

B, L ve B - L Ayar Bozonlarının Durumu

Seyit Okan KARA^{1,*}

¹Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, Ankara, Türkiye

Received: 15.05.2012, Accepted: 08.06.2012

Özet. Kütleli ve kütsüz B , L ve $B - L$ ayar bozonlarının ayarlarını tamamlamak adına yapılan çalışmaların incelendiği bu makalede kütleli lepton fotonu ve kütsüz $B - L$ fotonu ile ilgili birtakım sonuçlar verilmiştir. Kütleli leptonik fotonun kütlesi ve etkileşme sabiti üzerine bazı sınırlamalar getirilmiştir. Yeni nesil doğrusal çarpıştırıcılarda (ILC ve CLIC) rezonans olarak üretilen kütleli leptonik foton, Z_l , olası leptonik etkileşmelerin aracı ayar bozundur. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ sürecini kullanarak gelecekteki doğrusal çarpıştırıcıların, $g_l \geq 10^{-3}$ olmak şartıyla kütle merkezine kadarki kütlelere sahip kütleli vektör bozonlarını gözlemlemeye olanak vereceği gösterilmiştir. Yaptığımız tüm hesaplamaların bir sonucu olarak ISR ve BS, gelecek lineer çarpıştırıcılarda kütleli Z_l vektör bozonu araştırmalarında önemli bir etkiye sahip olacaktır. Bu etki, eğer Z_l 'nin kütlesi kütle merkezi enerjisinin altında ise onu gözlemeye izin verecektir. Ayrıca maddenin $B - L$ yükünün kalıntı (relic) snötrinolarla perdelenmesi mekanizması incelenmiş ve bunun bir neticesi olarak $B - L$ etkileşme sabitine yeni bir limit aralığı, $10^{-29} < \alpha_{B-L} < 10^{-12}$, getirilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Kütleli leptonik foton, kütleli leptonik foton etkileşme sabiti, g_l , perdeleme mekanizması, hipotetik $B - L$ fotonu, γ_{B-L} , $B - L$ etkileşme sabiti, g_{B-L} .

Status of Gauge Bosons B, L and $B - L$

Abstract. To complete the gauging of massive and massless B, L and $B - L$ gauge bosons in this paper we consider massive leptonic photon and massless $B - L$ photon connected to related charges. The massive leptonic (leptophilic) photon, Z_l , is gauge boson of the possible leptonic interactions. We have considered the resonance production of Z_l at future linear colliders and have shown that ILC and CLIC will give opportunity to observe Z_l with masses up to the center of mass energy if corresponding coupling constant g_l exceeds 10^{-3} . As a result of the calculations done, we could say that initial state radiation (ISR) and beamstrahlung (BS) will have important impact on search for leptophilic Z_l vector boson at future linear colliders. This impact will allow to observe leptophilic Z_l if its mass is below the center of mass energy. Also we have reviewed the compensation mechanism of $B - L$ charge of matter with relic sneutrinos and as a consequence of the possible compensation mechanism we have shown that the available experimental data admit the range of the $B - L$ interaction constant, $10^{-29} < \alpha_{B-L} < 10^{-12}$.

Keywords: Massive leptonic photon, leptophilic interaction constant, g_l , compensation mechanism, hypothetical $B - L$ photon, γ_{B-L} , $B - L$ interaction constant, g_{B-L} .

* Corresponding author. *Email address:* sokara@science.ankara.edu.tr

1. GİRİŞ

Standart Model (SM), temel parçacıkların ve doğadaki temel etkileşmelerin tanımlandığı bir modeldir. Bir parçacığın temel parçacık olabilmesi için, günümüz limitlerine göre boyutlarının $10^{-18} - 10^{-19} m$ civarında olması gerekir. Bu limite sahip olan ve daha alt yapısı hakkında henüz bilgi sahibi olmadığımız maddenin noktasal bileşenlerine temel parçacık diyoruz. Modern bir bakış açısıyla tüm madde, temel yapı blokları (leptonlar ve kuarklar) ve aracı etkileşme parçacıklarından (bozon) oluşmuştur.

Elektrik yüklerine ve lepton sayılarına göre sınıflandırılmış 6 adet lepton mevcuttur. Bunlar, elektrik yükü $Q = -1$ olan elektron e^- , müon μ^- , tau τ^- ve bunlara karşılık gelen, elektrik yükü $Q = 0$ olan nötrinolar ν_e, ν_μ, ν_τ 'dir. Ayrıca zıt elektrik yükü ve lepton sayısı taşıyan 6 adet karşıt-leptonun varlığından da söz edebiliriz. Benzer şekilde farklı çeşniye sahip 6 adet kuark vardır: u, d, c, s, t, b ve bunların elektrik yükleri sırasıyla $Q = \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}$ şeklindedir. Kuarkları da elektrik yükü ve baryon sayılarına göre sınıflandırırsak karşıt-kuarklar ile birlikte toplamda 12 farklı kuark doğada bulunur.

Parçacık fiziğinde tüm leptonların lepton sayısı +1, tüm karşıt-leptonların lepton sayısı -1 ve lepton olmayan tüm parçacıkların lepton sayısı da 0'dır. SM'deki tüm etkileşmelerde lepton sayısı korunumludur; yani etkileşme boyunca lepton sayısı aynı kalır. Benzer şekilde SM'deki pek çok etkileşimde baryon sayısının da korunumlu olduğunu söyleyebiliriz. Bu kuantum sayısını, $B = \frac{1}{3}(n_q - n_{\bar{q}})$ şeklinde tanımlayabiliriz; burada n_q , kuarkların sayısı, $n_{\bar{q}}$ ise karşıt-kuarkların sayısıdır. Tüm kuarkların baryon sayısı +1, karşıt-kuarkların -1 ve kuark olmayanların ise 0'dır. Üç kuarktan oluşan baryonların baryon sayısı, +1, bir kuark, bir karşıt-kuarktan oluşan mezonların, 0 ve üç karşıt-kuarktan oluşan karşıt-baryonların da -1'dir.

B ve L kuantum sayılarının korunumlu olması fikri, nötrinossuz çift beta bozunumu, $2n \rightarrow 2e^- + 2p$ ve proton bozunumu, $p \rightarrow e^+ + \gamma$ gibi bazı belirgin süreçlerin neden gözlenemediğini açıklamak için önerilmiştir. Gözlenemeyen bu süreçler, toplam baryon ve lepton sayılarının doğadaki iyi simetriler olduğunun göstergesidir. Bu korunumlu nicelikler, SM'in direkt bir sonucu olmamasına rağmen, tesadüfi global simetriler olarak SM'e dahil edilmiştir. Ayrıca baryon ve lepton sayılarının farkı olan $B - L$ kuantum sayısı, bazı büyük birleştirme teorisi modellerindeki $U(1)$ global ayar simetrisinin yüküdür. Kuantum Elektrodinamiğindeki (QED) elektrik yüküyle benzeşim yaparak bu kuantum sayılarının olası ayarlarını düşünmek oldukça doğaldır.

B, L ve B - L Ayar Bozonlarının Durumu

2. AYARLI B, L ve $B - L$ KUANTUM SAYILARI

Güçlü ve elektrozayıf etkileşmelerin standart modeli, matematiksel olarak tutarlı, renormalize edilebilir bir ayar teorisidir. SM, oldukça başarılı deneysel sonuçlar vermesine rağmen, bazı problemleri içinde barındırır. Bunlar kısaca şöyle özetlenir: (i) deneysel olarak gözlenen nötrino salınımlarının SM tarafından açıklanamaması, (ii) temel fermiyonların aile sayısının SM ile belirlenmemesi, (iii) kuark ve leptonların kütle ve karışımlarının çok sayıda serbest parametreyle belirlenmesi, (iv) SM'in bilinen dört etkileşmeden sadece üçünü içermesi, kütle çekim kuvvetinin SM dışında kalması v.b.

Bu hassas problemlere getirilebilecek olası bir çözüm, SM'in TeV skalası civarına kadar genişletilmesidir. SM sektörlerinden biri olan, henüz deneysel olarak gözlenmemiş temel $spin - 0$ Higgs alanı, TeV skalasında olası SM genişlemelerini veya modifikasyonlarını güçlendirir. Bu tipte yapılan pek çok genişletmede, bir takım fenomenolojik etkenler, yeni ayar vektör bozonlarıyla veya skaler bir sektörle ilişkilidir. Bu sektör, pek çok bağımsız parametreye ve fiziksel duruma sahip olan SM sektörlerinden daha karmaşıktır. Ancak elektrozayıf simetri kırılması ve çeşni fiziği ile ilgili yapılan hassas testler, SM öngörleriyle çok büyük bir uyum içindedir. Olası herhangi bir genişleme, parametreler üzerine sınırlamalar getiren bu uyumu bozmamalıdır.

Temel yapısına ufak modifikasyonlar düşünülerek elde edilen en basit SM genişlemelerini ele aldığımızda bu modifikasyonları, ayar grubunu büyütme, skaler ve fermiyon içeriğini genişletme şeklinde yorumlayabiliriz. Yeni bir $U(1)$ ayar simetrisi, kendiliğinden kırılmak zorundadır, böylece yeni SM singlet skaler alanının, yok olmayan bir vakum beklenen değeri kazanması gerekir. Ayrıca bu alanın, yeni $U(1)$ altında yüklü olması ve ayar bozonuna boyuna serbestlik derecesi sağlaması için kompleks olması da gerekir.

İlk akla gelen ve en basit SM genişlemesini, SM'in ayar grubuna $(SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y)$ ekstra bir $U(1)$ grubu eklemek şeklinde düşünebiliriz:

$$SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U'(1) \quad \text{Denklem 2.1}$$

Genişletilmiş ayar grubunun iki $U(1)$ faktörünün yükleri, sırasıyla SM zayıf hiperyükü Y ve herhangi bir kuantum sayısı Y' ile ilişkilidir. Bu şekilde genişletilmiş pek çok model inşa edilmiştir. Tüm bu modelleri birbirinden ayıran şey, $U'(1)$ faktörünün nasıl bir kuantum yüküne

Seyit Okan KARA

sahip olduğudur. Bu kuantum yükü, lepton kuantum sayısı (L), baryon kuantum sayısı (B) veya bunların farkı olan $B - L$ kuantum sayısı olabilir.

Çizelge 2.1 B, L ve $B - L$ ayar bozonlarıyla ilgili yapılmış çalışmaların durumu

	Kütlesiz	Kütleli
B	+	+
L	+	-
$B - L$	-	+

Literatürde kütleli ve kütlesiz B, L ve $B - L$ ayar bozonlarıyla ilgili yapılmış çalışmalar, Çizelge 2.1 ile verilmektedir. Artı işareti, ilgili konunun çalışıldığını göstermektedir. Tüm bu çalışmaların ortak özelliği, SM ayar grubunun yukarıda bahsedildiği gibi bir $U'(1)$ faktörü ile genişletilmesidir. Şimdi bu çalışmaların bazılarını ana hatlarıyla inceleyelim:

İlk olarak T.D. Lee ve C.N. Yang, 1955’de yazdıkları bir makalede [1] “ağır-parçacık yükü” kavramını sunmuşlardır. Elektrik yükünün korunumlu olması, yani ayar dönüşümleri altında değişmez (invariant) kalması, yüklü bir parçacığın kompleks dalga fonksiyonunun fazının ölçülemez olduğunu ifade eder. Aynı ayar değişmezlik, ağır parçacıkların (proton ve nötron) korunum yasalarıyla da ilişkili olmalıdır? Bu soru, makalenin baz aldığı temel konulardan biridir. Ayar dönüşümü altında değişmezlik, bir ağır parçacığın dalga fonksiyonunun görelî fazının, iki farklı uzay-zaman noktasında ölçülemez olduğu anlamına gelir. Böyle bir ayar dönüşümü, biçimsel olarak elektromanyetik ayar dönüşümü ile tamamen özdeştir. Bunun neticesi olarak tüm ağır parçacıkları bağlayan nötr bir kütlesiz vektör alanı var olmalıdır. Bu alanda bir nükleonun “ağır-parçacık yükü” $+\eta$ ve karşıt-nükleonun bahsedilen yükü de $-\eta$ olur. Sonuç olarak, ağır parçacıkların korunumlu olması şartı, baryon yükünü bağlayan kütlesiz bir vektör alanının olmasını gerektirir. Burada “ağır-parçacık yükü” ile ifade edilmek istenen şey, proton ve nötron gibi ağır parçacıkların baryon kuantum sayılarıdır. Kütlesiz vektör alanına ise kütlesiz baryonik foton diyebiliriz.

1969’da L. B. Okun, Lee ve Yang’ın öngördüğü “kütlesiz baryonik foton” [1] kavramıyla benzeşim yaparak “kütlesiz leptonik foton” fikrini [2] ortaya atmıştır. (e, ν_e) için elektronik, (μ, ν_μ) için müonik ve (τ, ν_τ) için de tauonik olacak şekilde üç farklı lepton kuantum sayısı vardır ve bunların korunumlu olduğu bilinir. Okun’a göre, bilinen üç lepton ailesine, $(\nu_e, e^-), (\nu_\mu, \mu^-), (\nu_\tau, \tau^-)$, karşılık gelen lepton kuantum sayıları kesinlikle korunumlu ise, dubletler

B, L ve B - L Ayar Bozonlarının Durumu

halindeki bu lepton ailelerinin lepton yükü taşımaları gerekir [3]. Dolayısıyla bu yüklerin sırasıyla, elektronik, müonik ve tauonik kütesiz fotonlardan ($\gamma_e, \gamma_\mu, \gamma_\tau$) kaynaklı olması, yani $\gamma_e, \gamma_\mu, \gamma_\tau$ soğurma ve yayınlama vazifesi görmeleri gerekirdi. Ancak nötrino salınımlarının deneysel olarak keşfedilmesi, leptonik yüklerin sayısında bir indirgemeye imkân verecektir. Yani $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ geçişlerinin gözlenmesiyle, ayrı ayrı lepton yükünün korunması fikri ortadan kalkacak ve tüm leptonlar için lepton yükü aynı tür olacaktır.

Okun, yaptığı hesaplamalar neticesinde eylemsizlik ve gravitasyonel kütlelerin eşitliğini sınavan deneylerin [4], baryonik ve leptonik fotonların maddeyle etkileşme sabitleri üzerine çok küçük sınırlar getirdiğini göstermiştir [5]:

$$\alpha_b < 10^{-47}, \quad \alpha_l < 10^{-49} \quad \text{Denklem 2.2}$$

Bunlar, elektromagnetik etkileşme sabiti, $\alpha_{em} \approx 10^{-2}$, ile kıyaslandığında, doğada kütesiz baryonik ve leptonik fotonun var olmayacağı sonucu ortaya çıkar. Makroskobik nesnelerin belirtilen bu yüklerini nötrleyecek herhangi bir mekanizma yoksa bu sonuç kesinlikle geçerlidir.

Sonuçların bu denli kötü çıkması, leptonik fotona olan ilgiyi azaltmıştı. Ancak 1995 yılında Türk bilim insanlarının yaptığı bir çalışmada [6] vurgulandığı gibi, maddenin lepton yükünün, standart big-bang teorisi ve SUSY'nin öngördüğü kalıntı (relic) karşı-nötrinolar ile olası perdelenme (compensation) mekanizması, bu konuya olan ilgiyi yeniden canlandırmıştır. Bazı uygun deneysel veriler, bu perdelemenin bir neticesi olarak leptonik etkileşme sabitine ekstra bir aralık, $10^{-38} < \alpha_l < 10^{-14}$, getirilmesine izin verir. Dolayısıyla bu sabit, artık ihmal edilebilecek kadar küçük değildir.

1997'de yapılan bir çalışma [7], kütesiz leptonik fotonun süpernova SN1987a'dan gelen $\nu\bar{\nu} \rightarrow \gamma_l\gamma_l$ yok olma süreci aracılığıyla yayımlanmış olduğunu vurgulamaktadır. Süpernovadan yayılabilecek enerjinin büyük kısmını taşımayan bu sürece gereksinim duyularak kütesiz leptonik foton bağlaşım sabiti üzerine bir üst limit getirilmiştir, $\alpha_l < 1,6 \times 10^{-11}$.

Kütleli baryonik fotona dair 1995 yılında yapılmış bir makalede [8] baryon sayısını bağlayan hafif bir $U(1)$ ayar bozonuna sahip gerçekçi modeller tartışılmıştır. Bu makalede kütleli baryonik fotonun kütleli, m_B , Z bozonunun kütesinden küçük ve bağlaşım sabiti de $\alpha_B \approx 0,2$ olması durumunda bile yeni ayar bozonunun, γ_B , fenomenolojik olarak izinli olabileceği vurgulanmaktadır. Ayrıca baryon sayısı ve hiperyük ayar bozonları arasındaki

Seyit Okan KARA

kinetik karışımın, elektrozayıf skalanın üzerinde var olmadığı, ayarlı bir baryon sayısına sahip modeller sunulmuştur. Düşük-enerjili efektif teorideki ışınımsal düzeltmeler (radiative corrections) aracılığıyla bir karışım teriminin üretilmesi, hassas elektrozayıf ölçümlerle bir uyumsuzluk ortaya koymayacağı da gösterilmiştir.

2009 yılında yapılan bir çalışmada [9], $B - L$ simetrisi incelenmiştir. Bu simetri, SM ötesi çeşitli fizik senaryolarında önemli bir rol oynar. Bu modelde SM ayar grubu, kırılan bir $U(1)_{B-L}$ simetrisi ile büyütülmüş ve yeni bir kütleli Z' aracı bozonu ortaya çıkarmıştır. Di-müon üretim durumu için büyük hadron çarpıştırıcısı (LHC) ve olası yeni nesil doğrusal çarpıştırıcılarda (LCs: CLIC ve ILC) iki boyutlu bir konfigürasyon uzayı (Z' kütlesi ve bağlaşımı) üzerine grafik çizilerek keşfedilmesi olası bölgeler arasında detaylı bir karşılaştırma yapılmıştır. SM'in düşük-enerjili minimal $B - L$ genişletilmesi, ekstra bir $U(1)_{B-L}$ ayar grubu, üç adet sağ eli nötrino ve $U(1)_{B-L}$ simetri kırılması aracılığıyla üretilen ilave bir Higgs bozonu içerir. $B - L$ modelle ilgili yeni izler elde etmek için örnek bir süreç olarak, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ kanalına bakılmıştır. Sonuç olarak, kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 1(3)$ TeV için, bağlaşım sabit $g'_1 = 0.05$ iken Z' kütlesinin, 2.2 (5.5) TeV değerine kadar ulaşabileceği ortaya çıkar. Bu bağlaşım sabiti dört kat artırılırsa, ILC(CLIC), Z' kütlesine hassas bir sınırlama getirir, $M_{Z'} \leq 10(20)$ TeV.

Yine kütleli $B - L$ ayar bozonu ile ilgili yapılan bir çalışmada [10], nötrino kütlelerinin ters “seesaw” mekanizmasıyla üretildiğine dikkat çekilmektedir. Bu modelle ilişkili ağır nötrinolar, LHC'de temiz sinyaller aracılığıyla ulaşılabilir. Burada dilepton veya iki dilepton artı kayıp enerjiye bozunum ile üretilen Z'_{B-L} ekstra ayar bozonuna dair bir çalışma yapılmış ve ayrıca $B - L$ ekstra Higgs'in, temiz bir dilepton ve kayıp enerji sinyaliyle LHC'de direkt olarak araştırılabileceği gösterilmiştir. SM'in TeV skalasındaki $B - L$ genişlemesi, $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$ ayar grubu üzerine inşa edilmiştir. $U(1)_{B-L}$, $B - L$ yükü, $Y_{B-L} = +1$ olan bir SM singlet skaleri, χ , ile kendiliğinden kırılır. Bir ayar bozonu Z'_{B-L} ve $B - L$ yükü, $Y_{B-L} = -1$ olan üç adet SM singlet fermiyonu, ν_{R_i} , modelin tutarlılığı için eklenir. Tüm bunlara ek olarak, $B - L$ yükü, $Y_{B-L} = +2$ olan üç adet SM singlet fermiyonu S_1 ve $Y_{B-L} = -2$ olan üç adet singlet fermiyon S_2 , ters seesaw mekanizmasını uygulamak için göz önüne alınır. Sonuçta nötrino Yukawa bağlaşımına getirilen sınır, artık 10^{-6} 'dan küçüktür. Böylelikle bu modelle ilişkili ağır nötrinolar, LHC'de uygulanabilir duruma gelir.

Buraya kadar B , L ve $B - L$ ayar bozonlarıyla ilgili yapılmış çalışmaları ana hatlarıyla özetledik. Şimdi Çizelge 2.1'deki yapılmamış ayar bozonlarının son durumunu inceleyelim:

3. HİPOTETİK Z_l ve γ_{B-L} AYAR BOZONLARI

Çizelge 2.1'e bakıldığında 2011 yılına kadar kütleli lepton fotonu ve kütsüz $B - L$ fotonuna dair bir çalışmanın yapılmadığı görülür. Bu yıldan sonra yapılmış iki çalışma ile artık B, L ve $B - L$ kuantum sayılarının ayarları tamamlanmıştır.

3.1 Kütleli Lepton Fotonu, Z_l

Lepton kuantum sayısının ayarını yapmak için geliştirilen bir modelde [11], SM ayar grubuna, $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$, yeni bir $U'_l(1)$ ayar simetrisi eklenir. Bu modelde e, μ, τ ve bunlara karşılık gelen nötrinolar için aynı olan tekil leptonik yük düşünülmüştür. Modelin içeriğinde elektrozayıf vektör bozonlarının, fermiyonlar ve Higgs alanlarıyla olan etkileşmeleri, serbest alanlar lagranjyeninde yapılan aşağıdaki gibi bir yer değiştirme ile ortaya konur:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig_2 \mathbf{T} \cdot \mathbf{A}_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_l a_l B'_\mu \quad \text{Denklem 3.1}$$

burada g_1, g_2 ve g_l , bağlaşım sabitleri, \mathbf{T} , fermiyon veya Higgs alanlarına karşılık gelen bir multipletin izospin işlemcisi, Y , hiperyük, a_l , karşılık gelen multipletin lepton yükü ve $\mathbf{A}_\mu, B_\mu, B'_\mu$, ayar alanlarıdır. Lepton yüküne sahip Higgs alanı, modelde B'_μ vektör alanına karşılık gelen Z_l bozonuna (kütleli leptonik foton) kütle kazandırmak için eklenmelidir. Bu skaler alan, SM Higgs alanından tamamen farklı olarak sadece lepton yükü taşır, izospin ve hiperyükü sıfırdır.

$SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U'_l(1)$ ayar simetrisine uyan etkileşme lagranjyeni aşağıdaki gibi ayrıştırılabilir:

$$L = L_{SM} + L' \quad \text{Denklem 3.2}$$

L_{SM} , standart model lagranjyenidir ve L' lagranjyeninin açıkça yazılışı şöyledir:

$$L' = \frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} + g_l J_{lep}^\mu B'_\mu + (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) + \mu^2 |\Phi|^2 - \lambda |\Phi|^4 \quad \text{Denklem 3.3}$$

burada,

$$F'_{\mu\nu} = \partial_\mu B'_\nu - \partial_\nu B'_\mu \quad \text{Denklem 3.4}$$

alan şiddet tensörü,

$$J_{lep}^\mu = \sum_l a_l [\bar{\nu}_l \gamma^\mu \nu_l + \bar{l} \gamma^\mu l], \quad \text{Denklem 3.5}$$

Z_l ile etkileşen leptonik akım ve Φ , tekil (singlet) kompleks skaler Higgs alanıdır. Ayrıca modelde üçgen anormalliğinden kurtulmak için aşağıdaki şartın sağlanması gerekir:

$$\sum_l a_l = 0 \quad \text{Denklem 3.6}$$

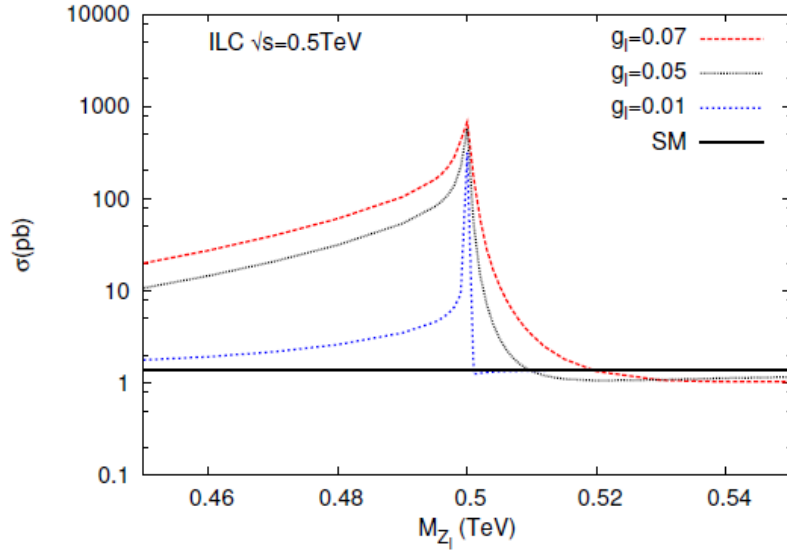
Nötrino sınımlarıyla ilgili deneysel veriler, e, μ, τ ve karşılık gelen nötrinolar için aynı tür lepton yüküne ihtiyaç duyar ($a_e = a_\mu = a_\tau = 1$). Böylelikle eklenen fermiyon aileleri, Denklem 3.6 koşulunu sağlamak zorundadır. Son zamanlardaki hassas elektrozayıf veriler (precision electroweak data), dördüncü SM ailesinin varlığına izin verir [12-14]. Bu durumda yukarıdaki koşulun sağlanması için, modelde dördüncü aile leptonlarının lepton yükü, -3'e eşit alınır [15].

Yapılan tüm hesaplamalarda sinyal süreci, $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z, Z_l \rightarrow \mu^+\mu^-$ ve fon süreci de $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ olarak belirlenmiştir [11]. Bu süreç, diğer olası süreçlerden daha temiz olduğu için seçilmiştir: e^+e^- çiftini içeren son durum, dev bir fona (Bhabha saçılmasından dolayı) sahiptir; $\tau^+\tau^-$ çifti, τ bozunumlarından dolayı sinyali karmaşık hale getirecektir; $\bar{\nu}\nu$ çifti son durumları ise gözlenebilir değildir.

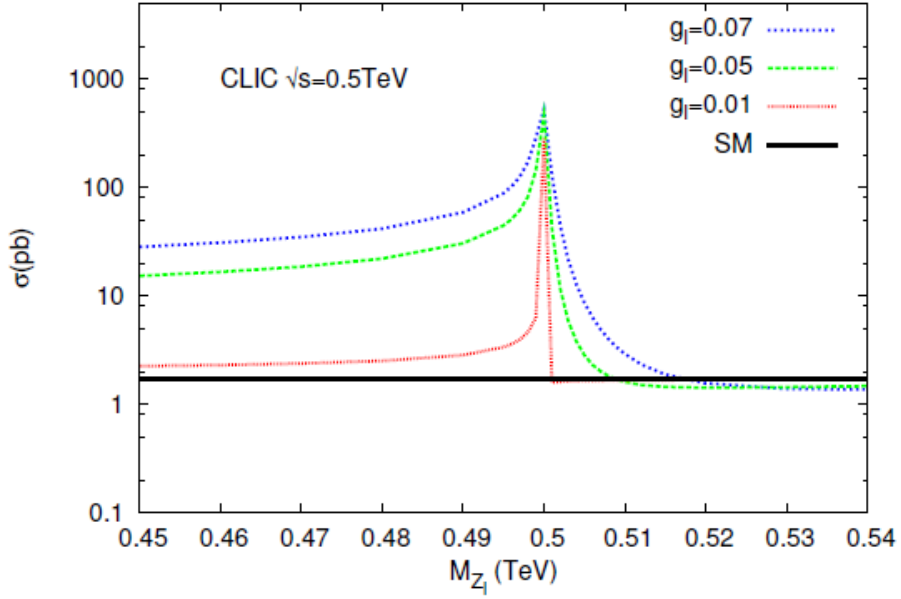
Şekil 3.1 ve şekil 3.2, sırasıyla ILC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$) ve CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)'de farklı bağlaşım sabiti değerleri için tesir kesitine karşılık M_{Z_l} grafiğini göstermektedir. g_l 'nin küçük değerleri için bile sinyalin, SM fonunun üstünde olduğu rahatça görülüyor.

0.5 TeV'den düşük kütle değerleri için γ, Z ve Z_l 'nin pozitif girişimlerinden dolayı sinyal, fonun üstündedir. Şekil 3.1 ve şekil 3.2 karşılaştırıldığında, CLIC, M_{Z_l} 'nin daha küçük değerleri için sinyal ve fon arasında daha büyük fark verirken, $M_{Z_l} \approx 0.5 \text{ TeV}$ için ILC avantajlıdır. $M_{Z_l} \gtrsim \sqrt{s}$ için Z_l 'nin γ ve Z ile girişimlerinden dolayı sinyal, SM değerlerinin üstündedir.

B, L ve B - L Ayar Bozonlarının Durumu

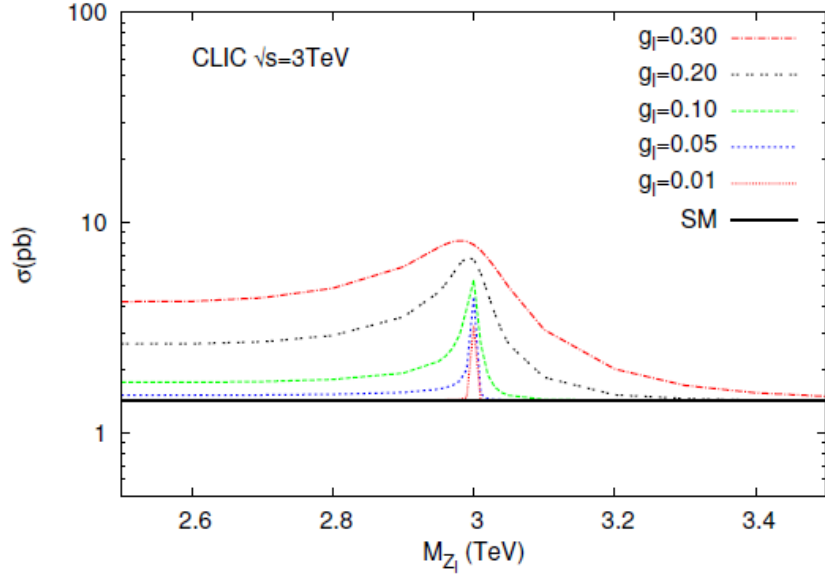


Şekil 3.1 ILC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$), farklı bağlaşım sabitleri ve SM fonu için toplam tesir kesitine karşılık Z_l kütlesi



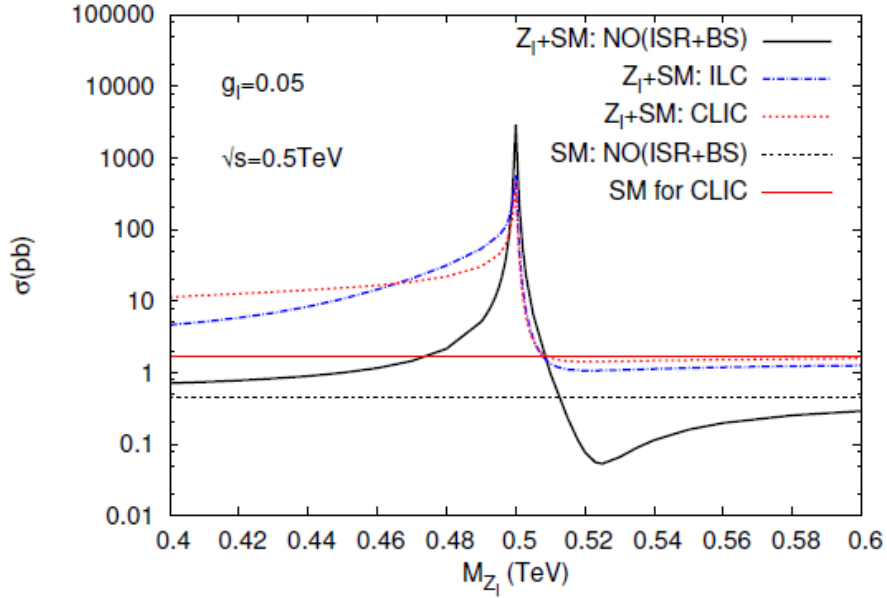
Şekil 3.2 CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$), farklı bağlaşım sabitleri ve SM fonu için toplam tesir kesitine karşılık Z_l kütlesi

CLIC $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ için tesir kesitine karşılık M_{Z_l} grafiği şekil 3.3'de görülmektedir, burada özellikle g_l 'nin büyük değerleri için tesir kesit pikinin, kütle merkezi enerjisinden kayması kolayca görülüyor.



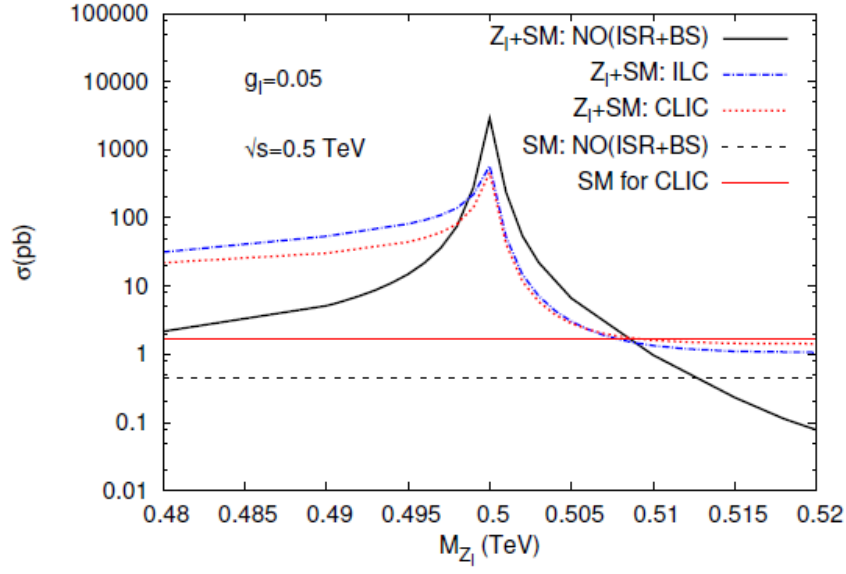
Şekil 3.3 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$), farklı bağlaşım sabitleri ve SM fonu için toplam tesir kesitine karşılık Z_1 kütlesi

Şekil 3.4’de makine tasarım parametreleriyle birlikte ISR ve BS etkilerini göstermek amacıyla tesir kesitine karşılık kütle grafiği verilmiştir. Burada farklı durumlar için çizilmiş grafikler söz konusudur: ISR ve BS yokken $\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$, ISR ve BS varken ILC, kurduğumuz modelde ISR ve BS varken CLIC $\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$ ve tüm bunlara ek olarak SM’de ISR ve BS’nin var olduğu ve yok olduğu durumlardaki etkileri.



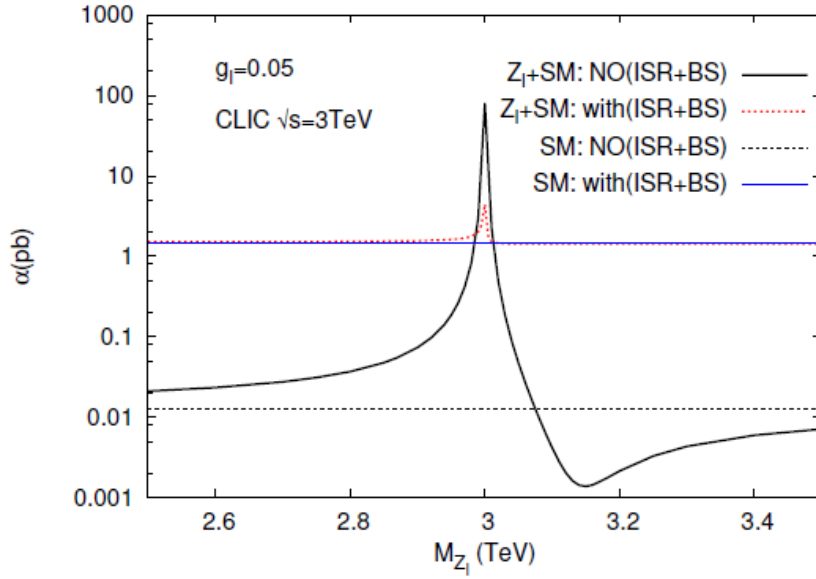
Şekil 3.4 ILC ve CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$) için ISR ve BS etkisi

B, L ve B - L Ayar Bozonlarının Durumu



Şekil 3.5 $M_{Z_l} \approx \sqrt{s}$ bölgesi için ILC ve CLIC’de ISR ve BS etkisi

Şekil 3.5’de tesir kesit, kuyruklarda bir mertebe kadar artarken, $M_{Z_l} \approx \sqrt{s}$ durumunda ISR ve BS’nin tesir kesiti azalttığı görülmektedir. Şekil 3.4’den görüldüğü üzere, $M_{Z_l} \gtrsim \sqrt{s}$ için ISR ve BS hesaba katıldığında Z_l katkısı neredeyse ihmal edilebilirken, esas katkı, SM’den gelir. Şekil 3.6’da CLIC $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ için, beklendiği gibi daha yüksek kütle merkezi enerjisinde ISR ve BS etkilerinin daha önemli olduğu görülüyor.



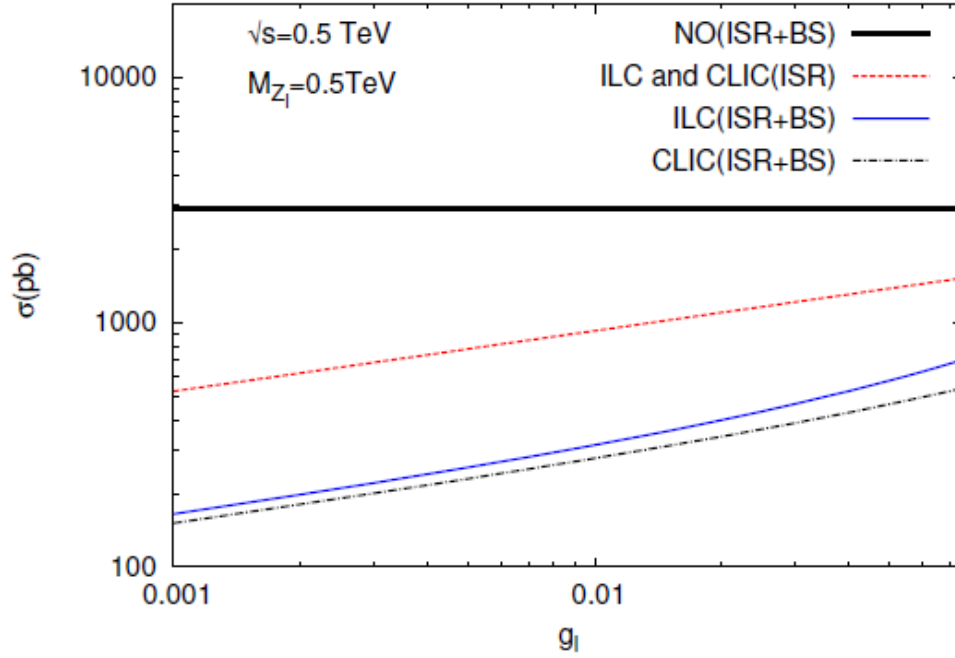
Şekil 3.6 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$) için ISR ve BS etkisi

Seyit Okan KARA

Şekil 3.7, ILC ve CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$) için g_l bağlaşım sabitine bağlı ISR ve BS etkilerini gösterir. Bu etkilerin, özellikle g_l 'nin düşük değerlerine karşılık gelen tesir kesitini azalttığı açıkça görülüyor. Dahası, ILC'deki tesir kesit, CLIC'deki tesir kesiti yaklaşık 25% oranında geçmiştir. Şekil 3.8'de ise CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$)'de ISR ve BS etkileri görülmektedir. Beklendiği gibi bu etkiler, daha yüksek enerjilerde daha etkindir: $g_l = 0.05$ için azaltma faktörü, $\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$ ve 3 TeV 'de sırasıyla 6 ve 18'dir.

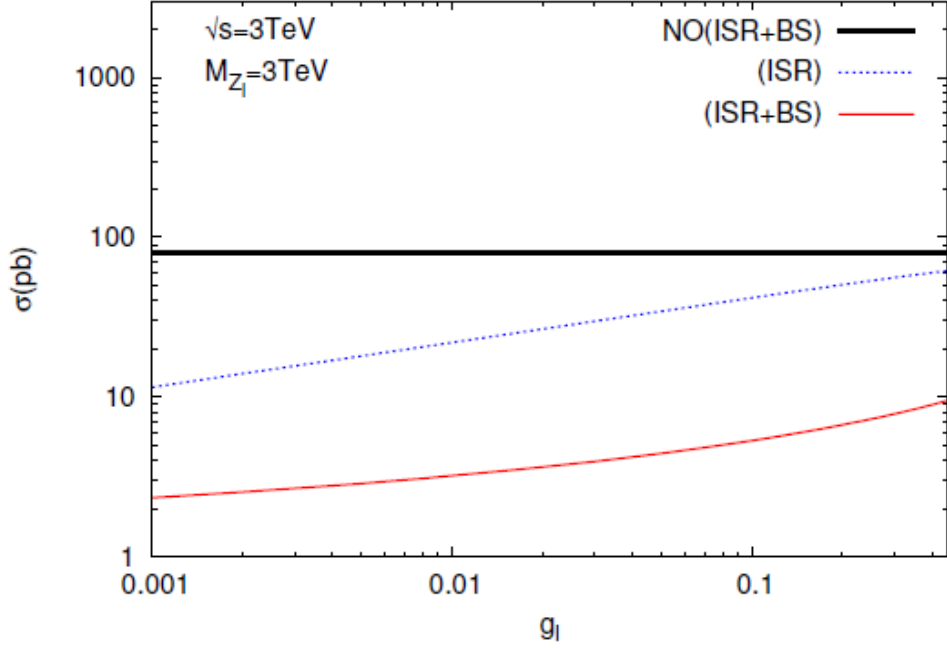
ILC ve CLIC'in keşif potansiyelini belirlemek için şu kesmeleri (cut) kullandık: $|M_{inv}(\mu^+\mu^-) - M_{Z_l}| < 10 \text{ GeV}$ ve $|\eta_\mu| < 2$. Ayrıca istatistiksel güvenilirlik (S), aşağıdaki formül kullanılarak hesaplanır:

$$S = \frac{\sigma_{\text{signal}} - \sigma_{SM}}{\sqrt{\sigma_{SM}}} \sqrt{L_{int}} \quad \text{Denklem 3.7}$$



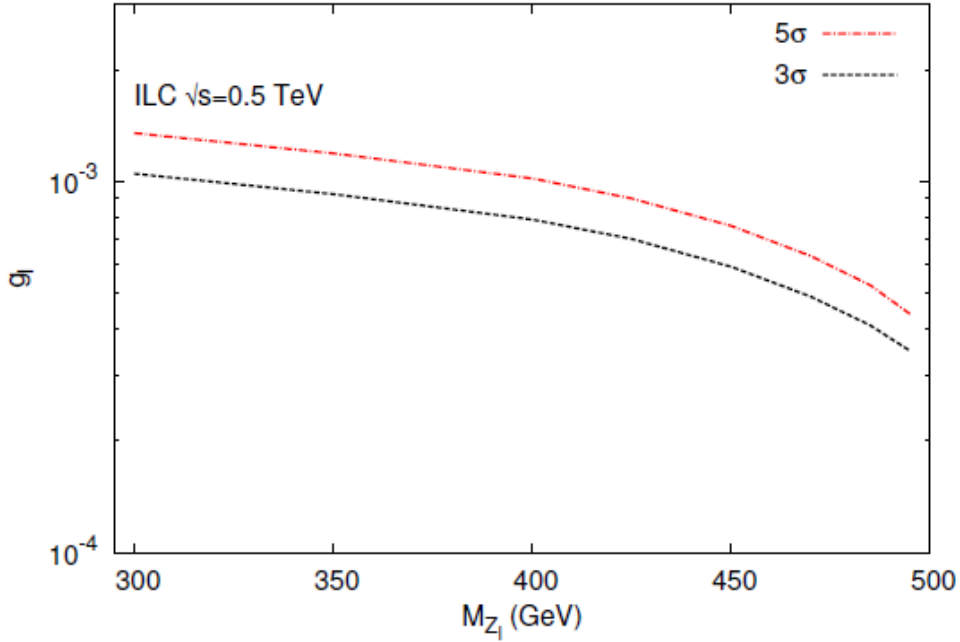
Şekil 3.7 ILC ve CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)'de g_l 'ye bağlı ISR ve BS etkisi

B, L ve B - L Ayar Bozonlarının Durumu

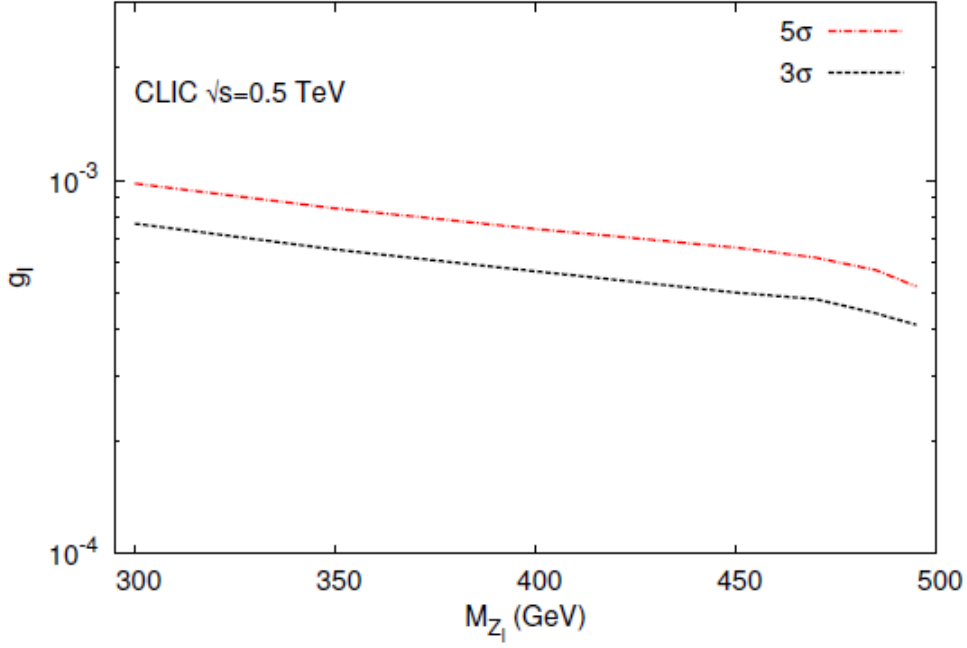


Şekil 3.8 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$)'de g_l 'ye bağlı ISR ve BS etkisi

Burada σ_{sinyal} ve σ_{SM} , sırasıyla sinyalin ve fonun tesir kesitleri, L_{int} ise etkileşmenin ışıklığıdır (luminosity). ILC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$) ve CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$) için M_{Z_1} ve g_l 'ye karşılık 3σ ve 5σ kontur grafikleri, sırasıyla şekil 3.9 ve şekil 3.10'da gösterilmektedir.



Şekil 3.9 ILC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)'de kütle ve bağlaşım parametreleri için ulaşılabilir limitler: 3σ , gözlenebilirlik ve 5σ , keşif

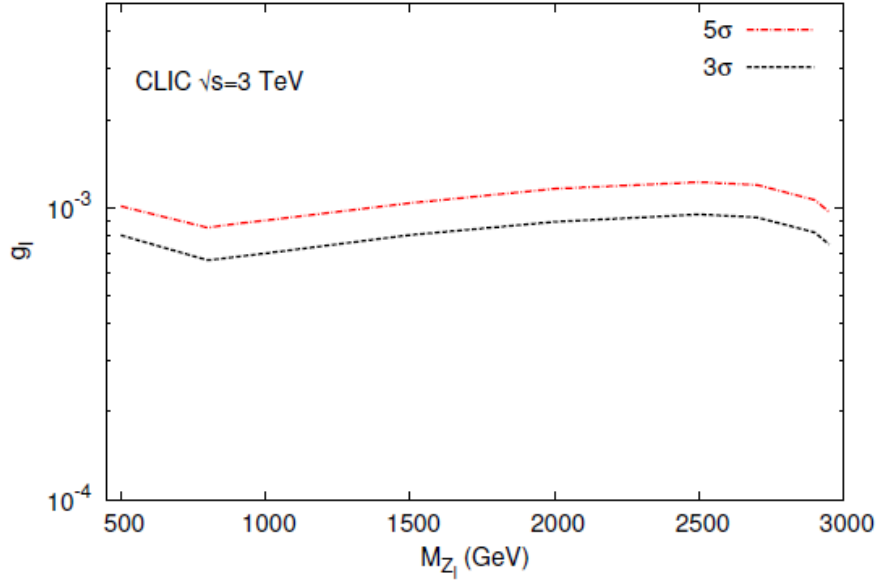


Şekil 3.10 CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)’de kütle ve bağlaşım parametreleri için ulaşılabılır limitler: 3 σ , gözlenebilirlik ve 5 σ , keşif

ILC ve CLIC’in her ikisinin de etkileşme sabitinin $g_l \approx 10^{-3}$ olduğu, 300 GeV’den 500 GeV’e kadarki bölgede kütleli leptonik foton, Z_l , araştırmalarına imkân sağlayacağı görülüyor. Ancak yüksek kütle değerleri için CLIC, düşük kütle değerleri için de ILC avantajlıdır.

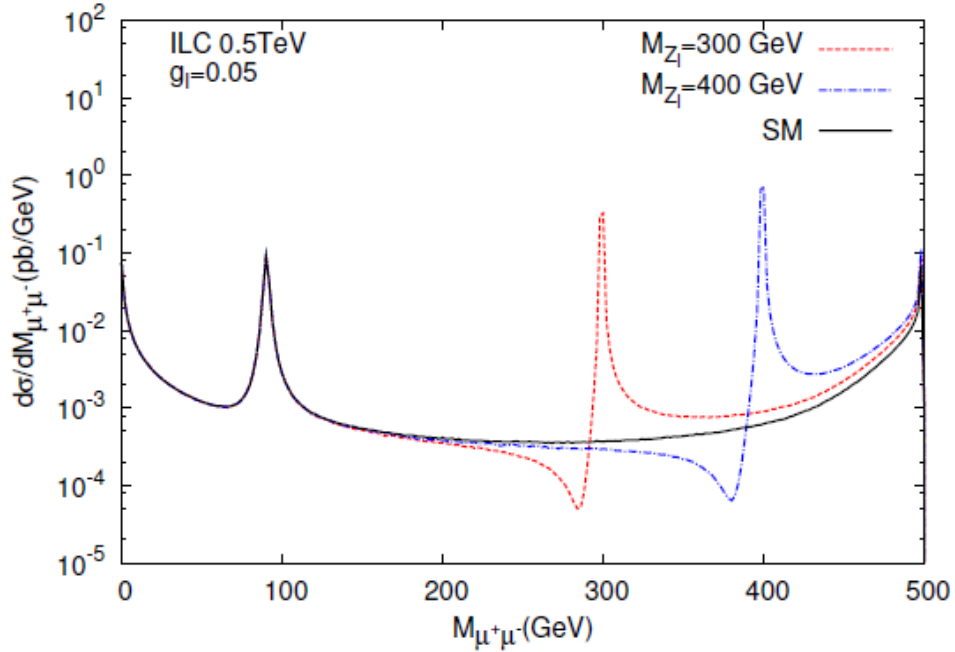
CLIC $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ için $g_l \geq 10^{-3}$ ve $M_{Z_l} = 3 \text{ TeV}$ ’e kadar Z_l ’nin saklı olabileceği şekil 3.11’de görülüyor.

B, L ve B - L Ayar Bozonlarının Durumu

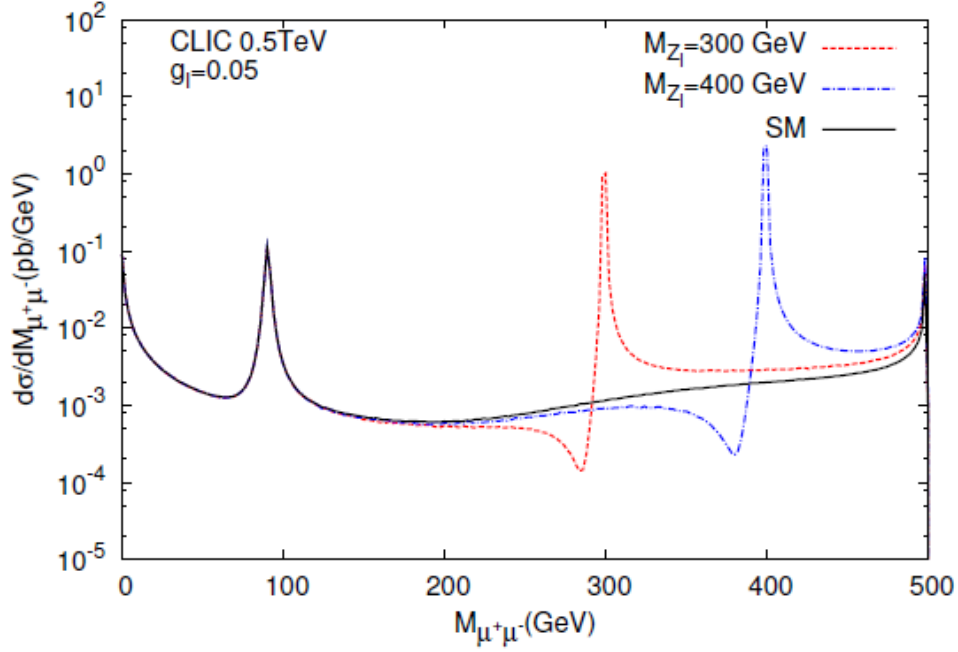


Şekil 3.11 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$)'de kütle ve bağlaşım parametreleri için ulaşılabilir limitler: 3σ , gözlenebilirlik ve 5σ , keşif

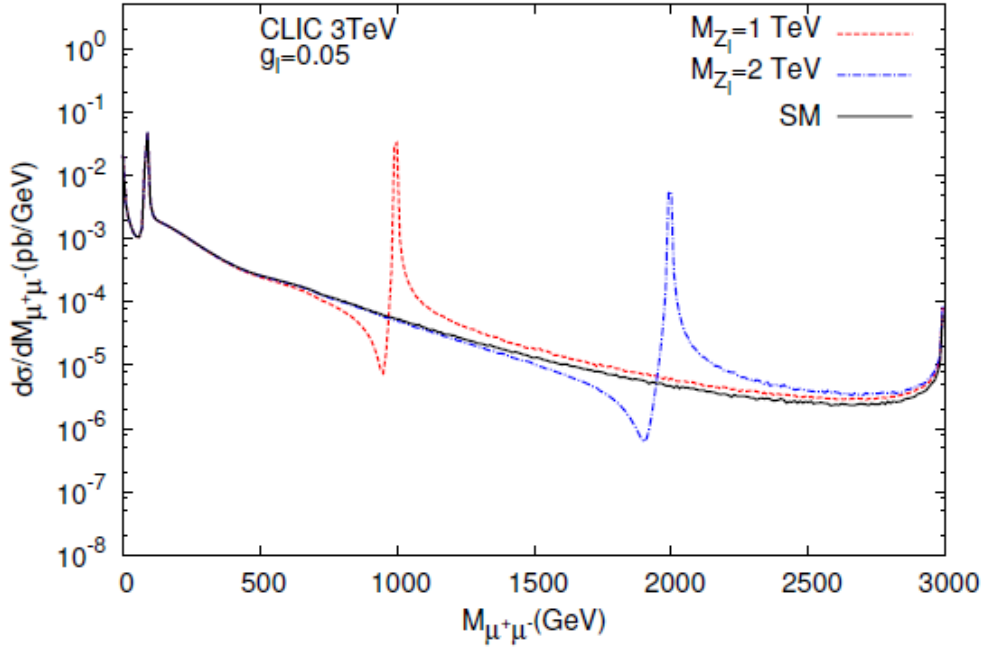
Sinyal ve fon için son durum müonlarına ait invaryant kütle dağılımları, Şekil 3.12-3.14'de görülmektedir. Sinyalin, fonun üstünde olduğu aşikardır.



Şekil 3.12 ILC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)'de SM fonu ve sinyal için son durum müonların invaryant kütle dağılımları



Şekil 3.13 CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)’de SM fonu ve sinyal için son durum münların invaryant kütle dağılımları



Şekil 3.14 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$)’de SM fonu ve sinyal için son durum münların invaryant kütle dağılımları

Böylelikle, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ sürecini kullanarak, gelecekte doğrusal çarpıştırıcıların, $g_l \geq 10^{-3}$ olmak şartıyla, kütle merkezine kadarki kütlelere sahip kütleli leptonik (leptofilik) vektör bozonlarını gözlemlemeye olanak vereceğini göstermiş olduk. Yapılan tüm

B, L ve B - L Ayar Bozonlarının Durumu

hesaplamaların bir sonucu olarak, ISR ve BS'nin gelecekteki doğrusal çarpıştırıcılarda (ILC ve CLIC), leptofilik Z_l vektör bozonunun araştırılmasına ilişkin önemli etkiye sahip olacağını söyleyebiliriz. Bu etki, eğer Z_l 'nin kütlesi, kütle merkezi enerjisinin altında ise onu gözlemeye izin verecektir.

3.2 Kütesiz $B - L$ Fotonu, γ_{B-L}

Eylemsizlik ve çekim kütlelerinin eşitliğini sınavan deneyler, ilk olarak Eötvös [4] tarafından önerilmiş, Braginsky ve Panov [16] tarafından geliştirilmiş ve son olarak Washington üniversitesinden Eöt-Wash grubu [17] tarafından güncellenmiştir. $B - L$ yükünü bağlayan kütesiz ayar durumunu düşündüğümüzde, bu deneylerin güncellenmiş sonuçları [17,18], α_{B-L} bağlaşım sabiti üzerine bir üst limit getirir:

$$\frac{\alpha_{B-L}}{G} \left(\frac{A-Z}{M} \right) \left\{ \frac{(A-Z)_{Be}}{M_{Be}} - \frac{(A-Z)_{Ti}}{M_{Ti}} \right\} < \begin{cases} (0.3 \pm 1.8) \times 10^{-13} \text{ Dünya} \\ (-3.1 \pm 4.7) \times 10^{-13} \text{ Güneş} \end{cases} \quad \text{Denklem 3.8}$$

burada A, Z, M, sırasıyla karşılık gelen cisimlerin -bu cisimler dünya, güneş ve berilyum ile titanyumdan yapılmış test objeleridir- baryon sayısı, atom sayısı ve kütlesi, $G = 6.10^{-39} m_p^{-2}$, Newton kütle çekim sabitidir ($m_p = \text{protonun kütlesi}$). Tüm bu değerleri yerine yazarsak,

$$\alpha_{B-L} < \begin{cases} 2.1 \times 10^{-49} \text{ Dünya} \\ 5.3 \times 10^{-49} \text{ Güneş} \end{cases} \quad \text{Denklem 3.9}$$

elde ederiz. α_{B-L} için verilen bu üst limitler, $B - L$ fotonunun, γ_{B-L} , gerçek dışı olduğunu göstermektedir. Ancak maddenin $B - L$ yükünün kalıntı snötrinolarla perdelendiğini düşünürsek, bu limit değerlerinin üstesinden gelebiliriz. Maddenin $B - L$ yükü sadece nötronlardan kaynaklanmaktadır, çünkü proton ve elektronun $B - L$ yükleri birbirinin etkisini yok eder.

Elektrodinamik ile benzeşim yaparak [19], kalıntı skaler nötrino ve antinötrino fonu içinde bir dış $B - L$ yükünün $B - L$ potansiyelini veren bir denklem yazabiliriz:

$$\nabla^2 \phi(x) = -4\pi\alpha_{B-L} (n_n(x) + n_0 e^{-\phi(x)/kT_0} - n_0 e^{\phi(x)/kT_0}) dV \quad \text{Denklem 3.10}$$

Burada $\phi(x)$, $B - L$ potansiyeli, $n_n(x)$, cismin nötron yoğunluğu, $n_0 e^{(\pm)\phi(x)/kT_0}$, bir $B - L$ potansiyelindeki kalıntı skaler (anti)nötrinoların yoğunluk dağılımı, k , Boltzmann sabiti ve T_0 ,

Seyit Okan KARA

kalıntı skaler nötrino ve antinötrino fonunun sıcaklığıdır. Makroskobik cismin perdelenmiş net yükü,

$$b = \int_V (n_n(x) + n_0 e^{-\phi(x)/kT_0} - n_0 e^{\phi(x)/kT_0}) dV \quad \text{Denklem 3.11}$$

olarak verilir; burada integrasyon, cismin tüm hacmi üzerindedir. ($n_n/n_0 \sim 10^{21}$) parametresinin uygun olmayan değerinden dolayı Denklem 3.10'a analitik çözüm bulmak oldukça zor olduğu için, bu kısımda kendimizi nitel bir analize kısıtlıyoruz.

Küresel bir makroskobik cisim içindeki skaler nötrinoların toplam enerjisi negatif olduğu için bu nötrinoların potansiyel enerjisi, kinetik enerjisinden büyüktür, $(-U) > KE$. Eğer skaler nötrinolar, dünya için $T_0 = O(\sim 300^\circ K)$ ve güneş için $T_0 = O(\sim 10^4^\circ K)$ sıcaklıklarındaki Boltzmann dağılımını sağlarsa, ki bu sıcaklıklar, dünya ve güneşteki snötrinoların termal sıcaklıklarıdır, ortalama kinetik enerjileri $\langle KE \rangle = (3/2)kT_0$ ve perdelenmiş $B - L$ yükü cinsinden potansiyel enerjileri de $U = -\alpha_{B-L}(N_n - N_\nu + N_{\bar{\nu}})/R$ olur; burada R , cismin yarıçapı, $N_n, N_\nu, N_{\bar{\nu}}$, cismin içindeki nötronların, skaler nötrinoların ve skaler antinötrinoların $B - L$ yükleridir. $N_{\bar{\nu}}$ katkısı ihmal edilebilirdir, böylelikle aşağıdaki denklemi yazabiliriz:

$$\alpha_{B-L} \frac{N_n - N_\nu}{R} > \frac{3}{2} kT_0 \quad \text{Denklem 3.12}$$

Kütesiz hipotetik fotonun, γ_{B-L} , dünyanın çevresinde bir tür efektif itici Coulomb kuvveti üretmesi gerekir. Bu yüzden dünya ve kütlesi m_i , perdelenmiş $B - L$ yükü b_i olan test objesi arasındaki etkileşme, aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$F = -G \frac{Mm_i}{r^2} + \alpha_{B-L} \frac{Bb_i}{r^2} \quad \text{Denklem 3.13}$$

burada B ve M , dünyanın perdelenmiş yükü ve kütlesidir. $\beta = (N_n - N_\nu)/N_n$ olacak şekilde bir perdeleme oranı tanımlarsak, Denklem 3.12'yi kullanarak β , aşağıdaki gibi olur:

$$\beta > 6,6 \frac{\left(\frac{R}{cm}\right)}{\alpha_{B-L} N_n} (T_0 / ^\circ K) \quad \text{Denklem 3.14}$$

B ve b_i yüklerini, β ve β_i cinsinden yazarsak, kuvvet denklemi Denklem 3.13'ü,

B, L ve B - L Ayar Bozonlarının Durumu

$$F = -G \frac{Mm_i}{r^2} + \beta\beta_i\alpha_{B-L} \frac{N_n N_{n_i}}{r^2} \quad \text{Denklem 3.15}$$

olarak yazabiliriz.

Çizelge 3.1 Dünya ve güneş için bazı parametreler ve perdeleme oranları

	Dünya	Güneş
R(cm)	6.4×10^8	7×10^{10}
N_n	1.66×10^{51}	1.72×10^{56}
$\beta\alpha_{B-L}$	7.63×10^{-40}	2.68×10^{-41}
α^{eff}	$< 2.1 \times 10^{-49}$	$< 5.3 \times 10^{-49}$

Çizelge 3.1’de dünyanın ve güneşin toplam nötron sayısı, perdeleme oranları ve efektif etkileşme sabitleri ($\alpha^{eff} = \beta\beta_i\alpha_{B-L}$) verilmektedir [20]. Deneylerde test objesi ve dünyanın perdeleme oranları birbirine eşit alınmalıdır. Çizelge 3.1’de verilen veriyi kullanarak $B - L$ etkileşme sabiti için alt limit,

$$\alpha_{B-L} > \begin{cases} 0.27 \times 10^{-29} & \text{Dünya} \\ 0.38 \times 10^{-31} & \text{Güneş} \end{cases} \quad \text{Denklem 3.16}$$

olarak elde edilir.

$\bar{\nu}_e e$ etkileşme tesir kesitine, γ_{B-L} ’den gelen katkı, W ve Z bozonlarının katkısından daha küçük olmalıdır ki böylece $B - L$ etkileşme sabitinin üst limiti, $\bar{\nu}_e e$ etkileşmesiyle belirlenebilsin. Böylece $\alpha_{B-L} < G_F s / \sqrt{2\pi}$, $E_\nu \sim 10 \text{ MeV}$ ve $s \approx 2E_\nu m_e 10^{-5} \text{ GeV}^2$ alınrsa kabaca $\alpha_{B-L} < 10^{-12}$ olur.

$B - L$ yükü ile ilgili modeli oluşturmak için bir $U(1)'_{B-L}$ grubu, SM ayar grubuna, $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)'_{B-L}$, olacak şekilde eklenir [21]. Böylece kovaryant türev aşağıdaki gibi olur:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig_2 \mathbf{T} \cdot \mathbf{A}_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig'_1 b B'_\mu \quad \text{Denklem 3.17}$$

burada, g_1 , g_2 ve $g'_1 = \sqrt{4\pi\alpha_{B-L}}$, ayar bağlaşım sabitleri, \mathbf{T} , fermiyon veya Higgs alanlarına karşılık gelen izospin işlemcisi, Y , zayıf hiperyük, b , karşılık gelen multipletin $B - L$ yükü, \mathbf{A}_μ , B_μ ve B'_μ , ayar alanlarıdır. Kuarklar için $B - L$ yükü $1/3$, leptonlar için ise -1 ’dir [9]. Hipotetik

Seyit Okan KARA

$B - L$ fotonu, γ_{B-L} , hem kuarklar hem de leptonlarla etkileştiği için etkileşme lagranjyenini yazarken etkileşme terimine dikkat etmemiz gerekir:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + g'_1 J_\mu^{fer} B'_\mu \quad \text{Denklem 3.18}$$

Burada \mathcal{L}_{SM} , sağ-elli nötrino, ν_R , eklenmiş SM lagranjyeni,

$$J_\mu^{fer} = \sum_f b_f \bar{f} \gamma^\mu f \quad \text{Denklem 3.19}$$

fermion akımı ve b_f , ilgili fermiyonun $B - L$ yüküdür. Ayrıca önerilen bu model, anormalliklerden kurtulmuştur (anomaly free).

Sonuç olarak, $B - L$ yükünün, perdeleme mekanizması olmadan yapılan ayarı, $\alpha_{B-L} < 10^{-49}$ limitine izin veriyordu. Perdeleme mekanizmasıyla birlikte $B - L$ yükünün etkileşme sabitinin, $10^{-29} < \alpha_{B-L} < 10^{-12}$, olacak şekilde başka bir aralığa sahip olabileceğini göstermiş olduk.

4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Bu çalışmada kütleli ve kütesiz B , L ve $B - L$ ayar bozonları ile ilgili yapılmış çalışmalar incelenmiştir. Ayrıca daha önceden düşünülmemiş olan kütleli lepton fotonu, Z_l ve kütesiz $B - L$ fotonu, γ_{B-L} ile ilgili çeşitli sonuçlar tartışılmıştır.

Kütleli leptonik fotonun kütlesi ile leptonlar arası olası yeni bir etkileşmenin etkileşme sabiti üzerine bir takım sınırlamalar getirilmiştir. Bu sınır değerleri elde ederken $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ süreci kullanılmış, yeni nesil doğrusal çarpıştırıcıların (ILC ve CLIC) parametreleri göz önüne alınmış ve bu çarpıştırıcıların, etkileşme sabiti, $g_l \geq 10^{-3}$ olmak şartıyla, kütle merkezine kadarki kütelere sahip, kütleli leptonik fotonu gözlemlemeye olanak verebilecekleri gösterilmiştir. Yapılan tüm hesaplamaların bir sonucu olarak, ISR ve BS'nin gelecekteki doğrusal çarpıştırıcılarda Z_l vektör bozonunun araştırılmasına ilişkin önemli etkiye sahip olacağını söyleyebiliriz. Bu etki, eğer Z_l 'nin kütlesi, kütle merkezi enerjisinin altında ise onu gözlemeye izin verecektir.

Maddenin $B - L$ yükünün kalıntı snötrinolarla perdelenme mekanizmasına bakılmış ve etkileşme sabiti için ekstra bir aralık sunulmuştur. $B - L$ yükünün, perdeleme mekanizması olmadan yapılan ayarı, $\alpha_{B-L} < 10^{-49}$ limitine izin verirken perdeleme mekanizmasıyla birlikte $B - L$ yükünün etkileşme sabitinin, $10^{-29} < \alpha_{B-L} < 10^{-12}$, olacak şekilde başka bir aralığa

B, L ve B - L Ayar Bozonlarının Durumu

sahip olabileceği gösterilmiştir. Böylece α_{B-L} , artık gerçek dışı sayılacak kadar ihmal edilebilir değildir.

Bu çalışma ile standart modelin genişletilmesine dair katkıda bulunulmuştur. Kütleli leptonik foton ve $B - L$ yükünün perdelenmesi mekanizması konularının her ikisinde de SM'e bir $U(1)$ ' eklenerek ayar grubu genişletilmiştir. Böylece SM ile ifade edilemeyen iki önemli konu hakkında yukarıda bahsedildiği gibi önemli sonuçlar ortaya çıkmıştır.

KAYNAKLAR

- [1] T.D. Lee ve C.N. Yang, 1955. Conservation of Heavy Particles and Generalized Gauge Transformation. Phys. Rev. 98, 1501.
- [2] L.B. Okun, 1969. On muonic charge and muonic photons. Sov. J. Nucl. Phys.10, 206.
- [3] L.B. Okun, 1996. Leptons and Photons. Phys. Lett. B 382, 389.
- [4] L. Eötvös, vd., 1922. Contributions to the law of proportionality of inertia and gravity. Ann. Phys. 68, 11.
- [5] L.B. Okun, 1987. Leptons and Quarks. North-Holland, Amsterdam, 167.
- [6] A.K. Çiftçi, vd.,1995. Compensation of lepton charge of matter with relic anti-sneutrinos. Phys. Lett B 355, 494.
- [7] S.N. Gninenko, 1997. Limits on leptonic photon interactions from SN1987a. Phys. Lett B 413, 365.
- [8] C.D. Carone ve H. Murayama, 1995. Realistic models with a light $U(1)$ gauge boson coupled to baryon number. Phys. Rev. D 52, 484.
- [9] L. Basso, vd., 2009. Probing the Z' sector of the minimal $B - L$ model at future Linear Colliders in the $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ process. JHEP 10, 006.
- [10] L. Basso, vd., 2009. Phenomenology of the minimal $B - L$ extension of the Standard model: Z' and neutrinos. Phys. Rev. D 80, 055030.
- [11] S.O. Kara, vd., 2011. A Search for leptophilic Z_l boson at future linear colliders. JHEP 08, 72.
- [12] M. Şahin, vd., 2011. Search for the fourth Standard model family. Phys. Rev. D 83, 054022.
- [13] M. Maltoni, vd., 2000. Extra quark-lepton generations and precision measurements. Phys. Lett. B 476, 107.
- [14] E. Asilar, vd.,2012. Oblique Parameters and Extra Generations via OPUCEM. Eur.Phys.J. C72, 1966.

Seyit Okan KARA

- [15] P.F. Perez, vd., 2010. Baryon and lepton number as local gauge symmetries. *Phys. Rev. D* 82, 011901.
- [16] V.B. Braginsky, vd., 2008. The equivalence of inertial and passive gravitational mass. *Sov. Phys. JETP* 34, 463.
- [17] S. Schlamminger, vd., 2008. Test of the equivalence principle using a rotating torsion balance. *Phys. Rev. Lett.* 100, 041101.
- [18] E.G. Adelberger, vd., *Prog. Part. Nucl. Phys.* 62 (2009) 102.
- [19] R.P. Feynman, vd., 1989. *The Feynman Lectures on Physics*. Addison-Wesley Reading Massachusetts, 42.
- [20] Brown, vd., 1981. *The inaccessible earth*. Taylor & Francis 2nd ed., 166.
- [21] S.O. Kara ve Ş. Türköz, 2012. Compensation of lepton charge of matter with relic sneutrinos. [arXiv:1106.5007](https://arxiv.org/abs/1106.5007).