TÜBİTAK

Tau Leptonun Elektromanyetik Özelliklerinin Lepton ve Hadron Çarpıştırıcılarında Araştırılması

Program Kodu: 1001

Proje No: 115F136

Proje Yürütücüsü:

Doç. Dr. S. Cem İnan

Araştırmacılar:

Doç. Dr. Ahmet Alper Billur

Doç. Dr. Murat Köksal

Yrd. Doç. Dr. Mustafa Kemal Bahar

Bursiyer

Yücel Özgüven

ÖNSÖZ

Bu projede tau leptonunun anomal elektromanyetik momentleri çeşitli süreçler ile lepton ve hadron çarpıştırıcılarında indüklenmiş foton reaksiyonlarıyla incelenmiştir. Tau leptonu diğer leptonlara göre çok daha ağır olduğu için elektromanyetik momentinin incelenmesi ancak hızlandırıcılarda mümkün olabilmektedir. Bu durum göz önünde bulundurularak tau leptonunun elektromanyetik momentleri daha önce literatürde incelenmemiş süreçlerle, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) ve Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcı (CLIC) için araştırılmıştır.

Bu proje TÜBİTAK tarafından “ARDEB-1001 - Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Projelerini Destekleme Pr." kapsamında desteklenmiştir. (Proje no: 115F136)

TÜBİTAK

İçindekiler

1. ÖZET 1

2. ABSTRACT 2

3. GİRİŞ 3

4. CLIC'TE TAU LEPTONUN ELEKTROMANYETİK ÖZELİKLERİNİN İNCELENMESİ 6

4.1 Compton Geri-Saçılan Foton Analizi 11

4.2 Weizsacker-Williams Fotonlarıyla Analiz 17

5. LHC'de TAU LEPTONUN ELEKTROMANYETİK ÖZELİKLERİNİN İNCELENMESİ 22

5.1 Tesir Kesitleri Ve Hassasiyet Analizi 23

6. SONUÇ 31

TÜBİTAK

Tablo Listesi

1. DELPHI grubu tarafından verilen sistematik hatalar 10
2. Compton geri-saçılan foton için P_e=%0 durumunda farklı kütle merkezi ve farklı CLIC ışınlık değerlerinde a_τ için %95 C.L.'de duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %3, %5, %7 sistematik hataları ile gösterilir. 13
3. Tablo 2 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için. 13
4. %95 güvenirlik derecesinde, çeşitli kütle merkezi enerjileri ve toplam CLIC ışınlıklarında Compton geri saçılan foton ve % -80 polarize elektron demeti için a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %3, %5, %7 sistematik hataları ile gösterilir. 15
5. Tablo 4 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için 16
6. $F_2 = -0,01$, $F_3 = -0,01$ ve farklı $Q^2_{\max}$ değerleri için $\sqrt{s} = 3$ TeV'de tesir kesitleri. . . . 18
7. %95 güvenirlik derecesinde, çeşitli kütle merkezi enerjileri ve toplam CLIC ışınlıklarında Weizsacker-Williams fotonu ve polarize edilmemiş elektron demeti için a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %3, %5, %7 sistematik hataları ile gösterilir. 18
8. Tablo 7 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için. 19
9. %95 güvenirlik derecesinde, çeşitli kütle merkezi enerjileri ve toplam CLIC ışınlıklarında Weizsacker-Williams fotonu ve %-80 polarize elektron demeti için a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %3, %5, %7 sistematik hataları ile gösterilir. 19
10. Tablo 8 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için. 19
11. $\sqrt{s}$ =14, 33 TeV'de F_2 ve F_3'e karşı toplam tesir kesitlerinin nümerik

hesaplamaları. 26

12. LHC'de farklı ışınlıklık ve kütle merkezi enerjileri için $a_\tau$çiftlenimlerinin %95 C. L. hassasiyet sınırları. Sınırlar sistematik hatasız %0 ve sistematik %3, %5, %7 hata barındıracak şekilde gösterilmiştir…….. 27

13. Tablo 3'ün aynısı fakat $|d_\tau|$ için 27

TÜBİTAK

Şekiller Listesi

1. $e^- \gamma \to \nu_e \tau \overline{\nu_\tau}$ alt süreci için Feynman diyagramları. 7
2. Compton geri-saçılan foton için P_e=%0 ve $\sqrt{s}$=1,4 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi. 14
3. Compton geri-saçılan foton için P_e=%0 ve $\sqrt{s}$=3 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi. 14
4. Compton geri-saçılan foton için P_e=−¿%80ve $\sqrt{s}$=1,4 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi. 16
5. Compton geri-saçılan foton için P_e=−¿%80ve $\sqrt{s}$=3 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi. 17
6. Weizsacker-Williams fotonu için P_e=%0 ve $\sqrt{s}$=1,4 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi. 20
7. Weizsacker-Williams fotonu için P_e=%0 ve $\sqrt{s}$=3 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi. 21
8. Weizsacker-Williams fotonu için P_e=−¿%80ve $\sqrt{s}$=1,4 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi. 21
9. Weizsacker-Williams fotonu için P_e=−¿%80ve $\sqrt{s}$=3 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi. 22
10. $\gamma^* q \to \tau \overline{\nu}_\tau q' X$ alt sürecinin Feynman diyagramları 24
11. $\sqrt{s}$ =14, 33 TeV iki farklı kütle merkezi enerjisi için F_2 'nin bir fonksiyonu olarak toplam tesir kesitleri 26

12. $\sqrt{s}$ =14, 33 TeV iki farklı kütle merkezi enerjisi için F_3'nin bir fonksiyonu olarak toplam tesir kesitleri 27

13. $\sqrt{s}$ =14 TeV için F_2 - F_3 düzleminde %95 C. L.'de kontur sınırları 27

14. $\sqrt{s}$ =33 TeV için F_2 - F_3 düzleminde %95 C. L.'de kontur sınırları 28

TÜBİTAK

1. ÖZET

Noktasal bir parçacığın jiromanyetik çarpanının değeri (g) Dirac denkleminde 2'dir. Bu değerden sapma a=(g-2)/2, parçacıkların anomal manyetik momenti olarak tanımlanır. Relativistik kuantum mekaniğinde ilmek seviyesinde düzeltme olmadığı için a=0'dır. a değerinin duyarlılığını hesaplamak için birçok deneysel ve teorik çaba gösterilmiştir. Özellikle, elektron ve müon anomal manyetik momentleri için birçok deneysel çalışma literatürde mevcuttur. Bununla birlikte, tau leptonunun elektromanyetik momentlerinin duyarlılığını bu leptonun kısa olan ömründen dolayı yüksek seviyede belirlenememiştir.

Kompakt doğrusal çarpıştırıcı (CLIC) e^+e^- hızlandırıcısı olarak önerilmiştir. Bu çarpıştırıcıda, üç farklı araştırma aşamasında enerjinin 0,5 TeV'den 3 TeV'e kadar çıkarılması planlanmaktadır. CLIC'te, Standart Model ötesi yeni fizik araştırmaları kapsamlı bir şekilde fenemenelojik düzeyde çalışılmaktadır. Ayrıca CLIC eşdeğer foton yaklaşımıyla $\gamma^*\gamma^*$ ve $\gamma^* e^{-}$ çapışmalarının araştırılmasına da olanak sağlamaktadır. Projenin ilk aşamasında $e^+e^- \to e^+\gamma^* e^- \to e^+\nu_e \tau \overline{\nu_\tau}$ ve $e\gamma \to \nu_e \tau \acute{\nu}_\tau$ süreçleri incelenerek CLIC'te tau leptonunun anomal elektromanyetik momentleri incelenmiştir.

CERN bulunan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)'de bulunan ATLAS ve CMS çalışma gruplarının hazırladıkları program ile daha önce DESY-HERA ve Fermilab-Tevatron çarpıştırıcılarında deneysel olarak gerçekleştirilmiş olan, foton indüklü reaksiyonların incelenmesi mümkün olacaktır. Böylece, LHC'de proton-proton çarpışmasını tamamlayıcı olarak yüksek enerjilerde foton-foton ve foton-proton çarpışmaları incelenebilecektir. LHC'de foton-foton ve foton-proton çarpışmaları, proton-proton çarpışmasına göre nispeten daha az arka plan içerdiklerinden daha temiz süreçler oluştururlar. Bu motivasyonla projenin son aşamasında $pp \to p\gamma^* p \to p\tau\nu_\tau q'X$ süreci ile tau leptonunun anomal elektromanyetik momentleri incelenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Tau lepton, Anomal elektromanyetik moment, CLIC, LHC, İndüklenmiş foton reaksiyonları.

2. ABSTRACT

The value of gyromagnetic factor (g) is 2 for a point-like particle in the Dirac equation. Difference from this value a=(g-2)/2 is known as the anomalous magnetic moment. In relativistic quantum mechanics a=0 since there are no corrections from loop level. The sensitivity of a was examined by many theoretical and experimental affords. Especially, in the literature there has been a great amount of work on the anomalous electromagnetic moments of the electron and muon. However, the sensitivity of the tau lepton electromagnetic moments has not been determined high level accuracy.

The Compact Linear Collider (CLIC) is a proposed future e^+e^- collider, designed to fulfill e^+e^- collisions at energies from 0,5 to 3 TeV, and it is planned to be constructed with a three main stages research region. The CLIC has been extensively studied for interactions beyond the SM. The CLIC enables to investigate γ*γ* and γ*e interactions by equivalent photon approximation. Tau lepton anomalous electromagnetic moments was investigated at the first stage of the project through the processes $e^+e^- \to e^+\gamma^*e^- \to e^+\nu_e\tau\overline{\nu_\tau}$ and $\to \nu_e\tau\acute{\nu}_\tau$.

ATLAS and CMS collaborations at the CERN LHC have a program which it is possible to investigate photon induced reactions that were observed before at the colliders DESY HERA and Fermilab Tevatron. Therefore complementary to proton-proton collisions, it is possible to investigate photon-photon and photon-proton collisions with a high energy at the LHC. Photon-photon and photon-proton collisions at the LHC due to their minor backgrounds, provide a rather clean processes compared to proton-proton collisions. In this motivation, tau lepton anomalous magnetic moments was examined through the proceses $pp \to p\gamma^* p \to p\tau\nu_\tau q'X$ at the end of the project.

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

3. GİRİŞ

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, α ince yapı sabiti olmak üzere $g \cong 2[1 + (\alpha / 2\pi) - 3,28(\alpha / \pi)^2] \cong 2,0023192$ olarak ifade edilir. $g = 2$ durumu Dirac denkleminin göz önüne alınmasında ortaya çıkar. Spin presesyon yöntemleriyle ölçülen $\alpha_e = (g - 2) / 2$ 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 a değerlerinin duyarlılık limitlerinin arttırılması için yapılmıştır (Beringer vd., 2012). Ayrıca, parçacıkların anomal manyetik momentleri üzerine yapılan çalışmaların Standart Model (SM)'nin hassasiyet testini sağladığını ve yeni fizik etkilerine bakış açısı kazandırdığı not edilmelidir (Brown vd., 2000). Bunun yanı sıra müonun anomal manyetik momenti a_μ, SM'yi incelemekte ve SM'ye 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 yarı ömrü nedeniyle aynı metot kullanılarak ölçülemez (Beringer vd., 2012). Bu yüzden şimdiye kadar tau leptonun anomal manyetik momentinin direk ölçümü mümkün olmamıştır. Tau leptonu üretimi hassas çarpışma deneyleri ile gerçekleştirilir.

Leptonların anomal manyetik momentlerinin deneysel çalışmalarında elde edilen sonuçlar hem SM tarafından öngörülemeyen yeni fizik katkılarını hem de tahmini değerleri içerir. Tau lepton yeni fizik etkilerinin belirlenmesinde diğer leptonlardan daha avantajlıdır, bunun sebebi tau leptonunun diğer leptonlara göre daha büyük bir kütleye sahip olmasıdır. Bazı yeni fizik teorilerinde *m* kütleli bir lepton için anomal manyetik momentlerden

kaynaklanan katkılar m^2 ile orantılı olmaktadır. Bu sebeple, tau leptonun kütlesi diğer leptonların kütlesinden daha büyük olduğu için tau leptonun anomal elektromanyetik momenti elektrozayıf ve yeni fizik halka katkılarına daha fazla hassasiyet sağlar. Spin presesyon deneyleri ile tau leptonun elektromanyetik momentini ölçmek bu leptonun kısa ömründen dolayı oldukça zordur. Bu deneylerin yerine tau leptonun çift üretimini içeren yüksek enerjili hızlandırıcı deneyleri yapılmıştır. Bununla birlikte, bu deneysel çalışmalarda, $\tau\bar{\tau}\gamma$ süreci tau leptonları (foton sanallığı $Q^2 = 10^5 - 10^7\, GeV^2$) fotonları içerdikleri için a_τ niceliği doğrudan ölçülemez. LEP'te %95 C.L' de $e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$ süreci vasıtasıyla, a_τ için şimdiye kadar elde edilen en hassas deneysel limitler şu şekilde verilir (Acciorri vd. 1998; Ackersraff, 1998; Abdallah vd. 2004;),

$$\text{L3: } -0.052 < a_\tau < 0.058$$

$$\text{OPAL: } -0.068 < a_\tau < 0.065 \qquad (1)$$

$$\text{DELPHI: } -0.052 < a_\tau < 0.013$$

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

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

$$a_\tau^{QED} = 117324x10^{-8}$$

$$a_\tau^{EW} = 47x10^{-8} \qquad (2)$$

$$a_\tau^{HAD} = 350.1x10^{-8}$$

Buraaki değerler sırasıyla halka seviyesinde elektromanyetik, elektrozayıf ve hadronik katkıları göstermektedir. Bu nedenle, SM değeri $a_\tau^{SM} = 117721x10^{-8} = 0.00117721$ olarak elde edilir. Bu değer deneysel hassasiyet sınırlarından uzak olduğu için, ki bu değer 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. Uzun ömürlü mezon türlerinin tek bir örneği yeterince uzun bir demet kullanılarak oluşturulabilir. Böyle bir sistemde, bir 2π bozunumu gözlenirse, CP'nin çiğnendiği açıktır (Christenson vd. 1964). Buradaki olay kuark sektöründe Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrisine deneysel bir faz faktörünün dahil edilmesiyle SM' ye uyarlanabilir (Kobayashi 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 SM'nin 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 (Hoogeven 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 kaynaklar leptokuark (Barr ve Marciano 1989), SUSY (Ellis vd. 1982) , sol-sağ simetrisi (Pati ve Salam 1974; Gutierez-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 C.L.'deki sınırlar

$$\text{L3: } |d_\tau| \leq 3.1 \times 10^{-16} e\ cm$$

$$\text{OPAL: } |d_\tau| \leq 3.7 \times 10^{-16} e\ cm \qquad (3)$$

$$\text{DELPHI: } |d_\tau| \leq 3.7 \times 10^{-16} e\ cm$$

şeklindedir (Acciorri vd. 1998; Ackersraff, 1998; Abdallah J. vd. 2004). En kısıtlayıcı deneysel sınırlar

$$\text{BELLE: } -2.2 \leq \text{Re}(d_\tau) \leq 4.5 \times (10^{-17} e\ cm) \qquad (4)$$

$$-2.5 \leq \text{Im}(d_\tau) \leq 0.8 \times (10^{-17} e\ cm)$$

olarak elde edilmiştir (Inami K. 2003). Bu sonuçlar BELLE grubu tarafından $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ süreci vasıtasıyla ölçülmüştür. Bu süreçte Q^2 değeri çok büyük olduğu için ($100 GeV^2$) elde edilen sınırlar gerçek ve sanal olarak iki kısımda verilir.

Bu projenin ana motivasyonu anomal elektromanyetik form faktörleri içeren $\tau\bar{\tau}\gamma$ köşesinin SM'ye ek olarak nasıl katkı sağlayacağı üzerinedir. Bu bağlamda, 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,

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

şeklinde ifade edilir. Burada q ve m sırasıyla fotonun momentumu ve tau leptonun kütlesidir. $F_{1,2,3}(q^2)$ sırasıyla tau leptonun elektrik yükü, anomal manyetik dipol ve elektrik dipol form faktörleridir. Bilindiği gibi, $F_1 = 1$, $F_2 = F_3 = 0$ olduğu durumda elektromanyetik köşe faktörü SM'deki köşe faktörüne indirgenir. Bunula birlikte, $\tau\tau\gamma$ köşesi nedeniyle yeni fizikten gelebilecek katkılar nedeniyle F_2 ve F_3 sıfır olarak alınmamalıdır (Pich 2014; Laursen vd. 1984; Gonzalez vd. 2000). $q^2 \to 0$ limit durumu değerlendirilirse form faktörleri

$$F_1(0) = 1, \qquad F_2(0) = a_\tau, \qquad F_3(0) = \frac{2m_\tau d_\tau}{e} \quad (6)$$

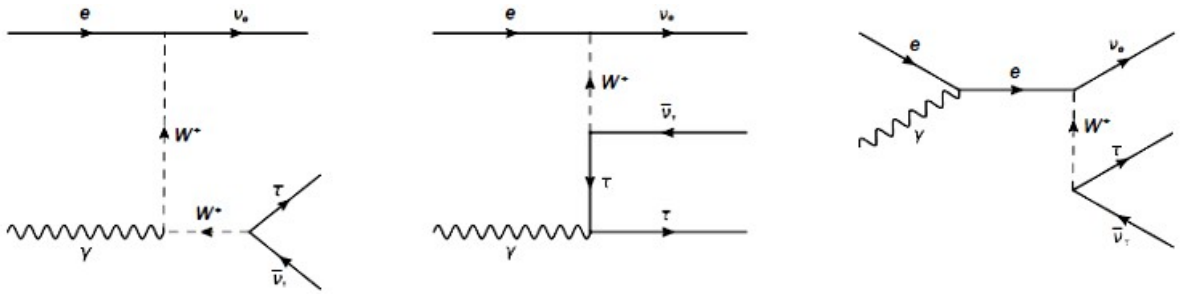
haline gelir. Buradaki yeni durum fermiyonların statik özellikleri ile ilgilidir. Projede (5) denklemiyle verilen etkileşme köşeleri ve (6) yaklaşımı kullanılarak tau leptonunun elektromanyetik momentleri CLIC ve LHC'de foton indüklü süreçler ile incelenmiştir.

4. CLIC'TE TAU LEPTONUN ELEKTROMANYETİK ÖZELİKLERİNİN İNCELENMESİ

CLIC gelecekte yapılması planlanan, 0.5-3 TeV enerji aralığında e^+e^- çarpışmasının gerçekleşebileceği bir çarpıştırıcıdır (Accomando vd. 2004; Dannheim 2012; Abramowicz 2013). Bu çalışmada, CLIC gibi gelecekte yapılması planlanan yüksek enerjili ve ışınlıklı lineer çarpıştırıcılarda tau leptonunun anomal elektrik ve manyetik dipol momentleri incelenmiştir. RHIC ve HERA'da olduğu gibi demet polarizasyonu bu tür hesaplamalarda önemli bir katkı sağlayabilir. Gelecek nesil doğrusal hızlandırıcılarda %±80 lepton demeti polarizasyonuna ulaşılması beklenmektedir. Bu çalışmada demetlerden birinin polarizasyonu %−¿80 olarak alınmıştır (%−¿80, demetin yüzde seksenin sol elli leptonlardan oluştuğunu gösterir).

Projenin bu kısmında, $e^- \gamma \to \nu_e \tau \overline{\nu_\tau}$ (γ Compton geri-saçılan foton) ve $e^+e^- \to e^+\gamma^* e^- \to e^+\nu_e \tau \overline{\nu_\tau}$ (γ^* Weizsacker-Williams fotonu) süreçleri vasıtasıyla tau leptonların anomal elektrik ve manyetik dipol momentlerini incelenmiştir. Bunlar tekli tau lepton üretimi için en etkin süreçlerdendir. Doğrusal çarpıştırıcılarda gerçel fotonlu $\gamma\gamma$ ve $e\gamma$ çarpışma modları da elde edilebilir. Bu gerçek foton demeti doğrusal elektron demetinden lazer fotonlarının Compton geri saçılmasıyla elde edilir. Ayrıca, bu foton demetlerinin çoğu yüksek enerji bölgesinde olabilir (Ginzburg 1983; Telnov 1990). Doğrusal çarpıştırıcı SM ötesi yeni fiziği araştırmak için $e\gamma^*$ ve $\gamma^*\gamma^*$ etkileşimlerini mümkün kılar. Bu süreçler şu şekilde gerçekleşir: gelen elektronlar (pozitronlar)'dan yayılan yarı gerçel fotonlar diğer yarı gerçel fotonlar veya elektronlar (pozitronlar) ile etkileşir. Gelen elektronlardan yayılan fotonlar ışın demetinden çok küçük açılarda saçılırlar. Bu yüzden, bu fotonlar çok düşük sanallığa sahiptirler ve bu nedenle bu fotonlar için hemen hemen gerçel veya yarı gerçel ifadeleri kullanılır. O halde, foton-foton veya foton-elektron çiftleri $\gamma^*\gamma^* \to X$ veya $\gamma^* e^- \to X$ alt süreçleri vasıtasıyla *X* üretmek için birbirleri ile etkileşir. Eşdeğer foton yaklaşımı (EFY) olarak da bilinen Weizsacker-Williams yaklaşımı (WWY) teorik hesaplamalarda CLIC'de tatminkar ölçüde kullanılabilir (Brodsky vd. 1971; Terazawa 1973; Budnev 1974; Piotrzkowki 2001; Baur 2002). WWY basit nümerik tahminler elde etmeyi sağlayan temel formüllere sahiptir. Bununla birlikte, bu metot $e^+e^- \to e^+Xe^-$ ana sürecinin tesir kesitini, $\gamma^*\gamma^* \to X$ alt sürecinin tesir kesitini kullanarak yaklaşık olarak elde etmeyi mümkün kıldığı için deneysel araştırmalara yol gösterici bir rol oynar. Burada, *X* son durumda elde edilen ve merkezi detektörde gözlenebilen parçacıkları simgeler. Ayrıca, bu etkileşimler sadece elektromanyetik etkileşimler içerdiği için çok temiz deneysel şartlara sahiptir.

Ayrıca diğer üzerinde durduğumuz bir konu, $q^2 \to 0$ limiti uygulanarak form faktörlerinin (6) denkleminde verilen formda yazılabilmesinin bizim çalışmamız açısından ne kadar geçerli olduğudur.



Şekil 1. $e^- \gamma \to \nu_e \tau \bar{\nu}_\tau$ alt süreci için Feynman diyagramları.

Şekil 1'de verilen Feynman diyagramlarından görüleceği gibi incelen süreçte $\tau\bar{\tau}\gamma$ etkileşim köşesi sadece ikinci diyagramda bulunur. Bu etkileşim köşesindeki foton ise ya Compton geri saçılan foton ya da Weizsacker-Williams fotonudur, yani başka aracı bir foton yoktur. Compton geri saçılan foton kütle kabuğundadır ($q^2 = 0$). Bu nedenle kullandığımız (6) yaklaşımı bu süreç için son derece uygundur. Bu projede, $Q_{\max}{}^2$'nin 2 GeV^2'den daha büyük değerlerinin tesir kesitine önemli bir katkı vermediğinden, hesaplamalarda $Q_{\max}{}^2 = 2\ GeV^2$ uygulanmıştır. Bununla birlikte, WWY'de ise elektron (pozitron) demetleri çok küçük açılarla saçılırlar. Bu nedenle, elektronlar (pozitronlar) merkezi dedektörlerde gözlenemeyebilirler. Şayet, saçılan elektronlar (pozitronlar) gözlenirse, bu parçacıkların en büyük ve en küçük enerjileri belirlenebilir. Diğer durumda ise, üretilen son durum parçacıklarının enerji ve momentum kesilimlerini kullanarak fotonların en düşük enerjileri belirlenebilir. Bu yaklaşımda foton sanallığı aşağıdaki şekilde elde edilebilir,

$$q^2 = Q^2_{\min} + \frac{q_t^2}{1 - x} \quad . \tag{7}$$

Burada $x = E_\gamma / E_e$ foton enerjisinin gelen elektronun enerjisine oranı, q_t fotonun enine momentumu ve $Q^2 = -q^2$ 'dir. $Q^2_{\min}$ aşağıdaki şekilde verilir ve burada m_e elektronun kütlesidir,

$$Q^2_{\min} = \frac{m_e^2 x^2}{1 - x} \tag{8}$$

Denklem (8)'den anlaşılacağı üzere, $Q^2_{\min}$ elektronun (pozitronun) kütlesinden dolayı çok küçüktür. Buna ek olarak, elektron (pozitron) çok küçük açıyla saçıldığından enine momentumu da çok küçüktür. Bu nedenle, momentum korunumundan dolayı saçılan fotonların enine momentumu da çok küçük olacaktır. Tüm bu veriler göz önünde bulundurulduğunda WWY'de fotonların sanallıkları çok küçük olmalıdır. Başka bir deyişle, fotonlar yarı-gerçel olmalıdır.

Tau leptonunun elektromanyetik momentleri DELPHI grubu tarafından $e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$ süreci kullanılarak incelenmiştir (Abdallah vd. 2004). Bu çalışmada, deneysel olarak fotonların sanallıkları uygun deneysel teknikler kullanılarak %90 oranında 1 GeV^2 olarak elde edilmiştir. Bu motivasyonla, bu projede fotonların maksimum sanallıkları 2 GeV^2 olarak alınmıştır.

Ayrıca, kuantum alan teorisinde (Itzykson 1981), aşağıdaki bağıntı elde edilebilir,

$$F_2(\mathrm{q}^2) = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{\psi}{\sin\psi}, \qquad 4m_\tau^2 > q^2 \quad \text{için} \tag{9}$$

burada $q^2 = 4m_\tau^2 \sin^2(\psi/2)$'dir. Şayet, $q^2 = 2$ GeV^2 olarak alınırsa (bizim kullandığımız en büyük değer) , $\psi/\sin\psi$ fonksiyonu 1,01 olarak elde edilir. Bu nedenle, (6) denklemi ile belirtilen yaklaşımları kullanmamız son derece doğrudur. Benzer bir analiz $F_3(\mathrm{q}^2)$ için de yapılabilir.

Buna ek olarak, BELLE grubu $e^+e^- \to \gamma \to \tau^+\tau^-$ sürecini kullanarak elektromanyetik dipol momentler için limit değerleri bulmuşlardır (Inami vd.). Bu süreç, s kanalında olduğu için fotonların sanallıkları büyüktür ($q^2 = 100$ GeV). Bu rağmen, form faktörlerinin q^2 bağlılığı göz önünde bulundurulmamış ve (6) denkleminde belirtilen yaklaşımlar kullanılmıştır. Bu bağlamda, önerilen süreç, fotonların çok düşük sanallığa sahip olmasından dolayı tau leptonunun elektromanyetik momentlerinin araştırılması açısından son derece uygundur.

Projenin bu kısmında ki hesaplamalarda aşağıdaki kesilim değerleri kullanılmıştır,

$$\begin{aligned} p_T^{\nu_e,\bar{\nu}_\tau} &> 10 \text{ GeV} \\ p_T^{\tau} &> 20 \text{ GeV} \\ |\eta_\tau| &< 2.5. \end{aligned} \tag{10}$$

Anomal parametrelerin sınırlarını hesaplarken kullanılan χ^2 fonksiyonu aşağıdaki gibi ele alınmıştır,

$$\chi^2=\left(\frac{\sigma_{SM}-\sigma(F_2,F_3)}{\sigma_{SM}\,\delta}\right)^2 . \qquad (11)$$

Bu denklemde, $\sigma(F_2,F_3)$ SM ve yeni fiziğin dahil olduğu toplam tesir kesitini, $\delta=\sqrt{\delta_{st}^2+\delta_{sis}^2}$ ise sistematik ve istatistiktik hataların tümüdür. İstatistik hata şu şekilde verilir. $N=\sigma_{SM}\times BR\times L_{\text{int}}$ olmak üzere $\delta_{st}=1/\sqrt{N}$ olur. Sistematik hata kaynakları ise şu şekilde düşünülmüş ve hesaplamalara eklenmiştir: İlk olarak deneysel belirsizlikler dikkate alınmıştır. Ancak, araştırılan iki süreç için de CLIC raporlarında herhangi bir inceleme olmadığından, mevcut diğer deneylerde elde edilen belirsizlikler kullanılarak yaklaşık değerler belirlenmiştir. DELPHI grubu $e^+e^-\rightarrow e^+e^-\tau\tau$ sürecini incelenmiştir. Elde edilen sistematik hatalar Tablo 1' de verilmiştir. Aynı süreç için L3 grubu toplam sistematik hatayı %7 ile %9 aralığında elde etmiştir. $pp\rightarrow pp\tau^+\tau^-$ süreci için LHC' de henüz bir deneysel çalışma yapılmamıştır. Ancak $pp\rightarrow pp\mu^+\mu^-$ süreci için deneysel çalışma yapılmış ve sistematik hata oranı %4,8 olarak elde edilmiştir. Buna ek olarak $pp\rightarrow pp\tau^+\tau^-$ süreci kullanılarak LHC için fenomenolojik çalışmada tau leptonunun elektromanyetik dipol momentleri incelenmiş ve sistematik hata %2 olarak alınmıştır (Atağ ve Billur 2010). Bu tartışmaların ışığında, CLIC' deki deneysel hataların günümüz deneysel sistematik hatalarından çok daha az olacağını düşünmekteyiz. Çünkü, CLIC yeni nesil ve ileri teknoloji barındıran bir hızlandırıcıdır.

Tablo 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

İkinci belirsizlik kaynağı ise tau leptonunun belirlenmesinden ortaya çıkabilir. Aslında bu belirsizlik özünde tau leptonu için oluşan arkaplandan kaynaklanır. Tau leptonu birkaç tane bozunum kanalı vardır. Bu bozunum kanalları son durumdaki yüklü parçacık sayısına göre sınıflandırılır: tek çatallı (one prong) veya üç çatallı (three prong). Tau bozunumdaki parçacıklar tau jeti olarak adlandırılır. Hadronik bozunum kanalları kuantum renk dinamiği (KRD) arka planından dolayı leptonik kanallara göre çok daha problemlidir. Hadronik bozunum kanalları diğer jetlerin topolojisi kullanılarak ayırt edilebilir. ATLAS ve CMS grupları bu amaçla bir çalışma yapmışlardır (Bagliesi 2008; Kalinowski 2009; Lai 2009). Tau belirleme verimliliği için çalışma ayrıca Uluslararası Büyük Dedektör (ILD) içinde ölçülmüştür (Tran vd.). Bu tür zorluklardan dolayı tau belirleme verimliliği her zaman belirli süreçler için, farklı luminosity (ışınlık) ve kinematik parametrelerin özel değerlerinde hesaplanmıştır. Bu tür çalışmalar halen çeşitli deneysel gruplar tarafından ele alınmaktadır. Gerçekçi bir verimlilik için, özel süreçler ve kinematik parametreler için ayrıntılı bir çalışma yapmak gerekir. Tüm bu nedenlerden dolayı, bu çalışmada kullanılan kesilimler, dedektörlerde leptonlar için kullanılan genel kesilimler olarak alınmıştır. Sonuç olarak, tau belirleme verimliliği ve arkaplanların etkisi bu çalışmada sistematik hatalarla beraber göz önüne alınmıştır.

Üçüncü olarak ise, teorik belirsizlikler göz önünde bulundurulmuştur. Bu belirsizliklerden biri foton spektrumlarından kaynaklanır. Diğer bir belirsizlik ise SM halka hesaplarından kaynaklanabilir. Ağaç seviyesinde $F_1 = 1$, $F_2 = 0$ ve $F_3 = 0$'dır. Bunun dışında halka etkileri SM ve yeni fizikten kaynaklanabilir ve burumda $F_2 = 0$ ve $F_3 = 0$ sıfırdan farklı olabilir. Örneğin, F_2 aşağıdaki şekilde verilir,

$$F_2(0) = a_\tau^{SM} + a_\tau^{NP} . \quad (12)$$

Burada, a_τ^{SM} SM katkısı, a_τ^{NP} ise yeni fizik katkısıdır (Achard 2004; Peresutti 2012). a_τ^{SM} üç kısımdan oluşur; kuantum elektrodinamiği katkısı, elektrozayıf katkı ve hadronik katkı. Bunların tümü, SM'nin halka etkisinden gelir. Sonuç olarak, SM'nin halka katkılarını, tau

leptonunun elektromanyetik köşe faktörünü kullanarak dikkate alınmıştır. Projenin bu kısmının son halinde tüm bu sistematik hataları göz önünde bulundurulmuştur.

Bu tartışmalar ışığında, sonraki alt bölümlerde gösterileceği üzere $e^- \gamma \to \nu_e \tau \overline{\nu_\tau}$ ve $e^+ e^- \to e^+ \gamma^* e^- \to e^+ \nu_e \tau \overline{\nu_\tau}$ süreçleri vasıtasıyla yeni fizik parametreleri üzerine hassas sınırlar elde edilmiştir.

4.1 Compton Geri-Saçılan Foton Analizi

Bu alt bölümde, $e^- \gamma \to \nu_e \tau \overline{\nu_\tau}$ süreci için nümerik sonuçlar elde edildimiştir. Bütün nümerik incelemeler için CalcHEP paket programlarını kullanılmıştır (Belyaev 2003; Pukhov 2004). Bu programlar ağaç düzeyindeki uzantılarının yanı sıra SM'deki tesir kesiti ve dağılımların nümerik hesaplanmalarını sağlar. Hesaplamalarımızda kütle merkezi enerjileri $\sqrt{s} = 1.4$ TeV ve 3 TeV olarak alınmıştır.

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

$$f(x) = \frac{1}{g(\zeta)} \left[1 - x + \frac{1}{1-x} - \frac{4x}{\zeta(1-x)} + \frac{4x^2}{\zeta^2 (1-x)^2} \right]. \quad (13)$$

Burada, $g(\zeta)$ fonksiyonu ise,

$$g(\zeta) = \left(1 - \frac{4}{\zeta} - \frac{8}{\zeta^2} \right) \log(\zeta + 1) + \frac{1}{2} + \frac{8}{\zeta} - \frac{1}{2(\zeta+1)^2} \quad (14)$$

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

şeklinde verilir. Burada E_0 gelen lazer fotonlarının enerjisi E_e ise Compton-geri saçılmasının öncesindeki ilk durum elektronlarının enerjisidir. $\zeta = 4{,}8$ olduğunda x maksimum 4,8 değerine ulaşır. Yukarıdaki denklemin kullanılmasıyla tesir kesiti (15) denklemi ile bulunabilir,

$$d\sigma = \int_{x_{min}}^{x_{max}} f(x)\, d\hat{\sigma}(\hat{s}) \qquad (15)$$

Burada $x_{min} = m_\tau^2 / s$ ve $\hat{s} = xs$ eşitliği ile verilir.

İş Paketi 1 süresince, denklem 10'daki kesilimlerle CLIC'de incelenen süreç için arkaplan olabilecek süreçler araştırılmıştı. CLIC'de tau leptonun elektromagnetik momentleri üzerine sınırlar hesaplanırken bu arkaplanlar da gözönünde bulundurulmuştu.

$e^{-}\gamma \to \nu_e \tau \nu_\tau^{'} e^{'}$ sürecine, arkaplan yaratabilecek süreç $e^{-}\gamma \to Ze \to \tau \bar{\tau} e e^{'}$ olabilir. Bu süreç için, eğer τ parçacığının $|\eta|$<2,5 ve p_T>20 GeV, $\bar{\tau}$ ve e parçacıklarının $|\eta|$>2,5 ise bu durumda $e^{-}\gamma \to \nu_e \tau \nu_\tau^{'} e^{'}$sürecine, bir arkaplan oluşturabilir. Arkaplan oluşturacak sürecin, en iyi sınırları elde ettiğimiz 3 TeV kütle merkezi enerjisi için tesir kesiti hesaplanmıştı. $e^{-}\gamma \to Ze \to \tau \bar{\tau} e e^{'}$ sürecinin tesir kesiti iki tau leptonunun Z bozonundan geldiği düşünülerek kinematik kesilimler konursa 10^{-2} pb mertebesinde elde edilir. Hesaplarda, tau leptonun anomal elektromanyetik momentlerini incelerken, 3 TeV kütle merkezi enerjisinde $e^{-}\gamma \to \nu_e \tau \nu_\tau^{'} e^{'}$sürecinin değerini Tablo 11'den görüldüğü gibi 2,6 pb olarak elde edilmiştir. Buradan yola çıkarak, CLIC'de tau leptonunun elektrik ve manyetik momentlerinin üzerine $e^{-}\gamma \to \nu_e \tau \nu_\tau^{'} e^{'}$süreci aracılığıyla elde edilen sınırlamalara, belirtilen kesilimler ile $e^{-}\gamma \to Ze \to \tau \bar{\tau} e e^{'}$ sürecinin katkısı hemen hemen önemsenmeyecek düzeyde bulunmuştur.

Tablo 2, $e^{-}\gamma \to \nu_e \tau \overline{\nu_\tau}$ sürecinin analizi ile a_τ parametresinin duyarlılık limitlerini 95 % C. L.'de $\sqrt{s}$ =1,4 TeV ve $\sqrt{s}$ =3 TeV'lik kütle merkezi enerjileri ve farklı CLIC ışınlıkları için göstermektedir. Tabloda limitler elde edilirken parametrelerden biri sıfır diğeri sıfırdan farklı alınarak tesir kesiti hesabı yapılmış, bu yolla sınırlar elde edilmiştir. Burada gelen elektron demeti polarize değildir ($P_e = \%0$). Ayrıca elde edilen sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %1, %3, %5 sistematik hataları da barındıracak şekilde verilmiştir. Benzer olarak, Tablo 3'te $|d_\tau|$ için elde edilen sınırlar verilmiştir. Anomal bağlaşımlar üzerindeki limitlerin kütle merkezi enerjilerinin ve ışınlıklarının değerine duyarlı olduğu tablolardan anlaşılabilir. Ayrıca, a_τ üzerine elde edilen sınırların $\sqrt{s}$ =1.4 TeV ve L =10 fb^{-1} durumları için bile güncel en iyi deney sonuçlarından daha iyi olduğunu bu tablodan görülebilir. $\sqrt{s}$ =3 TeV için elde edilen

sonuçlar $\sqrt{s}=1.4$ TeV'e ilişkin hassasiyet limitlerinden daha iyi olduğu ayrıca bu tablodan anlaşılabilir.

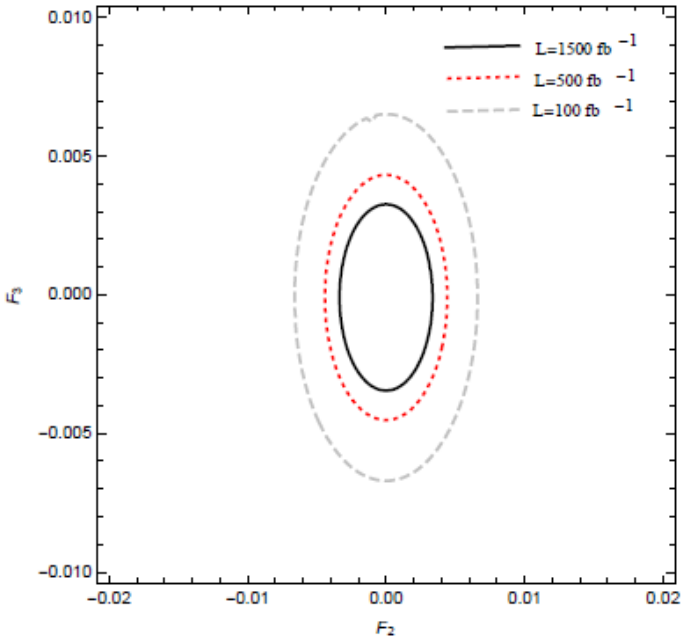
Tablo 2. Compton geri-saçılan foton için P_e=*%0* durumunda farklı kütle merkezi ve farklı CLIC ışınlık değerlerinde a_τ için %95 C.L.'de duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %3, %5, %7 sistematik hataları ile gösterilir.

$\sqrt{s}$ TeV	Luminosity (fb^{-1})	0%	3%	5%	7%
1.4	10	(−0.0105, 0.0105)	(−0.0227, 0.0227)	(−0.0291, 0.0291)	(−0.0343, 0.0343)
	100	(−0.0059, 0.0059)	(−0.0224, 0.0225)	(−0.0290, 0.0290)	(−0.0342, 0.0343)
	500	(−0.0039, 0.0039)	(−0.0224, 0.0224)	(−0.0289, 0.0290)	(−0.0342, 0.0342)
	1500	(−0.0030, 0.0030)	(−0.0224, 0.0224)	(−0.0289, 0.0290)	(−0.0342, 0.0342)
3	10	(−0.0046, 0.0046)	(−0.0092, 0.0092)	(−0.0118, 0.0118)	(−0.0139, 0.0139)
	1000	(−0.0014, 0.0014)	(−0.0091, 0.0091)	(−0.0117, 0.0117)	(−0.0139, 0.0139)
	2000	(−0.0012, 0.0012)	(−0.0091, 0.0091)	(−0.0117, 0.0117)	(−0.0139, 0.0139)

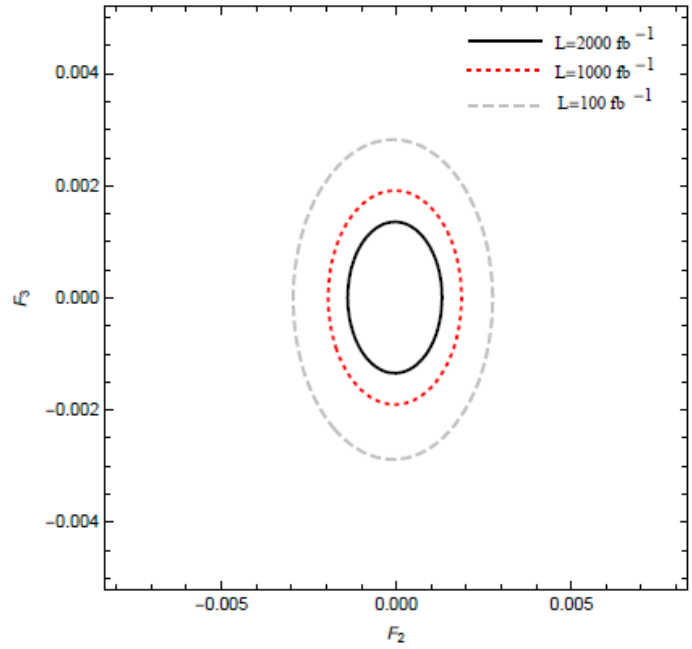
Tablo 3. Tablo 2 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için.

$\sqrt{s}$ TeV	Luminosity (fb^{-1})	0%	3%	5%	7%
1.4	10	0.59×10^{-15}	1.26×10^{-15}	1.61×10^{-15}	1.91×10^{-15}
	100	0.33×10^{-15}	1.25×10^{-15}	1.61×10^{-15}	1.90×10^{-15}
	500	0.22×10^{-15}	1.24×10^{-15}	1.61×10^{-15}	1.90×10^{-15}
	1500	0.17×10^{-15}	1.24×10^{-15}	1.61×10^{-15}	1.90×10^{-15}
3	10	0.26×10^{-15}	0.51×10^{-15}	0.65×10^{-15}	0.77×10^{-15}
	500	0.09×10^{-15}	0.50×10^{-15}	0.65×10^{-15}	0.77×10^{-15}
	1000	0.08×10^{-15}	0.50×10^{-15}	0.65×10^{-15}	0.77×10^{-15}
	2000	0.07×10^{-15}	0.50×10^{-15}	0.65×10^{-15}	0.77×10^{-15}

Şekil 1 ve 2'de, sırasıyla, $L=100,500,1500\ fb^{-1}$ ve $\sqrt{s}=1.4$ TeV; $L=100,1000,2000\ fb^{-1}$ ve $\sqrt{s}=3$ TeV olduğu durumda F_2 - F_3 düzleminde limit konturlarını gösterilmiştir. Ayrıca bu şekillerde polarize olmayan elektron demetlerini kullanılmıştır. Şekillerden görülebileceği gibi anomal çiftlenimler üzerine en iyi limitler $\sqrt{s}=3$ TeV ve $L=2000\ fb^{-1}$ durumunda elde edilmiştir.



Şekil 2. Compton geri-saçılan foton için P_e=%0 *ve* $\sqrt{s}$=1,4 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi.



Şekil 3. Compton geri-saçılan foton için P_e=%0 *ve* $\sqrt{s}$=3 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi.

İlaveten, incelememizde polarize elektron demeti kullanılmıştır. Elektron ve pozitron demet polarizasyonlu bir süreç için tesir kesiti

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

(16)

olarak tanımlanabilir (Moortgat-Pick vd. 2008). Buradaki σ_{ab}, a elektronu b pozitronu simgelemek üzere belirlenmiş helisite ile elde edilen tesir kesitini gösterir. P_{e^-} ve P_{e^+} ise sırasıyla elektron ve pozitron için polarizasyon derecesidir. Ayrıca zayıf etkileşim ayar bozonları sadece sol elli fermiyonlarla etkileştiğinden, negatif helisiteli polarizasyonun toplam tesir kesitini yani elde edilebilecek hassasiyet sınırlarını arttırabilir. Böylece, elektron polarizasyonunu $P_e = \%-80$ olarak uygulanmıştır. Bu amaçla, farklı ışınlık değerleri durumunda $\sqrt{s} = 1.4$ ve $\sqrt{s} = 3$ TeV için $P_e = \%-80$ olarak göz önüne aldığımız Tablo 4, Tablo 5, a_τ ve $|d_\tau|$ çiftlenimlerinin 95 % C.L. hassasiyet sınırlarını göstermektedir. Tablolardan görüleceği üzere, anomal çiftlenimler üzerine elde edilen hassasiyet sınırları polarize olmayan durumdan daha iyidir.

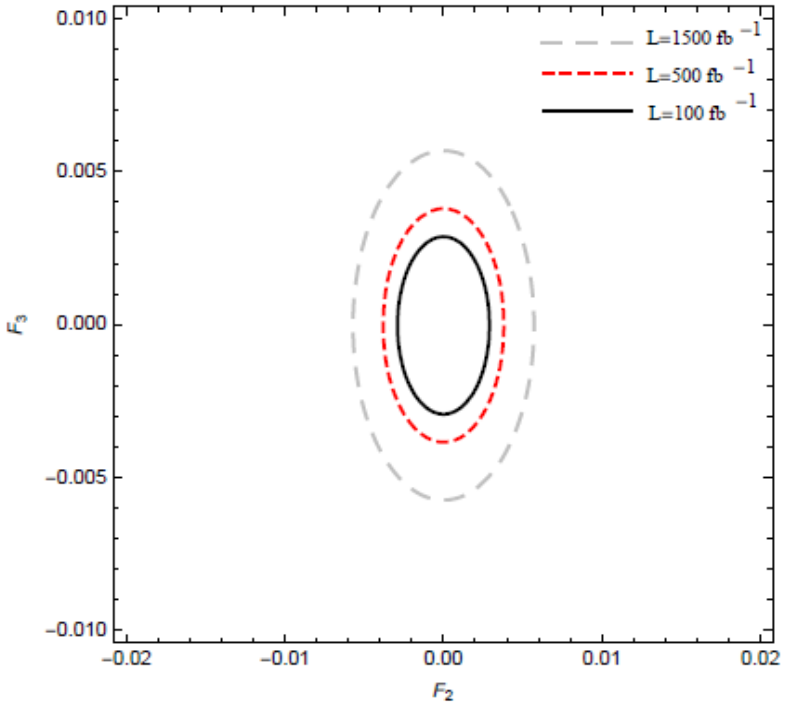
Tablo 4. %95 güvenirlik derecesinde, çeşitli kütle merkezi enerjileri ve toplam CLIC ışınlıklarında Compton geri saçılan foton ve % -80 polarize elektron demeti için a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %3, %5, %7 sistematik hataları ile gösterilir.

$\sqrt{s}$ TeV	Luminosity (fb^{-1})	0%	3%	5%	7%
1.4	10	(−0.0091, 0.0091)	(−0.0226, 0.0225)	(−0.0290, 0.0290)	(−0.0343, 0.0342)
	100	(−0.0051, 0.0051)	(−0.0225, 0.0224)	(−0.0290, 0.0289)	(−0.0343, 0.0342)
	500	(−0.0034, 0.0034)	(−0.0224, 0.0224)	(−0.0290, 0.0289)	(−0.0343, 0.0342)
	1500	(−0.0026, 0.0026)	(−0.0224, 0.0224)	(−0.0290, 0.0289)	(−0.0343, 0.0342)
3	10	(−0.0039, 0.0039)	(−0.0091, 0.0091)	(−0.0117, 0.0117)	(−0.0138, 0.0138)
	500	(−0.0015, 0.0015)	(−0.0090, 0.0091)	(−0.0117, 0.0117)	(−0.0138, 0.0138)
	1000	(−0.0012, 0.0012)	(−0.0090, 0.0091)	(−0.0117, 0.0117)	(−0.0138, 0.0138)
	2000	(−0.0010, 0.0010)	(−0.0090, 0.0091)	(−0.0117, 0.0117)	(−0.0138, 0.0138)

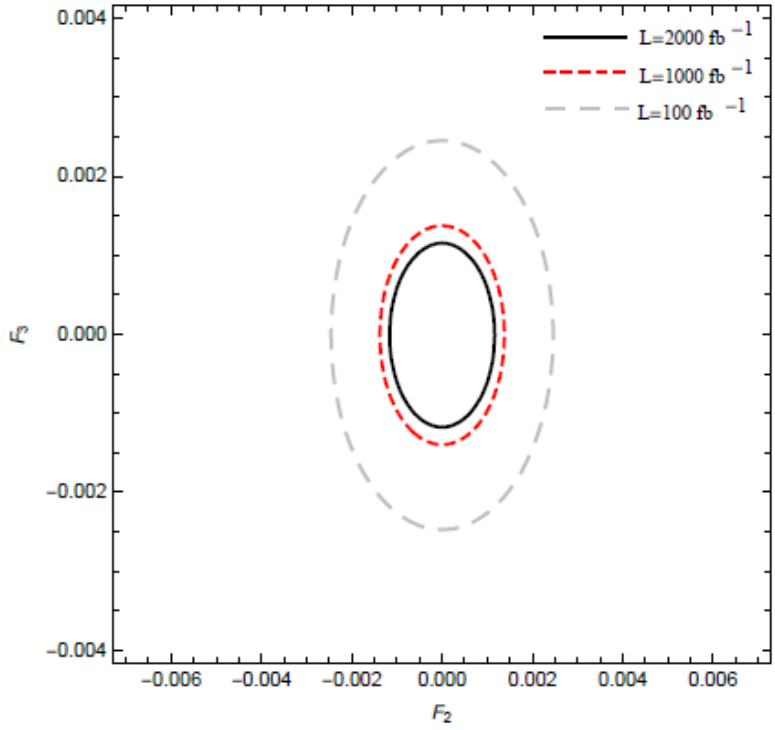
Tablo 5. Tablo 4 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için

$\sqrt{s}$ TeV	Luminosity (fb^{-1})	0%	3%	5%	7%
1.4	10	0.51×10^{-15}	1.25×10^{-15}	1.61×10^{-15}	1.90×10^{-15}
	100	0.28×10^{-15}	1.25×10^{-15}	1.61×10^{-15}	1.90×10^{-15}
	500	0.19×10^{-15}	1.24×10^{-15}	1.61×10^{-15}	1.90×10^{-15}
	1500	0.14×10^{-15}	1.24×10^{-15}	1.61×10^{-15}	1.90×10^{-15}
3	10	0.22×10^{-15}	0.51×10^{-15}	0.65×10^{-15}	0.77×10^{-15}
	500	0.08×10^{-15}	0.50×10^{-15}	0.65×10^{-15}	0.77×10^{-15}
	1000	0.07×10^{-15}	0.50×10^{-15}	0.65×10^{-15}	0.77×10^{-15}
	2000	0.06×10^{-15}	0.50×10^{-15}	0.65×10^{-15}	0.77×10^{-15}

Şekil 4 ve 5'te, polarize elektron demeti için, sırasıyla $L = 100, 500, 1500\ fb^{-1}$ ve $\sqrt{s} = 1.4$ TeV; $L = 100, 1000, 2000\ fb^{-1}$ ve $\sqrt{s} = 3$ TeV durumlarında F_2 - F_3 düzleminde kontur limitlerini gösterilmiştir. Şekil 1 (2) ve 3 (4) 'ün karşılaştırılırsa, polarize demetlerden ($P_e = \%-80$) elde edilen F_2 - F_3 model parametrelerinin dışarlama bölgesinin polarize olmayan ($P_e = 0\%$) elektron demetlerinin dışarlama bölgesinden daha geniş olduğu anlaşılabilir.



Şekil 4. Compton geri-saçılan foton için P_e=-%80ve $\sqrt{s}$=1,4 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi.



Şekil 5. Compton geri-saçılan foton için$P_e = \%-80$ *ve* $\sqrt{s}$=3 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi.

4.2 Weizsacker-Williams Fotonlarıyla Analiz

Bu alt bölümde, $e^+e^- \to e^+\gamma^*e^- \to e^+\nu_e\tau\overline{\nu_\tau}$ ana süreci vasıtasıyla tau leptonun anomal dipol momentlerini incelenmiştir. WWY'de kullanılan dağılım fonksiyonu şu şekildedir;

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = f(\mathrm{x}) = \frac{\alpha}{\pi E_e}\left[\left(\frac{1 - x + x^2/2}{x}\right)\log\frac{Q^2_{\max}}{Q^2_{\min}} - \frac{m_e^2 x}{Q^2_{\min}}\left(1 - \frac{Q^2_{\min}}{Q^2_{\max}}\right)\right]. \qquad (17)$$

Burada $x = E_\gamma / E_e$ foton enerjisinin gelen elektron enerjisine oranı, $Q^2 = -q^2$ ve $\alpha = 1/137{,}035$ ince yapı sabitidir. Yukarıda fonksiyonun ve denklem (15)'in kullanılmasıyla

tesir kesiti elde edilebilir. Tablo 6'da $F_2 = -0,01$, $F_3 = -0,01$ ve farklı $Q^2_{\max}$ değerleri için $\sqrt{s} = 3$ TeV'de tesir kesitleri verilmiştir. Tablodan görüleceği üzere, tesir kesiti $Q^2_{\max}$ arttıkça çok değişmemektedir. Bununla birlikte, bizim seçtiğimiz $Q^2_{\max} = 2\ \mathrm{GeV}^2$ değeri WWY yaklaşımı göz önüne alındığında çok daha doğrudur.

Tablo 6. $F_2 = -0,01$, $F_3 = -0,01$ ve farklı $Q^2_{\max}$ değerleri için $\sqrt{s} = 3$ TeV'de tesir kesitleri.

$Q^2_{max}(GeV^2)$	**2**	**4**	**8**	**16**	**64**
Tesir Kesiti (pb)	0.78456	0.81024	0.83590	0.86337	0.91782

Compton geri saçılmasındaki duruma benzer olarak, $e^{-}\gamma \to \nu_e \tau \nu_\tau$ sürecine, arkaplan yaratabilecek süreç $e^{-}\gamma \to Ze \to \tau \bar{\tau} e$ olabilir. Ancak bu araka planın tesir kesiti Compton geri saçılmasından elde edilen tesir kesiti değerine göre daha küçüktür. Bu nedenle hesaplanan sürece sonuçları değiştirecek ölçüde bir arkaplan oluşturmamıştır. Tablo 7 ve Tablo 8'de sırasıyla polarize olmayan elektron demetleri için a_τ ve d_τ anomal parametreleri üzerine %95 C. L. duyarlılık sınırları gösterilmiştir. Kütle merkezi enerjisi ve ışınlığın artmasıyla anomal çiftlenimlerin hassasiyet sınırlarının arttığı bu tablodan anlaşılabilir. a_τ için elde edilen limitlerde güncel deneysel sonuçlardan daha iyidir. Öte yandan, Compton geri-saçılan fotonlu limitler (Tablo 2 ve 3) WWY'nin kullanıldığı limitlerden daha hassastır (Tablo 7 ve 8). Bu durumun ana sebebi Compton geri-saçılan foton spektrumunun yüksek enerji bölgelerindeki Weizsacker-Williams foton spektrumundan daha yüksek değerlere ulaşmasından kaynaklanır (Albrow 2010; Adamczyk 2011). Bununla birlikte, WWY'nin uygulaması giriş bölümünde bahsedildiği gibi deneysel ve fenomenolojik çalışmalarda birçok ek kolaylıklar sağlar.

Tablo 7. %95 güvenirlik derecesinde, çeşitli kütle merkezi enerjileri ve toplam CLIC ışınlıklarında Weizsacker-Williams fotonu ve polarize edilmemiş elektron demeti için a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %3, %5, %7 sistematik hataları ile gösterilir.

$\sqrt{s}$ TeV	Luminosity (fb^{-1})	0%	3%	5%	7%
1.4	10	(−0.0287, 0.0285)	(−0.0404, 0.0402)	(−0.0499, 0.0496)	(−0.0582, 0.0579)
	100	(−0.0162, 0.0160)	(−0.0379, 0.0376)	(−0.0486, 0.0483)	(−0.0574, 0.0571)
	500	(−0.0109, 0.0106)	(−0.0376, 0.0374)	(−0.0485, 0.0482)	(−0.0573, 0.0571)
	1500	(−0.0083, 0.0081)	(−0.0376, 0.0373)	(−0.0484, 0.0482)	(−0.0573, 0.0571)
3	10	(−0.0144, 0.0144)	(−0.0221, 0.0220)	(−0.0276, 0.0275)	(−0.0323, 0.0323)
	500	(−0.0054, 0.0054)	(−0.0210, 0.0209)	(−0.0271, 0.0270)	(−0.0320, 0.0320)
	1000	(−0.0046, 0.0045)	(−0.0210, 0.0209)	(−0.0271, 0.0270)	(−0.0320, 0.0320)
	2000	(−0.0039, 0.0038)	(−0.0210, 0.0209)	(−0.0271, 0.0270)	(−0.0320, 0.0320)

Tablo 8. Tablo 7 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için.

$\sqrt{s}$ TeV	Luminosity (fb^{-1})	0%	3%	5%	7%
1.4	10	1.57×10^{-15}	2.24×10^{-15}	2.76×10^{-15}	3.22×10^{-15}
	100	0.87×10^{-15}	2.10×10^{-15}	2.69×10^{-15}	3.18×10^{-15}
	500	0.56×10^{-15}	2.08×10^{-15}	2.68×10^{-15}	3.17×10^{-15}
	1500	0.41×10^{-15}	2.08×10^{-15}	2.68×10^{-15}	3.17×10^{-15}
3	10	0.79×10^{-15}	1.22×10^{-15}	1.53×10^{-15}	1.79×10^{-15}
	500	0.29×10^{-15}	1.17×10^{-15}	1.50×10^{-15}	1.78×10^{-15}
	1000	0.26×10^{-15}	1.16×10^{-15}	1.50×10^{-15}	1.78×10^{-15}
	2000	0.21×10^{-15}	1.16×10^{-15}	1.50×10^{-15}	1.78×10^{-15}

Sırasıyla, $L = 100, 500, 1500\ fb^{-1}$ ve $\sqrt{s} = 1.4$ TeV, $L = 100, 1000, 2000\ fb^{-1}$ ve $\sqrt{s} = 3$ TeV durumlarında $P_e = \%-80$ polarize elektron demetleri için a_τ ve d_τ anomal parametreleri üzerine %95 C. L. hassasiyet sınırlarını Tablo 9 ve Tablo 10'da gösterilmiştir. Anomal çiftlenim üzerine en iyi sınırlar yukarıdaki tartışmalar üzerine beklediğimiz gibi bu durumda elde edilmiştir.

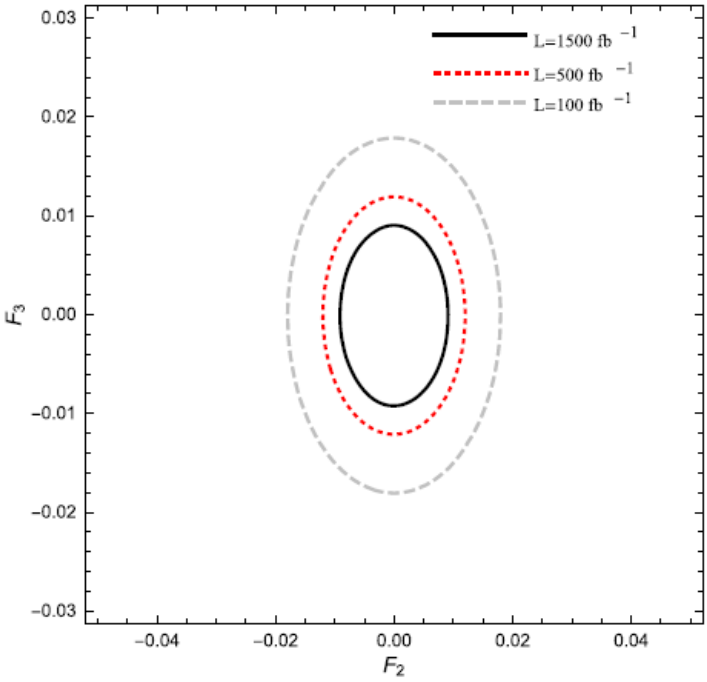
Tablo 9. %95 güvenirlik derecesinde, çeşitli kütle merkezi enerjileri ve toplam CLIC ışınlıklarında Weizsacker-Williams fotonu ve %−¿80 polarize elektron demeti için a_τ çiftlenimlerinin duyarlılık sınırları. Sınırlar sistematik hatasız (%0) ve %3, %5, %7 sistematik hataları ile gösterilir.

$\sqrt{s}$ TeV	Luminosity (fb^{-1})	0%	3%	5%	7%
1.4	10	(−0.0248, 0.0246)	(−0.0392, 0.0390)	(−0.0493, 0.0490)	(−0.0578, 0.0575)
	100	(−0.0140, 0.0138)	(−0.0377, 0.0375)	(−0.0485, 0.0483)	(−0.0574, 0.0571)
	500	(−0.0094, 0.0092)	(−0.0376, 0.0373)	(−0.0485, 0.0482)	(−0.0573, 0.0571)
	1500	(−0.0072, 0.0069)	(−0.0376, 0.0373)	(−0.0485, 0.0482)	(−0.0573, 0.0571)
3	10	(−0.0124, 0.0124)	(−0.0216, 0.0215)	(−0.0274, 0.0273)	(−0.0322, 0.0322)
	500	(−0.0046, 0.0046)	(−0.0210, 0.0209)	(−0.0271, 0.0270)	(−0.0320, 0.0320)
	1000	(−0.0039, 0.0039)	(−0.0210, 0.0209)	(−0.0271, 0.0270)	(−0.0320, 0.0320)
	2000	(−0.0033, 0.0033)	(−0.0210, 0.0209)	(−0.0271, 0.0270)	(−0.0320, 0.0320)

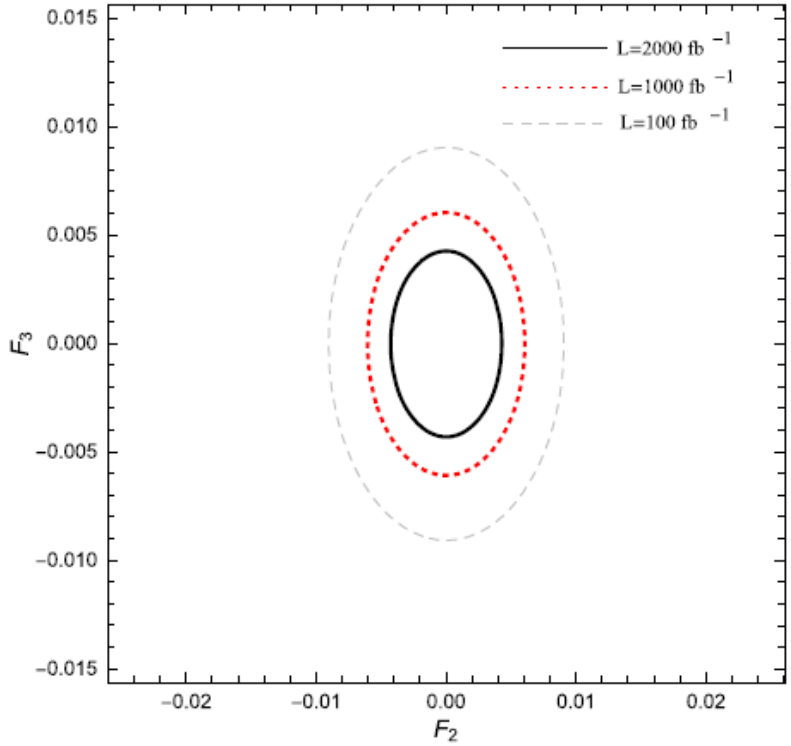
Tablo 10. Tablo 9 ile aynı fakat $|d_\tau|$ için.

$\sqrt{s}$ TeV	Luminosity (fb^{-1})	0%	3%	5%	7%
1.4	10	1.37×10^{-15}	2.17×10^{-15}	2.73×10^{-15}	3.20×10^{-15}
	100	0.77×10^{-15}	2.09×10^{-15}	2.69×10^{-15}	3.18×10^{-15}
	500	0.52×10^{-15}	2.08×10^{-15}	2.68×10^{-15}	3.17×10^{-15}
	1500	0.38×10^{-15}	2.08×10^{-15}	2.68×10^{-15}	3.17×10^{-15}
3	10	0.68×10^{-15}	1.20×10^{-15}	1.52×10^{-15}	1.79×10^{-15}
	500	0.26×10^{-15}	1.16×10^{-15}	1.50×10^{-15}	1.78×10^{-15}
	1000	0.22×10^{-15}	1.16×10^{-15}	1.50×10^{-15}	1.78×10^{-15}
	2000	0.18×10^{-15}	1.16×10^{-15}	1.50×10^{-15}	1.78×10^{-15}

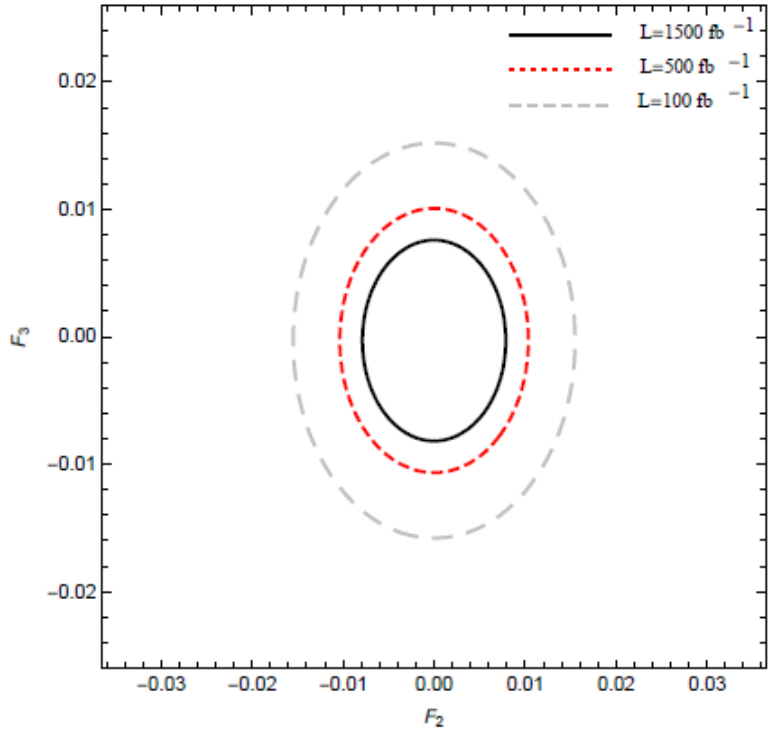
Şekil 6 ve 7'de, polarize olmayan elektron demeti için sırasıyla $L = 100, 500, 1500\ fb^{-1}$ ve $\sqrt{s} = 1.4$ TeV, $L = 100, 1000, 2000\ fb^{-1}$ ve $\sqrt{s} = 3$ TeV durumlarında F_2 - F_3 düzlemindeki kontor limitlerini gösterilmektedir. Şekil 8 (9), Şekil 6 (7)'nın polarize elektron demeti kullanılması haricinde aynısıdır. Polarize olmayan duruma kıyasla polarize durum için limitler daha güçlüdür, bununla birlikte, Compton geri-saçılan duruma kıyasla limitler daha zayıftır.



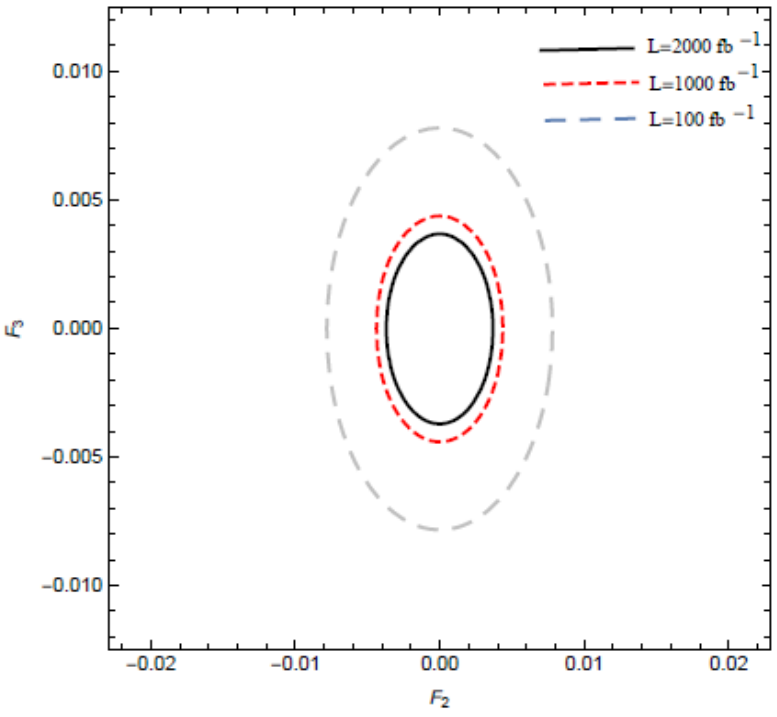
Şekil 6. Weizsacker-Williams fotonu için P_e=%0 ve $\sqrt{s}$=1,4 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi.



Şekil 7. Weizsacker-Williams fotonu için P_e=%0 ve $\sqrt{s}$=3 TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi.



Şekil 8. Weizsacker-Williams fotonu için P_e=% −¿*80 ve* √ *s=1,4* TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi.



Şekil 9. Weizsacker-Williams fotonu için P_e=-%*80 ve* √ *s=3* TeV olduğu durumda %95 C.L. 'de kontur limitlerini gösteren F_2-F_3 düzlemi.

5. LHC'de TAU LEPTONUN ELEKTROMANYETİK ÖZELİKLERİNİN İNCELENMESİ

Çalışmanın bu kısmında, tau leptonun anomal elektromanyetik momentlerini incelemek için LHC'de $pp \to p\gamma^* p \to p\tau\bar{\nu}_\tau q' X$ sürecinin potansiyelini incelenmiştir. LHC'de proton-proton çarpışmaları çok yüksek ışınlık ve kütle merkezi enerjisine ulaşır. Fakat, bu çarpışmalar çarpışma sonrası her iki proton demetinin kalıntıları nedeniyle çok temiz bir ortama sahip değillerdir. Bu kalıntılardan oluşan jetler bazı belirsizlikler üretirler ve SM ötesi yeni fizikten kaynaklanabilen işaretleri algılamayı zorlaştırırlar. Öte yandan, foton indüklü süreçlerde foton yayan protonlar, yani $\gamma^*\gamma^*$ ve $\gamma^* p$, partonlara bozulmaksızın kalabilirler. Bu sebeple, $\gamma^*\gamma^*$, $\gamma^* p$ ve pp süreçleri arasında en net kanal $\gamma^*\gamma^*$'dır. $\gamma^* p$ sürecinde, gelen protonların sadece biri partonlar içerisinde yok olur fakat diğer proton bozulmadan kalır. Sonuç olarak, foton indüklü süreçler çok daha basit son durumlara ve iyi bilinen başlangıç şartlarına sahip oldukları için *pp* süreçlerine göre avantaja sahiptirler.

$\gamma^*\gamma^*$ süreci elektromanyetiktir ve bu süreç $\gamma^* p$ sürecine kıyasla daha az dezavantaja sahiptir. Bununla birlikte, $\gamma^* p$ süreci $\gamma^*\gamma^*$ sürecine kıyasla çok daha yüksek enerji ve etkin ışınlığa ulaşabilir. Bu durum anomal çiftlenimleri içeren tesir kesitlerinin yüksek enerji bağımlılığı nedeniyle yeni fizik için önemli olabilir. Böylece, $\gamma^* p$ sürecinin $\gamma^*\gamma^*$ sürecinden daha yüksek bir enerji erişimine sahip olması nedeniyle anomal çiftlenimler için daha yüksek bir hassasiyete sahip olması beklenir.

$\gamma^*\gamma^*$ ve $\gamma^* p$ süreçlerinde proton demetlerinin birinden yayımlanan fotonlar daha önce bahsedilen WWY genel formalizminde tanımlanabilir (Budnev 1974; Baur vd. 2002). WWY'deki yarı-gerçel fotonların sanallığı çok düşüktür ($Q^2 = 2GeV^2$) . Protonlar yarı-gerçel fotonlar yayımladıkları için partonlar halinde yok olmazlar. WWY'de, sanki-gerçek fotonlar küçük bir enine momentuma sahiptirler. Bu sebeple, bozulmamış protonlardan yayımlanan sanki-gerçek fotonlar proton demeti yolundan azda olsa saparlar. Çok küçük açılarla yayımlanan fotonlar merkezi detektörler tarafından tanımlanmadan kaçarlar. Foton-indüklü süreçler Fermilab Tevatron'da CDF ve D0 grupları tarafından $p\bar{p} \to p\gamma^*\gamma^*\bar{p} \to pe^+e^-\bar{p}$,

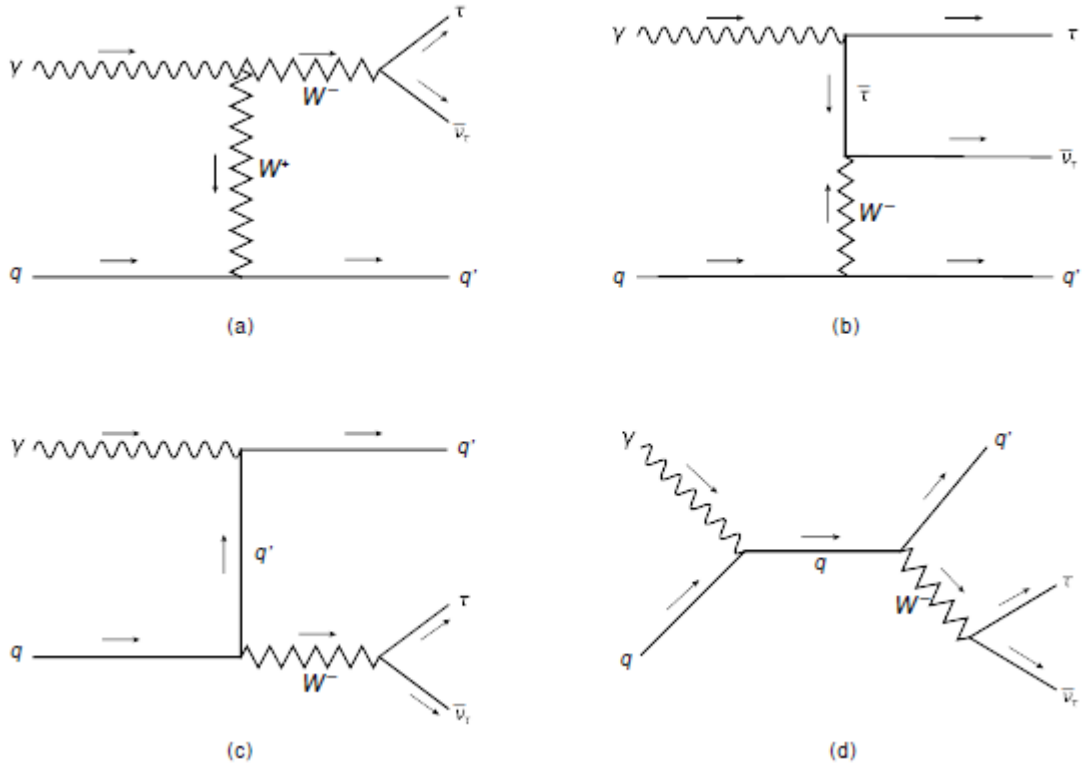
$p\bar{p} \to p\gamma^*\gamma^*\bar{p} \to p\mu^+\mu^-\bar{p}$, $p\bar{p} \to p\gamma^*\bar{p} \to pWW\bar{p}$ ve $p\bar{p} \to p\gamma\bar{p} \to pJ/\psi(\psi(2s))\bar{p}$ süreçleri vasıtasıyla deneysel olarak incelenmiştir (Aaltonen 2008, Aaltonen 2009a, Aaltonen 2009b, Abulencia 2009). Bu çalışmalardan sonra, bir $\gamma^*\gamma^*$ ve $\gamma^* p$ çarpıştırıcısı olarak LHC, SM dahilinde ve ötesinde yeni fiziği incelemeye başladı. Böylece, $pp \to p\gamma^*\gamma^* p \to pe^+e^- p$, $pp \to p\gamma^*\gamma^* p \to p\mu^+\mu^- p$ ve $pp \to p\gamma^*\gamma^* p \to pW^+W^- p$ süreçleri CMS ve ATLAS grupları tarafından LHC'de gözlenmiştir (Chatrchyan vd. 2012, Chatrchyan vd. 2012b, Khachatryan vd. 2016, Aaboud vd. 2016, Aaboud vd. 2017).

LHC'de tau leptonunun üretimi açısından en temiz kanallardan biri olan $pp \to p\gamma^*\gamma^* p \to p\tau^+\tau^- p$ süreci fenomonolojik olarak çalışılmıştır (Atağ ve Billur 2010). Ancak bu sürece henüz deneysel olarak bakılmamıştır. Yukarıdaki paragraflarda verilen LHC deneylerine ($pp \to p\gamma^*\gamma^* p \to pe^+e^- p$, $pp \to p\gamma^*\gamma^* p \to p\mu^+\mu^- p$ ve $pp \to p\gamma^*\gamma^* p \to pW^+W^- p$) ek olarak bu sürecin yakın zamanda yapılması beklenmektedir. Çünkü tek tau ve çift tau'nun LHC detektörleriyle belirlenmesi ile ilgili son zamanlarda birçok çalışma vardır (Örneğin Aad vd. 2016, Khacthatran vd. 2016, Hagiwara vd. 2017, Sirunyan vd. 2017). Bu çalışmaların ışığında tau leptonunun birçok özelliğini ortaya koyabilecek $pp \to p\gamma^* p \to p\tau\bar{\nu}_\tau q' X$ sürecinin deneysel olarak incelenmesi ileriki LHC çalışmalarında mümkün olabilecektir.

Bu çalışmadaki ana motivasyonumuz $pp \to p\gamma^* p \to p\tau\bar{\nu}_\tau q' X$ süreci vasıtasıyla LHC'de tau leptonun elektromanyetik momentleri üzerine hassasiyet sınırları belirlemektir. Tau leptonun düşük Q^2 değerli fotonları içermesi nedeniyle, tau leptonun elektromanyetik momentinin ölçümü açısından bu sürecin çok daha önemli olduğu düşünülmüştür.

5.1 Tesir Kesitleri ve Hassasiyet Analizi

Bu çalışmada, $pp \to p\gamma^* p \to p\tau\bar{\nu}_\tau q' X$ süreci vasıtasıyla tau leptonun anomal elektromanyetik dipol momentlerini inceledik. Hesaplamalarda $\gamma^* q \to \tau\bar{\nu}_\tau q' X$ $(q,q' = u,\bar{u},d,\bar{d},s,\bar{s},c,\bar{c})$ alt sürecini göz önüne aldık. *b* kuarkın dağılımı çok küçük katkısı nedeniyle hesaplamalara dahil edilmemiştir. Tau leptonun anomal elektromanyetik moment katkısı bir diyagramdan gelir (diyagram b), bu durum Şekil 10 da gösterilmiştir.



Şekil 10. $\gamma^* q \to \tau \bar{\nu}_\tau q' X$ alt sürecinin Feynman diyagramları

Diyagramda $\bar{\tau}\tau\gamma^*$ köşesindeki foton Weizsacker-Williams fotunudur. Başka bir aracı foton yoktur ve bu nedenle göz önüne aldığımız sürecimiz $Q^2 \to 0$'lı tau leptonun elektromanyetik momentlerinin incelenmesi için önceki deneysel çalışmalara kıyasla çok önemli bir avantaja sahiptir. Bu bağlamda, $pp \to p\gamma^* p \to p\tau\bar{\nu}_\tau q' X$ süreci tau leptonun anomal elektromanyetik momentlerinin incelenmesi için gayet uygundur.

Hesaplamalarımızda, son durum parçacıkları üzerine aşağıdaki kinematik sınırları kullanılmıştır,

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

$$p_T^{\tau}, p_T^{q} > 20\ GeV,$$

$$\left|\eta_\tau, \eta_q\right| > 2.5\ GeV. \qquad (18)$$

Tesir kesiti $\sqrt{s}$ =14, 33 TeV modları için F_2 ve F_3 kuvvetlerine bağlı olarak şöyle verilir;

$$\sigma_{Tot}(F_2) = \sigma_2 F_2^2 + \sigma_1 F_2^1 + \sigma_0, \quad (19)$$

$$\sigma_{Tot}(F_3) = \sigma_2^{'} F_3^2 + \sigma_0, \quad (20)$$

burada σ_0, $F_2 = F_3 = 0$'da SM'in katkısı iken $\sigma^i(\sigma^{'i})i = 1,2$ anomal bağlaşımlardan gelen katkıdır. Elde edilen tesir kesitleri, Denklem (19) ve (20)'de verilen formda yazıldığında F_2 ve F_3'ün önüne gelecek katsayıların nümerik değerleri Tablo 1'de gösterilmiştir.

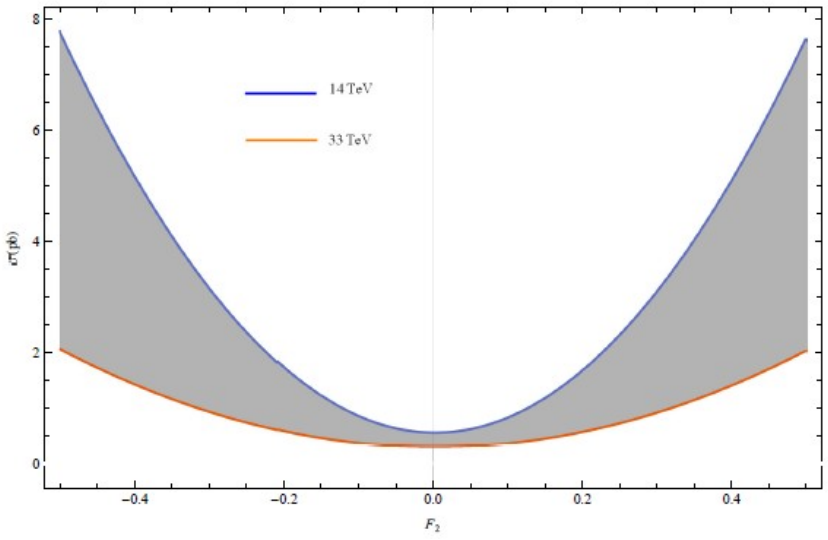
LHC'de tau leptonun elektromanyetik momentleri üzerine sınırlar hesaplanırken $pp \to p\gamma^* p \to p\tau\bar{\nu}_\tau q^{'} X$ sürecini taklit edebilecek arkaplanlar da gözönünde bulundurulmuştu.

Denklem 18'de kesilimlerle, incelenen süreç için iki farkı arkaplan düşünülmüştü. Sinyalimize, arkaplan yaratacak süreçler $pp \to p\gamma^{\acute{}} p \to p\tau\acute{t}qX$ ve $pp \to p\gamma^{\acute{}} p \to p\tau\acute{\nu}_\tau q q^{'} X$ olabilir. Bu ana süreçleri oluşturan alt süreçler sırasıyla, $\gamma^{\acute{}} q \to Zq \to \tau\acute{t}q$ ve $\gamma^{\acute{}} g \to \to \tau\acute{\nu}_\tau q q^{'}$ dir. İlk alt süreç için, eğer τ ve q parçacıklarının $|\eta|$<2,5 ve p_T>20 GeV, $\acute{t}$ parçacığının $|\eta|$>2,5 ise bu durumda $pp \to p\gamma^{\acute{}} p \to p\tau\acute{t}qX$ ana süreci, sinyalimize bir arkaplan oluşturur. Bununla birlikte, aynı durum, $\gamma^{\acute{}} g \to \tau\acute{\nu}_\tau q q^{'}$ alt süreci için son durumundaki τ ve q parçacıklarının $|\eta|$<2,5 ve p_T>20 GeV, $q^{'}$ parçacığının $|\eta|$>2,5 ise gerçekleşir. Arkaplan oluşturacak süreçlerin, en iyi sınırları elde ettiğimiz 33 TeV kütle merkezi enerjisi için tesir kesitleri proje süresince hesaplanmıştır. Bu kesilimler ile $pp \to p\gamma^{\acute{}} p \to p\tau\acute{t}qX$ ve $pp \to p\gamma^{\acute{}} p \to p\tau\acute{\nu}_\tau q q^{'} X$ süreçlerinin tesir kesitleri sırasıyla, 10^{-2} ve 10^{-3} pb mertebesinde elde edilir. Hesaplarda, tau leptonun anomal elektromanyetik momentlerini incelerken, 33 TeV kütle merkezi enerjisinde $pp \to p\gamma^* p \to p\tau\bar{\nu}_\tau q^{'} X$ sürecinin değerini Tablo 11'den görüldüğü gibi 0,57 pb olarak elde edimiştir. Buradan yola çıkarak, LHC'de tau leptonunun elektrik ve manyetik momentlerinin üzerine $pp \to p\gamma^* p \to p\tau\bar{\nu}_\tau q^{'} X$ süreci aracılığıyla elde edilen sınırlamalara, belirtilen kesilimler ile $pp \to p\gamma^{\acute{}} p \to p\tau\acute{t}qX$ ve $pp \to p\gamma^{\acute{}} p \to p\tau\acute{\nu}_\tau q q^{'} X$ süreçlerin katkısı hemen hemen önemsenmeyecek düzeydedir. Bununla birlikte, oluşabilecek daha büyük arkaplanlarda bile 33 TeV'de tau leptonunun elektrik ve manyetik momentlerinin sınırları önemli oranda değişmezdi.

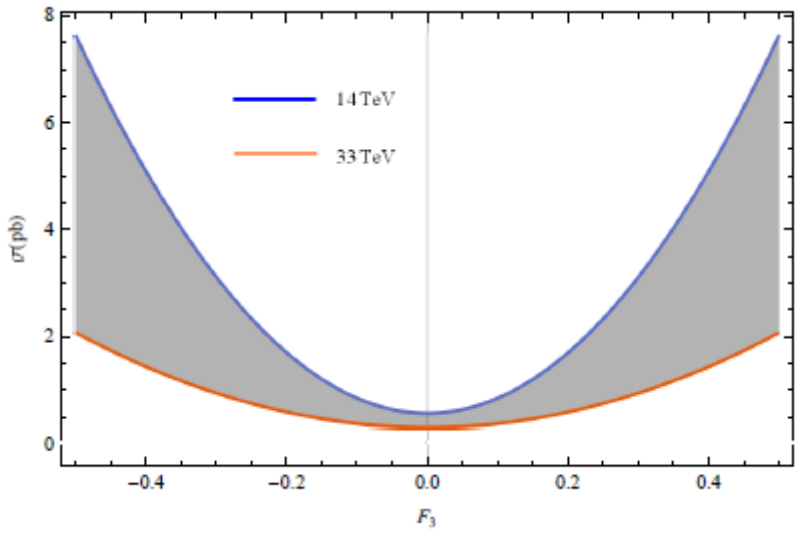
Tablo 11. $\sqrt{s}$ =14, 33 TeV'de F_2 ve F_3'e karşı toplam tesir kesitlerinin nümerik hesaplamaları

Mode	σ_2	σ_1	σ_0	σ_2'
$\sqrt{s} = 14$ TeV	7.00277	−0.03345	0.312531	7.10279
$\sqrt{s}$=33 TeV	28.5649	−0.123529	0.574318	28.2682

Şekil 11 ve 12'den görülebileceği gibi, kütle merkezi enerjisi arttığında süreçlerin toplam tesir kesitleri artar. Tesir kesitlerinde anomal manyetik dipol moment asimetrik, elektrik dipol moment ise simetriktir. Bu durum Denklem (19) ve (20)'den görünebilir.

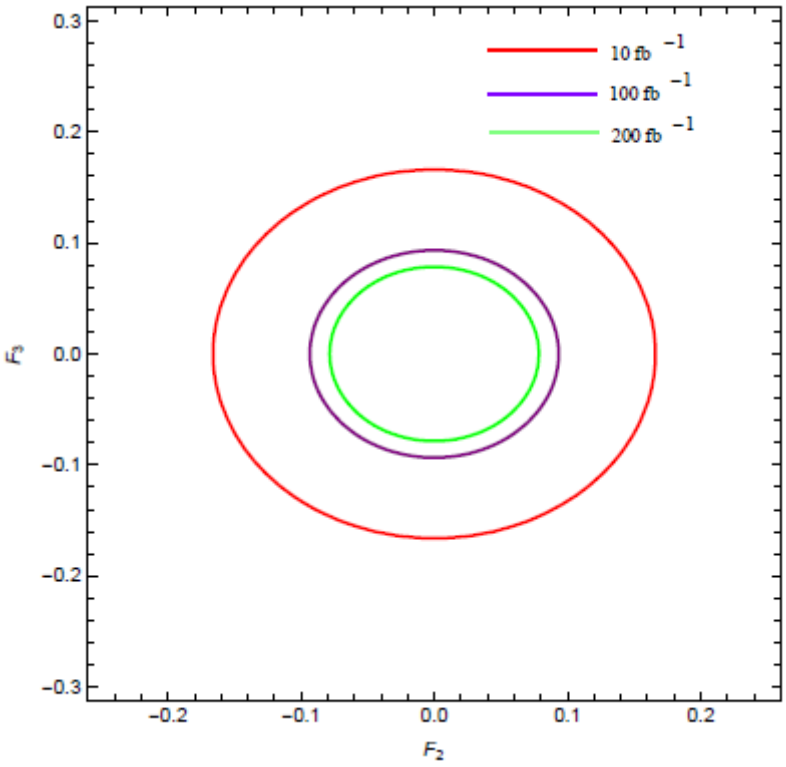


Şekil 11. $\sqrt{s}$ =14, 33 TeV iki farklı kütle merkezi enerjisi için F_2'nin bir fonksiyonu olarak toplam tesir kesitleri.

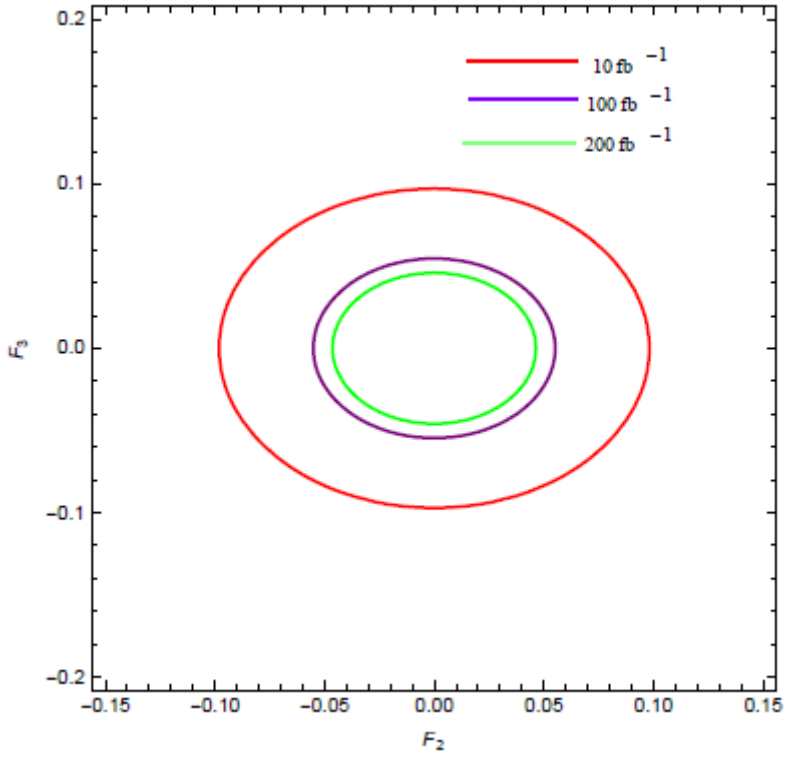


Şekil 12. $\sqrt{s}$ =14, 33 TeV iki farklı kütle merkezi enerjisi için F_3'nin bir fonksiyonu olarak toplam tesir kesitleri.

Şekil 13 ve 14'te, anomal elektromanyetik form faktörleri için kontur diyagramlarını gösterilmiştir.



Şekil 13. $\sqrt{s}$ =14 TeV için F_2 - F_3 düzleminde %95 C. L.'de kontor sınırları



Şekil 14. $\sqrt{s}$ =33 TeV için F_2-F_3 düzleminde %95 C. L.'de kontor sınırları.

Hassasiyet analizinde 4. Bölümde bahsedilen χ^2 metodunu kullanılmıştır. Sistematik hatalar çalışmanın bu kısmında da göz önüne alınmıştır. Bu hataların kaynağı ve ayrıntılı analizi gene 4. bölümde verilmiştir.

Bu tartışmalar ışığında, hesaplamalarımızda üç farklı sistematik hata değeri göz önüne alınmıştır (δ_{sys} =3%,5%,7%). Bu çalışmayla elde edilen sınırlamalar bu sistematik hatalar ile Tablo 12 ve 13 'de verilmiştir.

Tablo 12. LHC'de farklı ışınlıklık ve kütle merkezi enerjileri için a_τ çiftlenimlerinin %95 C. L. hassasiyet sınırları. Sınırlar sistematik hatasız %0 ve sistematik %3, %5, %7 hata barındıracak şekilde gösterilmiştir.

$\sqrt{s}$ (TeV)	Luminosity(fb^{-1})	0%	3%	5%	7%
14	10	(-0.0372, 0.0420)	(-0.0529, 0.0577)	(-0.0658, 0.0706)	(-0.0771, 0.0819)
	50	(-0.0242, 0.0290)	(-0.0498, 0.0546)	(-0.0642, 0.0690)	(-0.0762, 0.0809)
	100	(-0.0200, 0.0248)	(-0.0493, 0.0541)	(-0.0640, 0.0688)	(-0.0760, 0.0808)
	200	(-0.0165, 0.0212)	(-0.0491, 0.0539)	(-0.0639, 0.0687)	(-0.0760, 0.0807)
33	100	(-0.0108, 0.0152)	(-0.0325, 0.0368)	(-0.0424, 0.0467)	(-0.0505, 0.0548)
	500	(-0.0067, 0.0110)	(-0.0323, 0.0366)	(-0.0423, 0.0466)	(-0.0504, 0.0547)
	1000	(-0.0054, 0.0097)	(-0.0323, 0.0366)	(-0.0423, 0.0466)	(-0.0504, 0.0547)
	3000	(-0.0037, 0.0081)	(-0.0323, 0.0366)	(-0.0423, 0.0466)	(-0.0504, 0.0547)

Tablo 13. Tablo 12'nin aynısı fakat $|d_\tau|$ için.

$\sqrt{s}$ TeV	Luminosity(fb^{-1})	0%	3%	5%	7%
14	10	2.16×10^{-16}	3.01×10^{-16}	3.70×10^{-16}	4.32×10^{-16}
	50	1.44×10^{-16}	2.83×10^{-16}	3.61×10^{-16}	4.26×10^{-16}
	100	1.22×10^{-16}	2.81×10^{-16}	3.60×10^{-16}	4.25×10^{-16}
	200	1.02×10^{-16}	2.79×10^{-16}	3.59×10^{-16}	4.25×10^{-16}
33	100	7.12×10^{-17}	1.96×10^{-16}	2.45×10^{-16}	2.90×10^{-16}
	500	4.76×10^{-17}	1.90×10^{-16}	2.45×10^{-16}	2.90×10^{-16}
	1000	4.00×10^{-17}	1.90×10^{-16}	2.45×10^{-16}	2.90×10^{-16}
	3000	3.04×10^{-17}	1.90×10^{-16}	2.45×10^{-16}	2.90×10^{-16}

6.SONUÇ

Tau leptonun anomal dipol moment çiftlenimleri üzerine güncel deneysel sınırlamalar birçok makalede geniş bir şekilde incelenmiştir. Mevcut deneylerden elde edilen verilerin analizi hemen hemen tamamlanmıştır. Yeni nesil hızlandırıcılar için bu konu SM ötesindeki fizik için ipuçları elde etme açısından büyük önem taşımaktadır.

Projenin ilk aşamasında gelecekte yapılması planlanan CLIC'te $e^-\gamma \to \nu_e \tau \overline{\nu_\tau}$ ve $e^+e^- \to e^+\gamma^* e^- \to e^+\nu_e \tau \overline{\nu_\tau}$ süreçleri göz önüne alınarak tau lepton anomal dipol moment çiftlenimlerini incelenmiştir. Bu süreçler çok temiz ortama sahiptirler. Bu nedenle, SM'nin çiftlenim değerlerinin beklenen değerlerinden küçük bir sapması yeni fiziğin varlığına kanıt olacaktır. $e^-\gamma \to \nu_e \tau \overline{\nu_\tau}$ süreci diğer süreçlere göre en iyi sınırları verir. Bununla birlikte, $\gamma\gamma$ ve $e^-\gamma$ süreçlerini içeren etkileşimler yeni cihazlara ihtiyaç duyar. Öte yandan, $e^-\gamma^*$ ve $\gamma^*\gamma^*$ herhangi yeni bir cihaza gerek kalmadan kendiliğinden oluşturulur.

İlaveten, projenin bu kısmında polarize ve polarize olmayan elektron demeti kullanılmıştır. Polarizasyonun hassasiyet sınırlarını artırdığını görülmüştür. a_τ için elde ettiğimiz sonuçlar güncel deneysel limitlerden daha iyidir. Projenin bu kısmı temel alınırsa, CLIC'in $e\gamma$ ve $e\gamma^*$ modu kullanılmasıyla Standart Model ötesi tau fiziğinin incelenmesi için yeni olanaklar sağlayacağı sonucuna varılmıştır.

Projenin ikinci kısmında ise LHC'de foton indüklü süreçler ile tau leptonunun anomal elektromagnetik dipol momentleri incelenmiştir. Bu tür süreçler, mevcut her çarpıştırıcıda daha yüksek enerjilerde yüksek enerji ve yüksek ışınlıklı $\gamma^*\gamma^*$ ve $\gamma^* p$ etkileşimlerini incelemek için bize yeni fırsatlar verir. Bu etkileşimler *pp* derin inelastik saçılmalardan daha az arka planlar içerir. Bu temiz çevresel ortam ile SM tarafından öngörülenden her farklı sinyal, SM ötesi yeni fizik için tatminkâr bir ipucu olacaktır. Çalışmanın bu kısmında WWY kullanarak tau leptonun elektromanyetik dipol momentlerini incelenmiştir.

Bu bağlamda, $pp \to p\gamma^* p \to p\tau\overline{\nu}_\tau q' X \ (q, q' = u, \overline{u}, d, \overline{d}, s, \overline{s}, c, \overline{c})$ süreci için model bağımsız bir çerçevede tau leptonunun anomal dipol momentlerini araştırılmıştır. Bununla birlikte, elde ettiğimiz anomal manyetik dipol momentler üzerine elde ettiğimiz sınırlar %0 ve aynı büyüklük mertebesinde %7 sistematik belirsizlik için güncel deneysel sınırlardan daha

iyidir. Keza, en iyi sonuçlarımız literatürdeki diğer çalışmalara (Atağ 2010; Atağ 2016) ve projenin ilk kısmında CLIC için elde edilen sonuçlara çok yakındır. Anomal elektrik dipol moment için, en iyi sınırlar deneysel sınırlar ile aynı büyüklük mertebesindedir.

PROJE ÇIKTILARI

Yayınlar

1) "Search for the anomalous electromagnetic moments of tau lepton through lepton electron-photon scattering at CLIC" Nucl.Phys.B 923, (2017), 475-490.

2) "Analysis of the anomalous electromagnetic moments of the tau lepton in γp collisions at the LHC" arXiV:1711.02405 (Yayın Phys.Lett.B dergisinde hakem aşamasındadır.)

Uluslararası Konferanslarda Sunulan Bildiriler

1) "Probing the anomalous electromagnetic moments of tau lepton in γp collisions at the LHC"

Turkish Physical Society 33. International Physics Congress 2017 (sözlü sunum).

2) "Probing for the anomalous electromagnetic moments of the tau lepton via electron-photon interactions at the CLIC" 3th International Conference on Engineering and Natural Sciences (poster sunumu).

Tezler

"Tau leptonunun elektromanyetik özelliklerinin yüksek enerjili hızlandırıcılarda incelenmesi" yüksek lisans tezi (tamamlanma aşamasında).

Kaynakça

Aaboud M. vd. (ATLAS Collaboration) (2016), Phys. Rev. D 94 032011.

Aaboud M. vd. (ATLAS Collaboration) (2017), arXiv:1708.04053.

Aad G. vd. ((ATLAS Collaboration) (2016), Eur. Phys. J. C (2016) 76, 295.

Aaltonen, T. vd. (CDF Collaboration) (2008), Phys. Rev. D 77, 052004.

Aaltonen, T. (CDF Collaboration) (2009a), Phys.Rev.Lett.102:091805.

Aaltonen, T. vd. (CDF Collaboration) (2009b)., Phys. Rev. Lett. 102, 222002.

Abdallah J. vd. (2004), DELPHI Collaboration, et.al. Eur. Phys. J. C. 35 159.

Abramowicz H. vd., (2013), arXiv:1307.5288.

Abulencia, A. (CDF Collaboration) (2009), Phys. Rev. Lett. 98, 11.

Acciorri M. vd 1998., (L3 Collaboration), Phys. Lett. B 434, 169.

Accomando E. vd. (CLIC Phys. Working Group Collaboration) (2004), CERN-2004-005.

Achard P. vd. (2004), Phys. Lett. B 585 53.

Ackerstaff vd. 1998, (OPAL Collaboration), Phys. Lett. B 431 188.

Adamczyk L. vd. (2011), Tech. Rep. ATLCOM- LUM-2011-006, CERN.

Albrow M. G. vd. (2010), Prog. Part. Nucl. Phys. 65, 149.

Atağ S. ve Billur A. (2010), JHEP 11 060.

Atağ S. ve Gürkanlı E. (2016), JHEP 1606, 118.

Bagliesi G. (2008), J.Phys.Conf.Ser. 119, 032005.

Barr S. M. (1986), Phys. Rev. D. 34 1567.

Barr S. M. ve Zee A. (1990), Phys. Rev. Lett. 65, 21.

Barr S. M. ve Marciano W. J. (1989), Electric Dipol Moments in CP Violation,World Scientic.

Baur G. vd. (2002), Phys. Rep. 364, 359.

Belyaev A. vd. (2003), Comput. Phys. Commun. 184, 172

Beringer J. vd. (2012), (Particle Data Group), Journal of Phys. G 86 581651.

Brodsky S. J. vd. (1971), Phys. Rev. D 4, 1532.

Brown H. N., *vd.* (2000), (Muon g-2 Collaboration) Phys. Rev. D 62, 091101.

Budnev V. M. (1974), Phys. Rept. 15, 181.

Chatrchyan S. vd. (2012), (CMS Collaboration), JHEP 1201, 052.

Chatrchyan S. vd. (2012)b, (CMS Collaboration), JHEP 1211, 080.

Christenson J.H. vd. *(1964),* Phys. Rev. Lett. 13, 138.

Dannheim D. vd. (2012), arXiv: 1208.1402 [hep-ex];

Eidelman S. ve Passera M. (2007), Mod. Phys. Lett. A 22 159.

Ellis J. vd. (1982), Phys. Lett. B 114, 1231.

Gerlach W. and Stern O. (1924), Zeits. Physik 8 110.

Ginzburg I. F. vd. (1983), Nucl. Instrum. Methods 205, 47.

Gonzalez-Sprinberg G. A., Santamaria A. ve Vidal J. (2000), Nucl. Phys. B 582, 3

Gutierrez-Rodriguez A. vd. (2004), Mod. Phys. Lett. A 19, 2227.

Hagiwara K., vd. (2017), Phys. Rev. Lett., 118, 171802.

Hamzeh F. ve Nasrallah N. F. 1996, Phys. Lett. B 373, 211.

Hoogeveen F. (1990), Nuc. Phys. B 341 322.

Inami K. vd. (BELLE Collaboration) (2003), Phys. Lett. B 551 16.

Itzykson C, Zuber J. B (1981), Quantum Field Theory, McGrawHill.

Kalinowski A. (2009), Nucl.Phys.B Proc. Suppl.(189) 305.

Khachatryan V. vd. (CMS Collaboration) (2016), JHEP 08, 119 , 13.

Khachatryan V. vd. (CMS Collaboration) (2016), JINST, 11, P01019.

Kobayashi M. ve Maskawa T. (1963), Prog. Teor. Phys. 49 652.

Lai. S. vd. (ATLAS Collaboration) (2009), ATL-PHYS-PROC-2009-126.

Laursen L., Samuel M. A. ve Sen A. (1984), Phys. Rev. D 29, 2652

Ma J. P. ve Brandenburg A. (1992), Z. Phys. C 56 97.

Moortgat-Pick G. vd. (2008) , Phys. Rept. 460, 131.

Passera M. (2007), Phys. Rev. D 75, 013002.

Pati J. C. ve Salam A. (1974), Phys. Rev. D 10, 275.

Peressutti J. ve Sampayo O. A. (2012), Phys. Rev. D 86, 035016.

Pich A. (2014), Prog. Part. Nucl. Phys. 75, 41.

Piotrzkowski K. (2001), Phys. Rev. D 63, 071502.

Pukhov A. vd. (2004), Report No. INP MSU 98-41/542.

Samuel M. A. vd. (1991), Phys. Rev. Lett. 67 1668.

Schwinger J. (1948), Phys. Rev. 73 4161.

Sirunyan A. M. vd. (2017), Phys. Rev. D 96, 072004.

Telnov V. I. (1990), Nucl. Instrum. Methods A 294, 72.

Terazawa H. (1973), Rev. Mod. Phys. 45, 615.

Tran T. H, vd. (2016), EPJC, 76, 468 .

Uhlenbeck G. E. and Goudsmit S. (1926), Nature 117 264.

Weinberg S. (1976), Phys. Rev. Lett. 37, 657.

TÜBİTAK
PROJE ÖZET BİLGİ FORMU

Proje Yürütücüsü:	Doç. Dr. SALİH CEM İNAN
Proje No:	115F136
Proje Başlığı:	Tau Leptonun Elektromanyetik Özelliklerinin Lepton Ve Hadron Çarpıştırıcılarında Araştırılması
Proje Türü:	1001 - Araştırma
Proje Süresi:	24
Araştırmacılar:	MUSTAFA KEMAL BAHAR, AHMET ALPER BİLLUR, MURAT KÖKSAL
Danışmanlar:	
Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi:	CUMHURİYET Ü. FEN F. FİZİK B.
Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri:	01/10/2015 - 01/10/2017
Onaylanan Bütçe:	189480.0
Harcanan Bütçe:	116383.28
Öz:	Noktasal bir parçacığın jiromanyetik çarpanının değeri (g) Dirac denkleminde 2?dir. Bu değerden sapma a=(g-2)/2, parçacıkların anomal manyetik momenti olarak tanımlanır. Relativistik kuantum mekaniğinde ilmek seviyesinde düzeltme olmadığı için a=0?dır. a değerinin duyarlılığını hesaplamak için birçok deneysel ve teorik çaba gösterilmiştir. Özellikle, elektron ve müon anomal manyetik momentleri için birçok deneysel çalışma literatürde mevcuttur. Bununla birlikte, tau leptonunun elektromanyetik momentlerinin duyarlılığını bu leptonun kısa olan ömründen dolayı yüksek seviyede belirlenememiştir. Kompakt doğrusal çarpıştırıcı (CLIC) e+e- hızlandırıcısı olarak önerilmiştir. Bu çarpıştırıcıda, üç farklı araştırma aşamasında enerjinin 0,5 TeV?den 3 TeV?e kadar çıkarılması planlanmaktadır. CLIC?te, Standart Model ötesi yeni fizik araştırmaları kapsamlı bir şekilde fenemenelojik düzeyde çalışılmaktadır. Ayrıca CLIC eşdeğer foton yaklaşımıyla ve e^- (e^+) çapışmalarının araştırılmasına da olanak sağlamaktadır. Projenin ilk aşamasında ve e??v_e ?v ?_? süreçleri incelenerek CLIC?te tau leptonunun anomal elektromanyetik momentleri incelenmiştir. CERN bulunan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)?de bulunan ATLAS ve CMS çalışma gruplarının hazırladıkları program ile daha önce DESY-HERA ve Fermilab-Tevatron çarpıştırıcılarında deneysel olarak gerçekleştirilmiş olan, foton indüklü reaksiyonların incelenmesi mümkün olacaktır. Böylece, LHC?de proton-proton çarpışmasını tamamlayıcı olarak yüksek enerjilerde foton-foton ve foton-proton çarpışmaları incelenebilecektir. LHC?de foton-foton ve foton-proton çarpışmaları, proton-proton çarpışmasına göre nispeten daha az arka plan içerdiklerinden daha temiz süreçler oluştururlar. Bu motivasyonla projenin son aşamasında süreci ile tau leptonunun anomal elektromanyetik momentleri incelenmiştir.
Anahtar Kelimeler:	Tau lepton, Anomal elektromanyetik moment, CLIC, LHC, İndüklenmiş foton reaksiyonları.
Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu Mu?:	Hayır

TÜBİTAK