

ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

ELEKTRON-POZİTRON VE ELEKTRON-FOTON
ÇARPIŞTIRICILARINDA SÜPERSİMETRİ PARAMETRE UZAYININ
İNCELENMESİ

Semra GÜNDÜÇ

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ANKARA
2006

Her hakkı saklıdır

Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER danışmanlığında, Semra GÜNDÜÇ tarafından hazırlanan “Elektron-Pozitron ve Elektron-Foton Çarpıştırıcılarında Süpersimetri Parametre Uzayının İncelenmesi” adlı tez çalışması 05/10/2006 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı’nda DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Ramazan SEVER
Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fizik A.B.D.

Üye : Prof. Dr. Zekeriya AYDIN
Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği A.B.D.

Üye : Prof. Dr. Satılmış ATAĞ
Ankara Üniversitesi Fizik A.B.D.

Üye : Prof. Dr. Abdullah VERÇİN
Ankara Üniversitesi Fizik A.B.D.

Üye : Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER
Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği A.B.D.

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Ülkü MEHMETOĞLU
Enstitü Müdürü

ÖZET

DOKTORA TEZİ

ELEKTRON-POZİTRON VE ELEKTRON-FOTON ÇARPIŞTIRICILARINDA SÜPERSİMETRİ PARAMETRE UZAYININ İNCELENMESİ

Semra GÜNDÜÇ

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER

Günümüzde laboratuvar koşullarında ulaşılan enerji seviyelerindeki fiziki deneyle büyük uyum içinde açıklayan bir model mevcuttur. Standart Model olarak adlandırılan bu model içerdiği ve değeri model tarafından tesbit edilemeyen pekçok parametreye sahiptir. Ayrıca Standart Model simetri kırılımı sonucu olarak öne sürdüğü fakat şimdiye kadar deneysel olarak gözlenememiş olan Higgs bozonuna ve bu bozonun kütlesinin hesabında ciddi problemlere sahiptir.

Tezde değinilen bu ve benzeri pekçok problem Standart Modelin eksikliklerinin giderilmesi üzerine genişletilmesini zorunlu kılar. Tez çerçevesinde Standart Modelin genişletilmesinde günümüzde en olası uygun yapıya sahip olan Süpersimetri kavramının incelenmesi ve bu model çerçevesinde Süpersimetri parametre uzayının tesbitine ait hesaplamaların yapılması planlanmıştır. Bu amaçla yakın gelecekte deneysel olarak gözlenmesi en olası olan mevcut en hafif süpersimetrik parçacıklardan chargino üretimine ait süreçler $e^- \gamma$ ve $e^- e^+$ çarpıştırıcılarında hesaplanmıştır.

Chargino üretiminde polarizasyonun çıkan charginoların kütlesi ve momentumuna bağlı olduğu gözlenmiştir. Düşük momentum ve kütle Charginonun durgun olduğu gözlem çerçevesinden bakıldığında elektronun geliş yönüne göre pozitif yönde polarizasyona, yüksek kütle ve düşük momentum durumu negatif polarizasyona neden olur. Tüm kütle değerleri için yüksek momentum değerleri farkedilebilecek bir polarizasyonun olmadığı gözlenmiştir.

2006, 97 sayfa

Anahtar Kelimeler: Yüksek Enerji Fiziği, Standart Model, Süpersimetri, $e^- \gamma$ çarpıştırıcısı, $e^- e^+$ çarpıştırıcısı, Chargino üretimi

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

SUPERSYMMETRY PARAMETER SPACE STUDIES IN ELECTRON-POZITRON AND
ELECTRON-PHOTON COLLIDERS

Semra GÜNDÜÇ

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

Supervisor : Prof. Dr. Ali Ulvi Yilmazer

The Standard Model is very succesfull in explaining all the experimental observations up to today's laboratory energies. Despite its success for explaining the experimental data it possesses too many parameters for such a fundamental theory and also it has some conceptual problems that can not be explained in the framework of the Standard Model. One of the most important of these conceptual problems is the introduction of Higgs particles. Higgs particles are responsible of giving mass to all fermions and massive gauge boson but its own mass calculation creates a fundamental problem which is called Higgs Hierarchy problem.

These conceptual problems which are reviewed in this work strongly suggest that Standard Model is an effective theory of an extended theory. Among the various extensions beyond the Standard Model the supersymmetry seems to be well motivated strong candidate to investigate the new physics around TeV scale. If the supersymmetry is the true model of the nature it is expected that at least some of the particles will be detected in the near future. Most probably the first detected particle will be lightest charged particles namely charginos. Therefore thesis work is devoted to the calculations of the interactions of the supersymmetric particles in order to discuss the supersymmetry parameter space.

It is observed that the polarizations of the charginos in $e^- \gamma$ colliders depend on the mass of the chargino and the momenta. Small mass and low momentum leads to the positively polarized charginos, large mass and low momentum result in the positive polarization. For all mass region charginos with high momenta are produced unpolarized.

2006, 95 pages

Key Words : High Energy Physics, Standard Model, Süpersymmnetri, $e^- \gamma$ colliders, $e^- e^+$ colliders, chargino production

TEŞEKKÜR

Tez çalışmamım başlangıcından itibaren yönlendirmeleri ve önerileri ile her aşamada emeğini esirgemeyen danışmanım Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER'e bütün içtenliğimle teşekkür ederim.

Prof. Dr. Zekeriya AYDIN ve Prof. Dr. Satılmış ATAĞ'a tez izleme komitesi toplantılarında getirmiş oldukları önemli katkı ve desteklerinden dolayı teşekkür ederim.

Semra GÜNDÜÇ

Ankara, Ekim 2006

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ	1
2. STANDART MODEL	6
2.1 Giriş	6
2.2 Standart Model'in parçacık yapısı	7
2.3 Standart Model lagranjiyeni	11
2.3.1 Kuantum renk dinamiği lagranjiyeni	12
2.3.2 Elektro-Zayıf Kuram lagranjiyeni	14
2.3.3 Vektör bozon kütleleri	19
2.3.4 Yukawa etkileşimleri ve fermiyon kütle terimleri	20
3. STANDART MODELİN PROBLEMLERİ	23
3.1 Giriş	23
3.2 Ayar problemi	24
3.3 Fermiyon problemi	24
3.4 Higgs hiyerarşi problemi	25
4. SÜPERSİMETRİ	28
4.1 Giriş	28
4.2 SUSY cebiri	31
4.3 Minimal Süpersimetrik Standart Modelin parçacık yapısı	33
4.4 MSSM lagranjiyeni	38
4.5 Süpersimetrik etkileşimlerin özellikleri ve süpereşlerin yaratılması	45
4.6 MSSM parametre uzayı	46
5. CHARGİNO SEKTÖRÜ	48
5.1 Giriş	48

5.2 Chargino sektörü	49
5.3 Chargino kütesinin süpersimetri parametrelerine bağımlılığı	51
6. CHARGINO ÜRETİMİNİN $e^- \gamma$ ve $e^+ e^-$ ÇARPIŞTIRICILARINDA İNCELENMESİ ...	53
6.1 Giriş	53
6.2 $e^- \gamma \rightarrow \tilde{\chi}_{1,2}^- \tilde{\nu}_L$ Süreci	54
6.3 $e^+ e^- \rightarrow \tilde{\chi}_{1,2}^- \tilde{\chi}_{1,2}^-$ Süreci	69
7. TARTIŞMA VE SONUÇ	77
KAYNAKLAR	79
EKLER	83
EK 1 $SU(N)$ Cebiri	84
EK 2 Kendiliğinden Simetri Kırılması	86
EK 3 Süpersimetri Cebiri	89
ÖZGEÇMİŞ	96

SİMGELER DİZİNİ

$\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}$	Charginolar
$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	Nötralinolar
H	Higgs alanı
μ^{-}	Müon
τ	Tau
ν_e	Elektron nötrinosu
ν_{μ}	Müon nötrinosu
ν_{τ}	Tau nötrinosu
γ	Foton
W	W alanı
Z	Z alanı
$\tilde{e}^{-}$	Skaler elektron (selektron)
$\tilde{\mu}$	Skaler müon
$\tilde{\tau}$	Skaler tau
$\tilde{\nu}_e$	Skaler elektron nötrinosu
$\tilde{\nu}_{\mu}$	Skaler müon nötrinosu
$\tilde{\nu}_{\tau}$	Skaler tau nötrinosu
$\tilde{\gamma}$	Fotino
$\tilde{H}$	Skaler Higgs alanı (Higgsino)
$\tilde{W}$	Wino
$\tilde{Z}$	Zino
m_0	Evrensel kütle parametresi
M_2	SU(2) Gaugino kütle parametresi
μ	Higgsino kütle parametresi
m_e	Elektron kütlesi
$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}}$	Chargino kütlesi
$m_{\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0}$	Nötralino kütlesi

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 5.1	Chargino kütlesinin SUSY parametreleri ile değişimi, $\tan\beta = 50$	52
Şekil 6.1	$e^-\gamma$ çarpıştırıcısında $\tilde{\chi}_1^-\tilde{\nu}_L$ üretimi diagramları	55
Şekil 6.2	$e^-\gamma$ çarpıştırıcısında farklı $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ değerleri için tesir kesitinin enerji ile değişimi, yukarıdan aşağı $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 100, 150, 200, 300, 400\text{GeV}$	60
Şekil 6.3	$e^-\gamma$ çarpıştırıcısında sabit enerjilerde polarize olmayan tesir kesitinin $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ ile değişimi, yukarıdan aşağı $\sqrt{s}=500, 750, 1000\text{ GeV}$...	60
Şekil 6.4	$e^-\gamma$ çarpıştırıcısında $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ için tesir kesitinin enerji ile değişimi; en üstten giden eğri polarize olmamış durumu temsil etmektedir. .	61
Şekil 6.5	$e^-\gamma$ çarpıştırıcısında sabit enerjilerde $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ polarizasyonu ve polarizasyonsuz hal için tesir kesitinin $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ ile değişimi ...	62
Şekil 6.6	$e^-\gamma$ çarpıştırıcısında $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ polarizasyonuna göre elde edilen asimetrinin enerjiye göre değişimi, $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 100, 125, 150, 170, 200\text{ GeV}$	63
Şekil 6.7	$e^-\gamma$ çarpıştırıcısında asimetrinin geniş $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ aralığında enerjiye göre değişimi, $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 100, 125, 150, 170, 200, 300, 400\text{ GeV}$	64
Şekil 6.8	$e^-\gamma$ çarpıştırıcısında sabit enerjilerde asimetrinin $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ 'ye göre değişimi, $\sqrt{s}= 400, 450, 500, 750, 1000\text{ GeV}$	65
Şekil 6.9	$e^-\gamma$ çarpıştırıcısında tesir kesitinin M_2 ve μ ile değişimi, yukarıdan aşağıya spin polarizasyonu $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$, $\tan\beta = 5$, $m_{\tilde{\nu}_L} = 100\text{GeV}$	66
Şekil 6.10	$e^-\gamma$ çarpıştırıcısında tesir kesitinin M_2 ve μ ile değişimi, spin polarizasyonu $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$, $\tan\beta = 50$, $m_{\tilde{\nu}_L} = 100\text{GeV}$	67
Şekil 6.11	$e^-\gamma$ çarpıştırıcısında $\tan\beta = 5$ ve 50 için tesir kesitinin M_2 ve μ ile değişimi, $m_{\tilde{\nu}_L} = 100\text{GeV}$. $\lambda = +1$	67
Şekil 6.12	$e^-\gamma$ çarpıştırıcısında spin polarizasyonu $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ için asimetrinin (A) M_2 ve μ ile değişimi, $\tan\beta = 5$, $m_{\tilde{\nu}_L} = 100\text{GeV}$	68
Şekil 6.13	e^+e^- çarpıştırıcısında $\tilde{\chi}_1^-\tilde{\chi}_1^+$ üretimi diagramları	70
Şekil 6.14	e^+e^- çarpıştırıcısında tesir kesitinin iki farklı $\tan\beta$ değerli için enerji ile değişimi, $\lambda = +1$	73
Şekil 6.15	e^-e^+ çarpıştırıcısında farklı $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ değerleri için tesir kesitinin enerji ile değişimi, $\lambda = +1$, yukarıdan aşağıya sırasıyla $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 73, 83, 95, 138\text{GeV}$..	74

Şekil 6.16 e^-e^+ çarpıştırıcısında spin polarizasyonu $\lambda = +1$ için tesir kesitinin M_2 ve μ ile değişimi, $\tan\beta = 5, \sqrt{s} = 1TeV$	75
Şekil 6.17 e^-e^+ çarpıştırıcısında spin polarizasyonu $\lambda = +1$ için tesir kesitinin M_2 ve μ ile değişimi, $\tan\beta = 5, 50, \sqrt{s} = 1TeV$	76

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Standart modelde lepton spektrumu.....	9
Çizelge 2.2 Standart modelde kuark yapısı spektrumu.....	10
Çizelge 4.1 MSSM parçacık spektrumu.....	35

1. GİRİŞ

Standart Model, kuantum renk dinamiğini kuvvetli etkileşmelerin kuramı olarak, Weinberg-Salam kuramını (Weinberg 1967, Salam 1968) GIM mekanizması ile birlikte (Glashow *et al.* 1970) elektromagnetik ve zayıf etkileşmelerin birleştirme kuramı olarak içermektedir. Kuantum renk dinamiği ve Weinberg-Salam kuramı abelyen olmayan yerel ayar değişmezliği prensibine dayanan ayar kuramlarıdır. Kuantum renk dinamiğinin ayar simetri grubu $SU(3)_C$, ve Weinberg-Salam kuramının ayar simetri grubu $SU(2)_L \times U(1)_Y$ dir. Ayar simetri grubu $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Higgs mekanizması (Higgs 1964) yolu ile kendiliğinden simetri kırılımı gösterir. Bu kırılımın sonucunda kuvvetli etkileşmeleri ileten 8 kütsüz gluon, elektromagnetik etkileşmeleri ileten 1 kütsüz foton ve yüklü ve yüksüz zayıf etkileşmeleri ileten 3 kütleli vektör bozon kuramın ayar alanlarını oluşturur. Standart Model bu yapısı ile parçacıkların temel etkileşmelerini bugün ulaşılabilen deneysel enerji seviyelerinde büyük başarı ile açıklayan bir modeldir. Standart Modelin en önemli deneysel başarıları yüksüz akımların ve kuramsal olarak önerilen zayıf etkileşmeleri ileten $W^\pm$ ve Z^0 bozonlarının deneysel olarak gözlenmesidir.

Weinberg ve Salam tarafından ortaya atılan birleştirme kuramı leptonların zayıf ve elektromagnetik etkileşmelerini tanımlayan bir kuramdır. İlerleyen yıllarda Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) mekanizması (Glashow *et al.* 1970) ile kuarklar da bu birleştirme kuramının içine dahil edilmiş ve bu arada anomalilerin yok olması için o tarihte bilinmeyen dördüncü (charm, c) kuarkın gerekliliği ortaya atılmıştır. Üçüncü kuark ve lepton ailelerinin (t, b, ν_τ, τ) modele ilavesi ile lepton-kuark aileleri arasında simetrik bir yapının olduğu görülür. Standart Modelin parçacık yapısında 3 aile olarak gruplanmış spin-1/2 kuarklar ve leptonlar mevcuttur. Standart Modelde nötrinolar kütsüz ve sağ eli olmasına karşın, mevcut diğer tüm fermiyonlar sağ eli ve sol eli durumlara sahiptirler. Standart Modelde etkileşmeleri ileten, başlangıçta kütsüz 4 vektör bozon, 8 gluon ve kendiliğinden simetri kırılımı için gerekli bir çift kompleks skaler Higgs alanı kuramın parçacık yapısını tamamlar.

Standart modelin tam olmadığına dair pekçok sebep mevcuttur. Bunlardan ilki model çok sayıda ve serbest parametre içermektedir. İkinci olarak standart model üç farklı etkileşme

sabitine sahiptir ve asimptotik olarak serbest değildir. Bu da herhangi bir enerji skalasında etkileşmelerin kuvvetli olacağı anlamına gelmektedir. Birbirinden çok farklı 3 etkileşme sabitinin çok yüksek enerjilerde aynı değere ulaşması beklenebilir. Bu skalanın çok yüksek olması beklenmektedir. Bu durum Standart Modelin daha temel bir teorenin düşük enerji skalasındaki efektif bir modeli olduğu sonucuna götürür.

Bu temel soruların yanında Standart Modelin daha geniş bir modelin görünen yüzü olduğuna dair pek çok işaret vardır. Bunların bazıları, sol-elli fermiyonlar $SU(2)$ çiftliğinde iken sağ elliler neden $SU(2)$ tekliğindedirler? Neden üç lepton ve kuark ailesi mevcuttur? Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (Cabibbo 1963, Kobayashi and Maskawa 1972) açısı ve zayıf karışım açısının değerleri nereden gelmektedir? Bu soruların yanında Standart Modelde simetrisinin kendiliğinden kırılması için gerekli olan Higgs bozonları halen gözlemlenmiş değildir. Standart Modelin kendiliğinden simetri kırılması üzerine kuramsal yapısının test edilmesi gerekmektedir. LEP te yapılan deneylerde Higgs bozonu için kütleinin alt sınırı olarak 114.4 GeV öngörülmüştür (Barate 2003, Giacomelli 2004). Temelde kendiliğinden simetri kırılması ve Higgs sektörü yapısı (ileride anlatılacak) Standart Modelin en zayıf noktasını oluşturmaktadır. Bunun yanında Higgs bozonların ötesinde Standart Model mevcut formu ile nötrino osilasyonları gözlemlerini açıklamaktan uzaktır (Bu durum modelin diğer çok önemli başarısızlığını oluşturmaktadır).

Yukarıda değinilen ve tez içerisinde bahsedilecek olan pekçok sebepten ötürü Standart Modelin genişletilmesi gerekliliği fikri doğar. Standart modelin genişletilmesi olarak, “Standart Model Ötesi” veya “Yeni Fizik” olarak adlandırılabilen modellerden bahsedildiğinde doğal olarak pekçok soru kendiliğinden ortaya çıkar. Bunlardan ilki hangi enerji skalasında bu yeni fizikten bahsedileceği ve diğeri ise bu yeni fiziğin nasıl tanımlanacağıdır. Yeni fizik için enerji aralığının $100\text{GeV} - 1\text{TeV}$ olmasını öngören kuvvetli kuramsal sonuçlar mevcuttur. Bu aralığın alt sınırı CERN $p\bar{p}$ çarpıştırıcısında incelenmiş durumdadır (Bareta *et al.* 2003).

Günümüze kadar standart model ötesi fiziğin incelenmesi için oldukça fazla sayıda model öne sürülmüştür. Bu yaklaşımlardan önemli yer tutan biri büyük birleştirme kuramlarıdır. Bu kuramlarda gravitasyon hariç bütün ayar etkileşmelerinin $M_{GUT} \sim 10^{16}\text{GeV}$ skalalarında

birleştirileceği varsayılır. Son yıllarda büyük ekstra boyutlar (large extra dimensions) fikri ortaya atılmış ve yoğun şekilde çalışılmıştır. Kompozit modeller, technicolor, kuvvetli elektro-zayıf simetri kırınımı v.b. yaklaşımlarda Standart Modelin kuramsal eksikliklerinin giderilmesi yönünde ortaya atılan fikirlerdir.

Standart Modelin genişletilmesi çabaları arasında birçok açıdan diğer yaklaşımlardan çok daha öne çıkan yaklaşım Standart Modelin süpersimetrik genişletmesidir.

Standart Modelin genişletilmesine yönelik bütün bu fikirler halen yapımı CERN'de sürmekte olan ve 2007 yılı içinde çalışır hale gelecek "Large Hadron Collider" (LHC) de test edilebilecektir (Branson 2002). Son on yıl içinde tasarımı üzerine pekçok çalışma yürütülen e^+e^- lineer çarpıştırıcısı da Standart Modelin bütün genişletilme alternatiflerini büyük bir hassasiyetle test edebilecek olanağı ortaya koyabilecektir (Accomando 1998).

Standart Modelin spersimetrik genişletilmesinin en çekici ve en çok çalışılan model olmasında süpersimetrik kuramların süpersimetrik olmayan kuramlara göre genel olarak daha iyi yüksek enerji davranışı göstermesi önemli olmuştur. Özellikle, Higgs kütlesine gelen düzeltme terimlerinde karşılaşılan kuadratik ıraksamalardan, ıraksayan bozonik ve fermiyonik katkıların birbirlerini yoketmesi yolu ile daha iyi bir yüksek enerji davranışı modelin önemli bir başarısıdır. Bu mekanizma temel skaler Higgs alanlarının kütlesinin doğal olarak Standart Model enerji skalasında $O(M_W)$, kalmasını sağlayan bilinen en başarılı mekanizmadır. Süpersimetrinin, cevap aranan temel problemlere çözüm getireceğine inanılmasını sağlayacak kuvvetli fiziksel argümanlar olmasına rağmen yeni fiziğin ne formda olacağı sorusu halen geçerliliğini korumaktadır. Fakat şurası vurgulanmaya değer ki **eğer doğa süpersimetrik değilse bile böyle bir teorinin ayrıntılı bir şekilde çalışılması Standart Model ötesi hakkında çok değerli yeni bilgiler verecektir.**

Süpersimetri, bozonlar ile fermiyonlar arasında ilişki yaratan bir simetridir. Standart Modelin minimal süpersimetrik genişletilmesinde Standart Model de bilinen herbir parçacık için bir süpereş öngörülür. Süpereşler bilinen parçacıklar ile aynı kuantum sayılarına sahiptirler. Nötrinolar, leptonlar ve kuarkların süpereşleri spin-0 parçacıklardır. Ayar vektör bozonlarının süpereşleri ise spin 1/2 parçacıklar olup gaugino olarak adlandırılırlar. Süpersimetri

en az iki Higgs bozon çiftlisine gereksinim duyar. Higgs alanlarının süpereşleri, Higgsinolar, spin-1/2 parçacıklardır. Gaugino ve higgsinolar kuantum mekaniksel karışım durumlarıdır; yüklü ve yüksüz kütle öz durumları charginolar $\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}$ ve nötralinolardır $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$.

Süpersimetri kırılmadığı takdirde bilinen alanların kütleleri ile onların süpersimetrik eşlerinin kütleleri aynı olmak zorundadır. Bu durumda kuark ve leptonların süper eşlerinin gözlenmemiş olması Süpersimetrimin kendiliğinden kırılmış olduğu anlamını verir.

Günümüzde süpersimetri, Standart Model ötesi fiziğin incelenmesinde en ümit verici aday olarak görülmektedir. Dolayısıyla süpersimetrik parçacıkların araştırılması ve deneysel olarak gözlenmesi günümüzdeki ve gelecekteki çarpıştırıcıların öncelikli hedefidir. Standart Modelde olduğu gibi süpersimetrik genişletilmiş Standart Modelde de çok sayıda keyfi parametre bulunmaktadır. Modelin öngörü kabiliyetinin artması ancak bu parametrelerin belirlenmesine ve ilişkilerinin ortaya çıkmasına bağlıdır.

Tez çalışmasında süpersimetri parametrelerinin sadece üçünü açık bir şekilde içeren chargino parçacığı ile ilgili hesapları incelenmiştir. Süpersimetrik modellerde chargino ve nötrino üretim süreçleri literatürde e^+e^- ve γe^- çarpıştırıcılarında incelenmiş ve özellikle etkileşmeye giren parçacıkların polarizasyonlarının etkisi yolu ile süpersimetri parametrelerinin ve dolayısıyla chargino kütlelerinin öngörülmesi hedeflenmiştir. Chargino sektörünün ayrıntılı hesaplamaları ve araştırmaları literatürde mevcuttur. Tez çalışmasında e^+e^- ve γe^- çarpıştırıcılarında chargino üretimi süreçleri son durum parçacıklarının polarizasyonlarının sonucunda ortaya çıkan asimetritler incelenmiştir. Literatürdeki çalışmalardan tez çalışmasını ayıran en temel özellik, literatürde yapılan tüm çalışmaların etkileşmeye giren elektron ve fotonların polarizasyonlarının tesir kesitlerine etkisi yerine çıkan parçacıkların seçimli polarizasyonlarının incelenmesidir.

Tez 7 bölümden oluşmaktadır. İkinci bölüm günümüzde deneysel gözlemleri tam olarak açıklayabildiği halde, kavramsal güçlüklerden dolayı genişletilmesi gereken, tüm yeni fiziği inceleyen kuramların üzerine inşa edildiği Standart Modelin tezin tamlığı açısından bir özetine ayrılmıştır.

Üçüncü bölümde Standart Modelde gözlenen kavramsal eksikliklerin tartışılması ve Stan-

Standart Model ötesi fiziğin hangi eksiklikleri gidermesi gerektiği tartışması yapılmıştır.

Dördüncü bölüm yüksek enerjilerde ıraksamaların doğal olarak birbirlerini yok ettikleri ve bunun sonucunda Standart Modelin genişletilmesinde en ümit verici aday olan Süpersimetri kavramı ve Minimal Süpersimetrik Standart Modeli (MSSM) içermektedir.

Beşinci bölümde Süpersimetrik kuramlarda en düşük kütleli ve gözlenmesi en olası parçacıklardan olan charginoların kütle ve etkileşmelerinin kısa bir incelenmesi gerçekleştirilmiştir.

Altıncı bölüm tez çerçevesinde yapılan $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\nu}$ ve $\gamma e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+$ süreçlerinin kuramsal olarak incelenmesine ayrılmıştır.

Yedinci ve son bölümde çalışılan model tartışılarak sonuçlar sunulmuştur.

2. STANDART MODEL

2.1 Giriş

Fermi kuramının renormalize edilememesi, bu kuramın başka bir kuramın düşük enerji limitindeki efektif modeli olduğu ve gerçek modelin elektromagnetik kuramın yapısına benzeyen bir ayar kuramı olabileceği 60'lı yıllarda yaygın olarak öngörülmüştür (Salam 1964, Komar and Salam 1960). Bunun da ötesinde fiziğin en temel amaçlarından biri olan farklı etkileşmeleri bir lagranjiyen altında birleştirme gereksinimi elektromagnetik ve zayıf etkileşmeleri aynı çerçeveye içinde tanımlama çabalarını hızlandırmıştır. Bütün bu çalışmalarda karşılaşılan en büyük güçlük, ortaya atılan lagranjiyenin simetrilerinden dolayı madde alanlarına ve ayar alanlarına kütle verilememesidir. 60'lı yılların sonunda Higgs mekanizması ile (Higgs 1964, Englert Brout 1964) parçacıkların elektromagnetik ve zayıf etkileştirmelerin bir lagranjiyen altında birleştirilmesi sağlanmıştır. Weinberg (1967) ve Salam'ın (1968) birbirinden bağımsız olarak, leptonların zayıf ve elektromagnetik etkileşmelerini birleştirmeyi amaçlayan modelleri 70'li yılların başında kuarkları da içerecek şekilde genişletilmiştir (Glashow *et al.* 1970). Bir diğer önemli gelişme ise Yang-Mills kuramlarının renormalize edilebilirliğinin t'Hooft (1971) tarafından gösterilmesi olmuştur; ayar kuramlarının doğanın gerçek resmini tanımladığına olan inanç artmış ve bu alan tüm fizikçiler için yoğun araştırma alanı haline gelmiştir. 70'li yılların başından itibaren deneysel tekniklerde ortaya çıkan büyük gelişmeler temel parçacık fiziğinde elde edilen verileri nicel ve nitel olarak son derece iyileştirmiştir. 1973 yılında GIM mekanizmasında önerilen c kuarkı içeren J/ψ parçacığının gözlenmesi ve takip eden yıllarda zayıf yüksüz vektör akımların ve gluonların etkilerinin deneylerde (Hasert 1973, Prescott 1978) gözlenmesi Standart Modeli parçacık fiziğinin temel ve vazgeçilmez modeli haline getirmiştir. Birleştirme kuramları alanında yapılan öncü çalışmalar 1979 yılında Glashow, Weinberg ve Salam'ın nobel ödülü ile ödüllendirilmesi ile sonuçlanmıştır.

Weinberg ve Salam tarafından başlatılan birleştirme kuramları pekçok alternatif birleştirme kuramı için ümit verici bir ortam yaratmış olmasına karşın, kuvvetli ,elektromagnetik ve zayıf etkileşmeleri bir lagranjiyen altında birleştiren ve günümüze kadar deneysel veri-

leri öngörebilen ve büyük bir duyarlılıkla hesaplamaya olanak veren tek bir model mevcuttur. Zayıf vektör bozonların kuramsal öngörülen kütle ve kuantum değerlerinde gözlenmesi kuvvetli etkileşmelerin abelyen olmayan bir ayar kuramı çerçevesinde formüle edilmesi (Greenberg 1964, Weinberg 1973) ve deneysel olarak kuramsal öngörülerin kanıtlanması, zayıf, elektromagnetik ve kuvvetli etkileşmelerin bir lagranjiyen altında yazılabileceği fikrini doğurmuştur. Weinberg - Salam modeli olarak bilinen zayıf ve elektromagnetik etkileşmelerin birleştirildiği kuramın kuvvetli etkileşmeleri de içerecek şekilde genişletilmesine Standart Model adı verilmiştir.

60'lı yıllarda ortaya çıkan fikirlerden Standart Modele kadar olan gelişmeler çok kısa bir süre önce Weinberg (2004) tarafından özetlenmiştir.

Bu bölüm zayıf, elektromagnetik ve kuvvetli etkileşmeleri tek bir kuram altında birleştiren Standart Modelin içerdiği temel etkileşmelerin özelliklerini, parçacık yapısını ve etkileşmelerini tanımlayan lagranjiyenin tartışılmasına ayrılmıştır.

2.2 Standart Modelin Parçacık Yapısı

Parçacık fiziğinin en temel prensiplerinden biri etkileşmeleri simetri prensipleri yolu ile açıklamasıdır. Lagranjiyenin bazı simetri dönüşümleri altında değişmez kalması bir dizi korunum yasalarını doğurur. Lorentz değişmezliği, parite değişmediği, zaman terslemesi değişmezliği ve benzeri uzay-zaman simetrilerine ek olarak spin, izospin, çeşni gibi iç simetriler de etkileşmelerin tanımlanmasında önemli rol oynar. Temel etkileşmeler üzerine oluşan bilgi birikiminin gelişmesi büyük ölçüde tabiatın mevcut simetrileri üzerinde edinile anlayışın gelişimine bağlanabilir. Kırılmamış simetriler ile korunum yasaları arasındaki ilişkinin bilinmesi ve yerel ayar değişmezliği ile kuantum alan kuramları için lagranjiyenin tanımladığı dinamik arasındaki ilişkinin biliniyor olması temel etkileşmelerin birleştirilmesi alanında atılan adımlar arasında en önemlilerindendir (Abers and Lee 1973).

Bilinen bütün temel etkileşmeler (gravitasyon hariç) bir ayar gurubu üzerine inşa edilen ayar kuramları ile açıklanabilmektedirler. Parçacıklar arasındaki etkileşmeler ayar dönüşümleri altında lagranjiyeni değişmez bırakan bozonik ayar alanları ile iletilirler. Ayar simetrileri

aynı zamanda kuramda korunumlu yüklerin ve akımların varlığına neden olur. Standart Model $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisi üzerine kurulmuş bir ayar kuramıdır ve Standart Model lagranjiyeni bu simetri altında değişmez kalacak şekilde yazılmak zorundadır. Yerel simetriler simetri jeneratörleri kadar ayar alanının kurama etkileşmeleri ileten spin-1 parçacıklar olarak katılmasını öngörür. Bu durumda standart model simetrileri incelendiğinde:

- İlk simetri Kuantum Renk Dinamiğinin abelyen olmayan karakterli ve korunumlu renk yüküne karşılık gelen $SU(3)_c$ simetrisidir. Bu simetrinin ayar bozonu G_μ^a ($a = 1, 2, \dots, 8$) gluonlardır.
- İkinci simetri $SU(2)$ zayıf izospin simetrisidir. Ayar alanlarının yalnız sol-elli fermiyonlar ile bağlaşımından ötürü çoğunlukla $SU(2)_L$ olarak yazılır. Lie grubu jeneratörleri matrisler olduğundan bu simetri abelyen olmayan bir simetridir. Bu simetriye karşılık gelen üç ayar alanı vardır. Bunlar W_1^μ , W_2^μ , W_3^μ ve korunumlu yük, I_3 , zayıf izospinin üçüncü bileşenidir.
- Son simetri $U(1)$ zayıf hiperyük simetrisidir. Bu simetri Abelyen bir simetri olup B^μ ile tanımlanan ayar alanına karşılık gelir. Bu simetriden kaynaklanan korunan yük zayıf hiperyüktür.

Standart Modelin madde alanları gözönüne alındığında, Standart Modelde ayar alanları ile birlikte ayar alanları ile etkileşmeye giren madde alanları ve onların uymak zorunda oldukları simetrileri de göz önüne alınmak zorundadır.

Standart Modelde madde alanları arasında bilinen ilk grup leptonlardır. Leptonların en yaygın bilineni olan elektron, maddenin proton ve nötronlarla birlikte yapı taşlarını oluşturur. Leptonlar, elektron e , muon μ , ve tau τ , olmak üzere kütleleri artarak değişen bir yapıya sahiptirler (Çizelge 2.1). Leptonlar Dirac parçacığı olmalarına karşın Standart Modelde sol-elli ve sağ-elli bileşenleri farklı şekilde etkileşmeye girerler. Her bir lepton bir nötrino ile birlikte varlık gösterir ve nötrinolar Standart Model çerçevesinde sol ellidir. Leptonlar renk kuantum numarası taşımazlar, dolayısı ile kuvvetli etkileşmelere girmezler. Nötrinolar

yüksüz olduklarından yalnız zayıf etkileşmeye girerlerken elektron, muon ve tau leptonlar yükleri dolayısı ile zayıf ve elektromagnetik etkileşmelere girerler.

Leptonlar, lepton ve ona karşı gelen nötrino ile birlikte aileler halinde aynı lepton kuantum numarasını taşırlar. Elektron ve elektron nötrinosu $L_e = 1$, muon ve muon nötrinosu $L_\mu = 1$, tau parçacığı ve karşı gelen nötrino, $L_\tau = 1$, lepton numarası taşırlar. Tüm parçacıkların anti-parçacığı vardır ve bu parçacıklar zıt işaret ile aynı kuantum numaralarına sahiptirler.

Çizelge 2.1 Standart Model'de lepton spektrumu

Lepton	Kütlesi	Elektrik Yüğü	Yarı Ömrü
ν_e, e^-	$m_{\nu_e} < 17eV$ $m_e \sim 0.51MeV$	$0, -1$	Kararlı $\Gamma > 2 \times 10^{22}$ yıl
ν_μ, μ^-	$m_{\nu_\mu} < 0.27MeV$ $m_\mu \sim 105.6MeV$	$0, -1$	ν_μ Kararlı $\Gamma_\mu = 2.197 \times 10^{-6}$ yıl
ν_τ, τ^-	$m_{\nu_\tau} < 35eV$ $m_\tau = 1748MeV$	$0, -1$	ν_τ Kararlı $\Gamma_\tau = (3.03 \pm 0.08) \times 10^{-3}$ yıl

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R; \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R; \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R \quad (2.1)$$

Son yıllarda gözlenen nötrino osilasyonları nötrinoların kütlelerinin varlığının bir göstergesi olmakla birlikte Standart Modelin minimal formuyla nötrinolar kütsüz olarak kabul edilirler.

Hadronların yapısını anlamak için ortaya atılan (Gell-Mann 1964) ve daha sonra deneysel olarak da gözlenen kuarklar yüklü ve kütleli parçacıklardır. Kütlelerinden dolayı gravitasyonel etkileşmeye, yüklerinden dolayı ise elektromagnetik etkileşmeye girerler. Kuarklar kütle ve yüklerinin haricinde baryon numarası, isospin, strangeness, charm, bottom, top ve renk kuantum numaralarını taşırlar (Çizelge 2.2).

Çizelge 2.2 Standart Modelde kuark yapısı spektrumu

Kuark ailesi	Elektrik yükü	Kütlesi
(u,d)	(2/3,-1/3)	0.33 GeV
(c,s)	(2/3,-1/3)	(1.5 GeV, 0.5 GeV)
(t,b)	(2/3,-1/3)	(>91 GeV, 45 GeV)

Gravitasyonal,elektromagnetik ve kuvvetli etkileşmeler altında bir tip kuark diğer bir tip kuarka dönüşmezken zayıf etkileşmeler kuark çeşnisini değiştiren özellik taşırlar.

Her bir kuark renk simetrisi altında bir üçlü olarak davranır. $SU(2) \times U(1)$ simetrisi altında Dirac parçacığı olmasından dolayı sol-elli çiftli yanında her iki kuarkın da sağ-elli bileşenleri mevcuttur.

Kuarklar, Standart Modelde

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (2.2)$$

$$u_R, d_R \quad c_R, s_R \quad t_R, b_R \quad (2.3)$$

şeklinde gösterilebilirler.

Standart Model lagranjiyeninde kuarklar ve vektör bozonlara simetrilerden dolayı kütle terimi yazılamaz; kuram bu haliyle, içerdiği parçacıkların tümünün kütlesiz olmalarından dolayı tam değildir. Parçacıkların kütle kazanmaları, kendiliğinden simetri kırınımını sağlayan ve Standart Modelde kütleli tüm parçacıklara kütle kazandıran Higgs parçacığının (kompleks skaler alan) kurama katılması ile mümkün olacaktır. $SU(2)$ simetrisi altında bir çiftli olan Higgs bozonlarının parçacık spekturumuna katılması ile Standart Modelin parçacık yapısı tamamlanmaktadır. Higgs parçacığı sektörü bugüne kadar Standart Modelin en az anlaşılan kısmıdır. Standart Modelde tüm parçacıklara fiziksel kütlelerini kazandıran kendiliğinden simetri kırılması EK 2’de anlatılacaktır.

2.3 Standart Model Lagranjiyeni

Leptonların zayıf ve elektromagnetik etkileşimleri $SU(2) \times U(1)$ ayar kuramı olarak yazılabilmektedir (Weinberg 1967, Salam 1968, Abers and Lee 1971). Kuarkların etkileşimleri gözönüne alındığında renk simetrisinin de kuramın simetrileri arasında olması gerekmektedir. Bu çerçevede düşünüldüğünde temel parçacıkların gravitasyon haricinde tüm etkileşmelerinin tanımlandığı ayar simetrisine sahip bir ayar kuramının varlığını beklemek doğal görünmektedir. Zayıf, elektromagnetik ve kuvvetli etkileşimleri içerecek bir lagranjiyenin ayar simetri grubu G , en basit şekilde zayıf ve elektromagnetik etkileşimlerin tanımlandığı $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar grubunun kuvvetli etkileşmelerin ayar simetrisini tanımlayan $SU(3)_C$ grubu ile genişletilmesi sonucu $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ formunda yazılmıştır. Bu yerel ayar simetri grubu altında değişmez kalan lagranjiyenin, Standart Model lagranjiyeni, 3 temel özelliğinin olması gereklidir.

- Kuram bir ayar kuramıdır.
- Renormalize edilebilir ve anomali serbest (anomalilerin olmadığı) bir kuram olmalıdır.
- Simetri kırılımı kendiliğinden simetri kırılım mekanizması ile gerçekleşirken foton ve gluonlar haricinde tüm etkileşimleri ileten vektör bozonların kütle kazanmış olmaları gereklidir.

Standart Modelin lagranjiyeni kapalı formda,

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{SU(3)_C} + \mathcal{L}_{SU(2)_L \times U(1)_Y} \quad (2.4)$$

şeklinde verilebilir. Renk simetrisinin kuvvetli etkileşmelerin dinamiğini tanımladığı, elektrozayıf etkileşmelerin ise $\mathcal{L}_{SU(2) \times U(1)}$ lagranjiyeni ile açıklanabildiği gözönüne alındığında lagranjiyenin her iki parçası ayrı, ayrı incelenebilir.

2.3.1 Kuantum renk dinamiği lagranjiyeni

Mezonların bir kuark ve bir anti-kuarktan, $q\bar{q}$, ve baryonların 3 kuarktan, qqq , oluştuğları gözönüne alındığında tüm hadronik spektrum elde edilebilir (Gell-Mann 1964). Buna karşılık Fermi-Dirac istatistiğinin baryonik sistemlerde uygulanabilmesi için renk kuantum numarası olarak adlandırılan yeni bir kuantum numarasına ihtiyaç duyulmaktadır. Her kuark çeşnisi 3 farklı renk taşır (Greenberg 1964). Fiziksel olarak gözlenen parçacıklar olan Baryonlar ve mezonlar kuarkların renksiz kombinasyonları olarak ortaya çıkar.

$$|B\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}\epsilon^{\alpha\beta\gamma}|q_\alpha q_\beta q_\gamma\rangle, \quad |M\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\delta^{\alpha\beta}|q_\alpha \bar{q}_\beta\rangle. \quad (2.5)$$

Burada α, β, γ renk indislerini $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ anti-simetrik tensörü temsil eder.

Zayıf etkileşmeye giren diğer parçacıklar, leptonlar, renk kuantum numarası taşımazlar. Bu anlamda Standart Model $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisinin $SU(3)_c$ renk simetrisi yalnız Standart Modelin renk kuantum numarası taşıyan alanlarını etkileyen bir simetridir.

Standart Model lagranjiyeninin renk simetrisi ile ilgili kısmı

$$\mathcal{L}_c = -\frac{1}{4}\sum_i F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} + \sum_f \bar{q}_{f\alpha} i \not{D}_\beta^\alpha q_f^\beta, \quad (2.6)$$

şeklinde verilmektedir. Burada α, β renk indisleri, f , tüm bilinen kuarklar üzerinden toplamı tanımlamaktadır. g_s , QCD ayar alanlarının etkileşme sabiti olmak üzere stres tensörü $F_{\mu\nu}^i$,

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i - g_s f_{ijk} G_\mu^j G_\nu^k \quad (2.7)$$

olarak verilir.

Burada G_μ^i , ($i = 1, \dots, 8$), renk yükü taşıyan gluon alanlarını, f_{ijk} ($i, j, k = 1, \dots, 8$) ise $SU_c(3)$ ayar grubunun

$$[\lambda^i, \lambda^j] = 2i f_{ijk} \lambda^k, \quad (2.8)$$

komütasyon bağıntısı ile verilen yapı sabitleridir. $SU(3)$ ayar grubunun jeneratörlerini oluşturan Gell-Mann (λ) matrisleri EK 1'de verilmiştir.

Eşitlik (2.6)'de ilk terim ayar alanlarının kinetik terimidir ve karşılık gelen propagatörlerin elde edilmesine imkan verir. Kuark ve gluonların etkileşmeleri ikinci terim olan kovaryant türev tanımı ile verilir.

$$D_{\mu\beta}^\alpha = (D_\mu)_{\alpha\beta} = \partial_\mu \delta_{\alpha\beta} + ig_s G_\mu^i L_{\alpha\beta}^i, \quad (2.9)$$

Burada $L^i = \lambda^i/2$, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ renk kuantum numaralarını tanımlayan indisler, g_s ise kuvvetli etkileşme sabitidir. Kuarklar renk dönüşümleri altında bir üçlü olarak davranırlar.

Eşitlik (2.7) ile verilen gluonların kinetik enerji terimi gluonların kendi kendileri ile etkileşmeleri (renk kuantum numarası taşımaları nedeni ile) sebebiyle gluonların kütesiz olmalarına rağmen QED den farklı olarak etkileşmelerin uzun erimli olmamalarına neden olur.

Kuantum Renk Dinamiğinin Abelyen olmaması nedeni ile etkileşmeyi ileten gluonların yük kuantum numarası taşıması ve kendileri ile etkileşmeye girmeleri, etkileşme sabitinin momentumun bir fonksiyonu olarak değişmesi sonucunu doğurur. Kuvvetli etkileşme sabiti ($\alpha_s = g_s(Q)^2/4\pi$) momentum, (Q), transferinin yüksek olduğu değerlerde küçük, düşük olduğu değerlerde ise büyüktür. Bu özelliği ile yüksek momentumlu etkileşmelerde renk kuantum numarası taşıyan alanlar serbest gibi (asymptotic freedom) (Wilson 1969) davranırken alçak momentum değerlerinde büyüyerek bağlı durumların oluşturulmasına imkan verdiği düşünülmektedir.

Asimtotik serbestliğin geçerli olduğu bölgede petürbasyon kuramının çalışmasına karşın etkileşme sabitinin büyük olduğu "bağlı durum" bölgesinde pertürbatif olmayan tekniklerin geliştirilmesi gereklidir. Kuarkların renk kuantum numarası taşımaları ve gluon alanları ile etkileşmeye girmeleri hadronların etkileşmelerinde deneysel olarak ölçülebilir sonuçlar

doğurur. Buna karşın Standart Modelde elektrozayıf etkileşmelerde etkileşmeyi ileten ayar bozonlarının renk yükü taşıması nedeni ile *QCD* nin bu özellikleri Standart Modelin fenomenolojik öngörülerini kuarkların olmadığı etkileşmelerde değiştirmez.

2.3.2 Elektro-Zayıf kuram lagranjiyeni

Tüm Standart Model madde alanları zayıf etkileşmelere girer. Bunun yanında yük taşıyan madde alanları aynı zamanda elektromagnetik etkileşmelerde de yer alırlar. Bu anlamda kuvvetli etkileşmeler haricindeki etkileşmeleri tanımlayan lagranjiyenin $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar grubu altında değişmez kalması gerekmektedir. Elektro zayıf etkileşmelerin lagranjiyeni içerdiği farklı etkileşmeler cinsinden açık olarak yazılırsa

$$\mathcal{L}_{SU_2 \times U_1} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_{Yukawa}. \quad (2.10)$$

Bu lagranjiyende mevcut 4 terim;

- Ayar alanlarının kinetik enerjisi ve kendileri ile etkileşme terimlerini
- Madde alanlarının kinetik enerjisini ve ayar alanları ile madde alanların etkileşmelerini
- Skaler alanların kinetik enerjisini ve kendileri ile etkileşme potansiyeli
- Skaler alanlar ile fermiyonik madde alanları arasındaki etkileşmelerini

tanımlamaktadır.

Standart Model lagranjiyeninin sahip olduğu simetriler ayar alanları ve fermiyon alanlarının kütle terimlerinin bulunmasını yasaklar. Aynı simetri altında değişmez kalan ve mevcut alanlar ile etkileşen skaler alanların kurama ilavesi ile Standart Model lagranjiyeninin kendiliğinden simetri kırılımı mekanizması yolu ile renormalize edilebilirliğini koruyarak ayar ve madde alanlarına kütle verilebilir. Skalar alanların vakum beklenenn değerlerinin sıfırdan farklı olması Standart Modelde gereksinim duyulan kütleli parçacıkların kütle

değerlerinin deneysel verilerden bazı Standart Model parametrelerinin değerlerinin elde edilmesi yolu ile hesaplanmasına olanak verir.

$SU(2) \times U(1)$ ayar simetrisi 4 jeneratöre sahiptir. Bu jeneratörlere karşılık gelen ayar bozonları W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) ve B_μ ayar alanlarının lagranjiyeni

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i F^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (2.11)$$

formuyla verilir. Burada

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.12)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (2.13)$$

şeklinde dir.

Yukarıda g ve g' , $SU(2)$ ve $U(1)$ ayar gruplarının etkileşme sabitleridir. ϵ_{ijk} , $SU(2)$ ayar grubunun yapı sabiti de olan antisimetrik tensordür (EK 1).

$SU(2)$ ayar alanları kuantum renk dinamiğinde olduğu gibi abelyen olmayan bir grubun ayar alanları oldukları için W bozonları kendi kendileri ile etkileşirler Eşitlik (2.13).

B_μ , $U(1)$ ayar grubuna karşılık gelen ayar alanıdır ve hiperyük kuantum sayısı taşır, $Y = (Q - I_3)$, burada Q ve I_3 elektrik yükü ve $SU(2)$ ayar grubunun üçüncü bileşenini tanımlar. B_μ alanı bir abelyen ayar grubunun ayar alanı olduğu için kendisi ile etkileşmesi yoktur Eşitlik (2.12).

Fermiyon lagranjiyeni,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = \sum_{i=1}^{N_F} & (\bar{u}_{iL} i \not{D} u_{iL} + \bar{d}_{iL} i \not{D} d_{iL} + \bar{u}_{iR} i \not{D} u_{iR} + \bar{d}_{iR} i \not{D} d_{iR} \\ & + \bar{\nu}_{iL} i \not{D} \nu_{iL} + \bar{l}_{iL} i \not{D} l_{iL} + \bar{l}_{iR} i \not{D} l_{iR}). \end{aligned} \quad (2.14)$$

formunda verilir. Burada u_{iL} ve d_{iL} , kuark ailelerinden i^{inci} ailenin yukarı (u) ve aşağı (d) sol elli bileşenleridir (Eşitlik 2.2). u_{iR} , d_{iR} i^{inci} kuark ailesinin sağ elli bileşenleri (Eşitlik 2.3), l_{iL} , ν_{iL} i^{inci} ailedeki sol elli lepton ve karşılık gelen nötrinoyu ve l_{iR} ise leptonun sağ elli bileşenini tanımlar. $N_F \geq 3$ fermiyon aile sayısını, ve $L(R)$ ise sol (sağ) elli chiraliteyi tanımlar. Kuark ve leptonlar için sol-ellilik (sağ-ellilik) ilgili projeksiyon operatörünün spinöre uygulanması ile elde edilir $\psi_{L(R)} \equiv (1 \mp \gamma_5)\psi/2$. Sol-elli kuark ve leptonlar $SU(2)$ ayar grubu altında bir çiftli olarak davranırlarken sağ elli kuark ve leptonlar bu modelde teklidir. Burada kuarkların renk indisleri zayıf etkileşmelerde etkin olmadığından dolayı ihmal edilmiştir.

Kuark ve lepton çiftlilerinin ayar dönüşümleri altında teklilerden farklı dönüşmeleri kovaryant türev tanımlarının da farklı yapılmasına neden olur.

$$\begin{aligned}
D_\mu u_{iL} &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \tau^i W_\mu^i + i \frac{g'}{6} B_\mu \right) u_{iL} \\
D_\mu d_{iL} &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \tau^i W_\mu^i + i \frac{g'}{6} B_\mu \right) d_{iL} \\
D_\mu l_{iL} &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \tau^i W_\mu^i - i \frac{g'}{2} B_\mu \right) l_{iL} \\
D_\mu u_{iR} &= \left(\partial_\mu + i \frac{2}{3} g' B_\mu \right) u_{iR} \\
D_\mu d_{iR} &= \left(\partial_\mu - i \frac{g'}{3} B_\mu \right) d_{iR} \\
D_\mu l_{iR} &= (\partial_\mu - i g' B_\mu) l_{iR} .
\end{aligned} \tag{2.15}$$

Burada τ_i Pauli matrisleridir (EK 1).

Kovariyent türev tanımları fermiyonlar ile W_μ ve B_μ ayar alanları arasındaki etkileşmeleri tanımlar (Eşitlik 2.15). Sağ-elli ve sol-elli fermiyonların farklı dönüşümleri sol-elli kuark ve leptonların W_μ ve B_μ ayar bozonları ile etkileşmeye girerken sağ-elli fermiyonların W bozonlarıyla etkileşmeye girmedikleri sadece B bozonu ile etkileşmeye girdikleri vurgulanması gereken bir noktadır. Aynı zamanda vurgulanması gereken ikinci konu da chiral simetrisinin fermiyonlar için kütle teriminin lagranjyende bulunmasını engellediğidir.

Lagranjiyenin skaler alanları içeren kısmı,

$$\mathcal{L}_\phi = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - V(\phi), \quad (2.16)$$

olup burada

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

$SU(2)$ grubu altında çiftli olarak davranan Kompleks Higgs skaler alanlarını tanımlar, $U(1)$ yükleri ise $Y_\phi = +\frac{1}{2}$ dir.

Higgs alanları $SU(2)$ altında bir çiftli olduğu için ayar değişmez türev tanımından W_μ ve B_μ bozonları ile etkileştiği görülür :

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu + ig \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i + \frac{ig'}{2} B_\mu \right) \phi, \quad (2.18)$$

olup burada τ^i Pauli matrisleridir.

Lagranjiyenin skaler alanların kinetik enerji teriminde Kovariyent türevin karesinin varlığı ayar alanları ile skaler alanlar arasında üçlü ve dördlü etkileşme terimlerinin ortaya çıkmasına neden olur.

Renormalize edilebilirlik ve $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar simetrisi altında lagranjiyenin değişmez kalma şartı Higgs potansiyelin, $V(\phi)$, formunu sınırlar.

$$V(\phi) = +\frac{\mu^2}{2} \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.19)$$

Bu potansiyelde mevcut birinci terim Higgs alanlarının çıplak kütlesi ikinci terim ise λ etkileşme sabiti ile Higgs alanlarının kendisi ile etkileşme terimini tanımlar. Kütle teriminin $\mu^2 < 0$ olması durumunda sistemde detayları EK 2'de verildiği gibi kendiliğinden simetri kırılması gözlenir. Kendiliğinden simetri kırılımı sonunda Kompleks Higgs alanlarından yüksüz olan sıfırdan farklı vakum beklenen değerine sahip olur, $v = \langle \phi \rangle \neq 0$.

Kompleks Higgs alanlarının,

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\Sigma_i \varepsilon^i L^i} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

formunda yazılmaları Higgs alanları potansiyelini

$$V(\varphi) = -\frac{\mu^4}{4\lambda} - \mu^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4 \quad (2.21)$$

formuna dönüştürür. Başlangıçta iki kompleks alandan oluşan Higgs çiftlisi M_H kütlelerinde bir reel skaler alanına dönüşmüş olur. Standart Modelde bir adet

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda v} \quad (2.22)$$

kütlesinde Higgs alanı mevcuttur. Eşitlik (2.17) ve Eşilik (2.20) ile tanımlanan dört alandan üçü kendiliğinden simetri kırılımı sonunda sistemden uzaklaşmış olurlar. Bu üç alan kütsüz W^i bozonlarının kütle kazanarak bir serbestlik derecesi daha kazanmalarında rol oynarlar ve Goldstone bozonu olarak adlandırılırlar.

Higgs alanlarının Eşitlik (2.20) formunda yazılması vektör bozonlar ile Higgs alanları ve fermiyonlar ile Higgs alanları arasındaki etkileşmelere özel bir anlam getirir. Bu etkileşme terimleri aynı zamanda simetri kırılımı sonucunda kütsüz kalan Goldstone bozonların sayısı kadar vektör bozona kütle (bir fazla serbestlik derecesi) kazandırarak sistemde mevcut serbestlik derecesinin korunmasına ve vektör bozon ve fermiyonların fiziksel olarak beklenen kütlelerine renormalize edilebilirlik koşulu bozulmadan sahip olmalarını sağlar. Ayar simetrisinin kendiliğinden kırılma sonucunda ayar alanlarının kütle kazanması, kuramın mevcut renormalize edilebilirlik durumunu korur.

2.3.3 Vektör bozon kütleleri

Eşitlik (2.20) skaler alanların kovariyent türevinin basit bir form almasını sağlar. Bu türev terimi Higgs alanları ile ayar alanları arasındaki etkileşimleri tanımladığı gibi kendiliğinden simetri kırılması, W ve Z ayar bozonlarının kütleli olmasına olanak verir.

$$\begin{aligned} (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) &= \frac{1}{2} (0 \quad H + v) \left[\frac{g}{2} \tau^i W_\mu^i + \frac{g'}{2} B_\mu \right]^2 \begin{pmatrix} 0 \\ H + v \end{pmatrix} + \dots \\ &= M_W^2 W^{+\mu} W_\mu^- + \frac{M_Z^2}{2} Z^\mu Z_\mu + \dots, \end{aligned} \quad (2.23)$$

Lagranjiyende tanımlanmış olan B_μ , $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ alanları kendiliğinden simetri kırılması sırasında kalan simetri ile ilişkili olarak elektrik yük operatörünün öz fonksiyonları $W^\pm$ olacak şekilde karışarak fiziksel alanları oluştururlar. $W^\pm$ bozonların kütleleri M_W olarak verilir. Yeni fiziksel yüksüz alanlar, Z^0 ve A , Weinberg açısı olarak da bilinen zayıf açının, $\tan \theta_W \equiv g'/g$ tanımlanması ile biri kütsüz ve diğeri kütleli olmak üzere photon, γ , ve Z^0 olarak ortaya çıkar. Kütleli yüksüz bozonun kütlesi M_Z 'tir.

Yük ve kütle özfonksiyonları olan ayar alanları aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned} W^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1 \mp iW^2) \\ Z_\mu &= -\sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3. \\ A &= \cos \theta_W B + \sin \theta_W W^3 \end{aligned} \quad (2.24)$$

Bu alanların kütleleri etkileşme sabitleri ve Higgs alanının vakum beklenen değeri cinsinden,

$$M_W = \frac{gv}{2}, \quad M_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2} = \frac{M_W}{\cos \theta_W} \quad (2.25)$$

olarak verilirken foton alanı kütsüz kalır.

Muon yarı ömründen hesaplanabilen Fermi etkileşme sabiti, $G_F = 1.16639(2) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, W ve Z bozonların kütleleri arasında ilişkilerin hesaplanmasına olanak verir.

$$M_W = M_Z \cos \theta_W = \frac{(\pi\alpha/\sqrt{2}G_F)^{1/2}}{\sin \theta_W}, \quad (2.26)$$

burada $\alpha \sim 1/137$ ince yapı sabitidir. Deneysel verilerden $\sin^2 \theta_W \sim 0.23$ değeri bulunduğunda, W bozonlarının kütlelerini $M_W \sim 78 \text{ GeV}$, ve $M_Z \sim 89 \text{ GeV}$ olarak elde edilir. Hesaplamalara düzeltme terimlerinin katıldığı durumda, Standart Model vektör bozon kütlelerinin deneysel değerleri öngörmekte büyük başarı gösterir.

$(G_F/\sqrt{2} \sim g^2/8M_W^2)$ ilişkisi dolayısı ile kendiliğinden simetri kırılması yolu ile Higgs alanlarının vakum beklenen değerleri ile ilişkilendirilebilir.

$$v = 2M_W/g \simeq (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \simeq 246 \text{ GeV}. \quad (2.27)$$

benzer olarak elektrik yükü, e ile etkileşme sabitleri g ve g' arasında $g = e/\sin \theta_W$, ilişkisi bulunabilir.

2.3.4 Yukawa etkileşmeleri ve fermiyon kütle terimleri

Eşitlik (2.10) ile verilen Standart Model lagranjiyenin son terimi fermiyonlar ile skaler alanların etkileşmelerini tanımlayan Yukawa terimidir ve bu terim fermiyonların kütle kazanmasına olanak verir.

$$\begin{aligned} -L_{Yukawa} = & \sum_{i,j=1}^{N_F} \Gamma_{ij}^u (\bar{u}_{iL} \phi^0 u_{jR} - \bar{d}_{iL} \phi^- u_{jR}) + \\ & \Gamma_{ij}^d (\bar{u}_{iL} \phi^+ d_{jR} + \bar{d}_{iL} \phi^0 d_{jR}) + \\ & \Gamma_{ij}^e (\bar{e}_{iL} \phi^+ e_{jR} + \bar{\nu}_{iL} \phi^0 e_{jR}) + H.C. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Burada Γ_{ij} matrisleri Higgs çiftlisi, ϕ , ile i^{inci} ve j^{inci} fermiyon çeşnileri arasında Yukawa

etkileşme matrisini temsil etmektedir. Her kuark ailesinde yukarı (u) ve aşağı (d) kuarklara kütle kazandırmak için $Y = \frac{1}{2}$ ve $-\frac{1}{2}$ hiperyüklerine sahip iki adet Higgs çiftlisi gerekmektedir. Standart Modelin ayar simetrisinin özelliği olarak $\phi^\dagger$, $Y = -\frac{1}{2}$, yüküne sahiptir ve $SU(2)$ grubu altında, $\bar{2}$ formunda dönüşür. Bunun yanında $SU(2)$ simetrisinde $\bar{2}$ ve 2 temsilleri bir benzetim dönüşümü ile ilişkilendirilir :

$$\tilde{\phi} \equiv i\tau^2 \phi^\dagger = \begin{pmatrix} \phi^{0+} \\ -\phi^- \end{pmatrix}$$

$Y_{\tilde{\phi}} = -\frac{1}{2}$ kuantum sayısını taşır.

Bu durum, Standart Modelde bütün kütlelerin tek bir Higgs çiftlisi yolu ile tanımlanabileceğini gösterir.

Başlangıçta tanımlanan kuark alanları simetrisinin özvektörleri iken Yukawa etkileşmesi sonucunda ortaya çıkan kütle matrisinin diagonal olmaması her aile için tanımlanan çiftlilerin kütle özvektörleri olmadığı bilgisini taşır. Bu durumda zayıf ve kütle öz durumlarını ilişkilendiren matris $N_F \times N_F$ üniter matris olacaktır. Bu matris Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrisi olarak bilinir. İki aile için matris basit bir form alır.

$$V = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix}, \quad (2.29)$$

Burada $\sin \theta_c \equiv 0.22$ Cabibbo açısı (Cabibbo 1963) olarak bilinir. Bu karışım açısı u, d, s, c kuarkların etkileşmelerde beklenen çeşni değiştiren akımlar için iyi bir yaklaşımdır. İlk iki ailenin üçüncü aile ile çiftlenimi sıfırdan farklı olmakla birlikte çok küçüktür. Üç aileyi içeren CKM matrisi (Cabibbo 1963, Kobayashi and Maskawa 1972)

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}, \quad (2.30)$$

formunda verilir.

Yukarıda kısaca matematiksel yapısı tartışılan ve kuramsal öngöröleri deneylerle çok büyük bir uyum gösteren Standart Model, bu büyük başarısına rağmen günümüzde herşeyi içerecek bir son model olarak görölmemektedir. Takip eden bölüm bunun nedenleri ve olası çözümleri ele almaktadır.

3. STANDART MODELİN PROBLEMLERİ

3.1 Giriş

Standart Model matematiksel olarak tutarlı, renormalize edilebilir, deneysel sonuçları önceden öngörebilen ve tüm deneysel bulgularla uyum içinde olan bir modeldir. Tüm deneysel sonuçları başarı ile vermesinin ötesinde Standart Modelin en başarılı öngörülleri arasında zayıf yüksüz akımların formu, W ve Z bozonlarının varlığı ve kütle değerleri, ve GİM mekanizması sonucu anomalilerin yok edilmesi için fermiyonların aileler halinde gelmesi gerektiği bilgisi sayılabilir.

Zayıf ve elektromagnetik etkileşmeler, kuvvetli etkileşmeleri de gözönüne alabilmek için kuantum renk dinamiği ile birleştirildiğinde Standart Model, tabiatı 10^{-16} cm boyutuna kadar doğru tanımlayan bir model olarak karşımıza çıkar. Bu büyüklük Standart Modelde Higgs bozonunun vakum beklenen değeri ile ilişkilidir. Higgs bozonunun vakum beklenen değeri için $v \sim 246 \text{ GeV}$ kullanılarak $d = \hbar c / v = 0.8 \times 10^{-16}$ cm büyüklüğü elde edilir. Bu değer altındaki uzunluklarda fiziğin incelenmesi için yeni bir kurama ihtiyaç duyulmaktadır.

Standart Modelde en büyük eksiklik parçacıklara kütle vermek üzere kurama ilave edilmiş olan Higgs parçacıklarının halen gözlenememiş olmasıdır. Bunun yanında Standart Model çok sayıda keyfi parametre içermektedir. Modelin en basit versiyonunda dahi değeri model tarafından belirlenemeyen ancak deneysel verilerden bulunabilecek olan 21 serbest parametre mevcuttur. Bu sayıda serbest parametrenin olması Standart Modelin bir temel kuram olması olasılığını azaltmaktadır. Standart Modelin güçlükleri 4 ana başlık altında toplanabilir. Bu problemler; i) Standart Modelin temel aldığı grubun basit bir grup olmaması, ii) fermiyon ailelerinin sayısı hakkında Standart Modelin bir bilgi vermemesi ve kuark ailelerin kütleleri arasındaki büyük fark, kuark aileleri arasında CKM (Cabbibo 1963, Kobayashi and Maskawa 1972) karışımı, iii) Higgs hiyerarşi problemi ve iv) Standart Modele dördüncü temel etkileşme olan gravitasyonun doğal bir yapı altında birleştirilememesidir.

3.2 Ayar Problemi

Standart Model 3 farklı grubun direkt çarpımından oluşan ve her grubun ayrı ayrı etkileşme sabitlerine sahip olduğu bir ayar simetri grubuna sahiptir. Bir birleştirme kuramının bu kadar farklı etkileşme sabitlerine sahip olması parametre sayısının artarak öngörü kabiliyetinin azalmasına neden olmakla birlikte fiziğin basite ulaşma prensibinden de uzaktır. Tüm etkileşme sabitlerinin bir enerji skalasında tek bir değerde toplanması ve enerji skalası değiştikçe farklılıklar göstermesi birleştirme kuramlarında temel fikirdir. Standart Model çerçevesinde renormalizasyon grubu teknikleri kullanılarak yapılan hesaplamalar da kuantum renk dinamiği, zayıf etkileşmeler ve elektromagnetik etkileşmelere ait etkileşme sabitlerin aynı enerji ölçeğinde birleşmediği görülür.

Etkileşme sabitlerinin bir enerji ölçeğinde aynı değere gitmesini beklemenin de ötesinde parçacıkların dinamiğini tanımlayan simetriler arasında iç simetri grupları olduğu gibi Poincare grubunun da bulunması estetik ve gravitasyonel etkileşmelerin birleştirilmesi açısından büyük önem taşır. Standart Modelin bu aşamada gravitasyonel etkileşmeler hakkında herhangi bir şey söyleme olanağı yoktur.

3.3 Fermiyon Problemi

Fermiyonların Standart Modelin elektro zayıf ayar grubu olan $SU(2)_L \times U(1)_Y$ altında dönüşümleri ve bu grup altında kuantum sayılarının tanımlanması elde edilmesinde Standart Modelin fenomenolojik gereksinimler dışında hiçbir kuramsal temele dayanmaz. Özellikle

- Sağ elli fermiyonlar $SU(2)_L \times U(1)_Y$ grubu altında bir tekli olarak dönüşmelerine karşın neden sol elli fermiyonlar bir çiftli olarak dönüşür?
- Neden fermiyon aileleri mevcuttur ve kuark ve leptonlar için bu ailelerin sayısı üçtür?
- Neden fermiyon aileleri arasında kütle farkı bu denli büyüktür ($m_\tau/m_e \sim 10^6$)?

- Neden hiperyük kuantum sayısı $1/6$ 'nın katları olarak gelmektedir. Burada hiperyükün kuantumlanması maddenin yüksüz olması için büyük önem taşımakta ve hiperyükün seçimi Standart Modelin renormalize edilebilirliğine en büyük tehdit oluşturan anomalilerin yok olmasında temel rol oynar.

sorularının cevapları Standart Model çerçevesinde bulunamaz. Bunun yanında Standart Modelde neden yalnız zayıf kısmın parite simetrisini bozan özelliğe sahip olduğuna dair bir açıklama da mevcut değildir.

Evrendeki tüm olaylar ilk lepton ve kuark ailelerinin ν_e, e, u, d fermiyonları ile açıklanabilir. Bunun yanında laboratuvar çalışmalarından üç ailenin varlığı bilinmektedir. Bu daha ağır ailelerin doğadaki rollerinin ne olduğu da açık değildir. Standart Model, bu daha ağır ailelerin varlığı ve sayısı için hiçbir açıklama getiremez. Bununda ötesinde fermiyon kütlelerinin birbirinden bu kadar farklı olması veya fermiyonların zayıf karışımlarının orijini hakkında da Standart Modelde bir açıklama yoktur.

3.4 Higgs Hiyerarşi Problemi

Standart Modelde, $W^\pm$, Z bozonları ile fermiyonlara kütle kazandırabilmek için Higgs alanları kurama ilave edilmiştir. Kütlesiz fermiyon ve bozonlara kütle vermek için önerilen mekanizma Standart Model ayar grubu altında bir çiftli olarak davranan kompleks spin-0 alanlardan yüksüz alanın sıfırdan farklı vakum beklenen değere sahip olması prensibine dayanır. Bu mekanizma Higgs potansiyelinin fiziksel gerekçeye dayanmaksızın potansiyelin Standart Model ayar simetrisini $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{QED}$ kırarak şekilde seçilmesini gerektirir (EK 2).

Bu durum, Ek 2'de verildiği gibi Higgs alanlarının sıfırdan farklı vakum beklenen değerine sahip olması için,

$$\lambda > 0 \quad \text{ve} \quad \mu^2 < 0 \quad (3.1)$$

seçimi için gerçekleşir. Higgs potansiyelinin vakum beklenen değeri

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (3.2)$$

olarak bulunur.

Modelin tutarlı olabilmesi için Higgs kütesinin W kütesinden çok farklı olmaması gerekir. Eğer Higgs kütesi W kütesinden mertebelerce farklı ise aşağıda anlatılan ve hiyerarşi problemi olarak bilinen problem ortaya çıkar. Aynı zamanda Higgs alanlarının kendileri ile etkileşmeleri son derece kuvvetli olur. Laboratuvar sonuçları ile kuramsal bulgular birleştirildiğinde Higgs kütesinin $M_H \leq 1\text{TeV}$ olması gerektiği öngörülmektedir.

Standart Modelde Higgs parçacıklarının vakum beklenen değerlerinin $v \sim 246\text{GeV}$ olması fenomenolojik bir gereksinim olarak ortaya çıkmaktadır. Bu değer Standart Modelin geçerli olduğu enerji skalasını da belirler. Deneysel veriler TeV enerjilerine kadar Standart Modelin öngördüğünün dışında yeni bir yapının olduğuna dair tartışmalı olan sonuçlar vermemesine karşın gravitasyonel etkileşmeleri de içeren bir modelin $M_P = 8\pi G_{\text{Newton}} \sim 2.4 \times 10^{18}\text{GeV}$ mertebelerindeki fiziğin incelenmesine olanak verecek yapıda olması gerekliliği açıktır.

Büyük birleştirme kuramlarının ortaya koyduğu M_{GUT} enerji skalası ve daha da yüksek bir enerji skalası olan Plank kütesi M_P 'nin Standart Modelin kütle skalası olan M_W 'dan neden bu kadar büyük olduğu ve aralarında hiçbir enerji skalasının tanımlanmamış olması hiyerarşi problemi olarak adlandırılan problemin temelini oluşturmaktadır.

Higgs kütesine Higgs parçacığı ile doğrudan veya dolaylı olarak etkileşen tüm parçacıklardan kuantum düzeltme katkıları gelir. Örneğin kütesi m_f olan bir Dirac fermiyonu Higgs alanları ile Yukawa etkileşmesi $-\lambda_f H \bar{\psi} \psi$ ile etkileşsin. Bu etkileşmelerden dolayı Higgs kütesine gelen katkı

$$\Delta M = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda^2 + \dots \quad (3.3)$$

olarak hesaplanır. Burada Λ çevrim integralini regüle eden kesim parametresidir ve kuramın yüksek enerji davranışını düzenler. Tüm kuarklar ve leptonlar benzer katkıları verecektir. Buna karşın en önemli katkı kütlesinin en büyük olmasından dolayı t kuarktan gelir. Higgs kütlesinin Standart Model çerçevesinde Lagranjiyene Higgs kütle parametresi olarak giren çıplak kütle değerine (μ) gelen düzeltme terimleri

$$M_H^2 = \mu^2 + O(\Lambda^2) \quad (3.4)$$

Λ ölçek parametresine kuadratik bağımlılık gösterir. Burada Λ kuramdaki bir sonraki enerji skalasıdır. Eğer bu kuramdan daha yüksek bir enerji skalası yok ise Λ ultraviyole kesim parametresi olacak ve M_H ölçülen Higgs kütlesini tanımlayacaktır. Eğer Standart Modelin daha geniş bir kuramın içinde olduğu varsayılırsa Λ “yeni fiziğin” enerji ölçeğini tanımlar.

Örnek olarak eğer bir sonraki ölçek gravitasyon ise Λ , Planck sabiti $M_P = G_N^{-1/2} \sim 10^{19} GeV$ dir. Bunun yanında Standart Modelin büyük birleştirme kuramlarının bir alt kuramı olduğu varsayılırsa kesim parametresi Λ' nın birleştirme ölçeğinde $M_{GUT} = 10^{14} GeV$ mertebesinde olması beklenir. Bu durumda M_H Higgs kütlesi beklenen değerden çok daha büyüktür. Beklenen değere ulaşılabilmesi için çıplak kütle ve düzeltme terimleri arasında fiziksel olmayan bir ince ayar yapılarak birbirlerini yok etmeleri sağlanmalıdır.

Higgs hiyerarşi problemine olası bir çözüm W ve Higgs bozonlarının temel parçacık olmayıp bir yapıya sahip oldukları varsayımı ile ulaşılabilir. Bu durum ise Standart Modelin başarısını etkileyecektir. Bir diğer yaklaşım, Higgs alanlarını fermiyonların bağlı durumları olarak varsaymaktır. Technicolor ve Higgs parçacıklarının iç yapıları olduğunu varsayan modeller bu grupta modellerdir. Üçüncü olasılık süpersimetridir. Bu problemin çözümü her fermiyona karşılık gelen bir skaler alanın bulunduğu süpersimetrik kuramlarda doğal bir şekilde gerçekleşir. Süpersimetri formülasyonunda kütle düzeltme terimi ve fermiyon ve bozonlardan gelen farklı işaretli katkılardan gelen sonsuzlukların birbirlerini yok etmesi ile modelin higgs kütlesini deneysel olarak beklenen mertebelerde tutar.

Takibeden bölüm Süpersimetri ve Standart Modelin süpersimetrik genişletilmesine ayrılmıştır.

4. SÜPERSİMETRİ

4.1 Giriş

Bölüm 3.'de tüm fenomenolojik olayları çok büyük bir başarı ile açıklamasına rağmen temel kavramsal yapıda gözlenen eksikliklerden dolayı Standart Modelin parçacık fiziğinde son kuram olamayacağı tartışılmıştır. Standart Modelde gözlenen hiyerarşi problemi Standart Modelin daha geniş bir kuramın düşük enerjilerde görünümü olduğuna dair en önemli fiziksel gerçektir. Hiyerarşi probleminin doğal bir yolla çözümü için en olası kuramsal yaklaşım süpersimetrik kuramlar çerçevesinde mümkündür.

Tarihsel olarak 1960'ların sonlarında iç simetriler, örneğin çeşni simetrileri $SU(2)$ veya $SU(3)$ ile Lorentz simetrilerini birleştirme çabaları başlamıştır. Sadece bozonik karakterli yapılar kullanılarak böyle bir birleştirmenin mümkün olmayacağı Coleman ve Mandula (1971) tarafından gösterilmiştir. Poincare cebirinin fermiyonik yükler ile trivial olmayan bir şekilde ilk birleştirilmesi 1971 yılında Golfmand ve Likhtmann (1971) tarafından daha sonra aynı yıl içinde Neveu ve Schwarz (1971) ve Ramond (1971) tarafından yapılmıştır. Bu çalışmalar baryonlarla uyum içinde çalışabilen fermiyonik sicim kuramları inşa etmek için iki boyutlu süpersimetrik modellerdir.

Wess ve Zumino (1974) dört boyutlu renormalize edilebilir süpersimetrik alan kuramını yazmışlardır. Bu çalışmadan kısa bir süre sonra Iliopoulos ve Ferrara bir süpersimetrik kuramda diğer alan kuramlarında mevcut olan iraksamaların olmadığını göstermişlerdir (Ferrare *et al.* 1974).

Süpersimetrik kuramlarda Lagranjiyen yoğunluğu, spinleri arasında $1/2$ fark olan alanları (Volkov and Akulov 1972, Wess and Zumino 1974) birbirine dönüştüren dönüşümler altında değişmez kalır. Süpersimetri iç simetrilere yani ayar simetrilerinden bağımsızdır; Poincare cebirinin farklı spin temsillerinin genelleştirilmesi (Gol'fand and Likhtman 1971, Volkov and Akulov 1972) çabaları sonucunda ortaya çıkmıştır. Poincare grubunun farklı gösterimlerinin basit bir şekilde birleştirilemeyeceğinin matematiksel kanıtlar ile ortaya konulmasından sonra (Coleman and Mandula 1967) bu tür bir birleştirmenin yapıyı

genişleterek, Poincare cebirinde mevcut komütatörlerin yanına antikomütatörlerin eklenmesi yoluyla gerçekleştirilebileceği gösterilmiştir. Bu genişletilmiş cebir “Graded Lie cebiri” olarak adlandırılır (EK 3).

Süpersimetri bozonlar ve fermiyonlar gibi farklı spin istatistiğine uyan parçacıkları birbirleri ile ilişkilendirir. Spinleri $1/2$ farklı olan ve süpersimetrik dönüşümler altında ilişkilendirilen parçacıklara süpereşler denir. Süpereşler farklı spine sahip olmalarına karşın elektrik yükü, zayıf izospin, renk ve diğer tüm kuantum numaraları aynıdır, hatta süpersimetri kırılmadığı sürece süpereşlerin kütleleri de aynıdır. Bu özellikleri hiyerarşi problemine süpersimetrik kuramların çözüm bulmasına olanak veren özelliktir. Süpersimetrik bir lagranjiyende süpereşlerin etkileşimleri aynı olacağına göre, aynı Feynman diagramlarını verecekler buna karşın fermiyon çevrimleri bir negatif işaret ile geldiği için bozon ve fermiyon çevrimleri birbirlerini yok edeceklerdir. Bu özellik Higgs kütlesine gelen kuadratik ıraksamaların süpersimetrik kuramlarda olamayacağını garanti eder.

Gerçekte süpersimetri, süpersimetri kırılma skalasında kırılır. Bu kırılma sonucunda skaler ve fermiyonik süpereşlerin aynı kütleye sahip olmamalarından dolayı tam bir yok etme sözkonusu olmamakla birlikte kuram kuadratik ıraksamalardan kurtulmuş $M_{SUSY} \log(\frac{\Lambda}{m_w})$ mertebesinde bir logaritmik ıraksama kalmıştır. Bu anlamda süpersimetrik kuramlar diğer kuramlara göre daha iyi yüksek enerji davranışı sergilerler. SUSY kırılma skalasının çok yüksek olmaması yeni bir hiyerarşi probleminin ortaya çıkmaması için şarttır. Bu sınırlama süpersimetrinin parçacık fiziğinde anlamlı olabilmesi için $M_{SUSY} \sim 1TeV$ mertebesinde olması gerektiği ortaya çıkar.

Standart Modelin eksikliklerinin tartışıldığı Bölüm 3.’de Standart Modelin genişletilmesine yüksek enerjilerdeki fiziği tanımlamakta yetersiz kalması, hiyerarşi problemi v.b. sebepler gösterilmiştir. Standart modelin genişletilmesinde en fazla çalışılan modellerin başında Standart Modelin süpersimetrik genişletilmesi gelmektedir. Bunun en önemli nedeni yukarıda belirtildiği gibi süpersimetrik kuramların yüksek enerji davranışlarının süpersimetrik olmayanlara göre daha iyi olmasıdır. Bir çevrim mertebesinde radiative düzeltmelerde bozon ve fermiyon katkılarının kırılmış süpersimetri durumunda kuadratik değil, logaritmik ıraksama vermesi elementer higgs kütlelerinin tabii olarak Standart Model enerji

skalalarında kalmasının bilinen en iyi yoludur. Bunun yanında süpersimetrisinin gravitasyonel etkileşimleri doğal olarak birleştirme kuramına katabileceği beklentisi ayrıca süpersimetrisinin yeni fizik için en güçlü aday olmasına neden olur.

Standart Modelde mevcut üç etkileşme sabitinin yüksek enerjilerde aynı değere gitmemesi, buna karşın süpersimetrik Standart Modelde bu üç etkileşme sabitinin yüksek enerji limitinde aynı değere yakınsıyor olması süpersimetrik kuramların fenomenolojik açıdan önemi artırır. Bir diğer ve çok önemli özellik de evrende mevcut gözlenemeyen madde miktarıdır. Süpersimetrik kuramlarda en düşük kütleli parçacıklar yüksüz olup madde ile sadece zayıf etkileşmeye girerler. Süpererler ile bilinen parçacıkları birbirlerinden ayırmak için öngörölmüş olan global simetri R-paritenin korunduğı süpersimetrik kuramlarda kararlı olan en düşük kütleli süpersimetrik parçacık gözlenemeyen maddenin kaynağı olarak yorumlanmaktadır.

Bir diğer önemli nokta ise Standart Model çerçevesinde nötrinolar kütsüz kabul edilmektedirler. Fakat son yıllarda yapılan çalışmalar nötrino osilasyonlarını açıklayabilmek için nötrinoların kütleli sahip olmaları gerektiğini ileri sürmektedir.

Yukarıda sayılan ve benzeri pekçok neden süpersimetrik genişletmenin Standart model ötesi fiziğın anlaşılmasında en olası kuram olduğunu ortaya koymaktadır.

Süpersimetrik Standart Model, Standart Modelin ve büyük birleştirme kurallarının problemlerinin çözümü için önerilmiştir. Standart modelin süpersimetrik genişletilmesine dayanan modellerin standart model ötesi fiziğı açıklamakta en ümit verici model olması bu konuda deneysel, fenomenolojik ve kuramsal çalışmaların yoğunlugunu arttırmış ve bu alanda literatürün son derece zenginleşmesine olanak vermiştir. Bu bölümde Süpersimetri cebiri, Standart Modelin genişletilerek TeV enerjilerindeki fiziğın anlaşılması için önerilen Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM) matematiksel ayrıntıya girmeden, tez çerçevesindeki fenomenolojik gereksinimleri karşılayacak detayda tartışılacaktır.

4.2 SUSY Cebiri

Süpersimetri transformasyonları bilinen alanlar ve onların süperimetrik eşleri arasında fermiyonik karakterli simetri jeneratörleri aracılığıyla ilişki kurarlar. Q ve $\bar{Q}$ SUSY cebirinin jeneratörleri olmak üzere bozon durumuna etki ettiği takdirde bunu bir fermiyon durumuna, fermiyon durumuna etki ettiği takdirde bunu bir bozon durumuna dönüştürecektir.

$$\bar{Q}|bozon\rangle = |fermiyon\rangle \text{ ve } Q|fermiyon\rangle = |bozon\rangle .$$

Bozonlar birbirleriyle sıra değiştirirlerken fermiyonlar değiştirmezler, bu durum SUSY jeneratörlerinin antikomüt etmelerine fermiyonik özellikte olmalarına neden olur. Süpersimetrik jeneratörler spin kuantum numarasını $1/2$ değiştirerek alanın istatistiği değiştirirler.

Süpersimetri jeneratörleri arasındaki ilişkiler,

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} = 2\sigma_{\alpha,\dot{\alpha}}^\mu P_\mu, \quad (4.1)$$

antikomütasyon bağıntısı ile verilir. Burada Q ve $\bar{Q}$ SUSY generatorlerini ve P_μ ötelenme jeneratörü olan 4-momentumu tanımlar. Süpersimetrik jeneratörlerin Lorentz grubu jeneratörleri ve iç simetri grubu jeneratörleri ile olan komütasyon ve antikomütasyon bağıntıları EK 3'te verilmiştir. Antikomütasyon bağıntısındaki uzay-zaman ötelenme operatörü P^μ 'nin varlığı süpersimetri ile genel görelilik ve gravitasyon kuramlarının ilişkisinin temelini oluşturur. Çünkü yerel bir süpersimetrik kuram yerel koordinat dönüşümleri altında değişmez kalmalıdır. SUSY cebirinin matematiksel yapısı literatürde pekçok makale ve kitapta detaylı olarak anlatılmıştır (Haber and Kane 1985, Kazakov 2001). Bu alt bölümün amacı fenomenolojik olarak Standart Modelin minimal genişletilmesi ile süpersimetrik yapıya dönüştürülmesinin yani Minimal Süpersimetrik Standart Modelin (MSSM) incelenmesine olanak verecek temel kavramlardan bahsetmektir. Süper-poincare Lie cebiri ve süper uzayla ilgili temel ifadeler tezin okunurluğunu arttırmak amacıyla EK 3'te sunulmuştur.

Süpersimetrik kuramlarda süperalanlar (süperçoklular) süperuzayda tanımlanmışlardır ve

bu kuramda bozonik ve fermiyonik serbestlik dereceleri eşittir. En basit süperçoklu, bir Weyl fermiyonu (2 serbestlik derecesi) ve bir kompleks skalerden (2 serbestlik derecesi) oluşur. Bu yapıdaki süperçoklu $\Phi(\phi, \psi)$, chiral veya madde veya skaler çoklu olarak adlandırılır.

Diğer basit süperçoklu ise bir vektör bozon ve onun fermiyonik süpereşini içerir. Kuramın renormalize edilebilmesi için bu vektör bozonun kütlesiz olması gerekir. Kütlesiz bir vektör bozon ($s = 1$) iki bozonik serbestlik derecesi taşır. Bu durumda süperçokluda vektör bozon ile birlikte bir adet iki helisite durumuna sahip Weyl fermiyonunun bulunması gereklidir. Bu süperçoklu $V(V_\mu, \lambda)$, ayar veya vektör süperçoklu olarak adlandırılır.

Standart Modelin süpersimetrik genişletilmesinde bilinen tüm temel parçacıklar chiral veya ayar (vektör) çoklulardan birine aittir. Standart Modelde bilinen her bir parçacık spini $1/2$ farklı olan süpereşi ile aynı süperçoklu içinde bulunur. Fenomenolojik açıdan bu iki tip süperçoklunun hangi fiziksel parçacıkları tanımladıklarının belirlenmesi gerekir.

Sağ-elli ve sol-elli kuark ve leptonların Standart Model ayar dönüşümleri altında farklı davranması bu kuark ve leptonların süpereşleri olarak süperçoklu içinde bulunan kompleks skaler alanların da sol-elli ve sağ-elli olarak adlandırılmasına neden olur. Sol- veya sağ-ellilik tüm süperçoklu için kullanılmasına rağmen spin-0 parçacık olan süpereşlerin helisitesinin olmayacağı, helisitenin kuark ve leptonların özelliği olduğu unutulmamalıdır.

Standart Modelde sağ-elli ve sol-elli kuark ve leptonların farklı davranması bunlara karşılık gelen süperçokluların belirlenmesini gerektirir. Chiral süperçoklu durumunda $\Phi(\phi, \psi)$ spin-0 olan bir kompleks skaler alan, helisitesi $1/2$ olan bir Weyl fermiyonu ile birlikte bir süperçoklu oluştururlar.

CPT dönüşümleri altında bu süperçoklunun Weyl fermiyonu $-1/2$ helisite durumuna sahip olur.

$$|0, 1/2\rangle \rightarrow |0, -1/2\rangle$$

Standart olarak helisitesi $1/2$ olan Weyl fermiyonu ve skaler alandan oluşan süperçokluya

sol-elli ve helisitesi $-1/2$ fermiyona sahip süperçokluya sağ-elli adı verilmektedir.

İkinci en basit süperçoklu chiral çokluda olduğu gibi 2 helisite durumuna sahip olmasına karşın burada durum daha karmaşıktır. Spini 1 olan ve ayar simetrilerinden dolayı kütleli olmak zorunda olan vektör bozon iki spin durumuna sahiptir $(-1, 1)$.

Majorana fermiyonu ise helisite durumu $+1$ ve -1 olacak şekilde 2 durumda bulunabilir. Bu durumda vektör süperçoklu CPT dönüşümleri altında,

$$|1, 1/2\rangle \rightarrow |1/2, -1\rangle$$

formunda dönüşür. Bu durumda vektör süperçoklu içinde bulunan fermiyonların herhangi bilinen fermiyon ile ilişkilendirilmesi mümkün değildir.

Yukarıdaki özellikler chiral süperçoklu içinde tanımlanmış olan fermiyonun sağ-elli ve sol-elli kısımlarının farklı davranış gösterebileceğini ifade eder. Bu durumda Standart Modelde bilinen tüm fermiyonlar chiral çoklularla ilişkilendirilebilir.

Takip eden alt bölümde Standart Model parçacıklarının süpersimetrik eşleri ile Minimal Süpersimetrik Standart Modelin (MSSM) parçacık yapısı anlatılacaktır.

4.3 Minimal Süpersimetrik Standart Modelin Parçacık Yapısı

Standart modelin süpersimetrik genelleştirilmesinin karakteristik yapısı süpereşlerin varlığıdır. Süpersimetri ile Standart Modelde mevcut hangi bozon ve fermiyonların birbirleriyle ilişkilendirileceği süpersimetrinin ilk ortaya atıldığı günlerde oldukça önemli bir soru olmuştur. Buna karşın bilinen hiçbir Standart Model parçacığı süpersimetri aracılığıyla birbiriyle ilişkilendirilemez. Standart model 28 bozonik ve 90 fermiyonik serbestlik derecesine sahiptir. Süpersimetrik kuramlarda bozonik ve fermiyonik serbestlik derecelerinin eşit olması ve süpereşlerin aynı kuantum sayılarına sahip olması gerekir. Bu açıdan bakıldığında Standart Model süpersimetrik bir çerçeveye sokulamaz. Süpereşlerin bilinen alanlar ile aynı kuantum numaralarını taşıyacağı gözönüne alındığında Standart Modele yeni par-

çacıklar ilave ederek süpersimetrik forma getirilmesi gerekliliği açıktır. Süpersimetrimin ilk günlerinde ileri sürülen en büyük problemlerden biri, bilinen bütün fiziksel süreçlerde korunan ve yalnız temel fermiyonlar tarafından taşınan lepton ve baryon sayılarının korunumunun nasıl sağlanabileceği olmuştur. Bunun üstesinden gelebilmek için fermiyonik alanların yanısıra bozonik alanlara da baryon ve lepton sayısı önerilmesi gerekliliği ortaya çıkar. Standart Modelin süpersimetrik genişletilmesinde dikkat edilmesi gereken hususlar:

- Ayar bozonları kuantum numaralarını taşıyan hiçbir fermiyon yoktur.
- Higgs alanları sıfırdan farklı vakum beklenen değerine sahiptirler. Bunun sonucu olarak kuark ve leptonların süpereşleri olamazlar, olmaları halinde baryon ve lepton sayısı korunumu ihlal olur.
- Standart Modelde tüm kuarklara kütle vermek için tek bir Higgs çiftlisinin yeterli olmasına karşın süpersimetrik kuramlarda kuark ailelerinin üst (u) ve alt (d) kuarklara kütle vermek için en azından iki kompleks Higgs çoklusuna ihtiyaç vardır. Bu durumun sebeplerinden biri her Higgs alanına bir fermiyonik süpereşin tanımlanmasıdır.

Pratik olarak Standart Modelin tüm süpersimetrik genişletilmeleri yerel $N=1$ süpersimetriye dayanır. Standart Modelin minimal süpersimetrik genişletilmesinde (MSSM) her Standart Model parçacığına bir süpersimetrik eş tanımlanır. Kuark ve leptonların spin-0 süpereşlerinin adlandırılmasında parçacığın isminin başına 's' getirilerek skaler olduğu vurgulanır. Skuark skaler kuark, slepton skaler lepton ve selektron skaler elektron anlamını taşırlar. Skaler süpereşlerin fermiyon alanlardan ayrılması için üstlerine “ $\sim$ ” işareti konur. Örnek olarak elektronun süpereşi selektron $\tilde{e}_L, \tilde{e}_R$ ve benzer şekilde $\tilde{\mu}_L, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_L, \tilde{\tau}_R$ diğer leptonlara karşılık gelen süpereşlerdir. Sağ- ve sol-elli skaler kuarklar $\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$ olarak adlandırılır.

$SU(3)$ renk ayar etkileşmelerini ileten gluonların (g), renk simetri dönüşümleri altında 8'li olarak davranan fermiyonik süpereşleri gluino ($\tilde{g}$) olarak adlandırılır.

Standart Modelin vektör bozonları doğal olarak vektör süperçoklu içinde bulunur. Vektör alanların ($s = 1$) fermiyonik süpereşleri ($s = 1/2$) genel olarak gaugino olarak adlandırılır.

Çizelge 4.1 MSSM Parçacık Spekturumu

Bozonlar			Fermiyonlar		$SU_c(3)SU_L(2) \ U_Y(1)$		
Ayar Alanları							
G^a	gluon	g^a	gluino	$\tilde{g}^a$	8	1	0
V^k	Zayıf W^k ($W^\pm, Z$)		wino, zino $\tilde{w}^k$ ($\tilde{w}^\pm, \tilde{z}$)		1	3	0
V'	Hiperyük B (γ)		bino $\tilde{b}(\tilde{\gamma})$		1	1	0
Madde Alanları							
L_i	slepton	$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{L}_i = (\tilde{\nu}, \tilde{e})_L \\ \tilde{E}_i = \tilde{e}_R \end{array} \right.$	lepton	$\left\{ \begin{array}{l} L_i = (\nu, e)_L \\ E_i = e_R \end{array} \right.$	1	2	-1
E_i					1	1	2
Q_i	skuark	$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{Q}_i = (\tilde{u}, \tilde{d})_L \\ \tilde{U}_i = \tilde{u}_R \\ \tilde{D}_i = \tilde{d}_R \end{array} \right.$	kuark	$\left\{ \begin{array}{l} Q_i = (u, d)_L \\ U_i = u_R^c \\ D_i = d_R^c \end{array} \right.$	3	2	1/3
U_i					3*	1	-4/3
D_i					3*	1	2/3
Higgs Alanları							
H_1	Higgsler	$\left\{ \begin{array}{l} H_1 \\ H_2 \end{array} \right.$	higgsinolar	$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{H}_1 \\ \tilde{H}_2 \end{array} \right.$	1	2	-1
H_2					1	2	1

Fotino $\tilde{\gamma}$, wino $\tilde{W}^\pm$, zino $\tilde{Z}^0$ ve gluino $\tilde{g}$ sırasıyla foton, $W^\pm$, Z^0 ve gluon alanlarının süpereşleridir. Yerel süpersimetri gözönüne alındığına gravitonun süpereşi gravitino spin-3/2 parçacık olarak gözlenmesi beklenir.

Spin-0 Higgs bozonlarının skaler çoklu yada chiral çokluda olmaları doğaldır. Bu süperçoklunun kuarkların içinde bulunduğu çoklu olamayacağından dolayı Higgs alanları yeni spin-1/2 süpereşlerin tanımlanmasına gereksinim duyar. Higgs alanları ile ilişkilendirilecek süperçokluların sayısının en az iki olması anomalilerin birbirini yok etmesi için şarttır. Standart Modelde kuark ve lepton sayıları ve hiperyükleri, tüm fermiyonların hiperyüklerinin toplamını ($\sum_{fermion} Y = 0$) sıfır verecek şekilde olması kurama eklenecek yeni fermiyonların da aynı şekilde anomalileri yok edebilmek için toplam hiperyükün birbirini yok edecek şekilde kuantum numarası taşımasını gerektirir. Bir tek Higgs çoklusu hiperyük olarak $Y = +1/2$ veya $Y = -1/2$ taşıyacaktır. En az iki $Y = +1/2$ ve $Y = -1/2$ olan Higgs çokluları anomalilerin birbirini yok etmeleri için gereklidir.

Gaugino ve Higgsinolar kuantum mekaniksel olarak karışım durumlarıdır. Yüklü ve yüksüz kütle öz durumları charginolar $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ ve nötralinolardır $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$. Bu kütle öz durumları altbölüm 4.4 de ayrıntılı olarak verilecektir.

Çizelge 4.1 de bilinen alanlar ve süpersimetrik eşleri Standart Modelin simetrileri çerçevesinde çoklular olarak gösterilmiştir. Bu çizelgede görüleceği gibi gluon g^a ve gluinolar $\tilde{g}^a$ $a = 1 \dots 8$ $SU(3)$ altında 8'li olarak dönüşürken $SU(2)_L$ altında teklidirler.

Benzer şekilde zayıf vektör bozonlar ve bunların süpereşleri renk kuantum numarası taşımazken $SU(2)_L$ altında 3'lü olarak dönüşürler. Fermiyon sektöründe sol-elli leptonlar ve kuarklar ve süpereşleri bir ikili olarak dönüşürken sağ-elli leptonlar, kuarklar ve bunların süpereşleri teklidirler. MSSM modelinde iki adet çiftli Higgs alanları $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ grubunun $(1, 2, -1)$ ve $(1, 2, 1)$ kuantum numaralarını taşırlar.

$$H_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 + H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, H_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ v_2 + H_2^0 \end{pmatrix},$$

burada v_i ($i = 1, 2$) yüksüz bileşenlerinin vakum beklenen değeridir.

Kuantum sayılarının korunumu gereksinimi ile baryon ve lepton sayısı taşıyan bu yeni bozonik alanlar ekstra bir zorluğun kaynağıdır. Bilinen etkileşmeler spin-1 ayar bozonlarının (*gluon*, *foton*, $W^\pm$, Z) aracılığı ile taşınmaktadır. Süpersimetride ortaya çıkan bu yeni spin-0 parçacıkların istenmeyen, yeni bir takım etkileşmelere neden olması yeni problemler yaratır. Bu problem eğer skuarklar ve sleptonlar bilinen fermiyon ve leptonlar ile Yukawa etkileşme terimine sahip olmazlarsa ortadan kalkabilir. Bu durum yeni bir simetri ilkesi ile sağlanabilir. Bu yeni simetri R -parite olarak adlandırılır. Tüm bilinen parçacıklar ve süpereşleri yeni bir kuantum numarası taşırlar.

Bilinen parçacıklar için R -çift, süpereşleri için ise R -tek dir. Bu durumda süpersimetri jeneratörü bu iki farklı parçacık grubunu R -tek bir jeneratör aracılığıyla ilişkilendirmiş olur. Çarpımsal olarak korunan bu kuantum sayısı bilinen parçacıklar için $R = +1$ onların süpereşleri içinse $R = -1$ dir. S parçacığının spini, B , baryon sayısı ve L , lepton sayısı olmak üzere R paritesi,

$$R = (-1)^{2S}(-1)^{3B+L} \quad (4.2)$$

ifadesi ile verilebilir. R paritesi eğer lagranjiyen yoğunluğunun sahip olduğu bir simetri ise yeni spin-0 skuark ve sleptonların bilinen spin-1/2 kuark ve leptonlar ile direk etkileşmesini yasaklar. R -paritesinin korunumu açıkça süperpotanide (Eşitlik (EK 3.13)) baryon ve lepton korunumunu ihlal eden terimlerin bulunmasını engeller. Yukarıdaki ifade R -paritenin kırılması baryon ve lepton sayısının korunumunu ihlal eder dolayısıyla istenmeyen etkileşmelerin taşınması riski de gündeme gelir.

Korunsun yada korunmasın R paritesi süpersimetrik kuramlarda önemli bir yere sahiptir. R parite korunuyorsa süpereşler sadece çiftler halinde üretilirler. (korunmuyorsa bile pekçok etkileşmede süpereşlerin çiftler halinde üretilmeleri beklenir.) Bununla birlikte R paritesi pekçok süpereş parçacığının kararsız olmasını öngörür. Bunun yanında R paritesinin mutlak korunumu en hafif süpersimetrik parçacığının (Lightest Supersymmetric Particle, LSP) kararlı olmasını gerektirir. Süpersimetrik lagranjiyen yazılması için R paritenin korunması

şartı yoktur, doğada lepton ve baryon numaralarının korunmadığı etkileşmelerin bulunması da mümkündür. Deneysel olarak bu etkileşmeler için etkileşme sabitleri üzerinde limitler literatürde mevcuttur (Dreiner and Ross 1991).

Eğer süpersimetri kırılmamış olsa idi süpereşlerin bilinen parçacıklar ile aynı kütlelerde gözlenmesi gerekirdi. Bugüne kadar erişilen labaratuvar enerjilerinde süpereşlerin gözlenememiş olması süpersimetrinin kırılmış olduğunu ve süpereşlerin günümüz laboratuvar koşullarında ulaşılabilen enerji seviyelerinde gözlenemeyecek kadar ağır olduklarını göstermektedir. Süpersimetrik lagranjiyenin ve süpersimetri kırılımı ile ilgili kuramların tartışılacağı takip eden altbölümde süpersimetri kırılımını süpersimetrik parçacıkların kütle kazandırması, Higgs ve ayar bozonları arasındaki karışım sonucunda kütle öz durumları olarak ortaya çıkan chargino ve nötralino parçacıklarının kütle matrisleri tartışılacaktır.

4.4 MSSM Lagranjiyeni

MSSM lagranjiyeni iki bölümden oluşur. Bu terimlerden biri Standart Modelin süpersimetrik genelleştirilmesi $\mathcal{L}_{SUSY}$ diğeri ise süpersimetriyi kıran $\mathcal{L}_{soft}$ terimlerini içerir.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{SOFT} \quad (4.3)$$

Burada $\mathcal{L}_{SUSY}$ tüm ayar alanı, madde alanı kinetik enerji terimlerini, madde ayar alanı etkileşmelerini ve Yukawa etkileşmelerini içerir. İkinci terim $\mathcal{L}_{soft}$ süpersimetriyi kıran kütle terimi ve etkileşme sabitlerini içeren terimdir. Bu yapının istenmesi keyfi gibi görünse de kuramsal çalışmalar ve hiyerarşi probleminden kurtulmak için kuramın kuadratik ıraksamalardan arınmış olması gereksinimi simetri kırılım terimlerini limitler. Standart Modelin süpersimetrik genişletilmesi,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SUSY} = & \sum_{Ayar} \frac{1}{4} \left(\int d^2\theta \text{Tr} W^\alpha W_\alpha + \int d^2\bar{\theta} \text{Tr} \bar{W}^{\dot{\alpha}} \bar{W}_{\dot{\alpha}} \right) \\ & + \sum_{Madde} \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_i^\dagger e^{(g_3 \hat{V}_3 + g_2 \hat{V}_2 + g_1 \hat{V}_1)} \Phi_i \end{aligned}$$

$$+ \int d^2\theta (W_R + W_{NR}) + h.c. \quad (4.4)$$

süpersimetrik lagranjiyen ile verilebilir. Burada ayar ve madde alanları üzerinden toplamalar tüm Standart Model ayar ve madde alanlarını ve onların süperleşlerinin süpersimetrik lagranjiyende yer almasına olanak verir. W 'ler EK 3 te verilen süperpotansiyeldir.

Yukarıdaki ifadede R , R pariteyi temsil eder (Fayet 1975, Salam and Srathdee 1975).

Süperpotansiyelin R simetrik kısmı

$$W_R = \varepsilon_{ij} (y_{ab}^U Q_a^j U_b H_2^i + y_{ab}^D Q_a^j D_b H_1^i + y_{ab}^L L_a^j E_b H_1^i + \mu H_1^i H_2^j), \quad (4.5)$$

ile verilir. Burada $i, j = 1, 2, 3$ $SU(2)$ indislerini ve $a, b = 1, 2, 3$ ise madde alanlarının jenerasyon indislerini tanımlar. H_1, H_2, Q, L, U, D 4.1 ile verilmiş olan chiral süperçoklulardır. Bu ifadede renk indisleri denklemin sadeliğinin sağlanması için belirtilmemiştir. Lagranjiyenin R parite koruyan, W_R , kısmı Standart Model lagranjiyeni ile aynı olup alanlar, süper alanlarla değiştirilmiştir. Bu terimi Standart Model lagranjiyeninden ayıran tek terim Higgs alanlarının karışımını tanımlayan son terimdir. Bu terimin Standart Modelde olmasının nedeni Standart Modelde tek bir Higgs alanı çiftlisinin bulunmasıdır. sol-elli lepton süperçokluları

$$L = \begin{pmatrix} \Phi(\tilde{\nu}_e, \nu_e) \\ \Phi(\tilde{e}_L, e_L) \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \Phi(\tilde{\nu}_\mu, \nu_\mu) \\ \Phi(\tilde{\mu}_L, \mu_L) \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \Phi(\tilde{\nu}_\tau, \nu_\tau) \\ \Phi(\tilde{\tau}_L, \tau_L) \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

ve benzer şekilde Q , kuarklar ve skuarkları içeren süperalanlardır.

$$\begin{pmatrix} \Phi(\tilde{u}, u) \\ \Phi(\tilde{d}, d) \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \Phi(\tilde{c}, c) \\ \Phi(\tilde{s}, s) \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \Phi(\tilde{t}, t) \\ \Phi(\tilde{b}, b) \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Boyutsuz yukawa etkileşme sabitleri, y_{ab}^U , y_{ab}^D ve y_{ab}^L bilinen lepton ve kuark aileleri uzayında tanımlı 3×3 matrislerdir.

Yukawa matrisleri, kendiliğinden simetri kırılımından sonra CKM karışım açılarını ve bilinen kuark ve leptonların kütlelerini belirler.

Bu hali ile süperpotansiyel fenomenolojik gereksinimleri karşılayacak en temel terimleri içerir. Bu terimlerin dışında süpersimetrik lagranjiyenin tüm simetri prensiplerine uyan bazı terimler mevcuttur. Bu terimler Standart Modelin minimal süpersimetrik genişletilmesine baryon numarası (B) veya lepton numarası (L) nin korunumunu engeller.

Süperpotansiyelin ikinci kısmı ise R-parite altında değişmez kalmayan terimdir.

$$W_{NR} = \varepsilon_{ij}(\lambda_{abc}^L L_a^i L_b^j E_c + \lambda_{abc}^{L'} L_a^i Q_b^j D_c + \mu_a' L_a^i H_2^j) + \lambda_{abc}^B U_a D_b D_c. \quad (4.8)$$

Bu terimler Standart Modelde bulunmaz. Bunun nedeni; Eşitlik (4.8) ile verilen süper alanları Standart Model alanları ile yer değiştirme imkanı Lorentz değişmezliğinden dolayı olmamasıdır. Bu terimler farklı bir yapıya sahiptirler ve lepton yada baryon korunumunu bozarlar. Lagranjiyende, Eşitlik (4.8), parantez içinde verilen ilk üç terim lepton numarası korunumunu bozarken son terim λ^B etkileşme sabiti ile baryon numarası korunumunu kırar. Doğada bu etkiler gözlenmediği için bu etkilerin bastırılmış veya gerçekte olmadığı düşünülebilir. Süpersimetrik lagranjiyende R simetrisini kıran terimler global $U(1)$ simetrisinin korunumu yolu ile lagranjiyenden uzaklaştırılabilir.

Bütün süpersimetrik eşler kendiliğinden simetri kırılımından önce kütle sahibi olabilirler. Skaler alanlar için $m^2\phi^2$ terimi ayar simetrisini bozmaz bunun yanında ayar alanlarının süpereşleri ise fermiyon olmasına karşın reel gösterimde oldukları için kütle terimi ayar simetrisini bozmaz. Bu durum süpersimetriyi kıran terimlerin kütle ve etkileşme sabiti içeren terimlerden oluşmasını yeterli kılar Eğer $\mathcal{L}_{soft}$ içindeki en büyük kütle skalası m_{soft} terimi ile ilişkili ise Higgs kütlesine gelen ve süpersimetrik olmayan düzeltme terimlerinin $m_{soft} \rightarrow 0$ limitinde tamamıyla ortadan kalkması gereklidir. Genel olarak süpersimetrik kuramların pertürbasyon kuramının tüm mertebelerinde skaler alanların kütle düzeltme terimlerine gelecek ıraksamaların birbirini yok edeceğini garanti etmesi ve momentum çevrim integralinin $\Lambda \rightarrow$ limitinde kuadratik veya logaritmik ıraksaması Higgs kütlesine “soft” kırılma terimleri sonucunda gelecek düzeltme terimlerinin

$$\Delta M_H^2 \sim m_{soft}^2 \left[\frac{\lambda}{16\pi^2} \ln(\Lambda/m_{soft}) + \dots \right]$$

formunda olacağını söyler. Burada λ boyutsuz etkileşme sabitlerini tanımlar.

Standart Modelde tanımlanan parçacıklar ile süpereşleri arasında kütle farkı $\mathcal{L}_{soft}$ içinde tanımlanan m_{soft} ile tanımlanır. m_{soft} parametresinin Higgs kütlelerine gelen düzeltme teriminde bulunması m_{soft} ' un çok büyük olamayacağını aksi takdirde yeniden bir hiyerarşi problemi ile karşılaşılabilceğini söyler. Bu durum süpereşler ile Standart Model parçacıkları arasında kütle farkının en fazla 1TeV olacağını beklenmesi süpersimetrisinin Fermi Laboratuvarında (Tevatronda) veya CERN de “large hadron collider” da veya TeV kütle merkezi enerjili e^+e^- çarpıştırıcılarında yakın bir gelecekte gözlenebileceği ümidini kuvvetlendirmektedir.

Fermiyon, vektör ve skaler alanların kütle kazanmaları Standart Modelde Higgs alanlarının sıfırdan farklı vakum beklenen değerine sahip olmasına bağlıdır. MSSM’de ise hiçbir alan ayar değişmezliğini bozmadan süpersimetriyi kırarak vakum beklenen değerine sahip olamaz. Bu durumda süpersimetri kırılımının başka alanlar tarafından gerçekleştirildiği varsayılabilir. Düşük enerji süpersimetri kırılımı için öngörülen en yaygın senaryoda iki sektörün olduğu bilinen madde alanlarının “görülen” sektöre ait olduğu simetri kırılımında etkin olan alanların ise “saklı” sektörde bulunduğu varsayılır (Hall *et al.* 1983). Bu iki sektörün bir-biri ile etkileşmesi SUSY kırılımını gerçekleştirir. Saklı sektör kavramı MSSM in en zayıf yönüdür. Bu güne kadar dört farklı mekanizma ile süpersimetrisinin kırılabilceği önerilmiştir.

- “Gravity mediation” (SUGRA) (Nilles 1982)
- “Gauge mediation” (Dine ve Nelson 1993)
- “Anomaly mediation” (Randall ve Sundrum 1999)
- “Gaugino madiation” (Kaplan, Kibb ve Schmaltz 2000)

Bu dört simetri kırılımı mekanizması detayda birbirinden farklı olmalarına rağmen çok benzer sonuçlara ulaşılır. Buna karşılık süpereş parçacık spektrumu süpersimetrisinin kırılma

mekanizmasına yakından bağlıdır.

Süpersimetriyi kıran terimler çok sayıda serbest parametre içererek modelin öngörü gücünü azaltırlar. Parametre sayısını azaltmak için yüksek enerji skalalarında farklı parametrelerin birbirlerine eşdeğerliği veya evrenselliği düşünülebilir. Evrensellik öngörüsü ve bu kabuller fiziksel yapıyı niteliksel olarak değiştirmezler.

MSSM lagranjiyeninde, Eşitlik (4.4), R pariteyi koruyan SUSY kırılma terimi

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{soft} = & \sum_i m_{0i}^2 |\phi_i|^2 + \frac{1}{2} \sum_{\alpha} M_{\alpha} \tilde{\lambda}_{\alpha} \tilde{\lambda}_{\alpha} + B H_1 H_2 \\
 & + A_{ab}^U \tilde{Q}_a \tilde{U}_b H_2 + A_{ab}^D \tilde{Q}_a \tilde{D}_b H_1 + A_{ab}^L \tilde{L}_a \tilde{E}_b H_1 + h.c.
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

formundadır.

Burada ϕ_i bütün skaler alanlar, $\tilde{\lambda}_{\alpha}$ gaugino alanları, $\tilde{Q}, \tilde{U}, \tilde{D}$ ve $\tilde{L}, \tilde{E}$ skuark ve slepton alanları, $H_{1,2}$ ve $SU(2)$ çiftlisi Higgs alanlarıdır. m_{0i}, M_{α}, B, A ve Yukawa etkileşme sabitleri süpersimetri parametreleri olarak bilinir.

Eğer Eşitlik (4.9) de bütün spin-0 parçacıkların kütleleri evrensel değer m_0 'a, bütün spin-1/2 parçacık kütleleri $m_{1/2}$ ye eşitlenirse simetri kırılım terimleri,

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{soft} = & m_0^2 \sum_i |\phi_i|^2 + \frac{1}{2} m_{1/2} \sum_{\alpha} \tilde{\lambda}_{\alpha} \tilde{\lambda}_{\alpha} \\
 & + A[y_{ab}^U \tilde{Q}_a \tilde{U}_b H_2 + y_{ab}^D \tilde{Q}_a \tilde{D}_b H_1 + y_{ab}^L \tilde{L}_a \tilde{E}_b H_1] \\
 & + B[\mu H_1 H_2] + h.c.
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

formunda elde edilir. Burada bahsedilen evrensellik zorunlu olmayıp süpersimetrimin gravity yoluyla kırılması durumunda olması beklenen bir durumdur. Tercih edilen bu durumun bir avantajı da sonuçta ortaya çıkacak parçacık spektrumunu değiştirmeyecek olmasıdır.

Bilinen kuark ve leptonlar, $SU(2)$ değişmezliği kendiliğinden simetri kırılımı ile kırılmadığı

sürece kütsesiz kalırlar buna karşıñ süpereşler elektro-zayıf simetri kırılımından önce susy kırılım mekanizmasının özelliklerine göre farklı kütleler kazanırlar.

Lagranjiyendeki kütle terimlerinin kaynağı Standart Modelde olduğu gibi lagranjiyenin simetri kırılımı kısmı ve Yukawa etkileşme terimleridir. Bu terimlerde mevcut bulunan parametrelerden $m_0, m_{1/2}, \mu, Y_t = y_t^2/(4\pi)^2, Y_b = y_b^2/(4\pi)^2, Y_\tau = y_\tau^2/(4\pi)^2, A$ ve B bütün bilinen parçacıkların kütle matrislerinin elde edilmesi için yeterlidir. Burada y_t, y_b, y_τ , t kuark, b kuark ve tau leptonun Yukawa etkileşme değerleridir. GUT ölçeğinde bu parametrelerin değerlerinin bilinmesi renormalizasyon grubu denklemleri ile tüm enerji skalalarında bu parametrelerin değerlerini bilmek için yeterli olacaktır. Bu ise GUT ölçeğinden elektro-zayıf ölçeğe kadar bir ilişki kurulmasına olanak verir. Bu parametrelerin kütle matrislerine sokulması durumunda süpereşlerin kütle spektrumları tahmin edilebilir.

Gaugino-higgsino kütle terimleri: Ayar bozonlarının süpereşleri olan gauginoların ve higgs bozonlarının süpereşleri olan higgsinoların kütle matrisleri diagonal değildir ve bu iki grubun karışımına imkan verir. Lagranjiyenin ilgili kütle terimi

$$\mathcal{L}_{Gaugino-Higgsino} = -\frac{1}{2}M_3\bar{\lambda}_a\lambda_a - \frac{1}{2}\bar{\chi}M^{(0)}\chi - (\bar{\psi}M^{(c)}\psi + h.c.), \quad (4.11)$$

şeklinde olup burada λ_a , $a = 1, 2, \dots, 8$, ve Majorana gluino alanlarıdır. χ ile ψ ise,

$$\chi = \begin{pmatrix} \tilde{B}^0 \\ \tilde{W}^3 \\ \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}, \quad \psi = \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}^+ \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

çokluları ile verilen Majorana neutralino ve Dirac chargino alanlarıdır.

Nötralino kütle matrisi

$$M^{(0)} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin_W & M_Z \sin \beta \sin_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \beta \cos_W & -M_Z \sin \beta \cos_W \\ -M_Z \cos \beta \sin_W & M_Z \cos \beta \cos_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin_W & -M_Z \sin \beta \cos_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.13)$$

olup $\tan \beta = v_2/v_1$ Higgs alanlarının vakum beklenen değeri oranı ve $\sin_W = \sin \theta_W$ zayıf karışım açısının sinüsüdür. Fiziksel parçacık olan nötrino $\tilde{\chi}_i^0$ bu matrisin diagonalizasyonundan sonra elde edilen kütle özvektörüne eşit olacaktır.

Chargino için kütle matrisi

$$M^{(c)} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}. \quad (4.14)$$

şeklinde olup bu matrisin köşegenleştirilmesinden iki adet chargino özdurumu, $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$, elde edilir. Karşılık gelen kütle özdeğerleri

$$M_{\tilde{\chi}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2} [M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2 \mp \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4M_W^4 \cos^2 2\beta + 4M_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin 2\beta)}] \quad (4.15)$$

dir.

Skuark and slepton kütle terimleri: Yukawa etkileşme terimlerinden en ağır parçacıklar olan t b ve τ parçacıklarına karşılık gelen terimler haricindekiler ihmal edilebilirler. İhmal edilemez Yukawa etkileşme terimleri üçüncü jenerasyon parçacıklarının kütle özduurmları ile elektro-zayıf özduurmlarının karışmasına sebep olur. $\tilde{m}_t^2$, $\tilde{m}_b^2$ ve $\tilde{m}_\tau^2$ için karışım matrisleri

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_{tL}^2 & m_t(A_t - \mu \cot \beta) \\ m_t(A_t - \mu \cot \beta) & \tilde{m}_{tR}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.16)$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_{bL}^2 & m_b(A_b - \mu \tan \beta) \\ m_b(A_b - \mu \tan \beta) & \tilde{m}_{bR}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.17)$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_{\tau L}^2 & m_\tau(A_\tau - \mu \tan \beta) \\ m_\tau(A_\tau - \mu \tan \beta) & \tilde{m}_{\tau R}^2 \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

ve olup bu kütle matrislerinin özdeğerleri,

$$\begin{aligned} \tilde{m}_{tL}^2 &= \tilde{m}_Q^2 + m_t^2 + \frac{1}{6}(4M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta, \\ \tilde{m}_{tR}^2 &= \tilde{m}_U^2 + m_t^2 - \frac{2}{3}(M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta, \\ \tilde{m}_{bL}^2 &= \tilde{m}_Q^2 + m_b^2 - \frac{1}{6}(2M_W^2 + M_Z^2) \cos 2\beta, \\ \tilde{m}_{bR}^2 &= \tilde{m}_D^2 + m_b^2 + \frac{1}{3}(M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta, \\ \tilde{m}_{\tau L}^2 &= \tilde{m}_L^2 + m_\tau^2 - \frac{1}{2}(2M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta, \\ \tilde{m}_{\tau R}^2 &= \tilde{m}_E^2 + m_\tau^2 + (M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta \end{aligned}$$

formundadır.

İlk terimler ($\tilde{m}^2$) GUT skalasındaki kütle değerlerinden başlanarak renormalizasyon grubu denklemleri yardımı ile hesaplanan “soft” terimler, ikinci terimler kuark ve leptonların genel kütleleri ve son terimler potansiyeldeki D -terimleridir (EK 3).

4.5 Süpersimetrik Etkileşmelerin Özellikleri ve Süpereşlerin

Yaratılması

R-paritenin korunduğu varsayılırsa süpereşlerin etkileşmeleri Standart Modelde olduğu gibi olacaktır. Süpersimetri, 3 parçacık etkileşmesi içeren her köşede üç parçacıktan i-kisinin süpereşler ile değiştirilmesini gerektirir. Bunun nedeni R-paritesinin korunumudur. R-paritesinin korunumu iki önemli sonuca sahiptir.

- Süpereşler mutlaka çiftler halinde üretilirler

- En hafif süperparçacık (LSP) kararlıdır. (LSP genellikle fotonun süpereşi olan fotino $\tilde{\gamma}$ olarak kabul edilir.)

Bu kurallar gözönünde tutularak Standart Model lagranjiyeninden elde edilen köşeler MSSM köşelerine genişletilebilir. Bu yolla süperparçacıkların üretim süreçleri ile ilgili temel bilgiler edinmek mümkündür. Süpersimetrik Standart Modelin test edilmesi için en ümit verici süreçlerden biri e^+e^- yokolmasıdır. Süpersimetrik parçacıkların gözlenmesinde diğer önemli bir süreç $e\gamma$ etkileşmesidir. Bu etkileşme tezin ana inceleme konusu olup Bölüm 6 da detaylı olarak incelenmiştir.

R-paritenin korunumuna göre bütün süpersimetrik reaksiyonlar en hafif süpersimetrik parçacıkla sonlanmalıdır. LSP elektriksel olarak yüksüz olup madde ile çok az etkileştiğinden algılanması da oldukça zor olup etkileşme sonunda kayıp bir momentum olması söz konusudur. Böyle bir durum süpersimetrimin varlığı olarak algılanır.

4.6 MSSM Parametre Uzayı

Minimal süpersimetrik standart modelin sahip olduğu serbest parametreler

- üç adet ayar sabiti α_i ;
- üç adet yukawa sabiti y_{ab}^i , $i=L,U,D$;
- Higgs alanı karışım parametresi μ ;
- “soft” susy kırılma parametreleri.

Standart Model serbest parametreleri ile kıyaslandığında burada ilave olarak Higgs karışım parametresi göze çarpar. Fakat buradaki fark Standart Modelin aksine süpersimetri tarafından bu parametrenin alacağı değer sabitlenmiştir.

Süpersimetrideki temel belirsizlik süpersimetrimin “soft” kırılması sonucu ortaya çıkan belirsiz parametrelerdir. Temelde bu kırılma ile ilgili beş parametre vardır. Bunlar $\mu, m_0, m_{1/2}, \tan(\beta), A$

dir. Ancak deneylerden belirlenebilecek bu parametrelerin bazıları için, bugünkü deneysel şartlarda günümüze kadar hiçbir süperes parçacığın gözlenememiş olmasından gelen bilgiler ışığında bir takım sınırlamalar mevcuttur.

$\tan\beta$ 'nin sınırlamalar sonucunda düşük ve yüksek olmak üzere iki olası bölgesi gözlenmiştir. Düşük $\tan\beta$ çözümlerinin önerdiği parçacık spektrumu LEP tarafından araştırılmış ve ne süperesler ve ne de düşük kütleli Higgs bozonları gözlenmemiştir. Bu durum $\tan\beta$ için daha yüksek kütleli parçacıklar öngören $\tan\beta = 30 - 60$ aralığının daha olası olduğunu gösterir. Bu bölgede Higgs bozon kütlelerinin 114 GeV'nin üzerinde olması beklenir. Bunun da ötesinde birçok SUSY radyatif düzeltmeleri $\tan\beta$ ile ilişkili olduğundan $\tan\beta$ 'nin büyük değerleri bu yönde de tercih edilidir.

μ parametresi üzerindeki sınırlamalar radyatif elektrozayıf simetri kırılımından gelmektedir. A parametresi kütle spektrumunun tayininde etkin değildir.

Evrensel kütle parametresi m_0 ve $SU(2)$ gaugino kütle parametresi $m_{1/2}$ kütle spektrumunun ve tesir kesitlerinin hesaplanması için kullanılabilir. Literatürde parametre setleri ve tipik kütle spektrumları verilmiştir (Boer 2003).

5. CHARGINO SEKTÖRÜ

5.1 Giriş

Süpersimetri günümüzde Standart Modelin en olası genişletilmesi olarak görülmektedir. Kuramsal olarak bu denli güçlü bir modelin deneysel gözlemlerle de desteklenmesi günümüz ve gelecekte yapılması planlanan çarpıştırıcılar için çok büyük bir önem teşkil etmektedir. Tez çalışmasında kütle değerleri üç temel SUSY parametresine bağlı chargino parçacığına ait kuramsal hesaplamalar sunulmuştur.

$W^\pm$ ve yüklü Higgs bozonlarının süpereşleri karışarak kütle matrisinin öz durumları olan charginoları,

$$H_1^+, H_2^-, W^+, W^- \Rightarrow \text{charginolar} \quad \tilde{\chi}_i^\pm \quad i = 1, 2$$

ve foton, Z^0 bozon ve yüksüz Higgs bozonlarının süpereşleri karışarak nötralinoları oluşur.

$$H_1^0, H_2^0, Z^0, \gamma \Rightarrow \text{neutralinolar} \quad \tilde{\chi}_i^0 \quad i = 1, 2, 3, 4$$

Charginolar iki farklı kütle değerine ve her kütle değerine karşılık gelen + ve - yüklü iki duruma sahiptirler. Nötralinolar ise 4 farklı kütle değerine sahiptirler. En düşük kütleli süperparçacığın pekçok modelde nötralino veya fotino olduğu öngörülmektedir.

Tez çerçevesinde değinilen pekçok geçerli sebepten ötürü Standart Modelin genişletilmesini zorunlu kılar. Bu genişletme için günümüze kadar en uygun ve popüler olan Süpersimetri kuramsal olarak başarılı bir yapıya sahip olmasına rağmen deneysel olarak doğrulanmayı beklemektedir. Dolayısıyla günümüzdeki ve gelecekte yapılması planlanan çarpıştırıcılardaki temel hedef Süpersimetrimin deneysel olarak gözlenmesi ve temel SUSY parametrelerinin elde edilmesi olacaktır.

Bu aşamada Chargino üretim süreci süpersimetri fenomenolojisinin anlaşılmasında oldukça önemli bir yere sahiptir. Buradaki en önemli neden charginonun yüklü, hafif kütleli ve dolayısıyla günümüz ve gelecek laboratuvar koşullarında üretilmesi en olası olan süpersimetrik parçacıklardan olmasıdır. Dolayısıyla süpersimetrik bir parçacık gözlemlemek ve temel SUSY parametrelerini elde etmek açısından chargino süreci oldukça büyük öneme sahiptir.

5.2 Chargino Sektörü

Elektro-zayıf ayar simetrisi kırılımından sonra Chargino kütle matrisi (Haber and Kane 1985) $(\tilde{W}^-, \tilde{H}^-)$ bazında;

$$\begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}m_W \cos \beta \\ \sqrt{2}m_W \sin \beta & \mu \end{pmatrix}$$

formunda diyagonal olmayan bir yapıya sahiptir. Bu matrisin ve dolayısıyla chargino sektörünün en önemli noktası taşıdığı temel susy parametreleridir. Bu parametreler;

- $SU(2)$ Gaugino kütlesi M_2 ,
- Higgsino kütle parametresi μ ,
- Higgs bozonlarının vakum beklenen değerleri oranları $\tan \beta = v_2/v_1$

dır. CP değişmez olmayan kuramlarda $\mu = \mu e^{-i\phi_\mu}$ olup $0 \leq \phi_\mu \leq 2\pi$ ve M_2 reel ve pozitiftir.

Burada

$$m_W^2 = \frac{1}{4}g^2(v_1^2 + v_2^2) \quad (5.1)$$

olarak tanımlanır. Yukarıda belirtildiği gibi chargino kütle matrisi köşegen olmayan bir yapıya sahiptir. Chargino kütle öz durumlarını elde etmek için bu matrisin köşegenleştirilmesi gerekmektedir. Bu işlem

$$U^* X V^{-1} = M_D \quad (5.2)$$

formunda olup iki farklı 2×2 üniter matrisin yardımı ile gerçekleşmektedir. Burada U ve V matrisleri

$$U = O_-, \quad V = \begin{pmatrix} O_+, & \det X \geq 0 \\ \sigma_3 O_+, & \det X < 0 \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

ve,

$$O_{\pm} = \begin{pmatrix} \cos \phi_{\pm} & \sin \phi_{\pm} \\ -\sin \phi_{\pm} & \cos \phi_{\pm} \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

olarak tanımlanmıştır. $\phi_{\pm}$ açıları

$$\tan 2\phi_- = 2\sqrt{2}m_w \frac{(\mu \cos \theta_v + M \sin \theta_v)}{(M^2 - \mu^2 + 2m_w^2 \cos 2\theta_v)} \quad (5.5)$$

$$\tan 2\phi_+ = 2\sqrt{2}m_w \frac{(\mu \cos \theta_v + M \sin \theta_v)}{(M^2 - \mu^2 - 2m_w^2 \cos 2\theta_v)} \quad (5.6)$$

bağıntılarından elde edilebilir.

Kütle matrisinin köşegenleştirilmesinden sonra elde edilen kütle öz durumları pozitif ve negatif yüklü chargino durumları için aşağıdaki gibi verilir:

$$\chi_i^+ = V_{ij} \psi_j^+, \quad \chi_i^- = U_{ij} \psi_j^-, \quad i = 1, 2. \quad (5.7)$$

Dört boyutlu notasyonda $\tilde{\chi}_1$ ve $\tilde{\chi}_2$ yüklü Dirac spinörleri olmak üzere

$$\tilde{\chi}_1 = \begin{pmatrix} \chi_1^+ \\ \bar{\chi}_1^- \end{pmatrix}, \quad \tilde{\chi}_2 = \begin{pmatrix} \chi_2^+ \\ \bar{\chi}_2^- \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

olarak da tanımlanabilir.

Elde edilen fiziksel chargino öz durumlarının kütle özdeğerleri (Haber and Kane 1985),

$$M_{\tilde{\chi}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2} [M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2] \quad (5.9)$$

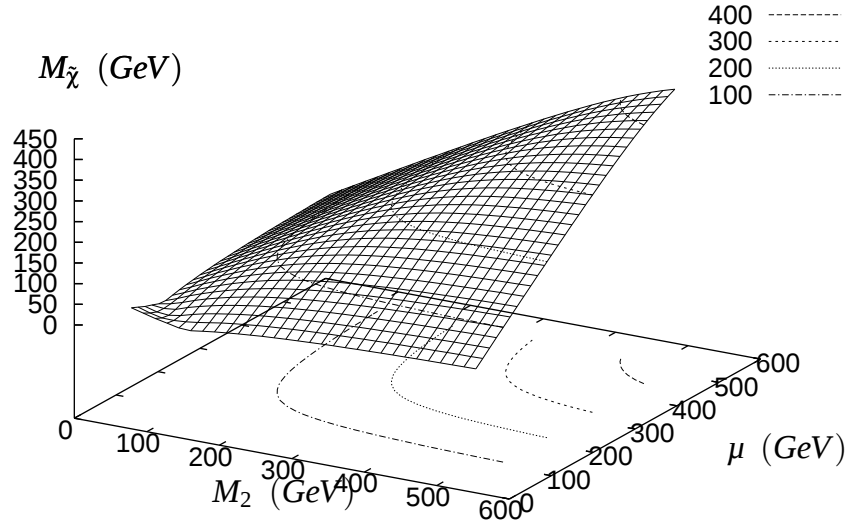
$$\mp \frac{1}{2} \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4M_W^4 \cos^2 2\beta + 4M_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin 2\beta)}.$$

fomülü ile hesaplanır.

5.3 Chargino Kütlesinin Süpersimetri Parametrelerine Bağımlılığı

Bölüm 5.2 de değinildiği gibi chargino parçacığının kütlesi Yukawa etkileşimleri sonucunda ortaya çıkan köşegen olmayan kütle matrisinin köşegenleştirilmesi sonucu elde edilir. Kütle özvektörü olarak elde edilen chargino kütlesi üç temel SUSY parametresi $SU(2)$ olan gaugino kütle parametresi M_2 , Higgsino kütle parametresi μ ve Higgs alanlarının vakum beklenen değerleri oranı $\tan\beta$ cinsinden Eşitlik (5.9) ile verilmiştir. Bu ifadenin incelenmesinde ilk göze çarpan SUSY parametrelerinden ikisinin M_2 ve μ 'nin denklemde yer değiştirilebilir özelliğe sahip olmasıdır. Bu durumda herhangi bir $\tan\beta$ değeri için M_2 ve μ 'nun birden fazla değerinde aynı chargino kütlesi elde edilebilir. Chargino kütlesinin büyüklüğü SUSY parametrelerinin çok değerli bir fonksiyonudur.

Chargino kütlesi ve SUSY parametreleri arasındaki ilişki görsel olarak Şekil 5.1'da gösterilmiştir. Şekil 5.1 sabit $\tan\beta$ değeri için chargino kütlesinin süpersimetri parametreleri M_2 ve μ ile değişimini göstermektedir. Yukarıda ifade edildiği gibi M_2 ve μ 'nun değişimlerinin etkisi benzer özellik taşıdığı için aynı chargino kütle değerlerine karşılık gelen eşkütle çizgileri grafik üzerinde ve zeminde gösterilmiştir. Bu eşkütle çizgileri kütlelerin yukarıdan aşağıya doğru 400, 300, 200 ve 100 GeV değerlerine karşılık gelmektedir. Bu grafiğin en önemli özelliği, farklı susy parametre setlerinin $(M_2, \mu, \tan\beta)$ aynı $M_{\tilde{\chi}}$ değerini verebiliyor olmasının yanında chargino kütlesinin geniş bir aralıkta $\tan\beta$ değerine duyarlılığının az olmasıdır. Bu nedenle deneysel veya kuramsal sonuçların SUSY parametrelerine doğrudan



Şekil 5.1 Chargino kütlesinin SUSY parametreleri ile değişimi, $\tan \beta = 50$

ilişkilendirilmesi ancak parametre bölgelerinin tanımlanmasına olanak verir.

Takibeden bölümde iki farklı süreç ile chargino üretiminde çıkan charginoların polarizasyonlarının tesir kesitleri ile ilişkileri incelenerek SUSY parametre uzayı hakkında sınırlama ve ilişkiler incelenecektir.

6. CHARGINO ÜRETİMİNİN $e^- \gamma$ ve $e^+ e^-$ ÇARPIŞTIRICILARINDA İNCELENMESİ

6.1 Giriş

Tez çalışmasında iki ayrı çarpıştırıcıda chargino üretimlerinin incelenmesi amaçlanmıştır. Bunlar $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında, $e^- \gamma \rightarrow \tilde{\nu}_L \tilde{\chi}_j^-$ süreci ile chargino, $\tilde{\chi}_j^-$, ve snötrino, $\tilde{\nu}_e$ üretilmesi ve $e^+ e^-$ çarpıştırıcısında $e^+ e^- \rightarrow \tilde{\chi}_j^- \tilde{\chi}_j^+$ süreçleri ile chargino çiftlerinin, $\tilde{\chi}_j^\pm$ üretilmeleridir.

Bölüm 5.' de anlatıldığı gibi chargino kütle matrisi 5 temel SUSY parametresinden üçünü ($M_2, \mu, \tan \beta$) açık bir şekilde içermektedir. Gerek bu özelliğinden gerekse charginonun yüklü olması, kütlelerinin en düşük olmasından dolayı üretilmesi en olası süpereş parçacıklardan olarak yorumlanması bu parçacığın incelenmesini süpersimetri çalışmaları açısından oldukça ilginç ve popüler kılmaktadır.

Chargino kütle değerini veren üç SUSY parametresi için kesin bir sınırlama olmamakla birlikte günümüze kadar olan deneysel çalışmalar bu parametrelerin alt limitlerini belirlemiş durumdadır. Kuramsal olarak ise bu parametreler üzerindeki değer aralığı tesir kesiti hesaplarından elde edilecek bilgiler yolu ile tesbit edilebilir.

Bu amaçla tez çalışmasında yukarıda verilen süreçler, ilgili tesir kesitleri ve seçilen polarizasyonlara göre elde edilen asimetrliler incelenmiş ve bunların SUSY parametre seti ile olan değişimleri tartışılmıştır.

Takip eden ilk bölüm $e^- \gamma$ çarpıştırıcılarında chargino ve snötrino üretimini ve son bölüm $e^- e^+$ çarpıştırıcısında chargino çifti üretimini içermektedir.

6.2 $e^- \gamma \rightarrow \tilde{\chi}_{1,2}^- \tilde{\nu}_L$ Süreci

$e^- \gamma \rightarrow \tilde{\nu}_e \tilde{\chi}_j^-$ süreci literatürde ilk olarak Grifolds ve Pascual tarafından polarize olmayan foton demetleri kullanılarak yapılmıştır. Bu çalışmada chargino, wino tipinde alınmış ve kütleler günümüzde kabul edilen deneysel sınırların dışında kalmıştır (Grifolds and Pascual 1984).

İkinci çalışma Hasselbach ve Fraas tarafından yapılmıştır. Bu çalışmada $\tilde{\nu}$ lar önemle vurgulanmış ve farklı foton polarizasyonları ile 3 farklı SUSY parametre seti için tesir kesitleri ve polarizasyon asimetrisi incelenmiştir (Hasselbach and Fraas 1997).

Aynı yıl yapılan bir diğer çalışma V. Barger, T. Han ve J. Kelly 'ye aittir (Barger *et al.* 1998). Bu çalışmada

$$e^- \gamma \rightarrow \tilde{e} \tilde{\chi}_0$$

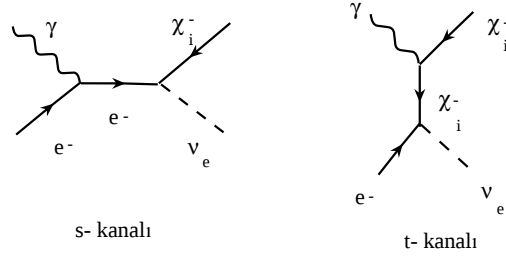
$$e^- \gamma \rightarrow \tilde{\nu}_e \tilde{\chi}_j^-$$

süreçleri incelenmiş olup $\tilde{\chi}_j^\pm$ ve $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ kütlelerinin LHC ve NLC deneylerinden bilindiği varsayılarak foton polarizasyonuna göre asimetri hesaplanmış ve $m_{\tilde{\nu}_L}^2 - m_{\tilde{e}_L}^2$ kütle hesabından $m_W^2 \cos 2\beta$ parametresi model bağımsız bir şekilde hesaplanmıştır.

$e^- \gamma$ çarpıştırıcısında elektron yüksek enerjili bir foton ile etkileşmeye girer. Yüksek enerjili fotonun üretilmesinde ise düşük enerjili bir lazer fotonu demeti ile yüksek enerjili bir elektron demetinin çarpışması söz konusudur. $e^- \gamma$ çarpıştırıcılarının en önemli özelliği düşük fon sinyaline sahip olmalarıdır. Bu açıdan deneysel avantaj sağlayacağı düşünülen $e^- \gamma$ çarpıştırıcılarının süpersimetrik kuramların incelenmesinde önemli yeri olması umulmaktadır.

$$e^- \gamma \rightarrow \tilde{\nu}_e \tilde{\chi}_j^-$$

süreci için MSSM köşeleri



Şekil 6.1 $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında $\tilde{\chi}_1^- \tilde{\nu}_L$ üretimi diagramları

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{e\tilde{\nu}\tilde{\chi}} &= -g \sum_{j=1}^2 V_{j1}^* \tilde{\chi}_j^c P_L e \tilde{\nu}_e^* + V_{j1} \bar{e} P_L \tilde{\chi} c \tilde{\nu}_e^- \\
 \mathcal{L}_{\tilde{\chi}\tilde{\chi}\gamma} &= -e A_\mu \sum_{j=1}^2 \tilde{\chi}_j \gamma^\mu \tilde{\chi}_j \\
 \mathcal{L}_{ee\gamma} &= e A_\mu \bar{e} \gamma^\mu e
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

Burada $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$ ve $g = e/\sin\theta_w$ olup burada V_{ij} Eşitlik (5.3) ile verilmiş olan, chargino kütle matrisini köşegenleştiren 2×2 üniter matristir.

$e^- \gamma$ çarpışması sonucunda chargino ve snötrino üretimi s -kanalında elektron ve t -kanalında chargino değiş tokuşu ile gerçekleşmektedir (Şekil 6.1). s -kanalı için genlik M_a ve t -kanalı için M_b olmak üzere

$$\begin{aligned}
M_a &= -\frac{ieg}{\hat{s}} \bar{u}(p') \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) (\not{k} + \not{p}) \not{\epsilon}(k) u(p) \\
M_b &= -\frac{ieg}{(\hat{t} - m_{\tilde{\chi}_i})} \bar{u}(p') \not{\epsilon}(k) [(\not{p} - \not{k}') + m_{\tilde{\chi}_1}] \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) u(p)
\end{aligned} \tag{6.2}$$

şeklinde elde edilir.

Toplam genlik iki sürecin genliklerinin toplamının mutlak değer karesi ile ifade edilir. Burada $g = e/\sin\theta_w$, $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ dır. Hesaplamalarda Chargino kütlesi yanında elektron kütlesi ihmal edilmiştir.

$$M = |M_a + M_b|^2$$

$e^- \gamma$ çarpışmasında SUSY parametre setini incelemek amacı ile literatürde elektronun helisite bazında ve fotonun polarizasyonu incelenmiştir (Barger *et al.* 1998). Tez çalışmasında literatürden farklı olarak çıkan charginonun polarizasyonu incelenerek asimetrikler çalışılmıştır. Charginonun polarizasyonu geleneksel helisite bazından farklı olarak seçilen s^μ vektörü yönündeki polarizasyonu incelenmiştir.

Charginonun momentumu p olmak üzere yoğunluk matrisi aşağıdaki gibidir.

$$\sum_{spin} u(p) \bar{u}(p) = \rho_{\tilde{\chi}} = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5 \not{s}) (\not{p} + m_1) \tag{6.3}$$

Parçacığın durgun olduğu sistemde (DS) dörtlü spin vektörü s^μ en genel anlamda aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$(s^\mu_{\tilde{\chi}})_{DS} = (0, \vec{s}') \tag{6.4}$$

Durgun sistemde tanımlanan bu dörtlü vektör, m kütleli parçacığın bir $\vec{k}$ momentumu ile hareket ettiği başka bir gözlem çerçevesine geçildiğinde,

$$S_{\chi}^{\mu} = \left(\frac{\vec{k} \cdot \vec{s}'}{m}, \vec{s}' + \frac{\vec{k} \cdot \vec{s}'}{m(k+m)} \right) \quad (6.5)$$

formunu alacaktır. Burada $\vec{s}'$ parçacığın durgun olduğu sistemdeki spin vektörüdür. Tez çerçevesinde yapılan çalışmalarda bu spin vektörünün yönü charginonun durgun olduğu gözlem çerçevesinde tanımlanan elektronun momentumunun yönüne göre seçilmiştir. Bu durumda $\vec{s}'$ vektörü şu formda yazılabilir.

$$\vec{s}' = \lambda \frac{\vec{P}_e^{CRF}}{|\vec{P}_e^{CRF}|}, \quad \lambda = \pm \quad (6.6)$$

Eşitlik (6.6) ile tanımlanan spin vektörü, $\lambda = +1$ spinin elektron momentumu ile aynı yönlü olduğu ve $\lambda = -1$ spinin elektron momentumu ile zıt yönlü olduğu durumu temsil edilmektedir.

Charginonun durgun olduğu gözlem çerçevesinde elektronun momentumu aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$\vec{P}_e^{CRF} = \vec{P}_e + \frac{\gamma - 1}{\beta^2} (\vec{\beta} \cdot \vec{P}_e) \vec{\beta} - E_e \gamma \vec{\beta}. \quad (6.7)$$

Burada β ve γ

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{P}_{\chi}}{E_{\chi}}, \quad \gamma = \frac{1}{1 - \beta^2} \quad (6.8)$$

dır.

Diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi s^2} |M|^2(s, t, u, m_{\tilde{\chi}}, m_{\tilde{\nu}}) \quad (6.9)$$

ifadesinden elde edilir. Bu ifadenin Mandelstam değişkeni t üzerinden integrali alındığında

toplam tesir kesiti $\hat{\sigma}$, toplam enerji $\hat{s}$ chargino kütlesi $m_{\tilde{\chi}_i}$ ve neutralino kütlesi $m_{\tilde{\nu}}$ 'nin fonksiyonu olarak elde edilir.

Etkileşmenin toplam tesir kesiti

$$\hat{\sigma}(s, m_{\tilde{\chi}}, m_{\tilde{\nu}}) = \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{1}{16\pi s^2} |M|^2 dt$$

ifadesi ile verilir.

Burada integral sınırları momentum ve kütleler cinsinden,

$$\begin{aligned} t_{min} &= m_{\tilde{\chi}}^2 - 2E_{\gamma}E_{\tilde{\chi}} + 2|\vec{k}||\vec{p}'| \\ t_{max} &= m_{\tilde{\chi}}^2 - 2E_{\gamma}E_{\tilde{\chi}} - 2|\vec{k}||\vec{p}'| \end{aligned}$$

formunda verilir.

$e^{-}\gamma$ çarpıştırıcılarında yüksek enerjili foton demetleri yüksek enerjili $e^{\pm}$ demeti ile düşük enerjideki lazer fotonu demetlerinin Compton geri saçılmasına uğratılması yolu ile elde edilir. Geri saçılan fotonun $e^{\pm}$ demetinin enerjisinin ne kadarını alacağı kinematik olarak sınırlandırılmıştır. Bu oranı E_{γ}/E_e olmak üzere, en yüksek değeri, 0.83 dür. Prensipde foton enerjisi lazer demetinin enerjisinin arttırılması ile arttırılabilir. Buna karşılık foton enerjisinin artması fotonun elektron ile etkileşmesi sonucu $e^{+}e^{-}$ çiftlerinin yaratılmasına sebep olur.

Yukarıda elde edilen tesir kesiti hesabında lazer fotonunun elektron ile çarpışması sırasında kazanacağı enerjinin sabit ve s değerine sahip olduğu öngörüsü yapılmıştır. Buna karşılık elektron ile çarpışan lazer fotonları elektronun enerjisini alırken bir dağılım çerçevesinde enerji kazanır (Ginzburg *et al.* 1983). $e^{-}\gamma$ çarpıştırıcılarında gerçekçi tesir kesiti değerlerinin hesaplanabilmesi ancak foton enerji dağılımının gözönüne alınması ile mümkündür.

Bir $e^{-}\gamma$ çarpıştırıcısında tesir kesiti sabit enerjide elde edilen tesir kesitinin foton enerji dağılımı olasılığı fonksiyonu $f_{\gamma/e}$ ile çarpılarak integralinin alınması ile elde edilir. Bu dağılım fonksiyonu

$$f_{\gamma/e}(x) = \left(\frac{1}{1.840}\right)\left(1 - x + \frac{1}{(1-x)} - \frac{4x}{(4.8(1-x))} + \frac{4x^2}{(4.8^2(1-x)^2)}\right) \quad (6.10)$$

olmak üzere yüksek enerjili foton enerjisinin dağılımını göz önüne alan toplam tesir kesiti

$$\sigma = \int_{x_{min}}^{x_{max}} f_{\gamma/e}(x) \hat{\sigma}(x, s, m_{\tilde{\chi}}, m_{\tilde{\nu}}) dx \quad (6.11)$$

formunda verilebilir. Burada x düşük enerjili lazer fotonu demetinin yüksek enerjili elektron demetinin enerjisinin ne kadarını alacağını gösteren orandır. Bu integralin sınırları

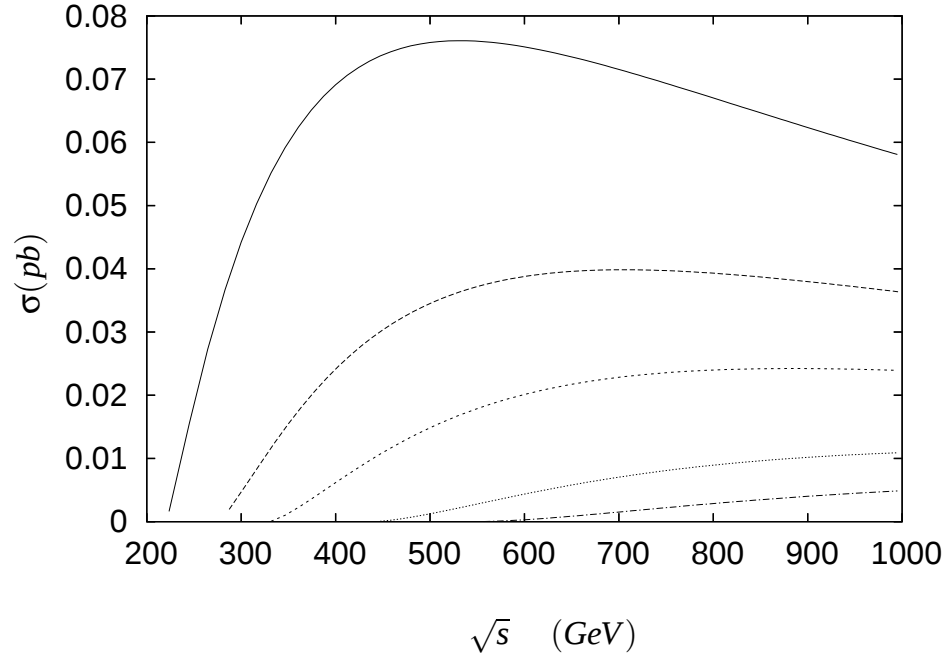
$$\begin{aligned} x &= \frac{|\vec{p}_{\gamma}|}{|\vec{p}_e|} = \frac{E_{\gamma}}{E_e} \\ x_{min} &= \frac{m_{\tilde{\chi}}^2 + m_{\tilde{\nu}}^2 + 2m_{\tilde{\chi}}m_{\tilde{\nu}}}{s} \\ x_{max} &= 0.83 \end{aligned} \quad (6.12)$$

olarak verilir.

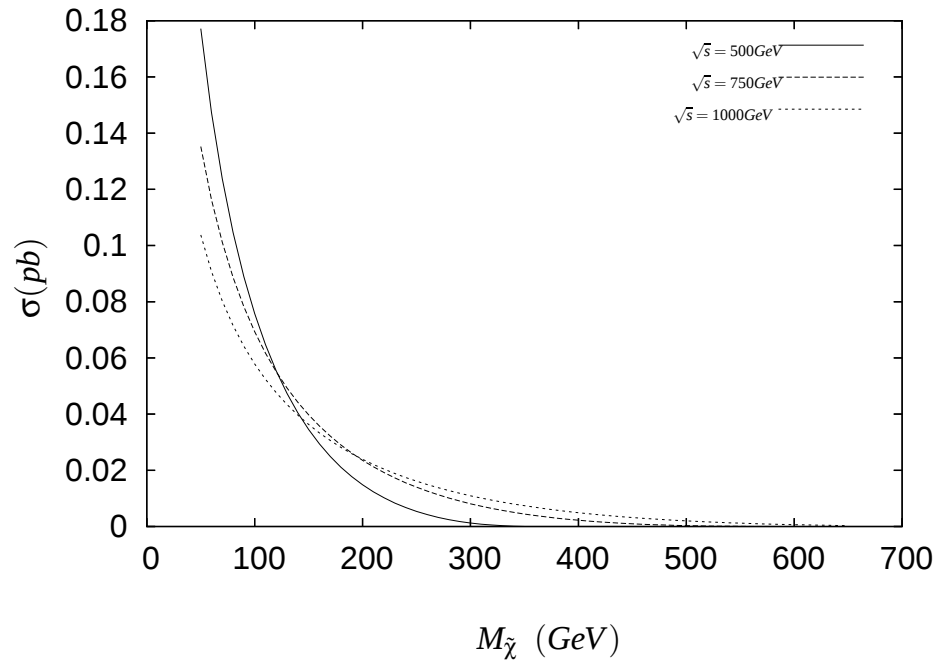
Tez çerçevesinde $e^{-}\gamma$ sürecinde, yüklü ve kütesinin en düşük olması nedeni ile en yüksek olasılıkla ilk gözlenmesi beklenen ve bu nedenle ilgi alanına giren parçacık olan $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ parçacığının polarizasyonunun toplam tesir kesitine etkisi ve farklı polarizasyonlar sonucunda gözlenen asimetri yolu ile deneysel gözlemlere temel teşkil edecek bilgilere ulaşılması amaçlanmıştır.

Şekil 6.2 polarize olmamış $\tilde{\chi}^{\pm}$ parçacığının üretilmesi ile ilgili tesir kesitini göstermektedir. Şekil, farklı değerlerdeki chargino kütlelerine karşı gelen tesir kesiti eğrilerini üst üste içermektedir. Kütleler yukarıdan aşağıya sırasıyla 100, 150, 200, 300, 400 GeV dir. Şekilde chargino kütesinin artışı ile tesir kesitinde ortaya çıkan azalma gözlenmektedir.

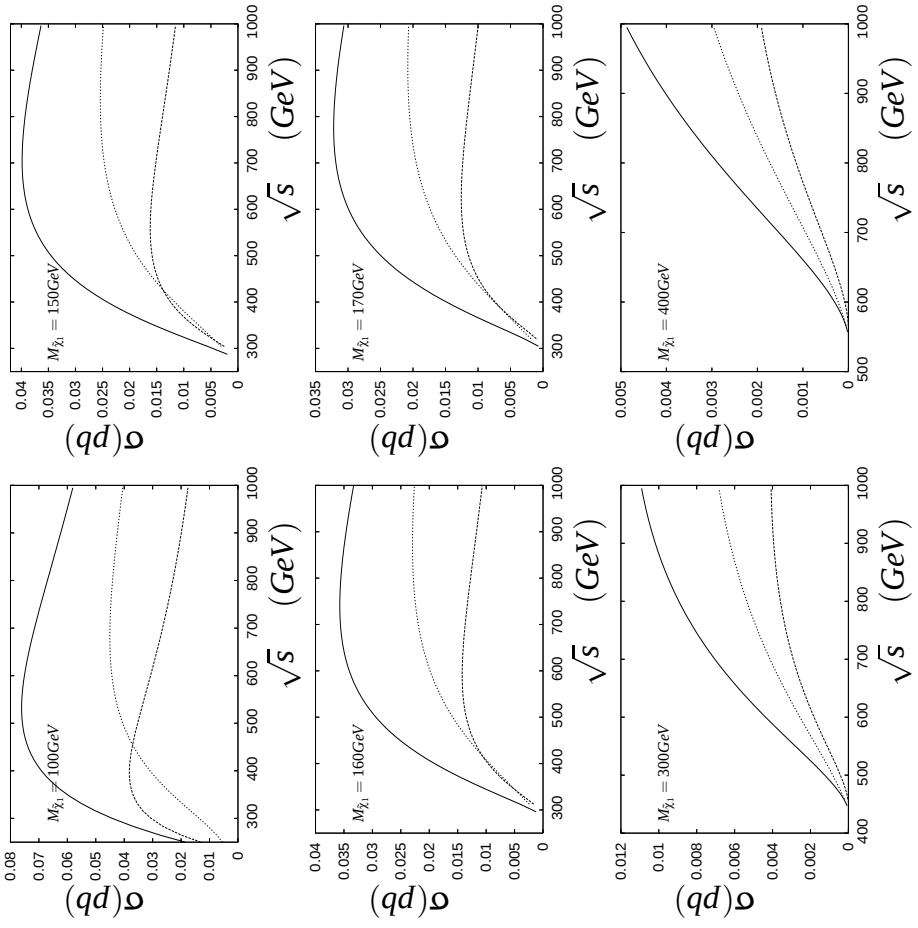
Şekil 6.3'de sabit kütle merkezi enerjilerinde tesir kesitinin chargino kütesine bağımlılığı verilmektedir. Farklı sabit enerjilerde elde edilen tesir kesitlerinin karşılaştırılmasından düşük kütleli düşük enerji bölgesinde daha tercih edilir bir durum olduğu yüksek enerji bölgesinde ise yaklaşıklıkla aynı tesir kesitine ulaşıldığı gözlenmektedir.



Şekil 6.2 $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında farklı $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ değerleri için tesir kesitinin enerji ile değişimi, yukarıdan aşağı $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 100, 150, 200, 300, 400 \text{ GeV}$



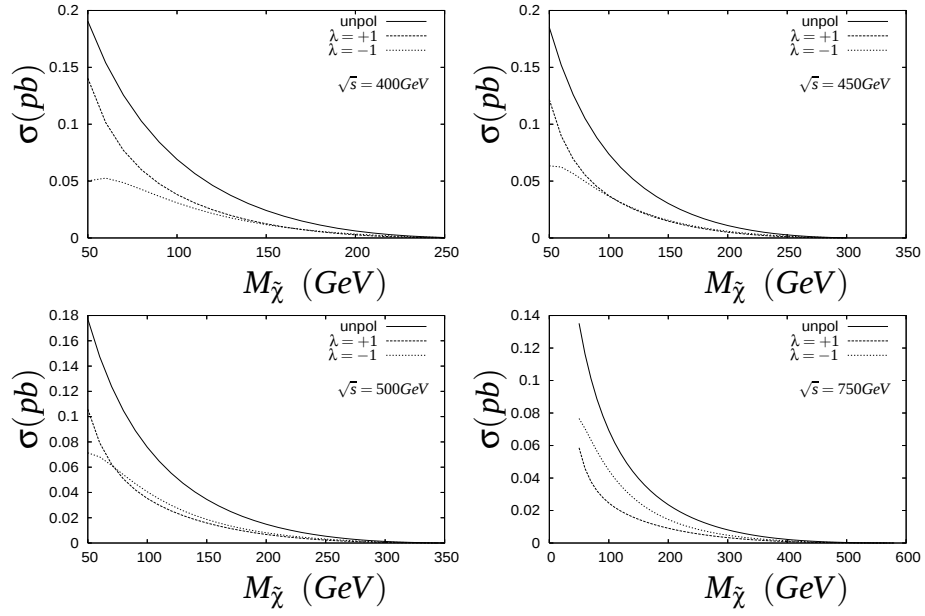
Şekil 6.3 $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında sabit enerjilerde polarize olmayan tesir kesitinin $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ ile değişimi, yukarıdan aşağı $\sqrt{s} = 500, 750, 1000 \text{ GeV}$



Şekil 6.4 $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ için tesir kesitinin enerji ile değişimi; en üstten eğri polarize olmamış durumu temsil etmektedir.

Sürecin köşelerinin doğası gereği çıkan parçacıkların belli polarizasyonlara sahip olması beklenmektedir. Snötrino skaler bir parçacık olmasına karşın sol-elli tanımı snötrino, chargino köşesinin $(1 - \gamma_5)/2$ ile tanımlanmasına neden olur. Bu durum çıkan parçacıklar arasında charginonun polarizasyonunu etkiler. Spin projeksiyon operatörü, $P_s = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$ s), λ 'nın alacağı değerlere göre seçilen spin vektörü yönünde ($\lambda = +1$) veya ters yönde ($\lambda = -1$) polarize olmasının tesir kesitine etkisinin incelenmesine olanak verir.

Şekil 6.4'de farklı chargino kütleleri için polarize olmamış, $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ polarize durumlarında tesir kesitinin enerjiye göre değişimini göstermektedir. Şekilleri iki kütle bölgesinde incelemekte fayda vardır. İlk kütle değerine karşılık gelen şekiller $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 100, 150, 160 \text{ GeV}$ düşük kütle bölgesi olarak adlandırılabilir. Bu bölgede düşük

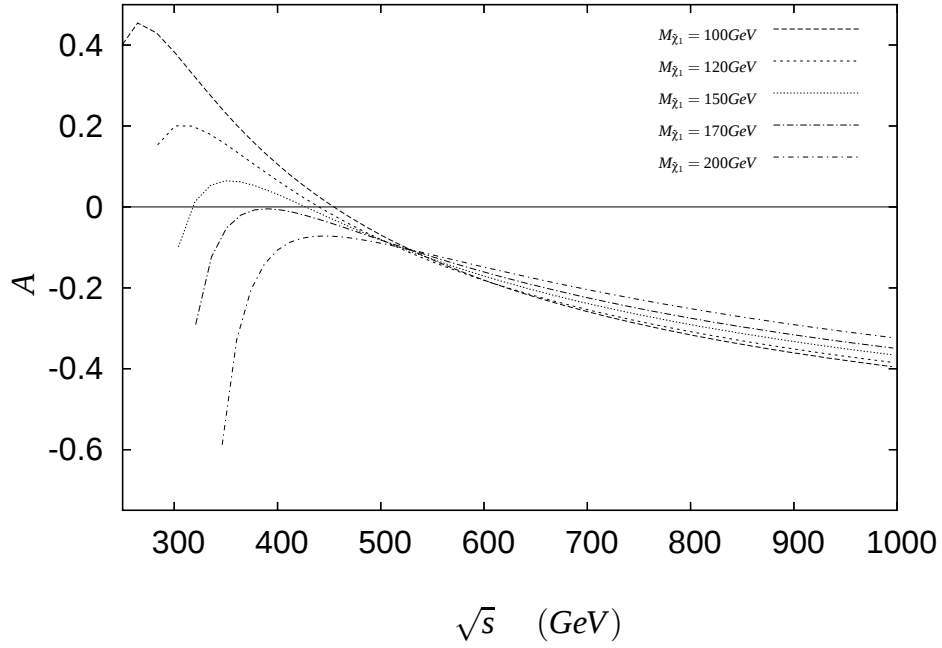


Şekil 6.5 $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında sabit enerjilerde $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ polarizasyonu ve polarizasyonsuz hal için tesir kesitinin $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ ile değişimi

enerjilerde ($\lambda = +1$) polarizasyonuna sahip tesir kesiti $\lambda = -1$ durumunda çıkan charginoların tesir kesitinin üstünde değer alırken $\sqrt{s} = 450 \text{ GeV}$ civarında bu durum değişerek $\lambda = -1$ değerine karşılık gelen tesir kesiti $\lambda = -1$ durumundan daha büyük değere ulaşır.

$m_{\tilde{\chi}_1^-} \sim 170 \text{ GeV}$ değeri bahsi geçen küçük kütle bölgesi ile büyük kütle bölgesi olarak adlandırılabilen $m_{\tilde{\chi}_1^-} > 170 \text{ GeV}$ bölgesini kesin bir çizgi ile ayırır. $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 170 \text{ GeV}$ değerinden itibaren $\lambda = -1$ polarizasyonuna karşılık gelen tesir kesiti tüm izinli enerji aralığında $\lambda = +1$ polarizasyonu ile gözlenen tesir kesitlerinin üzerinde değerlere sahiptir. $\lambda = +1$ polarizasyonlu tesir kesiti değerleri tüm enerji bölgesinde aynı sıra ile aşağıda kalır. Bu durum $m_{\tilde{\chi}_1^-} > 170 \text{ GeV}$ bölgesinde geçerlidir ve $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 300, 400 \text{ GeV}$ değerleri için tesir kesitleri Şekil 6.4'de son iki grafik ile gösterilmiştir.

Şekil 6.5 $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ için sabit enerjilerde tesir kesitlerinin chargino kütlelerine bağımlılığını göstermektedir. Bu şekillerde yukarıdaki tartışmayı destekler şekilde düşük enerjilerde $\sqrt{s} = 400, 450 \text{ GeV}$ $\lambda = +1$ polarizasyonu chargino kütlelerinin 170 GeV değerine kadar $\lambda = -1$ için hesaplanan tesir kesitinden daha büyük kalmakta $\sqrt{s} = 450 - 500 \text{ GeV}$ enerji aralığında her iki polarizasyon ve polarize olmamış durum aynı eğrelere yakın-



Şekil 6.6 $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ polarizasyonuna göre elde edilen asimetrinin enerjiye göre değişimi, $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 100, 125, 150, 170, 200$ GeV

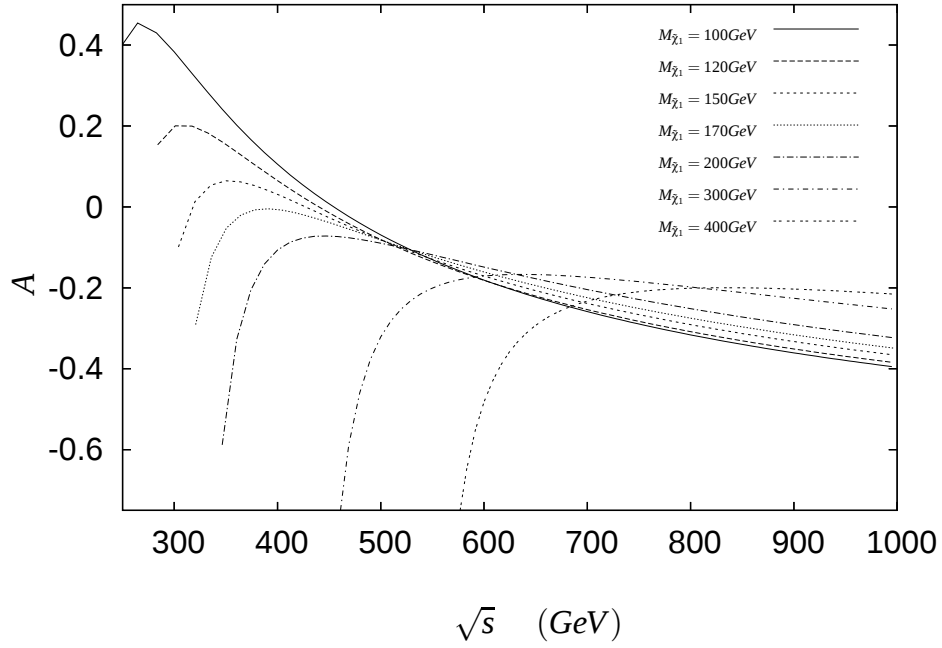
samakta ve enerjinin 450 GeV'den daha büyük olduğu değerlerde çıkan charginonun $\lambda = -1$ polarizasyonu tercih ettiği gözlenmektedir.. Bu tartışmayı asimetrilerin incelenmesi yolu ile de yapmak mümkündür.

Çıkan charginolardan $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ polarize olmuş durumlara karşılık gelen tesir kesitlerinden hesaplanan asimetri ;

$$A = \frac{\sigma(s, m_{\tilde{\chi}}, m_{\tilde{\nu}}, \lambda = +1) - \sigma(s, m_{\tilde{\chi}}, m_{\tilde{\nu}}, \lambda = -1)}{\sigma(s, m_{\tilde{\chi}}, m_{\tilde{\nu}}, \lambda = +1) + \sigma(s, m_{\tilde{\chi}}, m_{\tilde{\nu}}, \lambda = -1)} \quad (6.13)$$

formunda tanımlanabilir.

Şekil 6.6'da düşük kütle olarak adlandırılan $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 100, 120, 150$ GeV için hesaplanan asimetriler pozitif değerden başlar ve bir pik yaparak $\sqrt{s} \sim 450$ GeV civarında negatif değerlere düşerler. Bu durum başlangıçta $\lambda = +1$ polarizasyonuna karşılık gelen tesir kesiti $\lambda = -1$ polarizasyonuna karşılık gelen tesir kesitinden daha büyükken bahsedilen

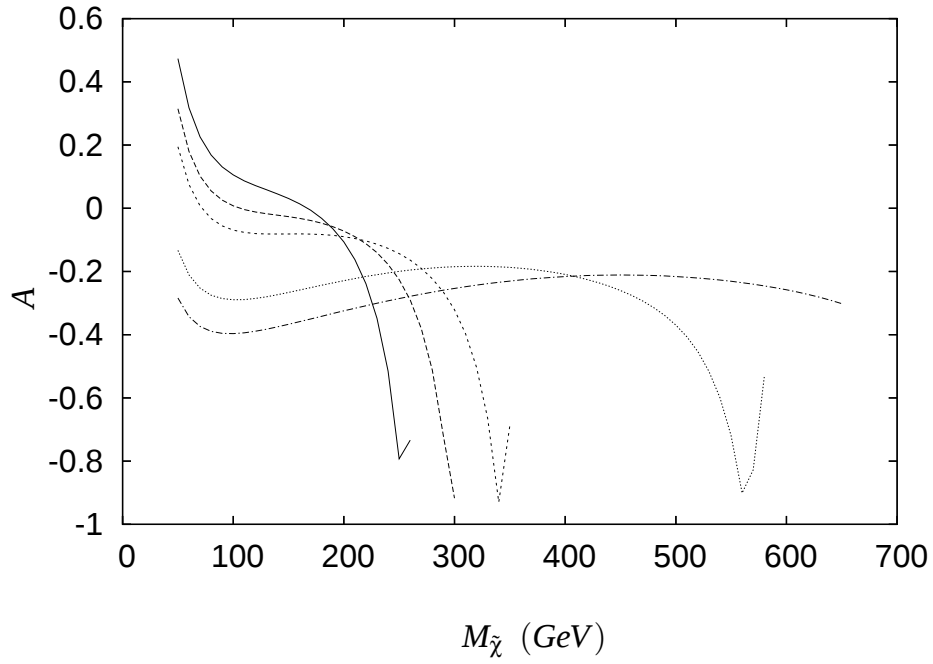


Şekil 6.7 $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında asimetrinin geniş $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ aralığında enerjiye göre değişimi,
 $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 100, 125, 150, 170, 200, 300, 400$ GeV

enerji değerinde ters durumun ortaya çıkmasının sonucudur.

$m_{\tilde{\chi}_1^-} \sim 170 \text{ GeV}$ özel bir durumdur. Bu değerde asimetri eğrisi, bir noktada $A = 0$ değerine teğet olması haricinde tüm değerleri negatiftir. Daha büyük kütle değerlerinde asimetri daima $\lambda = -1$ polarizasyonuna karşılık gelen tesir kesitinin daha büyük değere sahip olduğunun ifadesi olarak negatif değerlerde kalır. Şekil 6.7 geniş bir kütle aralığında asimetrinin davranışını göstermektedir. Enerjinin chargino-nötralino parçacıklarının yaratılmasına ancak yetecek değerlerinde üretilen charginoların bir polarizasyonu en çok tercih ettikleri durumlardır ($m_{\tilde{\chi}_1^-} < 170 \text{ GeV}$ için $\lambda = +1$ ve $m_{\tilde{\chi}_1^-} > 170 \text{ GeV}$ için $\lambda = -1$). Bu durum, chargino üretiminin ayırıcı özelliği olarak ortaya çıkmaktadır.

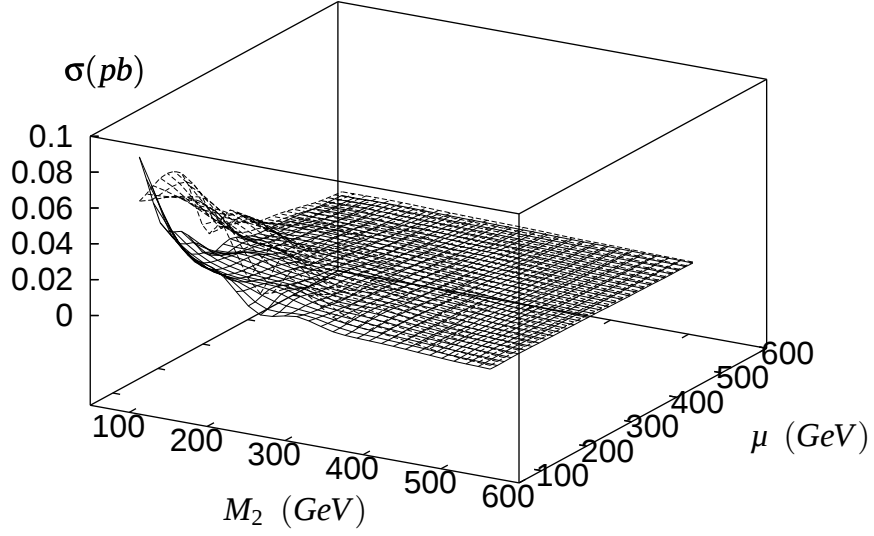
Şekil 6.8'de $e^- \gamma$ çarpıştırıcılarında tesir kesitinin $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ ile değişimi sunulmuştur. Şekilde görüldüğü gibi düşük enerjilerde $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ 'nin daha küçük değerleri görece olarak daha büyük tesir kesitine neden olurken yüksek kütle değerlerinde beklendiği gibi çok hızlı azalır. Polarize durumda aynı davranış gözlenmesine karşın $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ durumlarına karşılık gelen tesir kesitleri enerji değerlerine bağlı olarak farklı davranış gösterirler.



Şekil 6.8 $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında sabit enerjilerde asimetrisinin $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ 'ye göre değişimi,
 $\sqrt{s} = 400, 450, 500, 750, 1000$ GeV

Şekil 6.5 $e^- \gamma$ çarpıştırıcılarında sabit kütle merkezi enerjilerinde $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ polarizasyonları için tesir kesitlerinin $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ ile değişimi verilmektedir. Şekillerde görüleceği gibi düşük enerji $\sqrt{s} \sim 400, 450 \text{ GeV}$ değerlerinde $\lambda = +1$ durumuna karşılık gelen tesir kesiti $\lambda = -1$ durumuna karşılık gelen tesir kesitinden daha büyüktür. Daha yüksek enerjilere gidildiğinde $\sqrt{s} \sim 500 \text{ GeV}$ farklı polarizasyon durumları aynı eğri üzerinde birleştikten sonra daha yüksek enerjilerde $\sqrt{s} > 500 \text{ GeV}$ durum tersine dönerek $\lambda = -1$ polarizasyonuna karşılık gelen tesir kesiti $\lambda = +1$ durumuna karşılık gelen tesir kesitinin üzerine çıkar. Eşitlik (6.13) ile verilen asimetri ifadesi $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ 'ye göre çizildiğinde (Şekil 6.8) çok yüksek enerjilerde $\sqrt{s} \sim 1 \text{ TeV}$ tüm $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ değerleri için sabit bir değere sahip olan asimetri düşük enerjilerde kütleye duyarlı olarak pozitif değerlerden negatif değerlere hızlı bir değişim gösterir.

Şekil 6.9'da yukarıda bahsi geçen iki farklı polarizasyon durumuna karşı gelen tesir kesitlerinin süpersimetri parametrelerine bağımlılığı gösterilmiştir. Sabit kütle merkezi enerjisi, $\sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$ ve $\tan \beta = 5$ değerlerinde SUSY parametreleri M_2 ve μ 'nun küçük değer-



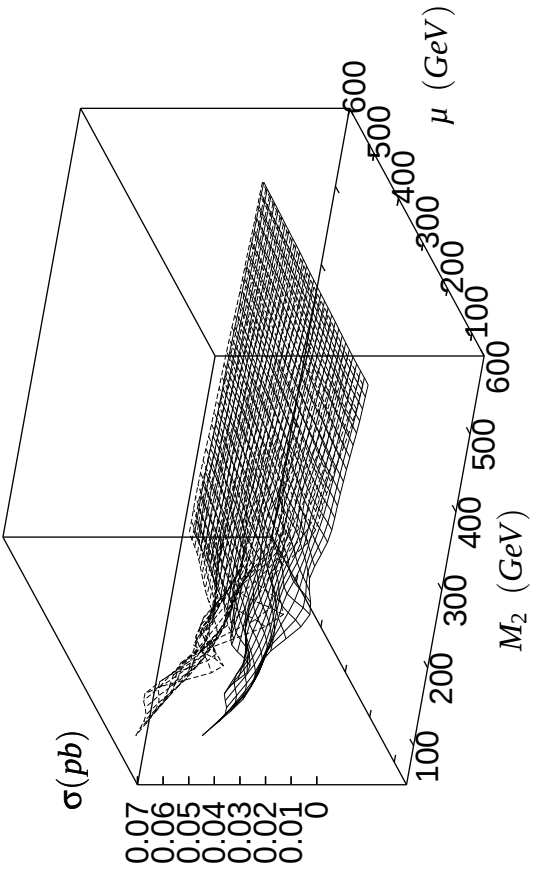
Şekil 6.9 $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında tesir kesitinin M_2 ve μ ile değişimi, yukarıdan aşağıya spin polarizasyonu $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$, $\tan \beta = 5$, $m_{\tilde{\nu}_L} = 100 \text{ GeV}$

lerinde farklı polarizasyonlara karşı gelen tesir kesitleri arasında belirgin bir farklılaşma gözlenirken, artan susy parametre değerleri için tesir kesitleri arasında farklılık ortadan kalkar. Bu grafiğin çiziminde $\tilde{\nu}$ kütlesi 100 GeV , $\tilde{\chi}_1^-$ kütlesi ise değişen herbir M_2 ve μ değerleri için (Eşitlik 5.9) ifadesi kullanılarak elde edilmiştir.

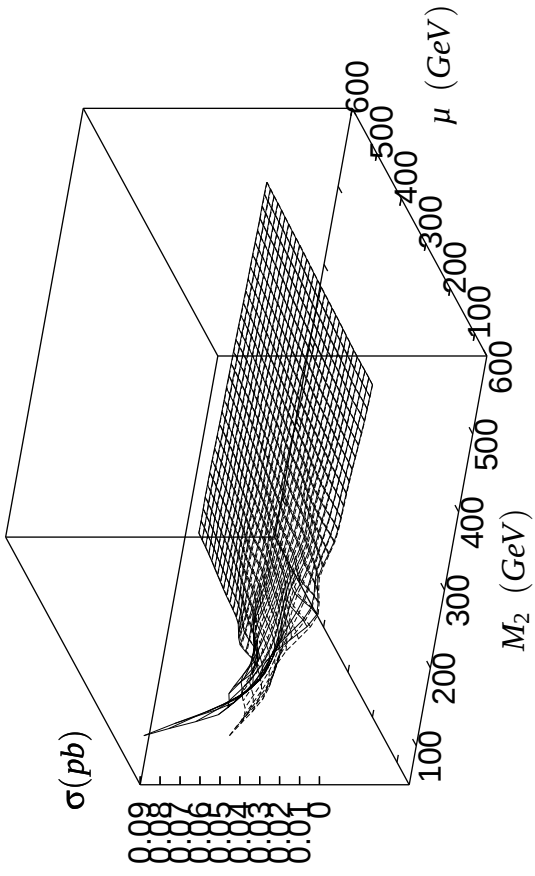
Şekil 6.10 SUSY parametrelerinden $\tan \beta$ 'ya tesir kesitlerinin duyarlılığını göstermek için sunulmuştur. Bir önceki şekil ile tek fark Şekil 6.9'da $\tan \beta$ 'nın değerinin 50 alınmasıdır. Görüleceği gibi tesir kesitlerinin $\tan \beta$ 'ya bağımlılığı sadece SUSY parametre uzayının M_2 ve μ 'nun küçük değerlerinde mevcuttur. M_2 ve μ 'nun büyük değerlerinde ($M_2, \mu > 200$) tesir kesitleri polarizasyondan bağımsız olarak aynı değere yakınsamaktadır.

Tesir kesitlerinin $\tan \beta$ 'ya bağımlılığını gösterebilmek için Şekil 6.11'de spin polarizasyonu $\lambda = +1$ değerine karşılık gelen tesir kesiti, $\tan \beta$ 'nın küçük (5) ve büyük (50) değerleri için Şekil 6.11'de üst üste çizilmiştir.

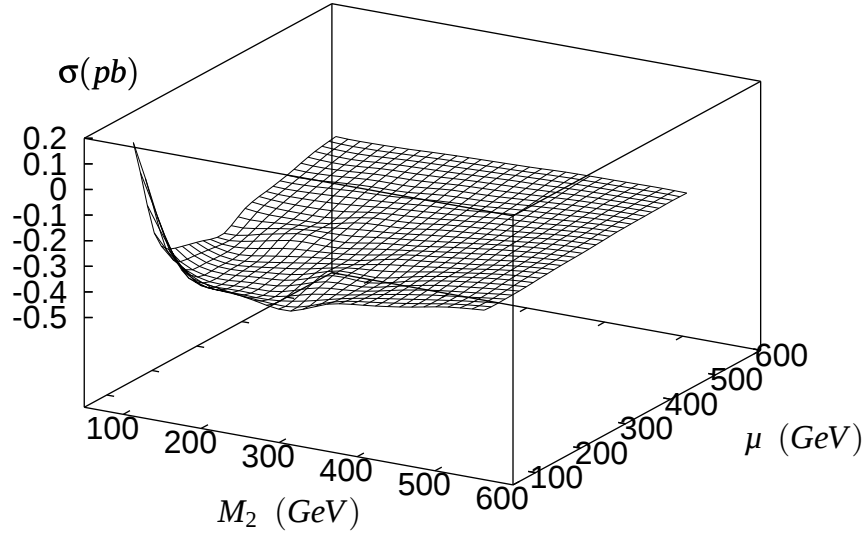
Son şekil, Şekil 6.12 ise yukarıdaki grafiklerden elde edilen asimetrinin yine üç boyutlu



Şekil 6.10 $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında tesir kesitinin M_2 ve μ ile değişimi, spin polarizasyonu $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$, $\tan\beta = 50$, $m_{\tilde{\nu}_L} = 100\text{GeV}$



Şekil 6.11 $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında $\tan\beta = 50$ için tesir kesitinin M_2 ve μ ile değişimi, $m_{\tilde{\nu}_L} = 100\text{GeV}$, $\lambda = +1$



Şekil 6.12 $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında spin polarizasyonu $\lambda = +1$ ve $\lambda = -1$ için asimetrinin (A) M_2 ve μ ile değişimi, $\tan\beta = 5$, $m_{\tilde{\nu}_L} = 100\text{GeV}$

olarak M_2 ve μ ile değişimini göstermektedir. Bu şekilde parametre değerlerinin küçük olduğu bölgeden parametre değerlerinin büyük olduğu bölgeye geçilirken asimetrinde $+0.2$ den -0.5 'e kadar değişim gösterir. M_2 ve μ 'nun büyük değerlerinde ($M_2, \mu > 200$) ise limit bir değere yakınsamaktadır.

6.3 $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_{1,2}^-\tilde{\chi}_{1,2}^-$ Süreci

Charginolar e^+e^- çarpıştırıcısında çiftler halinde üretilirler.

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-, \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_2^-, \tilde{\chi}_2^+\tilde{\chi}_1^-, \tilde{\chi}_2^+\tilde{\chi}_2^-$$

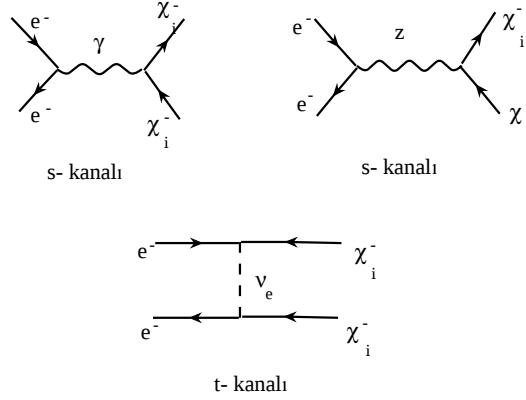
e^+e^- çarpıştırıcılarında chargino üretiminde charginoların tüm, $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-, \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_2^-, \tilde{\chi}_2^+\tilde{\chi}_1^-, \tilde{\chi}_2^+\tilde{\chi}_2^-$ kombinasyonları olasıdır. İkinci chargino kütlesi, $m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$, ilkin, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, oranla daha büyük olduğundan e^+e^- çarpıştırıcısında en olası süreç düşük kütleli chargino çiftinin, $\tilde{\chi}_1\tilde{\chi}_1$, üretilmesidir.

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$$

Süpersimetrik kuramlarda en hafif süpersimetrik parçacığın, (LSP), yüksüz olması ve madde ile zayıf etkileşmeye giriyor olması $\tilde{\chi}_1^\pm$ parçacığının LEP2 veya e^+e^- lineer çarpıştırıcılarında elde edilebilecek en olası parçacıklar olması beklentisini doğurur. Bu incelemelerde charginoların beklenen kütle aralıklarında ve beklenen kuantum numaraları ile gözlenmesi süpersimetrik kuramların test edilmesinde önemli bir rol oynayacaktır. Literatürde polarize e^+e^- demetleri ile yapılan çalışmalar mevcuttur (Choi *et al.* 1999, Choi *et al.* 2000, Choi *et al.* 2000).

e^+e^- çarpıştırıcılarında chargino çiftleri üretimi s kanalında γ ve Z değişimi ve t kanalında $\tilde{\nu}$ değişimi aracılığıyla gerçekleşmektedir. Bu kanallar için genlikler aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned} M_a &= \frac{-e^2}{\hat{s}} \bar{u}(k') \gamma_\mu \bar{v}(p') \gamma_\mu u(k) \\ M_b &= \frac{-e^2}{4c_w^2 s_w (\hat{s} - M_Z^2)} \bar{u}(k') \gamma_\mu (O'^L P_L + O'^R P_R) v(p') \\ &\quad \bar{v}(p) \gamma_\mu (P_L - 2S_w^2) u(k) \\ M_c &= \frac{-e^2}{\hat{t} - m_{\tilde{\nu}}^2} \frac{1}{2} V_{11}^2 \bar{u}(k') \gamma_\mu P_R \bar{v}(p') v(p) \gamma_\mu P_L u(k) \end{aligned} \quad (6.14)$$



Şekil 6.13 e^+e^- çarpıştırıcısında $\tilde{\chi}_1^-\tilde{\chi}_1^+$ üretimi diagramları

Burada p, p' v k, k' gelen elektron,pozitron, ve çıkan charginoların momentumlarını, $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)$ projeksiyon operatörlerini, V_{11} chargino kütle matrisini köşegenleştirilmesinde kullanılan 2×2 üniter matrislerin elamanını ifade etmektedir.

Bu sürecin Feynman diyagramları Şekil 6.13'de gösterilmektedir.

$e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ sürecinin köşe faktörleri,

$$\mathcal{L}_{Z^0\tilde{\chi}\tilde{\chi}} = (g/\cos\theta_W)Z_\mu[\tilde{\chi}^-\gamma_\mu(O'_{ij}{}^LP_L + O'_{ij}{}^RP_R)\tilde{\chi}_j^+ \quad (6.15)$$

$$+ \frac{1}{2}\tilde{\chi}_i^0\gamma_\mu(O''_{ij}{}^LP_L + O''_{ij}{}^RP_R)\tilde{\chi}_j^0] \quad (6.16)$$

$$\mathcal{L}_{\gamma\tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-} = -eA_\mu\tilde{\chi}_i^+\gamma_\mu\tilde{\chi}_i^- \quad (6.17)$$

formunda verilen lagranjiyen ifadelerinden elde edilir. Buradan $Z^0\tilde{\chi}_j^+\tilde{\chi}_i^-$ köşe faktörü Eşitlik (6.15) den

$$\frac{ig}{2\cos\theta_W}\gamma_\mu[O'_{ij}{}^L(1-\gamma_5) + O'_{ij}{}^R(1+\gamma_5)] \quad (6.18)$$

ve Eşitlik (6.17)'den $\gamma \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_i^-$ köşe faktörü

$$-ie\gamma^\mu \quad (6.19)$$

olarak elde edilir. Burada,

$$\begin{aligned} O'_{ij}{}^L &= -V_{i1}V_{j1}^* - \frac{1}{2}V_{i2}V_{j2}^* + \delta_{ij}\sin^2\theta_W \\ O'_{ij}{}^R &= -U_{i1}U_{j1}^* - \frac{1}{2}U_{i2}U_{j2}^* + \delta_{ij}\sin^2\theta_W \end{aligned} \quad (6.20)$$

formunda olup, $U_{i,j}$ ve $V_{i,j}$ Bölüm 5. çerçevesinde verilen chargino kütle matrisinin köşegenleştirilmesinde kullanılan 2 matrisleridir Eşitlik (5.3) ve Eşitlik (5.4).

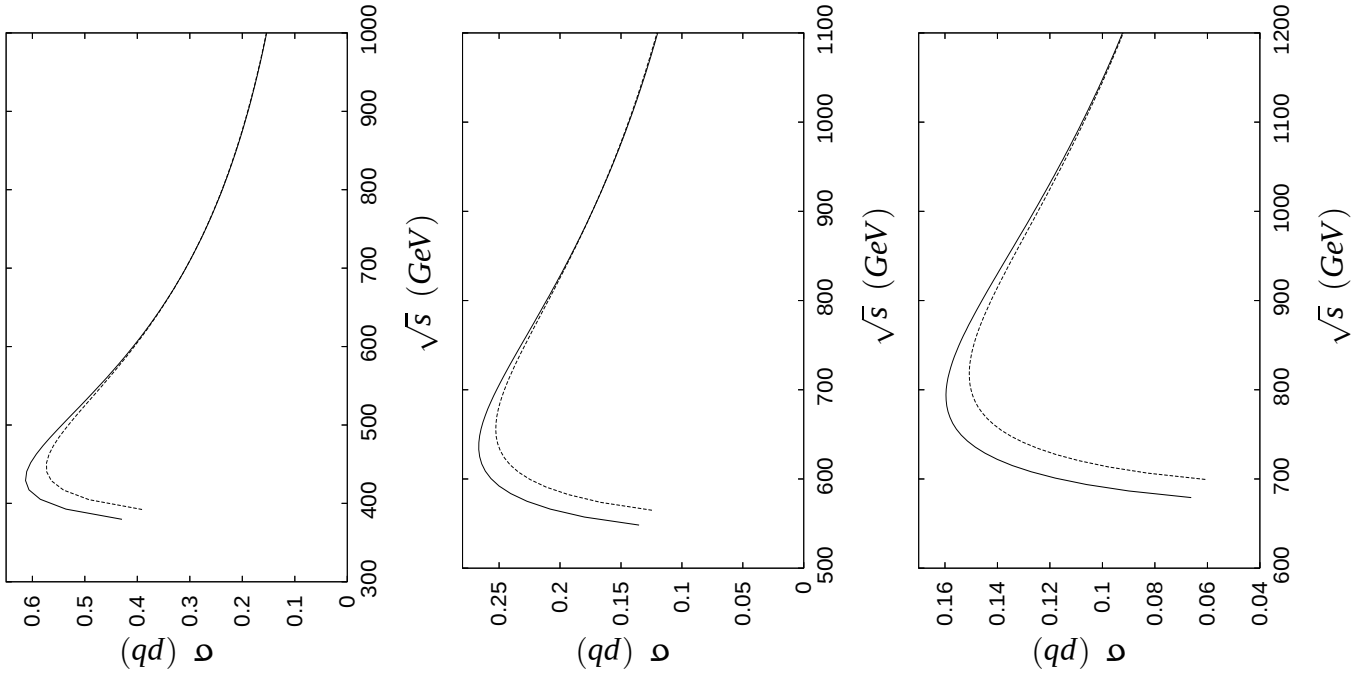
Eğer helisite bazında polarizasyonlar düşünülürse elektron ve pozitronun helisiteleri daima birbirlerine terstir. Buna karşın $\tilde{\chi}_1^+$ ve $\tilde{\chi}_1^-$ charginoların yüksek kütlelerinden dolayı helisiteleri genel olarak birbirleri ile ilişkili değildir. Hesaplamalarda $\tilde{\chi}_1^-$ polarizasyonu bir önceki bölümde anlatılan polarizasyon yöntemine benzer şekilde, charginonun durgun olduğu gözlem çerçevesinde elektronun momentumu yönünde seçilen spin vektörü tanımlanması yolu ile yapılmaktadır Eşitlikler (6.3), (6.6) ve (6.7).

e^-e^+ hesaplarında süpersimetri parametre uzayında M_2 , μ ve $\tan\beta$ değerleri değiştirilerek karşı gelen chargino kütleleri kullanılmıştır. Hesaplarda $\tan\beta$ 'nın etkisini anlamak için düşük (5) ve yüksek (50) $\tan\beta$ değerleri için elde edilen kütleyle göre hesaplar yapılmıştır. Bölüm 5. de tartışıldığı gibi aynı M_2 ve μ değerleri için farklı $\tan\beta$ değerleri farklı olmakla birlikte birbirine yakın $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ değerleri verecektir. Elde edilen sonuçlar üretim sürecinin çok fazla $\tan\beta$ bağımlılığı olmadığını göstermiştir.

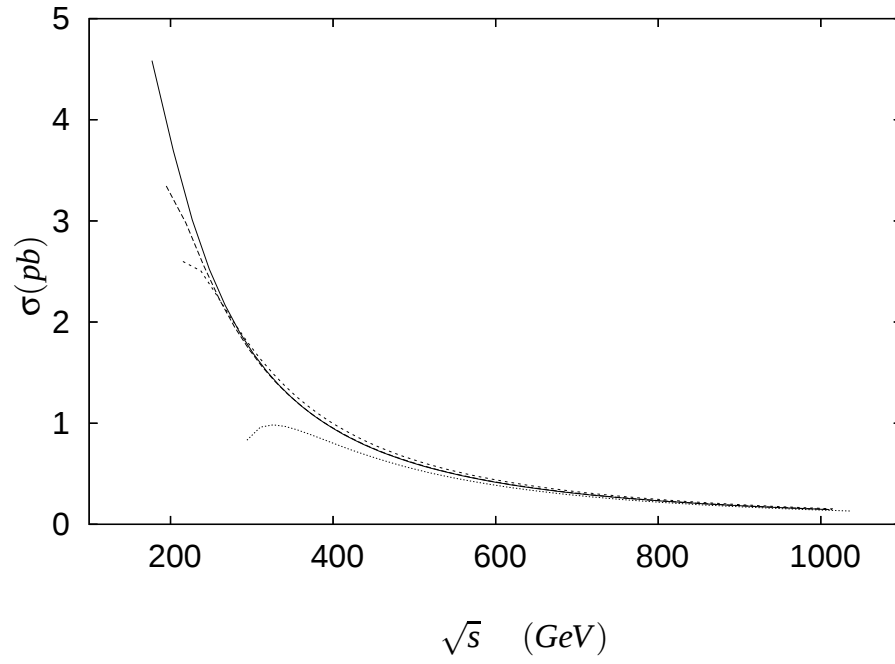
Charginonun momentumunun elektronun momentumuna paralel $\lambda = +1$ ve anti-paralel $\lambda = -1$ olduğu durumlar bu süreçte çok düşük, $\sim 10^{-3}$, bir asimetri doğurmaktadır.

Şekil 6.14'de e^+e^- çarpıştırıcısında chargino çiftinin üretiminin SUSY parametrelerine bağımlılığı gösterilmiştir. Her grafik iki farklı, $\tan\beta$ ($= 5$ ve 50) değerinde elde edilen tesir kesitlerini göstermektedir. Şekillerde alttaki $\tan\beta = 50$ için elde edilen büyük $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ 'ye karşılık gelen, üstteki ise $\tan\beta = 5$ için düşük $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ 'ye karşılık gelen eğrilerdir. İlk grafikte yukarıdan aşağı doğru, SUSY parametre değerleri ve chargino kütleleri $M_2 = 400\text{GeV}, \mu = 200\text{GeV}, \tan\beta = 5$ için $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 183\text{GeV}$, $M_2 = 400\text{GeV}, \mu = 200\text{GeV}, \tan\beta = 50$ için $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 189\text{GeV}$, ikinci grafikte $M_2 = 400\text{GeV}, \mu = 300\text{GeV}, \tan\beta = 5$ için $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 269\text{GeV}$, $M_2 = 400\text{GeV}, \mu = 200\text{GeV}, \tan\beta = 50$ için $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 278\text{GeV}$ ve son grafikte $M_2 = 400\text{GeV}, \mu = 400\text{GeV}, \tan\beta = 5$ için $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 335\text{GeV}$ ve $M_2 = 400\text{GeV}, \mu = 400\text{GeV}, \tan\beta = 50$ için $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 346\text{GeV}$, hesaplanmıştır.

Düşük parametre değerlerinde daha hafif chargino kütlesi elde edilmesinden dolayı tesir kesitinde hissedilebilir bir artış gözlenmektedir. Yüksek enerjilere çıkıldığında tüm grafiklerde ortak olarak $\tan\beta$ bağımlılığı yok olmaktadır.

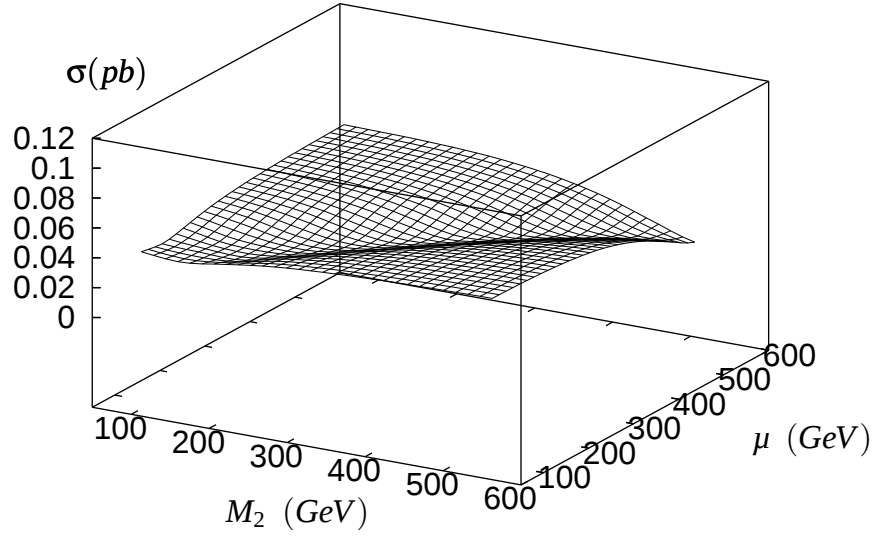


Şekil 6.14 e^+e^- çarpıştırıcısında tesir kesitinin iki farklı $\tan\beta$ değeri için enerjisi ile değişimi,
 $\lambda = +1$



Şekil 6.15 e^-e^+ çarpıştırıcısında farklı $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ değerleri için tesir kesitinin enerji ile değişimi, $\lambda = +1$,yukarıdan aşağıya sırasıyla $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 73, 83, 95, 138 \text{ GeV}$

Şekil 6.15 farklı $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ değerlerindeki tesir kesitinin davranışını göstermektedir. e^-e^+ çarpıştırıcısında seçilen polarizasyon durumları fark göstermediği için grafiklerde sadece $\lambda = +1$ durumu çizilmiştir.

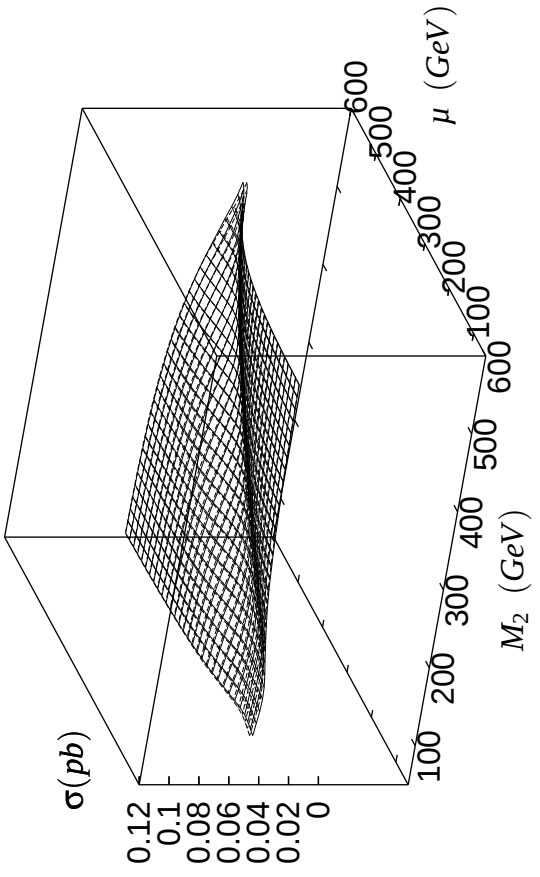


Şekil 6.16 e^-e^+ çarpıştırıcısında spin polarizasyonu $\lambda = +1$ için tesir kesitinin M_2 ve μ ile değişimi, $\tan\beta = 5, \sqrt{s} = 1TeV$

Son iki şekil SUSY parametrelerine bağımlı 3 boyutlu değişimleri göstermektedir. Şekil 6.16 ve Şekil 6.17 de $\tan\beta = 5$ ve $\tan\beta = 50$ için M_2 ve μ ya bağlı değişimler görülmektedir.

Eşitlik (5.9) ile verilen chargino kütlelerinin M_2 ve μ 'ya göre simetrik olması Şekil 6.16 ve Şekil 6.17'de tesir kesitinin SUSY parametrelerine bağımlılığının simetrik bir görünümde olmasını sağlamaktadır. M_2 ve μ 'nun eşit olduğu değerlerin en büyük chargino kütlelerine karşılık gelmesi tesir kesitinin iki parametrenin eşit olduğu bölgede daha düşük olmaya zorlamıştır.

Takip eden bölümde tez çalışmasında yapılan çalışmalar kısaca özetlenerek tezin temel bulguları anlatılacaktır.



Şekil 6.17 e^-e^+ çarpıştırıcısında spin polarizasyonu $\lambda = +1$ için tesir kesitinin M_2 ve μ ile değişimi, $\tan\beta = 5, 50, \sqrt{s} = 1\text{TeV}$

7. TARTIŞMA VE SONUÇ

Standart Model yüksüz zayıf akımlar, gluonlar ve zayıf ayar bozonları, $W^\pm$ ve Z^0 'ın deneysel olarak gözlenmesi ile günümüzde parçacık fiziğinin en temel modeli olmuştur. Modelin günümüz laboratuvar koşullarında ulaşılabilen enerjilere kadar göstermiş olduğu başarısına rağmen bazı kavramsal sorular Standart Model çerçevesinde cevaplandırılmaz. Bu kavramsal güçlükleri çözme yönünde pekçok yeni model ortaya atılmış olmasına karşın bütün bu modeller fenomenolojik başarısından dolayı Standart Modeli düşük enerji etkin kuram olarak içlerinde barındırmaktadır. Son yıllarda Standart Modelin geçerli olmadığı ve “Yeni Fizik” veya “Standart Model Ötesi Fizik” olarak adlandırılan yüksek enerjilere gidildiğinde karşılaşılabilecek problemleri çözmek için öneriler ve yeni modeller ortaya atılmaktadır. Tez çerçevesinde bu modeller arasında en iyi yüksek enerji davranışı gösteren Minimal Süpersimetrik Standart Model incelenmiştir.

Süpersimetri, tüm alanlar için spini 1/2 kadar farklı süper eş öngörüsü, ayar ve Higgs bozonlarının fermiyonik eşleri olması zorunluluğunu getirir. Standart Modelin süpersimetrik genişletilmesinde Higgs ve ayar bozonlarının fermiyonik eşleri kütle özfonksiyonu olmamalarından dolayı bunların karışımı olan charginolar $\tilde{\chi}_1^\pm$ ve $\tilde{\chi}_2^\pm$ yüklü Higgs bozonları (H_1^+, H_2^-) ve yüklü ayar bozonlarının, $W^\pm$, süpereşlerinin kütle öz durumları olarak ortaya çıkar. Aynı şekilde yüksüz Higgs bozonları (H_1^0, H_2^0) ve yüksüz ayar bozonlarının (γ, Z) süpereşlerinin fermiyonik kütle öz durumları da nötralinolardır $\tilde{\chi}_{1,4}^0$.

Standart Modelin kavramsal olarak en zayıf yönlerinden biri olarak gösterilen çok sayıda serbest parametreye sahip olması süpersimetrik kuramlarda parametre sayısının 100 mertebesine çıkması ancak yüksek enerjilerde, (M_{GUT}, M_{Planck}), skaler bozon vektör bozon ve benzeri kütlelerin tek bir değere yakınsayacağı beklentisi SUSY parametre uzayının sınırlanmasına olanak verir. Bu durumda parametre uzayının daralması süpersimetrik kuramların büyük birleştirme kuramları gibi yüksek enerjilerde fiziği tanımlayan kuramlarla karşılaştırılabilmesine olanak verir. Chargino bu anlamda özel bir yere sahiptir. Chargino etkileşmelerinin üç SUSY parametresi ile tanımlanabilmesi ve en düşük kütleli charginoların LHC veya Fermi Laboratuvarında (Tevatronda) ilk gözlenebilecek parçacıklardan ol-

ması charginoları özel bir yere koyar.

Tez çerçevesinde en düşük kütleli chargino parçacığının $\tilde{\chi}_1^\pm$ iki farklı çarpıştırıcıda üretimi incelenmiştir. Bunlardan ilki $e^- \gamma$ çarpıştırıcısında chargino ve snötrino üretimi, diğeri ise $e^- e^+$ çarpıştırıcısında chargino çiftlerinin üretilmesidir. Literatürde her iki süreçte ait çalışmalar mevcuttur. Literatürde polarize olmamış e ve γ , polarize olmuş e ve γ çarpışmaları sonucunda chargino üretimi incelendiği gibi, $e^- e^+$ çarpıştırıcılarında polarize ve polarize olmayan demetlerle chargino üretimi hesapları yapılarak toplam tesir kesitleri hesaplanmıştır. Bu çalışmalarda özellikle $e^- e^+$ çarpıştırıcısında polarize genliklerin oranlarından SUSY parametrelerinin genlikler cinsinden tayini yoluna gidilmiştir.

$e^- \gamma$ çarpışmalarında tesir kesiti hesaplarında charginoların polarizasyonlarının chargino-nun durgun olduğu gözlem çerçevesinde elektronun momentum vektörü yönünde seçilmesinin etkileri incelenmiştir. Chargino kütlelerinin düşük olması halinde toplam enerjinin küçük olduğu durumlarda $\sqrt{s} \sim 500 GeV$ charginolar pozitif polarizasyonu tercih etmektedir. Bu durum enerji arttıkça negatif polarizasyon bölgesine kaymaktadır. Chargino kütlelerinin $170 GeV$ 'nin üzerinde olması durumunda ise düşük enerjilerde büyük ölçüde $\lambda = -1$ polarizasyonuna sahip charginolar üretilmektedir. Charginolar yüksek momentumla üretildikleri takdirde asimetri bir limit değere yakınsar gibi görülmektedir.

Etkileşme sonucunda sistemin toplam enerjisinin bir chargino ve bir snötrinoyu yaratabilecek olması durumunda düşük chargino kütlesi için $m_{\tilde{\chi}_1^-} \sim 170 GeV$ olması durumunda baskın polarizasyonun pozitif, $m_{\tilde{\chi}_1^-} > 170 GeV$ olması durumunda ise negatif polarizasyonun baskın olarak gözlenmesi bu süreç çerçevesinde üretilebilecek ağır ve hafif kütleli charginolar arasında bir seçici özellik olarak görülebilir.

$e^- e^+$ çarpıştırıcısında chargino çifti üretimi süreçleri aynı polarizasyon yöntemleri kullanılarak hesaplanmıştır. $e^- e^+$ çarpıştırıcısında seçilen polarizasyon doğrultusunda charginoların polarizasyona bağlı bir seçicilik gözlenmemiştir.

KAYNAKLAR

- Abers, E.S., Lee, B.W. 1973. Gauge Theories. Phys. Rep. 9C, 1-141
- Accomando E. and ECFA/DESY LC Physics Working Group Collaboration,
Physics with e^+e^- linear colliders, Phys.Rept. 299, 1-78
- Barger, V., Berger, M.S., Philips, R.J.N. and Wöhrmann, T. 1996. Renormalization group
evolution of R-parity-violating Yukawa couplings. Phys. Rev. D53, 6407-6415
- Barger, V., Han, T. and Kelly, J. 1998. Sparticle production in electron-photon
collision. Physics Letters B419, 233-242
- Branson, J.C., ATLAS and CMS Collaborations, 2002. High Transverse momentum
physics at the large hadron collider. EPJdirect CN1, 1-61
- Cabibbo, N. 1963. Unitary Symmetry and Leponic Decays. Phys. Rev.Lett. 10, 531-533
- Choi, S.Y., Djouadi, A., Kalinowski, J. and Zerwas, P. M. 1999. Chargino Poduction in
 e^+e^- Collision. Eur. Phys. J. C, 123-134
- Choi,S.Y., Guchait, M., Kalinowski, J. and Zerwas, P. M. 2000. Chargino Pair Production
at e^+e^- Colliders with Polarized Beams. Phys. Lett. B479, 235-244
- Choi, S.Y.,Djouadi, A., Guchait, M., Kalinowski, J., Song, H. S. and Zerwas, P. M. 2000.
Reconstructing the chargino System at e^+e^- Colliders. Eur. Phys. J. C14, 55-548
- Coleman, S. and Mandula, J. 1967. All Possible Symmetries of the S Matrix.
Phys. Rev. 159, 1251-1256
- dE Boer, W. Herold, M., Sander, C. and Zhukov, V. 2003. Indirect Evidence for the
Supersymmetric Nature of Dark Matter from the Cmbined Data on Galactic
Positrons, Antiprotons and Gamma Rays. hep-ph/0309029
- Dine, M. and Nelson, A.E. 1993. Dynamical supersymmetry breaking at low energies.
Phys. Rev. D48, 1277-1287
- Dreiner, H. and Ross, G.G. 1991. R-parity violation at hadron colliders.
Nucl. Phys. B365, 597-613
- Englert, F., and Brout, R. 1964. Broken Symmetry and the Mass of gauge Vector Mesons.
Phys. Rev. Lett. 13, 321-323
- Fayet,P. 1975. Supergauge invariant extension of the Higgs mecanism and a model for
the electron and its neutrino. Nucl.Phys. B90, 104-124

- Ferrara, S., Wess, J. and Zumino, B. 1974. Supergauge multiplets and superfields.
Phys. Lett. B51, 239-241
- Ferrara, S. Iliopoulos, J. and Zumino, B. 1974. Supergauge invariance and the
Gell-mann-Low eigenvalue. Nucl. Phys. B77, 413-419
- Gell-mann, M. 1964. A schematic model of baryons and mesons. Phys. Lett. 8, 214-215
- Glashow, S., Iliopoulos, J. and Maiani, L. 1970. Weak Interactions with
Lepton-Hadron Symmetry. Phys. Rev. D2, 1285-1292
- Giacomelli, A. 2004. Lecture at the VII School on Non-Accelerator Astroparticle Physics,
Trieste, Italy
- Ginzburg, I.F. 1983. Colliding ge and gg beams based on the single-pass $e^\pm$ colliders
(VLEPP Type) Nucl. Instrum. and Meth 205, 47-68
- Ginzburg, I.F. 1984. Colliding γe and $\gamma\gamma$ beams based on the
single-pass e^+e^- accelerators II. Polarization effects, monochromatization
improvement. Nucl. Instrum. and Meth 219 ;5-24
- Gol'fand, Y.A. and Likhtman. E.P., 1971. Extension of the Algebra of Poincare Group
Generators and Violation of P Invariance. JETP Lett. 13, 452-459
- Greenberg, O.W. 1964. Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark model of
Baryons and Mesons. Phys. Rev. Lett. 13, 598-602
- Haber, H.E. and Kane, G.L. 1985. The Search for Supersymmetry: Probing Physics
Beyond The Standard Model. Physics Reports. 117, 75-263
- Hall, L., Lykken, J. and Weinberg, S. 1983. Supergravity as the messenger of supersymmetry
breaking. Phys. Rev. D27, 2359-2378
- Hasert, F.J., Faissner, H., Krenz, W., In Collaboration, 1973. Search for Elastic Muon-Neutrino
Electron Scattering. Phys. Lett. B46, 121-124
- Hesselbach, S. and Fraas, H. 1997. Chargino-Sneutrino Production in Electron-Photon
Collisions. Phys. Rev. D55, 1343-1352
- Higgs, P.W. 1964. Broken symmetries, massless particles and gauge fields.
Physics Letters. 12, 132-133
- Kaplan, D.E., Kribs, G.D. and Schmaltz, M. 2000. Supersymmetry breaking through
transparent extra dimension. Phys. Rev. D62, 035010-035020
- Kazakov, D.I. 2001. "Beyond the Standard Model (In search of supersymmetry)",

- Kobayashi, T. 1972. High Energy Photo-Reactions and Generalized Vector Meson Dominance Model in the Relativistically Extended Quark Model.
Prog. Theor. Phys.49, 282-289
- Komar, A. and Salam, A. 1960. Renormalization problem for vector meson theories.
Nucl. Phys. 21, 624-630
- Munczek, H., Pignotti, A. and Virasoro, M.A. 1966. Tenth $J^P = 2^+$ Meson as a Dynamical Consequence of $SU(3)$ Symmetry.
Phys. Rev. 145, 1154-1156
- Neveu, A. and Schwarz, J.H., 1971. Factorizable dual model of Pions.
Nucl. Phys. B31, 86-112
- Nilles, H.P. 1982. Dynamically broken supergravity and the hierarchy problem.
Phys. Lett. B115, 193-196
- Prescott, C.Y. et al. 1978. Parity non-conservation in inelastic electron scattering
Phys. Lett. 77B, 347-352
- Ramond, P. 1971. Dual Theory for free Fermions. Phys. Rev. D3 15, 2415-2418
- Wess, J. and Zumino, B. 1974. A lagrangian model invariant under supergauge transformations. Phys. Lett. B49, 52-54
- Randall, L. and Sundrum, R. 1999. Out of this world supersymmetry breaking.
Nucl. Phys. B557, 79-118
- Salam, A. and Ward, J.C. 1964. Electromagnetic and Weak Interactions.
Phys. Lett. 13, 168-171
- Salam, A. 1968. in Elementary particle Physics, N. Svartholm, ed.
(Nobel Symposium No.8, Almqvist and Wiksell, Stockholm), 367
- 't Hooft, G. 1971 Renormalizable Lagrangians for massive Yang-Mills fields.
Nucl. Phys. B 35, 167-188
- Volkov, D.V. and Akulov, V.P. 1972. Possible Universal Neutrino Interaction.
JETP Letters 16, 438-440
- Wess, J. and Zumino, B. 1974. Supergauge invariant extension of quantum electrodynamics. Nucl. Phys. B78, 1-13
- Weinberg, S. 1967. A Model of Leptons. Phys. Lett. 19, 1264-1266

Weinberg, S. 1973. Non-Abelian Gauge Theories of Strong Interactions.

Phys. Rev. Lett. 31, 494-497

Weinberg, S. 2004. The Making of The Standard Model. Eur. Phys. J. C34, 5-13

Wilson, K. 1969. Non-Lagrangian Models of Current Algebra.

Phys. Rev. 179, 1499-1512

EKLER

EK 1 $SU(N)$ Cebiri	84
EK 2 Kendiliğinden Simetri Kırılması	86
EK 3 Süpersimetri Cebiri	89

EK 1 $SU(N)$ Cebiri

$SU(N)$, $N \times N$ üniter, $UU^\dagger = U^\dagger U = 1$, ve $\det U = 1$ matrislerin oluşturduğu bir gruptur. Herhangi bir $SU(N)$ matrisi aşağıdaki formda yazılabilir.

$$U = \exp \{ i T^i \theta_a \} \quad , \quad a = 1, 2, \dots, N^2 - 1, \quad (\text{EK 1.1})$$

Burada $T^i = \lambda^i/2$ hermitik ve izsiz matrislerdir. Bunların komütasyon ilişkileri

$$[T^i, T^j] = i f^{ijk} T^k \quad (\text{EK 1.2})$$

şeklinde olup $SU(N)$ cebirini tanımlarlar.

Grubun jeneratörleri $SU(N)$ cebirinin temel temsilini oluştururlar. Bu jeneratörler yapı sabitleri f^{ijk} reel ve tamamıyla anti-simetrik olacak şekilde seçilebilirler.

$N = 2$ durumu için λ^i lar bilinen Pauli matrisleridir.

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (\text{EK 1.3})$$

BU matrisler aşağıdaki komütasyon bağıntısını sağlarlar.

$$[\sigma_i, \sigma_j] = 2i \varepsilon_{ijk} \sigma_k. \quad (\text{EK 1.4})$$

Aynı zamanda

$$\{\sigma_i, \sigma_j\} = 2\delta_{ij}$$

ve

$$\text{Tr}(\sigma_i \sigma_j) = 2\delta_{ij}$$

dır.

$N = 3$ durumu için teme temsil Gell-Mann matrislerine dönüşür.

$$\begin{aligned}
\lambda^1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
\lambda^3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
\lambda^5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\
\lambda^7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.
\end{aligned}
\tag{EK 1.5}$$

Bu jeneratörlerin sağladığı komütasyon ve anti-komütasyon ilişkileri ise

$$[\lambda^i, \lambda^j] = 2i f_{ijk} \lambda^k, \tag{EK 1.6}$$

$$\{\lambda^i, \lambda^j\} = \frac{4}{N} \delta^{ij} I_N + 2d^{ijk} \lambda^k, \tag{EK 1.7}$$

ifadeleri ile verilir.

$SU(3)$, grubu için f^{ijk} ve d^{ijk} sabitlerinin sıfırdan farklı değerleri

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} f^{123} &= f^{147} = -f^{156} = f^{246} = f^{257} = f^{345} = -f^{367} = \frac{1}{\sqrt{3}} f^{458} = \frac{1}{\sqrt{3}} f^{678} = \frac{1}{2}, \\
d^{146} &= d^{157} = -d^{247} = d^{256} = d^{344} = d^{355} = -d^{366} = -d^{377} = \frac{1}{2}, \\
d^{118} &= d^{228} = d^{338} = -2d^{448} = -2d^{558} = -2d^{668} = -2d^{778} = -d^{888} = \frac{1}{\sqrt{3}}.
\end{aligned}$$

EK 2 Kendiliğinden Simetri Kırılması

Ayar değişmezliği (ve dolayısıyla renormalize edilebilirlik) ayar bozonlarının ve chiral fermiyonların kütle terimlerinin lagranjiyende bulunmasına izin vermez. Buna karşın zayıf etkileşmelerin kısa erimli olması ayar bozonlarının kütleli olmasını zorunlu kılar. Bu durumda ayar simetrisinin kendiliğinden kırılma yolu ile kırılarak doğada kırılmayan tek simetri olan $U(1)_{EM}$ simetrisine gitmesi arzu edilir.

$SU_L(2) \times U_Y(1)$ simetrisine sahip bir skaler alan lagranjiyeni yazabilmek için bir Higgs çiftlisi yeterli olacaktır.

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_1 - i\varphi_2) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_3 - i\varphi_4) \end{pmatrix}, \quad (\text{EK 2.1})$$

Burada φ_i iki kompleks Higgs alanının dört bileşenini temsil eder, $\varphi_i = \varphi_i^\dagger$. Bu bazda Higgs potansiyeli,

$$V(\varphi) = \frac{1}{2}\mu^2 \left(\sum_{i=1}^4 \varphi_i^2 \right) + \frac{1}{4}\lambda \left(\sum_{i=1}^4 \varphi_i^2 \right)^2, \quad (\text{EK 2.2})$$

formunu alır ki açık olarak O_4 değişmezdir. Bu dört boyutlu uzayda genelliği bozmadan simetri kırılımı için bir yön seçilebilir; $\langle 0|\varphi_i|0 \rangle = 0$, ($i = 1, 2, 4$) ve $\langle 0|\varphi_3|0 \rangle = v$. Bu durumda, potansiyelin aldığı değer

$$V(\varphi) \rightarrow V(v) = \frac{1}{2}\mu^2 v^2 + \frac{1}{4}\lambda v^4, \quad (\text{EK 2.3})$$

şeklindedir.

Bu ifade v'ya göre minimize edildiğinde iki durum mümkündür.

- $\mu^2 > 0$ durumunda minimum $v = 0$ da gözlenir. Bu durum, vakumun boş uzay olduğunu ve $SU_2 \times U_1$ simetrisinin minimumda kırılmadığını gösterir.

- $\mu^2 < 0$ durumunda $v = 0$ noktası bir extremum olmasına karşın kararsızdır ve minimum v nun sıfırdan farklı simetrik noktalarında bulunur ki bu noktalar, potansiyelin değişim noktalarıdır.

Vakum beklenen değeri, v Higgs potansiyelini ($V(\phi) \rightarrow V(v)$) minimum yapan v değeri olarak bulunur. Bu durumda v klasik hareket denkleminin en düşük enerji çözümüne karşılık gelir.

$$V'(v) = v(\mu^2 + \lambda v^2) = 0, \quad (\text{EK 2.4})$$

denkleminin çözümleri, $v = (-\mu^2/\lambda)^{1/2}$ skaler alanların vakum beklenen değerlerini verir.

$\mu^2 < 0$, durumunda hangi Higgs çiftlisinin vakum beklenen değeri oluşturduğunun bilinmesi önemlidir. $\phi \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \equiv v$.

Jeneratörler L^1 , L^2 , ve $L^3 - Y$ kendiliğinden kırılmıştır yani, $L^1 v \neq 0$ dır. Diğer taraftan vakumun elektrik yükü taşıması ($Qv = (L^3 + Y)v = 0$), durumunda elektromagnetik kuramın simetrisine karşılık gelen $U(1)$,in kırılmamış olması gereklidir; $SU(2) \times U(1) \rightarrow U(1)$.

Kuantum kuramı bu klasik çözüm etrafındaki dalgalanmaların göz önüne alınması ile elde edilir, $\phi = v + \phi'$.

Klasik vakum etrafında kuantize etmek için, $\phi = v + \phi'$, burada ϕ ler vakum beklenen değeri sıfır ($\langle \phi \rangle \rightarrow 0$) olan kuantum alanlarını tanımlar.

Higgs alanlarının fiziksel parçacık yapısını tanımlayabilmek için dört alanı yük kuantum numaralarına göre yeniden yazmak gerekir [?]: Eğer global bir simetri göz önüne alınıyorsa üç hermitiyen alan, ξ^i kırılmış jeneratörler ile ilişkilendirilerek kütesiz Goldstone bosonlar olarak kuramda bulunacaklardır.

Higgs alanları, $SU(2)$ grubunun jeneratörleri yardımı ile,

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i \Sigma \xi^i L^i} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}. \quad (\text{EK 2.5})$$

formunda yazılabilir. Burada dört alandan üçü bir faz formunda yazılabilmekte ve lagranjiyende görülmemekte, dördüncü alan H ise bir simetri kırılımı sonunda fiziksel, kütleli Higgs alanı olarak kalacaktır. Buna karşın ayar kuramında Goldstone bozonlar lagranjiyende görülmezler. Uniter ayar kullanılarak,

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{-i \Sigma \xi^i L^i} \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad (\text{EK 2.6})$$

Simetri kırılmasından sonra Higgs alanları potansiyeli

$$V(\phi) = -\frac{\mu^4}{4\lambda} - \mu^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4. \quad (\text{EK 2.7})$$

formunu alır. İkinci terim H Higgs alanının kütle terimidir $M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda}v$. Üçüncü ve dördüncü terimler ise Higgs skaler alanının kendisi ile etkileşme terimleridir.

EK 3 Süpersimetri Cebiri

Süpersimetri transformasyonlarını ve değişmezlerini elde etmenin yolu süper uzayda çalışmaktır. Süperuzay, bilinen Minkowski uzayından, uzaya θ_α ve $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ değişkenlerinin ilavesi ile elde edilebilir. Bu yeni değişkenler Grassman değişkenleridir ve sıra değiştirmezler.

$$\{\theta_\alpha, \theta_\beta\} = 0, \quad \{\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\} = 0, \quad \theta_\alpha^2 = 0, \quad \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}^2 = 0, \quad \alpha, \beta, \dot{\alpha}, \dot{\beta} = 1, 2.$$

Bu durumda Minkowski uzayından süperuzaya geçiş,

$$\begin{array}{ccc} \text{Uzay} & \Rightarrow & \text{Superuzay} \\ x_\mu & & x_\mu, \theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \end{array}$$

formunda uzayın genişletilmesi yolu ile gerçekleşir. Süpersimetri transformasyonları süperuzayda ötelenmeleri tanımlar.

$$\begin{aligned} x_\mu &\rightarrow x_\mu + i\theta\sigma_\mu\bar{\varepsilon} - i\varepsilon\sigma_\mu\bar{\theta}, \\ \theta &\rightarrow \theta + \varepsilon, \quad \bar{\theta} \rightarrow \bar{\theta} + \bar{\varepsilon} \end{aligned} \quad (\text{EK 3.1})$$

ε ve $\bar{\varepsilon}$ Grassmannian değişkenleridir. Bu uzayda jeneratörler,

$$Q_\alpha = \frac{\partial}{\partial \theta_\alpha} - i\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \partial_\mu, \quad \bar{Q}_{\dot{\alpha}} = -\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}} + i\theta_\alpha \sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \partial_\mu. \quad (\text{EK 3.2})$$

Süperuzayda alanlar SüperPoincare grubunun gösterimleri gözönüne alınarak elde edilir. Poincare' grubu Minkowski uzayında tanımlıdır. 10– jeneratörü olan kompakt olmayan grup relativistik kuantum alan kuramlarının simetrilerini tanımlar.

$$\begin{aligned} [P_\mu, P_\nu] &= 0, \\ [P_\mu, M_{\rho\sigma}] &= i(g_{\mu\rho}P_\sigma - g_{\mu\sigma}P_\rho), \\ [M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] &= i(g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} - g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho} - g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} + g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho}), \end{aligned} \quad (\text{EK 3.3})$$

Burada,

P_μ	Ötelenmelerin simetri grubu
$M_{\mu\nu}$	Lorentz dönüşümlerinin simetri grubu
$g_{\mu\nu}$	Minkowski metriği

P parite C yük konjugesi J toplam açısal momentum olmak üzere temel parçacıklar kuantum sayıları J^{PC} olan Poincare' grubunun represantasyonlarıdır.

Poincare' simetrilerinden başka parçacıklar iç simetri olarak adlandırılan simetrilere de sahip olabilirler. Spin, Isospin, çeşni, renk simetrileri bu tür simetrilere örnektir (Ek 1). İç simetri grubunun jeneratörleri G_i olmak üzere aşağıdaki komütasyon bağıntılarını sağlarlar.

$$[G_i, G_j] = i f_{ij}^k G_k, \quad (\text{EK 3.4})$$

Burada f_{ij}^k grubun yapı sabitleridir (Ek 1).

İç simetri grubu, G_i , ile Poincare' grubunun jeneratörleri birbiri ile sıra değiştirirler.

$$[G_i, P_\mu] = [G_i, M_{\mu\nu}] = 0. \quad (\text{EK 3.5})$$

$\alpha, \dot{\alpha}, \beta, \dot{\beta}$ spin indislerini temsil etmek üzere Q ve $\bar{Q}$ SUSY jeneratörleridir.

Süpersimetri jeneratörleri arasındaki ilişkiler:

$$\begin{aligned} \{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} &= 2(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}} P_\mu, \\ [Q_\alpha, Q_\beta] &= 0 \quad [\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}] = 0 \\ \{Q_\alpha, Q_\beta\} &= 0 \quad \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \end{aligned} \quad (\text{EK 3.6})$$

formundadır. Poincare' grubunun jeneratörlerinin de Süpersimetri jeneratörleri ile komütasyon bağıntılarına bakılmasını gereklidir.

$$\begin{aligned}
[Q_\alpha, P_\mu] &= [\bar{Q}_\alpha^i, P_\mu] = 0, \\
[Q_\alpha, M_{\mu\nu}] &= \frac{1}{2}(\sigma_{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_\beta, \quad [\bar{Q}_\alpha^i, M_{\mu\nu}] = -\frac{1}{2}\bar{Q}_\beta^i(\bar{\sigma}_{\mu\nu})_\alpha^\beta,
\end{aligned}
\tag{EK 3.7}$$

Poincare' grubu elemanları gibi süpersimetri grubu elemanları da iç simetri grubu elemanları ile komüt eder.

$$[Q_\alpha, G_i] = 0 \quad [\bar{Q}_\alpha^i, G_i] = 0 \tag{EK 3.8}$$

N=1 SUSY multipletleri : chiral skaler alan $\Phi(x, \theta, \bar{\theta})$ ve vektör alan $V(x, \theta, \bar{\theta})$ dir. Grassman değişkenleri θ ve $\bar{\theta}$ cinsinden Taylor serisine açıldığında :

$$\begin{aligned}
\Phi(x, \theta, \bar{\theta}) &= \phi(x) + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu\phi(x) + \frac{1}{4}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\square\phi(x) \\
&+ \sqrt{2}\theta\psi(x) - \frac{i}{\sqrt{2}}\theta\theta\partial_\mu\psi(x)\sigma^\mu\bar{\theta} + \theta\theta F(x).
\end{aligned}$$

2 bozonik serbestlik derecesine sahip bir kompleks skaler alan, ϕ ve 2 fermiyonik serbestlik derecesi (Weyl spinor alanı) ψ mevcuttur. ϕ ve ψ bileşenleri süpereşler olarak adlandırılır. F alanı yardımcı alan olup, cebirin kapanması için gereklidir; fiziksel bir anlama sahip değildir.

Kompleks skaler alan ve fermiyon alanının süper uzayda dönüşümleri bklendiği gibi skaler alanın fermiyon alanına, fermiyon alanının da skaler alana dönüşümü seklindedir.

$$\begin{aligned}
\delta_\epsilon\phi &= \sqrt{2}\epsilon\psi, \\
\delta_\epsilon\psi &= i\sqrt{2}\sigma^\mu\bar{\epsilon}\partial_\mu\phi + \sqrt{2}\epsilon F, \\
\delta_\epsilon F &= i\sqrt{2}\bar{\epsilon}\sigma^\mu\partial_\mu\psi.
\end{aligned}
\tag{EK 3.9}$$

F alanındaki değişim bir tam türev olarak gelmekte ve uzay-zaman üzerinden integre edilmesi durumda yok olmaktadır.

Vektör süperalan reeldir ($V = V^+$). Vektör süperalanın Grasman değişkenleri cinsinden Taylor serisi açılımı ise ,

$$\begin{aligned} V(x, \theta, \bar{\theta}) = & C(x) + i\theta\chi(x) - i\bar{\theta}\bar{\chi}(x) + \frac{i}{2}\theta\theta[M(x) + iN(x)] \\ & - \frac{i}{2}\bar{\theta}\bar{\theta}[M(x) - iN(x)] - \theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}[\lambda(x) + \frac{i}{2}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\chi(x)] \\ & - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta[\lambda + \frac{i}{2}\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\chi}(x)] + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}[D(x) + \frac{1}{2}\square C(x)]. \end{aligned} \quad (\text{EK 3.10})$$

formundadır.

Reel vektör süperalana karşılık gelen fiziksel serbestlik dereceleri vektör ayar alanı v_μ ve Majorana spinor alanı λ dır; Tüm diğer bileşenler fiziksel olmayıp yokedilebilirler. Wess-Zumino ayarı kullanıldığında, $C = \chi = M = N = 0$, D haricinde hiçbir fiziksel serbestlik derecesi görülmez.

Ayar kuramlarındaki alan şiddet tensörü $F_{\mu\nu}$ ya benzer şekilde

$$W_\alpha = -\frac{1}{4}\bar{D}^2 e^V D_\alpha e^{-V}, \quad \bar{W}_{\dot{\alpha}} = -\frac{1}{4}D^2 e^V \bar{D}_{\dot{\alpha}} e^{-V}, \quad (\text{EK 3.11})$$

alan şiddet tensörleri tanımlanabilir. Burada D ler süperkovaryant türevlerdir.

Wess-Zumino ayarında şiddet tensörü bileşen alanlarının polinomu cinsinden yazılabilir.

$$W_\alpha = T^a \left(-i\lambda_\alpha^a + \theta_\alpha D^a - \frac{i}{2}(\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu\theta)_\alpha F_{\mu\nu}^a + \theta^2(\sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda}^a)_\alpha \right), \quad (\text{EK 3.12})$$

Burada T^a iç simetri grubunun jeneratörleri ve

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu v_\nu^a - \partial_\nu v_\mu^a + f^{abc}v_\mu^b v_\nu^c, \quad D_\mu \bar{\lambda}^a = \partial_\mu \bar{\lambda}^a + f^{abc}v_\mu^b \bar{\lambda}^c.$$

dür.

Abelyen durumda

$$W_\alpha = -\frac{1}{4}\bar{D}^2 D_\alpha V, \quad \bar{W}_{\dot{\alpha}} = -\frac{1}{4}D^2 \bar{D}_{\dot{\alpha}} V.$$

şeklindedir.

Süperalan notasyonunda SUSY değişmez lagranjiyenler, süperalanların polinomları formundadırlar. Diğer durumlara benzer şekilde eylemin uzay-zaman üzerinden integrali alınır fakat burada uzay süperuzaydır. Lagranjiyen yoğunluğu en basit süpersimetrik model olan Wess-Zumino modeli için

$$\mathcal{L} = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_i^\dagger \Phi_i + \int d^2\theta [\lambda_i \Phi_i + \frac{1}{2}m_{ij}\Phi_i\Phi_j + \frac{1}{3}y_{ijk}\Phi_i\Phi_j\Phi_k] + h.c. \quad (\text{EK 3.13})$$

ile verilir. Burada ilk kısım kinetik terim olup ikinci kısım süperpotansiyeldir W .

Süperuzay üzerinden integral alma işlemi Grasman integrasyon kurallarına göre yapılmaktadır.

$$\int d\theta_\alpha = 0, \quad \int \theta_\alpha d\theta_\beta = \delta_{\alpha\beta}.$$

Grasman parametreleri üzerinden integral alındığında

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i\partial_\mu \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \psi_i + \phi_i^* \square \phi_i + F_i^* F_i \\ & + [\lambda_i F_i + m_{ij}(\phi_i F_j - \frac{1}{2}\psi_i \psi_j) + y_{ijk}(\phi_i \phi_j F_k - \psi_i \psi_j \phi_k) + h.c.]. \end{aligned} \quad (\text{EK 3.14})$$

elde edilir. Buradaki son iki terim etkileşme terimleridir.

Lagranjiyenin alışılacelmiş bir formunu elde etmek için

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F_k^*} = F_k + \lambda_k^* + m_{ik}^* \phi_i^* + y_{ijk}^* \phi_i^* \phi_j^* = 0, \quad (\text{EK 3.15})$$

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F_k} = F_k^* + \lambda_k + m_{ik} \phi_i + y_{ijk} \phi_i \phi_j = 0. \quad (\text{EK 3.16})$$

sınırlayıcı denklemlerinin çözülmesi gerekmektedir. Bu denklemlerden *yardımcı* alanlar F ve F^* elde edildiğinde

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i\partial_\mu \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \psi_i + \phi_i^* \square \phi_i - \frac{1}{2} m_{ij} \psi_i \psi_j - \frac{1}{2} m_{ij}^* \bar{\psi}_i \bar{\psi}_j \\ & - y_{ijk} \psi_i \psi_j \phi_k - y_{ijk}^* \bar{\psi}_i \bar{\psi}_j \phi_k^* - V(\phi_i, \phi_j), \end{aligned} \quad (\text{EK 3.17})$$

olacak şekilde lagranjiyen elde edilir. Burada skalar potansiyel $V = F_k^* F_k$ dir.

Ayar değişmez SUSY lagranjiyenine geldiğimizde, bu lagranjiyen madde alanlarının ayar alanları ile olan ayar değişmez etkileşmelerini, kinetik terimi ve ayar alanlarının kendileri ile olan etkileşme terimlerini içerecektir.

Ayar alanı kinetik terimi Wess-Zumino ayarında

$$W^\alpha W_\alpha|_{\theta\theta} = -2i\lambda\sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda} - \frac{1}{2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} D^2 + i\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F^{\rho\sigma} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}, \quad (\text{EK 3.18})$$

şeklindedir. Burada $D_\mu = \partial_\mu + ig[v_\mu,]$ genel kovaryent türevdir. Ayar değişmezi Lagranjiyen bu durumda

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{4} \int d^2\theta W^\alpha W_\alpha + \frac{1}{4} \int d^2\bar{\theta} \bar{W}^{\dot{\alpha}} \bar{W}_{\dot{\alpha}} \\ &= \frac{1}{2} D^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - i\lambda\sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda}. \end{aligned} \quad (\text{EK 3.19})$$

olacaktır. Chiral madde alanları ile ayar değişmez bir etkileşme elde etmek için kinetik terim aşağıdaki operatör yardımı ile değiştirilmek zorundadır.

$$\Phi_i^+ \Phi_i \Rightarrow \Phi_i^+ e^{gV} \Phi_i. \quad (\text{EK 3.20})$$

Sonunda SUSY ve ayar değişmez lagranjiyen

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SUSY\,YM} = & \frac{1}{4} \int d^2\theta \, Tr(W^\alpha W_\alpha) + \frac{1}{4} \int d^2\bar{\theta} \, Tr(\bar{W}^\alpha \bar{W}_\alpha) \\ & + \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \, \bar{\Phi}_{ia} (e^{gV})^a_b \Phi_i^b + \int d^2\theta \, \mathcal{W}(\Phi_i) + \int d^2\bar{\theta} \, \bar{\mathcal{W}}(\bar{\Phi}_i), \end{aligned} \quad (\text{EK 3.21})$$

olacaktır. Burada $\mathcal{W}$ süperpotansiyeldir. Bileşen alanları cinsinden yukarıdaki lagranjiyen

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SUSY\,YM} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - i\lambda^a \sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda}^a + \frac{1}{2} D^a D_a \\ & + (\partial_\mu \phi_i - igv_\mu^a T^a \phi_i)^\dagger (\partial_\mu \phi_i - igv_\mu^a T^a \phi_i) - i\bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu (\partial_\mu \psi_i - igv_\mu^a T^a \psi_i) \\ & - D^a A_i^\dagger T^a \phi_i - i\sqrt{2} A_i^\dagger T^a \lambda^a \psi_i + i\sqrt{2} \bar{\psi}_i T^a \phi_i \bar{\lambda}^a + F_i^\dagger F_i \\ & + \frac{\partial \mathcal{W}}{\partial \phi_i} F_i + \frac{\partial \bar{\mathcal{W}}}{\partial \phi_i^\dagger} F_i^\dagger - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{W}}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \psi_i \psi_j - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \bar{\mathcal{W}}}{\partial \phi_i^\dagger \partial \phi_j^\dagger} \bar{\psi}_i \bar{\psi}_j. \end{aligned} \quad (\text{EK 3.22})$$

formunu alır.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Semra GÜNDÜÇ
Doğum Yeri : Kırıkkale
Doğum Tarihi : 12-09-1976
Medeni Hali : Evli
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu

Lise : Kurtuluş Lisesi
(1991-1994)
Lisans : Hacettepe Üniversitesi Mühendislik Fakültesi
Fizik Mühendisliği Bölümü
(1994-1999)
Yüksek Lisans : Hacettepe Üniversitesi Mühendislik Fakültesi
Fizik Mühendisliği Bölümü
(1999-2001)

Çalıştığı Kurum ve Yıl

Araştırma Görevlisi : Hacettepe Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsü
(1999-2006)
Öğretim Görevlisi : Pamukkale Üniversitesi Enformatik Bölümü
(Nisan 2006-)

Yayınları (SCI Kapsamında)

1. Gündüç S, Dilaver M, Aydın M, et al
. A study of dynamic finite size scaling behavior of the scaling functions - calculation of dynamic critical index of Wolff algorithm
COMPUTER PHYSICS COMMUNICATIONS **166** 1-7 (2005)
2. Gündüç S, Dilaver M, Gündüç Y
Two geometric approaches to study the deconfinement phase transition in (3+1)-dimensional Z(2) gauge theories
INTERNATIONAL JOURNAL OF MODERN PHYSICS **C 15** 17-27 (2004)
3. Dilaver M, Gündüç S, Aydın M, et al.
A new approach to dynamic finite-size scaling
INTERNATIONAL JOURNAL OF MODERN PHYSICS **C 14** 945-954 (2003)
4. Demirtürk S, Gündüç Y
A geometric approach to the phase transitions
INTERNATIONAL JOURNAL OF MODERN PHYSICS **C 12** 1361-1373 (2001)
5. Demirtürk S, Seferoglu N, Aydın M, et al.
Finite size scaling by using scaling functions in two-dimensional q=2 and 7 state Potts models
INTERNATIONAL JOURNAL OF MODERN PHYSICS **C 12** 403-412 (2001)