

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



**YÜKSEK HALKA MERTEBELERİNDE STANDART MODEL
HIGGS SEKTÖRÜNÜN YOKLANMASI**

DOKTORA TEZİ

YAŞAR HIÇYILMAZ

BALIKESİR, OCAK - 2017

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



**YÜKSEK HALKA MERTEBELERİNDE STANDART MODEL
HIGGS SEKTÖRÜNÜN YOKLANMASI**

DOKTORA TEZİ

YAŞAR HİÇYILMAZ

Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Levent SOLMAZ (Tez Danışmanı)

Prof. Dr. Ersen METE

Prof. Dr. Ali GÜVEN

Doç. Dr. Levent SELBUZ

Doç. Dr. Halil BABACAN

BALIKESİR, OCAK - 2017


KABUL VE ONAY SAYFASI

Yaşar HİÇYILMAZ tarafından hazırlanan “YÜKSEK HALKA MERTEBELERİNDE STANDART MODEL HIGGS SEKTÖRÜNÜN YOKLANMASI” adlı tez çalışmasının savunma sınavı 11.01.2017 tarihinde yapılmış olup aşağıda verilen jüri tarafından oy birliği / oy çokluğu ile Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

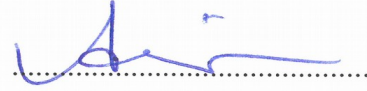
Jüri Üyeleri

İmza

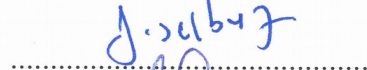
Danışman
Prof. Dr. Levent SOLMAZ



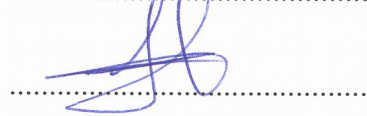
Üye
Prof. Dr. Ersen METE



Üye
Prof. Dr. Ali GÜVEN



Üye
Doç. Dr. Levent SELBUZ



Üye
Doç. Dr. Halil BABACAN

Jüri üyeleri tarafından kabul edilmiş olan bu tez Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunca onanmıştır.

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

Doç. Dr. Necati ÖZDEMİR

.....

ÖZET

**YÜKSEK HALKA MERTEBELERİNDE STANDART MODEL HIGGS
SEKTÖRÜNÜN YOKLANMASI
DOKTORA TEZİ
YAŞAR HIÇYILMAZ
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI
(TEZ DANIŞMANI: PROF. DR. LEVENT SOLMAZ)**

BALIKESİR, OCAK - 2017

Bu tezde temel amacımız Standart Model'in Higgs sektörünün yüksek halka mertebelerinde yoklanmasıdır. Literatürde dört halka mertebesine kadar hesaplanmış olan Higgs'in efektif potansiyelinden türetilen Higgs'in öz bağlaşım sabitleri kullanılarak LHC, ILC ve PLC gibi çarpıştırıcılarda Higgs süreçlerine ait tesir kesitleri hesaplanmıştır. Bu sayede Standart Model öngürüsü çerçevesindeki Higgs sektörü, yüksek halka mertebelerinde düzeltilmiş haliyle çarpıştırıcılarda test edilebilecek ve çıkan sonuçlar elimizde bir altyapı olduğu için sağlıklı bir şekilde tartışılabilir. Daha önce literatürde bu hassasiyette böyle bir çalışmanın yapılmamış olması çalışmaya özgün değer katmaktadır.

ANAHTAR KELİMELER: standart model, halka düzeltmeleri, higgs öz bağlaşımı

ABSTRACT

PROBING HIGGS SECTOR OF THE STANDARD MODEL AT HIGH LOOP LEVELS

PH.D THESIS

YAŞAR HİÇYILMAZ

BALIKESİR UNIVERSITY INSTITUTE OF SCIENCE

PHYSICS

(SUPERVISOR: PROF. DR. LEVENT SOLMAZ)

BALIKESİR, JANUARY 2017

Our main goal, in this thesis, is probing the Standard Model Higgs sector at high loop levels. To analyze Higgs process without background pollution, cross sections that belong to the Higgs process has been calculated by using self coupling constants of Higgs boson produced by effective potential of Higgs boson which is calculated up to four loop levels as known in literature. It is possible to observe this Higgs process at LHC, ILC and PLC collisions. Thus, Higgs sector bordered by the predictions of the SM can be tested at colliders with corrected form on high loop levels and the results can be discussed properly since we have groundwork. There is no work about Higgs process in literature with this sensitivity. Therefore, this absence gives an original insight to our work.

KEYWORDS: standard model, loop corrections, higgs self couplings

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
İÇİNDEKİLER	iii
ŞEKİL LİSTESİ.....	iv
TABLO LİSTESİ	vi
ÖNSÖZ.....	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. PARÇACIK FİZİĞİNİN STANDART MODELİ.....	4
2.1 Temel Parçacıklar ve Etkileşimler	4
2.2 Elektrozayıf Teori ve Kendiliğinden Simetri Kırılımı (Higgs Mekanizması).....	6
3. COLEMAN-WEINBERG POTANSİYELİ VE HALKA DÜZELTMELERİ.....	19
3.1 Kütleli ϕ^4 Teori.....	19
3.2 Dört Halka Mertebesinde Efektif Higgs Potansiyeli	22
4. HIZLANDIRICILARDA HIGGS ÖZBAĞLAŞIMI ÖLÇÜMÜ	26
4.1 Büyük Hadron Çarpıştırıcısında (LHC) Higgs Özbağlaşmaları.....	29
4.1.1 Gluon Füzyonu Sürecinde Higgs Çifti Üretimi	29
4.1.2 $tt\bar{t}\bar{t}$ Sürecinde Higgs Çifti Üretimi	31
4.2 Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcıda Higgs Özbağlaşmaları.....	33
4.2.1 Higgs-strahlung (Z bremstrahlung) Sürecinde Higgs Çifti Üretimi	33
4.2.2 W Bozon Füzyonu Sürecinde Higgs Çifti Üretimi	34
4.3 Foton Çarpıştırıcısında Higgs Özbağlaşmaları.....	34
5. YÖNTEM.....	37
5.1 Efektif Potansiyel Metodu	37
6. SONUÇLAR.....	42
6.1 Büyük Hadron Çarpıştırıcısındaki Süreçler ile İlgili Sonuçlar	42
6.1.1 Gluon Füzyonu Sürecinde Higgs Çifti Üretim Sonuçları	42
6.1.2 $tt\bar{t}\bar{t}$ Sürecinde Higgs Çifti Üretim Sonuçları	45
6.2 Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcıdaki Süreçler ile ilgili Sonuçlar.....	49
6.2.1 Higgs-strahlung (Z bremstrahlung) Sürecinde Higgs Çifti Üretim Sonuçları.....	49
6.2.2 W Bozon Füzyonu Sürecinde Higgs Çifti Üretim Sonuçları.....	52
6.3 Foton Çarpıştırıcısındaki Süreçler ile ilgili Sonuçlar.....	55
7. TARTIŞMA	58
8. KAYNAKLAR.....	60

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1: (a) Vakum değeri sıfır olan potansiyel terimin grafiği, (b) Vakum değeri sıfırdan farklı simetrisi kendiliğinden kırılmış potansiyel terimin grafiği.....	11
Şekil 2.2: Kompleks uzayda simetrisi kendiliğinden kırılmış potansiyel terimin grafiği.....	13
Şekil 3.1: Ağaç düzeyinde efektif potansiyel için etkileşim diyagramı.	20
Şekil 3.2: Efektif potansiyele bir halka düzeyinde katkıda bulunan diyagramlardan bazıları.....	20
Şekil 3.3: Ağaç seviyesinde (kırmızı) ve 1-Halka seviyesinde (yeşil) efektif potansiyelin grafiği[18].....	22
Şekil 3.4: Dört halka mertebesinde efektif Higgs potansiyeli grafiği.	25
Şekil 4.1: Standart Model Higgs Bozonu dallanma oranları.	27
Şekil 4.2: Higgs Bozonunun bozunum süreçleri ve gerçekleşme olasılıkları. .	27
Şekil 4.3: LHC' de Higgs çifti oluşum süreçleri.	29
Şekil 4.4: Gluon füzyonu sürecinde olası Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diyagramları.....	30
Şekil 4.5: ttHH sürecinde olası Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diyagramları.....	31
Şekil 4.5(devamı): ttHH sürecinde olası Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diyagramları.....	32
Şekil 4.6: ZHH sürecinde olası Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diyagramları.....	33
Şekil 4.7: W bozon füzyonu sürecinde olası Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diyagramları.....	34
Şekil 4.8: Foton Çarpıştırıcısında Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diyagramları.	35
Şekil 4.8(devamı): Foton Çarpıştırıcısında Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diyagramları.	36
Şekil 6.1: Gluon füzyonu sürecinde çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği.	43
Şekil 6.2: Gluon füzyonu sürecinde üçgen, kare ve tüm diyagramlar için (ağaç seviyesinde üçlü Higgs bağlaşımı kullanılarak elde edilen) çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği.	43
Şekil 6.3: Gluon füzyonu sürecinde üçgen diyagramlar için çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği.....	44
Şekil 6.4: Gluon füzyonu sürecinde üçgen diyagramlar için çarpışma enerjisine karşılık, her halka seviyesi için Higgs çifti oluşum tesir kesitinin ağaç seviyesi tesir kesitine oranı grafiği.....	45
Şekil 6.5: ttHH sürecinde çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği.....	46

Şekil 6.6: ttHH sürecinde çarpışma enerjisine karşılık her halka seviyesi için Higgs çifti oluşum tesir kesitinin ağaç seviyesi tesir kesitine oranı grafiği.....	46
Şekil 6.7: Higgs-strahlung (Z bremstrahlung) Sürecinde çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği	50
Şekil 6.8: Higgs-strahlung (Z bremstrahlung) Sürecinde çarpışma enerjisine karşılık her halka seviyesi için Higgs çifti oluşum tesir kesitinin ağaç seviyesi tesir kesitine oranı grafiği.....	50
Şekil 6.9: W Bozon Füzyonu Sürecinde çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği.	53
Şekil 6.10: W Bozon Füzyonu Sürecinde çarpışma enerjisine karşılık her halka seviyesi için Higgs çifti oluşum tesir kesitinin ağaç seviyesi tesir kesitine oranı grafiği.	53
Şekil 6.11: Foton Çarpıştırıcısında çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği	56
Şekil 6.12: Foton Çarpıştırıcısında çarpışma enerjisine karşılık her halka seviyesi için Higgs çifti oluşum tesir kesitinin ağaç seviyesi tesir kesitine oranı grafiği.....	56

TABLO LİSTESİ

Sayfa

Tablo 2.1: Fermiyonlar.....	4
Tablo 2.2: Bozonlar.....	5
Tablo 4.1: Çift Higgs bozunum kanalları ve dallanma oranları.....	28
Tablo 6.1: ttHH sürecinde LHC'deki çarpışma enerjileri için tesir kesitleri. ..	47
Tablo 6.2: ttHH sürecinde LHC'deki enerjilere dönük çift Higgs bozunum kanalları tesir kesitleri.	47
Tablo 6.3: ttHH sürecinde LHC'deki enerjilere dönük çift Higgs bozunum sayıları.	48
Tablo 6.4: Higgs-strahlung (Z bremstrahlung) sürecinde ILC (CLIC)'deki çarpışma enerjileri için tesir kesitleri.	51
Tablo 6.5: Higgs-strahlung (Z bremstrahlung) sürecinde ILC(CLIC)'deki enerjilere dönük çift Higgs bozunum kanalları tesir kesitleri.	51
Tablo 6.6: Higgs-strahlung (Z bremstrahlung) sürecinde ILC(CLIC)'deki enerjilere dönük çift Higgs bozunum sayıları.	52
Tablo 6.7: W bozon füzyonu sürecinde ILC (CLIC)'deki çarpışma enerjileri için tesir kesitleri.....	54
Tablo 6.8: W bozon füzyonu sürecinde ILC(CLIC)'deki enerjilere dönük çift Higgs bozunum kanalları tesir kesitleri.	54
Tablo 6.9: W bozon füzyonu sürecinde sürecinde ILC(CLIC)'deki enerjilere dönük çift Higgs bozunum sayıları.	55
Tablo 6.10: Foton çarpıştırıcısında çarpışma enerjilerine dönük çift Higgs bozunum kanalları tesir kesitleri.	57
Tablo 6.11: Foton çarpıştırıcısında çarpışma enerjilerine dönük çift Higgs bozunum kanalları tesir kesitleri.	57

ÖNSÖZ

Öncelikle, Yüksek Lisans ve Doktora çalışmalarım boyunca gerek akademik ve bilimsel olarak gerekse insani ve sosyal olarak bana verdiği büyük emek ve yol göstericiliğinden dolayı danışman hocam Prof. Dr. Levent SOLMAZ'a teşekkür ederim.

Lisans hayatımdan bugüne kadar desteğini benden esirgememiş, aldığım fizik eğitiminin yanı sıra, bilimsel anlamda da bugünlere gelmem de çok değerli yardımları ve katkıları olan, saygıdeğer hocam Prof. Dr. Durmuş Ali DEMİR'e teşekkür ederim.

Desteğini hiçbir koşulda benden esirgemeyen, rahat bir ortamda çalışabilmem için her zaman özverili davranan sevgili eşim Aslı ALTAŞ HİÇYILMAZ'a çok teşekkür ederim.

Ayrıca Balıkesir Üniversitesi'nde huzurlu bir çalışma ortamı sağlayan başta Doç. Dr. Tayfun UZUNOĞLU, Dr. Aykut ILGAZ ve Dr. Murat EVYAPAN olmak üzere tüm çalışma arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Son olarak bugüne kadar her zaman yanımda olduklarını bildiğim ve hissettiğim annem Hatice HİÇYILMAZ ve babam Mustafa HİÇYILMAZ'a teşekkür ederim

1. GİRİŞ

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda Higgs bozonunun keşfiyle başlayan ve Mart 2013 itibarı ile bu bozonun büyük olasılıkla Standart Model (SM) Higgs bozonu olduğunu gösteren süreç sonucunda yüksek enerji fiziği açısından oldukça heyecan verici ve bir o kadar da ilginç bir durum ile karşı karşıyayız. Bir yandan, keşfedilen skaler bozon Standart Model öngörülleri ile tutarlı görünüyor iken, diğer yandan ise doğruluğu şimdiye kadarki tüm deneylerce test edilmiş Standart Model'in ötesinde yeni fizik senaryolarına duyduğumuz ihtiyaçlar da halen yerinde durmaktadır. Örneğin karanlık madde ve karanlık enerjinin doğası ve kökenleri üzerine SM ötesi yeni fizik senaryolarının göz önünde tutulması gereksinimini bu çerçevede zikredebiliriz. Büyük resme baktığımızda ise elbette farkındayız ki SM'in kurgusu içerisinde kütle çekimini barındırmadığı sürece efektif bir teoriden bir adım öteye gitmesi de mümkün değildir.

Son yıllara kadar elimizde çok zengin teorik modellerin mevcudiyeti ve tahminleri ile birlikte deneysel verilerin eksikliği göze çarpıyordu. Özellikle LHC ölçümleri ile deneysel verilerin ortaya çıkması sayesinde en popüler yeni fizik senaryoları olarak değerlendirilebilecek modeller olan süpersimetrik modellerin Higgs sektörüne dönük detaylı öngörülerinin deneysel ölçümlerle yüzleşme sürecinde ölüm kalım savaşı vermeleri kaçınılmazdır. Bu savaş hem özelde süpersimetri hemde iki Higgs dublet modeli (THDM) gibi genelde farklı Higgs mekanizmaları barındıran tüm yeni fizik adayları için geçerlidir. Deneysel olarak gözlemlenmiş olan skaler bozon Standart Model Higgs bozonunun tüm özellikleri ile uyumlu görünmektedir ve SM'in öngördüğü kütle aralığında gözlemlenmiş olarak değerlendirilebilir. Özetle, deneysel sonuçlar Standart Model'i tamamlamış gibi görünmekte ama henüz bizlere beklediğimiz yeni fizik senaryolarına dönük ne süpersimetri ne de başka bir SM ötesi bir senaryo hakkında ipucu vermemektedir.

Elbette bu durum deneysel verilerin zenginleşmesi ve hassasiyetlerinin artması sonucunda değişebilir. Bu sebeplerden dolayı, artık Standart Model Higgs'i olarak tanımlanan parçacığın özelliklerinin araştırılması, Standart Model'deki

elektrozayıf simetri kırınımının tam olarak anlaşılması (doğrulanması yada reddi) ya da SM ötesi yeni teoriler kurma açısından da büyük öneme sahiptir.

Gerek Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC) gerekse yapılması planlanan Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı'da (ILC) Higgs bozonuna dönük ölçülmesi gereken en önemli özelliklerinden birisi kendisi ile bağlaşımıdır. Özellikle Higgs'in kendisi ile üçlü bağlaşımı Higgs potansiyelinin tam olarak anlaşılması için hayati öneme sahiptir. Çarpıştırıcı süreci bağlamında baktığımızda üçlü Higgs özbağlaşımını ölçebileceğimiz süreçlerin adı ikili Higgs oluşumudur [1-6]. Diğer yandan Higgs'in diğer bir özbağlaşımı olan dörtlü Higgs bağlaşımı, dahil olduğu üçlü Higgs oluşum süreçlerinin şu an ki ya da gelecek çarpıştırıcılardaki deneylerde gözlemlenmesinin zorluğu bakımından düşük kesinlikle bile ölçülmesi maalesef çok zordur [7]. Bu tezde üzerinde duracağımız süreçler daha yakın bir zamanda sonuç alınabilecek olan ikili Higgs oluşum süreçleridir.

Standart Model Higgs sektörünü temel seviyede ele almak oldukça basittir. Bilindiği gibi en basit bozunum diyagramı olan ağaç mertebesinde hesaplanan Higgs bozonu bağlaşım sabitlerinde bile daha üst mertebe halkalar göz önüne alındığında, teoriden gelen bir belirsizlik vardır. Bu yüzden Higgs potansiyeline eklenecek her bir halka katkısı teoriden gelecek belirsizliği azaltacağından dolayı önemlidir ve göz önüne alınmalıdır. Teorik olarak SM 'de ağaç mertebesinde ve halka mertebelerinde Higgs'in efektif potansiyeli farklı olduğundan, kendisi ile bağlaşım sabitleri de farklı olacaktır. Bu farkın bilinmesi ve Higgs'in kendisi ile bağlaşım sabitlerinin daha net ortaya çıkarılması ile deneylerde bulunacak olası sonuçların Standart Model'i mi doğruladığı yoksa Standart Model ötesi yeni fiziğe mi kapı açtığının anlaşılabilir olacaktır.

Yukarıda belirtilen nedenlerden dolayı, SM Higgs sektörünün daha kesin bir şekilde bilinmesi (teorik belirsizliğin azaltılması) ve çarpıştırıcılarda test edilmesi bu tezin temel motivasyonunu oluşturmaktadır. Bir diğer motivasyonumuz ise öncelikli amacı Higgs'in özelliklerine bakmak olan Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcısı'nda, elektron-pozitrona ek olarak, Higgs süreçleri için arkaplanı oldukça temiz olan iki fotonun da çarpıştırılacak olmasıdır. Foton çarpıştırıcısında sadece halka seviyelerinde Higgs üretiminin olmasından ötürü buradaki süreçler olası Standart

Model ötesi teorilere daha hassastırlar. Bu yüzden bu süreçlerde Standart model için belirsizliğin azaltılması çok önemlidir.

Tezin ikinci bölümünde genel olarak Standart Model'in ve Higgs Mekanizması'nın yapısına değinilecektir. Bu bölümün son kısmında ise çarpıştırıcılarda Higgs sonuçlarından bahsedilecektir. Üçüncü kısımda Coleman-Weinberg potansiyeli anlatılacak ve tezde kullandığımız halka düzeltmeleri verilecektir. Tezin dördüncü bölümünde bu tezin omurgasını oluşturan çarpıştırıcılardaki ikili Higgs oluşum süreçlerinden bahsedilecektir. Beşinci kısımda halka katkılı Higgs özbağlaşımını nasıl elde edildiğinden ve izlediğimiz yollardan bahsedilecektir. Altıncı bölümde ise yapılan analizler ve alınan sonuçlar grafikler halinde karşılaştırmalı olarak gösterilecek ve elde edilen sonuçlar tartışılacaktır.

2. PARÇACIK FİZİĞİNİN STANDART MODELİ

Doğada var olan maddenin yapıtaşlarını ve bunlar arasındaki temel etkileşimleri açıklama isteği insanoğlunun eski zamanlardan beri gelen bir uğraşdır. Teknolojinin ilerlemesi doğrultusunda gözlem yapabilme yeteneğimizin gelişmesi ile bu alanda güçlü teorik modeller üretmemiz söz konusudur. İşte Standart Model, bazı eksikliklerine rağmen, temel parçacıklar ile aralarındaki ilişkileri açıklayabilen ve deneylerce doğruluğu çok yüksek oranda kanıtlanmış elimizdeki en güçlü teoridir. Bu bölümde modelin bileşenleri olan temel parçacıklar ve aralarındaki etkileşimlerden bahsettikten sonra modelin yapısına ve tezin ana konusu olan Higgs Mekanizması'na değinilecektir.

2.1 Temel Parçacıklar ve Etkileşimler

Standart Model'de iki farklı temel parçacık grubu vardır. Bu iki grubu birbirinden ayıran ana özellik spin sayılarıdır. Evrendeki görünür maddeyi oluşturan ve spin sayısı buçuklu olan gruba **Fermiyon** adı verilir. Fermiyonlar Fermi-Dirac istatistiğine uyarlar ve Pauli Dışlama ilkesi gereği iki fermiyon asla aynı kuantum durumunda bulunamazlar. Tablo 2.1'de gösterildiği gibi fermiyonlar üç aile halinde **Kuarklar** ve **Leptonlar** olarak iki gruba ayrılır.

Tablo 2.1: Fermiyonlar.

	1. Aile	2. Aile	3. Aile	Elektrik Yükü
Leptonlar	e	μ	τ	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
Kuarklar	yukarı	Tılsım	üst	2/3
	aşağı	acayıp	alt	-1/3

Elektrik yükü -1 olan elektron, muon ve tau ile bu parçacıkların yüksüz ve neredeyse kütsüz olan nötrinoları leptonları oluşturur. Kuarklar ise elektrik yükü 2/3 olan yukarı, tılsım, üst ve elektrik yükü -1/3 olan aşağı, acayıp ve alt kuarktan oluşur.

Tablo 2.2: Bozonlar.

Kuvvet	Elektromanyetik	Zayıf	Yeğın
Bozon	γ	W^+, W^-, Z	gluon

Diğer taraftan fermiyonlar arasındaki etkileşimi sağlayan ve kuvvet taşıyıcısı rolü oynayan parçacıklara **Bozon** adı verilir. Tam sayılı spine sahip olan bozonlar, Bose-Einstein istatistiğine uygun davranırlar. Tablo 2.2’de görüldüğü gibi Elektromanyetik, Zayıf ve Yeğın kuvvetin bozonları sırasıyla foton (γ), kütleli W^+, W^-, Z bozonları ve gluonlardır.

Parçacıklar arasındaki tüm elektromanyetik etkileşimlerden sorumlu olan Elektromanyetik kuvvet sonsuz menzile sahiptir. U(1) simetri grubu ile tanımlanmaktadır. Bağlanma gücü, elektromanyetik bağlanma sabiti olan $\alpha \sim 1/137$ ile belirlenmektedir. Elektrik yükü olan her parçacık elektromanyetik kuvvet tarafından etkilenir. Elektromanyetik etkileşimin kuvvet taşıyıcısı olan foton yüksüz olduğı için elektromanyetik kuvvetten etkilenmez başka bir deyişle kendisi ile doğrudan etkileşime giremez.

Zayıf kuvvet ise β bozunumu gibi nükleer olaylardan sorumludur. Temelde aileler arası parçacık geçişlerine(çeşni değışimi) sebep olan bu kuvvetin alan gücü elektromanyetik kuvvetinkinin 10^{-11} ’i, yeğın kuvvetinkinin ise 10^{-13} ’ü kadardır. Menzili 10^{-3} fm olan zayıf kuvvetin simetri grubu SU(2)’dir.

Standart Model’de yer alan diğer bir kuvvet ise Yeğın kuvvettir. Bu kuvvet quark ve gluonlar arasındaki etkileşimlerden sorumlu olduğı kadar aynı zamanda atom çekirdeğinde bulunan proton ve nötronun bir arada kalmasını sağlar. SU(3) simetri grubu ile gösterilen menzili 1.5 fm olan güçlü kuvvetin bağlanma gücü

$O(1)$ mertebesinde ve diğer temel kuvvetlere göre oldukça büyüktür. Yeğın etkileşimi (ya da kuvveti) diğerlerinden ayıran en önemli özellik ise kuvvetin iki parçacık arasındaki mesafe arttıkça artmasıdır. Kısacası birbirlerine yeğın kuvvet ile bağlanmış iki kuark birbirinden uzaklaştıkça daha büyük kuvvetle birbirlerine bağlanırlar. İki kuark birbirlerinden ayrılmaya yetecek kadar büyük kinetik enerjiye sahip olsa bile bu durumda vakumdan kuark-anti kuark çifti oluşarak kuarklara bağlanır. Dolayısıyla kuarklar tek başına gözlemlenemezler. Bir parçacığın yeğın (güçlü) etkileşime girebilmesi için renk yükü olarak adlandırılan bir quantum numarasına sahip olması gerekir. Kuarklar ve yeğın kuvvetin taşıyıcısı olan gluon renk yüküne sahiptir. Sekiz ayrı renk yüküne sahip olmasından dolayı sekiz adet gluon vardır.

2.2 Elektrozayıf Teori ve Kendiliğinden Simetri Kırılması (Higgs) Mekanizması

Parçacık fiziğindeki etkileşimleri açıklarken şüphesiz ki en çok üzerinde durulan konu “simetri”dir. Bu terim fiziksel sistemin herhangi bir dönüşüm altında değişmezliğini anlatmak için kullanılır. Uzay-zamandan bağımsız (global) bir simetriye sahip olan sistemin Lagrangian’ında etkileşim terimlerinin yer almasını istiyorsak, bu sistemi uzay-zamana bağımlı (lokal) bir simetrik yapıya evirmeliyiz. Böyle bir Lagrangian’ın lokal olarak simetrik olması ancak “Ayar Bozonu” olarak adlandırılan yeni bir vektör bozonun eklenmesi ile mümkündür. Bahsedilen bu lokal simetriye ise “Ayar Simetrisi” denir. Öyle ki parçacık fiziğinin Standart Modeli bu ayar simetrisi temelinde kurulmuştur ve $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar yapısına sahiptir.

Yukarıda bahsettiğimiz lokal ayar simetrisine örnek vermek açısından bir Dirac fermiyonunun foton ile etkileşimine bakabiliriz. m kütleli ve eQ elektrik yüküne sahip serbest bir ψ fermiyon alanı için Lagrangian

$$L_F = \bar{\psi}(x)(i\partial_\mu \gamma^\mu - m)\psi(x) \quad (2.1)$$

şeklinde yazılır. (2.1) eşitliğindeki Lagrangian ifadesi, θ uzay-zamandan bağımsız bir parametre olmak üzere, $\psi \rightarrow e^{iQ\theta}\psi$ dönüşümü altında değişmez kalır. Kısacası bu Lagrangian global U(1) simetrisine sahip olup, Noether teoremine uygun bir şekilde sistemde elektromanyetik akım $J_\mu = \bar{\psi}\gamma_\mu eQ\psi$ ve elektromanyetik yük $eQ = \int d^3x J_0(x)$ korunmaktadır. Aynı Lagrangian'ın bu sefer, θ uzay-zamana bağlı bir parametre olmak üzere, $\psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)}\psi$ dönüşümüne girdiğinde değişmez kalmadığını görürüz. Lagrangian'ın lokal U(1) ayar dönüşümü altında değişmez kalması sisteme

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \theta(x) \quad (2.2)$$

şeklinde dönüşen etkileşen bir foton alanı eklenmesi ve $D_\mu = \partial_\mu - ieQA_\mu$ şeklinde yeni bir türev operatörü tanımlanması ile mümkün olur. Hem global hem de lokal U(1) ayar dönüşümleri altında değişmez kalan ve (2.3) eşitliğinde verilmiş olan bu Lagrangian'a Kuantum Elektrodinamiği (QED) Lagrangian'ı denilir.

$$L_{QED} = \bar{\psi}(x)(iD_\mu \gamma^\mu - m)\psi(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \quad (2.3)$$

Burada elektromanyetik güç tensörü olan $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ foton alanının kinetik terimlerini verir. (2.3) eşitliği açıldığı takdirde foton ve fermiyon arasındaki $\bar{\psi}eQA_\mu \gamma^\mu \psi$ etkileşim terimini rahatça görebiliriz.

Sonuç olarak lokal ayar değişmezliğine sahip bir Lagrangian varsaymak, bize fermiyonik alanlar (ya da parçacıklar) arasında foton gibi vektör alanlar aracılığıyla iletilen etkileşimler (ya da kuvvetler) tanımlamamızı sağlar. Bu yöntem parçacık fiziğinde sadece U(1) simetrisi için değil daha başka etkileşimler tanımlamak için en iyi yoldur.

Elektromanyetik kuvvetin U(1) ayar simetri grubu formalizasyonu ardından çekirdek reaksiyonlarında rol alan zayıf kuvvet için de yukarıdaki gibi SU(2) ayar simetri grubu altında lokal ayar değişmezliği yöntemi kullanılabilir. Salam-Glashow ve Weinberg [8-10] ise çalışmalarında bu iki simetri grubunun aslında tek bir çatı

altında birleştiğini göstermişlerdir. Elektromanyetik ve zayıf etkileşimin birleştiği ve yeni bir ayar simetri grubu olan $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ile gösterilen bu teori “Elektrozayıf Teori” olarak adlandırılır. Burada “ L ” alt indisi sadece sol elli parçacıkların zayıf etkileşime gireceğini gösterir. “ Y ” ise zayıf hiperyük olarak adlandırılır ve Q elektrik yükü, T_3 zayıf etkileşimde korunan bir kuantum sayısı olmak üzere (zayıf izospinin üçüncü bileşeni) $Y = 2(Q - T_3)$ şeklinde tanımlanmıştır. Elektrozayıf etkileşimin ayar bozonları foton, W ve Z bozonlarıdır. Zayıf etkileşimi de içine alan (2.3) eşitliğindeki Lagrangian’ın son hali ya da diğer bir deyişle Elektrozayıf ayar simetrisi altında fermiyon ve bozonların etkileşimlerini gösteren Lagrangian

$$L_{EW} = \sum_k \bar{\psi}_k i D_\mu \gamma^\mu \psi_k - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} \cdot G^{\mu\nu} \quad (2.4)$$

şeklinindedir. Burada yeni kovaryant türev

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{1}{2} Y B_\mu \quad (2.5)$$

olup, $\vec{W}_\mu = \{W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3\}$, $SU(2)_L$ zayıf simetrisinin üçlü yapıya sahip ayar alanı, B_μ

ise $U(1)_Y$ simetrisinin ayar alanını simgeler. $\vec{\tau} = \{\tau^1, \tau^2, \tau^3\}$, Pauli matrisleridir.

$G_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu + ig [\vec{W}_\mu, \vec{W}_\nu]$ olarak tanımlanmış olan alan güç tensörüdür. (2.3)

eşitliğinden farklı olarak $F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ şeklindedir. g ve g' sırasıyla \vec{W}_μ ve

B_μ ayar alanlarının ikili yapıdaki fermiyon spinorlerine bağlanma kuvvetini ifade

eden sabittir. (2.4) eşitliğinin açık halde yazılması ile ortaya çıkacak ifadede W^\pm , Z bozon ve foton aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \\ Z_\mu &= -\sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3 \\ A_\mu &= \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3 \end{aligned} \quad (2.6)$$

Burada $\theta_W = g / \sqrt{g^2 + g'^2}$, \vec{W}_μ ve B_μ terimleri arasındaki karışımı veren bir ölçü olup Weinberg açısı olarak isimlendirilir.

(2.4) eşitliğinde gösterilen elektrozayıf lagrangian fermiyonlarla fermiyonlar ve fermiyonlarla $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar bozonları arasındaki etkileşimleri doğru bir şekilde gösterebilmesine karşın, kütleli oldukları bilinen fermiyonlar ile W^\pm ve Z bozonunun aksine herhangi bir kütle terimi içermemektedir. Böyle kütle terimlerinin Lagrangiana elle eklenmesi hem lokal ayar değişmezliğini bir müdahale ile kırar hem de fiziksel açıklamadan yoksundur. Bu bölümün devamı ise bu kütle terimi sorununa ışık tutmaktadır

Kendiliğinden Simetri Kırılması

Yukarıda bahsedildiği gibi ayar teorilerine göre bozonların ve fermiyonların kütle terimlerine sahip olmasına izin verilmez. Fakat deneysel olarak, fermiyonların ve ayar bozonlarının kütleyle sahip oldukları bilinmektedir.

Bu yüzden, bozonlara ve fermiyonlara kütle kazandırmak amacıyla ayar değişmezliğinin başka bir deyişle elektrozayıf simetrisinin ($SU(2)_L \times U(1)_Y$) kendiliğinden kırılması gereklidir. Bunun için Standart Model'in elektrozayıf sektörüne,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

gibi bir çiftli kompleks skaler alan ve bu alan için Lagrangian'a simetriyi kendiliğinden kırarak olan

$$V(\phi) = \mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad \mu^2 < 0 \quad (2.8)$$

gibi bir potansiyel terimi eklenmelidir. Öte yandan ekstra skaler alan için eklenen toplam Lagrangian terimi

$$L_{skaler} = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \quad (2.9)$$

şeklindedir.

Şüphesiz ki (2.6) ifadesini (2.7) eşitliğindeki potansiyelde yerine koyup potansiyelin minimumuna baktığımızda sıfırdan farklı ve sonsuz sayıda minimum olduğunu görürüz. Sistemin enerji yoğunluğunun minimum olduğu bu yere sistemin taban durumu bir başka deyişle vakum durumu denilir. Şimdi sistemin vakum değerinin sıfırdan farklı olduğu durumda simetrisinin en basit olarak nasıl kırıldığını görelim.

Simetri kırılımını en basit şekilde göstermek için ifade (2.7)'de bulunan potansiyeli içeren basit bir model kullanalım.

$$\begin{aligned} L_{skaler} &= \frac{1}{2} (\partial_{\mu} \phi)^2 - V(\phi) \\ &= \frac{1}{2} (\partial_{\mu} \phi)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 - \frac{1}{4} \lambda \phi^4 \end{aligned} \quad (2.10)$$

(2.9) eşitliğine dikkat edersek, bu Lagrangian'ın $\phi \rightarrow -\phi$ dönüşümü altında simetrik olduğunu görürüz. Burada Lagrangian için kesin bir minimumdan söz edebilmek için $\lambda > 0$ olmalıdır. Diğer taraftan μ^2 için iki farklı durum söz konusudur.

$\mu^2 > 0$ durumunda, potansiyelimizin grafiği Şekil 2.1(a)'da gösterildiği gibidir. Bu grafikte de görüldüğü gibi, böyle bir potansiyel için sistemin vakum beklenen değeri sıfır ve bu vakum ϕ için simetriktir. Tüm kuantum sistemleri gibi bu sistem de kendi vakumu etrafında küçük titreşimler (pertürbasyonlar) yapmaktadır. Dolayısıyla bu vakum etrafında ϕ alanı açıldığında,

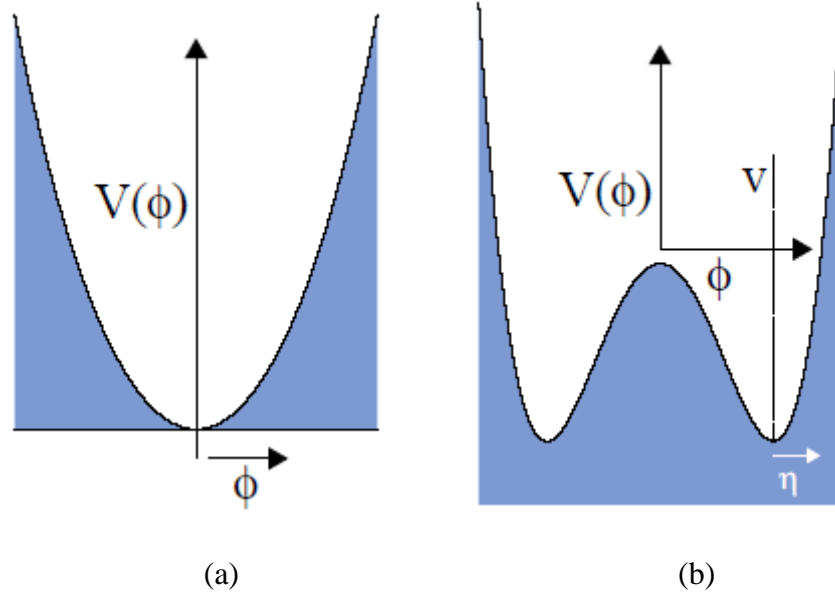
$$L = \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_{\mu} \phi)^2 - \mu^2 \phi^2}_{\mu \text{ kütleli serbest parçacık}} \quad \underbrace{- \frac{1}{4} \lambda \phi^4}_{\text{etkileşim terimi}}$$

gibi dördü öz-bağlımlı ve μ kütleli serbest bir parçacığı tarif eden bir Lagrangian ortaya çıkar.

$\mu^2 < 0$ durumunda, ilk bakışta kompleks kütleli bir parçacık tarif ediliyormuş gibi görünmesine rağmen gerçekte olan daha farklıdır. Potansiyelimizin grafiği Şekil 2.1(b)'de gösterildiği gibidir. Grafikte görüldüğü gibi, böyle bir potansiyel için sistemin vakum beklenen değeri sıfırdan farklı

$$\phi_0 = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = v \quad (2.11)$$

şeklinde ve bu vakum ϕ için simetrik değildir. Bu vakum etrafında bir η alanı tanımlanır (ϕ alanındaki kayma miktarı $\eta = \phi - v$) ve bu alan için açıldığında Lagrangian terimleri aşağıdaki gibidir.



Şekil 2.1: (a) Vakum değeri sıfır olan potansiyel terimin grafiği, (b) Vakum değeri sıfırdan farklı simetrisi kendiliğinden kırılmış potansiyel terimin grafiği

Kinetik terim:

$$\begin{aligned} L_{kin}(\eta) &= \frac{1}{2}(\partial_\mu(\eta+v)\partial^\mu(\eta+v)) \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) \end{aligned}$$

Potansiyel terim:

$$\begin{aligned} V(\eta) &= +\frac{1}{2}\mu^2(\eta+v)^2 + \frac{1}{4}\lambda(\eta+v)^4 \\ &= \lambda v^2\eta^2 + \lambda v\eta^3 + \frac{1}{4}\lambda\eta^4 + \frac{1}{4}\lambda v^4, \quad \mu^2 = -\lambda v^2 \end{aligned}$$

Burada ϕ alanı için Lagrangian hala simetrik olmasına rağmen, yeni vakum etrafındaki pertürbasyonlar (η) için simetrik değildir ($V(-\eta) \neq V(\eta)$). Dolayısıyla Lagrangian'ın tamamı

$$L(\eta) = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \lambda v^2 \eta^2 - \lambda v \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4 - \frac{1}{4} \lambda v^4 \quad (2.12)$$

şeklinde yazılabilir. Burada eşitliğin sağ tarafında sırayla kinetik terim, kütle terimi ve etkileşim terimleri vardır. Son terim ise bir sabittir. Kısacası bu Lagrangian kütleli, skaler ve kendisi ile etkileşime girebilen bir parçacığı tarif eder.

Bu parçacığın kütlesi ise

$$\frac{1}{2} m_\eta^2 = \lambda v^2 \rightarrow m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} \quad (2.13)$$

olmalıdır. Kısacası $\mu^2 < 0$ durumu için, Lagrangian ϕ alanı için simetrik kalmasına rağmen, bu Lagrangian'ın gerektirdiği vakum, küçük pertürbasyonlar başka bir deyişle η için simetrik değildir. Dolayısıyla simetri kendiliğinden kırılmıştır. Bu duruma “Kendiliğinden Simetri Kırılması” denir. Ayrıca teoriye yeni bir kütleli skaler bir parçacık eklenmiştir.

Global Ayar Simetrisinin Kırılması ve Goldstone Teoremi

Şimdi ϕ alanının kompleks bir skaler olarak alalım ve kendiliğinden simetri kırılmasını global U(1) simetrisi çerçevesinde ele alalım. Bunu için ,

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \quad (2.14)$$

gibi iki serbestlik derecesine sahip bir skaler alan kullanabiliriz. Lagrangianımız ise

$$L = (\partial^\mu \phi)^* (\partial_\mu \phi) - \mu^2 (\phi^* \phi) - \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (2.15)$$

şeklindedir. (2.14) eşitliğinde gösterilen Lagrangian global U(1) simetrisi altında simetriktir. ($\phi' \rightarrow e^{i\theta} \phi$ için $\phi^* \phi' \rightarrow \phi e^{-i\theta} \phi e^{i\theta} = \phi^* \phi$)

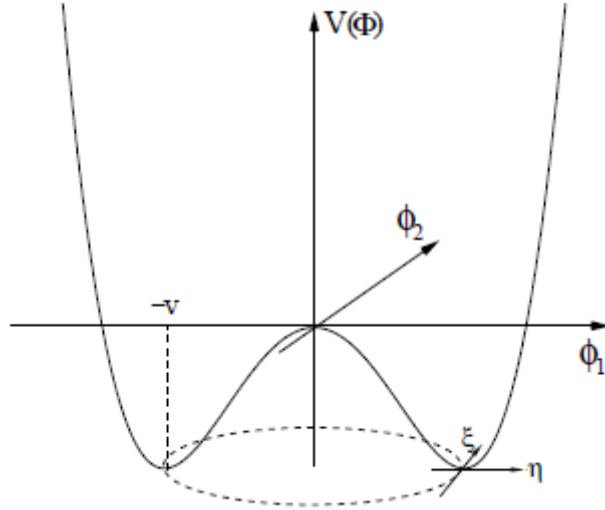
Lagrangianın açık şekilde yazılmış hali,

$$L(\phi_1, \phi_2) = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4}\lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 \quad (2.16)$$

şeklinde olacaktır. Simetrinin kendiliğinden kırıldığı $\mu^2 < 0$ durumuna gelirse, Şekil 2.2'ye baktığımızda, sonsuz sayıda vakum olduğunu ve

$$\sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = v \quad (2.17)$$

ifadesinin sağlanmasını gerektiğini söyleyebiliriz.



Şekil 2.2: Kompleks uzayda simetrisi kendiliğinden kırılmış potansiyel terimin grafiği

Sonsuz sayıdaki vakum beklenen değerinden, vakumumuzu $\phi_1 = v$, $\phi_2 = 0$ olarak seçip, yazdığımız Lagrangianın tarif ettiğini parçacıkları anlamak için bu vakum etrafında Şekil 2.2'de gösterildiği gibi küçük salınımlardaki ($\eta = \phi_1 - v$, $\xi = \phi_2$) davranışını incelersek,

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta + v + i\xi) \quad (2.18)$$

olmak üzere Lagrangian terimlerini η ve ξ cinsinden

Kinetik terim:

$$\begin{aligned} L_{kin}(\eta, \xi) &= \frac{1}{2} (\partial_\mu (\eta + v - i\xi) \partial^\mu (\eta + v + i\xi)) \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 \end{aligned}$$

Potansiyel terim:

$$\begin{aligned} V(\eta, \xi) &= \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4 \\ &= -\frac{1}{2} \lambda v^2 [(\eta + v)^2 + \xi^2] + \frac{1}{4} \lambda [(\eta + v)^2 + \xi^2]^2 \\ &= \frac{1}{4} \lambda v^4 + \lambda v^2 \eta^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{1}{4} \lambda \eta^4 + \frac{1}{4} \lambda \xi^4 + \lambda v \eta \xi^2 + \frac{1}{2} \lambda \eta^2 \xi^2 \quad , \mu^2 = -\lambda v^2 \end{aligned}$$

şeklinde olup, toplam Lagrangian ise aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned} L(\eta, \xi) &= \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 + (\lambda v^2) \eta^2}_{\text{kütleli skaler parçacık } \eta} + \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 + 0 \cdot \xi^2}_{\text{kütsüz skaler parçacık } \xi} \\ &+ \frac{1}{4} \lambda v^4 + \lambda v^2 \eta^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{1}{4} \lambda \eta^4 + \frac{1}{4} \lambda \xi^4 + \lambda v \eta \xi^2 + \frac{1}{2} \lambda \eta^2 \xi^2 \end{aligned} \quad (2.19)$$

(2.18) eşitliğinde gösterildiği gibi U(1) global simetrisi vakum beklenen değeri ile kendiliğinden kırılmış yukarıdaki Lagrangian'da kütleli bir skaler parçacık η ile kütsüz bir skaler parçacık ξ ortaya çıkar.

$$m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} \text{ ve } m_\xi = 0 \quad (2.20)$$

Buradaki kütsüz parçacığa Goldstone bozonu denir. Kısaca toparlarsak, sürekli bir global simetrisinin kendiliğinden kırılması kütsüz bir bozonu (Goldstone bozonu) meydana getirir. Kendiliğinden kırılan her bir simetri grubu jeneratörü için teoride (ya da Lagrangian'da) o kadar kütsüz ve spini sıfır olan parçacık ortaya çıkar [11,12]. Sıradaki göreceğimiz lokal ayar değişmezliğinin kendiliğinden kırılması durumunda Goldstone bozonu yok olur.

Foton Nasıl Kütle Kazanır? (Higgs Mekanizması)

Bölümün başında da belirttiğimiz gibi doğada kütleli ayar bozonlarının varlığına rağmen, ayar simetrisi tarafından bu yasaklanmıştır. Fakat bu kısımda göreceğiz ki lokal ayar simetrisinin kendiliğinden kırılması ile bir ayar bozonuna kütle kazandırılabilir [13-16].

Basit anlamda lokal U(1) ayar simetrisini ($\phi' \rightarrow e^{i\theta(x)}\phi$) sağlayan kompleks skaler alan içeren bir Lagrangian,

$$L_{skaler} = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - V(\phi) \quad (2.21)$$

olarak yazılır.

$$V(\phi^* \phi) = \mu^2 (\phi^* \phi) + \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (2.22)$$

olarak yazılır. Bir önceki kısımdaki aynı yolu takip ettiğimizde kendiliğinden kırılmış Lagrangian terimleri,

Kinetik terim:

$$\begin{aligned} L_{kin}(\eta, \xi) &= \frac{1}{2} (D_\mu (\eta + v - i\xi) D^\mu (\eta + v + i\xi)) \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu + ieA_\mu)(\eta + v - i\xi)(\partial^\mu - ieA^\mu)(\eta + v + i\xi) \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta - i\partial_\mu \xi + ieA_\mu \eta + eA_\mu \xi)(\partial^\mu \eta + i\partial^\mu \xi - ieA^\mu \eta + eA^\mu \xi) \end{aligned}$$

Potansiyel terim:

$$\begin{aligned} V(\eta, \xi) &= -\frac{1}{2} \lambda v^2 [(\eta + v)^2 + \xi^2] + \frac{1}{4} \lambda [(\eta + v)^2 + \xi^2]^2 \\ &= \frac{1}{4} \lambda v^4 + \lambda v^2 \eta^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{1}{4} \lambda \eta^4 + \frac{1}{4} \lambda \xi^4 + \lambda v \eta \xi^2 + \frac{1}{2} \lambda \eta^2 \xi^2 \quad , \mu^2 = -\lambda v^2 \end{aligned}$$

Toplam Lagrangian ise

$$\begin{aligned}
L(\eta, \xi) = & \underbrace{\frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 + (\lambda v^2)\eta^2}_{\text{kütleli skaler parçacık } \eta} + \underbrace{\frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2}_{\text{kütleli skaler parçacık } \xi} \\
& - \underbrace{\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}e^2v^2A_\mu^2}_{\text{foton alanı}} - \underbrace{evA_\mu(\partial^\mu \xi)}_{?} + \text{etkileşim terimleri}
\end{aligned} \tag{2.23}$$

şeklindedir. İlk bakışta (2.22) eşitliğinin son terimi garip gelebilir. Fakat (2.2)'de gösterilen ayar dönüşümünü kullanırsak, Lagrangiandaki ξ 'li terimleri yeniden düzenleyebiliriz.

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}e^2v^2A_\mu^2 - evA_\mu(\partial^\mu \xi) &= \frac{1}{2}e^2v^2 \left[A_\mu - \frac{1}{ev}(\partial^\mu \xi) \right]^2 \\
&= \frac{1}{2}e^2v^2(A'_\mu)^2
\end{aligned} \tag{2.24}$$

Bu dönüşümde, özel bir ayar seçimi olan $\theta = -\frac{\xi}{v}$ alınmıştır. Bu duruma “unitary gauge” denir. Tabii ki bu özel dönüşüm ϕ alanını da değiştirecektir. Bu ayar seçimi yapıldığında ϕ alanı,

$$\phi' \rightarrow e^{-i\xi/v} \phi = e^{-i\xi/v} \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta + i\xi) = e^{-i\xi/v} \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta)e^{+i\xi/v} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h) \tag{2.25}$$

olacaktır. Burada h gerçek Higgs alanını simgeler. Sonuç olarak bu ayar dönüşümü altında yazdığımız Lagrangian içerisinde tüm ξ terimleri yok olur ve simetri kırılımı ile ilgili ayar bozonunun kütle terimi olarak yeni bir serbestlik derecesi ortaya çıkar. “Unitary gauge” altında toplam skaler Lagrangian (2.25)'de gösterildiği gibidir.

$$\begin{aligned}
L_{skaler} &= (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) \\
&= (\partial_\mu + ieA_\mu) \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h) (\partial^\mu - ieA^\mu) \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h) - V(\phi^\dagger \phi) \\
&= \underbrace{\frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - (\lambda v^2)h^2}_{\text{kütleli skaler parçacık } h(\text{Higgs bozonu})} + \underbrace{\frac{1}{2}e^2v^2A_\mu^2}_{\text{kütleli ayar alanı } (\gamma)} + \underbrace{e^2vA_\mu^2h + \frac{1}{2}e^2A_\mu^2h^2}_{\text{Higgs ile ayar alanı arasındaki etkileşim}} \\
&\quad - \underbrace{\lambda v h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4}_{\text{Higgs öz-bağlaşımları}}
\end{aligned} \tag{2.26}$$

Vakum etrafında açılmış Higgs potansiyelinin en basit hali (2.25) eşitliğinde içerisinde sadece “ h ” alanının bulunduğu terimlerin toplamıdır. Bu potansiyel “Ağaç seviyesinde Higgs potansiyeli” olarak adlandırılır.

$$V(h) = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - (\lambda v^2)h^2 - \lambda v h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4 \quad (2.27)$$

Yukarıda gösterilen işlemler lokal U(1) ayar simetrisinin kendiliğinden kırılması sonucu bir vektör bozonun nasıl kütle kazanabileceğini gösteren basit bir örnektir. Burada olan şey tam olarak global ayar simetrisinin kırılması sonucu ortaya çıkan goldstone bozonunun kendiliğinden kırılan lokal ayar simetrisi ile bir ve dört bozon tarafından yutulmuş bu bozona yeni bir serbestlik derecesi başka bir deyişle kütle kazandırmasıdır. Kuşkusuz gerçekte fotonun böyle bir kütlesi yoktur. Bu hipotetik bir yaklaşımdır. Standart Model için asıl olan $SU(2)_L \times U(1)_Y$ elektrozayıf ayar simetrisinin lokal olarak kendiliğinden kırılmasıdır. Bunun için ise (2.21) eşitliğinde gösterilen skaler alan lagrangianında bulunan kovaryant türev ifadesi (2.5) eşitliğindeki elektrozayıf simetri için yazılan ifade olarak alınır. Bu lagrangiandaki skaler alanların (2.25) eşitliğindeki gibi vakum beklenen değeri etrafında açılması ile (2.21) eşitliğindeki lagrangianın $(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi)$ teriminde

$$D_\mu \phi = \left[\partial_\mu + ig \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{1}{2} Y B_\mu \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

olarak yazılır. (2.28) eşitliğinde alanların ve pauli matrislerinin açılması neticesinde bu terim

$$D_\mu \phi = \frac{i(v+h)}{\sqrt{8}} \begin{pmatrix} g(W_1 - iW_2) \\ -gW_3 + g'Y_\phi B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

şeklini alır. Diğer taraftan aynı işlem yapılarak

$$(D^\mu \phi)^\dagger = -\frac{i(v+h)}{\sqrt{8}} \left(g(W_1 - iW_2) , -gW_3 + g'Y_\phi B_\mu \right) \quad (2.30)$$

olarak bulunur. Sonuç olarak $(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi)$ terimi (2.26) eşitliğindeki gibi

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) \ni \frac{v^2}{8} \left[g^2 (W_1^2 + W_2^2) + (-gW_3 + g'Y_\phi B_\mu)^2 \right] \quad (2.31)$$

kütle terimleri içerir. Burada (2.6) eşitliklerindeki fiziksel ayar bozonları ile ilgili bağıntıları kullandığımızda (2.31) eşitliğindeki terim

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) \ni \frac{v^2}{8} \left[g^2 W_\mu^{+2} + g^2 W_\mu^{-2} + (g^2 + g'^2) Z_\mu^2 + 0 \cdot A_\mu^2 \right] \quad (2.32)$$

ifadesine dönüşür.

Kısacası Elektrozayıf simetrisinin kendiliğinden kırılması sonucu W ve Z bozonları kütle kazanır. Foton ise kütsüz kalır. Bunun anlamı; $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisi kendiliğinden kırılmış olmasına rağmen elektromanyetik simetri kırılmamıştır. Elektrozayıf simetri daha düşük enerjide elektromanyetik simetriye kırılmıştır ($SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$). Sonuç olarak foton kütsüz olarak kalmıştır.

Kütle kazanan ayar bozonlarının kütleleri (2.32) eşitliğinden türetilir.

$$\begin{aligned} m_{W^+} &= m_{W^-} = \frac{1}{2} v g \\ m_Z &= \frac{1}{2} v \sqrt{(g^2 + g'^2)} \end{aligned} \quad (2.33)$$

Öte yandan Higgs bozonunun kendisi ile etkileşiminden elde edilecek kütle terimi ise (2.27) eşitliğinden elde edilir.

$$m_h = \sqrt{2\lambda v^2} \quad (2.34)$$

Son olarak, fermiyonlar ise Higgs alanı ile etkileşimi sonucu kütle kazanırlar. Yukawa etkileşimleri adı verilen bu etkileşimler için Lagrangian terimi

$$L_{Yukawa} = -y_{ij} [\bar{\psi}_i^L \phi \psi_j^R + \bar{\psi}_i^R \phi \psi_j^L] \quad (2.35)$$

şeklindedir. Sonuç olarak yeğin etkileşimler harici Standart Model Lagrangiani (2.36) eşitliğinde gösterildiği gibidir.

$$\begin{aligned} L_{SM} &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} \cdot G^{\mu\nu} + \bar{\psi} i D_\mu \gamma^\mu \psi + y_{ij} [\bar{\psi}_i^L \phi \psi_j^R + \bar{\psi}_i^R \phi \psi_j^L] \\ &+ (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - \mu^2 (\phi^\dagger \phi) - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 + h.c. \end{aligned} \quad (2.36)$$

3. COLEMAN-WEINBERG POTANSİYELİ VE HALKA DÜZELTMELERİ

Bir önceki bölümde açıklanan model, elektrozayıf simetriyi kırmak için çok sezgisel bir yol olmasına karşın yumuşak bir simetri kırılması için tek yol değildir. Daha önce anlatılanlardan da anlaşılacağı gibi simetrinin kendiliğinden kırılmasına yol açan, Lagrangiana yeni bir skaler alan(Higgs alanı) ve bu alana ait içerisinde kompleks bir kütle terimi($\mu^2 < 0$) bulunan, (2.8) eşitliğinde gösterilen bir $V(\phi)$ potansiyeli eklemektir. Öte yandan Coleman ve Weinberg böyle kompleks bir kütle teriminin yokluğunda bile efektif ağaç seviyesi potansiyeline halka etkileşimlerinden gelen kuantum düzeltmelerinden dolayı simetrinin kendiliğinden kırılabileceğini göstermişlerdir [17].

Coleman ve Weinberg(CW)'in analizi giren ve çıkan parçacığın sadece teorideki skaler ϕ olduğu tüm diyagramların bulunduğu efektif bir potansiyel hesaplamayı içermektedir. Başka bir deyişle ağaç seviyesi üzerinde ki kuantum etkilerinin de potansiyeye dahil edilmesidir. CW'nin orijinal çalışmasında bir halka düzeyinde efektif potansiyelin analizi yapılmıştır.

3.1 Kütsüz ϕ^4 Teori

CW analizinin başlangıcı sadece kendisi ile etkileşen kütsüz (μ^2 teriminin olmadığı) bir skaler ϕ alanının bulunduğu bir teoridir. Bu teori için Lagrangian

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{4!}\lambda(\phi)^4 + \frac{1}{2}A(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{2}B(\phi)^2 - \frac{1}{4!}C(\phi)^4 \quad (3.1)$$

şeklinde olup A,B ve C terimleri, renormalizasyon şartlarını sağlamak ve uzaksamaları önlemek için konulmuş terimlerdir.

Şekil 3.1’de gösterilen ağaç düzeyinde dörtlü etkileşimi içeren efektif potansiyel

$$V_0 = \frac{\lambda}{4!} \phi_{cl}^4 \quad (3.2)$$

şeklindedir. Burada klasik bir alan düşündüğümüz için, $\phi \rightarrow \phi_{cl}$ değişimini uyguladık. (Kuantum alan teorisindeki herhangi bir klasik alan diye düşünülebilir.)



Şekil 3.1:Ağaç düzeyinde efektif potansiyel için etkileşim diyagramı.

Öte yandan Denklem (3.2)’de ki potansiyele bir halka etkileşimlerinden katkıda bulunacak diyagramlardan bazıları Şekil 3.2’de gösterilmiştir.



Şekil 3.2: Efektif potansiyele bir halka düzeyinde katkıda bulunan diyagramlardan bazıları.

Şekil 3.2’de gösterilenlerle birlikte tüm diyagramlar için momentum integrallerinin Λ cut-off skalası için çözülmesi ve serilerin toplanmasının ardından, teori için 1-halka efektif potansiyeli,

$$V = \frac{\lambda}{4!} \phi_{cl}^4 + \frac{1}{2} B \phi_{cl}^2 - \frac{1}{4!} C \phi_{cl}^4 + \frac{\lambda \Lambda^2}{64\pi^2} \phi_{cl}^2 + \frac{\lambda^2 \phi_{cl}^4}{256\pi^2} \left(\ln \frac{\lambda \phi_{cl}^2}{2\Lambda} - \frac{1}{2} \right) \quad (3.3)$$

şeklinde olur. Şimdi renormalizasyon koşullarını uygulayarak B ve C terimlerinin bulabiliriz. İlk aşamada teorimiz en başından beri kütlelessiz bir potansiyel içerdğinden

$$\frac{d^2V}{d\phi_{cl}^2} = 0 \quad (3.4)$$

olmalıdır. Buradan da

$$B = -\frac{\lambda \Lambda^2}{32\pi^2} \quad (3.5)$$

bulunur.

Diğer taraftan herhangi bir M kütle skalası için

$$\frac{d^4V}{d\phi_{cl}^4} = \lambda \quad (3.6)$$

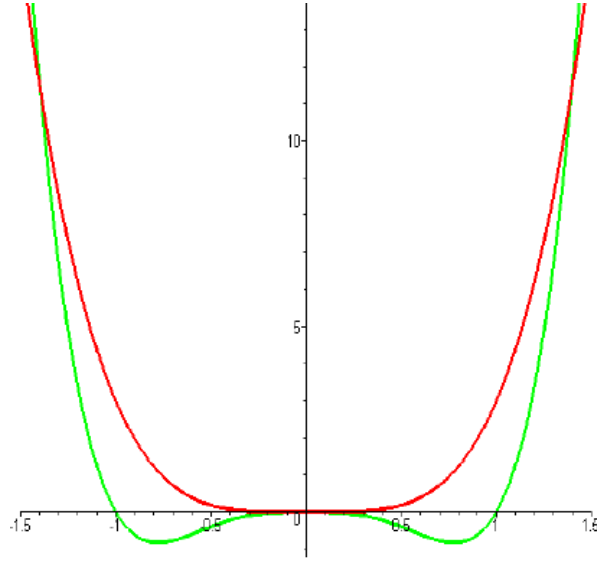
olmalı ve

$$C = \frac{3\lambda^2}{32\pi^2} \left(\ln \frac{\lambda M^2}{2\Lambda} - \frac{11}{3} \right) \quad (3.7)$$

şeklindedir. Sonuç olarak 1-halka mertebesinde efektif potansiyelin tamamı Denklem (3.8)'de verilmiştir.

$$V = \frac{\lambda}{4!} \phi_{cl}^4 + \frac{\lambda^2 \phi_{cl}^4}{256\pi^2} \left(\ln \frac{\phi_{cl}^2}{M} - \frac{25}{6} \right) \quad (3.8)$$

Şekil 2.3'te En başta belirttiğimiz ağaç seviyesindeki efektif potansiyel grafiği (kırmızı) ile 1-halka mertebesinde efektif potansiyelin grafiği (yeşil) karşılaştırılmıştır. Burada açıkça görölmektedir ki ağaç seviyesinde vakum beklenen değeri sıfır olan bir potansiyele kuantum düzeltmelerinin eklenmesiyle vakum değeri sıfırdan farklı hale gelmiştir. Kısacası kuantum etkileri simetriyi kendiliğinden yumuşak bir şekilde kırmaktadır.



Şekil 3.3: Ağaç seviyesinde (kırmızı) ve 1-Halka seviyesinde (yeşil) efektif potansiyelin grafiği[18].

3.2 Dört Halka Mertebesinde Efektif Higgs Potansiyeli

Bir önceki bölümde anlatılan Higgs'in halka katkılarından gelen düzeltmeler eklenmiş efektif potansiyel yardımıyla Standart Model Higgs sektöründeki teorik belirsizlik azaltılmış olur. Literatürde iki halka katkısına kadar hesaplanmış efektif Higgs potansiyeli [19,20] bulunmaktadır. Bu çalışmada kullanılan üç ve dört halka mertebesinde Higgs'in efektif potansiyeli [21,22] makalesinde hesaplanmıştır. Buna göre Standart Model Elektrozayıf sektörü için ağaç düzeyinde Higgs potansiyeli ve birinci, ikinci, üçüncü ve dördüncü halka seviyelerinde top kuark için bu potansiyele gelecek olan düzeltmeler sırasıyla

$$V^{(0)} = m^2 \phi^2 + \lambda \phi^4 \quad (3.9)$$

$$V^{(1)} = -N_c T^2 \left[\bar{\ln}(T) - 3/2 \right] \quad (3.10)$$

$$V^{(2)} = g_3^2 N_c C_F T^2 \left[6\bar{\ln}^2(T) - 16\bar{\ln}(T) + 18 \right] + y_t^2 N_c T^2 \left[-\frac{3}{2}\bar{\ln}^2(T) + 8\bar{\ln}(T) - \frac{23}{2} - \frac{\pi^2}{6} \right] \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned}
V^{(3)} = & g_3^4 N_c C_F T^2 \{ C_G \left[-\frac{22}{3} \overline{\ln^3}(T) + \frac{185}{3} \overline{\ln^2}(T) \right. \\
& + (24\zeta(3) - \frac{1111}{6}) \overline{\ln}(T) + \frac{2609}{12} + \frac{44}{45} \pi^4 \\
& - \frac{232}{3} \zeta(3) + \frac{16}{3} \ln^2(2) [\pi^2 - \ln^2(2)] - 128\text{Li}_4(1/2) \Big] \\
& + C_F \left[-24 \overline{\ln^3}(T) + 63 \overline{\ln^2}(T) - (48\zeta(3) \right. \\
& + \frac{121}{2}) \overline{\ln}(T) + \frac{85}{12} - \frac{88}{45} \pi^4 + 192\zeta(3) \\
& - \frac{32}{3} \ln^2(2) [\pi^2 - \ln^2(2)] + 256\text{Li}_4(1/2) \Big] \\
& + T_F \left[48 \overline{\ln}(T) - \frac{232}{3} + 96\zeta(3) \right] \\
& + T_F N_q \left[\frac{8}{3} \overline{\ln^3}(T) - \frac{52}{3} \overline{\ln^2}(T) + \frac{142}{3} \overline{\ln}(T) \right. \\
& - \left. \frac{161}{3} - \frac{64}{3} \zeta(3) \right] \Big\} + g_3^2 y_i^2 N_c C_F T^2 \{ 15 \overline{\ln^3}(T) - 90 \overline{\ln^2}(T) \\
& + [407/2 + 3\pi^2 + 60\zeta(3)] \overline{\ln}(T) - 54\zeta(3) \\
& - \frac{2393}{12} - \frac{29}{6} \pi^2 + \frac{31}{15} \pi^4 + \frac{32}{3} \ln^2(2) [\pi^2 - \ln^2(2)] \\
& - 256\text{Li}_4(1/2) \Big\} + y_i^4 N_c T^2 \left\{ -\frac{9}{4} \overline{\ln^3}(T) + \frac{57}{4} \overline{\ln^2}(T) \right. \\
& + \left[-\frac{3}{4} \pi^2 - \frac{121}{4} - 12\zeta(3) \right] \overline{\ln}(T) + \frac{529}{24} + \frac{23}{12} \pi^2 \\
& - \frac{22}{45} \pi^4 + \frac{93}{2} \zeta(3) - \frac{8}{3} \ln^2(2) [\pi^2 - \ln^2(2)] \\
& + 64\text{Li}_4(1/2) \Big\} + y_i^4 N_c^2 T^2 \left\{ \frac{7}{2} \overline{\ln^3}(T) + \frac{17}{4} \overline{\ln^2}(T) \right. \\
& + \left[-\frac{659}{8} - \frac{5}{6} \pi^2 \right] \overline{\ln}(T) + \frac{4903}{48} + \frac{3}{4} \pi^2 - 64\zeta(3) \Big\}
\end{aligned} \tag{3.12}$$

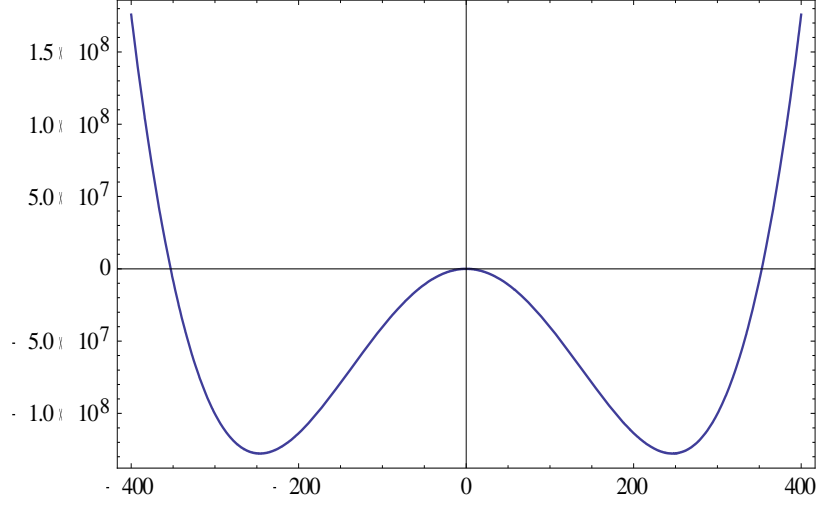
$$\begin{aligned}
V^{(4)} = g_3^6 T^2 \{ & \frac{13820381}{270} + \frac{1747112}{45} \zeta(3) + \frac{1984}{9} \zeta(5) \\
& - \frac{40288}{9} \zeta^2(3) - \frac{298894}{1215} \pi^4 - \frac{1780}{243} \pi^6 + \frac{5888}{135} \ln^5(2) \\
& - \frac{5888}{88} \pi^2 \ln^3(2) - \frac{36064}{405} \pi^4 \ln(2) + \frac{78464}{81} \ln^2(2) [\ln^2(2) - \pi^2] \\
& + \frac{627712}{27} \text{Li}_4(1/2) - \frac{47104}{9} \text{Li}_5(1/2) + \overline{\ln}(T) \left(\frac{27680}{3} \zeta(3) \right. \\
& - \frac{63200}{9} \zeta(5) - \frac{1547146}{27} - \frac{208}{9} \pi^4 + \frac{640}{3} \ln^2(2) [\ln^2(2) - \pi^2] \\
& - 5120 \text{Li}_4(1/2) + (30584 - 2400 \zeta(3)) \overline{\ln}^2(T) \\
& \left. - 9144 \overline{\ln}^3(T) + 1380 \overline{\ln}^4(T) \right\} \tag{3.13}
\end{aligned}$$

şeklindedir. Burada C_G SU(3) ayar grubunun Casimir invariantı, C_F, T_F ve N_C ise sırası ile Casimir invariant, temel gösterimin boyutu ve teorideki kuarkların sayısıdır. T, top kuark kütle karesini ifade eder. Diğer yandan, $\zeta(x)$ ve $\text{Li}_4(x), \text{Li}_5(x)$ sırasıyla Riemann zeta fonksiyonu ve Logaritmik integral serisi olup,

$$\overline{\ln}(X) \equiv \ln(X/Q^2) \tag{3.14}$$

şeklindedir.

Dört halka mertebesinde efektif Higgs potansiyeli Mathematica'ya aktarılmış ve Şekil 3.4 'de görüldüğü gibi istenilen potansiyel grafiği (meksika şapkası) elde edilerek doğruluğundan emin olunmuştur. Bu grafik, efektif potansiyelin birinci türevinin boşluk vakum değerinde sıfır olduğu parametreler kullanılarak çizdirilmiştir.



Şekil 3.4: Dört halka mertebesinde efektif Higgs potansiyeli grafiği.

Kuantum halka düzeltmelerine bakıldığında, içerisinde logaritmik ifadelerin bulunduğu görülür. Logaritmik ifadelerin açılması ile dört halka seviyesinde Higgs efektif potansiyelinin yapısı Higgs alanı, h 'nin kuvvetleri cinsinden

$$\begin{aligned}
 V_{eff}(h) = & V^0 + A^0 + (V_h^0 + A_h)h + (V_{h^2}^0 + A_{h^2})h^2 \\
 & + (V_{h^3}^0 + A_{h^3})h^3 + (V_{h^4}^0 + A_{h^4})h^4 + A_{h^5}h^5 + A_{h^6}h^6 + O[h^7]
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

şeklindedir.

Burada V_i^0 terimleri efektif potansiyele ağaç mertebesinde gelen terimleri, A_j ise logaritmik terimleri seri olarak açılmış halka etkilerinden gelen terimleri ifade eder ($i = , h, h^2, h^3, h^4$ ve $j = , h, h^2, h^3, h^4, h^5, h^6$). Dolayısıyla (2.27) eşitliğinde ağaç seviyesinde Higgs bozonunun kendisi ile sadece üçlü ve dördü bağlaşımı bulunurken, halka seviyelerinde logaritmik terimlerin açılması ile daha çok Higgs'in kendisi ile bağlaştığı beşli ve altılı Higgs özbağlaşımının bulunduğu durumlar mümkün olabilir.

4. HIZLANDIRICILARDA HIGGS ÖZBAĞLAŞIMI ÖLÇÜMÜ

2012 yılının Temmuz ayında Büyük hadron çarpıştırıcısında yapılan iki farklı deneyden ATLAS ve CMS'in araştırma grupları 125 GeV civarında bozonik bir parçacık gözlemlendiğini açıklamışlardır[23,24]. Devamında yapılan deneylerde bu bozonik parçacığın Standart Model'de tahmin edilen Higgs bozonunun özelliklerine uyduğu görülmüştür [25].

Bundan sonraki süreçte ise Higgs bozonunun yaptığı bağlaşımların ölçülmesi Standard Model Higgs sektörünün test edilmesi açısından oldukça büyük önem arz etmektedir [26-33].

Özellikle Higgs özbağlaşımlarının deneylerce elde edilmesi sonucu Higgs potansiyelinin yeniden inşası süreci sonunda Elektrozayıf Simetri Kırınımı'nın anlaşılması ve olası Yeni Fizik senaryoları hakkında bilgi edinilmesi için üzerinde durulması gereken bir konudur. Diğer taraftan Higgs bozonunun kendisi ile yaptığı üçlü bağlaşımın (ikili Higgs oluşumu) ölçülmesi şu an ki ve yeni yapılabilecek teknolojideki çarpıştırıcılarla mümkün görünürken, maalesef dört Higgs bozonunun bağlaşması ile oluşan (üçlü Higgs oluşumu) süreçlerin ölçülmesi ancak çok daha ileriki çarpıştırıcılarda ele alınabilecektir [34].

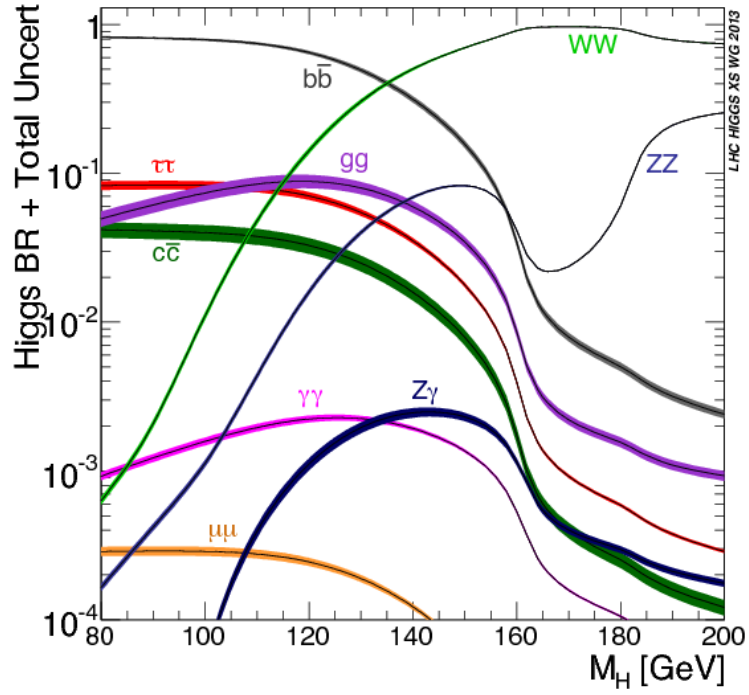
Öte yandan Higgs parçacığının, Higgs alanının kendisi ile olan etkileşmelerinden oluşmuş olması sebebi ile belli bir ömrü vardır ve çok hızlı şekilde daha düşük kütleli parçacıklara bozunmaktadır. Bu bozunma olasılıkları Higgs'in ve bozunduğu parçacıkların kütlelerine bağlıdır. Bir parçacığın yaşam süresi (τ) onun bozunma genişliği (Γ) ile ters orantılıdır. Her farklı bozunma kanalı için farklı bir bozunma genişliği (Γ_f) vardır ve $\Gamma = \sum_f \Gamma_f$ şeklindedir. Bir parçacığın herhangi bir

bozunum kanalıyla bozunma olasılığına ise dallanma oranı (branching ratio) denir.

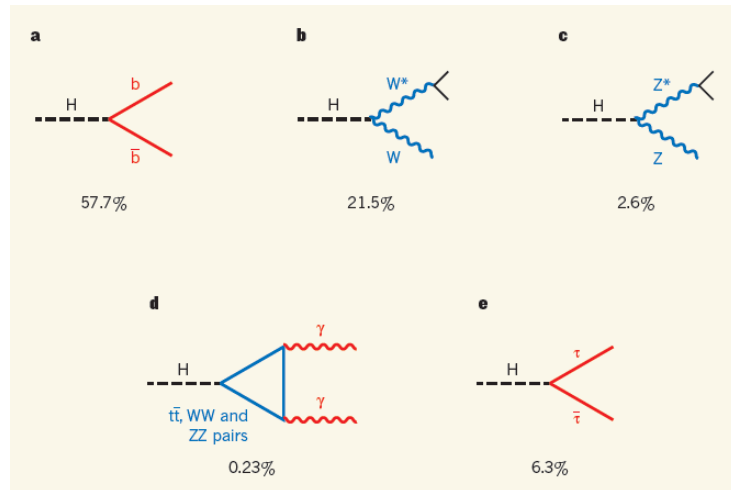
Bozunma olasılığı Γ_f / Γ olarak bulunabilir. Şekil 4.1'de Higgs'in kütlesine karşı

dallanma oranları ve ilgili bozunum kanalları gösterilmiştir [35]. Kütlesi 125 GeV

civarında olan bir Higgs'in bozunma süreçleri ve bu süreçlerin gerçekleşme olasılıkları ise Şekil 4.2'de gösterildiği gibidir [36].



Şekil 4.1: Standart Model Higgs Bozonu dallanma oranları.



Şekil 4.2: Higgs Bozonunun bozunum süreçleri ve gerçekleşme olasılıkları.

Şekil 4.2'ye baktığımızda herhangi bir çarpışmada oluşan Higgs'in büyük bir oranla alt ve anti-alt kuarka bozunacağı görülmektedir. Bu oranlara göre çift Higgs üretiminde iki Higgs'in bozunma kanalları ve olasılıkları ise Tablo 4.1'de gösterilmiştir[37].

Tablo 4.1: Çift Higgs bozunum kanalları ve dallanma oranları.

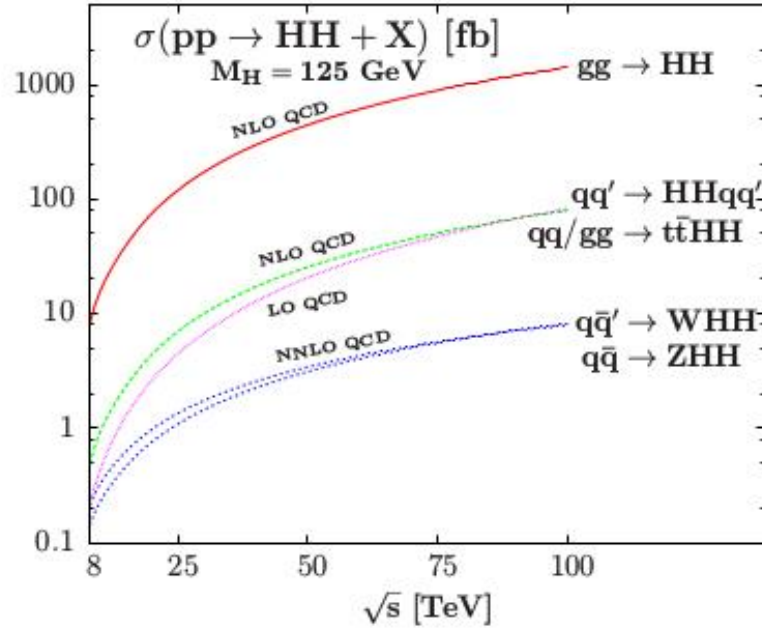
Bozunum Kanalı	Dallanma Oranı
$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	% 33
$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	% 25
$hh \rightarrow b\bar{b}\tau^+\tau^-$	% 7.3
$hh \rightarrow ZZb\bar{b}$	% 3.1
$hh \rightarrow W^+W^-\tau^+\tau^-$	% 2.7
$hh \rightarrow ZZW^+W^-$	% 1.1
$hh \rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$	% 0.27
$hh \rightarrow \gamma\gamma\gamma$	% 0.001

Tablo 4.1'de gösterilen bozunum kanalları arasında $hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ kanalı en olası bozunum gibi görünmesine karşın LHC analizlerinde çok büyük arka alana sahip olduğundan çözümlenmesi bakımından zor bir süreçtir. Her ne kadar dallanma oranı olarak düşük olsada $hh \rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$ kanalı hem arka alan azlığı hem de hassasiyet bakımından çift Higgs üretiminin analizi açısından tabloda görünen bozunum kanallarından en iyisidir [38,39].

Bu bölümün devamında Higgs'in üçlü özbağlaşımının bulunduğu ikili Higgs üretim süreçlerinin çarpıştırıcılardaki durumu ve ilgili Feynman diyagramları ele alınmıştır.

4.1 Büyük Hadron Çarpıştırıcısında (LHC) Higgs Özbağlaşımları

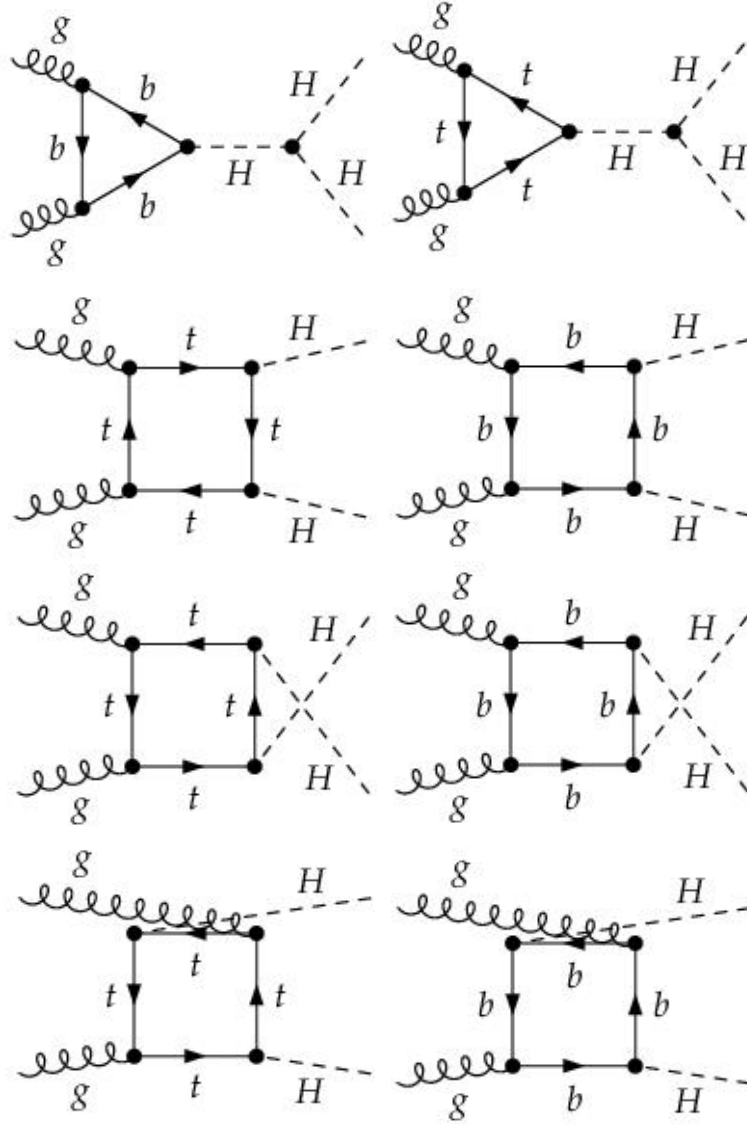
Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda çift Higgs üretimi tekli Higgs oluşumuna benzer süreçler içerisinde gerçekleşir. Sırasıyla gluon füzyonu, WW/ZZ bozon füzyonu, çiftli Higgs-strahlung süreci ve ikili üst kuark ile Higgs'in beraber olduğu süreçtir. Şekil 4.3'de her bir üretim süreci için çarpışma enerjisine karşı tesir kesiti grafiği verilmiştir[40].



Şekil 4.3: LHC'de Higgs çifti oluşum süreçleri.

4.1.1 Gluon Füzyonu Sürecinde Higgs Çifti Üretimi

Bu süreç iki gluonun bir araya gelip, ağır kuark (genelde üst kuark) halkası yoluyla ortaya iki Higgs bozonu çıkarması olayıdır [41-44]. Ağaç seviyesinde oluşamayan ve Higgs çifti üretiminde en dominant süreçtir. Tesir kesitine en çok katkıyı veren üst ve alt kuarkların halka yapısında görüldüğü süreçler Şekil 4.4'de gösterilmiştir.



Şekil 4.4: Gluon füzyonu sürecinde olası Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diagramları

Şekil 4.4’de görüldüğü üzere gluon füzyonunda Higgs çifti oluşumu sadece halka düzeyinde ve iki farklı yapıda olur. Bunlardan biri iki gluonun üçgen şeklinde bir üst kuark halkası oluşturup üçgenin geriye kalan diğer köşesinden çıkan Higgs’in iki Higgs bozonuna bozunmasıdır ki, efektif özbağlaşımımızın katkı sunduğu süreç budur. Diğerisi ise iki gluonun kare şeklinde bir üst kuark halkası oluşturup karenin geriye kalan diğer iki köşesinden çıkan birer Higgs bozonunu meydana getirmesidir. Gluon füzyonundan Higgs çifti oluşumu için partonik tesir kesitinin analitik ifadesi

$$\hat{\sigma}(gg \rightarrow hh) \approx \int_{\hat{t}_-}^{\hat{t}_+} d\hat{t} \frac{1}{2^2} \frac{1}{8^2} \frac{1}{2!} \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \frac{2\alpha_s^2}{(4\pi)^2} \left| \frac{\Gamma_{hh\nu}}{\hat{s} - m_h^2} F_{\Delta} + F_{\square} \right|^2 \quad (4.1)$$

şeklindedir [45]. Burada F_{Δ} ve F_{\square} sırasıyla üçgen ve kare diyagramların halka fonksiyonları olup birbirleri ile zıt işaretlidir. Bu durumu Higgs'in gluonlarla bağlaşımını içeren efektif Lagrangian teriminden görebiliriz[46].

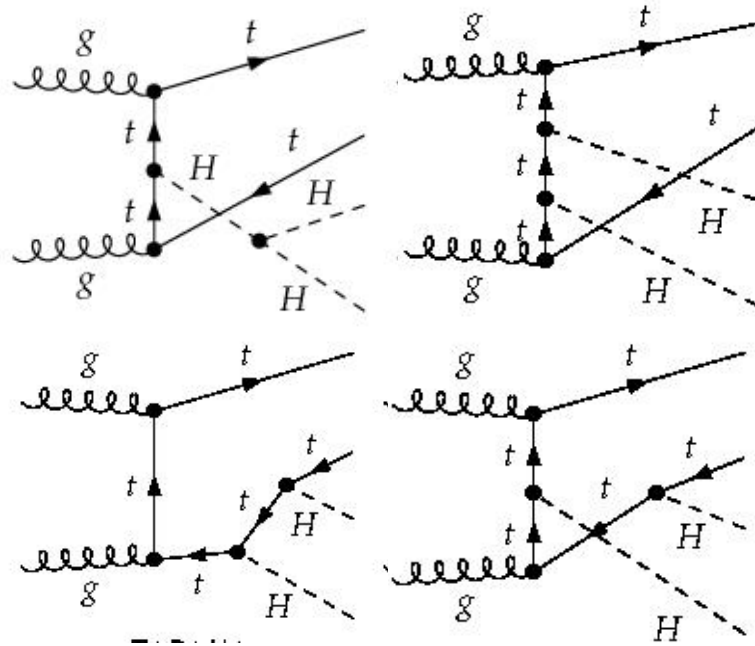
$$L_{eff} = \frac{\alpha_s}{12\pi} (\log H) G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \quad (4.2)$$

$$= \frac{\alpha_s}{12\pi} \left(\frac{h}{v} - \frac{h^2}{2v^2} + \dots \right) G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$$

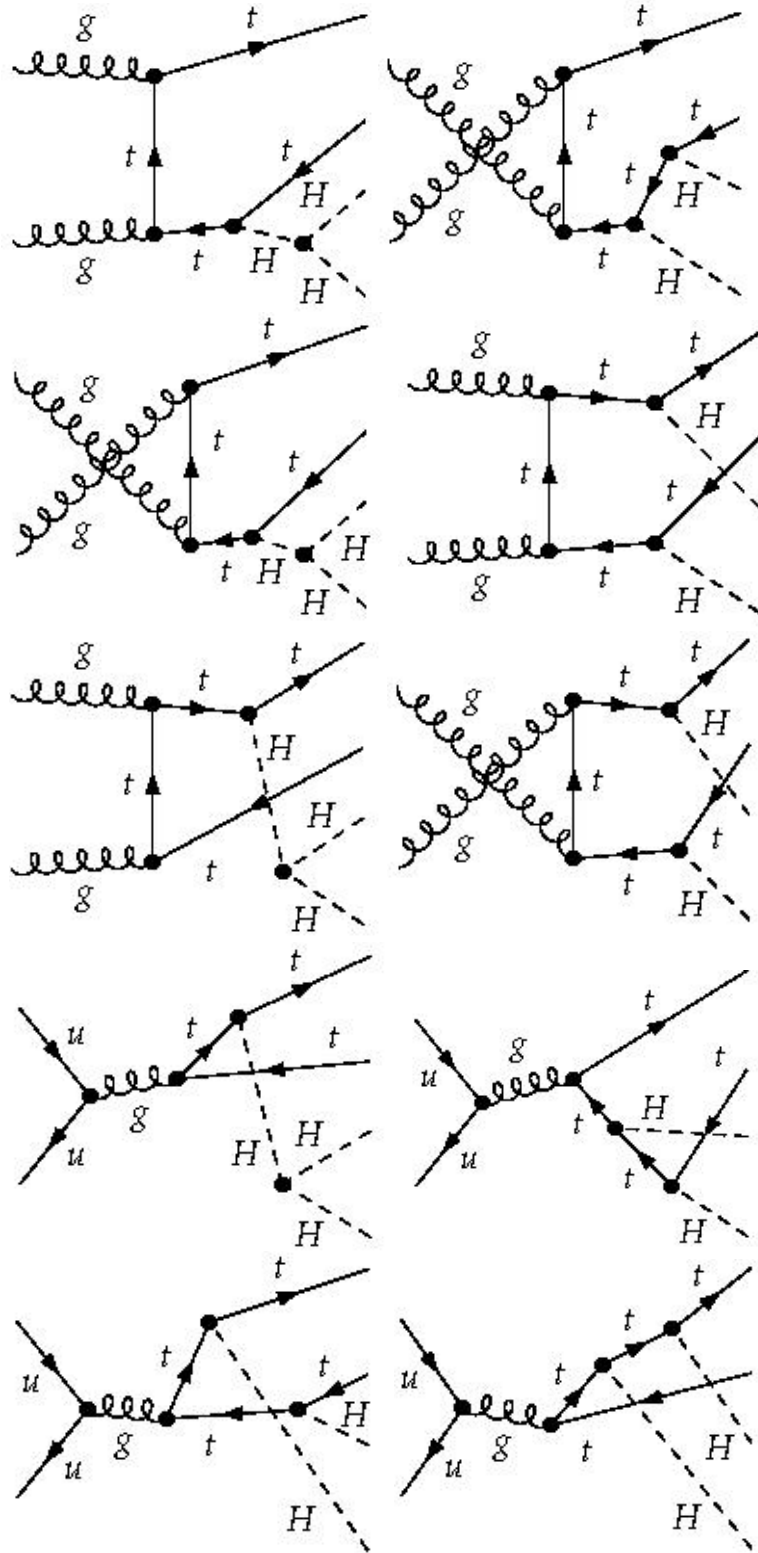
Aynı zamanda (4.1) eşitliğinde de görüldüğü gibi F_{Δ} teriminin önündeki katsayı Higgs'in üçlü bağlaşımını ile doğru orantılı olmasına karşın diyagramdaki sanal Higgs'in kütle karesi, \hat{s} , ile ters orantılıdır [47]. Dolayısıyla tesir kesiti ifadesine göre kare diagramın katkısı üçgen diyagrama göre oldukça büyüktür. Sonuç olarak toplam tesir kesiti kare diyagramın sonucuna yaklaşmaktadır.

4.1.2 ttHH Sürecinde Higgs Çifti Üretimi

Proton-proton çarpışması sonucu oluşan gluon ya da kuarkların biraraya gelmesi ile üst, anti üst kuark ve iki Higgs bozonu oluşması sürecidir. Tesir kesitine en çok katkıda bulunana süreçler Şekil 4.5'de gösterilmiştir.



Şekil 4.5: ttHH sürecinde olası Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diyagramları



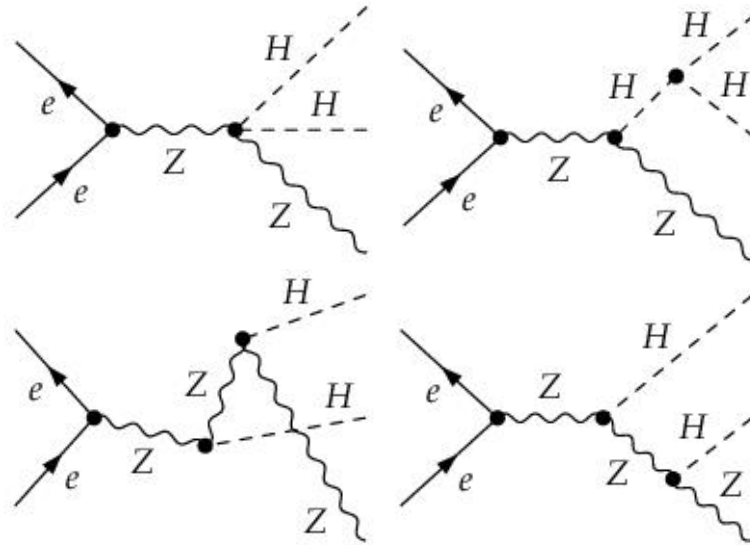
Şekil 4.5 (devamı): $t\bar{t}HH$ sürecinde olası Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diagramları

4.2 Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcıda Higgs Özbağlaşımları

Gerek Higgs kütesinin 125 GeV gibi düşük bir skalada olmasına gerekse Higgs'in süreçlerine bakıldığında, düşük enerjili bir doğrusal elektron-pozitron çarpıştırıcısında Higgs üretiminin LHC'ye göre daha verimli olacağı açıktır [48,50]. Örnek verecek olursak; Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda oluşan Higgs bozonunun oluşturacağı alt ve anti-alt kuark çiftinin gözlemlenmesi farklı süreçlerin yarattığı arka alan kirliliği yüzünden doğrusal çarpıştırıcıya göre oldukça zordur [51]. Bu yüzden yakın bir gelecekte yapılması planlanan Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı'nın (ILC) amaçlarından belki de en önemlisi Higgs bozonunun özelliklerini daha kesin bir şekilde bulmak ve Standart Model'in Higgs sektörünü test etmek olacaktır [52]. Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı'da ikili Higgs üretimine ilişkin süreçler ve onlara ait Feynman diyagramları aşağıdaki alt başlıklarda verilmiştir.

4.2.1 Higgs-strahlung (Z bremstrahlung) Sürecinde Higgs Çifti Üretimi

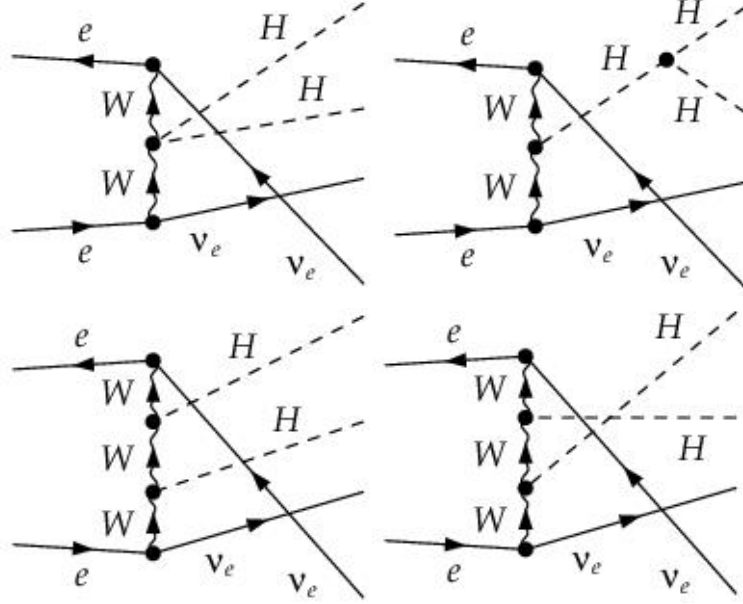
Elektron ve pozitronun'un biraraya gelip Z bozon ve Higgs'e bozunma sürecidir. Doğrusal çarpıştırıcıda Higgs çifti oluşumu için öne çıkan süreçtir.



Şekil 4.6: ZHH sürecinde olası Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diyagramları

4.2.2 W Bozon Füzyonu Sürecinde Higgs Çifti Üretimi

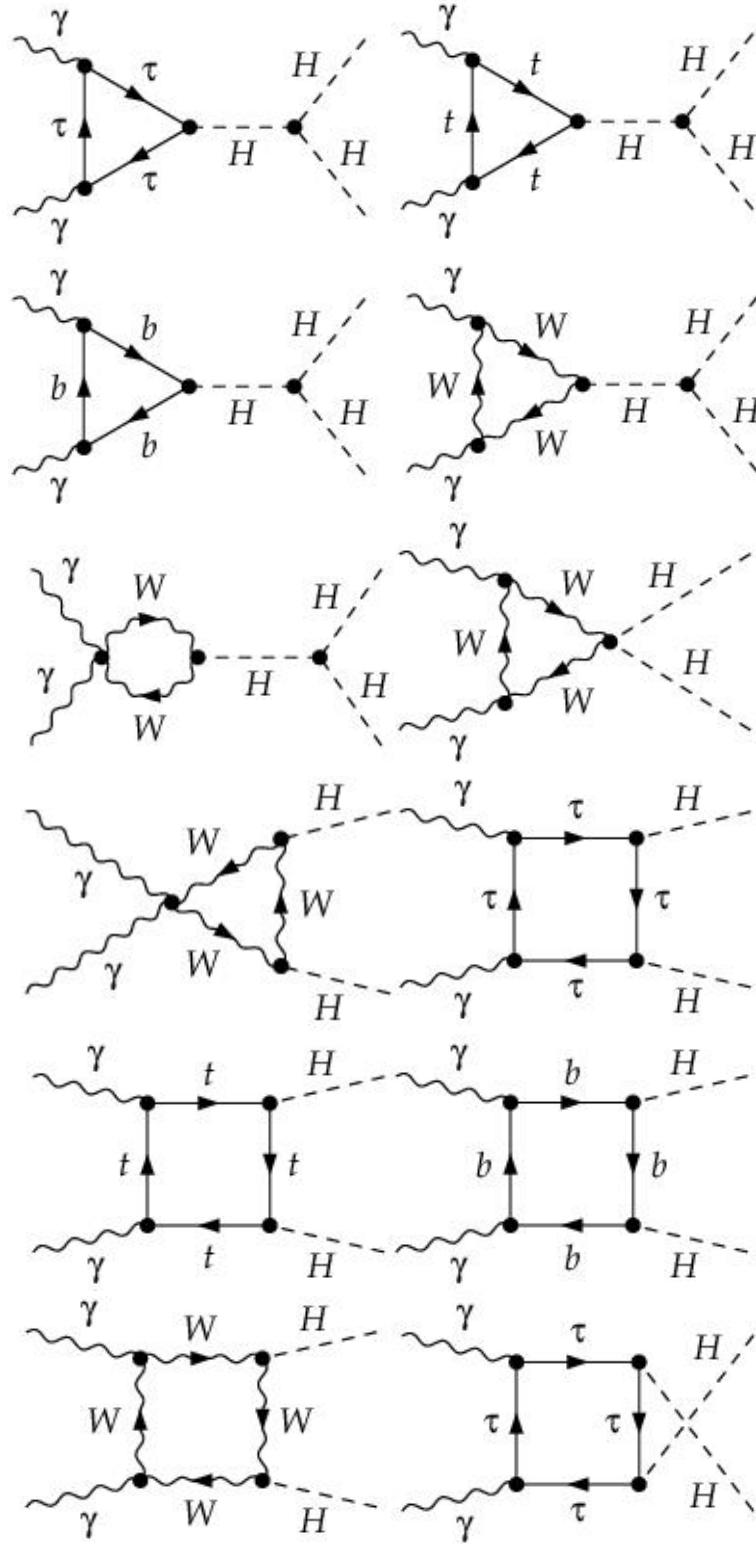
Elektron ve pozitronun W bozonu aracılığı ile nötrino, anti nötrino ve Higgs'e bozunma sürecidir.



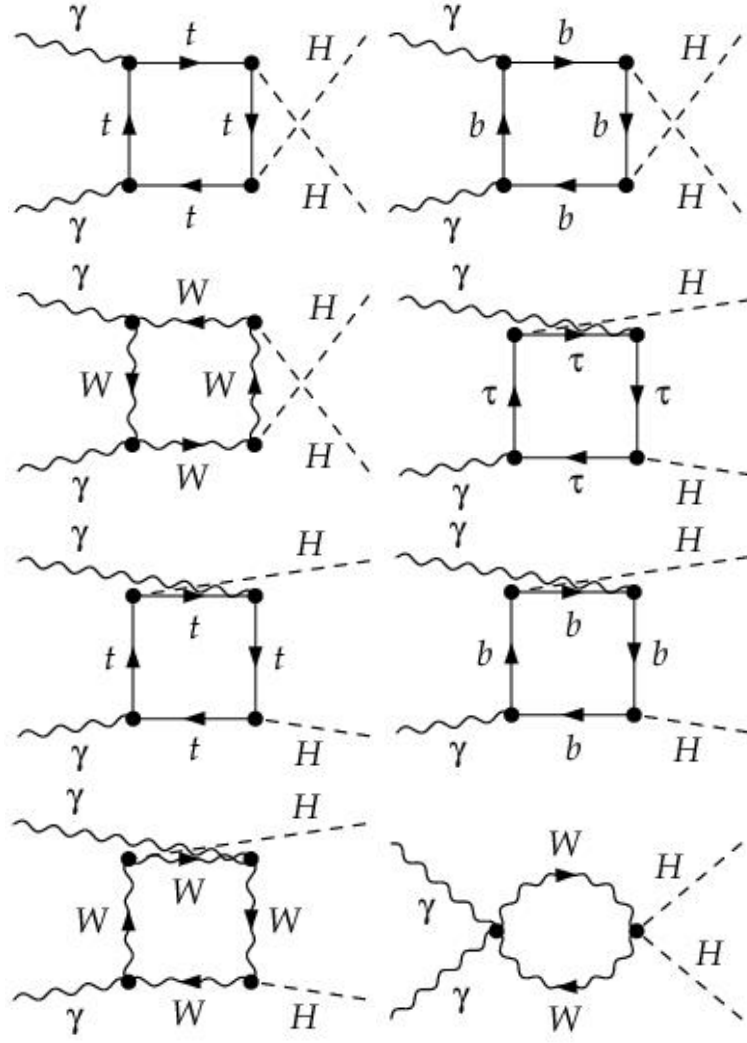
Şekil 4.7: W bozon füzyonu sürecinde olası Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diagramları

4.3 Foton Çarpıştırıcısında Higgs Özbağlaşımları

Bu çalışmanın önemli bir motivasyonu olan foton çarpıştırıcısı ise Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı dahilinde yapılması planlanmaktadır [53,54]. Bir foton çarpıştırıcısında Higgs üretimi, elektron-pozitron'a göre daha avantajlıdır[55]. Foton çarpıştırıcısında ikili Higgs'in üretildiği süreçlere ait tesir kesitleri ve tesir kesiti hassasiyetleri elektron-pozitron çarpıştırıcısındakine göre daha büyüktür [56-59]. Aynı zamanda bu süreçlerin arka planları hadron çarpıştırıcısına göre oldukça temizdir. Ayrıca sadece halka seviyesinde olan bu süreçler Standart Model ötesi yeni fizik olgularına açık olduğundan oldukça önemlidir. Foton çarpışması sonucu oluşacak Higgs üçlü özbağlaşımlarını içeren olası süreçlerin Feynman diyagramları Şekil 4.5'te gösterildiği gibidir.



Şekil 4.8: Foton Çarpıştırıcısında Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diagramları.



Şekil 4.8(devamı): Foton Çarpıştırıcısında Higgs çifti oluşum kanallarının Feynman diagramları.

5. YÖNTEM

Bu tez çalışmasında, halka katkılı Higgs potansiyelinden yararlanarak elde edeceğimiz Higgs'in üçlü ve dördü öz bağlaşımlarını bulmak için literatürde de daha önce kullanılmış olan efektif potansiyel metodu kullanılmıştır [60]. Bu metodun bir halka mertebesinde uygulanmış haline bakalım.

5.1 Efektif Potansiyel Metodu

Eşitlik (5.1)'de ağaç düzeyi Standart Model Higgs potansiyeli ve bir halka düzeyi potansiyel katkısından oluşan “*bir halka katkılı efektif Higgs (skaler) potansiyeli*” gösterilmektedir.

$$V_{eff}[\varphi] = V_{SM}[\varphi] + \frac{1}{64\pi^2} N_{c_f} N_{s_f} (-1)^{2s_f} M_f^4[\varphi] \left(\ln \left[\frac{M_f^2}{Q^2} \right] - \frac{3}{2} \right), \quad (5.1)$$
$$\varphi = \langle \phi \rangle = v + \langle h \rangle$$

Bu denklemde φ skaler alanın beklenen değerini, başka bir deyişle vakum etrafında açılmış olan Higgs alanı'nı ifade etmektedir. Dolayısıyla üst (top) kuark kütlelerini bu alan cinsinden (5.2) ifadesinde görüldüğü gibi yazabiliriz.

$$M_i[\varphi] = y_i \frac{\varphi}{\sqrt{2}} \quad (5.2)$$

Potansiyelin minimum noktasında (ya da vakum beklenen değerinde) efektif potansiyelin birinci ve ikinci dereceden türevleri (5.3) ve (5.4) eşitliklerindeki gibidir.

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} V_{eff}[\varphi] \Big|_{\varphi=v} = 0 \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} V_{eff} [\varphi] \Big|_{\varphi=v} = m_h^2 \quad (5.4)$$

Diğer yandan Higgs Bozonu'nun üçlü ve dördlü öz bağlaşımı ise efektif potansiyelin vakum değerindeki üçüncü ve dördüncü dereceden türevlerine eşittir.

$$\Gamma_{hhh} = \frac{\partial^3}{\partial \varphi^3} V_{eff} [\varphi] \Big|_{\varphi=v}, \Gamma_{hhhh} = \frac{\partial^4}{\partial \varphi^4} V_{eff} [\varphi] \Big|_{\varphi=v} \quad (5.5)$$

(5.6) eşitliğinde görüldüğü gibi efektif potansiyeli vakum etrafında Higgs alanı cinsinden açtığımızda ve ağaç seviyesindeki Higgs potansiyelinde bulunan λ parametresi (5.7) ifadesindeki gibi yeniden tanımlandığında, efektif potansiyeli Higgs alanı cinsinden seri açılmış halini (5.8) eşitliğinde görüldüğü gibi yazabiliriz.

$$\begin{aligned} V_{eff} &= \frac{-\mu^2}{2} (v_0 + h)^2 + \frac{1}{4} \lambda (v_0 + h)^4 - \frac{N_c}{16\pi^2} \frac{y_t^4}{4} (v_0 + h)^4 \left[\ln \frac{y_t^2 v_0^2 \left(1 + \frac{h}{v_0}\right)^2}{2Q^2} - \frac{3}{2} \right] \\ &= \frac{-\mu^2}{2} (v_0 + h)^2 + \frac{1}{4} \lambda (v_0 + h)^4 - \frac{N_c}{16\pi^2} \frac{y_t^4}{4} (v_0 + h)^4 \left[\ln \left(1 + \frac{h}{v_0}\right)^2 + \ln \frac{y_t^2 v_0^2}{2Q^2} - \frac{3}{2} \right] \end{aligned} \quad (5.6)$$

$$\tilde{\lambda} = \lambda - \frac{N_c}{16\pi^2} y_t^4 \left(\ln \frac{y_t^2 v_0^2}{2Q^2} - \frac{3}{2} \right) \quad (5.7)$$

$$\begin{aligned} V_{eff} &= \frac{-\mu^2}{2} (v_0 + h)^2 + \frac{1}{4} \tilde{\lambda} (v_0 + h)^4 \\ &\quad - \frac{N_c}{16\pi^2} \frac{y_t^4}{2} (v_0 + h)^4 \left(\frac{h}{v_0} - \frac{h^2}{2v_0^2} + \frac{h^3}{3v_0^3} - \frac{h^4}{4v_0^4} + \frac{h^5}{5v_0^5} - \dots \right) \end{aligned} \quad (5.8)$$

(5.3),(5.4) ve (5.5)'teki ifadeler, Higgs alanı cinsinden de aynen geçerli olacağından (5.9) eşitliğinden itibaren elde edilen çözümlerle Higgs'in bir halka katkılı üçlü öz bağlaşımı (5.15) eşitliğinde gösterildiği gibi bulunur.

$$\frac{\partial}{\partial h} V_{eff} \Big|_{h=0} = -\mu^2 v_0 + \tilde{\lambda} v_0^3 - \frac{N_c}{16\pi^2} \frac{y_t^4}{2} v_0^3 = 0$$

$$\mu^2 = \tilde{\lambda} v_0^2 - \frac{N_c}{16\pi^2} \frac{y_t^4}{2} v_0^2 \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial h^2} V_{eff} \Big|_{h=0} = -\mu^2 + 3\tilde{\lambda} v_0^2 - \frac{N_c}{16\pi^2} \frac{7}{2} y_t^4 v_0^2 = m_h^2 \quad (5.10)$$

$$-\mu^2 = m_h^2 - 3\tilde{\lambda} v_0^2 - \frac{N_c}{16\pi^2} \frac{7}{2} y_t^4 v_0^2 \quad (5.11)$$

$$\tilde{\lambda} = \frac{m_h^2}{2v_0^2} + \frac{N_c}{16\pi^2} \frac{3}{2} y_t^4 \quad (5.12)$$

$$\frac{\partial^3}{\partial h^3} V_{eff} \Big|_{h=0} = 6\tilde{\lambda} v_0 - \frac{N_c}{16\pi^2} 13 y_t^4 v_0 = \frac{3m_h^2}{v_0} - \frac{N_c}{16\pi^2} 4 y_t^4 v_0 \quad (5.13)$$

$$\Gamma_{hhh} = \frac{3m_h^2}{v_0} \left(1 - \frac{N_c}{3\pi^2} \frac{m_t^4}{v_0^2 m_h^2} \right) \quad (5.14)$$

Bu tezde kullanılacak Higgs öz bağlaşımları (1-2-3-4 halka) eşitliklerindeki efektif Higgs potansiyelinden yukarıda gösterilen yöntemle türetilmiştir.

$$\Gamma_{hhh}^{(1)} = \frac{3m_h^2 e}{2m_W \sin(\theta_W)} \left(1 - \frac{m_t^4 e^2}{4m_W^2 m_h^2 \pi^2 \sin^2(\theta_W)} \right), \quad (5.15)$$

$$\Gamma_{hhhh}^{(1)} = \frac{3m_h^2 e^2}{4m_W^2 \sin^2(\theta_W)} \left(1 - \frac{m_t^4 e^2}{m_W^2 m_h^2 \pi^2 \sin^2(\theta_W)} \right)$$

$$\Gamma_{hhh}^{(2)} = \frac{3m_h^2 e}{2m_W \sin(\theta_W)} \left(1 - \frac{m_t^4 e^2}{4m_W^2 m_h^2 \pi^2 \sin^2(\theta_W)} + \frac{7m_t^6 e^4}{256m_W^4 m_h^2 \pi^4 \sin^4(\theta_W)} + \frac{m_t^4 e^2 g_3^2}{24m_W^2 m_h^2 \pi^4 \sin^2(\theta_W)} \right), \quad (5.16)$$

$$\Gamma_{hhhh}^{(2)} = \frac{3m_h^2 e^2}{4m_W^2 \sin^2(\theta_W)} \left(1 - \frac{m_t^4 e^2}{m_W^2 m_h^2 \pi^2 \sin^2(\theta_W)} + \frac{m_t^6 e^4}{16m_W^4 m_h^2 \pi^4 \sin^4(\theta_W)} + \frac{2m_t^4 e^2 g_3^2}{3m_W^2 m_h^2 \pi^4 \sin^2(\theta_W)} \right)$$

$$\Gamma_{hhh}^{(3)} = \frac{3m_h^2 e}{2m_W \sin(\theta_W)} \left(1 - \frac{m_t^4 e^2}{4m_W^2 m_h^2 \pi^2 \sin^2(\theta_W)} + \frac{7m_t^6 e^4}{256m_W^4 m_h^2 \pi^4 \sin^4(\theta_W)} + \frac{m_t^4 e^2 g_3^2}{24m_W^2 m_h^2 \pi^4 \sin^2(\theta_W)} - \frac{3677m_t^8 e^6}{8192m_W^6 m_h^2 \pi^6 \sin^6(\theta_W)} + \frac{5m_t^6 e^4 g_3^2}{96m_W^4 m_h^2 \pi^6 \sin^4(\theta_W)} + \frac{53m_t^4 e^2 g_3^4}{768m_W^2 m_h^2 \pi^6 \sin^2(\theta_W)} \right), \quad (5.17)$$

$$\Gamma_{hhhh}^{(3)} = \frac{3m_h^2 e^2}{4m_W^2 \sin^2(\theta_W)} \left(1 - \frac{m_t^4 e^2}{m_W^2 m_h^2 \pi^2 \sin^2(\theta_W)} + \frac{m_t^6 e^4}{16m_W^4 m_h^2 \pi^4 \sin^4(\theta_W)} + \frac{2m_t^4 e^2 g_3^2}{3m_W^2 m_h^2 \pi^4 \sin^2(\theta_W)} - \frac{5201m_t^8 e^6}{4096m_W^6 m_h^2 \pi^6 \sin^6(\theta_W)} + \frac{115m_t^6 e^4 g_3^2}{768m_W^4 m_h^2 \pi^6 \sin^4(\theta_W)} + \frac{21m_t^4 e^2 g_3^4}{64m_W^2 m_h^2 \pi^6 \sin^2(\theta_W)} \right)$$

$$\Gamma_{hhh}^{(4)} = \frac{3m_h^2 e}{2m_W \sin(\theta_W)} \left(1 - \frac{m_t^4 e^2}{4m_W^2 m_h^2 \pi^2 \sin^2(\theta_W)} + \frac{7m_t^6 e^4}{256m_W^4 m_h^2 \pi^4 \sin^4(\theta_W)} + \frac{m_t^4 e^2 g_3^2}{24m_W^2 m_h^2 \pi^4 \sin^2(\theta_W)} - \frac{3677m_t^8 e^6}{8192m_W^6 m_h^2 \pi^6 \sin^6(\theta_W)} + \frac{5m_t^6 e^4 g_3^2}{96m_W^4 m_h^2 \pi^6 \sin^4(\theta_W)} + \frac{53m_t^4 e^2 g_3^4}{768m_W^2 m_h^2 \pi^6 \sin^2(\theta_W)} + \frac{1609m_t^4 e^2 g_3^6}{49152m_W^2 m_h^2 \pi^8 \sin^2(\theta_W)} \right), \quad (5.18)$$

$$\Gamma_{hhhh}^{(4)} = \frac{3m_h^2 e^2}{4m_W^2 \sin^2(\theta_W)} \left(1 - \frac{m_t^4 e^2}{m_W^2 m_h^2 \pi^2 \sin^2(\theta_W)} + \frac{m_t^6 e^4}{16m_W^4 m_h^2 \pi^4 \sin^4(\theta_W)} + \frac{2m_t^4 e^2 g_3^2}{3m_W^2 m_h^2 \pi^4 \sin^2(\theta_W)} - \frac{5201m_t^8 e^6}{4096m_W^6 m_h^2 \pi^6 \sin^6(\theta_W)} + \frac{115m_t^6 e^4 g_3^2}{768m_W^4 m_h^2 \pi^6 \sin^4(\theta_W)} + \frac{21m_t^4 e^2 g_3^4}{64m_W^2 m_h^2 \pi^6 \sin^2(\theta_W)} - \frac{445m_t^4 e^2 g_3^6}{1536m_W^2 m_h^2 \pi^8 \sin^2(\theta_W)} \right)$$

Bu bağlaşımlar kullanılarak FeynArts paket programı [61] için yeni bir model dosyası oluşturulmuştur. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC, HL-LHC ve FCC) ve Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı'daki (elektron-pozitron ve foton-foton çarpıştırıcıları) bu bağlaşımları içeren Higgs üretim süreçlerinin bir önceki bölümde gösterilen Feynmann diagramları FeynArts vasıtasıyla çizdirilmiş matris elemanlarının (genliklerinin) analitik hesaplanması FormCalc [62] programı kullanılarak, varsa halka integrallerinin çözümü LoopTools [63] yardımı ile yapılmış ve ilgili süreç için tesir kesiti hesaplamamıza yarayan Fortran kodları elde edilmiştir.

6. SONUÇLAR

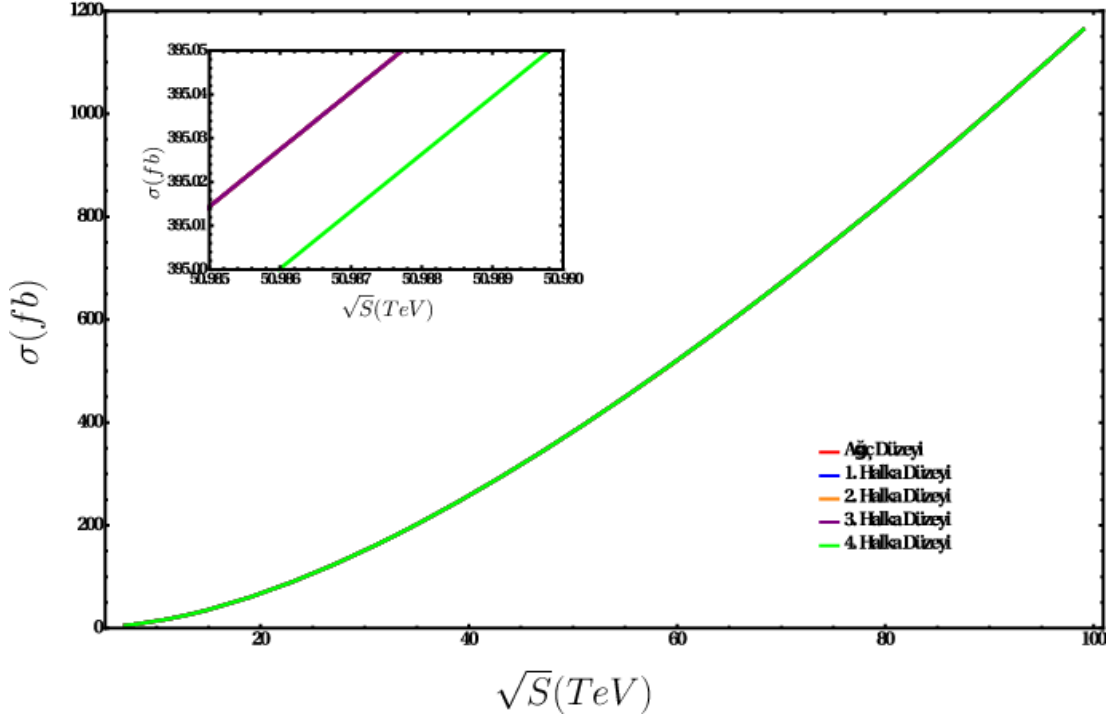
Bu bölümde elde edilen sonuçlar grafikler ve tablolar yardımıyla gösterilmiştir. Her bir grafikte kırmızı renk ağaç seviyesindeki Higgs öz bağlaşımlarının bulunduğu süreçleri, mavi renk 1-halka seviyesinde düzeltilmiş Higgs öz bağlaşımlarının bulunduğu süreçleri, turuncu renk 2-halka seviyesinde düzeltilmiş Higgs öz bağlaşımlarının bulunduğu süreçleri, mor renk 3-halka seviyesinde düzeltilmiş Higgs öz bağlaşımlarının bulunduğu süreçleri ve yeşil renk 4-halka seviyesinde düzeltilmiş Higgs öz bağlaşımlarının bulunduğu süreçleri göstermektedir. Her alt bölümde grafiklerin ardından var olan (LHC) ve gelecekte yapılması planlanan (FCC, ILC, CLIC) çarpıştırıcılara ait enerjilere dönük tahminleri içeren tablolar verilmiştir.

6.1 Büyük Hadron Çarpıştırıcısındaki Süreçler ile İlgili Sonuçlar

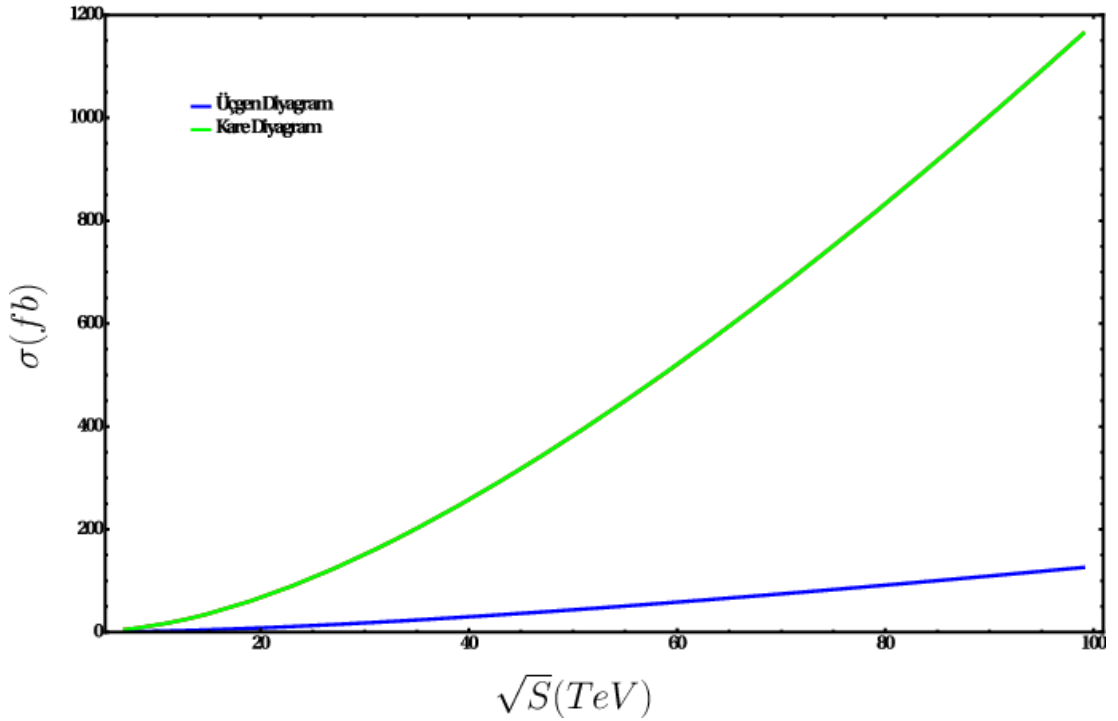
6.1.1 Gluon Füzyonu Sürecinde Higgs Çifti Üretim Sonuçları

Bu süreç için Şekil 4.4'de gösterilen kanallar her bir halka katkısı için hesaplanmış ve bu süreç için toplam tesir kesiti bulunmuştur. Şekil 6.1'de kütle merkezi çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği gösterilmiştir.

Grafikte görüldüğü gibi bu süreçte Higgs'in özbağlaşımına gelen halka etkilerini ağaç seviyesinden en fazla ayırmak neredeyse imkansızdır. Bunun sebebi dördüncü bölümde anlatılan üçgen ve kare diyagramların katkı oranları arasındaki durumdur. Bu durum Şekil 6.2'te daha net gözlemlenebilir.

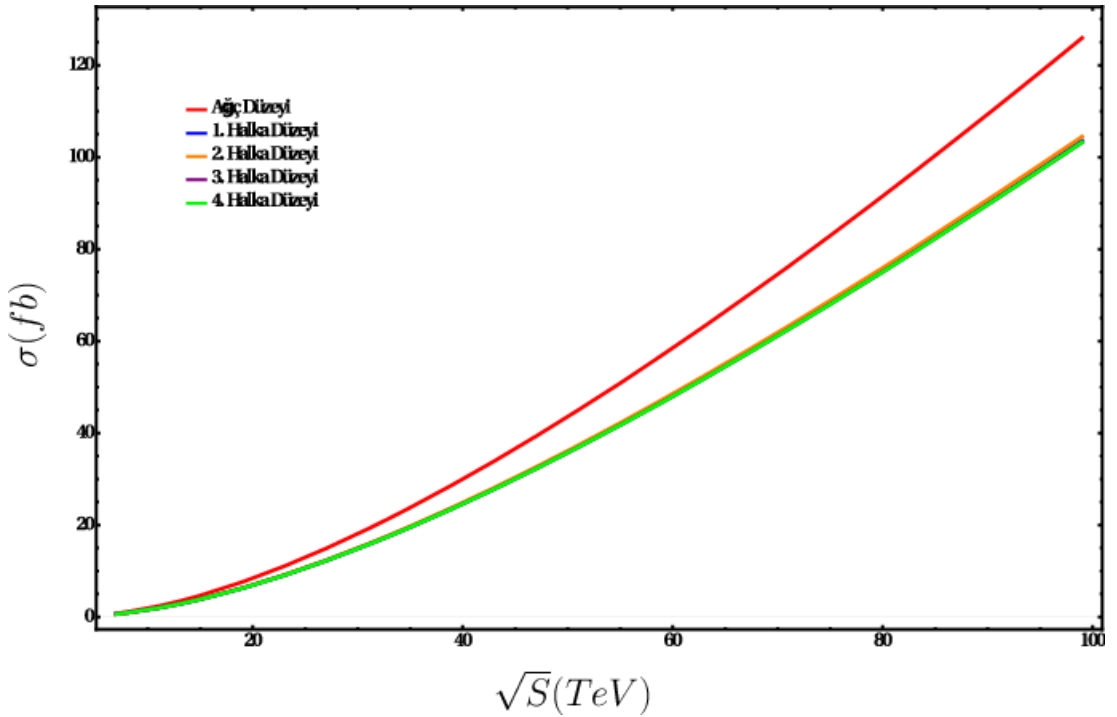


Şekil 6.1: Gluon füzyonu sürecinde çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği.

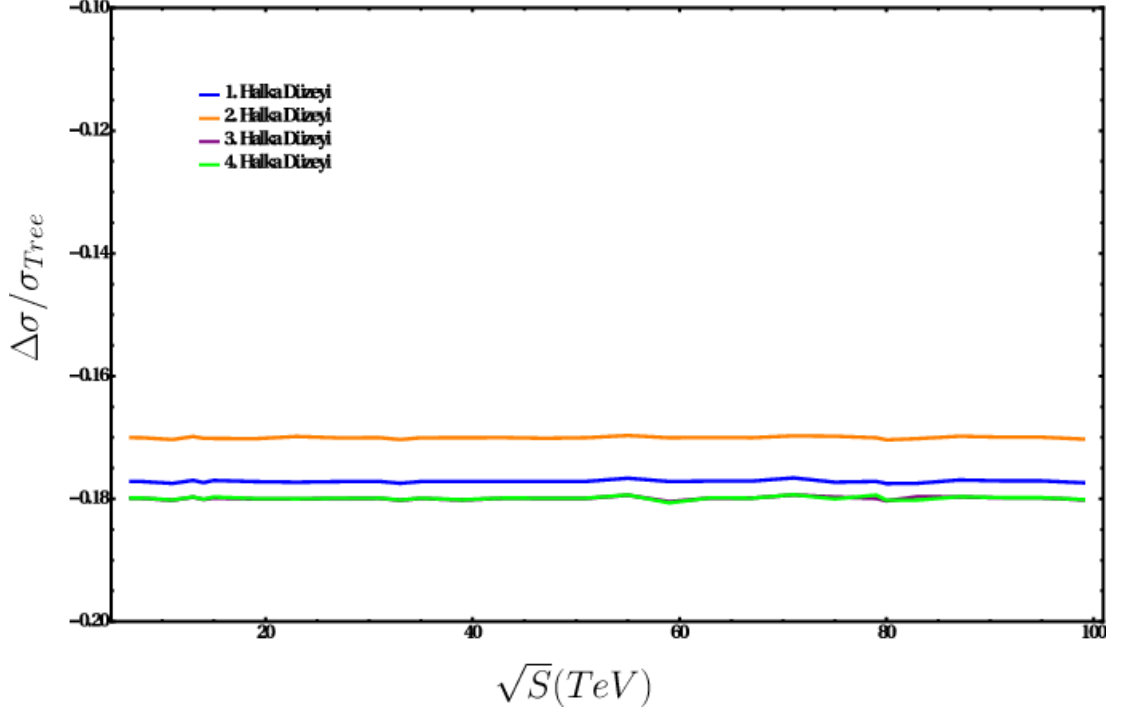


Şekil 6.2: Gluon füzyonu sürecinde üçgen, kare ve tüm diyagramlar için (ağaç seviyesinde üçlü Higgs bağlaşımı kullanılarak elde edilen) çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği.

Öte yandan üçgen diyagram için tesir kesitinin Higgs'in efektif öz bağlaşımları ile ilişkisi Şekil 6.3'te gösterilmiştir. Buna göre üçgen diyagramların tesir kesiti katkısı için bir, iki, üç ve dört halka katkılı Higgs'in efektif özbağlaşımları arasında bir fark görünmemektedir. Fakat Şekil 6.4'ten görüleceği gibi Ağaç mertebesindeki üçlü Higgs bağlaşımı ile aralarında yüzde 18'e varan farklar mevcuttur. Bu farkın toplam tesir kesitinde anlaşılması daha önce anlatılan nedenden dolayı mümkün değildir. Dolayısıyla Higgs'in üçlü bağlaşımına gelen halka katkılarının anlaşılması açısından gluon füzyonu yararlı bir kanal değildir. Bunun iyi tarafı ise yüksek halka katkılarından bir belirsizliğin gelmeyecek oluşudur. Üçgen ve kare diyagramlarının halka fonksiyonlarının zıt işarete sahip olmasından dolayı ağır Standart ötesi parçacıkların öz bağlaşımına yapacağı negatif (pozitif) katkılar ile toplam tesir kesitinde pozitif (negatif) değişimler meydana getirme potansiyeline sahiptir. Bu yüzden yeni fizik teorileri için LHC'de bakılması gereken en önemli kanal olma özelliğini korumaktadır.



Şekil 6.3: Gluon füzyonu sürecinde üçgen diyagramlar için çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği

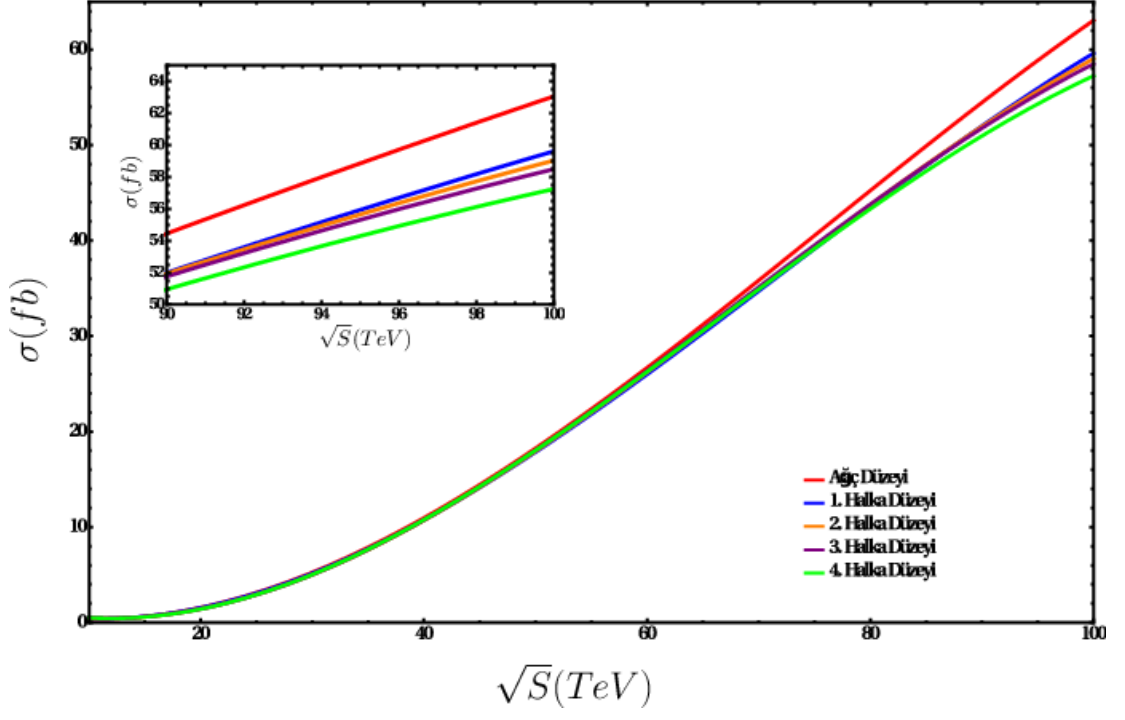


Şekil 6.4: Gluon füzyonu sürecinde üçgen diyagramlar için çarpışma enerjisine karşılık, her halka seviyesi için Higgs çifti oluşum tesir kesitinin ağaç seviyesi tesir kesitine oranı grafiği

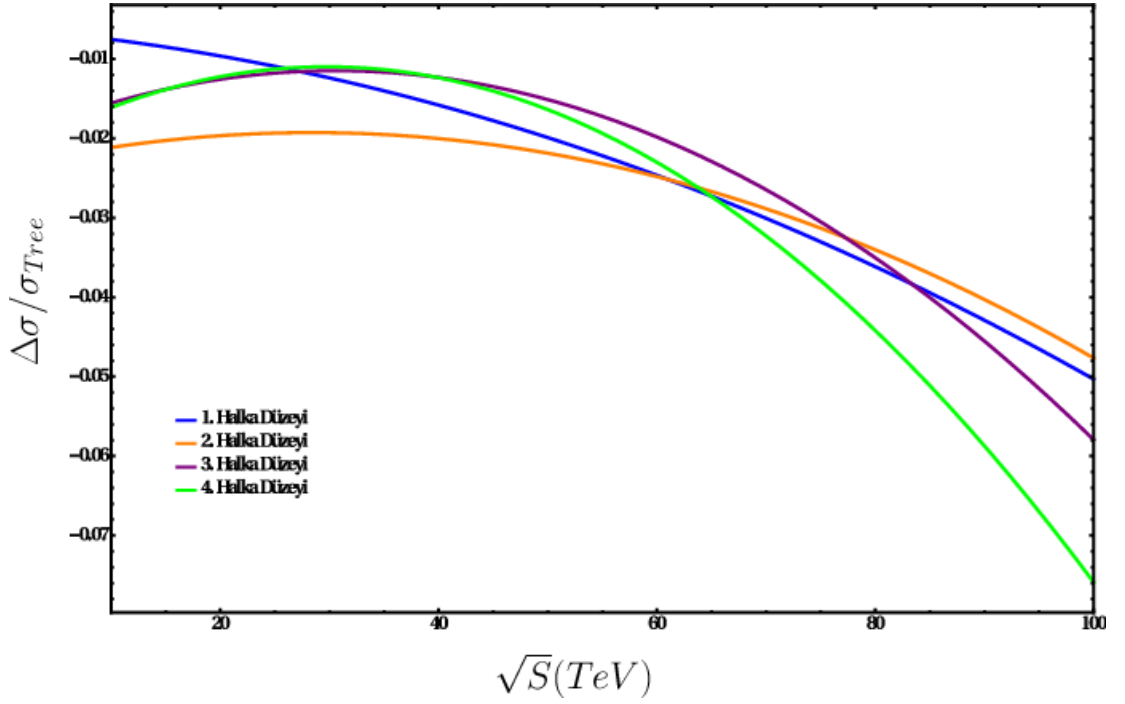
6.1.2 ttHH Sürecinde Higgs Çifti Üretim Sonuçları

Bu süreç için en çok katkının geldiği Şekil 4.5’de gösterilen gluon ve yukarı kuarkın oluşturduğu kanallar her bir halka katkısı için hesaplanmış ve bu süreç için toplam tesir kesiti bulunmuştur. Şekil 6.5’de kütle merkezi çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği gösterilmiştir.

Şekil 6.5’den anlaşılacağı gibi bu süreçte halka etkilerinin ağaç seviyesinden en fazla ayrılan bölge çarpışma enerjisinin 100 TeV (FCC) olacağı bölgedir. Diğer taraftan Şekil 6.6’ten bu süreç için ağaç ile halka seviyeleri arasındaki farkın en fazla yaklaşık yüzde 8 olacağı anlaşılmaktadır. Ayrıca bu çarpışma enerjisinde dört halka katkılı süreç diğer halka katkılarından kabaca yüzde üç ayrılmaktadır.



Şekil 6.5: $ttHH$ sürecinde çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği



Şekil 6.6: $ttHH$ sürecinde çarpışma enerjisine karşılık her halka seviyesi için Higgs çifti oluşum tesir kesitinin ağaç seviyesi tesir kesitine oranı grafiği

Tablo 6.1’de Şekil 6.5’teki grafikte gösterilen tesir kesitleri LHC ve ileride geliştirilecek olan HL-LHC ve FCC çarpıştırıcılarındaki olası çarpışma enerjileri için ağaç seviyesi ve halka seviyeleri için gösterilmiştir. Tablo 6.2’de bu enerjilerde çift Higgs bozunum kanalları için tesir kesitleri gösterilmiş olup, Tablo 6.3’te bu kanallar için bozunum sayıları gösterilmiştir.

Tablo 6.1: ttHH sürecinde LHC’deki çarpışma enerjileri için tesir kesitleri.

\sqrt{s} (TeV)	σ_{Tree} (fb)	σ_{1-Loop} (fb)	σ_{2-Loop} (fb)	σ_{3-Loop} (fb)	σ_{4-Loop} (fb)
14	0.528	0.544	0.511	0.542	0.513
33	6.769	6.643	6.518	6.521	6.554
80	45.235	43.542	43.761	43.792	43.314
100	63.054	59.614	59.033	58.493	57.244

Tablo 6.2: ttHH sürecinde LHC’deki enerjilere dönük çift Higgs bozunum kanalları tesir kesitleri.

Bozunum Kanalı	\sqrt{s} (TeV)	$\sigma_{Tree} \cdot BR$	$\sigma_{1-Loop} \cdot BR$	$\sigma_{2-Loop} \cdot BR$	$\sigma_{3-Loop} \cdot BR$	$\sigma_{4-Loop} \cdot BR$
$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	14	0.174	0.179	0.168	0.168	0.169
	33	2.233	2.192	2.151	2.152	2.163
	80	14.927	14.368	14.441	14.451	14.293
	100	20.80	19.672	19.481	19.302	18.890
$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	14	0.132	0.126	0.127	0.127	0.128
	33	1.692	1.660	1.629	1.630	1.638
	80	11.308	10.885	10.940	10.948	10.828
	100	15.763	14.903	14.758	14.623	14.311
$hh \rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$	14	0.0014	0.0014	0.0013	0.0014	0.0013
	33	0.018	0.017	0.017	0.017	0.017
	80	0.122	0.117	0.118	0.118	0.117
	100	0.170	0.161	0.159	0.157	0.154

Tablo 6.3: ttHH sürecinde LHC'deki enerjilere dönük çift Higgs bozunum sayıları.

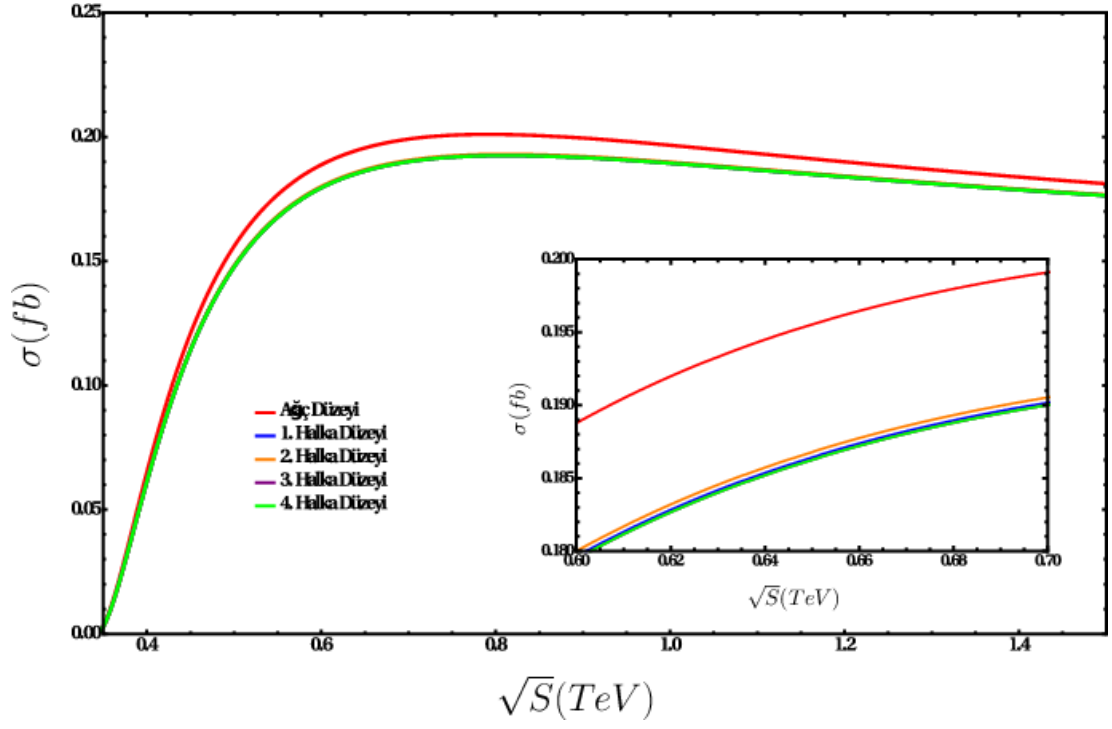
Çarpıştırıcı	Bozunum Kanalı	Ağaç Düzeyi Bozunum Sayısı	4-Halka Düzeyi Bozunum Sayısı	% Fark
LHC 14 TeV 300 fb ⁻¹	$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	52	51	-1.9
	$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	40	39	-2.5
HL-LHC 14 TeV 3000 fb ⁻¹	$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	522	507	-2.8
	$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	396	384	-3.0
	$hh \rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$	4	4	0
FCC 33 TeV 300 fb ⁻¹	$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	669	648	-3.1
	$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	507	489	-3.5
	$hh \rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$	5	5	0
FCC 33 TeV 3000 fb ⁻¹	$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	6699	6489	-3.1
	$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	5076	4914	-3.1
	$hh \rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$	54	51	-5.5
FCC 80 TeV 3000 fb ⁻¹	$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	44781	42879	-4.2
	$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	33924	32484	-4.2
	$hh \rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$	366	351	-4.2
FCC 100 TeV 3000 fb ⁻¹	$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	62400	56670	-9.1
	$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	47289	42933	-9.2
	$hh \rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$	510	462	-9.4

6.2 Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcıdaki Süreçler ile ilgili Sonuçlar

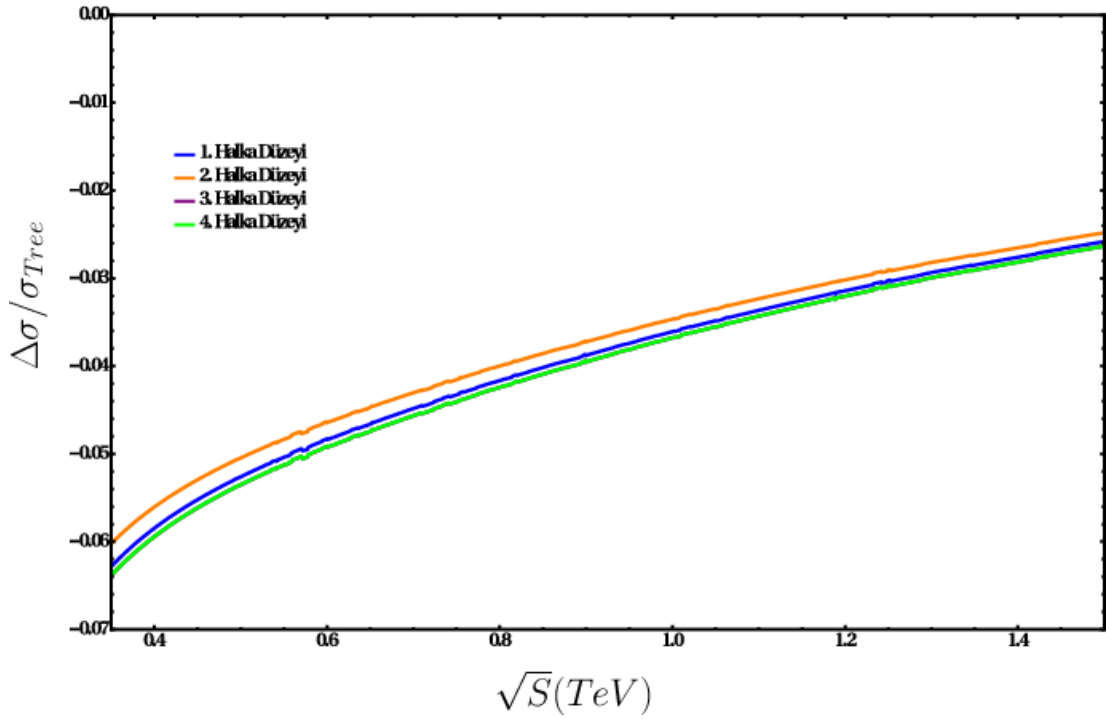
6.2.1 Higgs-strahlung (Z bremstrahlung) Sürecinde Higgs Çifti Üretim Sonuçları

Bu süreç için Şekil 4.6'de gösterilen kanallar her bir halka katkısı için hesaplanmış ve bu süreç için toplam tesir kesiti bulunmuştur. Şekil 6.7'de kütle merkezi çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği gösterilmiştir.

Şekil 6.7'den anlaşılacağı gibi bu süreçte halka etkilerinin ağaç seviyesinden en fazla ayrılan bölge çarpışma enerjisinin 500-600 GeV civarı olduğu bölgedir. Diğer taraftan Şekil 6.8'ten bu süreç için ağaç ile halka seviyeleri arasındaki fark en fazla yüzde 5-6 olabilmektedir.



Şekil 6.7: Higgs-strahlung (Z bremsstrahlung) sürecinde çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği



Şekil 6.8: Higgs-strahlung (Z bremsstrahlung) sürecinde çarpışma enerjisine karşılık her halka seviyesi için Higgs çifti oluşum tesir kesitinin ağaç seviyesi tesir kesitine oranı grafiği

Tablo 6.4: Higgs-strahlung (Z bremstrahlung) sürecinde ILC (CLIC)'deki çarpışma enerjileri için tesir kesitleri.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{Tree} (fb)	σ_{1-Loop} (fb)	σ_{2-Loop} (fb)	σ_{3-Loop} (fb)	σ_{4-Loop} (fb)
350	0.0031	0.0029	0.0029	0.0029	0.0029
500	0.156	0.147	0.148	0.147	0.147
1000	0.196	0.189	0.190	0.189	0.189
1400	0.183	0.178	0.179	0.178	0.178

Tablo 6.4'de Şekil 6.7'teki grafikte gösterilen tesir kesitleri yapılması planlanan ILC (ya da CLIC) çarpıştırıcısında olası çarpışma enerjilerinde ağaç seviyesi ve halka seviyeleri için gösterilmiştir. Tablo 6.5'de bu enerjilerde çift Higgs bozunum kanalları için tesir kesitleri gösterilmiş olup, Tablo 6.6'te bu kanallar için bozunum sayıları gösterilmiştir.

Tablo 6.5: Higgs-strahlung (Z bremstrahlung) sürecinde ILC(CLIC)'deki enerjilere dönük çift Higgs bozunum kanalları tesir kesitleri.

Bozunum Kanalı	\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{Tree} \cdot BR$	$\sigma_{1-Loop} \cdot BR$	$\sigma_{2-Loop} \cdot BR$	$\sigma_{3-Loop} \cdot BR$	$\sigma_{4-Loop} \cdot BR$
$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	350	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
	500	0.051	0.048	0.048	0.048	0.048
	1000	0.064	0.062	0.062	0.062	0.062
	1400	0.060	0.058	0.059	0.058	0.058
$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	350	0.0008	0.0007	0.0007	0.0007	0.0007
	500	0.039	0.037	0.037	0.037	0.037
	1000	0.049	0.047	0.047	0.047	0.047
	1400	0.045	0.044	0.044	0.044	0.044

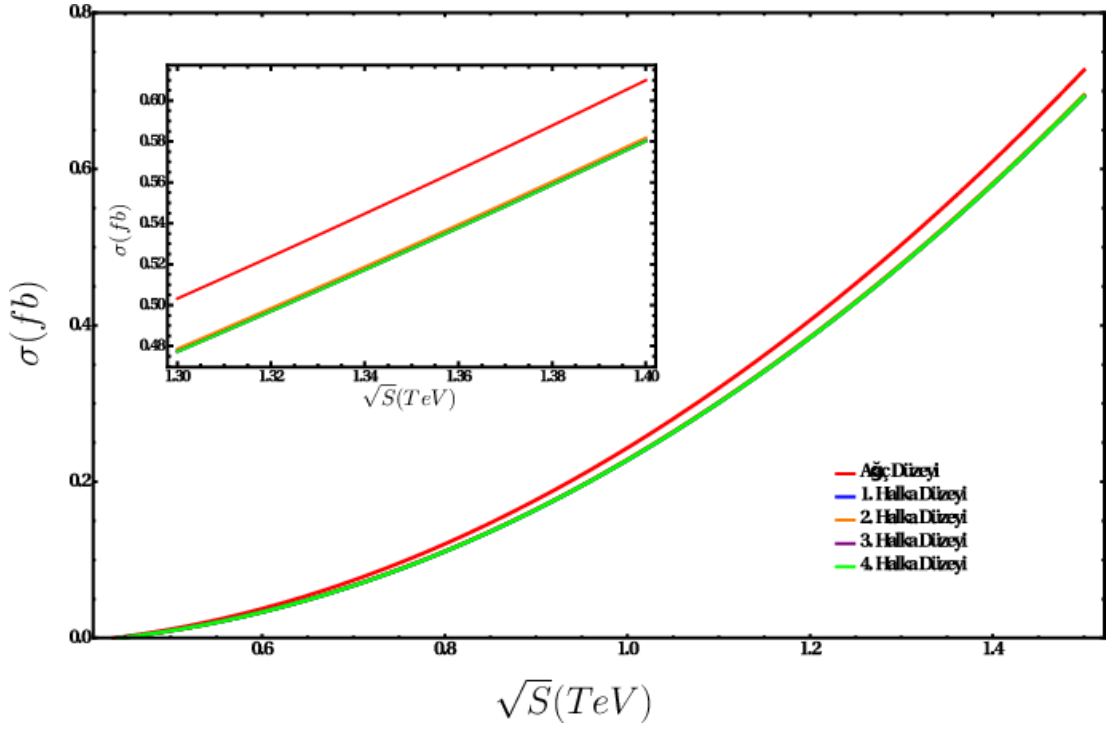
Tablo 6.6: Higgs-strahlung (Z bremstrahlung) sürecinde ILC(CLIC)'deki enerjilere dönük çift Higgs bozunum sayıları.

Çarpıştırıcı	Bozunum Kanalı	Ağaç Düzeyi Bozunum Sayısı	4-Halka Düzeyi Bozunum Sayısı	% Fark
ILC+CLIC 500 GeV 500 fb ⁻¹	$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	25	24	-4
	$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	19	18	-5.2
ILC 1000 GeV 1000 fb ⁻¹	$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	64	62	-3.1
	$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	49	47	-4.1
CLIC 1400 GeV 1500 fb ⁻¹	$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	90	87	-3.3
	$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	67	66	-1.5

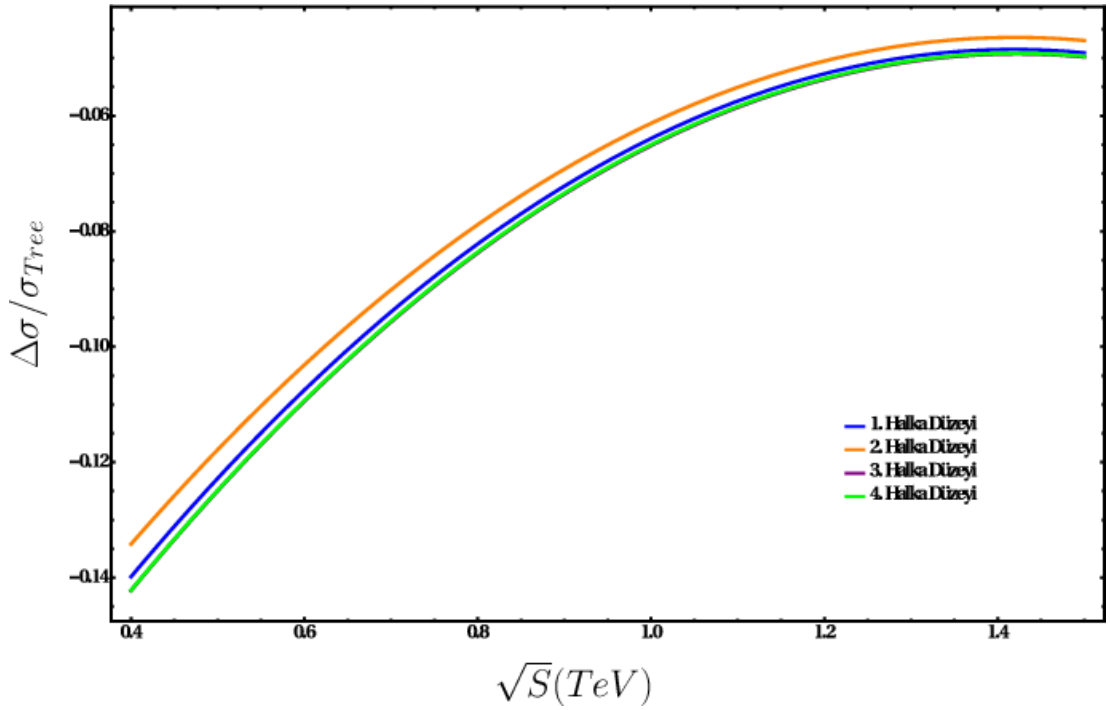
6.2.2 W Bozon Füzyonu Sürecinde Higgs Çifti Üretim Sonuçları

Bu süreç için Şekil 4.7'de gösterilen kanallar her bir halka katkısı için hesaplanmış ve bu süreç için toplam tesir kesiti bulunmuştur. Şekil 6.9'de kütle merkezi çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği gösterilmiştir.

Bu süreçte ağaç seviyesi ile halka seviyesi arasındaki ayrışma Higgs-strahlung sürecine göre daha yüksek çarpışma enerjilerinde belirginleştiği görülmektedir. Bu süreç için ağaç ile halka seviyeleri arasındaki fark yüzde yirmilerden başlayarak, çarpışma enerjisi arttıkça azalmaktadır.



Şekil 6.9: W Bozon Füzyonu Sürecinde çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği.



Şekil 6.10: W Bozon Füzyonu Sürecinde çarpışma enerjisine karşılık her halka seviyesi için Higgs çifti oluşum tesir kesitinin ağaç seviyesi tesir kesitine oranı grafiği.

Tablo 6.7: W bozon füzyonu sürecinde ILC (CLIC)'deki çarpışma enerjileri için tesir kesitleri.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{Tree} (fb)	σ_{1-Loop} (fb)	σ_{2-Loop} (fb)	σ_{3-Loop} (fb)	σ_{4-Loop} (fb)
350	0.009	0.008	0.008	0.008	0.008
500	0.011	0.009	0.009	0.009	0.009
1000	0.243	0.227	0.228	0.227	0.227
1400	0.609	0.580	0.581	0.580	0.580

Tablo 6.7'de Şekil 6.9'daki grafikte gösterilen tesir kesitleri yapılması planlanan ILC (ya da CLIC) çarpıştırıcısında olası çarpışma enerjilerinde ağaç seviyesi ve halka seviyeleri için gösterilmiştir. Tablo 6.8'de bu enerjilerde çift Higgs bozunum kanalları için tesir kesitleri gösterilmiş olup, Tablo 6.9'te bu kanallar için bozunum sayıları gösterilmiştir.

Tablo 6.8: W bozon füzyonu sürecinde ILC(CLIC)'deki enerjilere dönük çift Higgs bozunum kanalları tesir kesitleri.

Bozunum Kanalı	\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{Tree} \cdot BR$	$\sigma_{1-Loop} \cdot BR$	$\sigma_{2-Loop} \cdot BR$	$\sigma_{3-Loop} \cdot BR$	$\sigma_{4-Loop} \cdot BR$
$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	350	0.003	0.003	0.003	0.003	0.003
	500	0.004	0.003	0.003	0.003	0.003
	1000	0.08	0.075	0.075	0.075	0.075
	1400	0.20	0.19	0.19	0.19	0.19
$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	350	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002
	500	0.003	0.002	0.002	0.002	0.002
	1000	0.06	0.057	0.057	0.057	0.057
	1400	0.15	0.14	0.14	0.14	0.14

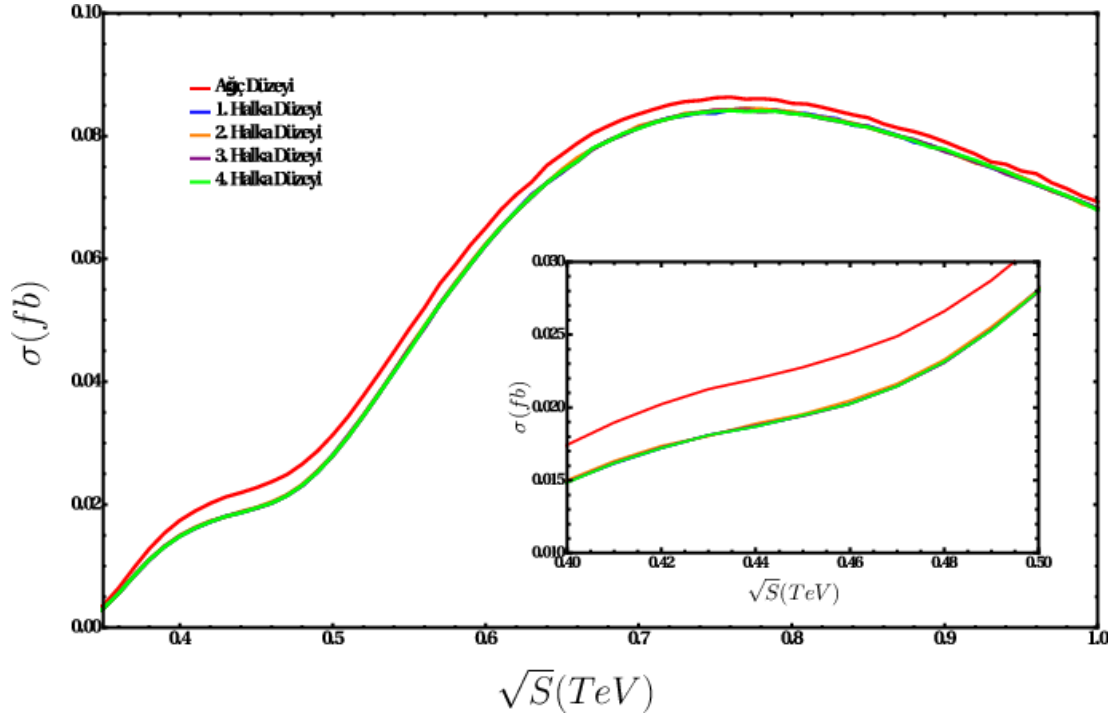
Tablo 6.9: W bozon füzyonu sürecinde sürecinde ILC(CLIC)'deki enerjilere dönük çift Higgs bozunum sayıları.

Çarpıştırıcı	Bozunum Kanalı	Ağaç Düzeyi Bozunum Sayısı	4-Halka Düzeyi Bozunum Sayısı	% Fark
ILC 1000 GeV 1000 fb⁻¹	$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	80	75	-6.25
	$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	60	57	-5.0
CLIC 1400 GeV 1500 fb⁻¹	$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	300	285	-5.0
	$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	225	210	-6.6

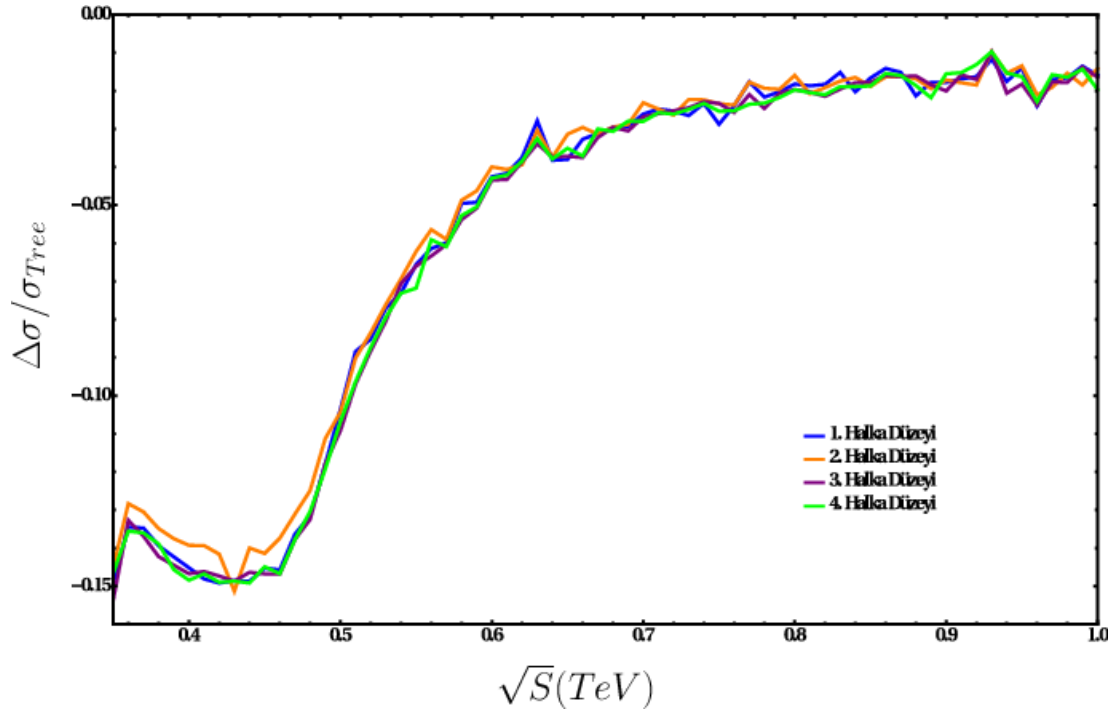
6.3 Foton Çarpıştırıcısındaki Süreçler ile ilgili Sonuçlar

Bu süreç için Şekil 4.8'de gösterilen kanallar her bir halka katkısı için hesaplanmış ve bu süreç için toplam tesir kesiti bulunmuştur. Şekil 3.2'de kütle merkezi çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği gösterilmiştir.

Şekil 6.11'de görüldüğü gibi bu süreçte halka etkilerinin ağaç seviyesinden en fazla ayrılan bölge çarpışma enerjisinin 350-500 GeV civarı olduğu bölgedir. Yine bu aralıkta Şekil 6.12'ten yola çıkarak bu süreç için ağaç ile halka seviyeleri arasındaki fark yüzde on beşe kadar çıkmaktadır. Halka seviyelerinin kendileri arasındaki fark ise oldukça azdır.



Şekil 6.11: Foton Çarpıştırıcısında çarpışma enerjisine karşılık Higgs çifti oluşum tesir kesiti grafiği



Şekil 6.12: Foton Çarpıştırıcısında çarpışma enerjisine karşılık her halka seviyesi için Higgs çifti oluşum tesir kesitinin ağaç seviyesi tesir kesitine oranı grafiği

Tablo 6.10: Foton çarpıştırıcısında çarpışma enerjilerine dönük çift Higgs bozunum kanalları tesir kesitleri.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{Tree} (fb)	σ_{1-Loop} (fb)	σ_{2-Loop} (fb)	σ_{3-Loop} (fb)	σ_{4-Loop} (fb)
350	0.0036	0.0030	0.0031	0.0030	0.0031
500	0.031	0.028	0.028	0.028	0.028
1000	0.069	0.068	0.068	0.068	0.068

Tablo 6.10’de Şekil 6.11’teki grafikte gösterilen tesir kesitleri foton çarpıştırıcısında olası çarpışma enerjilerinde ağaç seviyesi ve halka seviyeleri için gösterilmiştir. Tablo 6.8’de bu enerjilerde çift Higgs bozunum kanalları için tesir kesitleri verilmiştir.

Tablo 6.11: Foton çarpıştırıcısında çarpışma enerjilerine dönük çift Higgs bozunum kanalları tesir kesitleri.

Bozunum Kanalı	\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{Tree} \cdot BR$ (fb)	$\sigma_{1-Loop} \cdot BR$ (fb)	$\sigma_{2-Loop} \cdot BR$ (fb)	$\sigma_{3-Loop} \cdot BR$ (fb)	$\sigma_{4-Loop} \cdot BR$ (fb)
$hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	350	0.0012	0.0010	0.0010	0.0010	0.0010
	500	0.01	0.009	0.009	0.009	0.009
	1000	0.023	0.022	0.022	0.022	0.022
$hh \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$	350	0.0009	0.00075	0.00075	0.00075	0.00075
	500	0.0075	0.007	0.007	0.007	0.007
	1000	0.0172	0.017	0.017	0.017	0.017

7. TARTIŞMA

Bu tezde dört halka mertebesinde düzeltilmiş Standart Model Higgs potansiyelinin, başka bir deyişle Higgs öz bağlaşımlarının, LHC ve olası yeni çarpıştırıcılar FCC, ILC, CLIC ve foton çarpıştırıcısındaki ikili Higgs oluşumuna etkileri üzerine çalışılmıştır.

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'ndaki en önemli kanal olan gluon füzyonunda bir önceki bölümde belirtildiği gibi bu etkilerin gözlemlenmesi için uygun olmayan bir kanal olmasına rağmen, ekstra bir belirsizliğin gelmeyişiinden dolayı varolan ve gelecekteki çarpışma enerjilerinde olası yeni fizik teorilerinin gözlemlenebileceği en önemli kanal özelliğini korumaktadır. FCC gibi daha çok yüksek çarpışma enerjilerinde önemli süreçlerden biri haline gelen $t\bar{t}HH$ kanalında ise bahsettiğimiz etkiler ancak 80-100 TeV aralığındaki çarpışma enerjilerinde gözlemlenebilir olmaktadır. Ağaç seviyesinde üçlü Higgs öz bağlaşımı içeren sürece göre bu çarpışma enerjilerinde yüzde 4 ile yüzde 9 arasında tesir kesiti farkı meydana gelmektedir. Aynı zamanda 100 TeV çarpışma enerjisinde bir halka katkılı üçlü Higgs öz bağlaşımı içeren sürece göre tesir kesit bağlamında **yüzde 3**'lük bir fark vardır. Dolayısıyla tesir kesitindeki belirsizlik yüksek halka mertebesinde biraz daha giderilmiştir.

Öte yandan ILC ve CLIC gibi olası doğrusal çarpıştırıcılarda elde edilen sonuçlarda Z bremstrahlung süreci için ilk aşamada çıkılması planlanan 500 GeV'lik çarpışma enerjisi için halka katkılarından gelen etki maksimumdur ve tesir kesiti için ağaç seviyesi ile arasında yaklaşık **yüzde 5** fark bulunmaktadır. Birinci ve dördüncü halka katkılı süreç için tesir kesitleri arasındaki fark ise oldukça düşüktür. Z bremstrahlung kanalının etkili olduğu çarpışma enerjisinin de bu civarda olduğu düşünüldüğünde halka katkılarından gelen bu farkın bilinmesi oldukça önemlidir. Diğer taraftan 1 TeV gibi daha yüksek çarpışma enerjisinde etkin olan W bozon füzyonu sürecinde yine bu fark **yüzde 6** civarındadır. Daha düşük çarpışma enerjilerinde ağaç seviyesindeki Higgs öz bağlaşımlarının etkilediği sürecin tesir ile aradaki fark daha fazla olmasına karşın bu enerjilerde W bozon füzyonunun tesir kesiti oldukça düşüktür.

Son olarak foton çarpıştırıcısındaki (PLC) olası süreçlerin sonuçlarına baktığımızda, 400-500 GeV arasındaki çarpışma enerjisi aralığında Ağaç seviyesi ile halka düzeltmelerinin eklendiği Higgs öz bağlaşımının bulunduğu süreçlerin tesir kesitleri arasında **yüzde 10 ile yüzde 15** arasında değişen farklar görölmektedir. Halka seviyeleri arasında ki farklar ise oldukça küçüktür. Gerek foton çarpıştırıcısındaki süreçlerin olası yeni fizik teorileri için hassasiyetinin yüksek oluşu gerekse foton çarpıştırıcısındaki arka planın düşük olmasından dolayı Higgs'in üçlü bağlaşımının bulunduğu süreçler için bu farkın bulunması ve belirsizliğin azaltılması yapılacak olan analizlerin daha sağlıklı olması yönünden göz önüne alınması gereken bir konudur.

8. KAYNAKLAR

- [1] Papaefstathiou A., Yang L. L. and Zurita J., “Higgs boson pair production at the LHC in the $b\bar{b}W^+W^-$ channel”, *Phys. Rev. D* 87, 011301, (2013); Gupta R. S., Rzehak H. and Wells J. D., “How well do we need to measure the Higgs boson mass and self-coupling? ”, *Phys. Rev. D* 88, 055024, (2013).
- [2] Baglio J., Djouadi A., Grober R., Muhlleitner M. M., Quevillon J. and Spira M., “The measurement of the Higgs self-coupling at the LHC: theoretical status”, *JHEP*, 1304, 151 (2013).
- [3] Dicus D. A., Kao C. and Willenbrock S. S. D., “Higgs Boson Pair Production From Gluon Fusion ”, *Phys. Lett. B*, 203, 457, (1988).
- [4] Dawson S., Dittmaier S. and Spira M., ” Neutral Higgs boson pair production at hadron colliders: QCD corrections”, *Phys. Rev. D*, 58, 115012 (1998); Djouadi A., Kilian W., Muhlleitner M. and Zerwas P. M., “Production of neutral Higgs boson pairs at LHC”, *Eur. Phys. J. C*, 10, 45, (1999).
- [5] Baur U., Plehn T. and Rainwater D. L., “Probing the Higgs selfcoupling at hadron colliders using rare decays”, *Phys. Rev. D*, 69, 053004, (2004).
- [6] Fujii K., “Physics at the ILC with focus mostly on Higgs physics”, *arXiv:1305.1692 [hep-ex]*, (2013).
- [7] Plehn T. and Rauch M., “The quartic higgs coupling at hadron colliders”, *Phys. Rev. D*, 72, 053008, (2005).
- [8] Weinberg S., “A Model of Leptons” *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1264, (1967).

- [9] Salam A., Nobel Symposium No.8, ed. N.Svartholm (Almqvis and Wiksell, Stockholm), (1969).
- [10] Glashow S. L., “Partial Symmetries of Weak Interactions”, *Nucl. Phys.* 22, 579, (1961).
- [11] Nambu Y., “Axial vector current conservation in weak interactions”, *Phys.Rev.Lett.*, 4,380–382, (1960).
- [12] Goldstone J., “Field Theories with Superconductor Solutions”, *Nuovo Cim.* 19, 154–164, (1961); Goldstone J., Salam A., and Weinberg S., “Broken Symmetries”, *Phys.Rev.*, 127, 965–970, (1962).
- [13] Higgs P. W., “Broken symmetries, massless particles and gauge fields”, *Phys.Lett.*, 12, 132–133, (1964).
- [14] Englert F. and Brout R., “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons”, *Phys.Rev.Lett.* 13,321–323, (1964).
- [15] Guralnik G., Hagen C., and Kibble T., “Global Conservation Laws and Massless Particles”, *Phys.Rev.Lett.* 13, 585–587, (1964).
- [16] P. W. Higgs, Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons, *Phys.Rev.* 145 (1966) 1156–1163.
- [17] S. Coleman and E. Weinberg, “Radiative corrections as the origin of spontaneous symmetry breaking”, *Phys.Rev.D*, vol.7, pp.1888–1910, (1973).
- [18] Seminar Talk by Kilian Rosbach, “Effective potential”, (2006), http://www.th.physik.unibonn.de/nilles/exercises/DreesNillesSeminar06/DNSEminar06_EffPotential.pdf

- [19] Ford C., Jack I., Jones D. R. T. 1992. "The Standard model effective potential at two loops", *Nucl.Phys. B*, 387, 373.
- [20] Ford C., Jones D. R. T. , "The Effective potential and the differential equations method for Feynman integrals", *Phys. Lett. B*, 274, 409, (1992).
- [21] Martin S. P.," Three-loop Standard Model effective potential at leading order in strong and top Yukawa couplings", *Phys. Rev. D*, 89, 013003, (2014).
- [22] Martin S. P. ,"Four-loop Standard Model effective potential at leading order in QCD," *Phys. Rev. D*, 92, 5, 054029, (2015).
- [23] The ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, *Phys. Lett. B*,716,1-29, (2012).
- [24] The CMS Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", *Phys. Lett. B*,716,30-61, (2012).
- [25] The ATLAS Collaboration, Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC , *Phys. Lett. B*, 726, 88, (2013).
- [26] Giardino P. P., Kannike K., Raidal M.,Strumia A., Reconstructing Higgs boson properties from the LHC and Tevatron data, *JHEP*,1206,117, (2012).
- [27] Azatov A., Contino R., Del Re D., Galloway J., Grassi M., et al., Determining Higgs couplings with a model-independent analysis of $h \rightarrow \gamma \gamma$, *JHEP*,1206,134, (2012).
- [28] Klute M., Lafaye R., Plehn T., Rauch M., Zerwas D., Measuring Higgs Couplings from LHC Data, *Phys.Rev.Lett.* 109,101801, (2012).

- [29] Carmi D., Falkowski A., Kuik E., Volansky T., Zupan J., Higgs After the Discovery: A Status Report, *JHEP*, 1210,196, (2012).
- [30] Djouadi A., Precision Higgs coupling measurements at the LHC through ratios of production cross sections, *The European Physical Journal C* , 73:2498, (2013).
- [31] Cacciapaglia G., Deandrea A., La Rochelle G. D., Flament J. B., Higgs couplings beyond the Standard Model, *JHEP* ,03,029, (2013).
- [32] Masso E., Sanz V., Limits on Anomalous Couplings of the Higgs to Electroweak Gauge Bosons from LEP and LHC, *Phys. Rev. D*, 87, 033001, (2013).
- [33] Belanger G., Dumont B., Ellwanger U., Gunion J., Kraml S., Higgs Couplings at the End of 2012, *JHEP* ,02,053, (2013).
- [34] Dolan M. J., Englert C., Spannowsky M., Higgs self-coupling measurements at the LHC, *JHEP*,1210,112, (2012).
- [35] LHC Higgs Cross Section Working Group, Handbook of LHC Higgs cross sections:3. Higgs Properties, *arXiv:1307.1347[hep-ph]*, (2013).
- [36] Wilczek F., Minimalism Triumphant, *Nature*, 496 , 439-441, (2013).
- [37] N. Styles ,”Summary of Run 1 Searches and HL-LHC Prospects studies”, Higgs Pair Production at Colliders Workshop, Mainz,(2015).
- [38] Baur U., Plehn T., Rainwater D. L., Determining the Higgs boson selfcoupling at hadron colliders, *Phys.Rev. D*, 67, 033003, (2003).

- [39] ATLAS Collaboration, “Prospects for measuring Higgs pair production in the channel $H(\rightarrow \gamma\gamma)H(\rightarrow bb)$ using the ATLAS detector at the HL-LHC”, *Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-046*, CERN, Geneva, Nov. 2015, <https://cds.cern.ch/record/1956733>.
- [40] Baglio J., Djouadi A., Gröber R., Mühlleitner M.M., Quevillon J. and Spira M., “The measurement of the Higgs self-coupling at the LHC: theoretical status” *JHEP*, 1304, 151 (2013).
- [41] Eboli O., Marques G., Novaes S. and Natale A., “Twin Higgs-boson production” *Phys. Lett. B*, 197, 269, (1987).
- [42] Glover E. and Bij J. vd. , “Higgs boson pair production via gluon fusion” *Nucl. Phys. B*, 309, 282, (1988).
- [43] Dicus D., Kao C. and Willenbrock S., “Higgs Bboson pair production from gluon fusion”, *Phys. Lett. B*, 203, 457, (1988).
- [44] Plehn T., Spira M. and Zerwas P.M., “Pair production of neutral Higgs particles in gluon-gluon collisions”, *Nucl. Phys. B*, 479, 46, (1996).
- [45] Glover E. W. N. and Bij J. J. v.d., “Higgs Pair Production via Gluon Fusion” , *Nucl. Phys. B*, 309, 282, (1988).
- [46] Haba N., Kaneta K., Mimura Y. and Tsendenbaljir E., “Higgs Pair Production at the LHC and ILC from general potential” *Phys. Rev. D*, 89, 015018 (2014).
- [47] Plehn T., Spira M. and Zerwas P. M., “Pair Production of Neutral Higgs Particles In Gluon-Gluon Collisions”, *Nucl. Phys. B* , **479**, 46 (1996).
- [48] R. Lafaye, D.J. Miller, M. Mühlleitner, S. Moretti, “Double Higgs production at TeV colliders in the minimal supersymmetric standard model” , hep-ph/0002238;

- [49] Baur U., T. Plehn, D. Rainwater, “Examining the Higgs boson potential at lepton and hadron colliders: A Comparative analysis”, *Phys. Rev. D* 68 (2003) 033001
- [50] Asakawa E., Harada D., Kanemura S., Okada Y. and Tsumura K., “Higgs boson pair production in new physics models at hadron, lepton, and photon colliders” *Phys. Rev. D*, 82 ,115002 (2010).
- [51] Baur U., Plehn T. and Rainwater D. L., “Measuring the Higgs boson self-coupling at the Large Hadron Collider”, *Phys. Rev. Lett.*, 89, 151801 (2002).
- [52] Behnke T. vd., “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary”, *arXiv:1306.6327 [physics.acc-ph]* , (2013).
- [53] Telnov V. I., “Photon Collider Technology Overview”, *arXiv:0908.3136 [physics.acc-ph]*, (2009).
- [54] Telnov V. I., “Comments on photon colliders for Snowmass 2013”, *arXiv:1308.4868 [physics.acc-ph]*, (2013).
- [55] Telnov V. I., “Introduction to the Photon Collider”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 184, 271-286, (2008).
- [56] Belusevic R., Jikia G., “Higgs Self-Coupling in gamma-gamma collisions”, *Phys.Rev.D*, 70, 073017, (2004).
- [57] Kawada S., Maeda N., Takahashi, T. Ikematsu K., Fujii K., Kurihara Y., Tsumura K., Harada D., Kanemura S., “Feasibility study of the measurement of Higgs pair creation at a photon linear collider”, *Phys. Rev. D*, 85, 113009, (2012).
- [58] Telnov V. I., “Higgs factories”, *arXiv:1307.3893 [physics.acc-ph]*, (2013).

- [59] Gutiérrez-Rodríguez A., Peressutti J., Sampayo O.A., “Higgs boson self-coupling at a high-energy $\gamma\gamma$ collider”, *Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 38, 095002, (2011).
- [60] Kanemura S., Kiyoura S., Okada Y., Senaha E., and Yuan C.-P., “New physics effect on the Higgs self-coupling”, *Phys. Lett. B* 558, 157-164,(2003); Kanemura S., Okada Y., Senaha E., and Yuan C.-P., “Higgs coupling constants as a probe of new physics”, *Phys. Rev. D*, 70, 115002, (2004).
- [61] Hahn T., “Generating Feynman Diagrams and Amplitudes with FeynArts 3” , *Comp. Phys. Commun.*, 140, 418, (2001).
- [62] Hahn T., “Excursions into FeynArts and FormCalc”, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 160, 101-105, (2006).
- [63] Hahn T., “Automatic Loop Calculations with FeynArts, FormCalc, and LoopTools”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 89, 231, (2000).