\nu$  on-shell ise kaybolmaktadır. Bu nedenle etkileşim Lagrangianında ilk terim aracılığıyla üretilen  $\psi_\nu$  anında bozunmalıdır. Denklem (4.8) 'deki ikinci terimin, temiz bir foton sinyali üretmek üzere dahil edilmesi şartıyla  $\psi_\nu$  parçacığının bozulması mümkündür. Model sadece dört yeni parametre  $c_{3/2}, c_1, \Lambda$  ve  $M$  tanımlaması ve  $\psi_\nu$ 'nün SM parçacıklar ve sağ el nötrino  $v_R$  ile off-shell etkileşimleri yoluyla temiz bir tek foton üretim kanalı tanımlaması gibi özgün davranışları açısından oldukça yalındır. Denklem (4.8)'deki ilk terimin kaybolması arkasında kütleli ve çok kararlı bir karanlık madde adayı bırakması gibi diğer bir ilginç özelliği de beraberinde getirmektedir.

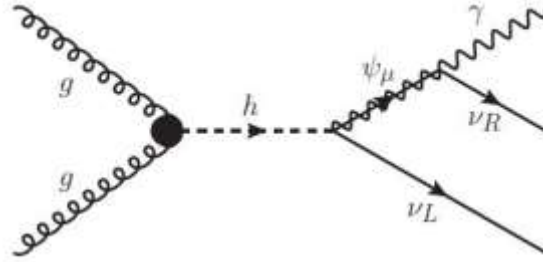
### 4.3 Fenomoloji

Önceki bölümde tanımlanan model için LHC'de  $\sqrt{s} = 13 TeV$  kütle merkezi enerjisinde tek foton üretim kanalı analiz edilmiştir. Bu analiz için spin-3/2 parçacıkların (Christensen, 2013) referansı ile tanımlandığı FeynRules ve CalcHEP (Belyaev vd., 2013) programları kullanılmıştır. Parton düzeyinde olay simülasyonu için CalcHEP programı içine yerleştirilen cteq6l PDF set kullanılmıştır. Bu bölüm LHC ve karanlık madde araştırmaları olarak iki bölüme ayrılmıştır.



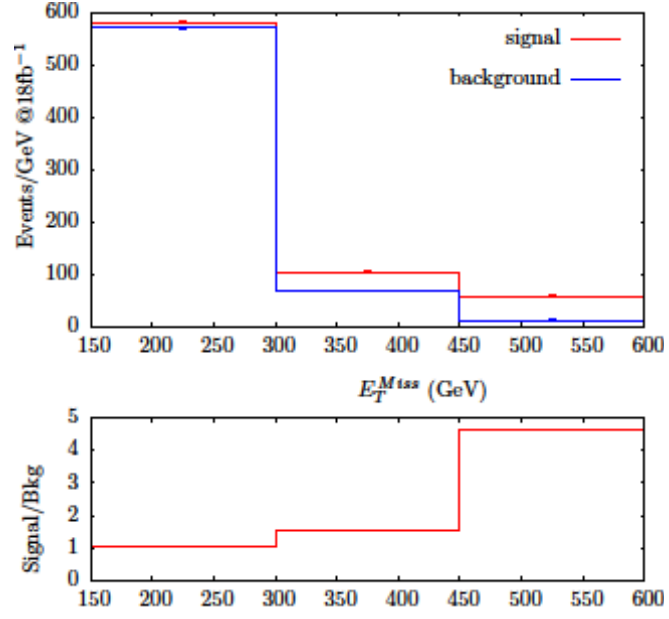
### 4.3.1 LHC Araştırmaları

Bu bölümde spin-3/2 ara parçacığı yoluyla üretilen kayıp enerji ile tek foton ( $\gamma + E_T^{miss}$ ) için olay sayısı analizlerinin sonuçları verilecektir ve LHC'de p-p çarpışmalarında  $\sqrt{s} = 13 TeV$  kütle merkezi enerjisinde  $18 fb^{-1}$  entegre luminosity'de ilgili SM zemini ile karşılaştırılacaktır. Bu prosesin Feynman diyagramı Şekil 4.1'de verilmiştir.



Şekil 4.1. Spin-3/2 parçacığı aracılığıyla tek foton üretimi için Feynman diyagramı

Olay sinyali  $E_T^{miss} \geq 150 GeV$ ,  $p_T \geq 150 GeV$  ve  $|\eta| < 1.37$  cut'lar uygulanarak optimize edilmiştir. Optimize edilmiş sinyal bölgesi için kriter ATLAS grubu tarafından  $\sqrt{s} = 13 TeV$  kütle merkezi enerjisinde yapılan son tek foton analizine dayanmaktadır (Aaboud vd. [ATLAS Collaboration], 2016). SM dışı etkileşimler yoluyla tanımlanan yeni girdilerin parametre uzayı şu şekilde alınmıştır:  $c_{3/2} = 1$ ,  $c_1 = 1$ ,  $\Lambda = 5 TeV$  ve  $M = 500 GeV$  veya  $M = 750 GeV$ . Yeni fiziğin yeni skalası tek foton olayının varolan deneysel sonuçları ile çatışma içinde olmaması için  $5 TeV$  morötesi ölçeği olacak şekilde seçilmiştir. Şekil 4.1'deki proses için  $150 \leq E_T^{miss} \leq 600 GeV$  kayıp enerji aralığında ve  $M = 500 GeV$  için toplam olay sayısı SM'de  $Z \rightarrow \nu\nu\gamma$  arka plan prosesi ile karşılaştırılmıştır. Şekil 4.2  $M = 500 GeV$  için kayıp enerjyi göstermektedir. Sonuçlar göstermiştir ki: SM zeminini bastırmak için yüksek kayıp enerji  $E_T^{miss}$  gereklidir.

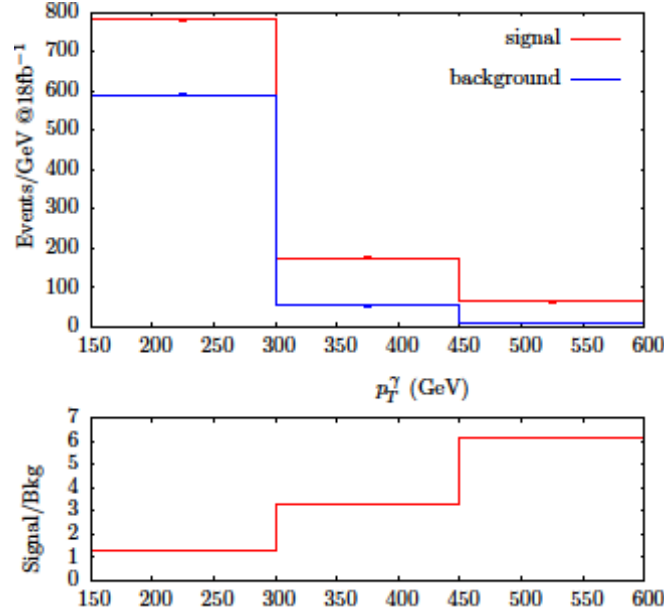


Şekil 4.2.  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  kütle merkezi enerjisinde  $18 \text{ fb}^{-1}$  lüminositide proton-proton çarpışmasında simülasyonu yapılan kayıp enerjiye göre olay sayısı ( $M = 500 \text{ GeV}$ ). Hata çubukları istatistikseidir.

Şekil 4.2 aşağıdaki gibi özetlenebilir:

- $E_T^{miss} < 300 \text{ GeV}$ : Sinyal SM arka planında kaybolmaktadır.
- $300 < E_T^{miss} < 450 \text{ GeV}$ : Sinyal SM arka planından yaklaşık 1.5 kat daha büyüktür.
- $450 < E_T^{miss} < 600 \text{ GeV}$ : Sinyal SM arka planından yaklaşık 4.5 kat daha büyüktür.

Benzer davranışlar  $150 \leq p_T \leq 600 \text{ GeV}$  arasında enine foton momentumuna göre olay sayılarını gösteren Şekil 4.3'de de görülmektedir.

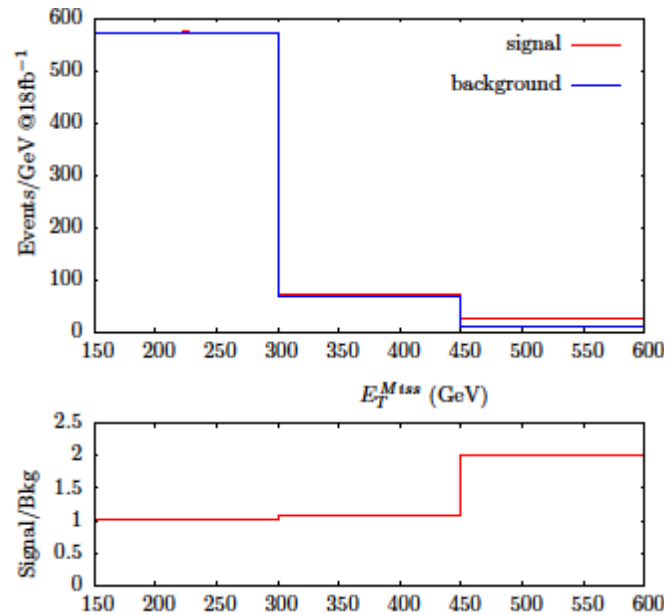


Şekil 4.3.  $\sqrt{s} = 13$  TeV kütle merkezi enerjisinde  $18 \text{ fb}^{-1}$  lüminositide proton-proton çarpışmasında simülasyonu yapılan enine foton momentumuna göre olay sayısı ( $M = 500 \text{ GeV}$ ). Hata çubukları istatistikseidir.

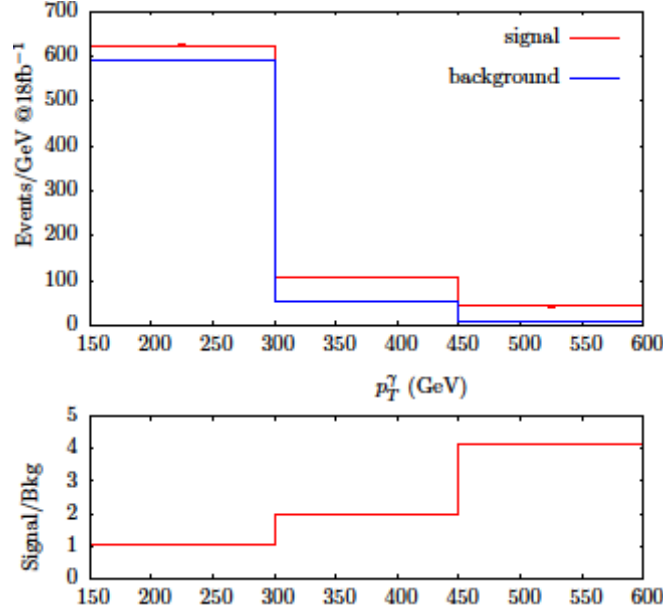
Şekil 4.3'e göre;

- $p_T^\gamma < 300 \text{ GeV}$ : Sinyal SM arka planından yaklaşık 1.5 kat daha büyüktür.
- $300 < p_T^\gamma < 450 \text{ GeV}$ : Sinyal SM arka planından yaklaşık 3.5 kat daha büyüktür.
- $450 < E_T^{miss} < 600 \text{ GeV}$ : Sinyal SM arka planından yaklaşık 6.5 kat daha büyüktür.

Benzer analizler  $M = 750 \text{ GeV}$  için de yapılmıştır. Sonuçlar Şekil 4.4 ve Şekil 4.5'de sunulmuştur.



Şekil 4.4.  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  kütle merkezi enerjisinde  $18 \text{ fb}^{-1}$  lüminositede proton-proton çarpışmasında simülasyonu yapılan kayıp enerjiye göre olay sayısı ( $M = 750 \text{ GeV}$ ). Hata çubukları istatistikseldir.



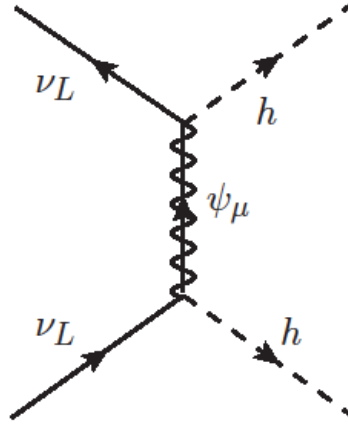
Şekil 4.5  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  kütle merkezi enerjisinde  $18 \text{ fb}^{-1}$  lüminositede proton-proton çarpışmasında simülasyonu yapılan enine foton momentumuna göre olay sayısı ( $M = 750 \text{ GeV}$ ). Hata çubukları istatistikseldir.

Bu sonuçlara göre  $M = 750 \text{ GeV}$  değeri kritik değerdir. Diğer bir deyişle  $M < 750 \text{ GeV}$  değerleri için sinyal ulaşılabilir.  $M = 750 \text{ GeV}$  ve daha yüksek kütle değerleri için SM arka planı dominanttır ve spin-3/2 parçacıklarının varlığını deneysel araştırmaların çerçevesini sınırlayan şuanki LHC rezülasyonunda öne sürmek mümkün değildir.  $\Lambda = 5 \text{ TeV}$  ve  $M = 750 \text{ GeV}$  üzerindeki kütle değerlerinin olumsuz gibi görünen bu sonuçlar spin-3/2 parçacığının bir karanlık madde adayı olabileceği konusunda bize bir opsiyon sağlamaktadır. Bölüm 4.3.2 de spin-3/2 spinörünün karanlık madde davranışları açıklanacaktır.

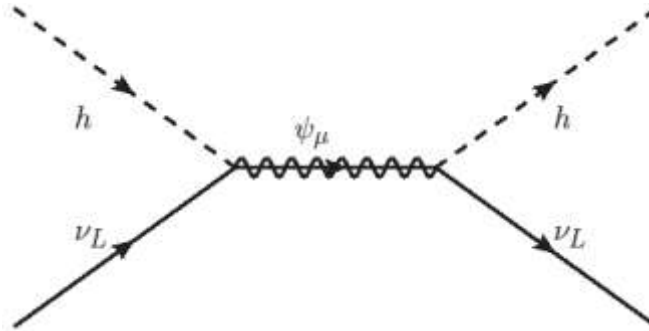
#### 4.3.2 Karanlık Madde Araştırmaları

Bu çalışmada verilen spin-3/2 parçacığı SM parçacıklar ile sadece bir ara durum olarak etkileşime girmektedir. Düşük düzeyde  $\psi_\mu$  parçacığının diğer etkileşimlere girmesini engelleyen Denklem (4.4)'de verilen serbestlik derecesini düşüren kısıtlamalardır. Sonuç olarak, spin-3/2 parçacığı direkt olarak ortaya çıkarmak mümkün değildir. Varlığını sadece dolaylı yoldan bir önceki 4.3.1 bölümünde anlatılan tek foton sinyali aracılığıyla anlaşılabilir. Fakat 750 GeV kütle değerlerinin üzerinde SM arka planı sinyali baskılamaktadır ve bu

durumda spin-3/2 parçacık için dolaylı olarak bile hiçbir kanıt yoktur. Yine de, bu egzotik alanı incelemeye değerdir, çünkü bu kısıtlama spin-3/2 parçacığının kararlı doğasının inceliği sebebiyle mükemmel bir karanlık madde adayı “bir sanal karanlık madde parçacığı” olma durumunu ortaya çıkarmaktadır. Şekil (4.6) ve Şekil (4.7)’deki iki Feynman diyagramı bu sanal karanlık madde adayının olası ağaç-düzeyi (tree-level) etkileşimlerini göstermektedir.



Şekil 4.6. Spin-3/2 ara durumu aracılığıyla gerçekleşen nötrino-nötrino saçılmasının Feynman diyagramı



Şekil 4.7. Spin-3/2 ara durumu aracılığıyla gerçekleşen higgs-nötrino saçılmasının Feynman diyagramı

#### 4.4 Sonuç

Egzotik Spin-3/2 alanının sağ el nötrino ile SM singlet kompozitleri  $\bar{L}H$  ve  $B_{\mu\nu}$ 'na kuplajı daha fazla dikkat isteyen ilginç davranışlar göstermektedir. Hepsinden önce, egzotik spinörün SM'in Higgs portalı ile etkileşimi sadece off-shell durumunda mevcuttur. Bu durum böyle bir parçacığın varlığının sadece dolaylı aramalarda izlenmesi anlamına gelmektedir. LHC'de yapılan araştırmalarda tek foton üretim kanalı iyi bir başlangıç noktası olabilir. Çünkü LHC'nin son çözünürlüğü bu ara durumu incelemeye elverişlidir.

Bu çalışmadaki detaylı analiz sonuçları göstermiştir ki; kesilim ölçeği  $\Lambda = 5 TeV$  için ötesinde SM arka planının baskın olduğu  $M = 750 GeV$  kütle değerinin  $\sqrt{s} = 13 TeV$  kütle



merkezi enerjisinde  $18 fb^{-1}$  lüminositide proton-proton çarpışmasında spin-3/2 parçacığı için kritik kütle değeridir ve bu parçacığın varlığı için herhangi bir kanıt bulmak olası değildir. Daha düşük kütle değerleri bu parçacığın varlığının LHC'nin süregelen araştırmalarıyla belirlenmesi için bir okadar daha uygundur. Bu çalışmada belirtilen senaryoda, tek foton üretim kanalı LHC dedektörlerinde çok temiz sinyal bırakmakta çünkü fotona eşlik ederek çıkan parçacıklar nötrinolardır ve onlar kendilerini sadece kayıp enerji formunda gösterirler.  $M = 500 GeV$  için kayıp enerji ve enine foton momentumu formundaki sinyal/ arka plan oranı analizi hem kayıp enerji hem de enine foton momentumu için en iyi çözünürlüğü kazanmıştır (yaklaşık olarak 6 kat daha yüksek). Böyle bir durumun ikinci ilginç özelliği ise spin-3/2 parçacığının sanal bir karanlık madde adayı olabilmesidir. On-shell'de sıfırlanan terimler nedeniyle, spin-3/2 parçacığı doğal bir şekilde kararlı olur ve SM'nin kayıp karanlık madde adayı problemine ışık tutar.

Sonuç olarak, SM içine SM singlet kopozitleri aracılığıyla sızan spin-3/2 parçacığı LHC'nin süregelen statüsünde tek foton üretimi aracılığıyla umut verici bir gözlem kanalı sunmaktadır ve bu fiilen var olan sektör SM'in saklı uzantısı olabilir.  $750 GeV$  üzerindeki kütle değerleri durumunda senaryo spin-3/2 parçacığını sanal bir karanlık madde adayı olarak somutlaştırması sebebiyle hala umut vaadedicidir. Bu aşamada, daha yüksek lüminositi değerleri bu ilginç parçacığın gözleminde daha iyi çözünürlük elde etmede faydalı olabilir.

## 5.EĞRİLİKÇE RESTORE EDİLEN AYAR DEĞİŞMEZLİĞİ VE ULTRAVİYOLE DOĞALLIK

Bu çalışmada  $(a\Lambda^2 + b|H|^2)R$  ifadesinin eğriliği  $R$  olan bir uzay-zamanda; düz uzay-zaman Standart Modelindeki  $(a\Lambda^4 + b\Lambda^2|H|^2)$  'nin doğal bir UV tamamlaması olduğu gösterilmektedir. Bu ifadede  $H$  Higgs alanını,  $\Lambda$  UV skalasını,  $a$  ve  $b$  ise halka faktörlerini temsil eder. Bu UV tamamlaması,  $\Lambda$  kütleli bir düz uzay-zaman ayar teorisinin kesim-görünümü  $R = 4\Lambda^2$ 'de kütsüz bir eğri uzay-zaman ayar teorisine dönüşmesi gerçeğine dayanır. Bu durum kütleçekim ve maddenin düşük enerji efektif olgular olduğu eğri uzay-zaman için bir simetri mekanizması sağlar. Eğer yeni fizik, fermion sayısından 63 fazla bozona sahip olursa SM ile etkileşime gerek duymadan ve karanlık maddenin doğal bir müjdecisi olduğu bir durumda, kütleçekim doğru bir şekilde doğar. Tayfına ve SM'e olan kuplajlarına bağlı olarak çeşitli kozmolojik astrofiziksel ve çarpıştırıcı olaylarına sebebiyet verebilir.

Higgs bozonunun keşfi ile tayf olarak tamamlanan Standart modelin Fermi skalasındaki fiziği tanımladığı deneysel olarak kanıtlanmıştır. SM'in UV yönündeki geçerliliği yeni bir UV fiziği tarafından çevrelendiği  $\Lambda$  fiziksel skalasında sona erer. Bütün trans-Fermi yüksek



frekans dalgalanmalarının entegre edilmesiyle elde edilen düşük enerjili SM alanları  $\psi_{SM}, \eta_{\mu\nu}$  metrikli düz uzay-zamanda

$$S(\eta) = S_{G_F}(\eta, \psi_{SM}, \log(G_F \Lambda^2)) + S_{\Lambda}^0(\eta) + S_{\Lambda}^1(\eta) \quad (5.1)$$

efektif aksiyonunu yaratır. Burada  $S_{G_F}(\eta, \psi_{SM}, \log(G_F \Lambda^2))$  logaritmik katkılarca desteklenen ağaç seviyesi SM etkileşmelerini,

$$S_{\Lambda}^0(\eta) = \int d^4x \sqrt{\|\eta\|} \{a\Lambda^4 + a_m \Lambda^2 m_H^2 + b\Lambda^2 H^\dagger H\} \quad (5.2)$$

UV-ölçekli bir Higgs bosonu kütlesiyle birlikte UV-ölçekli bir boşluk enerjisini ilave eder.

$$S_{\Lambda}^1(\eta) = \int d^4x \sqrt{\|\eta\|} c_V \Lambda^2 \eta_{\mu\nu} Tr\{V^\mu V^\nu\} \quad (5.3)$$

ise UV-ölçekli ayar bosonu kütlesini ekler ki hiperyük, isospin ve renk yükleri UV skalasında açık bir şekilde kırılınsın (Peskin ve Schroeder, 1995).

Yukarıda  $\Lambda$ , aynen  $G_F$  gibi doğanın temel bir skalasıdır. Bu skala halka integrallerini kontrol altına almak için kullanılan momentum cut-offlarının aksine fiziksel bir skaladır. Bu bakımdan,  $S(\eta)$ , fiziksel efektif bir teoridir ve hiçbir parçası ki bunlara  $S_{\Lambda}^0(\eta)$  ve  $S_{\Lambda}^1(\eta)$  da dahil dilediğimizce değiştirilemez. Eğer  $\Lambda$  bir formal momentum cut-off'u olsa idi  $S_{\Lambda}^0(\eta)$  ve  $S_{\Lambda}^1(\eta)$  terimlerini cut-off regularizasyonundan boyutsal regularizasyona geçmek suretiyle yok etmek mümkün olabilirdi. Kütleleri  $\Lambda$  ile sadece logaritmik şekilde değişen kuarklar ve leptonlar Fermi skalasında kırıdamadan dururlar. Higgs mekanizması ışığında bakıldığında  $S_{\Lambda}^0(\eta)$  ve  $S_{\Lambda}^1(\eta)$  bozguncular olarak görünürler. Bu iki terim standart modelin doğallığını bozarlar (Veltman, 1981; Susskind, 1979; Weisskopf, 1939). Süper simetri, ekstra boyutlar ve technicolor gibi SM genişletmeleri de henüz çarpıştırıcı araştırmalarında görülmemişlerdir (LHC Exotica and SUSY results). Dolayısıyla SM 'in başka bir yolla doğallaştırılması gerekir. Bu mekanizma eğer ki varsa (i) ayar değişmezliğini sağlamak için  $S_{\Lambda}^1(\eta)$  terimini yok etmeli (ii) Higgs sektörünü stabilize etmek için  $S_{\Lambda}^0(\eta)$  terimini iyileştirmeli, ve (iii) arkasındaki UV fiziğine açıklığa kavuşturmak için  $\Lambda$ 'ı aydınlığa kavuşturmalıdır. Bütün bunlara çalışmanın devamında (çalışma (Demir, 2015)'deki gibi afin geometri aracılığıyla değil) ayar değişmezliğinin yeniden kurulması yoluyla yaklaşılmaktadır.

Ayar simetrilerini UV'de yeniden kurmak adına birbirine "by parts" integralleme ile dönüştürülebilen ayar kinetik fonksiyonelleri

$$I(\eta) = \int d^4x \sqrt{\|\eta\|} c_V Tr\{\eta_{\mu\nu} \eta_{\alpha\beta} V^\mu V^\nu\} \quad (5.4)$$

ve onun  $R_\xi$  ayarına "by parts" integralleme ile dönüşmüş şeklini

$$\tilde{I}(\eta) = \int d^4x \sqrt{\|\eta\|} 2c_V Tr\{V^\mu (-\mathcal{D}^2 \eta_{\mu\nu} + \mathcal{D}_\mu \mathcal{D}_\nu + V_{\mu\nu}) V^\nu\} \quad (5.5)$$

tanımlamak faydalı olacaktır. Bu "by parts" eşleniklik  $S_{\Lambda}^1(\eta)$  'in eşleniği

$$\tilde{S}_{\Lambda}^1(\eta) = -\frac{1}{2} I(\eta) + \frac{1}{2} \tilde{I}(\eta) + S_{\Lambda}^1(\eta) \quad (5.6)$$

ifadesini oluşturmak için kullanılabilir. Buna karşılık gelen efektif aksiyon



$$\tilde{S}(\eta) = S_{G_F}(\eta, \psi_{SM}, \log(G_F \Lambda^2)) + S_{\Lambda}^0(\eta) + \tilde{S}_{\Lambda}^1(\eta) \quad (5.7)$$

$S(\eta)$ 'ya denktir. Fakat bu dinamik eşdeğerlik uzay-zaman geometrisine karşı oldukça savunmasızdır. Gerçekten de,  $\eta_{\mu\nu}$ 'yü eğri uzay metriği  $g_{\mu\nu}$  'ye atanmış belirli bir sabit değer olarak farz edip çıkarımsal olarak bu atamayı şu şekilde

$$\eta_{\mu\nu} \leq g_{\mu\nu} \quad (5.8)$$

kaldırdığımızda;  $\tilde{S}_{\Lambda}^1(\eta)$  olduğu gibi eğri uzay zamana taşınır ve  $\tilde{S}_{\Lambda}^1(g) \neq S_{\Lambda}^1(g)$  olduğu görülür çünkü  $\tilde{I}(g) \neq I(g)$ . Bunun sebebi  $\tilde{I}(g)$  'nin  $\tilde{I}(\eta)$  'den farklı olarak yalnızca  $V_{\mu\nu}$  değil  $V_{\mu\nu} + R_{\mu\nu}(g)$  ( burada  $R_{\mu\nu}(g)$   $g_{\mu\nu}$ 'nün Ricci eğriliğidir ) içermesidir. Aslında bu eşdeğer olmama durumu ayar sektörünü uysallaştırma adına gizli bir nimettir. Gerçekten de  $S_{\Lambda}^1(g)$  içindeki  $\Lambda^2 g_{\mu\nu}$ ,  $R_{\mu\nu}(g)$ 'ye verilmiş belirli bir değer olarak alınır ve çıkarımsal olarak

$$\Lambda^2 g_{\mu\nu} \leq R_{\mu\nu}(g) \quad (5.9)$$

şeklinde kalıdırılırsa;  $S_{\Lambda}^1(g)$

$$S_{\Lambda}^1(R) = \int d^4x \sqrt{\|g\|} c_V R_{\mu\nu}(g) Tr\{V^{\mu}V^{\nu}\} \quad (5.10)$$

halini alır ki burada  $S_{\Lambda}^1(R) + (1/2)\tilde{I}(g) = (1/2)I(g)$  olur ve böylece

$$\tilde{S}_{\Lambda}^1(R) = -\frac{1}{2}I(g) + \frac{1}{2}\tilde{I}(g) + S_{\Lambda}^1(R) \equiv 0 \quad (5.11)$$

olur ki bu da UV'de bütün ayar simetrilerinin yeniden kurulması demektir.  $g_{\mu\nu}$  ( $R_{\mu\nu}$ )'nün tahsisinin kaldırılması Poincare (ayar) grubunun  $\Lambda$  tarafından kırılmasını beyhude çikartır. Klasik eğrilik ayar değişmezliğini yeniden kurarak SM ayar sektörünü doğallaştırır.

Eğer  $\tilde{S}(\eta)$  bir eğri uzay-zaman efektif aksiyonu olan  $\tilde{S}(R)$  'in  $R_{\mu\nu}(g) = \Lambda^2 g_{\mu\nu}$  eğriliğinde ve sonrasında  $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$  metriğinde değerlendirildiği şekilde kurgulanırsa bu doğallaştırma mekanizması standart modelin tamamına yayılır. Yani,  $\tilde{S}(\eta)$ ,  $\tilde{S}(R)$  'in UV skalası kesit görünümüdür:

$$\tilde{S}(\eta) = \tilde{S}(R) \mid \text{önce } R_{\mu\nu}(g) = \Lambda^2 g_{\mu\nu} \text{ alınmalı} \quad (5.12)$$

sonrasında  $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$  alınmalı.

Burada  $\tilde{S}(\eta)$  ve  $\tilde{S}(R)$  ikisi de  $\Lambda$  ihtiva etmekle birlikte farklı fiziksel anlamlar yüklerler.

Fiziksel olarak,  $\tilde{S}(R)$

- $\tilde{S}(\eta)$ 'da bulunmayan hiçbir ekstra kuplaj içermemelidir çünkü yeni bir kuplaj indükleyecek kuantum dalgalanmaları ortada yoktur,
- kütleçekimden başka ekstra bir kuvvet içermemelidir çünkü  $\Lambda$  kütleçekim skalasına yaklaştıkça uzay-zaman esneklik kazanır (Sakharov, 1967).

Standart modeldeki  $n_b = 28$  bosonik ve  $n_f = 90$  fermionik serbestlik derecesi sayılarında bir halka düzeyinde





$$a = \frac{1}{64\pi^2} (n_b - n_f) \quad (5.13)$$

negatif olmasına rağmen yukarıdaki iki koşul sayesinde  $\tilde{S}(R)$  bilindik Einstein-Hilbert formunu

$$\tilde{S}(R) = S_{G_F}(g, \psi_{SM}, \log(G_F \Lambda^2)) + \int d^4x \sqrt{\|g\|} (a\Lambda^2 + a_m m_H^2 + bH^\dagger H) \frac{R(g)}{4} \quad (5.14)$$

kazanır (değişik bir çalışma için bkz. (Demir, 2014a)). Bu demektir ki; kütleçekim ancak SM

$$n_b^{NP} - n_f^{NP} \geq 63 \quad (5.15)$$

olacak şekilde  $G_{NP}$  skalasında yer alan yeni alanlardan oluşan “yeni fizik” (NP) sektörü ile genişletilirse anlamlı bir şekilde indüklenebilecektir. Yeni fizik standart modelden münzevi ise efektif aksiyonu

$$\tilde{S}^{NP}(\eta) = S_{G_{NP}}(\eta, \psi_{NP}, \log(G_{NP} \Lambda^2)) + S_{\Lambda}^{0,NP}(\eta) + \tilde{S}_{\Lambda}^{1,NP}(\eta) \quad (5.16)$$

formunu alır. Skaler alan bulundurmuyor ise

$$S_{\Lambda}^{0,NP}(\eta) = \int d^4x \sqrt{\|\eta\|} a^{NP} \Lambda^4 \quad (5.17)$$

olur ve (5.12)’den dolayı  $\tilde{S}(\eta)$  ve  $\tilde{S}^{NP}(\eta)$  toplamda

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{SM+NP}(R) = & S_{G_F}(g, \psi_{SM}, \log(G_F \Lambda^2)) + S_{G_{NP}}(g, \psi_{NP}, \log(G_{NP} \Lambda^2)) \\ & + \int d^4x \sqrt{\|g\|} \left( \frac{R(g)}{16\pi G_N} + \zeta_H R(g) H^\dagger H \right) \end{aligned} \quad (5.18)$$

veren, eğri uzay-zamanda  $\psi_{SM}$  ve  $\psi_{NP}$  dinamiklerini kapsayan tamamıyla UV-doğal bir efektif teori olur ki burada  $\zeta_H = \frac{b}{4}$  Higgs-eğrilik kuplajını ve

$$G_N = (4\pi(a + a^{NP})\Lambda^2 + 4\pi a_m m_H^2)^{-1} \quad (5.19)$$

ise Newton sabitini temsil eder (bkz. (Demir, 2009; Demir, 2011)). Yalnızca bu eğrilik kuplajları değil aynı zamanda  $S_{G_F}(g, \psi_{SM}, \log(G_F \Lambda^2))$  ve  $S_{G_{NP}}(g, \psi_{NP}, \log(G_{NP} \Lambda^2))$ ’nin içindikiler de düz uzay-zaman efektif aksiyonları  $\tilde{S}(\eta)$  ve  $\tilde{S}^{NP}(\eta)$  içindeki kuplajlarca belirlenir.

Denklem (5.18)’de ki boşluk enerjisi, UV’de hali hazırda  $\propto (m_H^2)^2 \log(G_F \Lambda^2)$  mertebesinde terimlerle doğallaştırıldığı gibi IR’da da doğallaştırılmalıdır çünkü gözlemsel değer olan  $m_\nu^4$ ’den hayli büyüktür. Bu da IR kozmolojik sabit problemi olarak adlandırılır (Demir, 2009; Demir, 2011).

Denklem (5.18)’de, yeni fizik (NP), standart modelden münzevi olduğundan etkileşimsiz karanlık madde için doğal bir habitatdır. SU(6) ayar teorisi ya da iki fermionlu SU(7) ya da  $n_b^{NP} - n_f^{NP} \geq 63$  olmak üzere herhangi birşey olarak modellenebilecek NP tayfı, sadece kütlesi aracılığı ile gözlenebilecek karanlık madde oluşturabilecek kadar münzevidir (Peebles ve Vilenkin, 1999).

Denklem (5.18)’de yüksek mertebeden eğrilik terimleri bulunmaz çünkü Einstein-Hilbert terimini indükledikten sonra SM’de uygun hiç bir kuplaj kalmaz. Gerekirse bu terimler elle



eklenebilir fakat bu durumda  $SM + NP$  'nin herhangi bir tahmin gücü azalır. Aslında, mesela ghostsuz ikinci dereceden  $\int d^4x \sqrt{\|g\|} \{\omega W^2(g) + \gamma(R^2(g) - 6G^2(g))\}$  aksiyonunu eklemek (5.18)'i doğalsızlaştırılmaz fakat Weyl ( $\omega$ ) ve Gauss-Bonnet ( $\gamma$ ) değişmezlerinin bilinmeyen katsayıları yoluyla belirsizleştirir.

Denklem (5.18)'de  $\log(G_F \Lambda^2)$  terimi ile gelen logaritmik UV katkıları  $S_{G_F}(g, \psi_{SM}, \log(G_F \Lambda^2))$  ve  $S_{G_{NP}}(g, \psi_{NP}, \log(G_{NP} \Lambda^2))$ 'nin çarpımsal renormalizasyonuna yol açar. Bu logaritmler  $D = 4 - \epsilon$  boyutlu toplam hacimi  $\mu^{2\epsilon} \infty^{4-2\epsilon}$  olan momentum uzayında halka integralleri olarak yorumlanabilirler. Bu durumda küçük fakat sonlu bir  $\epsilon$  ile  $\log(G_F \Lambda^2) \equiv 2/\epsilon + \log(G_F \mu^2)$  formal denkleği (18)'in logaritmik kısımlarının boyutsal regularizasyon yönteminde formüle edilmesini sağlar (Peskin ve Schroeder, 1995).

Denklem (5.18)'de SM, NP'den ayrıktır. Bu ikisinin kuplajı yeni etkilere yol açar. Bir olasılık  $G_{NP} \cong G_F$  olmadığı sürece süpersimetrideki gibi logaritmik doğalsızlık yaratan  $G_{NP}^{-1/2} \log(G_{NP} \Lambda^2)$  türünden Higgs kütle kaymalarıdır (Martin, 2010). Doğrudan gözlem deneylerinde araştırılan etkileşen karanlık madde bir diğer olasılıktır. Son LHC diphoton sinyali (ATLAS-CONF-2016-018, 2016; CMS-PAS-EXO-16-018, 2016), bu türden bir NP'nin müjdecisi olabilir.

(5.18)'de madde ve kütleçekim her ikisi de Fermi-altı efektif etkileşim olarak fiziken uyumlu bir çerçevede buluşurlar. Kuantum kütleçekim uzak ve klasik kütleçekim tutarsız olduğundan bu canalcı bir özelliktir (Kibble ve Randjbar-Daemi, 1980; Carlip, 2008). Bu ikisi doğallığı arttırmaz (Giudice, 2013; Wells, 2016),.

Özet olarak, ayar değişmezliğinin yeniden kurulması standart modelin kütleçekim aracılığı ile doğallaştırılmasına yol açmıştır. Bu durum sürpriz değildir, çünkü en azından makroskopik dünyada neyin doğal olup neyin doğal olmadığına kütleçekim karar verir. Pisa kulesinin doğal olmadığını düşündüren odur. Bir kalemi ucu üzerinde dik olarak tutmak iki adet dengeleyici kuvvet olmadan bir düzlemde mümkün değilken (Higgsi'nin top kuark'a ve top skuark'a kuplajı), bir eğik düzlemde tek bir kuvvet aracılığı ile bu pekala mümkündür (Higgs'in top kuark'a kuplajı) (Demir, 2013), (Demir, 2014b). Bu tür tasarımlar sayesinde düz uzay-zamanda doğal olmayan  $\tilde{S}(\eta)$  ve  $\tilde{S}^{NP}(\eta)$  eğri uzay-zamanda doğal olan  $\tilde{S}_{SM+NP}(R)$  şekline dönüşür. Bu mekanizma bir önceki çalışmada olduğu gibi (Demir, 2015), göze çarpan üç tahminde bulunur:

- (I) Kütleçekim uygun bir şekilde düşük enerji kuantum efektif aksiyonuna bağlanan uzak mesafe efektif bir kuvvet olarak doğar. Standart modeli tamamlayan ve  $\Lambda$ 'yı fiziksel kılan elzem UV fiziğidir.
- (II) Yeni fizik SM maddesine kuplaj gerektirmeyen bir hayli kalabalık ( $n_b^{NP} - n_f^{NP} > 128\pi^2 + 62 \approx 1325$  için  $\Lambda < (8\pi G_N)^{-1/2}$ ) bir sektör olarak bulunur. Bu münzevi



sektör, prensip olarak  $\Lambda$ 'dan yeterince düşük olan herhangi bir skalada bulunabilir ve sadece kütlesi aracılığı ile fark edilebilen etkileşimsiz baryonik olmayan karanlık maddeye kaynaklık edebilir. Bu kurguda,  $SM + NP$  tamamiyle UV-doğaldır.

(III) Yeni fizik standart model ile kısmi veya bütünsel olarak etkileşebilir. Bu durumda, skaler alanlar hatta vektör-benzeri fermionlar kuplajlara bağlı olarak Higgs boson kütlesini  $G_{NP}^{-1/2}$  ile kaydırabilirler.  $G_{NP} \cong G_F$  olmadığı sürece bunlar standart modeli istikrarsızlaştırabilirler. LHC diphoton sinyali eğer gerçek ise, bu tür bir NP sektöründen kaynaklanıyor olabilir.

Gelecekte yapılacak araştırmalar formalizm hakkında daha fazla şey söylemeye imkan verecektir.

## 6. KUANTUM ALANLARINI DOĞALLAŞTIRAN ÇEKİM ALANI VE HİYERARŞİ PROBLEMİ

Burada Bölüm 5 de anlatılmış olan “**Eğrilikçe yeniden kurulan ayardeğişmezliği ve ultraviyole doğallık**” (Demir, 2016) çalışmasının devamı niteliğinde olan “**Ultraviyole doğallık için bir mekanizma**” (Demir, 2015) başlıklı ve “**Kuantum alanlarının gravitasyonunu doğallaştırmak ve hiyerarşi problemi**” (Demir, 2017) başlıklı iki yeni çalışmanın ayrıntıları sunulacaktır. Bu çalışmalar henüz yayınlanmamış olup hakem değerlendirmesi aşamasındadır.

Bu çalışmada (Demir, 2017) gravitasyonun, hiyerarşi sorununu çözecek şekilde Standart Modele (SM) dahil edilebileceği gösterilmiştir. Bunu yapmak için de düz uzayzamandaki SM efektif aksiyonu sadece genel kovaryans sağlanarak değil ayrıca ayar değişmezliği de sağlanarak eğri uzay-zamana adapte edilmiştir. Ayar değişmezliğini sağlamak için, UV ölçeğinde döngülerle indüklenen ayar alanı sert kütleleri, eğrilığe atfedilen sabit değer olarak  $\Lambda$  değeri çözümlenerek yok edilmektedir. Hiyerarşi probleminin Higgs bozon  $\Lambda^2$  kütlesinin Higgs-eğrilik kuplajına dönüştürülmesi ile çözülmesi ve kozmolojik sabit probleminin vakum  $\Lambda^4$  enerjisinin Einstein-Hilbert terimine metamorfozu ile hafifletilmesi gravitasyonu SM'ye dahil etmek için benzeri görülmemiş bir mekanizmaya yol açmaktadır. SM'e karanlık madde, karanlık enerji ve karanlık ışınımaya kaynak teşkil eden bir gizli karanlık sektör eşlik ettiği takdirde gravitasyon doğru bir şekilde ortaya çıkmaktadır. Higgs-phobic skalerleri içeren SM ötesi fizik güçlü CP problemini, çeşni problemini, baryogenesis ve enflasyonu çözer, hiyerarşiye riayet eder. Majorana nötrinoları,  $\Lambda$  see-saw ölçeğinde bulunursa, doğal olarak



dahil edilirler. Bu mekanizma, genel olarak, LHC veya daha yüksek enerjili çarpışmalarda yeni parçacıkları öngörmek için zorlayıcı bir neden bırakmaz.

## 6.1 Giriş

SM Fermi ölçeğindeki fiziği tarif eden ve yapılagelmiş bütün deneylerle uyum gösteren bir modeldir. Bu modelin temel sorunu morötesi (UV) davranışıdır (Weisskopf, 1939). Kara cisim ışımadaki UV katastrofu da andırır bir biçimde, Higgs boson kütlesi SM'in üst geçerlilik sınırı (buna  $\Lambda^*$  diyelim) ile

$$\delta m_h^2 = -2b\Lambda^2 \quad (6.1)$$

şeklinde değişir. Burada  $b$  halka-faktörü deneysel veriler yoluyla  $-1/16$  olarak hesaplanır. Higgs bozon kütlesinin hata payları dahilinde SM'in üst sınırı

$$\Lambda^* = 550 \text{ GeV} \quad (6.2)$$

olarak belirlenir. Yani deneysel olarak,  $\Lambda > \Lambda^*$  olmasına izin yoktur. Ve fakat LHC deneyleri halihazırda kabaca  $\Lambda = 10\Lambda^*$  gibi yüksek enerji düzeylerinde çalışmakta ve tüm arama noktalarında hata payları dahilinde hep SM'i teyid etmektedir. Bu durum SM'i anlamak açısından tam bir çıkmaz halindedir.

Bu probleme önerilecek çözümler ve de  $b$  parametresinin değeri LHC öncesinde çok farklı olabiliyordu. LHC zamanında modellemeler açısından eski yöntemlerin işlemediği görülmüştür. (Süpersimetri veya ek uzay boyutları gibi modeller işlemiyor gözükmektedirler.)

Bu probleme bir çözüm bulabilmek amacıyla mevcut proje kapsamında çalışmalar yapılmaktadır. Bu çalışmalar, projenin 2. kısmını oluşturan "doğallık" probleminin yalnız yeni parçacıklar yoluyla değil çekim kuvveti yoluyla da ele alınması gerektiği önerisine dair yapılmaktadır.

Çekim kuvvetinin doğallık için bir çözüm oluşturabilme olasılığı şu şekilde ortaya çıkmaktadır. SM elektroyeğni ve yeğin (electroweak and strong) etkileşmelerin kuantum alan kuramıdır. Bu etkileşmeler ayar etkileşmeleridir. Çekim kuvveti bir ayar etkileşmesi değildir ve model içinde yer almamaktadır. SM'i eğri uzaya taşımak suretiyle çekim kuvveti modele dahil edilebilmektedir. Ancak bu işlem söylendiği kadar yapılabilir nitelikte değildir. Bunun nedenleri şunlardır:

- a) Kuantum alan kuramı ile bağdaşık bir kuantum çekim kuramı yoktur. Dolayısıyla SM'in kuantize maddesiyle uyumlu bir uzayzaman yoktur.



b) Alternatif olarak eğri uzayzaman düşünülebilir. Ancak, bu kez de dalga-parçacık ikilemi olmadığı için (çekim kuvveti koordinat uzayına özgüdür, momentum uzayı temsili yoktur) kuantum kuramı oluşturulamamaktadır. Fakat “etkin teoriler” (effective theory) anlamında klasik eğri uzaylarda çalışmak mümkündür. Bu özel amaç doğrultusunda bizim izlediğimiz yol SM etkin eylemini düz uzayda oluşturup daha sonra da eğri uzaya taşımaktır. Bu seçenek bir takım önemli özellikler arzeder:

- i) Etkin eylem esasen bütün parametreleri kuantum düzeltmeleri ile iyileştirilmiş “klasik eylem” olarak algılanabilir. (Eylemin enerji düzeyine göre elbette kalıt kuantum etkileri olacaktır.) Etkin eylem yüksek frekanslı kuantum çalkalanmalarının integrallenip ortadan kaldırılması yoluyla elde edilir ve bu bakımdan klasik eğri uzay-zaman (çekim kuvveti) ile oldukça uyumludur.
- ii) Bir diğer özellik ise eğri uzaya giderken gerekli eğrilik terimlerinin elle eklenememesidir. Eklenemezler zira eklenen her terim bilinmeyen bir sabit getirir ama kuantum etkileri düz uzayzamanda integrallenip bitirildiğinden herhangi yeni bir sabiti ekleyecek dinamik yoktur.
- iii) Son olarak, çekim kuvvetinin indüklenebilmesi için düz uzayda SM’in bir UV ölçeğinin olması zorunludur zira kuramın Planck ölçeğini indükleyecek herhangi bir büyük kütle parametresi yoktur. Bu bağlamda  $\Lambda$  fiziksel bir UV kesilim ölçeği olarak modele eklenmeli ve onun üzerinden  $M_{Pl}$  oluşturulmalıdır.

Yukarıda sayılan temel özellikler bağlamında, b) seçeneğini izleyerek, SM’e çekim kuvvetinin eklenmesi ve kararsızlığa yol açan terimlerin yatıştırılması aşağıdaki şekilde yapılabilmektedir. SM’in etkin eylemi

$$S(\eta, \Lambda) = S_{G_F}(\eta, \log(G_F \Lambda^2)) + S_A^0(\eta) + S_A^1(\eta) \quad (6.3)$$

şeklinde olup burada ilk terim ağaç seviyesi terimlerle logaritmik katkıları içerirken kalan iki terimden



$$S_{\Lambda}^0(\eta) = \int d^4x \sqrt{\|\eta\|} \{a\Lambda^4 + a_m\Lambda^2 m_H^2 + b\Lambda^2 H^{\dagger}H\} \quad (6.4)$$

boşluk enerjisi ( $\Lambda$ 'da kuartik ve kuadratik) ve Higgs kütesine ( $\Lambda$ 'da kuadratik) gelen UV katkıları

$$S_{\Lambda}^1(\eta) = \int d^4x \sqrt{\|\eta\|} c_V \Lambda^2 \eta_{\mu\nu} Tr\{V^{\mu}V^{\nu}\} \quad (6.5)$$

ise ayar bozonlarına ( $\Lambda$ 'da kuadratik) gelen UV kütle katkılarını göstermektedir. Bu katkının tüm ayar simetrilerini açık olarak kırdığını söylemeye herhalde gerek yoktur.

Bu etkin eylemin eğri uzayzamana taşınması açık değildir. Bu konuda ( yukarıda b.iii'de açıklandığı üzere) bilinen standart yöntem metriğin elle konulmuş (putative) bir metrik ile değiştirilmesini ve eğrilik terimleri eklenmesini söyler (Demir, 2016; Demir, 2015):

$$S_{\Lambda}^1(\eta) \xrightarrow[\text{comma} \rightarrow \text{semicolon}]{\eta_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu}} \int d^4x \sqrt{\|g\|} c_V \Lambda^2 \eta_{\mu\nu} Tr\{V^{\mu}V^{\nu}\} \quad (6.6)$$

$$\xrightarrow{\text{eğrilik ekle}} \int d^4x \sqrt{\|g\|} [c_V \Lambda^2 g_{\mu\nu} Tr\{V^{\mu}V^{\nu}\} + M^2 R(g) + V + c_R R(g)^2 + \dots] \quad (6.7)$$

Açıktır ki ikinci satırda  $M^2$ ,  $V$ ,  $c_R$ , ... bilinmeyen sabitler ortaya çıkmaktadır. Bunları belirlemek imkansızdır zira kuantum çalkantıları düz uzaydaki etkin SM eylemini hesaplarken integrallerini yuvarlanmış (integrate out) oldu.

Sonuç odur ki düz uzaydaki SM etkin eylemini eğri uzaya taşımak için daha değişik bir yöntem gerekmektedir. Bu bağlamda yalın bir eşdeğerlik kullanılarak şöyle bir regülarizasyon yapılabilir:

$$S_{\Lambda}^1(\eta) = S_{\Lambda}^1(\eta) - \int d^4x \sqrt{\|\eta\|} \frac{c_V}{2} Tr\{\eta_{\mu\alpha} \eta_{\nu\beta} V^{\mu\nu} V^{\alpha\beta}\} + \int d^4x \sqrt{\|\eta\|} \frac{c_V}{2} Tr\{\eta_{\mu\alpha} \eta_{\nu\beta} V^{\mu\nu} V^{\alpha\beta}\} \quad (6.8)$$

$$\begin{aligned}
& \underline{\text{by-parts}} \quad - \int d^4x \sqrt{\|\eta\|} \frac{c_V}{2} \text{Tr} \{ \eta_{\mu\alpha} \eta_{\nu\beta} V^{\mu\nu} V^{\alpha\beta} \} \\
& + \int d^4x \sqrt{\|\eta\|} c_V \text{Tr} \{ V^\mu (-D^2 \eta_{\mu\nu} + D_\mu D_\nu + V_{\mu\nu} + \Lambda^2 \eta_{\mu\nu}) V^\nu \} \\
& + \int d^4x \sqrt{\|\eta\|} c_V \text{Tr} \{ D_\mu (\eta_{\alpha\beta} V^\alpha V^{\beta\mu}) \}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \underline{\text{comma} \rightarrow \text{semicolon}} \quad - \int d^4x \sqrt{\|g\|} \frac{c_V}{2} \text{Tr} \{ g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} V^{\mu\nu} V^{\alpha\beta} \} \\
& + \int d^4x \sqrt{\|g\|} c_V \text{Tr} \{ V^\mu (-D^2 g_{\mu\nu} + \mathcal{D}_\mu \mathcal{D}_\nu + V_{\mu\nu} + \Lambda^2 g_{\mu\nu}) V^\nu \} \\
& + \int d^4x \sqrt{\|g\|} c_V \text{Tr} \{ \mathcal{D}_\mu (g_{\alpha\beta} V^\alpha V^{\beta\mu}) \}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \underline{\Lambda^2 g_{\mu\nu} \rightsquigarrow R_{\mu\nu}({}^g\Gamma)} \quad - \int d^4x \sqrt{\|g\|} \frac{c_V}{2} \text{Tr} \{ g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} V^{\mu\nu} V^{\alpha\beta} \} \\
& \text{gauge invariance} \quad + \int d^4x \sqrt{\|g\|} c_V \text{Tr} \{ V^\mu (-D^2 g_{\mu\nu} + \mathcal{D}_\mu \mathcal{D}_\nu + V_{\mu\nu} + R_{\mu\nu}({}^g\Gamma)) V^\nu \} \\
& + \int d^4x \sqrt{\|g\|} c_V \text{Tr} \{ \mathcal{D}_\mu (g_{\alpha\beta} V^\alpha V^{\beta\mu}) \}
\end{aligned}$$

$$\underline{\text{by-parts back}} \quad - \int d^4x \sqrt{\|g\|} \frac{c_V}{2} \text{Tr} \{ g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} V^{\mu\nu} V^{\alpha\beta} \} + \int d^4x \sqrt{\|g\|} \frac{c_V}{2} \text{Tr} \{ g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} V^{\mu\nu} V^{\alpha\beta} \}$$

$$= 0$$

Görüldüğü üzere, ayar simetrilerini açıkça kıran terim eğri uzaya sıfırlanmış (dolayısıyla ayar simetrileri restore edilmiş ve de instabilite yaratan bir tür UV terimi ortadan kaldırılmış) şekilde taşınmıştır. Bu bir tür regülarizasyondur. Bilinen standart yöntemden farkı hem metrik hem de eğrilik tensörünün düz uzayzamandaki nicelikleri genelleyerek elde edilmiş olmalarıdır.  $S_\Lambda^1(\eta)$  karşısında işe yarayan bu kuralın SM etkin eyleminin diğer sektörlerine uygulanması doğaldır. Bu uygulama esnasında üç ana esasa uyulmalıdır fiziksel olarak:

- I. Düz uzaydaki SM etkin eyleminde bulunmayan hiç bir yeni parametre bulunmamalıdır eğri uzayda oluşturulacak SM etkin kuramında.
- II. Öncelik,  $S_\Lambda^0(\eta) + S_\Lambda^1(\eta)$  blokunun eğri uzaya taşınmasıdır. Logaritmik olarak  $\Lambda$  bağımlısı olan ki mertebelerde küçüktür daha en son aşamada diğerlerine



eklenecektir.  $S_\Lambda^0(\eta)$  eğri uzaya taşınırken eğriliğin kuantum katkılarının bir sonucu olduğu unutulmamalı ve

$$\tilde{S}_\Lambda^0(g, R) \Big|_{R=0} = S_\Lambda^0(\eta) \Big|_{\Lambda=0} \quad (6.9)$$

kuralı empoze edilmelidir. Bu kural, eğrilik ile UV ölçek arasındaki eşleşmeyi kuracaktır.

- III. Eğri uzayda çekim dışında yeni bir kuvvet oluşmamalıdır. Bu durumda  $\Lambda \ll \Lambda_{\text{Planck}}$  ölçeğine yaklaştığında uzayzaman çekim kuvvetini indükleyecek elastisiteye ulaşmış olmalıdır. Bu bağlamda  $\Lambda \ll \Lambda_{\text{Planck}}$  eğri uzayda da bulunacak bir parametredir. Düz uzayda her  $\Lambda \ll \Lambda_{\text{Planck}}$  bulunan terime eğrilik yazılması anlamın çıkarılmamalıdır. Çekim kuvveti bu kuralın garantisidir.

Bu koşullar altında aşağıdaki şekilde bir eğri uzay etkin kuramına ulaşırız:

$$\begin{aligned} \tilde{S}(g, R, \Lambda) = & S_{G_F}(g, \psi_{SM}, \log G_F \Lambda^2) \\ & + \int d^4x \sqrt{|g|} \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{a}{2} \Lambda^2 + \frac{a_m}{2} m_H^2 \right) R(g) + \frac{b}{4} R(g) H^\dagger H \right\} \end{aligned} \quad (6.10)$$

Bu eylemin aranan en önemli özelliklerinden birisi; UV ölçeğindeki Higgs kütle terimi artık Higgs-eğrilik terimi olmuştur. Higgs sektörü quadratic  $\Lambda \ll \Lambda_{\text{Planck}}$  yakasını sıyırmış ve doğallaşmıştır. Artık, LHC'nin de ortaya koyduğu gibi SM bir model olarak  $\Lambda \ll \Lambda_{\text{Planck}}$  sınırının çok ötesine kadar geçerli bir model halini almıştır. Eğrilik düz uzaydaki SM etkin kuramını yeniden giydirip onu doğallaştırmıştır. Bu terim **gauge hierarchy problem** veya **Higgs naturalness problem** denen problemi ortadan kaldırmıştır.

Öte yandan yukarıdaki eğri uzay etkin kuramının oldukça önemli bir problemi bulunmaktadır. Problem şu ki

$$a = \frac{1}{64\pi^2} (n_b - n_f) \quad (6.11)$$

parametresi  $n_b = 28$  bozonik ve de  $n_f = 90$  fermiyonik serbesti derecesi için negatiftir. Bu ise çekim kuvvetinin itimsel olmasına yol açan açık bir çelişkidir. Bunu önlemek için SM'e yeni parçacıklar eklenmesi gerekmektedir. Eğer bozon-fermion sayı farkı 63 veya daha fazla ise çekim kuvveti doğru işaretle indüklenebilir. Fakat bu yeterli değildir zira UV ölçeği her zaman





Planck ölçeğinin altında kalmalıdır yani  $\Lambda > M_{pl}$  sağlanmalıdır. Bunu sağlamak için eklenecek yeni fizik (NP) katkısı

$$a^{NP} = \frac{1}{64\pi^2} (n_b^{NP} - n_f^{NP}) > \frac{1}{64\pi^2} (128\pi^2 + 62) \approx 2.1 \quad (6.12)$$

şeklinde olmalıdır. Bunun anlamı NP sektörü esasen

$$n_b^{NP} - n_f^{NP} \approx 1325 \quad (6.13)$$

net bozonik serbesti derecesine sahip olmalıdır. Bu kalabalık NP sektörü ilk bakışta problemlili gözükebilir ancak mevcut modelin en önemli özelliklerinden birisi bu NP sektörünün bilinen SM parçacıkları ile etkileşmek zorunda olmamalarıdır. Ayrıca NP belli bir enerji düzeyinde olmak zorunda değildir; çok değişik ölçeklere dağılmış ve sayı olarak istenen koşulları sağlayan bir karanlık sektör olarak alınabilir. Bu bağlamda şu seçenekler ortaya çıkar:

- Eğer NP ve SM hiç etkileşmiyorsa bu durumda iki kuram yanyana ve ancak çekim kuvveti yoluyla haberleşirler. Bu durum etkileşmeyen karanlık madde (non-interacting Dark Matter) seçeneğini ortaya çıkartır. Gerçekten de DM hakkındaki tüm bilgilerimiz (galaktik düzdönme eğrileri, lens olayı, yapı oluşumu) genel olarak çekim kuvveti ile ilgilidir. Diğer kuvvetler yoluyla etkileşmeler yok gibidir. Bu durumda burada yapılan modelleme mevcut deneysel durum ile uyum içindedir.
- Eğer NP ve SM etkileşiyorlarsa bu durumda deneysel olarak NP kendisini gösterebilecektir. Ancak, budan daha önemlisi eğer NP'de SM Higgs alanı ile etkileşen alanlar varsa (skalerler, vektör-gibi fermiyonlar mesela) bunlar Higgs kütlelerini

$$\delta m_h^2 \propto \Lambda_{NP}^2 \log(G_{NP} \Lambda^2) \quad (6.14)$$

oranında kaydırırlar. Bu katkı NP ölçeği büyüdükçe büyür ve SM'i stabilize eder. Bu katkının küçük olması için NP ve SM'in benzer ölçekte olmaları veya NP'de Higgs alanına bağlanabilecek alanlar bulunmaması koşulu düşünülebilir. LHC deneylerinde yeni parçacıklar gözükmemiş olması ikinci seçeneği akla getirmektedir.



- NP için çok sayıda ayar bozonları içeren yapı (mesela  $E(8) \otimes E(8) \otimes E(8)$  alan kuramı) ve az sayıda (mesela bir adet singlet fermiyon) yeterlidir. Singlet fermiyon rahatlıkla bir karanlık madde adayı olur. Ayar bozonları ise kozmik enflasyonu verebilir. Özel olarak  $SU(2)$  bir ayar alanının  $(F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu})^2 / \Lambda^4$  yüksek mertebe ekileşmesi ile  $\Lambda \approx 1.7 \times 10^{-3} M_{Pl}$  için kozmik şişme dönemini oluşturduğu bilinmektedir (Maleknejad ve Sheikh-Jabbari, 2013).

Sonuç olarak, Higgs bozonunu logaritmik katkılar yoluyla destabilize etmeyen bir NP için model şu şekli alır:

$$\begin{aligned} & \tilde{S}_{SM+NP}(g, R, \Lambda) \\ &= S_{GF}(g, \psi_{SM}, \log(G_F \Lambda^2)) \\ &+ S_{GNP}(g, \psi_{NP}, \log(G_{NP} \Lambda^2)) \\ &+ \int d^4x \sqrt{|g|} \left\{ \frac{1}{2} M_{Pl}^2 R(g) + \zeta_H R(g) H^\dagger H \right\} \end{aligned} \quad (6.15)$$

ki burada  $\zeta_H = (b + b^{NP})/4$  : Higgs-eğrilik minimal olm ayan kuplajıdır.

Yapılan yeni çalışmada bir önceki raporda sunulmuş olan ve yukarıda özetlenmiş olan çalışmanın detaylandırılması ve ilerletilmesi üzerinde durulmuştur. Şimdi yapılan çalışmaları sırasıyla alt başlıklar ile inceleyelim.

## 6.2 SM UV Ölçeğini Etkinleştiren gizli NP'yi somutlaştırma

NP sektörü detaylı olarak incelenmiş ve aşağıda verilen özellikler ile nitelendirilmiştir.

- NP'nin SM ile etkileşime girmesi gerekmemektedir. Tek yapılması gereken  $\Lambda \leq M_{Pl}$  'te olduğu gibi, gravitasyonun temel ölçeğini oluşturmak için gerekli olan aşırı miktardaki bozonik serbestlik derecelerini sağlamaktır.
- $(n_b^{NP} - n_f^{NP})_{\Lambda_{SM}} \approx 1325$  spektral sınır NP üzerindeki tek kısıttır. Aksi takdirde tamamen serbest olacaktır. Bu bir ayar yapılarında, parçacık spektrumunda, simetrilerinde ve UV hassasiyetinde hiç bir kısıtlama olmayan kapsamlı bir kuantum alan teorisidir. Bu sebeple



$$G_{NP} = SO(51), SU(3)^{83}, SU(5)^{26}, SU(26), E(8)^3, \dots \quad (6.16)$$

şeklinde parçacık spektrumu ayar alanları, olası skalerler, olası fermiyonlar ve olası tekliler (singlets) içeren bir ayar teorisi ile modellenen bir çok modellemeyi kabul edebilir.

- NP'yi SM'den ayırmanın bir yolu vardır. NP spektrumunu sadece SM-singlet Abelian olmayan ayar alanlarından  $X_{\mu}^a$  ve SM-singlet fermiyonlardan oluşturulmalıdır. Bu böyle olmalı, çünkü renormalize edilebilir seviyede NP'de skalerler ve Abelian ayar alanları sırasıyla direct olarak Higgs değişmezi  $H^{\dagger}H$  ve hiperyük alan kuvvet tendörü ile çiftleşmektedir. Dolayısıyla NP aşağıdaki aksiyon ile tanımlanabilir;

$$S_{NP}(\eta, \psi_{NP}) = \int d^4x \sqrt{|\eta|} \left\{ - \sum_i \frac{1}{2g_{X_i}^2} \text{Tr} \left\{ \eta_{\mu\alpha} \eta_{\nu\beta} X_i^{\mu\nu} X_i^{\alpha\beta} \right\} + \sum_j \bar{\chi}_j (i\not{D} - m_{\chi_j}) \chi_j \right\} \quad (6.17)$$

burada  $i$  farklı grup faktörlerinin  $G_i \subset G$  ayar alanlarını  $X_{i\mu}^a$  saymaktadır, ve  $j$  farklı fermiyon alanları üzerinden gitmektedir. NP'nin gizli doğası  $X_{\mu}^a$  alanlarının karanlık ışınımı ve  $\chi$  alanlarının karanlık madde sektörünü oluşturmasını sağlamaktadır. Bunlar SM'den tamamen ayrılmış zifiri karanlık abanoz alanlardır. Tabiki  $G_{NP}$ ;  $X_{\mu}^a$  alanlarının yapışkan topların (glueballs) ve  $\chi$  hadron alanlarını oluşturmak için sınırlanması olasıdır. Bu durumda NP esasen genel ayar yapıları ile gizli bir technicolor teorisi olacaktır.

- NP'nin gizli doğası gravitizasyonu NP'nin süperpartnerler olduğu süpersimetri (Haber ve Kane, 1985; Miyazawa, 1968) ve NP'nin Kaluza-Klein düzeylerin olduğu ekstra boyutlardan (Arkani-Hamed vd., 1998; Randall ve Sundrum, 1990) ayıran en önemli özelliğidir. Bu üç SM ötesi senaryo NP özellikleri ile Tablo 6.1'de karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

Tablo 6.1. SM'in naturalleştirilmesi için gravitasyon, global süpersimetri (Peskin, 2014; Jungman vd., 1996) ve ekstra boyutlarda (Hooper ve Profumo, 2007; Cheng vd., 2002) gerekli NP sektörü

	Field content	Coupling to the SM?	Causing the Little Hierarchy Problem?	DE candidate	DM candidate
NP in Extra Dimensions	KK levels of graviton and bulk fields	Yes	Yes	Vacuum Energy	Lightest KK Particle
NP in Supersymmetry	squarks, sleptons, gauginos, higgsinos	Yes	Yes	Vacuum Energy	Lightest Superpartner
NP in Gravitization	SM-singlet non-Abelian gauge fields, SM-singlet fermions	No	No	Ebony Energy (in Eq.(23))	Ebony Matter (in Eq.(22))

Belirleyici bir özellik NP-SM kupaıdır. Bu kupaı süpersimetri ve ekstra boyutlarda mutlak bir zorunluluk olmasına rağmen gravitizasyonda yoktur. Bu önemli bir noktadır. Çünkü; örneğın süpersimetride bulunan süperpartner fermiyonlar  $\tilde{f}$  (sfermion) Higgs alanı ile  $\lambda_{\tilde{f}H} \tilde{f}^\dagger \tilde{f} H^\dagger H$  şeklinde çiftleşmektedir ve burada kupaı sabiti  $\lambda_{\tilde{f}H} = 1$  değerini almaktadır. Bu durumda kuantum dalgalanmaları Higgs kütleğinde aşağıda verildiğı gibi kaymalara sebep olmaktadır.

$$(\delta m_h^2)_{SUSY} \propto \lambda_{\tilde{f}H} m_f^2 \log \frac{m_{\tilde{f}}^2}{\Lambda_{SM}^2} \quad (6.18)$$

Bu kaymalar ancak ve ancak LHC deneylerinde çoktan gösterilmiş olması gereken  $G_F m_{\tilde{f}}^2 \sim 1$  değerinde kabul edilebilir düzeylerde kalmaktadır. Fakat LHC deneylerinde böyle bir sinyal görünmemiştir. Süpersimetriyi daha yüksek  $G_F m_{\tilde{f}}^2$  değerlerine taşımak Higgs sektörünün bir o kadar şiddetli istikrarsızlaştırması ile sonuçlanmaktadır. Küçük hiyerarşi problem olarak bilinen bu sorun (Barbieri ve Strumia, 2000; Bazzocchi ve Fabbrichesı, 2013) LHC yapılan NP araştırmaları negative sonuçlandığı takdirde süpersimetriyi (ve ayrıca ekstra boyutları ve benzer senaryoları) yok edebilir. Tablo 6.1'de gösterildiğı gibi, gravitizasyon bu problemden etkilenmemektedir.



- NP kendini yalnızca gravitasyonel olarak gösterebilir. Bu yüzden de Karanlık madde için doğal bir ev sahibidir. Bununla birlikte, DM adayı, SM ile yalnızca gravitasyonel etkileşime sahip olan zifiri karanlık bir Abanoz madde (Ebony Matter (EM)) 'dir (Peebles ve Vilenkin, 1999). Özellikle de görünmez (invisible) karanlık maddedir. EM aslında, DM için mevcut kanıtlarla gösterilen şeydir (galaktik düz dönme eğrileri, galaksi kümeleri, yapı oluşumu ve yerçekimsel mercekleme). Üstelik, çeşitli karanlık madde araştırmaları ve LHC deneylerinden çıkan olumsuz sonuçlarla tamamen uyumludur (Akerib vd. [LUX Collaboration], 2017; Tan vd. [PandaX-II Collaboration], 2016). Bileşenleri, bağlı durumların yanı sıra temel alanlar olabilir

$$EM \sim (\chi_J, X_{i\mu}^a \text{ glueballs}, \chi_{j'}) \text{ mezonlar veya baryonlar}$$

Burada  $j$  temel alanları  $i'$  ve  $j'$  ise bağlı alanları temsil etmektedir. Tablo 6.1 gravitizasyonda süpersimetri ve ekstra boyutlardaki karanlık madde adaylarını listelemektedir.

- Gizli NP karanlık enerjiye kaynak oluşturmaktadır. Bununla birlikte, SM ile yalnızca gravitasyonel etkileşimlere sahip olan zifiri karanlık bir Abanoz enerji (Ebony Energy (EE)) oluşturmaktadır. Ayar alanları  $X_{i\mu}^a$  bir vektör EE'ye sebep olabilir (özellikle görünmez vektör karanlık enerji). Bu tek olasılık değildir. Aslında, EE ayrıca vakum enerjisi ve olası mezonlardan da katkı alabilir. Bileşenleri

$$EE \sim (\text{vakum enerjisi}, X_{i\mu}^a, X_{i'\mu}^a \text{ glueballs}, \chi_{j'})$$

gravitizasyonda, EE'nin vakum enerjisiyi genişleten alan-teoretik bir yapı (örnek olarak özdeşlik (quintessence), k-essence ve çeşitli diğer modeller) olarak değil de doğallaştırma mekanizmasının bir parçası olarak ortaya çıkmasını sağlamaktadır (Yoo ve Watanabe, 2012).  $X_{i\mu}^a$  ayar alanları ayrıca Abanoz radyasyonun (Ebony Radiation) kaynağını da oluşturabilir. Tablo 6.1 gravitizasyon ile diğerlerini en uygun karanlık enerji kaynakları açısından karşılaştırmaktadır.

Bu göze çarpan özellikler NP'yi gravitizasyonun ayrılmaz bir bileşeni olarak nitelendirir. Hem karanlık enerji hem de karanlık maddelere kaynak oluşturan esnekliğe sahiptir. Dahası, SM'yi büyük (gravitasyonu dahil ederek) ve küçük (gizli bir NP bulundurarak) hiyerarşi sorunlarına karşı doğallaştırma kabiliyeti vardır.



### 6.3 Doğallaştırılmış Standart Model

Şu ana kadar yalnızca NP ve gravitasyon sektörleri özelleştirildi. Geriye kalan  $S(\eta, \psi_{SM}, G_F^{-1} \log(G_F \Lambda_{SM}^2))$  ve  $S(\eta, \psi_{NP}, G_F^{-1} \log(G_F \Lambda_{SM}^2))$  logaritmik kısımlardır. Bu kısımlar  $\Lambda_{SM}$  ölçeklerinde doğal oldukları için basitçe düz uzay-zaman metriği  $\eta_{\mu\nu}$  eğri uzay-zaman metriği  $g_{\mu\nu}$  ile değiştirilerek eğri uzay-zamana taşınabilirler. Bu durumda SM, gravitasyon ve NP sektörü içeren doğal bir kurulumu oluşturan tam aksiyon

$$\begin{aligned} S^{SM+NP}(g, R) = & S(g, \psi_{SM}, G_F^{-1} \log(G_F M_{Pl}^2)) \\ & + S_{NP}(g, \psi_{NP}, G_F^{-1} \log(G_F M_{Pl}^2)) \\ & + \int d^4x \sqrt{|g|} \left\{ \frac{1}{2} M_{Pl}^2 R(g) - \zeta_H H^\dagger H R(g) \right\} \end{aligned} \quad (6.19)$$

ile verilmektedir. Döngü (loop) faktörü  $\zeta_H \sim 10^{-2}$  ile belirlenen Higgs-eğrilik kuplajı bir öneme sahip olmayacak kadar zayıftır.

Bu doğallaştırılmış SM kurulumu, boyutsal regularizasyona dönüştürdükten sonra olağan yapıya kavuşur. Aslında,  $S(g, \psi_{SM}, G_F^{-1} \log(G_F M_{Pl}^2))$  ve  $S(g, \psi_{NP}, G_F^{-1} \log(G_F M_{Pl}^2))$  aksiyonlarındaki logaritmik UV bağımlılığı toplam hacimin  $\mu^{2\epsilon} \infty^{4-2\epsilon}$  bir  $4 - \epsilon$  boyutsal momentum uzayında halka integrali şeklinde yeniden yorumlanabilir. Sonrasında resmi eşitlik (Dillig, 2006)

$$\log(G_F M_{Pl}^2) = \frac{2}{\epsilon} + \log G_F \mu^2 \quad (6.20)$$

logaritmik aksiyonu boyutsal regularizasyon düzenine dönüştürür.  $\epsilon = 1/\log(M_{Pl}/\mu)$  sonlu fakat küçüktür.  $MS$  ve  $\overline{MS}$  renormalizasyonlarında olduğu gibi  $1/\epsilon$  terimlerinin çıkarılmaları SM ve NP'nin eşleşen ölçeği cinsinden gösterilmeleri için tüm  $\log(G_F M_{Pl}^2)$  tekrarlarını silmektedir. Green fonksiyonunun  $\mu$ 'den bağımsızlığı renormalizasyon grup denklemlerine yol açar.

Gravitasyon, Fermi ölçeğinde yeni parçacıklar için doğallık gerekçeleri bırakmaz. Gerçekten de, SM yeni parçacıklarla etkileşime girmeye gerek kalmadan doğallaştırılabilir. Dolayısıyla, LHC'de herhangi yeni bir parçacık beklemek için doğallık gerekçeleri de yoktur. Fenomenolojik bir sebep de yok gibi görünüyor. Bu durum, olumsuz WIMP aramaları tarafından desteklenmektedir. Bununla birlikte, tüm bunlara rağmen, LHC'nin yeni bir parçacık bulmayacağına dair bir garanti bulunmamaktadır. Bu durumda, (6.19) 'de doğallaştırılmış SM düzeneği, LHC alanlarının  $\psi_{LHC}$  dahil edilmesi ve Higgs kütlelerine  $m_{LHC}$



kütlesine sahip, Higgs alanına kuplajı  $\lambda_{LHC}$  olan bu alanların halkaları (loops) tarafından üretilerek gelen kuantum düzeltmeleri dışında geçerliliğini korumaya devam eder.

$$(\delta m_h^2)_{LHC} \propto \lambda_{LHC}^2 m_{LHC}^2 \log\left(\frac{m_{LHC}^2}{\Lambda_{LHC}^2}\right) \quad (6.21)$$

Bu düzeltmelerin ihmal edilemez olması durumunda hafif olması bekleniyor, çünkü  $\psi_{LHC}$ 'nin şimdiye kadar tespitten kaçması için  $\lambda_{LHC}$  küçük olmalıdır. Genel olarak,  $\lambda_{LHC} \lesssim 1/(G_F m_{LHC}^2)$  değeri için (6.21)'de belirtilen kayma küçük hiyerarşi sorununun oluşmasına neden olmayacaktır.

Doğallaştırılmış SM, Tablo 6.2'de gravitizasyon, süpersimetri ve ekstra boyutları karşılaştırma yoluyla incelenmektedir.

Tablo 6.2. SM'in doğallaştırılması açısından gravitizasyonun ekstra boyutlar (Arkani-Hamed vd., 1998) ve global süpersimetri (Miyazawa, 1968) ile karşılaştırılması

	Extra Dimensions ( $\Lambda_{SM} = \text{TeV}$ )	Supersymmetry ( $\Lambda_{SM} \gg \text{TeV}$ )	Gravitization ( $\Lambda_{SM} = M_{Pl}$ )
# of Bosons – # of Fermions	Not Fixed	0	$\geq 128\pi^2$
Scale of NP	TeV	TeV	Not Fixed
Nature of $\Lambda_{SM}$	Gravital	Inertial	Gravital
Gravity	Included	Not Included	Included
Spacetime Dimensions	$> 4$	4	4
Big Hierarchy Problem	Solved	Solved	Solved
Little Hierarchy Problem	Not Solved	Not Solved	Irrelevant
Tension with Negative LHC Results	Yes	Yes	No
Tension with Negative WIMP Searches	Yes	Yes	No

Tablo 6.2, Tablo 6.1 ile birlikte gravitizasyonun yerçekimini (gravitasyonu) SM'e dahil ettiğini, döngü düzeltmelerini (boyutsal regülarizasyonda) uyguladığını, karanlık enerjiyi ve karanlık maddeleri barındırabilen, mevcut deneysel sınırların hepsiyle uyum içinde olan ve en önemlisi büyük ve küçük hiyerarşi sorunlarını çözen gözlerden uzak gizli bir sektörü öngördüğünü açıkça ortaya koymaktadır.

## 6.4 SM Ötesi Fizik ve Doğallaştırılması

Şu ana kadar tüm odak noktamız SM üzerine oldu. Bunun nedeni, uzun zamandır Fermi ölçeği etrafında enerji arayan tüm deneylerin SM'yi doğrulamaya başlamış olmasıdır. Bununla birlikte, deneysel kapsamın dışına çıkan ve SM ötesinde (BSM) yeni fizik gerektiren belirli olaylar vardır. Nitekim CP problemi, çeşni problemi, nötrino Majorana kütleleri, enflasyon ve baryogenez gibi kronik zorluklar, ultra yüksek ölçekte BSM'yi gerektirmektedir. Arkalarındaki mekanizmalar yapı yoluyla iki sınıfa ayrılır: küçük hiyerarşi sorununa sebep olanlar **Higgs-philic BSM** ve küçük hiyerarşi sorununa sebep olmayan **Higgs-phobic BSM** (daha fazla bilgi için bakınız (Demir, 2016)). Bu iki grubu göz önünde bulundurarak sürdürdüğümüz modeli içeren **Doğallaştırılmış SM + BSM** kurulumunu inceleyelim. Burada kendisine eşlik eden gizli bir NP sektörü ile BSM + SM aşağıdaki aksiyon ile temsil edilmekte olup BSM alanları ile SM alanları arasındaki tüm etkileşimler  $S_{BSM}$  aksiyonu içerisine konmaktadır.

$$\begin{aligned}
S^{SM+BSM+NP}(g, R) &= S(g, \psi_{SM}, G_F^{-1} \log(G_F \Lambda_{BSM}^2)) \\
&+ S_{NP}(g, \psi_{NP}, G_F^{-1} \log(G_F \Lambda_{BSM}^2)) \\
&+ \int d^4x \sqrt{|g|} \left\{ \frac{1}{2} M_{Pl}^2 R(g) - \zeta_H H^\dagger H R(g) \right\} \\
&+ \sum_{\psi_{BSM}=S, F, B, \Phi_I} S_{BSM} \left( g, \psi_{SM}, \psi_{BSM}, N, m_{\psi_{BSM}}^2 \log \frac{\Lambda_{BSM}^2}{m_{\psi_{BSM}}^2} \right) \\
&- \sum_{\psi_{BSM}=S, F, B, \Phi_I} \int d^4x \sqrt{|g|} \zeta_{\psi_{BSM}} \psi_{BSM}^\dagger \psi_{BSM} R(g)
\end{aligned} \tag{6.22}$$

Döngü (loop) faktörlerine  $\zeta_{\psi_{BSM}} \sim 10^{-2}$  göre ayarlanan eğrilik ile temas etkileşimleri anlamlı olamayacak kadar zayıftır. Bu kurulum, doğal bir şekilde  $\lambda_{H\phi_{BSM}} \lesssim 1/G_F m_{BSM}^2$  sınırına riayet etmek suretiyle BSM skalerlerinin  $\phi_{BSM} \subset \psi_{BSM}$  Higgs alanına çiftlenimini sağlamaktadır.

Temel olarak, doğallaştırılmış SM kurulumuyla ilgili tüm ifadeler (6.19), boyutsal regularizasyon kullanımı içererek, SM + BSM kurulumu için de geçerlidir (6.22). Gravitasyonun LHC ya da daha yüksek enerjili çarpışmalarda yeni parçacıkları hipotezleştirmek için herhangi bir neden bırakmadığını da vurgulamanın büyük önemi vardır.





## 6.5 Sonuç

Bu çalışma göstermiştir ki, istikrarsızlaştırıcı UV-duyarlılıkları olan düz uzay-zaman efektif alan teorileri kütle çekim dahil edilmek suretiyle logaritmik UV-duyarlıklı eğri uzay-zaman efektif alan teorilerine dönüştürülebilir. Düz uzay-zaman alan teorisinin UV ölçeği olan  $\Lambda$ , kütleçekimin temel ölçeği olan  $M_{Pl} = c_{Pl}\Lambda'$ 'ı üretir. Burada  $c_{Pl}$  münzevi bir alan-teoretik sektör tarafından kontrol edilir. Bu mekanizmanın, yani gravitizasyonun, yüksek merteye eğrilik terimleri içermeyen Einstein gravitasyonu, “ebony matter” ve karanlık enerjiye kaynaklık eden münzevi bir NP sektörü ve de büyük hiyerarşi problemine karşı kararlı hale getirilmiş eğri uzay-zamanda renormalize edilmiş SM'den oluşan doğal bir kurguya yol açtığı gösterilmiştir. Küçük hiyerarşi problemi önemsizdir ve kozmolojik sabit problemi UV-tarafında çözülmüştür. Ekstra boyutlar, süpersimetri ve UV-güvenli birçok diğer SM eklentilerinden farklı olarak; gravitizasyon SM ile etkileşen hiçbir yeni alan gerektirmez ve böylelikle günümüz LHC deneyleri ve karanlık madde araştırmalarıyla iyi bir uyum sergiler.

Gravitizasyonun dahli LHC ve başka yüksek enerjili çarpıştırıcılarda yeni parçacıklar öngörüsü için ikna edici bir sebep bırakmaz. Fakat yine de, CP probleminden nötrino kütlelerine varan SM'in yüksek enerjilerde genişletilmesi gereğine işaret eden olguların varlığı da yadsınamaz. Majorana nötrino kütleleri haricindekiler SM Higgs alanına kuplajları teknik olarak doğal ve ışınımsal olarak kararlı bir kısıtlama gereği zayıf, ağır skaler alanlarla modellenmiştir. Bu zayıf kuplajlar küçük hiyerarşi problemine engel olurlar. Öte yandan, See-saw modelleri ise UV ölçeğini kalabalık münzevi bir alan-teoretik sektör vasıtasıyla sağ-el nötrino kütlesi seviyesine indirmek suretiyle doğallaştırılır.

## 7.AFİN ENFLASYON

Metriksiz afin bağlantıya (connection) dayanan bir gravitasyon teorisi olan afin gravitasyonu skaler alan dinamiğini yalnızca skaler alanların uzay zamanın her noktasında sıfırdan farklı potansiyele sahip olduğu durumlarda destekler. Sıfırdan farklı olan vakum enerjisi sıfırdan farklı olan kozmolojik sabiti garantiler. Ayrıca vakumun enerji-momentum tensörünün dinamik olarak üretilen bir metrik tensörünü vermesini sağlar. Bu çalışmada afin düzeni kurularak bu düzen içerisinde başlangıçta var olan enflasyon (inflation) incelenmiştir. Ayrıca enflasyonist dinamikler afin gravitasyonunda ve genel görelilikte karşılaştırmalı olarak incelenmiştir. Çalışmanın sonuçları göstermiştir ki; minimal olmayan bir şekilde bağlanmış enflasyon dinamikleri modifiye edilmiş bir potansiyel ile minimal bağlanmış enflasyon



dinamiklerine dönüşebilir ve ayrıca Genel Görelilikteki Einstein ve Jordan çerçevelerinin (frame) aksine afin gravitasyonunda tek bir çerçeve bulunmaktadır. İleride yapılan gözlemler afin gravitasyonunu daha kesin doğrulukta test edebilir.

## 7.1 Giriş

Evrenin düzlüğünü ve homojenliğini açıklamak üzere evrenin üssel olarak genişlemesi anlamına gelen enflasyon vakum enerjisi veya yavaş hareket eden skaler alanlar gibi negatif-basınç kaynaklarına dayanmaktadır (Guth, 1981; Albrecht ve Steinhardt, 1982; Linde, 1983; Linde, 1982). Bu kavramsal fikir, bize kozmolojik dalgalanmaların neredeyse değişmez ölçekli tayfının kökenini de verir. Bu tahminler, Kozmik Mikrodalga Arka Plan (CMB) radyasyonunun anizotropisi ve Büyük Ölçekli Yapı (LSS) galaksi incelemeleri ile bir dereceye kadar test edilmektedir (Ade vd. [Planck Collaboration], 2016)

Modern görüşte, enflasyonun temel fikri, "inflaton" olarak adlandırılan ve evrenin erken evrelerinde var olan bir bölgeyi dolduran bir skaler alanın varlığını varsaymaktır. Bu alanın Planck kütlesinden biraz daha büyük değerlerle başlaması ve şişirilmiş alanlara yol açması beklenir. Enflasyonist dinamikler ağırlıklı olarak metrik gravitasyonunda incelenmiştir (genel görelilik (GR)).

Gravitasyonun tamamen metrik teorisi olan genel görelilikde skaler alanlar gravitasyona minimal veya minimal olmayan şekilde bağlanabilir. Minimal bağlanmada, inflaton doğrudan metrik tensöre bağlanır ve skalar alana uygulanan standart yavaş rulo (slow roll) koşulları için enflasyonist rejim elde edilir. Bu çerçevede, enflasyonist modeller skaler alan potansiyelinde birbirinden farklıdır (Guth, 1981; Albrecht ve Steinhardt, 1982; Linde, 1983; Linde, 1982). Yoğunluk pertürbasyon gözlemleri bu modelleri ciddi olarak sınırlandırmıştır. Bu nedenle literatürde minimal olmayan bağlanmaya genellemeler (Fakir ve Unruh, 1990; Fakir vd., 1992; Kaiser, 1995; Komatsu ve Futamase, 1998; Futamase ve Maeda, 1989; Makino, 1991) bir inflaton olarak standart model Higgs bosonu (Bezrukov ve Shaposhnikov, 2008) içeren modeller de dahil olmak üzere önerilmiştir. Minimal olmayan kuplaj (bağlanma)  $\xi$  teoriye  $\xi\phi^2R$  şeklinde bir etkileşim terimi ile girer ve burada  $\phi$  inflaton,  $R$  ise skaler eğriliktir.

Minimal ve minimal olmayan bağlanmaları n ikisi de metriğin temel değişken olduğu genel görelilikte çalışılmaktadır. Bu tam olarak uzak mesafelerde gözlemlediğimiz yapıdır. Bununla birlikte, erken evrende uzay-zaman yapısı ile başlamak farklı olabilir. Başka bir deyişle, genel göreliliğin metrik tanımlaması evren geliştikçe dinamik olarak ortaya çıkmış olabilir. Bu amaca ulaşmak için, yalnızca metrik kavramıyla bağlantısı olmayan afin gravitasyonu (AG) (Eddington ve Schroedinger, 1950; Kijowski, 1978; Kijowski, 2007; Demir,



2014c; Azri, 2015; Azri, 2016) çalışmak için uygun bir çerçeve oluşturmaktadır. AG çerçevesi, skaler alanların uzay-zamanın her noktasında sıfırdan farklı potansiyellere sahip olmasını gerektirir ve bu nedenle, AG'deki enflasyonu incelemek kendi başına önemlidir. Bu çalışma bize sıfır olmayan vakum enerjisi enerji-momentum tensörü olarak dinamik bir şekilde metrik tensörünü sağlamaktadır. Bu metrik tensör, skalerlerin kinetik ve potansiyel enerjilerinin ek olarak değil bölünmüş halde ortaya çıktığı afin aksiyon yapısının sonucudur. Bu çalışmada yeni yapının belirgin sonuçları incelenecek ve bulgular somut bir test yatağı olarak enflasyonist dönemde uygulanacaktır. Minimal olmayan şekilde bağlı skalerlerin, AG'de bir alanın yeniden tanımlanmasıyla nasıl minimal olarak bağlandığı gösterilecektir. Afin enflasyonda (Afl) kozmolojik enflasyon parametrelerini minimal olmayan kuplaj parametresi  $\xi'$  nin fonksiyonları olarak çalışılacak ve bu parametreler genel göreliliğin tahminleri ile karşılaştırılacaktır.

Bu çalışmanın ayrıntıları için sonraki bölümler şu şekilde organize edilmiştir. Bölüm II'de, genel görelilik ve AG'deki minimal-bağlanmış skaler alanı tartışılacak ve ikisinin arasındaki farklar ve benzerlikler ortaya konacaktır. Burada, metrik tensörün AG'de dinamik olarak nasıl ortaya çıktığı ve bunun vakumun enerji-momentum tensörü ile nasıl ilişkili olduğu gösterilecektir. Bölüm III'te, analiz minimal-olmayan bağlı skaler alanlara genişletilecek ve yine genel görelilik ve AG karşılaştırmalı olarak incelenecektir. Burada ilginç bir özellik üzerinde durulacaktır. AG'de minimal olmayan şekilde bağlı bir skaler alan, yeniden alan tanımlanmasıyla minimal bağlı bir skaler alanına dönüştürülebilir (Bu metriğin konformal transformasyonu ve alanın yeniden tanımlanması ile gerçekleşmektedir). Bölüm IV'de , skaler alan dinamikleri hakkındaki bulgular ilkel enflasyona (primordial inflation) uygulanacaktır. AG ve Genel Görelilikte temel enflasyon parametreleri ayrıntılı olarak incelenecek ve tablolar ve şekillerde sonuçlar sunulacaktır. Bölüm V'de genel sonuçlar verilecektir.

## 7.2 Minimal Bağlı Skaler Alan

### 7.2.1 Genel Görelilik Bakış Açısı

Genel Göreliliğin uzay-zamanı uzaklık ve açı kavramlarını mümkün kılan ve  $\sqrt{-g}$  ile değişmeyen hacmi oluşturan bir metrik tensörü  $g_{\mu\nu}$  ile donatılmıştır. Bu teoride gravitasyonel skaler alan kuplajı aşağıdaki eylem ile tanımlanmaktadır:



$$S_{GR}^1 = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{M_{Pl}^2}{2} R(g) - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi) \right] \quad (7.1)$$

Burada  $R(g)$  Ricci skaler eğrilik ve  $V(\phi)$  skaler alan ile ilişkili olan potansiyeldir. İndirgenmiş Planck kütlesi Newton sabiti  $G_N$  ile  $M_{Pl}^2 = (8\pi G_N)^{-1}$  şeklinde ilişkilidir.

Ünlü Einstein-Hilbert eylemi de dahil (7.1) teorisi temel bir nicelik olarak metrik tensörü  $g_{\mu\nu}$ 'ye dayanmaktadır. Böylelikle genel görelilik tamamen gravitasyonun metrik teorisi olmaktadır ve gravitasyonel denklemler şu şekilde verilmektedir:

$$M_{Pl}^2 G_{\mu\nu}(g) = \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (\partial\phi)^2 - g_{\mu\nu} V(\phi) \quad (7.2)$$

Burada  $G_{\mu\nu}(g)$  metrik tensöründen oluşturulmuş Einstein tensörü ve eşitliğin sağ tarafı skaler alanın enerji-momentum tensörüdür.

$$T_{\mu\nu}^\phi = \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (\partial\phi)^2 - g_{\mu\nu} V(\phi) \quad (7.3)$$

Skaler alanın dinamiği (7.1) denkleminin  $\phi$  alanına göre varyasyonu alınarak şu şekilde tanımlanmaktadır:

$$\square\phi - V'(\phi) = 0 \quad (7.4)$$

Burada  $V'(\phi)$  potansiyelin skaler alan  $\phi$ 'ye göre diferansiyelini temsil etmektedir.

Denklem (7.1)'deki skaler-tensör eylemi minimal olarak bağlı skaler alan dinamiklerini belirlemektedir. İki önemli özelliğe sahiptir:

- a) Düz uzay-zaman eylemi durumunda olduğu gibi, skaler alanın kinetik terimleri (türevleri) ve potansiyeller eylemde aynı çizgide iki terimin toplamı olarak ortaya çıkmaktadır.
- b) (a) özelliğinin bir sonucu olarak, bütün potansiyeller  $V(\phi)$  (sıfır veya sıfırdan farklı) geçerlidir, ve  $\phi = \phi_{min}$  olduğu vakum durumunda modele göre  $V(\phi) = 0$  alınabilir veya sıfırdan farklı bir değerde bırakılabilir.

Sıradaki adım olarak, metrik tensörünün olmadığı saf afin teorsini gözönünde bulunduracağız ve bu iki özelliğin artık sağlanmadığını göreceğiz.



### 7.2.2 Afin Gravitasyon (AG) bakış açısı

Bu geometri sadece afin bağlantıya (connection) sahiptir. Bu eğriliği tanımlamak için bize gereken tek şeydir. Başlamak için herhangi bir metrik tensörü yoktur, ve gravitasyon tamamen afindir.  $R_{\mu\nu}(\Gamma)$  Ricci eğrilik tensörünün afin uzay-zamanında  $V(\phi)$  potansiyeline sahip bir skaler alan  $\phi$  aşağıdaki eylem ile yönetilmektedir;

$$S_{AG}^1 = \int d^4x \frac{\sqrt{\text{Det}[M_{\mu\nu}^2 R_{\mu\nu}(\Gamma) - \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi]}}{V(\phi)} \quad (7.5)$$

Burada  $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda$  bağlantısı simetrik alınmıştır. Denklem (7.5) skaler alana kuplajlanmış tamamen afin gravitasyon teorisinin en basit halidir. Bu teorisin metriğin kanonik bir şekilde bağlantıya eşlenik olarak ortaya çıktığı  $V(\phi) = m^2 \phi^2 / 2$  potansiyeli için genel göreliliğe eşit olduğu gösterilmiştir (Kijowski, 1978). Bu ispat basitçe genel bir potansiyel  $V(\phi)$ 'a genellenebilir (Kijowski, 2007; Azri, 2016).

Genel göreliliğin denklem (7.1) eyleminin aksine AG eylemi aşağıdaki iki özelliği üstlenmektedir:

**a)** Skaler alanın türevleri (kinetik kısım) eğrilik tensörü ile birlikte dinamiklere girer. İkisi de invariant hacim unsuru için gereken determinantda ortaya çıkarlar. Skaler alanın türev olmayan kısımları (potansiyel kısmı), paydada kinetik bölüme eklenme şeklinde değil, kinetik terimi bölme şeklinde görünür.

**b)** Böylelikle (7.5) denklemdeki eylem  $V(\phi) = 0$ 'da tekildir. Bu durum skaler alanın her zaman sıfırdan farklı bir potansiyele sahip olması gerektiği anlamına gelmektedir. Eğer  $\phi = \phi_{min}$ , skaler alanın potansiyeli  $V(\phi)$ 'in minimumu elde ettiği değer ise ve  $V(\phi) \neq 0$  ise teori fiziksel olarak anlamlıdır. Genel olarak  $\phi_{min}$  bir sabittir (sıfır da olabilir), ve dolayısıyla  $V(\phi)$  vakum enerjisidir.

Aşağıda, metrik ve onun dinamik denklemlerini (Einstein alan denklemleri) yukarıdaki özellikleri kullanarak eylem (7.5) vasıtasıyla üreteceğiz. Buradaki önemli nokta, hiçbir zaman sıfırlanmaması gereken potansiyel enerjinin vakumun enerji-momentum tensöründen başka bir şey olmamasıdır, bir metrik kavramı yaratmasıdır. (Aslında genel görelilikte dahi metrik, vakumun enerji-momentum tensörü olarak yorumlanabilir (Demir, 2011).) Bu anlamda, vakum enerjisi  $V(\phi_{min})$  ile dolu afin uzay-zamanı, maksimal simetrik bir uzay-zamanı meydana getiren basit bir arka plan sağlar (bu bölümün sonundaki ve 7.4 bölümünün başındaki tartışmalara bakın).

Sıfırlanmayan bu vakum enerjisi kovaryant olarak konuşacak olursak aslında bir vakum enerji-momentum tensörü  $T_{\mu\nu}$ 'nün varlığı anlamına gelmektedir. Bu vakum enerjisinin kovaryant tanımını veren, sıfırlanmayan ters çevrilebilir bir rank-2 tensördür. Dolaylı olarak



afin uzay-zamanda içerilir, vakumun doğası gereği boyutlu bir metrik tensörü gibi davranır. Bu tensör

$$\nabla_{\mu}^T T_{\alpha\beta} = 0 \quad (7.6)$$

eşitliğini doğal olarak sağlayacak şekilde tekil olmayan ters  $(T^{-1})^{\lambda\rho}$  ile birlikte Levi-Civita bağlantısını tanımlar:

$${}^T\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2}(T^{-1})^{\lambda\rho}(\partial_{\mu}T_{\nu\rho} + \partial_{\nu}T_{\rho\mu} - \partial_{\rho}T_{\mu\nu}) \quad (7.7)$$

Bu enerji-momentum tensörünün yapısını daha fazla göstermek için, birim tensör  $\delta_{\nu}^{\mu}$ 'nün afin uzay-zamanın doğasında bulunduğunu, ve  $T_{\mu\nu}$  tensörünün kendi karışık formuna şu şekilde:

$$\begin{aligned} T_{\nu}^{\mu} &= V(\phi_{min})\delta_{\nu}^{\mu} \\ &= V(\phi_{min})T_{\nu\alpha}(T^{-1})^{\alpha\mu} \end{aligned} \quad (7.8)$$

dahil edilebileceğini de vurgulamak yerinde olabilir. Bu durum, kendisini afin uzay zamanının bir parçası olarak gösterir. Metrik tensör  $T_{\mu\nu}$  vasıtasıyla tanımlandığında bunu yapacak olmasına rağmen,  $T_{\nu}^{\mu}$  tensörü  $T_{\mu\nu}$  tensörünün indislerinden birini yükselterek ortaya çıkmamıştır (denklem (7.11)'e bakınız).

Buna göre  $T_{\mu\nu}$  aslında boyutlu bir metriktir. Diğer bir anlamda, vakum bir metrik geometrisini oluşturmuştur. Fakat yine de  $T_{\mu\nu}$  tensörünü hareket denklemlerinden dinamik olarak üretme gerekliliği vardır (Kaynak (Demir, 2011)'deki tartışmalara bakınız.).

Afin eylem (5)'den türetilen hareket denklemleri şu formu alır:

$$\nabla_{\mu} \left\{ \frac{\sqrt{\text{Det}[M_{Pl}^2 R_{\mu\nu}(\Gamma) - \partial_{\mu}\phi\partial_{\nu}\phi]}}{V(\phi)} \left( (M_{Pl}^2 R - \partial\phi\partial\phi)^{-1} \right)^{\alpha\beta} \right\} = 0 \quad (7.9)$$

Burada kovaryant türev operatörü  $\nabla_{\mu}$  Ricci tensörünü tanımlayan keyfi bir afin bağlantıya (connection) göre alınmıştır. Denklem (7.7) deki özellik dikkate alınarak son hareket denkleminin çözümü şu şekilde elde edilir:

$$M_{Pl}^2 R_{\mu\nu}(\Gamma) - \partial_{\mu}\phi\partial_{\nu}\phi = \left( \frac{V(\phi)}{V(\phi_{min})} \right) T_{\mu\nu} \quad (7.10)$$

ve afin bağlantı  ${}^T\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda}$  denklem (6)'da verildiği gibidir. Bu bir bakıma vakumun stres-enerji tensörü tarafından üretilen vakum bağlantısıdır. Burada genel göreliliğin metrik tensörü varlığı sıfırdan farklı vakum enerjisi tarafından garantilenen ve

$$g_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}/V(\phi_{min}) \quad (7.11)$$

eşitliği ile tanımlanan bir tensörden başka bir şey değildir. Açıkça bu tensör sadece teorinin denklem (7.5)'den türetilmesini sağlayan  $V(\phi_{min}) \neq 0$  koşulu için tanımlanır. Bu amaçla, tensörlerin indislerinin yükseltilmesi (raising), indirilmesi (lowering) ve daraltılması (contraction), bu metrik tensör ile standart formlarını alırlar. Sonuç olarak, gravitasyon denklemleri (7.10) Einstein'ın denklemleri (7.2) formuna kolayca getirilebilir. Genellikle bir entegrasyon sabiti olarak dinamik denklem (7.9)'dan kaynaklanması beklenen metrik tensörün (ve Levi-Civita bağlantısının) aksine, vakum stres enerjisi tensörü ve dolayısıyla vakum bağlantısı maddenin sıfır olmayan minimum potansiyel enerjisini metrik geometrisine çeviren afin uzay-zamanda önceden verilir (Demir, 2011). Burada enerji bağlantısı (7.6) ve enerji-momentum tensörü (7.8) tarafından verilen vakumun yapısının potansiyelin yerel minimumu ile sınırlandırılmadığı vurgulanmalıdır. Tek ihtiyacımız olan şey, minimum olarak tanımlanabilen ve  $\phi_{min}$ 'a karşılık gelen  $V(\phi)$ 'da sıfır olmayan bir ilksel parçadır. Bu sabit değer (7.5) denklemdeki eylemi tekil hale gelmekten kurtarır. Genel olarak, potansiyel  $V(\phi)$  modele bağımlıdır ve minimumuna asimptotik olarak ulaşılabilir. Bu, (7.6) denklemi ile verilen Levi-Civita bağlantısının tanımını etkilemez. Elde edilen tüm bilgilerle birlikte, aksiyonun skaler alana göre varyasyonu, skaler alan  $\phi$ 'nin dinamik hareket denklemini aşağıdaki gibi vermektedir:

$$\square\phi - V'(\phi) = 0 \quad (7.12)$$

Burada  $\square$  operatörünü elde etmek için (7.10) denkleminin sonucu kullanılmıştır. Görüldüğü gibi afin eylemi (7.5)'ten elde edilen (7.10) ve (7.12) hareket denklemleri skaler alanın minimal olarak kuplajlandığı Einstein-Hilbert eyleminden elde edilen genel göreliliğin hareket denklemlerine oldukça benzerdir. Bu, AG'de maddenin (7.5) eylemi ile kuplajı genel görelilikte minimal kuplaja eşittir. Bu karşılaştırmanın bir özeti, Tablo 7.1'de verilmiştir.

Tablo 7.1. Minimal kuplaj durumunda afin gravitasyon ve genel görelilik karşılaştırması

	Genel Görelilik (GG)	Afin Gravitasyon (AG)	AG vs GG
Temel Nicelik	Metrik	Bağlantı	
Eylem	(1)	(5)	Eşit
Alan denklemleri	(2)	(2)	

Metrik tensörün oluşumu  $\phi = \phi_{min}$  ile denklem (7.11)'deki gibi metriği tanımlayan  $R_{\mu\nu} = \Lambda g_{\mu\nu}$  formunda bir çözümü olan denklem (7.9) yoluyla anlaşılabilir.  $\Lambda = 0$  için eğrilik



sıfırlanır, metrik anlamsızlaşır ve metriğin tanımı başarısız olur. Bu nedenle,  $\Lambda \propto V(\phi_{min})$  ile Eddington çözümü metrik tensörünü tanımlar (Eddington ve Schroedinger, 1950).

Burada sunulan formalizm maddesel alanların içerilmediği orijinal Eddington yaklaşımının ötesine gitmektedir. Eddington formalizmi metriği dinamik olarak ve kozmolojik sabiti de bir entegrasyon sabiti olarak üretir. Buradaki formalizasyonda afin uzay-zaman başlamak için bir skaler madde ile doludur. Bu yönüyle (7.5) denklemi ile verilen eylem Eddington'un yaklaşımını geliştirir. Vakum  $V(\phi_{min})$  kendini metrik tensörünü izah etmek için gerekli sıfırdan farklı enerji olarak gösterir. Diğer bir deyişle, metrik tensörü Eddington'un yaklaşımındaki gibi bir entegrasyon sabiti olsa dahi bu formalizasyonda vakumun enerji-momentum tensörü olarak yapılandırılabilir.

### 7.3 Minimal Olmayan Bağlı Skaler Alan

#### 7.3.1 Genel Görelilik durumu

Genel görelilikte minimal olmayan kuplaj skaler alan ve eğrilik skaleri arasındaki direkt kuplaja karşılık gelmektedir. Bu durumda, (7.1) denklemi ile verilen eylem  $\phi$  skaler alanı ve  $R(g)$  skaler eğriliği arasında açık bir etkileşim eklenerek aşağıdaki gibi genişletilebilir:

$$S_{GR}^2 = S_{GR}^1 + \int d^4x \sqrt{-g} \left( \frac{\xi}{2} \phi^2 R(g) \right) \quad (7.13)$$

Burada  $\xi$  boyutsuz bir parametredir. Bununla birlikte gravitasyonel denklemleri elde etmek basittir.

$$M_{Pl}^2 G_{\mu\nu}(g) = T_{\mu\nu}^\phi + \xi \nabla_\mu \nabla_\nu \phi^2 - \xi \phi^2 g_{\mu\nu} - \xi \phi^2 G_{\mu\nu}(g) \quad (7.14)$$

Burada  $T_{\mu\nu}^\phi$  (7.3) denklemi ile verilen skaler alanın enerji-momentum tensörüdür. Benzer şekilde skaler alanın hareket denklemleri;

$$\square \phi - V'(\phi) + \xi \phi R(g) = 0 \quad (7.15)$$

Sonuçta, eylemin formu ve hareket denklemi ile ilgili aşağıdaki özelliklerin hiçbir değeri yoktur:





- a) Toplam eylem (7.13)'den görüldüğü gibi, minimal olmayan kuplaj terimi  $\xi\phi^2 R(g)$  teoride ek bir terim olarak ortaya çıkmaktadır. Bu saf metriksel resimde gravitasyona kuplajın bir özelliğidir.
- b) Minimal olmayan kuplaj nedeniyle skaler alanın enerji-momentum tensörüne gelen düzeltme aşağıdaki forma sahiptir:

$$T_{\mu\nu}^{GR} = \xi \nabla_{\mu} \nabla_{\nu} \phi^2 - \xi \phi^2 g_{\mu\nu} - \xi \phi^2 G_{\mu\nu}(g) \quad (7.16)$$

Bu tensörün ilk iki terimi eylemin doğrusal bir yapıya sahip olmaması sebebiyle oluşmuştur. Metrik tensörün ikinci türevini içerirler. Bu skaler alanın türevlerini yaratır ve geliştirilmiş enerji-momentum tensörü maddenin kinetik terimi olarak ortaya çıkar.  $\phi = \phi_0$  sabit alanı için bu terimler kozmolojik sabite hiç katkı bırakmadan ortadan yok olur.

Şimdi aşağıda afin gravitasyonda karşılık gelen minimal olmayan kuplaj çalışılacak olup farklar görülecektir.

### 7.3.2 Afin Gravitasyon durumu

Minimal kuplaj durumunda afin gravitasyon eyleminden türetilen gravitasyonel hareket denklemleri ile genel görelilikten türetilenler arasındaki eşitlik aşağıdaki soruların doğmasına sebep olmaktadır:

- (7.5) denklemindeki eylemde verilen gravitasyon-skaler alan kuplajı minimal midir?
- Eğer minimal ise, bu eylemin minimal olmayan duruma genellemesi nedir? Bu yeni teoriden elde edilen alan denklemleri genel göreliliğin minimal olmayan denklemlerine eşit midir?

İlk olarak, şimdiye kadar görüldüğü gibi genel görelilikte uzay-zamanda integrasyon için gerekli olan invaryant hacim elemanı madde alanlarından bağımsızdır. Metrik tensörünün skaler yoğunluğu  $\sqrt{-g}$  ile belirlenmektedir. İnvaryant nicelikler bu metrik ile sözleşmeli olan madde alanları yoluyla oluşturulur. Fakat afin gravitasyonda invariant integrasyon ölçüsü (7.5) denkleminde açık bir şekilde görüldüğü gibi madde alanları içermektedir. Bu yüzden, genel göreliliğin minimal olmayan durumu ile karşılaştırma basit değildir. Burada (7.5) denkleminin basit ve olası genellemesi şu şekilde verilebilir:



$$S_{AG}^2 = \int d^4x \sqrt{\frac{Det[(M_{Pl}^2 + \xi\phi^2)R_{\mu\nu}(\Gamma) - \partial_\mu\phi\partial_\nu\phi]}{V(\phi)}} \quad (7.17)$$

Bu afin eylem madde alanlarının kinetik terimleri ve Ricci tensörü ile kuplajları kullanılarak oluşturulmuştur. Bu otomatik olarak  $\xi = 0$  için (7.5) denklemi ile uyumludur.

Bu makaledeki amacımız gravitasyon dinamiğini ve (7.17) eylemi aracılığıyla afin uzay-zamanda gravitasyona minimal olmayan bir şekilde kuplajlanan skaler alan dinamiğini çalışmaktır. Bu amaç doğrultusunda, bu eylemin yapısı ile ilgili bazı önemli noktaları aydınlatmak önemlidir:

- Minimal olmayan kuplak-jin ek bir terim olarak ortaya çıktığı genel göreliliğin aksine (7.17) denklemindeki  $\xi\phi^2 R_{\mu\nu}(\Gamma)$  etkileşimi eylemin eklenmiş bir parçası değil invaryant integrasyonun bir parçasıdır.
- Teori skaler alan  $\phi$ 'nin bazı değerleri için potansiyel sıfırlanırsa tekil olur. Bu  $V(\phi)$ 'da ilksel bir parça olması gerektiği anlamına gelir. Fakat bir alternatif görüş daha vardır. Sabit bir  $\phi$  skaler alanın tamamen eksikliğini tanımlar denilebilir (bölüm 7.4'deki denklem (7.37)'ye bakınız). Buradaki ilginç nokta potansiyeldeki ilksel parça  $V_0$ 'ın  $V(\phi_{min})$  olarak yorumlanabilmesidir.
- Tabi ki madde alanlarının kinetik terimleri sabit bir potansiyel  $V(\phi_{min}) \neq 0$  için sıfırlanır. Bunun sebebi teorinin tekil davranışlarını engellemek için gerekli olan bir temel birleşen olarak vakum enejisine ev sahipliği yapan afin uzay-zamanın yapısıdır.

(7.17) denklemde verilen eylem denklem (7.5)'in en basit olası genellemesidir. Herşeyden önce bu seçim  $\xi = 0$  olduğunda (7.5) denklemindeki minimal formu verecek şekilde yapılandırılmıştır. (7.17) denklemindeki eylem hacim elemanının (determinantın karekökü) belirlenmesinde yer alan kinetik terim (modifiye olmamış hali) aynı temel yapı olarak sürdürülür ve potansiyel hacim elemanını böler. Buradaki atılan adım;  $\phi$  alanını eylemdeki tek geometrik yapı olan Ricci tensörü ile açıkça kuplajlamaktır.  $\phi$  ile bağlantı  $\Gamma$  arasındaki direkt kuplajı sağlayarak minimal kuplajın ötesine geçen bu formdur. Bu tabi ki  $\xi\phi^2$  yerine  $F(\phi)$  gibi daha genel formlara genelleştirilebilir. Fakat  $\phi$ 'nin daha yüksek kuvvetlerinin Planck kütlesi tarafından baskılanması beklenir.

Denklem (7.17) eyleminden elde edilen dinamik alan denklemleri şu formu alır:

$$\nabla_\mu \left\{ \sqrt{Det[(M_{Pl}^2 + \xi\phi^2)R(\Gamma) - \partial\phi\partial\phi]} \left( \frac{M_{Pl}^2 + \xi\phi^2}{V(\phi)} \right) (((M_{Pl}^2 + \xi\phi^2)R(\Gamma) - \partial\phi\partial\phi)^{-1})^{\alpha\beta} \right\} = 0 \quad (7.18)$$



Bu denklemin integralenmesi bize aşağıdaki denklemi verir:

$$(M_{Pl}^2 + \xi \phi^2)R_{\mu\nu}(\Gamma) - \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi = \left( \frac{V(\phi)}{V(\phi_{min})} \right) \left( \frac{M_{Pl}^2}{M_{Pl}^2 + \xi \phi^2} \right) T_{\mu\nu} \quad (7.19)$$

Metrik tensörü (7.11) cinsinden denklem (7.19) şu şekilde yazılabilir:

$$M_{Pl}^2 G_{\mu\nu}(g) = \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (\partial\phi)^2 - g_{\mu\nu} \frac{V(\phi)}{F(\phi)} - \xi \phi^2 G_{\mu\nu}(g) \quad (7.20)$$

Burada kısalık olması açısından fonksiyon  $F(\phi)$  şu şekilde tanımlanmıştır:

$$F(\phi) = 1 + \frac{\xi \phi^2}{M_{Pl}^2} \quad (7.21)$$

Bunlar afin uzay-zamanda skaler alanın gravitasyona kuplajından elde edilen gravitasyonel alan denklemleridir. Denklem (7.20)'nin sağ tarafındaki terim skaler alanın genelleştirilmiş enerji-momentum tensörüdür ve şu şekilde yazılabilir:

$$T_{\mu\nu}(\phi) = T_{\mu\nu}^\phi + T_{\mu\nu}^{AG}(\phi) \quad (7.22)$$

$T_{\mu\nu}^\phi$  minimal kuplaj durumundan elde edilen standart enerji-momentum tensörü (7.3)'tür.

$T_{\mu\nu}^{AG}(\phi)$  terimi geliştirilmiş bir enerji-momentum tensörüdür:

$$T_{\mu\nu}^{AG}(\phi) = \frac{\xi \phi^2}{M_{Pl}^2 + \xi \phi^2} V(\phi) g_{\mu\nu} - \xi \phi^2 G_{\mu\nu}(g) \quad (7.23)$$

Açıkça görüldüğü gibi bu nicelik  $\xi = 0$  için sıfırlanmaktadır – minimal kuplaj durumu.

Denklem (7.17)'nin skaler alan  $\phi$ 'ye göre varyasyonu aşağıdaki hareket denklemini verir:

$$\square\phi - V'(\phi) + \xi \phi R(g) + \Psi(\phi) = 0 \quad (7.24)$$

Burada (7.18)'deki özdeşlik ve sonra (7.11) denklemini kullanılmıştır ve  $\Psi(\phi)$  fonksiyonu şu şekilde verilmektedir:

$$\Psi(\phi) = \frac{\xi \phi^2}{M_{Pl}^2 + \xi \phi^2} V'(\phi) - \left( \frac{2\xi \phi}{M_{Pl}^2 + \xi \phi^2} \right) g^{\mu\nu} \nabla_\mu \phi \nabla_\nu \phi \quad (7.25)$$

Denklem (7.24) enerji-momentum tensörü (7.22)'nin kovaryant korunumu anlamına gelmektedir.



$$\nabla^\mu T_{\mu\nu}(\phi) = 0 \quad (7.26)$$

Bu afin eylem (7.17)'nin genel kovaryansının bir sonucudur.

Denklem (7.24)'ün son iki terimi minimal kuplaj durumu (7.12)'de skaler alan dinamiğinden sapmayı ölçer. Afin gravitasyon dinamiği aşağıdaki özelliklere sahiptir:

- Skaler alan dinamiği  $\xi = 0$  için genel göreliliğin yönergelerine eşittir. Fakat, genel durumda afin dinamiği  $\Psi(\phi)$ 'nin varlığından ötürü genel göreliliğe bir eşitlik göstermez. Gravitasyonel sektörde skaler alanın geliştirilmiş enerji-momentum tensörü (7.23)'e benzer bir şekilde,  $\Psi(\phi)$  niceliği eğri arka planda madde alanlarının yayılması üzerine sınırlandırmalar getirebilir.
- Geliştirilmiş tensör (7.23) alan türevlerine bağımlılık göstermez. Bu temel niceliğin afin bağlantı olduğu afin eylem (7.17)'nin lineerliğinin bir sonucudur. Genel göreliliğin aksine, bu terim teoride bir alanın türevi olarak değil bir potansiyel olarak ortaya çıkmaktadır. Genel bir sabit alan  $\phi = \phi_0$  için geliştirilmiş terim sıfırlanmaz fakat bir kozmolojik sabit yaratır. Bu nedenle,
  - Geliştirilmiş enerji-momentum tensörü (7.23)'ün ilk terimi minimal olmayan kuplaj durumunda genel görelilik ile afin gravitasyon arasında geçişin ve eğer bu yolla ortaya çıkacaksa yeni gözlemlenebilir etkilerin bir ölçüsüdür.
  - Aynı terim afin gravitasyonda gereklidir ve kozmolojik sabitin hem klasik hem de kuantum mekaniksel bazı yeni özelliklerine ışık tutmamıza yardımcı olabilir (Demir, 2014c; Demir, 2009; Demir, 2011; Demir, 2014a; Sakharov, 1968; Demir, 2015).

Afin gravitasyon ve genel görelilik karşılaştırmalı olarak Tablo 7.2'de minimal olmayan bağlı skaler alan için özetlenmiştir.

Tablo 7.2. Minimal olmayan kuplaj durumunda afin gravitasyon ve genel görelilik karşılaştırması

	Genel Görelilik (GG)	Afin Gravitasyon (AG)	AG vs GG
Temel Nicelik	Metrik	Bağlantı	
Eylem	(13)	(17)	Farklı
Alan denklemleri	(14)	(20)	

Bu tartışmayı genel görelilik ve afin gravitasyonda minimal ve minimal olmayan kuplaj arasındaki geçişi içeren önemli noktalara ışık tutarak bitireceğiz:

- Genel görelilikte (7.1) ve (7.13) eylemleri arasındaki geçiş iki eylemin iki farklı çerçevede (frames) yazılmış aynı teori olduğu düşünülen konformal transformasyonlar aracılığı ile yapılır. Jordan ve Einstein çerçeveleri aşağıdaki şekilde ilişkili olan iki metrik tensörü ile tanımlanır:

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = F(\phi)g_{\mu\nu} \quad (7.27)$$

Buradaki asıl soru hangi çerçevenin veya hangi metriğin genel görelilikte fiziksel olarak ciddi belirsizliklere neden olduğudur.

- Diğer taraftan afin gravitasyonda bu şekilde çerçeveler teoride bir anlam ifade etmez. Aslında, burada sıfırdan farklı vakum enerjisinden üretilen tek bir metrik tensörü bulunmaktadır. Bu kurulumda minimal olmayan afin eylem (7.17)'den minimal olan (7.5)'e geçiş yeniden alan tanımlaması ile gerçekleşmektedir:

$$d\phi = \frac{d\phi}{\sqrt{F(\phi)}} \quad (7.28)$$

Bu yeni alan cinsinden eylem (7.17) şu formu alır:

$$S_{AG} = \int d^4x \sqrt{\frac{\text{Det}[(M_{\mu\nu}^2 R_{\mu\nu}(\Gamma) - \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi]}{U(\phi)}} \quad (7.29)$$

Bu eylem skaler alan  $\phi$ 'in minimal kuplajını afin uzay-zamanda aşağıdaki potansiyel ile tanımlamaktadır:

$$U[\phi] = \frac{V(\phi)}{F^2(\phi)} \quad (7.30)$$

Afin gravitasyonun bu ilginç özelliği sadece tek bir skaler alan ile sınırlı olmayıp birden fazla skaler alan içeren teoriler içinde geçerlidir. Minimal olmayan kuplaj durumundan minimal olana geçişin ana etkisi indüklenmiş yeni etkileşimlerdir. Örneğin birden fazla skaler alan içeren teoriler yeni etkileşimler geliştirebilir (kinetik terimlerini



köşegenleştirdikten sonra bile). Bu yüzden minimal olmayan bağlı skaler alanların diğer madde alanları ile modifiye edilmiş etkileşimler aracılığıyla minimal bağlı skaler alanlara indirgenebileceği gerçeği ortaya çıkmaktadır.

Bir sonraki bölümde eylem (7.29) enflasyonel rejimin tartışmalarında temel olacaktır.

## 7.4 Afın enflasyon

Gravitasyonel alan denklemleri (7.20)  $\phi = \phi_{min}$  durumunda en basit formunu almaktadır. Bu maksimum düzeyde simetrik vakum durumudur ve kozmolojik sabit içeren Einstein denklemlerini vermektedir:

$$M_{Pl}^2 G_{\mu\nu}(g) = -\frac{V(\phi_{min})}{F^2(\phi_{min})} g_{\mu\nu} \quad (7.31)$$

Bu eşitliğin çözümü maksimum düzeyde simetrik *de Sitter (anti-de Sitter)* uzay-zamanıdır. Sıfırdan farklı kozmolojik sabit burada sunulan modelin yapısının bir gerekliliğidir ve bu terimin kozmolojik etkileri saf afın teoriyle bağlantılıdır. Bölüm 7.2'de görüldüğü gibi sıfırdan farklı kozmolojik sabit gerekliliği Eddington yaklaşımının içinde gizlidir ve (7.31) denklemleri Eddington'un denklemlerine eşittir (Eddington ve Schroedinger, 1950).

Uzayın homojenliği ve izotripliği gerekliliği evren için Friedmann-Lemaitre modellere yol açmaktadır. bu modeller doğal olarak de Sitter çözümünü ve mevcut çalışmada verilen kozmolojik sabiti içeren çözümleri içermektedir (Lachieze-Rey ve Luminet, 1995). Uzay-zaman bu modellerin özel bir durumu olan düz Robertson-Walker metriği ile tanımlanmaktadır:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)d\vec{x} \cdot d\vec{x} \quad (7.32)$$

Burada  $a(t)$  ölçek faktörüdür.

Skaler alanın evrende dağılımı onun ilişkili olduğu sırasıyla enerji yoğunluğu ve basıncı ile tanımlanabilir:

$$\rho(\phi) = \frac{1}{F(\phi)} \left( \frac{\dot{\phi}^2}{2} + \frac{V(\phi)}{F(\phi)} \right) \quad (7.33)$$

$$p(\phi) = \frac{1}{F(\phi)} \left( \frac{\dot{\phi}^2}{2} - \frac{V(\phi)}{F(\phi)} \right) \quad (7.34)$$



Burada  $p(\phi) = -\rho(\phi)$  gerektiren sözde-de Sitter çözümünün bazı yavaş yavaş yuvarlanan (slowly rolling) alanlar için olası olduğunu görüyoruz. Yukarıda tartıştığımız kozmolojik sabit durumu  $\phi = \phi_{min}$  için üstü kapalı bir şekilde anlaşılmaktadır.

Hubble parametresi  $H$ , gravitasyonel alan denklemleri (7.20)'den kolayca elde edilebilen aşağıdaki denklemleri sağlamaktadır:

$$H^2 = \frac{1}{3M_{Pl}^2 F(\phi)} \left( \frac{\dot{\phi}^2}{2} + \frac{V(\phi)}{F(\phi)} \right) \quad (7.35)$$

$$\dot{H} + H^2 = \frac{1}{3M_{Pl}^2 F(\phi)} \left( \frac{\dot{\phi}^2}{2} - \frac{V(\phi)}{F(\phi)} \right) \quad (7.36)$$

(7.35) denklemindeki Hubble parametresinin sabit olduğu sözde-de Sitter çözümünün varlığı teoride enflasyonel rejimin mümkün olduğunu göstermektedir.

Gravitasyona minimal olmayan bir şekilde bağlanan skaler alanlar tarafından oluşturulan enflasyon teorileri saf metrik gravitasyonda detaylıca çalışılmıştır (Fakir ve Unruh, 1990; Fakir vd., 1992; Kaiser, 1995; Komatsu ve Futamase, 1998; Futamase ve Maeda, 1989; Makino, 1991). Çalışmalar genellikle beklenen aynı sonuçların garantilenmediği hem Jordan hem de Einstein çerçevelerinde yapılmıştır. Bu çalışmada geliştirilen formalizm enflasyona uygulanacak ve sonuçlar genel göreliliğin tahminleri ile karşılaştırılacaktır.

Burada, önceki iki bölümde tartışılan standart özellikleri sağlayan aşağıdaki potansiyele odaklanacağız:

$$V(\phi) = V_0 + \frac{\lambda}{4}(\phi^2 - v^2)^2 \quad (7.37)$$

Burada  $v$ ,  $\phi$  skaler alanının vakum beklenen değeridir.

$V_0$  sıfırdan farklıdır ve (7.17) denklemi ile verilen afin eylemi  $\phi = v$  değerinde tekil olmaktan kurtarır. Aslında vakum enerjisine varsayılan bütün olası katkılar  $V_0$  'in içine dahil edilmiştir ve kozmolojik sabit problemi bir şekilde çözülmüştür.  $V_0 \approx m_\nu^4$  alınmıştır (çünkü  $V_0$ , kozmolojik sabiti  $\Lambda = V_0 / M_{Pl}^2$  olarak verir). Sıfırlanmayan vakum enerjisinin gözlemsel olarak bilinen bir gerçek olan kozmolojik sabitin sıfırlanmayan doğasını garantilediği aşikardır. Enflasyonel dönem boyunca  $V_0 \sim m_\nu^4$  değeri gözlemsel bir etki için oldukça zayıftır ve aşağıdaki analizlerde atılacaktır. (tabiki  $\phi = v$  vakum değerinde  $V_0$  çok önemlidir.)

Enflasyonel rejimi (7.28) denkelminde verilen  $\varphi$  fiziksel alanını kullanarak çalışmak daha kolaydır. Bu sebeple, (7.28) denkleminin integrali alınarak kolayca aşağıdaki eşitlik elde edilir:

$$\phi(\varphi) = \frac{M_{Pl}}{\sqrt{\xi}} \sinh\left(\frac{\sqrt{\xi}}{M_{Pl}} \varphi\right) \quad (7.38)$$

$\phi$  alanı yerine  $\varphi$  alanı kullanılmasına rağmen (7.32) denklemindeki uzay-zaman metriği değişmeden kalmaktadır ve sonrasında fiziksel alan  $\varphi$  standart *slow roll* şartlarını

$$\frac{\varphi^2}{2} \ll U(\varphi), \quad \frac{\dot{\varphi}}{\varphi} \ll H \quad (7.39)$$

aşağıdaki potansiyel için sağlamaktadır:

$$U(\varphi) \simeq \frac{\lambda}{4} \left[ \frac{M_{Pl}^2 \xi^{-1} \sinh^2\left(\frac{\sqrt{\xi}}{M_{Pl}} \varphi\right) - v^2}{1 + \sinh^2\left(\frac{\sqrt{\xi}}{M_{Pl}} \varphi\right)} \right]^2 \quad (7.40)$$

Şimdi, Hubble parametresi ve  $\phi$  alanının hareket denklemleri şu şekilde yazılır:

$$H^2 \simeq \frac{U(\varphi)}{3M_{Pl}^2} \quad \text{ve} \quad 3H\dot{\varphi} \simeq -U'(\varphi) \quad (7.41)$$

Büyük alan için  $\varphi > M_{Pl}/\sqrt{\xi}$ , slow roll parametreleri aşağıdaki formları alır:

$$\epsilon = \frac{M_{Pl}^2}{2} \left( \frac{U'}{U} \right)^2 \simeq 128\xi \exp\left(-4\frac{\sqrt{\xi}}{M_{Pl}} \varphi\right) \quad (7.42)$$

$$\eta = M_{Pl}^2 \left( \frac{U''}{U} \right) \simeq -32\xi \exp\left(-2\frac{\sqrt{\xi}}{M_{Pl}} \varphi\right) \quad (7.43)$$

$$\zeta^2 = M_{Pl}^4 \frac{U'''U'}{U^2} \simeq (32\xi)^2 \exp\left(-4\frac{\sqrt{\xi}}{M_{Pl}} \varphi\right) \quad (7.44)$$

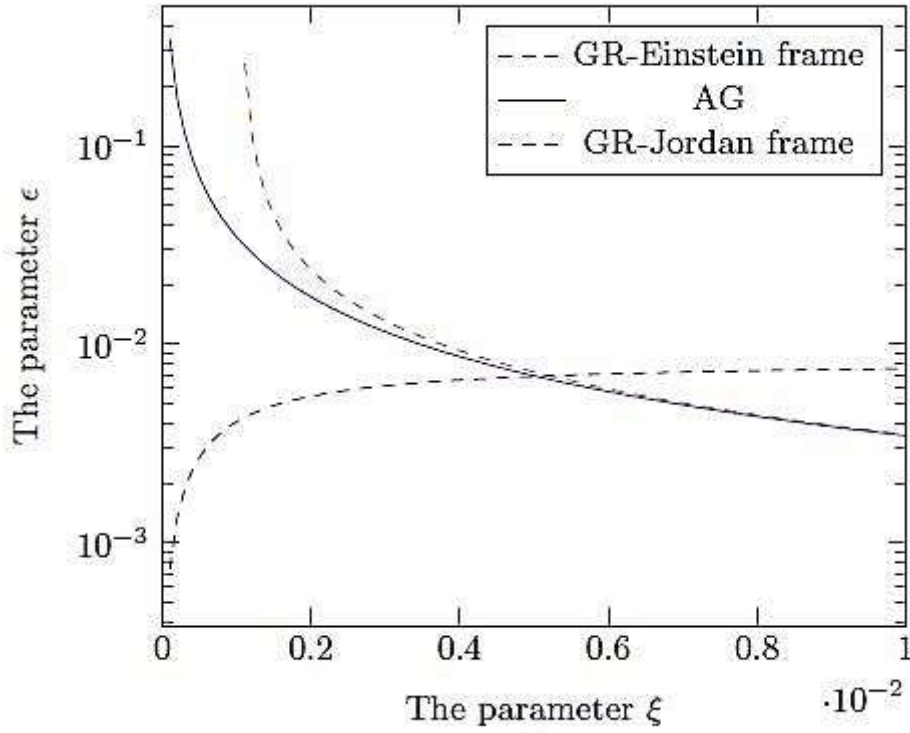
Bunlar Palatini formalizminden (Bauer ve Demir, 2008) elde edilen sonuçlara eşittir. E-folding sayısı aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned} N &= \frac{1}{M_{Pl}^2} \int_{\varphi_f}^{\varphi_i} \frac{U(\varphi)}{U'(\varphi)} d\varphi \\ &\simeq \frac{1}{32\xi} \left[ \exp\left(2\frac{\sqrt{\xi}}{M_{Pl}} \varphi_i\right) - \exp\left(2\frac{\sqrt{\xi}}{M_{Pl}} \varphi_f\right) \right] \end{aligned} \quad (7.45)$$

Burada  $\varphi_f$  final alanı slow roll koşullarının (7.39) bozulduğu enflasyonun sonuna karşılık gelmektedir ve başlangıçtaki alan  $\varphi_i$  e-folding sayısı  $N$  ile tanımlanır.

Slow roll parametreleri enflasyonel faz boyunca  $\varphi$  alanının ilgili ölçeği ufuktan geçerkenki değerinde hesaplanır ve birden küçük kalmaları gerekir. Sonrasında perturbasyon spektrumunun invariant ölçek spektrumundan sapmaları küçük olur.  $\epsilon$  parametresinin küçüklüğü  $\xi$  cinsinden Şekil 7.1.'de gösterilmiştir. Parametre sadece büyük  $\xi$  değerleri için genel görelilikteki gibi davranmaktadır.





Şekil 7.1.  $\xi$  cinsinden slow roll parametresi  $\epsilon$

Birinci derecede spektral indeks  $n_s = 1 - 6\epsilon + 2\eta$  aşağıdaki gibi yazılır:

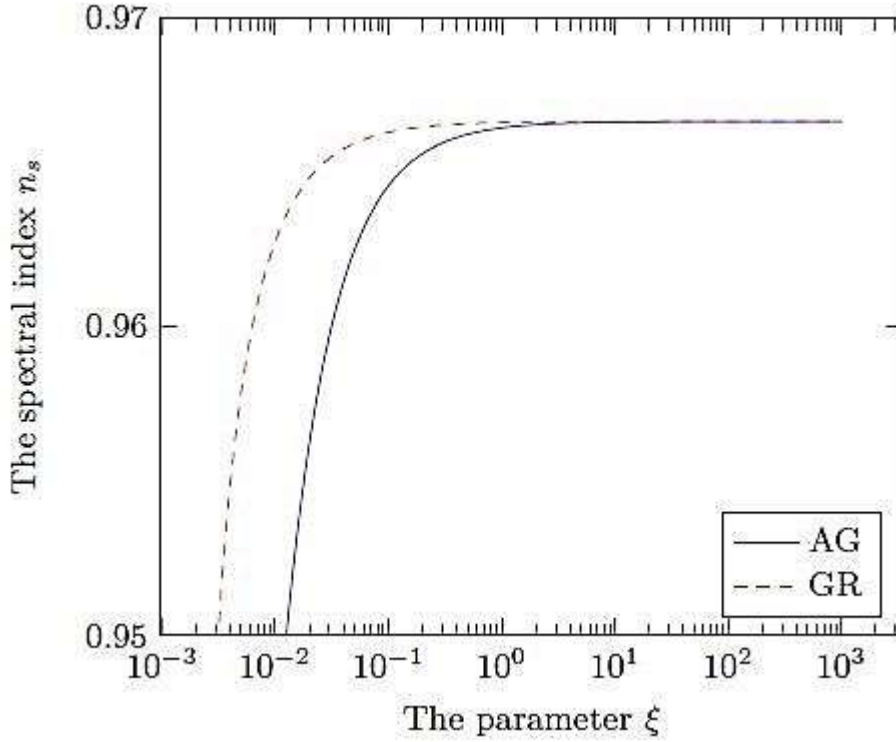
$$n_s \simeq 1 - \frac{3}{4\xi N^2} - \frac{2}{N} \quad (7.46)$$

Genel görelilikte minimal olmayan kuplaj birinci mertebeye kadar aşağıdaki spektral indekse neden olur:

$$n_s \simeq \begin{cases} 1 - \frac{32\xi}{16\xi N - 1}, & \varphi_f^2 \gg v^2 \\ 1 - \frac{16\xi(1+\delta^2)}{8\xi N(1+\delta^2) + \delta^2}, & \varphi_f^2 \simeq v^2 \end{cases} \quad (7.47)$$

Burada  $\delta^2 = \xi v^2 / M_{Pl}^2$  'dir.

Birinci dereceden spektral indeksin afin gravitasyon ve genel görelilik tarafından ön görülen değerleri  $N = 60$  için  $\xi$  cinsinden Şekil 7.2.'de gösterilmiştir. Bu karşılaştırma potansiyelin  $\phi^4$  gibi davrandığı  $\phi \gg v$  değerleri için yapılmıştır.



Şekil 7.2.  $E$ -folding  $N = 60$  için AG ve GG'de birinci dereceden spektral indeks  $n_s$ . Planck sonuçları (Ade vd. [Planck Collaboration], 2016),  $0.960 \leq n_s \leq 0.970$  GG'de  $\xi \geq 6.25 \times 10^{-3}$  değerlerine ve AG'de  $\xi \geq 3.12 \times 10^{-2}$  değerlerine karşılık gelmektedir.

$n_s \approx 0.9655 \pm 0.0062$  (Ade vd. [Planck Collaboration], 2016) gözlemlenen değeri küçük  $\xi$  değeri için genel görelilikte afin gravitasyondan daha çabuk ulaşılmıştır. Büyük  $\xi$  değerleri için afin gravitasyon gözlemlenen değerlere daha yakındır. Afin gravitasyonda  $\xi$ 'un olası büyük değerleri enflasyonel rejimin gerektirdiği gibi  $\sqrt{\xi}\varphi / M_{Pl}$  büyük değerlerde olduğu zaman bile küçük  $\varphi / M_{Pl}$  değerlerini oluşturabilir.

İkinci mertebede, spektral indeks  $n_s$  açık bir şekilde üçüncü slow roll parametresi  $\zeta^2$ 'ye aşağıdaki gibi bağlıdır:

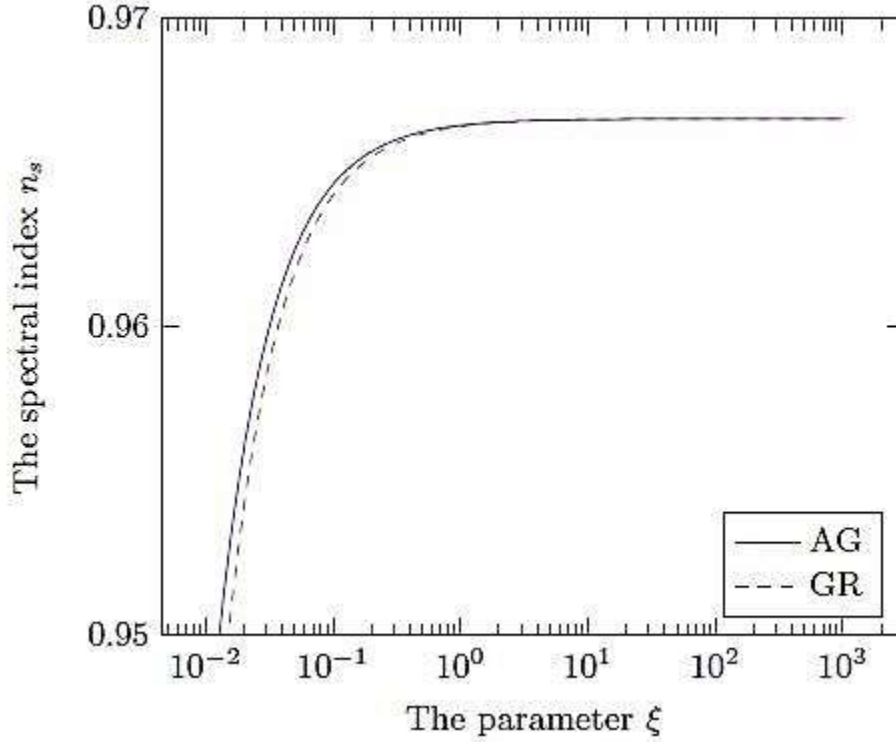
$$n_s = 1 - 6\epsilon + 2\eta + \frac{1}{3}(44 - 18c)\epsilon^2 + (4c - 14)\epsilon\eta + \frac{2}{3}\eta^2 + \frac{1}{6}(13 - 3c)\zeta^2 \quad (7.48)$$

Burada  $c = 4(\ln 2 + \gamma) \approx 5.081$  ve  $\gamma$  Euler sabitidir.

Jordan ve Einstein çerçevelerindeki detaylı analizler ikinci mertebede spektral indeksin farklı çerçevelerde farklı formlar aldığını göstermiştir (Kaiser, 1995; Nozari ve Shafizadeh, 2010). Bu FRW metriğinin Jordan çerçevesinden Einstein çerçevesine konformal dönüşüm ile geçtiği metrik teorisinin bir sonucudur.

(7.48) denklemi ile verilen spektral indeksin formu birinci dereceden sapmaların küçük slow roll parametreleri için küçük olduğunu göstermektedir. Bu bu parametrelerin üssel olarak

bozulduğu afin enflasyonun bir durumudur. Fakat genel görelilikte birinci mertebeden önemli derecede bir sapmanın ortaya çıktığı Şekil 7.3. 'te gösterilmektedir. Birinci dereceden farklı olarak, afin gravitasyon genel görelilikten büyük farklılıklar göstermemektedir.



Şekil 7.3. .  $E$ -folding  $N = 60$  için AG ve GG'de ikinci dereceden spektral indeks  $n_s$ . GG'de birinci derecedekinden sapma kayda değerdir. AG'de slow roll parametreleri küçüktür ve düzeltmeler çok çok küçüktür.

Sonucu ama bir o kadar da önemli olan  $r = \Delta_t^2 / \Delta_s^2$  eşitliği ile verilen tensör-to-skaler oranıdır. Burada  $\Delta_t^2$  ve  $\Delta_s^2$  sırasıyla enflasyon tarafından üretilen tensör ve skaler dalgalanmalarının güç spektrumudur. Afin enflasyonda bu nicelik şu formu alır:

$$r \simeq \frac{2}{\xi N^2} \quad (7.49)$$

Oranın çok küçük olduğu aşikardır. Yukarıda verilen aralık için; 60 e-folding için  $\xi \geq 3.12 \times 10^{-2}$ , bu oran şu şekilde bir üst sınıra sahip olur:

$$r \leq 1.7 \times 10^{-2} \quad (7.50)$$

Bu değer gözlemlenen değer aralığında (Ade vd. [Planck Collaboration], 2016) bulunan tensör pertürbasyonunun miktar olarak küçüklüğünü göstermektedir. Fakat, büyük  $\xi$  değeri çok küçük bir oran ortaya koymaktadır.

Planck verilerinin enflasyon tarafından üretilen ilksel pertürbasyonların güç spektrumu üzerine getirdiği kısıtlama şu şekilde verilir ;



$$\frac{H^2}{8\pi^2\epsilon M_{Pl}^2} \simeq 2.4 \times 10^{-9} \quad (7.51)$$

ve bu değer aşağıdaki eşitliğe neden olur:

$$\frac{\lambda}{\xi} \simeq 7.8 \times 10^{-11} \quad (7.52)$$

Küçük  $\xi$  parametresi için bu küçük oranın aşırı ince ayara sebep olan çok küçük  $\lambda$  değerine ihtiyacı vardır. Ancak,  $\lambda$ 'nın doğal değeri önemli ölçüde büyük  $\xi$  için burada elde edilebilir. Spektral indeksin  $n_s \simeq 0.97$  değerini aldığı modelimizde bu duruma izin verilmektedir. Minimal olmayan şekilde kuplajlanmış  $\xi$  değerlerinden ortaya çıkan sonuçlar (Bauer ve Demir, 2008)'da elde edilene eşittir. İleride yapılacak olan gözlemlerden elde edilen  $\xi$  parametresi üzerindeki kısıtlamaların genel göreliliğe bağlı enflasyon ile afin gravitasyona bağlı afin enflasyon arasındaki farkları belirgin bir şekilde göstereceğine inanmaktayız.

Bu bölüm sonuçların Tablo 7.3'de özetlenmesi ile bitirilecektir. Tablo 7.3; afin gravitasyon ve genel görelilikte minimal olmayan bağlı inflaton aracılığıyla gerçekleşen enflasyonel rejimi tanımlamaktadır.

Tablo 7.3. Birinci derece spektral index  $0.960 \leq n_s \leq 0.970$  karşılık gelen afin gravitasyon ve genel görelilikten (Einstein çerçevesi) elde edilen enflasyonel rejim tahminleri. Burada  $\varphi(\phi)$  fonksiyonu  $\xi > 1$  değerleri için verilmiştir. Bu durumda ve daha büyük  $\xi$  değerleri için afin gravitasyonda alanlar Planck kütesindedir.

	Einstein frame(GR)	AG
Parameter		
$\xi$	$\xi \gtrsim 6.25 \times 10^{-3}$	$\xi \gtrsim 3.12 \times 10^{-2}$
$\phi(\varphi)$	$\frac{M_{Pl}}{\sqrt{\xi}} \exp\left(\sqrt{\frac{\xi}{1+6\xi}} \frac{\varphi}{M_{Pl}}\right)$	$\frac{M_{Pl}}{\sqrt{\xi}} \sinh\left(\frac{\sqrt{\xi}}{M_{Pl}} \varphi\right)$
$\varphi_i/M_{Pl}$	$\sqrt{\frac{1+6\xi}{\xi}} \ln\left(\sqrt{\frac{8\xi N}{1+6\xi}}\right)$	$\ln(32\xi N) / 2\sqrt{\xi}$
$\varphi_f/M_{Pl}$	$\sqrt{\frac{1+6\xi}{16\xi}} \ln\left(\frac{8\xi}{1+6\xi}\right)$	$\ln(128\xi) / 4\sqrt{\xi}$

## 7.5 Sonuç

Afin formalizmi Eddington, Einstein ve Schrödinger tarafından yapılan ilk formalizasyonundan (Eddington ve Schroedinger, 1950) bugüne yıllardır somut fiziksel ve kozmolojik yorumları eksik matematiksel bir formalizasyon olarak kalmıştır. Bu çalışma evrenin enflasyonel fazı için afin gravitasyondan yararlanmada mütevazi bir teşebbüs olarak düşünülebilir. Bazı belirli durumlarda genel göreliliğe eşit olsa bile (minimal kuplaj durumu) teori enflasyon için geçerli bir yapı sağlamaktadır. Bu özellik skaler alanın sıfırdan farklı değerler almasına ihtiyaç duyan invaryant eylemin yapısından kaynaklanmaktadır. Enflasyonu sürdürmek için gerekli olan bu özellik afin gravitasyonun kullanışlı bir yönüdür. Afin gravitasyonun diğer bir kullanışlı yönü ise; oluşturulan metriğin tek olduğu bir geometrik çerçeve sağlamasıdır (Einstein veya Jordan çerçeveleri yok). Bu durum afin gravitasyonda minimal ve minimal olmayan kuplaj teorilerini eşdeğer tanımlar yapmaktadır.

Bu çalışmada, ilk olarak genel görelilik ve afin gravitasyonda karşılaştırmalı olarak minimal ve minimal olmayan kuplajlı skaler alanlar çalışılmıştır. Her iki durumda da birçok ilginç özellik ortaya çıkmıştır. Skaler alan afin gravitasyonda sıfırlanmayan bir potansiyel enerji yoğunluğuna gereksinim duymaktadır. Gerçekte; vakumun enerji-momentum tensörünün hareket denklemlerinin integrasyon sabiti olarak sonradan bir metrik tensörü tanımladığı bulunmuştur.

Diğer nokta minimal kuplajdan minimal olmayan kuplaja geçiş ile ilgilidir. Minimal durumun aksine, minimal olmayan kuplajın afin gravitasyonda genel görelilikten farklı olduğuna karar verilmiştir. Farklılıklar hem geliştirilmiş enerji-momentum tensöründen hem de  $\phi$  skaler alanının modifiye denklemlerinden kaynaklanmaktadır. Geliştirilmiş enerji-momentum tensörünün genel görelilikte olduğu gibi  $\phi$  skaler alanın türevlerinden ziyade skaler alanın potansiyeline bağımlı olduğu gösterilmiştir. Bu afin bağlantısının birinci türevini içeren Ricci tensörünün lineerliğinin bir sonucudur.

Ayrıca minimal olmayan kuplajdan minimal kuplaja geçişin basit bir şekilde skaler alanın yeniden tanımlanması ile elde edilebileceği de gösterilmiştir. Bu gösteriyor ki; afin gravitasyonun formalize edildiği tek bir çerçeve vardır. Bu tartışmasız net çünkü üretilen sadece tek bir metrik tensörü vardır. Bu demek oluyor ki; genel göreliliğin Einstein ve Jordan çerçevelerinin afin gravitasyonda bir karşılığı yoktur.

Makalenin son aşamasında, benzersiz FRW uzay-zamanında ilksel enflasyon detaylıca çalışılmıştır ve enflasyonel rejimin yavaş hareket eden alanlar için doğal bir şekilde ortaya çıktığı gösterilmiştir. Ölçülmüş spektral indekse bağımlı olan minimal olmayan kuplaj parametresi  $\xi$ 'nin olası değerleri tartışılmıştır. Çalışma ayrıca genel göreliliğe dayanan standart enflasyonun aksine afin enflasyon küçük tensor-to-skaler oranı üretmektedir.



Gelecekte yapılacak gözlemler bu modeller arasında ayırım yapmak için yeterince duyarlı olabilir.

## 8.SONUÇ

LHC 13 TeV sonrasında parçacık fiziğinde karşıkarşıya kaldığımız en önemli problem SM'in nasıl olup da mümkün olabildiğini yani ortadan kaldırıcı kuantum etkilerine karşın nasıl olup da Fermi ölçeğinde stabil kaldığını anlamaktır. Diğer bir muamma is karanlık maddedir.

İşbu proje çalışması bu problemler üzerine yoğunlaşmış, belli önerilerde bulunmuş ve de önerilerine ilişkin gözlenebilen etkilerin de parçacık çarpıştırıcılarında nasıl yoklanabileceklerini örnekleriyle ele almıştır. Doğallaştırma ana hedef iken, doğallıktan feragat edip minimalliği esas almak da mümkündür. Proje her iki yaklaşımı da ele almıştır.

Bu proje hakkında her şey unutulduktan sonra akılda kalacak şeylerden biri çekim kuvvetinin ortaya çıkışının kuantum alan kuramındaki UV kararsızlığı ortadan kaldıracak biçimde olabileceğidir. Buna giden yol ise çekimle kuantumu çekimi kuantize etmeyi umarak değil, kuantumu klasikalize ederek -- ki UV kararsızlıklar bu durumda ortaya çıkarlar -- birleştirmekten geçmektedir.

## KAYNAKLAR

- Aaboud, M. [ATLAS Collaboration]. (2016). "Search for new phenomena in events with a photon and missing transverse momentum in pp collisions at  $\sqrt{13}$  TeV with the ATLAS detector". *JHEP*, 1606, 059.
- Aad, G. [ATLAS and CMS Collaborations]. (2013). "Search for Dark Matter Candidates and Large Extra Dimensions in events with a photon and missing transverse momentum in pp collision data". *Phys. Lett. B*, 736, 120.
- Aad, G. [ATLAS and CMS Collaborations]. (2015). "Combined measurement of the Higgs Boson Mass in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS experiments". *Phys. Rev. Lett.*, 114, 191803.
- Aad, G. [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.
- Aad, G. [ATLAS Collaboration]. (2015). "Search for new phenomena in events with a photon and missing transverse momentum in pp collisions at  $\sqrt{8}$  TeV with the ATLAS detector". *Phys. Rev. D*, 92(5), 059903.
- Aad,G. [ATLAS Collaboration]. (2015). "Constraints on new phenomena via Higgs boson couplings and invisible decays with the ATLAS detector". *JHEP*, 11, 206.
- Ade, P.A.R. [Planck Collaboration]. (2016). "Plank 2015 results XIII. Cosmological



- parameters". *Astron. Astrophys.*, 594, A13.
- Agrawal, V., Barr, S. M., Donoghue, J. F., Seckel, D. (1998). "The anthropic principle and the mass scale of the Standard Model". *Phys. Rev. D*, 57, 5480.
- Akerib, D. S. [LUX Collaboration]. (2017). "Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure". *Phys.Rev. Lett.*, 118, 021303.
- Albrecht, A., Steinhardt, P. J. (1982). "Cosmology for Grand Unified Theories with Radiatively Induced Symmetry Breaking". *Phys. Rev. Lett.*, 48, 1220-1223.
- Andrianov, A. A., Rodenberg, R., Romanenko, N. V. (1995). "Fine tuning in one Higgs and two Higgs standard model". *Nuovo Cim. A*, 108, 577.
- Arkani-Hamed, N., Cohen, A. G., Katz, E., Nelson, A. E. (2002). "The Littlest Higgs". *JHEP*, 0207, 034.
- Arkani-Hamed, N., Dimopoulos, S., Dvali, G. R. (1998). "The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter". *Phys. Lett. B*, 429, 263.
- ATLAS-CONF-2016-018. (2016).
- Azri, H. (2015). "Eddington's gravity in immersed spacetime". *Class.Quant.Grav.* 32, 065009.
- Azri, H. (2016). "Separate Einstein-Eddington Spaces and the Cosmological Constant". *Annalen Phys.* 528, 404-411.
- Azri, H., Demir, D.A. (2017). "Affine Inflation". *Phys.Rev. D*95, 124007.
- Babu, K. S., Ma, E., Valle, J. W. F. (2003). "Underlying A(4) symmetry for the neutrino mass matrix and the quark mixing matrix". *Phys. Lett. B*, 552, 207.
- Baer, H. (2013). "The international linear collider technical design report-volume 2: physics". *arXiv:1306.6352[hep-ph]*.
- Baglio, J., Djouadi, A., Quevillon, J. (2016). "Prospects for Higgs physics at energies up to 100 TeV". *Rept. Prog. Phys.* 79, 116201.
- Barbieri, R., Strumia, A. (2000). "The 'LEP paradox' ". *hep-ph/0007265*.
- Barger, V., Langacker, P., McCaskey, M., Ramsey-Musolf, M. J., Shaughnessy, G. (2008). "LHC Phenomenology of an Extended Standard Model with a Real Scalar Singlet". *Phys. Rev. D*, 77, 0350.
- Batell, B., McKeen, D., Pospelov, M. (2012). "Singlet Neighbors of the Higgs Boson". *JHEP*, 104, 1210.
- Bauer, F., Demir, D. A. (2008). "Inflation with Non-Minimal Coupling: Metric versus Palatini Formulations". *Phys.Lett. B*665, 222-226.
- Bazzocchi, F., Fabbrichesi, M. (2013). "Little hierarchy problem for new physics just beyond the LHC". *Phys. Rev. D*, 87, 036001.
- Bazzocchi, F., Fabbrichesi, M., Ullio, P. (2007). "Just so Higgs boson". *Phys. Rev. D*, 75, 056004.
- Belanger, G., Boudjema, F., Pukhov, A., Semenov, A. (2015). "micrOMEGAs4.1: two dark matter candidates". *Comput. Phys. Commun.*, 192, 322-329.
- Belyaev, A., Christensen, N. D., Pukhov, A. (2013). "CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model". *Comput.Phys.Commun.* 184, 1729-1769.
- Bezrukov, F.L., Magnin, A., Shaposhnikov, M., Sibiryakov, S. (2011). "Higgs inflation: consistency and generalisations". *JHEP*, 1101, 016.
- Bezrukov, F.L., Shaposhnikov, M. (2008). "The standard model higgs boson as the inflaton". *Phys. Lett. B*, 659, 703.
- Bicer, M. [TLEP Design Study Working Group Collaboration]. (2014). "First look at the physics case of TLEP". *JHEP*, 1401, 164.
- Bjorken, J. D. (1992). "A full-acceptance detector for SSC physics at low and intermediate mass scales: an expression of interest to the SSC". *Int. J. Mod. Phys. A*, 7, 4189.



- Bonesini, M. (2016). "Perspectives for Muon colliders and neutrino factories". *Frascati Phys. Ser.*, 61, 11.
- Buckley, A., Ferrando, J., Lloyd, S., Nordström, K., Page, B., Rüfenacht, M., Watt, G. (2015). "LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era". *Eur. Phys. J. C*, 75, 132.
- Calmet, X., Hsu, S. D. H., Reeb, D. (2008). "Quantum gravity at a TeV and the renormalization of Newton's constant". *Phys.Rev. D*, 77, 125015.
- Carlip, S. (2008). "Is quantum gravity necessary?". *Class. Quant. Grav.*, 25, 154010.
- Chakraborty, I., Kundu, A. (2014). "Two-Higgs doublet models confront the naturalness problem". *Phys. Rev. D* 90, 115017.
- Chanowitz, M. S., Gaillard, M. K. (1985). "The TeV physics of strongly interacting W's and Z's". *Nucl. Phys. B*, 261, 379.
- Chatrchyan, S. [CMS Collaboration]. (2012). "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC.". *Phys. Lett. B*, 716, 30.
- Chatrchyan, S. [CMS Collaboration]. (2012). "Search for Dark Matter and Large Extra Dimensions in pp Collisions Yielding a Photon and Missing Transverse Energy". *Phys. Rev. Lett*, 108, 261803.
- Chatrchyan, S. [CMS Collaboration]. (2013). "Study of the Mass and Spin-Parity of the Higgs Boson Candidate via Its Decays to Z boson pairs". *Phys. Rev. Lett.*, 110(8), 081803.
- Cheng, H. C., Feng, J. L., Matchev, K. T. (2002). "Kaluza-Klein dark matter". *Phys. Rev. Lett.*, 89, 211301.
- Choubey, S. [IDS-NF Collaboration]. (2011). "International design study for the neutrino factory, interim design report". *arXiv:1112.2853[hep-ex]*.
- Christensen, M., Duff, M. J. (1979). "New gravitational index theorems and super theorems". *Nucl. Phys.* 154, 301.
- Christensen, N. D. (2013). "Simulating spin- 3/2 particles at colliders". *Eur.Phys.J. C* 73, 2580.
- Christensen, N. D., de Aquino, P., Degrande, C., Duhr, C., Fuks, B., Herquet, M., Maltoni, F., Schumann, S. (2011). "A Comprehensive approach to new physics simulations". *Eur.Phys.J. C* 71, 1541.
- Christensen, N. D., Duhr, C. (2009). "FeynRules - Feynman rules made easy". *Comput.Phys.Commun.* 180, 1614-1641.
- CMS-PAS-EXO-16-018. (2016).
- Cornwall, J. M., Levin, D. N., Tiktopoulos, G. (1974). "Derivation of gauge invariance from high-energy unitarity bounds on the s matrix". *Phys. Rev. D*, 10, 1145.
- Demir, D. (2012). "Gravi-Natural Higgs and Conformal New Physics". *arXiv:1207.4584 [hep-ph]*.
- Demir, D. A. (2009). "Vacuum energy as the origin of the gravitational constant". *Found. Phys.*, 39, 1407.
- Demir, D. A. (2011). "Stress-energy connection and the cosmological constant problem". *Phys. Lett. B*, 701, 496.
- Demir, D. A. (2013). "Gravi-Natural Higgs" talk at Pakfest. Ankara, Turkey.
- Demir, D. A. (2014a). "Effects of curvature-higgs coupling on electroweak fine-tuning". *Phys. Lett. B*, 733, 237.
- Demir, D. A. (2014b). "Higgs particle" talk at Humboldt Kolleg. Ankara, Turkey.
- Demir, D. A. (2014c). "Riemann-Eddington theory: Incorporating matter, degravitating the cosmological constant". *Phys.Rev. D* 90, 064017.
- Demir, D. A. (2015). "A mechanism of ultraviolet naturalness". *arXiv:1510.05570 [hep-ph]*.
- Demir, D. A. (2016). "Curvature-Restored gauge invariance and ultraviolet naturalness". *Adv. High Energy Phys.*, 2016, 6727805.





- Demir, D. A. (2017). "Naturalizing Gravity of the Quantum Fields, and the Hierarchy Problem". *arXiv:1703.05733 [hep-ph]*.
- Demir, D. A., Frank, M., Korutlu, B. (2014). "Dark Matter from Conformal Sectors". *Phys. Lett. B*, 728, 393.
- Demir, D. A., Karahan, C. N., Korutlu, B. (2015). "Higgsed stueckelberg vector and higgs quadratic divergence". *Phys. Lett. B*, 740, 46.
- Demir, D. A., Karahan, C.N., Korutlu, B., Sargin, O. (2017). "Hidden Spin-3/2 Field in the Standard Model". *Eur. Phys. J. C* 77, 593.
- Demir, D. A., Mosquera Cuesta, H. J. (2001). "Weak scale hidden sector and fireball models of gamma-ray bursts". *Phys. Rev. D*, 64, 043003.
- d'Enterria, D. (2016). "Physics at FCC-ee". *arXiv:1602.05043[hep-ex]*.
- Deser, S., van Nieuwenhuizen, P. (1974). "Nonrenormalizability of the Quantized Einstein-Maxwell System". *Phys. Rev. Lett.* 32, 245.
- Dillig, M. (2006). "From Dimensional to Cut-Off Regularization". *nucl-th/0604062*.
- Eddington, A. S., Schroedinger, E. (1950). "*Space-Time Structure*". Cambridge: Cambridge University Press.
- Fakir, R., Habib, S., Unruh, W. (1992). "Cosmological density perturbations with modified gravity". *Astrophys. J.* 394, 396.
- Fakir, R., Unruh, W. G. (1990). "Improvement on cosmological chaotic inflation through nonminimal coupling". *Phys. Rev. D*, 41, 1783-1791.
- Feng, J. L., Grivaz, J. F. (2010). "Searches for supersymmetry at high-energy colliders". *Rev. Mod. Phys.*, 82, 699.
- Frolov, V. P., Fursaev, D. V. (1997). "Mechanism of the generation of black hole entropy in Sakharov's induced gravity". *Phys. Rev. D* 56, 2212.
- Fujii, K. (2015). "Physics case for the international linear collider". *arXiv:1506.05992[hep-ex]*.
- Futamase, T., Maeda, K. (1989). "Chaotic Inflationary Scenario in Models Having Nonminimal Coupling With Curvature". *Phys. Rev. D* 39, 399-404.
- Giudice, G. F. (2013). "Naturalness after LHC8". *arXiv:1307.7879[hep-ph]*.
- Goroff, M. H., Sagnotti, A. (1986). "The ultraviolet behavior of Einstein gravity". *Nuclear Physics B*, 266, 709-736.
- Grimus, W., Lavoura, L. (2004). "A nonstandard CP transformation leading to maximal atmospheric neutrino mixing". *Phys. Lett. B*, 579, 113.
- Guth, A. H. (1981). "The Inflationary Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems". *Phys. Rev. D* 23, 347-356.
- Haber, H. E., Kane, G. L. (1985). "The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model". *Phys. Rept.*, 117, 75.
- Hahn, T. (2001). "Generating Feynman Diagrams and Amplitudes with FeynArts 3". *Comput. Phys. Commun.*, 140, 418.
- Hahn, T. (2008). "A Mathematica Interface for FormCalc-generated Code". *Comput.Phys.Commun.* 178, 217-221.
- Hahn, T., Perez-Victoria, M. (1999). "Automatized One-Loop Calculations in 4 and D dimensions". *Comput. Phys. Commun.*, 118, 153.
- Hawking, S. (1977). "Zeta function regularization of path integrals in curved spacetime". *Communications in Mathematical Physics* 55, 133-148.
- Hooper, D., Profumo, S. (2007). "Dark matter and collider phenomenology of universal extra dimensions". *Phys. Rept.*, 453, 29.
- Jungman, G., Kamionkowski, M., Griest, K. (1996). "Supersymmetric dark matter". *Phys. Rept.*, 267, 195.



- Kahlhoefer, F. (2017). "Review of LHC dark matter searches". *Int. J. Mod. Phys. A*, 32(13), 1730006.
- Kaiser, D. I. (1995). "Primordial spectral indices from generalized Einstein theories". *Phys.Rev. D*, 52, 4295-4306.
- Kaplan, D.M. [MAP and MICE Collaborations]. (2015). "Muon colliders and neutrino factories". *EPJ Web Conf.*, 95, 03019.
- Karahan, C. N., Korutlu, B. (2014). "Effects of a real singlet scalar on Veltman condition". *Phys. Lett. B*, 732, 320.
- Khachatryan, V. [CMS Collaboration]. (2016). "Search for new phenomena in monophoton final states in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV". *Phys. Lett. B*, 755, 102.
- Kibble, T. W. B., Randjbar-Daemi, S. (1980). "Non-linear coupling of quantum theory and classical gravity". *J. Phys. A*, 13, 141.
- Kijowski, J. (1978). "On a new variational principle in general relativity and the energy of the gravitational field". *Gen. Relativ. Gravit.*, 9, 857.
- Kijowski, J. W. (2007). "Universality of affine formulation in general relativity theory". *Rept. Math. Phys.* 59, 1.
- Klasen, M., Pohl, M., Sigl, G. (2015). "Indirect and direct search for dark matter". *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 85, 1.
- Komatsu, E., Futamase, T. (1998). "Constraints on the chaotic inflationary scenario with a nonminimally coupled 'inflaton' field from the cosmic microwave background radiation anisotropy". *Phys. Rev. D* 58, 089902.
- Korutlu, B. (2015). "Softly fine-tuned standard model and the scale of inflation". *Mod. Phys. Lett. A*, 30(34), 1550179.
- Lachieze-Rey, M., Luminet, J. P. (1995). "Cosmic topology". *Phys. Rept.* 254, 135-214. *LHC Exotica and SUSY results*. (tarih yok). <https://twiki.cern.ch> adresinden alınmıştır
- Linde, A. (1982). "A New Inflationary Universe Scenario: A Possible Solution of the Horizon, Flatness, Homogeneity, Isotropy and Primordial Monopole Problems". *Phys. Lett.* 108 B, 389-393.
- Linde, A. (1983). "Chaotic Inflation". *Phys. Lett.* 129 B, 177-181.
- Ma, E. (2016). "Neutrino theory: mass, interactions, connections". *PoS CORFU, 2015*, 009.
- Makino, N. S. (1991). "The Density perturbation in the chaotic inflation with nonminimal coupling". *Prog. Theor. Phys.* 86, 103-118.
- Maleknejad, A., Sheikh-Jabbari, M. M. (2013). "Gauge-flation: Inflation from non-Abelian gauge fields". *Phys. Lett. B*, 723, 224.
- Martin, S. P. (2010). "A supersymmetry primer". *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 21, 1.
- Masina, I., Quiros, M. (2013). "On the Veltman Condition, the Hierarchy Problem". *Phys. Rev. D*, 88, 093003.
- Miyazawa, H. (1968). "Spinor Currents and Symmetries of Baryons and Mesons". *Phys. Rev.*, 170, 1568.
- Moortgart-Pick, G. (2015). "Physics at the e+e- linear collider". *Eur. Phys. J. C*, 75(8), 371.
- Nozari, K., Shafizadeh, S. (2010). "Non-Minimal Inflation Revisited". *Phys. Scripta* 82, 015901.
- Pascalutsa, V. (2001). "Correspondence of consistent and inconsistent spin-3/2 couplings via the equivalence theorem". *Phys. Lett. B*, 503, 85.
- Peebles, P. J. E., Vilenkin, A. (1999). "Noninteracting dark matter". *Phys. Rev. D*, 60, 103506.
- Peskin, M. E. (2014). "Supersymmetric dark matter in the harsh light of the Large Hadron Collider". *PNAS*, 112, 12256.
- Peskin, M. E., Schroeder, D. V. (1995). "An introduction to quantum field theory". Reading,



- Massachusetts: Perseus Books Publishing, LLC.
- Peyranere, M. C., Montero, J. C., Moulta, G. (1991). "Is natural fine tuning feasible in the standard model?". *Phys. Lett. B*, 260, 138.
- Pilling, T. (2005). "Symmetry of massive Rarita-Schwinger fields". *Int. J. Mod. Phys. A*, 20, 2715.
- Pukhov, A., Boos, E., Dubinin, M., Edneral, V., Ilyin, V., Kovalenko, D. (1999). "CompHEP: A Package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multiparticle phase space". *hep-ph/9908288*.
- Randall, L., Sundrum, R. (1990). "A Large mass hierarchy from a small extra dimension". *Phys. Rev. Lett.* 83, 3370 (1999), 83, 3370.
- Rarita, W., Schwinger, J. (1941). "On a theory of particles with half integral spin". *Phys. Rev.*, 60, 61.
- Reuter, Jr., Tonini, M., de Vries, M. (2014). "Littlest Higgs with T-parity: Status and Prospects". *JHEP*, 1402, 053.
- Roszkowski, L., Sessolo, E. M., Trojanowski, S. (2017). "WIMP dark matter candidates and searches-current issues and future prospects". *arXiv:1707.06277[hep-ph]*.
- Ruan, M. (2016). "Higgs measurement at e+ e- circular colliders". *Nucl. Part. Phys. Proc.*, 273-275, 857.
- Sakharov, A. (1968). "Vacuum quantum fluctuations in curved space and the theory of gravitation". *Sov.Phys.Dokl.* 12, 1040-1041.
- Sakharov, A. D. (1967). "Vacuum quantum fluctuations in curved space and the theory of gravitation". *Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz.*, 177, 70.
- Semenov, A. (2016). "LanHEP - a package for automatic generation of Feynman rules from the Lagrangian. Updated Version 3.2.". *Comput. Phys. Commun.*, 201, 167-170.
- Stueckelberg, E. C. (1938). "Interaction forces in electrodynamics and in the field theory of nuclear forces". *Helv. Phys. Acta*, 11, 299.
- Susskind, L. (1979). "Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the Weinberg-Salam theory". *Phys. Rev. D*, 20, 2619.
- Tan, A. [PandaX-II Collaboration]. (2016). "Dark Matter Results from First 98.7 Days of Data from the PandaX-II Experiment". *Phys. Rev. Lett.* 117, 117, 121303.
- Tavares, G. M., Schmaltz, M., Skiba, W. (2014). "Higgs mass naturalness and scale invariance in the UV". *Phys. Rev. D*, 89, 015009.
- Veltman, M. J. (1981). "The infrared-ultraviolet connection". *Acta Phys. Polon. B*, 12, 437.
- Weisskopf, V. F. (1939). "On the Self-Energy and the Electromagnetic Field of the Electron". *Phys. Rev.*, 56, 72.
- Wells, J. D. (2016). "Higgs naturalness and the scalar boson proliferation instability problem". *arXiv:1603.06131*.
- Witten, E. (1981). "Dynamical breaking of supersymmetry". *Nucl. Phys. B*, 188, 513.
- Yoo, J., Watanabe, Y. (2012). "Theoretical Models of Dark Energy". *Int. J. Mod. Phys. D*, 21, 1230002.

**TÜBİTAK**  
**PROJE ÖZET BİLGİ FORMU**

Proje Yürütücüsü:	Prof. Dr. DURMUŞ ALİ DEMİR
Proje No:	115F212
Proje Başlığı:	Parçacık Hızlandırıcılarında Higgs Kütleindeki İnce Ayarın İzlerinin Sürülmesi
Proje Türü:	1001 - Araştırma
Proje Süresi:	24
Araştırmacılar:	
Danışmanlar:	
Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi:	İZMİR YÜKSEK TEKNOLOJİ ENS. FEN F. FİZİK B.
Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri:	01/10/2015 - 01/10/2017
Onaylanan Bütçe:	324600.0
Harcanan Bütçe:	134230.0

TÜBİTAK

Öz:	<p>Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC) Higgs bozonunun keşfiyle birlikte SM'in parçacık spektrumu tamamlanmış ve bütün etkileşme biçimleri deneysel olarak doğrulanmış oldu. SM şimdiye dek bütün deneysel sınırlamalarla mükemmel bir uyum göstermiştir. Bununla birlikte doğallık problemi ve de spektrumunda karanlık madde adayları bir parçacığın bulunmaması gibi temel bazı nedenler yüzünden SM'in eksik olduğu düşünülmektedir. Bunların yanında, Higgs bozonu bulunurken başka herhangi bir parçacığın bulunmaması durumu daha da karmaşık hale getirmektedir. Bunun nedeni, doğallık ve karanlık madde problemlerini çözmeye imkan veren süpersimetri, ek boyutlar ve kompozitlik gibi yapıların artık doğa ile uyumlu olmadıklarının ortaya çıkmış olmasıdır. Hal böyle iken gerçekleştirilmesi zorunlu olan şey SM'in doğallık, karanlık madde ve diğer problemlerini yeni parçacıklar olmaksızın çözmektir. İşbu TÜBİTAK 1001 projesinde SM'in problemlerine getirilen ana yaklaşım şu şekildedir: Çekim kuvveti, ki kuantumlanamadığı için SM'e dahil edilememektedir, UV ölçeğe hassas kuantum katkılarının bir sonucu olarak ortaya çıkabilir. Bu indüklenme ayar bozonlarının UV-ölçek mertebesindeki kütlelerini ortadan kaldıracak şekilde (yani ayar simetrilerini restore edecek şekilde) ortaya çıkabilmektedir (Bkz. Bölüm 6). Bu simetri restorasyon etkisi (Bkz. Bölüm 5) getirilen yaklaşımın Sakharov'un indüklenmiş çekim kuvveti ile temel farkı oluşturmaktadır. SM'in anılan problemlerini bu doğallaştırma yöntemi ile çözmek diğer problemleri çalışmaya uygun bir yapı sunmaktadır. Gerek bu kütleçekimsel doğallaştırma gerekse ince ayara izin vererek SM'i stabilize etmek işbu proje çalışmasının özünü oluşturmaktadır. Projenin geri kalan yapılması şu şekildedir:</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Higgs bozon kütlelerine gelen UV-ölçeğindeki katkıları bir Stueckelberg skaleri yoluyla sınırlamak (en azından 1 halka düzeyinde). Bu çalışmada ince ayar vardır. Model doğal değildir ama minimaldir. Bu modeli hızlandırıcılarda yoklamak için uygun süreçler mevcuttur. (Bkz. Bölüm 2)</li> <li>- SM spektrumu içinde gizlenmiş bir spin-3/2 alanı (kendini yalnızca dolaylı olarak gösteren) yoluyla karanlık maddeyi modellemek ve bu alanın yol açtığı UV-ölçeğindeki katkıları Bölüm 6'daki gibi kütleçekimsel olarak stabilize etmek ve de kozmik Higgs enflasyonunu gerçekleştirmek. Bu spin-3/2 alanı planlanmakta olan lepton çarpıştırıcılarında önemli sinyaller verebilmektedir. (Bkz. Bölüm 3)</li> <li>- SM içinde önem atfedilmemiş bazı kanallar (tipik olarak nötrino ve Higgs bozon içeren) LHC deneylerinde yoklanabilir. Bu kanallar gizlenmiş spin-3/2 alan nedeniyle ortaya çıkarlar ve bunları yoklamak için gereken şey yüksek-boyutlu operatörler düzeyinde ortaya çıkan foton etkileşmelerini göz önüne alarak foton yayılım süreçlerini incelemektir. Proje kapsamında yetiştirilememiştir ancak kozmik ortamda kalıt fotonlarla nötrinoların etkileşmeleri de bu türdür. (Bkz. Bölüm 4).</li> <li>- Bölüm 6'daki gravitasyonel doğallaştırma çabası sırasında farkedilir ki mevcut mekanizmayı gerçekleştirmenin en iyi yollarından biri afin uzayındaki çekim kuramını esas alarak genel rölativiteye inmektedir. Bu gözleme ilişkin olarak gösterilebilir ki afin uzayında kozmik enflasyon doğal olarak ilerler ve de Jordan-Einstein ikilemi gibi genel rölativite durumunu anlamsız kılan problemler de ortadan kalkar (Bkz. Bölüm 7)</li> </ul> <p>LHC ve lepton çarpıştırıcılarına özgü çarpışma süreçlerini incelerken ağaç ve etkin modeller seviyelerindeki hesaplamalar için CalcHEP paketi, halka mertebesindeki hesaplamalarda FeynArts, FormCalc ve LoopTools paketleri kullanılmıştır. Bu projede SM'in doğallık ve karanlık madde problemleri incelenmiş ve önerilen yaklaşımların olası çarpıştırıcı sinyalleri ayrıntılı olarak incelenmiştir.</p>
Anahtar Kelimeler:	Higgs bozonu, İnce Ayar, Doğallık, Hızlandırıcı fenomenolojisi, Afin enflasyonu.
Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu Mu?:	Hayır
Projenin Yapılan Yayınlar:	<p>1- Curvature-Restored Gauge Invariance and Ultraviolet Naturalness (Makale - İndeksli Makale),  2- Affine inflation (Makale - İndeksli Makale),  3- Hidden spin-3/2 field in the standard model (Makale - İndeksli Makale),</p>