



**T. C.
SIVAS CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**TAU LEPTONUN ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN
YÜKSEK ENERJİLİ HIZLANDIRICILARDA İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Yücel ÖZGÜVEN
(201492031068)**

**Fizik Ana Bilim Dalı
Tez Danışmanı: Doç. Dr. Ahmet Alper BİLLUR**

**SIVAS
OCAK 2019**

Yücel ÖZGÜVEN'in hazırladığı ve “**TAU LEPTONUN ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN YÜKSEK ENERJİLİ HIZLANDIRICILARDA İNCELENMESİ**” adlı bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından **FİZİK ANA BİLİM DALI**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı **Doç. Dr. Ahmet Alper BİLLUR**
Sivas Cumhuriyet Üniversitesi



Jüri Üyesi **Doç. Dr. Salih Cem İNAN**
Sivas Cumhuriyet Üniversitesi



Jüri Üyesi **Doç. Dr. Sertaç ÖZTÜRK**
Tokat Gaziosmanpaşa Üniversitesi



Bu tez, Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak onaylanmıştır.

Prof. Dr. İsmail ÇELİK
FEN BİLİMLERİ ENSTITÜSÜ MÜDÜRÜ

Bu tez, Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Senatosu'nun 20.08.2014 tarihli ve 7 sayılı kararı ile kabul edilen Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırlanmıştır.



*Bu tez, Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (Tübitak) tarafından **115F136** Nolu proje kapsamında desteklenmiştir.*



Bütün hakları saklıdır.

Kaynak göstermek koşuluyla alıntı ve gönderme yapılabilir.

© Yücel ÖZGÜVEN, 2019

ETİK

Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- ✓ Bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- ✓ Görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- ✓ Başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere, bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu ve atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- ✓ Bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- ✓ Tezin herhangi bir bölümünü, Sivas Cumhuriyet Üniversitesi veya bir başka üniversitede, bir başka tez çalışması olarak sunmadığımı; beyan ederim.

15.01.2019

Yücel ÖZGÜVEN

ÖZET

TAU LEPTONUN ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN YÜKSEK ENERJİLİ HIZLANDIRICILARDA İNCELENMESİ

Yücel ÖZGÜVEN

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Ahmet Alper BİLLUR

2019, 74+xv sayfa

Bu çalışmada, önerilen foton indüklü reaksiyonlar ile tau leptonun anomal elektromanyetik dipol momentlerine fenomenolojik olarak getirilebilecek duyarlılık limitleri incelenmiştir. İlk olarak, Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcısı'nda (CLIC) elektron-foton çarpışmalarında tek tau lepton üretimi için belirli süreçler incelenmiştir. Daha sonra tau leptonun anomal elektromanyetik dipol momentlerinin duyarlılık limitleri Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC) yarı gerçek foton reaksiyonları için önerilen süreç ile incelenmiştir

Anahtar Kelimeler: Tau lepton, Anomal elektromanyetik moment, CLIC, LHC, Foton indüklü reaksiyonlar

ABSTRACT

INVESTIGATION OF ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF TAU LEPTON AT THE HIGH ENERGY ACCELERATORS

Yücel ÖZGÜVEN

Master of Science Thesis

Department of Physics

Supervisor: Doç. Dr. Ahmet Alper BİLLUR

2019, 74+xv pages

In this study, phenomenological sensitivity limits on anomalous electromagnetic dipole moments of the tau lepton with proposed photon induced reactions were investigated. Firstly, single tau lepton production is searched for the specific process at the Compact Linear Collider (CLIC). Then, the sensitivity limits on the anomalous electromagnetic dipole moments of the tau lepton were examined with the single tau lepton production process in quasi-real photon reactions at the Large Hadron Collider (LHC).

Keywords: Tau lepton, Anomalous electromagnetic moment, CLIC, LHC, Induced photon reactions.

TEŞEKKÜRLER

Bu tez alıőmasının her aşamasında her t¸rl¸ bilgi ve deneyimlerini esirgemeyen danışman hocam Doç. Dr. Ahmet Alper BİLLUR'a ve bana y¸ksek enerji fiziğini sevdiren değerli hocalarım Doç. Dr. Salih Cem İNAN ve Doç. Dr. Murat K¸KSAL'a teőekk¸r¸ bir borç bilirim. Ayrıca 1001-Bilimsel ve teknolojik araştırma projelerini destekleme programı kapsamında proje bursiyeri olarak desteklendiğinden dolayı T¸BİTAK'a teőekk¸r ederim. Son olarak tez çalışması sırasında maddi ve manevi destekleyen aileme sonsuz ő¸kranlarımı sunarım.



İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	vi
ABSTRACT.....	vii
TEŞEKKÜRLER.....	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xiii
SİMGELER DİZİNİ.....	xv
1. GİRİŞ	1
2. PARÇACIK FİZİĞİNİN TARİHSEL GELİŞİMİ	6
3. STANDART MODEL	8
3.1 Temel Parçacıklar	9
3.2 Yerel Ayar Değişmezliği ve Kendiliğinden Simetri Kırılması	13
3.3 Ayar Bozonları ve Fermiyonların Kütle Kazanması.....	18
3.4 Etkileşme Terimleri.....	21
3.4.1 Fermiyon ayar bozonu etkileşme terimleri	21
3.4.2 Ayar bozonlarının kendi aralarında etkileşme terimleri.....	22
4.KOMPAKT DOĞRUSAL ÇARPIŞTIRICI (CLIC)	24
5. CLIC’TE TAU LEPTONUN ELEKTROMANYETİK ÖZELİKLERİNİN İNCELENMESİ	26
5.1 Compton Geri-Saçılan Foton Analizi.....	31
5.2 Weizsacker-Williams Fotonlarıyla Analiz.....	47
6. LHC’de TAU LEPTONUN ELEKTROMANYETİK ÖZELİKLERİNİN İNCELENMESİ	63
6.1 Tesir Kesitleri ve Hassasiyet Analizi	64
7.SONUÇ	69
KAYNAKLAR	71

ÖZGEÇMİŞ

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 3.1 Zayıf ayar bozonları ile Higgs alanının üçlü etkileşme köşeleri.	20
Şekil 3.2 Zayıf ayar bozonları ile Higgs alanının dördümlü etkileşme köşeleri.	20
Şekil 3.3 Fermiyon ayar bozonu etkileşme köşeleri.	21
Şekil 3.4 W^{\pm} bozonu ve foton arasındaki etkileşme köşeleri.	22
Şekil 3.5 W^{\pm} bozonu ve Z^0 bozonu arasındaki etkileşme köşeleri.	23
Şekil 3.6 Ayar bozonlarının kendi aralarında diğer etkileşme köşeleri.	23
Şekil 5.1 $e^{-}\gamma \rightarrow \nu_e \tau \bar{\nu}_\tau$ alt süreci için Feynman diyagramları.	27
Şekil 5.2 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \%0$ ve $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.	33
Şekil 5.3 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \%0$ ve $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.	34
Şekil 5.4 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \%0$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.	34
Şekil 5.5 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 40$ ve $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.	36
Şekil 5.6 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 40$ ve $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.	37
Şekil 5.7 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 40$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.	37
Şekil 5.8 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 60$ ve $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.	39
Şekil 5.9 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 60$ ve $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.	40
Şekil 5.10 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 60$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.	40
Şekil 5.11 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 80$ ve $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.	42
Şekil 5.12 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 80$ ve $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.	43

Şekil 5.13 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 80$ ve $\sqrt{s} = 3 TeV$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	43
Şekil 5.14 Compton geri-saçılmalı foton için $\sqrt{s} = 0,5 TeV$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_2 'nin fonksiyonu olan tesir kesiti.....	44
Şekil 5.15 Compton geri-saçılmalı foton için $\sqrt{s} = 0,5 TeV$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_3 'ün fonksiyonu olan tesir kesiti.....	45
Şekil 5.16 Compton geri-saçılmalı foton için $\sqrt{s} = 1,4 TeV$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_2 'nin fonksiyonu olan tesir kesiti.....	45
Şekil 5.17 Compton geri-saçılmalı foton için $\sqrt{s} = 1,4 TeV$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_3 'ün fonksiyonu olan tesir kesiti.....	46
Şekil 5.18 Compton geri-saçılmalı foton için $\sqrt{s} = 3 TeV$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_2 'nin fonksiyonu olan tesir kesiti.....	46
Şekil 5.19 Compton geri-saçılmalı foton için $\sqrt{s} = 3 TeV$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_3 'ün fonksiyonu olan tesir kesiti.....	47
Şekil 5.20 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \%0$ ve $\sqrt{s} = 0,5 TeV$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	49
Şekil 5.21 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \%0$ ve $\sqrt{s} = 1,4 TeV$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	50
Şekil 5.22 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \%0$ ve $\sqrt{s} = 3 TeV$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	50
Şekil 5.23 Weizsacker-Williams fotonu için $\sqrt{s} = 0,5 TeV$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_2 'nin fonksiyonu olan tesir kesiti.....	54
Şekil 5.24 Weizsacker-Williams fotonu için $\sqrt{s} = 0,5 TeV$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_3 'ün fonksiyonu olan tesir kesiti.....	55
Şekil 5.25 Weizsacker-Williams fotonu için $\sqrt{s} = 1,4 TeV$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_2 'nin fonksiyonu olan tesir kesiti.....	55
Şekil 5.26 Weizsacker-Williams fotonu için $\sqrt{s} = 1,4 TeV$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_3 'ün fonksiyonu olan tesir kesiti.....	56
Şekil 5.27 Weizsacker-Williams fotonu için $\sqrt{s} = 3 TeV$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_2 'nin fonksiyonu olan tesir kesiti.....	56
Şekil 5.28 Weizsacker-Williams fotonu için $\sqrt{s} = 3 TeV$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_3 'ün fonksiyonu olan tesir kesiti.....	57
Şekil 5.29 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 40$ ve $\sqrt{s} = 0,5 TeV$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	58
Şekil 5.30 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 40$ ve $\sqrt{s} = 1,4 TeV$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	58
Şekil 5.31 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 40$ ve $\sqrt{s} = 3 TeV$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	59
Şekil 5.32 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 60$ ve $\sqrt{s} = 0,5 TeV$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	59

Şekil 5.33 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 60$ ve $\sqrt{s} = 1,4 TeV$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	60
Şekil 5.34 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 60$ ve $\sqrt{s} = 3 TeV$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	60
Şekil 5.35 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 80$ ve $\sqrt{s} = 0,5 TeV$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	61
Şekil 5.36 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 80$ ve $\sqrt{s} = 1,4 TeV$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	61
Şekil 5.37 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 80$ ve $\sqrt{s} = 3 TeV$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.....	62
Şekil 6.1 $\gamma^* q \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau q' X$ alt sürecinin Feynman diyagramları.....	64
Şekil 6.2 $\sqrt{s} = 14 TeV$ ve $\sqrt{s} = 33 TeV$ kütle merkezi enerjileri için F_2 'nin fonksiyonu olan toplam tesir kesitleri.....	66
Şekil 6.3 $\sqrt{s} = 14 TeV$ ve $\sqrt{s} = 33 TeV$ kütle merkezi enerjileri için F_3 'ün fonksiyonu olan toplam tesir kesitleri.....	67
Şekil 6.4 $\sqrt{s} = 14 TeV$ kütle merkezi enerjisi için %95 güvenirlilik aralığında, $F_2 - F_3$ düzleminde kontur sınırları.....	67
Şekil 6.5 $\sqrt{s} = 33 TeV$ kütle merkezi enerjisi için %95 güvenirlilik aralığında, $F_2 - F_3$ düzleminde kontur sınırları.....	68

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Çizelge 3.1 Temel leptonlar ve özellikleri.....	9
Çizelge 3.2 Kuarklar ve özellikleri.....	10
Çizelge 3.3 Ayar bozonları ve özellikleri.....	12
Çizelge 3.4 Fermiyon teklileri ve ikilileri ile skaler alan ikililerinin zayıf izospin, izospinin üçüncü bileşeni, hiperyük ve elektrik yükleri.	15
Çizelge 5.1 DELPHI grubu tarafından verilen sistematik hatalar	30
Çizelge 5.2 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \%0$ durumunda farklı kütle merkezi ve farklı CLIC ışınılık değerlerinde a_τ için $\%95$ güvenilirlik aralığında duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız ($\%0$) ve $\%1$, $\%3$, $\%5$ sistematik hataları ile gösterilmiştir.....	32
Çizelge 5.3 Çizelge 5.2 ile aynı fakat $ d_\tau $ için.....	33
Çizelge 5.4 Compton geri saçılma fotonu ve $\% - 40$ polarize elektron demeti için $\%95$ güvenilirlik derecesinde, farklı kütle merkezi enerjileri ve farklı CLIC ışınlıkları için a_τ duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız ($\%0$) ve $\%1$, $\%3$, $\%5$ sistematik hataları ile gösterilmiştir.....	35
Çizelge 5.5 Çizelge 5.4 ile aynı fakat $ d_\tau $ için.....	36
Çizelge 5.6 Compton geri saçılma fotonu ve $\% - 60$ polarize elektron demeti için $\%95$ güvenilirlik aralığında, farklı kütle merkezi enerjileri ve farklı CLIC ışınlıkları için a_τ duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız ($\%0$) ve $\%1$, $\%3$, $\%5$ sistematik hataları ile gösterilmiştir.....	38
Çizelge 5.7 Çizelge 5.6 ile aynı fakat $ d_\tau $ için.....	38
Çizelge 5.8 Compton geri saçılma fotonu ve $\% - 80$ polarize elektron demeti için $\%95$ güvenilirlik aralığında, farklı kütle merkezi enerjileri ve farklı CLIC ışınlıkları için a_τ duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız ($\%0$) ve $\%1$, $\%3$, $\%5$ sistematik hataları ile gösterilmiştir.....	41
Çizelge 5.9 Çizelge 5.8 ile aynı fakat $ d_\tau $ için.....	41
Çizelge 5.10 $\sqrt{s} = 3 TeV$ kütle merkezi enerjisinde $F_2 = -0,01$, $F_3 = -0,01$ ve değişik Q_{max}^2 değerleri için tesir kesitleri.....	48
Çizelge 5.11 Weizsacker-Williams fotonu ve polarize edilmemiş ($P_e = \%0$) elektron demeti için $\%95$ güvenilirlik aralığında, farklı kütle merkezi enerjileri ve toplam CLIC ışınlıklarında a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız ($\%0$) ve $\%1$, $\%3$, $\%5$ sistematik hataları ile gösterilmiştir.....	48
Çizelge 5.12 Çizelge 5.11 ile aynı fakat $ d_\tau $ için.....	49
Çizelge 5.13 Weizsacker-Williams fotonu ve polarizasyon değeri $\% - 40$ olan elektron demeti için $\%95$ güvenilirlik aralığında, farklı kütle merkezi enerjileri ve toplam CLIC ışınlıklarında a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız ($\%0$) ve $\%1$, $\%3$, $\%5$ sistematik hataları ile gösterilmiştir.....	51
Çizelge 5.14 Çizelge 5.13 ile aynı fakat $ d_\tau $ için.....	52

Çizelge 5.15 Weizsacker-Williams fotonu ve polarizasyon değeri % – 60 olan elektron demeti için %95 güvenilirlik aralığında, farklı kütle merkezi enerjileri ve farklı CLIC ışınlıklarında a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %1, %3, %5 sistematik hataları ile gösterilmiştir.....	52
Çizelge 5.16 Çizelge 5.15 ile aynı fakat $ d_\tau $ için.....	53
Çizelge 5.17 Weizsacker-Williams fotonu ve polarizasyon değeri % – 80 olan elektron demeti için %95 güvenilirlik aralığında, farklı kütle merkezi enerjileri ve farklı CLIC ışınlıklarında a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %1, %3, %5 sistematik hataları ile gösterildi.....	53
Çizelge 5.18 Çizelge 5.17 ile aynı fakat $ d_\tau $ için.....	54
Çizelge 6.1 $\sqrt{s} = 14,33 TeV$ 'de F_2 ve F_3 'e karşı toplam tesir kesitlerinin nümerik hesaplamaları.....	65
Çizelge 6.2 %95 güvenilirlik aralığında, farklı LHC ışınlıkları ve kütle merkezi enerjilerinin farklı değerleri için a_τ parametresinin hassasiyet sınırları. Sınırlar sistematik hatasız %0 ve sistematik %3,%5,%7 hatalı şekilde verilmiştir.....	65
Çizelge 6.3 Çizelge 6.2 ile aynı fakat $ d_\tau $ için.....	66

SİMGELER DİZİNİ

m_e	Elektronun kütlesi
m_W	W bozonunun kütlesi
m_Z	Z bozonunun kütlesi
m_H	Higgs bozonunun kütlesi
e^-	Elektron
e^+	Pozitron
μ^-	Müon
τ^-	Tau
ν_e	Elektron nötrinosu
ν_μ	Müon nötrinosu
ν_τ	Tau nötrinosu
u	Yukarı kuark
d	Aşağı kuark
s	Garip kuark
c	Tılsımlı kuark
b	Alt kuark
t	Üst kuark
γ	Foton
W^\pm	W bozonu
Z^0	Z bozonu
H	Higgs bozonu
A_μ	Foton alanı
W_μ^\pm	W bozon alanı
Z_μ	Z bozon alanı
g	$SU_L(2)$ Etkileşme sabiti
g'	$U_Y(1)$ Etkileşme sabiti
Y	Zayıf hiperyük
I^W	Zayıf izospin
θ_W	Weinberg açısı
α	İnce yapı sabiti
a_τ	Tau leptonun anomal manyetik momenti
d_τ	Tau leptonun anomal elektrik momenti

1. GİRİŞ

Standart model günümüzde parçacıkların özelliklerini ve parçacıklar arasındaki temel etkileşimleri açıklayan en geçerli teoridir. Bu teori öne sürüldükten sonra birçok deneyle test edilmiştir. Standart model günümüze kadar yapılan parçacık hızlandırıcılarından elde edilen deneysel verilerle uyum içerisinde. Fakat standart modelin açıklayamadığı bazı sorular hala mevcuttur. Standart model eksikleri ve cevaplayamadığı problemler nedeniyle parçacık fiziğinde ulaşılacak son nokta yani parçacık fiziğinin nihai teorisi olmadığı bilinmektedir. Bundan dolayı, standart modelin birçok öngörüsünün günümüze kadar deneylerle doğrulanmış olmasına karşın, yerini alacak olan daha temel bir teorinin var olduğuna ilişkin görüş ve çalışmalar çok yaygındır. Standart modelin cevaplayamadığı sorulara cevap aramak amacıyla bilim insanları daha yüksek enerjili parçacık hızlandırıcıları yapmakta veya daha detaylı araştırma yapılması amacıyla mevcut hızlandırıcıları güncellemektedirler.

Fizikçiler parçacık hızlandırıcılarındaki bu gelişmelerle birlikte standart model ile Standart Model ötesi olarak adlandırılan modelleri sınamaktadırlar. Standart model ötesindeki yeni fizik arayışlarında, leptonların elektromanyetik momentlerinin ölçülmesi önemli bir yer teşkil eder. Standart modelin öngördüğü elektromanyetik momentlerden sapmalar yeni fiziğin önemli ipuçlarından biri olacaktır. Elektron ve müon leptonları için teorik hesaplamalar ve deneysel çalışmalar literatürde ayrıntılı çalışılmıştır.

Elektronun spin ve manyetik momenti manyetik alan içerisinde atomların sapmasından belirlenir ve ilgili ince yapı spektroskopik yöntemler kullanılarak gözlenir (Gerlach ve O. Stern, 1924). \vec{s} spinli, e yüklü ve m kütleli elektronun manyetik momenti $\vec{\mu} = g(e\hbar/2mc)\vec{s}$ şeklindeki genel formda yazılabilir. Buradaki g elektronun spininin Lande g -faktörü,

$$g \cong 2[1 + (\alpha/2\pi) - 3,28(\alpha/\pi)^2] \cong 2,0023192 \quad [1.1]$$

olarak ifade edilir. Burada, α ince yapı sabitidir.

$g = 2$ durumu Dirac denkleminin göz önüne alınmasında ortaya çıkar. Spin presesyon yöntemleriyle ölçülen $a_e = (g - 2)/2$ Dirac değerinden sapma anomal manyetik moment olarak bilinir. Elektronun anomal manyetik momenti üzerine ilk detaylı inceleme 1948 yılında Schwinger (Schwinger, 1948) tarafından Kuantum Elektrodinamiğin çerçevesi dahilinde radyatif düzeltmeler kullanılarak gerçekleştirilmiştir ($a_e = \alpha/2\pi$). Bu tarihten beri, birçok deneysel ve teorik çalışma parçacıkların α değerlerinin duyarlılık limitlerinin arttırılması için yapılmıştır (Beringer vd., 2012). Ayrıca, parçacıkların anomal manyetik momentleri üzerine yapılan çalışmaların standart model'in hassasiyet testini sağladığını ve yeni fizik etkilerine bakış açısı kazandırdığı not edilmelidir (Brown vd., 2000). Bunun yanı sıra müonun anomal manyetik momenti a_μ Standart Model'i incelemekte ve Standart Model'e alternatif teorilerin kurulmasında önemlidir. a_e ve a_μ spin presesyon deneyi ile belirlenebilirken tau leptonunun anomal manyetik momenti $2,906 \times 10^{-13} s$ 'lik çok kısa ömrü nedeniyle aynı metot kullanılarak ölçülemez (Beringer vd., 2012). Bu yüzden şimdiye kadar tau leptonun anomal manyetik momentinin direk ölçümü mümkün olmamıştır. Bu yüzden spin presesyon deneyleri yerine tau leptonun çift üretimini içeren yüksek enerjili hızlandırıcı deneyleri yapılmıştır.

Leptonların anomal manyetik momentlerinin deneysel çalışmalarında elde edilen sonuçlar hem Standart Model tarafından öngörülemeyen yeni fizik katkılarını hem de tahmini değerleri içerir. Tau lepton yeni fizik etkilerinin belirlenmesinde diğer leptonlardan daha avantajlıdır. Çünkü, tau lepton diğer leptonlara göre daha büyük kütleyle sahiptir. Yeni fizik teorilerinde m kütleli bir lepton için anomal manyetik momentlerden kaynaklanan yeni katkılar m^2 ile orantılıdır. Bu sebeple, tau leptonun anomal elektromanyetik momenti elektrozayıf ve yeni fizik halka seviyesindeki katkılara daha fazla hassasiyet sağlar. Bununla birlikte, bu deneysel çalışmalarda, $\tau\bar{\tau}\gamma$ süreci tau leptonları (foton sanallığı $Q^2 = 10^5 - 10^7 GeV^2$) veya kütle kabuğu üzerinde olmayan fotonları içerdikleri için a_τ niceliği direk olarak ölçülemez.

LEP'te %95 güvenilirlik aralığında $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ süreci vasıtasıyla, a_τ için şimdiye kadar elde edilen en hassas deneysel limitler şu şekilde verilir (Acciorri vd. 1998; Ackersraff, 1998; J. Abdallah vd. 2003);

$$L3: -0,052 < a_\tau < 0,058$$

$$OPAL: -0,068 < a_\tau < 0,065 \quad [1.2]$$

$$DELPHI: -0,052 < a_\tau < 0,013$$

Bu şartlar göz önüne alınırsa, hızlandırıcı kullanımının tau leptonun anomal manyetik momentlerinin incelenmesinde daha uygun olduğu söylenilebilir.

Tau leptonun anomal manyetik momentinin Standart Model tahmini aşağıdaki katkıların toplanmasıyla bulunabilir (Passera 2007, Eidelman ve Passera 2007; Hamzeh ve Nasrallah 1996; Samuel vd. 1991):

$$\begin{aligned} a_\tau^{QED} &= 117324 \times 10^{-8} \\ a_\tau^{EW} &= 47 \times 10^{-8} \\ a_\tau^{HAD} &= 350,1 \times 10^{-8} \end{aligned} \quad [1.3]$$

Bu nedenle, Standart Model değeri $a_\tau^{SM} = 117721 \times 10^{-8} = 0,00117721$ olarak elde edilir. Bu değer deneysel hassasiyet sınırlarından uzak olduğu için, ki bu değer öncü QED hesaplamalarının altında bir büyüklük mertebesidir, daha hassas deneysel ölçümler yapılmalıdır.

CP bozulması etkileri tau leptonun çiftlenimi üzerine önemli etkilere sahiptir. K_L^0 mezonları CP değişmezliğini test etmek için mükemmel bir deneysel sistem sağlar. Böyle bir sistemde, bir 2π bozunumu gözlenirse, CP'nin çiğnendiği açıktır (Christenson vd. 1964). Buradaki olay kuark sektöründe Cabibbo-Kabayashi-Maskawa matrisine deneysel bir faz faktörünün dahil edilmesiyle Standart Model'e uyarlanabilir (Kabayashi ve Maskawa 1963). Bununla birlikte, SM'de lepton sektöründe CP bozulması sorunu söz konusu değil iken, kuark sektöründeki CP bozulması leptonların elektrik dipol momentlerinde çok küçük bir katkı oluşmasına neden olur. Leptonların elektrik dipol momentlerine Standart Model'in ilgili katkısını sağlamak için en az üç halka gereklidir.

Elektrik dipol momentin buradaki tahmini değer aralığı $|d_\tau| \leq 10^{-34} e cm$ olarak elde edilir (Hoogeveen 1990; Barr ve Marciano 1989). Üç nötrino türünün en az ikisi farklı kütlelere sahip ise, lepton sektöründeki CP bozunumu kuark sektöründeki CP bozunumuna benzer olarak meydana gelebilir (Ma ve Brandenburg 1992).

Lepton sektöründe CP bozunumu için SM ötesi ilave yaklaşımlar leptokuark (Barr ve Marciano 1989), SUSY (Ellis vd. 1982), sol-sağ simetrisi (Pati ve Salam 1974; Gutierrez-Rodriguez vd. 2004) ve Higgs-çoklu yapılarıdır (Weinberg S. 1976; Barr ve Zee 1990). LEP deneyleri tarafından elde edilen tau leptonun anomal elektrik dipol momenti üzerine % 95 güvenilirlik aralığındaki sınırlar şu şekildedir (Acciorri vd. 1998; Ackersraff, 1998; Abdallah J. vd. 2003);

$$\begin{aligned}
 \text{L3: } |d_\tau| &\leq 3,1 \times 10^{-16} e cm \\
 \text{OPAL: } |d_\tau| &\leq 3,7 \times 10^{-16} e cm \\
 \text{DELPHI: } |d_\tau| &\leq 3,7 \times 10^{-16} e cm
 \end{aligned}
 \tag{1.4}$$

En kısıtlayıcı deneysel sınırlar aşağıdaki şekilde elde edilmiştir (Inami K. 2003).

$$\begin{aligned}
 \text{BELLE: } -2,2 \leq \text{Re}(d_\tau) &\leq 4,5 \times (10^{-17} e cm) \\
 -2,5 \leq \text{Im}(d_\tau) &\leq 0,8 \times (10^{-17} e cm)
 \end{aligned}
 \tag{1.5}$$

Bu sonuçlar BELLE grubu tarafından $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ süreci vasıtasıyla ölçölmüştür. Bu süreçte Q^2 değeri çok büyük olduğu için ($100 GeV^2$) elde edilen sınırlar gerçek ve sanal olarak iki kısımda verilir.

Bu çalışmanın amacı anomal manyetik form faktörleri içeren $\tau\bar{\tau}\gamma$ köşesinin Standart Model'e ek olarak nasıl katkı sağlayacağı üzerinedir.

Bu bakımdan, fotonlar ile tau leptonun etkileşim karakteristiğinde elektromanyetik köşe faktörü, $\sigma_{\nu\mu} = \frac{i}{2}(\gamma_\nu\gamma_\mu - \gamma_\mu\gamma_\nu)$ olmak üzere, şu şekilde ifade edilir;

$$\Gamma^\nu = F_1(q^2)\gamma^\nu + \frac{i}{2m_\tau}F_2(q^2)\sigma^{\nu\mu}q_\mu + \frac{1}{2m_\tau}F_3(q^2)\sigma^{\nu\mu}q_\mu\gamma^5. \quad [1.6]$$

Burada q ve m sırasıyla fotonun momentumu ve tau leptonun kütesidir. $F_{1,2,3}(q^2)$ tau leptonun elektrik yükü, anomal manyetik dipol ve elektrik dipol form faktörleridir. Bilindiği gibi, $F_1 = 1$, $F_2 = F_3 = 0$ ise elektromanyetik köşe faktörü Standart Model'deki köşe faktörüne indirgenir. Bununla birlikte, $\tau\tau\gamma$ köşesi nedeniyle yani yeni fizikten gelen katkılar nedeniyle F_2 ve F_3 sıfır olarak alınmamalıdır (Pich 2014; Laursen vd. 1984; Gonzalez vd. 2000). $q^2 \rightarrow 0$ limit durumu değerlendirilirse form faktörleri

$$F_1(0) = 1, \quad F_2(0) = a_\tau, \quad F_3(0) = \frac{2m_\tau d_\tau}{e} \quad [1.7]$$

haline gelir. Buradaki yeni durum fermiyonların statik özellikleri ile ilgilidir. Bu çalışmada 1.6 denkleminde verilen etkileşim köşeleri ve 1.7 yaklaşımı kullanılarak tau leptonunun elektromanyetik momentleri CLIC ve LHC'de foton indüklü süreçler ile incelenecektir.

2. PARÇACIK FİZİĞİNİN TARİHSEL GELİŞİMİ

Yüzyıllar boyunca insanoğlu çevresinde gördüğü maddenin yapısını anlamaya ve anlamlandırmaya çalışmıştır. Maddenin nelerden oluştuğuna dair hep sorular sorulmuştur. Tabi ilk başlarda sorulan sorular hep felsefi olarak cevaplanmaya çalışılmıştır.

1800'lerin sonlarına kadar maddeyi oluşturan temel parçacığın atom olduğu sanılmaktaydı. Ancak 1897 yılında J. J. Thomson'un elektronu keşfiyle, atomun da daha temel parçacıklardan oluştuğu ortaya çıktı. Thomson sıcak bir filamandan yayılan katot ışınlarının bir mıknatıs ile saptırılabilceğini biliyordu. Bu onların elektrik yükü taşıdığı anlamına geliyordu. Eğriliğin yönü yükün işaretinin negatif olmasını gerektiriyordu. Katot ışınının manyetik alanda sapması bu ışınların elektromanyetik dalga değil de parçacık olduğu anlamına geliyordu. Thomson daha sonra ışını elektrik ve manyetik alanlardan geçirdi ve bu alanların şiddetini net sapma sıfır olacak şekilde ayarladı. Bu işlem sonucunda parçacıkların hızlarını ve yüklerinin kütlelerine oranını belirledi. Parçacıkların yüklerinin kütlelerine oranının bilinen iyonlarınkinden çok daha büyük olduğu anlaşıldı. Bu sonuca göre ya parçacıkların kütesinin çok küçük ya da yüklerinin çok büyük olması gerekirdi. Dolaylı kanıtlar kütlelerinin çok küçük olduğuna işaret ediyordu.

Thomson bu bulduğu parçacığa corpuscle (cisimcik, parçacık) adını verdi. George Jhonstone Stoney 1891 yılında temel yük birimi olarak elektron adını kullanmıştı. Daha sonra bu isim Thomson'un bulduğu bu yeni parçacıkların kendisi için kullanıldı. Fakat atomun elektriksel yükünün olmadığı ve elektronlardan çok ağır oldukları için elektronların yüklerini dengeleyici artı yükün ve atomun kütesinin büyük bir kısmının atomun içinde nasıl dağıldığı bilim adamlarının kafasında soru işareti olarak kaldı. Thomson bu elektronların ağır pozitif yüke sahip bir kekin içine dağılmış üzüm tanecikleri olarak tasvir etti. Daha sonra Thomson'un modeli Rutherford'un ünlü saçılma deneyi ile çürütüldü. Rutherford'un saçılma deneyi sonuçları pozitif yük ve kütleinin büyük kısmının atomun merkezindeki çok küçük çekirdekte yoğunlaştığını gösteriyordu. Rutherford en hafif atomun çekirdeğine yani hidrojenin çekirdeğine proton adını verdi.

Niels Bohr 1914'te hidrojenin, güneşin etrafında dönen bir gezegen gibi, bir protonun etrafında dönen bir elektrondan oluştuğu bir model ortaya attı. Bohr modeli hidrojenin spektrumunu hesaplamayı mümkün kılıyordu. Deneyle uyum içerisindeydi. Bundan hareketle daha ağır atomların iki ve ikiden daha fazla protondan oluştuğunu ve bunların içerdikleri proton sayısı kadar yörüngesinde elektron içerdiğini farz etmek doğaldır. Ancak hidrojenden bir sonraki atom yani helyum iki elektron taşımasına rağmen hidrojenin 4 katı ağırlığa sahipti. Bu sorun 1932 yılında Chadwick'in protona kütlece çok yakın ancak elektriksel olarak yüksüz olan nötronu keşfetmesiyle aşıldı. 1800'lerin sonuna kadar maddenin temel bileşeninin atom olduğu kabulü 1932'ye gelindiğinde maddenin temel parçacıklarının protonlar, elektronlar ve nötronlar olduğu fikrine bıraktı.

Parçacık fiziğinin serüveni elektronun keşfiyle başladı. Parçacık fiziği, temel parçacıkları ve bu parçacıklar arasında olan etkileşimleri inceler. Bu temel parçacıkları ve aralarındaki etkileşimleri incelemek için yüksek elektrik alan etkisi ile hızlandırılmış parçacık paketlerinin manyetik alan etkisi ile odaklayarak çarpıştıran hızlandırıcılar kurulmuştur. Bu çarpışmalar sonucunda oluşan farklı parçacıklar algıçlar da incelenirler. Bu çarpışmalar gerçekleştiğinde görece çok büyük enerjiler ortaya çıkar. Bu yüzden ki parçacık fiziğine aynı zamanda yüksek enerji fiziği de denir.

3. STANDART MODEL

Parçacık fiziğinin temel teorisi olan Standart Model, evrenimizdeki temel parçacıkları ve bunların arasındaki etkileşimlerini açıklayan teoridir. 1970'lerde ortaya çıkan Standart Model ayrıntılı deneylerle testlerle başarıyla sınanmıştır. Zaman içerisinde maddenin yapısı hakkında tutarlı bir yapı sunabilmek için çeşitli değişimlerden geçmiştir. Standart Model elektromanyetik ve zayıf etkileşimlerin tutarlı bir şekilde birleştirme yapısının bulunmasıyla ortaya çıkmıştır. Birleştirilen bu iki kuvvet günümüzde elektrozayıf kuvvet olarak bilinmektedir. Güçlü kuvvet teoriye daha sonra ayar değişmezliği yardımıyla dahil edilmiştir. Ancak diğer iki kuvvet gibi birleştirilmesi yapılamamaktadır. Kütle çekim kuvvetinin kuantumlu alanlar teorisi yapılamadığından Standart Model'e dahil edememekteyiz.

Standart Model teorik bakış açısıyla $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar simetrisine dayalı bir kuantum alan teorisidir. Bu ayar grubunda $SU_C(3)$ güçlü etkileşimin, $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ise elektrozayıf etkileşimin simetri grubunu ifade etmektedir. Bu ayar grubunda C renk yükünü, L sol elliliği ve Y ise hiperyükü gösterir.

Standart Model ayar değişmezliği prensibine dayanmaktadır. Ayar değişmezliği hareket denklemlerini de değişmez kılacak şekilde bir dönüşümün mümkün olduğu fikrine dayanır. Böyle bir dönüşümü global ayar dönüşümü ve yerel ayar dönüşümü şeklinde iki kısma sınıflandırabiliriz. Global ayar dönüşümü uzay-zamandan bağımsız bir dönüşümdür. Global ayar dönüşümü altında sistemin lagranjiyeni değişmez kalıyorsa, sistemin belirli bir simetriye sahip olduğu anlamına gelmektedir. Yerel ayar dönüşümü ise uzay-zamana bağlı dönüşümdür. Yerel ayar dönüşümleri sistemin en genel dönüşümleridir. Sistemin bu dönüşümler altında değişmez kalması için teoriye yeni alanlar eklenmelidir. Bu alanlara ayar alanları denir. Standart modelin matematiksel alt yapısı kuantumlu alanlar teorisidir. Kuantumlu alanlar teorisinde etkileşmelerin nasıl olacağına yani gerçek bir parçacık sistemini betimlerken lagranjiyenin nasıl yazılacağına dair bir ipucu yoktur. Yerel ayar değişmezliği prensibi teoriye etkileşimlerin de yazılabileceği sistemlerin nasıl dahil edileceğinin yöntemini verir.

3.1 Temel Parçacıklar

Parçacık fiziğinin şu ana kadar en geçerli teorisi olan Standart Model temel parçacıkları ve bunlar arasındaki etkileşimleri açıklamaya çalışır. Parçacıklar arasındaki etkileşimler evrendeki dört temel kuvvet olan; elektromagnetik kuvvet, zayıf kuvvet, güçlü kuvvet ve kütle çekim kuvveti ile açıklanmaktadır.

Temel parçacıklar spinlerine göre sınıflandırılabilir. Spinleri buçuklu ya da tam sayı olmasına göre fermiyonlar ve bozonlar olarak iki gruba ayrılırlar. Fermiyonlar spinleri buçuklu ($\pm 1/2, \pm 3/2, \dots$) ve Fermi-Dirac istatistiğine uyan parçacıklardır. Bu yüzden fermiyonlar aynı kuantum durumunda sahip olamazlar. Bu olaya “Pauli dışarlama ilkesi” denmektedir. Pauli dışarlama ilkesi fermiyon dalga fonksiyonunun iki fermiyon yer değiştirdiğinde fonksiyonun negatif işaret almasını gerektirir. Bu yüzden fermiyonlar antisimetrik parçacıklar olarak adlandırılır. Fermiyonlar, leptonlar ve kuarklar olarak sınıflandırılırlar. Leptonlar ve kuarklarda kendi aralarında üç aile olarak sınıflandırılabilir. Leptonlar, lepton sayısı denilen bir kuantum sayısına sahiptirler. Etkileşmelerde bu lepton sayısı korunur. Bu kuantum sayısının korunmasından dolayı aileler arasında geçiş yoktur. Bilinen $Q = -1$ elektrik yüküne sahip leptonlar; elektron (e^-), müon (μ^-) ve tau (τ^-)’dur. Bu 3 leptonun birde $Q = 0$ elektrik yüküne sahip nötrinoları vardır. Bunlarda elektron nötrinosu (ν_e), müon nötrinosu (ν_μ) ve tau nötrinosu (ν_τ)’dur. Leptonların kütleleri ve bazı özellikleri Çizelge 3.1’de verilmiştir.

Çizelge 3.1 Temel leptonlar ve özellikleri

Lepton	Kütle (MeV)	Elektrik Yüğü	Lepton Sayısı
e	0,51	$- e $	$L_e = 1$
μ	105,66	$- e $	$L_\mu = 1$
τ	1777	$- e $	$L_\tau = 1$
ν_e	0	0	$L_e = 1$
ν_μ	0	0	$L_\mu = 1$
ν_τ	0	0	$L_\tau = 1$

Bilinen kuarklar ise u, d, s, c, b ve t olmak üzere 6 tanedir. Bu kuarklardan u, c, t kuarkları $Q = +2/3$ ve d, s, b kuarkları $Q = -1/3$ elektriksel yüke sahiptirler. Kuarklar leptonlardan farklı olarak üç tip renk yüküne ($q_i ; i = 1,2,3$) sahiptirler. Bunlar kırmızı, yeşil ve mavi olarak adlandırılır. Kuarkların kütleleri ve bazı özellikleri Çizelge 3.2’de verilmiştir.

Çizelge 3.2 Kuarklar ve özellikleri

Kuark	Kütle	Elektrik Yüğü	İzospin (I_3)
u	1,8-2,7 MeV	$\frac{2}{3} e $	$+\frac{1}{2}$
d	4,4-5,2 MeV	$-\frac{1}{3} e $	$-\frac{1}{2}$
s	92-104 MeV	$-\frac{1}{3} e $	$-\frac{1}{2}$
c	1,24-1,30 GeV	$\frac{2}{3} e $	$+\frac{1}{2}$
b	4,15-4,22 GeV	$-\frac{1}{3} e $	$-\frac{1}{2}$
t	172,7-173,7 GeV	$\frac{2}{3} e $	$+\frac{1}{2}$

Renk yükünün serbest halde doğada göremeyiz. Yani gözlenebilen tüm parçacıklar renksizdirler. Bu yüzden kuarklar deneysel olarak gözlenebilen madde parçacıkları olan hadronların içine hapsoldüğünü biliyoruz. Bu renk hapsi olarak adlandırılmaktadır.

Hadronlar kuarkların bir araya gelerek oluşturduğu madde parçacıklarıdır. Hadronlar ise baryonlar ve mezonlar olarak sınıflandırılır. Baryonlar 3 kuarktan (proton $\rightarrow p(uud)$, nötron $\rightarrow p(uud)$) oluşan fermiyonlardır. Mezonlar ise bir kuark ve bir anti kuarktan (Pion $\rightarrow \pi^+(u\bar{d})$) oluşan bozonlardır.

Temel fermiyonları kütlelerini ve yüklerini göz önüne alarak üç gruba ayırabiliriz. Bu üç gruba parçacık aileleri denir. Bu üç ailenin helisitelerini göz önünde bulundurarak aşağıdaki gibi tekliler ve çiftliler şeklinde yazabiliriz:

$$1. \text{ aile} : \left(\begin{matrix} \nu_e \\ e^- \end{matrix} \right)_L, e_R^-, \left(\begin{matrix} u \\ d \end{matrix} \right)_L, u_R, d_R$$

$$2. \text{ aile} : \left(\begin{matrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{matrix} \right)_L, \mu_R^-, \left(\begin{matrix} c \\ s \end{matrix} \right)_L, c_R, s_R$$

$$3. \text{ aile} : \left(\begin{matrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{matrix} \right)_L, \tau_R^-, \left(\begin{matrix} t \\ b \end{matrix} \right)_L, t_R, b_R.$$

Bugüne kadar ki gözlemler evrendeki görünür maddenin hepsinin 1.aile olarak adlandırdığımız temel parçacıklardan oluştuğunu göstermiştir. Diğer ailelerdeki parçacıklar oluştuklarında kararlı halde kalamazlar. Çok kısa bir sürede bir alt ailedeki parçacıklara bozunurlar ve 1.aile parçacıklarına bozunduklarında kararlılığa ulaşırlar.

Bozonlar spinleri tam sayı $(\pm 1, \pm 2, \dots)$ ve Bose-Einstein istatistiğine uyan parçacıklardır. Yani iki bozon yer değiştirdiğinde dalga fonksiyonu aynı kalır. Bu yüzden simetrik parçacıklardır. Temel parçacıklar arasında dört çeşit etkileşim olduğunu söylemiştik. Temel bozonlar bu dört çeşit etkileşimdeki parçacıklar arasındaki etkileşimi sağlayan aracı parçacıklardır.

Elektromanyetik etkileşim elektrik yüküne sahip olan parçacıkların, güçlü etkileşim renk yüküne sahip olan parçacıkların ve kütle çekim etkileşimi ise kütleyle sahip olan tüm parçacıkların birbiri arasındaki etkileşimdir. Ancak elektrik yüklerinin elektromanyetik etkileşimi veya renk yüklerinin güçlü etkileşimleri üretmesi gibi zayıf etkileşimi üreten ‘şey’in özel bir adı yoktur. Bazıları bunu ‘zayıf yük’ olarak adlandırırlar. Adı her ne ise, bu yükü tüm kuarklar ve leptonlar taşımaktadır (Griffiths 1987). Parçacıklar arasında etkileşimi sağlayan bu bozonlara ayar bozonları denir.

Kütle çekim etkileşimi hariç diğer tüm etkileşimlerin aracı parçacıklarının spin kuantum sayısı 1 olan bozonlar olduğunu bilmekteyiz. Yüklü parçacıkların elektromanyetik etkileşimlerinin taşıyıcı parçacığı foton (γ), kuarkların arasındaki güçlü etkileşimlerin taşıyıcı parçacıkları 8 çeşit gluon (g_i ; $i = 1, 2, \dots, 8$) ve zayıf etkileşimlerin taşıyıcı parçacıkları ise Z^0 ve W^\pm bozonlarıdır. Foton kütsüz ve herhangi bir elektrik veya renk yüküne sahip değildir. Fotonlar kendi aralarında etkileşime girmezler. Gluonlar kütsüz parçacıklardır. Elektriksel olarak yüksüz ama renk yükü taşırlar. Renk yüküne sahip

olduklarından dolayı diğer gluonlar ile de etkileşmeye girerler. W^{\pm} ve Z^0 bozonları ise kütlelidir. Kendi aralarında etkileşime girerler.

Kütle çekiminin taşıyıcı parçacığı graviton adını verdiğimiz teorik olarak kütsüz ve spin kuantum sayısı 2 olduğu düşünölen parçacıklardır. Ayar bozonları ve bazı özellikleri Çizelge 3.3’de verilmiştir.

Çizelge 3.3 Ayar bozonları ve özellikleri

Ayar Bozonu	Etkileşim	Elektrik Yüğü	Kütle	Etkilenen Parçacıklar
Foton (γ)	Elektromanyetik	0	0	Yüklü Parçacıklar
Gluon (g)	Güçlü	0	0	Kuarklar
W^+, W^-	Zayıf	$+ e , - e $	80,385 GeV	Kuarklar ve Leptonlar
Z^0	Zayıf	0	91,188 GeV	Kuarklar ve Leptonlar
Graviton (G)	Kütle çekim	0	0	Tüm Parçacıklar

Bir de buraya kadar anlattığımız temel parçacıkların birkaç istisna hariç kütleleri aynı ancak yükleri birbirine zıt olan anti parçacıkları vardır. Örneğin elektronun (e^-) antiparçacığı pozitron (e^+), u kuarkın antiparçacığı ise \bar{u} antikuarkdır. Ancak istisna olarak yüksüz olan temel parçacıkların antiparçacıkları yine kendileridir.

Doğadaki temel etkileşimlerin şiddetlerinin karşılaştıracak olursak; Güçlü etkileşimin şiddetine 10 dediğimizde elektromanyetik etkileşimin şiddeti 10^{-2} , zayıf etkileşimin şiddeti 10^{-13} ve kütle çekiminin şiddeti ise 10^{-42} mertebesindedir. Güçlü etkileşim ve zayıf etkileşimin etki alanları kısa mesafelidir. Elektromanyetik etkileşim ve kütle çekim etkileşimin etki alanı ise sonsuz erimlidir. Bunun nedeni elektromanyetik ve kütle çekim etkileşmelerinin taşıyıcı parçacıklarının kütsüz, zayıf etkileşimlerin taşıyıcı parçacıklarının kütleli olmasıdır. Gluon kütsüz olmasına karşın renk hapsi mekanizmasından dolayı güçlü etkileşimin etki alanı kısa mesafelidir.

3.2 Yerel Ayar Değişmezliği ve Kendiliğinden Simetri Kırılması

Standart Modelin matematiksel yapısı kuantumlu alanlar teorisidir. Bu model sistemin yerel değişmez olmasını şart koşar. Bu dönüşüm uzay-zaman koordinatlarına bağlıdır. Bu dönüşüm alanların buna uygun şekilde dönüştükten sonra lagranjiyenin değişmez kalmasını sağlar. Bu yüzden bir alanın şöyle dönüştüğünü varsayalım:

$$\phi'(x) = U\phi(x) = e^{-i\alpha(x)}\phi(x). \quad [3.1]$$

Uzay-zaman koordinatlarına göre türevinin dönüşümler altında değişimi şu şekildedir:

$$\partial^\mu \phi'(x) = \partial^\mu \left(e^{-i\alpha(x)}\phi(x) \right) = e^{-i\alpha(x)}\partial^\mu \phi(x) + \phi(x)(-i\partial^\mu \alpha(x))e^{-i\alpha(x)}. \quad [3.2]$$

Genel Lagranjiyen $L_0(\phi, \partial^\mu, \phi)$ gibi yazıldığından yerel ayar dönüşümleri altında değişmez kalmaz. Lagranjiyenin değişmemesi için ayar alanının da dönüşümünü tanımlamak gereklidir. Bu dönüşümü şu şekilde tanımlayabiliriz:

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha(x). \quad [3.3]$$

Alanın bu şekilde dönüştüğünü farz edersek türev tanımını kovaryant türev haline aşağıdaki gibi getirebiliriz.

$$D_\mu \phi(x) \equiv [\partial_\mu + ieA_\mu(x)]\phi(x) \quad [3.4]$$

Bu operatörün dönüşümü şu şekildedir:

$$[D_\mu \phi(x)]' = U[\partial_\mu + ieA_\mu(x)]\phi(x) = UD_\mu \phi. \quad [3.5]$$

Bu denklem kovaryant türev ile alanların benzer şekilde dönüştüğünü gösterir. Bu şekilde tanımlanan yerel ayar değişmezliği bu teoriye yeni alanlar eklemekte ve madde ile bu alanlarının etkileşmesini göstermektedir. Böyle bir yerel ayar değişmezliği ile etkileşmelerin kökeni açıklanabilir.

Zayıf etkileşmeler pariteyi korumamaktadır. Bu yüzden sistem için yazılan alanların sol ve sağ elliliğe sahip alanlar olarak göz önüne almamız gerekmektedir. Sol ve sağ elliliğe sahip alanlar aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \Psi_\nu \\ \Psi_e \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Psi_\nu \\ \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Psi_e \end{pmatrix} \quad [3.6]$$

$$\Psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\Psi_e. \quad [3.7]$$

Yukarıda görüleceği üzere bir aileli durum için elektron ve nötrinosu sol elli olarak bir ikili halinde yazılabilir. Sağ elli nötrinoların varlığı henüz deneysel olarak ispatlanamamıştır. Bundan dolayı sağ elli elektron tanımı tekli bir yapıda yazılır.

Sağ ve sol ellilik bir parçacığın iki değişik görüntüsü olarak tasvir edilebilir. Teoriye bütün parçacıklar için yazılan yeni bir kuantum sayısı olan izospin kavramı ilave edilebilir. Yük ile zayıf izospinin üçüncü bileşeni arasında Gell-Mann Nishijima bağıntısı Y hiperyük olmak üzere şu şekilde tanımlanır:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y. \quad [3.8]$$

$$Y = B + S \quad [3.9]$$

Herhangi bir fermiyon ikilileri ve teklileri ile skaler alanların ikililerinin çeşitli özellikleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Çizelge 3.4 Fermiyon teklileri ve ikilileri ile skaler alan ikililerinin zayıf izospin, izospinin üçüncü bileşeni, hiperyük ve elektrik yükleri

	I^w	I_3^w	Y	Q
$\begin{pmatrix} \psi_{\nu L} \\ \psi_{eL} \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
ψ_{eR}	0	0	-1	-1
$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

Elektrozayıf teoriyi oluşturmak için tek aile durumunda $U_Y(1) \times SU_L(2)$ altında lagranjiyeni şu şekildedir:

$$L_0 = \bar{\psi}_L i \partial \psi_L + \bar{\psi}_R i \partial \psi_R + (\partial_\mu \phi^\dagger)(\partial^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) - f_e (\bar{\psi}_L \phi \psi_R + \bar{\psi}_R \phi \psi_L). \quad [3.10]$$

Bu lagranjiyede kütle eksiktir. Eğer lagranjiyene bir kütle terimi eklememiz gerekirse sağ ve sol elli alanlar cinsinden lagranjiyene eklenecek kütle terimi ancak şu şekilde olmalıdır:

$$m \bar{\psi} \psi = m (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L). \quad [3.11]$$

Bu şekilde seçilen terimin dönüşümler açısından önemli bir sorunu var. Sol ve sağ elli alanlar $U_Y(1) \times SU_L(2)$ dönüşümü altında farklı şekilde dönüşürler. Bu yüzden bu şekilde seçilen terim bu dönüşüm altında iyi tanımlı değildir. O zaman teoremin gerçek bir fiziksel sistemi ifade edebilmesi için bir şekilde kütle terimlerini de içermesi gerekmektedir. Bu tür bir zorluk 3.10 denkleminde gösterildiği gibi yeni eklenen skaler alanlardan oluşan bir potansiyelin ve fermiyonlar ile skaler alanın etkileşme terimlerinin teoriye ilave edilmesiyle üstesinden gelebilir.

Kendiliğinden simetri kırılmasını sağlayacak böyle bir potansiyelin açık tanımlarsak şöyle olacaktır:

$$V(\phi^\dagger \phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad [3.12]$$

$U_Y(1) \times SU_L(2)$ yerel ayar dönüşümleri altında sol elli, sağ elli ve skaler parçacıkların dönüşümleri şöyledir:

$$\begin{aligned}\psi'_L &= \exp\left[-\frac{i}{2}\vec{\tau}\vec{\alpha}(x) + \frac{i}{2}g'\theta(x)\right]\psi_L \\ \psi'_R &= \exp[i g'\theta(x)]\psi_R \\ \phi' &= \exp\left[-i\frac{g}{2}\vec{\tau}\vec{\alpha}(x) + \frac{i}{2}g'\theta(x)\right]\phi.\end{aligned}\tag{3.13}$$

$U_Y(1) \times SU_L(2)$ ayar dönüşümleri altında tek aileli durum için yerel ayar değişmez lagranjiyen şu hale gelir:

$$\begin{aligned}L &= \bar{\psi}_L i \left(\not{\partial} + \frac{i}{2}\vec{\tau}\vec{A} - \frac{i}{2}g'\vec{B} \right) \psi_L + \bar{\psi}_R i (\not{\partial} - i g'\vec{B}) \psi_R \\ &+ \left[\left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\tau}\vec{A}_\mu + \frac{i}{2}g'B_\mu \right) \Phi \right]^\dagger \left[\left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\tau}\vec{A}_\mu + \frac{i}{2}g'B_\mu \right) \Phi \right] \\ &- V(\phi^\dagger\phi) - f_e(\bar{\psi}_L\phi\psi_R + \bar{\psi}_R\phi\psi_L) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^i G_i^{\mu\nu}.\end{aligned}\tag{3.14}$$

Bu lagranjiyen deki \vec{A} ve B alanları teorinin ayar değişmez kalması için eklenen ayar alanlarıdır. İkinci satırda terimler ise skaler alanların kovaryant türevleridir. Son satırda olan terimlerden birinci terim skaler potansiyeli, ikinci terim skaler alan ile fermiyonların etkileşme terimlerini ve son terim ise alanların serbest enerji kısımlarını gösterir. Son terimde yer alan alan tensörleri şu şekilde tanımlanır:

$$\begin{aligned}F_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ G_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i + g\epsilon^{ikl}A_\mu^k A_\nu^l.\end{aligned}\tag{3.15}$$

Lagranjiyende bulunan bütün fermiyonlar $SU_L(2)$ dönüşümü altında tekli veya ikili olarak bulunabileceğinden dolayı eklenecek olan fermiyonlarla Yukawa etkileşimi yapabilecek skaler alan ikili veya üçlü olabilir. Üçlü skaler alan fermiyonlara kütle kazandırabilecek bir etkileşim yapamaz. Bu yüzden eklenen yeni skaler alan ikili şeklinde olmalıdır (Burgess 2007).

$$V(\phi^\dagger\phi) = -\mu^2(\varphi^-\varphi^+ + \bar{\varphi}^0\varphi^0) + \lambda(\varphi^-\varphi^+ + \bar{\varphi}^0\varphi^0)^2\tag{3.16}$$

Skaler potansiyelin minimum noktası türevinin sıfır olduğu noktadır:

$$\frac{\partial V(\phi^\dagger\phi)}{\partial\phi} = 0 \quad [3.17]$$

Alanlar cinsinden bu şart şu şekli alır:

$$\varphi^-\varphi^+ + \varphi^+\varphi^- = \frac{\mu^2}{2\lambda}. \quad [3.18]$$

Skaler alanları reel alanlar cinsinden ikililer şeklinde şu şekilde tanımlayalım:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad [3.19]$$

Tanımladığımız bu alanlar cinsinden 3.18 denklemini şu şekilde yazarız:

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2 = \frac{\mu^2}{\lambda}. \quad [3.20]$$

Potansiyelin taban durumu 3.20 denkleminde anlaşılacağı gibi dejeneredir. Bu yüzden potansiyelin bileşenleri arasında bir seçim yapabiliriz. Üç durumun sıfır olduğu bir durumun sıfırdan farklı olduğu aşağıdaki gibi bir durum olsun.

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \quad \phi_3 = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} = \eta. \quad [3.21]$$

Bu durumda alanın vakum beklenen değeri şu şekilde olur:

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix}. \quad [3.22]$$

Bu beklenen değeri düzenlemek için skaler alanlar yeniden şu şekilde tanımlanabilir:

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \exp\left(i\frac{\vec{\tau}\vec{\xi}}{\sqrt{2}}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\eta+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad [3.23]$$

Burada $H(x)$ reel Higgs alanı, $\eta = 246 \text{ GeV}$ ise sabit vakum beklenen değeridir. Fiziksel alanlar için vakum beklenen değeri şu şekildedir:

$$\langle 0|\xi_i|0\rangle = 0, \quad \langle 0|H|0\rangle = 0. \quad [3.24]$$

Vakum beklenen değeri için yeni bir ayar seçimi yapabiliriz. Alanın bu şekilde seçilmesi ayar değişmezliğinin sabit kalmasını sağlar. 3.23 denkleminin daha basit hale getiren üniter ayar seçimini şu şekilde alırsak:

$$\alpha(x) = \xi_i(x), \quad \theta(x) = 0. \quad [3.25]$$

Bu ayar seçimi altında alanların dönüşümü şu hale indirgenir:

$$\begin{aligned} \psi'_L &= \exp\left[-\frac{i}{2}\vec{\tau}\vec{\xi}(x)\right]\psi_L \\ \psi'_R &= \psi_R \\ \phi' &= \exp\left[-i\frac{g}{2}\vec{\tau}\vec{\xi}(x)\right]\phi. \end{aligned} \quad [3.26]$$

Skaler alanların bu şekilde seçimi sonucunda alan bileşenlerinin üç tanesi sıfır değerini alırlar. Bu kütleli alanlara Goldstone bozonları denmektedir.

3.3 Ayar Bozonları ve Fermiyonların Kütle Kazanması

Skaler bozonların serbest enerji ve ayar bozonları ile etkileşme terimi şu şekildedir:

$$L_\phi = \left[\left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\tau}\vec{A}_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu\right)\Phi\right]^\dagger \left[\left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\tau}\vec{A}_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu\right)\Phi\right]. \quad [3.27]$$

Bunu Lagranjiyeni Higgs ve diğer alanlar türünden yazılırsa:

$$L_\phi = \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \phi^\dagger \left(\frac{g^2}{4}(\vec{\tau}\vec{A}_\mu)^2 + \frac{g'^2}{4}(B_\mu)^2 + \frac{gg'}{2}\vec{\tau}\vec{A}_\mu B^\mu\right)\phi. \quad [3.28]$$

olur. ϕ alanı için vakum ve Higgs alanını yerine koyulursa:

$$L_\phi = \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{1}{2}(\eta + H(x))^2 \left(\frac{g^2}{4} \vec{A}_\mu \vec{A}^\mu + \frac{g'^2}{4} (B_\mu)^2 - \frac{gg'}{2} A_\mu^3 B^\mu \right) \quad [3.29]$$

halini alır. Alan bileşenleri için şu tanımı yapalım:

$$(A_\mu^1)^2 + (A_\mu^2)^2 = 2W_\mu^+ W_\mu^-, \quad [3.30]$$

3.29 denklemindeki son parantezin son terimi şu şekilde yazılırsa:

$$(Z_\mu \quad A_\mu^Y) \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(g^2 + g'^2) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu^Y \end{pmatrix}, \quad [3.31]$$

yeni alan bileşenleri şu hali alır:

$$\begin{aligned} Z_\mu &= A_\mu^3 \cos \theta - B_\mu \sin \theta \\ A_\mu^Y &= A_\mu^3 \sin \theta + B_\mu \cos \theta. \end{aligned} \quad [3.32]$$

Bu alan terimleri için incelediğimiz terim,

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{1}{2}(\eta + H(x))^2 \left(\frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{(g^2 + g'^2)}{4} Z_\mu Z^\mu \right), \quad [3.33]$$

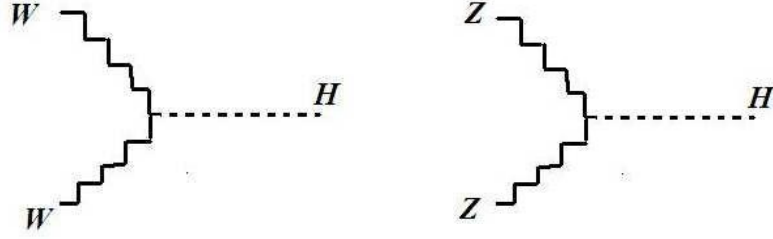
bu terimi biraz daha açarsak şu hali alır:

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2} (2\eta H(x) + H^2(x)) \left(\frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{(g^2 + g'^2)}{4} Z_\mu Z^\mu \right). \quad [3.34]$$

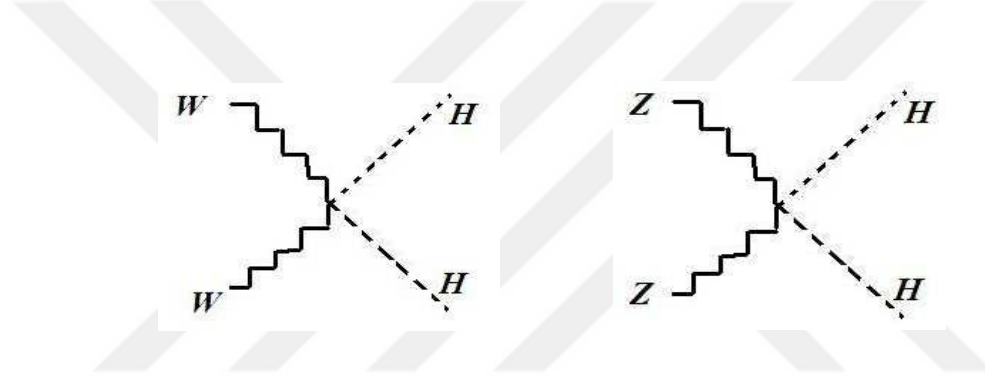
Bu denklemdeki vakum beklenen değeri ile bağlaşım sabiti yeniden tanımlanarak kütle terimleri olarak gösterilir. Kütle terimleri ,

$$M_W = \frac{g\eta}{2}, \quad M_Z = \frac{\eta(g^2 + g'^2)}{2}, \quad M_A^Y = 0 \quad [3.35]$$

ile verilir. 3.34 denkleminin son iki terimi Higgs alanı ile zayıf ayar bozonlarının etkileşme terimlerini vermektedir. Bu ifadeden çıkan üçlü etkileşme köşeleri Şekil 3.1’de, dörtlü etkileşme köşeleri ise Şekil 3.2’de verilmiştir.



Şekil 3.1 Zayıf ayar bozonları ile Higgs alanının üçlü etkileşme köşeleri.



Şekil 3.2 Zayıf ayar bozonları ile Higgs alanının dörtlü etkileşme köşeleri.

Higgs alanının kütle ve etkileşme terimleri

$$V(\phi^\dagger\phi) = -\frac{\mu^2}{4\lambda} + \mu^2 H^2 + (\lambda\eta)H^3 + \frac{\lambda}{4}H^4 \quad [3.36]$$

şeklindedir. Şimdi de 3.14 lagranjiyeninde ki fermiyon skaler bozon etkileşme lagranjiyenini inceleyelim.

Bir aile için fermiyon ve skaler bozon arasındaki etkileşme terimini şöyle yazabiliriz:

$$-f_e = [\bar{\psi}_L\phi\psi_R + \bar{\psi}_R\phi\psi_L] = -\left[\frac{f_e\eta}{4\lambda}\bar{\psi}_e\psi_e + \frac{f_e}{\sqrt{2}}\bar{\psi}_e\psi_e H(x)\right]. \quad [3.37]$$

Bu denklemdeki birinci terim fermiyon kütle terimi, ikinci terim ise Higgs bozonu ile fermiyonun etkileşme terimidir. Fermiyon kütle terimi ayar bozonlarının 3.35 denklemindeki kütle terimine benzer bir seçim yapılırsa fermiyonların kütle terimi

$$m_e = \frac{f_e \eta}{\sqrt{2}} \quad [3.38]$$

olur.

3.4 Etkileşme Terimleri

3.4.1 Fermiyon ayar bozonu etkileşme terimleri

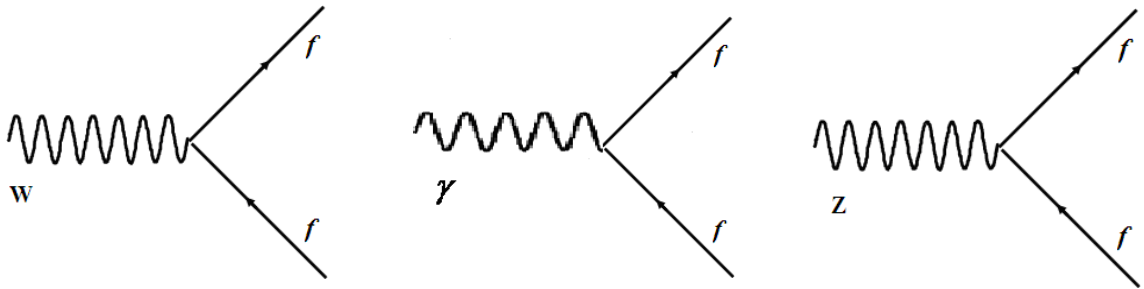
Fermiyon ayar bozonu etkileşme terimi şu şekildedir:

$$L_{fB} = \bar{\psi}_L i \left(\not{\partial} + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{\mathcal{A}} - i \frac{g}{2} \mathcal{B} \right) \psi_L + \bar{\psi}_R i (\not{\partial} - ig' \mathcal{B}) \psi_R. \quad [3.39]$$

Bu terim simetri kırılmasından sonraki yeni alanlar için yazılırsa aşağıdaki hali alır,

$$\begin{aligned} L_{fB} = & i \bar{\psi}_{\nu L} \not{\partial} \psi_{\nu L} + i \bar{\psi}_e \not{\partial} \psi_e \\ & + \frac{g}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_{\nu L} \gamma^\mu \psi_{eL} W_\mu^- + \bar{\psi}_{eL} \gamma^\mu \psi_{\nu L} W_\mu^+] - \bar{\psi}_{\nu L} \gamma^\mu \psi_{\nu L} Z_\mu \left(\sqrt{g^2 + g'^2} \right) \\ & - \frac{1}{2} \left(\sqrt{g^2 + g'^2} \right) \bar{\psi}_e \gamma^\mu \left(-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_w + \frac{1}{2} \gamma^5 \right) \psi_e Z_\mu + \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_e A_\mu^Y. \end{aligned} \quad [3.40]$$

Bu etkileşmelerin Feynman diyagramları şu şekilde çizilir:



Şekil 3.3 Fermiyon ayar bozonu etkileşme köşeleri.

3.4.2 Ayar bozonlarının kendi aralarında etkileşme terimleri

3.14 lagranjiyen denkleminde ki alanların serbest enerji terimlerini ele alalım,

$$L_F = -F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}[G_{\mu\nu}^1 G_1^{\mu\nu} + G_{\mu\nu}^2 G_2^{\mu\nu} + G_{\mu\nu}^3 G_3^{\mu\nu}] \quad [3.41]$$

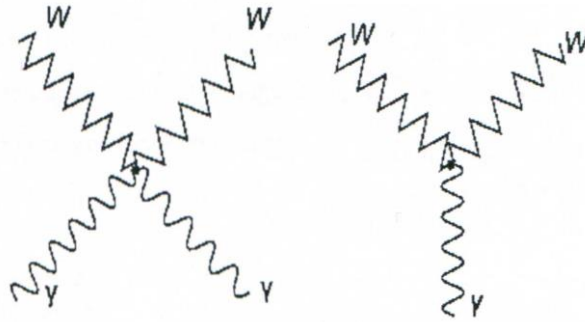
bu ifadedeki ilk terimi ve parantez içindeki son terimi toplayalım,

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + G_{\mu\nu}^3 G_3^{\mu\nu} &= (\partial_\mu A_\nu^\gamma - \partial_\nu A_\mu^\gamma)(\partial^\mu A_\nu^\gamma - \partial^\nu A_\mu^\gamma) + (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu)(\partial^\mu Z_\nu - \partial^\nu Z_\mu) \\ &\quad + 2ig[\sin\theta(\partial_\mu A_\nu^\gamma - \partial_\nu A_\mu^\gamma) + \cos\theta(\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu)][W^{+\mu}W^{-\nu} - W^{-\mu}W^{+\nu}] \\ &\quad - 2g^2[(W_\mu^+ W^{+\mu})(W_\nu^- W^{-\nu}) - (W_\mu^+ W^{-\mu})^2], \end{aligned} \quad [3.42]$$

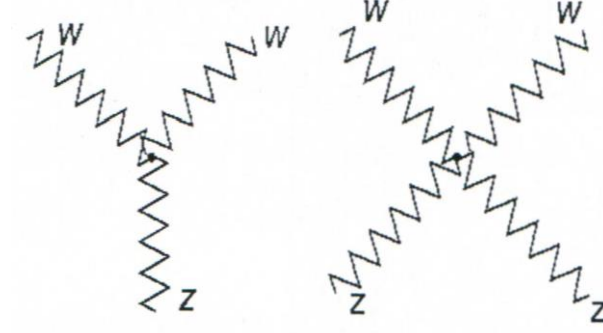
geriye kalan terimleri ise:

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^1 G_1^{\mu\nu} + G_{\mu\nu}^2 G_2^{\mu\nu} &= 2(\partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+)(\partial^\mu W^{-\nu} - \partial^\nu W^{-\mu}) \\ &\quad + 2ig - (\partial_\mu W_\nu^- - \partial_\nu W_\mu^-)W^{+\mu} + (\partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+)W^{-\mu}](A^\nu \sin\theta + Z^\nu \cos\theta) \\ &\quad + 4g^2[(W_\mu^+ W^{-\mu})(A_\nu \sin\theta + Z_\nu \cos\theta)(A^\nu \sin\theta + Z^\nu \cos\theta) - \\ &\quad - W_\mu^+ W_\nu^- (A^\mu \sin\theta + Z^\mu \cos\theta)(A^\nu \sin\theta + Z^\nu \cos\theta)] \end{aligned} \quad [3.43]$$

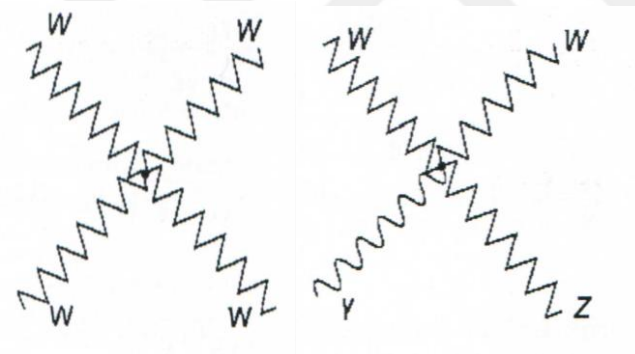
şeklinde düzenleyebiliriz. Ayar bozonlarının kendi aralarındaki etkileşme terimleri için Feynman diyagramları şu şekilde çizilir.



Şekil 3.4 W^\pm bozonu ve foton arasındaki etkileşme köşeleri.



Şekil 3.5 W^\pm bozonu ve Z^0 bozonu arasındaki etkileşme köşeleri.



Şekil 3.6 Ayar bozonlarının kendi aralarında diğer etkileşme köşeleri.

4. KOMPAKT DOĞRUSAL ÇARPIŞTIRICI (CLIC)

Hızlandırıcıların genel amacı parçacıkların iç yapılarını anlama çabasıdır. Yüksek enerjili hızlandırıcılar bu amaca en büyük katkı sağlayan çok büyük makinelerdir.

Bu uğraşın ilk aşamaları teorik olarak fiziksel olayları açıklamak olmuştur. Sonuçta SM ve SM ötesi denilen modeller ortaya atılmıştır. Bu modellerin deneysel olarak kanıtlanması ancak bu yüksek enerjili hızlandırıcılarla mümkündür.

2008'de faaliyete geçen LHC (Large Hadron Collider) bu enerji boyutuna ulaşabilen ilk hızlandırıcıdır. LHC bir hadron çarpıştırıcısı olduğundan karışık arka planı nedeniyle birçok zorlukları vardır. Ancak lepton-antilepton çarpıştırıcılarında bu tür zorluklar temiz arka planı nedeniyle daha azdır. Ayrıca bu tür çarpıştırıcılarda kütle merkezi enerjisi temel parçacıklar üretilebilecek kadar yeterlidir. Elektrozayıf etkileşimleri küçük tesir kesitlerine rağmen bu tür çarpıştırıcılarda üretilebilirler. Örnek vermek gerekirse W^\pm ve Z^0 bozonları SPS proton-antiproton çarpıştırıcısında keşfedilmiştir. Elektrozayıf teori için ayrıntılı özellikleri kesin bir şekilde CERN'deki LHC den önceki LEP hızlandırıcısında bulunmuştur.

Hızlandırılıp çarpıştırılan parçacıkların türlerine göre iki ana tipte parçacık çarpıştırıcısı vardır: lepton çarpıştırıcıları ve hadron çarpıştırıcıları. Her bir çarpıştırıcı türü, parçacıkların farklı son hallerini üretebilir ve farklı fizik olaylarını inceleyebilir. Hadron çarpıştırıcılarının örnekleri Fermilab'da Tevatron (ABD), CERN'de ISR, CERN'de SPS ve CERN'deki LHC'dir. Lepton çarpıştırıcıların örnekleri BEPC II (Çin), DAFNE (İtalya), VEPP (Rusya), SLAC'deki (ABD) SLC'dir.

Hadronlar, daha karmaşık çarpışma olaylarına yol açan ve fizik ölçümlerinin ulaşılabilir hassasiyetini sınırlayan kuarklardan oluşan bileşik yapıdır. Lepton çarpışmalarında temel parçacıkları çarpıştığından her olayın başlangıç durumu bilinir ve daha yüksek hassasiyetli ölçümler elde edilir.

Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcı (CLIC), bir sonraki enerji sınırını keşfetmeyi amaçlayan gelecekteki doğrusal parçacık hızlandırıcısı için bir fikirdir. CLIC, elektronları pozitronlarla çarpıştıracaktır. Hızlandırıcı 11 km ile 50 km arasında, Kaliforniya, Amerika Birleşik Devletleri'ndeki mevcut Stanford Lineer Hızlandırıcı (SLAC) 'den on kattan daha uzun olacaktır. CLIC, CERN'de, Cenevre yakınlarında Fransa ve İsviçre arasındaki sınır boyunca inşa edilmesi ve ilk demetin LHC'nin 2035 civarında faaliyetlerini tamamladığı zamandan başlayarak üretilmesi önerilmektedir.

CLIC hızlandırıcısı, $100 \text{ MeV}/m$ 'lik bir hızlanma gradyanında özgün bir iki ışınlı hızlandırma tekniği kullanacak ve 3 TeV'e kadar olan üç merkez kütle enerjisinde çarpışmalar sağlayacaktır. CLIC, Standart Model özelliklerinin hassas ölçümleri ve yeni parçacıkların doğrudan algılanması yoluyla, parçacık fiziğinin Standart Modelinin ötesindeki yeni fiziği keşfetmeyi amaçlamaktadır. Çarpıştırıcı, tam LHC programının öngörülen kesinliğini aşan, elektro-zayıf durumlara üstün hassasiyet sunacaktır. Mevcut CLIC tasarımı, altta yatan fiziği daha da ayrıntılandıran elektron demeti polarizasyonu olasılığını içerir.

CLIC'nin 380 GeV, 1.5 TeV ve 3 TeV gibi farklı kütle merkezi enerjileri ile çalıştırılması öngörülmektedir. CLIC doğrusal çarpıştırıcısı yeni enerji sınırlarının keşfine izin verecek, cevapsız sorunlara olası çözümler sunacak ve mevcut anlayışımızın ötesinde yeni fizik kanıtları sunabilecektir.

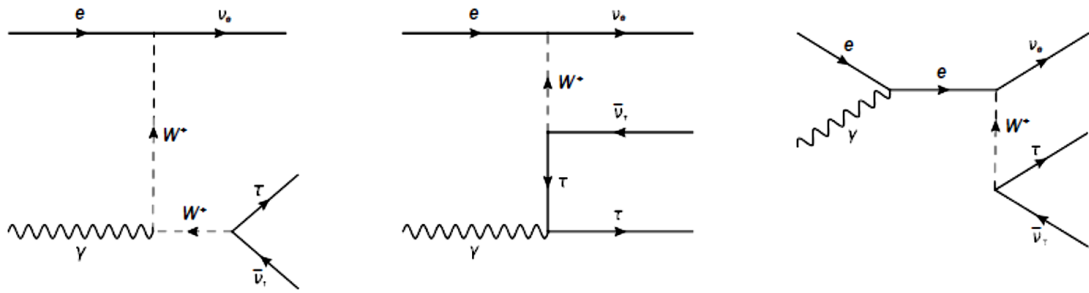
5. CLIC'TE TAU LEPTONUN ELEKTROMANYETİK ÖZELİKLERİNİN İNCELENMESİ

CLIC'in 0,5-3 TeV enerji aralığında çalışan ve e^+e^- çarpışması için gelecekte yapılması planlanan bir çarpıştırıcıdır (Accomando vd. 2004; Dannheim 2012; Abramowicz 2013). Bu çalışmada CLIC gibi gelecekte yapılması planlanan yüksek enerjili ve ışınılıklılı doğrusal çarpıştırıcılarda tau leptonunu anomal elektrik ve manyetik dipol momentleri incelenmiştir. RHIC ve HERA'da olduğu gibi demet polarizasyonu bu tür hesaplamalarda önemli bir katkı sağlayabilir. Gelecekte yapılması planlanan doğrusal hızlandırıcılarda %80 lepton demeti polarizasyonuna ulaşılması planlanmaktadır. Bu çalışmada demetlerden birinin polarizasyonu değeri %-80 olarak alınmıştır (%-80'nin anlamı demetin yüzde sekseni sol elli leptonlardan oluşmasıdır.)

Tez çalışmasının bu kısmında, tau leptonların anomal elektrik ve manyetik dipol momentleri $e^-\gamma \rightarrow \nu_e\tau\bar{\nu}_\tau$ ve $e^+e^- \rightarrow e^+\gamma^*e^- \rightarrow e^+\nu_e\tau\bar{\nu}_\tau$ süreçleri aracılığıyla incelenmiştir. Burada ilk süreçteki γ Compton geri-saçılan foton, ikinci süreçteki γ^* ise Weizsacker-Williams fotonudur. Bu süreçler tekli tau lepton üretiminde en etkin süreçlerden ikisidir. Gerçek fotonlu $\gamma\gamma$ ve $e\gamma$ çarpışma modları doğrusal çarpıştırıcılarda elde edilebilir. Gerçek foton demetleri lazer fotonlarının Compton geri saçılmasıyla doğrusal elektron demetinden elde edilirler. Ayrıca, bu foton demetlerinin çoğu yüksek enerji bölgesinde olabilir (Ginburg 1983; Telnov 1990).

Standart Model ötesi yeni fiziği araştırmak amacıyla $e\gamma^*$ ve $\gamma^*\gamma^*$ etkileşimleri doğrusal çarpıştırıcılarda gözlenebilir. Bu süreçler şöyle gerçekleşmektedir: Gelen elektronlardan ya da pozitronlardan yayımlanan yarı gerçek fotonlar diğer yarı gerçek fotonlar, elektronlar veya pozitronlar ile etkileşirler. Gelen elektronlardan yayımlanan fotonlar demet doğrultusundan çok küçük açılarda saçılırlar. Bu fotonlar çok düşük sanallığa sahiptirler. Bundan dolayı bu fotonlara yarı gerçek foton denilmektedir. Öyleyse, $\gamma\gamma$ veya $e\gamma$ çiftleri X üretmek amacıyla $\gamma^*\gamma^* \rightarrow X$ veya $\gamma^*e^- \rightarrow X$ alt süreçleri aracılığıyla birbirleri ile etkileşmektedirler. Eşdeğer foton yaklaşımı (EFY) olarak bilinen Weizsacker-Williams yaklaşımı (WWY) teorik hesaplamaları CLIC'de tatminkar ölçüde kullanılabilir (Brodsky vd. 1971; Terazawa 1973; Budnev 1974; Piotrkowki 2001; Baur 2002). Hesaplamalarımızda $Q_{max}^2 = 2 GeV^2$ uyguladık. Eşdeğer foton yaklaşımı basit

nümerik tahminler elde etmeyi amaçlayan basit formüllere sahiptir. Ek olarak, bu yöntem $e^+e^- \rightarrow e^+Xe^-$ sürecinin tesir kesitinin, $e^-\gamma^* \rightarrow X$ alt sürecinin tesir kesitini kullanarak yaklaşık olarak elde etmek mümkündür. Bu yöntem deneylerde bir kolaylık sağlamaktadır. Bu süreçteki X parçacığı son durumda ortaya çıkabilecek parçacıkları simgelemektedir. Bu etkileşimler yalnızca elektromanyetik etkileşimleri içerirler. Bundan dolayı deneysel verilerin analizi çok daha kolaydır.



Şekil 5.1 $e^-\gamma \rightarrow \nu_e \tau \bar{\nu}_\tau$ alt süreci için Feynman diyagramları.

Şekil 5.1’de verilen Feynman diyagramlarından anlaşılacağı üzere incelenen süreçte $\tau\bar{\tau}\gamma$ köşesi sadece ikinci diyagramda vardır. Burada ki foton Compton geri saçılma fotonu yada Weizsacker-Williams fotonu olabilir. Compton geri saçılma fotonu kütle kabuğunda ($q^2 = 0$) olduğundan 1.7 yaklaşımı bu süreç için uygundur. Ek olarak, Weizsacker-Williams yaklaşımında ise lepton demetleri çok küçük açılarla saçılırlar. Eğer, saçılan elektronlar gözlenirse, bunların en büyük ve en küçük enerji değerleri ölçülebilir. Diğer durumda ise, üretilen son durum parçacıklarının enerji ve momentum kesilimlerini kullanarak fotonların en düşük enerjileri tespit edilebilir. Weizsacker-Williams yaklaşımında foton sanallığı şöyle elde edilebilir;

$$q^2 = Q_{min}^2 + \frac{q_t^2}{1-x}. \quad [5.1]$$

Bu ifadede q_t fotonun enine momentumudur. $x = E_\gamma/E_e$ foton enerjisinin gelen elektronun enerjisine oranıdır. Q^2 ise $Q^2 = -q^2$ ’dir. Q_{min}^2 ise şu şekilde verilir;

$$Q_{min}^2 = \frac{m_e^2 x^2}{1-x}. \quad [5.2]$$

Burada m_e elektronun kütlesidir. Elektronun kütlesi çok küçük olduğundan Q_{min}^2 çok küçüktür. Ayrıca, elektron çok küçük açıyla saçıldığı için enine momentumu da çok küçük olur. Bu yüzden, momentum korunumundan saçılan fotonların enine momentumu da çok küçük olur. Bunları dikkate aldığımızda Weizsacker-Williams yaklaşımındaki fotonların sanallıkları çok küçük olur. Sanallıkları küçük olan bu fotonlara yarı gerçek fotonlar denir.

DELPHI grubu tarafından $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ süreci yardımıyla tau leptonunun elektromanyetik momentleri incelenmiştir (Abdallah vd. 2004). Bu incelemede uygun deneysel yöntemler kullanılmış ve sonuç olarak fotonların sanallıkları %90 oranında $1 GeV^2$ olarak elde etmişlerdir. Bundan dolayı, bu çalışmada fotonların maksimum sanallıklarını $2 GeV^2$ olarak alınmıştır.

Bununla beraber, BELLE grubu tarafından $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ süreci kullanılarak elektromanyetik dipol moment için limit değerler bulunmuştur (Inami vd.). Bu süreçte ki fotonların sanallıkları $q^2 = 100 GeV^2$ 'dir. Bu sanallık değeri çok yüksektir. Buna karşın, form faktörlerinin q^2 'ye bağlılığı dikkate alınmamıştır. 1.7 denkleminde belirtilen yaklaşımlar kullanılmıştır. Tau leptonunun elektromanyetik momentlerinin araştırılması açısından önerilen süreç, fotonların çok düşük sanallıkları olduğu için son derece uygundur.

Çalışmanın bu aşamasında hesaplamalarda şu sınırlamalar kullanılmıştır;

$$p_T^{v_e, \bar{v}_\tau} > 10 GeV$$

$$p_T^\tau > 20 GeV \quad [5.4]$$

$$|\eta_\tau| < 2,5 .$$

Anomal parametrelerin sınırlarını hesaplanırken kullanılan χ^2 fonksiyonu şu şekildedir;

$$\chi^2 = \left(\frac{\sigma_{SM} - \sigma(F_2, F_3)}{\sigma_{SM} \delta} \right)^2. \quad [5.5]$$

Bu ifadede yer alan $\sigma(F_2, F_3)$ SM ve yeni fiziğin dahil olduğu toplam tesir kesitidir.

Ayrıca $\delta = \sqrt{\delta_{ist}^2 + \delta_{sis}^2}$ ise sistematik ve istatistik hataların tümüdür. İstatistik hata ise $N = \sigma_{SM} \times DO \times L_{top}$ olmak üzere şu şekilde verilir;

$$\delta_{ist} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad [5.6]$$

Sistematik hata kaynakları üç tane olarak düşünülüp hesaplamalara eklenmiştir. Bunlardan ilki deneysel belirsizliklerdir. Fakat, araştırılan iki süreç için de CLIC raporlarında herhangi bir inceleme yoktur. Bu yüzden diğer deneylerde elde edilen belirsizlikler göz önünde bulundurulmuştur. DELPHI grubu tarafından $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ süreci incelenmiş ve bulunan sistematik hatalar Çizelge 5.1’de verilmiştir. Aynı süreç L3 grubu tarafından incelenmiş ve toplam sistematik hata %7-%9 aralığında bulunmuştur. LHC’de henüz $pp \rightarrow pp\tau^+\tau^-$ süreci için bir deneysel çalışma yapılmamıştır. Bu süreç yapılmamasına rağmen $pp \rightarrow pp\mu^+\mu^-$ süreci için deneysel çalışma yapılmıştır. Bu deneysel çalışmalar sonucunda sistematik hata oranı %4,8 olarak bulunmuştur. Ayrıca, LHC için yapılan bir fenomenolojik çalışmada, $pp \rightarrow pp\tau^+\tau^-$ süreci kullanılmış ve tau leptonun elektromanyetik dipol momentleri incelenmiştir. Bu çalışmada ise sistematik hata %2 olarak alınmıştır. CLIC’in yeni nesil bir hızlandırıcı olmasından dolayı bu hızlandırıcıda ki deneysel hataların mevcut deneysel sistematik hatalardan daha düşük olması düşünülmektedir.

Çizelge 5.1 DELPHI grubu tarafından verilen sistematik hatalar

	1997	1998	1999	2000
Tetikleme verimliliği	7.0	2.7	3.6	4.5
Seçme verimliliği	5.1	3.2	3.0	3.0
Arkaplan	1.7	0.9	0.9	0.9
Işınlık	0.6	0.6	0.6	0.6
Toplam	8.9	4.3	4.7	5.4

Sistematik hata kaynaklarından ikincisi ise tau leptonun belirlenmesinden kaynaklı olabilir. Tau leptonu bozunum kanalları birkaç tanedir. Leptonik bozunum kanalları hadronik bozunum kanallarına göre daha kolaydır. Çünkü hadronik bozunumlarda kuantum renk dinamiği (KRD)’nden kaynaklanan arka plan çok karmaşıktır. Hadronik bozunum kanalları diğer jetlerden yararlanılarak ayırt edilebilir. ATLAS ve CMS grupları bu amaçla bir çalışma yapmışlardır (Bagniaski 2008; Kalinowski 2009; Lui 2008). Tau belirleme verimliliği için çalışma ayrıca Uluslararası Büyük Dedektör (ILD) içinde ölçülmüştür (Tran vd.). Gerçekçi bir verimlilik elde etmek amacıyla seçilen süreçler ve seçilen kinematik parametreler için ayrıntılı bir çalışma yapılmalıdır. Bundan dolayı, bu çalışmada dedektörlerde leptonlar için kullanılan genel kinematik parametre sınırlamaları kullanılmıştır. Tau belirleme verimliliği sistematik hatalarla beraber göz önüne alınmıştır. Sistematik hata kaynaklarından üçüncüsü ise teorik belirsizlikler göz önünde bulundurulmuştur. Bu belirsizliklerden bir tanesi foton spektrumlarından kaynaklıdır. Diğer bir teorik belirsizlik kaynağı da SM halka (loop) hesaplarından kaynaklanabilir. $F_1 = 1, F_2 = 0$ ve $F_3 = 0$ ağaç seviyesi olarak adlandırılır. Ağaç seviyesi dışında ki halka etkileri SM ve yeni fizikten kaynaklanıyor olabilir. Bu durumda F_2, F_3 değerleri sıfırdan farklı olabilir. Örnek olarak, F_2 değeri şöyle verilir;

$$F_2(0) = a_\tau^{SM} + a_\tau^{NP}. \quad [5.7]$$

Bu denklemde, a_τ^{SM} Standart Modelden gelen katkıyı, a_τ^{NP} ise yeni fizikten gelen katkıyı göstermektedir (Achard 2004; Peresutti 2012). a_τ^{SM} Standart Model katkısı kuantum elektrodinamiği, elektrozayıf ve hadronik katkı olmak üzere üç kısımdan oluşur. Bunların

hepsi, Standart Model'in halka etkisinden gelir. Standart Model'in halka katkıları, tau leptonunun elektromanyetik köşe faktörü kullanılarak dikkate alınmıştır. Bu çalışmada bu sistematik hatalar göz önünde bulundurularak hesap yapılmıştır.

Alt bölümlerde $e^- \gamma \rightarrow \nu_e \tau \bar{\nu}_\tau$ ve $e^+ e^- \rightarrow e^+ \gamma^* e^- \rightarrow e^+ \nu_e \tau \bar{\nu}_\tau$ süreçleri vasıtasıyla yeni fizik parametreleri üzerine hassas sınırlar elde edilmiştir.

5.1 Compton Geri-Saçılan Foton Analizi

$e^- \gamma \rightarrow \nu_e \tau \bar{\nu}_\tau$ sürecindeki foton Compton geri saçılma fotonudur. Bu alt bölümde, bu süreç için nümerik sonuçlar elde edilmiştir. Bu nümerik incelemeleri yapmak amacıyla CalcHEP paket programlarından yararlanılmıştır (Belyaev 2003; Pukhov 2004). Hesaplamalarımızda kütle merkezi enerjilerini $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$, $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ ve $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ olarak alınmıştır.

Compton geri-saçılan fotonlar için foton dağılım fonksiyonu şu şekilde verilir,

$$f(x) = \frac{1}{g(\zeta)} \left[1 - x + \frac{1}{1-x} - \frac{4x}{\zeta(1-x)} + \frac{4x^2}{\zeta^2(1-x)^2} \right]. \quad [5.8]$$

Bu denklemde $g(\zeta)$ fonksiyonu aşağıdaki şekilde verilir;

$$g(\zeta) = \left(1 - \frac{4}{\zeta} - \frac{8}{\zeta^2} \right) \log(\zeta + 1) + \frac{1}{2} + \frac{8}{\zeta} - \frac{1}{2(\zeta+1)^2} \quad [5.9]$$

Bu $g(\zeta)$ fonksiyonundaki x , ζ ve x 'in maksimum değeri (x_{max}) şu şekilde verilir;

$$x = \frac{E_\gamma}{E_e}, \quad \zeta = \frac{4E_0 E_e}{m_e^2}, \quad x_{max} = \frac{\zeta}{1+\zeta} \quad [5.10]$$

Bu ifadelerde E_e Compton geri saçılmasından önceki elektronların enerjisi, E_0 ise gelen lazer fotonlarının enerjisidir. 5.8 denkleminin kullanılmasıyla tesir kesiti aşağıdaki bağıntı kullanılarak bulunur.

$$d\sigma = \int_{x_{min}}^{x_{max}} f(x) d\hat{\sigma}(\hat{s}) \quad [5.11]$$

Bu denklemde $x_{min} = m_\tau^2/s$ ve $\hat{s} = xs'$ dir.

Çizelge 5.2'de $e^- \gamma \rightarrow \nu_e \tau \bar{\nu}_\tau$ sürecinin analizi sonucunda bulunan a_τ parametresinin duyarlılık limitleri gösterilmiştir. Bu duyarlılık limitleri %95 güvenirlilik aralığında ve farklı CLIC ışınılıkları ve $\sqrt{s} = 0,5 TeV$, $\sqrt{s} = 1,4 TeV$ ve $\sqrt{s} = 3 TeV$ 'lik kütle merkezi enerjileri için gösterilmiştir. Çizelgede a_τ limitleri elde edilirken diğer parametre sıfır olarak alınmıştır. Burada ilk olarak gelen elektron demeti için polarize olmayan ($P_e = \%0$) elektron demeti kullanılmıştır. Elde edilen sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %1, %3, %5 sistematik hataları içerecek şekilde verilmiştir. Benzer şekilde, Çizelge 5.3'te $|d_\tau|$ için elde edilen sonuçlar verilmiştir. a_τ ve $|d_\tau|$ limitlerini kütle merkezi enerjilerinin ve ışınılıklara bağlı değiştiği çizelgelerden anlaşılmaktadır.

Çizelgeden görüleceği gibi, a_τ için bulunan limitler $\sqrt{s} = 1,4 TeV$ ve $L = 10 fb^{-1}$ durumları için güncel en iyi deney sonuçlarından daha iyidir (Özgüven, 2017). Kütle merkezi enerjisi arttırıldıkça duyarlılık limitlerinin daha iyi sonuçlar alındığı çizelgelerden görülmektedir.

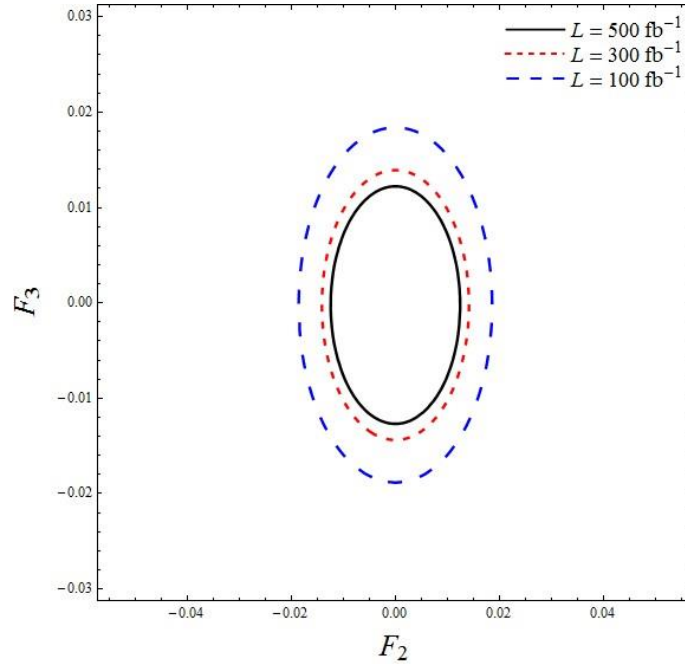
Çizelge 5.2 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \%0$ durumunda farklı kütle merkezi ve farklı CLIC ışınılık değerlerinde a_τ için % 95 güvenirlilik aralığında duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %1, %3, %5 sistematik hataları ile gösterilmiştir.

\sqrt{s} (TeV)	L (fb^{-1})	%0	%1	%3	%5
0,5	10	(-0,030; 0,029)	(-0,038; 0,038)	(-0,060; 0,060)	(-0,077; 0,077)
	100	(-0,017; 0,017)	(-0,035; 0,035)	(-0,060; 0,059)	(-0,077; 0,076)
	300	(-0,013; 0,013)	(-0,035; 0,034)	(-0,060; 0,059)	(-0,077; 0,076)
	500	(-0,011; 0,011)	(-0,035; 0,034)	(-0,059; 0,059)	(-0,077; 0,076)
1,4	10	(-0,011; 0,011)	(-0,014; 0,014)	(-0,023; 0,023)	(-0,029; 0,029)
	100	(-0,006; 0,006)	(-0,013; 0,013)	(-0,022; 0,023)	(-0,029; 0,029)
	500	(-0,004; 0,004)	(-0,013; 0,013)	(-0,022; 0,022)	(-0,029; 0,029)
	1500	(-0,003; 0,003)	(-0,013; 0,013)	(-0,022; 0,022)	(-0,029; 0,029)
3	10	(-0,005; 0,005)	(-0,006; 0,006)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)
	500	(-0,002; 0,002)	(-0,005; 0,005)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)
	1000	(-0,001; 0,002)	(-0,005; 0,005)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)
	2000	(-0,001; 0,001)	(-0,005; 0,005)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)

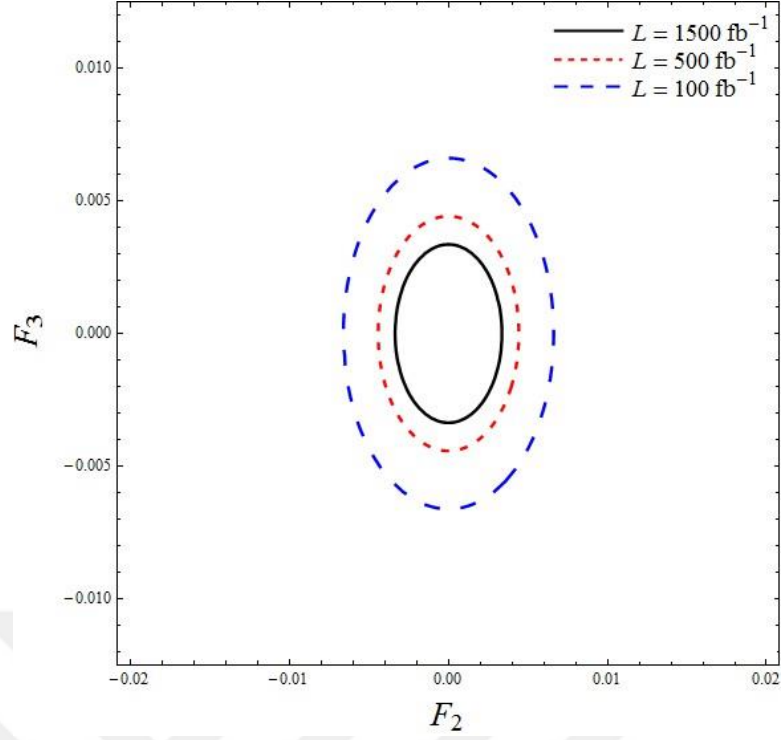
Çizelge 5.3 Çizelge 5.2 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için.

\sqrt{s} (TeV)	L (fb^{-1})	%0 (10^{-15})	%1 (10^{-15})	%3 (10^{-15})	%5 (10^{-15})
0,5	10	1,64	2,12	3,34	4,27
	100	0,92	1,92	3,30	4,25
	300	0,70	1,91	3,29	4,25
	500	0,62	1,90	3,29	4,24
1,4	10	0,59	0,79	1,26	1,61
	100	0,33	0,73	1,25	1,61
	500	0,22	0,72	1,24	1,61
	1500	0,17	0,72	1,24	1,61
3	10	0,26	0,33	0,51	0,65
	500	0,09	0,29	0,50	0,65
	1000	0,08	0,29	0,50	0,65
	2000	0,07	0,29	0,50	0,65

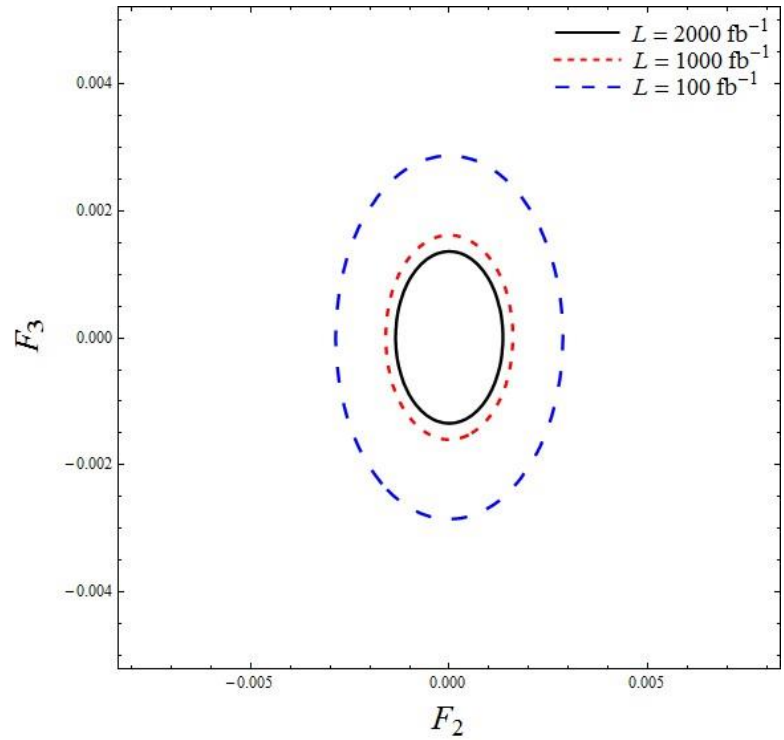
Şekil 5.2’de $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ için $L = 100, 300, 500 \text{ fb}^{-1}$ olduğu durumda $F_2 - F_3$ düzleminde limit konturları gösterilmiştir. Aynı şekilde Şekil 5.3’de $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ için $L = 100, 500, 1500 \text{ fb}^{-1}$ ve Şekil 5.4’de ise $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ için $L = 100, 300, 500 \text{ fb}^{-1}$ olduğu durumda $F_2 - F_3$ düzlemin de limit konturları gösterilmiştir. Bu şekillerin çiziminde polarize olmayan ($P_e = \%0$) elektron demetleri kullanılmıştır. Şekillerden anlaşıldığı gibi anomal çiftlenimler üzerine en iyi limitler Şekil 5.4’de gösterilen $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ ve $L = 2000 \text{ fb}^{-1}$ durumunda elde edilmiştir.



Şekil 5.2 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \%0$ ve $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



Şekil 5.3 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \%0$ ve $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ durumunda $\%95$ güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



Şekil 5.4 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \%0$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ durumunda $\%95$ güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.

İncelememizin bu kısmında polarize elektron demetleri de kullanılmıştır. Polarizasyona sahip elektron ve pozitron demetleri kullanılan süreç için tesir kesiti şu şekilde tanımlanabilir (Moortgat-Pick vd. 2008).

$$\sigma = \frac{1}{4}(1 - P_{e^+})(1 + P_{e^-})\sigma_{-1+1} + \frac{1}{4}(1 + P_{e^+})(1 - P_{e^-})\sigma_{-1+1} \quad [5.12]$$

Bu denklemde P_{e^-} elektron için polarizasyon derecesini ve P_{e^+} pozitron için polarizasyon derecesini göstermektedir. σ_{-1+1} ise -1 elektronu +1 de pozitronu simgelemek üzere belirlenmiş helisite ile elde edilen tesir kesitini gösterir. İncelenen süreç sadece zayıf etkileşmeyi içerdiğinden hesaplamalarımızda sadece sol eli elektronlar kullanılmıştır. Negatif helisiteli polarizasyonun toplam tesir kesitini yani elde edilebilecek duyarlılık sınırlarını arttırabilir. Bu yüzden elektron polarizasyon değeri sırasıyla $P_e = \% - 40$, $P_e = \% - 60$ ve $P_e = \% - 80$ olarak uygulanmıştır. İlk olarak elektron polarizasyon değeri $P_e = \% - 40$ olarak alınmıştır. Çizelge 5.4'de $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$, $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ 'lik kütle merkezi enerjileri ve farklı ışınılık değerleri için a_τ parametresinin %95 güvenirlilik aralığında duyarlılık sınırları sistematik hataları da göz önünde bulundurularak gösterilmiştir. Aynı şekilde Çizelge 5.5'de $|d_\tau|$ için elde edilen sınırlar gösterilmiştir. Tablolardan anlaşılacağı gibi, a_τ için bulunan duyarlılık sınırları polarize olmayan durumdan daha iyidir.

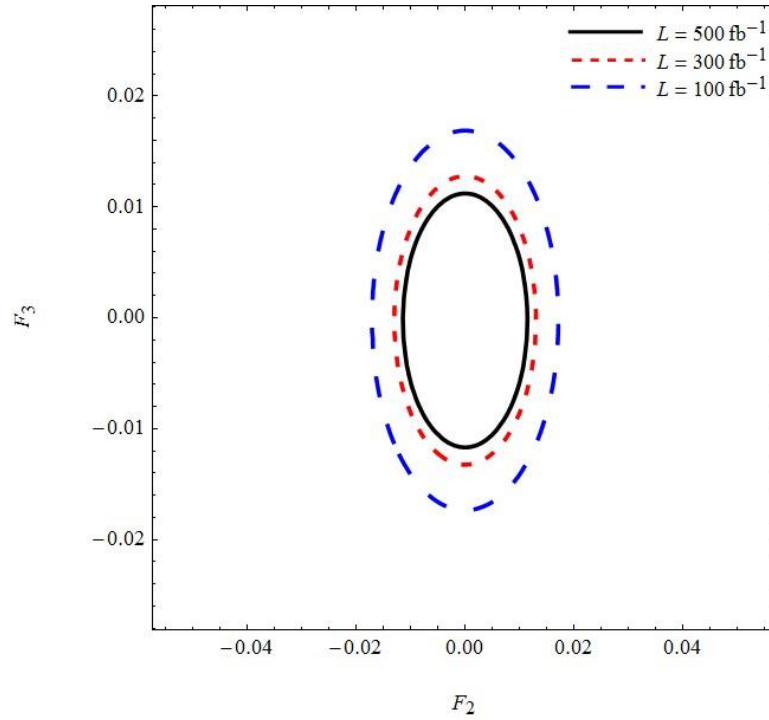
Çizelge 5.4 Compton geri saçılma fotonu ve $\% - 40$ polarize elektron demeti için %95 güvenirlilik derecesinde, farklı kütle merkezi enerjileri ve farklı CLIC ışınlıkları için a_τ duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %1, %3, %5 sistematik hataları ile gösterilmiştir.

\sqrt{s} (TeV)	L (fb ⁻¹)	%0	%1	%3	%5
0,5	10	(-0,027; 0,027)	(-0,037; 0,037)	(-0,060; 0,060)	(-0,077; 0,077)
	100	(-0,016; 0,015)	(-0,035; 0,034)	(-0,060; 0,059)	(-0,077; 0,076)
	300	(-0,012; 0,012)	(-0,035; 0,034)	(-0,060; 0,059)	(-0,077; 0,076)
	500	(-0,010; 0,010)	(-0,035; 0,034)	(-0,060; 0,059)	(-0,077; 0,076)
1,4	10	(-0,010; 0,010)	(-0,014; 0,014)	(-0,023; 0,023)	(-0,029; 0,029)
	100	(-0,006; 0,005)	(-0,013; 0,013)	(-0,023; 0,022)	(-0,029; 0,029)
	500	(-0,004; 0,004)	(-0,013; 0,013)	(-0,023; 0,022)	(-0,029; 0,029)
	1500	(-0,003; 0,003)	(-0,013; 0,013)	(-0,023; 0,022)	(-0,029; 0,029)
3	10	(-0,004; 0,004)	(-0,006; 0,006)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)
	500	(-0,002; 0,002)	(-0,005; 0,005)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)
	1000	(-0,001; 0,001)	(-0,005; 0,005)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)
	2000	(-0,001; 0,001)	(-0,005; 0,005)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)

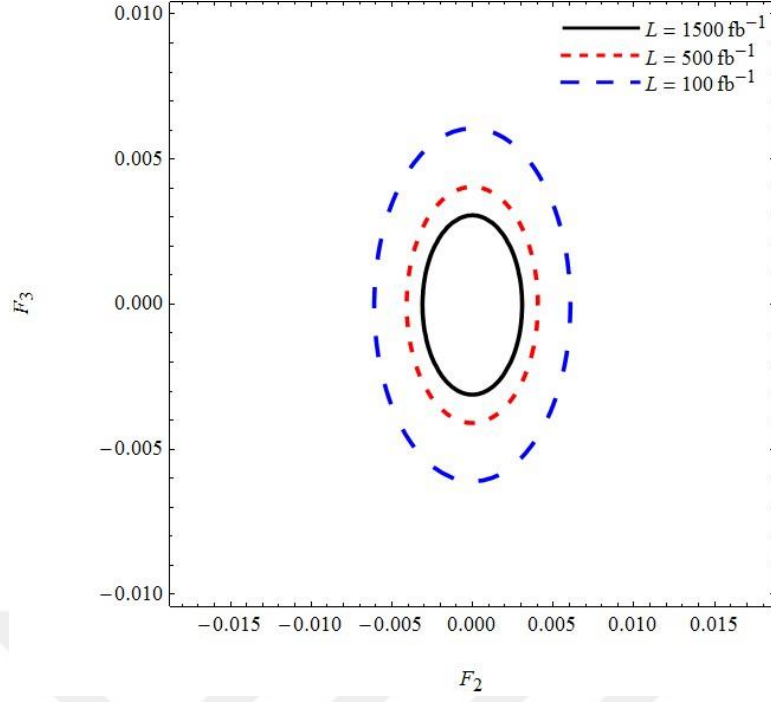
Çizelge 5.5 Çizelge 5.4 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için.

\sqrt{s} (TeV)	L (fb ⁻¹)	%0 (10 ⁻¹⁵)	%1 (10 ⁻¹⁵)	%3 (10 ⁻¹⁵)	%5 (10 ⁻¹⁵)
0,5	10	1,51	2,07	3,32	4,26
	100	0,85	1,92	3,29	4,25
	300	0,65	1,90	3,29	4,25
	500	0,57	1,90	3,29	4,24
1,4	10	0,54	0,77	1,25	1,61
	100	0,30	0,72	1,25	1,61
	500	0,20	0,72	1,25	1,61
	1500	0,14	0,72	1,24	1,61
3	10	0,23	0,32	0,51	0,65
	500	0,09	0,29	0,51	0,65
	1000	0,07	0,29	0,50	0,65
	2000	0,06	0,29	0,50	0,65

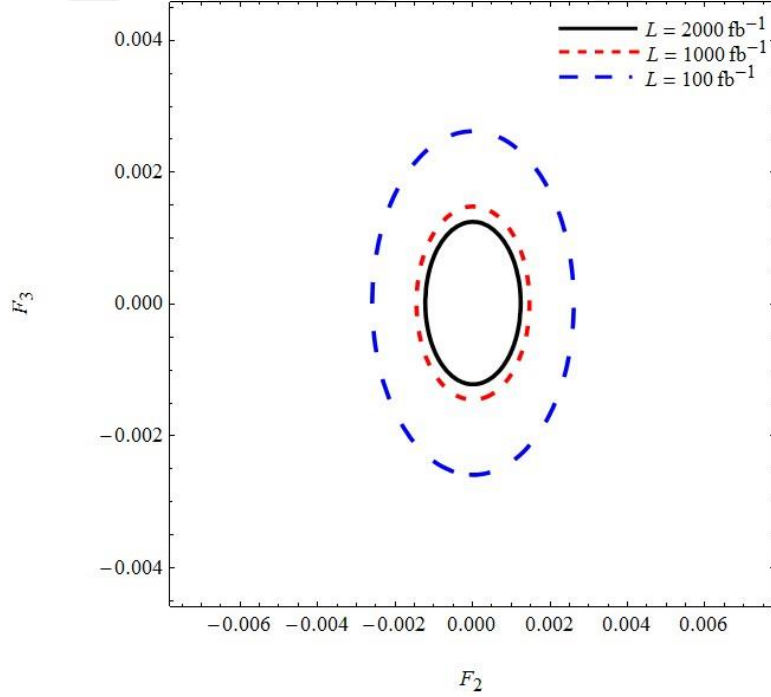
Şekil 5.5 , Şekil 5.6 ve Şekil 5.7’de, polarizasyon değeri $P_e = \% - 40$ olan elektron demeti için, sırasıyla $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjisi ve $L = 100, 300, 500 \text{ fb}^{-1}$ ışıklılık; $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ enerjisi ve $L = 100, 500, 1500 \text{ fb}^{-1}$ ışıklılık; $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ enerjisi ve $L = 500, 1000, 2000 \text{ fb}^{-1}$ ışıklılık durumlarında $F_2 - F_3$ düzleminde kontur limitlerini gösterilmiştir.



Şekil 5.5 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 40$ ve $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



Şekil 5.6 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 40$ ve $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



Şekil 5.7 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 40$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.

Şekil 5.5 ile Şekil 5.2 , Şekil 5.6 ile Şekil 5.3 ve Şekil 5.7 ile Şekil 5.4 karşılaştırıldığında, $P_e = \% - 40$ polarize olan demetlerden elde edilen $F_2 - F_3$ model parametrelerinin dışarlama bölgesinin polarize olmayan ($P_e = \%0$) elektron demetlerinin dışarlama bölgesinden daha geniş olduğu anlaşılmaktadır. İkinci olarak elektron polarizasyon değeri $P_e = \% - 60$ olarak alındı. Çizelge 5.6’da $\sqrt{s} = 0,5 TeV$, $\sqrt{s} = 1,4 TeV$ ve $\sqrt{s} = 3 TeV$ ’lik kütle merkezi enerjileri ve farklı luminositi değerleri için a_τ parametresinin %95 güvenilirlik derecesinde hassasiyet sınırları sistematik hataları da göz önünde bulundurularak gösterilmiştir. Aynı şekilde Çizelge 5.7’de $|d_\tau|$ için elde edilen sınırlar gösterilmiştir. Çizelgelerden anlaşılacağı gibi, anomal çiftlenimler üzerine elde edilen duyarlılık sınırları polarize olmayan ve $\% - 40$ polarize durumlarında daha iyidir.

Çizelge 5.6 Compton geri saçılma fotonu ve $\% - 60$ polarize elektron demeti için %95 güvenilirlik aralığında, farklı kütle merkezi enerjileri ve farklı CLIC ışınılıkları için a_τ duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %1, %3, %5 sistematik hataları ile gösterilmiştir.

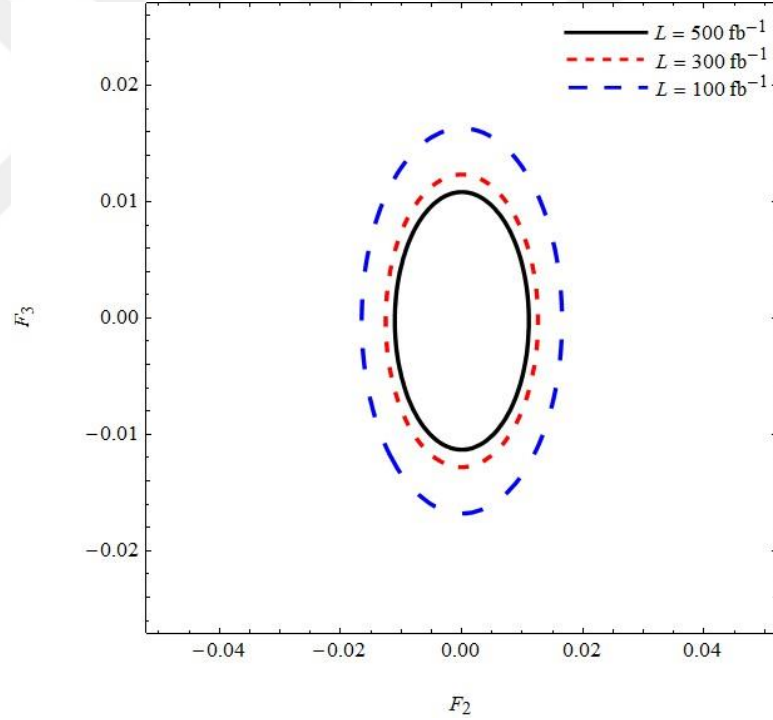
\sqrt{s} TeV	L (fb^{-1})	%0	%1	%3	%5
0,5	10	(-0,027; 0,026)	(-0,037; 0,037)	(-0,060; 0,060)	(-0,077; 0,077)
	100	(-0,015; 0,015)	(-0,035; 0,034)	(-0,060; 0,059)	(-0,077; 0,076)
	300	(-0,012; 0,011)	(-0,035; 0,034)	(-0,060; 0,059)	(-0,077; 0,076)
	500	(-0,010; 0,010)	(-0,035; 0,034)	(-0,060; 0,059)	(-0,077; 0,076)
1,4	10	(-0,009; 0,009)	(-0,014; 0,014)	(-0,023; 0,023)	(-0,029; 0,029)
	100	(-0,005; 0,005)	(-0,013; 0,013)	(-0,022; 0,022)	(-0,029; 0,029)
	500	(-0,004; 0,004)	(-0,013; 0,013)	(-0,022; 0,022)	(-0,029; 0,029)
	1500	(-0,003; 0,003)	(-0,013; 0,013)	(-0,022; 0,022)	(-0,029; 0,029)
3	10	(-0,004; 0,004)	(-0,006; 0,006)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)
	500	(-0,002; 0,002)	(-0,005; 0,005)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)
	1000	(-0,001; 0,001)	(-0,005; 0,005)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)
	2000	(-0,001; 0,001)	(-0,005; 0,005)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)

Çizelge 5.7 Çizelge 5.6 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için

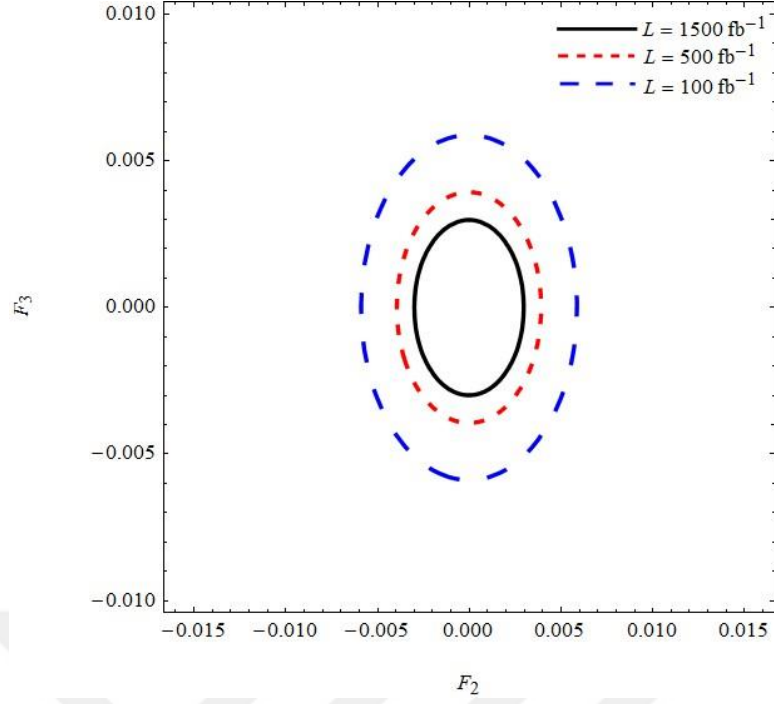
\sqrt{s} (TeV)	L (fb^{-1})	%0 (10^{-15})	%1 (10^{-15})	%3 (10^{-15})	%5 (10^{-15})
0,5	10	1,46	2,05	3,32	4,26
	100	0,82	1,91	3,29	4,25
	300	0,62	1,90	3,29	4,24
	500	0,55	1,90	3,29	4,24
1,4	10	0,52	0,76	1,25	1,61
	100	0,29	0,72	1,25	1,61
	500	0,20	0,72	1,24	1,61
	1500	0,15	0,72	1,24	1,61
3	10	0,23	0,31	0,51	0,65
	500	0,09	0,29	0,50	0,65
	1000	0,07	0,29	0,50	0,65
	2000	0,06	0,29	0,50	0,65

Şekil 5.8 , Şekil 5.9 ve Şekil 5.10'da, polarizasyon değeri $P_e = \% - 60$ olan elektron demeti için, sırasıyla $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjisi ve $L = 100, 300, 500 \text{ fb}^{-1}$ ışınllık; $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ enerjisi ve $L = 100, 500, 1500 \text{ fb}^{-1}$ ışınllık; $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ enerjisi ve $L = 500, 1000, 2000 \text{ fb}^{-1}$ ışınllık durumlarında $F_2 - F_3$ düzleminde kontur limitlerini gösterilmiştir.

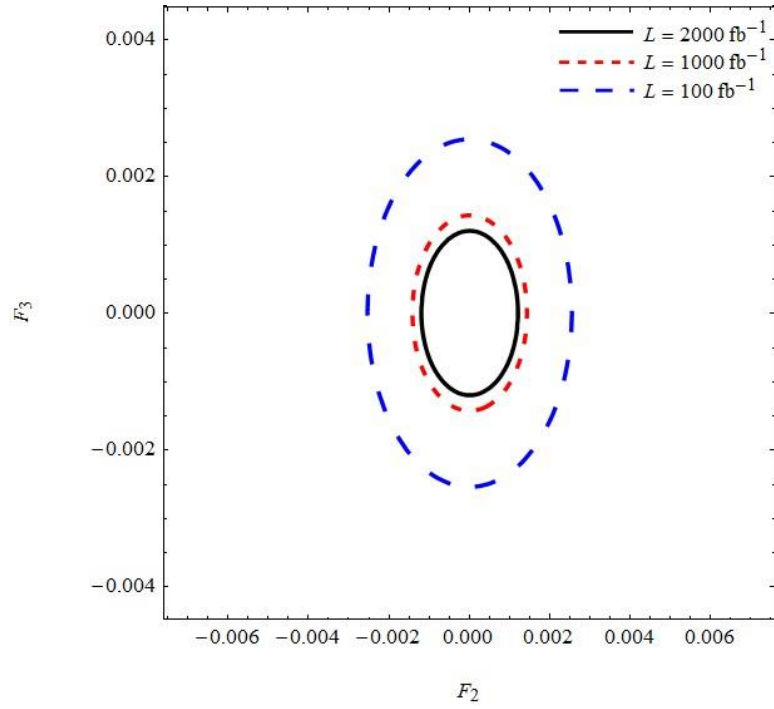
Şekil 5.8, Şekil 5.9 ve Şekil 5.10 aynı enerjideki önceki $F_2 - F_3$ kontur grafikleri ile karşılaştırılırsa, $P_e = \% - 60$ polarize olan demetlerden elde edilen $F_2 - F_3$ model parametrelerinin dışarlama bölgesinin polarize olmayan ($P_e = \%0$) ve $P_e = \% - 40$ polarize olan elektron demetlerinin dışarlama bölgesinden daha geniş olduğu anlaşılmaktadır.



Şekil 5.8 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 60$ ve $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ durumunda $\%95$ güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



Şekil 5.9 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 60$ ve $\sqrt{s} = 1,4$ TeV durumunda %95 güvenirlilik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



Şekil 5.10 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 60$ ve $\sqrt{s} = 3$ TeV durumunda %95 güvenirlilik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.

Son olarak da elektron polarizasyon değeri $P_e = \% - 80$ olarak alındı. Çizelge 5.8’de $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$, $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ ’lik kütle merkezi enerjileri ve farklı ışınılık değerleri için a_τ parametresinin %95 güvenilirlik aralığında duyarlılık sınırları sistematik hataları da göz önünde bulundurularak gösterilmiştir. Aynı şekilde Çizelge 5.9’da $|d_\tau|$ için elde edilen sınırlar gösterilmiştir. Çizelgelerden anlaşılacağı gibi, anomal çiftlenimleri üzerine elde edilen duyarlılık sınırları polarize olmayan ve diğer polarize durumlardan daha iyi olduğu görülmektedir. Polarizasyon arttırıldıkça tesir kesitinin artmasından dolayı duyarlılık limitleri iyileşmektedir.

Çizelge 5.8 Compton geri saçılma fotonu ve $\% - 80$ polarize elektron demeti için %95 güvenilirlik aralığında, farklı kütle merkezi enerjileri ve farklı CLIC ışınılıkları için a_τ duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %1, %3, %5 sistematik hataları ile gösterilmiştir.

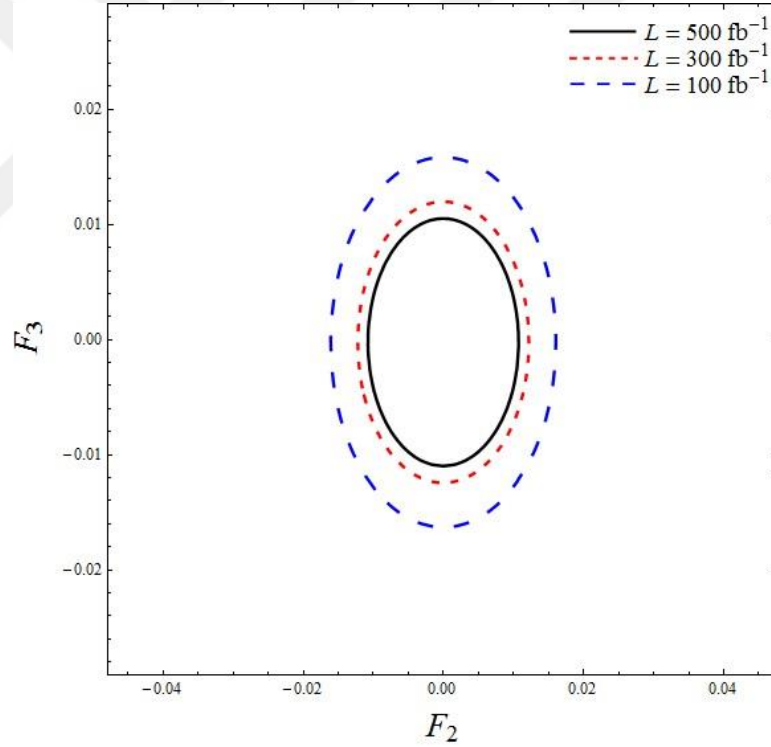
\sqrt{s} TeV	L (fb ⁻¹)	%0	%1	%3	%5
0,5	10	(-0,026; 0,025)	(-0,037; 0,036)	(-0,060; 0,060)	(-0,077; 0,077)
	100	(-0,015; 0,014)	(-0,035; 0,034)	(-0,060; 0,059)	(-0,077; 0,076)
	300	(-0,011; 0,011)	(-0,035; 0,034)	(-0,060; 0,059)	(-0,077; 0,076)
	500	(-0,010; 0,009)	(-0,035; 0,034)	(-0,060; 0,059)	(-0,077; 0,076)
1,4	10	(-0,009; 0,009)	(-0,014; 0,014)	(-0,023; 0,023)	(-0,029; 0,029)
	100	(-0,005; 0,005)	(-0,013; 0,013)	(-0,023; 0,022)	(-0,029; 0,029)
	500	(-0,003; 0,003)	(-0,013; 0,013)	(-0,022; 0,022)	(-0,029; 0,029)
	1500	(-0,003; 0,003)	(-0,013; 0,013)	(-0,022; 0,022)	(-0,029; 0,029)
3	10	(-0,004; 0,004)	(-0,006; 0,006)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)
	500	(-0,002; 0,002)	(-0,005; 0,005)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)
	1000	(-0,001; 0,001)	(-0,005; 0,005)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)
	2000	(-0,001; 0,001)	(-0,005; 0,005)	(-0,009; 0,009)	(-0,012; 0,012)

Çizelge 5.9 Çizelge 5.8 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için

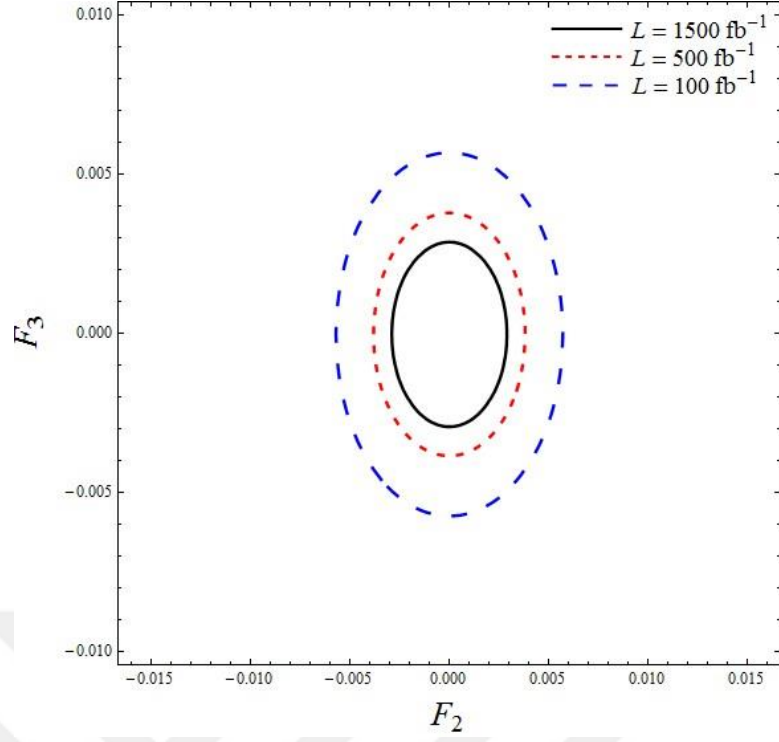
\sqrt{s} (TeV)	L (fb ⁻¹)	%0 (10 ⁻¹⁵)	%1 (10 ⁻¹⁵)	%3 (10 ⁻¹⁵)	%5 (10 ⁻¹⁵)
0,5	10	1,42	2,03	3,32	4,26
	100	0,80	1,91	3,29	4,25
	300	0,60	1,90	3,29	4,25
	500	0,53	1,90	3,29	4,25
1,4	10	0,51	0,76	1,25	1,61
	100	0,28	0,72	1,25	1,61
	500	0,19	0,72	1,24	1,61
	1500	0,14	0,72	1,24	1,61
3	10	0,22	0,31	0,51	0,65
	500	0,08	0,29	0,50	0,65
	1000	0,07	0,29	0,50	0,65
	2000	0,06	0,29	0,50	0,65

Şekil 5.11 , Şekil 5.12 ve Şekil 5.13’de, polarizasyon değeri $P_e = \% - 80$ olan elektron demeti için, sırasıyla $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjisi ve $L = 100, 300, 500 \text{ fb}^{-1}$ ışınllık; $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ enerjisi ve $L = 100, 500, 1500 \text{ fb}^{-1}$ ışınllık; $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ enerjisi ve $L = 500, 1000, 2000 \text{ fb}^{-1}$ ışınllık durumlarında $F_2 - F_3$ düzleminde kontur limitleri gösterilmiştir.

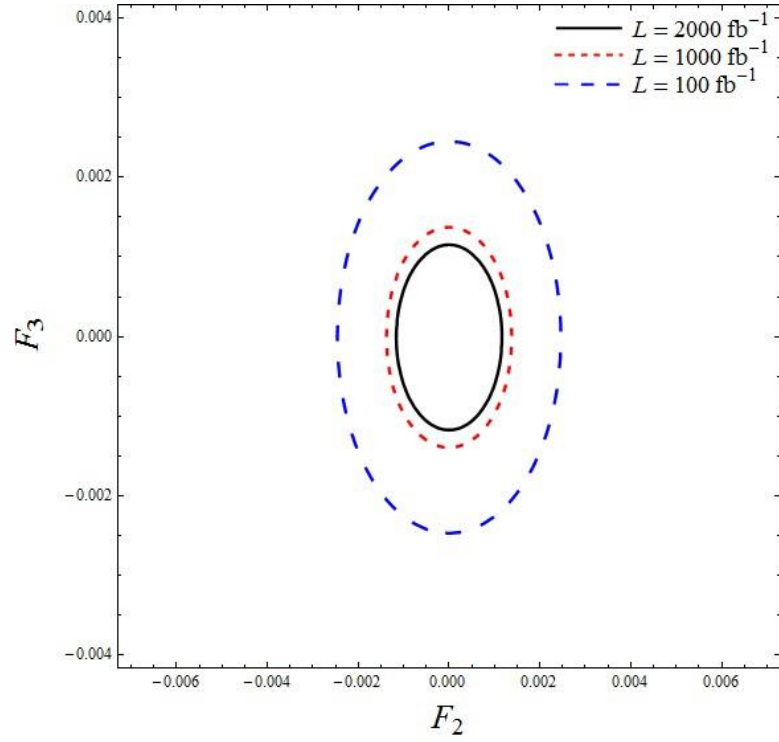
Şekil 5.11, Şekil 5.12 ve Şekil 5.13 aynı enerjideki önceki $F_2 - F_3$ kontur grafikleri ile karşılaştırılırsa, $P_e = \% - 80$ polarize olan demetlerden elde edilen $F_2 - F_3$ model parametrelerinin dışarlama bölgesinin polarize olmayan ($P_e = \%0$), $P_e = \% - 40$ ve $P_e = \% - 60$ polarize olan elektron demetlerinin dışarlama bölgesinden daha geniş olduğu anlaşılabilir.



Şekil 5.11 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 80$ ve $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenilirlik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



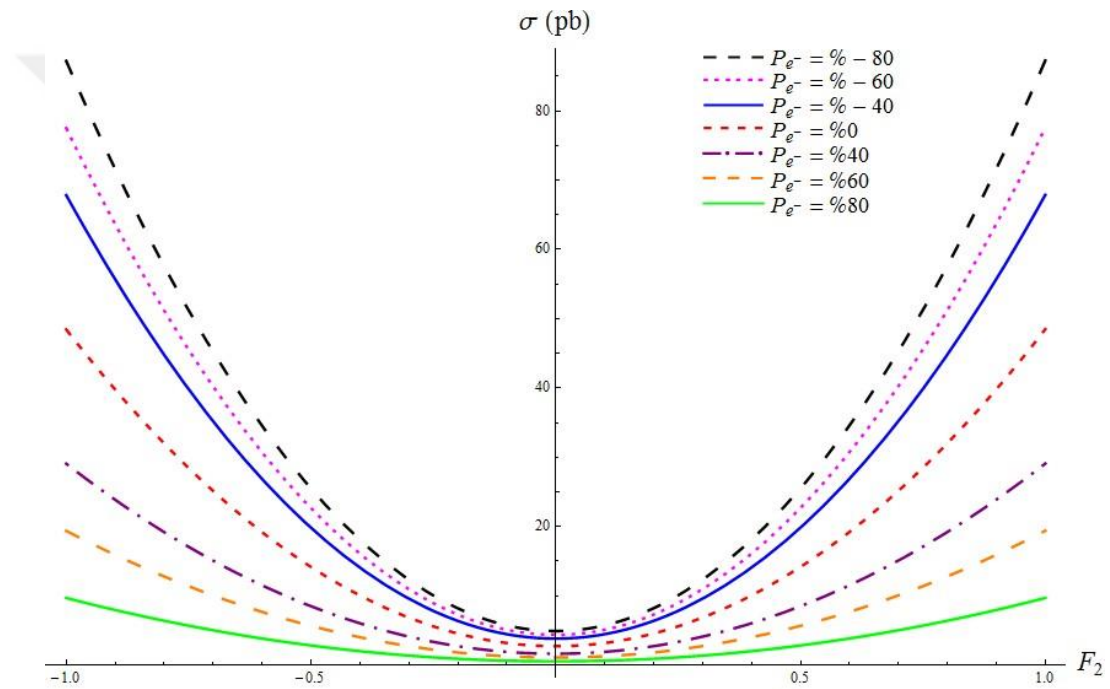
Şekil 5.12 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 80$ ve $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



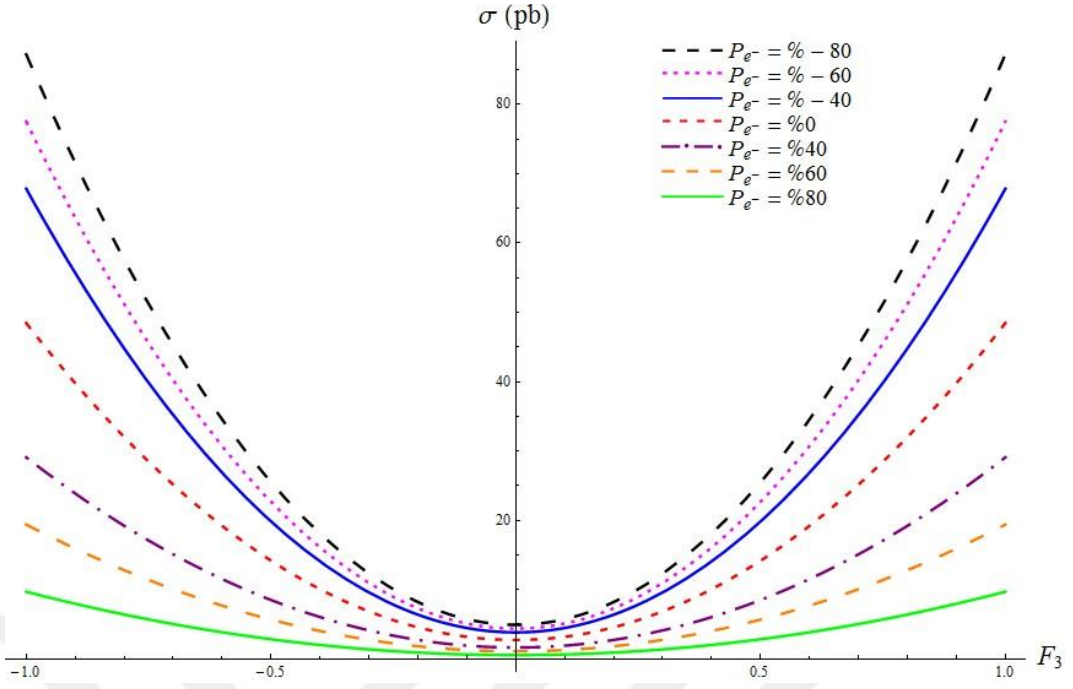
Şekil 5.13 Compton geri-saçılmalı foton için $P_e = \% - 80$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.

Şekil 5.14 ve 5.15’de $\sqrt{s} = 0,5$ TeV için, Şekil 5.16 ve 5.17’de $\sqrt{s} = 1,4$ TeV için, Şekil 5.18 ve 5.19’da $\sqrt{s} = 3$ TeV kütle merkezi enerjisi için sırasıyla F_2 -Tesir kesiti ve F_3 -Tesir kesiti grafiği elektronun farklı polarizasyon değerleri için gösterilmiştir.

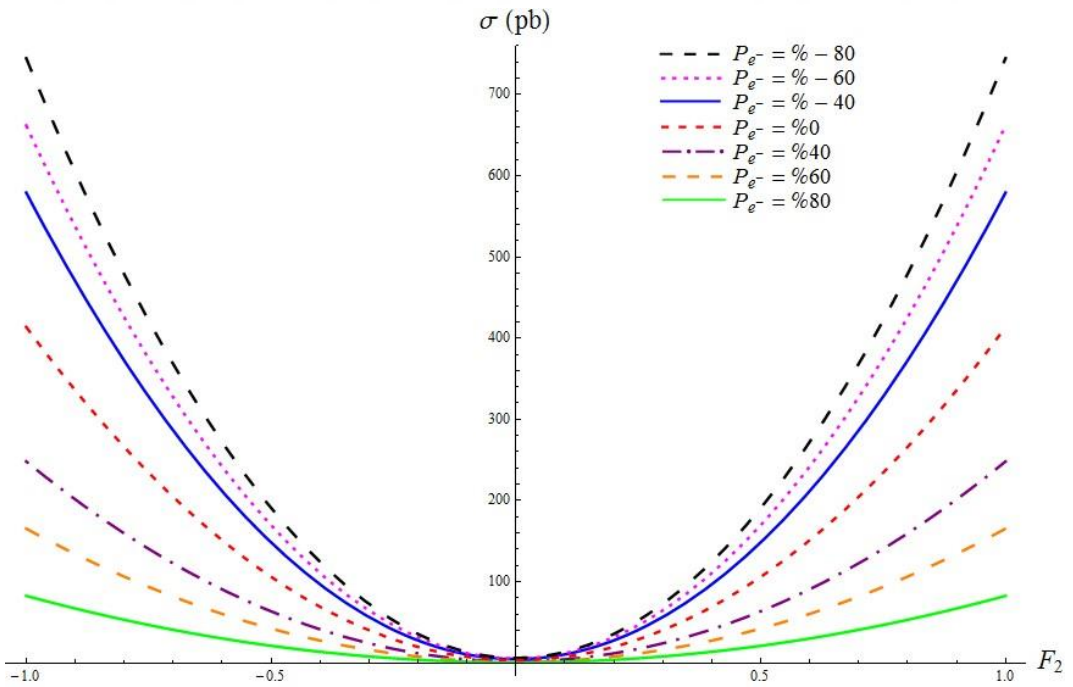
Bu şekillerden gördüğümüz gibi polarizasyon değeri, $\% - 80$ 'e yaklaştıkça tesir kesitlerinin arttığı ve $\% + 80$ 'e yaklaştıkça tesir kesitlerinin azaldığı görülmektedir. Bu yüzden anomal elektromanyetik moment duyarlılık limitlerine en iyi katkı $\% - 80$ polarizasyon değerine sahip elektron demetinden gelmektedir.



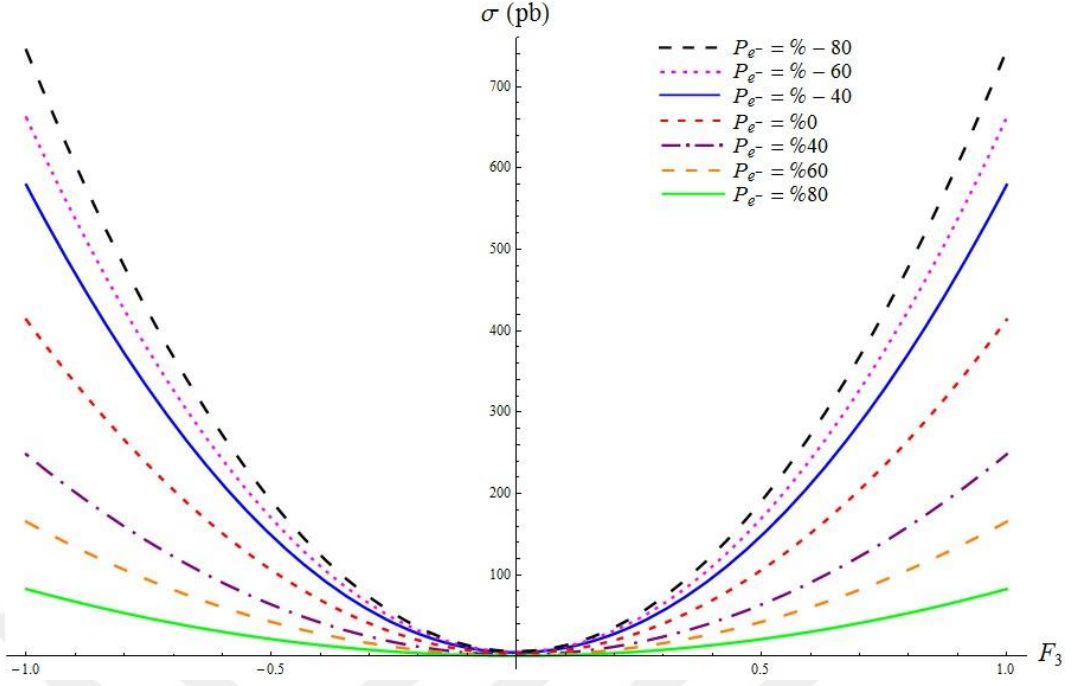
Şekil 5.14 Compton geri-saçılmalı foton için $\sqrt{s} = 0,5$ TeV ve farklı polarizasyon değerleri için F_2 'nin fonksiyonu olan tesir kesiti.



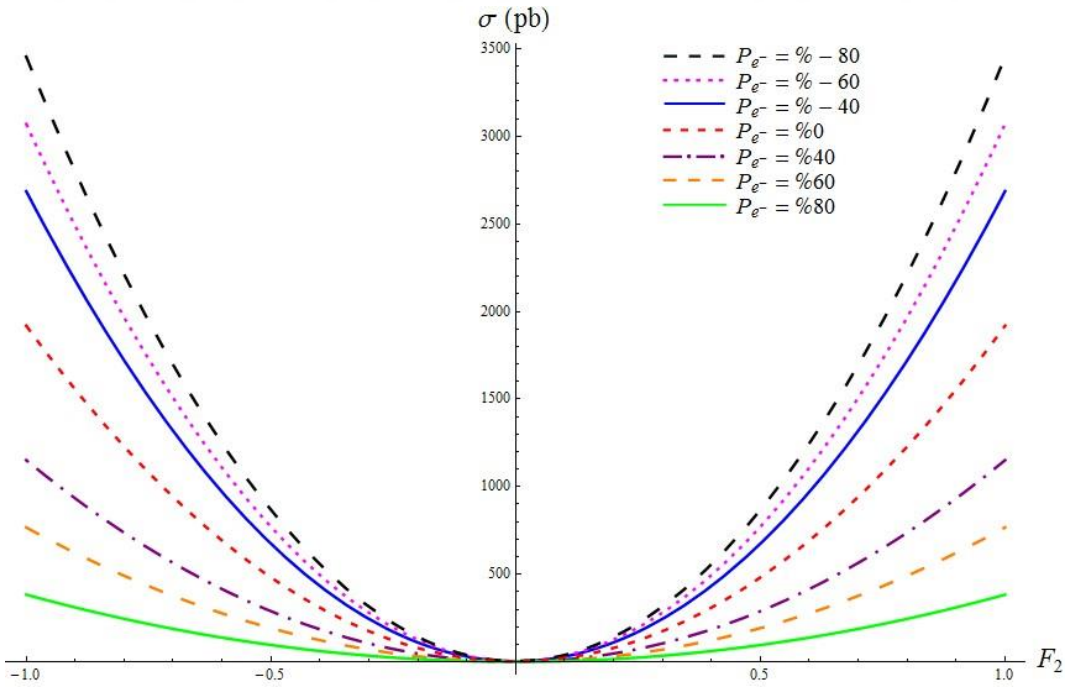
Şekil 5.15 Compton geri-saçılmalı foton için $\sqrt{s} = 0,5$ TeV ve farklı polarizasyon değerleri için F_3 'ün fonksiyonu olan tesir kesiti.



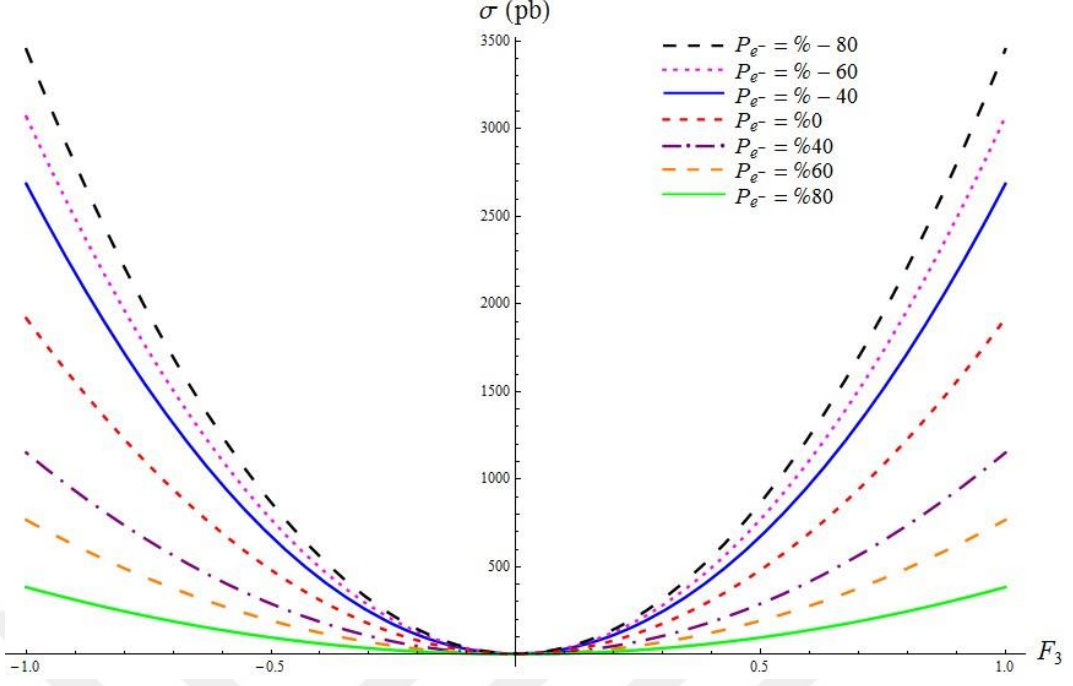
Şekil 5.16 Compton geri-saçılmalı foton için $\sqrt{s} = 1,4$ TeV ve farklı polarizasyon değerleri için F_2 'nin fonksiyonu olan tesir kesiti.



Şekil 5.17 Compton geri-saçılmalı foton için $\sqrt{s} = 1,4$ TeV ve farklı polarizasyon değerleri için F_3 'ün fonksiyonu olan tesir kesiti.



Şekil 5.18 Compton geri-saçılmalı foton için $\sqrt{s} = 3$ TeV ve farklı polarizasyon değerleri için F_2 'nin fonksiyonu olan tesir kesiti.



Şekil 5.19 Compton geri-saçılmalı foton için $\sqrt{s} = 3$ TeV ve farklı polarizasyon değerleri için F_3 'ün fonksiyonu olan tesir kesiti

5.2 Weizsacker-Williams Fotonlarıyla Analiz

Bu altbölümde, tau leptonun anomal dipol momentleri $e^+e^- \rightarrow e^+\gamma^*e^- \rightarrow e^+v_e\tau\bar{v}_\tau$ süreci aracılığıyla incelenmiştir. Bu süreçte γ^* Weizsacker-Williams fotonu olarak adlandırılır. 5.13 denkleminde $\alpha = 1/137$, $x = E_\gamma/E_e$ foton enerjisinin gelen elektronun enerjisine oranı ve $Q^2 = -q^2$ olmak üzere Weizsacker-Williams yaklaşımında kullanılan dağılım fonksiyonu gösterilmiştir.

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = f(x) = \frac{\alpha}{\pi E_e} \left[\left(\frac{1-x+x^2/2}{x} \right) \log \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} - \frac{m_e^2 x}{Q_{min}^2} \left(1 - \frac{Q_{min}^2}{Q_{max}^2} \right) \right] \quad [5.13]$$

Yukarıdaki fonksiyon, 5.11 denkleminde yerine yazılarak tesir kesiti elde edilebilir.

$F_2 = -0,01$, $F_3 = -0,01$ alınarak farklı Q_{max}^2 değerleri için 3 TeV'de tesir kesitleri Çizelge 5.10'da verilmiştir. Bu çizelgeden anlaşılacağı gibi, tesir kesiti q^2 arttırıldıkça çok değişmez. Weizsacker-Williams yaklaşımı göz önüne aldığımızda $q^2 = 2 GeV^2$ seçimimiz çok daha doğrudur.

Çizelge 5.10 $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjisinde $F_2 = -0,01$, $F_3 = -0,01$ ve değişik Q_{max}^2 değerleri için tesir kesitleri.

Q_{max}^2 (GeV ²)	2	4	8	16	64
Tesir Kesiti (pb)	0,78456	0,81024	0,83590	0,86337	0,91782

Çizelge 5.11’de polarize olmayan elektron demetleri için a_τ parametresinin duyarlılık sınırları %95 güvenilirlik aralığında gösterilmektedir. Çizelge 5.12’de ise polarize olmayan elektron demetleri için $|d_\tau|$ parametresinin duyarlılık sınırları %95 güvenilirlik aralığında gösterilmiştir. Kütle merkezi enerjisi ve ışınlılığın artırılmasıyla anomal momentlerin duyarlılık sınırlarının arttığı bu çizelgeden anlaşılmaktadır. Burada a_τ parametresi için bulunan duyarlılık sınırları güncel deneysel sonuçlardan daha iyi olduğu anlaşılmaktadır. Compton geri-saçılan fotonlu limitler Weizsacker-Williams fotonlu limitlerden daha iyi olduğu çizelgelere bakılınca anlaşılmaktadır. Yani daha hassastır. Bunun nedeni Compton fotonunun spektrumunun Weizsacker-Williams fotonunkinden daha yüksek değerlere ulaşmasından kaynaklanmaktadır (Albrow 2010; Adamczyk 2011).

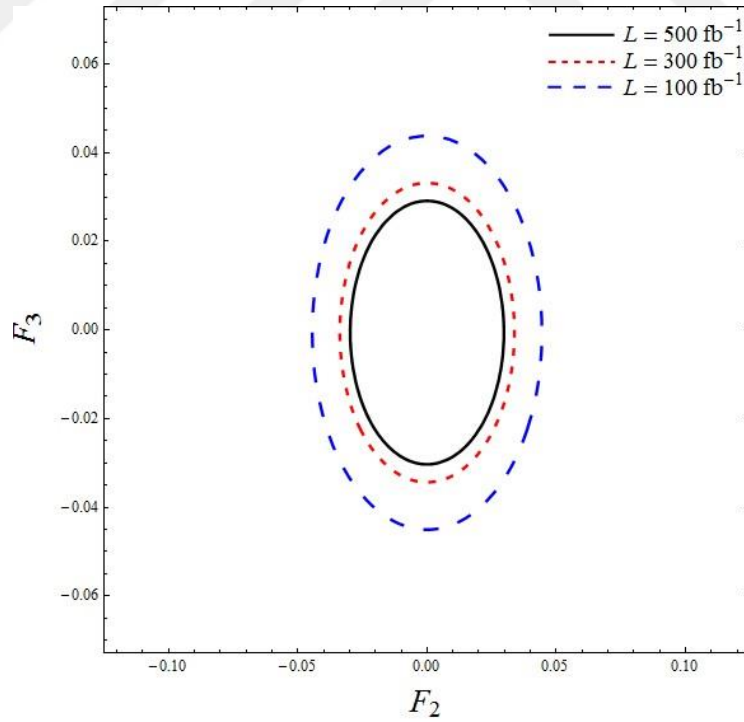
Çizelge 5.11 Weizsacker-Williams fotonu ve polarize edilmemiş ($P_e = \%0$) elektron demeti için %95 güvenilirlik aralığında, farklı kütle merkezi enerjileri ve toplam CLIC ışınlılıklarında a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %1, %3, %5 sistematik hataları ile gösterilmiştir.

\sqrt{s} TeV	L (fb ⁻¹)	%0	%1	%3	%5
0,5	10	(-0,071; 0,070)	(-0,073; 0,072)	(-0,085; 0,084)	(-0,100; 0,099)
	100	(-0,040; 0,039)	(-0,049; 0,048)	(-0,074; 0,073)	(-0,094; 0,093)
	300	(-0,031; 0,030)	(-0,045; 0,043)	(-0,073; 0,072)	(-0,093; 0,092)
	500	(-0,027; 0,026)	(-0,044; 0,042)	(-0,072; 0,071)	(-0,093; 0,092)
1,4	10	(-0,029; 0,029)	(-0,031; 0,031)	(-0,040; 0,040)	(-0,050; 0,050)
	100	(-0,016; 0,016)	(-0,023; 0,023)	(-0,038; 0,038)	(-0,049; 0,048)
	500	(-0,011; 0,011)	(-0,022; 0,022)	(-0,038; 0,037)	(-0,049; 0,048)
	1500	(-0,008; 0,008)	(-0,022; 0,022)	(-0,038; 0,037)	(-0,048; 0,048)
3	10	(-0,014; 0,014)	(-0,016; 0,016)	(-0,022; 0,022)	(-0,028; 0,028)
	500	(-0,005; 0,005)	(-0,012; 0,012)	(-0,021; 0,021)	(-0,027; 0,027)
	1000	(-0,005; 0,005)	(-0,012; 0,012)	(-0,021; 0,021)	(-0,027; 0,027)
	2000	(-0,004; 0,004)	(-0,012; 0,012)	(-0,021; 0,021)	(-0,027; 0,027)

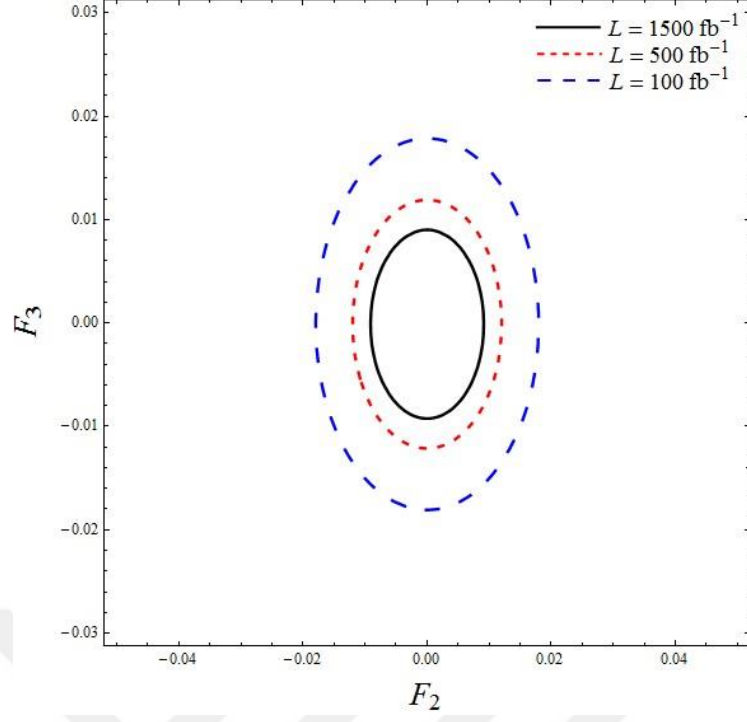
Çizelge 5.12 Çizelge 5.11 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için

\sqrt{s} (TeV)	L (fb^{-1})	%0 (10^{-15})	%1 (10^{-15})	%3 (10^{-15})	%5 (10^{-15})
0,5	10	3,93	4,04	4,70	5,52
	100	2,21	2,68	4,06	5,17
	300	1,68	2,44	4,00	5,14
	500	1,48	2,39	3,99	5,14
1,4	10	1,59	1,70	2,24	2,76
	100	0,89	1,28	2,10	2,69
	500	0,60	1,22	2,08	2,68
	1500	0,45	1,21	2,08	2,68
3	10	0,80	0,89	1,22	1,53
	500	0,30	0,68	1,17	1,50
	1000	0,25	0,68	1,16	1,50
	2000	0,21	0,67	1,16	1,50

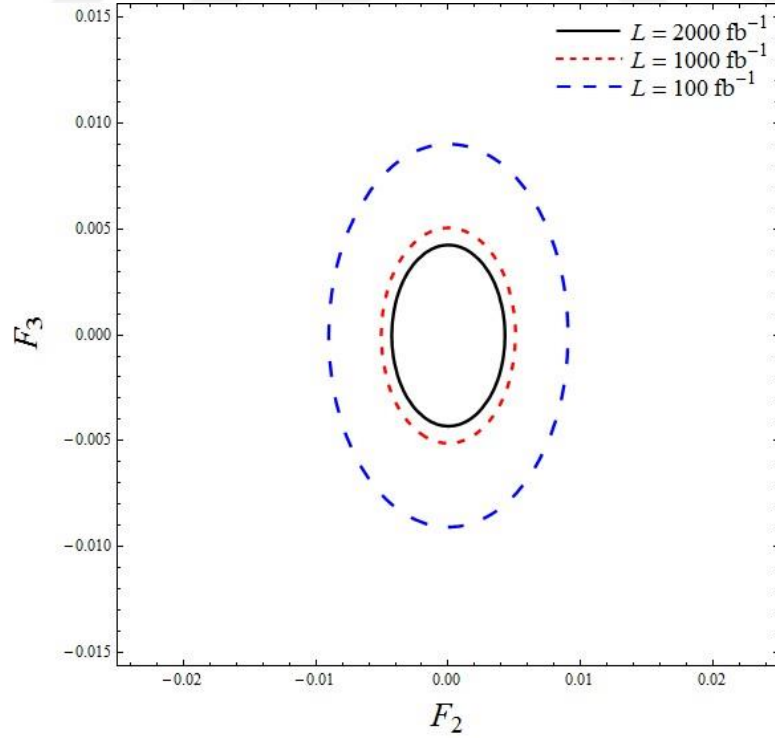
Şekil 5.20, 5.21 ve 5.22’de sırasıyla $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$, $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ için farklı ışınlilik değerlerinde çizilen $F_2 - F_3$ düzlemindeki kontur limitleri gösterilmiştir.



Şekil 5.20 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \%0$ ve $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



Şekil 5.21 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \%0$ ve $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



Şekil 5.22 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \%0$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.

Daha sonra elektron polarizasyon değerleri $P_e = \% - 40$, $P_e = \% - 60$ ve $P_e = \% - 80$ olarak uygulanmıştır. İlk olarak Çizelge 5.13’de elektron polarizasyon değeri $P_e = \% - 40$ için; $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$, $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ ’lik kütle merkezi enerjileri ve farklı ışınlılık değerleri için a_τ parametresinin %95 güvenirlilik aralığında duyarlılık sınırları gösterilmiştir. Çizelge 5.14’de ise $|d_\tau|$ için elde edilen sınırlar gösterilmiştir. İkinci olarak elektron polarizasyon değeri $P_e = \% - 60$ için Çizelge 5.15’de aynı kütle merkezi enerjileri ve farklı ışınlılık değerleri için a_τ parametresinin %95 güvenirlilik aralığında duyarlılık sınırları gösterilmiştir. Çizelge 5.16’da ise $|d_\tau|$ için elde edilen sınırlar gösterilmiştir. Son olarak elektron polarizasyon değeri $P_e = \% - 80$ için Çizelge 5.17’de aynı kütle merkezi enerjileri ve farklı ışınlılık değerleri için a_τ parametresinin %95 güvenirlilik aralığında duyarlılık sınırları gösterilmiştir. Çizelge 5.18’de ise $|d_\tau|$ için elde edilen sınırlar gösterilmiştir. Bütün bu hassasiyet sınırları sistematik hataları da göz önünde bulundurularak gösterilmiştir.

Çizelgelerden de görüleceği gibi polarize elektron için hesaplanan a_τ ve $|d_\tau|$ anomal çiftlenimler üzerinde elde edilen duyarlılık sınırları polarize olmayan durumdan daha iyidir. Ayrıca elektronun polarizasyon parametresini arttırdıkça hassasiyet sınırları daha da iyileşmektedir. Weizsacker-Williams fotonu için yapılan analizlerde en iyi duyarlılık sınırları polarizasyon değeri $P_e = \% - 80$ olan elektron demeti ile elde edilmiştir.

Çizelge 5.13 Weizsacker-Williams fotonu ve polarizasyon değeri $\% - 40$ olan elektron demeti için %95 güvenirlilik aralığında, farklı kütle merkezi enerjileri ve toplam CLIC ışınlıklarında a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %1, %3, %5 sistematik hataları ile gösterilmiştir.

\sqrt{s} TeV	L (fb ⁻¹)	%0	%1	%3	%5
0,5	10	(-0,066; 0,065)	(-0,068; 0,067)	(-0,082; 0,081)	(-0,098; 0,097)
	100	(-0,037; 0,036)	(-0,047; 0,046)	(-0,073; 0,072)	(-0,093; 0,092)
	300	(-0,028; 0,027)	(-0,044; 0,043)	(-0,073; 0,071)	(-0,093; 0,092)
	500	(-0,025; 0,024)	(-0,043; 0,042)	(-0,072; 0,071)	(-0,093; 0,092)
1,4	10	(-0,026; 0,026)	(-0,029; 0,029)	(-0,040; 0,039)	(-0,050; 0,049)
	100	(-0,015; 0,015)	(-0,023; 0,023)	(-0,038; 0,038)	(-0,049; 0,048)
	500	(-0,010; 0,010)	(-0,022; 0,022)	(-0,038; 0,037)	(-0,049; 0,048)
	1500	(-0,008; 0,007)	(-0,022; 0,022)	(-0,038; 0,037)	(-0,048; 0,048)
3	10	(-0,013; 0,013)	(-0,015; 0,015)	(-0,022; 0,022)	(-0,027; 0,027)
	500	(-0,005; 0,005)	(-0,012; 0,012)	(-0,021; 0,021)	(-0,027; 0,027)
	1000	(-0,004; 0,004)	(-0,012; 0,012)	(-0,021; 0,021)	(-0,027; 0,027)
	2000	(-0,004; 0,004)	(-0,012; 0,012)	(-0,021; 0,021)	(-0,027; 0,027)

Çizelge 5.14 Çizelge 5.13 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için

\sqrt{s} (TeV)	L (fb^{-1})	%0 (10^{-15})	%1 (10^{-15})	%3 (10^{-15})	%5 (10^{-15})
0,5	10	3,60	3,75	4,52	5,42
	100	2,03	2,58	4,04	5,16
	300	1,54	2,40	3,99	5,14
	500	1,36	2,36	3,99	5,13
1,4	10	1,46	1,60	2,19	2,74
	100	0,82	1,26	2,09	2,69
	500	0,55	1,21	2,08	2,68
	1500	0,42	1,20	2,08	2,68
3	10	0,73	0,84	1,21	1,52
	500	0,28	0,68	1,16	1,50
	1000	0,23	0,67	1,16	1,50
	2000	0,20	0,67	1,16	1,50

Çizelge 5.15 Weizsacker-Williams fotonu ve polarizasyon değeri % – 60 olan elektron demeti için %95 güvenilirlik aralığında, farklı kütle merkezi enerjileri ve farklı CLIC ışınılıklarında a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %1, %3, %5 sistematik hataları ile gösterilmiştir.

\sqrt{s} TeV	L (fb^{-1})	%0	%1	%3	%5
0,5	10	(-0,063; 0,062)	(-0,066; 0,065)	(-0,081; 0,080)	(-0,098; 0,096)
	100	(-0,036; 0,035)	(-0,047; 0,045)	(-0,073; 0,072)	(-0,093; 0,092)
	300	(-0,027; 0,026)	(-0,044; 0,042)	(-0,072; 0,071)	(-0,093; 0,092)
	500	(-0,024; 0,023)	(-0,043; 0,042)	(-0,072; 0,071)	(-0,093; 0,092)
1,4	10	(-0,026; 0,025)	(-0,028; 0,028)	(-0,039; 0,039)	(-0,049; 0,049)
	100	(-0,014; 0,014)	(-0,023; 0,022)	(-0,038; 0,038)	(-0,049; 0,048)
	500	(-0,010; 0,010)	(-0,022; 0,022)	(-0,038; 0,037)	(-0,048; 0,048)
	1500	(-0,007; 0,007)	(-0,022; 0,022)	(-0,038; 0,037)	(-0,048; 0,048)
3	10	(-0,013; 0,013)	(-0,015; 0,015)	(-0,022; 0,022)	(-0,027; 0,027)
	500	(-0,005; 0,005)	(-0,012; 0,012)	(-0,021; 0,021)	(-0,027; 0,027)
	1000	(-0,004; 0,004)	(-0,012; 0,012)	(-0,021; 0,021)	(-0,027; 0,027)
	2000	(-0,003; 0,003)	(-0,012; 0,012)	(-0,021; 0,021)	(-0,027; 0,027)

Çizelge 5.16 Çizelge 5.15 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için

\sqrt{s} (TeV)	L (fb^{-1})	%0 (10^{-15})	%1 (10^{-15})	%3 (10^{-15})	%5 (10^{-15})
0,5	10	3,49	3,64	4,47	5,39
	100	1,96	2,55	4,03	5,16
	300	1,49	2,39	3,99	5,14
	500	1,31	2,35	3,98	5,13
1,4	10	1,41	1,57	2,18	2,73
	100	0,79	1,25	2,09	2,69
	500	0,53	1,21	2,08	2,68
	1500	0,40	1,20	2,08	2,68
3	10	0,71	0,82	1,20	1,52
	500	0,27	0,68	1,16	1,50
	1000	0,23	0,67	1,16	1,50
	2000	0,19	0,67	1,16	1,50

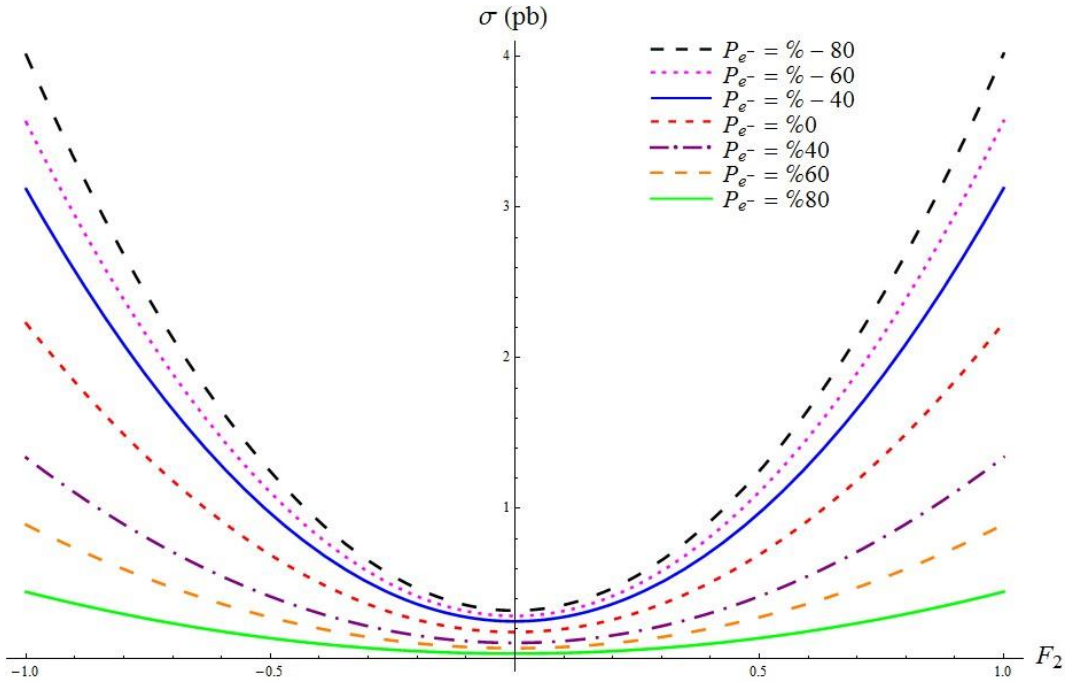
Çizelge 5.17 Weizsacker-Williams fotonu ve polarizasyon değeri % – 80 olan elektron demeti için %95 güvenilirlik aralığında, farklı kütle merkezi enerjileri ve farklı CLIC ışınılıklarında a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %1, %3, %5 sistematik hataları ile gösterildi.

\sqrt{s} TeV	L (fb^{-1})	%0	%1	%3	%5
0,5	10	(-0,062; 0,061)	(-0,065; 0,064)	(-0,080; 0,079)	(-0,097; 0,096)
	100	(-0,035; 0,034)	(-0,046; 0,045)	(-0,073; 0,072)	(-0,093; 0,092)
	300	(-0,027; 0,026)	(-0,043; 0,042)	(-0,072; 0,071)	(-0,093; 0,092)
	500	(-0,024; 0,022)	(-0,043; 0,042)	(-0,072; 0,071)	(-0,093; 0,092)
1,4	10	(-0,025; 0,025)	(-0,028; 0,028)	(-0,039; 0,039)	(-0,049; 0,049)
	100	(-0,014; 0,014)	(-0,023; 0,022)	(-0,038; 0,038)	(-0,049; 0,048)
	500	(-0,009; 0,009)	(-0,022; 0,022)	(-0,038; 0,037)	(-0,049; 0,048)
	1500	(-0,007; 0,007)	(-0,022; 0,022)	(-0,038; 0,037)	(-0,049; 0,048)
3	10	(-0,012; 0,012)	(-0,015; 0,015)	(-0,022; 0,022)	(-0,027; 0,027)
	500	(-0,005; 0,005)	(-0,012; 0,012)	(-0,021; 0,021)	(-0,027; 0,027)
	1000	(-0,004; 0,004)	(-0,012; 0,012)	(-0,021; 0,021)	(-0,027; 0,027)
	2000	(-0,003; 0,003)	(-0,012; 0,012)	(-0,021; 0,021)	(-0,027; 0,027)

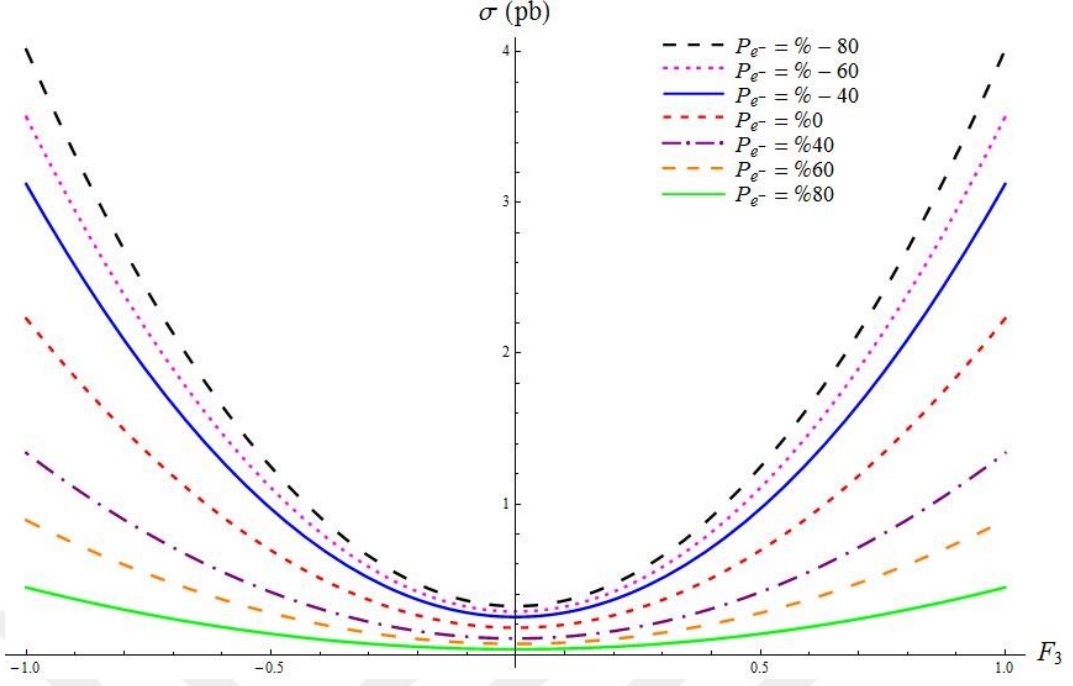
Çizelge 5.18 Çizelge 5.17 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için

\sqrt{s} (TeV)	L (fb^{-1})	%0 (10^{-15})	%1 (10^{-15})	%3 (10^{-15})	%5 (10^{-15})
0,5	10	3,39	3,56	4,42	5,36
	100	1,91	2,53	4,02	5,15
	300	1,45	2,38	3,99	5,14
	500	1,28	2,35	3,98	5,13
1,4	10	1,37	1,54	2,17	2,73
	100	0,77	1,25	2,09	2,69
	500	0,52	1,21	2,08	2,68
	1500	0,39	1,20	2,08	2,68
3	10	0,69	0,81	1,20	1,52
	500	0,26	0,68	1,16	1,50
	1000	0,22	0,67	1,16	1,50
	2000	0,18	0,67	1,16	1,50

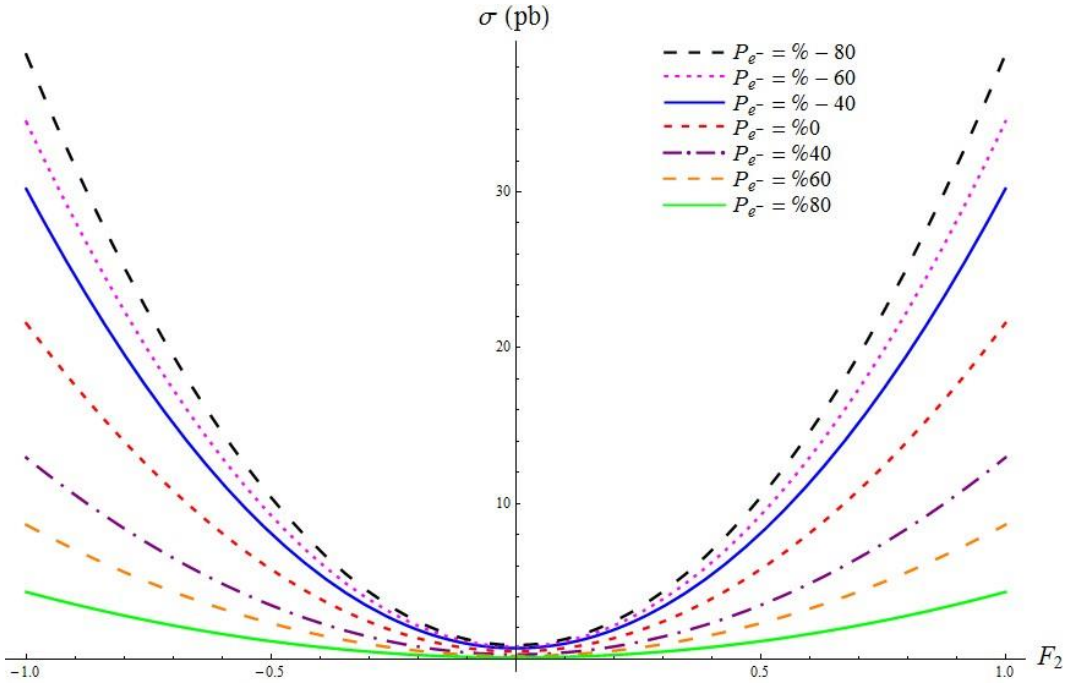
Şekil 5.23 ve 5.24'de $\sqrt{s} = 0,5$ TeV için, Şekil 5.25 ve 5.26'da $\sqrt{s} = 1,4$ TeV için, Şekil 5.27 ve 5.28'de $\sqrt{s} = 3$ TeV kütle merkezi enerjisi için sırasıyla F_2 -Tesir kesiti ve F_3 -Tesir kesiti grafiği elektronun farklı polarizasyon değerleri için gösterilmiştir. Bu şekillerden gördüğümüz gibi polarizasyon değeri, % -80 'e yaklaştıkça tesir kesitlerinin arttığı ve % $+80$ 'e yaklaştıkça tesir kesitlerinin azaldığı görülmektedir. Bu yüzden anomal elektromagnetik moment duyarlılık limitlerine en iyi katkı % -80 polarizasyon değerine sahip elektron demetinden gelmektedir.



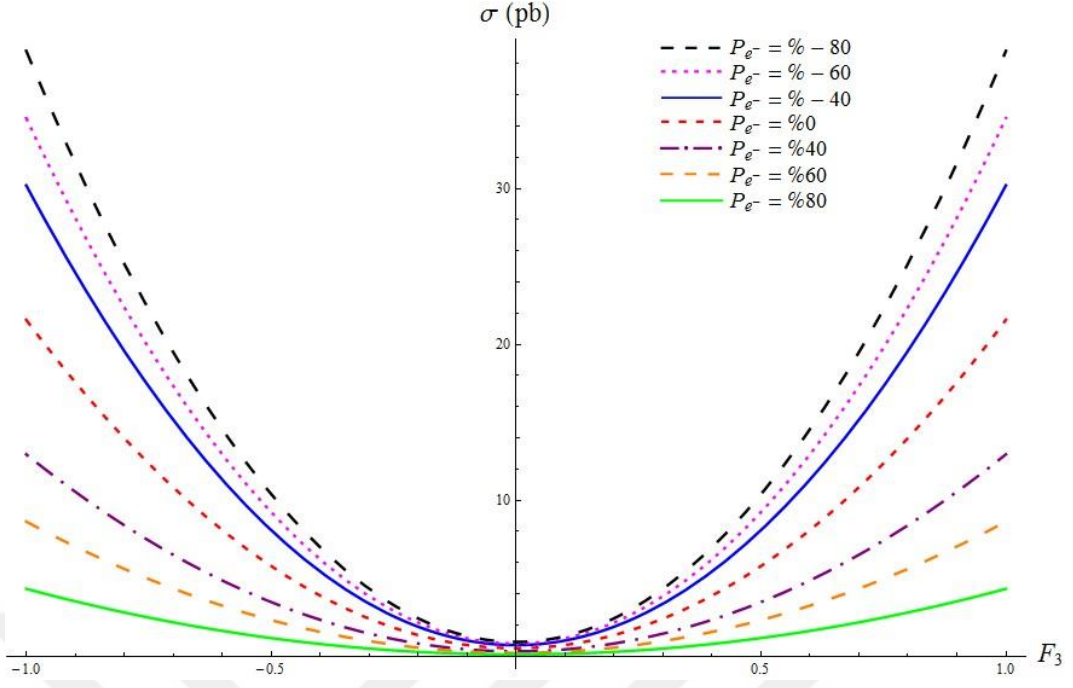
Şekil 5.23 Weizsacker-Williams fotonu için $\sqrt{s} = 0,5$ TeV ve farklı polarizasyon değerleri için F_2 'nin fonksiyonu olan tesir kesiti.



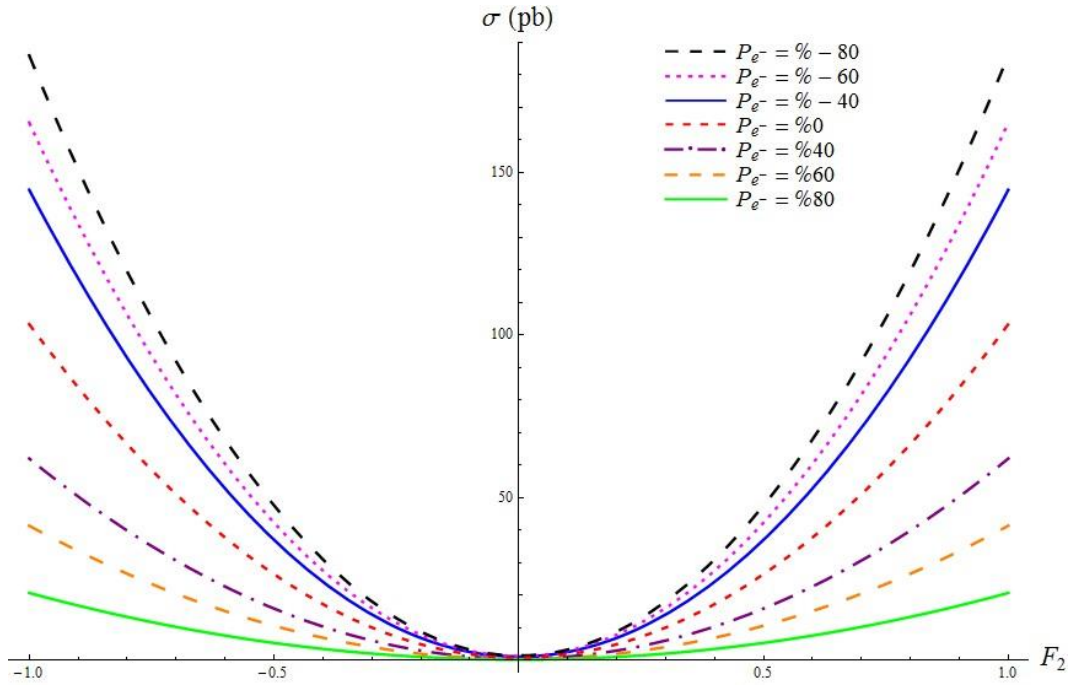
Şekil 5.24 Weizsacker-Williams fotonu için $\sqrt{s} = 0,5$ TeV ve farklı polarizasyon değerleri için F_3 'ün fonksiyonu olan tesir kesiti



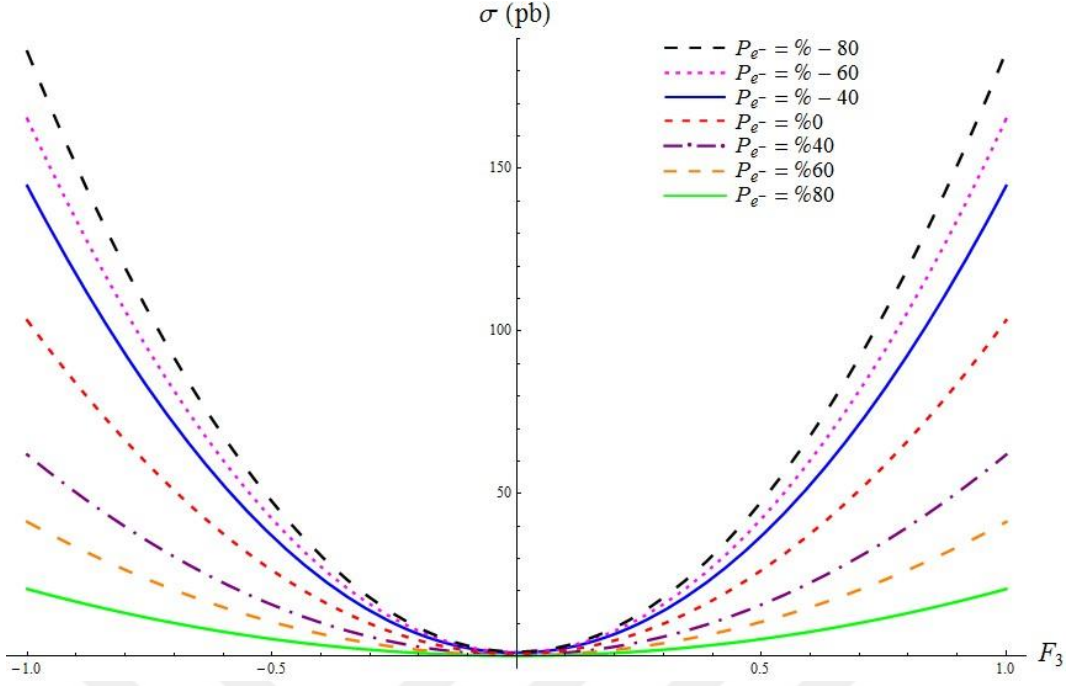
Şekil 5.25 Weizsacker-Williams fotonu için $\sqrt{s} = 1,4$ TeV ve farklı polarizasyon değerleri için F_2 'nin fonksiyonu olan tesir kesiti



Şekil 5.26 Weizsacker-Williams fotonu için $\sqrt{s} = 1,4$ TeV ve farklı polarizasyon değerleri için F_3 'ün fonksiyonu olan tesir kesiti.



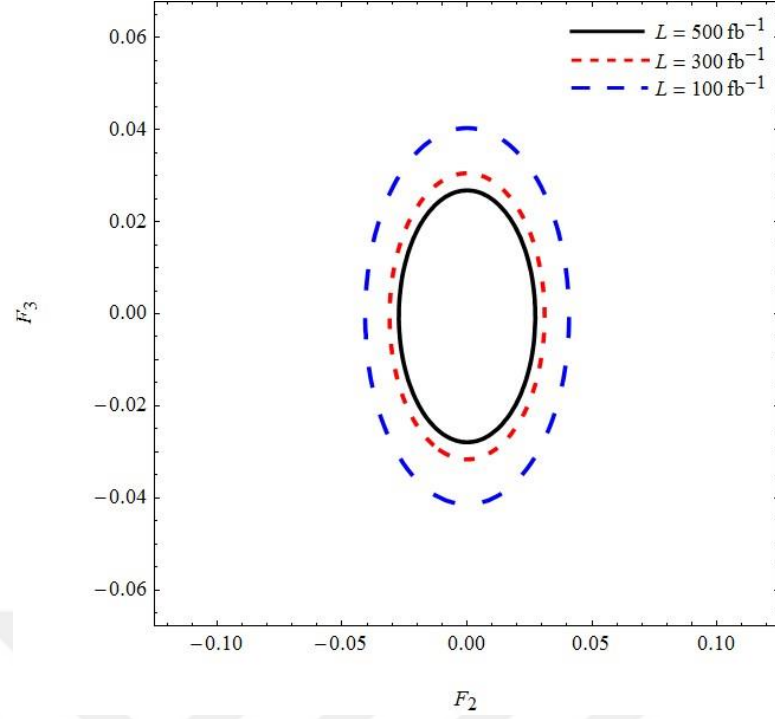
Şekil 5.27 Weizsacker-Williams fotonu için $\sqrt{s} = 3$ TeV ve farklı polarizasyon değerleri için F_2 'nin fonksiyonu olan tesir kesiti.



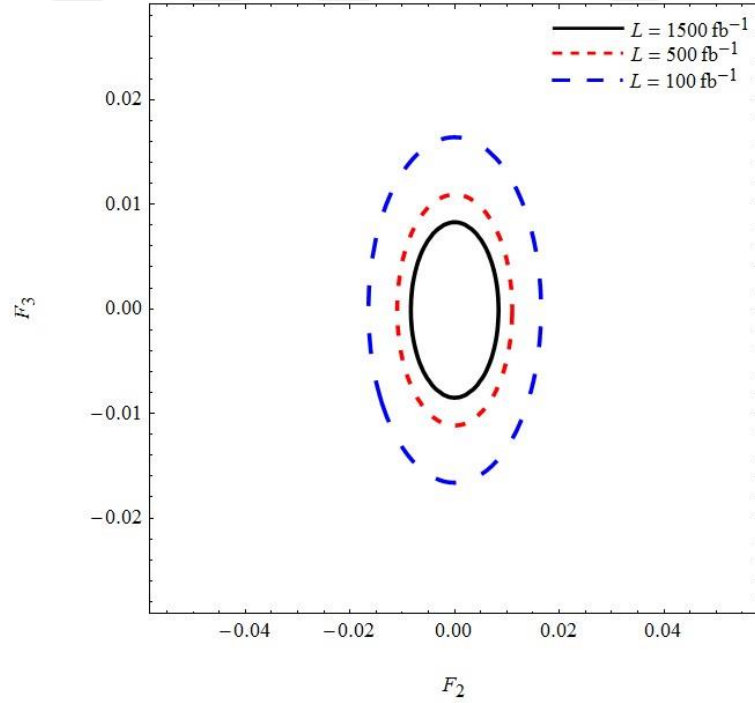
Şekil 5.28 Weizsacker-Williams fotonu için $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ ve farklı polarizasyon değerleri için F_3 'ün fonksiyonu olan tesir kesiti.

Weizsacker-Williams fotonu ve % - 40 polarize elektron demeti için Şekil 5.29, Şekil 5.30 ve Şekil 5.31'de sırasıyla $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ ve $L = 100, 300, 500 \text{ fb}^{-1}$; $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ ve $L = 100, 500, 1500 \text{ fb}^{-1}$; $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ ve $L = 100, 1000, 2000 \text{ fb}^{-1}$ durumlarında $F_2 - F_3$ kontur limitleri gösterilmektedir. Aynı şekilde; % - 60 polarize elektron demeti için Şekil 5.32, Şekil 5.33 ve Şekil 5.34, % - 80 polarize elektron demeti için ise Şekil 5.35, Şekil 5.36 ve Şekil 5.37'de ki $F_2 - F_3$ kontur limitleri gösterilmektedir.

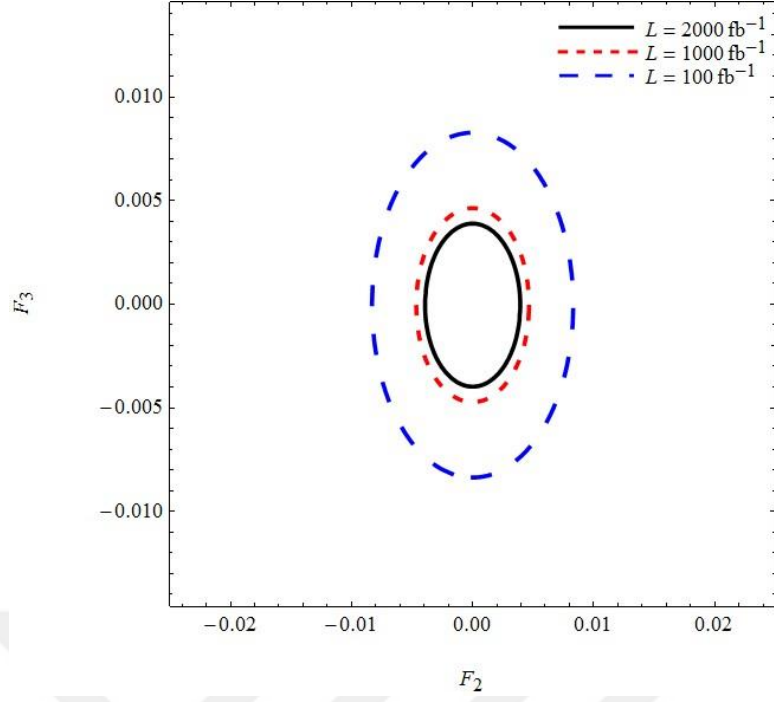
Polarize olmayan elektron demeti için çizilen Şekil 5.20, Şekil 5.21 ve Şekil 5.22 $F_2 - F_3$ düzlemleri ile polarize elektron demetleri için çizilen $F_2 - F_3$ düzlemleri kullanılan elektron demetlerinin polarizasyonlarının farklı olması dışında hemen hemen aynıdır. Ancak polarize elektronlar kullanıldığı durumdaki limitler polarize olmayan elektronların kullanıldığı duruma göre daha güçlüdür. Polarizasyon değeri yükseldikçe bu limitler keskinleşir. Weizsacker-Williams fotonu için bulunan limitler Compton geri-saçılma fotonuna göre daha zayıftır.



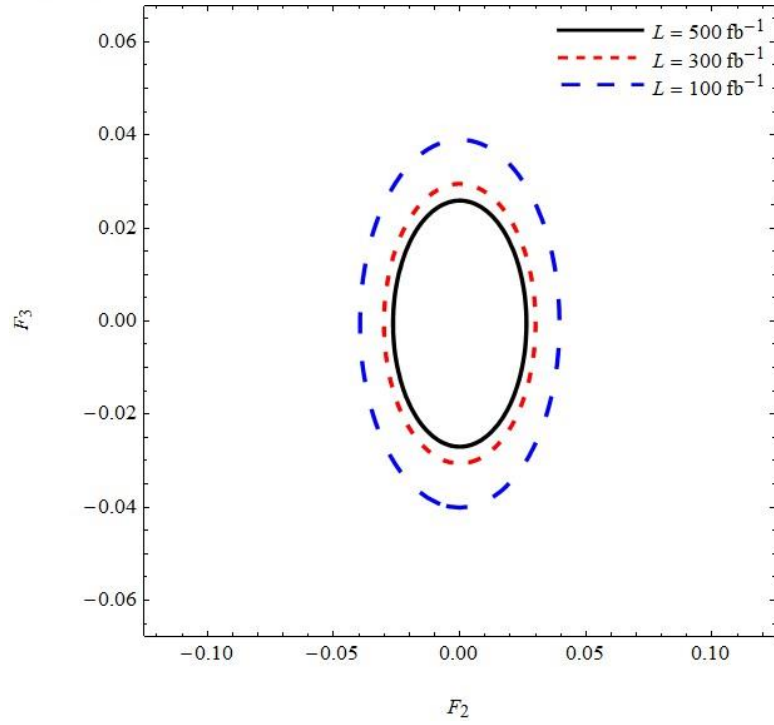
Şekil 5.29 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 40$ ve $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



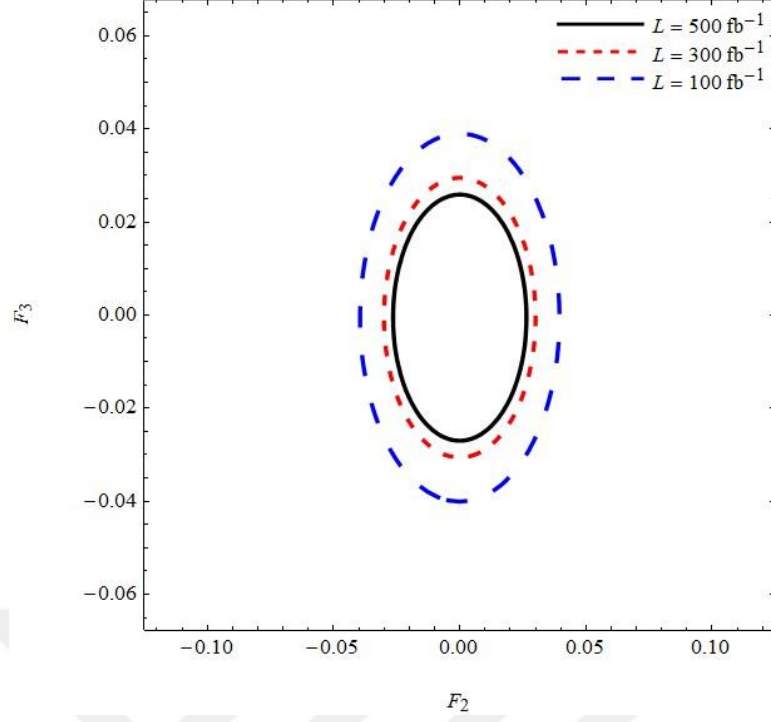
Şekil 5.30 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 40$ ve $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



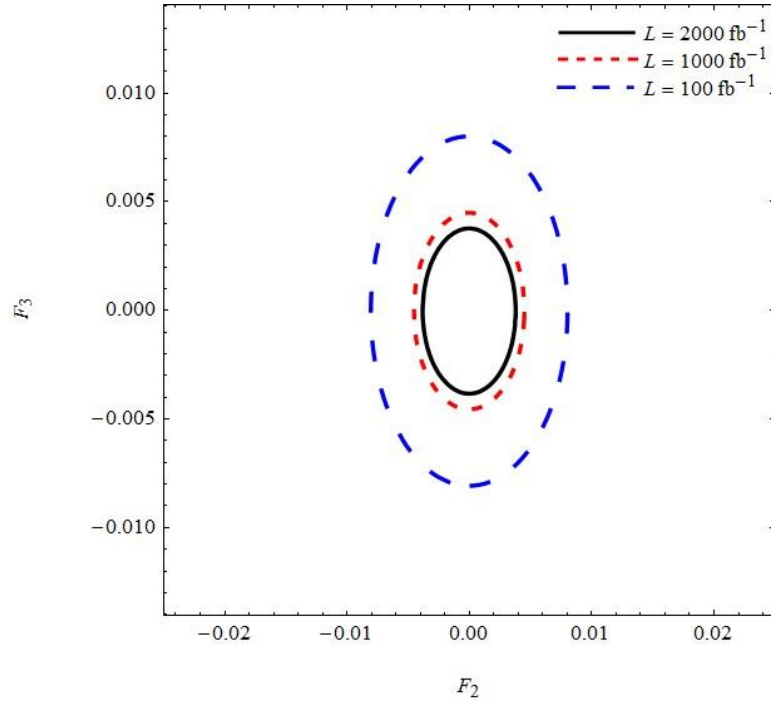
Şekil 5.31 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 40$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



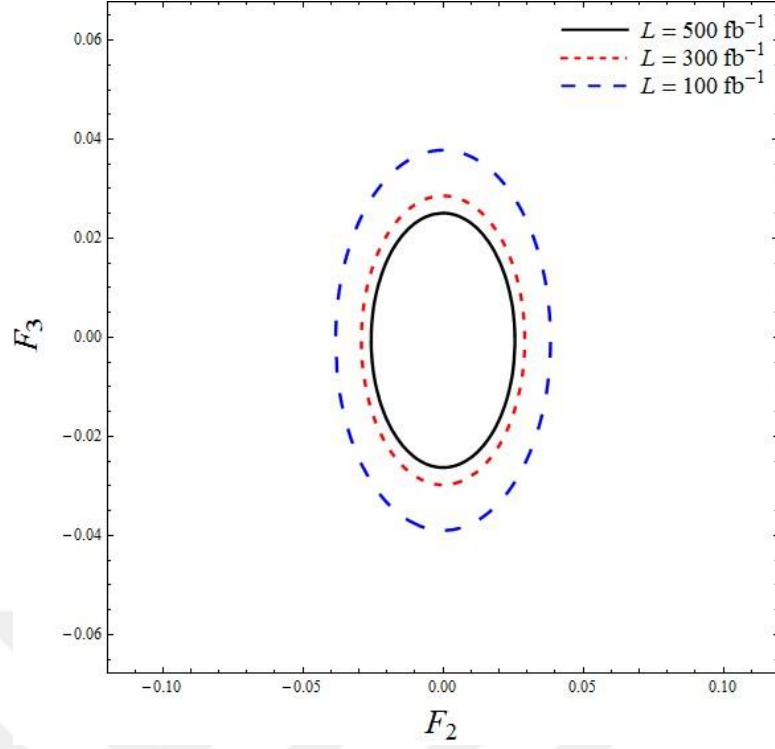
Şekil 5.32 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 60$ ve $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



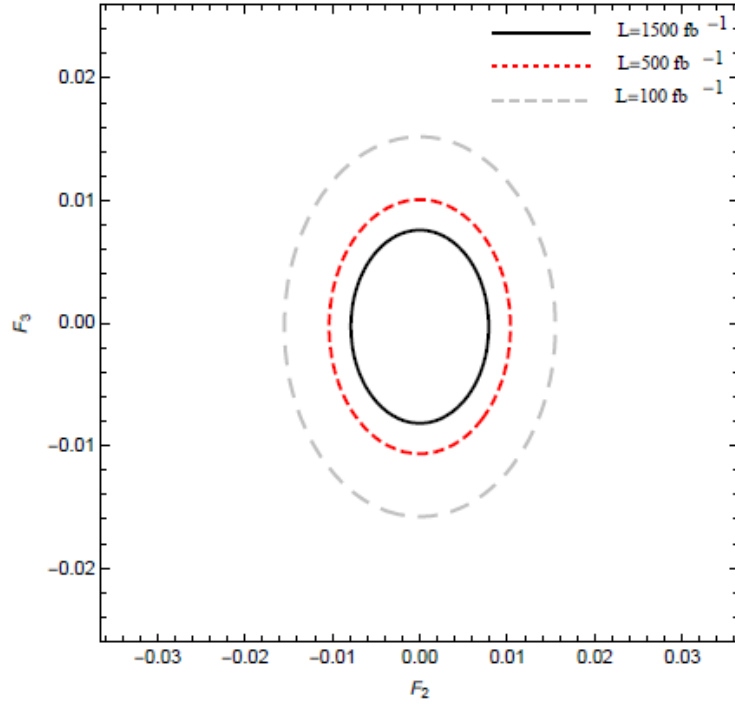
Şekil 5.33 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 60$ ve $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



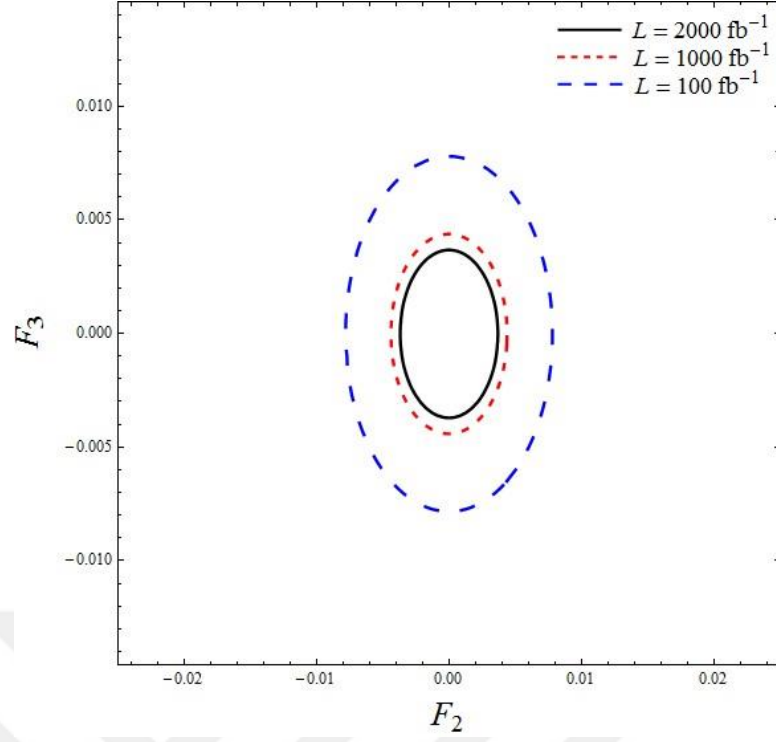
Şekil 5.34 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 60$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



Şekil 5.35 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 80$ ve $\sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



Şekil 5.36 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 80$ ve $\sqrt{s} = 1,4 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.



Şekil 5.37 Weizsacker-Williams fotonu için $P_e = \% - 80$ ve $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ durumunda %95 güvenirlilik aralığında, kontur limitlerini gösteren $F_2 - F_3$ düzlemi.

6. LHC’de TAU LEPTONUN ELEKTROMANYETİK ÖZELİKLERİNİN İNCELENMESİ

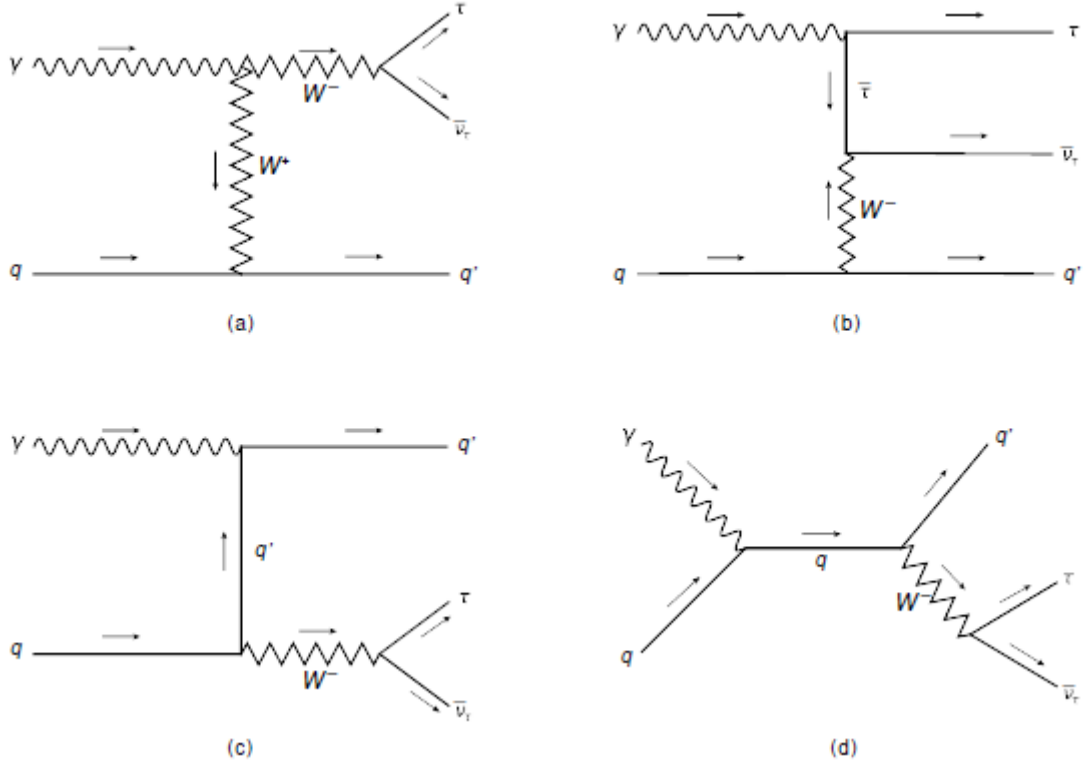
Bu bölümde, LHC’de $pp \rightarrow p\gamma^*p \rightarrow p\tau\bar{\nu}_\tau q'X$ sürecinin vasıtasıyla tau leptonlarının anomal elektromanyetik momentleri incelenmiştir. LHC hadron çarpıştırıcısıdır. LHC’de ki hadron çarpışmalarına yüksek kütle merkezi enerjileri ve ışınıklara ulaşmaktadır. Ancak, iki hadron demetinin çarpışması neticesinde hadronların kuantum renk dinamiğinden kaynaklı çarpışma sonrasındaki ortam çok karmaşıktır. Bu çarpışma sonucunda oluşan jetler birtakım belirsizlikler oluştururlar. Bu belirsizlikler Standart Model ötesi yeni fizikten kaynaklanabilecek işaretleri algılamamızı zorlaştırırlar. Foton indüklü $\gamma^*\gamma^*$ ve γ^*p süreçlerinden en net kanal $\gamma^*\gamma^*$ ’dır. Foton indüklü süreçlerin çok daha basit son durumları vardır.

Tabiatta $\gamma^*\gamma^*$ süreci çoğunlukla elektromanyetikdir. γ^*p süreci $\gamma^*\gamma^*$ sürecine göre çok daha etkin ışınıklık ve yüksek enerjiye ulaşabilmektedir. γ^*p süreci daha yüksek enerjiye ulaşabildiklerinden dolayı anomal çiftlenimler için daha yüksek bir hassasiyete sahip olması beklenmektedir.

$\gamma^*\gamma^*$ ve γ^*p süreçlerinde proton demetlerinin birinden yayımlanan fotonlar daha önce bahsedilen Weizsacker-Williams Yaklaşımı genel formalizminde tanımlanabilir (Budnev 1974; Baur vd. 2002). Bu yaklaşımda sanki gerçek fotonların sanallığı $Q^2 = 2GeV^2$ ’dir. Proton sanki-gerçek foton yayımladığından dolayı partonlar içinde kaybolmazlar. Weizsacker-Williams yaklaşımında, sanki-gerçek fotonların az bir zıt momentumu vardır. Bundan dolayı, bozulmamış protonlardan salınan sanki-gerçek fotonlar çok küçük açılarla çarpışma doğrultusundan saparlar. Fermilab Tevatron’da CDF ve D0 grupları foton-indüklü süreçleri, $p\bar{p} \rightarrow p\gamma\bar{p} \rightarrow pJ/\psi(\psi(2s))\bar{p}$, $p\bar{p} \rightarrow p\gamma^*\gamma^*\bar{p} \rightarrow pe^+e^-\bar{p}$, $p\bar{p} \rightarrow p\gamma^*\gamma^*\bar{p} \rightarrow p\mu^+\mu^-\bar{p}$ ve $p\bar{p} \rightarrow p\gamma^*\bar{p} \rightarrow pWW\bar{p}$ süreçleri aracılığıyla incelemiştir (Aaltonen 2008, Aaltonen 2009a, Aaltonen 2009b, Abulencia 2009). Bu çalışmalardan sonra LHC’de ki CMS ve ATLAS grupları tarafından $pp \rightarrow p\gamma^*\gamma^*p \rightarrow pW^+W^-p$, $pp \rightarrow p\gamma^*\gamma^*p \rightarrow pe^+e^-p$ ve $pp \rightarrow p\gamma^*\gamma^*p \rightarrow p\mu^+\mu^-p$ süreçleri incelenmiştir (Chatrchyan vd. 2012, Chatrchyan vd. 2012b, Khachatryan vd. 2016, Aaboud vd. 2016, Aaboud vd. 2017). Bu bölümde amacımız $pp \rightarrow p\gamma^*p \rightarrow p\tau\bar{\nu}_\tau q'X$ süreci aracılığıyla LHC’de tau leptonun elektromanyetik momentlerinin hassasiyet sınırları belirlemektir.

6.1 Tesir Kesitleri ve Hassasiyet Analizi

Bu çalışmada $pp \rightarrow p\gamma^*p \rightarrow p\tau\bar{\nu}_\tau q'X$ süreci $\gamma^*q \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau q'X$ alt süreci göz önünde bulundurarak hesaplanmıştır. Bu süreçlerdeki q ve q' parçacıkları $u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}, c, \bar{c}$ kuarklarını simgelemektedir Tau leptonunun anomal elektromanyetik moment katkısı Şekil 6.1'in b'deki diyagramda gösterilmiştir.



Şekil 6.1 $\gamma^*q \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau q'X$ alt sürecinin Feynman diyagramları.

Şekil 6.1'in b diyagramında $\bar{\tau}\tau\gamma^*$ köşesinde olan foton Weizsacker-Williams fotonudur. Bu fotonun çok küçük bir sanallığı vardır. Bu köşede başka bir aracı foton yoktur. Bu yüzden seçilen süreç tau leptonunun anomal elektromanyetik momentlerinin incelenmesi için gayet uygundur. Hesaplamalarda şu kesilim değerleri kullanılmıştır;

$$p_T^{\bar{\nu}_\tau} > 10 \text{ GeV}$$

$$p_T^{\bar{\tau}}, p_T^q > 20 \text{ GeV} \quad [6.1]$$

$$|\eta_\tau, \eta_{\bar{\tau}}| > 2,5 \text{ GeV}.$$

$\sqrt{s} = 14,33 \text{ TeV}$ iki modu için tesir kesiti şu şekilde verilir;

$$\sigma_{Tot}(F_2) = \sigma_2 F_2^2 + \sigma_2 F_2^1 + \sigma_0 \quad [6.2]$$

$$\sigma_{Tot}(F_3) = \sigma_2' F_3^2 + \sigma_0. \quad [6.3]$$

Bu denklemde $\sigma_0, F_2 = F_3 = 0$ 'da Standart Modelin'in katkısı ve $\sigma'(\sigma')_i = 1,2$ ise anomal katkıdır. Denklem 6.2 ve 6.3'ün F_2 ve F_3 katsayılarının nümerik hesaplamaları Çizelge 6.1'de gösterilmiştir.

Çizelge 6.1 $\sqrt{s} = 14,33 \text{ TeV}$ 'de F_2 ve F_3 'e karşı toplam tesir kesitlerinin nümerik hesaplamaları.

Mod	σ_2	σ_1	σ_0	σ_2'
$\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$	7,00277	-0,03345	0,312531	7,10279
$\sqrt{s} = 33 \text{ TeV}$	28,5649	-0,123529	0,574318	28,2682

Duyarlılık analizinde χ^2 metodu kullanılmıştır. Yine bu analizde sistematik hatalar göz önünde bulundurmıştır. Hesaplamalarda üç farklı sistematik hata değeri (%3, %5, %7) göz önüne alınmıştır. Bu çalışmayla elde edilen sınırlamalar bu sistematik hatalar ile Çizelge 6.2 ve 6.3'de verilmiştir.

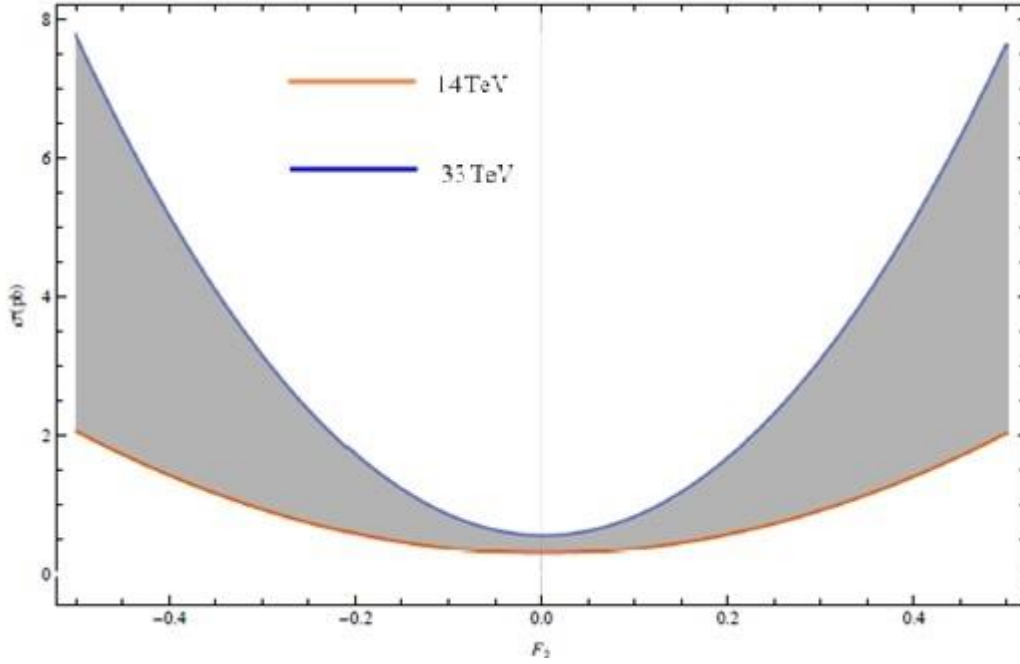
Çizelge 6.2 %95 güvenirlilik aralığında, farklı LHC ışınılıkları ve kütle merkezi enerjilerinin farklı değerleri için a_τ parametresinin hassasiyet sınırları. Sınırlar sistematik hatasız %0 ve sistematik %3,%5,%7 hatalı şekilde verilmiştir.

\sqrt{s} TeV	L (fb ⁻¹)	%0	%3	%5	%7
14	10	(-0,037; 0,042)	(-0,053; 0,058)	(-0,066; 0,071)	(-0,077; 0,082)
	50	(-0,024; 0,029)	(-0,050; 0,055)	(-0,064; 0,069)	(-0,076; 0,081)
	100	(-0,020; 0,017)	(-0,049; 0,054)	(-0,064; 0,069)	(-0,076; 0,081)
	200	(-0,017; 0,021)	(-0,049; 0,054)	(-0,064; 0,069)	(-0,076; 0,081)
33	100	(-0,011; 0,015)	(-0,033; 0,037)	(-0,042; 0,047)	(-0,051; 0,055)
	500	(-0,007; 0,011)	(-0,032; 0,037)	(-0,042; 0,047)	(-0,050; 0,055)
	1000	(-0,005; 0,010)	(-0,032; 0,037)	(-0,042; 0,047)	(-0,050; 0,055)
	3000	(-0,004; 0,008)	(-0,032; 0,037)	(-0,042; 0,047)	(-0,050; 0,055)

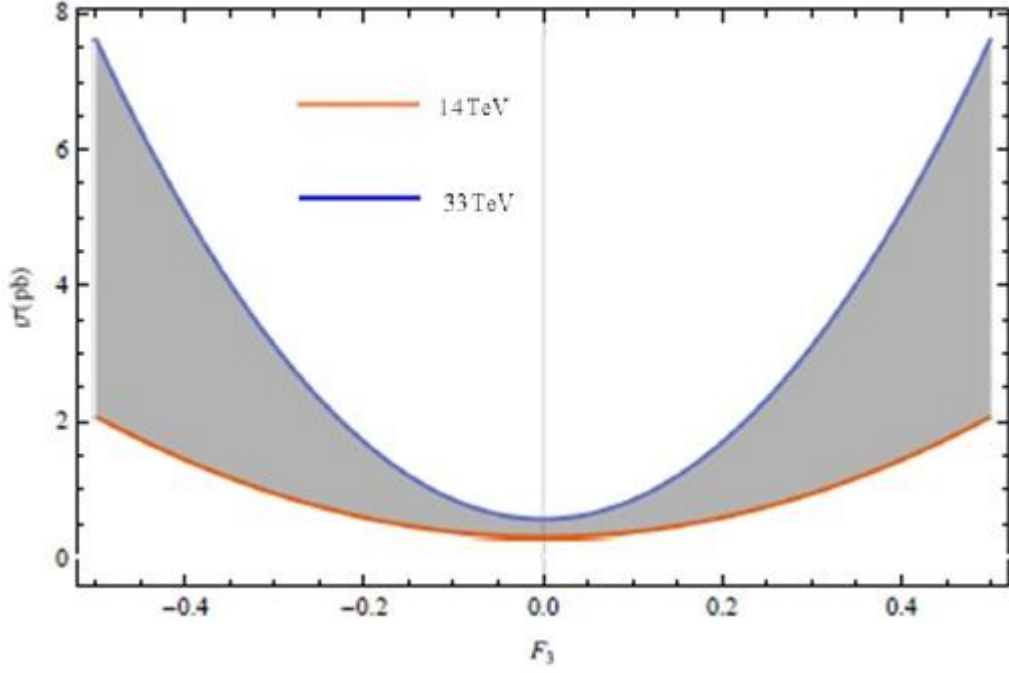
Çizelge 6.3 Çizelge 6.2 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için

\sqrt{s} (TeV)	L (fb^{-1})	%0 (10^{-16})	%1 (10^{-16})	%3 (10^{-16})	%5 (10^{-16})
14	10	2,16	3,01	3,70	4,32
	100	1,44	2,83	3,61	4,26
	300	1,22	2,81	3,60	4,25
	500	1,02	2,79	3,59	4,25
33	10	7,12	1,96	2,45	2,90
	100	4,76	1,90	2,45	2,90
	500	4,00	1,90	2,45	2,90
	1500	3,04	1,90	2,45	2,90

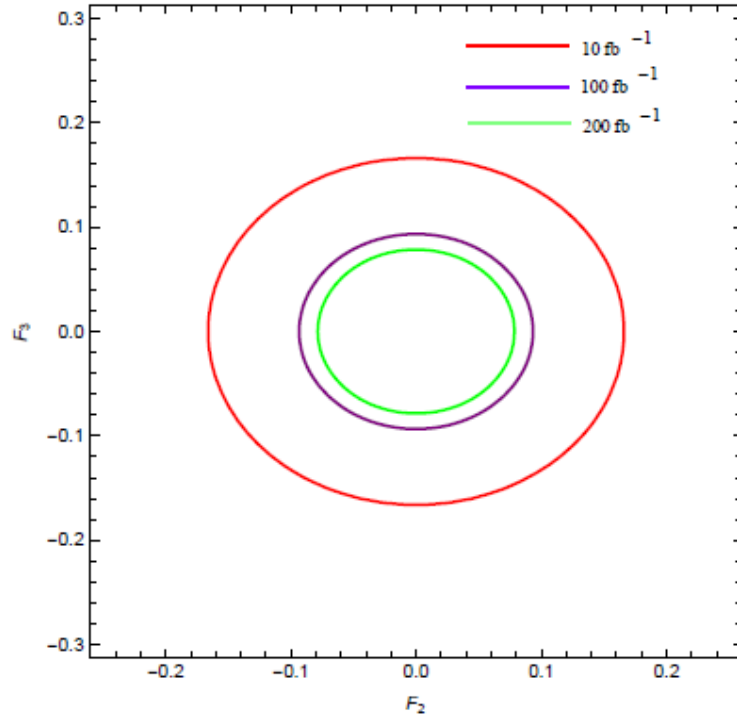
Şekil 6.2 ve 6.3'ten gördüğümüz gibi, kütle merkezi enerjisi artarken toplam tesir kesitlerinin de arttığı görülmektedir (Köksal, 2018). Şekil 6.4 ve 6.5'te ise, anomal elektromanyetik form faktörleri için kontur diyagramlarını gösterilmiştir.



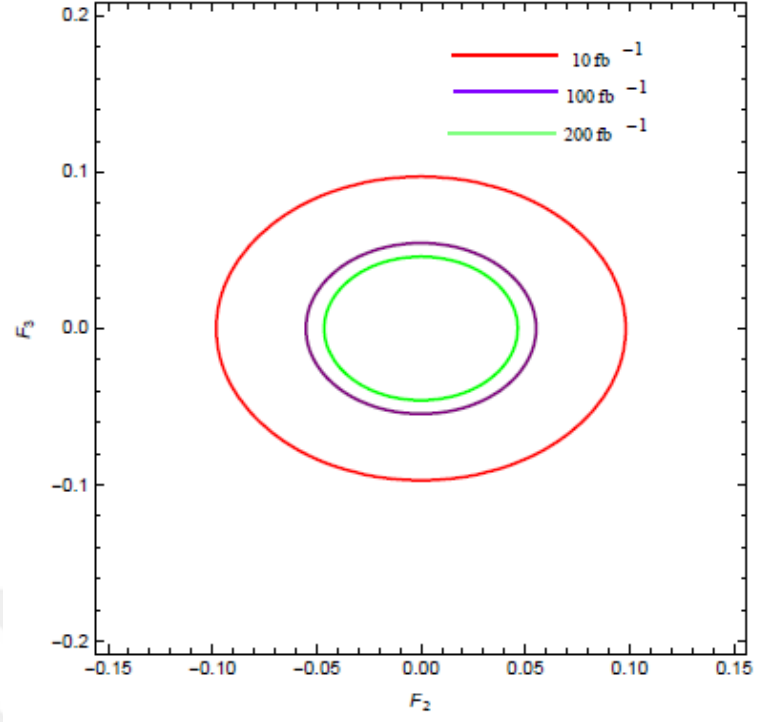
Şekil 6.2 $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ ve $\sqrt{s} = 33 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjileri için F_2 'nin fonksiyonu olan toplam tesir kesitleri.



Şekil 6.3 $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ ve $\sqrt{s} = 33 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjileri için F_3 'ün fonksiyonu olan toplam tesir kesitleri.



Şekil 6.4 $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjisi için %95 güvenirlilik aralığında, $F_2 - F_3$ düzleminde kontur sınırları.



Şekil 6.5 $\sqrt{s} = 33 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjisi için %95 güvenirlilik aralığında, $F_2 - F_3$ düzleminde kontur sınırları.

7.SONUÇ

Tau leptonun anomal dipol momentleri üzerine güncel deneysel sınırlamalar birçok makalede incelenmiştir. Bu konu yapılması planlanan yeni nesil hızlandırıcılarda Standart Model ötesi fiziğin ipuçlarını araştırmada önemlidir.

Bu tezde gelecekte yapılması planlanan CLIC çarpıştırıcısında tau lepton anomal dipol momentleri $e^- \gamma \rightarrow \nu_e \tau \bar{\nu}_\tau$ ve $e^+ e^- \rightarrow e^+ \gamma^* e^- \rightarrow e^+ \nu_e \tau \bar{\nu}_\tau$ süreçleri vasıtasıyla incelenmiştir. Bu süreçler leptonik kanalda olduğundan temiz bir arkaplana sahiptirler. Bundan dolayı, Standart Model'in çiftlenim değerlerinin beklenen değerlerden küçük bir sapması yeni fiziğin varlığına kanıt olacaktır. $e^- \gamma \rightarrow \nu_e \tau \bar{\nu}_\tau$ süreci diğer süreçlere göre en iyi duyarlılık sınırları verir. Ayrıca, $\gamma\gamma$ ve $e^- \gamma$ süreçlerini içeren etkileşimler için yeni hızlandırıcı ve detektörlere gerek vardır. Diğer taraftan, $e^- \gamma^*$ ve $\gamma^* \gamma^*$ süreçleri için yeni bir cihaza gerek yoktur.

Ek olarak, burada hem polarize olmayan elektron demeti hemde çeşitli polarizasyon değerlerine sahip elektron demeti kullanılmıştır. Polarizasyonun duyarlılık sınırlarını artırdığını anlaşılmıştır. a_τ için elde ettiğimiz sonuçlar güncel deneysel limitlerden daha iyidir. CLIC'in $e^- \gamma$ ve $e^- \gamma^*$ modu kullanılmasıyla Standart Model ötesi tau lepton fiziğinin incelenmesi açısından yeni olanaklar sağlayacağı sonucuna varılmıştır.

LHC çarpıştırıcısı için yapılan incelemede ise LHC'de tau leptonunun anomal elektromagnetik dipol momentleri foton indüklü süreçler vasıtasıyla incelenmiştir. Bu foton indüklü süreçler, mevcut çarpıştırıcılarda daha yüksek enerjilerde yüksek enerji ve yüksek ışınlınlıklı $\gamma^* \gamma^*$ ve $\gamma^* p$ etkileşimlerini incelemek için bize yeni fırsatlar verir. $\gamma^* \gamma^*$ ve $\gamma^* p$ etkileşimleri proton-proton çarpışmalarından daha az arka plan oluşur. Standart Model tarafından öngörülen sinyallerden farklı sinyaller, Standart Model ötesi yeni fizik için ipucu olacaktır. Çalışmanın LHC için yapılan kısmında Weizsacker- Williams yaklaşıklığını kullanarak tau leptonun elektromanyetik dipol momentlerini incelenmiştir.

Model bağımsız bir modelde $pp \rightarrow p\gamma^* p \rightarrow p\tau\bar{\nu}_\tau q'X$ ($q, q' = u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}, c, \bar{c}$) süreci için tau lepton anomal dipol momentleri incelenmiştir. Elde edilen anomal manyetik dipol

momentleri sınırları güncel deneysel sınırlardan daha iyidir. LHC için elde edilen en iyi sonuçlar literatürdeki diğer çalışmalara (Atağ 2010; Atağ 2016) ve bu çalışmada CLIC için elde edilen sonuçlara çok yakındır. Anomal elektrik dipol moment için, en iyi sınırlar deneysel sınırlar ile aynı büyüklük mertebesindedir.



KAYNAKLAR

- Köksal M., İnan S. C., Billur A. A., Özgüven Y., Bahar M. K.** (2018). Analysis of the anomalous electromagnetic moments of the tau lepton in $\gamma\gamma$ collisions at the LHC. *Physics Letters B*, 783, 375-380.
- Özgüven Y., Billur A. A., İnan S. C., Bahar M. K., Köksal M.** (2017). Search for the anomalous electromagnetic moments of the tau lepton through electron-photon scattering at the CLIC. *Nuclear Physics B*, 923, 475-490.
- Atağ S., Billur A. A.** (2010). Possibility of determining τ lepton electromagnetic moments in $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ process at the CERN-LHC. *Journal of High Energy Physics*, 1011, 060.
- Atağ S., Gürkanlı E.** (2016). Prediction for CP violation via electric dipole moment of τ lepton in $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ process at CLIC. *Journal of High Energy Physics*, 1606, 118.
- Chatrchyan S. vd.** (CMS Collaboration) (2012). Exclusive $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. *Journal of High Energy Physics*, 1201, 052.
- Chatrchyan S. vd.** (CMS Collaboration) (2012). Search for exclusive or semi-exclusive $\gamma\gamma$ production and observation of exclusive and semi-exclusive e^+e^- production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. *Journal of High Energy Physics*, 1211, 080.
- Khachatryan V. vd.** (CMS Collaboration) (2016). Evidence for exclusive $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ production and constraints on anomalous quartic gauge couplings in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ and 8 TeV. *Journal of High Energy Physics*, 1608, 119.
- Aaboud M. vd.** (ATLAS Collaboration) (2016). Measurement of exclusive $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ production and search for exclusive Higgs boson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ using the ATLAS detector. *Physical Review D*, 94, 032011.
- Aaboud vd.** (ATLAS Collaboration) (2017). Measurement of the exclusive $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ process in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector. *arXiv:1708.04053*.
- Aaltonen, T. vd.** (CDF Collaboration) (2008). Observation of exclusive dijet production at the Fermilab Tevatron $\bar{p}p$ collider. *Physical Review D*, 77, 052004.
- Aaltonen, T. vd.** (CDF Collaboration) (2009a). Search for exclusive Z-boson production and observation of High-Mass $p\bar{p} \rightarrow p\gamma\gamma\bar{p} \rightarrow pl^+l^-\bar{p}$ events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. *Physical Review Letters*, 102, 222002.
- Aaltonen, T. vd.** (CDF Collaboration) (2009b). Search for high-mass resonances decaying to dimuons at CDF. *Physical Review Letters*, 102, 091805.

- Abulencia, A. vd.** (CDF Collaboration) (2007). Observation of exclusive electron-positron production in hadron-hadron collisions. *Physical Review Letters*, 98, 112001.
- Adamczyk L. vd.** (2011). Tech. Rep. *ATLCOM- LUM-2011-006*, CERN.
- Albrow M. G., Coughlinb T.D., Forshaw J.R.** (2010). Central exclusive particle production at high energy hadron colliders. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 65, 149.
- Moortgat-Pick G. vd.** (2008). Polarized positrons and electrons at the linear collider. *Physics Reports*, 460, 131.
- Belyaev A. vd.** (2003). *Comput. Phys. Commun.* 184, 172.
- Pukhov A. vd.** (2004). Report No. INP MSU 98-41/542; arXiv:hep- ph/0412191.
- Peressutti J., Sampayo O. A.** (2012). Tau anomalous magnetic moment in $\gamma\gamma$ colliders. *Physical Review D*, 86, 035016.
- Achard P. vd.** (2004). Muon-pair and tau-pair production in two-photon collisions at LEP. *Physics Letters B*, 585, 53-65.
- Tran T. H, vd.** (2016). Reconstruction and classification of tau lepton decays with ILD. *The European Physical Journal C*, 76, 468.
- Kalinowski A.** (2009). Tau Lepton Reconstruction and Identification with the ATLAS Detector at the LHC. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 189, 305-310.
- Lai. S. vd.** (ATLAS Collaboration) (2009). *ATL-PHYS-PROC-2009-126*.
- Bagliesi G.** (2008). Reconstruction and identification of tau decays at CMS. *Journal of Physics: Conference Series*, 119, 032005.
- Beringer J. vd.** (Particle Data Group) (2012). Leptons. “Review of Particle Physics”. *Journal of Physics G*, 38 (1): 581-651.
- Itzykson C, Zuber J. B** 1981, Quantum Field Theory, McGrawHill.
- Brown H. N. vd.** (Muon g-2 Collaboration) (2000). Improved measurement of the positive muon anomalous magnetic moment. *Physical Review D*, 62, 091101.
- Gerlach W. and Stern O.** (1924). *Zeits. Physik* 8,110.
- Schwinger J.** (1948). On Quantum-Electrodynamics and the Magnetic Moment of the Electron. *Physics Review*, 73, 4161.
- Uhlenbeck G. E. and Goudsmit S.** (1926). Spinning electrons and the Structure of spectra. *Nature*, 117, 264-265.
- Acciarri M. vd.** (L3 Collaboration) (1998). Measurement of the anomalous magnetic and electric dipole moments of the tau lepton. *Physics Letters B*, 434, 169-179.
- Ackerstaff K. vd.** (OPAL Collaboration) (1998). An upper limit on the anomalous magnetic moment of the τ lepton. *Physics Letters B*, 431, 188-198.

- Abdallah J. vd.** (DELPHI Collaboration) (2004). Study of tau-pair production in photon-photon collisions at LEP and limits on the anomalous electromagnetic moments of the tau lepton. *Eur. Phys. J. C.*, 35, 159-170.
- Passera M.** (2007). Precise mass-dependent QED contributions to leptonic $g-2$ at order α^2 and α^3 . *Phys. Rev. D*, 75, 013002.
- Eidelman S., Passera M.** (2007). Theory of the τ lepton anomalous magnetic moment. *Modern Physics Letters A*, 22, 159-179.
- Hamzeh F., Nasrallah N. F.** (1996). Hadronic part of the tau's ($g-2$) from QCD. *Physics Letters B*, 373, 211-214.
- Samuel M. A. vd.** (1991). *Physical Review Letters*, 67, 1668.
- Christenson J.H. vd.** (1964). Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson. *Physical Review Letters*, 13, 138.
- Kobayashi M., Maskawa T.** (1963). CP violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49, 652.
- Hoogeveen F.** (1990). The Standard model prediction for the electric dipole moment of the electron. *Nuclear Physics B*, 341, 322.
- Barr S. M. ve Marciano W. J.** (1989). Electric Dipole Moments in CP Violation. *World Scientific*.
- Ma J. P. ve Brandenburg A.** (1992). CP violation and top quark decays. *Zeitschrift für Physik C*, 56, 97.
- Barr S. M.** (1986). Survey of a new class of models of CP violation. *Physical Review D*, 34, 1567.
- Ellis J. vd.** (1982). Will the universe become supersymmetric? *Physics Letters B*, 114, 227.
- Pati J. C. ve Salam A.,** (1974). Lepton number as the fourth "color". *Physical Review D*, 10, 275.
- Gutierrez-Rodriguez A. vd.** (2004). Limits on the dipole moments of the τ -lepton via the process $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ in a left-right symmetric model. *Modern Physics Letters A*, 19, 2227.
- Weinberg S.** (1976). Gauge theory of CP Nonconservation. *Physical Review Letters*. 37, 657.
- Barr S. M. ve Zee A.** (1990). Mechanism for large neutrino magnetic moments. *Physical Review Letters*, 65, 2626.
- Inami K. vd.** (BELLE Collaboration) (2003). Search for the electric dipole moment of the τ lepton. *Physics Letters B*, 551, 16.
- Pich A.** (2014). Precision Tau Physics. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 75, 41.
- Laursen L., Samuel M. A., Sen A.** (1984). Radiation zeros and a test for the g value of the τ lepton. *Physical Review D*, 29, 2652.

- Gonzalez-Sprinberg G. A., Santamaria A., Vidal J.** (2000). Model independent bounds on the tau lepton electromagnetic and weak magnetic moments. *Nuclear Physics B*, 582, 3.
- Accomando E. vd.** (CLIC Phys. Working Group Collab.) (2004). Physics at the CLIC multi-TeV linear collider. *CERN-2004-005*.
- Dannheim D. vd.** (2012). CLIC e^+e^- linear collider studies. *arXiv: 1208.1402 [hep-ex]*.
- Abramowicz H. vd.,** (CLIC Det. and Physics Study Collab.) (2013). Physics at the CLIC e^+e^- Linear Collider. *arXiv:1307.5288*.
- Ginzburg I. F. vd.** (1983). Colliding ge and gg beams based on the single-pass e^+e^- colliders (VLEPP type). *Nuclear Instrument and Methods in Physics Research*, 205, 47.
- Telov V. I.** (1990). Problems in obtaining $\gamma\gamma$ and γe colliding beams at linear colliders. *Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A*, 294, 72.
- Brodsky S. J. vd.** (1971). Two-photon mechanism of particle production by high-energy colliding beams. *Physical Review D*, 4, 1532.
- Terazawa H.** (1973). Two-photon processes for particle production at high energies. *Reviews of Modern Physics*, 45, 615.
- Budnev V. M. vd.** (1974). The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. *Physics Reports*, 15, 181.
- Piotrkowski K.** (2001). Tagging two-photon production at the CERN Large Hadron Collider. *Physical Review D*, 63, 071502.
- Baur G. vd.** (2002). Coherent $\gamma\gamma$ and γA interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders. *Physics Reports*, 364, 359.
- Griffiths D.** (2015). Temel Parçacıklara Giriş. *Nobel Yayınevi (Çeviri: Prof. Dr. Gülsen Öngüüt vd.)*, 453s, Ankara.



ÖZGEÇMİŞ

Kişisel bilgiler

Adı Soyadı Yücel Özgüven
Doğum Yeri ve Tarihi Edirne, 05.08.1990
Medeni Hali Bekar
Yabancı Dil İngilizce
İletişim Adresi Yenişehir Mah. Safa Cad. Esnaflar Sit.
B-Blok D:14 58070 Sivas
E-posta Adresi phyozguvenyucel@gmail.com

Eğitim ve Akademik Durumu

Lise 1. Murat Yabancı Dil Ağırlıklı Lisesi, 2008
Lisans Cumhuriyet Üniversitesi, 2014

İş Tecrübesi

-

Yayınlar

Ulusal

Serkan Akkoyun, Tuncay Bayram, Yücel Özgüven ; “Giant Dipole Resonance Energy Presictions For $^{116,117,118,119,120,124}\text{Sn}$ and $^{233,234,235,236,238}\text{U}$ Isotopes”;Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Bilimleri Dergisi 17(2) (2017) 426-431

Uluslararası

Murat Köksal, S. Cem İnan, A.Alper Billur, Yücel Özgüven, M. Kemal Bahar; “Analysis of the anomalous electromagnetic moments of the τ lepton in $\gamma\gamma$ collisions at the LHC”; Phys.Lett. B 783 (2018) 375-380

Yücel Özgüven, A.Alper Billur, S. Cem İnan, M. Kemal Bahar, Murat Köksal ; “Search for the anomalous electromagnetic moments of the tau lepton through electron-photon scattering at the CLIC”; Nuclear Physics B 923 (2017) 475-490

Yıldırım Özgüven, Birsen Yücel, Betül Özyürek, Gülderen Karakuş, Yücel Özgüven ; “Concentration modulated skin marker for radiotherapy treatment planning process”; Physica Medica; 29(2) (2013) 196-203

Kongreler ve Bildiriler

Uluslararası

Murat Köksal, S.Cem İnan, A. Alper Billur, M. Kemal Bahar, Yücel Özgüven ; “Probing the anomalous electromagnetic moments of the tau lepton in $\gamma\gamma$ collisions at the LHC”; Turkish Physical Society 33. International Physical Congress; s401 (2017)