171230

CLIC'DE HİGGS BOZON ÜRETİMİNİN SİMÜLASYON PROGRAM PAKETLERİNİN YARDIMIYLA İNCELENMESİ

Salih Cem İNAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
HAZİRAN-2005

CLIC'DE HİGGS BOZON ÜRETİMİNİN SİMÜLASYON PROGRAM PAKETLERİNİN YARDIMIYLA İNCELENMESİ

Salih Cem İNAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
HAZİRAN-2005

T.C.

CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

CLIC'DE HİGGS BOZON ÜRETİMİNİN SİMÜLASYON PROGRAM PAKETLERİNİN YARDIMIYLA İNCELENMESİ

Salih Cem İNAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
HAZİRAN–2005

T.C.

CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

CLIC'DE HİGGS BOZON ÜRETİMİNİN SİMÜLASYON PROGRAM PAKETLERİNİN YARDIMIYLA İNCELENMESİ

Salih Cem İNAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
HAZİRAN–2005

Danışman: Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ'NE

Bu çalışma jürimiz tarafından, Fizik anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: Prof.Dr. Saleh SULTANSOY ....

Üye: Prof.Dr.Hüseyin SARI ....

Üye: Prof.Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ ....

ONAY

Yukarıda ki imzada adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

01.07.2005

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

Prof. Dr. Rauf AMİROV

T.C.

Bu tez Cumhuriyet Üniversitesi Senatosunun 05.01.1984 tarihli toplantısında kabul edilen ve daha sonra 30.12.1993 tarihinde C.Ü. Fen bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'nce hazırlanan ve yayınlanan 'Yüksek Lisans ve Doktora tez yazım kılavuzu ' adlı yönergeye göre hazırlanmıştır.

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

CLIC'DE HİGGS BOZON ÜRETİMİNİN SİMÜLASYON PROGRAM PAKETLERİNİN YARDIMIYLA İNCELENMESİ

Salih Cem İNAN
Cumhuriyet Üniversitesi
Fen Bilimleri enstitüsü
Fizik Bölümü
Ocak-2005

Danışman: Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ

Bu çalışmada ilk olarak evrendeki tüm parçacıklara kütle verdiği Standart Modelde öngörülen Higgs bozonu çalışıldı. Daha sonra bu çalışma Higgs bozonunun CalcHep ve Comphep gibi simülasyon program paketleri kullanılarak genişletildi.

ANAHTAR KELİMELER: Higgs bozon, CompHep, CLIC

SUMMARY

MSc Thesis

IVESTIGATION OF HİGGS BOSON PRODUCTION AT CLIC

WITH USING SIMULATION PROGRAM PACKETS

Salih Cem İNAN
Cumhuriyet University
Garduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
January 2005

Supervisor: Prof:Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ

In this study, first; examinated Higgs boson predicted in Standard Model, which is generated all of particles masses in universe. Then this work is extended to the investigation of production of Higgs Boson at CLIC. In this investigation is used simulation programmes which is called CalcHep, CompHep.

KEY WORDS: Higgs boson, CompHep, CLIC

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım sırasında her aşamada bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım değerli hocam Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ'ye sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Bu tez DPT tarafından desteklenen ve TAEK tarafından verilen 'CERN Hızlandırıcıları ve Uygulamaları' adlı proje tarafından kısmen desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

ŞEKİLLER DİZİNİ

ÇİZELGELER DİZİNİ

1. GİRİŞ

Evrenin anlaşılmasındaki en önemli unsurlardan bir tanesi maddenin yapıtaşlarının ortaya konmasıdır. Bu sebeple fizikçiler ve buna bağlı olarak uluslar çok büyük miktarlardaki parayı bu uğurda harcamaktadırlar. Bu harcamaların büyük kısmı maddenin en temel yapıtaşına inebilmek için kurulan hızlandırıcıları inşa etmek üzere kullanılmaktadır. Şu an inşa edilen hızlandırıcıların en önemli amaçlarından bir tanesi evrendeki parçacıklara onlarla etkileşime girerek kütle kazandırdığı düşünülen Higgs parçacığının varlığını tespit etmektir. Bu güne kadar inşa edilen hızlandırıcıların detektörlerinden kaçan bu parçacığın 2007 yılında CERN'de çalışmaya başlayacak olan LHC (Large Hadron Collider-Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)'de gözlenmesi beklenmektedir. Daha sonraları inşa edilecek olan elektron-pozitron çarpıştırıcısı CLIC (Compact Linear Collider-Kompakt Lineer Hızlandırıcı)'de Higgs'in gözlenmesi beklenmektedir. CLIC arka planının temiz olması nedeniyle çalışmaya başladığında çok önemli sonuçların gözlenebileceği beklenilen bir hızlandırıcıdır. Bu tezde CLIC'te Higgs parçacığının üretimini çeşitli simülasyon programları yardımıyla incelenecektir. Ayrıca bu incelemeden önce Higgs parçacığıyla ilgili teorik yapıları içeren parçacık fiziğinin temel teorilerinden biri olan Standart Model incelenecektir.

2.TEMEL PARÇACIKLAR

Standart Model, evrendeki maddeyi oluşturan temel parçacıkları ve bunların arasındaki etkileşimleri açıklamaya yönelik bir teoridir

Bugünkü parçacık fiziğinin geçerli teorilerinden biri olan Standart Model temel parçacıkları ve bunlar arasında ki etkileşimleri açıklamaya çalışır.
Bu etkileşmeler;

a) Kuvvetli etkileşmeler
b) Elektromagnetik etkileşmeler
c) Zayıf etkileşmeler

d) Kütleçekim etkileşmeleri

olarak sınıflandırılabilir.

Standart Model'e göre evren temel parçacık olarak sadece 6 çeşit kuark, 6 çeşit lepton ve kuvvet taşıyıcıları olarak elektromagnetik alan taşıyıcısı foton, kuvvetli etkileşmelerin taşıyıcı parçacıkları 8 çeşit gluon, ve zayıf etkileşmeleri sağlayan 3 tane kütleli vektör bozonlarından oluştuğu düşünülür.

Kuarklarla leptonlar, kuvvet taşıyıcı parçacıklar aracılığıyla etkileşime girerek, evrendeki görünür maddenin tümünü oluştururlar. Kuarklar ve leptonlar kendi aralarında 'çeşni' (flavor) adı verilen bir sınıflandırmaya göre 6 çeşide ayrılır. Hepsinin de, içyapıları olmayan temel parçacıklar oldukları düşünülür. Parçacıkları spinlerinin aldığı değerlere göre iki sınıfa ayrılabilir. Bu sınıflamanın sonucunda fermiyon ve bozon adı verilen parçacık türleri oluşur.

2.1. Fermiyonlar ve Bozonlar

Parçacıklar spinlerinin tam sayı yada buçuklu olmasına bağlı olarak farklı fiziksel durumlar gösterirler. Bozonlar spini ħ'ın tamsayı katlarıyla orantılı olup aynı kuantum durumunda bulunabilirler, fermiyonlar ise spinleri (ħ/2, 3ħ/2,...) olan parçacıklardır ve aynı kuantum durumlarında bulunamazlar. Fizikte bu olay "Pauli dışarlama ilkesi" olarak isimlendirilir.

Elektron, müon, tau ve bunların nötrinoları, kuarklar ve üçlü kuark gruplarından oluşan proton ve nötron birer fermiyon, kuark ikililerinden oluşan mezonlarsa, bozon olurlar. Çekirdeklerin hangi sınıftan olduğu ise, içerdikleri nötron ve proton sayılarının tek veya çift olmasına bağlı olarak değişir. Örneğin, ikişer proton ve nötrondan oluşan He^4 çekirdeği bir bozondur. Bozon niteliği taşıyan parçacıkların ortalama davranışları Bose-Einstein, fermiyon niteliği taşıyanlarınki ise Fermi-Dirac istatistiğine uyar. Örneğin uyarılmış durumdaki bir atom veya molekül grubu birbirini, aynı frekanslı fotonlar ışıyacak şekilde tetikleyebilirler ve aynı kuantum durumunda biriktirilebilen bu fotonlar, lazer ışınlarının üretimine imkân tanırlar. Öte yandan, mutlak sıfıra yakın derecelere kadar soğutulan bozon niteliğindeki benzer atom kümeleri, en düşük enerjili aynı kuantum durumuna bulunabilirler. Bu düşük sıcaklıklardaki momentumların sıfıra yakın ve dolayısıyla da oldukça kesin değerlere sahip olması nedeniyle, Heisenberg'in ilgili belirsizlik ilkesi gereğince ($\Delta x \Delta p \geq \hbar / 2$), atomların konumları belirsizleşir. Konumlarındaki bu belirsizlik, atomların parçacıktan çok, bulutumsu yapılara benzemesine yol açar ve aynı kuantum konumuna geçen bu bulutumsu yapılar, bir parçacıklar kümesi olmaktan çıkıp, tek bir 'süperparçacık' gibi davranmaya başlar. 'Bose-Einstein yoğuşması' denilen bu durum maddenin; katı, sıvı, gaz veya plazma gibi, fakat bunların hepsinden farklı ve ilginç özellikler sergileyen bir halini oluşturur. Örneğin bu yoğuşmaların kırılma indisini (n) çok yüksek değerlere çıkarmak ve dolayısıyla, ışığın ortamdaki hızını (c/n), saniyede birkaç metre düzeylerine kadar indirmek mümkündür. Bu durum, ışık atımlarının yoğuşmalarda hapsedilip, daha sonra kullanılmak üzere serbest bırakılabilecekleri anlamına gelir ve bu olgunun, 'ışıkla çalışan bilgisayarlar'ın yapımına temel oluşturabileceği düşünülmektedir. Bir başka uygulama olasılığı; dönen yoğuşma ortamları oluşturup, fotonları sadece soğuran ve fakat dışarı kaçmalarına izin vermeyen yapılar inşa ederek, bunları 'kara delik' modelleri olarak kullanmak düşüncesidir.

Öte yandan, bir bozon kümesi oluşturan He^4 atomları, 2.17 °K'in (-270,98 °C) altına kadar soğutulsa dahi kristalleşmeyip, sıvı halini korur. Bu 'sıvı' akış halinde iken atomlar birbirlerinin üzerinden kaymak yerine, hep birlikte hareket eder ve sonuç olarak He^4, akışkanlık katsayısı ve yüzey gerilimi sıfır olan bir 'süper akışkan'a dönüşür. Mutlak sıfıra miliKelvin düzeyinde yaklaşıldığında ise, 'uzayda dizinlenmiş süperakışkan' niteliğindeki 'süperkatı' He^4 halini alırlar. İleride diğer bozon kümelerinin de, benzeri şekilde şaşırtıcı özelliklerinin keşfedileceğine kesin gözüyle bakılmaktadır. Hatta He^3 atomları dahi, birer Fermion olmalarına karşın, 2,6 miliKelvine kadar soğutulduğunda süperakışkan halini alır. Çünkü He^4 kümesinde elektronlar çiftler halinde eşleşerek ('Cooper pairing') tamsayı spine yol açarken, He^3 kümesinde atomlar çiftler halinde eşleşip, tamsayı spinli bozon tanecikleri oluşturur. Fakat Bose-Einstein yoğuşmaları çok kırılgan yapılardır. Dış dünya ile en ufak bir etkileşme, ısınarak yoğuşma durumundan çıkmalarına ve atomların tekrar bağımsız parçacıklar haline geçmesine yol açar.

Higgs parçacığıda bir bozondur. Dolayısıyla yukarıda bahsedilen bozonlarla ilgili tüm özellikler Higgs bozonu içinde geçerlidir. Yani tüm Higgs bozonları taban durumunda geçerek en düşük enerjide vakumu doldururlar.

Fermionlar		Bozonlar	
Leptonlar ve kuarklar	Spin = $\frac{1}{2}$	Spin = 1*	Kuvvet Taşıyıcı Parçacıklar
Baryonlar (kkk)	Spin = $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}...$	Spin = 0, 1, 2...	Mezonlar ($k\bar{k}$)

*Öngörülen gravitonun spini 2

Çizelge.1 Parçacık nesilleri

Fermiyon ve bozonlar spinleri itibariyle farklılık göstermelerinin yanı sıra temel yapıtaşları ve temel etkileşmeleri sağlayan parçacıklar olarak da düşünülebilir. Fermiyon olan kuarklar bilinen madde içerisinde fermiyon olan hadronları, bozon olan mezonları oluştururlar. Bu açıdan kuarkların ayrıntılı incelenmesi önemlidir.

2.2. Kuarklar

Kuarklar, kütlelerine göre;

1) yukarı ve aşağı (u,d)
2) tılsım ve garip (c,s)
3) üst ve alt (t,b)

kuark ikililerinden oluşurlar. Bunların birer de karşıt (anti) kuarkları vardır.

2.3. Leptonlar

Leptonlar elektron ve elektron nötrinosu, müon ve müon nötrinosu, tau ve tau nötrinosu şeklinde sınıflandırılabilir. Ayrıca leptonlarda birer fermiyondur ve Standart Modele göre içyapısız oldukları varsayılmaktadır.

2.4. Parçacık Nesilleri

Kuarklarla leptonlar kütleleri açısından aralarında üç sınıfa ayrılırlar ve herhangi birinin yükü; +2/3, -1/3, 0 veya -1 olabilir. Bu durumda; üç farklı ağırlık sınıfındaki parçacıklardan, olası dört farklı yüke sahip birer tanesini bir araya koyarak bir gruplandırma yapılabilir ve böylelikle dörder elemanlı, kütle dışında aynı özelliklere sahip üç grup elde edilebilir

I. Yukarı kuark (+2/3), aşağı kuark (-1/3), elektron nötrinosu (0) ve elektron (-1).
II. Tılsım kuark (+2/3), garip kuark (-1/3), muon nötrinosu (0) ve muon (-1).
III. Üst kuark (+2/3), alt kuark (-1/3), tau nötrinosu (0) ve tau (-1).

Bu üç grup parçacıkların helisitileride göz önünde bulundurularak aşağıdaki gibi ikililer ve tekliler halinde yazılabilir.

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

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

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

Bu üç gruba, 'parçacık nesilleri' denir ve şu anki gözlemler dahilinde evrendeki görünür maddenin tümü, bu nesillerin en hafifi olan I. neslin üyeleri tarafından oluşturulur. Çünkü diğer nesil parçacıklar elde edildikleri takdirde hızla bozunarak, bir alt neslin parçacıklarına dönüşür ve sonuç olarak ancak, I. nesle ulaştıklarında kararlılığa kavuşurlar.

O zaman neden yalnızca kütle açısından farklı ve daha ağır olan bu parçacıklar; mademki nadiren oluşup, nadiren gözlemlenebileceklerdi, oluştuklarında çabucak bozunup I. nesle dönüşeceklerdi ve etrafımızda gördüğümüz kararlı maddenin yapısında yer almayacaklardı; o halde üst nesillere ne gerek vardı? Bu sorunun yanıtı henüz verilmiş değildir. Bu yüzden; üst nesil üyelerinin temel parçacık olmayıp, içyapılara sahip karmaşık parçacıklar olmaları olasılığının var olduğu da düşünülmektedir.

Kuarkların leptonlardan farklı olarak, bir başka çeşit yükü daha vardır. Buna 'renk yükü' denir. Renk yükü Pauli dışarlama ilkesinin sonucunda, kuarkların üçlü yapılarını açıklamak için ortaya atılmıştır. Farklı renk yüklerine sahip üç kuark bir araya geldiklerinde, ortaya nötr renk yükü çıkar. Doğadaki tüm parçacıkların net renk yükü beyazdır yani nötrdür.

Temel yapıtaşlarından olan kuarklar ikili veya üçlü yapılar halinde bir araya gelmesiyle hadronları oluşturur, hadronlarda baryonlar ve mezonlar olmak üzere iki sınıfa ayrılır.

2.5. Baryonlar ve Mezonlar

Kuarklar üçlüler halinde bir araya gelerek baryonları oluştururlar. Baryonlar ailesinin bilinen, yaklaşık 120 çeşit üyesi vardır. Bazılarında üç kuarkın spini de aynı yönde olur ve bu durum, toplam spini 3/2 olan, daha ağır veya yüksek enerjili baryonlara oluşturur. Bir kuark ve anti-kuark çiftinden oluşan mezonlar ailesi ise, yaklaşık 140 çeşittir. Mezonlar bir temel parçacıkla bir karşıt parçacıktan oluştuklarından dolayı, genelde çok kararsızdır ve hızla diğer parçacıklara bozunurlar. Ancak, bir garip ve yukarı anti-kuarktan oluşan kaon (K^-) mezonu, bu açıdan bir istisna oluşturur ve diğer mezonlardan çok daha uzun bir ömre sahiptir. Bu yüzden bir bakıma 'garip' davranırlar ve 'garip kuark'a adını veren de kaonun bu özelliğidir.

Aynı kuark bileşimi, uyarılmış farklı enerji durumlarında olabilir, çok kısa ömürlü, daha ağır parçacıkları oluşturabilir. Bazı mezonlar, örneğin η_c mezonunu oluşturan $c\bar{c}$ ikilisinde olduğu gibi, birbirinin karşıtı olan kuarklardan oluşur. Bu durumda mezon, kendi kendisinin karşıt parçacığı olur. Aslında bu durum gözlemlenen bütün parçacıklar için geçerlidir. Yani gözlemlenebilir parçacıkların hepsinin nötr renk yüküne sahip bulunması veya nötrden başka renk yükününün 'gözlenemez' olması gerekir. Bu durum kuarkların; oluşturdukları parçacıkların içinde, diğer kuarklarla birlikte hapis olmalarından, yalnız başlarına dışarı çıkamamalarından kaynaklanır.

Kuarklardan biri diğerlerinden uzaklaşmaya kalkıştığında, aradaki uzaklık arttıkça, kuvvet alanında, giderek artan miktarda potansiyel enerji birikir ve bu birikim belli bir düzeye ulaştığında; güçlü kuvvet alanının koparak, bir kuarkla bunun karşıtından oluşan yeni bir kuark çiftine oluşturması, enerji açısından daha ekonomik olur. Çünkü alanda depolanmış olan potansiyel enerjinin bir kısmı, yeni kuarkların kütlelerine dönüşür ve böylelikle, aşırı gerilmiş olan güçlü kuvvet alanı, önceki durumuna göre rahatlar. Bu süreç sırasında enerji korunur ve sonunda, her iki kuarkın da yanında, birer başka kuark belirmiş olduğundan; kuarklar asla tek başlarına kalamaz ve dolayısıyla, herhangi birinin taşıdığı renk yükü, yalın olarak gözlenemez.

Temel parçacıklar daha kompozit parçacıkları oluştururken ve etkileşmelere girerken belli simetri yasalarına uyarlar, simetrilerde beraberinde korunum yasalarını ortaya koyar. Yani, şayet bir sistem herhangi bir simetriye sahip ise bu simetriyle ilintili mutlaka korunan bir fiziksel nicelik vardır. Buna karşılık olarak her korunum yasası için bir simetri vardır. Buna Noether Teoremi adı verilir. Örnek olarak fizik yasaları zaman ötelemesi altında simetriktir bu simetriklik Noether teoremine [1] göre enerjinin korunumunu gerektirir

Dolayısıyla Standart Model'e göre her bir oluşumda ve etkileşimde simetri ve buna bağlı korunum yasası geçerlidir. Şimdi bu önemli konunun ayrıntıları simetriler, gruplar ve korunum yasaları ana başlığı altında incelenecektir.

3. SİMETRİLER, GRUPLAR VE KORUNUM YASALARI

Herhangi bir S dönüşümü altında fiziksel bir sistemin değişmez kaldığı ortaya konursa, bu sistem bu S dönüşümü altında simetriktir denir ve şöyle bir dönüşümden de bahsedilebilir.

$$SHS^{\dagger} = H \tag{3.1}$$

Yani Hamiltoniyenin spektrumu bu dönüşüm altında değişmezdir [2].
Çoğu zaman birbirinden bağımsız simetriler bir grup yapısı oluşturur [3].
Her bir simetri çeşitli özelliklerine sınıflandırılabilir. Bunlar özel olarak incelenebilir.

3.1. Kesikli Simetriler

Parametreler sadece kesikli değerler alabilir. Parite, yük eşlenikliği, vb. bu simetrilere örnek olarak verilebilir. Elektromagnetik ve güçlü etkileşmeler parite, yük ve zaman simetrilerini sağlarlar. Zayıf etkileşmeler ise parite, yük ve her iki simetriyi kapsayan PC simetrisine uymazlar [4]. Bu simetrilerin ayrıntıları incelenebilir.

3.1.1. Parite

1956 yılından önce fizik yasalarının ayna simetriğinin de aynı şekilde işlediği sanılıyordu. Fakat bu yılda yapılan deneyde Kobalt 60'ın bozunması ile gösterildi ki bu reaksiyonun ayna simetriği aynı şekilde çalışmıyordu [5]. Elektron her iki durumda da aynı spin yönelimine sahip olarak çıkıyordu.

Kobalt 60 örneğinde fiziksel olayın kendisi ile ayna simetriği farklıdır. Dolayısıyla parite ihlal edilmiştir. Diğer hiçbir kuvvet pariteyi ihlal etmediği için bu ihlal zayıf kuvvetin göstergesidir. Zayıf etkileşimlere nötrinolar girerler.

Evrende ki bütün nötrinolar sol elli parçacıklardır yani helisiteleri -1 dir [6]. Bu yüzden nötrinoların girdiği tepkimelerde parite korunmaz.

3.1.2 Yük eşleniği

Bir parçacığın yük eşleniğini almak o parçacığı anti-parçacığına çevrilmesi anlamına gelir.

$$c|p\rangle = |\bar{p}\rangle \tag{3.2}$$

Bu değişim parçacıkta kütle enerji, momentum ve spin aynı kalmak üzere bütün iç kuantum sayılarını değiştirir. İki kez uygulanması tekrar parçacığı kendisine dönüştürür, yani;

$$c^2 = \mathrm{I} \tag{3.3}$$

Birçok parçacık yük eşlenikliği operatörünün özdurumu değildir.

$$\mathrm{c}|p\rangle = \pm|p\rangle = |\bar{p}\rangle \tag{3.4}$$

Yük eşlenikliği zayıf etkileşmeler için bir simetri değildir. Nötrinoya uygulandığında sol elli anti nötrino elde etmemiz gerekir ki bu da henüz gözlenememiştir.

3.1.3 CP simetrisi

Sistemin yük eşlenikliği ve parite simetrilerinin her ikisinin uygulanması altındaki simetrisidir. Doğada elektromagnetik ve güçlü etkileşimler CP simetrisine uyarlar fakat zayıf kuvvet istisna oluşturur. Zayıf kuvvet söz konusu olduğunda C ve P'nin ikisi ayrı ayrı korunmaz. Peki, bu simetri beraber uygulandığında zayıf etkileşmeler simetrik kalır mı? Bu sorunun cevabı birçok zayıf etkileşme için evettir. Fakat bugün artık şu biliniyor ki parçacık fiziğinde Kaon adı verilen özel bir parçacık CP operatörü altında da simetrikliği korumaz [7].

Herhangi bir fiziksel olayın normal akışına göre zamanın ters ilerlemesi bir operatör olan T ile gösterilebilir. C ve P operatörlerinden farklı olarak parçacıklar T operatörünün özdurumları değillerdir. Dolayısıyla T için korunumu tek başına ifade edilemez. Bir reaksiyonun ters çevrilmesiyle elde edilen reaksiyon zamanı terslenmiş olarak alınabilir ve T operatörü altında ki simetriklik bu şekilde bakılabilir.

T operatörünün korunup korunmadığına özellikle zayıf etkileşmelerde bakılamamasına rağmen zaman simetrisi tam bir simetri olarak görülmemektedir. Fakat kuantum alan teorisi içinde TCP yani zaman terslenmesi, yük eşlenikliği ve parite operatörlerinin aynı anda uygulanması simetrik olmaktadır.

3.2. Sürekli simetriler:

Bu tip simetrilerin parametreleri sürekli değerler alabilir. Dönmeler bu tür simetrilere örnek olarak verilebilir. Bu tür simetriler iki ana başlık altında incelenebilir.

3.2.1. Uzay-Zaman simetrileri: Uzay-zaman üzerinde etki eden simetrilerdir. Ötelemeler, dönmeler bunlara örnek olarak verilebilir.

3.2.2. İç simetriler

İç simetriler uzay-zamana koordinatlarına değil de iç koordinatlar üzerine etki eden simetrilerdir. Bu simetriler bir parçacığı kuantum sayıları farklı fakat kütlesi aynı başka bir parçacığa çevirir. Bunlardan en önemlilerinden bir tanesi SU(2) izospin simetrisidir. Bu simetrinin etkidiği iç kuantum sayısı izospindir.

İzospin altında değişmezlik dejenere izospin çoklularının varlığını ortaya koyar. Güçlü etkileşmeler için izospin değişmezliğini yazarsak;

$$UH_sU^+ = H_s \tag{3.5}$$

$$U = \exp\left[i\sum_{a=1}^{3}\theta_a T_a\right] \tag{3.6}$$

Burada T_a'lar izospin SU(2) grup üreticileridir ve θ_a'lar dönüşümün sürekli parametreleridir. SU(2) cebri üreticilerinin komütasyon bağıntıları ile verilir.

$$\left[T_i, T_j\right] = \varepsilon_{ijk} T_k \tag{3.7}$$

$\varepsilon_{ijk} \rightarrow$ SU(2) grubunun yapı sabitleri.

$$[T_a, H_s] = 0 \quad (a=1.2.3) \tag{3.8}$$

Verilen bir H_s'nin özdurumu için T_a üretici operatörünü uygulayarak yeni dejenere H_s'nin özdurumları elde edilebilir.

$$T_+|n\rangle = |p\rangle \tag{3.9}$$

$$T_-|p\rangle = |n\rangle \tag{3.10}$$

$\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} \rightarrow$ izospin ikilisi

$$\begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix} \rightarrow \text{izospin üçlüsü}$$

Burada proton ve nötronlar tam olarak dejenere değillerdir ve dolayısıyla izospin simetrisi de güçlü etkileşimler için tam bir simetri değildir. Gerçekte çoklu içinde ki kütle farkları simetri kırılmasının büyüklüğünün bir ölçüsüdür. Burada proton ve nötronun kütleleri yaklaşık aynı olduğundan izospin simetrisi iyi bir simetridir.

3.3. İç simetrilerin sınıflandırılması ve ilişkili teoremler

İç simetrileri iki sınıfı ayırmak mümkündür:

3.3.1.Global Simetriler: Simetri işleminin parametreleri uzay-zaman koordinatlarına bağlı değildir. SU(2) izospin simetrisi örnek olarak verilebilir.

3.3.2.Lokal (Ayar) Simetriler: Simetri işleminin parametreleri uzay-zaman koordinatlarına bağlıdır. $U(1)_{em}$ elektromanyetik simetri örnek olarak verilebilir.

Sistemin Langranjiyeni bu ayar simetrileri altında değişmez olmalıdır. Bu sağlandığında yeni ek terimler ortaya çıkabilir. Bu aşağıda anlatıldığı gibi ayar teorileri için ayar prensibi olarak bilinir.

3.3.3. Ayar Teorileri İçin Ayar Prensibi:

ψ parçacık fiziğinde fiziksel bir alan olsun. Bu alana ait Lagranjiyen global simetri (G) altında değişmez kalsın. Eğer bu G global simetrisini lokal bir simetriye çevrilirse Langranjiyende etkileşme terimleri ortaya çıkar. Global simetri lokal simetriye dönüştüğü zaman sistemin değişmez kalması için artık yeni vektör bozon alanları yani ayar alanları ortaya çıkar ve bunlar ψ alanı ile etkileşirler. Ayar alanlarının sayısı simetri grubunun özelliklerine bağlıdır. Daha da açık ifade edersek ayar bozonlarının sayısı G simetri grubunun üretici sayısına eşit olmalıdır. Örnek olarak;

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi \tag{3.11}$$

bu şekilde bir lokal dönüşümde en basit durum U(1) durumdur ki bir tane üreticisi vardır ve dolayısıyla bir tane ayar alanı olmalıdır.

4. U(1) AYAR DEĞİZMEZLİĞİ VE ELEKTRODİNAMİK

Bir ψ alanı ve buna ait Lagranjiyen düşünelim;[8]

$$L = L(\psi, \partial_\mu \psi) \tag{4.1}$$

Aşağıdaki gibi bir ayar dönüşümümüz olsun;

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi = \psi' \tag{4.2}$$

Burada α gerçel parametredir. Bu tür dönüşümlere U(1) ayar dönüşümleri denir. U(1) olarak gösterilmesinin nedeni $e^{i\alpha}$'nın 1×1 üniter matris olmasıdır.
Sonsuz küçük ayar dönüşümü düşünülürse;

$$\delta\psi = \psi' - \psi \cong +i\alpha\psi \tag{4.3}$$

Bu ψ alanının kompleks eşleniği;

$$\delta\overline{\psi} = -i\alpha\overline{\psi} \tag{4.4}$$

şeklinde dönüşür.

Şimdi L 'nin ψ dönüşürken nasıl değiştiğine bakılırsa;

$$\delta L = \left[\frac{\partial L}{\partial \psi}\delta\psi + \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \psi)}\delta(\partial_\mu \psi)\right] \tag{4.5}$$

burada;

$$\delta(\partial_\mu \psi) = \partial_\mu(\delta\psi) \tag{4.6}$$

şeklindedir. Sonuçta;

$$\delta L = \left[\frac{\partial L}{\partial \psi}\delta\psi + \partial_\mu\left(\frac{\partial L}{\partial(\delta_\mu \psi)}\delta\psi\right) - \partial_\mu\left(\frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \psi)}\delta\psi\right)\right] \tag{4.7}$$

bulunur.

L Euler-Lagrange denklemini sağlamalıdır.

$$\frac{\partial L}{\partial \psi} - \partial_\mu \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \psi)} = 0 \tag{4.8}$$

Lagranjiyen değişimi;

$$\delta L = \partial_\mu\left[\frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \psi)} i\alpha\psi\right] \tag{4.9}$$

şeklinde bulunur.

Akım yoğunluğunu

$$J^{\mu} = -i\frac{\partial L}{\partial(\partial_{\mu}\psi)}\psi \tag{4.10}$$

şeklinde tanımlanırsa;

$$\delta L = -\alpha\partial_{\mu}J^{\mu} - (\partial_{\mu}\alpha)J^{\mu} \tag{4.11}$$

olarak elde edilir.

α ' nın sabit olduğu yani global dönüşümler için;

$$\delta L = -\alpha\partial_{\mu}J^{\mu} \tag{4.12}$$

olur ki bu da bize akım korunumunun Lagranjiyenin U(1) ayar değişmezi olma durumuna denk olduğunu gösterir.

Dirac denklemi için Lagranjiyen;

$$L_{em} = \frac{1}{2}\overline{\psi}\left[i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m\right]\psi - \frac{1}{2}\left[i\partial_{\mu}\overline{\psi}\gamma^{\mu} + m\overline{\psi}\right]\psi \tag{4.13}$$

şeklinde verilir. Bu Dirac alanı için Euler-Lagrange denklemi;

$$\frac{\partial L_e}{\partial\overline{\psi}} - \partial_{\mu}\frac{\partial L_e}{\partial(\partial_{\mu}\overline{\psi})} = 0 \tag{4.14}$$

şeklindedir. Sonuçta Dirac denklemi aşağıda ki şekilde çıkartılabilir;

$$i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi - m\psi = 0 \tag{4.15}$$

ve eşlenik Dirac denklemi;

$$i\partial_\mu \bar{\psi}\gamma^\mu + m\bar{\psi} = 0 \tag{4.16}$$

şeklinde bulunur.

Akım için;

$$J^\mu = -i\left[\frac{\partial L_e}{\partial(\partial_\mu \psi)}\psi - \bar{\psi}\frac{\partial L_e}{\partial(\partial_\mu \bar{\psi})}\right] = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi \tag{4.17}$$

$$\partial_\mu J^\mu = 0$$

olması yine L_{em} ' nin ayar değişmezi olmasını gerektirir.

Bundan sonra U(1) lokal dönüşümlere geri dönülürse, yani;

$$\alpha = \alpha(x) \tag{4.18}$$

şeklinde yazılırsa Dirac Lagranjiyeni için;

$$\partial_\mu J^\mu = 0 \tag{4.19}$$

olursa;

$$\delta L_e = -(\partial_\mu \alpha) J^\mu \tag{4.20}$$

olarak bulunur. Buradan şu çıkartılabilir ki L_{em} lokal ayar dönüşümü altında değişmez değildir. Fakat değişmezlik Lagranjiyene bir terim ekleyerek sağlanabilir. Bu terim;

$$L_I = -eJ_\mu A^\mu \tag{4.21}$$

şeklindedir. Burada e bir sabit ve A^μ bir vektör alanıdır. A^μ dönüşümü aşağıdaki gibidir;

$$\psi \to \psi' = e^{i\alpha}\psi \tag{4.22}$$

$$\overline{\psi} \to \overline{\psi'} = e^{-i\alpha}\psi \tag{4.23}$$

$$A^\mu \to A^{\mu'} = A^\mu - \left(\frac{1}{e}\right)\partial^\mu \alpha \tag{4.24}$$

$$L'_I = -eJ_\mu A^{\mu'} = -eJ_\mu A^\mu + J_\mu \partial^\mu \alpha \tag{4.25}$$

$$\delta(L_e + L_I) = 0 \tag{4.26}$$

Buradan $L_e + L_I$ ' nın ayar değişmez olduğu görülür.

L_I ' nın fiziksel anlamı, elektrodinamikten bilindiği gibi bir etkileşim Lagranjiyeni olmasıdır. A^μ vektör potansiyelin kendisidir. Elektrodinamik için tam Lagranjiyen bu son Lagranjiyene alan teriminin eklenmesiyle elde edilir.

$$L_R = -\frac{1}{4}F_{\mu\upsilon}F^{\mu\upsilon} \tag{4.27}$$

Buradaki alan terimi;

$$F_{\mu\upsilon} = \partial_\mu A_\upsilon - \partial_\upsilon A_\mu \tag{4.28}$$

şeklindedir [9]. $F_{\mu\upsilon}$ elektromagnetik alan tensörü olarak tanımlanır. L_R Lagranjiyeni şunu da göstermektedir ki kuantumu (elektromagnetik alan için foton) sıfır kütlelidir. Eğer fotonun bir kütlesi olsaydı;

$$L_R \leftarrow L_R' = -\frac{1}{4} F_{\upsilon\mu} F^{\upsilon\mu} + \frac{1}{2} m_\gamma^2 A_\mu A_\mu' \tag{4.29}$$

şeklinde dönüşüm olurdu ve buda bizim ayar değişmezliğimizi bozardı.

$$D_\mu \psi = (\partial_\mu + ieA_\mu)\psi \tag{4.30}$$

$$D_\mu \overline{\psi} = (\partial_\mu - ieA_\mu)\overline{\psi} \tag{4.31}$$

şeklinde kovaryant türev tanımlayalım.

$$\delta(D_\mu \psi) = i\alpha(D_\mu \psi) \tag{4.32}$$

olduğu kullanılırsa Lagranjiyen' in en son ayar değişmezi hali;

$$L = \frac{1}{2}\overline{\psi}\left[i\gamma^\mu D_\mu - m\right]\psi - \frac{1}{2}\left[iD_\mu \overline{\psi}\gamma_\mu + m\overline{\psi}\right]\psi - \frac{1}{4} F_{\mu\upsilon} F^{\mu\upsilon} \tag{4.33}$$

veya daha kısa olarak,

$$L_{KED} = \overline{\psi}\left[i\gamma^\mu D_\mu - m\right]\psi - \frac{1}{4} F_{\mu\upsilon} F^{\mu\upsilon} \tag{4.34}$$

denklemine dönüşür.

Burada en temel olarak şu ortaya konur ki elektromagnetizmada ki etkileşim terimi Lagranjiyene keyfi olarak konulmaz, U(1) ayar dönüşümüne göre simetrikliğin doğal bir sonucudur.

Şimdi Kuantum Alan teorisindeki düşüncelerin genişletilmesiyle yani ayar grubunun genişletilmesiyle önceleri matematiksel bir yapı olarak düşünülen daha sonra fiziksel yapısı anlaşılan Yang-Mills teorisine geçilebilir.

5. YANG-MILLS TEORİSİ

Kuantum Elektrodinamiğinde (KED)' ki düşüncelerin genişletilmesiyle Yang-Mills teorisi elde edilebilir. Burada KED'den farklı olarak izoikili Dirac alanları ($\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix}$) kullanılmasıyla elde edilir. Dolayısıyla $SU(2)$ lokal ayar dönüşümü uygulanırsa alanlar;

$$\Psi \rightarrow \Psi' = \exp(i\,\vec{\epsilon}\cdot\vec{t}) \tag{5.1}$$

$$\overline{\Psi} \rightarrow \overline{\Psi}' = \exp(i\,\vec{\epsilon}\cdot\vec{t})\Psi \tag{5.2}$$

şeklinde dönüşür. Burada ϵ_i'ler x_μ'ye bağlı üç reel parametre, t_1, t_2, t_3 izospin matrisi olmak üzere;

$$\vec{\epsilon}\cdot\vec{t} = \epsilon_1\, t_1 + \epsilon_2\, t_2 + \epsilon_3\, t_3 \tag{5.3}$$

şeklinde verilir.

İzospin matrisleri ise

$$t_i = \frac{1}{2}\tau_i \tag{5.4}$$

olmak üzere

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \ \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \ \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{5.5}$$

şeklindedir.

t_i, $SU(2)$ grubunun komütasyon bağıntılarını sağlar;

$$\left[t_i, t_j\right] = i\varepsilon_{ijk} t_k, \tag{5.6}$$

ε_{ijk} antisimetrik birim tensördür. Sonsuz küçük bir $\in_i$ değeri için;

$$\delta\Psi = i \vec{\in} \cdot \vec{t}\,\Psi \ , \ \ \delta\overline{\Psi} = -i \vec{\in} \cdot \vec{t}\,\overline{\Psi} \tag{5.7}$$

bulunur. Bu tip dönüşümler daha önceden tartışılan $U(1)$ grubu dönüşümlerinden farklıdır. Çünkü bu dönüşümler Ψ_1 ve Ψ_2 alanlarının karışımlarını, karşıtlarıyla çarpımlarını içerir.

Şimdi Langranjiyenin

$$\delta\Psi = i \vec{\in} \cdot \vec{t}\,\Psi \tag{5.8}$$

dönüşümü KED'deki işlemlere benzer şekilde incelenecek olursa;

$$\delta L = \partial_\mu \left(\frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \Psi)} i \vec{\in} \cdot \vec{t}\,\Psi \right) \tag{5.9}$$

elde edilir, buradan da akım

$$\vec{J}^{\mu} = -i \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \Psi)} \vec{t}\,\Psi \tag{5.10}$$

şeklinde tanımlanırsa, KED'e benzer olarak,

$$\partial L = -\vec{\in} \cdot \partial_\mu \vec{J}^\mu - \partial_\mu \in \cdot \vec{J}^\mu \tag{5.11}$$

şeklinde belirlenebilir. $\in$ sabit bir sayı ise (global $SU(2)$ ayar dönüşümü), $\vec{J}^\mu = 0$ olduğunda $\partial L = 0$ bulunur. Fakat biraz önce gösterildiği gibi izoikili durumunda, her bir bileşen

$$\vec{J}^\mu = \overline{\Psi}\gamma^\mu \vec{t}\Psi \tag{5.12}$$

olmak üzere Dirac denklemini sağlamalıdır.

Şayet lokal ayar dönüşümü yapılırsa ($\vec{\in} = \vec{\in}(x_\mu)$) Langranjiyen değişmez kalmaz. Bu nedenle KED'de olduğu gibi yeni etkileşim alanları ortaya çıkarmak gerekir. Bu amaçla, her bir t_i izospin matrisine karşılık gelecek şekilde üçlü A_μ^1, A_μ^2, A_μ^3 alanları devreye girer. Ayrıca KED'ye benzer olarak kovaryant türevde tanımlanabilir,

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\vec{A}_\mu \cdot \vec{t} \tag{5.13}$$

Peki, $\vec{A}_\mu$, $D_\mu\Psi$, Ψ ile aynı yolla dönüştüğü zaman hangi özellikleri sağlamalıdır? Bu soruyu çözmek için

$$\delta(D_\mu\Psi) = i\vec{\in} \cdot \vec{t}(D_\mu\Psi) \tag{5.14}$$

bağıntısının kullanılması gerekir. İşlemler yapılırsa;

$$\delta(D_\mu\Psi) = \delta(\partial_\mu\Psi) + ig\delta(\vec{A}_\mu \cdot \vec{t}\Psi) \tag{5.15}$$

$$= \partial_\mu(\delta\Psi) + ig\delta\vec{A}_\mu \cdot \vec{t}\Psi + ig\vec{A}_\mu \cdot \vec{t}\,\delta\Psi$$

$$=i(\partial_\mu \in)\cdot\vec{t}\Psi + i\in\cdot\vec{t}\partial_\mu\Psi + ig\delta\vec{A}_\mu\cdot\vec{t}\Psi - g(\vec{A}_\mu\cdot\vec{t})(\in\cdot\vec{t})\Psi\,,$$

şeklinde elde edilir ve denklem (5.14)'de yerine yazılırsa;

$$\delta\vec{A}_\mu\cdot\vec{t} = -\frac{1}{g}[\partial_\mu \in\cdot\vec{t} + i(\in\cdot\vec{t})(\vec{A}_\mu\cdot\vec{t}) - (\vec{A}_\mu\cdot\vec{t})(\in\cdot\vec{t})] \tag{5.16}$$

bulunur. $SU(2)$ komütasyon bağıntıları kullanılırsa;

$$\delta\vec{A}_\mu = -\frac{1}{g}\partial_\mu \in -(\in\times\vec{A}_\mu) \tag{5.17}$$

olarak elde edilir. Böylece $\vec{A}_\mu$'nün sonsuz küçük dönüşümler altındaki davranışı hesaplanmış olur. (5.17) denkleminin sağ tarafının ilk terimi $U(1)$ durumunu benzer olarak belirlenmiştir. İkinci terim ise $\in\cdot\vec{t}$ ve 2×2'lik $\vec{A}_\mu\cdot\vec{t}$ matrisinin komite etmediğinden ortaya çıkmıştır. Dolayısıyla $\vec{A}_\mu$ Abelien olmayan ayar alanıdır.

Şayet $\in_i$ sonlu ise $\vec{A}_\mu$'nün ayar dönüşüm özelliği;

$$\vec{A}'_\mu\cdot\vec{t} = \exp(i\in\cdot\vec{t})(\vec{A}_\mu\cdot\vec{t} - \frac{i}{g}\partial_\mu)\exp(-i\in\vec{t}) \tag{5.18}$$

olarak bulunur.

Gelecek adımda ise KED'de olduğu gibi

$$L_R = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{5.19}$$

benzer şekilde radyasyon terimi formüle edilmesidir. Bu

$$L_{YM} = -\frac{1}{4}\vec{E}_{\mu\nu}.\vec{E}^{\mu\nu} \tag{5.20}$$

şeklinde yazılabilir. Burada

$$\vec{E}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{A}_\nu - \partial_\nu \vec{A}_\mu - g(\vec{A}_\mu \times \vec{A}_\nu) \tag{5.21}$$

şeklinde tanımlanırsa ve (5.17) denklemi kullanılırsa;

$$\delta(\partial_\mu \vec{A}_\nu - \partial_\nu \vec{A}_\mu) = (\partial_\mu \delta\vec{A}_\nu - \partial_\nu \delta\vec{A}_\mu) \tag{5.23}$$

$$= -\frac{1}{g}\partial_\mu \partial_\nu \in - \partial_\mu(\in \times \vec{A}_\nu) + \frac{1}{g}\partial_\nu \partial_\mu \in + \partial_\nu(\in \times \vec{A}_\mu)$$

$$= (\partial_\nu \vec{\in}) \times \vec{A}_\mu - (\partial_\mu \vec{\in}) \times \vec{A}_\nu - \vec{\in} \times (\partial_\mu \vec{A}_\nu - \partial_\nu \vec{A}_\mu)$$

işlemler daha da ileriye götürülürse;

$$-\delta g[\vec{A}_\mu \times \vec{A}_\mu)] = -g(\delta\vec{A}_\mu) \times \vec{A}_\nu - g\vec{A}_\mu \times \delta\vec{A}_\nu \tag{5.24}$$

$$= (\partial_\mu \vec{\in}) \times \vec{A}_\nu - (\partial_\nu \vec{\in}) \times \vec{A}_\mu + g(\vec{\in} \times \vec{A}_\mu) \times \vec{A}_\nu + g\vec{A}_\mu \times (\vec{\in} \times \vec{A}_\nu)$$

tüm parçalar toplanır ve

$$(\vec{\in} \times \vec{A}_\mu) \times \vec{A}_\nu + \vec{A}_\mu \times (\vec{\in} \times \vec{A}_\nu) = \vec{\in} \times (\vec{A}_\mu \times \vec{A}_\nu) \tag{5.25}$$

eşitliği kullanılırsa

$$\delta\vec{E}^{\mu\nu} = -(\vec{\in} \times \vec{E}_{\mu\nu}) \tag{5.26}$$

elde edilir. Buna göre;

$$\delta L_{YM} = -\frac{1}{4}(\delta \vec{E}_{\mu\nu} \cdot \vec{E}^{\mu\nu} + \vec{E}_{\mu\nu} \cdot \delta \vec{E}^{\mu\nu}) \tag{5.27}$$

$$= \frac{1}{4}[(\in \times \vec{E}_{\mu\nu}) \cdot \vec{E}^{\mu\nu} + (\in \times \vec{E}^{\mu\nu}) \cdot \vec{E}_{\mu\nu}] \tag{5.28}$$

$$=0$$

Böylece L_{YM} 'nin gerçekten ayar değişmez olduğu ortaya konmuş olur.

6. KUANTUM RENK DİNAMİĞİ

Kuantum renk dinamiği kuarklar arasında ki kuvvetli etkileşmeleri açıklar. Bu modelde her bir kuark tıpkı elektromagnetizmadaki gibi bir yük olan renk yüküne sahiptir. Bu teorinin taşıyıcı parçacıkları kütlesiz ve renk yüküne sahip gluonlardır. Kuantum Renk Dinamiğinin diğer kuantum alan teorilerine göre daha karmaşıklığının sebebi bu renk yükünden ötürü gluonların kuarklarla beraber kendi aralarında da etkileşime girmeleridir [10].

Bir çeşni için yazılabilen Lagranjiyen:

$$L = \left[i\overline{\psi_k}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi_k - m\overline{\psi_k}\psi_k \right] + \left[i\overline{\psi_m}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi_m - m\overline{\psi_m}\psi_m \right] + \left[i\overline{\psi_y}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi_y - m\overline{\psi_y}\psi_y \right] \tag{6.1}$$

şeklinde verilebilir. Buradan da SU(3) grubunun ayar dönüşümleri yapılırsa ayar alanları yani 8 tane gluon elde edilir.

Tabi ayar değişmezlik ve ortaya koyulan simetrik durumlar bazı fiziksel gerçeklikleri açıklamada yeterli olmamıştır. Örneğin Elektrozayıf Etkileşmede

$W^{\pm}, Z$ bozonlarının, leptonların, kuarkların kütlelerinin açıklanması konusunda yeterli olmamıştır. Bu da yeni teorilerinin ortaya atılmasına ön ayak olmuştur. Bunlardan bir tanesine de kendiliğinden simetri kırılması olgusudur.

7. KENDİLİĞİNDEN SİMETRİ KIRILMASI

Standart Model'de (SM) Eletrozayıf Etkileşmenin temel unsurları, Kendiliğinden Simetri Kırılması'nın (KSK) ana kavramları olan ayar bozon kütlelerini anlatabilen Goldstone bozonlarının ortaya çıkmasıyla verilebilmiştir [2]. KSK' da global simetri yerine ayar simetrisi kullanıldığında Higgs Mekanizması devreye girer [11]. Bu yöntem kısa menzilli zayıf etkileşimleri ayar değişmezliğini bozmadan açıklayabilmelidir. 1983 yılında CERN'de $W^{\pm}, Z$ bozonlarının keşfi [12] KSK olgusunun ilk deneysel kanıtı olarak düşünülebilir. Şu an ve gelecekte deneylerde bu Simetri Kırılma Sektörü'nün (SKS) doğasının iyi anlaşılması umulmakta ve bu gelecekte inşa edilecek yeni nesil hızlandırıcıların ana motivasyonu olarak görülmektedir. Bu hızlandırıcılardan en önemlileri CERN'de inşa edilecek olan LHC ve CLIC'dir.

Standart Model'de simetri kırılması lineer olarak bir skaler alanla temsil edilir, bu da vakumun beklenen değerinin sıfırdan farklı olmasını gerektirir. Sonuçta fiziksel spektrum sadece kütleli ara bozonları ve fermiyonik madde alanlarını içermez, bir nötral skaler alan yani şu ana kadar detektörlerden kaçan Higgs parçacığını da içerir. Simetri kırılmasının SM resminde en önemli avantajı açık ve tutarlı formülasyonunun var olması ve herhangi bir gözlenebilirin Higgs ile olan kendiliğinden çiftlenim sabitiyle pertürbatif olarak hesaplanabilmesidir. Buna rağmen, bu modelin her şeyi doğru anlattığı sonucuna varılamaz.

KSK'nın kavramları SM'i tamamlayıcı olmakla kalmaz, çok daha genel uygulama alanlarına sahiptir. Herhangi alternatif KSK'nın standart Higgs mekanizmasına sahip olması şanstır ve aşağıdaki özellileri sağlamalıdır;

1) Elekromagnetizmada tüm simetriler ihlal edilmemelidir.
2) Tüm simetriler elektrozayıf ayar simetrisi içermelidir.

3) Simetri kırılması $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2}$=246 GeV enerji mertebesinde oluşmalıdır. Burada G_F Fermi çiftlenim sabitidir.

KSK'nın bir basit tanımı takip eden cümledeki gibi verilebilir.

Şayet etkileşimler sistemin sahip olduğu bir çeşit simetrinin dinamikleriyle yönlendiriliyorsa fakat taban durumu buna uymuyorsa fiziksel sistemde kendiliğinden simetri kırılması vardır.

Bu olguya açıklayıcı bir örnek olarak sonsuz yayılmış ferromagnetler verilebilir [13]. Sistem Curie (T_c) sıcaklığına yakın bir sıcaklıkta olsun. Bu sistem etkileşimleri dönmeler altında değişmez olan sonsuz basit spin kümesi olarak tanımlanabilir. Sistemin taban durumunun T sıcaklığının değerine bağlı olarak iki farklı durumu vardır.

Durum:1 $T > T_C$

Sistemin spinleri gelişigüzel yönelimlerde olduğundan ortalama magnetizasyon "$\vec{0}$" olur ($\vec{M}_{ort} = \vec{0}$). Taban durumu bu yönelme ile beraber açıkça dönmeler altında değişmezdir.

Durum:2 $T < T_C$

Sistemin spinleri keyfi bir doğrultuda paralel olarak yönelir, dolayısıyla net manyetizasyon sıfırdan farklıdır.($\vec{M}_{ort} \neq 0$). Spinlerin keyfi yönelimlerine bağlı olarak sonsuz tane taban durumu vardır. Daha da fazlası bir ayrıcalıklı doğrultunun varlığından dolayı sistem dönmeler altında değişmez değildir. Bu KSK'ya iyi bir örnektir. Spinler arasındaki etkileşimler dönmeler altında değişmezdir ancak taban durumu enerjisi dönmeler altında değişecektir. Daha açık olarak, sistem değişmez olmayan sonsuz tane olası taban durumlarından bir tanesini seçmiştir, bu da KSK olgusunu ortaya koyar.

Teorik açıdan böyle bir fiziksel olayın merkezinde daha temel ne olabilir sorusuna bakmazsızın bu davranışı basit matematiksel bir yöntemle parametrize edilebilir. Sonsuz yayılmış ferromagnet modeli Ginzburg ve Landau Teorisi olarak bilinir. Bu modelin temel unsurlarının oluşturulması için takip eden yaklaşım uygulanır. T, T_C'ye yakınsa $\vec{M}$ küçüktür ve buna göre serbest enerji yoğunluğu $u(\vec{M})$;

$$u(\vec{M}) = (\partial_i \vec{M})(\partial_i \vec{M}) + V(\vec{M}); \quad \text{i=1.2.3} \tag{7.1}$$

$$V(\vec{M}) = \alpha_1 (T - T_c)(\vec{M}.\vec{M}) + \alpha_2 (\vec{M}.\vec{M})^2 \quad \alpha_1,\, \alpha_2 > 0 \tag{7.2}$$

şeklinde yazılabilir. (burada $\vec{M}$'nin yüksek dereceleri ihmal edilmiştir.) Manyetizasyonun taban durumu enerjisi ekstremum şartlarından elde edilebilir.

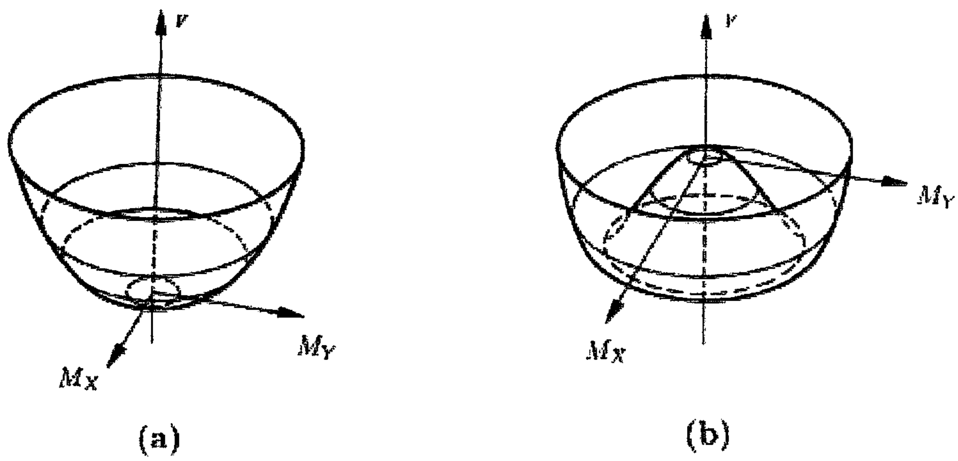
$$\frac{\partial V(\vec{M})}{\partial M_i} = 0 \Rightarrow \vec{M}.[\alpha_1 (T - T_c) + 2\alpha_2 (\vec{M}.\vec{M})] = 0 \tag{7.3}$$

$\vec{M}$'nin T değerine bağlı olarak iki tane çözümü vardır.

Çözüm 1:

Şayet; $T > T_c \Rightarrow [\alpha_1 (T - T_c) + 2\alpha_2 (\vec{M}.\vec{M})] > 0 \;\Rightarrow \vec{M} = 0$ (7.4)

$\vec{M}$ için çözüm duruma uygun olarak keyfidir. Önce taban durumunun dönmeler altında değişmez olduğunu gösterilirse $\vec{M} = 0$ olduğunda, $V(0) = 0$ olduğundan $V(\vec{M})$ potansiyeli bir tek minimumla simetrik bir şekil oluşturur.(Şekil 1.a)



Şekil.1 (a) $V(\vec{M})$ potansiyelinin simetrik faz durumu **(b)** $V(\vec{M})$ potansiyelinin kendiliğinden simetri kırılmasına uğramış fazı [1].

Çözüm 2:

Şayet $T < T_c \Rightarrow \vec{M} = 0$ lokal maksimumdur ve minimum olma koşulu;

$$T < T_c \Rightarrow [\alpha_1(T - T_c) + 2\alpha_2(\vec{M}.\vec{M})] = 0 \Rightarrow \left|\vec{M}\right| = \sqrt{\frac{\alpha_1(T_c - T)}{2\alpha_2}} \qquad (7.5)$$

olmasını gerektirir. Görüldüğü gibi $\vec{M}$ 'nin farklı doğrultularına karşılık sonsuz tane olası durumunun var olduğu ve dönmeler altında değişmez olmadığı duruma karşılık gelir. Bu durumda $V(\vec{M})$ potansiyeli Şekil.1 b 'de olduğu gibi "Meksika şapkası" benzeri şekil oluşturur. Sonuç olarak anlaşılmalıdır ki $T < T_c$ durumunda herhangi taban durumu seçilirse, dönme simetrisi kendiliğinden kırılır.

Simetri kırılmalarına diğer bir örnek ise Kuantum Renk Dinamiği'ndeki kırılmadır. Bu simetri kırılması doğadaki u ve d kuarkın kütle kazanımlarını açıklamak için ortaya konmuştur.

8. HİGGS MEKANİZMASI

Goldstone Teoremi global simetrilerin kendiliğinden kırılması için bir simetridir, ancak bir ayar teorisi değildir. Kendiliğinden simetri kırılması ayar teorisi olduğunda Higgs mekanizması ortaya çıkar [14].

Goldstone bozonları global simetri kırılmasını fiziksel spektrumda açık olarak ortaya koymayabilir; onun yerine kütlesiz ayar bozonlarını birleştirir. Sonuç olarak önce asimetrik vakumda sistemin spektrumunu inşa eder ve burada kütleli vektör parçacıklar açığa çıkar. Bu vektör bozonları kütle kazanır ve sayıları bahsedilen Goldstone bozonları sayısına eşit olur.

Higgs mekanizmasının kütle üretimi için 3 tane önemli özelliği vardır:

1) Lagranjiyeni ayar simetrisine uygun olmalıdır.
2) Toplam polarizasyon derecelerini korumalıdır.
3) Kütlesiz ayar teorisinin renormalizasyonunu ve iyi yüksek enerji özelliklerini bozmamalıdır.

Bu kısımda Higgs mekanizmasının nasıl $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar teorisinden $W^{\pm}, Z$ bozonlarının kütlelerini ürettiği incelenecektir. Bu inceleme yapılırken aşağıdaki gerçekler düşünülmelidir.

1) SM'in Langranjiyeni $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar dönüşümü altında değişmez olmalıdır. Bu nedenle değişmezliği sağlamak için yeni ek bir alan gereklidir.

2) Üç ayar bozonu $W^{\pm}, Z$ için kütle üretmek isterken foton (γ) kütlesiz kalmalıdır. Buna göre üç tane (ϕ^{+}, ϕ^{-}, χ) Goldstone bozonu olması gerekir. Bu kütlesiz bozonlar $SU(2)_L \times U(1)_Y$'nin kütlesiz ayar bozonlarıyla birleşirler.

3) $U(1)_{em}$ fiziksel spektrumun simetrisi olduğundan dolayı, $U(1)_{em}$ Elektrozayıf Teorinin bir vakum simetrisi olmalıdır.

Yukarıdaki düşüncelerden Higgs Mekanizması Elektrozayıf Teoriden ortaya çıkarttığına göre bir "ad hoc" alan eklenmelidir. Bu sistem $SU(2)_L \times U(1)_Y$' nin ayar değişmez davranışında ayar sektörüyle etkileşen, kendi kendine etkileşen ve ayrıca istenen $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetri kırılmasını birleştirilmesi istenen ϕ^+, ϕ^-, χ Goldstone bozonlarıyla üreten bir sistem olmalıdır. Bu sisteme Elektrozayıf Teorinin KSK'sı denir.

9. ELEKTROZAYIF TEORİNİN KENDİLİĞİNDEN SİMETRİ KIRILMASI

Bu bölümde Elektrozayıf Teorinin KSK'sı ortaya koyulup doğruluğu kanıtlanacaktır.

Φ, $SU(2)_L \times U(1)_Y \to U(1)_{em}$ simetri kırılmasını sağlayan yeni ek alan olsun. Φ aşağıdaki koşulları sağlamalıdır.

1) Skaler alan olmalıdır, böylece yukarıda ki kırılmada Langranjiyen Lorentz dönüşümleri altında değişmez kalır.

2) Kompleks alan olmalıdır, böylece Hamiltonyen hermityen olur.

3) $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ kırılmasından dolayı yok olmayan zayıf izospin ve hiperyükü olmalıdır. Φ'nin kuantum numaraları ve anlatımının seçimi bir çok yoldan yapılabilir. Bazıları şunlardır;

i) Lineer olmayan temsilin seçimi: Φ, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ altında lineer olmayan bir şekilde dönüşür.

ii) Lineer anlatımın seçimi: Φ, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ altında lineer olarak dönüşür. Basit bir anlatım kompleks ikililerdir. Benzer seçimler ise kompleks üçlüler, birden fazla ikililer v.b. olabilir.

4) Φ'nin sadece nötral bileşeni, vakumun $U(1)_{em}$ simetrisini korumak için yok olmayan vakum beklenen değeri (VBD) kazanmasını sağlamalıdır.

5) Φ'nin ayar ve fermiyonik sektörle etkileşimi ayar değişmez olmalıdır.

6) Φ 'nin verilen $V(\Phi)$ kendi kendine etkileşim potansiyeli istenen kırılmayı üretmelidir. Bu durum $\langle 0|\Phi|0\rangle \neq 0$ ile temsil edilir. Φ prensip olarak temel yada kompozit alan olabilir.

7) Düşük enerjilerden yüksek enerjileri tahmin edebilmek için $V(\Phi)$ renormalize olmalıdır.

Bu yedi madde düşünülerek Φ, $V(\Phi)$ ve KSK'nin Elekrozayıf Langranjiyeni;

$$L_{KSK} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \tag{9.1}$$

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2;\ \lambda > 0 \tag{9.2}$$

olarak bulunabilir.

Burada,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix},\ D_\mu \Phi = (\partial_\mu - \frac{1}{2} i g \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu - \frac{1}{2} i g' B_\mu)\Phi \tag{9.3}$$

ile verilir.

Φ, hiperyükü 1 olan temel kompleks ikili ve $V(\Phi)$ basit renormalize potansiyeldir. $\vec{W}_\mu$ ve B_μ $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ 'nin ayar alanları, g ve g' uygun ayar çiftlenimleridir.

Ginzburg-Landau teorisiyle Higgs mekanizmasının benzerliği ilginçtir. Kütle parametresinin $(-\mu^2)$'nin işaretine bağlı olarak VBD'nin iki tane olası değeri vardır;

1) $-\mu^2>0$: minimum'da;

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = 0 \tag{9.4}$$

olur ve vakum $SU(2)_L \times U(1)_Y$ altında simetriktir. Dolayısıyla simetri kırılması oluşmaz.

2) $-\mu^2<0$; minimumda

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}; \text{ keyfi } \arg\Phi;\ v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \tag{9.5}$$

buna göre sonsuz olası $\arg\Phi$ değerine karşılık sonsuz tane dejenere VBD vardır. Bu VBD'den dolayı $SU(2)_L \times U(1)_Y$ asimetrik ve $U(1)_{em}$ simetriktir. $SU(2)_L \times U(1)_Y \to U(1)_{em}$ simetri kırılması bir vakum seçilimi sonucunda oluşur. Buna örnek olarak;

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}; \arg\Phi \equiv 0,\ v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \tag{9.6}$$

verilebilir.

Yukarıdaki simetrik ve simetrik olmayan Elektrozayıf Teorinin fazları, Ginzburg-Landau Teorisinde tanımladığımız ferromagnet fazlarıyla açıkça benzerdir. SM'de Φ alanı $\vec{M}$ magnetizasyonu, $V(\Phi)$ ise $V(\vec{M})$'nin yerini alır. Sonuç olarak SM'nin gerekli parametresi $\langle 0|\Phi|0\rangle$'dir. Simetrik faz Şekil1.a, asimetrik faz ise Şekil1.b gösterildiği gibidir. Higgs mekanizmasının diğer bir yönü ise polarizasyon açısını korumasıdır*. Şimdi detaylar sıralanırsa;

KSK'den önce;

4 kütlesiz ayar bozonu; $W^{\mu}{}_{1,2,3}$, B^{μ}

4 kütlesiz skaler; 4 reel bileşeni Φ 'nin, ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3, ϕ_4

toplam polarizasyon açısı sayısı: $4\times2+4=12$

KSK'den sonra;

3 kütleli ayar bozonu: $W^{\pm}$, Z

1 kütlesiz ayar bozonu; γ

1 kütleli skaler

toplam polarizasyon açısı sayısı: $3\times3+1\times2+1=12$

Birden fazla dereceye gereksinim olunduğunun teorinin başından itibaren bilinmesi önemlidir. Gereksinim duyulan Goldstone bozonları Φ ' nin 3 reel bileşeni, yani

$$\phi^{\pm}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1\mp\phi_2) \tag{9.7}$$

ve

$$\chi=\phi_3 \tag{9.8}$$

ve dördüncü bileşen ϕ_4 kompleks ikililerinin birleştirilmesinden oluşan bileşendir. Simetri kırılmasından sonra, bu ekstra açı bir ekstra kütleli skaler yani Higgs bozonunu ortaya çıkarır. Higgs bozonunun nasıl ara bozonlara kütle kazandırma süreci ise Glashow- Weinberg –Salam modeli dahilinde incelenir.

10. GLASHOW-WEİNBERG-SALAM MODELİ

Şu ana kadar elde edilen verilerle SM dahilinde incelenen $SU(2)_L\times U(1)_Y$ ayar dönüşümünde değişmez olan KSK Langranjiyeni (L_{KSK}) aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$L_{KSK}=(D_\mu\Phi)^{\dagger}(D^{\mu}\Phi)+\mu^2\Phi^{\dagger}\Phi-\lambda(\Phi^{\dagger}\Phi)^2 \tag{10.1}$$

Burada daha önce tanımlandığı gibi;

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \tag{10.2}$$

şeklindedir.

Fiziksel spektrum'un L_{KSK}'dan nasıl elde edilebileceği aşağıdaki adımlarda anlatıldığı gibi özetlenebilir.

1) Asimetrik vakum değeri belirlenmelidir. Örneğin:

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \tag{10.3}$$

şeklinde seçilebilir.

2) Fiziksel spektrum bu vakum değeri çevresinde küçük salınımlar yaparak inşa edilebilir. Bu durum

$$\Phi = \exp i(\frac{\vec{\xi}(x)\cdot\vec{\sigma}}{v}) \begin{pmatrix} 0 \\ \dfrac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{10.4}$$

şeklinde sağlanabilir. Burada $\vec{\xi}(x)$ ve $H(x)$ çok küçük alanlardır.

3) Fiziksel olmayan $\vec{\xi}(x)$ alanını yok etmek için aşağıdaki ayar dönüşümü yapılmalıdır.

$$\Phi' = U(\xi)\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \dfrac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix};\ U(\xi) = \exp\left(-i\frac{\vec{\xi}(x).\vec{\sigma}}{v}\right) \tag{10.5}$$

$$\left(\frac{\vec{\sigma}.\vec{W}_{\mu}}{2}\right)=U(\xi)\left(\frac{\vec{\sigma}\cdot\vec{W}_{\mu}}{2}\right)U^{-1}(\xi)-\frac{i}{g}[\partial_{\mu}U(\xi)]U^{-1}(\xi)\,;\ B_{\mu}^{'}=B_{\mu} \qquad (10.6)$$

4) Sonuçta, zayıf özdurumlar kütle özdurumlarına döner, böylece fiziksel ayar bozonları aşağıdaki şekilde belirlenmiş olur.

$$W_{\mu}^{\pm}=\frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu}^{'1}\mp iW_{\mu}^{'2}) \qquad (10.7)$$

$$Z^{\mu}=-s_{w}B_{\mu}^{'}+c_{w}W_{\mu}^{'3} \qquad (10.8)$$

$$A^{\mu}=c_{w}B_{\mu}^{'}+s_{w}W_{\mu}^{'3} \qquad (10.9)$$

Şimdi L_{KSK} kütle terimlerini içerecek şekilde yeniden oluşturulursa:

$$(D_{\mu}\Phi^{'})^{\dagger}(D^{\mu}\Phi^{'})=\left(\frac{g^{2}v^{2}}{4}\right)W_{\mu}^{+}W^{\mu-}+\frac{1}{2}\left(\frac{(g^{2}+g^{'2})v^{2}}{4}\right)Z_{\mu}Z^{\mu}+\ldots \qquad (10.10)$$

$$V(\Phi^{'})=\frac{1}{2}(2\mu^{2})H^{2}+\ldots \qquad (10.11)$$

şeklinde elde edilir. Bu denklemlerden de görüldüğü gibi ayar bozon kütleleri:

$$M_{W}=\frac{1}{2}gv\,;\ M_{Z}=\frac{1}{2}\sqrt{(g^{2}+g^{'2})}v \qquad (10.12)$$

$$M_{H}=\sqrt{2}\mu \qquad (10.13)$$

olarak elde edilir.

Higgs mekanizması sadece W ve Z bozonuna kütle vermek için değil aynı zamanda fermiyon kütlelerini vermek içinde kullanılır. Higgs bozonunun fermiyonlarla ayar değişmez Yukawa çiftlenimi;

$$L_f = -\lambda_d \overline{Q_L} \Phi d_R + \text{ diğer aileler} \tag{10.14}$$

burada;

$$Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \tag{10.15}$$

$SU(2)$ fermiyon ikilileridir. Buradan etkin çiftlenim aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\lambda_d \frac{1}{\sqrt{2}} (\overline{u_L} \quad \overline{d_L}) \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix} d_R \tag{10.16}$$

Aşağı kuark için kütle kazanımı için saptama yapılırsa;

$$\lambda_d = \frac{m_d \sqrt{2}}{v} \tag{10.17}$$

şeklinde hesaplanabilir. Yukarı kuark için kütle terimini türetmek için $SU(2)$ ikilileri kullanılır ($\Phi_c = -i\tau\Phi^*$) ve $SU(2)$ değişmez çiftlenimleri;

$$\lambda_u \overline{Q_L} \Phi_c u_R \tag{10.18}$$

şeklinde yazılabilir ve yukarı kuarkın kütle terimi türetilebilir. Benzer çiftlenimler, yüklü leptonların kütle terimini türetmek içinde kullanılabilir. Çoklu aile durumunda Yukawa çiftlenimleri λ_u ve λ_d, $N_F \times N_F$'lik (burada N_F aile sayısıdır.) matrisler olur. Kütle matrisi ve Yukawa matrisi orantılı olduğundan, Higgs bozonu ile fermiyon kütle özdurumları çeşni köşegendir. Bu da Higgs bozonunun çeşni değişim etkileşimlerine aracılık etmediği anlamına gelir. Fermiyon kinetik enerjisinin ayar bozon kütle özdurumları cinsinden anlatımından faydalanarak, yüklü ve nötral zayıf akım etkileşimleri bulunabilir. $\mu \to e\overline{\nu_e}\nu_\mu$ bozunumu bu duruma örnek olarak verilebilir. Momentum W bozonu tarafından taşındığından ötürü M_μ, M_W yanında ihmal edilebilir ve bu da;

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{1}{2v^2} \tag{10.19}$$

sonucunun bulunmasını sağlar, buradan da;

$$v^2 = (\sqrt{2}G_F)^{-1} = (246GeV)^2 \tag{10.20}$$

sonucu elde edilir.

Higgs mekanizmasının en önemli noktası Higgs bozonunun tüm ayar bozonları ve fermiyonlar la çiftleniminin, çiftlenim sabitleri ve fermiyon kütleleri cinsinden belirlenebilmesidir. $V(\Phi)$ potansiyeli iki serbest parametreye sahipti. μ ve λ. Bu serbest parametreler;

$$v^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \tag{10.21}$$

$$M_H^2 = 2v^2\lambda \tag{10.22}$$

şeklinde kullanılabilir. Bu denklemlerde hiç uyarlanmış serbest parametre yoktur, öyleyse Higgs üretim ve bozunum süreçleri Higgs kütlesi terimleri cinsinden hesaplanabilir.

11. HİGSS FİZİĞİ

Higgs mekanizması M_H 'ı Higgs kendi-kendine çiftlenim ve v=246 GeV cinsinden hesaplanmasını sağlamıştır.

$$M_H = \sqrt{2}\mu = \sqrt{2v^2\lambda} \tag{11.1}$$

Fakat λ bilinmemektedir. Buna göre M_H SM'de herhangi bir değer alabilir. Daha sonra inceleneceği gibi M_H üzerine sınırlamalar üniterlik, keyfi seçilim ve vakum kararlılığından gelmektedir.

Bana karşın top kuark dışında, bu skaler temel parçacığın (H) varlığını destekleyen güçlü teorik kanıtlar (anomaliler v.b.) yoktur.

Higgs bozunumlarına göre, ağaç seviyesinde SM tahmini parçalı genlikleri aşağıdaki gibidir.

$$\Gamma(H \to W^+W^-) = \frac{G_F M_H^3}{8\sqrt{2}\pi}\beta_W(\beta_W^2 + \frac{12M_W^4}{M_H^4}) \tag{11.2}$$

$$\Gamma(H \to ZZ) = \frac{G_F M_H^3}{16\sqrt{2}\pi}\beta_Z(\beta_Z^2 + \frac{12M_Z^4}{M_H^4}) \tag{11.3}$$

$$\Gamma(H \to f\bar{f}) = \frac{G_F M_f^2 M_H}{4\sqrt{2}\pi} \beta_f^3 \, \xi \qquad (11.4)$$

Burada;

$\beta_P = \sqrt{1 - 4\frac{m_p^2}{M_H^2}}$, $P = W^{\pm}$, Z , f ; ξ=3 şayet $f = q$ (kuark), ξ=1 şayet $f = l$ (lepton) (11.5)

olarak verilir.

11.1. M_H 'ın Teorik Sınırları

11.1.1. Uniterlikten Dolayı M_H 'ın üst Sınırı

Saçılma matrisinin üniterliğiyle beraber toplam geçiş genliğine elastik yaklaşım ve Optik teoremi parçalı dalga genliği için uniterlik koşulunu ortaya koyar. Bu da Higgs parçacığını içeren Standart Model saçılmalarında Higgs kütlesine bir üst sınır koyar. Şimdi bu sınır en basit saçılma süreci olan kütlesiz skalerle incelenebilir; $1+2 \to 1+2$

Bu bozunumun genliği parçalı dalga genliği terimleri cinsinden [2]:

$$T(s, \cos\theta) = 16\pi \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) a_J(s) P_J(\cos\theta) \qquad (11.6)$$

şeklinde verilir. Burada P_J Legendre polinomlarıdır. Buna bağlı olarak diferansiyel geçiş-genliği:

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}=\frac{1}{64\pi^2 s}|T|^2 \qquad (11.7)$$

olarak bulunur. Böylece elastik geçiş-genliği parçalı dalga genliği cinsinden yazılırsa:

$$\sigma_{el}=\frac{16\pi}{s}\sum_{J=0}^{\infty}(2J+1)\left|a_j(s)\right|^2 \qquad (11.8)$$

olarak bulunur. Başka bir anlatımla Optik teoremi toplam geçiş-genliğini, ileri geçiş genliğiyle beraber anlatır.

$$\sigma_{top}(1+2\rightarrow \text{Herhangi bir şey})=\frac{1}{s}\operatorname{Im}T(s,\cos\theta=1) \qquad (11.9)$$

Elastik yaklaşımda σ_{top} için, $\sigma_{top}\approx\sigma_{el}$ elde edilir. Buradan son olarak;

$$\operatorname{Im}a_j(s)=\left|a_j(s)\right|^2\ ;\ \forall J \qquad (11.10)$$

elde edilir.

Bu parçalı dalga genliği için elastik uniterlik koşulu olarak adlandırılır. Buradan aşağıda ki eşitliği elde etmek kolaydır.

$$\left|a_j\right|^2\le 1;\ 0\le \operatorname{Im}a_j\le 1;\ \left|\operatorname{Re}a_j\right|\le\frac{1}{2};\ \forall J \qquad (11.11)$$

Bu koşullar elastik uniterlik için zorunludur ancak yeterli değildir. Bu durum, şayet elastik uniterlik koşullarından herhangi birisi tam olarak yerine gelmezse, teorinin üniterliği bozulur anlamına gelir. Şimdi bu duruma örnek olarak SM'de $W_L^+W_L^-$ şaçılma durumunun üniterlik koşulu incelenebilir. $J=0$ parçalı dalga genliği aşağıdaki şekilde hesaplanabilir.

$$a_0 = (W_L^+W_L^- \to W_L^+W_L^-) = \frac{1}{32\pi}\int_{-1}^{+1} T(s,\cos\theta)d(\cos\theta) \tag{11.12}$$

Burada genlik;

$$T(W_L^+W_L^- \to W_L^+W_L^-) = -\frac{1}{v^2}\{-s-t+\frac{s^2}{s-M_H^2}+\frac{t^2}{t-M_H^2}+2M_Z^2+\frac{2M_Z^2 s}{t-M_H^2}$$

$$+\frac{2t}{s}(M_Z^2-4M_W^2)-\frac{8s_W^2 M_W^2 M_Z^2 s}{t(t-M_Z^2)}\} \tag{11.13}$$

şeklinde verilir. Büyük enerji limitinde a_0;

$$|a_0| = \xrightarrow{s>>M_H^2, M_W^2} \frac{M_H^2}{8\pi v^2} \tag{11.14}$$

olarak bulunur.

Son olarak, uniterlik koşulunun gereksinimi olarak $(|\mathrm{Re}\, a_0| \le \frac{1}{2})$ Higgs bozonunun üst limiti;

$$M_H < 860 GeV \tag{11.15}$$

olarak bulunur.

11.1.2. M_H'ın Serbestlikten Dolayı Üst Sınırı

$\lambda\Phi^4$ teorisinde keyfiliğin anlamı (SM'in skaler sektörü) özel $\lambda_R = 0$'ın remormalize çiftleniminin belirli bir değerinin teorinin tek belirlemiş noktası olmasıdır. Bir teoride $\lambda_R = 0$'sa ve etkileşmeyen parçacıklar içeriyorsa bu teori keyfidir. Bu davranış bir-halka seviyesinde renormalize çiftlenimlerde gözlenebilir.

$$\lambda_R = \frac{\lambda_0}{1-\frac{3}{2\pi^2}\lambda_0 \log(\frac{Q}{\Lambda})}; \ \lambda_0 \equiv \lambda_R(Q=\Lambda) \tag{11.16}$$

λ_0'ı keyfi sonlu bir değerde tutarken, $\Lambda \to \infty$ limitine götürerek $\lambda_R(Q) \to 0$ değerini Q'nun sonlu değeri için buluruz..

M_W ve M_Z'nin üretilmesi için Higgs mekanizması için kendi kendine etkileşen skaler sistemlere ihtiyaç duyulduğunda, KSK'nin keyfiliği SM'de kullanışsızdır. Bu açık problemden çıkış yolu Higgs potansiyeli $V(\Phi)$'nin kesin fiziksel kesilim (Λ_{fiz}) altında geçerli olmasıdır. Böylece $V(\Phi)$ etkin düşük enerji teorisi tanımlar, bu Λ_{fiz}'le beraber bazı temel fiziğin (hala tam bilinmiyor) $V(\Phi)$'nin skalasında olmasıyla sağlanmıştır.

SM'i bazı somut renormalizasyonlarının varlığı farz edilebilir. Örneğin Higgs kütle parametreleri aşağıdaki gibi belirlensin:

$$M_H^2 = 2\lambda_R(v)v^2 \tag{11.17}$$

burada;

$$\lambda_R(v) = \frac{\lambda_0}{1-\frac{3}{2\pi^2}\lambda_0 \log(\frac{v}{\Lambda_{fiz}})} \tag{11.18}$$

olarak verilir. Şayet $V(\Phi)$ 'nin mantıklı bir etkin teori olması istenirse M_H 'ın tüm renormalize kütle kesilimin altında tutulmalıdır, yani;

$$M_H < \Lambda_{fiz} \tag{11.19}$$

olmalıdır. Buna rağmen Λ_{fiz} 'nin keyfi değerleri için bu durum her zaman mümkün olmayabilir. Bu durumda Λ_{fiz} artırılır. M_H azaltılırsa çözüm ortaya konmuş olur. $M_H \approx \Lambda_{fiz}$ olduğu geçiş noktasında enerji değeri 1Tev skalasına yaklaşır. Higgs kütlesini kesilim altında tuttuğumuzda, üst limiti ortaya koymuş oluruz.

$$M_H^{1-halka} < 1 \text{ TeV} \tag{11.20}$$

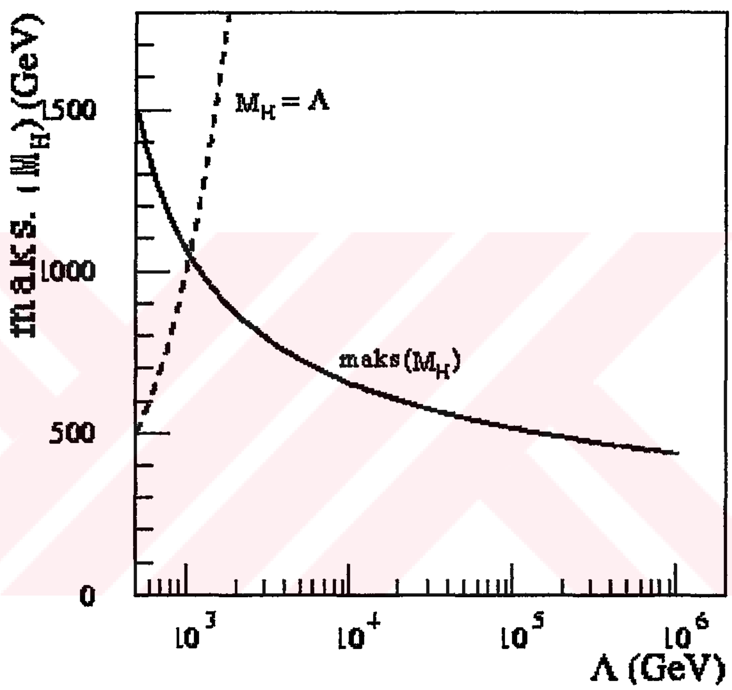
Bu tabi ki doğru keyfi sınırın, sadece pertürbatif olarak hesaplanmasıyla elde edilmiş olmalıdır. Daha gerçekçi limit pertürbatif olmayan davranışla gelmelidir. Sıkı limitlerde ilmeklerin analizlerinde bu davranış doğrulanır.

$$M_H^{ilmek} < 640 \text{ GeV} \tag{11.21}$$

Son olarak, M_H 'ın pertürbatif üst limiti SM'de 1-halka seviyesinde renormalizasyon grup denklemlerinin analiziyle bulunabilir. Bu durum, skaler sektör, ayar bozon sektörü ve üçüncü aile fermiyonik sektör kısıtlamalarını da içerir. Gereksinimden dolayı teori, tüm enerji skalalarında belirlenmiş bazı yüksek enerjilerde pertürbatif olmalıdır. Böylece maksimum M_H değeri elde edilebilir. Örneğin top kuarkın kütlesi (m_t) 174 GeV ve belirlenen enerji skalası 10^{16} GeV olsun, böylece;

$$M_H < 175\text{GeV} \qquad (11.22)$$

olarak bulunur. Tabi ki pertürbatifliğin yüksek enerjilere kadar çıktığına inanmak teorik bir ön yargıdır. SM'in skaler sektörü için pertürbatif olmayan rejimin varlığı hala olasıdır ve yeni önerilerin çıkması için bir yoldur.



Şekil.2 Verilen Λ değerlerine göre M_H ' olası değerleri [15].

11.1.3. Vakum Kararlılığından M_H 'ın Alt sınırı

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ teorisi vakumu sabitlediği zaman, bu vakumun kuantum düzeltmeleri altında durağan olması gerekir. Prensip olarak, kuantum düzeltmeleri vakumu kararlı yapamayabilir ve vakumu simetriğe çevirip KSK'yı yok edebilir. Bu olgu etkin potansiyelin terimlerinin kuantum düzeltmelerini de içerecek şekilde anlatmanın en iyi yolu olabilir. Örnek olarak Elektrozayıf Teorinin bir halka seviyesinde ve küçük λ limitinde etkin potansiyel yazılırsa:

$$V_{etkin}^{1-halka}(\Phi) \simeq -\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda_R(Q_0)(\Phi^\dagger\Phi)^2 + \beta_\lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \log(\frac{\Phi^\dagger\Phi}{Q_0^2}) \tag{11.23}$$

potansiyeli elde edilir. Burada :

$$\beta_\lambda \equiv \frac{\partial\lambda}{\partial t} \simeq \frac{1}{16\pi^2}[-3\lambda_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2)] \tag{11.24}$$

olarak verilir. Ekstremum koşulu:

$$\frac{\delta V_{etkin}^{1-halka}}{\delta\Phi} = 0 \tag{11.25}$$

kullanılırsa bu koşul iki tane olası çözüme götürür;

a) Keyfi vakum, $\Phi = 0$

b) Keyfi olmayan vakum, $\Phi = \Phi_{vak} \neq 0$

Doğru vakumun keyfi olmayan vakum olması istenirse:

$$V_{etkin}^{1-halka}(\Phi_{vak}) < V_{etkin}^{1-halka}(0) \tag{11.26}$$

alınmalıdır. Bununla beraber potansiyelin minimumda ki değeri ikinci türevinin değerine bağlıdır.

$$M_H^2 \equiv \frac{1}{2}\{\frac{\delta^2 V}{\delta\Phi^2}\}_{\Phi=\Phi_{vak}} \tag{11.27}$$

Bu durumda M_H^2 'nin çok küçük değerlerinde yukarıdaki koşul tersine döner. Bu:

$$V(0) < V(\Phi_{vak}) \tag{11.28}$$

durumuna karşılık gelir ve doğru vakum keyfi olana döner. Vakum kararlılık koşulları M_H için bir alt sınır ortaya koyar. Daha açık olarak:

$$M_H > \frac{3}{16\pi^2 v^2}(2M_W^4 + M_Z^4 - 4m_t^4) \tag{11.29}$$

sonucu bulunur. İlginç olanı ise m_t >78 GeV olduğunda bu sınır ortadan kalkar ve $V_{etkin}^{1-halka}$ alttan sınırsız olur. Tam olarak m_t değerinin bilinmesi ve bu değerden çok büyük olması büyük güçlük çıkarmaktadır. Bu problemin çözümü veri değerlerinin şu şekilde alınmasıyla elde edilebilir; 1-halka yaklaşımı gerçekçi olmaz ve etkin potansiyelin analizinde 2-halka yaklaşımı kullanılarak. Bu günlerdeki çalışmalarda vakum kararlılığı için 2-halka yaklaşımı ve 10^{16} GeV'in üzerinde çok yüksek enerjiler kullanılmış ve aşağıdaki sınır değer bulunmuştur:

$$M_H^{vak.kar.} > 132 \text{ GeV}. \tag{11.30}$$

11.2. M_H 'ın Deneysel Sınırları

Higgs parçacığının bu günkü e^+e^- ve p^+p^- hızlandırıcılarında araştırılması, Higgs üretimi için geçiş-genliği'nin küçüklüğünden yani Higgs parçacığının hafif fermiyonlara küçük çiftleniminden dolayı zor bir görevdir:

$$H\bar{f}f \leftrightarrow -i\frac{g}{2}\frac{m_f}{M_W} \qquad (11.31)$$

Aynı zamanda şu anki ulaşılan enerjilerde baskın bozunum kanalı olan $H \to \bar{b}b$'nin son durumunun karmaşıklığından ve çok geniş arka planından dolayı çalışılması çok zordur.

11.2.1. e^+e^- hızlandırıcılarında Higgs araştırılması (LEP, SLC)

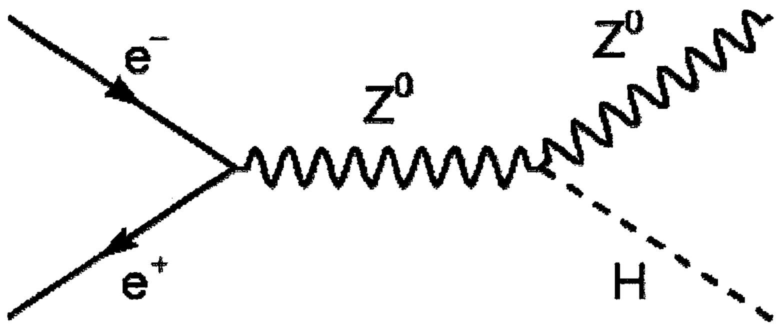
İlk zamanlarda LEP (Large Electron-Positron Collider)'de SLC (Stanford Lineer Collider)'de Higgs araştırılması temel olarak:

$$e^+e^- \to Z \to Z^*H \qquad (11.32)$$

sürecinin analiziyle yapılmıştır. Burada virtüel Z^*, $Z^* \to l^+l^-$, $\bar{\nu}\nu$, $\bar{q}q$ şeklinde, Higgs parçacığı ise $H \to \bar{b}b$ şeklinde bozunur. LEPI'de kütle merkezi enerjisi Z'nin kütlesine göre ayarlanmıştır. ($\sqrt{s} \sim M_Z$). Yüksek bir istatistiğe ulaşılmış ve Higgs parçacığının sistematik araştırılması kinematik olarak M_H'ın hesabı için mümkün olduğu düşünülmüştü. Higgs parçacığıyla ilgili herhangi bir işaretin olmamasından dolayı M_H'ın alt sınırı konusunda bir sonuç elde edilmiştir.

$$M_H > 66 \text{ GeV} \qquad (11.33)$$

LEP'in diğer bir fazı olan LEPII'de kütle merkezi enerjisi şu an 189 GeV'e ulaşılmıştır. Higgs araştırılmasında ilgili süreç aşağıdaki gibidir.



Şekil.3 LEPII'de baskın Higgs üretim süreci

$$e^{+}e^{-} \rightarrow Z^{*} \rightarrow ZH \qquad (11.34)$$

Burada şimdi ara bozon olan Z virtüeldir ve son durum Z bozonu onun kütle kabuğudur. Çeşitli Z ve H bozulum analizlerinde M_H için ortalama olarak aşağıdaki sınır bulunmuştur.

$$M_H > 114.4 \text{ GeV} \qquad (11.35)$$

M_H'ın direkt sınırlarının LEPI ve SLC'de araştırılmasının yanı sıra, dolaylı Higgs işaretlerinin, Higgs'in elektrozayıf kuantum düzeltmelerinin katkılarından faydalanarak aranması için büyük çaba harcanmaktadır.

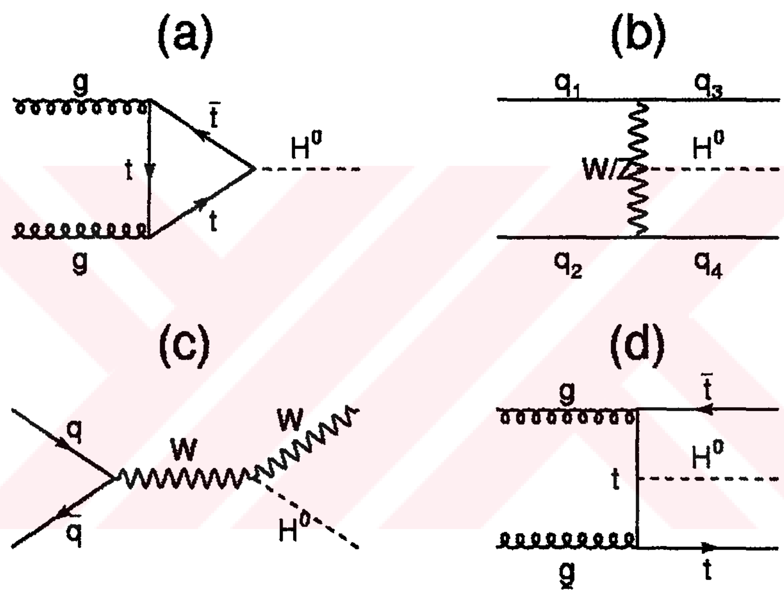
Şuan ki SM'in parametrelerinin LEP ve SLC'de radyasyon düzeltmelerini de içerecek şekilde yapılan analizlerinde:

$$M_H < 280 \text{ GeV (LEP+SLC)} \qquad (11.36)$$

olarak verilmiştir.

11.2.2. Hadronik hızlandırıcılarda Higgs araştırılması

Higgs üretiminde pp ve $p\bar{p}$ çarpıştırıcılarında uygun alt süreçler, gluon-gluon füzyon ($gg \rightarrow H$), WW ve ZZ füzyon ($qq \rightarrow qqH$), $t\bar{t}$ füzyon ($gg \rightarrow t\bar{t}H$) ve $Z\,(W)$ bremsstrahlung ($q\bar{q} \rightarrow Z(W)H$) alt süreçleridir. [1]



Şekil.4 (a) gluon füzyonu **(b)** vektör bozon füzyonu **(c)** W bremsstrahlung **(d)** $t\bar{t}$ füzyon alt süreçleri

Şu an ulaşılan enerjilerde baskın olan alt süreç gg füzyonudur. Bu kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 1{,}8$ TeV ve her bir deneyde ışınlığı L = $100 pb^{-1}$ olan TeVatrona uygun bir durumdur. Bununla birlikte Z ve W bremsstrahlung alt sürecinin en temiz izlere ve az arka planına rağmen, bu kanal TeVatron'da en çok çalışılan alt süreç olmuştur. TeVatronda düşük Higgs boson kütlesi için bir sınır belirlenememiştir. İstatistiksel olarak şu an ki Higgs araştırmalarında elde edilen geçiş genliği SM tahminlerine göre iki basamak daha büyüktür.

LHC'de yapılacak olan Higgs araştırılması çok daha umut vericidir. LHC tüm Higgs kütlesi oranlarını kapsayacak ve beklide Elektrozayıf Teorinin KSK'nın çeşitli olasılıklarının belirlenmesini sağlayacaktır.

11.3. Higgs Mekanizmasının Problemleri

Birçok teorisyen Higgs mekanizmasının elektrozayıf simetri kırılmasını tam olarak açıklayamadığını düşünmektedir. Bunun temel nedenleri: [15]

a) Higgs mekanizmasının teorisi keyfidir.

b) Higgs mekanizması'nın neden $v = 246$ GeV'de olduğu açıklanamamaktadır.

c) Higgs mekanizması neden fermiyonların kütleye sahip olduğunu açıklamamaktadır.

d) Higgs bozonunu içeren halka düzeltmeleri kuadratik olarak ıraksar. Bu yüzden karşıt terimlerin pertürbasyon teorisinden dolayı ıraksamaları adım adım yok etmesi gerekir. Birçok teorisyen bu düzenlemenin doğal olmadığını düşünmektedir.

Bazı objenin ışığında teorisyenler elektrozayıf simetri kırılması için alternatif Higgs mekanizması düşünmektedir. Bunlardan bir tanesi elektrozayıf simetrinin dinamik olarak kırıldığı technicolor benzeri mekanizmalardır. Diğer bir alternatif süpersimetrik modellerdir. Bu modelde eletrozayıf teori Higgs mekanizması tarafından kırılır fakat skaler sektördeki kuadratik ıraksamalar, teorinin açılımından dolayı otomatik olarak yok olur.

Higgs mekanizmasının ortaya atılmasıyla Glashow-Weinberg-Salam tarafından açıklanan Elektrozayıf Teorinin ilk adımları atılmış oldu. Bu teoriyle dört kuvvetin birleştirilmesiyle ilgili önemli bir yol alınmış oldu.

12. ELEKTROZAYIF BİRLEŞİM

$1-\gamma_5$ operatörünün parçacığın spinörü üzerine etkisi düşünülürse[16,17];

$$u_L(p)=\frac{1-\gamma_5}{2}u(p) \tag{12.1}$$

sonucu elde edilir. Antiparçacık spinörü üzerine etkisi ise;

$$v_L(p)=\frac{1+\gamma_5}{2}v(p) \tag{12.2}$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada (L) sol-elli yani helisitesi -1 olan parçacıkları (R) ise sağ elli yani helisiteleri +1 olan parçacıkları tanımlamaktadır. Buna göre;

$$u_R(p)=\frac{1+\gamma_5}{2}u(p) \tag{12.3}$$

$$v_R(p)=\frac{1-\gamma_5}{2}v(p) \tag{12.4}$$

şeklinde verilir. Adjoint spinörler ise aşağıdaki kurala göre dönüşür ve

$$\bar{u}_L(p)=u_L\gamma^0=u^\dagger\frac{1-\gamma^5}{2}\gamma^0=u^\dagger\gamma^0\frac{1+\gamma^5}{2}=\bar{u}\frac{1+\gamma^5}{2} \tag{12.5}$$

bağıntıları elde edilir. Aynı şekilde;

$$\bar{v}_L=\bar{v}\frac{1-\gamma^5}{2} \tag{12.6}$$

$$\bar{u}_R = \bar{u}\frac{1-\gamma^5}{2}$$

$$\bar{\nu}_R = \bar{\nu}\frac{1+\gamma^5}{2} \tag{12.7}$$

bağıntıları elde edilir. Elektron ve nötrino çiftlenimi düşünülürse bu etkileşimde oluşacak zayıf akım;

$$J_\mu^- = \bar{\nu}\frac{1-\gamma^5}{2}e \tag{12.8}$$

şeklinde elde edilir. Ayrıca,

$$\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2 = \frac{1}{4}[1-2\gamma^5+(\gamma^5)^2] = \frac{1-\gamma^5}{2} \tag{12.9}$$

$$\gamma_\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) = \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\gamma_\mu \tag{12.10}$$

$$\gamma_\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) = \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\gamma_\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) \tag{12.11}$$

eşitlikleri kullanılırsa;

$$J_\mu^- = \overline{\nu_L} e_L \gamma_\mu \tag{12.12}$$

eşitliği elde edilir. Buradan da elektromanyetik akım bulunursa;

$$u = \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)u + \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right) = u_L + u_R \tag{12.13}$$

bu eşitlikten de;

$$J_\mu^{em} = -\overline{e}\gamma_\mu e = -(\overline{e_L} + \overline{e_R})\gamma_\mu(e_L + e_R) = -\overline{e_L}\gamma_\mu e_L - \overline{e_R}\gamma_\mu e_R \qquad (12.14)$$

olarak bulunur. Görüldüğü üzere zayıf akım sadece sol-elli durumları içerirken elektromagnetik akım hem sağ-elli hem de sol-elli durumu da kapsamaktadır. Buda bir birleşim teorisinin gerçekliğini göstermektedir.

13. ELEKTROZAYIF KARIŞIM

Üç zayıf izospin akımının g_w bağlanma sabitiyle zayıf izoüçlü arabozonlarına çiftlenmesi, Glashow-Weinberg-Salam (GWS) modeliyle ortaya konmuştur. Fakat hiperyük akımı $g'/2$ büyüklüğüyle izotekli arabozonu B' ye bağlanır [2];

$$-i\left[g_w \vec{j}_\mu . \vec{W}^\mu + \frac{g'}{2} J_\mu^Y B^\mu\right] \qquad (13.1)$$

Burada bahsedilen yapı bütün elektrodinamik ve zayıf etkileşimleri içermektedir. Parantez içinde ki nokta çarpım açılırsa;

$$\vec{j}_\mu . \vec{W}^\mu = j_\mu^1 W^{\mu 1} + j_\mu^2 W^{\mu 2} + j_\mu^3 W^{\mu 3} \qquad (13.2)$$

$$j_\mu^\pm = j_\mu^1 \pm i j_\mu^2 \qquad (13.3)$$

$$\vec{j}_\mu . \vec{W}^\mu = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) j_\mu^+ W^{\mu +} + \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) j_\mu^- W^{\mu -} + j_\mu^3 W^{\mu 3} \qquad (13.4)$$

$$W_\mu^\pm \equiv \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)\left(W_\mu^1 \mp i W_\mu^2\right) \qquad (13.5)$$

sonuçları elde edilir.

$e^{-} \rightarrow \upsilon_{e} + W^{-}$ sürecini göz önüne alınırsa;

$$j_{\mu}^{-} = \bar{\upsilon}_{L}\gamma_{\mu}e_{L} = \bar{\upsilon}\gamma_{\mu}\left[\left(\frac{1-\gamma^{5}}{2}\right)\right]e \tag{13.6}$$

şeklinde akım terimi vardır.

$$-ig_{W}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)j_{\mu}^{-}W^{\mu^{-}} = -\frac{ig_{W}}{2\sqrt{2}}\left[\bar{\upsilon}\gamma_{\mu}\left(1-\gamma^{5}\right)e\right]W^{\mu^{-}} \tag{13.7}$$

Köşe çarpanı;

$$-\frac{ig_{W}}{2\sqrt{2}}\gamma_{\mu}\left(1-\gamma^{5}\right) \tag{13.8}$$

olarak bulunur.

Ayrıca GWS teorisinden bahsediliyorsa $SU(2)\times U(1)$ simetrisinin kırılmasından, iki nötral akım W^{3} ve B'nin bir tane kütlesiz lineer kombinasyonu (foton) ve bir tanede ortogonal, kütleli kombinasyonu (Z^{0}) olarak karıştırılmalıdır;

$$A_{\mu} = B_{\mu}Cos\theta_{W} + W_{\mu}^{3}Sin\theta_{W} \tag{13.9}$$

$$Z_{\mu} = -B_{\mu}Sin\theta_{W} + W_{\mu}^{3}Cos\theta_{W} \tag{13.10}$$

Buradan da görüldüğü gibi θ_W karışım açısıdır. Böylece elektrozayıf etkileşmelerin nötral kısmı;

$$-i\left[g_W j_\mu^3 W^{\mu 3}+\frac{g'}{2} j_\mu^Y B^\mu\right]=-i\left[g_W Sin\theta_W j_\mu^3+\frac{g'}{2} Cos\theta_W j_\mu^Y\right]A^\mu \tag{13.11}$$

$$+\left[g_W Cos\theta_W j_\mu^3-\frac{g'}{2} Sin\theta_W j_\mu^3\right]Z^\mu$$

şeklinde bulunur.

Böylece elektromagnetik çiftlenim;

$$-ig_e j_\mu^{em} A^\mu \tag{13.12}$$

ile verilir. Aynı zamanda akım;

$$j_\mu^{em}=j_\mu^3+\frac{1}{2} j_\mu^Y \tag{13.13}$$

şeklinde verilir.

Açık olarak birleştirilmiş elektrozayıf teori ve KED şunu şart koşar;

$$g_W Sin\theta_W = g' Cos\theta_W = g_e \tag{13.14}$$

Zayıf ve elektromagnetik çiftlenim sabitleri bağımsız değillerdir.

Z^0 ile olan zayıf çiftlenim için;

$$-ig_z\left(j_\mu^3 - Sin^2\theta_W j_\mu^{em}\right)Z^\mu \tag{13.15}$$

ve

$$g_z = \frac{g_e}{Sin\theta_W Cos\theta_W} \qquad (13.16)$$

elde edilir.

Nötral zayıf çiftlenimler için, $\upsilon_e \to \upsilon_e + Z^0$ üretimine bakarsak açıkça j_μ^3 terimi içermelidir.

$$-i\frac{g_z}{2}\left(\bar{\upsilon}_L\gamma_\mu\upsilon_L\right)Z^\mu = -i\frac{g_z}{2}\left[\bar{\upsilon}\gamma_\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\upsilon\right]Z^\mu \qquad (13.17)$$

Burada $SU(2)\times U(1)$ grubunun simetrisinin kırılmasının ve nötral bozonların karışımı elektrozayıf etkileşimi göstermektedir.

14. LİNEER ÇARPIŞTIRICILAR ÜZERİNE BİR BAKIŞ

CERN de çalışılan e^+e^- CLIC (Compact Linear Collider) yüksek enerjiye (0.5-5 TeV kütle merkezi) yüksek ışınlığa $(10^{34}-10^{35}cm^{-2}s^{-1})$ sahiptir. Bu çarpıştırıcı LHC arkasında ki yeni yüksek enerji fiziğine ulaşabilir. Maksimum enerji 5 TeV şu anda planlanan diğer lineer çarpıştırıcılara göre çok yüksek bir enerjidir. Fizik deneyleri 1 TeV' lik kütle merkezi enerjisinde en az $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$' lik bir ışınlık ister ve bu ışınlık yüksek enerjilerde artabilir. Çarpıştırıcının tasarımı 3 TeV'lik bir enerjiye göre yapılmasına karşın daha düşük enerjilerle başlanacaktır ve ilerleyen periyotlarda da bu enerji artacaktır. Bu tür ilerlemeler çok büyük modifikasyonlar olmadan yapılacaktır. CLIC TBA (Two- Beam Acceleration) metoduna göre çalışmaktadır bu metot da ana Linak'ın bölümleri için RF gücü ikinciden çıkmaktadır, Düşük enerjili yüksek yoğunluklu elektron ışını ana linaka paralel sürülür. 3 TeV lik çarpıştırıcı için 22 sürücü ışın vardır ve her biri ana ışını yaklaşık 70 GeV enerjiye çıkartmak için yeterince hızlandırılır. Yüksek ve alçak enerjilerde çarpışan ışın enerjileri için ışın nesilleri programlarının arasındaki tek fark modülatör atmasının uzunluğudur. Bunun anlamı şudur ki giren sürücü ışın nesil sistemi ilk etapta yüklenir. İki kesişme noktası (IPS) önceden görülebilir ki bir tane $e^+ - e^-$ için ve bir tane de $\gamma - \gamma$ içindir. 3 TeV lik bir kütle merkezi enerjisi için ve hızlandırma gradyenti 150 MV/m için takip edilen yaklaşık 10 km. taşıyıcının alanı için CLIC yaklaşık olarak 38 km. dir.

TBA programının büyük avantajı modülatör veya klystrons gibi aktif bileşenlere gerek yoktur, iki linakta tek bir diameter tüneline yerleştirilebilir.

CLIC, LHC'nin yüksek enerjilerde bulduğu yeni fiziğin araştırılmasına temiz arka planı yüksek enerjisi ve yoğun ışınlığıyla büyük katkıda bulunacaktır.

15. COMPACT LINEAR COLLİDER (CLIC)

Dünyada kurulmuş olan hızlandırıcıların amacı parçacıkların gizemli içyapılarını anlama çabasıdır [18]. Yüksek enerjili hızlandırıcılar bu amaca en büyük katkıyı yapan dev makinelerdir.

Bu çabanın ilk aşamaları teorik olarak fiziksel olayları açıklamak olmuştur. Sonuçta SM ve SM ötesi denilebilecek modeller ortaya atılmıştır. Bunların deneysel olarak gerçeklenmesi, kanıtlanması ancak bu yüksek enerjili hızlandırıcılarla mümkün olmuştur ve olacaktır.

Araştırmalarda esas alınan Standart Modelde ki ana problemler üç sınıfa ayrılabilir: Kütle, birleşme ve çeşni kavramları olarak özetlenebilir. Parçacık kütlelerinin arkasında yatan ana sebep nedir? Higgs bozonu gerçekten var mı ve kütle kazanımı gerçekten bu parçacık mı sağlıyor? Gerçekten tüm etkileşimleri birleştiren her şeyin teorisi mevcut mu? Proton kararlı bir parçacık mı, bozunumları gözlenebilir mi? Kuark leptonlar kaç aileden oluşuyor ve neden bu kadar aile var?

İşte bu tür bilinmezliklerin cevabı ancak TeV mertebesinde cevap bulunacağı beklenmektedir. İşte yüksek enerjili hızlandırıcılar bunu sağlayacaktır.

2007'de kurulacak olan LHC (Large Hadron Collider) bu enerji boyutuna ulaşabilecek ilk hızlandırıcıdır. LHC'de ki tüm deneylerin yeni fiziğe dair bütün bilgileri vermesi beklenmemelidir. LHC bir hadron çarpıştırıcısı olduğundan karışık arka planı nedeniyle bazı zorlukları vardır. Ancak lepton –antilepton çarpıştırıcılarında bu tür zorluklar temiz arka planı nedeniyle daha azdır. Ayrıca bu tür çarpıştırıcılarda kütle merkezi enerjisi temel parçacıklar üretebilecek kadar yeterlidir ve elektrozayıf etkileşmeleri küçük tesir kesitlerine rağmen üretilebilirler. Örnek olarak vermek gerekirse $W^{\pm}$ ve Z^{0} bozonları SPS proton-antiproton çarpıştırıcısında bulunmuşlardır fakat Elektrozayıf Teori için ayrıntılı özellikleri kesin bir şekilde LEP de bulunmuştur. Birçok laboratuar kütle merkezi enerjisi 0,5 TeV ile 1 TeV arasında olan elektron-pozitron çarpıştırıcıları olarak kurulması düşünülmektedir. Bu tür çarpıştırıcılar olası hafif bir Higgs bozonu parçacıkları oluşturabilirler. Bu ve buna benzer Standart Model ötesi teoride bu görevleri yapması için ve LHC'yi tamamlaması için kütle merkezi enerjisi 2 TeV veya daha fazla olan CLIC (Compact Lineer Collider)'in inşası düşünülmektedir.

CLIC deki fiziğin genel özellikleri Tablo1.1 de verilmiştir. Bu tablo LHC ve CLIC arasındaki tamamlayıcılığı göstermektedir. Özellikle CLIC'de yeni elektrozayıf etkileşimlerin gözlenmesi umulmaktadır. CLIC fiziğinin bazı ön çalışmaları yapılmış durumdadır ve daha ayrıntılı çalışmalar gerekmektedir. Özellikle parçacık taşıyıcı sistem ile deneysel bölgedeki kesişim üzerine ayrıntılı çalışmalar gerekmektedir. Şu da önemlidir ki CLIC parçacık enerji yayılması, başlangıç durum radyasyonu ve beamstrahlung için deneysel araştırmalara ve bu bölgedeki fizik durumuna izin vermelidir. Tablo 1,2 fizik çalışma grubu tarafından ayrıntılı çalışılan fizik üretimleri verilmektedir.

Çarpışma Enerjisi (TeV)	$\sqrt{s}=0.5$	$\sqrt{s}=3$
Işınlık L $(10^{35}\ cm^{-2}s^{-1})$	**0.2**	**0.8**
Linac tekrarlama frekansı (Hz)	**200**	**100**
Paketçik başına parçacık sayısı N (10^{10})	**0,4**	**0,4**
Paketçik/atma sayısı n_b	**154**	**154**
Paketçik arası mesafe (ns)	**0.67**	**0.67**
Paketçik uzunluğu (μm)	**35**	**35**
Normalize emittans $\gamma\varepsilon_x^* / \gamma\varepsilon_y^* (m.rad \times 10^{-6})$	**2.0/0.01**	**0.68/0.01**
Çarpışmadaki paketçik boyutları $\sigma_x^* / \sigma_y^* / \sigma_z^* (nm/nm/\mu m)$	**202/12/35**	**60/0.7/35**
Enerji yayılımı $\Delta E / E (\%)$	**0.25**	**0.35**
Çarpışma açısı (mrad)	**20**	**20**
Beamstrahlung $\delta_B (\%)$	**4.4**	**21**
Demet gücü/demet (MW)	**4.9**	**14.8**
gradyent (Mv/m)	**150**	**150**
İki linac uzunluğu (km)	**5.0**	**28.0**
Demet ulaştırma uzunluğu (km)	**5.2**	**5.2**
Son odaklama uzunluğu (km)	**1.1**	**1.1**
Toplam hızlandırıcı uzunluğu (km)	**10.2**	**33.2**
Toplam AC gücü (MW)	**175**	**41**

Çizelge .2 Ana CLIC parametreleri [14]

16. METARYAL VE METOT

Bu çalışmada öncelikle parçacık fiziğinin bugün kabul edilen temel teorisi Standart Model ayrıntılı bir çalışma ile incelendi. Daha sonra Linux işletim sistemi altında çalışan CompHEP simülasyon programı yardımıyla CLIC'de Higgs bozonunun üretimi incelendi. Bu simülasyon programı Yüksek Enerji Fiziğinde temel kavramlar olan tesir kesiti, bozunum genişliği, asimetri, diferansiyel tesir kesiti hesabı yapabilmektedir. Program hem Linux hem de Windows işletim sistemi altında çalışabilmektedir.

CompHep projesi bir grup fizikçi ve programcı ile birlikte 1989 yılında Moskova Devlet Üniversitesi D.V. Skobeltsyn Nükleer Fizik Enstitüsü'nde hayata geçirilmiştir. Bu proje Viacheslav Ilyin, Victor Savrin, Edward Boos tarafından başlatılmıştır. Yine bu proje için temel fiziksel problemler E. Boos, Mikhail Dubinin ve Dimitri Slavnov tarafından formüle edilmiştir. İlk yazılım çalışmaları ise V. Ilyin tarafından organize edilmiş ve yönetilmiştir.

CompHep yazılımının başlıca kurucusu Alexander Pukhov'dur. Pukhov hemen hemen tüm yazılımın algoritmalarını, veri gösterim yapılarını geliştirmiştir. Feynman diyagramlarının üretim algoritmalarını, matris elemanlarının karelerinin elde edilmesi için gerekli olan algoritmaları, farklı programlama dilleri için çıkış kodlarının yapısını, nümerik kodların optimizasyonunu için algoritmaları, faz uzayı integralleri için gerekli olan algoritmaların tüm hepsi Alexander Pukhov tarafından yapılmıştır. Ayrıca O'nun tarafından Comphep için özel sembolik manüpülasyon programları yazılmıştır.

Paketin ilk sürümü 1989 yılında ortaya çıkmıştır. Bu ilk paket MS-DOS operasyon sistemi için Turbo-Pascal dilinde yazılmıştır.

CompHep temel parçacıkların bozunum ve çarpışma süreçlerinde en alt seviyede pertürbasyon yaklaşımlarıyla (ağaç diyagramları) otomatik hesaplama yapan bir paket programdır. Aynı şekilde çalışan FeynArts,/FeynCalc, GRACE, HELAS, MADGRAPH gibi programlarda mevcuttur.

CompHep yardımcı (help) menüsüne sahip bir sürülebilir-menü sistemidir. CompHep içerisindeki notasyonlar teorik parçacık fiziğinde kullanılan notasyonlara çok yakındır.

Program içerisinde 4 farklı fiziksel modelle çalışılabilmektedir. Bunlardan ikisi üniter ve t'Hooft-Feynman ayarlarında çalışabilen Standart Model sürümleridir. Kullanıcı isterse parçacık etkileşmelerini ve model parametrelerinim değiştirebilir. Ayrıca herhangi parçacık etkileşmelerinde yeni modellerde oluşturulabilir.

CompHep'in bu sürümünde polarizasyonlar hesaba katılmamıştır. İlk ve son durumların polarizasyon ortalamaları otomatik olarak yapılır.

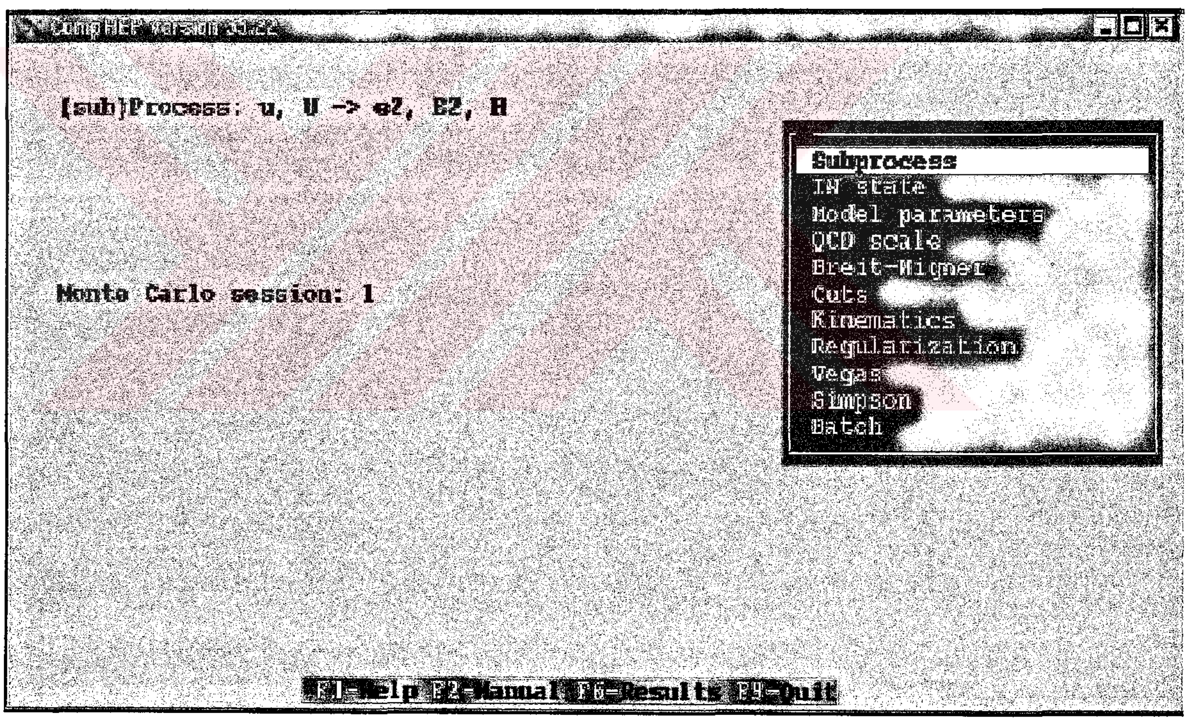
CompHep paketi iki kısımdan oluşmaktadır: sembolik ve nümerik kısımlar. Sembolik kısım C program dilinde yazılmıştır. Bu kısım karesi alınan matris elemanı için Fortran ve C kodu ile çalışır. Bunlarda daha sonra nümerik hesaplarda kullanılır. Nümerik kısımda iki farklı bölüme ayrılabilir: biri Fortran diğeri C derleyicisinde yazılmıştır. İki kısmında yararları hemen hemen aynıdır. C sürümü daha kullanışlıdır, fakat bazı kesin hesaplar yapamaz ve olay oluşturma opsiyonu yoktur.

CompHep sembolik kısmının çalışmasında ana aşamalar aşağıdaki şekilde verilebilir.

- Giren ve çıkan parçacıkların türlerinin yazıldığı bir bozunum ya da çarpışma süreci seçilir.
- Seçilen olaylar için Feynman diyagramları oluşturulur.
- Bütün diyagramlar hesaba katılabilir ya da bazıları hesap dışı tutulabilir.
- Feynman diyagramları hesaplanır.
- Nümerik hesaba geçilebilir.

CompHep nümerik hesabında;

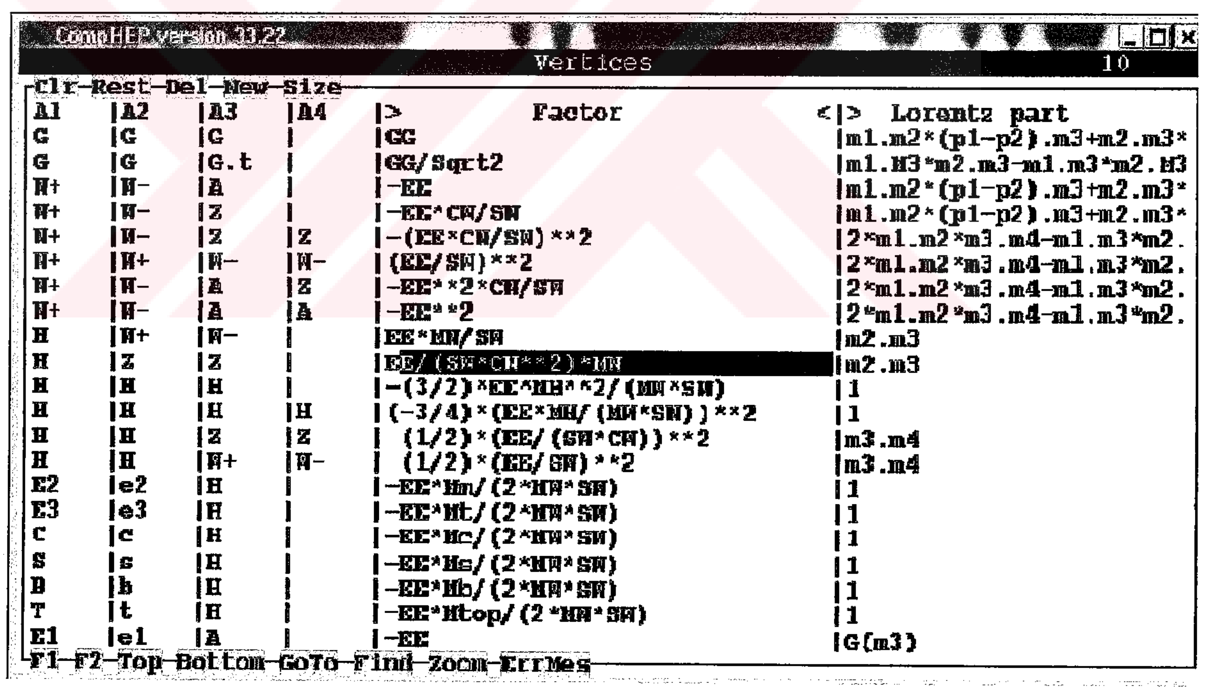
- Toplam enerji, yük gibi bazı temel parametreler sürecin içeriğine göre düzenlenir.
- Patron yapı fonksiyonları, QCD çiftlenim sabitinin değişimi için skala parametresi seçilir.
- Varsa kinematik kesimler belirlenir.
- Vegas programıyla Monte Carlo faz uzayı integrali alınır.
- Grafik çizilebilir.



Şekil. 5 CompHep ana menü görüntüsü

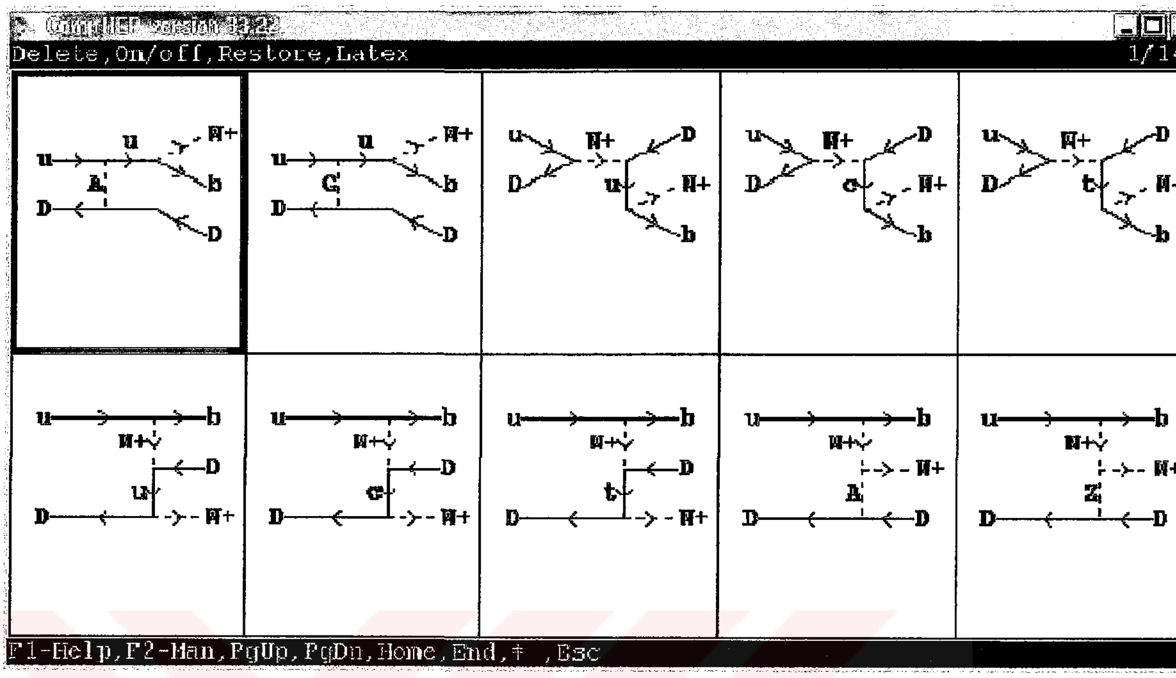
```
*****************************************************************
*                        M A I N  M E N U                       *
*   CompHEP numerical module     u  ,D    -> b  ,B  ,W+         *
*****************************************************************
*     x: Exit   hN: Help (N-menu position)  m: MAIN menu        *
*                                                               *
*    1: Subprocess                       2: IN state            *
*    3: Model parameters                 4: QCD SCALE           *
*    5: Breit-Wigner                     6: Cuts                *
*    7: Kinematics                       8: Regularization      *
*    9: Vegas                           10: Simpson             *
*   11: Batch                           12: View result         *
 ****************************************************************
   Type number of menu position and press ENTER:_
```

Şekil.6 Fortran menüsünden bir örnek

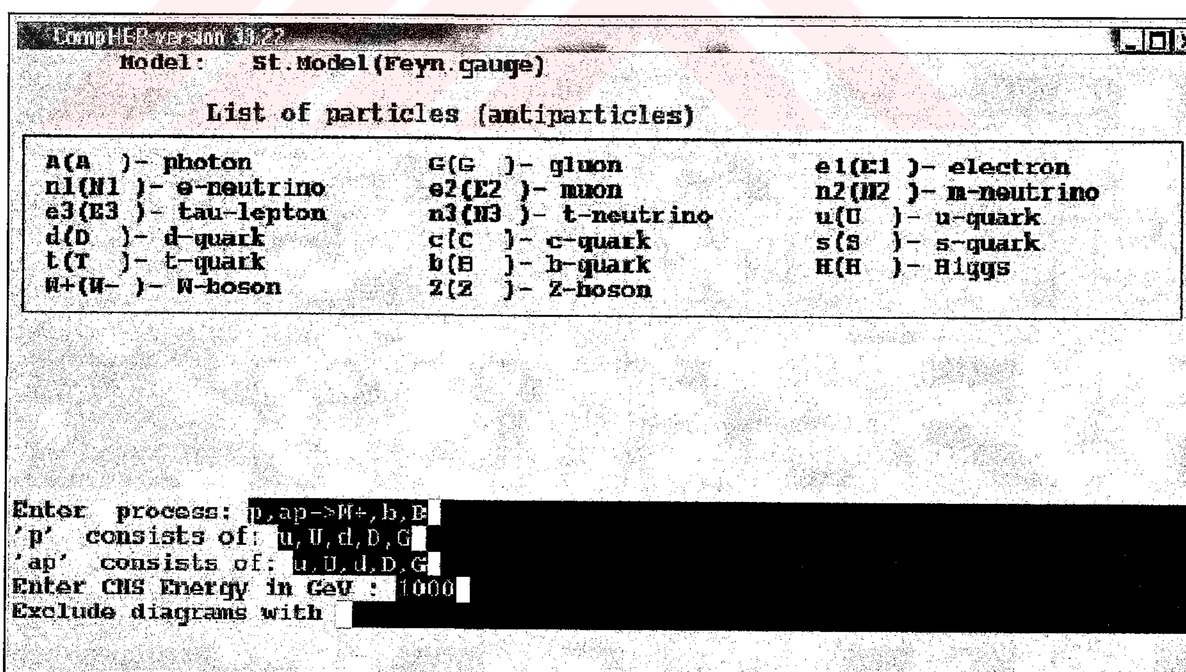


A1	A2	A3	A4	> Factor	<|> Lorentz part
G	G	G		GG	m1.m2*(p1-p2).m3+m2.m3*
G	G	G.t		GG/Sqrt2	m1.M3*m2.m3-m1.m3*m2.M3
W+	W-	A		-EE	m1.m2*(p1-p2).m3+m2.m3*
W+	W-	Z		-EE*CW/SW	m1.m2*(p1-p2).m3+m2.m3*
W+	W-	Z	Z	-(EE*CW/SW)**2	2*m1.m2*m3.m4-m1.m3*m2.
W+	W+	W-	W-	(EE/SW)**2	2*m1.m2*m3.m4-m1.m3*m2.
W+	W-	A	Z	-EE**2*CW/SW	2*m1.m2*m3.m4-m1.m3*m2.
W+	W-	A	A	-EE**2	2*m1.m2*m3.m4-m1.m3*m2.
H	W+	W-		EE*MW/SW	m2.m3
H	Z	Z		EE/(SW*CW**2)*MW	m2.m3
H	H	H		-(3/2)*EE*MH**2/(MW*SW)	1
H	H	H	H	(-3/4)*(EE*MH/(MW*SW))**2	1
H	H	Z	Z	(1/2)*(EE/(SW*CW))**2	m3.m4
H	H	W+	W-	(1/2)*(EE/SW)**2	m3.m4
E2	e2	H		-EE*Mm/(2*MW*SW)	1
E3	e3	H		-EE*Mt/(2*MW*SW)	1
C	c	H		-EE*Mc/(2*MW*SW)	1
S	s	H		-EE*Ms/(2*MW*SW)	1
B	b	H		-EE*Mb/(2*MW*SW)	1
T	t	H		-EE*Mtop/(2*MW*SW)	1
E1	e1	A		-EE	G(m3)

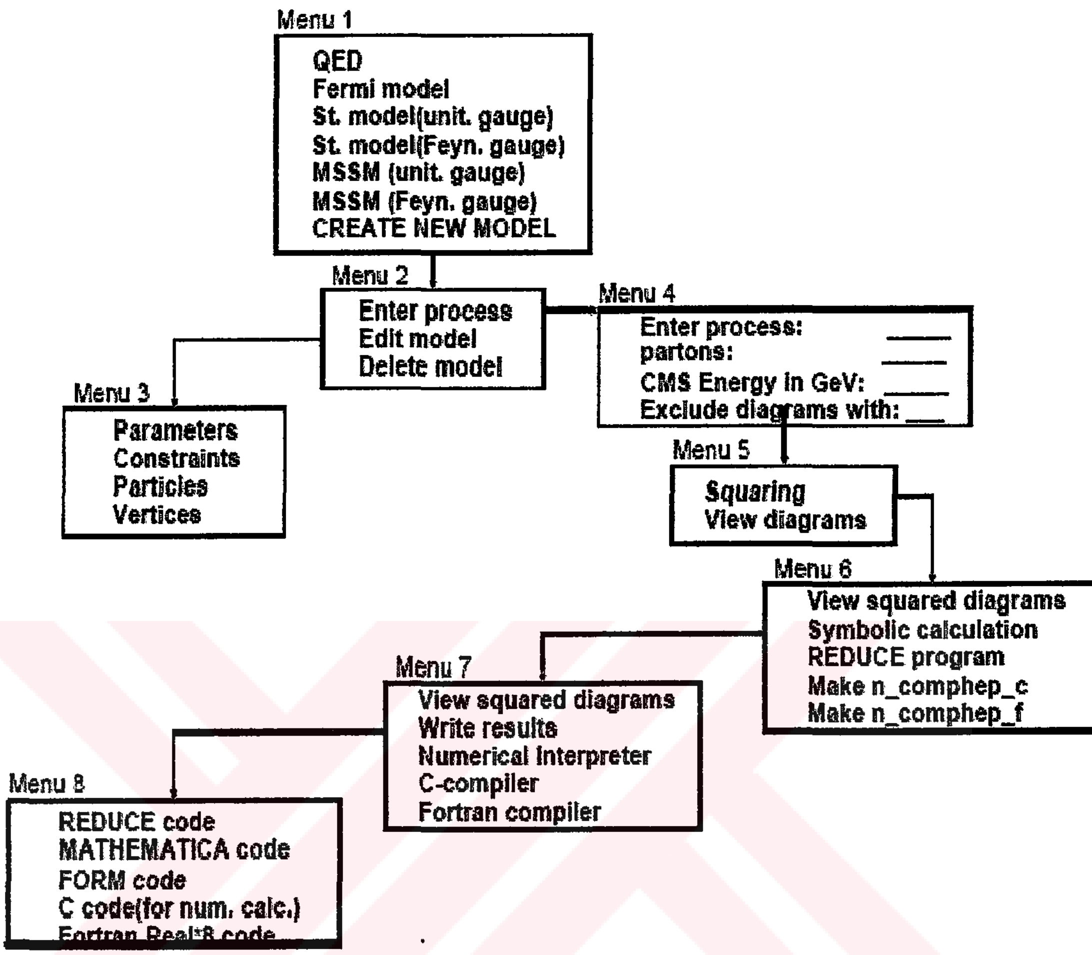
Şekil.7 Comphep çizelgelerinden bir örnek



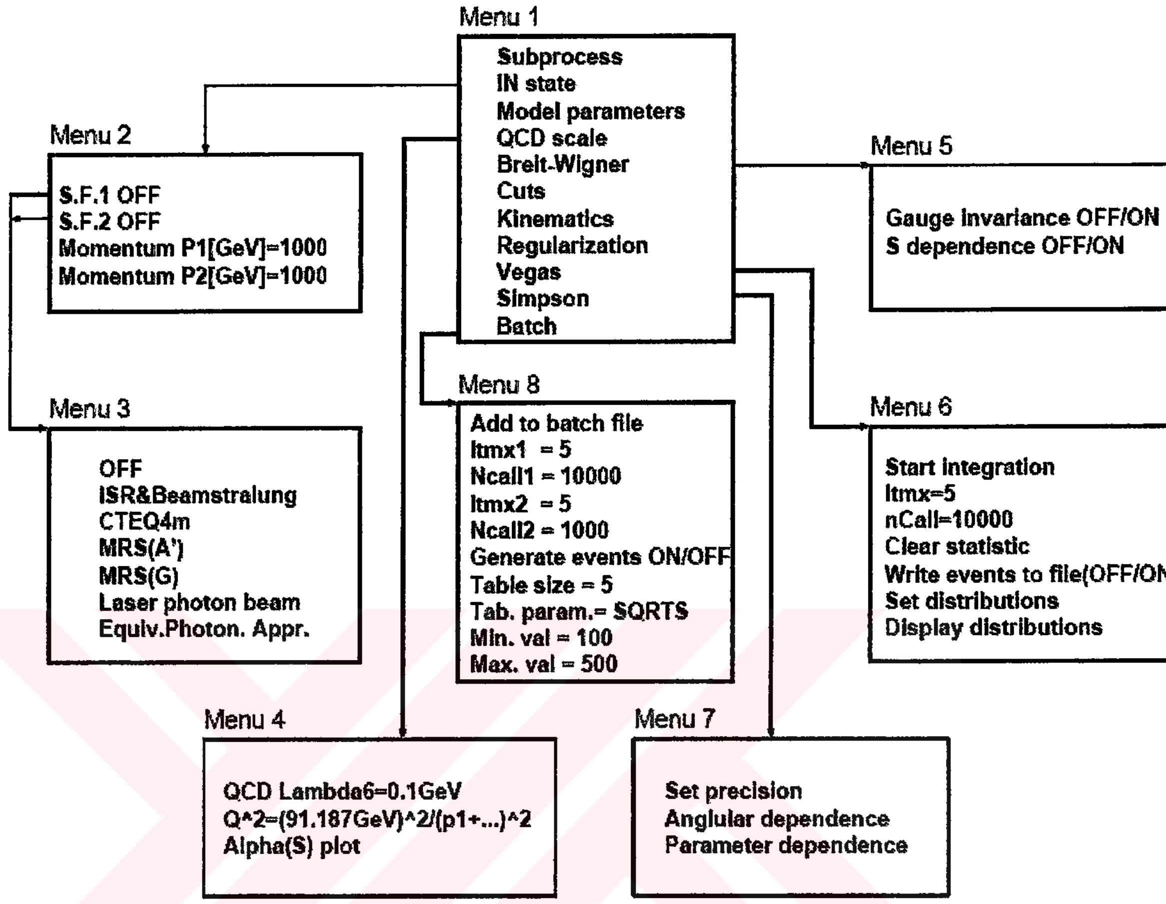
Şekil.8 Comphepte üretilen bazı Feynman diyagramları



Şekil.9 Girilen süreçlere bir örnek



Şekil.10 CompHep sembolik menüsünün şematik gösterimi

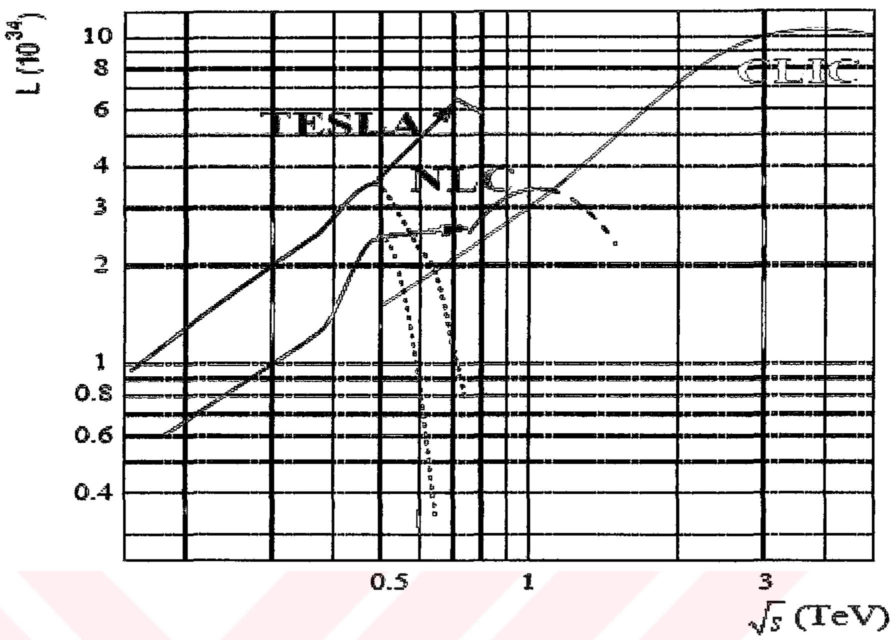


Şekil.11 Comphepin nümerik kısmının şematik gösterimi

CompHep programları hesaplama yaparken sayısal hesaplama tekniklerinden Simpson ve Vegas yöntemlerini kullanabilmektedir. Seçilecek hesap teknikleri alt program pencerelerinden kullanıcının isteğine göre seçilebilmektedir. Ayrıca bu programlarla sadece Standart Model değil, bu gün parçacık fiziğinde geçerli olan diğer modeller çerçevesinde de hesaplar yapılabilir. Yapılan çalışmada tesir kesitleri, asimetri, diferansiyel tesir kesitleri CompHep programında hesaplanmış elde edilen veriler Grapher grafik programında çizdirilmiştir. Bu çalışmada elektron pozitron çarpıştırıcısı olan CLIC'de Higgs bozon üretimi incelenmiştir.

17. CLIC'TE HİGGS BOZON ÜRETİMİ

Elektrozayıf simetri kırılmasının anlaşılması ve kütle üretiminin kaynağı gelecek yıllarda parçacık fiziğinin ana araştırma programı olacaktır. LEP (Large Electron Pozitron Collider), SLC (Stanford Linear Collider) ve Tevatron deneyleri Higgs mekanizması yoluyla elektrozayıf simetri kırılması ve kütle üretimi gibi Standart Model'in tahmin ettiği olayları test edebilmiştir. Higgs mekanizmasının temel olarak ortaya koyulması en az bir tane H^0 parçacığının varlığıyla olur. Bu yeni spin–0 parçacığın gözlenmesi Higgs mekanizmasının, yani doğadaki kütle kazanımının ilk işareti olacaktır. LEP'deki Higgs araştırılmaları Higgs'in kütlesinin 114,4 GeV'den daha büyük olması gerektiğini [16] ve tahmini elektrozayıf verilerin sonucunda Higgs'in kütlesinin 212'GeV'den daha hafif olabileceği öngörülmektedir. Higgs'in gözlenmesi ilk olarak CERN'de inşa edilmekte olan LHC (Large Hadron Collider)'de olması beklenmektedir. LHC deneyleri Higgs'in kütlesini belirleyecek, temel özelliklerini ortaya koyacak ve birkaç çiftlenimini ölçecektir. Daha sonraları inşa edilecek olan CLIC (Compact Linear Collider) ise e^+e^- çarpışmaları sonucunda Higgs sektörü hakkında çok önemli bilgiler verecek ve Elektrozayıf teori, kütle üretimi hakkında çok önemli sonuçlara ulaşılmasını sağlayacaktır.



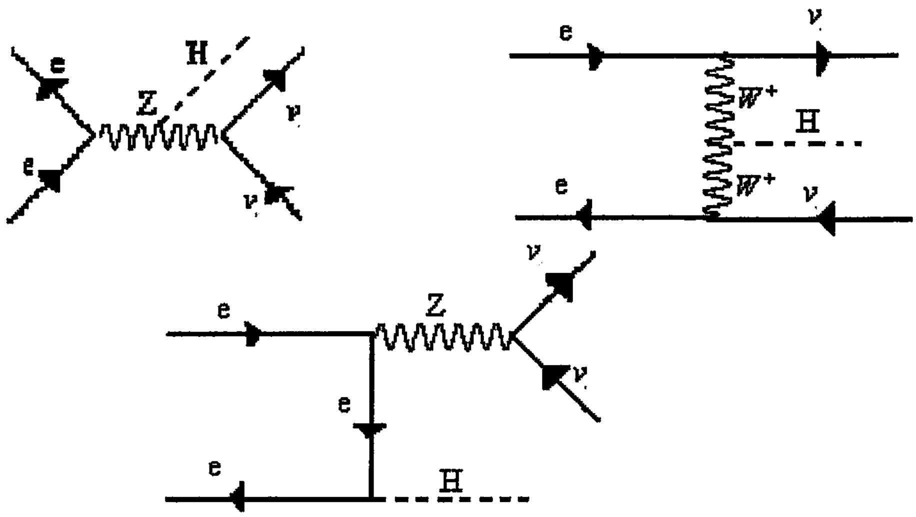
Şekil.12 CLIC, TESLA ve NLC'nin kütle merkezi enerjisi ($\sqrt{s}$) ve ışınlığına (L) göre grafiği [19].

17.1 Hafif Higgs Bozonunun Üretimi Ve Profilinin İncelenmesi

17.1.1 Hafif Higgs bozonunun üretimi

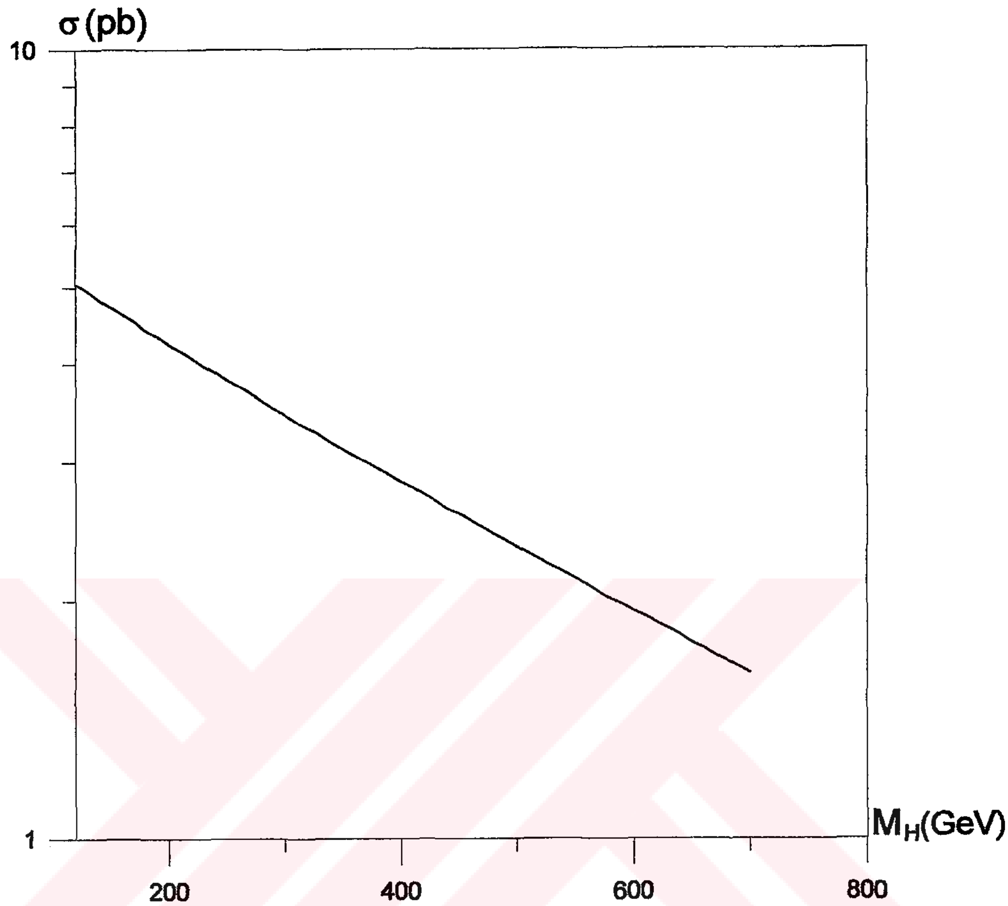
TeV enerjisine sahip Lineer Hızlandırıcılar (LH) Higgs profilinin belirlenmesinde oldukça doğru sonuç verirler. Bununla birlikte yüksek ışınlıklarına rağmen gelecekte inşa edilecek olan TESLA, JLC, ve NLC Higgs bozonunun özelliklerini belirlemede tam bir sonuç alınamama ihtimali mevcuttur.

Standart Model tarafından tahmin edilen Higgs Mekanizması'nın temel testlerinden bir tanesi Higgs bozonunun fermiyonlarla yaptığı çiftlenimdir. Bu Higgs'in kütlesi ne olursa olsun tüm parçacık türleri için test edilebilmelidir. Şayet Higgs bozonu hafifse (M_H=114-160 GeV) $\sqrt{s}$ = 350–500 GeV enerjisine sahip LH'larda Higgs'in ayar bozonları ve kuarklarla yaptığı çiftlenim tam olarak hesaplanabilir. CLIC enerjilerinde $e^+e^- \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$ süreci için tesir kesiti kütle merkezi enerjisiyle beraber artar. Bu süreç CLIC enerjilerinde baskın olan süreçtir ve bazı Feynman diyagramları Şekil 13'da gösterilmiştir.

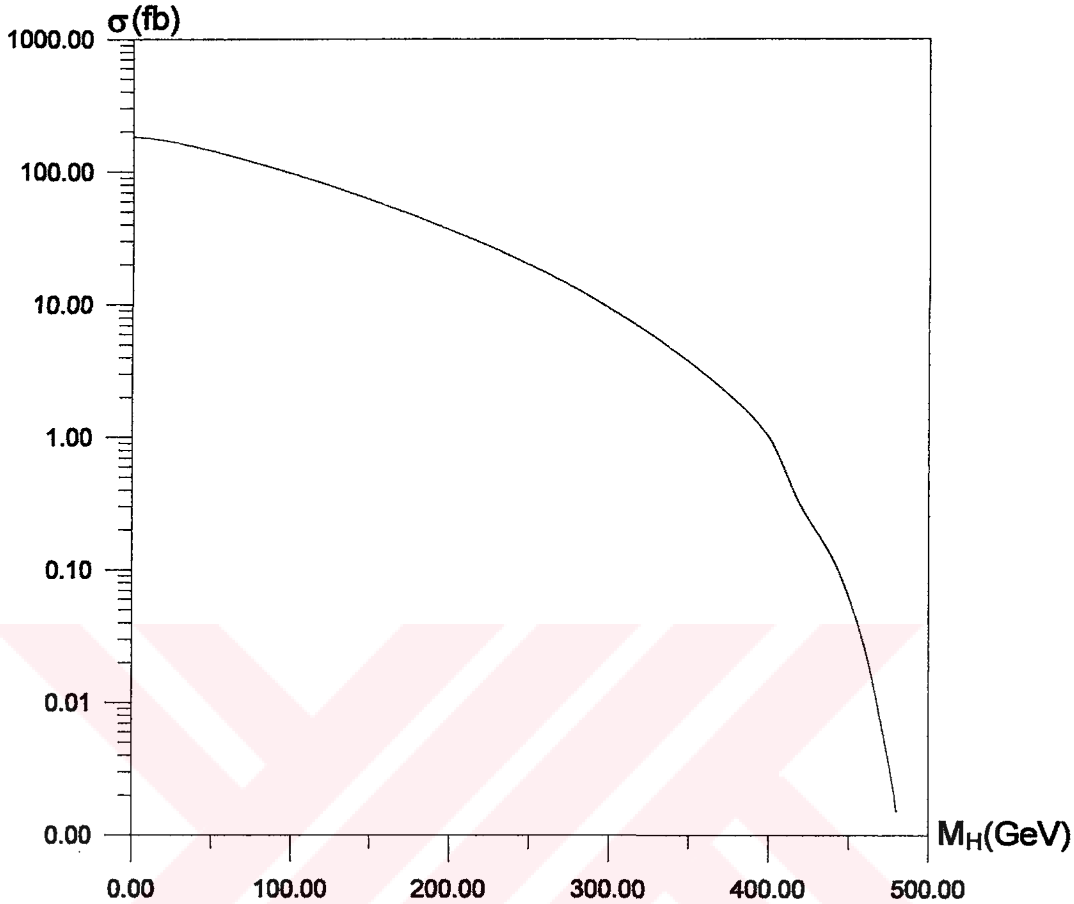


Şekil.13 $e^{+}e^{-} \rightarrow H^{0}\nu\bar{\nu}$ sürecinin birkaç Feynman diyagramı .

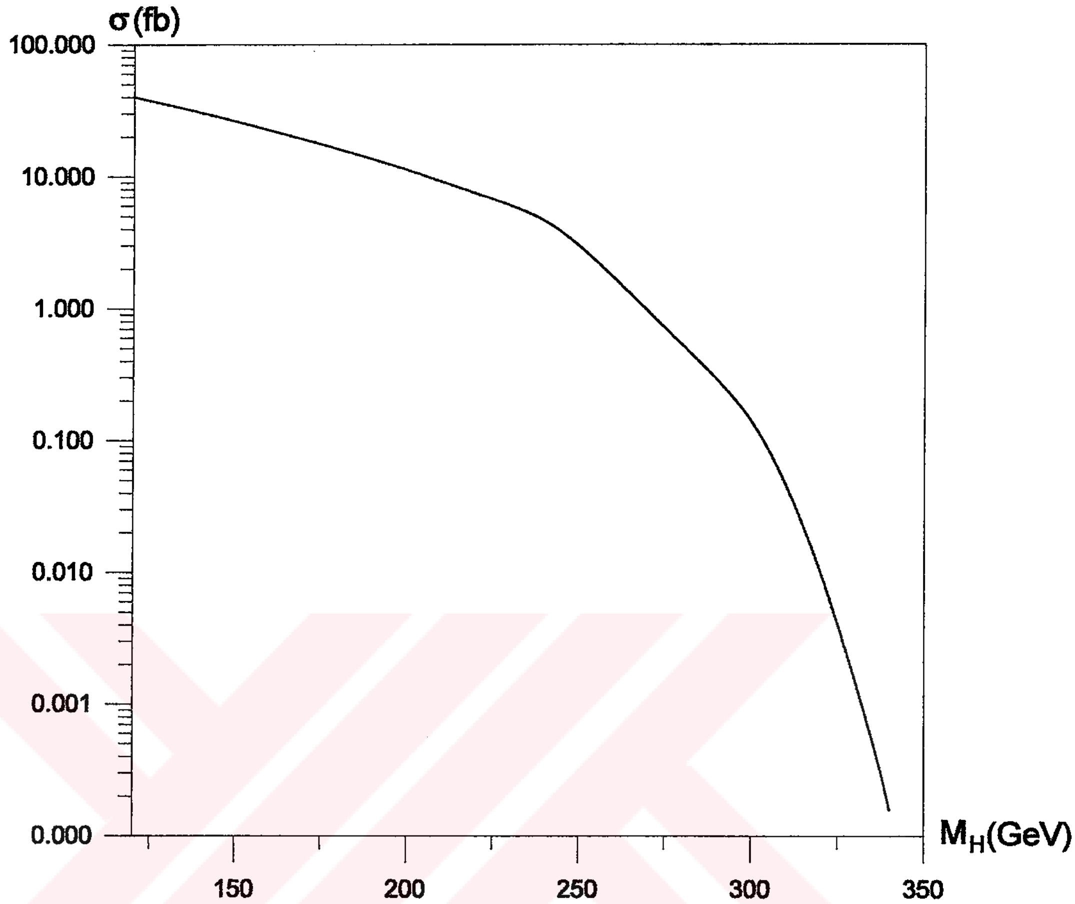
Şekil 14, 15 ve 16'da Higgs'in kütlesine bağlı olarak $e^{+}e^{-} \rightarrow H^{0}\nu\bar{\nu}$ süreci için $\sqrt{s}$ = 3000-500-350 GeV için tesir kesiti görünümü hesaplanmıştır. Görüldüğü üzere Higgs'in hafif olduğu durumlarda ve özellikle $\sqrt{s}$ = 3000 GeV'de Higgs bozonunun üretiminin en fazla olacağı açıktır.



Şekil.14 CLIC'te $\sqrt{s} = 3000$GeV 'de $e^{+}e^{-} \rightarrow H^{0}\nu\bar{\nu}$ süreci için geçiş genliğinin Higgs bozon kütlesine (M_H (GeV)) göre grafiği.



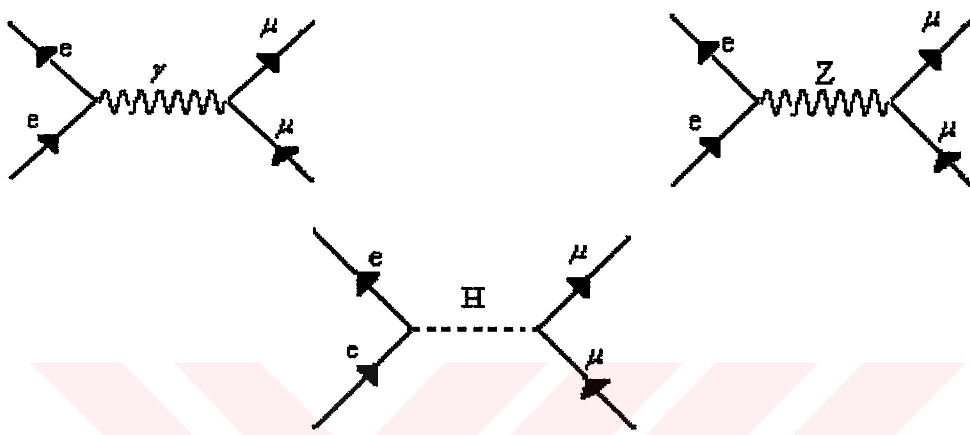
Şekil.15 CLIC'te $\sqrt{s} = 500$GeV 'de $e^{+}e^{-} \rightarrow H^{0}\nu\bar{\nu}$ süreci için geçiş genliğinin Higgs bozon kütlesine (M_H (GeV)) göre grafiği



Şekil.16 CLIC'te $\sqrt{s} = 350\text{GeV}$ 'de $e^+e^- \to H^0\nu\bar{\nu}$ süreci için geçiş genliğinin Higgs bozon kütlesine (M_H (GeV)) göre grafiği

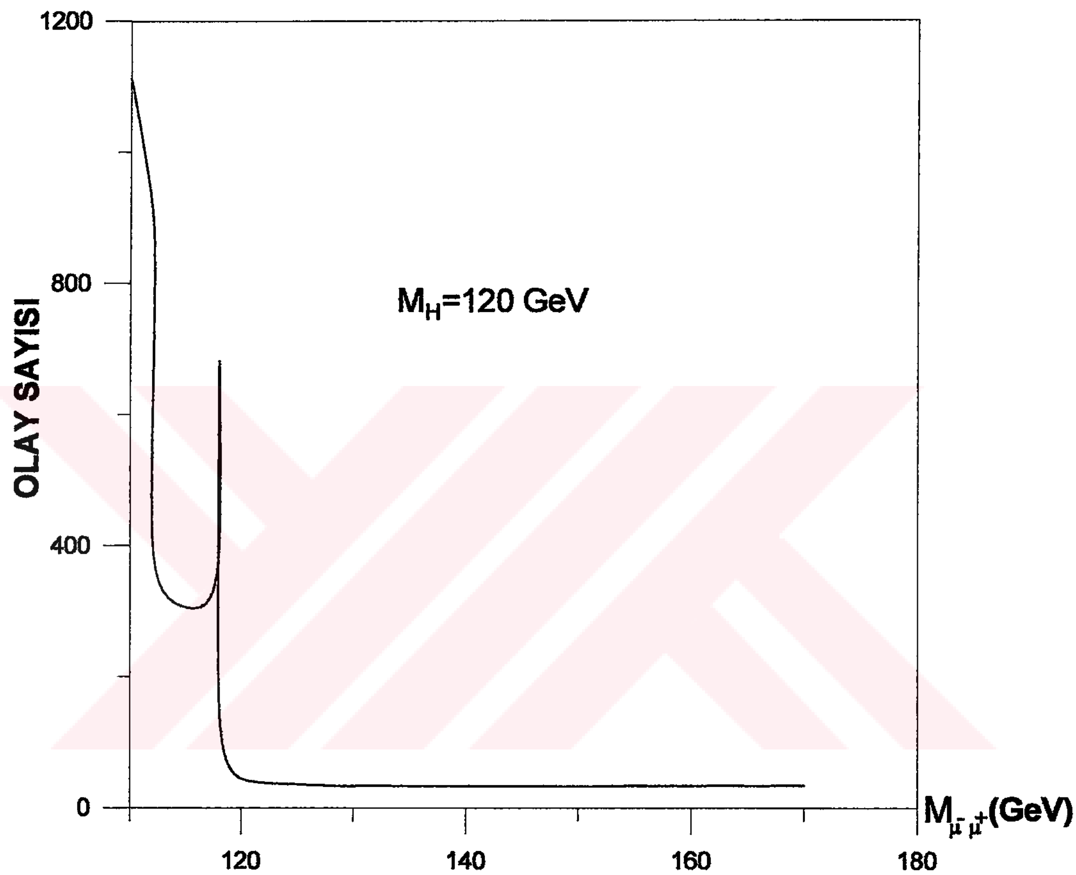
17.1.2 Higgs bozonunun bozunumu

$H \to \mu^+\mu^-$ süreci:



Şekil.17 $H \to \mu^+\mu^-$ sürecinin Feynman Diyagramları

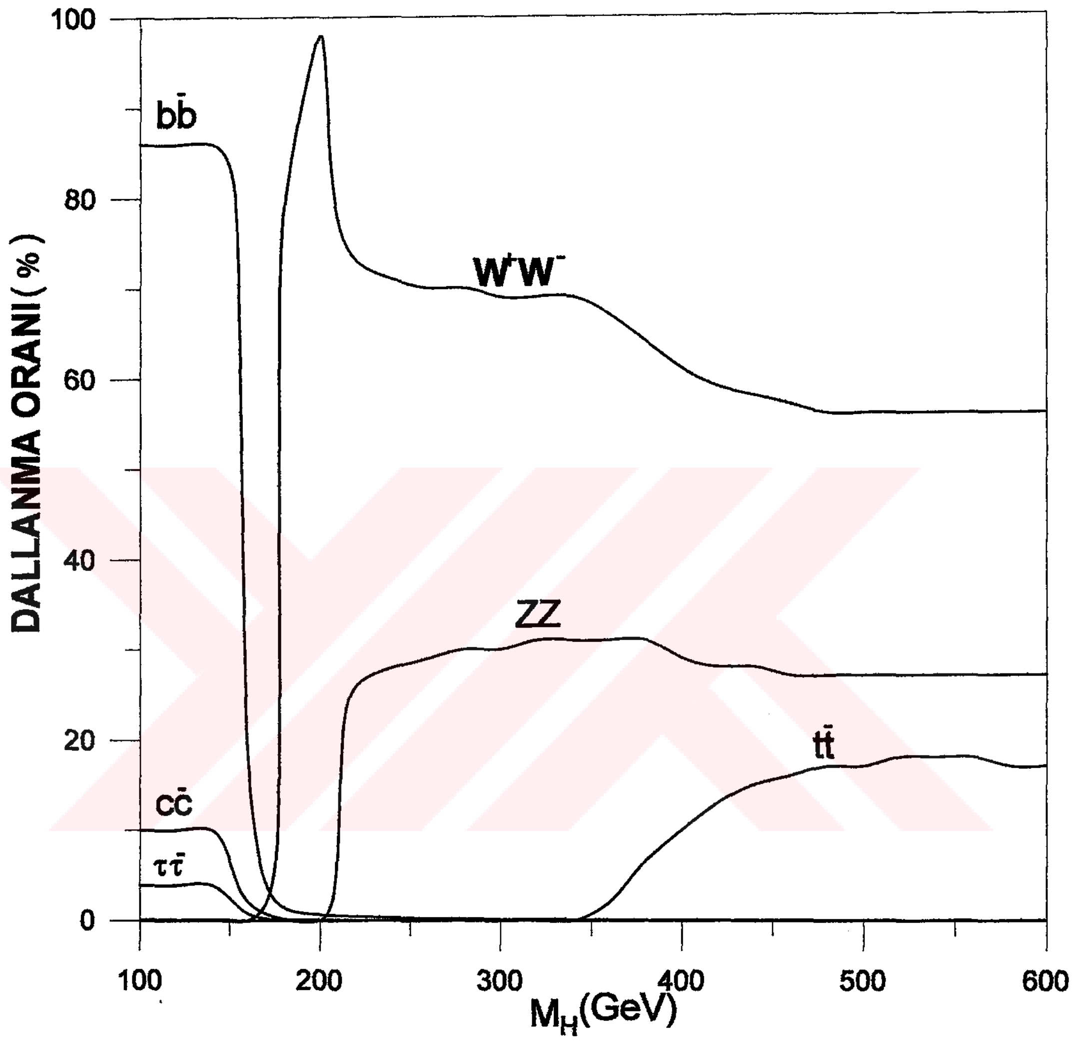
$H \to \mu^+\mu^-$ sürecinin dallanma oranın belirlenmesiyle Müon Yukawa çiftleniminin ölçülmesi Higgs'in kuarklar, leptonlar ve ayar bozonlarıyla çiftlenimi hakkında tam bir test olacak ve Higgs'in tüm temel parçacıkları kütleleri için uygun olup olmadığı konusunda emin olunmasını sağlayacaktır. Standart model çiftlenimine göre M_H=120 GeV iken 3 ab^{-1} ışınlıkta ve 3 TeV enerjide yaklaşık olarak 400 $H \to \mu^+\mu^-$ bozunumu oluşur. Ana arkaplan olan $WW \to \mu^+\mu^-\nu\bar{\nu}$ sürecinde iki müonun değişmez kütlesine 'cut' koyularak tesir kesiti düşürülebilir. Ana arka plan $ZZ\nu\bar{\nu}$, $WW\nu\bar{\nu}$ ve $\mu^+\mu^-\nu\bar{\nu}$ içeren süreçlerden Higgs katkısını hesaplamadan bulunabilir. Etkileşme sonucunda oluşan iki müonun değişmez kütlesinin tüm parçacık türleri için grafiği Şekil.18'da verilmiştir. Bu süreç için yapılan hesaplamalarda $S/\sqrt{B}$=5 civarı bir değer bulunmuştur. Sinyal olaylarının sayısı iki müonun değişmez kütlesiyle karşılaştırılmasıyla bulunur. Ürün üretiminin geçiş genliğinin doğruluğu ve $\mu^+\mu^-$ bozunum dallanma oranının doğruluğu sinyal olaylarının sayısının karşılaştırılmasıyla elde edilir.



Şekil.18 $\sqrt{s}$=3 TeV'de $H \to \mu^+\mu^-$ süreci için iki Müon kütlesine ($M_{\mu^-\mu^+}$ (GeV)) göre olay sayısı

$H \to b\bar{b}$ **süreci:**

Hafif Higgs Bozonu için CLIC'te 3 TeV kütle merkezi enerjisi için baskın olan süreç Şekil 19'de de gösterildiği gibi $H \to b\bar{b}$ sürecidir. Higgs %86 oranında bu bozunumu gerçekleştirir. M_H=120 GeV için bu süreçte $S/\sqrt{B}$=10.5 elde edilmiştir. Bu Çizelge 3'de gösterilmiştir. Bu da hafif Higgs bozonunun bu süreçten faydalanarak b kuarkın analiziyle gözlenebileceği anlamına gelir.



Şekil.19 Higgs bozonunun dallanma oranları.

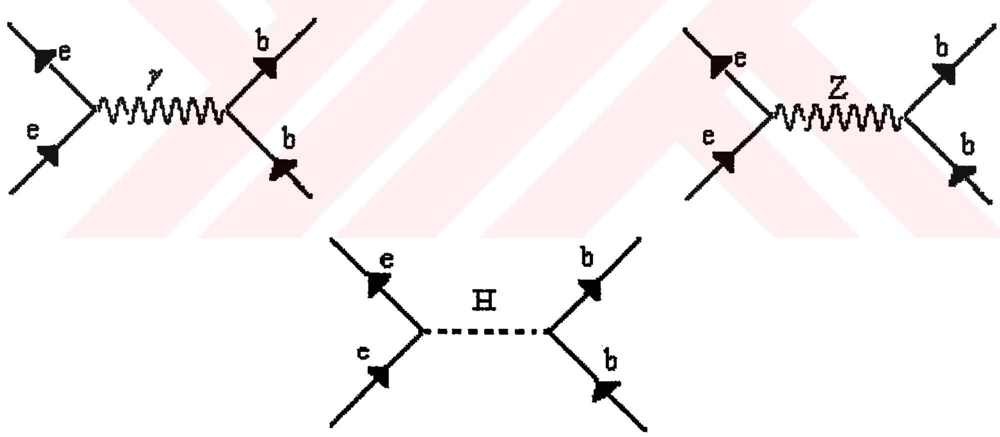
M_H **=120 GeV**

Sinyal(pb)	Arkaplan(pb)	$S/\sqrt{B}$
2.731×10^{-3}	2.129×10^{-1}	10.5

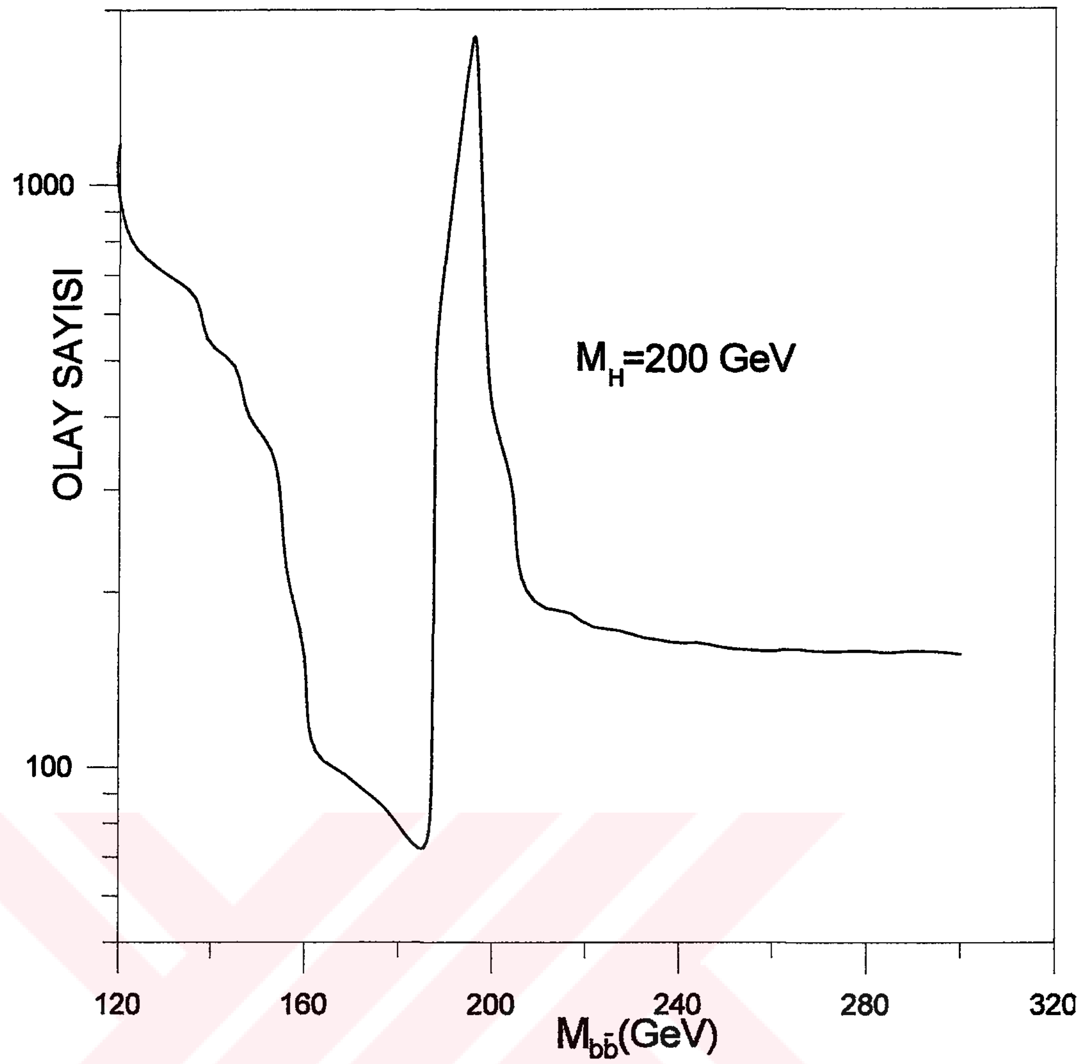
Çizelge.3 $\sqrt{s}$ =3 TeV ve M_H =120 GeV 'de $H\rightarrow b\bar{b}$ süreci için $S/\sqrt{B}$ verileri

17.2 Ara kütleli Higgs bozon profili

Higgs'in fermiyonlarla çiftleniminin mertebesini test edebilmek için ara kütleli Higgs bozonuyla da test edilmesi gerekir. $H \rightarrow WW$ eşik değerinin ötesinde, $H \rightarrow ff$ dallanma oranı, artan Higgs kütlesiyle beraber keskin bir şekilde düşer. Bu durum Şekil.19'da ortaya konmuştur. Buna rağmen $\sqrt{s}$ ≥ 1TeV'de $e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu} \rightarrow b\bar{b}$ süreci için $S/\sqrt{B}$ oranı Higgs bozonu ara kütleli olsa da en iyi değeri verir. Şekil.21'de ara kütleli Higgs bozonu (M_H=200 GeV) için oluşturulan grafikten $H \rightarrow b\bar{b}$ bozunumu için olay sayısının görünümünden görülebilir. Bu süreç için $S/\sqrt{B}$ oranı Higgs kütlesi 240 GeV altında iyi derecede sonuç verir. Bu söylemin doğruluğu elde edilen verilerle Tablo 4'te özetlenmiştir.



Şekil.20 $H \rightarrow b\bar{b}$ sürecinin Feynman diyagram



Şekil.21 $\sqrt{s}$ =3 TeV'de $H \rightarrow b\bar{b}$ süreci için $b\bar{b}$ kütlesine ($M_{b\bar{b}}$(GeV)) göre olay sayısı.

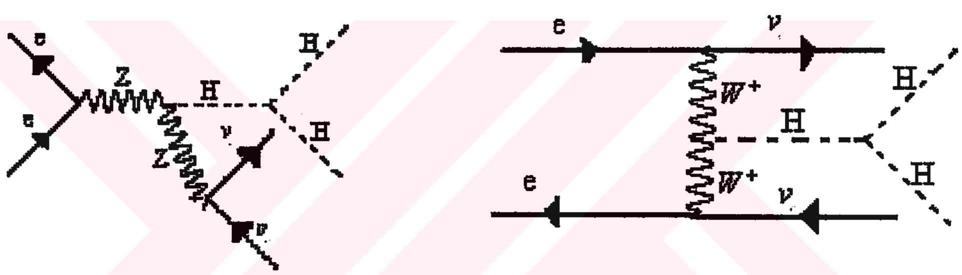
M_H (Gev)	Sinyal (pb)	Arkaplan(pb)	$S/\sqrt{B}$
180	9.81×10^{-3}	2.13×10^{-1}	37
200	5.82×10^{-3}	2.13×10^{-1}	22
220	5.43×10^{-3}	2.13×10^{-1}	18.5

Çizelge.4 $\sqrt{s}$ =3 TeV'de M_H'ın farklı değerlerine karşılık $H \rightarrow b\bar{b}$ süreci için $S/\sqrt{B}$ verileri

Bu doğrulamalar hafif Higgs bozonunun $\sqrt{s}$ = 350-500 olan LH'da beklenen değeriyle karşılaştırılabilir. Bunlar Standart Model Higgs bozonunun kuarklarla çiftlenimi için doğru bir test olacaktır.

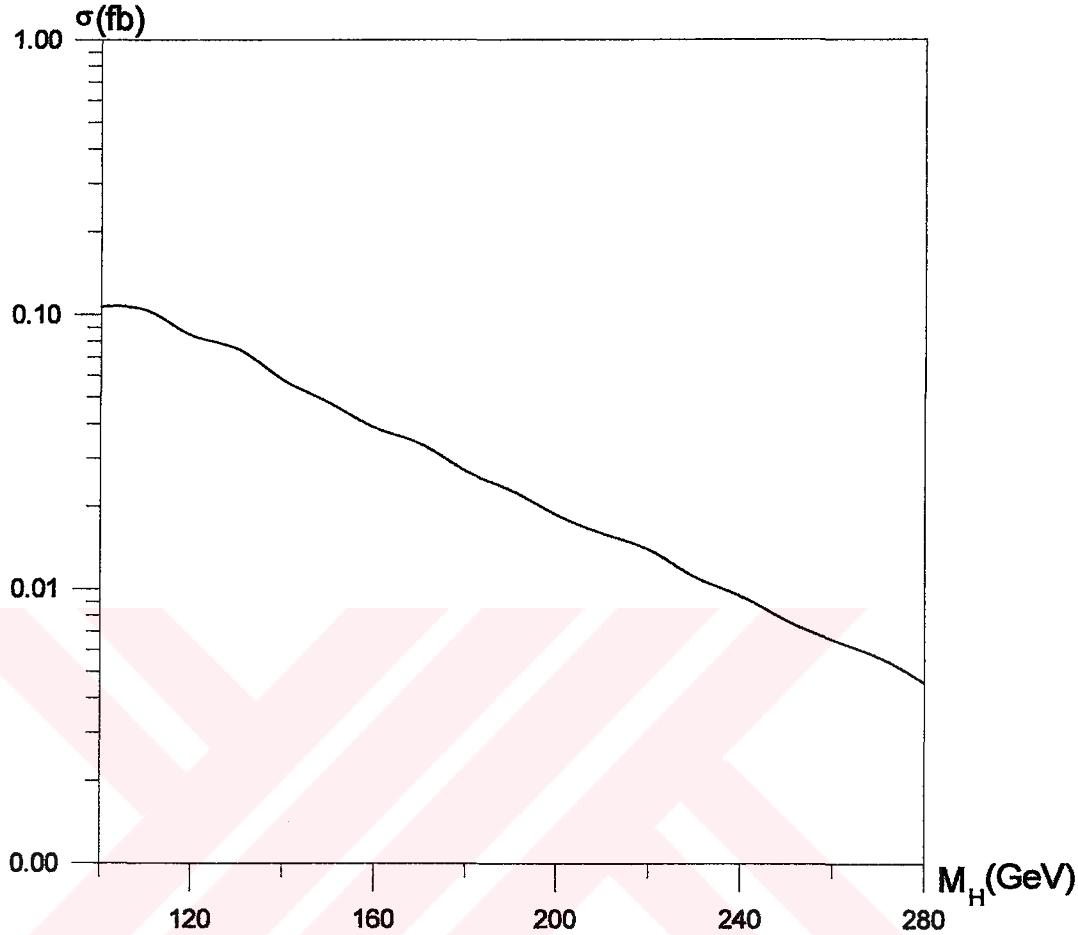
17.3. Üçlü Higgs Çiftlenimi

Higgs sektörünün en önemli testlerinden bir tanesi Higgs bozonuyla beraber TeV mertebesi enerjilerde önemli yararlar sağlayacak olan Higgs'in kendi kendine çiftleniminin incelenmesi ve potansiyelinin yeniden oluşturulmasıdır

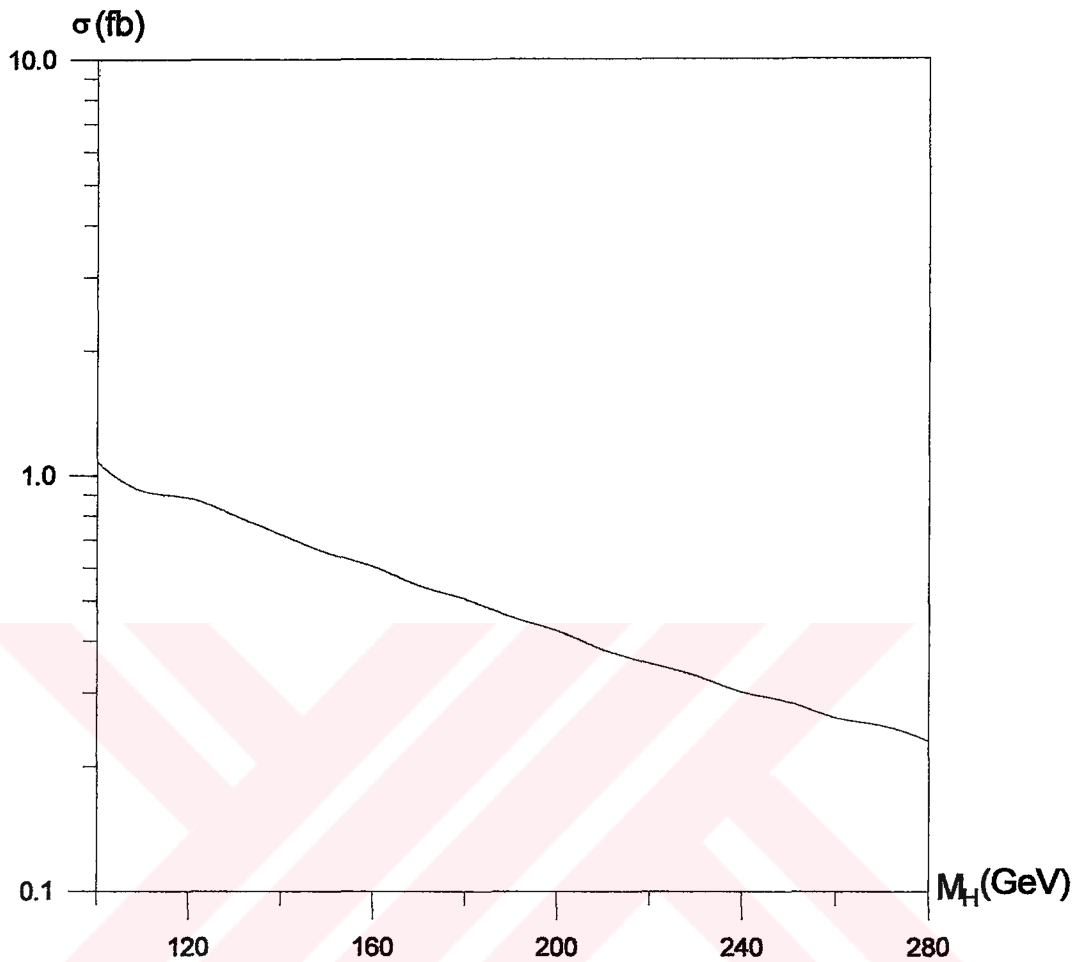


Şekil.22 $e^{+}e^{-} \to HH\nu\bar{\nu}$ sürecinin birkaç Feynman diyagramı.

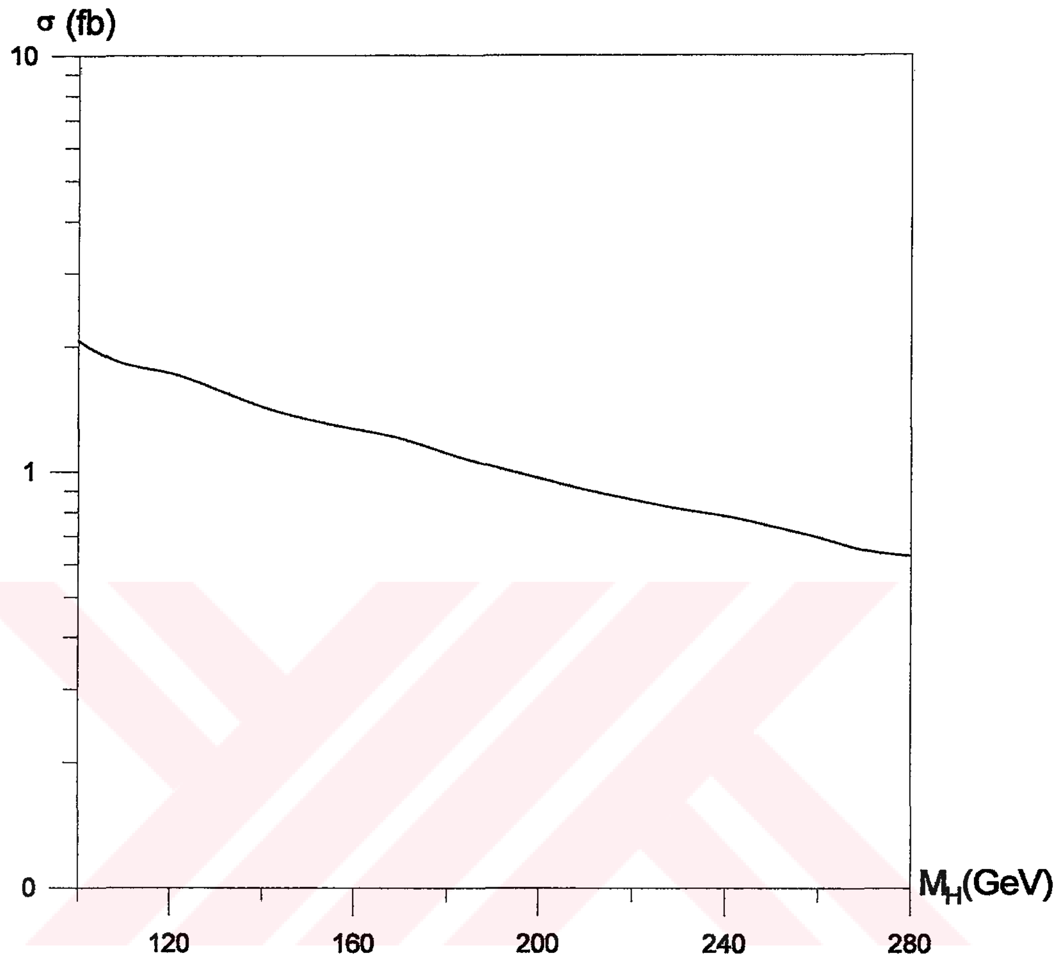
CLIC'te Higgs potansiyeli tam olarak vermesi beklenen süreç ise $e^{+}e^{-} \to HH\nu\bar{\nu}$'dir. Bu süreçte oluşacak üçlü-Higgs düğüm noktası Higgs bozonunun skaler doğasının anlaşılmasını sağlayacaktır. Şekil 23, 24 ve 25'da $e^{+}e^{-} \to HH\nu\bar{\nu}$'de süreci için tesir kesitinin Higgs kütlesine bağlılığı farklı kütle merkezi enerjileri (1, 3, 5 TeV) için incelenmiştir. Bu incelemelerde artan Higgs kütlesine karşın tesir kesitinin azaldığı görülmektedir.



Şekil.23 CLIC'te $\sqrt{s}$ =1 TeV 'de $e^{+}e^{-} \rightarrow HH\nu\bar{\nu}$ süreci için geçiş genliğinin Higgs bozon kütlesine (M_H (GeV)) göre grafiği.

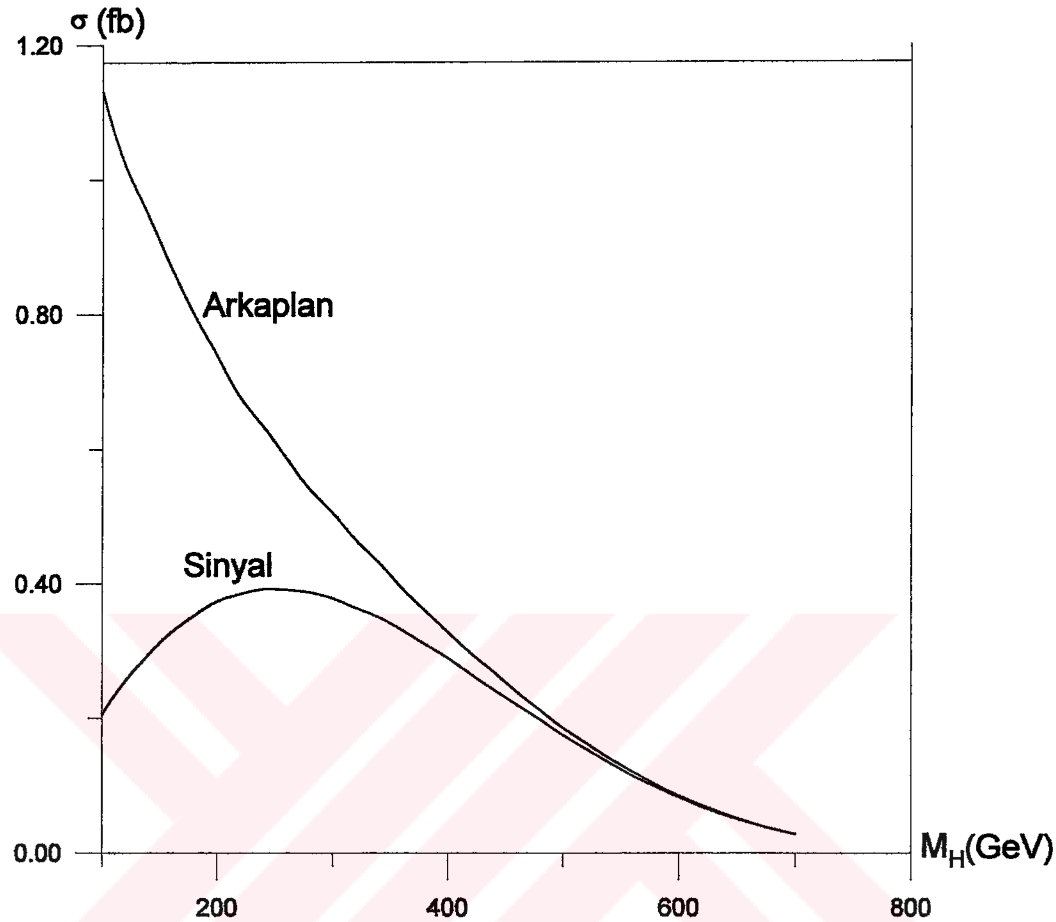


Şekil.24 CLIC'te $\sqrt{s}$ =3 TeV 'de $e^+e^- \to HH\nu\bar{\nu}$ süreci için geçiş genliğinin Higgs bozon kütlesine (M_H (GeV)) göre grafiği.



Şekil.25 CLIC'te $\sqrt{s}$ =5 TeV 'de $e^+e^- \to HH\nu\bar{\nu}$ süreci için geçiş genliğinin Higgs bozon kütlesine (M_H (GeV)) göre grafiği.

Yüksek enerjili CLIC'in diğer bir avantajı yüksek kütleli Higgs bozonunun da incelenmesine olanak sağlamasıdır. Ağır Higgs kütlelerinde geçiş genliğinin düşmesine rağmen, Higgs'in kendi kendine çiftleniminin Higgs kütlesinin artımıyla genişlemesi geçiş genliğinin indirgemesini sağlar. Bu durum, $e^+e^- \to HH\nu\bar{\nu}$ süreci için Şekil 26'de gösterilmiştir.



Şekil.26 $\sqrt{s}$ =2 TeV'de $e^{+}e^{-} \to HH\nu\bar{\nu}$ süreci için sinyal ve arkaplan'ın Higgs kütlesine (M_H (GeV)) göre grafiği.

18. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmada teorik olarak Standart Model çerçevesinde alt yapısı oluşturulan Higgs bozonunun CLIC'de üretimleri incelenmiştir. CLIC yüksek ışınlığı ve kütle merkezi enerjisiyle Higgs'in gözlenebileceği, özelliklerinin ortaya konabileceği bir hızlandırıcı olduğu hesaplamalar sonucunda ortaya konmuştur.

CLIC'te tesir kesiti bakımından baskın olan $e^{+}e^{-} \rightarrow H^{0}\nu\bar{\nu}$ süreci için Comphep simülasyon programıyla hesaplamalar sonucunda kütle merkezi enerjisi arttırıldığında tesir kesitinin artığı ancak Higgs kütlesinin artmasıyla ise azaldığı Şekil 14, 15 ve 16'de bulunmuştur.

Higgs bozonunun ayar bozonları, kuarklar ve leptonlarla yaptığı çiftlenimi incelemek amacıyla M_H=120 GeV ve $\sqrt{s}$=3 TeV için $H \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$ süreci incelenmiştir. Bu süreç için olay sayısının iki müon'nun değişmez kütlesine bağlılığına Şekil 18'de bakılmıştır. Müon kütlesi arttığında bu olay sayısının azaldığı gözlenmiştir. Böylece Müon ağırlaştıkça Higgs ile yaptığı çiftleniminin azalacağı yönde bir işaret vermiştir. Ayrıca Grafiğinin ilk başlangıcında ve belli müon kütlesinde ($M_{\mu^{+}\mu^{-}}$=110, 120 GeV) grafik zirve yaptığı gözlenmiştir. Bu zirvelerden ilkinin Şekil 17'de Feynman diyagramlarından gösterildiği gibi Z bozonundan kaynaklanan rezonanstan, diğerinin ise Higgs bozonundan kaynaklanan rezonans olduğu sonucuna varılmıştır. Dolayısıyla bu kütlelerdeki müon gözlenmesinin bu hafif Higgs bozonunun bozunumundan kaynaklanacağı sonucuna varılmıştır.

Yine Comphep programı yardımıyla Higgs bozonunun dallanma oranı incelendiğinde hafif ve ara kütleli Higgs bozonu için baskın sürecin $H \rightarrow b\bar{b}$ olduğu ortaya konmuştur (Şekil 19). Bu süreç için M_H=120 GeV'de $S/\sqrt{B}$=10.5 bulunmuş ve Higgs'in bu bozunum kullanılarak gözlenebileceği ortaya konmuştur. Ayrıca aynı bozunum için M_H=200 GeV ve $\sqrt{s}$=3 TeV için olay sayısının $b\bar{b}$ kütlesine göre grafiği oluşturulmuştur (Şekil 21). Bu incelemede de artan $b\bar{b}$ kütlesiyle beraber olay sayısının keskin bir şekilde düştüğü ancak $M_{b\bar{b}}$= 200 GeV civarında yani rezonans durumunda olay sayısının en yüksek olduğu gözlenmiştir. Bu grafiğe bakarak b jetlerinin etkin kütlesinin 200 GeV olduğu durumunda bu sürecin Higgs bozonunun bozunumundan kaynaklanacağı sonucuna varılmıştır. $H \rightarrow b\bar{b}$ bozunumunda M_H=180, 200 ve 220 GeV için sırasıyla $S/\sqrt{B}$=37, 22, 18.5 değerleri elde edilmiş, bu sonuçlardan Higgs'in bu baskın süreç için ayırt edilebileceği sonucuna varılmıştır.

Higgs'in doğasının anlaşılmasında en önemli yardımcı unsurlardan ikisi, Higgs'in kendi kendine çiftleniminin buna bağlı olarak Higgs potansiyelin yeniden ortaya konmasıdır. Bu amaçla Higgs'in kendi kendine çiftlenimini de içeren $e^+e^- \to HH\nu\bar{\nu}$ süreci incelenmiştir. Bu incelemede Şekil 23, 24 ve 25'de Higgs'in farklı kütlelerine karşın, farklı kütle merkezi enerjileri için ($\sqrt{s}$=1, 3, 5 TeV) tesir kesiti incelenmiş ve yine bu süreç için artan Higgs kütlesiyle tesir kesitinin azaldığı ve artan kütle merkezi enerjisiyle tesir kesitinin arttığı bulunmuştur. Buna ek olarak aynı süreç için, Şekil 26'da Sinyal ve arkaplan hesaplamaları yapılmıştır. Bu incelemede artan Higgs kütlesiyle beraber sinyalinde azaldığı, ancak arkaplanında bu azalmayla beraber azaldığı görülmüştür. Sonuçta Higgs'in artan kütlesiyle, Higgs'in kendi kendine çiftleniminin artığı sonucuna varılmıştır.

CLIC yüksek kütle merkezi enerjisiyle ve temiz arkaplanıyla teorik olarak bu çalışmada ortaya konulan Higgs bozonunun üretilebileceği, özelliklerinin ortaya konulabileceği bir hızlandırıcı olduğu görülmüştür. Doğayı anlamadaki çabada önemli bir yer tutacağı beklenilen CLIC'in maddenin gizemli sırlarını anlamada, aydınlanmanın en önemli unsurlarından biri olacağı açıktır.

19. EKLER

19.1. Dirac Denklemi ve Çözümü

Dirac denklemi

$$i\hbar\gamma^{\mu}\Psi - mc\Psi = 0 \qquad (19.1)$$

şeklinde elde edilir [9]. İlk olarak Ψ konumdan bağımsız olsun. Bu Dirac denkleminin basit çözümüdür.

$$\frac{\partial\Psi}{\partial x} = \frac{\partial\Psi}{\partial y} = \frac{\partial\Psi}{\partial z} = 0$$

Bu "0" momentumlu duruma karşılık gelir.(p=0). Böylece Dirac denklemi;

$$\frac{i\hbar}{c}\gamma^{0}\frac{\partial\Psi}{\partial t} - mc\Psi = 0 \qquad (19.2)$$

veya,

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \partial\Psi_a / \partial t \\ \partial\Psi_b / \partial t \end{pmatrix} = -i\frac{mc^2}{\hbar}\begin{pmatrix} \Psi_a \\ \Psi_b \end{pmatrix} \qquad (19.3)$$

denklemine indirgenir. Burada;

$$\Psi_a = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} \qquad (19.4)$$

Ψ 'nin üst iki bileşenini,

$$\Psi_b = \begin{pmatrix} \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} \tag{19.5}$$

Ψ 'nin alt iki bileşenini

kapsamaktadır. Böylece;

$$\frac{\partial \Psi_a}{\partial t} = -i(\frac{mc^2}{\hbar})\Psi_a, \ -\frac{\partial \Psi_b}{\partial t} = -i(\frac{mc^2}{\hbar})\Psi_b \tag{19.6}$$

diferansiyel denklemleri elde edilir. Çözümler ise;

$$\Psi_a(t) = \exp(-imc^2 / \hbar)\Psi_a(0) \tag{19.7}$$

$$\Psi_b(t) = \exp(+imc^2 / \hbar)\Psi_a(0) \tag{19.8}$$

şeklinde bulunur. $\exp(-iEt / \hbar)$ terimi kuantum mekaniğinden bilindiği üzere E enerjili bir kuantum durumunun zaman bağımlılığını verir. Parçacık durgunsa (p=0) $E = mc^2$ olacaktır. Bu nedenle Ψ_a tamda beklenildiği gibi bir sonuç verir. Peki Ψ_b nedir? Bu Dirac'ın önceleri negatif enerjili parçacıkların bu istenmeyen durumları doldurduğu parçacık denizi olarak tanımladığı, şu an ise pozitif enerjili antiparçacıkların oluşturduğu çözüme karşılık gelmektedir. Örneğin Ψ_a elektronu, Ψ_b ise pozitronu tanımlamaktadır [4]. Sonuç olarak;

$$\Psi_1 = \exp(-im)\begin{pmatrix}1\\0\\0\\0\end{pmatrix}, \text{ elektron spin yukarı,} \tag{19.9}$$

$$\Psi_1 = \exp(-im)\begin{pmatrix}0\\1\\0\\0\end{pmatrix}, \text{ elektron spin aşağı,} \tag{19.10}$$

$$\Psi_3 = \exp(+im)\begin{pmatrix}0\\0\\1\\0\end{pmatrix}, \text{ pozitron spin yukarı,} \tag{19.11}$$

$$\Psi_3 = \exp(+im)\begin{pmatrix}0\\0\\1\\0\end{pmatrix}, \text{ pozitron spin aşağı} \tag{19.12}$$

çözümleri elde edilir.

19.2. Goldstone Teoremi

KSK olgusunun fiziksel uygulamalarından biri kütlesiz modların gözlenmesidir. Örneğin sonsuz açılmış ferromagnetik örneğinde, T_c sıcaklığının üzerinde bir çok farklı taban durumuna bağlı olarak bir çok mod ortaya çıkar, bunlara spin dalgası adı verilir.

Kuantum Alan Teorisini genel durumu Goldstone Teoremi ile açıklanır; Şayet bir teorinin Langranjiyeni vakumda simetrik olmayan bir global simetriye sahipse[14], mutlaka bir kütlesiz bozon, skaler veya psödoskaler alan olmalıdır. Hepsine bağlı üreticiler vakumu yok etmeden hepsini aynı kuantum sayısında bulundurmalıdır. Bunların modlarına Nambu-Goldstone bozonları adı verilir.

19.3. Dinamik Simetri Kırılması

Kuantum Alan Teorisinde KSK olgusunun temsil edilmesinde başka bir yol olarak kesin alan operatörü yolu kullanılabilir. Bu yolla vakum beklenen değeri (VBD) yok olmaz[1].

$$KSK \Leftrightarrow \exists \Phi_j / \langle 0|\Phi_j|0\rangle \neq 0 \tag{19.13}$$

Bu yok olmayan VBD vakum simetrisinin kırılım faz parametrelerinin sinyali olarak düşünülebilir.

Alan operatörünün birkaç tane olasılığı vardır. Bir tanesi, güçlü dinamiklerin altında yatan sistemler sonucunda üretilen kompozit durumları anlatan kompozit operatördür. KSK' ya uygun olarak buna dinamik simetri kırılması denir. Chiral simetri kırılması bu tür kırılmaya bir örnektir.

$$\langle 0|q\bar{q}|0\rangle \neq 0 \Rightarrow SU(2)_L \times SU(2)_R \rightarrow SU(2)_v \tag{19.14}$$

$SU(3)_C$' nin güçlü etkileşimi bu $q\bar{q}$ çiftlerini vakumda üretiminden sorumludur. Bu yüzden $\langle 0|q\bar{q}|0\rangle$ KRD' den hesaplanabilmelidir.

Bu tip simetri kırılmalarına benzer olarak $SU(N)$ gruplarında da olabilmesi ilginçtir. Ayar çiftlerinin büyük mesafelerde yeterince güçlü ve kendiliğinden simetri kırılmasına Chiral simetrileri için izin veriyorsa bu düşünce gerçekleşir; $\langle 0|\Psi\overline{\Psi}|0\rangle \neq 0$.

19.4. Feynman Kuralları

Buraya kadar bahsedilen Lagranjiyenler klasik alan denklemleri ile aynı yapıdadır. Alanlar tıpkı klasik teorilerde olduğu gibi düşünülmüştür ve Lagranjiyenler alan denklemlerini sağlarlar fakat burada farklı olan şey alan değişkenlerinin yeniden tanımlanmasıdır. Alanlar artık kuantumlanmışlardır[3].

Yani fotonlar elektromagnetik alan A_μ'nün kuantumlarıdır, leptonlar ve kuarklar Dirac alanlarının kuantumlarıdır, gluonlar SU(3) ayar alanlarının kuantumlarıdır ve $W^\pm$ ve Z^0 larda uygun Proca alanların kuantumlarıdır. Her bir Lagranjiyenin Feynman kurallarının bir kümesini verebileceği gösterilecektir.

Bunu yapmak için önce şu göz önünde bulundurulacaktır. Verilen her bir Lagranjiyen alana uygun bir alan terimi ve etkileşim teriminin toplamıdır. Birinci terim propagatör ikinci terim ise köşe çarpanı gösterir.

Öncelikle propagatörler incelenirse, Euler-Lagrange denklemleri serbest Lagranjiyenlere uygulandığında serbest alan denklemleri elde edilir;

$$\left[\partial^\mu \partial_\mu + (m)^2\right]\Phi = 0 \qquad \text{Klein-Gordon} \qquad (19.15)$$

$$\left[i\gamma^\mu \partial_\mu - (m)\right]\psi = 0 \qquad \text{Dirac} \qquad (19.16)$$

$$\left[\partial_\mu\left(\partial^\mu A^\upsilon - \partial_\upsilon A^\mu\right) + (m)^2 A^\upsilon\right] = 0 \qquad \text{Proca} \qquad (19.17)$$

Uygun momentum uzayı denklemleri;

$$\left[p^2-(m)^2\right]\phi=0 \tag{19.18}$$

$$\left[p_\mu\gamma^\mu-(m)\right]\psi=0 \tag{19.19}$$

$$\left[\left(-p^2+(m)^2\right)g_{\mu\upsilon}+p_\mu p_\upsilon\right]A^\upsilon=0 \tag{19.20}$$

şeklindedir. Propagatör basitçe parantez içinde ki terimin i ile çarpımıdır. Spin-0 propagatör;

$$\frac{i}{p^2-(m)^2} \tag{19.21}$$

Spin-$\frac{1}{2}$ propagatör;

$$\frac{i}{p_\mu\gamma^\mu-m}=i\frac{\left(p_\mu\gamma^\mu+m\right)}{p^2-(m)^2} \tag{19.22}$$

Spin–1 propagatör;

$$\frac{-i}{p^2-(m)}\left[g_{\mu\upsilon}-\frac{p_\mu p_\upsilon}{(m)^2}\right] \tag{19.23}$$

şeklinde elde edilir. İkinci propagatör 4×4 matristir. Çünkü bu denklemde ikinci dereceden ranka sahip tensör olan $T_{\mu\upsilon}$ vardır. Matrislerinde tensörlerinde terslerinin olması gereklidir.

Açıkça $m \to 0$ için Proca propagatörü anlamsızdır. Dolayısıyla foton propagatörü;

$$\partial_\mu \left(\partial^\mu A_\upsilon - \partial_\upsilon A^\mu \right) = 0 \qquad \text{(Maxwell)} \qquad (19.24)$$

Lorentz koşulunu yazarsak;

$$\partial_\mu A^\mu = 0 \qquad (19.25)$$

$$\partial^2 A^\upsilon = 0 \qquad (19.26)$$

olarak bulunur.

Sonuçta foton propagatörü;

$$-i \frac{g_{\mu\upsilon}}{p^2} \qquad (19.27)$$

olur.

Köşe çarpanlarını elde etmek için iL_{int} terimini momentum uzayında yazar ve alanları içermesini sağlarız. Mesela kuantum elektrodinamiği Lagranjiyeni;

$$iL_{int} = -i\left(q\overline{\psi}\gamma^\mu \psi\right)A_\mu \qquad (19.28)$$

şeklindedir ve üç tane alan içerir $\left(\overline{\psi}\,\psi\, A_\mu\right)$. Bu üç çizginin birleştiği bir köşe tanımlar-gelen fermiyon, çıkan fermiyon ve foton. köşe çarpanı elde etmek için alan denklemlerini çıkartılırsa;

$$-i\sqrt{4\pi}q\gamma^{\mu} = ig_e\gamma^{\mu} \tag{19.29}$$

olarak elde edilir. Kuantum renk dinamiğinde kuark-gluon çiftlenimi;

$$L_{\text{int}} = -\left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\lambda\psi\right)A_{\mu} \tag{19.30}$$

köşe çarpanı ise;

$$-i\frac{g_s}{2}\gamma^{\mu}\lambda \tag{19.31}$$

olarak bulunur.
Güçlü etkileşimin çiftlenim sabiti geleneksel olarak 2 çarpanıyla verilir;

$$g_s \equiv 2\sqrt{4\pi}q \tag{19.32}$$

burada q güçlü etkileşimin yüküdür.

Güçlü etkileşimler için direk gluon-gluon etkileşim terimi mevcuttur. Bu terim $F_{\mu\upsilon}.F^{\mu\upsilon}$ teriminden kaynaklanır. Şunu belirtelim ki $F^{\mu\upsilon}$ terimi sadece $\partial^{\mu}A^{\upsilon} - \partial^{\upsilon}A^{\mu}$ teriminden oluşmaz aynı zamanda;

$$-2q\left(A^{\mu} \times A^{\upsilon}\right) \tag{19.33}$$

terimini de içerir. Dolayısıyla tüm etkileşim lagranjiyeni;

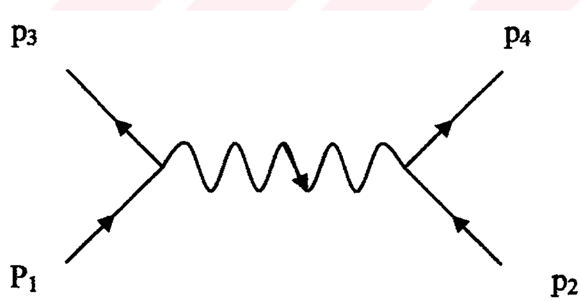
$$L_{\text{int}} = \left(\frac{q}{8\pi}\right)\left[\left(\partial^{\mu}A^{\upsilon} - \partial^{\upsilon}A^{\mu}\right).\left(A_{\mu} \times A_{\upsilon}\right) + \left(A^{\mu} \times A^{\upsilon}\right).\left(\partial_{\mu}A_{\upsilon} - \partial_{\upsilon}A_{\mu}\right)\right] \tag{19.34}$$

$$-\frac{q^{2}}{4\pi}\left(A^{\mu} \times A^{\upsilon}\right).\left(A_{\mu} \times A_{\upsilon}\right)$$

şeklinde elde edilir.

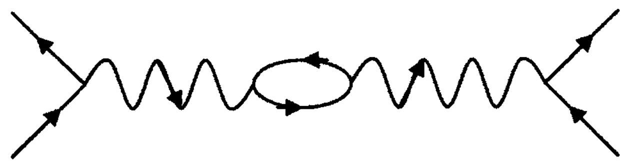
19.5. Renormalizasyon

Yüksek enerji fiziğinde hesaplama tekniklerinin uygun gösterimleri Feynman diyagramları ile verilir [8]. Her bir Feynman diyagramı matematiksel hesaplamalara dair bilgiler içerir. Olası bir olayın aynı sonuçları veren birden fazla diyagramı olabilir. Örnek olarak verirsek elektron-müon saçılması için;



şeklinde bir Feynman diyagramı olabileceği gibi;

p3 p4



şeklinde de bir diyagram bulunabilir.

İlk olarak gösterilen diyagramda genlik hesabı matematiksel olarak hiçbir sorun çıkartmaz. Fakat aynı olayı veren ikinci diyagramda genlik hesabı yapılırsa integrali ıraksar. Bu hesaplamalarda bir tutarsızlık yaratır. İntegral hesabında ki ıraksayan terim bir sabit içine alınarak bu ıraksama önlenebilir. Hesabın en son kısmında bu sabit değer açıkça görülmez. Dolayısıyla sorun halledilmiş olur.

Örnekte verilen olay için hesaplamalar yapılırken iç çizgilerde ki sanal parçacıklar nedeniyle çeşitli büyüklüklerin değiştiği görülür. Mesela elektron yükü artık çarpışma sürecinde ki momentum transferine bağlı olarak değişir. Akla gelen ilk soru hangi büyüklüğü almamız gerektiğidir. İlk integraldeki gibi çıplak parçacıklar için olanı mı yoksa sanal parçacıklar ile sarılan elektron yükünü mü? Çoğu uygulama için relativistik olmayan sınırda elektron yükü sabittir ve bugün bizim bildiğimiz değerdedir ama yüksek hız sınırlarında momentum transferine bağlı olarak bağlanma sabiti ve dolayısıyla yük değişkendir.

Örnekte verilen süreç için başka diyagramlarda çizilebilir ve bu diyagramlarında renormalizasyon işlemine tabi tutulabilir.

19.6. Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Karışım Matrisi

Standart Modelde Elekrozayıf Teorinin ayar grubu olan $SU(2)\times U(1)$'de kuarklar ve leptonlar sol-elli ikililer ve sağ-elli tekliler olarak ortaya çıkar. Kuark kütle özdurumları zayıf özdurumlarında olduğu gibi aynı değildir ve bu durumu baz alarak altı quark için açık parametrizazyonu matris anlatımı çerçevesinde Kobayashi ve Maskawa tarafından verilmiştir[16]. Bu matris dört kuark durumunu geneller ve paramatrizasyonu tek bir açıyla, Cabibbo açısıyla yapılır.

Genelde karışım 3×3 üniter matrisin terimleri cinsinden anlatılır ve $-e/3$ yüklü kuarklara uygulanır.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{tb} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \qquad (19.35)$$

Her bir matris elemanın değerleri prensip olarak uygun kuarkların zayıf bozunumlarından veya derin nötrino esnek olmayan çarpışmalarından elde edilebilir. Yukarıda bahsedilen uniterlik koşulu ve sadece üç nesil olduğu farz edilirse tüm matris elemanlarının değerleri aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$\begin{pmatrix} 0.9745-0.9760 & 0.217-0.224 & 0.0018-0.0045 \\ 0.217-0.224 & 0.9737-0.9753 & 0.036-0.042 \\ 0.004-0.013 & 0.035-0.042 & 0.9991-0.9994 \end{pmatrix}. \qquad (19.36)$$

Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrisinin (V) birçok parametrizasyonu vardır. Burada kullanılan V'nin standart parametrizasyonu kullanılmıştır ve bu parametrizasyon yapılırken θ_{12}, θ_{23}, θ_{13} açılarından ve δ_{13} fazından yararlanılmıştır.

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{3}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \qquad (19.37)$$

Burada $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$, $i,j = 1.2.3$ indisleri ise üretici işaretleridir. Bu anlatımın farklı avantajları vardır. Dönme açıları iki belirli nesil için karışımı tanımlar. Şayet bu açılar yok olursa bu nesiller arasında karışımda yok olur. $\theta_{23} = \theta_{13} = 0$ limitinde üçüncü nesil ikilileri ilk iki nesilde olduğu gibi alışılmış Cabibbo karışımı durumuna indirgenir ve θ_{12} Cabibbo açısı olur.

Matris elemanlarının ilk satır ve üçüncü sütunları bozunum süreçlerinden direk olarak ölçülebilir. c_{13} 'ün üniterlikten sadece altıncı basamak mertebesinde saptığı bilinmektedir, $V_{ud} = c_{12}$, $V_{us} = s_{12}$, $V_{ub} = s_{13}e^{\delta_{13}}$, $V_{cb} = s_{23}$, $V_{tb} = c_{23}$ çok iyi bir yaklaşımdır. δ_{13} fazı $0 \leq \delta_{13} < 2\pi$ arasında değerler alır ve 0'dan farklı değerleri için genelde CP simetrisini zayıf etkileşimde kırar.

KAYNAKLAR:

[1] Halzen. F. and Martin A.D.,1984; Quarks and Leptons Wiley,New York

[2] M.Herrero ; Lectures presented at NATO ASI 98 School, Techniques and Concepts of High Energy Physics : St. Croix, Virgin Islands, USA, June 18-29 1998

[3] Chengand.T.P, Li. L.F.,1991; 'Gauge Theory of Elementary Particle Physics', Oxford Univ.Press,(reprinted)

[4] M Gell-Mann and A.Pais, Phys. Rev.97, 1387 (1955).

[5] T.D.Lee and C.N.Yang , Phys.Rev. 104 , 254 (1956)

[6] R.Kronig and V.F.Weisskopf, eds.Collected Scientific Papers, Vol. 1, (New York:Wiley-Interscience,1964)

[7] Gerard t'Hooft: Maddenin Son Yapıtaşları Tübitak Popüler Bilim Kitapları 2. Basım 2000

[8] Commings E.D.,Buksbaum P.H.,1984 Weak interactions of leptons and quarks, Cambridge University Press.

[9] Griffiths D. Elektromagnetik Teori, Arte-Güven Yayıncılık İngilizce 2. Basım çevirisi

[10] Griffiths D.,1984., Introduction to Elementary Particle Physics.John Wiley and Sons,Inc.

[11] G. Arnison et al., UA1 Collaboration, Phys.Lett.B122 (1983) 103;
M.Banner et al., UA2 Collaboration, Phys.Lett.B122 (1983) 476.

[12] P.W.Higgs, Phys.Lett. 12(1964),132;
F.Englert and R.Brout, Phys.Rev. Lett. (1964),321;
G.S.Guralnik, C.R.Hagen and T.W.B.Kibble,Phys.Rev.Lett.13(1964)585;
P.W.Higgs, Phys.Rev.145(1966) ,1156;
T.W.B.Kibble, Phys.Rev.155(1967),1554.

[13] Bjorken J.,Drell S.,1964, Relativistic Quantum Mechanics, McGraw-Hill, Inc.

[14] Report 2004 Clic Study Team

[15] S. Dawson; Introduction To The Physics Of Higgs Bozon, Lectures given at the 1994 Theoretical Advanced Study Institute, Boulder, CO, May 30-June 23, 1994

[16] M.Battaglia; Charting the Higgs Boson Profile at $e^{+}e^{-}$ Linear Collider, Invited Talk At 10^{th} International on Supersymetry and Unification of Unification of Fundamental Interactions, June 17-23, 2002, DEYS, Hamburg

[17] S.L.Glashow, Nucl. Phys. 22, 579 (1961). Reprintedin Lai, ref. 3

[18] S. Weinberg; Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967); A.Salam, in Elementary Particle Theory, N.Svartholm, ed. (Stockholm:Almquist and Wiksell,1968). Reprinted in Lai, ref. 3.

[19] Cern Particle Data Booklet 1998 :Extracted from the Review of Particle Physics C.Caso et al., The European Phyysical journal C3 (1998) 1.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Salih Cem İnan

Doğum Yeri: SİVAS-1979

Medeni Durumu: Bekar

Lisans (1998-2002): Ankara Üniversitesi

Fen Fakültesi

Fizik Bölümü

Yüksek Lisans: Cumhuriyet Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı