

ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

LEPTONİK FOTONLARIN ÖZELLİKLERİ ve DENEYSEL ARANMASI

Seyit Okan KARA

FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA
2012

Her hakkı saklıdır

ÖZET

Doktora Tezi

LEPTONİK FOTONLARIN ÖZELLİKLERİ ve DENEYSEL ARANMASI

Seyit Okan KARA

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Şemsettin TÜRKÖZ

Bu tez çalışmasında leptonik fotonun genel özellikleri incelenmiş, bu doğrultuda 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 bozonudur. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 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.

Nisan, 2012 64 sayfa

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} .

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

PROPERTIES of LEPTONIC PHOTONS and EXPERIMENTAL SEARCHES

Seyit Okan KARA

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Şemsettin TÜRKÖZ

In this thesis the general properties of leptonic photon have been investigated, accordingly some restrictions have been put on mass and interaction constant of massive leptonic photon . 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, $10^{-29} < \alpha_{B-L} < 10^{-12}$.

April, 2012 64 pages

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

TEŞEKKÜR

Yapmış olduğum bu tez çalışmasında yardımlarını benden hiç esirgemeyen başta danışmanım Prof. Dr. Şemsettin TÜRKÖZ'e (Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik A.B.D.), Prof. Dr. Saleh SULTANSOY'a (TOBB Üniversitesi, Malzeme Bilimi ve Nanoteknoloji Mühendisliği A.B.D.) ve Yrd. Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN'e (Uşak Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik A.B.D.), tezin değerlendirilmesinde katkılarından dolayı Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ'ye (Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik A.B.D.), Prof. Dr. Ali GENCER'e (Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik A.B.D.), Prof. Dr. Osman YILMAZ'a (ODTÜ, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik A.B.D.) ve son olarak çalışmalarım boyunca manevi desteğini hep yanımda hissettiğim sevgili eşim Burcu KARA'ya sonsuz teşekkür ederim.

Seyit Okan KARA

Ankara, Nisan 2012

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. STANDART MODEL.....	3
2.1 Kuantum Elektrodinamiği.....	6
2.2 Kuantum Renk Dinamiği.....	8
2.3 Elektrozayıf Teori.....	10
2.4 Kendiliğinden Simetri Kırılması ve Higgs Mekanizması Kavramları.....	18
3. STANDART MODELİN PROBLEMLERİ ve GENİŞLETİLMESİ.....	23
3.1 Standart Modelin Problemleri.....	23
3.2 Standart Modelin Genişletilmesi.....	25
3.3 SM'e Bir $U'(1)$ Eklenmesi.....	26
3.3.1 Lagranjiyen ve karakteristik özellikleri.....	27
3.3.2 Kendiliğinden $SU(2) \times U(1) \times U(1)$ kırılması.....	29
3.4 SM'in Genişletilmesine Dair Yapılmış Bazı Çalışmalar.....	31
4. YENİ NESİL DOĞRUSAL ÇARPIŞTIRICILARDA KÜTLELİ LEPTONİK FOTONUN ARAŞTIRILMASI.....	34
4.1 Leptonik Foton Kavramı.....	34
4.2 Yeni bir Model: $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U'_I(1)$	35
4.3 Yeni Nesil Doğrusal Çarpıştırıcılar: ILC ve CLIC.....	37
4.4 Kütleli Leptonik Fotonun Yeni Nesil Doğrusal Çarpıştırıcılarda Üretimi.....	40
5. MADDENİN B-L YÜKÜNÜN KALINTI (RELIC) SNÖTRİNOLAR ile PERDELENME (COMPENSATION) MEKANİZMASI.....	51
5.1 Evrendeki Uzun-Menzilli Kuvvetler.....	51
5.2 Baryonik ve Leptonik Bağlaşımlar.....	53
5.3 Perdeleme Mekanizması.....	54

6.TARTIŞMA ve SONUÇ.....	60
KAYNAKLAR.....	61
ÖZGEÇMİŞ.....	64

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

$B - L$	Baryon sayısı eksi lepton sayısı
Z'_{B-L}	B – L model için aracı ayar bozonu
γ_e	Elektronik kütlelessiz foton
γ_μ	Müonik kütlelessiz foton
γ_τ	Tauonik kütlelessiz foton
α_b	Baryonik fotonun maddeyle etkileşme sabiti
α_l	Leptonik fotonun maddeyle etkileşme sabiti
g_l	Leptonik bağlaşım sabiti
Z_l	Kütleli leptonik foton
J_{lep}^μ	Leptonik akım
a_l	Karşılık gelen multipletin lepton yükü
ILC	International Linear Collider
CLIC	Compact LInear Collider
ISR	Initial State Radiation
BS	Beam Strahlung
M_{Z_l}	Kütleli leptonik fotonun kütlesi
α_{B-L}	B – L fotonunun maddeyle etkileşme sabiti
γ_{B-L}	Hipotetik B – L fotonu
b	Makroskobik cismin perdelenmiş net B – L yükü
β	Perdeleme oranı
g'_1	B – L model için ayar bağlaşım sabiti
b_f	İlgili fermiyonun B – L yükü

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 4.1 ILC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$), farklı bağlaşım sabitleri ve SM fonu için toplam tesir kesitine karşılık Z_l kütlesi.....	41
Şekil 4.2 CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$), farklı bağlaşım sabitleri ve SM fonu için toplam tesir kesitine karşılık Z_l kütlesi.....	42
Şekil 4.3 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$), farklı bağlaşım sabitleri ve SM fonu için toplam tesir kesitine karşılık Z_l kütlesi.....	42
Şekil 4.4 ILC ve CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$) için ISR ve BS etkisi.....	43
Şekil 4.5 $M_{Z_l} \approx \sqrt{s}$ bölgesi için ILC ve CLIC’de ISR ve BS etkisi.....	44
Şekil 4.6 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$) için ISR ve BS etkisi.....	44
Şekil 4.7 ILC ve CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)’de g_l ’ye bağlı ISR ve BS etkisi.....	45
Şekil 4.8 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$)’de g_l ’ye bağlı ISR ve BS etkisi.....	46
Şekil 4.9 ILC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)’de kütle ve bağlaşım parametreleri için ulaşılabilir limitler: 3σ , gözlenebilirlik ve 5σ , keşif.....	47
Şekil 4.10 CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)’de kütle ve bağlaşım parametreleri için ulaşılabilir limitler: 3σ , gözlenebilirlik ve 5σ , keşif.....	47
Şekil 4.11 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$)’de kütle ve bağlaşım parametreleri için ulaşılabilir limitler: 3σ , gözlenebilirlik ve 5σ , keşif.....	48
Şekil 4.12 ILC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)’de SM fonu ve sinyal için son durum müonların invaryant kütle dağılımları.....	49
Şekil 4.13 CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)’de SM fonu ve sinyal için son durum müonların invaryant kütle dağılımları.....	49
Şekil 4.14 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$)’de SM fonu ve sinyal için son durum müonların invaryant kütle dağılımları.....	50

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Birinci aile leptonları ve karşılık gelen kuantum sayıları.....	14
Çizelge 2.2 Birinci aile kuarkları ve karşılık gelen kuantum sayıları.....	14
Çizelge 4.1 B, L ve $B - L$ ayar bozonlarıyla ilgili yapılan çalışmaların durumu.....	36
Çizelge 4.2 ILC ve CLIC için Temel Parametreler.....	39
Çizelge 4.3 Z_l kütlelerinin farklı değerleri için bağlaşım sabitlerinin üst sınırları.....	40
Çizelge 5.1 Dünya ve güneş için bazı parametreler ve perdeleme oranları.....	58

1. GİRİŞ

Günümüz parçacık fiziğindeki en iyi model olarak bilinen güçlü ve elektrozayıf etkileşmelerin standart modeli (SM), teori ile deney arasında oldukça hassas bir uyuma sahiptir. Bu yüzden SM, temel bir teori olarak bilinir. SM tarafından öne sürülen pek çok iddia, deneylerle kanıtlanmış ve bu, modelin üstünlüğüne duyulan saygıyı perçinlemiştir. Bu üstünlüğüne rağmen parçacık fiziğinde gelinen son nokta, SM'in bir nihai teori olmadığının açıkça göstergesidir. Matematiksel olarak tutarlı, renormalize edilebilir bir ayar teorisi olan SM, hem deneysel, hem de teorik olarak bazı problemlere sahiptir. Deneysel problemlerin bazıları kısaca şöyledir: (i) deneysel olarak gözlenen nötrino salınımlarının SM tarafından açıklanamaması, (ii) müonun anormal magnetik momenti, (iii) Z pikindeki hadronik asimetrilere karşı leptonik asimetri, (iv) SM Higgs bozonunun kütlesi üzerine getirilen direkt sınırlamalara karşın indirekt sınırlamalar v.b.. Temel teorik problemlerden birkaçı ise, kuantum gravitasyon ve hiyerarşi problemidir.

Bunların dışında pek çok teoride olduğu gibi teoriyi oluşturan fiziksel alt yapı geliştirildiğinde teorinin de değişmesi veya genişlemesi söz konusu olmaktadır. Bu doğrultuda SM'in hüküm sürdüğü günümüz çarpıştırıcılarında enerji skalası daha fazla genişletildiğinde, bu modelin de geçerlilik spektrumunda birtakım daralmalar olması ve modelin yeniden gözden geçirilmesi kaçınılmazdır. Tüm bu sözü edilen nedenlerden dolayı SM'in genişletilmesiyle birlikte yeni fiziğe işaret edilmiş ve sorunların çözümü adına bazı ipuçları yakalanabilmiştir.

Temel yapısına ufak modifikasyonlar düşünülerek elde edilebilecek olası SM genişlemelerini, ayar grubunu büyütme, skaler ve fermiyon içeriğini genişletme şeklinde yorumlayabiliriz. Ancak yapılacak böyle bir değişikliğin, ayar dönüşümleri altında lagranjiyenin değişmez bırakılması gerekir. Bu, alanların ve onların türevlerinin ayar dönüşümlerinin de değişmesi anlamına gelmektedir. Daha önce SM lagranjiyeninde yer almayan bu yeni terimlerin de eklenmesiyle yepyeni bir lagranjiyen ortaya çıkacak ve böylelikle istenilen yeni etkileşmeler için teorik zemin hazırlanmış olacaktır.

SM’de kuarklar, leptonlardan farklı olarak ek bir renk yüküne ve ayar simetrisine sahiptir ($SU(3)_C$). Buna benzer olarak lepton kuantum sayısının da bir ayar simetrisine sahip olması ve olası dinamik fonksiyon taşıması muhtemeldir. Bu tez özü itibariyle, lepton yükünün olası dinamik fonksiyon taşıması ve SM’in bu bağlamda uygun bir biçimde genişletilmesiyle ilgilenmektedir. Öngörülen yeni etkileşmenin deneyde aranması kapsamında yapılan çalışmalardan elde edilen bazı sonuçlar, yine bu tezin konusu dâhilindedir. Sadece leptonlar arasında gerçekleşmesi muhtemel olan bu etkileşmelerin aracı ayar bozonuna leptonik foton diyoruz. Kütleli leptonik fotonun lepton çarpıştırıcılarında rezonans olarak üretilmesiyle ilgili yapılan çalışmalar, leptonik fotonun kütlesine dair bazı limit değerler verir. Buna paralel olarak olası bir leptonik etkileşmenin, bağlaşım sabitiyle ilgili limit değerlere de ulaşılabilir. Ayrıca maddenin $B - L$ (baryon sayısı ile lepton sayısı arasındaki fark) yükünün kalıntı (relic) snötrinolar ile perdelenmesi mekanizmasıyla $B - L$ bağlaşım sabiti için yeni bir limit aralığı belirlenebilir. Tüm bu konularla ilgili ayrıntılı bilgiler, tezin içeriğinde bulunmaktadır.

SM’in yukarıda bahsedildiği gibi uygun bir biçimde genişletilmesi, SM ötesi yeni fiziğin araştırılmasına dair bazı ipuçları sağlayacaktır. Kütleli leptonik fotonun kütlesi ve etkileşme sabitine getirilecek sınırlamaların incelenmesi, yeni nesil doğrusal e^-e^+ çarpıştırıcılarının planlanmasına ve programlanmasına katkıda bulunacaktır. Örneğin böyle bir çalışma, gelecekte yapılması planlanan doğrusal çarpıştırıcıların parametrelerinin hangi fiziksel koşullarda birbirine üstünlük sağlayabileceğini açıkça gözler önüne sermektedir.

2. STANDART MODEL

SM, parçacık fiziğinde temel parçacıkların ve onların temel etkileşmelerinin betimlendiği bir modeldir. Temel parçacıktan anladığımız şey, günümüz limitleri $10^{-18} - 10^{-19} m$ olan ve daha alt yapısı hakkında bilgi sahibi olmadığımız maddenin noktasal bileşenleridir. Bunlar iki çeşittir: madde parçacıkları olarak bilinen maddenin temel yapı blokları ve aracı etkileşme parçacıkları. İlki spini $s = \frac{1}{2}$ olan fermiyonlardır; leptonlar ve kuarklar olarak sınıflandırılır. Bilinen leptonlar: elektrik yükü $Q = -1$ olan elektron e^- , müon μ^- , tau τ^- ve bunlara karşılık gelen, yükü $Q = 0$ olan nötrinolar ν_e, ν_μ, ν_τ 'dır. Bilinen kuarklar ise altı farklı çeşniye sahiptir: 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.

Kuarklar, renk adı verilen ekstra bir kuantum sayısına sahiptirler. Renk, kuarkların cinsine özgü olarak $q_i (i = 1, 2, 3)$ ile ifade edilen üç farklı tipte olabilir. Şunu çok iyi biliyoruz ki renk, doğada görülmez ve bunun sonucu olarak elemanter kuarklar, hadron adı verilen, deneysel olarak gözlenmiş madde parçacıklarına hapsedilmiş olmak zorundadırlar. Bu renksiz bileşik (composite) parçacıklar, baryonlar ve mezonlar olarak sınıflandırılırlar. Baryonlar üç kuarktan qqq oluşan fermiyonlardır, örneğin proton, $p: uud$ ve nötron, $n: ddu$. Mezonlar ise bir kuark ve bir anti-kuarktan oluşan bozonlardır, örneğin pionlar, $\pi^+: u\bar{d}$ ve $\pi^-: d\bar{u}$ (Herrero 1998).

İkinci tip elemanter parçacıklar, aracı etkileşme parçacıklarıdır. Gravitasyonel etkileşmeler hariç parçacık fiziğindeki tüm etkileşmelere, spini $s = 1$ olan ve bozon adı verilen bir elemanter değiş-tokuş parçacığının aracılık yaptığı bilinir. Foton, γ , elektromagnetik etkileşmelerdeki değiş-tokuş parçacığı iken, sekiz adet gluon, g_α , ($\alpha = 1, \dots, 8$), kuarklar arasındaki güçlü etkileşmelere aracılık eder ve üç zayıf bozon $W^\pm, Z$, zayıf etkileşmenin aracı bozonlarına karşılık gelir.

Teorik görüş açısından bakıldığında SM, $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ simetri grubunu temel alan bir ayar simetrisidir. Bu ayar grubu, güçlü etkileşmelerin, $SU(3)_C$ ve elektrozayıf etkileşmelerin, $SU(2)_W \times U(1)_Y$ simetri grubunu içerir. Elektromagnetik etkileşmelerin grup simetrisi $U(1)_{em}$, SM'de $SU(2)_W \times U(1)_Y$ 'nin bir alt grubu olarak

ortaya çıkar. $SU(3)_C$ grubundaki “C” alt indisi, “renk” kavramını ifade eder. Ayar grubunun bu renk faktörüne göre dönüşen bir parçacığa, renkli veya renk taşıyor denir. $U(1)_Y$ grubundaki “Y” alt indisi de, Y ile ifade edilen hiperyük kuantum sayısı ile ilgili grubu, Q ile ifade edilen bilinen elektrik yüküyle ilgili gruptan ayırt etmek için kullanılır. Ayrıca $SU(2)_W$ grubundaki “W” alt indisi ise zayıf yükü ifade eder ve sadece sol-elli fermiyonların bu kuantum sayısını taşıdığını gösterir.

SM’in ayar sektörü, $SU(3)_C$ ’nin ayar bozonları olan sekiz adet gluondan ve $SU(2)_W \times U(1)_Y$ ’nin dört ayar bozonu $\gamma, W^\pm$ ve Z parçacıklarından oluşur. Bu aracı ayar bozonlarının temel fiziksel özellikleri şöyledir: Gluonlar, kütsüz, elektriksel olarak yüksüz ve renk kuantum sayısı taşırlar. Ayrıca sekiz farklı renge girdikleri için, sekiz adet gluon vardır. Renkli olmalarının sonucu olarak sadece kuarklarla değil, kendi kendileriyle de etkileşirler. Zayıf bozonlar, $W^\pm, Z$ kütlelidirler ve kendi kendileriyle etkileşirler. $W^\pm$ ’nin yükleri sırasıyla $Q = \pm 1$ ’dir ve Z , elektriksel olarak yüksüzdür. Foton ise kütsüz, yüksüz ve kendi kendisiyle etkileşmeyen bir parçacıktır.

Çeşitli etkileşme menzilleri düşünülecek olursa, elektromagnetik etkileşmelerin sonsuz menzilleri çok iyi bilinir. Bu, tıpkı kütsüz bir ayar bozonunun aracılık ettiği bir etkileşmeye karşılık gelirken, zayıf etkileşmenin $10^{-16} cm$ civarındaki kısa menzili ise kütlesi yaklaşık $100 GeV$ mertebesinde olan kütleli bir ayar parçacığının değiş tokuşuna karşılık gelir. Son olarak güçlü etkileşmelerin sonlu menzilleri, kütsüz bir gluonun değiş tokuşuna karşılık gelmelidir. Bu sonlu menzil, gluonların ekstra fiziksel hapis özelliğinden kaynaklanmaktadır. Aslında güçlü etkileşmelerin $10^{-13} cm$ civarındaki kısa menzili, hafif hadronların tipik boyutlarına karşılık gelir.

Bu üç etkileşmenin şiddetlerine gelince, elektromagnetik etkileşmelerin şiddeti, elektromagnetik bağlaşım sabiti “e” ile veya eşdeğer olarak düşük enerjilerde ince yapı sabitiyle verilen “ α ” ($\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$) ile yönetilir. Zayıf etkileşmeler, değiş tokuş ayar bozonunun kütlesinden daha küçük enerjilerde Fermi sabiti $G_F = 1.167 \times 10^{-5} GeV^{-2}$ ile verilen efektif bir şiddete sahiptir (Herrero 1998). Güçlü etkileşme ismi, şiddetinin diğer etkileşmelerden nispeten daha güçlü olmasından ileri gelir. Bu şiddet, güçlü bağlaşım sabiti g_s ’nin veya eşdeğer olarak $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ ’nin büyüklüğü ile yönetilir ve

büyük değerlerden düşük enerjilere çeşitlilik gösterir ($\alpha_s \sim 1$ 'den, sıfıra giden asimptotik limite $\alpha_s \rightarrow 0$ kadar). Bu son limit, kuarkların sonsuz büyük enerjilerde veya eşdeğer olarak sonsuz kısa mesafelerde gözlemlendiklerinde serbest parçacıklar olarak davrandıklarını gösterir ve bu, asimptotik serbestlik özelliği olarak bilinir.

Leptonlar ve kuarkların fermiyonik sektörü, kütle haricinde özdeş özelliklere sahip üç aile ile sınıflandırılır. Her bir ailedeki parçacık içeriği aşağıdaki gibidir (Herrero 1998):

$$1. \text{ aile: } \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, e_R^-, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R$$

$$2. \text{ aile: } \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \mu_R^-, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R$$

$$3. \text{ aile: } \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \tau_R^-, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R$$

ve ayrıca bunlara karşılık gelen anti parçacıklar da vardır. Sol-elli ve sağ-elli alanlar γ_5 işlemcisi vasıtasıyla tanımlanır,

$$\begin{cases} e_L^- = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)e^- \\ e_R^- = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e^- \end{cases} \quad (2.1)$$

ve bu alanlar, sırasıyla $SU(2)_W$ 'nin dubletleri ve singletleri gibi dönüşürler.

SM'in skaler sektörü henüz deneysel olarak doğrulanmamıştır. Zayıf ayar bozonlarının kütleli ayar parçacıkları olması gerçeği, $M_{W^\pm}, M_Z \neq 0$, $SU(2)_W \times U(1)_Y$ 'nin bir vakum simetrisi olmadığını gösterir. Tersine fotonun kütsesiz oluşu, $U(1)_{em}$ 'nin iyi bir vakum simetrisi olduğunun göstergesidir. Sonuç olarak SM'de kendiliğinden simetri kırılması deseni aşağıdaki gibi olmalıdır (Herrero 1998):

$$SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{em} \quad (2.2)$$

Bu desen, SM’de Higgs mekanizması adı verilen bir mekanizma ile uygulanır. Higgs mekanizması, $W^\pm, Z$ ayar bozonlarına ve fermiyonlara uygun kütle kazandırır ve Higgs bozonu adı verilen yeni bir parçacık öngörür. Bu parçacık, skaler ve elektriksel olarak yüksüz olmalıdır, ayrıca şimdiye kadar deneylerde gözlenmemiştir.

Temelde bir ayar simetrisinin varlığına dayanan kuantum alan teorilerine, ayar teorileri denir. $U(1)_{em}$ ’yi esas alan ayar teorisi, kuantum elektrodinamiği (QED), $SU(3)_c$ ’yi esas alan ayar teorisi ise kuantum renk dinamiğidir (QCD). Ayrıca $SU(2)_W \times U(1)_Y$ birleşik grubuna karşılık gelen ayar teorisine elektrozayıf teori denir. SM, parçacık fiziğindeki temel etkileşmelerin toplam ayar simetrisini, $(SU(3)_c \times SU(2)_W \times U(1)_Y)$, baz almıştır.

2.1 Kuantum Elektrodinamiği (QED)

Kuantum elektrodinamiği, parçacık fiziğindeki en başarılı ayar teorisidir ve çok yüksek düzeyde bir hassasiyete kadar test edilmiştir. Başka bir ifadeyle QED, elektronların, pozitronların ve fotonların kuantum alan teorisidir. Bu teori, bilinen ağır leptonlara (τ ve μ) da uygulanır ve genel olarak yüklü temel parçacıkların elektromagnetik etkileşmesini tanımlamak için kullanılabilir.

Öncelikle spini $s = \frac{1}{2}$, kütlesi m ve elektrik yükü Qe olan bir serbest Dirac alanından, (ψ) , oluşmuş fiziksel bir sistem düşünelim. Böyle bir sistemin lagranjiyen, $(\mathcal{L})$,

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) \quad (2.3)$$

şeklindedir ve karşılık gelen hareket denklemi de Dirac denklemidir:

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) = 0 \quad (2.4)$$

Buradan hemen görüleceği üzere bu lagranjiyen, global $U(1)$ dönüşümleri altında invarianttır. Böyle dönüşümler, alanlara ve onların türevlerine aşağıdaki gibi etki eder:

$$\begin{cases} \psi \rightarrow e^{iQ\theta}\psi \\ \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}e^{-iQ\theta} \\ \partial_\mu\psi \rightarrow e^{iQ\theta}\partial_\mu\psi \end{cases} \quad (2.5)$$

burada $Q\theta$, global faz, θ , bir sürekli parametredir.

Noether teoremine göre $\mathcal{L}$ 'nin bu global $U(1)$ invaryantlığı, elektromagnetik akım, J_μ ve elektromagnetik yük Qe 'nin korunumlu olduğunu ima eder (Herrero 1998):

$$\begin{cases} J_\mu = \bar{\psi}\gamma_\mu eQ\psi \\ \partial_\mu J^\mu = 0 \\ eQ = \int d^3x J_0(x) \end{cases} \quad (2.6)$$

Şimdi dönüşümü, globalden lokale terfi ettirelim; yani θ , uzay-zaman noktası, x 'e bağlı olsun. Bu durumda alanlar ve bunların türevlerinin dönüşümleri şu şekildedir:

$$\begin{cases} \psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)}\psi \\ \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}e^{-iQ\theta(x)} \\ \partial_\mu\psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)}\partial_\mu\psi + iQ(\partial_\mu\theta(x))e^{iQ\theta(x)}\psi \end{cases} \quad (2.7)$$

Lagranjiyen, denklem (2.3)'de yazıldığı şekliyle, bu dönüşümler altında artık invaryant değildir. Bu soruna çözüm, ayar prensibiyle sağlanır. ψ alanıyla etkileşen foton alanı $A_\mu(x)$, bir ayar vektör bozon alanı olarak ortaya çıkar ve $U(1)$ ayar dönüşümleri altında uygun bir biçimde dönüşür:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\theta(x) \quad (2.8)$$

Burada uygun biçimde dönüşümlerden kasıt, bu dönüşümlerin, $\partial_\mu\theta \neq 0$ ile verilen ekstra terimleri karşılaması gerektiğidir ki böylece toplam lagranjiyen, ayar invaryant olsun.

Bu ayar invaryant lagranjiyeni yazmanın en kolay yolu, normal türev ∂_μ yerine kovaryant türev D_μ yazmaktır:

$$D_\mu \psi \equiv (\partial_\mu - ieQA_\mu)\psi \quad (2.9)$$

bu, tıpkı ψ alanı gibi kovaryant olarak dönüşür:

$$D_\mu \psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)} D_\mu \psi \quad (2.10)$$

Son olarak, foton alanının propogatörünü de dahil etmek için, kinetik terim adında bir terim eklenir. Bu terim, ayar invaryant olmalıdır ve alan şiddet tensörü cinsinden aşağıdaki gibi verilir:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (2.11)$$

Böylece toplam lagranjiyen, Lorentz ve $U(1)$ ayar invaryanttır, ayrıca QED'nin iyi bilinen lagranjiyenidir:

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(x)(iD_\mu \gamma^\mu - m)\psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \quad (2.12)$$

Bu lagranjiyenin, $\bar{\psi}(x)iD_\mu \gamma^\mu \psi$ teriminin içindeki aranan etkileşmeleri ($\bar{\psi}eQA_\mu \gamma^\mu \psi$), içerdiğini biliyoruz.

Sonuç olarak elektromagnetizmaya karşılık gelen ayar grubu, bir üreticiye, Q ve bir parametreye, θ , sahip olan $U(1)_{em}$ 'dir.

2.2 Kuantum Renk Dinamiği (QCD)

Kuantum renk dinamiği, güçlü etkileşmeler için ayar teorisidir ve şimdiye kadar pek çok başarılı öngöründe bulunmuştur. Hamiltonyeni (veya Lagranjiyeni) invaryant bırakan lokal renk dönüşümlerini, yani güçlü etkileşmelerin ayar simetrisini baz alır. Bu renk

dönüşümleri ile üretilen ayar simetri grubu, abelyen olmayan Lie grubu $SU(3)_C$ 'dir. Burada C, renklere karşılık gelirken, 3 ise kuarkların olası üç renk durumuna karşılık gelir. Renk durumlarının, üç boyutlu grubun temel temsiliinde olduğu varsayılır. Gluonlar, bu ayar simetrisiyle ilişkilendirilmiş ayar bozon parçacıklarıdır ve $SU(3)$ üreticilerinin sayısına eşdeğer olarak sekiz tanedirler. Gluonlar, kuarklar arasındaki güçlü etkileşmelerin aracı parçacıklarıdır. Genel olarak kuarklar ve gluonlar şu şekilde ifade edilirler:

$$\text{kuarklar: } q_i, \quad i = 1,2,3; \quad \text{gluonlar: } g_\alpha, \quad \alpha = 1, \dots, 8$$

QCD'nin invaryant lagranjiyenini oluştururken, QED'dekine benzer adımlar takip edilir. Özellikle abelyen olmayan $SU(3)$ grubunun özellikleri de hesaba katılarak ayar prensibi uygulanır. Güçlü etkileşmeler lagranjiyeninin global simetrisi $SU(3)$, kuark türevi ile QCD durumundaki kovaryant türev yer değiştirilerek lokale terfi ettirilir,

$$D_\mu q \equiv \left(\partial_\mu - i g_s \left(\frac{\lambda_\alpha}{2} \right) A_\mu^\alpha \right) q \quad (2.13)$$

burada,

$$q = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix}$$

$q_i = \text{kuark alanları}; i = 1,2,3$

$g_s = \text{güçlü bağlaşım sabiti}$

$\frac{\lambda_\alpha}{2} = SU(3) \text{ üreticileri}$

$A_\mu^\alpha = \text{gluon alanlarıdır}; \alpha = 1, \dots, 8' \text{ dir.}$

Gluon alanları için ekstra kinetik terim de içeren QCD lagranjiyeni, kuarklar ve onların kovaryant türevleri cinsinden şu şekilde yazılır:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{q}(x)(iD_\mu \gamma^\mu - m_q)q(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^\alpha(x) F_\alpha^{\mu\nu}(x) \quad (2.14)$$

Gluon alan şiddeti,

$$F_{\mu\nu}^\alpha(x) = \partial_\mu A_\nu^\alpha(x) - \partial_\nu A_\mu^\alpha(x) + g_s f^{\alpha\beta\gamma} A_{\mu\beta} A_{\nu\gamma} \quad (2.15)$$

şeklindedir ve yapı sabitlerine $f^{\alpha\beta\gamma}(\alpha, \beta, \gamma = 1, \dots, 8)$ sahip, abelyen olmayan bir ayar teorisine karşılık geldiği için, gluon alanlarında bir bilineer terim içerir (Herrero 1998).

Bu lagranjiyenin, aşağıdaki $SU(3)$ ayar dönüşümleri altında invaryant olduğu gösterilebilir:

$$\begin{cases} q(x) \rightarrow e^{i\theta_\alpha(x)\frac{\lambda_\alpha}{2}} q(x) \\ D_\mu q(x) \rightarrow e^{i\theta_\alpha(x)\frac{\lambda_\alpha}{2}} D_\mu q(x) \\ A_\mu^\alpha(x) \rightarrow A_\mu^\alpha(x) - \frac{1}{g_s} \partial_\mu \theta^\alpha(x) + f^{\alpha\beta\gamma} \theta_\beta(x) A_{\mu\gamma}(x) \end{cases} \quad (2.16)$$

burada, $\theta_\alpha(x)$; $\alpha = 1, \dots, 8$, dönüşüm parametreleridir.

QED durumuna benzer şekilde kuarklar ve gluonlar arasındaki ayar etkileşmeleri, $\bar{q}(iD_\mu \gamma^\mu)q$ teriminde (yani, $\bar{q} g_s \frac{\lambda_\alpha}{2} A_\mu^\alpha \gamma^\mu q$, teriminde) bulunur.

2.3 Elektrozayıf Teori

Elektrozayıf teoride neden $SU(2)_W \times U(1)_Y$ grubunun seçildiğini anlamak için, yüklü zayıf akımın, $e^- \nu_e$ bileşenini düşünmek yararlı olacaktır. Bu akımı aşağıdaki formda yazabiliriz,

$$J_\mu^- = \bar{\nu} \gamma_\mu \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) e = \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L = \bar{l}_L \gamma_\mu \sigma_+ l_L \quad (2.17)$$

$$J_\mu^+ = \bar{e} \gamma_\mu \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) \nu = \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L = \bar{l}_L \gamma_\mu \sigma_- l_L \quad (2.18)$$

burada lepton dublet notasyonunu ve σ_i ($i = 1,2,3$) Pauli matrislerini kullandık:

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \bar{l}_L = (\bar{\nu}_L \quad \bar{e}_L), \sigma_{\pm} = \frac{1}{2}(\sigma_1 \pm i\sigma_2) \quad (2.19)$$

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

2×2 'lik matrisler, $T_i = \frac{\sigma_i}{2}$ $i = (1, 2, 3)$, $SU(2)$ 'nin üç üreticidirler. Unutmamak gerekir ki yüklü akımlarda T_1 ve T_2 gibi sadece iki üretici vardır. Üçüncü üretici T_3 ise, $SU(2)$ cebirini kapatmak için gereklidir. Bu, elektrozayıf etkileşmelerle ilgili üçüncü akımın formülasyonunu ima eder,

$$J_{\mu}^3 = \bar{l}_L \gamma_{\mu} \frac{\sigma_3}{2} l_L = \frac{1}{2}(\bar{\nu}_L \gamma_{\mu} \nu_L - \bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L) \quad (2.21)$$

Zayıf izospin grubu, bu üç üretici ile üretilen $SU(2)$ grubudur ve genellikle $SU(2)_W$ ile ifade edilir; burada “W” alt indisi, üç zayıf akımın, sol-elli karakterde olduğunu gösterir. Zayıf izospin cebri, karşılık olarak

$$\left[\frac{\sigma_i}{2}, \frac{\sigma_j}{2} \right] = \epsilon_{ijk} \frac{\sigma_k}{2} \quad (2.22)$$

şeklindedir; burada $SU(2)$ 'nin yapı sabitleri, tamamen antisimetrik Levi-Civita sembolleri, ϵ_{ijk} ile ifade edilir.

Noether teoremine göre üç adet korunumlu zayıf yük vardır:

$$T^i = \int d^3x J_0^i(x), i = 1,2,3 \quad (2.23)$$

Yukarıda sunulan yüksüz zayıf akım, bilinen iki fiziksel yüksüz akımdan -bu akımlar, elektromagnetik akım, J_{μ}^{em} ve yüksüz akımdır, J_{μ}^{NC} - biri değildir. Buna ek olarak J_{μ}^3 akımı, $SU(2)_W$ dönüşümleri altında tanımlı özelliklere sahipken, bu iki akım için böyle

bir şey söz konusu değildir. Glashow, $U(1)$ ve $SU(2)_W$ 'nin üreteçleri arasında uygun sıradeğişim bağıntıları elde etmek için $SU(2)_W$ 'ye $U(1)_{em}$ 'den farklı yeni bir $U(1)$ grubu ekleyerek elektromagnetik ve zayıf etkileşmeleri birleştirmeyi önerdi. Önerilen bu yeni grup, bir adet üreticiye ($\frac{Y}{2}$) sahip, zayıf hiperyük grubu $U(1)_Y$ 'dir. $\frac{Y}{2}$ üreticisi, olması gerektiği gibi $SU(2)_W$ 'nin üç üreticisiyle sıra değişir. İlgili yüksüz akım, zayıf hiperyük akımı J_μ^Y ve korunumlu yük, zayıf hiperyük Y 'dir. Bu formalizmin içerisinde elektromagnetik ve zayıf etkileşmelerin bir çeşit birleştirmesi vardır, çünkü $U(1)_{em}$ grubu, toplam elektrozayıf grubun bir alt grubu olarak ortaya çıkar,

$$U(1)_{em} \subset SU(2)_W \times U(1)_Y \quad (2.24)$$

Üç nötr akımla (J_μ^{em} , J_μ^3 ve J_μ^Y) ilgili yükler arasındaki ilişki, Gell-Mann Nishijima bağıntısının bir benzeridir,

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.25)$$

burada, $Q = \text{elektrik yükü}$, $T_3 = \text{zayıf izospin}$, $Y = \text{zayıf hiperyük}$ ve akımlara karşılık gelen bağıntı,

$$J_\mu^{em} = J_\mu^3 + J_\mu^Y \quad (2.26)$$

şeklindedir. Bundan dolayı,

$$J_\mu^{em} = (-1)\bar{e}_L\gamma_\mu e_L + (-1)\bar{e}_R\gamma_\mu e_R \quad (2.27)$$

$$J_\mu^3 = \left(-\frac{1}{2}\right)\bar{e}_L\gamma_\mu e_L + \left(\frac{1}{2}\right)\bar{\nu}_L\gamma_\mu \nu_L \quad (2.28)$$

akımları, girdi olarak alınırsa, J_μ^Y ve ortogonal kombinasyon J_μ^{NC} , çıktı olarak elde edilir:

$$J_\mu^Y = 2(J_\mu^{em} - J_\mu^3) = (-1)\bar{e}_L\gamma_\mu e_L + (-2)\bar{e}_R\gamma_\mu e_R + (-1)\bar{\nu}_L\gamma_\mu \nu_L \quad (2.29)$$

$$J_\mu^{NC} \perp J_\mu^{em} \Rightarrow$$

$$J_\mu^{NC} = c_\omega^2 J_\mu^3 - s_\omega^2 \frac{J_\mu^Y}{2} = \left(-\frac{1}{2} + s_\omega^2\right) \bar{e}_L \gamma_\mu e_L + (s_\omega^2) \bar{e}_R \gamma_\mu e_R + \left(\frac{1}{2}\right) \bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L \quad (2.30)$$

burada, $c_\omega = \cos\theta_\omega$; $s_\omega = \sin\theta_\omega$; $\theta_\omega = \text{zayıf açıdır}$. Fiziksel olarak yüksüz olan bozonlarla, A_μ ve Z_μ , bağlaşım yapan akımlar, sırasıyla J_μ^{em} ve J_μ^{NC} , dir.

Yukarıda yüksüz akımlar için verilen ifadelerden, karşılık gelen yüklerin ve bağlaşımın değerleri çıkarılabilir. Özellikle J_μ^{NC} , den elektronlara ve nötrinolara olan zayıf yüksüz bağlaşımındaki ilgili faktörler elde edilir,

$$g_L^e = -\frac{1}{2} + s_\omega^2, \quad g_R^e = s_\omega^2, \quad g_L^\nu = \frac{1}{2} \quad \text{ve} \quad g_R^\nu = 0. \quad (2.31)$$

Üç ailenin tüm kuark ve leptonlarından katkı gelirse, yüksüz akımlar genel olarak şu şekilde yazılır (Herrero 1998):

$$J_\mu^Y = \sum_f Y_{f_L} \bar{f}_L \gamma_\mu f_L + \sum_f Y_{f_R} \bar{f}_R \gamma_\mu f_R \quad (2.32)$$

$$J_\mu^{NC} = \sum_f g_L^f \bar{f}_L \gamma_\mu f_L + \sum_{f \neq \nu} g_R^f \bar{f}_R \gamma_\mu f_R \quad (2.33)$$

$$J_\mu^{em} = \sum_f Q_f \bar{f}_L \gamma_\mu f_L + \sum_f Q_f \bar{f}_R \gamma_\mu f_R \quad (2.34)$$

$$J_\mu^3 = \sum_f T_3^f \bar{f}_L \gamma_\mu f_L \quad (2.35)$$

burada, $g_L^f = T_3^f - Q_f s_\omega^2$; $g_R^f = -Q_f s_\omega^2$.

Çizelge 2.1 Birinci aile leptonları ve karşılık gelen kuantum sayıları

Lepton	T	T_3	Q	Y
ν_L	1/2	1/2	0	-1
e_L	1/2	-1/2	-1	-1
e_R	0	0	-1	-2

Çizelge 2.2 Birinci aile kuarkları ve karşılık gelen kuantum sayıları

Kuark	T	T_3	Q	Y
u_L	1/2	1/2	2/3	1/3
d_L	1/2	-1/2	-1/3	1/3
u_R	0	0	2/3	4/3
d_R	0	0	-1/3	-2/3

Birinci ailenin fermiyonları için karşılık gelen kuantum sayıları, çizelge 2.1 ve 2.2’de gösterilmiştir. İkinci ve üçüncü aile fermiyonlarının kuantum sayıları ise birinci aileninki ile aynıdır.

Benzer şekilde yüklü akım genel olarak,

$$J_\mu = \sum_f \bar{f}_L \gamma_\mu \sigma_+ f_L \quad (2.36)$$

şeklinde yazılır. Son olarak elektrozayıf etkileşme lagranjiyeni, akımlar ve fiziksel alanlar cinsinden,

$$\mathcal{L}_{int} = \mathcal{L}_{CC} + \mathcal{L}_{NC} + \mathcal{L}_{em} \quad (2.37)$$

olarak yazılır, burada

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} (J_\mu W^{\mu+} + J_\mu^+ W^{\mu-}) \quad (2.38)$$

$$\mathcal{L}_{NC} = \frac{g}{c_\omega} J_\mu^{NC} Z^\mu \quad (2.39)$$

$$\mathcal{L}_{em} = e J_\mu^{em} A^\mu \quad (2.40)$$

SM, elektrozayıf etkileşmelerin ayar simetrisi üzerine kurulmuştur, yani $SU(2)_W \times U(1)_Y$ simetrisinin, elektrozayıf lagranjiyenin bir lokal simetrisi olması gerekir. Daha önce bahsedildiği gibi $SU(2)_W$, sadece sol elli fermiyonlara etki eden zayıf izospin grubu, $U(1)_Y$ ise zayıf hiperyük grubudur. $SU(2)_W \times U(1)_Y$ grubunun dört üreticisi vardır, bunlardan üçü, $SU(2)_W$ 'nin üreticileri, $T_i = \frac{\sigma_i}{2}$, $i = 1, 2, 3$ ve dördüncü ise $U(1)_Y$ 'nin üreticisidir, $\frac{Y}{2}$. Toplam grubun sıra değişim bağıntıları şu şekildedir:

$$[T_i, T_j] = i\epsilon_{ijk} T_k ; [T_i, Y] = 0 ; i, j, k = 1, 2, 3 \quad (2.41)$$

Sol elli fermiyonlar, $SU(2)_W$ altında dubletler olarak dönüşürken,

$$f_L \rightarrow e^{i\vec{T} \cdot \vec{\theta}} f_L ; f_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \dots \quad (2.42)$$

sağ elli fermiyonlar, singletler olarak dönüşür,

$$f_R \rightarrow f_R ; f_R = e_R, u_R, d_R, \dots \quad (2.43)$$

Fermiyon kuantum sayıları, çizelge 2.1 ve 2.2'de verildiği gibidir ve (2.25) bağıntısı, SM'de birleştirilmiştir.

İlgili ayar bozonlarının sayısı, üreticilerin sayısına eşit olduğu için dördüttür. W_μ^i , $i = 1, 2, 3$, $SU(2)_W$ 'nin zayıf bozonları, B_μ ise $U(1)_Y$ 'nin hiperyük bozonudur.

SM lagranjiyenini yapılandırmak için herhangi bir ayar teorisine benzer adımlar takip edilir. Özellikle $SU(2)_W \times U(1)_Y$ simetrisi, alanların türevleri ile karşılık gelen

kovaryant türevlerin yerdeğiştirmesi sonucu globalden, lokale terfi ettirilir. Bir fermiyon alanı f 'nin, $SU(2)_W \times U(1)_Y$ ayar simetrisine karşılık gelen kovaryant türevi,

$$D_\mu f = \left(\partial_\mu - ig\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f \quad (2.44)$$

şeklindedir; burada, g , $SU(2)_W$ 'ye karşılık gelen bağlaşım sabiti, g' ise $U(1)_Y$ 'ye karşılık gelen bağlaşım sabitidir.

Örneğin, sol elli ve sağ elli bir elektron için kovaryant türevler sırasıyla aşağıdaki gibidir:

$$\begin{cases} D_\mu e_L = \left(\partial_\mu - ig\frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{1}{2} B_\mu \right) e_L \\ D_\mu e_R = \left(\partial_\mu + ig' B_\mu \right) e_R \end{cases} \quad (2.45)$$

Elektrozayıf teorisinin toplam lagranjiyenini elde etmek için, kinetik ve fermiyon etkileşme terimlerini içeren daha önceki fermiyon terimlerine, ayar bozonu kinetik terimlerini ve kendi kendisiyle etkileşen ayar bozonu terimlerini eklemek gerekir. Toplam SM lagranjiyeni,

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_{SBS} + \mathcal{L}_{YW} \quad (2.46)$$

olarak yazılabilir, burada fermiyon lagranjiyeni şöyledir:

$$\mathcal{L}_f = \sum_{f=l,q} \bar{f} i D_\mu \gamma^\mu f \quad (2.47)$$

ve ayar alanları için lagranjiyen,

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.48)$$

şeklindedir. Bu lagranjiyen, aşağıdaki alan şiddet tensörleri cinsinden de yazılabilir:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k \quad (2.49)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.50)$$

Abelyen olmayan bir $SU(2)_W$ grubuna karşılık geldiği için, bu ayar lagranjiyeni, üç ayar bozonu, W_μ^i , $i = 1, 2, 3$, arasında kendiliğinden etkileşen terimler içerir.

Son iki terim $\mathcal{L}_{SBS}$ ve $\mathcal{L}_{YW}$, sırasıyla simetri kırılma sektörünün lagranjiyeni ve Yukawa lagranjiyenidir. Bu terimler, W ve Z bozonları ile fermiyonlara kütle kazandırması bakımından gereklidir.

$\mathcal{L}_{SM}$ 'in, aşağıdaki $SU(2)_W \times U(1)_Y$ ayar dönüşümleri altında invaryant olduğu kolayca gösterilebilir:

$$\left\{ \begin{array}{l} f_L \rightarrow e^{i\vec{T}\vec{\theta}(x)} f_L \\ f_R \rightarrow f_R \\ f \rightarrow e^{i\frac{Y}{2}\alpha(x)} f \\ W_\mu^i \rightarrow W_\mu^i - \frac{1}{g}\partial_\mu\theta^i(x) + \epsilon^{ijk}\theta^j W_\mu^k \\ B_\mu \rightarrow B_\mu - \frac{1}{g'}\partial_\mu\alpha(x) \end{array} \right. \quad (2.51)$$

Fiziksel ayar bozonları, $W_\mu^\pm$, Z_μ ve A_μ , elektrozayıf etkileşme öz durumlarından elde edilir,

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.52)$$

$$Z_\mu = c_\omega W_\mu^3 - s_\omega B_\mu \quad (2.53)$$

$$A_\mu = s_\omega W_\mu^3 + c_\omega B_\mu \quad (2.54)$$

burada $c_\omega = \cos\theta_\omega$; $s_\omega = \sin\theta_\omega$ içindeki θ_ω , yüksüz sektördeki dönmeyi tanımlar. Çeşitli bağlaşımlar arasındaki ilişkiler, etkileşme terimlerinin, $\mathcal{L}_{int}$ 'in etkileşme terimleri cinsinden tanımlanması ile elde edilir. Bunun sonucu olarak, $g = \frac{e}{s_\omega}$, $g' = \frac{e}{c_\omega}$ olur.

Burada unutulmaması gereken önemli noktalardan biri de, $M_W^2 W_\mu W^\mu$, $\frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$ ve $m_f \bar{f} f$ gibi kütle terimlerinin, $SU(2)_W \times U(1)_Y$ ayar invaryantlığı tarafından yasaklı olmasıdır. Bu, QED veya QCD'de var olmayan yeni bir durumdur. Gerekli ayar bozonu kütleleri, ayar invaryant bir şekilde üretilmelidir. Higgs mekanizması ve $SU(2)_W \times U(1)_Y$ simetrisinin kendiliğinden kırılması, bu kütle mekanizmasını sağlar.

2.4 Kendiliğinden Simetri Kırılması ve Higgs Mekanizması Kavramları

Elektrozayıf etkileşmelerin standart modelinin (SM) kilit unsurlarından biri, kendiliğinden simetri kırılması (SSB) kavramıdır. SSB, global simetri yerine bir ayar simetrisini ifade ederse, Higgs mekanizması devreye girer. Bu işlem, kısa menzilli zayıf etkileşmeleri tanımlamaya ihtiyaç duyar.

Kendiliğinden Simetri Kırılması: SM'de simetri kırılması, sıfırdan farklı bir vakum beklenen değerine gereksinim duyan bir skaler alan ile doğrusal olarak gerçekleştirilir. Sonuçta oluşan fiziksel spektrum, sadece kütleli aracı vektör bozonları ve fermiyonik madde alanlarını değil, şimdiye kadar deneysel olarak tespit edilememiş yüksüz bir skaler alan olan Higgs parçacığını da içerir.

SSB'nin basit bir tanımını yapalım: bir fiziksel sistemin kendiliğinden kırılan bir simetriye sahip olma şartı, taban durum hariç sistemi oluşturan dinamikleri yöneten etkileşmelerin de bu simetriye sahip olmasıdır (Herrero 1998). Kuantum alan teorisi dilinde bu tanımlı şöyle açıklayabiliriz: bir sistemin kendiliğinden kırılan bir simetriye sahip olduğu söyleniyorsa, sistemin dinamiklerini tasvir eden lagranjiyen, bu simetri dönüşümleri altında invaryanttır, fakat teoremin vakumu için bu, söylenemez. Burada vakum $|0\rangle$, Hamiltonyen beklenen değerinin $\langle 0|H|0\rangle$ minimum olduğu durumdur.

Goldstone Teoremi: Kuantum alan teorisinde genel durum, Goldstone teoremi ile tanımlanır: eğer bir teori, vakum simetrisi olmayan lagranjiyenin bir global simetrisine sahipse, bir adet kütesiz bozon var olmak zorundadır. Bu bozon, skaler veya psödaskalerdir, vakumu yok etmeyen her bir üretici ile ilişkilidir ve aynı kuantum sayılarına sahiptir (Herrero 1998). Bu modlar, Goldstone bozonları olarak adlandırılır.

Higgs Mekanizması: Goldstone teoremi, kendiliğinden kırılan global simetrilere sahip teoriler içindir fakat ayar teorileri için geçerli değildir. Bir ayar teorisinde kendiliğinden simetri kırılmasından bahsedilirse orada Higgs mekanizması devreye girer: global simetri kırılmasıyla ilgili muhtemel Goldstone bozonları, fiziksel spektrumda açıkça görünmez, bunun yerine kütesiz ayar bozonlarıyla kombinasyon yaparlar ve sonuç olarak teorisin spektrumu, asimetrik vakum üzerine inşa edilir edilmez kütleli vektör parçacıkları ortaya çıkar. Kütle kazanan vektör parçacıklarının sayısı, bu muhtemel Goldstone bozonlarının sayısına eşittir.

Kütle üretimi ile ilgili olarak Higgs mekanizmasının üç önemli özelliği vardır:

1. Higgs mekanizması, lagranjiyenin ayar simetrisi ile ilgilidir.
2. Kutuplanma derecelerinin toplam sayısını korur.
3. Yüksek enerji özelliklerini ve kütesiz ayar teorilerinin renormalize edilebilirliğini bozmaz.

Zayıf ayar bozonlarına, $W^\pm$ ve Z , kütle kazandırmak için Higgs mekanizmasının, $SU(2)_W \times U(1)_Y$ ayar teorisine nasıl uygulandığına bakalım:

1. SM'in lagranjiyeni, $SU(2)_W \times U(1)_Y$ ayar simetriktir. Bu yüzden eklemek istediğimiz herhangi bir şeyin bu simetriyi koruması gerekir.
2. Foton, γ , dışında üç ayar bozonuna, $W^\pm$ ve Z , kütle kazandırmak istiyoruz. Bunun için $SU(2)_W \times U(1)_Y$ simetrisinin kütesiz üç ayar bozonu ile kombinasyon yapacak üç muhtemel Goldstone bozonuna, ϕ^+, ϕ^- ve χ , ihtiyacımız var.
3. $U(1)_{em}$, fiziksel spektrumun bir simetrisi olduğu için, elektrozayıf teorisin vakumunun da bir simetrisi olmak zorundadır.

Yukarıdaki düşüncelerden, Higgs mekanizmasını elektrozayıf teoriye uygulamak için, ayar sektörüyle, $SU(2)_W \times U(1)_Y$ dönüşümleri altında ayar invariant kalacak şekilde etkileşen ve üç muhtemel Goldstone bozonu, ϕ^+, ϕ^- ve χ , ile birlikte arzu edilen kırılmayı, $SU(2)_W \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$, üretmesi gereken ekstra bir sisteme ihtiyacımız olduğu sonucu ortaya çıkar. Bu sistem, elektrozayıf teorisinin simetri kırılma sektörü (SBS) olarak adlandırılır.

Φ , $SU(2)_W \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ kırılmasını sağlayan ekstra sistem olsun. Φ 'nin aşağıdaki koşulları sağlaması gerekir (Herrero 1998):

1. Φ 'nin bir skaler alan olması gerekir ki böylece yukarıdaki kırılma, Lorentz invariantlığı korusun.
2. Φ 'nin bir kompleks alan olması gerekir ki böylece Hamiltonyen, hermityen kalsın.
3. Φ 'nin $SU(2)_W$ ve $U(1)_Y$ 'yi kırmak için yok olmayan zayıf izospin ve hiperyüke sahip olması gerekir.
4. Vakumun $U(1)_{em}$ simetrisini korumak amacıyla yok olmayan bir vakum beklenen değeri elde etmek için sadece Φ 'nin nötr bileşenleri izinlidir.
5. Φ 'nin ayar ve fermiyonik sektörlerle olan etkileşimleri, ayar invariant bir şekilde olmalıdır.
6. $V(\Phi)$ potansiyeli ile verilen Φ 'nin kendisiyle olan etkileşmelerinin, arzu edilen kırılmayı üretmesi gerekir. Bu kırılma, $\langle 0|\Phi|0 \rangle \neq 0$ durumu ile karakterize edilir. Φ , prensipte temel veya kompozit bir alan olabilir.
7. Düşük enerjilerden çok yüksek enerjilere kadar tahmin edebilir olmayı istiyorsak, $V(\Phi)$ potansiyelindeki etkileşmelerin renormalize edilebilir olması gerekir.

Yukarıdaki yedi noktayı hesaba katarak Φ ve elektrozayıf teorisinin SBS lagranjyeni için en basit seçim şu şekildedir:

$$\mathcal{L}_{SBS} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (2.55)$$

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 ; \lambda > 0 \quad (2.56)$$

burada,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

$$D_\mu \Phi = \left(\partial_\mu - \frac{1}{2} i g \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu - \frac{1}{2} i g' B_\mu \right) \Phi \quad (2.58)$$

olur. Φ , hiperyükü $Y(\Phi) = 1$ olan temel kompleks bir dablet ve $V(\Phi)$, renormalize edilebilir en basit potansiyeldir. $\vec{W}_\mu$ ve B_μ , sırasıyla $SU(2)_W$ ve $U(1)_Y$ 'nin ayar alanları, g ve g' , bunlara karşılık gelen ayar bağlaşım sabitleridir.

(2.46) denklemindeki SM lagranjiyenine tekrar dönecek olursak $\mathcal{L}_{SBS}$ ve $\mathcal{L}_{YW}$ 'nin sırasıyla SBS ve Yukawa lagranjiyeni olduklarını söylemiştik. Bunların açık ifadeleri,

$$\mathcal{L}_{SBS} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.59)$$

$$\mathcal{L}_{YW} = \lambda_e \bar{l}_L \Phi e_R + \lambda_u \bar{q}_L \tilde{\Phi} u_R + \lambda_d \bar{q}_L \Phi d_R + h.c. + 2. ve 3. aileler \quad (2.60)$$

şeklindedir. Burada,

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} ; q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (2.61)$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} ; \tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \phi_0^* \\ -\phi^- \end{pmatrix} \quad (2.62)$$

olarak ifade edilir. $\mathcal{L}_{SBS}$, W ve Z bozonlarına, $\mathcal{L}_{YW}$ ise fermiyonlara kütle kazandırmak için gereklidir.

Son olarak $\mathcal{L}_{SBS}$ ve $\mathcal{L}_{YW}$ ifadelerini, Higgs mekanizmasını uyguladıktan sonra fiziksel skaler alanlar cinsinden yeniden yazabiliriz ve böylelikle sadece kütle terimlerini değil, Higgs sektörü için kinetik ve etkileşme terimlerini de elde ederiz.

$$\mathcal{L}_{SBS} + \mathcal{L}_{YW} \rightarrow \mathcal{L}_H^{free} + \mathcal{L}_H^{int} + \dots \quad (2.63)$$

Burada, $\mathcal{L}_H^{free}$ ve $\mathcal{L}_H^{int}$ terimlerinin,

$$\mathcal{L}_H^{free} = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} M_H^2 H^2 \quad (2.64)$$

ve

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H^{int} = & -\frac{M_H^2}{2v} H^3 - \frac{M_H^2}{8v^2} H^4 - \frac{m_f}{v} \bar{f} H f + M_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-} \\ & + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left(1 + \frac{2}{v} H + \frac{1}{v^2} H^2 \right) \end{aligned} \quad (2.65)$$

şeklinde açık halleri verilir.

3. STANDART MODELİN PROBLEMLERİ ve GENİŞLETİLMESİ

Güçlü ve elektrozayıf etkileşmelerin standart modeli, matematiksel olarak tutarlı, renormalize edilebilir bir ayar teorisidir. SM, oldukça başarılı deneysel sonuçlar vermesine rağmen, hem teorik hem de deneysel açıdan bazı problemleri içinde barındırır.

3.1 Standart Modelin Problemleri

Deneysel açıdan bakıldığında SM, deneysel olarak gözlenen nötrino salınım desenini açıklamakta yetersizdir (Basso 2006). SM'in alan içeriğini korumakta kararlıysak, nötrino salınımlarını açıklamanın tek yolu, SM lagranjyenine bazı renormalize olmayan işlemciler eklemektir. Bu da ayar simetrisinin kendiliğinden kırılmasının ardından sol elli nötrinolar için Majorana kütle terimleri üretir. Ancak her durumda SM alan içeriği, bu işlemcileri karakterize ederek cut-off skalasında (Λ) genişletilmelidir. Bu genişletme, zayıf skala, $O(TeV)$ ve olası bir büyük birleştirme skalası, $O(10^{16} GeV)$ arasındaki herhangi bir yerde olabilir. SM'in girebileceği olası bir krizin bazı cılız ipuçları hassas yapılan testlerden de gelir; örneğin müonun anormal magnetik momenti, Z pikindeki hadronik asimetrilere karşı leptonik asimetri, SM Higgs bozonunun kütlesi üzerine getirilen direct sınırlamalara karşı indirect sınırlamalar v.b. Bunların hiçbirisi şimdiye dek kesinleşmiş gibi düşünülmemiştir. Karanlık madde (dark matter, DM) için gösterilen kanıt, zayıf skala veya daha altındaki yeni parçacık durumlarına sahip, SM ötesi fiziği işaret eder.

SM'in genişletilmesini gerektiren temel teorik sebepler ise, kuantum gravitasyon ve hiyerarşi problemidir (Basso 2006). İlki, Planck skalası, $O(10^{19} GeV)$, civarındaki enerji skalalarına kadar ertelenebilirken, diğeri, zayıf skalada SM'in genişletilmesi gerektiğini söyler. Ayar hiyerarşi problemine göre SM'in büyük bir cutt-off skalası, $\Lambda \gg 1$ ile kıyaslandığında zayıf skalanın küçüklüğünü açıklaması imkânsızdır. Bu hassas probleme 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 pek çok bağımsız parametreye ve fiziksel duruma sahip olan SM sektörlerinden daha karmaşık, skaler bir sektörle ilişkilidir. Ancak elektrozayıf simetri kırılması ve çeşni fiziği ile ilgili yapılan hassas testler, SM öngörleriyle çok büyük bir uyum içindedir. Olası herhangi bir genişletme, parametreler üzerine sınırlamalar getiren bu uyumu bozmamalıdır.

Buraya kadar temel yapısına ufak modifikasyonlar düşünerek elde edilen en basit SM genişlemelerine işaret ettik. 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.

Anormalliklerin kaldırılması ile ilgili olarak, SM ayar grubu ve fermiyon içeriği, anormalliklerden bağımsızdır. Ayar grubu, ekstra bir $U(1)$ faktörü ekleyerek değiştirildiğinde SM fermiyonları, aşikâr olmayan yükler taşırlar. Bu, bazı anormallikler üretebilir. Fermiyon içeriğinin genişletilmesi, anormal bir teoriden kaçınmanın en basit yoludur.

TeV skala $U(1)$ genişlemesi, rankı $r > 4$ olan basit gruplar ($SO(10)$ veya E_6) üzerine inşa edilmiş büyük birleştirme teorileri (GUTs) gibi daha temel teorilerden de kaynaklanabilir. Ayrıca kesişen zarların (brane) olduğu superstring teorilerinde de ortaya çıkar (Basso 2006): N tane çakışık zarın kümesi, $U(N) \equiv SU(N) \times U(1)$ grubuyla ilişkilidir, böylece ayar grubunda pek çok $U(1)$ faktörü ortaya çıkabilir.

3.2 Standart Modelin Genişletilmesi

Yukarıda bahsettiklerimiz bizi, SM'in TeV skalası civarında genişletilmesinin muhtemel olduğu düşüncesine götürür. Ancak şunu açıkça söylemek gerekir ki, genişlemeler üzerine bir takım sınırlamalar olmalıdır, çünkü elektrozayıf kırılma ve çeşni fiziğinin hassas testleri bu konuda açık kapılar bırakır. Dolayısıyla önerdiğimiz herhangi bir genişlemenin, SM'in öngörülleri ve deneysel veriler arasında üst düzey bir uyuma sahip olması gerekir. Fermiyonik sektörde, ayar etkileşmelerini barındırmayan durumları (örneğin SM ayar grubu, $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$, altında singletler) ekleyebiliriz. Ayar sektöründe ekstra ayar bozonları, SM fermiyonlarından başarıyla ayrıştırlarsa kısmen var olabilirler. Bu, büyük bir kütle veya SM ayar bozonlarıyla karışımın olmamasından kaynaklıdır. Son olarak Higgs sektörü, şimdiye kadar sınırlı sayıda testlere konu olmuştur. Yeni durumların direkt araştırmalarda gözden kaçtığı ve hassas testler bizi tatmin ettiği sürece SM'in skaler sektörünü modifiye etmeyi düşünebiliriz.

SM'i, skaler sektörünü büyüterek TeV skalasında genişletmek için, hareket noktası farklı olan pek çok deneme yapılmıştır. SM'in minimal süpersimetrik genişletilmesi gibi bazı modeller, iki kompleks-dublet skaler alan üzerine kuruludur. Diğer modeller, kompleks veya gerçel bazı skaler singletleri, SM Higgs alanına eklerler. Bu modeller, SM'inkinden çok daha farklı olabilecek bir fenomenoloji öngörür. Doğal olarak, uygulanabilir tüm genişlemeler, iyi-kontrollü SM fenomenolojisini doğru bir şekilde yeniden üretmelidir, fakat bu genişlemeler, $O(TeV)$ skalasında bazı diğer özellikleri öngörebilirler. Diğer SM genişlemeleri, başka faktörler ekleyerek veya SM ayar grubunu daha büyük basit bir gruba (GUT teorilerinde olduğu gibi) iliştiyerek ayar grubunu büyütür.

SM'de bir tekil Higgs dubleti, ayar bozonları ve yüklü fermiyonlara kütle vermek için yeterlidir. Ancak genel olarak ayar bozonu ve yüklü fermiyon kütlelerine katkıları farklı olabilecek daha çok Higgs dubleti var olabilir. Örneğin u-tpi ve d-tipi kuarklara aynı kütleli veren alanlara ihtiyaç yoktur. Fermiyon ve bozonların ilişkili olduğu, SM'in süpersimetrik (SUSY) genişletilmesinde, vakum beklenen değerleri (VEV) sırasıyla v_1

ve v_2 , zayıf hiperyükü, H_1 ve H_2 , zıt olan iki adet Higgs dubleti vardır: d-tipi fermiyonlar, v_1 ile, u-tipi fermiyonlar da v_2 ile orantılı kütlelere sahipken, her iki VEV de ayar bozonu kütlelerine, $\sqrt{v_1^2 + v_2^2}$ kombinasyonu kadarlık bir katkı sağlarlar.

Higgs bozonlarının ve süpersimetrik parçacıkların, doğrusal elektron-pozitron çarpıştırıcılarında (LEP) keşfedilememesi, parametre uzayının önemli bir kısmını dışlamış olsa bile, süpersimetri, ayar hiyerarşi problemini çözmek için hala en uygun adaydır.

SM'e skaler singletler eklemek için yapılan ekstra bir motivasyon, “madde-anti-madde asimetrisi” olarak adlandırılır: evrende madde, anti-maddeden daha fazladır. 3-aileli SM, asimetrinin üretimi için nitel koşulları yerine getirmesine rağmen, nicel olarak başarısızdır. Uygun etkileşmelere sahip bir veya daha fazla singletin eklenmesi, bu durumu düzeltebilir ve elektrozayıf faz geçişinde baryon asimetri üretimine izin verebilir.

3.3 SM'e Bir $U'(1)$ Eklenmesi

Bu kısımda somut adımlar atmak için $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ olan SM ayar grubunu, $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U'(1)$ (Basso 2006) olarak genişlettiğimizi düşünelim. Genişletilmiş ayar grubunun iki $U(1)$ faktörünün yükleri, sırasıyla SM zayıf hiperyükü Y ve herhangi bir kuantum sayısı Y' ile ilişkilidir (bu kuantum sayısı, lepton sayısı L , baryon sayısı B veya bunların farkı olan $B - L$ olabilir). Genel olarak bu bazda köşegen olmayan bir kovaryant türevimiz olsa bile Y ve Y' yüklerinin doğrusal kombinasyonu olan bir “efektif yük”, Y^P , tanımlayarak bu kovaryant türevi köşegenleştirebiliriz; burada Y^P 'ye karşılık gelen bağlaşım sabiti g_P 'dir. Teorinin kuantum tutarlılığı ve fenomenolojik olarak nötrino kütlelerinin üretilme gereksinimi, fermiyon içeriğinin, bununla birlikte ekstra nötr ayar bozonuna, Z' , kütle verme gereksinimi de skaler sektörün genişletilmesini gerektirir.

3.3.1 Lagranjiyen ve karakteristik özellikleri

Düşünce altındaki modelleri sınıflandırmak için (2.46) lagranjiyenine benzeyen klasik ayar-invaryant lagranjiyeni aşağıdaki gibi ayrıştırabiliriz:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_S + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_Y \quad (3.1)$$

Genel yapı itibariyle SM lagranjiyenine benzemesine rağmen, ayar grubu ile fermiyon ve skaler içeriğindeki değişikliklerden dolayı her bir terim az da olsa farklıdır. Şimdi bu denklemdaki farklı terimleri, SM'deki terimlerle karşılaştırarak analiz edelim.

Yang-Mills Sektörü: Spin-1 alanlar, ayar grubunun seçimi ile özgün olarak belirlenir ve adjoint temsilinde dönüşür. Köşegen kinetik terimler için kanonik bir normalizasyona sahip, sadece vektör alanlarını içeren lagranjiyenin ayar invaryant kısmı,

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^\alpha G^{\mu\nu\alpha} - \frac{1}{4} W^{\mu\nu\alpha} W_{\mu\nu}^\alpha - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{1}{4} F'^{\mu\nu} F'_{\mu\nu} - \frac{k}{2} F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu} \quad (3.2)$$

şeklinde, burada k , pozitif tanımlı kinetik enerjiye sahip olmak için $|k| < 1$ şartını sağlayan, reel bir parametredir. Abeliyen olmayan alan şiddetleri, SM'dekinin aynısıdır ve abeliyen olan ise aşağıdaki gibidir:

$$F'_{\mu\nu} = \partial_\mu A'_\nu - \partial_\nu A'_\mu \quad (3.3)$$

burada A'_μ , $U'(1)$ ile ilgili ayar alanıdır.

Fermiyon Sektörü: Modelin fermiyon içeriği, üç ailenin her biri için SM ayar grubu altında singlet olan sağ elli bir nötrino, ν_R , eklemekle birlikte SM'in aynısıdır. Bu ekleme, anormal yok olma (anomaly cancellation) için temeldir ve buna ek olarak renormalize edilemeyen işlemciler koymadan fenomenolojik olarak uygun nötrino kütlelerinin üretimine izin verir. Abeliyen olmayan faktörlerle ilgili kovaryant türevler, SM'deki gibi tanımlanır, $U'(1)$ ile ilgili olanlar ise,

$$D_\mu \Phi_i = \partial_\mu \Phi_i + iQ'_i g'^k A'_\mu \Phi_i \quad (3.4)$$

şeklinde verilir. Yukarıdaki denklemde A'_μ , $U'(1)$ ile ilgili ayar bozonudur. Φ_i sembolü, modelin farklı fermiyon alanları için konmuştur ve Q'_i ise $U'(1)$ yüküne karşılık gelir. Son olarak g'^k , ayar bağlaşımlarının 2×2 'lik reel bir matrisidir, burada k üst indisi, genel olarak $k \neq 0$ olduğu yerde, bir alan bazında olduğumuzu hatırlatır. Ayar-invaryant fermiyon kinetik terimleri şöyledir:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_f &= \sum_f i\bar{\psi}_f \gamma_\mu D^\mu \psi_f \\ &= \sum_{k=1}^3 (i\bar{q}_{kL} \gamma_\mu D^\mu q_{kL} + i\bar{u}_{kR} \gamma_\mu D^\mu u_{kR} + i\bar{d}_{kR} \gamma_\mu D^\mu d_{kR} \\ &\quad + i\bar{l}_{kL} \gamma_\mu D^\mu l_{kL} + i\bar{e}_{kR} \gamma_\mu D^\mu e_{kR} + i\bar{\nu}_{kR} \gamma_\mu D^\mu \nu_{kR}) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Sağ elli nötrinoların herhangi bir ayar yükü taşımadığı SM genişlemelerine rağmen, bu nötrinolar için Majorana kütle terimleri ayar invaryantlıkla yasaklanmıştır.

Skaler Sektör: Bu modelde elektriksel olarak yüksüz olan ekstra bir ayar bozonuna, Z' , sahip, SM'e nazaran genişletilmiş bir ayar sektörü vardır. Sadece SM zayıf bozonlarına değil, Z' bozonuna da kütle vererek ve deneysel sınırlamaları hesaba katarak modelde fenomenolojik olarak uygun bir Higgs mekanizması oluşturmak için SM Higgs sektörünü genişletmemiz gerekir. ϕ yerine H olarak adlandırılan kompleks SM Higgs dubletine ek olarak $SU(2)_W$ altında singlet olan bir kompleks alan χ , düşünelim. Şimdilik, iki skaler alanın abeliyen yükünün, kuarklar ve leptonlar için Dirac kütleleri ve buna ek olarak sağ-elli nötrinolar için Majorana kütlesi üreten Yukawa bağlaşımlarına izin verdiğini kabul edeceğiz.

Skaler sektör için en genel ayar invaryant ve renormalize edilebilir lagranjiyen şu şekildedir:

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu H)^\dagger D_\mu H + (D^\mu \chi)^\dagger D_\mu \chi - V(H, \chi) \quad (3.6)$$

burada kovaryant türev, (3.4) denkleminde verildiği gibidir ve V potansiyeli,

$$\begin{aligned} V(H, \chi) &= m^2 H^\dagger H + \mu^2 |\chi|^2 + (H^\dagger H \quad |\chi|^2) \begin{pmatrix} \lambda_1 & \frac{\lambda_3}{2} \\ \frac{\lambda_3}{2} & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H^\dagger H \\ |\chi|^2 \end{pmatrix} \\ &= m^2 H^\dagger H + \mu^2 |\chi|^2 + \lambda_1 (H^\dagger H)^2 + \lambda_2 |\chi|^4 + \lambda_3 H^\dagger H |\chi|^2 \end{aligned} \quad (3.7)$$

olarak verilir.

Yukawa Bağlaşımları: Modelin klasik, ayar invaryant ve renormalize edilebilir lagranjiyenini tamamlamak için Yukawa bağlaşımlarını da düşünmek zorundayız. SM'in Yukawa bağlaşımlarına ek olarak sağ-elli nötrinoları içeren iki tip yeni Yukawa etkileşmesi vardır.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{YW} &= -y^d \bar{q}_{kL} d_R H - y^u \bar{q}_{kL} u_R \tilde{H} - y^e \bar{l}_{kL} e_R H \\ &\quad - y^{\nu} \bar{l}_{kL} \nu_R \tilde{H} - y^M (\bar{\nu}_R)_k \nu_R \chi + h.c. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Burada y 'ler 3×3 'lük Yukawa bağlaşım matrisleridir. H ve χ skaler alanları, vakum beklenen değer elde ettiklerinde, yeni Yukawa etkileşmeleri, sağ-elli nötrinolar için hem Dirac hem de Majorana kütle terimleri üretebilir. Ayrıca Majorana kütle terimi üreten Yukawa bağlaşım matrisi y^M , köşegen, reel ve pozitifdir.

3.3.2 Kendiliğinden $SU(2) \times U(1) \times U(1)$ kırılması

Artık SM'in (3.7) denklemindeki daha karmaşık klasik potansiyele, kendiliğinden ayar simetri kırılması ile ilgili tartışmaları genelleştirmemiz gerekir. $V(H, \chi)$ potansiyelini alttan sınırlamada gerekli şartı belirlemek için, bu potansiyeli, (3.7) denkleminin son terimindeki matris ile denetlenen büyük alan değerlerinde sergilediği tavra bakmak yararlı olacaktır. Böyle bir matrisin pozitif tanımlı olması için gereken şartlar aşağıdaki gibidir:

$$\lambda_1 \lambda_2 - \frac{\lambda_3^2}{4} > 0 \quad (3.9)$$

$$\lambda_1, \lambda_2 > 0 \quad (3.10)$$

Eğer yukarıdaki şartlar sağlanırsa, V 'yi iki Higgs alanının sabit VEV değerlerinin bir fonksiyonu olarak minimize edebiliriz,

$$\langle H \rangle \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \langle \chi \rangle \equiv \frac{x}{\sqrt{2}} \quad (3.11)$$

burada v ve x , reeldir ve negatif değildir. V 'nin ekstremumu,

$$\begin{cases} \frac{\partial V}{\partial v}(v, x) = v \cdot \left(m^2 + \lambda_1 v^2 + \frac{\lambda_3}{2} x^2 \right) = 0, \\ \frac{\partial V}{\partial x}(v, x) = x \cdot \left(\mu^2 + \lambda_2 x^2 + \frac{\lambda_3}{2} v^2 \right) = 0 \end{cases} \quad (3.12)$$

denklemlerini sağlamak zorundadır. v ve x 'in her ikisini de yok ederek yapılan çözümler, fiziksel olarak kabul edilemez, bu yüzden bu çözümleri bir kenara bırakıyoruz. Şimdi öncelikle $v > 0$ ve $x = 0$ basit durumunu düşünersek, potansiyel,

$$v^2 = -\frac{m^2}{\lambda_1}, \quad (3.13)$$

eşitliği için v cinsinden SM'deki gibi ekstremize edilir. (3.13) denkleminde,

$$H(v, 0) = \begin{pmatrix} -2m^2 & 0 \\ 0 & -\mu^2 - \frac{m^2 \lambda_3}{2 \lambda_1} \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

matrisi, aşağıdaki koşul sağlanırsa pozitif tanımlıdır:

$$m^2 < 0, \quad (3.15)$$

$$\mu^2 > \frac{m^2 \lambda_3}{2 \lambda_1} = -\frac{v^2}{2} \lambda_3 \quad (3.16)$$

$\lambda_3 < 0$, $\mu^2 > 0$ anlamına gelirken, $\lambda_3 > 0$ olduğunda (3.16) koşulu, μ^2 'nin herhangi keyfi bir işareti için sağlanabilir. Sonuçta fiziksel olarak v ve x için olabilecek en ilginç çözümler elde edilir:

$$v^2 = \frac{-\lambda_2 m^2 + \frac{\lambda_3}{2} \mu^2}{\lambda_1 \lambda_2 - \frac{\lambda_3^2}{4}} \quad (3.17)$$

$$x^2 = \frac{-\lambda_1 \mu^2 + \frac{\lambda_3}{2} m^2}{\lambda_1 \lambda_2 - \frac{\lambda_3^2}{4}} \quad (3.18)$$

Şimdi $v^2, x^2 > 0$ 'ı garanti eden parametreler üzerine getirilen şartları bulmak zorundayız. (3.17) ve (3.18)'deki paydalar, daima pozitif olduğu için, paylar da pozitif olmalıdır:

$$\begin{cases} \lambda_2 m^2 < \frac{\lambda_3}{2} \mu^2 \\ \lambda_1 \mu^2 < \frac{\lambda_3}{2} m^2 \end{cases} \quad (3.19)$$

λ_3 'e bakmaksızın, $\mu^2, m^2 > 0$ 'ın her ikisi için de çözümün olmaması ilginçtir. ($\mu^2 > 0$, $m^2 < 0$) veya ($\mu^2 < 0$, $m^2 > 0$) çözümleri, sadece $\lambda_3 < 0$ için izinliyen, ($\mu^2 < 0$, $m^2 < 0$) çözümü ise λ_3 'ün her iki işareti için de izinlidir.

Klasik potansiyelin gerçek minimumlarına karşılık gelen bu ekstremumları tanımlamamız gerekir. Bunu yapmak için, aşağıdaki matrisi hesaplayalım:

$$H(v, x) \equiv \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 V}{\partial v^2} & \frac{\partial^2 V}{\partial v \partial x} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial v \partial x} & \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\lambda_1 v^2 & \lambda_3 vx \\ \lambda_3 vx & 2\lambda_2 x^2 \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

Bu matrisin özdeğerleri, ancak ve ancak (3.9) ve (3.10) denklemlerindeki şartlar sağlanırsa pozitifdir. $\lambda_3 \rightarrow 0$ limitinde SM'deki aynı ifade ile verilen v^2 'li ayrık çözümler elde edeceğimizi fark etmek oldukça ilginçtir.

3.4 SM'in Genişletilmesine Dair Yapılmış Bazı Çalışmalar

3.1 ve 3.2 kesimlerinde SM'in problemlerinden ve genişletilmesinin gerekliliğinden bahsettik. Literatürde bu konuyla ilgili yapılmış pek çok çalışma mevcuttur. Genelde bu çalışmaların ortak özelliği, SM'in $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ ayar grubuna, ekstra bir $U(1)$ grubu eklemektir. Modelleri birbirinden ayıran ise, bu $U(1)$ 'in nasıl bir kuantum yüküne sahip olduğudur. Şimdi bu çalışmalardan birkaçını, ana hatlarıyla inceleyelim.

2009 yılında yapılan bir çalışmada (Basso vd. 2009), $B - L$ 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 çıkmıştır. 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 keşfedilmiş 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 elli 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 sabiti $g'_1 = 0.05$ 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 SM ötesi $B - L$ model ile ilgili yapılan bir çalışmada (Basso vd. 2009), 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.

Ayrıca 2011 yılında çıkan bir makalede SM'in, $L_\mu - L_\tau$ lepton sayısı üzerine kurulmuş, kendiliğinden kırılan abeliyen bir ayar grubu ile genişletilmesinin, müonun manyetik momenti için deneysel ve teorik değerler arasında uzun süredir devam eden uyumsuzluk sorununu çözebileceği iddia edilmektedir (Heeck vd. 2011). Üstelik böyle bir genişlemenin, doğal olarak $\mu - \tau$ simetrik lepton karışımı üreteceği, standart olmayan nötrino etkileşmelerine izin vereceği ve ilgili ayar bozonunun Z' , sağ elli nötrino sektörüne bir aracı parçacık olarak hizmet edeceği de vurgulanmaktadır. Bu çalışmada incelenen diğer bir konu ise, Z' kütlelerinin izinli değerlerini ve Z bozonu ile yaptığı karışımları belirlemektir. Aslında lepton çeşnileri $L_e - L_\mu$, $L_e - L_\tau$ veya $L_\mu - L_\tau$ olarak üç farklı şekilde ayarlı hale getirilebilir. Bunlardan $L_\mu - L_\tau$, diğer ikisinden önce tercih edilmelidir, çünkü korunumlu simetri limitinde nötrino kütle matrisi, otomatik olarak $\mu - \tau$ simetrik ve bir dejenere nötrino çifti öngörür. Sonuç olarak SM, ekstra bir ayar grubu olan $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ile genişletilmiş ve en genel düşük enerjili lagranjiyen, Z bozonu ile yapılan karışım etkilerini de içerecek şekilde yeniden düzenlenmiştir. Bunun yanı sıra elektrozayıf hassas ölçümlerin izin verdiği parametre uzayı tanımlanmıştır.

Ayarlı $L_\mu - L_\tau$ simetrisi üzerine yapılmış benzer bir çalışmada (Heeck vd. 2010), ilgili ayar bozonu Z' çok hafif ise, bunun uzun menzilli bir kuvvetle ilişkili olabileceği tartışılmıştır. Örneğin güneşteki nötronlar, $Z - Z'$ karışımı aracılığıyla müon ve tau nötrinoları için çeşni-bağımsız bir potansiyel üretir. Bu potansiyel, anti-nötrinolar için işaret değiştirir ve böylece nötrino ve anti-nötrino salınımlarında belirgin farklılıklara sebep olur. İşte bu anormalliği açıklamak için uzun menzilli kuvvet kullanılmıştır.

Baryon sayısını bağlayan hafif bir $U(1)$ ayar bozonuna sahip gerçekçi modellerin tartışıldığı başka bir makalede (Carone vd. 1995) ise, kütlesi m_B , Z bozonunun kütlesinden küçük ve bağlaşım sabiti de $\alpha_B \approx 0,2$ olması durumunda bile yeni ayar bozonunun fenomenolojik olarak izinli olabileceği vurgulanmaktadır.

4. YENİ NESİL DOĞRUSAL ÇARPIŞTIRICILARDA KÜTLELİ LEPTONİK FOTONUN ARAŞTIRILMASI

Bu bölümde ILC ve CLIC gibi yeni nesil doğrusal çarpıştırıcılarda lepton yükü ile ilgili olası dinamikler belirlenecek ve kütleli leptonik fotonun kütesine ve bağlaşım sabitine birtakım sınır değerler getirilecektir.

4.1 Leptonik Foton Kavramı

1969’da L. B. Okun, ilk olarak T. D. Lee ve C. N. Yang’ın öngördüğü “kütlesiz baryonik foton” (Lee vd. 1955) kavramıyla benzeşim yaparak “kütlesiz leptonik foton” fikrini (Okun 1969) ortaya atmıştır. Elektrik yükünün korunumlu olması, onun en temel özelliklerinden biridir. Parçacıkların elektrik yükünü bağlayan yalnızca bir fotonun, γ , var olduğunu biliyoruz. O yıllarda (e, ν_e) için elektronik, (μ, ν_μ) için müonik ve (τ, ν_τ) için de tauonik olacak şekilde üç farklı lepton kuantum sayısı vardı ve bunların korunumlu olduğu biliniyordu. Okun’un düşüncesi, bilinen üç lepton ailesine, $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$, karşılık gelen lepton kuantum sayıları kesinlikle korunumlu ise, dubletler halindeki bu lepton ailelerinin lepton yükü taşıyacakları yönündeydi (Okun 1996). Dolayısıyla bu yüklerin sırasıyla, elektronik, müonik ve tauonik kütlesiz fotonlardan $(\gamma_e, \gamma_\mu, \gamma_\tau)$ kaynaklı olması, yani $\gamma_e, \gamma_\mu, \gamma_\tau$ soğurma ve yayınlama vazifesi görmeleri gerekirdi.

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. Benzer şekilde nötrinosuz çift beta bozunumunun $(2n \rightarrow 2e + 2p)$ gözlenmesiyle, elektronik lepton yükü korunumsuz olacak ve böylece elektronik foton, γ_e , olmayacaktır. Çünkü korunumlu olmayan bir yük, kütlesiz vektör parçacıklarının ve $1/r$ gibi davranan Coulomb benzeri bir potansiyelin kaynağı olamaz.

Eylemsizlik ve gravitasyonel kütlelerin eşitliğini sınavan deneyler (Eötvös vd. 1922), baryonik ve leptonik fotonların maddeyle etkileşme sabitleri için çok keskin sınırlar verir (Okun 1987):

$$\alpha_b < 10^{-47}, \quad \alpha_l < 10^{-49} \quad (4.1)$$

Bunlar, elektromagnetik etkileşme sabiti, $\alpha_{em} \approx 10^{-2}$, ile kıyaslandığında, doğada kütesiz baryonik ve leptonik fotonun 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 yapılan bir çalışmada (Çiftçi vd. 1995) vurgulandığı gibi, maddenin lepton yükünün, standart big-bang teorisi ve SUSY'nin öngördüğü kalıntı (relic) anti-snötrinolar ile olası perdeleme (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. Bu sonuç, leptonik foton ile ilgili pek çok çalışmanın yapılmasına sebep olmuştur.

4.2 Yeni Bir Model: $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U'_l(1)$

Baryon ve lepton sayılarının korunması, $p \rightarrow e^+\gamma$ gibi bazı belirgin süreçlerin neden gözlenemediğini açıklamak için önerilmiştir. Bu korunumlu nicelikler SM'in sonucu olmamasına rağmen, tesadüfi global simetriler olarak SM'e dahil edilmiştir. QED'deki elektrik yüküyle benzeşim yaparak bu kuantum sayılarının olası ayarlarını düşünmek doğaldır.

Çizelge 4.1 B, L ve $B - L$ ayar bozonlarıyla ilgili yapılmış çalışmaların durumu

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

Çizelge 4.1, baryon, B , lepton, L ve bunların farkı olan $B - L$ ayar bozonları ile ilgili yapılan çalışmaların bugünkü durumunu yansıtmaktadır. Artı işareti, ilgili konunun çalışıldığını göstermektedir. Buradan görüldüğü üzere kütleli lepton bozonu ve buna ek olarak kütlesiz $B - L$ bozonu şimdiye kadar düşünülmemiştir.

Leptonik kuantum sayısının ayarını yapmak için geliştirilen modelde, SM ayar grubuna, $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$, yeni bir $U'_l(1)$ ayar simetrisi eklenir. Bu modelde (Kara vd. 2011) 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 etkileşimleri, serbest alanlar lagranjiyeninde yapılan aşağıdaki gibi bir yer değiştirme ile ortaya konur:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig_2 \mathbf{T} \cdot \mathbf{A}_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_l a_l B'_\mu \quad (4.2)$$

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 denk gelen Z_l bozonuna (kütleli leptonik foton) kütle kazandırmak için eklenmelidir.

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

$$L = L_{SM} + L' \quad (4.3)$$

L_{SM} , standart model lagranjiyenidir ve L' lagranjiyeninin açıkça yazılışı şöyledir:

$$L' = \frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} + g J_{lep}^\mu B'_\mu + (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) + \mu^2 |\Phi|^2 - \lambda |\Phi|^4 \quad (4.4)$$

burada,

$$F'_{\mu\nu} = \partial_\mu B'_\nu - \partial_\nu B'_\mu \quad (4.5)$$

alan şiddet tensörü,

$$J_{lep}^\mu = \sum_l a_l [\bar{\nu}_l \gamma^\mu \nu_l + \bar{l} \gamma^\mu l], \quad (4.6)$$

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

$$\sum_l a_l = 0 \quad (4.7)$$

Daha önce bahsedildiği gibi nötrino salınımlarıyla 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, (4.7) koşulunu sağlamak zorundadır. Son zamanlardaki hassas elektrozayıf veriler (precision electroweak data), dördüncü SM ailesinin varlığına izin verir (Maltoni vd. 2000, Şahin vd. 2011). Bu durumda yukarıdaki koşulu sağlamak için modelde dördüncü aile leptonlarının lepton yükü, -3'e eşit alınır (Perez vd. 2010).

4.3 Yeni Nesil Doğrusal Çarpıştırıcılar: ILC ve CLIC

Parçacık çarpıştırıcıları, parçacıkların izlediği yörüngeye göre doğrusal ve dairesel olmak üzere ikiye ayrılır. Dairesel çarpıştırıcılarda parçacıklar, hızlandırıcı yapıyı periyodik olarak dolandır ve her defasında enerji alarak kapalı yörüngeler izler. Doğrusal

çarpıştırıcılarda ise parçacıklar, düz bir yol boyunca elektrostatik alanlar veya titreşen RF alanları ile hızlandırılırlar. Maxwell denklemlerinden de bilindiği üzere değişen magnetik akı onu çevreleyen bir elektrik alan oluşturur.

TeV skalasında elektron–pozitron çarpışmalarını gerçekleştirmek için tek seçenek doğrusal çarpıştırıcılardır. Burada temel prensip oldukça kolaydır: biri elektronları, diğeri pozitronları hızlandıran karşılıklı iki doğrusal hızlandırıcı (linac) vardır ve böylece iki parçacık demeti kafa kafaya çarpışabilir. Linaclar tek bir geçişte parçacıkları hızlandırmak zorundadır, bunun için büyük elektrik alanlara ihtiyaç duyarlar. Hızlandıktan sonra da iki demet sadece bir kez çarpışır. Dairesel bir makinede demetler, yüksek bir tekrarlama frekansı ile çarpışır, örneğin LEP’de bu frekans, $44 kHz$ ’dir. Aksine bir doğrusal çarpıştırıcıda tekrarlama frekansı, tipik olarak $5 - 100 Hz$ ’dir (Braun vd. 2008). Bunun anlamı, parçacık fiziği deneyleri için gerekli olan ışıklığın, etkileşme noktasındaki çok küçük demet boyutlarına ve olası en büyük paketçik yüküne ulaşabilmesidir.

Doğrusal çarpıştırıcıların avantajlarını kısaca özetlemek gerekirse; (i) kompozit yapıda olmayan basit parçacıklar çarpıştırılır, (ii) sinkrotron ışıması söz konusu olmadığından ulaşılabilir maksimum güç ve ışıklık daha fazla olabilir, (iii) parçacıkların farklı özelliklerini (polarizasyon, CP, ...) araştırmak için idealdir.

Günümüzde yapılan küresel işbirliği, doğrusal çarpıştırıcılarla ilgili olarak iki farklı teknolojinin gelişmesine zemin hazırlamıştır. Uluslar arası doğrusal çarpıştırıcı (ILC) kolobasyonu, $500 GeV$ ’lik bir kütle merkezi enerjisine sahip ve gelecekte $1 TeV$ ’e güncellenmesi olası bir makine üzerine çalışmaktadır. Bu çalışma, hızlandırma için süper iletken kovukları kullanan bir RF sistemi üzerine inşa edilmiştir. Ayrıca $31.5 MV/m$ ’lik sembolik bir hızlandırma alanına ve $500 GeV$ ’lik çarpışan demet enerjisi için $31 km$ ’lik toplam uzunluğa sahiptir (Braun vd. 2008). Kompakt doğrusal çarpıştırıcı (CLIC) ise, $3 TeV$ ’lik bir sembolik enerji hedefler. Bu tasarı, normal iletken ilerleyen-dalga hızlandırma yapılarını baz almıştır. $3 TeV$ ’lik çarpışan demet enerjisi için yaklaşık $48 km$ ’lik toplam uzunluğu korumak amacıyla $100 MV/m$ ’lik dev elektrik alanlarda çalışır (Braun vd. 2008). Böylesine yüksek alanlar, yüksek pik gücüne

ve bununla birlikte alışılmışın dışında bir güç kaynağına –içinde esas hızlandırılacak demete enerji sağlayan sürülü demetin olduğu yenilikçi bir iki-demet sistemi– ihtiyaç duyarlar.

Yeni nesil doğrusal çarpıştırıcılarda “initial state radiation” (ISR) ve “beamstrahlung” (BS) kavramları oldukça önemlidir. e^-e^+ çarpıştırıcılarında tüm demet enerjisinin, saçılma sonucu elde edilen parçacıkların üretim tesir kesiti için kullanılması oldukça zordur. Çünkü TeV skalasında e^-e^+ çarpıştırıcılarında son durum parçacık üretiminin sinyal ve fonlarını düzgün bir biçimde tanımlayabilmek için yüksek enerjili fotonların başlangıç durum ışımasını (ISR) göz önüne almalıyız. Bu zorluk, ayrıca demet-demet etkileşmelerinden kaynaklanan enerji kayıplarından da gelir. (BS) etkisi olarak ifade edilen bu durum, çarpışan demetlerin kütle merkezi enerjisini azaltır ve başlangıç durumu için bilinmeyen, boyuna bir momentuma sebep olur. Yüksek enerjili doğrusal çarpıştırıcıların ihtiyaç duyduğu yüksek ışınlığa ulaşmak için yoğun elektron ve pozitron demetleri gereklidir, bu durumda da (BS) etkisi mutlaka hesaba katılmalıdır. Aslında elektron ve pozitron demetleri o kadar yoğundur ki saçılmadan önceki demet etkileşmeleri nedeniyle enerji kayıpları olması muhtemeldir. Bu enerji kayıpları yarı-klasik olarak hesaplanabilir ve bu bir (BS) dağılım fonksiyonu verir. Bu fonksiyonunun parametrizasyonu oldukça karmaşık olmakla beraber demet profiline ve makine özelliklerine bağlıdır. (BS) parametresi γ ile birlikte paketçik uzunluğu ile ilişkili σ_z parametresi, (BS) dağılımını tanımlamak için yeterlidir.

Çizelge 4.2 ILC ve CLIC için Temel Parametreler

Çarpıştırıcı Parametreleri	ILC	CLIC	
$E(\sqrt{s})TeV$	0.5	0.5	3
$L(10^{34}cm^{-2}s^{-1})$	2	2.3	5.9
$N(10^{10})$	2	0.68	0.372
$\sigma_x(nm)$	640	202	45
$\sigma_y(nm)$	5.7	2.3	1
$\sigma_z(\mu m)$	300	44	44

Tüm bu etkileri hesaba katmak amacıyla çizelge 4.2’de verilen demet tasarım parametrelerini (Braun vd. 2007, Braun vd. 2008) kullandık. Burada N , demetteki parçacıkların sayısı, σ_x ve σ_y etkileşme noktalarındaki enlemesine demet boyutları, σ_z ise K.O.K paketçik (bunch) uzunluğudur.

4.4 Kütleli Leptonik Fotonun Yeni Nesil Doğrusal Çarpıştırıcılarda Üretimi

(4.2) kısmında modeli inşa ettikten sonra nümerik hesaplamalar için (4.4) lagranjiyenini CALCHEP simülasyon programına (Pukhov vd. 2000) ekledik. Hesaplamalara geçmeden önce yukarıda tanıtılan, deneysel sınırlamalarla uyumlu olan modelin parametre uzayını belirlemek gerekir. Farklı türdeki Z' bozonları üzerine hassas elektrozayıf verilerden gelen limitler, (Cacciapaglia vd. 2006, Aguila vd. 2010) referanslarında elde edilmiştir. Burada (Cacciapaglia vd. 2006) referansındaki korunumlu sınır değeri kullanmaya karar verdik:

$$\frac{M_{Z_l}}{g_l} \geq 7 \text{ TeV} \quad (4.8)$$

Çizelge 4.3 Z_l kütlelerinin farklı değerleri için bağlaşım sabitlerinin üst sınırları

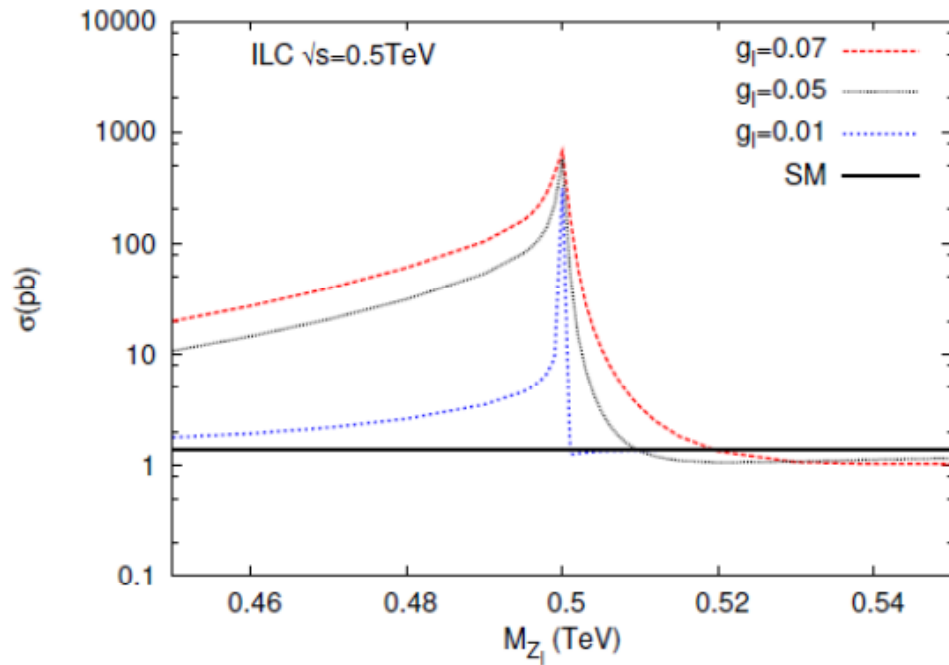
$M_{Z_l}(\text{TeV})$	g_l
0.5	0.07
1.0	0.14
1.5	0.21
2.0	0.28
2.5	0.35
3.0	0.42

Verilen kütle değerleri için (4.8) limitine uyan bağlaşım sabitlerinin üst sınırları, çizelge 4.3’de verilmiştir.

Yaptığımız tüm hesaplamalarda sinyal sürecini, $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z, Z_l \rightarrow \mu^+\mu^-$ ve fon sürecini de $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ olarak belirledik (Kara vd. 2011). Bu süreci, diğer olası süreçlerden daha temiz olduğu için seçtik: 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 gözlemlenebilir değildir.

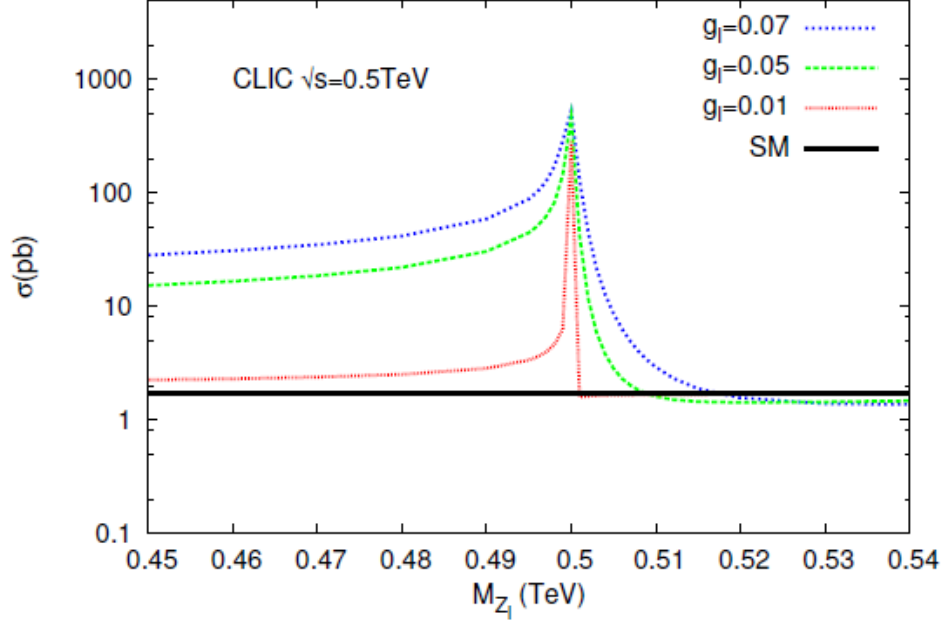
Şekil 4.1 ve şekil 4.2, sırasıyla ILC($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$) ve CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)’de farklı bağlaşım sabiti değerleri için tesir kesitine karşılık M_{Z_l} grafiğini göstermektedir. g_l ’nin küçük değerleri için bile sinyalin, SM fonunun üstünde olduğu rahatça görülüyor.

0.5 TeV’den düşük kütle değerleri için γ, Z ve Z_l ’nin pozitif girişimlerinden dolayı sinyal, fonun üstündedir. Şekil 4.1 ve şekil 4.2 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.

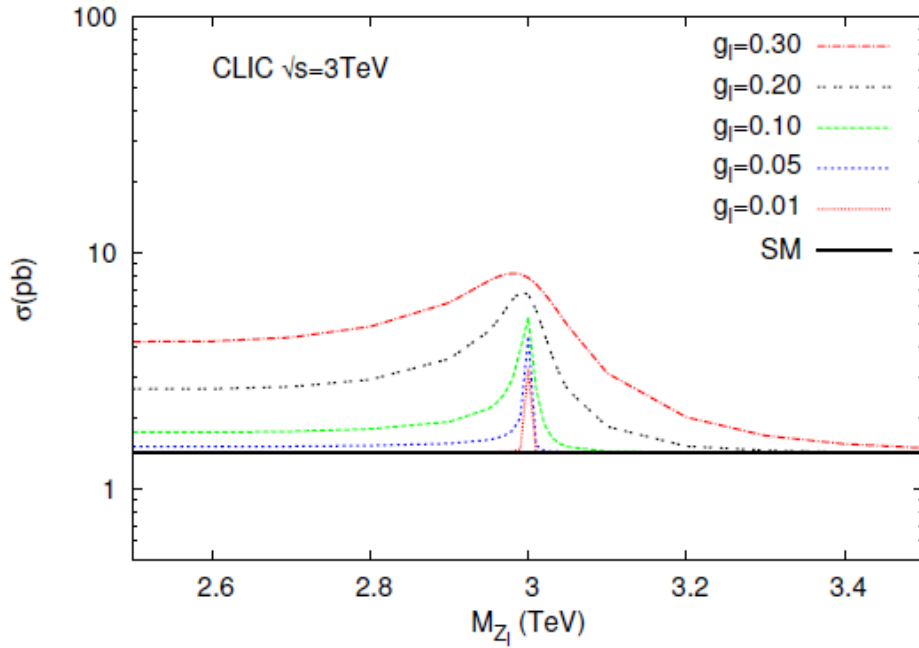


Şekil 4.1 ILC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$), farklı bağlaşım sabitleri ve SM fonu için toplam tesir kesitine karşılık Z_l kütlesi

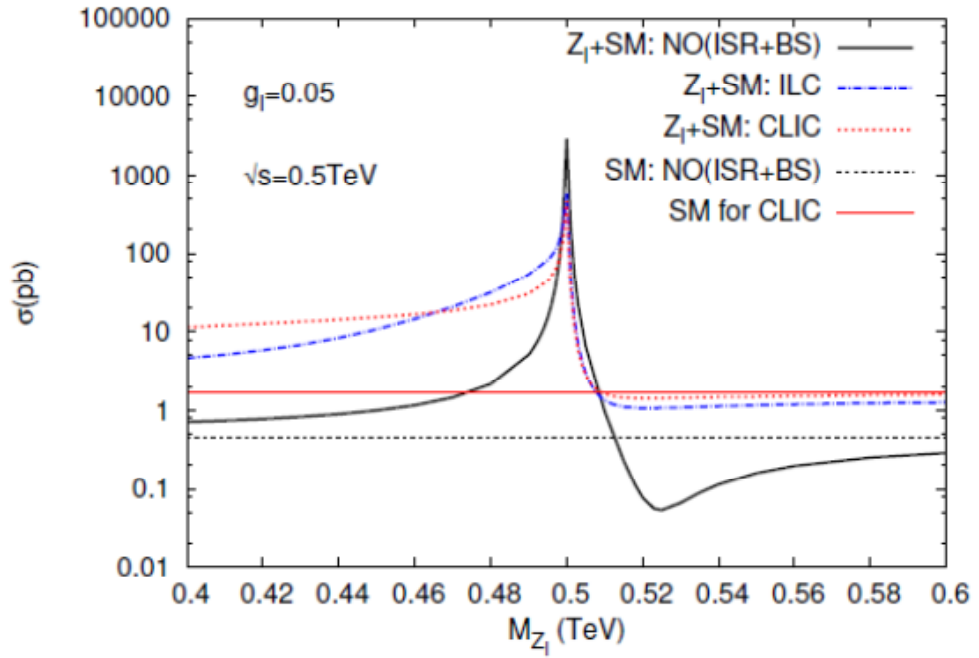
CLIC $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ için tesir kesitine karşılık M_{Z_l} grafiği şekil 4.3’de görülmektedir, burada özellikle g_l ’nin büyük değerleri için tesir kesit pikinin, kütle merkezi enerjisinden kayması kolayca görülüyor.



Şekil 4.2 CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$), farklı bağlaşım sabitleri ve SM fonu için toplam tesir kesitine karşılık Z_l kütlesi



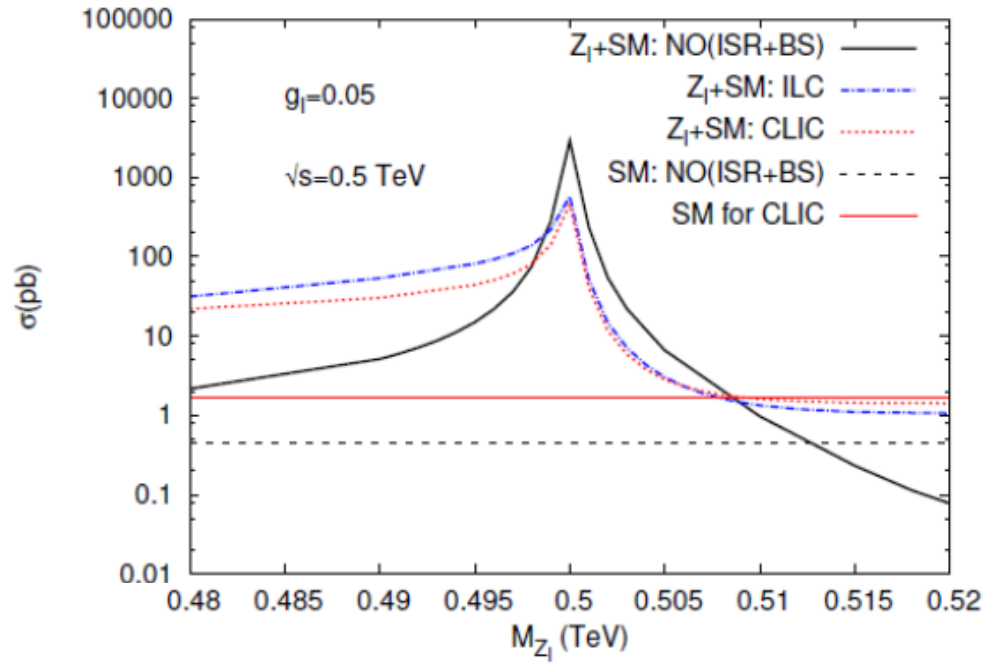
Şekil 4.3 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$), farklı bağlaşım sabitleri ve SM fonu için toplam tesir kesitine karşılık Z_l kütlesi



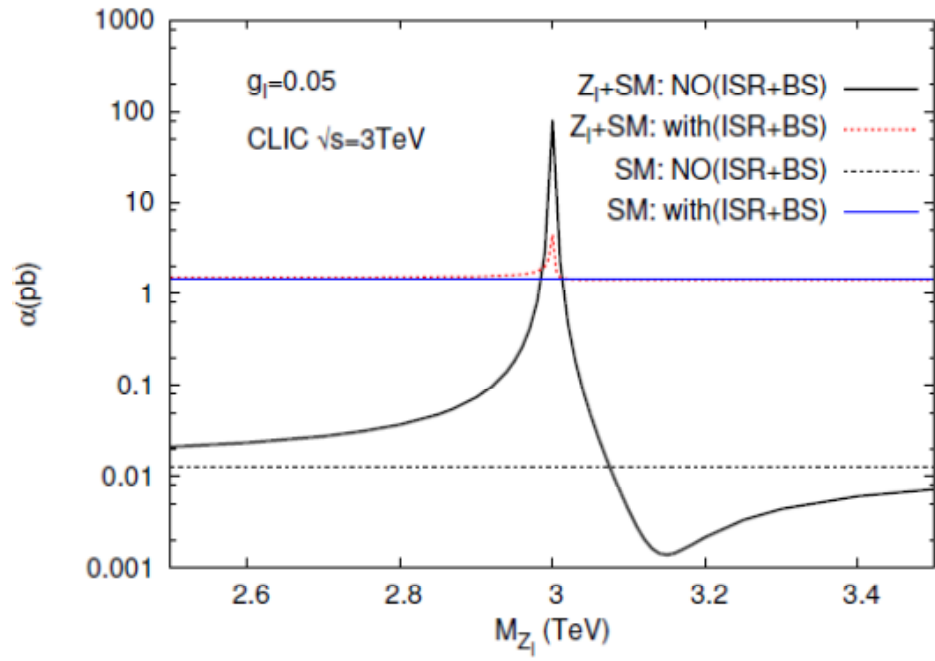
Şekil 4.4 ILC ve CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$) için ISR ve BS etkisi

Şekil 4.4’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 4.5’de tesir kesit, kuyruklarda bir mertebe kadar artarken, $M_{Z_l} \approx \sqrt{s}$ durumunda ISR ve BS’nin tesir kesiti azalttığı görülmektedir. Şekil 4.4’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 4.6’da CLIC $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ için, beklendiği gibi daha yüksek kütle merkezi enerjisinde ISR ve BS etkilerinin daha önemli olduğu görülüyor.



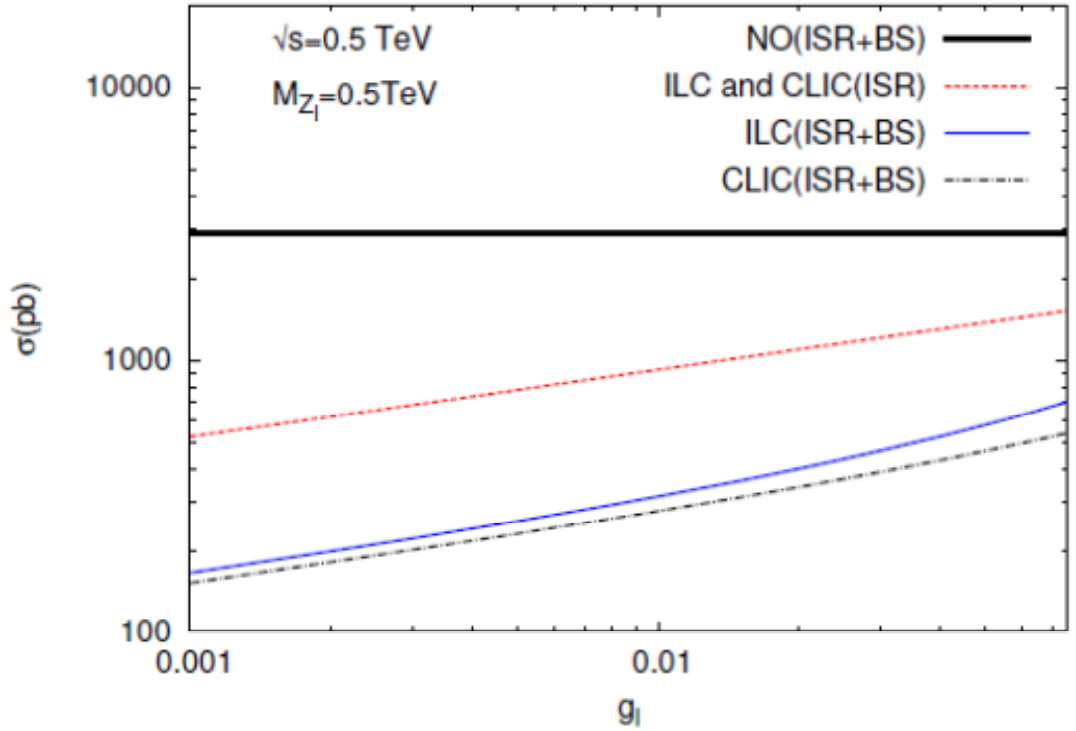
Şekil 4.5 $M_{Z_l} \approx \sqrt{s}$ bölgesi için ILC ve CLIC’de ISR ve BS etkisi



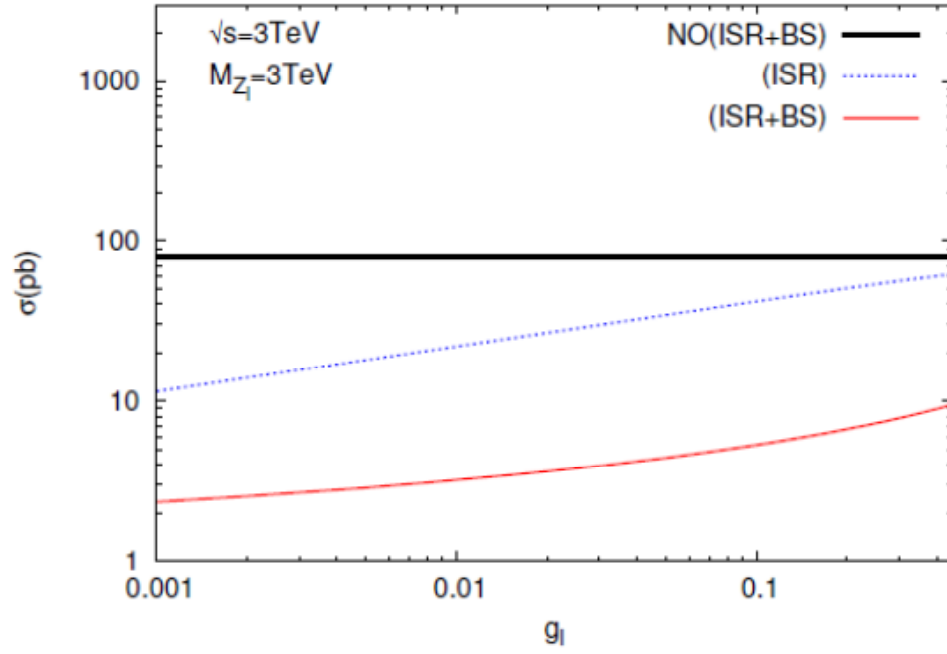
Şekil 4.6 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$) için ISR ve BS etkisi

Şekil 4.7, 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 4.8'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 $|\eta_\mu| < 2$.



Şekil 4.7 ILC ve CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)'de g_l 'ye bağlı ISR ve BS etkisi

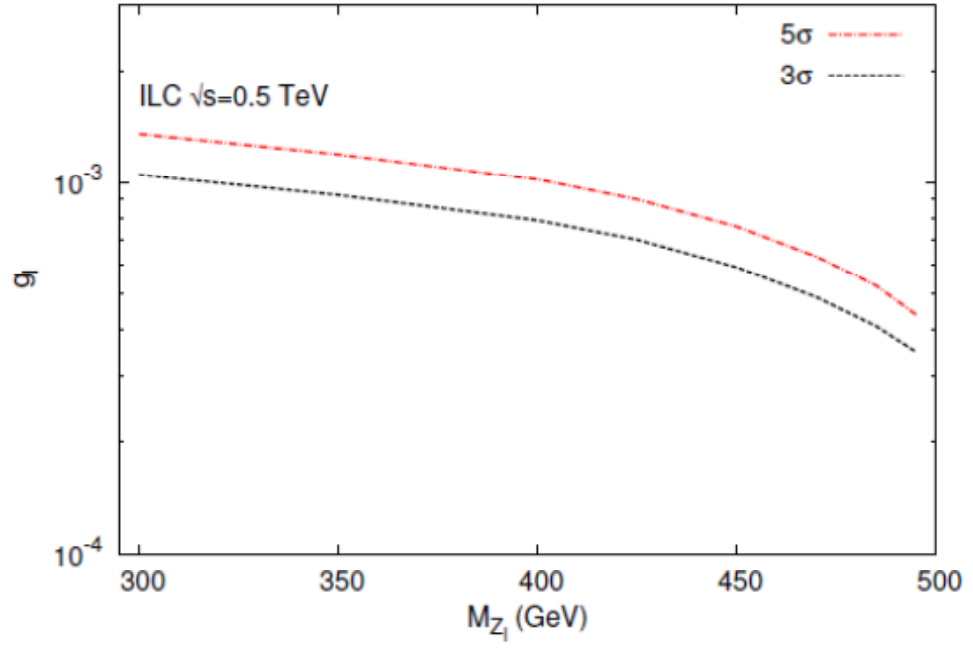


Şekil 4.8 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$)’de g_l ’ye bağlı ISR ve BS etkisi

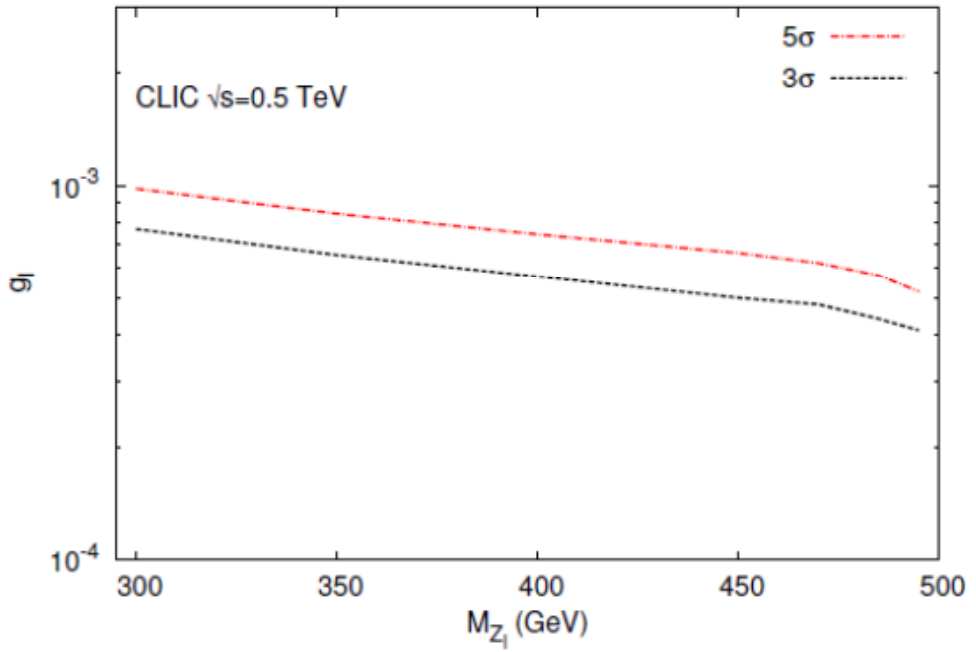
İstatistiksel güvenilirlik (S), aşağıdaki formül kullanılarak hesaplanır:

$$S = \frac{\sigma_{sinyal} - \sigma_{SM}}{\sqrt{\sigma_{SM}}} \sqrt{L_{int}} \quad (4.9)$$

Burada σ_{sinyal} ve σ_{SM} , sırasıyla sinyalin ve fonun tesir kesitleri, L_{int} ise etkileşmenin ışınlığıdır (luminosity). ILC($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$) ve CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$) için M_{Z_l} ve g_l ’ye karşılık 3σ ve 5σ kontur grafikleri, sırasıyla şekil 4.9 ve şekil 4.10’da gösterilmektedir.



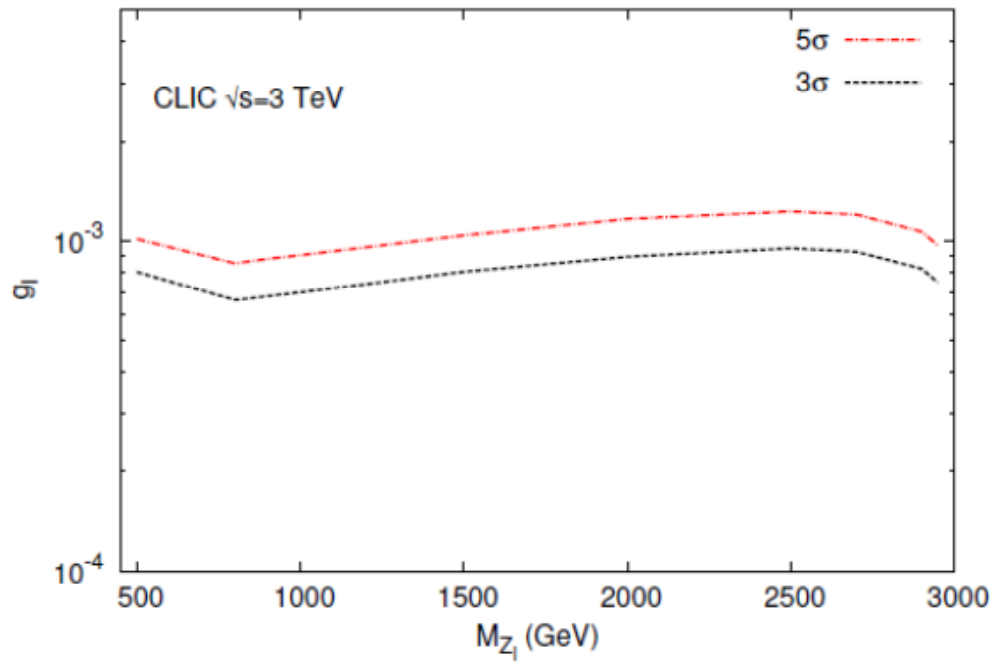
Şekil 4.9 ILC ($\sqrt{s} = 0.5$ TeV)'de kütle ve bağlaşım parametreleri için ulaşılabilir limitler: 3σ , gözlenebilirlik ve 5σ , keşif



Şekil 4.10 CLIC ($\sqrt{s} = 0.5$ TeV)'de kütle ve bağlaşım parametreleri için ulaşılabilir limitler: 3σ , gözlenebilirlik ve 5σ , keşif

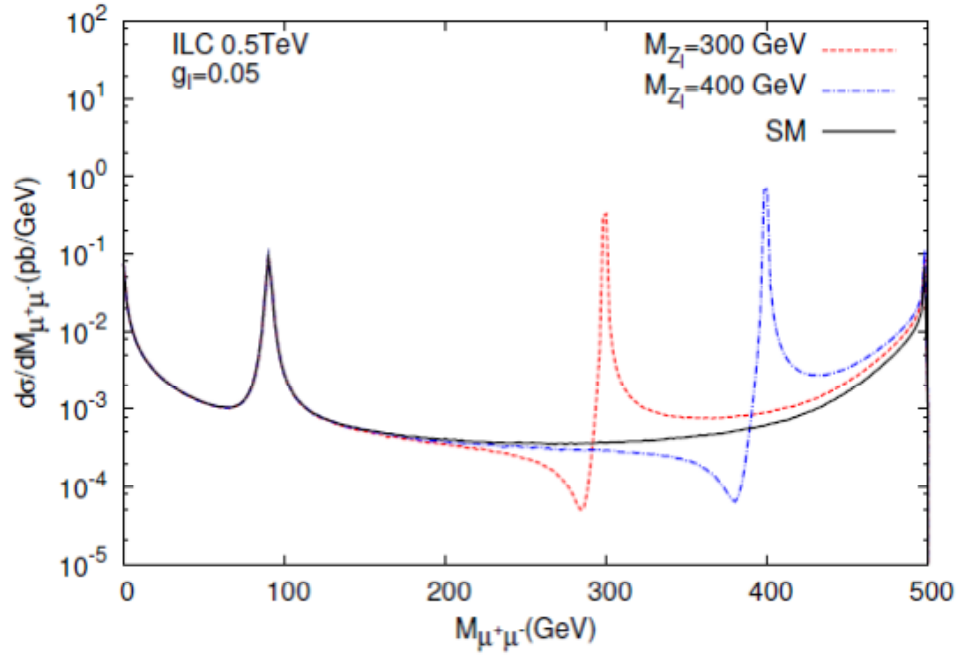
ILC ve CLIC'in her ikisinin de etkileşme sabitinin $g_l \approx 10^{-3}$ olduğu, 300 GeV 'den 500 GeV 'e kadarki bölgede kütleli leptonik foton, Z_l , araştırmalarına imkân sağlayacağı görülüyor. Ancak yüksek kütle değerleri için CLIC, düşük kütle değerleri için de ILC avantajlıdır.

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 4.11'de görülüyor.

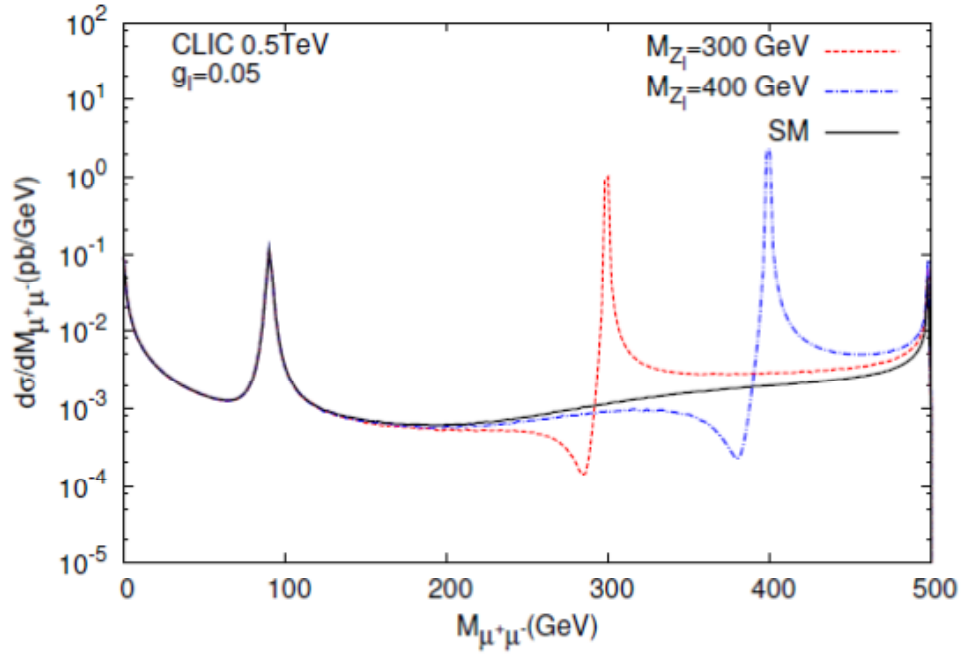


Şekil 4.11 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$)'de kütle ve bağlaşım parametreleri için ulaşılabilir limitler: 3 σ , gözlenebilirlik ve 5 σ , keşif

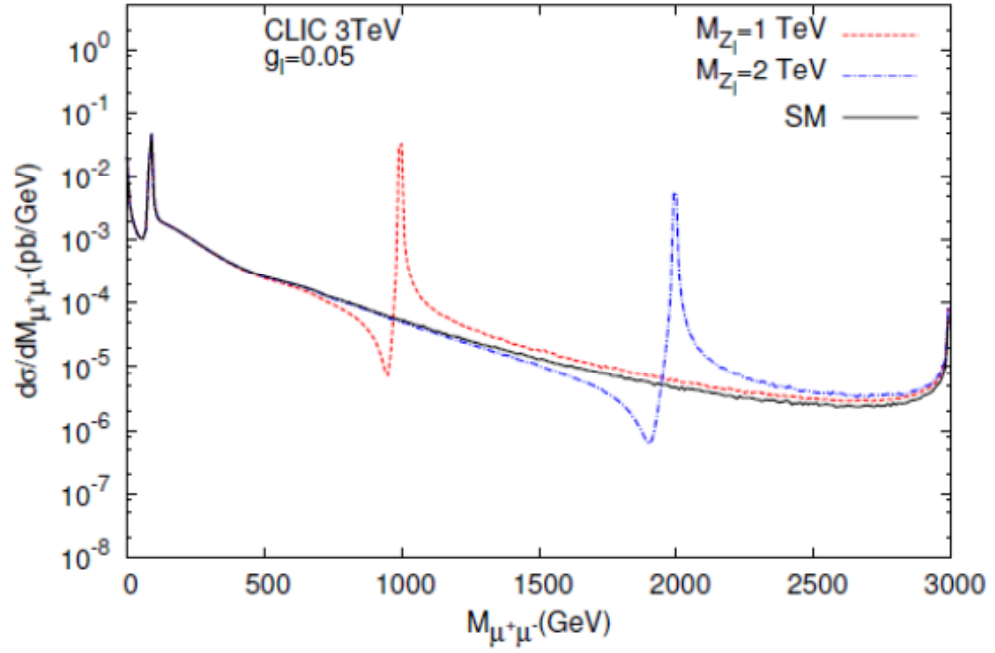
Sinyal ve fon için son durum müonlarına ait invaryant kütle dağılımları, Şekil 4.12-4.14'de görülmektedir. Sinyalin, fonun üstünde olduğu aşıkardır.



Şekil 4.12 ILC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)’de SM fonu ve sinyal için son durum müonların invaryant kütle dağılımları



Şekil 4.13 CLIC ($\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$)’de SM fonu ve sinyal için son durum müonların invaryant kütle dağılımları



Şekil 4.14 CLIC ($\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$)’de SM fonu ve sinyal için son durum müonların invaryant kütle dağılımları

Böylelikle, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ sürecini kullanarak, gelecekteki 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 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.

5. MADDENİN $B - L$ YÜKÜNÜN KALINTI (RELIC) SNÖTRİNOLAR ile PERDELENME (COMPENSATION) MEKANİZMASI

B , L ve $B - L$ yüklerinin ayarları ile ilgili yapılan çalışmalar çizelge 4.1’de gösterilmektedir. Lepton yükünü bağlayan kütleli ve kütsüz ayar bozonları (Çiftçi vd. 1995, Kara vd. 2011), baryon yükünü bağlayan kütleli ayar bozonu (Carone vd. 1995) ve $B - L$ yükünü bağlayan kütleli ayar bozonuna (Basso vd. 2009) dair çeşitli çalışmalar yapılmıştır. Bu yüklerin ayarlarını tamamlamak adına kütleli leptonik foton çalışması üçüncü bölümde anlatılmıştı. Burada ise perdeleme mekanizmasını da dahil ederek $B - L$ yükünü bağlayan kütsüz ayar bozonu ile ilgili elde edilen bazı sonuçları tartışacağız.

5.1 Evrendeki Uzun-Menzilli Kuvvetler

Doğadaki tüm kuvvetleri iki gruba ayırabiliriz: kütsüz parçacıkların değiş tokuşunun sebep olduğu ve uzaklığın bir kuvvetiyle azalan kuvvetler ve diğerleri. İlk grup, daha alt gruplara, yani meşhur ters kare kuvvet yasasına, $F \sim 1/r^2$, uyan Newton veya Coulomb kuvvetlerine ve daha hızlı ve daha yavaş azalan kuvvetlere ayrılabilir. Uzaklığın karesinden daha yavaş azalan tüm kuvvetlere uygulanmasına rağmen, “uzun-menzilli kuvvet” kavramı, genellikle ters kare kuvvetlerle ilişkilidir. Bunlar arasında en çok öne çıkanlar, elektriksel olarak nötr atomlar arasında etkiyen ve $1/r^7$ ile orantılı olan, Van der Waals kuvvetleri ve muhtemelen uzaklıkla azalmayan kuark hapis kuvvetleridir. Van der Waals kuvvetleri, temel kuvvet değildir, sadece alışılmış Coulomb kuvvetinin bir kamuflajı olarak ortaya çıkar. Kütle-çekim (gravitasyon) bağlaşımı doğadaki en zayıf bağlaşım olmasına rağmen tarihte nicel olarak çalışılmış ilk uzun-menzilli kuvvet, kütle-çekim kuvvetidir. Elektrik kuvveti, kütle-çekim kuvvetinden 10^{36} kat daha güçlüdür fakat Newton yasasından sonra yaklaşık yüzyıl kadar keşfedilememiştir. Bu büyük farkın sonucu olarak, kütle-çekimi perdelenebilir ve büyük astronomik cisimler, kütleleriyle orantılı olarak dev “kütle-çekim yüklerine” sahiptirler ve kolay ölçülebilir, güçlü kütle-çekim alanları yaratırlar.

Aksine makroskobik elektrik yükleri genellikle perdelenir ve büyük bir Coulomb alanı yaratmak için biraz çaba sarf etmek gerekir.

Makroskobik olarak önemli uzun-menzilli kuvvetler ($1/r^2$ gibi davranan), farklı spinlere ($s = 0,1,2$) sahip kütesiz bozonların değiş-tokuşu ile yaratılabilir. Statik durumda kütesiz bir bozon alanı, genel olarak şu denklemi sağlar (Dolgov 1999):

$$\Delta\Phi_s = 4\pi\rho_s \quad (5.1)$$

burada ρ , kaynak yoğunluğudur; yani elektromanyetik alan için yük yoğunluğu (ρ_1), relativistik olmayan limitte kütle-çekim alanı için kütle yoğunluğu (ρ_2). Bu denklemin çözümü, çok iyi bilinen Green fonksiyonu ile ifade edilebilir (Dolgov 1999):

$$\Phi_s(r) = \int \frac{\rho_s(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d^3r' \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{Q_s}{r} \quad (5.2)$$

burada Q_s , toplam elektrik yükü (Q_1), kütle-çekim yükü ($Q_g = GM_1M_2$) veya olası bir skaler (Q_0) yüküdür. Φ_s potansiyeli, $1/r$ ile azaldığından bu potansiyelden türeyen kuvvet de $1/r^2$ ile azalır. Daha temel bir nokta ise, potansiyelin toplam yük, $Q = \int d^3r \rho$, ile orantılı olması ve böylece makroskobik olarak büyük alanların yaratılabilmesidir. Bu, kütesiz parçacık değiş-tokuşu için oldukça aşikârdır. Sadece üç boyutlu uzayda kütesiz bir bozonun değiş-tokuşu, $1/r^2$ ile azalan kuvvet yaratır. Bunun gezegen sistemindeki karşılığı, olası kararlı Newton yörüngeleri ve atomlarda ise Coulomb yörüngeleridir. Kütesiz bir parçacık için (5.2) denklemi,

$$(\Delta + m^2)\Phi = 4\pi\rho \quad (5.3)$$

olarak değiştirilebilir ve çözüm,

$$\Phi = \frac{e^{-mr}}{r} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') e^{m\mathbf{r}\mathbf{r}'/r} \quad (5.4)$$

şeklindedir. Bu yüzden kaynağın efektif yükü, $1/m$ kalınlıklı bölge ile belirlenir, oysaki enine boyut, daha geniş olabilir, $\sim\sqrt{d/m}$; burada d , kaynağa ve onun boyutlarına olan mesafeden daha küçüktür.

Parçacık fiziğinde bilinen ve muhtemelen korunumlu olabilecek pek çok yük vardır. Bunlar arasında baryonik ve leptonik yükleri de sayabiliriz. Prensipde bu yüklerin, elektrik yükünü bağlayan fotonunkine benzer şekilde, kütsüz vektör alanlarını bağlayabileceklerini daha önce söylemiştik. Baryonik ve leptonik yüklerin bağlaşım sabitlerinin büyüklükleri üzerine çok güçlü sınırlar getirilmiştir (Okun 1987). Şiral anormal (chiral anomaly) ayrışimlardan dolayı, baryonik ve leptonik akım korunumları kırılır, fakat $(B - L)$ kombinasyonu, korunabilir ve anormallikten kurtulur. Bu durumda baryonik ve leptonik akımları bağlayacak kütsüz vektör alanı yoktur, ama $B - L$ bağlaşımı izinlidir.

5.2 Baryonik ve Leptonik Bağlaşım

Doğada baryonik fotonlar mevcutsa, bunların baryonlarla olan etkileşmelerinin, elektromanyetik etkileşme sabitine kıyasla ($\alpha_{em} = 1/137$) oldukça zayıf olması gerektiğini ($\alpha_b < 10^{-47}$) göstermek hiçte zor değildir. Bu sınır, ilk olarak Eötvös tarafından önerilen, kütle-çekim ve eylemsizlik kütlelerinin eşitliğini sınyan deneylerden kaynaklıdır. Sözü edilen deneylerde, 10^{-12} kadarlık bir hassasiyetle (daha hassas deneylerle bu değerin güncellenmiş olduğu, kesim 5.3’de anlatılmıştır) bu eşitlik doğrulanmıştır. Aslında olası baryonik fotonlar, dünyanın etrafında baryonları iten bir çeşit Coulomb kuvveti üretirler. Verilen bir cisim için bu itme kuvveti, cisim içindeki baryonların sayısı ile orantılı iken aynı kütleli kurşun ve bakır küreler için farklıdır. A_i sayıda nükleon içeren, M_i kütleli i . cisme uygulanan kuvvet şöyledir (Okun 1987):

$$F = \kappa \frac{M_i M}{r^2} + \alpha_b \frac{A_i A}{r^2} = \kappa \frac{M_i M}{r^2} \left\{ 1 + \frac{\alpha_b}{\kappa} \left(\frac{A}{M} \right) \left(\frac{A_i}{M_i} \right) \right\} \quad (5.5)$$

burada M , dünyanın kütlesi, A , dünyadaki nükleonların sayısı ($M/A \cong m_p$), m_p , proton kütlesi ve κ , kütle-çekim sabitidir. Kurşun çekirdeğindeki nükleon kütlesi, bakır çekirdeğindeki yaklaşığ 1 MeV ($(\frac{M_{Pb}}{A_{Pb}} - \frac{M_{Cu}}{A_{Cu}}) = 10^{-3}m_p$) kadar daha büyüktür.

Kütle-çekim ve eylemsizlik kütlelerinin eşitliğini sınavan deneyler,

$$\frac{\alpha_b}{\kappa m_p} \left[\frac{A_{Cu}}{M_{Cu}} - \frac{A_{Pb}}{M_{Pb}} \right] < 10^{-12} \quad (5.6)$$

sınıırını verir. Bu ifadede sayısal değeri yerine yazarsak,

$$\alpha_b < 10^{-9} \kappa m_p^2 < 10^{-47} \quad (5.7)$$

Benzer hesaplamaları, hipotetik leptonik foton ile leptonlar arasındaki etkileşmelerin etkileşme sabiti için de yapabiliriz. Bu durumda

$$\frac{\alpha_l}{\kappa m_p} \left[\frac{Z_{Cu}}{M_{Cu}} - \frac{Z_{Pb}}{M_{Pb}} \right] < 10^{-12} \quad (5.8)$$

olur, burada Z , çekirdeğin elektrik yüküdür; böylece etkileşme sabiti aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\alpha_l < 10^{-49} \quad (5.9)$$

Yukarıdaki tahminler ışığında, baryonik ve leptonik yükleri bağlayan kütesiz vektör parçacıklarının varlığından bahsetmek oldukça zordur. Bu sonuç, makroskobik nesnelerin ilgili yüklerini nötrleyecek herhangi bir mekanizma yoksa açıkça geçerlidir.

5.3 Perdeleme Mekanizması

Baryonik ve leptonik etkileşme sabitlerine getirilen yukarıdaki sınırlamalar, baryonik ve leptonik yüklerin, antibaryonlar ve antileptonlarla perdelenmediği varsayımı altında elde edilmiştir. Bu varsayım, baryonlar için geçerlidir, çünkü etrafta bu işi yapacak anti

baryonlar yoktur. Başka bir ifadeyle baryon yükünü perdeleyecek uygun bir mekanizma bilmiyoruz. Ancak evrende nötrino ve antinötrino türleri için yaklaşık $50/cm^3$ (Dolgov 1999) yoğunluğunda kalıntı nötrino ve antinötrino vardır. Böylece bu nötrinolar gök cisimlerinin leptonik yüklerini perdeleyebilir. Ayrıca standart big bang kozmolojisine göre evrenimizde elektron başına 10^9 'dan fazla kalıntı antinötrino (Çiftçi vd. 1995) mevcuttur.

Alışlagelmiş kalıntı antinötrinoların perdeleme mekanizmasına yaptıkları katkı, ilk bakışta ihmal edilebilir, çünkü bunların Fermi istatistiğine uyması gerekir. Gerçekte esaslı bir perdeleme için ihtiyaç duyulan kalıntı antinötrino yoğunluğu, $n_{\bar{\nu}} \approx O(n_e) \approx 10^{24} cm^{-3}$ (Çiftçi vd. 1995) olmalıdır. Ancak bunun olması pek mümkün görünmüyor, çünkü kalıntı antinötrinoların kütle ve sıcaklıkları, $m \leq O(10eV)$ ve $T_0 \approx O(2K)$ şeklindedir. Bu sonuç, antinötrinoların maksimum sayısının $n_{\bar{\nu}}^{max} \approx 10^9 cm^{-3}$ (Çiftçi vd. 1995) olmasına sebep olur. Skaler nötrinoların varlığı SUSY ve preonik (composite) modeller ile öngörülmüştür. Eğer kütleleri 100 eV'dan daha küçükse, kalıntı yoğunlukları, kalıntı fermiyon nötrinolarının yoğunluğu mertebesinde, $n_0 \approx 10^3 cm^{-3}$, olmalıdır. Burada şunu unutmamak gerekir ki, Z bozunumlarından gelen $m > 45 GeV$ sınırlaması, sadece bilinen nötrinoların sol-elli bileşenlerinin süper-çiftleri için geçerlidir. Sağ-elli bileşenler için böyle bir sınırlama yoktur. Sonuç olarak bir makroskobik cismin net leptonik yükünün hesaplanmasında, bu cismin etrafını çevreleyen nötrinoların da dikkate alınması gerekir. Kesim 4.1'de anlatıldığı üzere perdeleme mekanizması ile leptonik fotonun, leptonlarla olan etkileşme sabiti için bir aralık, $10^{-38} < \alpha_l < 10^{-14}$ (Çiftçi vd. 1995), belirlenmiş ve böylece lepton yükünün ihmal edilebilir derecede küçük olması fikrinden vazgeçilmiştir.

Eylemsizlik ve çekim kütlelerinin eşitliğini sınavan deneyler, ilk olarak Eötvös (Eötvös vd. 1922) tarafından önerilmiş, Braginsky ve Panov (Braginsky vd. 1971) tarafından geliştirilmiş ve son olarak Washington üniversitesinden Eöt-Wash grubu (Schlamminger vd. 2008) tarafından güncellenmiştir. $B - L$ yükünü bağlayan kütlesiz ayar durumunu düşündüğümüzde, bu deneylerin güncellenmiş sonuçları (Schlamminger vd. 2008, Adelberger vd. 2009), α_{B-L} bağlaşım sabiti üzerine bir üst limit getirir. (5.6)

denkleminde yaptığımız hesabın bir benzerini, $B - L$ yükü için de yaparsak bu üst limiti elde etmiş oluruz:

$$\frac{\alpha_{B-L}}{G} \left(\frac{A-Z}{M} \right) \left\{ \frac{(A-Z)_{Be}}{M_{Be}} - \frac{(A-Z)_{Ti}}{M_{Ti}} \right\} < \begin{cases} (0.3 \pm 1.8) \times 10^{-13} & \text{Dünya} \\ (-3.1 \pm 4.7) \times 10^{-13} & \text{Güneş} \end{cases} \quad (5.10)$$

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,

$$\alpha_{B-L} < \begin{cases} 2.1 \times 10^{-49} & \text{Dünya} \\ 5.3 \times 10^{-49} & \text{Güneş} \end{cases} \quad (5.11)$$

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 (Feynman 1989), kalıntı skaler nötrino ve antinötrino fonu içinde bir dış $B - L$ yükünün $B - L$ potansiyelini veren bir denklem yazabiliriz:

$$\nabla^2 \phi(x) = -4\pi\alpha_{B-L} (n_n(x) + n_0 e^{-\phi(x)/kT_0} - n_0 e^{\phi(x)/kT_0}) dV \quad (5.12)$$

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

$$b = \int_V (n_n(x) + n_0 e^{-\phi(x)/kT_0} - n_0 e^{\phi(x)/kT_0}) dV \quad (5.13)$$

olarak verilir; burada integrasyon, cismin tüm hacmi üzerindendir. ($n_n/n_0 \sim 10^{21}$) parametresinin uygun olmayan değerinden dolayı (5.12) denkleminde 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 edilebilir, böylelikle aşağıdaki denklemi yazabiliriz:

$$\alpha_{B-L} \frac{N_n - N_\nu}{R} > \frac{3}{2} kT_0 \quad (5.14)$$

Kütlesiz 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:

$$F = -G \frac{Mm_i}{r^2} + \alpha_{B-L} \frac{Bb_i}{r^2} \quad (5.15)$$

burada B ve M , dünyanın perdelenmiş yükü ve kütesidir. $\beta = (N_n - N_\nu)/N_n$ olacak şekilde bir perdeleme oranı tanımlarsak, (5.14) denklemini kullanarak β , aşağıdaki gibi olur:

$$\beta > 6,6 \frac{(R/cm)}{\alpha_{B-L} N_n} (T_0/^\circ K) \quad (5.16)$$

B ve b_i yüklerini, β ve β_i cinsinden yazarsak, kuvvet denklemi (5.15)'i,

$$F = -G \frac{Mm_i}{r^2} + \beta\beta_i\alpha_{B-L} \frac{N_n N_{n_i}}{r^2} \quad (5.17)$$

olarak yazabiliriz.

Çizelge 5.1 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 5.1’de dünyanın ve güneşin (Brown 1981) toplam nötron sayısı, perdeleme oranları ve efektif etkileşme sabitleri ($\alpha^{eff} = \beta\beta_i\alpha_{B-L}$) verilmektedir. Deneylerde test objesi ve dünyanın perdeleme oranları birbirine eşit alınmalıdır. Çizelge 5.1’de verilen veriyi kullanarak $B - L$ etkileşme sabiti için alt limit,

$$\alpha_{B-L} > \begin{cases} 0.27 \times 10^{-29} & \text{Dünya} \\ 0.38 \times 10^{-31} & \text{Güneş} \end{cases} \quad (5.18)$$

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 $s \approx 2E_\nu m_e 10^{-5} \text{ GeV}^2$ alınırsa 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. Böylece kovaryant türev aşağıdaki gibi olur:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig_2 \mathbf{T} \cdot \mathbf{A}_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig'_1 b B'_\mu \quad (5.18)$$

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 multiplerin $B - L$ yükü, A_μ , B_μ ve B'_μ , ayar alanlarıdır. Kuarklar için $B - L$ yükü $1/3$, leptonlar için ise -1 'dir (Basso vd. 2009). Hipotetik $B - L$ fotonu, γ_{B-L} , hem kuarklar hem de leptonlarla etkileştiği için etkileşme lagranjiyenini yazarken etkileşme terimine dikkat etmemiz gerekir:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + g'_1 J_\mu^{fer} B'_\mu \quad (5.19)$$

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

$$J_\mu^{fer} = \sum_f b_f \bar{f} \gamma^\mu f \quad (5.20)$$

fermiyon 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. Böylece α_{B-L} artık gerçek dışı sayılacak kadar ihmal edilebilir değildir.

6. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu tezde, leptonik foton kavramı tanıtılmış ve 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 kütlelere 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.

Ayrıca 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 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

- Adelberger, E.G., Gundlach, J.H., Heckel, B.R., Hoedl, S. and Schlamminger, S. 2009. Torsion balance experiments: a low-energy frontier of particle physics. Prog. Part. Nucl. Phys., Vol. 62, p.102.
- Aguila, F.D., Blas, J.D. and Victoria, M.P. 2010. Electroweak limits on general new vector bosons. JHEP, Vol. 09, p.033.
- Basso, L., Belyaev, A., Moretti, S. and Pruna, G.M. 2009. Probing the Z' sector of the minimal $B - L$ model at future Linear Colliders in the $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ process. JHEP, Vol. 10, p. 006.
- Basso, L., Belyaev, A. and Moretti, S. 2009. Phenomenology of the minimal $B - L$ extension of the Standard model: Z' and neutrinos. Phys. Rev. D, Vol. 80, p. 055030.
- Basso, L. 2006. Master thesis, Padova University Faculty of Science, Padova, Italy.
- Braginsky, V.B. and Panov, V.I. 1972. The equivalence of inertial and passive gravitational mass. Sov. Phys. JETP, Vol. 34, p. 463.
- Brau, J. 2007. ILC global design effort and world wide study, ILC reference design report. ILC REPORT-2007, Vol. 3, p. 001.
- Braun, H., Delahaye, J.P., De Roeck, A. and Geschonke, G. 2008. The compact linear collider study aims for the high-energy frontier. Cern Courier, Vol. 48, p. 15.
- Brown, Geoff, C., Mussett and Alan, E. 1981. The inaccessible earth. Taylor & Francis, 2nd ed, p. 166.
- Cacciapaglia, G., Csaki, C., Marandella, G. and Strumia, A. 2006. The minimal set of electroweak precision parameters. Phys. Rev. D, Vol. 74, p. 033011.
- Carone, C.D. and Murayama, H. 1995. Possible light $U(1)$ gauge boson coupled to baryon number. Phys. Rev. Lett., Vol. 74, p. 3122.

- Carone, C.D. and Murayama, H. 1995. Realistic models with a light U(1) gauge boson coupled to baryon number. *Phys. Rev. D*, Vol. 52, p. 484.
- Çiftçi, A.K., Sultansoy, S. and Türköz, Ş. 1995. Compensation of lepton charge of matter with relic anti-sneutrinos. *Phys. Lett. B*, Vol. 355, p. 494.
- Dolgov, A.D. 1999. Long-range forces in the universe. *Phys. Reports*, Vol. 320, p. 1.
- Eötvös, L., Pekkar, D. and Fekete, F. 1922. Contributions to the law of proportionality of inertia and gravity. *Ann. Phys.*, Vol. 68, p. 11.
- Feynman, R. P., Leighton, R. B. and Sands, M. L. 1989. *The Feynman Lectures on Physics*, Vol. 1. Addison-Wesley Reading, Massachusetts, p. 42.
- Heeck, J. and Rodejohann, W. 2010. Gauged $L_\mu - L_\tau$ symmetry at the electroweak scale. *Phys. Rev. D*, Vol. 84, p. 075007.
- Heeck, J. and Rodejohann, W. 2011. Gauged $L_\mu - L_\tau$ and different muon neutrino and anti-neutrino oscillations: MINOS and beyond. *J. Phys. G*, Vol. 38, p. 085005.
- Herrero, M. 1998. The Standard model. *arXiv:hep-ph/9812242*.
- Kara, S.O., Şahin, M., Sultansoy, S. and Türköz, Ş. 2011. A Search for leptophilic Z_l boson at future linear colliders. *JHEP*, Vol. 08, p. 072.
- Kara, S.O. and Türköz, Ş. 2012. Compensation of lepton charge of matter with relic anti-sneutrinos. *arXiv:1106.5007*.
- Lee, T.D. and Yang, C.N. 1955. Conservation of heavy particles and generalized gauge transformation. *Phys. Rev.*, Vol. 98, p. 1501.
- Maltoni, M., Novikov, V.A., Okun, L.B., Rozanov, A.N., Vysotsky, M.I. 2000. Extra quark-lepton generations and precision measurements. *Phys. Lett. B*, Vol. 476, p. 107.
- Okun, L.B. 1996. Leptons and Photons. *Phys. Lett. B*, Vol. 382, p. 389.
- Okun, L.B. 1987. *Leptons and Quarks*. North-Holland, Amsterdam, p. 167.

- Okun, L.B. 1969. On muonic charge and muonic photons. Sov. J. Nucl. Phys., Vol. 10, p. 206.
- Perez, P.F. and Wise, M.B. 2010. Baryon and lepton number as local gauge symmetries. Phys. Rev. D, Vol. 82, p. 011901.
- Pukhov, A. 2000. CompHEP: A package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User' s manual for version 33. hep-ph/9908288 [SPIRES].
- Schlamming, S., Choi, K.Y., Wagner, T.A., Gundlach, J.H. and Adelberger, E. 2008. Test of the equivalence principle using a rotating torsion balance. Phys. Rev. Lett., Vol. 100, p. 041101.
- Şahin, M., Sultansoy, S. and Türköz, Ş. 2011. Search for the fourth Standard model family. Phys. Rev. D, Vol. 83, p. 054022.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Seyit Okan KARA

Doğum Yeri: Antakya

Doğum Tarihi: 21.01.1979

Medeni Hali: Evli

Yabancı Dili: İngilizce, Almanca

Eğitim Durumu:

Lise: Antakya, Kurtuluş Lisesi, 1995

Lisans: Hacettepe Üniversitesi, Fizik Öğretmenliği, 2004

Birleştirilmiş Doktora: Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü,
Fizik A.B.D. (Eylül 2006-Mayıs 2012)

Çalıştığı Kurum:

Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik
Bölümü, Araş.Gör., 2007-2012

Yayınlar(SCI):

S.O. Kara, M. Sahin, S. Sultansoy and S. Turkoz, 2011. A Search for leptophilic $Z_{(l)}$ boson at future linear colliders, JHEP Vol. 1108, p. 072.

B. Cederwall *et al.*, 2011. Evidence for a spin-aligned neutron-proton paired phase from the level structure of ^{92}Pd , Nature Vol. 469, p. 68.

A. Atac, A. Kaskas, S. Akkoyun, M. Senyigit, T. Huyuk, **S.O. Kara** and J. Nyberg, 2009. Discrimination of gamma rays due to inelastic neutron scattering in AGATA, Nucl.Instrum.Meth.A Vol. 607, p. 554.