

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

135603

Salim ÇERÇİ

CMS DENEYİNDE CP KIRINIM ARAŞTIRMALARI

FİZİK ANABİLİM DALI

ADANA, 2003

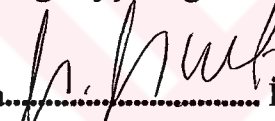
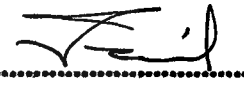
**T.C. YÜKSEK
DOKÜMANTASYON**

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

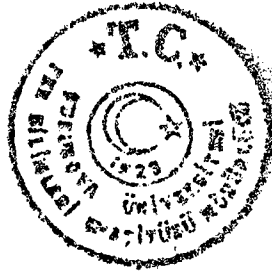
CMS DENEYİNDE CP KIRINIM
ARAŞTIRMALARI

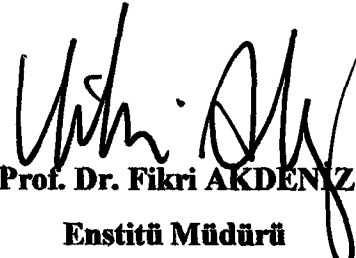
Salim ÇERÇİ
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez 13.12.2003 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından
Oybirliği/Oyçokluğu İle Kabul Edilmiştir.

İmza..... 	İmza..... 	İmza..... 
Prof.Dr. Eda EŞKUT	Prof.Dr. Gülsen ÖNENGÜT	Prof.Dr. Vebil YILDIRIM
DANIŞMAN	ÜYE	ÜYE

Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.
Kod No : 2187




Prof. Dr. Fikri AKDENİZ
Enstitü Müdürü

Bu Çalışma Ç.Ü. Araştırma Fonu Tarafından Desteklenmiştir.
Proje No: FBE.2002.YL.181

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**CMS DENEYİNDE CP KIRINIM
ARAŞTIRMALARI**

Salim ÇERÇİ

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman : Prof. Dr. Eda EŞKUT

Yıl: 2003, Sayfa: 100

**Jüri : Prof. Dr. Eda EŞKUT
: Prof. Dr. Gülsen ÖNENGÜT
: Prof. Dr. Vebil YILDIRIM**

CP kırınımı kırk yıl önce keşfedilmiş olmasına rağmen, kaynağı hala bilinmemektedir. Bu tezde, *K* bozunumlarında gözlenen *CP* kırınım etkileri tanımlanmış ve Standart Model (SM)'in zayıf etkileşmesiyle *CP* kırınımının nasıl meydana geldiği açıklanmıştır. Aslında, *CP* kırınım kaynağının bu etkileşme olduğunu savunan hipotez, *K* ve *B* bozunumlarına bakacak olan gelecekteki deneyler tarafından doğrudan test edilecektir. LHC'de çok miktardaki $b\bar{b}$ olayları, *B* sisteminde *CP* kırınımını çalışmaya olanak sağlayacaktır. LHC'nin başlangıçtaki düşük ışıklık evresi sırasında, CMS dedektörünün birim üçgenin α , β ve γ açılarını ölçme potansiyeli tartışılmıştır.

Anahtar Kelimeler: *CP*, CKM, Birim Üçgen, CMS

ABSTRACT

MSc THESIS

**CP VIOLATION SEARCHES IN CMS
EXPERIMENT**

Salim ÇERÇİ

DEPARTMENT OF PHYSICS

INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

UNIVERSITY OF ÇUKUROVA

Supervisor: Prof. Dr. Eda EŞKUT

Year: 2003, Pages: 100

Jury : Prof. Dr. Eda EŞKUT
: Prof. Dr. Gülsen ÖNENGÜT
: Prof. Dr. Vebil YILDIRIM

Although *CP* violation was discovered forty years ago, its origin is still unknown. In this thesis, *CP* violating effects which have been seen in *K* decays are described and how *CP* violation can be caused by the Standard Model (SM) weak interaction is explained. The hypothesis that this interaction is indeed the origin of *CP* violation will be incisively tested by future experiments on *B* and *K* decays. The large number of $b\bar{b}$ events at LHC will offer the possibility to study *CP* violation in the *B* system. We discussed the potential of the CMS dedector for the measurements the angles α , β and γ of the unitarity triangle during the initial low luminosity phase of the LHC.

Key Words: *CP*, CKM, Unitarity Triangle, CMS

TEŞEKKÜR

Bu tezin oluşum süresince ve ders döneminde değerli zamanını bana ayıran, benden düşünce, bilgi, deneyim ve desteğini hiçbir zaman esirgemeyen sevgili hocam Prof. Dr. Eda EŞKUT'a, değerli görüş ve bilgilerinden yararlandığım Prof. Dr. Gülşen ÖNENGÜT'e teşekkürlerimi sunarım. Yine, bana kaynak bulma konusunda ve beni motive etmede desteklerini esirgemeyen hocalarım Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ'e, Doç. Dr. Aysel KAYIŞ-TOPAKSU'ya ve Yrd. Doç. Dr. İsa DUMANOĞLU'na teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca, tez yazımında ve kaynak bulmada benden desteğini esirgemeyen Arş. Gör. Deniz SUNAR'a, bana daima yanımda olduklarını hissettiren Arş. Gör. Ahmet EKİCİBİL, Arş. Gör. Selda ESEN ile çok sevgili aileme ve Yüksek Enerji Grubu'nun diğer tüm üyelerine teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

SAYFA

ÖZ.....	I
ABSTRACT.....	II
TEŞEKKÜR.....	III
İÇİNDEKİLER.....	IV
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	IX
1. GİRİŞ.....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	4
2.1. Parite.....	4
2.2. Yük Eşleniği İşlemcisi (C).....	11
2.3. CP Dönüşümü.....	12
2.4. Zaman Tersinmesi.....	13
2.5. CPT , PTC , TPC	14
2.6. K Mezonları.....	15
2.6.1. Yüksüz K Mezon Sisteminde CP Kırınımı.....	16
3. MATERYAL VE METOD.....	28
3.1. Standart Modelde CP Kırınımının Kaynağı.....	28
3.1.1. CKM Matrisi.....	30
3.2. B Hadronlarının Üretim ve Bozunumları.....	31
3.2.1. B Hadronlarının Bozunumu.....	34
3.2.2. Yüklü B Sisteminde CP Kırınımı.....	36
3.2.3. Yüksüz B Mezon Bozunumları.....	38
4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR.....	47
4.1. Cabibo-Kobayashi-Maskawa Matrisi.....	47
4.2. Karışım Matrisinde Hangi Nicelikler Ölçülmeli?.....	49
4.3. Birim Üçgen Üzerindeki Koşullar.....	56
4.4. $ V_{ub}/V_{cb} $ Sınırlaması.....	56

4.5. Δm_{B_d} Sınırlaması.....	57
4.6. ε_K Sınırlaması.....	58
4.7. $\sin 2\beta$ Açısı.....	58
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	63
5.1. Yüksüz K Mezon Sisteminde CP Kırınım Deneyleri.....	63
5.1.1. NA48 Deneyi.....	63
5.1.2. KTeV Deneyi.....	64
5.1.3. NA 48 ve KTeV Deneylerinin Sonuçları.....	64
5.2. LHC (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı).....	66
5.3 CMS Deneyinde CP Kırınım Araştırmaları.....	69
5.3.1. Etiketleme ve Dilution (Seyrelme) Faktörleri.....	71
5.3.2. $\sin 2\beta$ Ölçümü.....	73
5.3.3. Tetikleme ve Olay Seçimi.....	75
5.3.4. $\sin 2\alpha$ 'nın Ölçümü.....	78
5.3.5 ATLAS Deneyinde $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ve $B_s^0 \rightarrow KK$ Kanalları.....	82
5.3.6. $\sin \gamma$ Açısının Ölçülmesi.....	83
5.3.7. $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ Kanalı.....	83
5.3.8. $B_s \leftrightarrow \bar{B}_s$ Salınımı.....	84
5.3.9. LHCb (Büyük Hadron Çarpıştırıcısında b) Deneyi.....	84
5.3.10. B Fiziginde Araştırılacak Olan Diğer Konular.....	87
5.4. CP Kırınımını Araştıran Diğer Deneyler.....	88
5.4.1. BaBar Deneyi.....	88
5.4.2. HERA-B Deneyi.....	90
5.4.3. CDF Deneyi.....	90
5.4.4. BELLE Deneyi.....	91
5.4.5. CLEO Deneyi.....	92
5.4.6. BTeV Deneyi.....	93
KAYNAKLAR.....	95
ÖZGEÇMİŞ.....	100

Çizelge 2.1. İki ya da üç yüksüz piyon sistemi için CP dönüşümü (Beyer, 2002).....	13
Çizelge 4.1. Bozunumlar ve birleştikleri CKM faz açısı φ (Kayser, 1997).....	55
Çizelge 4.2. $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzlemindeki birim üçgenin tepe noktasını sınırlayan CKM parametreleri ve gözlenebilirlerin ölçülen değeri.(Babar, 2002).....	56
Çizelge 5.1. $b\bar{b}$ üretim tesir kesitleri (Gennai, 2000).....	71
Çizelge 5.2. 10^4 pb^{-1} için $\sin 2\beta$ duyarlılığı (Neumeister, 1995).....	77
Çizelge 5.3. $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 'ın yeniden yapılandırması, $\int L dt = 10^4 \text{ pb}^{-1}$ için etiketsiz olay sayısı, sinyal/fon oranı ve kütle çözünürlüğü. Tetiklemeden dolayı J/ψ 'nin $\mu^+ \mu^-$ ve $e^- e^+$ 'ya bozunumundaki olay sayıları farklıdır (Konecki, 2000).....	78
Çizelge 5.4. 10^4 pb^{-1} için $\sin 2\alpha$ duyarlılığı.....	81
Çizelge 5.4. LHC deneylerinin B Fiziği araştırmalarından bekledikleri sonuçlar (Harnew, 2002).....	87

Şekil 2.1. Elektrik ve manyetik dipol momentlerin parite dönüşümü (Beyer, 2002).....	4
Şekil 2.2. Üç kuark durumunun yörüngesel iç açısal momentumu (Martin ve Shaw, 1997).....	9
Şekil 3.1. $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ için diyagram (Kayser, 1996).....	28
Şekil 3.2. Gluon füzyon mekanizması (Zhen, 2002).....	32
Şekil 3.3. Gluon ayrışması (Zhen, 2002).....	33
Şekil 3.4. Çeşni uyarılması (Zhen, 2002).....	33
Şekil 3.5. Tipik bir $b\bar{b}$ olayının şematik gösterimi (Zhen, 2002).....	34
Şekil 3.6. $B_S^0 \rightarrow D_S^- \pi^+$ bozunumunun izleyici kuark diyagramı (Zhen, 2002).....	35
Şekil 3.7 B^- bozunumunun yok olma diyagramı (Zhen, 2002).....	35
Şekil 3.8. B^0 bozunumunun W değiş tokuş diyagramı (Zhen, 2002).....	35
Şekil 3.9. $B_d - \bar{B}_d$ karışımının SM kutu diyagramı (Kayser, 1997).....	39
Şekil 3.10. $B_d(t) \rightarrow \rho^+ \pi^-$ bozunumunun diyagramı (Kayser, 1997).....	44
Şekil 3.11. $\bar{B}_d \rightarrow \rho^+ \pi^-$ bozunumunun diyagramı (Kayser, 1997).....	44
Şekil 4.1. Birim üçgenler (Kayser, 1997).....	50
Şekil 4.2. $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ eşitliğinin karmaşık düzlemde gösterimi (Hans, 2000).....	53
Şekil 4.3. (a) $V_{ud}V_{ub}^*, V_{cd}V_{cb}^*$ ve $V_{td}V_{tb}^*$ ile tanımlanan üçgenin karmaşık düzlemindeki temsili (b) Üçgenin $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, (1.0) ve (0,0) köşegenleri ile yeniden tanımlanması (Gilman, 2002).....	54
Şekil 4.4. Birim üçgenin geometrik temsili (Nakada, 2002).....	55
Şekil 4.5. $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzlemindeki $ V_{ub}/V_{cb} $ sınırlaması (Babar, 2002).....	57
Şekil 4.6. $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzleminde Δm_{B_d} sınırlaması (Babar, 2002).....	57
Şekil 4.7. $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzleminde ε_K sınırlaması (BaBar, 2002).....	58
Şekil 4.8. $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzlemindeki $\sin 2\beta$ hesaplamalarının a) β , b) $\frac{\pi}{2} - \beta$, c) $\beta + \pi$, d) $\frac{3\pi}{2} - \beta$ bölgelerindeki durumu (Babar, 2002).....	59
Şekil 4.9. CKM birim üçgeni üzerindeki sınırlamalar (Beyer, 2002).....	60

Şekil 4.10. Birim üçgenin hesaplanmasına katkıda bulunan sınırlamalar (Battaglia, 2003).....	60
Şekil 5.1. ε'/ε 'nün deneysel sonuçları (Bernabeu, 2002).....	65
Şekil 5.2. Doğrudan CP kırınımında ε'/ε parametresinin ölçümleri (Beyer, 2002).....	66
Şekil 5.3. LHC hızlandırıcısı (CMS, 2003).....	68
Şekil 5.4. B_d^0 bozunumu (CMS Collaboration, 1998).....	73
Şekil 5.5. CMS'deki $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ bozunumu (Neumeister, 1995).....	74
Şekil 5.6. K_S kütle pikinin yeniden yapılandırılması (Konecki, 2000).....	78
Şekil 5.7. $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ sinyalinin kütle çözünürlüğü ve iki-cisim bozunumunun fonları (Neumeister, 1995).....	79
Şekil 5.8. CMS'deki $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ bozunumu (Neumeister, 1995).....	81
Şekil 5.9. B_s 'nin kütlelerinin yeniden yapılandırılması (Konecki, 2000).....	82
Şekil 5.10. Parçacık tanımlama ve invaryant kütle ölçümleri (Harnew, 2002).....	86

SİMGELER VE KISALTMALAR

LHC	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CMS	: Küçük Müyon Solenoid
CKM	: Cabibo-Kobayashi-Maskawa Matrisi
C	: Yük Eşleniği
P	: Parite
T	: Zaman Tersinmesi
CP	: Yük Eşleniği-Parite
CPT	: Yük Eşleniği-Parite-Zaman
SM	: Standart Model
QCD	: Kuantum Renk Dinamiği
MeV	: Milyon Elektron Volt
GeV	: Milyar Elektron Volt
TeV	: Trilyon Elektron Volt
p	: Proton
e^-	: Elektron
μ^-	: Müyon
π^-	: Piyon
ν	: Nötrino
K	: Kaon
B	: B mezonu
pb	: Pikobarn
η	: Pseudorapidite
σ	: Toplam Tesir Kesiti
L	: Işıklık
Γ	: Genişlik
m	: Kütle
p_t	: Dik Momentum

1. GİRİŞ

Büyük patlamadan bu yana evrende antimaddenin varlığını gösteren herhangi bir kanıt yoktur. Eğer antimadde varsa, madde ile çarpışarak çift yok olma sürecinde ortaya çıkaracağı gama ışınları içinde görülmelidir.

Madde ve antimaddenin büyük patlamada çok yüksek sıcaklıklarda oluştuğu ve miktarlarının birbirine eşit olduğuna inanılmaktadır. Büyük patlamadan sonra evrenin ilk evrelerinde madde ve antimaddenin oluşumundan sorumlu olan kuvvetler madde ve antimadde gibi simetrikti. Bu evrede ateş topu içinde parçacık ve antiparçacıkların yaratılması ve yok olması parçacık, antiparçacık ve foton sayılarını yaklaşık olarak dengelemekteydi. Sıcaklık parçacıkların ortalama enerjilerine karşılık gelmektedir. Genişleyen ateş topu soğumaya başladı, belirli bir sıcaklığın altında parçacık-antiparçacık çiftlerinin yok olması devam ederken, yaratılması durdu. Eğer tüm kuvvetler madde ve antimaddeye göre simetrik ise soğuk fazda madde kalmamalı fakat fotonlar kızıl ötesi bölgeye kaymalıydı. Bu fotonlar 1965 yılında kozmik mikro dalga fon ışıını olarak gözlemlendi (Kleinknecht, 2002). Bu ışıınılar büyük patlamadan yayınlanan fotonların bir yansımasıydı. Bunların dalga boyu spektrumları 2.73 derece Kelvin sıcaklığındaki kara cisim Planck ışıması ile bir uyum sağlamaktaydı. Günümüzde bu ışıının yoğunluğu litre başına 500000 fotondur.

Evrenin ilk evrelerinde antimaddenin tamamen yok olması ve küçük bir madde yoğunluğunun fotonlarla karşılaştırılıyor olması (yaklaşık 6×10^{-5} çekirdek/litre) büyük bir problemdir. Evrenin ilk zamanlarında çekirdeğin fotona oranı bir mertebesinde iken daha sonra bu oran yaklaşık olarak 10^{-10} civarındadır. Maddedeki bu küçük fazlalığın nedeninin

- Bir kuvvetin, madde-antimadde simetrisini kırabileceği,
- Baryon sayısının da benzer şekilde kırılabilceği,
- Termodinamik denge olmadığında genişlemenin evrelere doğru devam edeceği biçimde yorumlandı (Beyer, 2002).

Maddenin yapıtaşları ve temel kuvvetler arasındaki etkileşmenin kuramı olan Standart Model (SM)'in önemli problemlerinden biri madde ve antimadde asimetrisini temsil eden *CP* kırınımıdır. Yüksüz kaon sisteminde *CP* kırınımının

gözleendiği 1964 yılına kadar evrende bulunan parçacık ve antiparçacıkların simetrik olduğuna inanılıyordu. (Kobayashi, 1999). *CP* kırınımının kaynağı nedir? *CP* kırınımı yüksüz kaon sistemi dışında neden diğer sistemlerde gözlenmiyor? Evrenin sahip olduğu düşünülen madde-antimadde simetrisi nasıl oldu da asimetriye dönüştü? Simetri evrenin soğuması ve genişlemesi sırasında *CP* kırınımı ile mi bozuldu? gibi sorular kafaları karıştırmaktadır. Ayrıca *CP* kırınımının doğanın temel bir özelliği mi yoksa yüksüz kaonlar için tesadüfen gözlenen bir durum olup olmadığı da bilinmemektedir.

Yüksüz kaon sisteminde *CP* kırınımının yorumu, 1970'lerin başlarına kadar fenomenolojik seviyede kalmıştır. Mevcut deneysel bilgilerin kısıtlı olmasından dolayı kuramsal fikirlerin geliştirilmesi kolay olmamıştır. Yüksek enerji fiziğinde yeni parçacıkların önce kuramsal daha sonra deneysel olarak keşfedilmeleri *CP* kırınımının altı-kuark modeli ile açıklanabileceği fikrinin doğmasına neden olmuştur. Modele göre *CP* kırınımı kuark çeşni karışımının bir sonucudur (Kobayashi, 2000). Bu karışım Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) kuark karışım matrisi ile (V_{ci}) temsil edilmektedir (Kobayashi ve Maskawa, 1973). SM zayıf etkileşimde sadece V_{ci} elemanlarının bazıları karmaşık olduğunda *CP* kırınımının oluşacağını söylemektedir. *CP'* nin CKM elemanlarının çarpımı ile verilen karmaşık fazlar ile kırıldığı bilinmektedir.

3×3 karışım matrisinde bulunan karmaşık fazlar büyük olsa bile *K* bozunumlarda *CP* kırınımı küçüktür. Çünkü bu bozunumlardaki baskın diyagramlar sadece ilk iki ailedeki kuarklardan oluşmaktadır. Gerçekten en az üç kuark ailesi olmasına rağmen aslında kuark karışım matrisi sadece iki aileli bir dünyada *CP'*yi kırmaz. Doğrudan *CP* kırınımı mevcuttur, fakat zayıf *CP* kırınımı tam olarak büyük patlamadan sonra oluşan madde-antimadde asimetrisini açıklamada yeterli değildir. Bu nedenle kuvvetli *CP* kırınımına ihtiyaç duyulmaktadır (Beyer, 2002). Bu durumda *K* bozunumları büyük *CP* kırınım etkisini görmek için yeterli fiziğe sahip değildir. Üçüncü ailenin kuarklarını içeren (t, b) başka bozunumlara gidilirse daha büyük *CP* kırınım etkileri gözlenebilir.

Bu nedenle B mezon bozunumlarında CP kırınımlarını araştıran deneyler geliştirilmektedir. Tipik bir B bozunumunda, B 'de bulunan ağır b ya da $\bar{b}$ kuarkı, birinci veya ikinci aileden olan daha hafif kuarklara bozunurlar. Böylece, CP kırınım etkisi büyük olur. B bozunumundaki CP 'nin kırıcı etkileri CKM matrisindeki fazlar hakkında bilgi verebilir. Bu etkileri çalışarak fazların CP kırınımının kaynağı olup olmadığını test etmek önemlidir (Kayser, 1997). Ayrıca, CP kırınımının anlaşılması SM'in test edilmesi bakımından da oldukça önemlidir.

Bu tezde K mezon sistemindeki CP kırınım etkileri önceki çalışmalarda özetlendi. SM'de CP kırınım kaynağı, CKM matrisinin temel özellikleri, yüklü ve yüksüz B mezon sisteminde CP kırınımı tezin materyal ve metod kısmında tartışıldı. CKM matrisinin uniterliği ve CKM elamanlarından oluşan birim üçgenler ve yorumları araştırma ve bulgular başlığı altında derlendi. Yüksüz K ve B mezon sistemlerinde yapılan ve yapılmakta olan CP kırınım araştırmalarının deneysel sonuçları son bölümde özetlendi.

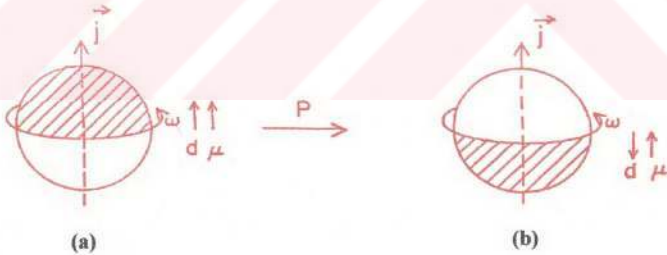
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

2.1. Parite

Parite uzay koordinatlarının orijine göre yansıması olup

$$\vec{r}_i \rightarrow \vec{r}'_i = -\vec{r}_i \quad (2.1)$$

biçiminde tanımlanabilir. Buradaki i indisi herhangi bir i . parçacığı temsil etmektedir. $\vec{r}_i$ ise parçacığın orijine göre konum vektörüdür. Parite, sol-sağ ya da ayna yansıması olarak da bilinmektedir. Bir düzlemde 180° 'lik dönmeye karşılık gelen yansıma "parite dönüşümü" denir. Parite dönüşümü simetrinin gerçel ya da ayna (sanal) dönüşümü olup olmadığı hakkında bilgi vermez. Kuvvetli ve elektromanyetik etkileşmelerde korunan paritenin, zayıf etkileşmelerde korunmadığı deneysel olarak gözlenmiştir.



Şekil 2.1. Elektrik ve manyetik dipol momentlerin parite dönüşümü (Beyer, 2002)

Şekil 2.1.a'da görüldüğü gibi z ekseninde dönen ve yarı yüklü olan bir küre düşünelim. Küre dönmeyi dolayısıyla hem elektrik dipol momentine ($\vec{d}$) hem de bir manyetik dipol momentine ($\vec{\mu}$) sahip olacaktır. Eğer düzlemin ortasına bir ayna yerleştirilirse Şekil 2.1.b elde edilir. Gerçek görüntüde dipol momentleri aynalı

momentuma paralel iken ayna görüntüsünde elektrik dipol momenti $\vec{d}$ açısai momentumla anti paraleldir. Bu durumda elektrik dipol momentine sahip bir cisim için iki görüntü arasında fark olduğu söylenebilir (Beyer, 2002). P parite operatörü, Hamilton (H) sistemin enerji operatörü olmak üzere, eğer $[P, H]=0$ komütasyonu sağlanırsa

$$H(r'_1, r'_2, r'_3, \dots) = H(-r_1, -r_2, -r_3, \dots) = H(r_1, r_2, r_3, \dots) \quad (2.2)$$

olacağından sistemin paritesi korunur (Martin ve Shaw, 1997).

50 yıl önce C.S. Wu ve grubunun yaptığı bir çalışmada elektronların Co^{60} 'ın spini ile anti paralel olacak biçimde yöneldiği (Beyer, 2002) ve deneysel olarak P 'nin korunmadığı gözlemlendi. Co^{60} 'ın manyetik dipol momentleri çok düşük sıcaklıktaki ($T \approx 0.01$ K yeterince düşük sıcaklıklar ısısal hareket dizilimini bozmadı) manyetik alanda araştırıldı (Wu ve ark., 1957). Manyetik alan tersine çevrildiğinde spinlerin de tersine çevrildiği gözlemlendi. β parçacıklarının sayısı ters manyetik alan içinde aynı kalsaydı, β -bozunması P işlemi altında korunacaktı. Fakat, β parçacıklarının en az %70'i nükleer spin ile zıt yönde yayınlanmaktaydı. Co^{60} deneyinin P ayna yansımasında elektronlar manyetik alan ile aynı yönde saçılmalıdır. β yansıması olarak da bilinen bu durum gerçekte doğada gözlenemez. Bu nedenle P işlemi simetrik değildir ve dolayısıyla β bozunmasında P korunmaz (Tassie, 1973).

Dönüşüm ve dönme değişmezliğinden farklı olarak parite tüm kapalı sistemler için doğanın tam simetrisi değildir ve zayıf etkileşmelerde kırılır. Kuvvetli ve elektromanyetik etkileşmelerdeki durumu anlayabilmek için bu etkileşmelerin parite dönüşümü altında değişmez olduğunu varsayalım (Beyer, 2002).

$\psi(\vec{x}, t)$ dalga fonksiyonlu bir parçacığa P parite operatörü aşğıdaki gibi uygulanabilir.

$$P \psi(x, t) = P_a \psi(-x, t) \quad (2.3)$$

Burada a indisi parçacığın tipini (örneğin; elektron için $a=e^-$, müyon için $a=\mu^-$), P_a ise sabit bir faz faktörünü göstermektedir. Bu sisteme iki kez parite uygulandığında

$$P^2 \psi(x, t) = \psi(x, t) \quad (2.4)$$

sistem ilk haline geri döner. Böylece P_a operatörünün mümkün özdeğerleri ± 1 olur. Dalga fonksiyonu aşağıdaki gibi tanımlansın.

$$\psi_p(\vec{x}, t) = \exp[i(\vec{p} \cdot \vec{x} - Et)] \quad (2.5)$$

Dalga fonksiyonuna parite uygulandığında

$$P \psi(\vec{x}, t) = P_a \psi_p(-\vec{x}, t) = P_a \psi_{-p}(\vec{x}, t) \quad (2.6)$$

olacaktır. Momentumu sıfır olan durgun bir parçacığa parite operatörü uygulandığında ortaya çıkan P_a özdeğerine parçacığın içsel paritesi veya a parçacığının paritesi denir.

Yörüngesel açısal momentuma sahip bir parçacığın da parite özdurumu olabilir. Böyle bir parçacık için dalga fonksiyonu

$$\psi_{n\ell m}(\vec{x}) = R_{n\ell}(r) Y_{\ell}^m(\theta, \phi) \quad (2.7)$$

formundadır. Burada (r, θ, ϕ) küresel koordinatlar, $R_{n\ell}(r)$ radyal r fonksiyonu olup $Y_{\ell}^m(\theta, \phi)$ de küresel harmoniklerdir. Parite dönüşümü altında kartezyen ve kutupsal koordinatlar arasında

$$r \rightarrow r' = -r, \quad \theta \rightarrow \theta' = \pi - \theta, \quad \phi \rightarrow \phi' = \pi + \phi \quad (2.8)$$

ilişkisi vardır. Bu durumda

$$Y_\ell^m(\theta, \phi) \rightarrow Y_\ell^m(\pi - \theta, \phi + \pi) = (-1)^\ell Y_\ell^m(\theta, \phi) \quad (2.9)$$

$$P\psi_{n\ell m}(x) = P_a\psi_{n\ell m}(-x) = P_a(-1)^\ell \psi_{n\ell m}(x) \quad (2.10)$$

olacaktır. $\psi_{n\ell m}(x)$; $P_a(-1)^\ell$ özdeğerli bir parite öz durumudur (Martin ve Shaw, 1997). İki parçacıklı bir sistemin paritesi ise parçacıkların içsel pariteleri ile $(-1)^\ell$ 'nin çarpımıdır. ℓ yörüngesel açısal momentumdur. Aynı aileli iki bozondan oluşan sistemin paritesi $(-1)^\ell$ dir. Diğer taraftan fermiyonik parçacık-antiparçacık sisteminin paritesi ise $(-1)^{\ell+1}$ dir (Beyer, 2002).

Buraya kadar parite değişmezliğini relativistik olmayan kuantum mekaniğini temel alarak tartıştık. Bu yaklaşımda e^- 'lar veya e^+ 'lar Schrödinger eşitliğini sağlayan içsel dalga fonksiyonları ile tanımlandı. e^- ve e^+ 'nın dalga fonksiyonları için

$$P\psi(\vec{x}, t) = P_{e^\pm} \psi(-x, t) \quad (2.11)$$

ile tanımlanan içsel pariteler arasındaki ilişkilerden bahsedilmedi. Relativistik dört bileşenli bir dalga fonksiyonu, ikisi elektron ve diğer ikisi pozitrona ait olmak üzere

$$\Psi(x, t) = \begin{bmatrix} \Psi_1(x, t) \\ \Psi_2(x, t) \\ \Psi_3(x, t) \\ \Psi_4(x, t) \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

formunda gösterilebilir. İçsel pariteler arasındaki ilişki, Dirac eşitliği ile verilir. Eğer elektron ve pozitronlar zıt pariteye sahip ve $P_e^- P_e^+ = -1$ ise, Dirac eşitliği parite değişmezliğine sahip olacaktır. Bu durum diğer parçacıklara da uygulanabilir. f fermiyonu $\bar{f}$ anti-fermiyonu temsil etmek üzere $P_f P_{\bar{f}} = -1$ şeklinde ifade edilebilir.

Elektromanyetik etkileşmelerde, genel olarak, bir elektron tek başına yok olmaz veya yaratılamaz. Bundan dolayı P_a tanımlanamaz. Benzer şekilde müyon ve tau'ların içsel pariteleri elektronlarda olduğu gibi elektromanyetik etkileşmeler içerisinde yaratılacak veya yok olabilecekleri için ölçülemez. Böylece

$$P_{e^-} = P_{\mu^-} = P_{\tau^-} = -1 \quad (2.13)$$

dir ve

$$P_{e^+} = P_{\mu^+} = P_{\tau^+} = +1 \quad (2.14)$$

olacaktır.

Parçacık-antiparçacık çiftlerinde olduğu gibi kuarklar kuvvetli ve elektromanyetik etkileşmelerle yaratılır veya yok olurlar. Kuarkların içsel pariteleri elektron ve pozitronlara benzer biçimde tanımlanamaz. Fakat, kural olarak

$$P_u = P_d = P_s = P_c = P_b = P_t = 1 \quad (2.15)$$

ve

$$P_{\bar{u}} = P_{\bar{d}} = P_{\bar{s}} = P_{\bar{c}} = P_{\bar{b}} = P_{\bar{t}} = -1 \quad (2.16)$$

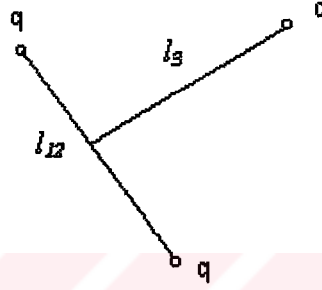
dir. Bu kurallar dikkate alınarak hadronların pariteleri hadronların kuark yapıları ile öngörülebilir. Bu durumda $M=q\bar{q}$ mezonunun P_M içsel paritesi

$$P_M = P_q P_{\bar{q}} (-1)^\ell = (-1)^{\ell+1} \quad (2.17)$$

ile verilir. ℓ , $q\bar{q}$ çiftinin yörüngesel açısal momentumudur. $B=qqq$ 'dan oluşan bir baryonun paritesi

$$P_B = P_q P_q P_q (-1)^{\ell_{12}} (-1)^{\ell_3} = (-1)^{\ell_{12} + \ell_3} \quad (2.18)$$

ile verilir. ℓ_{12} ve ℓ_3 Şekil 2.2’de gösterilen iç açısal momentumlardır.



Şekil 2.2. Üç kuark durumunun yörüngesel iç açısal momentumu (Martin ve Shaw, 1997)

Antibaryonların paritesi $P_{\bar{B}} = -P_B$ ’dir. Bu durumda baryon ve antibaryonlar zıt paritelidirler. $\ell_{12} = \ell_3 = 0$ olan baryonlar ise pozitif paritelidirler.

Fotonun içsel paritesi elektron ya da kuarkın içsel paritesinden farklı olarak benzerlik ilkesiyle gösterilir. $\rho(x, t)$ yük yoğunluğunu temsil etmek üzere klasik olarak elektrik alanı;

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{x}, t) = \frac{1}{\epsilon_0} \rho(\vec{x}, t) \quad (2.19)$$

Poisson denklemini sağlar. $\vec{x}$ parite dönüşümü altında $-\vec{x}$ olacağından yük yoğunluğu

$$\rho(\vec{x}, t) = \rho(-\vec{x}, t) \quad (2.20)$$

olacaktır. $\vec{\nabla}$ operatörü parite dönüşümü altında işaret değiştirir. Eğer Poisson denklemi bu dönüşüm altında değişmez kalırsa elektrik alanı;

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = -\vec{E}(-\vec{x}, t) \quad (2.21)$$

şeklinde dönüşecektir. Diğer taraftan elektrik alanı, vektör potansiyeli $\vec{A}(\vec{x}, t)$ ve skalar potansiyel $\Phi(x, t)$ cinsinden tanımlanabilir. Bu potansiyellerin elektrik alanı ile ilişkisi

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \Phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (2.22)$$

eşitliği ile verilir. Yüksüz bir ortamda skalar potansiyel sıfır olarak alınabilir. Kuantum mekaniğinde, vektör potansiyeli fotonun dalga fonksiyonuna karşılık gelir. $\vec{k}$ momentum uzayında serbestçe ilerleyen bir fotonun dalga fonksiyonu

$$\vec{A}(\vec{x}, t) = N \varepsilon(k) \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{x} - Et)] \quad (2.23)$$

şeklinde dir. Burada $\varepsilon(k)$; birim polarizasyon vektörü olup N normalizasyon sabitidir.

P_γ fotonun içsel paritesi olmak üzere $\vec{A}(\vec{x}, t)$ parite dönüşümü altında

$$\vec{A}(\vec{x}, t) \rightarrow P_\gamma \vec{A}(-\vec{x}, t) \quad (2.24)$$

biçiminde dönüşür. Benzer yolla $\vec{E}(\vec{x}, t)$ parite dönüşümü altında

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = P_\gamma \vec{E}(-\vec{x}, t) \quad (2.25)$$

olacaktır. (2.21) ile (2.22) ifadelerinin klasik limitle uyumlu olabilmesi için fotonun içsel paritesi $P_\gamma = -1$ olmalıdır (Martin ve Shaw, 1997).

2.2. Yük Eşleniği İşlemcisi (C)

Yük eşleniği parçacık-antiparçacık eşleniği olarak bilinir. Yük eşleniği işlemcisi sadece parçacıkları antiparçacığına çevirmekle kalmayıp yük, baryon sayısı ve manyetik moment gibi kuantum sayılarını da değiştirir. Ancak, bu işlemci doğrusal ve açısal momentum gibi fiziksel nicelikleri değiştirmez.

Genelleştirilmiş bir q_{gen} yüklü parçacığı üzerine C işlemcisi uygulandığında

$$C|q_{gen}\rangle = |-q_{gen}\rangle \quad (2.26)$$

ifadesi bulunur. $[C, H] = 0$ ise C korunur.

Ayrıca C , spini s ve doğrusal momentumu $\vec{P}$ olan bir parçacığa uygulandığında

$$C|q_{gen}, \vec{P}, s\rangle = |-q_{gen}, \vec{P}, s\rangle \quad (2.27)$$

olur. C sisteme iki kez uygulandığında sistem ilk haline geri döner. Bu durumda $C^2=1$ olacağından. C işlemcisinin özdeğerleri $\eta_C = \pm 1$ değerlerini alır. Bu özdeğerler yük paritesi olarak bilinir. $\pi^+\pi^-$ gibi yüksüz mezon sistemi için özdeğer, $(-1)^\ell$ ile η_C içsel değerinin çarpımıdır. Bu durumda C yük değiş tokuşu $\pm$ olur. Buna karşılık gelen dönüşüm

$$\begin{aligned} C|\pi^+\pi^-\rangle &= |\pi^-\pi^+\rangle = (-1)^\ell |\pi^+\pi^-\rangle \\ C|\pi^0\pi^0\rangle &= |\pi^0\pi^0\rangle \end{aligned} \quad (2.28)$$

ile verilir.

Yük ve akımlar, C dönüşümü altında işaret değiştirdiğinden elektromanyetik vektör potansiyelinin işareti de değişir. Bu nedenle, foton $\eta_C = -1$ özdeğerine sahiptir.

Yüksüz bir piyon iki fotona bozunduğundan, $\eta_C(\pi^0)=1$ değerine sahip olacaktır (Beyer, 2002).

Bir fermiyon ve onun anti parçacığının oluşturduğu sistem C işlemcisi altında

$$C|f\bar{f}\rangle = (-1)^{\ell+s}|f\bar{f}\rangle \quad (2.29)$$

şeklinde dönüşür. Burada s sistemin spinidir.

C işlemcisi sol eli olan nötrino üzerine uygulandığında $C|\nu_L\rangle = |\bar{\nu}_L\rangle$ elde edilir. Antinötrino sağ eli olduğundan zayıf etkileşmeler P 'yi olduğu kadar C 'yi de kırarlar (Beyer, 2002).

2.3. CP Dönüşümü

CP , parite ile yük eşleniğinin çarpımıdır. CP korunumuna göre anti-parçacıkların gerçek ve sanal görüntüsü arasında fark yoktur. Zayıf etkileşmelerde hem P 'nin hem de C 'nin kırıldığı ortaya atıldıktan sonra kuramcılar CP 'nin korunması gerektiğini savundular. Buna göre her parçacığın aynı spinli ancak zıt eli ve ek kuantum sayılı bir anti-parçacığı bulunmalıdır. Eğer CP korunuyorsa aşağıdaki durumlar ortaya çıkacaktır. Φ herhangi bir parçacık sistemini temsil etmek üzere;

$$\begin{aligned} CP\Phi &= \eta_P\eta_C\Phi^+ \\ CP\pi^+ &= -C\pi^+ = -\pi^- \\ CP\pi^- &= -C\pi^- = -\pi^+ \\ CP\pi^0 &= -C\pi^0 = -\pi^0 \end{aligned} \quad (2.30)$$

Buna göre iki ve üç piyonun bulunduğu yüksüz sistemlerde CP dönüşümü altında geçerli olan özellikler C ve P altındaki özelliklerin sonuçlarıdır. Bunlar Çizelge 2.1'de gösterilmiştir.

Çizelge 2.1. İki yada üç yüksüz piyon sistemi için CP dönüşümü (Beyer, 2002)

Sistem	P	C	CP
$\pi^+ \pi^-$	$(-1)^\ell$	$(-1)^\ell$	$+1$
$\pi^0 \pi^0$	1	1	1
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(-1)^{\ell+L+1}$	$(-1)^\ell$	$(-1)^{\ell+1}$
$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	-1	1	-1

Burada L , $\pi^+ \pi^-$ 'nin kütle merkezine göre π^0 'ın yörüngesel açısal momentumu olup ℓ ise π^+ ve π^- 'nin yörüngesel açısal momentumudur.

Yüksüz fermiyon ve onun anti-parçacığının oluşturduğu sistem için CP dönüşümü

$$CP(f \bar{f}) = (-1)^{\ell+1} C(f \bar{f}) = (-1)^{2\ell+1+s} (f \bar{f}) = (-1)^{s+1} (f \bar{f}) \quad (2.31)$$

şeklinde ifade edilir (Beyer, 2002). Burada s spini temsil etmektedir.

2.4. Zaman Tersinmesi

Zamanın tersine çevrilmesine zaman tersinmesi ($t \rightarrow -t$) denir. Klasik anlamda Newton'un hareket denklemi ikinci dereceden zamana bağımlı bir denklem olduğundan sürtünmesiz ortamlarda denklem zaman tersinmesi altında değişmez kalır. Fakat, Schrödinger denklemi zamana bağımlı birinci dereceden bir denklemdir. Kuantum mekaniği çerçevesinde zaman tersinmesi tartışılabilir (Henly, 2002). Bir dalga fonksiyonu zaman tersinmesi altında $\psi(\vec{r}, t) \rightarrow \psi_T(\vec{r}, -t)$ biçiminde değişir. Eğer $\psi_T = \psi(-t)$ ise Schrödinger denklemi

$$H\psi_T = i \frac{\partial \psi_T}{\partial t} = -i \frac{\partial \psi(-t)}{\partial t} \quad (2.32)$$

ile verilir.

$\psi_T = \psi^*(\vec{r}, -t)$ şeklinde tanımlandığında Schrödinger denkleminin karmaşık eşleniği

$$-i \frac{\partial \psi^*(t)}{\partial t} = H^* \psi_T^* \quad (2.33)$$

olacaktır. Eğer $t \rightarrow t' = -t$ ise

$$-i \frac{\partial \psi^*(-t)}{\partial(-t)} = i \frac{\partial \psi^*(-t)}{\partial t} = i \frac{\partial \psi_T^*(-t)}{\partial t} = H^* \psi_T \quad (2.34)$$

elde edilir. H gerçel ise,

$$T\psi(t) = \psi_T(-t) = K\psi(-t) = \psi^*(-t), KHK = H^* = H \quad (2.35)$$

olur ve ψ_T için bilinen Schrödinger denklemi bulunur. Burada K , karmaşık eşlenik operatörüdür.

2.5. CPT, PTC, TPC,....

$\Theta = CPT = CTP = TCP = \dots$ herhangi bir sıralamada C , P ve T operatörlerinin birleştirilmiş ifadesidir. Eğer Θ değişmez ise,

$$\begin{aligned} \Theta |q_{gen}, \vec{P}, s, m\rangle &= \eta_\Theta | -q_{gen}, \vec{P}, s, -m\rangle \\ \Theta H(t, r) \Theta^{-1} &= H(t, r), \end{aligned} \quad (2.36)$$

eşitliği sağlanır. T üniter olmayan bir işlemci olduğundan Θ 'da üniter olmayan bir işlemcidir. İlk kez Schwinger (1951) ve Lueders (1952) tarafından gözlenen ve Pauli ile Bell (Pauli ve Bell, 1955) tarafından genelleştirilen CPT teoremi (Herhangi bir

sisteme C, P, T operatörleri artarda uygulandığında sistem bu işlem altında invariant kaldığı teoremdir.) çok genel temeller üzerine dayanmaktadır. Bunun için; (1) Lorentz değişmezliğine, (2) yer yön yerleşikliğine, (3) spin ve istatistik arasındaki genel bağıntıya, (4) hermityen bir Hamiltonyene gereksinim duyulmaktadır.

CPT teoreminin birkaç ilginç sonucu bulunmaktadır. Bir cismin kütlesi spinin yöneliminden bağımsız olduğu için

$$m = \langle \psi | H | \psi \rangle = \bar{m} = \langle \Theta \psi | H | \Theta \psi \rangle \quad (2.37)$$

ile verilebilir. Diğer taraftan CPT teoremi, parçacık antiparçacık çiftlerinin manyetik dipol momentlerinin büyüklüğünün eşit olmasını da öngörmektedir.

Hermityenlik ve etkileşmeden dolayı zayıf etkileşme bozunumu için, CPT teoremi parçacık ve onun antiparçacığının yaşam sürelerinin aynı olduğunu söylemektedir ($\tau = \bar{\tau}$).

2.6. K Mezonları

K -mezonları acayip kuark içerdiklerinden acayip parçacıklardır. İki yüklü ($K^+ = u\bar{s}, K^- = \bar{u}s$) ve iki yüksüz K -mezon ($K^0 = d\bar{s}, \bar{K}^0 = \bar{d}s$) durumu vardır. Acayip kuark içeren parçacıklar acayıplık kuantum sayısına (S) sahiptir. S kuvvetli ve elektromanyetik etkileşmelerde korunur, fakat zayıf etkileşmelerde korunmaz. K^+ ve K^0 'ın acayıplık kuantum sayıları $S = +1$, $\bar{K}^0$ ve K^- 'in ise $S = -1$ 'dir. K^0 ve K^+ bir izospin çifti oluştururken, $\bar{K}^0$ 'da K^- ile izospin çifti oluşturur (Perkins, 1972).

Yüksüz kaonlar iki özel nedenden dolayı ilginçtir. Birincisi, CP -korunumundan olan küçük sapmaları belirleyecek hassasiyete sahip olmalarıdır. İkincisi ise temel kuantum mekanik ilkeleri bunlara uygulandığında parçacık ve antiparçacık arasındaki simetrinin iyi bir biçimde test edilmesi gibi şaşırtıcı etkilere neden olmalarıdır. Yüksüz K mezon sisteminde K^0 - $\bar{K}^0$ mezonlarının karışımı ilginçtir (Martin ve Shaw, 1997).

2.6.1. Yüksüz K Mezon Sisteminde CP Kırınımı

Durgun haldeki yüksüz kaonlara CP uygulandığında

$$CP|K^0\rangle = +|\bar{K}^0\rangle \quad (2.38)$$

olur. Temel alan kuramından

$$CP|\bar{K}^0\rangle = +|K^0\rangle \quad (2.39)$$

ifadesi bulunur. K^0 ve $\bar{K}^0$ zıt acayip kuantum sayılarına sahip olduklarından $\bar{K}^0$ ve K^0 birbirine karışabilir.

K^0 ve $\bar{K}^0$ durumları $|K^0\rangle \equiv \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, $|\bar{K}^0\rangle \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ ile temsil edildiğinde, bunların

çizgisel süperpozisyonu $|\psi(t)\rangle = \psi_1(t)|K^0\rangle + \psi_2(t)|\bar{K}^0\rangle = \begin{pmatrix} \psi_1(t) \\ \psi_2(t) \end{pmatrix}$ ile verilir ve bu eşitlik

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle = H|\psi(t)\rangle \quad (2.40)$$

ifadesi ile uyum içindedir. Bozunumlar için H hermityen olmayan 2×2 bir matristir. H , kütle ve yaşam süresi dikkate alınarak köşegen bir matris olacak biçimde

$H = M - \frac{i\Gamma}{2}$ ifadesi ile tanımlanır. Burada M ve Γ hermityen matrislerdir (Masiero, 1994).

Yüksüz kaon sisteminin zamana bağımlılığı iki bileşenli Schrödinger denklemi ile aşağıdaki şekilde

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} a(t) \\ \bar{a}(t) \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} a(t) \\ \bar{a}(t) \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

verilebilir. Burada $a(t)$ herhangi bir t anında K^0 'ın genliğini, $\bar{a}(t)$ ise $\bar{K}^0$ 'ın genliğini göstermektedir. M niceliği 2×2 bir matris olup

$$M = \begin{bmatrix} \langle K^0 | M | K^0 \rangle & \langle K^0 | M | \bar{K}^0 \rangle \\ \langle \bar{K}^0 | M | K^0 \rangle & \langle \bar{K}^0 | M | \bar{K}^0 \rangle \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

ile verilebilir. Yüksüz kaonun kütle matrisi olarak ta bilinen M , kaon sisteminin etkin Hamiltonyenini temsil etmektedir. Bir kaon, bozunumlarla ortadan yok olduğundan M hermityen bir matris olmayacaktır (Kayser, 1997).

CPT 'nin değişmez ve bu değişmezlik için koşulların aşağıdaki gibi verildiği

$$M_{11} \equiv \langle K^0 | M | K^0 \rangle \equiv \langle \bar{K}^0 | M | \bar{K}^0 \rangle \equiv M_{22} \quad (2.43)$$

varsayalım. Diğer taraftan $M_{11} \equiv M - \frac{i\Gamma}{2}$ ve $M_{22} \equiv \bar{M} - \frac{i\bar{\Gamma}}{2}$ olarak tanımlandığında (2.43) eşitliğinin gerçel kısmından $M = \bar{M}$ olur. Bu durum parçacık ve onun antiparçacığının aynı kütleye sahip olduğunu gösterir. Sanal kısımların birbirine eşit olması ise $\Gamma = \bar{\Gamma}$ olduğunu yani parçacık ve onun antiparçacığının aynı toplam genişlik ya da aynı yaşam süresine sahip olduklarını göstermektedir.

CP değişmezliği durumunda, etkin Hamiltonyen $(CP)^\dagger M(CP) = M$ olacaktır ve bu durumda

$$\begin{aligned} M_{12} &\equiv \langle K^0 | M | \bar{K}^0 \rangle = \langle K^0 | (CP)^\dagger M(CP) | \bar{K}^0 \rangle \\ &= \langle (CP)K^0 | M | (CP)\bar{K}^0 \rangle = \langle \bar{K}^0 | M | K^0 \rangle \equiv M_{21} \end{aligned} \quad (2.44)$$

dir. (2.43) ve (2.44) eşitliklerinden M

$$M = \begin{bmatrix} X & Y \\ Y & X \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

matrisi ile de verilebilir. Bu durumda M 'nin öz durumları kütle öz durumları olur. Bu öz durumlar $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$ ve $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$ ile tanımlanabilir. CP öz durumları ise $|K^0\rangle$ ve $|\bar{K}^0\rangle$ 'ın bir süperpozisyonu ile aşağıdaki gibi verilebilir.

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle] \\ |K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle] \end{aligned} \quad (2.46)$$

$|K_1\rangle$ ve $|K_2\rangle$ öz durumları görüldüğü gibi zıt CP 'ye sahip olup.

$$\begin{aligned} CP|K_1\rangle &= +|K_1\rangle \\ CP|K_2\rangle &= -|K_2\rangle \end{aligned} \quad (2.47)$$

ifadeleri ile temsil edilir. Dolayısıyla $|K_1\rangle$ durumu ancak $CP=+1$ olan durumlara, $|K_2\rangle$ ise $CP=-1$ olan durumlara bozunabilir.

Günümüzde deneysel olarak yüksüz K sisteminin iki kütle öz durumundan biri olan K_S (K -kısa) $\Gamma_S = (0.8926 \pm 0.0012) \times 10^{-10}$ s'lik kısa yaşam süresine sahiptir. Diğer kütle öz durumu olan K_L (K -uzun)'nin yaşam süresi ise $\Gamma_L = (5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8}$ s olarak ölçülmüştür. Bütün K_S 'ler $\pi^+\pi^-$ veya $\pi^0\pi^0$ 'a bozunurlar. Bu son durumların her ikisi içinde $CP=+1$ 'dir. Böylece, CP değişmezliği ve buna karşılık gelen CP korunum yasasına göre $K_S = K_1$ ve $K_L = K_2$ olmalıdır. Ancak, K_2 için $CP=-1$ olduğundan $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ ve $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ bozunmaları kuramsal olarak mümkün değildir. Fakat, bu bozunumlar deneysel olarak

gözlenmiştir. Böylece, CP 'nin yüksüz K bozunumlarında kırıldığı söylenebilir (Kayser, 1997). Bu durumda köşegenleştirilmiş M matrisinin özdeğerleri

$$\begin{aligned} M_S - \frac{i}{2}\Gamma_S &= M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} + R \\ M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L &= M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} - R \end{aligned} \quad (2.48)$$

denklemleri ile de ifade edilebilir. Burada R

$$R = [(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)]^{1/2} \quad (2.49)$$

dir.

Kütle farkı $\Delta M \equiv M_S - M_L$ 'nin deneysel değeri $\Delta M = -3.57 \times 10^{-6}$ eV'dir (Masiero, 1994). K mezonunun kütlesi yaklaşık olarak 0.5 GeV'dir. Bu durumda ΔM değeri çok küçük olmalıdır ve kütle farkı

$$\Delta M \cong \frac{-1}{2} \Delta \Gamma \quad (2.50)$$

eşitliği ile verilir. M 'in özvektörleri de

$$\begin{aligned} |K_S\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} [p|K^0\rangle + q|\bar{K}^0\rangle] \\ |K_L\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} [p|K^0\rangle - q|\bar{K}^0\rangle] \end{aligned} \quad (2.51)$$

şeklindedir. Burada p/q , K^0 ve $\bar{K}^0$ daki karışım oranı olup

$$\frac{p}{q} = \frac{1 - \epsilon_0}{1 + \epsilon_0} = \left[\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.52)$$

ile tanımlanır. $|p|^2 + |q|^2 = 1$ 'dir.

Denklemdaki ϵ_0 parametresi H deki CP kırınım miktarını göstermektedir. Eğer $\epsilon_0 = 0$ ise daha önce bahsettiğimiz CP korunumu dikkate alındığında $|K_S\rangle = |K_1\rangle$ ve $|K_L\rangle = |K_2\rangle$ den $|K_L\rangle$ ve $|K_S\rangle$ CP 'nin öz durumları olacaktır. (2.52) eşitliği $\frac{p}{q}$ veya ϵ_0 'ın fiziksel nicelikler olmadığını göstermektedir. K_L ve K_S 'nin öz durum eşitlikleri kullanılarak H ile ϵ_0 arasındaki ilişki

$$\epsilon_0 \simeq \exp[i \arctg(-2\Delta M / \Delta \Gamma)] \cdot \frac{\text{Im}(M_{12}) - \frac{i}{2} \text{Im}(\Gamma_{12})}{\sqrt{(\Delta M)^2 + \frac{1}{4}(\Delta \Gamma)^2}} \quad (2.53)$$

ifadesi ile verilebilir. (2.50) eşitliğine göre $\arctg(-2\Delta M / \Delta \Gamma) = 43.68^\circ \mp 0.15^\circ$ dir.

M 'nin özdeğerini ve özvektörlerini tanımladıktan sonra (2.40) eşitliğine geri dönelim ve K mezon durumlarının zamana bağlı çözümlerine bakalım. $t=0$ 'da bir K^0 hüzmesi olsun. Herhangi bir t anında K^0 ve $\bar{K}^0$ 'ın hüzmede bulunma olasılığını hesaplayalım. $t=0$ ile verilen ilk durum

$$|\psi(0)\rangle = |K^0\rangle = \frac{1}{2p}(|K_S(0)\rangle + |K_L(0)\rangle) \quad (2.54)$$

olacaktır. (2.40), (2.48) ve (2.51) eşitlikleri kullanılarak

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{2p} [|K_S(t)\rangle + |K_L(t)\rangle] = f_+(t) |K^0\rangle + \frac{q}{p} f_-(t) |\bar{K}^0\rangle \quad (2.55)$$

ifadesi bulunur. Burada

$$f_{\pm}(t) = \frac{1}{2} \left[\exp(-i(M_S - \frac{1}{2}\Gamma_S)t) \pm \exp(-i(M_L - \frac{1}{2}\Gamma_L)t) \right] \quad (2.56)$$

dır. Herhangi bir t anında, $\bar{K}^0$ 'ın hüzmede bulunma olasılığı

$$\begin{aligned} \left| \langle \bar{K}^0 | \psi(t) \rangle \right|^2 &= \left| \frac{q}{p} \right|^2 |f_-(t)|^2 = \left| \frac{q}{p} \right|^2 \frac{1}{4} \times \\ &\times \left[\exp(-\Gamma_S t) + \exp(-\Gamma_L t) - 2 \exp(-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} t) \cos \Delta M t \right] \end{aligned} \quad (2.57)$$

ile verilir. Aynı hüzme içinde K^0 'ın bulunma olasılığı ise

$$\begin{aligned} \left| \langle K^0 | \psi(t) \rangle \right|^2 &= |f_+(t)|^2 = \frac{1}{4} \times \\ &\times \left[\exp(-\Gamma_S t) + \exp(-\Gamma_L t) + 2 \exp(-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} t) \cos \Delta M t \right] \end{aligned} \quad (2.58)$$

olur. CP kırınım etkileri ihmal edildiğinde yani $\frac{q}{p}=1$ olduğunda

$$\frac{N(K^0) - N(\bar{K}^0)}{N(K^0) + N(\bar{K}^0)} = \frac{2 \cos \Delta M t}{\exp(-\frac{\Delta \Gamma t}{2}) + \exp(+\frac{\Delta \Gamma t}{2})} \quad (2.59)$$

ifadesi bulunur. Burada $N(K^0)$, herhangi bir t anında hüzme içinde bulunan K^0 parçacıklarının sayısını göstermekte olup bu sayı deneysel olarak K mezonlarının yarı leptonik bozunumlarından hesaplanır. Gerçekten, $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$, $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ tepkimeleri $\Delta S = \Delta Q$ kuralı ile uyum içindedir. Bu durumda $N(K^0)$

pozitron sayısı ile orantılı olduğu kadar elektron sayılarıyla da orantılıdır. Bilindiği gibi yüksüz kaonlar iki veya üç piyona bozunabilmektedir.

İki piyon durumu, genellikle piyonların kendi izotopik spini (I) ile sınıflandırılır. Bose istatistiğine göre $I=1$ durumu yasaktır. Son durumdaki iki piyon için Clebsch-Gordon ayrışması dikkate alındığında $I=0$ veya $I=2$ olacağından

$$\begin{aligned} |\pi^+ \pi^- \rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} |(\pi\pi)_0 \rangle + \frac{1}{\sqrt{3}} |(\pi\pi)_2 \rangle \\ |\pi^0 \pi^0 \rangle &= -\frac{1}{\sqrt{3}} |(\pi\pi)_0 \rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |(\pi\pi)_2 \rangle \end{aligned} \quad (2.60)$$

sonuçları bulunur. Burada $(\pi\pi)_I$; I izospinli $\pi\pi$ durumlarını göstermektedir. K için $I=1/2$ olduğundan $\Delta I = 1/2$ veya $\Delta I = 3/2$ olur. Bozunma genliklerinin oranı deneysel olarak

$$|w| \equiv \frac{\text{Re } A(K^0 \rightarrow (\pi\pi)_2)}{\text{Re } A(K^0 \rightarrow (\pi\pi)_0)} \approx \frac{1}{22} \quad (2.61)$$

bulunmuştur (Masiero, 1994).

CP kırınımının ölçülebilen nicelikleri

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &\equiv \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \\ \eta_{00} &\equiv \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \end{aligned} \quad (2.62)$$

ifadeleri ile verilebilir. $\Delta S = 1$ geçişlerinden sorumlu zayıf Hamiltonyen kısmında CP korunduğunda, yani $CP A_W^{\Delta S=1} CP^{-1} = A_W^{\Delta S=1}$ olduğunda, birinci dereceden zayıf etkileşmeler dikkate alınarak

$$A(K^0 \rightarrow \pi\pi) = A^{\Delta S=1}(K^0 \rightarrow \pi\pi) = A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi\pi) \quad (2.63)$$

bulunur. (2.51) eşitliğinden

$$\eta_{+-} = \eta_{00} = \varepsilon \quad (2.64)$$

dır. $A_W^{\Delta S=1}$ 'in CP 'nin korunum değerleri olduğu varsayıldığında K bozunumlarında CP korunuyorken, $\Delta S = 2$ için $K^0 - \bar{K}^0$ karışımında CP kırılmaktadır. Bu durum süper-zayıf CP kırınım kuramı olarak bilinir. Bu bizi $\eta_{+-} = \eta_{00}$ sonucunun deneysel tartışmasına götürür.

Eğer $\Delta S = 1$ geçişleriyle de CP kırılıyorsa aşağıda tanımlanan (2.67) eşitliği birinci derecedeki zayıf etkileşmeler için geçerli olmayacaktır. Bu genel durum için, η_{+-} ve η_{00} değerleri K^0 ve $\bar{K}^0$ 'ın iki piyon durumuna bozunum genlikleri cinsinden onların kendi izotopik spini I ile sınıflandırılabilir.

Bu durumda aşağıdaki notasyonlar tanımlanabilir.

$$A(K^0 \rightarrow (\pi\pi)_I) = A_I e^{i\delta_I} \quad (2.65)$$

$$A(\bar{K}^0 \rightarrow (\pi\pi)_I) = A_I^* e^{i\delta_I} \quad (2.66)$$

$$\xi_I \equiv \frac{\text{Im } A_I}{\text{Re } A_I} \quad (2.67)$$

$$\omega \equiv \frac{\text{Re } A_2}{\text{Re } A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \quad (2.68)$$

Burada A_I ve δ_I sırasıyla izospinin $I=0$ durumu için bozunum genlikleri ve kuvvetli faz kaymasını göstermektedir. (2.51), (2.52), (2.60) ve (2.65) eşitlikleri kullanılarak A_I cinsinden η_{+-} ve η_{00} değerleri

$$\eta_{+-} = \frac{[(p-q)\text{Re } A_0 + i(p+q)\text{Im } A_0]e^{i\delta_0} + \frac{[(p-q)\text{Re } A_2 + i(p+q)\text{Im } A_2]e^{i\delta_2}}{\sqrt{2}}}{[(p+q)\text{Re } A_0 + i(p-q)\text{Im } A_0]e^{i\delta_0} + \frac{[(p+q)\text{Re } A_2 + i(p-q)\text{Im } A_2]e^{i\delta_2}}{\sqrt{2}}}$$

$$\eta_{00} = \frac{-[(p-q)\text{Re } A_0 + i(p+q)\text{Im } A_0]e^{i\delta_0} + [(p-q)\text{Re } A_2 + i(p+q)\text{Im } A_2]e^{i\delta_2} \times \sqrt{2}}{-[(p+q)\text{Re } A_0 + i(p-q)\text{Im } A_0]e^{i\delta_0} + [(p+q)\text{Re } A_2 + i(p-q)\text{Im } A_2]e^{i\delta_2} \times \sqrt{2}} \quad (2.69)$$

olarak bulunur. Bu denkleme göre eğer $p=q$ ($K^0 - \bar{K}^0$ karışımında CP kırılmıyorsa), A_0 ve A_2 gerçel ise (K bozunum genliğinde doğrudan olmayan CP kırınımı) η_{+-} ve η_{00} niceliklerinde CP kırınımı ortadan kalkar. Sonuçta (2.67), (2.68) eşitliklerindeki ξ_1 , ω tanımları kullanıldığında ve Denklem (2.51)'de verilen $p \pm q$ 'nin ε_0 cinsinden değeri dikkate alındığında (2.69) eşitliği

$$\eta_{+-} = \frac{\varepsilon_0 + i\xi_0 + \frac{(\varepsilon_0\omega + i\xi_2\omega)}{\sqrt{2}}}{1 + i\varepsilon_0\xi_0 + \frac{(\omega + i\xi_2\varepsilon_0\omega)}{\sqrt{2}}} \quad (2.70)$$

$$\eta_{00} = \frac{-\varepsilon_0 - i\xi_0 + (\varepsilon_0\omega + i\xi_2\omega)\sqrt{2}}{-1 - i\varepsilon_0\xi_0 + (\omega + i\xi_2\varepsilon_0\omega)\sqrt{2}} \quad (2.71)$$

olur. Eşitliklerde ε_0^2 , ω^2 , $\varepsilon_0\omega$ terimleri ihmal edildiğinde

$$\eta_{+-} \approx \varepsilon + \frac{\varepsilon'}{1 + \frac{\omega}{\sqrt{2}}} \quad (2.72)$$

$$\eta_{00} \approx \varepsilon - \frac{2\varepsilon'}{1 - \sqrt{2}\omega}$$

sonuçları bulunur. Burada

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \varepsilon_0 + i\xi_0, \\ \varepsilon' &= \frac{i\omega(\xi_2 - \xi_0)}{\sqrt{2}} = \frac{e^{i\pi/4}|\omega|(\xi_2 - \xi_0)}{\sqrt{2}}\end{aligned}\quad (2.73)$$

dir.

ε' , $\Delta S=1$ iken CP kırınım miktarını doğrudan ölçen bir parametredir. $\Delta S=2$ ile verilen $K^0 - \bar{K}^0$ karışımındaki kaon bozunumlarını dolaylı olarak ölçen CP kırınımı ise ε parametresi ile verilmektedir. ε' ve ε fiziksel olarak ölçülebilen nicelikler olup, bunlar faz seçiminden bağımsızdırlar. $K \rightarrow 2\pi$ bozunum genliği iki farklı katsayısı olan A_0 ve A_2 'nin toplamı ile verilir. Faz serbestliği ya A_0 'ı ya da A_2 'yi gerçel yapabilmek için kullanılır. Genelde A_0 gerçel olarak seçilir. Bu faz varsayımı ile ε_0 ve ε birbirine eşit olur. Böylece Denklem (2.53)'de $\text{Im } A_0 = 0$ olduğunda

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \approx e^{i\pi/4} \left[\frac{\text{Im } M_{12}}{\sqrt{2}\Delta M} \right] \quad (2.74)$$

değerine indirgenir.

Şimdi deneysel sonuçlara bakalım. η_{+-} ve η_{00} için PDG (Particle Data Group, 2002) tarafından verilen deneysel sonuçlar,

$$\begin{aligned}|\eta_{+-}| &= (2.274 \pm 0.017) \times 10^{-3} \\ |\eta_{00}| &= (2.286 \pm 0.017) \times 10^{-3}\end{aligned}\quad (2.75)$$

dır. Bu sonuçlar $|\varepsilon'| \ll |\varepsilon|$ olmak üzere ω 'nun beklenenden çok daha küçük olduğunu göstermektedir. $\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$ oranı

$$\frac{BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-) / BR(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{BR(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0) / BR(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} = \left| \frac{\eta_{+-}}{\eta_{00}} \right|^2 \approx 1 + 6 \text{Re} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \quad (2.76)$$

olarak bulunmuştur. Bu nicelik iki farklı deneyde ölçülmüştür. Deneylerden biri CERN (Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi)'deki NA31 diğeri ise FNAL (Fermi Ulusal Araştırma Laboratuvarı)'deki E731 deneyidir. NA31 deneyinde

$$\text{Re}\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) = (23.0 \pm 6.65) \times 10^{-3} \quad (2.77)$$

sonucu bulunmuştur. Fakat, bu oran FNAL'deki E731 tarafından

$$\text{Re}\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) = (7.4 \pm 5.9) \times 10^{-4} \quad (2.78)$$

olarak verilmiştir.

$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$, un gerçek değerinin anlaşılması SM'de CP kırınımı için önemlidir. CERN (Barr ve ark., 1990) ve FNAL (Arisaka ve ark., 1990)'deki deneyler dışında Frascati de bulunan DAΦNE Φ -fabrikası (Maiani, 1992) 10^{-4} değerinden daha iyi bir hassasiyete ulaşmıştır. CERN'deki CPLEAR deneyinde bu oran 10^{-3} değerine kadar çekilebilmiştir.

CP kırınımının kendiliğinden ortaya çıktığı K bozunumlarının bir diğer sınıfı yarı leptonik $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ bozunumlarıdır. Daha önceden belirtildiği gibi $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ iken $\Delta S = \Delta Q$ kuralı $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ bozunumunun doğruluğunu ortaya koyar. Eğer CP korunuyorsa yukarıda bahsedilen iki süreç için bozunum oranları birbirine eşit olmak zorundadır. Eğer $[CP, H] = 0$ yani CP korunuyorsa

$$\begin{aligned} \langle K_L | H | \pi^- e^+ \nu_e \rangle &= + \langle K_L | CP^{-1} H CP | \pi^- e^+ \nu_e \rangle = \langle K_L | H | \pi^+ e^- \bar{\nu}_e \rangle \\ \Rightarrow \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) &= \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e) \end{aligned} \quad (2.79)$$

olmalıdır. Fakat deneysel olarak bulunan sonuç (Particle Data Group, 2002)

$$\delta \equiv \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) - \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) + \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e)} = (3.27 \pm 0.12) \times 10^{-3} \quad (2.80)$$

dir. Bu durumda CP kırılmaktadır. δ niceliği K^0 ve $\bar{K}^0$ 'ın sürekli öz durumları cinsinden ifade edilen K_L ve K_S kütle öz durumlarına bağlı olan p ve q ya da benzer şekilde

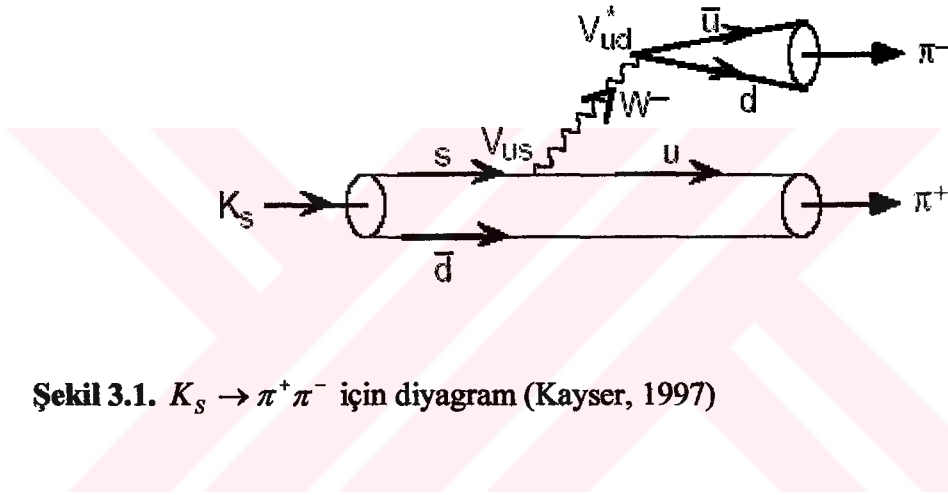
$$\delta = \frac{|p|^2 - |q|^2}{|p|^2 + |q|^2} = \frac{2 \operatorname{Re}(\varepsilon)}{1 + |\varepsilon|^2} \quad (2.81)$$

ile temsil edilen ε parametresi ile ilişkilidir.

3. MATERYAL VE METOD

3.1. Standart Modelde CP Kırınımının Kaynağı

İlk kez kaon bozunumlarında gözlenen CP kırınımının SM'deki zayıf etkileşmelerden kaynaklandığı bilinmektedir. Hadronik zayıf bozunum için tipik bir Feynman diyagramı aşağıdaki gibi gösterilebilir.



Şekil 3.1. $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ için diyagram (Kayser, 1997)

Şekil 3.1'de görüldüğü gibi $\bar{K}^0 = s\bar{d}$ kuark bileşiminden oluşmuştur. s kuarkı W^- bozonu aracılığı ile $s \rightarrow u\bar{u}d$ olacak biçimde kendinden daha hafif olan kuarklara bozunarak $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ tepkimesini oluşturur. SM'e göre W bozonunun kuarkla çiftlenimi aşağıdaki Hamiltonyen ile verilebilir (Kayser, 1997).

$$H_W = \frac{g}{\sqrt{2}} W^\mu \sum_{\substack{\alpha=u,c,t \\ i=d,s,b}} V_{\alpha i} \bar{\alpha}_L \gamma_\mu i_L + \frac{g}{\sqrt{2}} W^{\mu\dagger} \sum_i V_{\alpha i}^* \bar{i}_L \gamma_\mu \alpha_L \quad (3.1)$$

Burada g çiftlenim şiddetini, W ; W bozonunun alanını, $\alpha_L = \frac{1-\gamma_5}{2} \alpha$ olup; α kuark

alanının sol-elli izdüşümünü, $i_L = \frac{1-\gamma_5}{2} i$ olup benzer şekilde i kuark alanının sol-

elliliğini, $V_{\alpha i}$ katsayısı ise Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) kuark karışım

matrisinin elemanlarını temsil etmektedir. CKM matrisi (Kobayashi ve Maskawa, 1973)

$$V = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

şeklinde ifade edilir. (3.1) eşitliği dikkate alındığında üç negatif yüklü kuarktan herhangi biri (i) bir W salarak pozitif yüklü α kuarklarından herhangi birine dönüşebilir. Dönüşümler sırasında genlik V_{ai} ile orantılıdır. Böylece V matrisinin köşegenleri dışında kalan elemanları, bir kuark ailesinden diğer bir kuark ailesine dönüşümü tanımlamaktadır. Yani matrisin elemanları kuark ailelerini birbirine karıştırır. Bu nedenle V 'ye “kuark karışım matrisi” de denilmektedir.

SM'de Z bozonunun kuarklar ile çiftlenimini tanımlayan Hamiltonyen

$$H_Z = \frac{g}{\cos \theta_W} Z^\mu \sum_{q=u,c,t,d,s,b} \left\{ \left[I_3(q_L) - Q(q) \sin^2 \theta_W \right] \bar{q}_L \gamma_\mu q_L - Q(q) \sin^2 \theta_W \bar{q}_R \gamma_\mu q_R \right\} \quad (3.3)$$

eşitliği ile verilir. Burada θ_W ; Weinberg açısını, $I_3(q_L)$; sol-elli kuarkların zayıf izospinini, $Q(q)$; kuark'ın elektrik yükünü, $q_R = \frac{(1+\gamma_5)}{2} q$ olup q kuark alanının sağ-elliğini göstermektedir.

W -kuark etkileşmesindeki $\frac{g}{\sqrt{2}} W^\mu V_{ai} \bar{\alpha}_L \gamma_\mu i_L$ terimi, CP altında

$$(CP) \frac{g}{\sqrt{2}} W^\mu V_{ai} \bar{\alpha}_L \gamma_\mu i_L (CP)^{-1} = \left[\eta^*(W) \eta(\alpha) \eta^*(i) \right] \frac{g}{\sqrt{2}} W^{\mu\dagger} V_{ai}^* \bar{i}_L \gamma_\mu \alpha_L \quad (3.4)$$

olacak biçimde değişir. Burada $\eta^*(W)$, $\eta(\alpha)$, $\eta^*(i)$ terimleri fazları göstermekte olup $[\eta^*(W)\eta(\alpha)\eta^*(i)]=1$ dir. Bu durumda (3.1) eşitliğine CP uygulandığında

$$\xrightarrow{CP} H_W = \frac{g}{\sqrt{2}} W^{\mu\dagger} \sum_{\alpha,i} V_{\alpha i} \bar{l}_L \gamma_\mu \alpha_L + \frac{g}{\sqrt{2}} W^\mu \sum_{\alpha,i} V_{\alpha i}^* \bar{\alpha}_L \gamma_\mu i_L \quad (3.5)$$

sonucu bulunur. Eşitliklerden görüldüğü gibi eğer V gerçel yada kuark alanları için uygun bir faz değişimi ile gerçel yapılabilirse H_W , CP altında değişmez kalacaktır. Benzer şekilde Z -kuark etkileşmesinde H_Z terimleri CP altında aynı biçimde dönüşüme uğrayacağından H_Z de CP altında değişmez kalır (Kayser, 1997).

3.1.1. CKM Matrisi

SM'de CKM matrisinin üniter olması istenir. Eğer matris üniter değilse matris elemanlarını tahmin etmek zordur. Diğer taraftan matris elemanlarının değerleri deneysel olarak belirlenmek zorundadır. Bu durumda akıllara CKM matrisini tanımlamak için kaç bağımsız parametreye ihtiyaç duyulmaktadır? sorusu gelecektir. Bu soruya yanıt ararken V matrisi içinde bulunan ve fiziksel anlamı olmayan bazı fazların kaldırılması gerekecektir. (3.1) eşitliğinde görüldüğü gibi $V_{\alpha i} = \langle \alpha | H_W | i \rangle$ olup, bu ifade W salarak $i \rightarrow \alpha$ 'ya kuark geçiş genliğidir. Bu nedenle i ve α kuarklarının fazları keyfi olarak değiştirildiğinde $V_{\alpha i}$ 'nin de fazı değişir. $V_{\alpha i}$ 'nin i . sütunu $e^{i\theta}$ ile çarpılarak $|i\rangle \rightarrow e^{i\theta}|i\rangle$ şeklinde kuark ailelerinin aşağı (d, s, b) bireyleri yeniden tanımlanır. Benzer şekilde $V_{\alpha i}$ 'nin α satırı bir faz faktörü ile çarpılarak kuark ailelerinin yukarıda bulunan bireyleri (u, c, t) tekrar tanımlanır. Yani fiziksel bir değişikliğe uğratmadan $V_{\alpha i}$ 'nin her bir satır veya sütunu bir faz faktörü ile çarpılabilir. Bu işlemler altı kuark'ın gerçel olan beş fazına karşılık gelen $V_{\alpha i}$ matrisindeki beş fazın kaldırılması için gereklidir. $V_{\alpha i}$ 'den beş elemanın kaldırılması matrisi gerçel yapar.

Sadece üç kuark ailesi olduğu varsayımı yerine N aile alındığında V , $N \times N$ 'lik bir matris haline dönüşür. Bu kuark karışım matrisi $(N-1)^2$ parametreye bağlıdır. Bu parametreler karışım açıları ve fazlar olarak alındığına, parametrelerden $\frac{N(N-1)}{2}$ tanesi karışım açısı ve $(N-1)^2 - \frac{N(N-1)}{2} = \frac{(N-1)(N-2)}{2}$, si de faz olacaktır. Buradan görülüyor ki $N \geq 3$ olmadıkça karışım matrisinde fiziksel anlamı olan faz bulunmamaktadır. Üç kuark ailesinden daha az aile olsaydı SM'de zayıf etkileşme için CP kırımını imkansız olacaktı.

SM zayıf etkileşmede sadece V_{ai} elemanlarının bazıları karmaşık olduğunda CP kırımının oluşacağını söylemektedir. 3×3 karışım matrisinde bulunan karmaşık fazlar büyük olsa bile K bozunumlarında CP kırımını küçüktür. Çünkü, bu bozunumlardaki baskın diyagramlar sadece ilk iki ailedeki kuarklardan oluşmaktadır (Şekil 3.1). Gerçekten en az üç kuark ailesi olmasına rağmen aslında kuark karışım matrisi sadece iki aileli bir dünyada CP 'yi kırmaz. Bu durumda K bozunum işlemleri büyük CP kırımını için yeterli fiziğe sahip değildir. Üçüncü ailenin kuarklarını içeren (t, b) başka bozunumlara gidilirse daha büyük CP kırım etkileri gözlenebilir. Bu nedenle B mezon bozunumlarında CP kırım deneyleri geliştirilmektedir. Tipik bir B bozunumunda, B de bulunan ağır b ya da $\bar{b}$ kuarkı, birinci veya ikinci aileden olan daha hafif kuarklara bozunurlar. Böylece, CP kırımını büyük olur. B bozunumundaki CP 'nin kırıcı etkileri CKM matrisindeki fazlar hakkında bilgi verebilir. Bu etkileri çalışarak fazların CP kırımının kaynağı olup olmadığını test etmek önemlidir (Kayser, 1997).

3.2. B Hadronlarının Üretim ve Bozunumları

Proton, serbest partonların (kuark ve glonlar) sanal durumlarının birleşmesinden oluşmuştur. Sanal gluonlar ayrışarak üç valans kuark, sanal gluonlar ve sanal kuark-antikuark çiftlerini (kuark denizi) oluşturur.

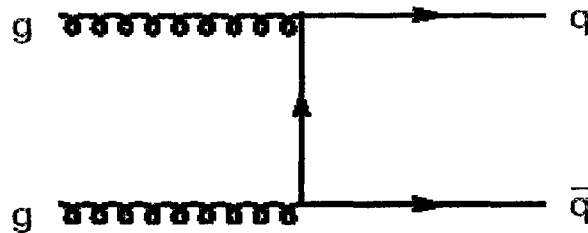
2007 yılında LHC (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)'de, protonlar $\sqrt{s}=14$ TeV'lik kütle merkezi enerjisinde çarpıştırılacaktır. Bu enerjide, çarpışma zamanı

sanal durumların yaşam sürelerinden çok daha kısadır. Bu nedenden dolayı partonlar birbirleri ile çarpıştıklarında serbestçe davranabileceklerdir. Çarpışmada etkileşen partonlar protonun momentumunu eşit oranda paylaşmazlar. Her bir parton sadece proton momentumunun bir kesrini taşır.

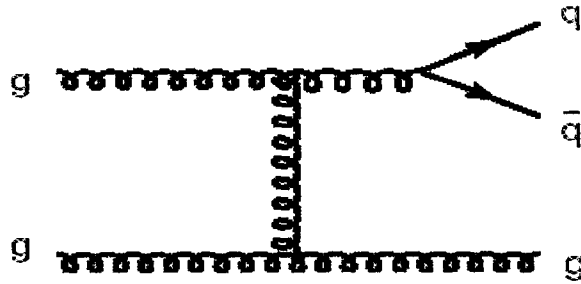
pp çarpışmalarında; gluon-gluon füzyonu, çeşni uyarılması ve gluon ayrışması olmak üzere üç temel $b\bar{b}$ üretim mekanizması bulunmaktadır (Şekil 3.2, 3.3 ve 3.4). LHC’de gluon-gluon füzyon mekanizmasının baskın olacağı beklenmektedir (Ball ve ark., 2000). Fakat, $b\bar{b}$ toplam tesir kesitinde çeşni uyarılması ve gluon ayrışma mekanizmasından gelen katkılar da dikkate alınacaktır.

Gluon-gluon füzyonu dik düzlemde (ϕ ’de) arka arkaya olacak biçimde p_T momentumlu b jetlerinin oluşmasını sağlar. Proton momentumunun belli bir kesrini taşıyan gluonlar $b\bar{b}$ çiftini oluşturacağından b ve $\bar{b}$ jetlerinin η düzleminde arka arkaya oluşması beklenmemektedir. Çeşni uyarılması olarak da bilinen süreç biri merkezi bölgede bulunan (küçük pseudo rapitide η) bir b jeti ve diğeri ise boyuna (boost) olacak biçimde ortaya çıkan başka bir b jeti verecektir. Gluon ayrışma mekanizması η ve ϕ düzlemlerinde birbirlerine çok yakın olan iki b jeti oluşturacaktır. b jetleri ϕ ’in karşısında bulunan bir gluon jetiyle dengelenecektir.

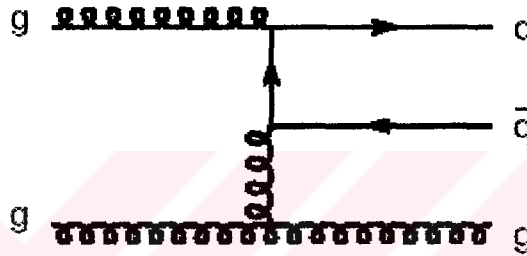
İki b kuarkının dallanması jetleri oluşturur. İki b -jet genellikle tipik bir $b\bar{b}$ olayını üretir. Ancak, daha yüksek mertebeli süreçlerde Şekil 3.3 ve 3.4’te görüldüğü gibi ek bir gluon jetinin üretilme olasılığı da vardır. Bu jetler, b -kuark jetleriyle ilişkisi olmayan arta kalan protonların parçalanmasından üretilen ve belirgin (underlying) olay olarak ta adlandırılan jetlerin üst üste toplanmasından oluşurlar.



Şekil 3.2. Gluon füzyon mekanizması (Zhen, 2002)

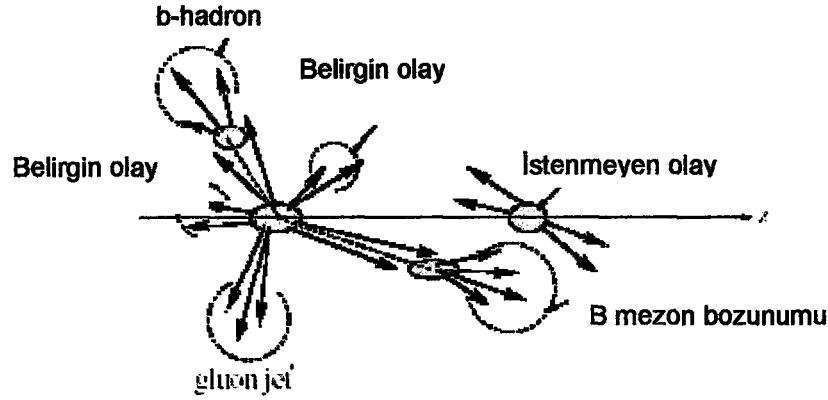


Şekil 3.3. Gluon ayrışması (Zhen, 2002)



Şekil 3.4. Çeşni uyarılması (Zhen, 2002)

Hüzme eksenini boyunca farklı pozisyonlarda bulunan birbirinden bağımsız pp olayları da jetlerin oluşmasını sağlar. Bu tip fazladan pp etkileşmesi pile-up (istenmeyen olay) olarak bilinir ve her geçiş demeti içerisinde çok sayıda olabilir. LHC de, $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 'lik ışıklıkta (birim zamanda birim alandan geçen parçacık sayısı) 25 ns (1 nanosaniye, saniye'nin milyarda biridir)'lik demet zaman ayrışması ve 70 mb'lik esnek olmayan pp toplam tesir kesiti ile her bir demet geçişi başına yaklaşık olarak 20 $b\bar{b}$ olayının gözlenmesi beklenmektedir. Tipik bir $b\bar{b}$ olayı Şekil 3.5'de verilmiştir.



Şekil 3.5. Tipik bir $b\bar{b}$ olayı (Zhen, 2002)

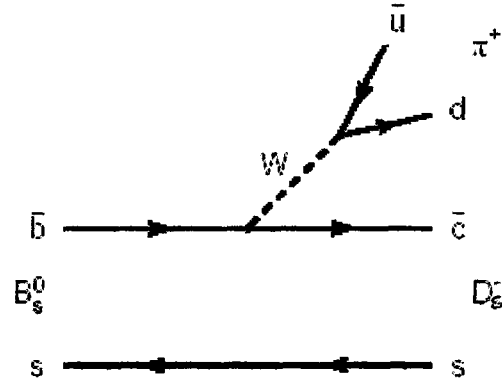
Kuark modeline göre B mezonları bir b kuarkı ile u , d , s ve c gibi b kuarkından daha hafif olan kuarkların bir araya gelmesinden oluşur. $B^+ = \bar{b}u$, $B^- = b\bar{u}$, $B_d^0 = \bar{b}d$, $\bar{B}_d^0 = b\bar{d}$, $B_s^0 = \bar{b}s$, $\bar{B}_s^0 = b\bar{s}$, $B_c^+ = \bar{b}c$, $B_c^- = b\bar{c}$ parçacıkları bilinen B mezonlarıdır.

Hadronizasyon fazının başlangıcındaki $\bar{b}$ kuarkının ya bir $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ ya da bir kuark-antikuark çifti yaymasına bağlı olarak son durumlar bir B^+ , B^0 , B_s , B_c mezonları ve bir b -çeşnili baryon (λ_b) içerebilir. Çok nadir olarak, bir $b\bar{b}$ bağlı durumu da (Υ) üretilebilir (Zhen, 2002).

3.2.1. B Hadronlarının Bozunumu

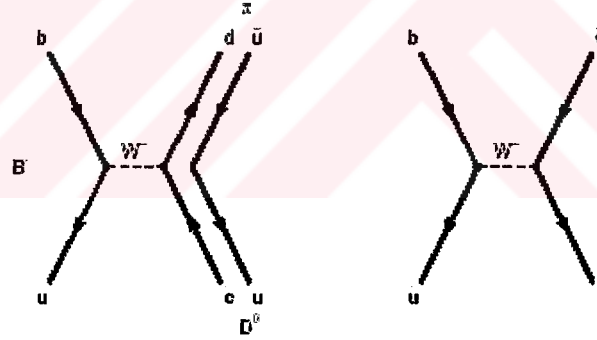
Elektromanyetik ve kuvvetli etkileşmeler kuark çeşnisini koruduğundan, b hadronları sadece zayıf etkileşmeyle bozunabilirler. Bozunum diyagramları iki sınıfa ayrılır:

- Ağır kuarkın bozunduğu, hafif kuarkın bozunuma katılmadığı seyirci (spectator) kuarklı diyagramlar Şekil 3.6'da gösterildiği gibidir. Eğer diyagramın sadece böyle bir tipi olsaydı b kuarklarını içeren tüm mezon ve baryonların yaşam süreleri eşit olurdu.

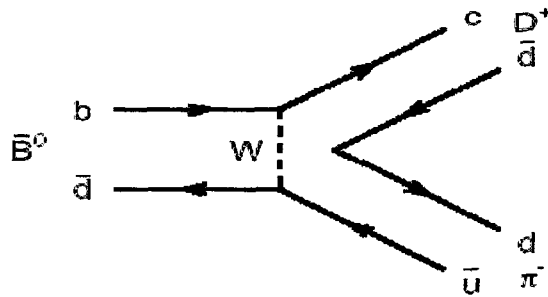


Şekil 3.6. $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ bozunumunun izleyici kuark diyagramı (Zhen, 2002)

- Şekil 3.7’de gösterilen yüklü B mezonlarının yok olma diyagramları ve Şekil 3.8’de gösterilen yüksüz B mezonlarının W değiştokuş diyagramları aşağıdaki gibi olmalıdır.



Şekil 3.7. B^- bozunumunun yok olma diyagramı (Zhen, 2002)



Şekil 3.8. B^0 bozunumunun W değiştokuş diyagramı (Zhen, 2002)

Yüklü ve yüksüz B mezonlarının yaşam süreleri farklıdır. B mezonlarının yaşam sürelerinin bilinmesi CKM matrisindeki V_{cb} elemanının kesin olarak ölçülmesi bakımından önemlidir. CKM matrisinin elemanları $B^0 \bar{B}^0$ karışımından ölçülebilir (Zhen, 2002).

3.2.2. Yüklü B Sisteminde CP Kırınımı

CP ayna görüntü bozunumlarının oranları arasındaki eşitsizlik CP kırınımı olarak bilinir. CP değişmezliği var ise, bir i başlangıç durumundan f son duruma bozunum genliği $\langle f|T|i \rangle$

$$\langle f|T|i \rangle = \langle CP[f]|T|CP[i] \rangle$$

ile tanımlanır. $\bar{f}$; f son durumunun CP ayna görüntüsüdür: $\bar{f} \equiv CP[f]$. Bu durumda yüklü mezon sistemi $B^+ \rightarrow f$ ve $B^- \rightarrow \bar{f}$ ile gösterilirse, bu bozunumların CP ayna görüntü oranları arasındaki eşitsizlik CP değişmezliğini kıracaktır. Böylece, B sistemindeki kırınımlar denklem (2.80)'de tanımladığımız K sisteminin asimetrik δ parametresinin bir benzeri olacaktır.

Bildiğimiz gibi CPT değişmezliği herhangi bir kararsız parçacık ve onun antiparçacığının aynı toplam genişlikte olmasını gerektirir. Bu nedenle herhangi bir f son durumu CP kırınımında $\Gamma[B^+ \rightarrow f] > \Gamma[B^- \rightarrow \bar{f}]$ ile verilebiliyorsa, o zaman başka bir f' son durum/durumları $\Gamma[B^+ \rightarrow f'] < \Gamma[B^- \rightarrow \bar{f}']$ ile verilmek zorundadır. Aksi takdirde, CPT sınırlaması olarak bilinen $\Gamma_{toplam}[B^+] = \Gamma_{toplam}[B^-]$ ifadesi sağlanmayacaktır. Kuantum mekaniğindeki herhangi bir karmaşık faz gibi CKM matrisindeki karmaşık fazlar sadece genlikler arasındaki girişimlerin fiziksel sonuçlarıdır. Özellikle CKM fazları CP kırınımını oluşturur. CP ayna görüntü süreçleri olan $B^+ \rightarrow f$ ve $B^- \rightarrow \bar{f}$ arasındaki karşılaştırma şu şekilde yapılabilir. İki Feynman diyagramın $B^+ \rightarrow f$ zayıf bozunumuna katkı sağladığını varsayalım.

Bu diyagramların her biri Şekil 3.1’de verildiği gibi bazı CKM elemanlarının çarpımı ile orantılıdır. Böylece, ilk Feynman diyagramının a genliği

$$a = M e^{i\delta_{CKM}^f} e^{i\alpha_s} \quad (3.6)$$

formunda olmalıdır. Burada M , a ’nın büyüklüğü, δ_{CKM}^f diyagramla orantılı olan CKM matris elemanlarının çarpımının fazı, α_s ise kuvvetli etkileşmelerden kaynaklanan fazdır. Benzer şekilde ikinci diyagram için a' genliği

$$a' = M' e^{i\delta_{CKM}^f} e^{i\alpha'_s} \quad (3.7)$$

ile verilebilir. Burada $M' \equiv |a'|$ olup δ_{CKM}^f ikinci diyagramla orantılı olan CKM matris elemanlarının çarpımının fazı ve α'_s kuvvetli etkileşmelerden kaynaklanan faz olacaktır. Bu durumda $B^+ \rightarrow f$ için

$$\begin{aligned} \Gamma[B^+ \rightarrow f] &= \left| M e^{i\delta_{CKM}^f} e^{i\alpha_s} + M' e^{i\delta_{CKM}^f} e^{i\alpha'_s} \right|^2 \\ &= M^2 + M'^2 + 2MM' \cos(\varphi + \varphi_s) \end{aligned} \quad (3.8)$$

eşitliği verilebilir. Burada $\varphi = \delta_{CKM}^f - \delta_{CKM}^f$ olup iki genliğin bağıl CKM fazıdır ve $\varphi_s = \alpha_s - \alpha'_s$ ise bunların kuvvetli etkileşmesinin bağıl fazıdır.

$B^- \rightarrow \bar{f}$ için CP ayna görüntü bozunumlarının diyagramları $B^+ \rightarrow f$ bozunum diyagramı ile aynıdır. Sadece her bir kuark (antikuark) kendisine karşılık gelen antikuark (kuark) ile yer değiştirir.

Eşitlik (3.1) deki H_W ’de bu değişiklik yapıldığında $B^+ \rightarrow f$ diyagramında görünen her bir CKM elemanı, $B^- \rightarrow \bar{f}$ diyagramına karşılık gelen karmaşık eşleniği ile değiştirilmektedir. Ancak, CKM fazlarından bağımsız olarak, SM kuvvetli etkileşmelerinde olduğu gibi (3.3) ve (3.5) eşitliklerinin SM zayıf

etkileşmeleri de CP değişmezdir. Bundan dolayı, bir diyagramın genliği $B^+ \rightarrow f$ 'den $B^- \rightarrow \bar{f}$ durumuna gidildiğinde tamamen değişmeyecektir. Böylece, $B^- \rightarrow \bar{f}$ için

$$\begin{aligned}\Gamma[B^- \rightarrow \bar{f}] &= \left| M e^{-i\delta_{CKM}^f} e^{i\alpha_s} + M' e^{-i\delta_{CKM}^f} e^{i\alpha_s'} \right|^2 \\ &= M^2 + M'^2 + 2MM' \cos(-\varphi + \varphi_s)\end{aligned}\quad (3.9)$$

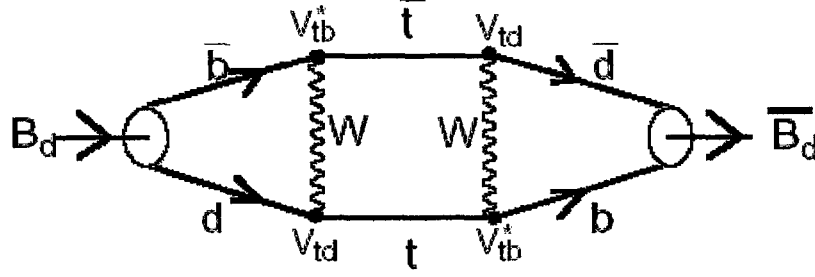
dır. (3.8) ve (3.9) eşitlikleri karşılaştırıldığında iki girişim genliğinin bağıl fazlarının farklı olduğu görülür. CP kırıldığında $\Gamma[B^+ \rightarrow f]$ ve $\Gamma[B^- \rightarrow \bar{f}]$ değerleri birbirlerinden farklı olmalıdır.

CP kırınımında SM'i test etmek için sadece $\Gamma[B^- \rightarrow \bar{f}]$ ve $\Gamma[B^+ \rightarrow f]$ arasında CP 'yi kıran etkiyi gözlemek yeterli değildir. Ayrıca, CKM fazı olarak bildiğimiz φ de hesaplanmalıdır. $\Gamma[B^+ \rightarrow f]$ ve $\Gamma[B^- \rightarrow \bar{f}]$ sadece gözlenebilen iki niceliktir, bunlar (3.8) ve (3.9) eşitliklerinden gördüğümüz gibi $M, M', \varphi, \varphi_s$ olmak üzere dört parametreye bağlıdır ve kendi kendilerine φ 'yi tanımlayamazlar. Bu durumda SM'de CP kırınımı, yüklü B mezonlarının bozunumuyla test edilemez.

3.2.3. Yüksüz B Mezon Bozunumları

Yüksüz B bozunumlarında SM'nin CP kırınımını test etmek mümkündür. Bunun için $B_s - \bar{B}_s$ sistemine benzer davranış gösteren $B_d - \bar{B}_d$ sistemini ele alalım.

$B_d - \bar{B}_d$ sisteminin en önemli özeliği B_d ve $\bar{B}_d$ 'nin birbirine karışıyor olmasıdır. SM'de B_d ve $\bar{B}_d$ üretimi Şekil 3.9'da gösterildiği gibidir.



Şekil 3.9. $B_d - \bar{B}_d$ karışımının SM kutu diyagramı (Kayser, 1997)

$A(B_d \rightarrow \bar{B}_d)$ karışım genliğinin fazı

$$\arg[A(B_d \rightarrow \bar{B}_d)] = \arg[(V_{td} V_{tb}^*)^2] = -2\delta_{CKM}^m \quad (3.10)$$

ile verilebilir. Buradaki δ_{CKM}^m ; $B_d - \bar{B}_d$ karışım fazını ve m ise parçacıklar arasındaki karışımı temsil etmektedir.

$B_d \rightarrow \bar{B}_d$ sistemi zamana bağlı iki bileşenli Schrödinger eşitliği ile tartışılabilir. Denklem, yüksüz kaonlar için verilen (2.41) eşitliğine benzemektedir. Bu durumda $B_d \rightarrow \bar{B}_d$ için Schrödinger eşitliği

$$M = \begin{bmatrix} X & M_{21} \\ M_{12} & X \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

ile tanımlanan bir kütle matrisi içerir. Bu matris (2.42) eşitliğindeki yüksüz K kütle matrisi ile aynıdır. $B_d - \bar{B}_d$ kütle matrisinin köşegenleri olan X elemanları CPT korunumundan dolayı birbirine eşittir. Köşegenler dışında kalan M_{21} elemanı Şekil 3.9'daki kutu diyagramın bir sonucudur. Köşegen dışındaki diğer eleman da (M_{12}) benzer bir kutu diyagramından gelmektedir. Bu kutu diyagramında her kuark (antikuark) kendi antikuark (kuark)'ı ile yer değiştirir. Yüklü B bozunum durumunda olduğu gibi her bir CKM elemanı kendi karmaşık eşleniği ile yer değiştirmektedir,

fakat diğer değişimler yoktur. Şekil.3.9'da verilen kutu diyagramları kuvvetli faza sahip değildir ve $M_{12} = M_{21}(V \rightarrow V^*) = M_{21}^*$ dir.

$B_d - \bar{B}_d$ sisteminin kütle öz durumlarını $B_{ağır}$ (B_H) ve B_{hafif} (B_L) olarak tanımlayalım. (3.11) eşitliğinden bu kütle öz durumlarının karmaşık kütleleri yani M matrisinin özdeğerleri

$$\lambda_{H(L)} = X \begin{pmatrix} + \\ - \end{pmatrix} \sqrt{M_{12}M_{21}} = m_{H(L)} - \frac{i}{L} \Gamma_{H(L)} \quad (3.12)$$

ifadesi ile verilir. Burada $m_{H(L)}$; $B_{H(L)}$ 'nin kütlesini, $\Gamma_{H(L)}$ ise genişliğini göstermektedir. $M_{12}M_{21}$ gerçel ve pozitif olduğundan, λ_H ve λ_L aynı sanal kısma sahiptir. B_H ve B_L 'nin genişlikleri de eşittir. $\Gamma_H \equiv \Gamma_L \equiv \Gamma$.

Şekil 3.8'deki SM diyagramı, $A(B_d \rightarrow \bar{B}_d)$ genliği için iyi bir yaklaşım olmasa bile $\Gamma_H = \Gamma_L = \Gamma$ eşitliğini sağlamaktadır. K_S ve K_L 'den farklı olarak hiçbir B kütle öz durumu özel bir bozunma moduna sahip değildir. Yani; kabul edilebilir bir bozunma oranı ve başka bir kütle öz durumu mevcut değildir. Bundan dolayı, B_H ve B_L yaklaşık olarak eşit genişliklere sahiptir.

Denklem (3.11) ve (3.12)'den $|B_{H(L)}\rangle$ kütle öz durumları

$$|B_{H(L)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|B_d\rangle \begin{pmatrix} + \\ - \end{pmatrix} e^{-2i\delta_{CKM}} |\bar{B}_d\rangle \right] \quad (3.13)$$

ile verilebilir. B_d ve $\bar{B}_d$ karışımından dolayı $t=0$ 'da durgun halde bulunan yüksüz bir $|B_d\rangle$ herhangi bir t anında $|B_d(t)\rangle$ durumunda bulunacaktır. Bu son durum $|B_d\rangle$ ve $|\bar{B}_d\rangle$ 'nin süperpozisyonundan oluşur. (3.12), (3.13) ve Schrödinger eşitliği dikkate alındığında

$$|B_d(t)\rangle = e^{-i(m-\frac{\Gamma}{2})t} \left\{ c|B_d\rangle - ie^{-2i\delta_{CKM}^B} s|\bar{B}_d\rangle \right\} \quad (3.14)$$

olduğunu söyleyebiliriz. Burada m ,

$$m = \frac{m_H + m_L}{2} \quad (3.15)$$

olarak tanımlanmakta olup B_H ve B_L kütlelerinin ortalama değeridir. Δm ise,

$$\Delta m = m_H - m_L \quad (3.16)$$

ile tanımlanan B_H - B_L kütle farkıdır.

$$c \equiv \cos\left(\frac{\Delta m}{2}t\right), \quad s \equiv \sin\left(\frac{\Delta m}{2}t\right) \quad (3.17)$$

ile verilir.

Yani $t=0$ 'da saf bir $|B_d\rangle$ olan yüksüz B mezonu son duruma bozunmadan önce bir $|B_d\rangle$ ve bir $|\bar{B}_d\rangle$ arasında salınım yapmaktadır. Gözlenen salınım için deneyler (Schröder, 1994; Wu, 1996; Kroll, 1996)

$$\frac{\Delta m}{\Gamma} = \begin{cases} 0.66 \pm 0.09 & ARGUS \quad \& CLEO \\ 0.72 \pm 0.04 & LEP \end{cases} \quad (3.18)$$

sonuçlarını bulmuştur. Böylece tipik bir B bozunumundan önce ihmal edilemeyecek bir salınım kesri ortaya çıkmaktadır.

Şimdi f son durumunun saf bir B_d ve bir $\bar{B}_d$ ye bozunduğunu varsayalım. Böyle bir son durumda $\rho^+\pi^-$, D^0K_S , $\pi^+\pi^-$ ve ΨK_S olabilir. $t=0$ da saf bir B_d 'nin herhangi bir t anında $B_d(t)$ olacak biçimde bir f durumunda bulunma olasılığını

$\Gamma_f(t) = \Gamma(B_d(t) \rightarrow f)$ şeklinde ifade edelim. Eşitlik (3.14)'deki $B_d(t)$ dalga fonksiyonundan

$$\Gamma_f(t) = \left| \langle f|T|B_d \rangle \right|^2 = e^{-\Gamma t} \left| c \langle f|T|B_d \rangle - i e^{-2\delta_{CKM}^m} s \langle f|T|\bar{B}_d \rangle \right|^2 \quad (3.19)$$

sonucu bulunur. $\langle f|T|B_d \rangle$ ve $\langle f|T|\bar{B}_d \rangle$ bozunum genliklerinin her birinin tek bir Feynman diyagramıyla baskın olduğunu kabul edelim. Bu durumda

$$\langle f|T|B_d \rangle = M e^{i\delta_{CKM}^f} e^{i\alpha_s} \quad (3.20)$$

olacaktır. M ; $\langle f|T|B_d \rangle$ de baskın olan diyagramın büyüklüğü, δ_{CKM}^f bu diyagramla orantılı olan CKM matris elemanlarının çarpımının fazı, α_s ise diyagramın kuvvetli etkileşme fazıdır. Benzer şekilde

$$\langle f|T|\bar{B}_d \rangle = \bar{M} e^{-i\bar{\delta}_{CKM}^f} e^{i\bar{\alpha}_s} \quad (3.21)$$

olup $\bar{M}$, $\bar{\delta}_{CKM}^f$ ve $\bar{\alpha}_s$ sırasıyla $\langle f|T|\bar{B}_d \rangle$ de baskın olan diyagramın büyüklüğü, CKM fazı ve kuvvetli etkileşme fazıdır. (3.19)-(3.21) eşitliklerinden

$$\Gamma_f(t) = e^{-\Gamma t} \{ c^2 M^2 + s^2 \bar{M}^2 - 2csM\bar{M} \sin(\varphi + \varphi_s) \} \quad (3.22)$$

dır. Burada

$$\varphi \equiv 2\delta_{CKM}^m + \delta_{CKM}^f + \bar{\delta}_{CKM}^f \quad (3.23)$$

olup (3.19) eşitliğindeki iki girişim genliğinin bağıl CKM fazıdır. Bunların kuvvetli bağıl fazı ise

$$\varphi_s = \alpha_s - \bar{\alpha}_s \quad (3.24)$$

ile verilir. $B_d(t) \rightarrow f$ bozunumunun CP ayna görüntüsü $\bar{B}_d(t) \rightarrow \bar{f}$ gibi bir süreçle verilebilir. Daha önce de tartıştığımız gibi, bir süreçten onun CP ayna görüntüsüne gidildiğinde CKM fazları tersine dönecek fakat faz dışında hiçbir şey değişmeyecektir. Böylece, $\Gamma_f(t)$ için verilen (3.22) eşitliğinden $\bar{\Gamma}_{\bar{f}}(t) \equiv \Gamma(\bar{B}_d(t) \rightarrow \bar{f})$ ve

$$\bar{\Gamma}_{\bar{f}}(t) = e^{-\Gamma t} \{c^2 M^2 + s^2 \bar{M}^2 - 2csM\bar{M} \sin(-\varphi + \varphi_s)\} \quad (3.25)$$

dir (Aleksan ve ark., 1991). $B_d(t) \rightarrow f$ ve $\bar{B}_d(t) \rightarrow \bar{f}$, birbirlerinin CP eşleniği tepkimeleri olduğundan CP değişmezliği gereğince $\Gamma_f(t) = \bar{\Gamma}_{\bar{f}}(t)$ dir. (3.22) ve (3.25) eşitlikleri karşılaştırıldığında $\varphi \neq 0$ olduğunda bu gerekliliğin ortadan kalktığı görülür. Her zaman CKM fazı φ bir girişim aracılığı ile CP kırınımını sağlar. Bu durumdaki girişim Eşitlik (3.19)'daki iki terim arasında veya $\bar{B}_d(t) \rightarrow \bar{f}$ 'ye benzer terimler arasındadır. Fiziksel olarak (3.19)'da B_d 'ye karşılık gelen ilk terim B_d olarak kalır ve doğrudan f 'ye bozunur. İkinci terime karşılık gelen B_d bir karışım ile $\bar{B}_d$ 'ye dönüşür ve daha sonra da f 'ye bozunur.

Γ ve Δm 'i (3.22) ve (3.25) eşitliklerinden görmek daha kolaydır. $\Gamma_f(t)$ ve $\bar{\Gamma}_{\bar{f}}(t)$ fonksiyonlarının ölçümlerinden M , $\bar{M}$, s_- ve s_+ bilinirse ($s_+ \equiv \sin(\varphi + \varphi_s)$ ve $s_- \equiv \sin(-\varphi + \varphi_s)$)

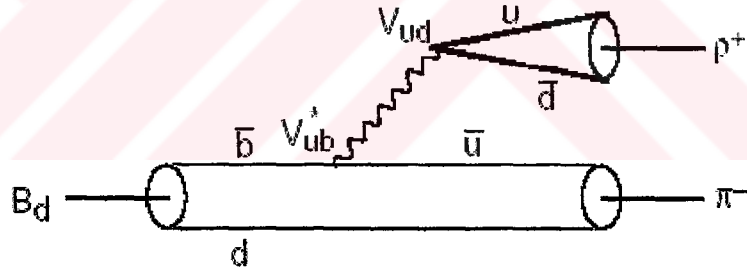
$$\sin^2 \varphi = \frac{1}{2} \left[1 - s_+ s_- \pm \sqrt{(1 - s_+^2)(1 - s_-^2)} \right] \quad (3.26)$$

elde edilir. Bu ifade kuramsal olarak $\sin^2 \varphi$ için kesin bir değer vermektedir. Bu değer herhangi bir bilinmeyene veya hesaplanması zor olan bir parametreye bağlı değildir.

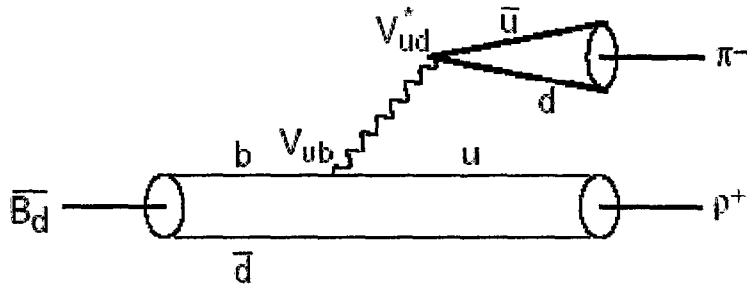
φ verilen bir bozunum, örneğin $B_d(t) \rightarrow f$ için, (3.19) eşitliğinin iki girişim teriminin bağlı CKM fazıdır. (3.19) eşitliği tekrar hatırlandığında φ fazı

$$\varphi = CKM \text{ Faz} \left[\frac{A(B_d \rightarrow f)}{A(B_d \rightarrow \bar{B}_d) A(\bar{B}_d \rightarrow f)} \right] \quad (3.27)$$

olur. Burada A genliği göstermektedir. Örnek olarak $B_d(t) \rightarrow \rho^+ \pi^-$ bozunumunun genliği $A(B_d \rightarrow \rho^+ \pi^-)$ olup bu bozunumun diyagramı Şekil 3.10'da gösterilmiştir. Benzer şekilde $\bar{B}_d \rightarrow \rho^+ \pi^-$ bozunumunun diyagramı Şekil 3.11'deki gibidir.



Şekil 3.10. $B_d(t) \rightarrow \rho^+ \pi^-$ bozunumunun diyagramı (Kayser, 1997)



Şekil 3.11. $\bar{B}_d \rightarrow \rho^+ \pi^-$ bozunumunun diyagramı (Kayser, 1997).

Böylece, $B_d(t) \rightarrow \rho^+ \pi^-$ bozunmasında φ ,

$$\begin{aligned}\varphi &= \arg \left[\frac{V_{ud} V_{ub}^*}{(V_{td} V_{tb}^*)^2 V_{ub} V_{ud}^*} \right] \\ &= 2 \arg [V_{ud} V_{ub}^* V_{tb} V_{td}^*]\end{aligned}\quad (3.28)$$

olur.

Yüksüz B bozunum oranları, ve bunlardan bir CKM fazının çıkarılması, f son durumu CP 'nin bir öz durumu olduğunda son derece basittir. Böylesi son durumlar $\pi^+ \pi^-$ ve (Kaon sisteminde CP kırınımını ihmal ederek) ΨK_S olabilir. f , CP 'nin öz durumu olduğunda $|\bar{f}\rangle = CP|f\rangle = \eta_f |f\rangle$ olacaktır. Burada η_f , $|f\rangle$ durumunun CP özdeğeridir. O zaman, $\langle f|T|\bar{B}_d\rangle = \eta_f \langle \bar{f}|T|\bar{B}_d\rangle$ olacaktır. Bu durumda $\bar{B}_d$; B_d 'nin CP eşleniği ve $\bar{f}$; f 'in CP eşleniği olduğundan $\langle \bar{f}|T|\bar{B}_d\rangle$ durumu $\langle f|T|B_d\rangle$ nin CP eşleniği olacaktır. Daha önce tartışıldığı gibi CP eşlenikleri zıt (ters) CKM fazına sahiptir fakat faz dışında aynıdırlar. Böylece, 3.20 eşitliğinden f bir CP öz durumu olduğunda

$$\langle f|T|\bar{B}_d\rangle = \eta_f M e^{-i\delta_{CKM}^f} e^{i\alpha_s} \quad (3.29)$$

olur. Eşitlik (3.19) ve (3.20)'de bu ilişki kullanılarak

$$\Gamma_f(t) = M^2 e^{-\Gamma t} \{1 - \eta_f \sin \varphi \sin(\Delta m t)\} \quad (3.30)$$

bulunur. Burada iki girişim teriminin bağlı CKM fazı olan φ

$$\varphi = 2(\delta_{CKM}^m + \delta_{CKM}^f) \quad (3.31)$$

dir. CP ayna görüntü bozunumu olan $\bar{B}_d(t) \rightarrow f$ için $\bar{\Gamma}_f(t)$ bozunum oranı CKM fazının tersine çevrilmesi dışında $\Gamma_f(t)$ ile aynı olmak zorundadır. Böylece

$$\bar{\Gamma}_f = M^2 e^{-\Gamma t} \{1 + \eta_f \sin \varphi \sin(\Delta m t)\} \quad (3.32)$$

olacaktır. Bu durumda herhangi bir özel f son durumunun CP özdeğeri η_f gibi Δm de bilinmektedir. Böylece, $\bar{\Gamma}_f(t)$ ve $\Gamma_f(t)$ arasındaki CP kırınım asimetrisi olan

$$\frac{\bar{\Gamma}_f(t) - \Gamma_f(t)}{\bar{\Gamma}_f(t) + \Gamma_f(t)} = \eta_f \sin \varphi \sin(\Delta m t) \quad (3.33)$$

kullanılarak CKM fazı $\sin \varphi$ niceliği hesaplanabilir (Kayser,1997).

4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR

4.1. Cabibo-Kobayashi-Maskawa Matrisi

SM'de elektrozayıf etkileşmenin ayar grubu $SU(2) \times U(1)$ ile temsil edilir. Hem kuarklar hem de leptonlar sol elli ikililer (doublet) ve sağ elli teklilerle (singlet) gösterilirler. Kuark kütle öz durumları zayıf öz durumlarla aynı değildir ve bunlarla ilişkili olan matris altı kuark cinsinden tanımlanmış olup 1973 yılında Kobayashi-Maskawa tarafından parametrize edilmiştir (Kobayashi ve Maskawa, 1973). Kuark karışım matrisi yükü $-e/3$ olan kuark öz durumları (d , s ve b) üzerine etki eden 3×3 'lük birim V matrisinin elemanları ile tanımlanır.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Prensipite matris elemanlarının değerleri bu elemanlarla ilişkili olan kuarkların zayıf bozunumlarından veya bazı durumlarda derin esnek olmayan nötrino saçılmasından hesaplanmaktadır

CKM matrisinin birkaç parametrizasyonu vardır. Bunlardan en yaygın olanı $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ açıları ve δ_{13} fazı cinsinden V 'nin standart parametrizasyonudur. $i, j=1, 2, 3$ etiketleri için $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ve $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ yi temsil etmek üzere V matrisi.

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

ile tanımlanabilir. Eğer dönme açılarından biri ortadan kalkarsa $\theta_{23} = \theta_{13} = 0$ limitinde bu iki aile (birinci ile üçüncü, ikinci ile üçüncü) arasındaki karışım da

ortadan kalkar. Bu durum, karışım açılarını Cabibo açısı olarak adlandırılan θ_{12} 'ye indirgemekle birlikte karışım matrisini ilk iki ailenin karışımı olan genel Cabibo karışımına indirger.

Kobayashi ve Maskawa ise $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ ve δ gibi dört açıyı içeren bir parametrizasyon seti ile karışım matrisini tanımlamışlardır (Kobayashi ve Maskawa, 1973).

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Burada $i=1, 2, 3$ olup $c_i = \cos\theta_i$ ve $s_i = \sin\theta_i$ dir. $\theta_2 = \theta_3 = 0$ iken matris elemanları Cabibo açısı olarak tanımlanan θ_1 'e indirgenir (Wolfenstein, 1983).

Standart parametrizasyon, açılarının büyüklüklerinde $s_{12} \gg s_{23} \gg s_{13}$ şeklinde bir yaklaşımı uygun görmektedir (Wolfenstein, 1983). Cabibo açısının sinüsü $\lambda = s_{12}$ olarak tanımlanabilir. Bu durumda matrisin diğer elemanları λ 'nın kuvvetleri cinsinden

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

gösterilir. Burada A, ρ ve η gerçel sayılar olup matrisi birim mertebeye ulaştırırlar. Bu yaklaşım özellikle B fiziğinde yaygın olarak kullanılmaktadır.

4.2. Karışım Matrisinde Hangi Nicelikler Ölçülmeli?

CKM fazı φ herhangi bir B bozunumunda CP kırınımını tanımlayan CKM elemanlarının çarpımının fazıdır. Bu durumda CKM elemanlarının mümkün çarpımlarının bağımsız fazları neler olmalıdır? Bunlar nasıl ölçülecektir? sorularının yanıtı yine SM'deki CKM matrisinin üniterliği ile açıklanabilir. Üniterlik CKM matrisinin herhangi iki sütununun veya satırın dik olmasını gerektirir. Bu durum aşağıdaki altı diklik koşulu ile verilir.

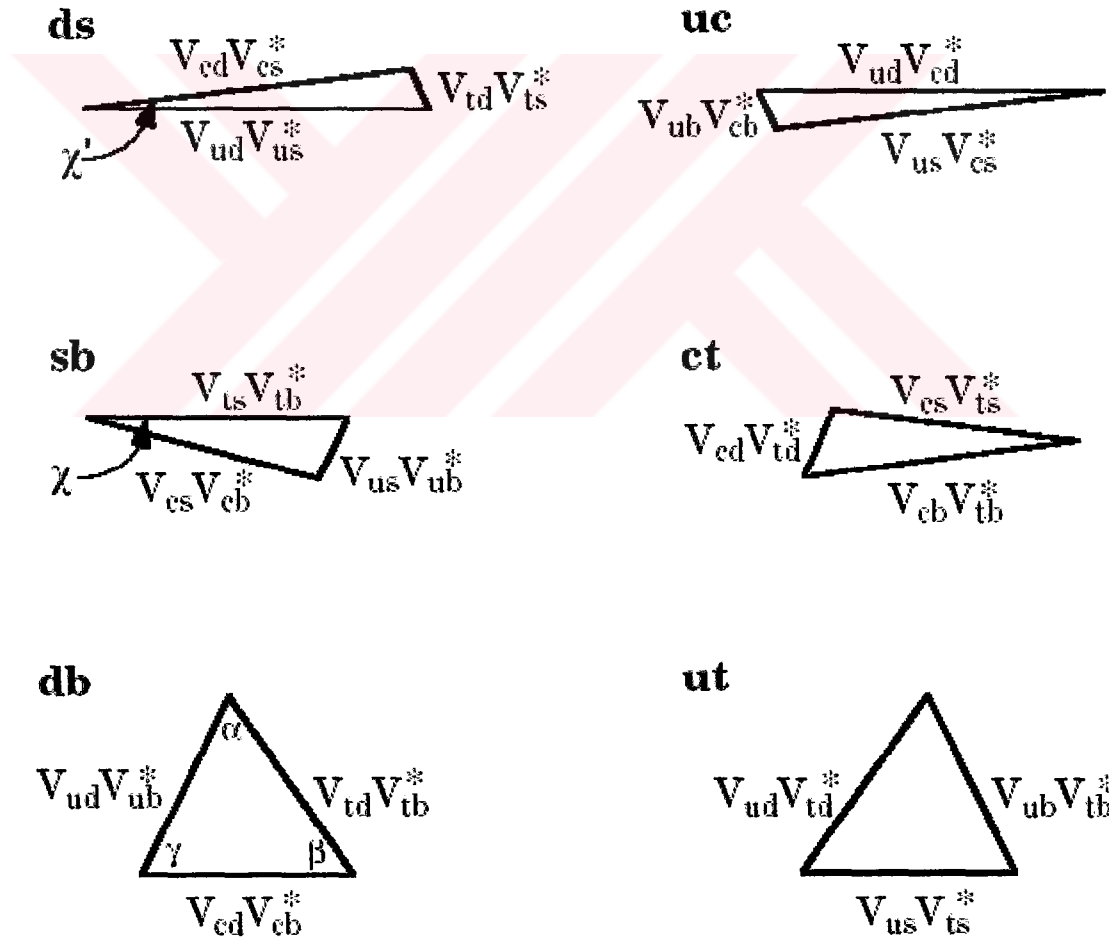
$$\begin{aligned}
 ds & \quad V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \\
 & \quad \lambda \quad \quad \lambda \quad \quad \lambda^5 \\
 sb & \quad V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \\
 & \quad \lambda^4 \quad \quad \lambda^2 \quad \quad \lambda^2 \\
 db & \quad V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \\
 & \quad \lambda^3 \quad \quad \lambda^3 \quad \quad \lambda^3 \\
 uc & \quad V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* = 0 \\
 & \quad \lambda \quad \quad \lambda \quad \quad \lambda^5 \\
 ct & \quad V_{cd}V_{td}^* + V_{cs}V_{ts}^* + V_{cb}V_{tb}^* = 0 \\
 & \quad \lambda^4 \quad \quad \lambda^2 \quad \quad \lambda^2 \\
 ut & \quad V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0 \\
 & \quad \lambda^3 \quad \quad \lambda^3 \quad \quad \lambda^3
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

Her koşulun (eşitliğin) solu, çift satır veya sütunları göstermekte olup o koşul tarafından sağlanan dikliği temsil etmektedir. Her koşulun altında bulunan terimler deneysel değer olan Cabibbo açısının (Cabibbo, 1963) ($\lambda = 0.22$) kuvvetleri cinsinden verilmektedir. Herhangi bir koşulun her bir terimi karmaşık düzlemde bir vektör olarak gösterilebilir. Bu vektörler bir üçgenin kenarlarına karşılık gelen birim üçgen denilen üçgenleri oluştururlar. Altı birim üçgen (4.5) eşitliğinin diklik koşullarından gelmekte olup Şekil 4.1'de verilmiştir.

(4.5) eşitliğinden görüldüğü gibi üçgenlerden ikisinin üç kenar uzunlukları karşılaştırılabilir büyüklüktedir. Bu nedenle iç açılarının tamamı büyük olabilir. Ancak,

geriye kalan diğer üçgenlerdeki bir kenar diğerlerinden çok daha kısadır ve bu kısa kenarın karşısındaki açı da küçük olmak zorundadır.

Birim üçgenlerden birindeki herhangi bir açı, iki komşu kenarın bağıl fazına karşılık gelmektedir. Bu açı CKM elemanlarının çarpımının fazıdır. Bununla birlikte, bu çarpım bağımsız bir faz olacaktır. Örneğin; db üçgeninde α açısını oluşturan iki komşu kenarın bağıl fazı ψ , $\arg(V_{td}V_{tb}^*V_{ud}^*V_{ub})$ ile ifade edilir. Yeniden tanımlama, V_{td} ve V_{tb}^* deki eşit ve zıt faz değişimlerine neden olduğundan bu faz t kuarkının yeniden tanımlanan fazı altında değişmez kalır.



Şekil 4.1. Birim üçgenler (Kayser, 1997)

Benzer şekilde u , d ve b kuarkları da yeniden faz tanımlanması altında değişmez kalmaktadır. Bu nedenle birim üçgenin açıları faz değişimlerinden bağımsızdır. Eğer φ CKM elemanlarının çarpımlarının herhangi bir faz değişiminden bağımsız bir fazı ise (Eğer φ , CP kırınım deneylerinde araştırılan bir CKM fazı ise) bu faz

$$\varphi = n_\alpha \alpha + n_\beta \beta + n_\chi \chi + n_{\chi'} \chi' \quad (4.6)$$

eşitliği ile tanımlanır (Kayser ve ark., 1994). Burada α, β, χ ve χ' Şekil 4.1'de gösterilen birim üçgendeki dört açı olup, $n_\alpha, n_\beta, n_\chi, n_{\chi'}$ tam sayılardır. α, β, χ ve χ' birbirinden bağımsız olduğundan bu dört açı CKM elemanlarının tüm çarpımlarının (değişiminden bağımsız) fazlarından bağımsız olur. Herhangi bir CP deneyi bu dört açının basit bir lineer kombinasyonu olan CKM fazı φ 'yi ölçebilir. B mezon sisteminde CP kırınımını araştıran deneyler bu dört açıyı ölçmeyi planlamaktadır. α, β, χ ve χ' değerlerinin hepsi bilindiğinde CKM matrisi hesaplanabilir.

(4.5) eşitliğindeki ds diklik koşulundaki terimlerin büyüklüğünden ds birim üçgenindeki χ' açısının $\frac{\lambda^3}{\lambda}$ veya 2×10^{-3} radyan mertebesinde olduğu bulunmuştur (Kayser, 1997). Böylece CKM fazı φ 'in bulunduğu bir B bozunumunda χ' için CP kırınımı çok küçüktür. Bu durumda χ' 'nü ölçmek mümkün değildir. Fakat, geriye kalan α, β ve χ 'yi ölçebilmek için gerekli çalışmalar yapılmakta olup ilgili deneyler tasarlanmaktadır.

Wolfenstein'a göre eşitlik (4.5)'de verilen ds koşulundaki küçük terim büyük terim ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilir. Aynı durum, sb koşulu için de geçerlidir. Bu durumda ds ve sb birim üçgenlerinin her biri eşit uzunluklu, birbirine zıt bir doğru boyunca olacağından Şekil 4.1'deki χ ve χ' açıları ortadan kalkar. Böylece birim üçgenin dört bağımsız açısından geriye sadece db üçgenindeki λ ve β açıları kalır. Bu açılar aynı üçgendeki $\gamma = \pi - \alpha - \beta$ ifadesi ile tanımlanır. Açılar büyük

olarak beklendiklerinden CP kırınım asimetrisinin de büyük olacağı tahmin edilmektedir. Bu nedenden dolayı db üçgeni tüm dikkatleri üzerine çekmektedir. Üçgenin karmaşık düzlemdeki geometrik temsili Şekil 4.2’de verilmiştir. $V_{cd}V_{cb}^*$ yatay eksen boyunca seçildiğinde üçgenin yönelimi bulunabilir. Standart parametrizasyondaki bir yaklaşımla V_{cb} ve V_{cd} gerçel olmaktadır. Birim üçgende küçük açılarının kosinüsü bire götürüldüğünde (4.5) eşitliğindeki db üçgeninin diklik koşulundan aşağıdaki sonuç bulunur (Gilman, 2002).

$$V_{ub}^* + V_{td} \cong s_{12} V_{cb}^* \quad (4.7)$$

Birim üçgenin kenarları Wolfenstein parametreleri ile tanımlandığında (Wolfenstein, 1983; Buras ve ark., 1994)

$$V_{ud}V_{ub}^* = A\lambda^3(\bar{\rho} + i\bar{\eta}) \quad (4.8)$$

$$V_{cd}V_{cb}^* = -A\lambda^3 \quad (4.9)$$

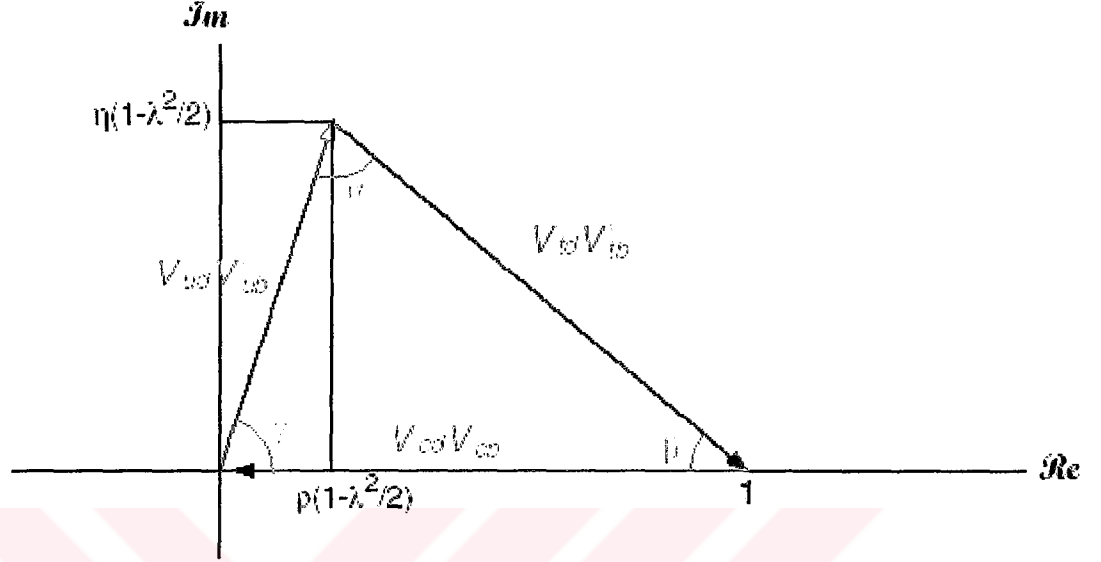
$$V_{td}V_{tb}^* = A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) \quad (4.10)$$

olacağından üçgenin kenarları

$$R_u = \left| \frac{V_{ub}^* V_{ud}}{V_{cb}^* V_{cd}} \right| = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} \quad (4.11)$$

$$R_t = \left| \frac{V_{ub}^* V_{td}}{V_{cb}^* V_{cd}} \right| = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} \quad (4.12)$$

eşitlikleriyle ifade edilir (Babar, 2002).



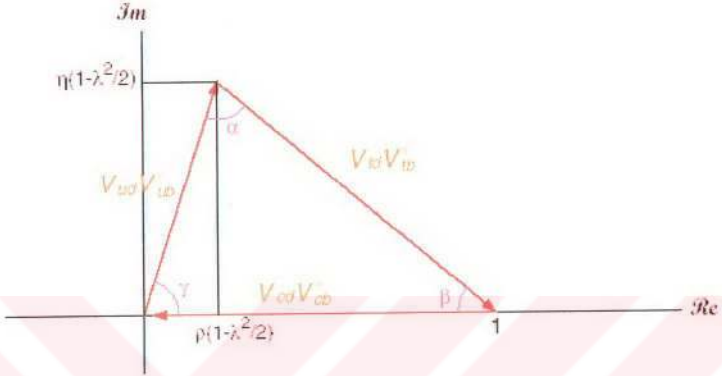
Şekil 4.2. $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ eşitliğinin karmaşık düzlemde gösterimi (Hans, 2000)

Üçgenin α , β ve γ açıları sırasıyla ϕ_2, ϕ_1 ve ϕ_3 ile eşleştirilsin. β ve $\gamma = \delta$ 'lı CKM elemanlarının fazları V_{td} ve V_{ub}

$$V_{td} = |V_{td}|e^{-i\beta}, V_{ub} = |V_{ub}|e^{-i\gamma} \quad (4.13)$$

eşitliği ile verilir. Şekil 4.3'de taban kenar birim uzunlukta alındığında yeniden tanımlanan üçgenin A, B ve C köşelerinin koordinatları sırasıyla $(\text{Re}(V_{ud} V_{ub}^*)/|V_{cd} V_{cb}^*|, \text{Im}(V_{ud} V_{ub}^*)/|V_{cd} V_{cb}^*|)$, $(1,0)$ ve $(0,0)$ olur.

Şekil 4.3.b'de görüldüğü gibi Wolfenstein parametrizasyonu kullanılarak $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$ ve $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ tanımları ile yeniden ölçeklendirilen birim üçgenin tepe koordinatları $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ basit bir duruma getirilebilir (Gilman, 2002).



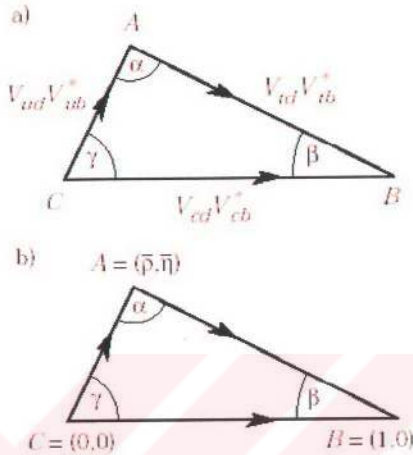
Şekil 4.2. $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0$ eşitliğinin karmaşık düzlemde gösterimi (Hans, 2000)

Üçgenin α , β ve γ açıları sırasıyla ϕ_2, ϕ_1 ve ϕ_3 ile eşleştirilsin. β ve $\gamma = \delta$ 'lı CKM elemanlarının fazları V_{td} ve V_{ub}

$$V_{td} = |V_{td}|e^{-i\beta}, V_{ub} = |V_{ub}|e^{-i\gamma}. \quad (4.13)$$

eşitliği ile verilir. Şekil 4.3'de taban kenar birim uzunlukta alındığında yeniden tanımlanan üçgenin A, B ve C köşelerinin koordinatları sırasıyla $(\text{Re}(V_{ud}V_{ub}^*)/|V_{cd}V_{cb}^*|, \text{Im}(V_{ud}V_{ub}^*)/|V_{cd}V_{cb}^*|)$, $(1,0)$ ve $(0,0)$ olur.

Şekil 4.3.b'de görüldüğü gibi Wolfenstein parametrizasyonu kullanılarak $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$ ve $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ tanımları ile yeniden ölçeklendirilen birim üçgenin tepe koordinatları $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ basit bir duruma getirilebilir (Gilman, 2002).



Şekil 4.3. (a) $V_{ud}V_{ub}^*$, $V_{cd}V_{cb}^*$ ve $V_{ud}V_{ub}^*$ ile tanımlanan üçgenin karmaşık düzlemindeki temsili (b) Üçgenin $(\bar{p}, \bar{q})$, $(1,0)$ ve $(0,0)$ köşegenleri ile yeniden tanımlanması (Gilman, 2002)

SM'de CP kırımını test edecek olan B bozunum deneyleri için aşağıdaki program planlanmaktadır.

1) Birim üçgenin dört bağımsız açısı ölçülmeye çalışılacak, eğer χ' tahmin edildiği gibi çok küçük ise en azından α, β ve χ açıları ölçülebilecektir. λ ve β açılarının değerleri büyük olarak beklendiğinden önce bu açıları ölçülecektir.

2) SM, CP kırımını tam olarak açıklayabiliyor mu yoksa SM ötesinde yeni bir fiziğe mi ihtiyaç var sorusunun yanıtı için

a) SM'de CP kırımını doğrulayan farklı bozunum modlarında CP asimetrisi ölçülebilirse, bu asimetrisinin aynı sayısal sonuçları verip vermeyeceği kontrol edilecektir.

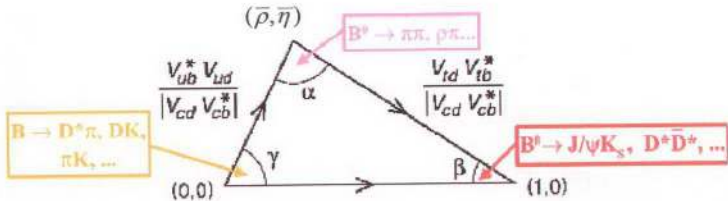
b) db üçgenindeki α, β ve γ açıları birbirinden bağımsız olarak ölçülecektir ve bu açıların toplamının gerçekten 180° 'ye eşit olup olmadığı anlaşılabilecektir.

c) db üçgeninin üç kenar uzunluğu ölçülecektir.

CKM faz açısı φ 'nin belirlendiği bozunum modları Çizelge 4.1 ve Şekil.4.4'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Bozunumlar ve birleştikleri CKM faz açısı φ (Kayser, 1997)

Bozunum Modu	φ	Referans
$B_d(t) \rightarrow \pi^+ \pi^-, \rho^+ \pi^-, \rho_1^+ \pi^-$	2α	Gronau ve ark. (1990), Synder ve Quinn (1993)
$B_d(t) \rightarrow \Psi K_S, \Psi K^{*0}$ $\downarrow$ $K_S \pi^0$	2β	Kayser ve ark. (1990)
$B^+ \rightarrow D^0 K^+$ $\downarrow$ gCP	$\gamma - \chi'$	Aleksan, (1992)
$B_S(t) \rightarrow D_S^+ K^-$	$\gamma + 2\chi - \chi'$	Gronau ve Wyler (1994)
$B_S(t) \rightarrow \Psi \phi$	2χ	Dunietz ve ark. (1993)



Şekil.4.4. Birim üçgenin geometrik temsili (Nakada, 2002)

4.3. Birim Üçgen Üzerindeki Koşullar

Birim üçgenin tepe noktası olan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ 'nin üzerine koşullar getirebilmek için ε ($K\bar{K}$ karışımındaki CP kırınım niceliği), $\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right|$ ve yüksüz B mezonunun kütle farklarına ($\Delta M_{B_d}, \Delta M_{B_s}$) ihtiyaç vardır. Bu koşullar Çizelge 4.2'de verilmiştir.

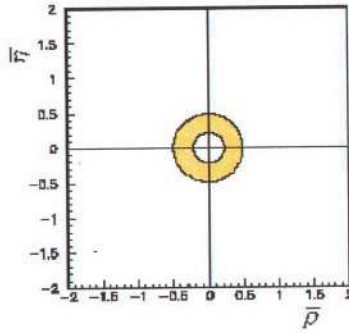
Çizelge 4.2. $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzlemindeki birim üçgenin tepe noktasını sınırlayan CKM parametreleri ve gözlenebilirlerin ölçülen değeri (Babar, 2002)

Gözlenebilirler	Süreç	Ölçüm	Referanslar
$ V_{ub}^* / V_{cb} $	$B \rightarrow X_u l \nu$	$0.08 \pm 0.005 \pm 0.002$	Caso ve ark., 1998
$ V_{cb} $	$B \rightarrow D^0 l \nu$	0.040 ± 0.002	Caso ve ark., 1998
λ	$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$	0.2205 ± 0.0018	Caso ve ark., 1998
Δm_{B_d}	$\bar{B}_d - \bar{B}_d$ salınımları	$0.471 \pm 0.016 \text{ ps}^{-1}$	Alexander, 1998
ε_K	$K_0 - \bar{K}_0$ karışımındaki CP kırınımı	$(2.258 \pm 0.018) \times 10^{-3}$	Caso ve ark., 1998
Δm_{B_s}	$\bar{B}_s - \bar{B}_s$ salınımları	$> 12.4 \text{ ps}^{-1}$ %95 G.S'de	Alexander, 1998

Çizelge 4.2'de verilen dört ölçümün, $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzlemine uydurulması bir gelenek haline gelmiştir. Kobayashi-Maskawa mekanizmasının dört niceliği kullanılarak $\bar{\rho} = 0.21 \pm 0.17$, $\bar{\eta} = 0.35 \pm 0.14$ sonucu bulunmuştur (Beneke, 2002).

4.4. $|V_{ub} / V_{cb}|$ Sınırlaması

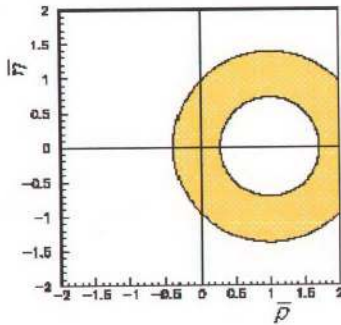
$|V_{ub} / V_{cb}|$ 'nin değeri (4.11) eşitliğindeki birim üçgenin R_u uzunluğu üzerine bir sınır getirmektedir. $|V_{ub}|$ ve $|V_{cb}|$ matris elemanları yarı leptonik B bozunumlarından bulunabilir. $|V_{ub} / V_{cb}|$ oranı $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzleminde $(0, 0)$ merkezli bir daireye karşılık gelmektedir (Şekil 4.5) (Babar, 2002).



Şekil 4.5. $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzlemindeki $|V_{ub}/V_{cb}|$ sınırlaması (Babar, 2002)

4.5. Δm_{B_d} Sınırlaması

$B_d - \bar{B}_d$ karışımının ölçümleri elektrozayıf halkada t kuarkının baskın olmasından dolayı $|V_{td} V_{tb}^*|$ 'in tanımlanmasını sağlamaktadır. Ağır ve hafif B_d 'nin kütle farkı ile tanımlanan salınım frekansı Δm_{B_d} , $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzleminde $(1, 0)$ merkezli bir daire ile verilebilir (Şekil 4.6) (Babar, 2002).



Şekil 4.6. $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzleminde Δm_{B_d} sınırlaması (Babar, 2002)

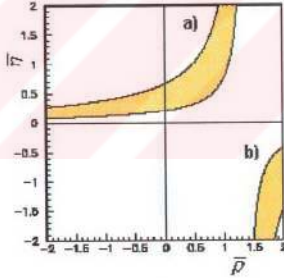
4.6. ε_K Sınırlaması

$K^0 \bar{K}^0$ karışımında CP kırınım parametresi ε_K

$$\varepsilon_K = \frac{\exp(i\pi/4) \operatorname{Im} M_{12}}{\sqrt{2} \Delta m_K} \quad (4.14)$$

ile tanımlanır. Burada, Δm_K ; $K_L^0 - K_S^0$ kütle farkıdır. ε_K , $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzleminde bir hiperbole karşılık gelmektedir. Belirsizlikler dikkate alındığında $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzleminde iki hiperbolik bant (Şekil 4.7) bulunur. $|V_{cb}|$ ve B_K 'nin seçimine bağlı olarak, hiperboller $\bar{\rho} = 1.35 - 1.41$ aralığında bir tekilliğe sahip olurlar.

Şekil 4.7.a'daki bant pozitif $\bar{\eta}$ değerleri ve Şekil 4.7.b ise negatif $\bar{\eta}$ için izinli bölgeleri göstermektedir (BaBar, 2002).



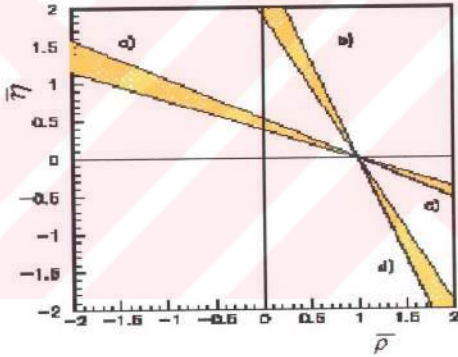
Şekil 4.7. $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzleminde ε_K sınırlaması (BaBar, 2002)

4.7. $\sin 2\beta$ Açısı

B mezon sisteminde CP kırınımı ilk kez 2001 yılında deneysel olarak gözlemlendi. $B \rightarrow J/\Psi K_S$ bozunumundaki CP asimetrisi kullanılarak $\sin(2\beta)$ 'nin

ölçülen değeri $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzlemini tanımlar. Düzlem üzerinde β , $\frac{\pi}{2} - \beta$, $\beta + \pi$, $\frac{3\pi}{2} - \beta$ olacak biçimde dört farklı açı tanımlanabilir.

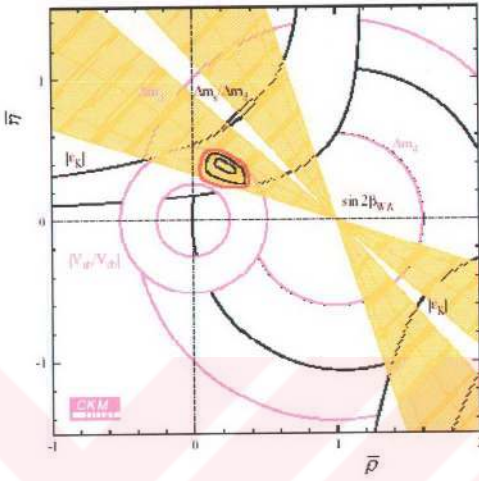
Negatif $\bar{\eta}$ düzlemine karşılık gelen β açısının iki çözümü SM'de yoktur. Yeni fizik araştırmalarında ise dört çözüme de ihtiyaç duyulmaktadır. Her bir çözüm $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzleminde bulunan $\beta \pm \sigma_\beta$ ile verilen ve orijinleri (1, 0) olan ışın çiftleri ile sınırlanmaktadır. Burada $\sigma_\beta = \frac{1}{2 \cos 2\beta} \sigma(\sin 2\beta)$ dir. $\sin 2\beta$ 'nin ölçülebilen değerlerinin $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzlemindeki gösterimi Şekil 4.8'de verilmiştir (Babar, 2002).



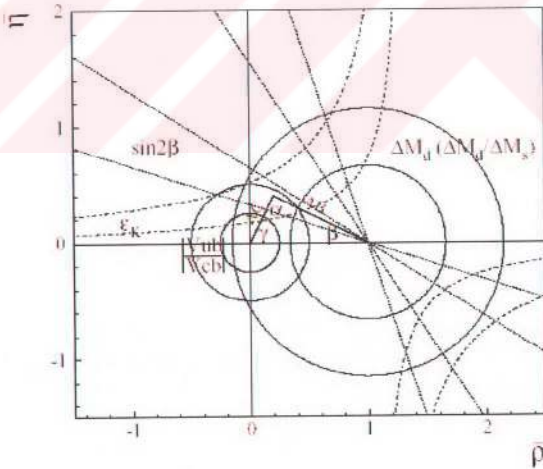
Şekil 4.8. $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzlemindeki $\sin 2\beta$ 'nin a) β , b) $\frac{\pi}{2} - \beta$, c) $\beta + \pi$, d) $\frac{3\pi}{2} - \beta$ bölgelerindeki durumu (Babar, 2002)

$$\varepsilon, \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right|, \text{ yüksüz } B \text{ mezonunun kütle farkı } \Delta M_{B_d} \text{ ve } \sin 2\beta \text{ } (\bar{\rho}, \bar{\eta})$$

düzleminin farklı bölgelerinde ayrı ayrı gösterilebilir. Her bir bant koşullardan birine karşılık gelmektedir. Ayrıca bu niceliklerin tamamı $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzleminde bir arada gösterilebilir (Şekil 4.9). Şekil 4.10'da ise daha önce tartışılan koşullar dikkate alınarak üçgenin tepe noktası sınırlandırılmıştır.



Şekil 4.9. CKM birim üçgeni üzerindeki sınırlamalar (Beyer, 2002)



Şekil 4.10. Birim üçgenin hesaplanmasına katkıda bulunan sınırlamalar (Battaglia ve ark., 2003)

Kuark karışım matris elemanları hakkında bilinenler aşağıda özetlenmiştir.

$|V_{ud}|$: Bir vektör akımının müyona bozunumu ile ortaya çıkan nükleer beta bozunumlarının karşılaştırılması ile analiz edilebilirler. $|V_{ud}|$ değeri $|V_{ud}|=0.9740 \pm 0.0005$ olarak ölçülmüştür (Hardy ve ark., 1998). Ayrıca, nötron bozunumlarından $|V_{ud}|=0.9725 \pm 0.0013$ olarak da hesaplanmıştır. $|V_{ud}|$ 'nin bu iki sonucunun ortalaması alınarak $|V_{ud}|=0.9734 \pm 0.0008$ değeri bulunmuştur.

$|V_{us}|$: K_{e3} bozunumlarının analizleri $|V_{us}|=0.2196 \pm 0.0026$ sonucunu vermiştir (Leutwyler ve ark., 1984).

$|V_{cd}|$: V_{cd} 'nin büyüklüğü valans d kuarkından cazibeli kuark üretilirken CDHS (Bazarko ve ark., 1995) grubu tarafından $\overline{B}_c|V_{cd}|^2 = (0.41 \pm 0.27) \times 10^{-2}$ olarak verilmiştir. Burada $\overline{B}_c$ cazibeli hadron üretiminin yarı leptonik dallanma kesridir. Günümüzdeki CCFR Tevatron deneyinde ikinci mertebeden QCD analizleri ile ölçülen değeri $0.534 \pm 0.021^{+0.025}_{-0.051} \times 10^{-2}$ 'dir (Gilman, 2002). Bu iki sonucun ortalamasından $(0.49 \pm 0.05 \times 10^{-2})$ değeri bulunmuştur. Bu sonuçlar nötrinolar tarafından üretilen cazibeli kuarkı içeren parçacıkların karışımı ve onların yarı leptonik dallanma oranlarından PDG (Parçacık Veri Gurubu) tarafından $|V_{cd}|=0.224 \pm 0.016$ sonucu ile verilmiştir (Bazarko ve ark., 1995; Ushida ve ark., 1998).

$|V_{cs}|$: D leptonunun yarı leptonik bozunumlarından ve nötrino üretiminden elde edilen $|V_{cs}|$ 'nin değeri $|V_{cs}|=0.996 \pm 0.013$ olarak bulunmuştur (LEP Collaboration, 2002).

$|V_{cb}|$: Ağır kuark etki kuramı (HQET) kullanılarak B 'nin cazibeli mezonlara yarı leptonik bozunumu ($B \rightarrow \overline{D}^* l^+ \nu_l$) temel alınarak $|V_{cb}|=(41.2 \pm 2.0) \times 10^{-3}$ sonucu öngörülmektedir (Falk ve ark., 2002).

$|V_{ub}|$: $b \rightarrow ul\bar{\nu}_l$ ve bunun yük eşleniği bozunumu, $b \rightarrow cl\bar{\nu}_l$ spektrumunun son noktasındaki lepton enerji spektrumu ölçülerek $\mathcal{N}(4S)(b\bar{b})$ rezonansında üretilen B mezounlarının yarı leptonik bozunumundan gözlenebilirler. CLEO kolaborasyonu, $b \rightarrow s\gamma$ ve $B \rightarrow D^*l\nu_l$ deki dağılım ölçümlerinin momentlerini kullanan ve hataları azaltan bir teknik ile $|V_{ub}|$ 'nin değerini $B \rightarrow \pi l\nu_l$ ve $B \rightarrow \rho l\nu_l$ tepkimelerinden ölçmüş olup $|V_{ub}| = (3.25 \pm 0.32 \pm 0.64) \times 10^{-3}$ sonucunu bulmuştur (Bornheim ve ark., 2002).

V_{tb} : t ve b 'nin yarı leptonik bozunumları kullanılarak FNAL (Ulusal Fermi laboratuvarı)'deki CDF ve DØ kolaborasyonları tarafından araştırılmaktadır. CDF deneyi; hafif s yada d kuarkı içeren yarı leptonik t bozunumların aksine $t \rightarrow b\ell^+$ 'dan gelen bozunumlarının kesri üzerinde

$$\frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2} = 0.94^{+0.31}_{-0.24} \quad (4.14)$$

şeklinde bir sınır olduğunu söylemiştir (Affolder ve ark., 2001). V_{tb} gelecekte yapılacak olan deneyler tarafından ölçülecektir.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu bölümde önce K mezon sisteminde yapılan CP kırınımı ve daha sonra B mezon sisteminde CP kırınımını araştıran deney sonuçlarını tartışacağız.

5.1. Yüksüz K Mezon Sisteminde CP Kırınım Deneyleri

5.1.1. NA48 Deneyi

K mezon sisteminde CP kırınımını araştıran deneylerden biri olan CERN'deki NA48 deneyinde veri analiz çalışmaları devam etmektedir. NA48,

- K^+ , K^- , K^0 ve $\bar{K}^0$ bozunum modlarını doğrudan ölçmek,
- NA31'den 10 kez daha yüksek oranda veri kaydı yapmak,
- Piyon ve fotonlar için kararlı bir enerji çözünürlüğü bulmayı amaçlayan bir deneydir.

Deneyin önemli özelliklerinden biri hemen hemen aynı doğru üzerinde bulunan iki hüzmeye sahip olması, ikincisi ise K_L olaylarının ortalama yaşam süresini hesaplayabilmesidir. Dedektörde bozunum bölgesinin başlangıcından 126 m ileriye K_L hedefi yerleştirilmiştir. Yüksüz kaon hüzmesi K_L hedefinden üretilmektedir. Ayrıca deneyde bozunum bölgesinden 6 m ileriye K_S hedefi yerleştirilmiştir. Bu iki hüzme aynı doğru üzerinde bulunmaktadır. K_S hedefi K_L hüzmesinden 7.2 cm yukarıdadır. Her iki hüzme 0.6 mrad lık bağıl bir açı ile elektromanyetik kalorimetre yönünde bulunmaktadır (Lai, 2001).

5.1.2. KTeV Deneyi

Amerika'daki FNAL'de bulunan KTeV deneyi NA48 ile aynı amaçlı bir deney olup, prensipte NA48 deneyinin dedektörüne benzemektedir. İki dedektör arasındaki en önemli fark K_S mezonlarının üretilme yöntemidir.

KTeV deneyinde tek bir hedeften üretilen ve birbirinden ayrılan iki paralel hüzme kullanılmıştır. Hüzmelerden birinde hedeften gelen K_L mezonları bir doğrultucu içinden geçirilerek 30 m uzunluğundaki boş bozunum bölgesine gönderilip bozunumları sağlanmıştır. Diğer hüzmede bulunan K_L mezonları kalın bir madde diliminden dik olacak biçimde geçirilmiştir (yeniden üretici). Bu geçiş sırasında K_L 'nin K^0 ve $\bar{K}^0$ bileşenleri madde ile farklı şekilde etkileşirler. Bundan dolayı bu iki bileşenin farklı süperpozisyonu olacak biçimde oluşturulan dalga, yeniden üreticinin arka kısmına yayılmaktadır. İleri yönde yayılan dalga tek dalga boylu bir K_S ile ilerleyen bir K_L dalgasını oluşturur. Deneyde yeniden üretilen K_S hüzmesi kullanılmıştır (Lai, 2001).

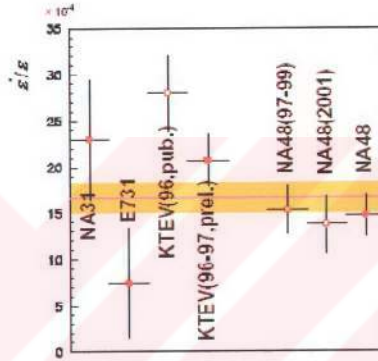
5.1.3. NA 48 ve KTeV Deneylerinin Sonuçları

NA48 deneyi ($\frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}}$) parametresinin gerçel kısmını dikkate alarak doğrudan CP kırınımını ölçmüştür. K_L^0 ve K_S^0 'ın $\pi^+\pi^-$ ve $\pi^0\pi^0$ (burada $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) bozunumları dikkate alınarak çift oran hesaplamaları yapılmıştır.

$$R = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} \cong 1 - 6\Re(\frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}}) \quad (5.1)$$

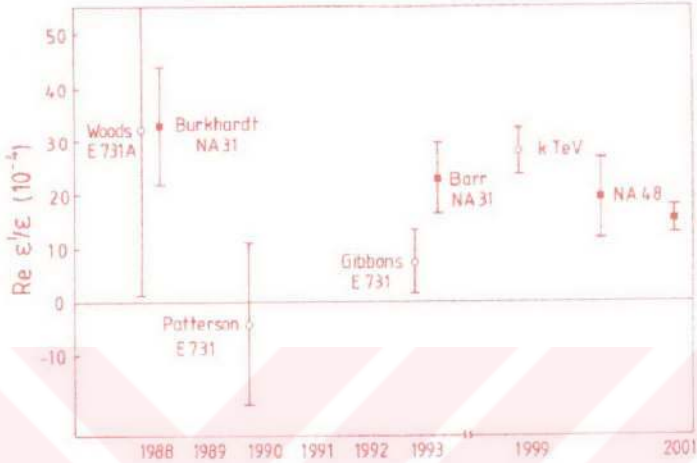
NA48 üç yıl (1997-1999) süreyle aldığı verilerin analizleri sonucunda $\Re(\frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}})$ değerinde 2.6×10^{-4} toplam hassaslığa ulaşmıştır (Lai, 2001).

KTeV deneyi; $R(\varepsilon'/\varepsilon)$, değerini $\varepsilon'/\varepsilon = (28.0 \pm 3.0(ist)) \pm 2.8(sis) \times 10^{-4}$ olarak bulmuştur (Alavi, 1999). Böylece ilk kez NA31 deneyi tarafından gözlenen doğrudan CP kırınımı NA48 ve KTeV deneyleri tarafından da doğrulanmıştır. ε'/ε için NA31, E731, KTeV, ve NA48 deneylerinin sonuçları toplu olarak Şekil 5.1 de verilmiştir.



Şekil 5.1. ε'/ε 'nin deneysel sonuçları (Bernabeu, 2002)

ε'/ε için şu ana kadar yapılan tüm deneylerin sonuçları ise Şekil 5.2 de gösterilmiştir. Sonuç olarak K mezon sisteminde gözlenen CP kırınımı zayıf kuark karışımından dolayı zayıf etkileşmenin bir parçasıdır. Süper zayıf etkileşme gibi yeni ilginç etkileşmelere ihtiyaç yoktur. Daha fazla veri ile NA48 ve KTeV deneyleri 2×10^{-4} sonucunu bulmayı hedeflemektedirler (Beyer, 2002).



Şekil 5.2. Doğrudan CP kırınımında ϵ'/ϵ parametresinin ölçümleri (Beyer, 2002)

SM'de kuramsal olarak ϵ'/ϵ oranının değeri kesin değildir. Fakat bu belirsizlik deneylerin temel sonuçlarını değiştirmez. ϵ' pozitifdir ve sıfırdan farklı olmalıdır. Doğrudan CP kırınımı mevcuttur, fakat zayıf CP kırınımı tam olarak büyük patlamadan sonra oluşan madde-antimadde asimetrisini açıklamada yeterli değildir. Bu nedenle kuvvetli CP kırınımına ihtiyaç duyulmaktadır (Beyer, 2002).

Şimdi büyük CP asimetrisi vereceğine inanılan B mezon sisteminde yapılan simülasyon ve deneysel çalışmaların sonuçlarını tartışalım.

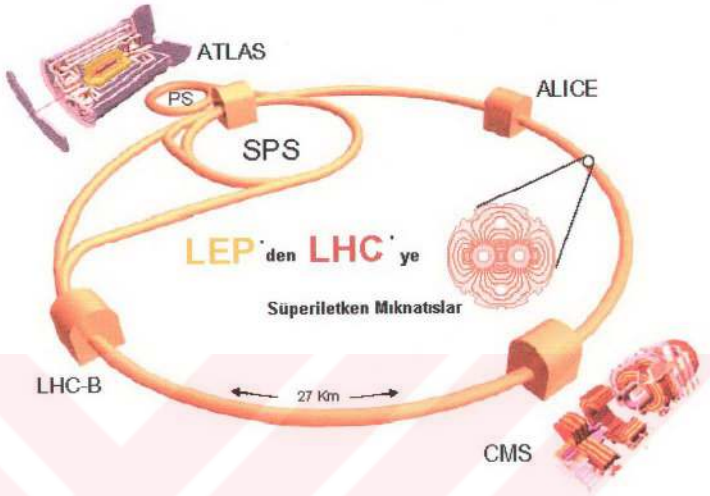
5.2. LHC (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)

B mezon sistemindeki CP kırınımı BaBar, BELLE, CDF, HERA-B, BTeV, D0 ve LHC deneylerinde araştırılmakta veya araştırılacaktır. Deneylerde birim

üçgenin parametreleri ölçülecektir Birim üçgenin $\sin(2\beta)$ niceliği B fiziği deneylerinde “altın kanal” olarak bilinen $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ bozunumunda araştırılacaktır.

Birim üçgenin $|V_{td}/V_{ts}|$ ve $|V_{ub}/V_{cb}|$ kenarları, sırasıyla $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ karışımından ve $b \rightarrow u$ bozunumları ile belirlenebilecektir. $\sin(2\alpha)$ niceliğinin düşük istatistik beklentiden dolayı ~ 0.1 olasılıkla ölçülebileceği beklenmektedir. γ açısının ölçümü özellikle LHC deneylerinden biri olan LHC-b de araştırılacaktır (Harnew, 2002).

Günümüzde Deneysel Yüksek Enerji Fiziği'nin popüler sorularına yanıt arayan en büyük proje 2007 yılında aktif hale getirilecek olan CERN'deki 27 km'lik halkaya sahip tünelde konumlanmış bulunan LHC'dir. LHC, protonların toplam 14 TeV'lik bir kütle merkezi enerjisine kadar hızlandırılacakları bir çarpıştırıcıdır. Her biri 7 TeV olan proton hüzmelerini yörüngede tutabilmek için çok güçlü bir manyetik alana ihtiyaç vardır. Bu alanlar süperiletkenler ile oluşturulabilir. Süperiletkenlik genellikle düşük sıcaklıklarda belirli maddelerin enerji kaybına uğramadan dirençsizce elektriği iletilebilme yeteneğidir. LHC'de manyetik alan 4 Tesla değerinde olacaktır. LHC hızlandırıcısının birbirlerine zıt yönde gelmekte olan proton demetleri ilk olarak küçük yarıçaplı PS (Proton Sinkrotron) hızlandırıcısında 26 GeV'lik enerjiye çıkarılırlar. PS'den yollanan protonlar çevresi 6.9 km olan SPS (Süper Proton Sinkrotron)'de 450 GeV'lik enerjiye ulaşırlar. Buradan LHC halkasına girecek olan protonlar 7 TeV'lik enerjiye ulaşınca birbirleri ile çarpışacaklardır. Şekil 5.3'de görüldüğü gibi 2000'e yakın mıknatıs ile çevrili LHC halkasında bulunan protonlar birbirlerine zıt yönlerde gelmekte olan demetlerin içinde yörüngede dolaşacaktır. Her bir halkada 2835 proton demeti, her demette 10^{11} proton bulunacaktır. Demetler birbirlerinden yaklaşık olarak 7.5 m uzaklıkta olacaklardır. Demetler her bir 25 nano-saniyede birbirleri içinden geçerek çarpışacaktır. Çarpışmalarda yaklaşık olarak saniyede bir milyon olayın meydana geleceği tahmin edilmektedir. Bu olaylardan sadece saniyede birkaç olayın ilginç ve analiz edilebilir olması, bu çarpışmaları gözlemenin güçlüğünü göstermektedir.



Şekil 5.3. LHC Hızlandırıcısı (CMS, 2003)

LHC'de dört büyük deney (CMS, ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus), ALICE (A Large Ion Collider Experiment), LHC-B (A Large Hadron Collider Beauty) onaylanmıştır. CMS ve ATLAS, aynı amaçlı deneyler olup SM, MSSM (Minimal Süpersimetrik Standart Model), Higgs bozon (bozonları) araştırmaları, elektrozayıf simetri kırınımının doğası, SÜSİ (Süpersimetri) parçacıklarını yüksek ışıklıkta araştırıcılardır. LHC'de ışıklık $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ olacaktır (CMS, 2003).

LHC $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ gibi düşük ışıklıkta çalışacağı ilk birkaç yıl içinde her 10^4 pb^{-1} 'lik bir ışıklık artışı sağlayacaktır. İlk yıldan sonra b ve t kuark araştırmaları yapılabilecektir. Dallanma oranları küçük olduğunda bile, her yıl $10^{12} b\bar{b}$ olayı içinde B ve milyonlarca eksklusif B bozunma olayı kaydedilecektir (Vite, 1995). B_s^0 sektörünü içeren birçok bozunum kanalında CP kırınımının kesin ölçümleri yapılabilecektir. Bu durum γ açısının da ölçümüne imkan tanıyacaktır (Harnew, 2002).

b çeşnili hadron bozunumları ile ilgili araştırmalar, SM'in elektrozayıf etkileşmelerinin test edilmesi bakımından önemlidir. LHC hızlandırıcısının yüksek enerjilerinde b -hadronlarının tüm çeşitlerinin üretilebileceği beklenmektedir. Böylece, B fiziği çalışmalarına LHC'nin ilk günlerinden başlanabilecektir. Çok miktarda $b\bar{b}$ olayıyla, nadir B bozunumları (10^{-10} 'luk seviyenin altındakiler) araştırılacaktır. Bu bozunumlar, B -fabrikalarında şimdiye kadar çalışılmamış kanalları da araştırma imkanı yaratacaktır. Böylece, B mezonu ile b baryonlarının uyarılmış durumları da çalışılabilecektir.

LHC'nin düşük ışıklıkta çalıştığı yıllarda bile istenmeyen çok sayıda olay (pile-up event) meydana gelecektir. Yüksek kütle merkezi enerjilerinde çok sayıda parçacık yaratılacağından tetikleme ve desen tanımlama zorlaşacaktır. LHC'de bir B mezon (B ile $\bar{B}$ arasında) üretim asimetrisinin oluşturulacağına inanılmaktadır.

LHC deneyleri CKM matrisindeki parametreleri tanımlamak için birim üçgenin tüm açılarını, bir kenarını ve yüksekliğini ölçebileceklerini ümit etmektedirler. İzleyecekleri yol aşağıdaki gibidir.

1) $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ ve benzer kanal bozunumlarındaki CP kırınımı ölçümlerinden β açısı ölçülecektir. B_s karışımının ölçülmesi γ açısının karşısındaki kenar uzunluğunu belirleyecektir.

2) Bozunum kanallarına ek olarak deneylerde CP kırınımını doğrulamak birim üçgenin CP tanımını kontrol edecektir.

3) CP kırınımının CKM matrisini test etmesinin ötesinde, geniş bir aralıkta B mezon bozunumları araştırılacaktır (Harnew, 2002).

5.3. CMS Deneyinde CP Kırınım Araştırmaları

LHC'deki CMS dedektörü, kristal bir kalorimetre kullanarak mükemmel bir elektron-foton varlmasına sahip olacaktır. Meydana gelen enerji çözünürlüğü, 100 GeV üzerindeki enerji ve $40/\sqrt{E}$ mrad'lık açısal çözünürlük için %1'den daha iyi sonuçlar verecektir. B fiziği çalışmalarıyla ilgili olarak tetikleme sisteminde, birinci

seviyede yumuşak leptonlar tetiklenecektir. Birinci seviye tetikleme oranları $\mu/e + \mu$ ve e tetikleyicileri için sırasıyla yaklaşık 11 kHz ve 10 kHz'dir.

İki-lepton tetikleyicisi, $B_d \rightarrow J/\psi K_s$ ile $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ bozunum kanalları için kullanılacaktır. Daha yüksek seviyedeki tetikleyiciler p_t (dik momentum)'yi yeniden tanımlayacak, çift-lepton kütlelerini yada $\pi^+ \pi^-$ bozunumlarından gelen B_d kütlelerini yeniden yapılandıracaktır. CP kırınım araştırmaları B -mezon çeşnileri ile etiketlenmektedir. CMS'in etiketleme yöntemleri;

- Yüklü lepton ve onun yarıleptonik bozunumları içindeki b -kuarkından,
- Diğer b -kuarkının yüklü jet ölçümünden,
- Aynı taraftaki jetin yüklü jet ölçümünden,
- B^{**} rezonansının $\pi^\pm B^*(\bar{B}^*)$ aracılığı ile $\pi^+ \gamma B(\bar{B})$ son duruma bozunmasından sağlanacaktır.

CMS'de $b\bar{b}$ çift oluşumu aşağıdaki mekanizmalarla sağlanacaktır:

- Çift Oluşum (gluon veya kuark füzyonu): $gg \rightarrow b\bar{b}, q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$,
- Çeşni Uyarılması: $bq \rightarrow bq, bg \rightarrow bg$. Burada eğer b kuarkı bir valans kuark değilse bu kuark $g \rightarrow b\bar{b}$ 'e bozunumundan oluşacaktır.
- Gluon Ayrışması: $g \rightarrow b\bar{b}$. Bu dallanma başlangıç veya sonuç duşları içerisinde oluşacaktır (Gennai, 2000).

CMS de $b\bar{b}$ üretiminin toplam tesir kesiti aşağıdaki ifade ile hesaplanmıştır.

$$\sigma_{b\bar{b}}(\hat{P}_t \geq 10 \text{ GeV}) = \frac{N_{b\bar{b}}}{N^{tot}} \cdot \sigma^{tot} \quad (5.2)$$

Burada $\hat{P}_t$ dik momentumu; $N_{b\bar{b}}$, $\hat{P}_t \geq 10 \text{ GeV}$ olan $b\bar{b}$ olay sayısını, N^{tot} üretilen toplam olay sayısını, σ^{tot} ise toplam tesir kesitini göstermektedir. Monte Carlo olay

üretim programı olan PYTHIA kullanılarak (PYTHIA, 1999) $\hat{P}_t = 1-10$ GeV arasındaki olaylar ilk örneklem (A) ve $\hat{P}_t \geq 10$ GeV 'li olaylar ise ikinci örneklem (B) olarak alınmıştır. Sonuçlar Çizelge 5.1'de verilmiştir.

Çizelge 5.1. $b\bar{b}$ üretim tesir kesitleri (Gennai, 2000)

ÖRNEKLEM	$\sigma_{\text{Çift Üretim}}$	$\sigma_{\text{Çeşni Uyarılması}}$	$\sigma_{\text{Çiluen Ayrışması}}$	$\sigma_{b\bar{b}}$
A	~ 20	-	~ 130	150
B	~ 20	~ 110	~ 130	257

5.3.1. Etiketleme ve Dilution (Seyrelme) Faktörleri

CP kırınımının önemli bir konusu olan A asimetrisi, B hadronundan gelen negatif ve pozitif yüklü lepton olay sayılarının ($N^\pm$) oranı ile ifade edilir. Bu oran $B^0/\bar{B}^0$ 'ın CP öz durumlarının bozulmadan önce tanımlanmasını ve mümkün CP kırınımını gösterir (Kharchilava, 1996).

Üretilen B^0 çeşnisi, olaydaki diğer bir b -kuarkının yarı leptonik bozunumunda üretilen leptonun yüküyle etiketlenir. Bu etiketleme çok etkili değildir ve ölçülen bozunum asimetrisi seyrelme etkileri ile tekrar etiketlenir. Leptonlara bozunmadan önceki B_d^0 yada B_s^0 salınımları ve düş bozunumları seyrelmeye katkıda bulunurlar. Karışımından kaynaklanan seyrelme faktörü $D_{\text{mix}} = \sum_i p_i \frac{1}{1+x_i^2}$ ifadesi ile verilir. Burada p_i ; $B^\pm$, B_d^0 , B_s^0 ve Λ_d parçacıklarını temsil etmekte olup, bunların üretim oranları sırasıyla $p^+ : p_d : p_s : p_\Lambda = 0.38 : 0.38 : 0.14 : 0.1$ dir. $x_d = 0.71$ (B_d^0 'ın karışım parametresi), $x_s = 10.0$ (B_s^0 'ın karışım parametresi) değerlerine sahip olduğunda karışımından kaynaklanan seyrelme faktörü $D_{\text{mix}} = 0.73$ olur. Seyrelme faktörü $D_{\text{etiket}} = 1 - 2\varpi$ ile tanımlanır. Burada, ϖ ; yanlış etiketleme kesridir. Yanlış etiketleme

- Duş bozunumlarından ($b \rightarrow c \rightarrow l$),
- Hadron bozunumlarından (K , π bozunumları) (müyonlar için),
- Punch-through (müyonlar için),
- Değişmeler ve Dalitz çiftlerinden (elektronlar için)

kaynaklanır. CMS deneyinde A asimetrisi aşağıdaki şekilde verilmektedir (Kharchilava, 1996).

$$A = \frac{N^- - N^+}{N^- + N^+} = A_0 + D_{int} \times D \times \sin 2\varphi_i \quad (5.3)$$

Burada A_0 , pp çarpışmalarındaki $B^0 / \bar{B}^0$ üretim asimetrisi; D_{int} , $D_{int} = \left[\sin(x_d \frac{t_0}{\tau}) + x_d \cos(x_d \frac{t_0}{\tau}) \right] / (1 + x_d^2)$ ifadesi ile tanımlanan toplam zaman faktörüdür. D ise $D = D_l \times D_m \times D_{S/B}$ ile tanımlanır ve toplam seyrelme faktörü olarak bilinir. $D_{S/B}$ gösterimindeki N_B fon olaylarının N_S sinyal olaylarına karışmasından oluşan seyrelmedir. $D_{S/B} = N_S / (N_S + N_B)$ ile verilir. Böylece birim üçgenin herhangi bir açısını temsil eden φ_i açısı

$$\mathcal{S}(\sin 2\varphi_i) = \frac{\sqrt{(N_S + N_B)}}{D_{int} \times D_l \times D_m \times N_S} \quad (5.4)$$

ile tanımlanan istatistiksel hata ile ölçülebilir.

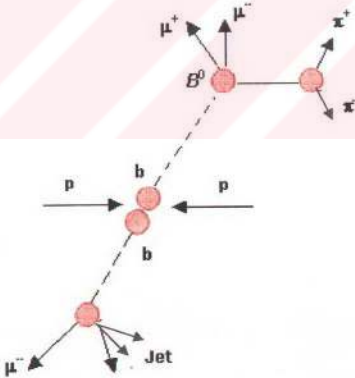
Şimdi CMS deneyinde şu ana kadar yapılan çalışmaları özetleyelim. CMS deneyi CKM matris elemanlarını ölçmeyi amaçlamaktadır. CKM matrisinin birim matris olması $\rho - \eta$ düzlemi içerisinde (Wolfeinstein parametreleri) bir üçgen olarak temsil edilebilen birkaç ilişkinin kurulmasını sağlamaktadır. Bu ilişkilerden biri

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (5.5)$$

ifadesi ile tanımlanabilir. Bu üçgenin α, β, γ açıları CP asimetrisi ile ilişkili olup CMS deneyinde α, β açıları bazı B bozunum kanallarındaki CP asimetrisinden ölçülecektir. $B_s - \bar{B}_s$ karışımının ölçülmesi üçgenin kenarlarından birini tanımlar.

5.3.2. $\sin 2\beta$ Ölçümü

Birim üçgenin β açısını hesaplamak için en uygun kanal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \rightarrow l^+ l^- \pi^+ \pi^- (+ l_{\text{etiket}})$ bozunumudur. Burada, $J/\psi \rightarrow l^+ l^-$ ($l = \mu, e$) ve $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 'dir. Bu kanaldan temiz sinyallerin alınması ve fonların kolaylıkla temizlenmesi beklenmektedir. Ayrıca, yüksek dallanma oranına sahip olması ve $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ üzerindeki tetiklemenin kolay olması gibi avantajları da bulunmaktadır. Tepkimede görüldüğü gibi üçüncü bir leptona ihtiyaç duyulmaktadır. Bu bozunum diyagramı Şekil 5.2'de verilmiştir.



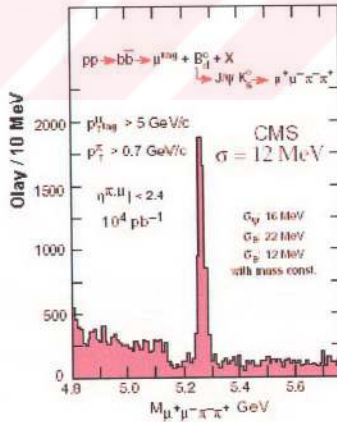
Şekil 5.4. B_d^0 bozunumu (CMS Collaboration, 1998)

B^0 (veya $\bar{B}^0$) mezonu olay içindeki ikinci b -çeşnili hadrondan oluşan bir müyon (μ^-) ile tanımlanan bir bozunma verir. $B^0 / \bar{B}^0$ oranındaki asimetri CP kırınımı için bir sinyal olacaktır. Bu bozunum kanalı için deneysel olarak ölçülebilir toplam zaman asimetrisi

$$A = \frac{\Gamma(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) - \Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0)}{\Gamma(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) + \Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0)} \quad (5.6)$$

$$= \sin 2\beta \cdot D \cdot \frac{x_d}{1 + x_d^2}$$

ile verilir. Burada D seyrelme faktörü ve $\frac{x_d}{1 + x_d^2}$ toplam zamandan kaynaklanan bir faktör olup $x_d=0.71$ olarak ölçülmüştür (Neumeister, 1995). CMS'in müyon odacıları ve iz dedektörleri CP kırınımının varlanmasında önemli roller üstleneceklerdir.



Şekil 5.5. CMS'deki $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ bozunumu (Neumeister, 1995)

CMS’de Monte Carlo simülasyon programları ile analiz edilen $\mu^+ \mu^- \pi^+ \pi^-$ ’nin invariant kütle spektrumu Şekil 5.3’de verilmiştir. Bu simülasyonlar, J/ψ ve K_s^0 üzerindeki kütle sınırlamaları ile yapılmıştır.

Ayrıca birim üçgenin β açısı $B^{**} \rightarrow B_d^0 (\rightarrow J/\psi K_s^0) \pi$ kanalında da araştırılacaktır (Kharchilava, 1996).

5.3.3. Tetikleme ve Olay Seçimi

Prensipte LHC’de J/ψ için

- i) $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ile müyon etiketleme,
- ii) $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ ile müyon etiketleme,
- iii) $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ile elektron etiketleme

olmak üzere üç mümkün tetikleme bulunmaktadır. CMS elektron modlarını aktif olarak çalışırken ve sadece μ -etiketli $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ modunu çalışmaya dahil ederken ATLAS’ta bu üç olasılık araştıracaktır

CMS deneyinde tetikleme, rapiditeye bağlı olan tetikleme eşikleri dikkate alınarak düşük p_t ’ye sahip iki müyon ile sağlanacaktır. Rapitide aralığı $0.0 \leq |\eta| \leq 1.5$ için $p_t^\mu > 4.5$ GeV, $1.5 \leq |\eta| \leq 2.0$ için $p_t^\mu > 3.6$ GeV ve $2.0 \leq |\eta| \leq 2.5$ için $p_t^\mu > 2.6$ GeV olacaktır. CMS deneyinde $\sin 2\beta$ açısı ile ilgili yapılan simülasyon çalışmalarında aşağıdaki eleme koşulları kullanılmıştır.

- K_s^0 ’dan gelen π ’ler $|\eta^\pi| \leq 2.4$ bölgesinde bulunup bunların $p_t^\pi \geq 0.7$ GeV olarak seçilmiştir,

- Desen tanımlamadan kaynaklanan problemlerden kaçınmak için K_S^0 bozunum uzunluğu 2 ve 40 cm arasında bulunan dik düzlemde tanımlanmıştır,
- J/ψ , K_S^0 ve B_d^0 'ın kütleleri, kendi kütlelerinin $\pm 2\sigma$ değerleri arasında invaryant kütle olarak yeniden tanımlanmıştır.
- $p_t > 4$ GeV ile müyon etiketlemesi yapılmıştır.

Yeniden yapılandırılan invaryant kütleler aşağıdaki çözünürlüklere sahip olacak biçimde seçilmiştir;

- J/ψ için 16 MeV,
- K_S^0 için 8.6 MeV,
- B_d^0 için 12 MeV (kütle sınırlamalarıyla birlikte),
- B_d^0 için 22 MeV (kütle sınırlamaları olmaksızın)

$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$ ve $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 'dan gelen fonların piki, sinyal kütle pikinin altında bulunmuştur. Sinyal/Fon oranı yaklaşık 1/10'dur. Şekil 5.3'de CMS deneyi için yeniden yapılandırılan kütle dağılımı gösterilmiştir. Toplam zaman analizlerde $\sin 2\beta$ 'daki istatistiksel hata

$$\delta(\sin 2\beta) \approx \frac{1}{D \cdot x_d / (1 + x_d^2) \cdot \sqrt{N_{\text{Toplam}}}} \quad (5.7)$$

ifadesi ile verilmektedir.

CMS ve ATLAS deneylerinde zaman bağımlılığı ve toplam zaman dikkate alınarak $J/\psi K_S^0$ için yapılan, zıt yüklü olduğu varsayılan iki hadronun ($\pi^+ \pi^-$) ve leptonun ($\mu^+ \mu^-$, $e^- e^+$) işaretlerini araştıran simülasyon çalışmalarında son durum

işaretleri araştırılmıştır. $\sin 2\beta$ 'nin duyarlılık çalışmalarında önceki çalışmalarda kullanılan etiketlemeler dikkate alınmıştır. Sonuçlar Çizelge 5.2'de özetlenmiştir.

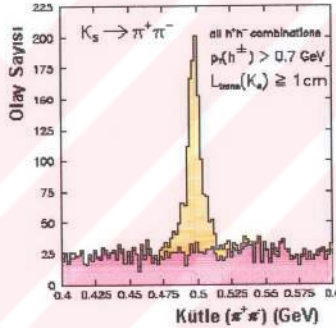
Çizelge 5.2. 10^4 pb^{-1} için $\sin 2\beta$ duyarlılığı (Neumeister, 1995)

Parametre	CMS	ATLAS
$\text{BR}[B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0]$	3.3×10^{-4}	3.75×10^{-4}
$N[\mu - \text{etiket}, J/\psi \rightarrow e^+ e^-]$	-	10120
$N[\mu - \text{etiket}, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-]$	8000	6590
$N[e - \text{etiket}, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-]$	-	5680
$N(\text{sinyal})$	8000	22390
$N(\text{fon})$	800	2590
$N(\text{toplaml})$	8800	24980
D_{Fon}	0.91	0.90
$D_{\text{Etiket}} D_{\text{Karışım}}$	0.53	0.56
$\delta(\sin 2\beta)$ zamana-bağılı	0.045	0.018
$\delta(\sin 2\beta)$ zaman-bileşimli	0.048	0.020

Olay analizinde en zor basamak $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ bozunumundaki K_s^0 'nin yeniden yapılandırılmasıdır (Şekil 5.4.) K_s^0 izini yeniden yapılandırabilmek için ATLAS en az 6 noktaya CMS ise 5 noktaya ihtiyaç duymaktadır. ATLAS'ta $p_t > 0.5 \text{ GeV}$ ve CMS'de $p_t > 0.7 \text{ GeV}$ alınarak zıt yüklü hadronların bileşenlerinin tamamı ile K_s^0 oluşturulup ortak bir tepeye (verteks) uydurularak invaryant kütle hesaplanmıştır. K_s^0 kütle aralığı ATLAS'ta $\pm 3\sigma$ ve CMS'de $\pm 2.5\sigma$ olarak alınmıştır. Yeniden yapılandırılan verim (efficiency) K_s^0 bozunum tepesinin bulunduğu noktaya ve η 'ya bağlıdır. Simülasyon sonuçları Çizelge 5.3'de verilmiştir.

Çizelge 5.3. $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 'ın yeniden yapılandırması, $\int L dt = 10^4 \text{ pb}^{-1}$ için etiketsiz olay sayısı, sinyal/fon oranı ve kütle çözünürlüğü. Tetiklemeden dolayı J/ψ 'nin $\mu^+ \mu^-$ ve $e^- e^+$ 'ya bozunumundaki olay sayıları farklıdır (Konecki, 2000)

ATLAS			CMS	
Metod	Verimlilik	Seyrelme	Verimlilik	Seyrelme
μ etiketlemesi	0.025	0.52	0.034	0.44
e etiketlemesi	0.016	0.46	0.027	0.44
jet yükü	---	---	0.70	0.18
$B-\pi/B^{**}$	0.82	0.16	0.22	0.32
jet yükü	0.62	0.23	0.50	0.23



Şekil 5.6. K_S kütle pikinin yeniden yapılandırılması (Konecki, 2000)

$\sin 2\beta$ 'nin beklenen duyarlılığı, $\int L dt = 10^4 \text{ pb}^{-1}$ için LHC'de bir yılda alınan verilerin analizleri ile ATLAS'ta 0.017 ve CMS'de 0.015 dir (Konecki, 2000).

5.3.4. $\sin 2\alpha$ 'nın Ölçümü

Birim üçgenin α açısını ölçecek olan en umut verici kanal $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 'dir.

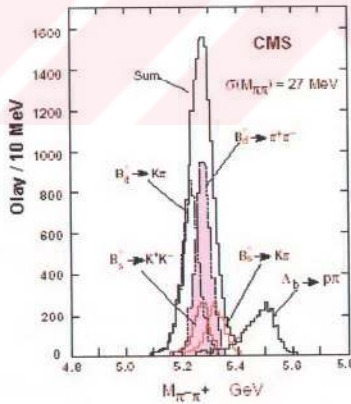
Bu kanal için toplam zaman asimetrisi

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = D \frac{x_d}{1 + x_d^2} \sin 2\alpha \quad (5.8)$$

ifadesi ile verilmektedir. Burada, N^+ ve N^- , pozitif ve negatif yüklü olarak etiketlenmiş müyonlarla yeniden yapılandırılan olay sayısıdır. D ise gecikme faktörüdür.

Deneyisel olarak bu bozunum kanalını varlamak $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 'deki bozunum kanalını varlamaktan daha zordur. Çünkü J/ψ leptonik bozunumu daha temiz bir sinyal verecektir.

CMS deneyinde $B_S^0 \rightarrow KK$, $B_S^0 \rightarrow K\pi$ ve $\Lambda_b \rightarrow p\pi$ gibi iki cisim bozunumları $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ tepkimesinde ortaya çıkacak olan temel fonları oluşturmaktadır. %10 civarında farklı fonlarında ortaya çıkacağı beklenmektedir. Şekil 5.7'de $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sinyali ve iki cisim bozunumlarındaki diğer fonlar birlikte verilmektedir.



Şekil 5.7. $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sinyalinin kütle çözünürlüğü ve iki-cisim bozunumunun fonları (Neumeister, 1995)

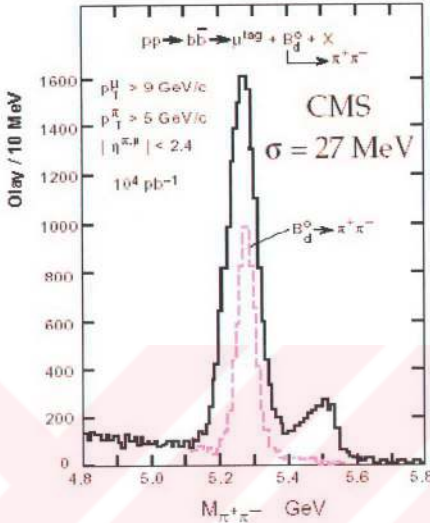
Yükli hadronlar piyon kütlesi ile işaretlenip parçacık tanımlanması yapılmadığında en fazla fonun iki cisimli B mezonlarından geleceği beklenmektedir. Bu fonu bastırmak için kütle çözünürlüğüne ihtiyaç duyulmaktadır. Özellikle, $B_s^0 \rightarrow K\pi$ bozunum pikleri B_d^0 kütlesinin üstünde iken $B_d^0 \rightarrow K\pi$ bozunum pikleri B_d^0 kütlesinin hemen altında bulunmaktadır.

$B_s^0 \rightarrow KK$ bozunum sinyali pik yapar. Bununla birlikte daha küçük B_s^0 üretim olasılığı bu fonu bastırır. $\Lambda_b \rightarrow p\pi$ bozunumundan asimetrik bir katkı gelir. İki-cisim bozunumları gibi davranan $B_d^0 \rightarrow \rho\pi$, $B_s^0 \rightarrow K^*\pi$, $B_s^0 \rightarrow K_S$ ve $\Lambda_b \rightarrow K$ tepkimeleri fona %1'den daha az katkı sağlarlar. CMS deneyinde $\sin 2\alpha$ açısı ile ilgili yapılan simülasyon çalışmalarında aşağıdaki cut'lar kullanılmıştır.

- $p_t^h < 5$ GeV değerine sahip zıt işaretli iki hadronun $|\eta| < 2$ bölgesinde olduğu kabul edilmiştir,
- İki piyon arasındaki uzaklık $\Delta R < 1$ olarak alınmıştır,
- $I < 0.1$ olarak seçilmiştir. Burada I , B_d^0 yönünde $\Delta R < 1$ konisi etrafındaki hadronların $\sum p_t$ 'si olarak tanımlanmıştır. Bu sembol, B adaylarının normalize edilmiş p_t 'sidir.

Şekil 5.8, CMS'de yapılan tüm sınırlamalardan sonra elde edilen sinyal ve fonlar için invaryant kütle dağılımını göstermektedir.

Zamana bağlı ve toplam zaman bileşimli $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ analizlerinin sonuçları Çizelge 5.4'de özetlenmiştir. Burada zamana bağlı hesaplanmaların tekrar gözden geçirilmesi ile duyarlılığın arttığı görülmektedir.

Şekil 5.8. CMS'deki $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ bozunumu (Neumeister, 1995)Çizelge 5.4. 10^4 pb^{-1} için $\sin 2\alpha$ duyarlılığı

PARAMETRE	CMS	ATLAS
$N [B_d \rightarrow \pi\pi]$	4300	7120
$N [B_d \rightarrow K\pi]$	1525	2890
$N [B_s \rightarrow KK]$	1250	1070
$N [B_s \rightarrow K\pi]$	510	1495
Diğer Fonlar	515	1585
N (Fonlar)	3800	7040
N (Toplam)	8100	14160
D_{Fon}	0.47	0.50
$D_{\text{Etiket}} \cdot D_{\text{Karışım}}$	0.57	0.56
$\delta(\sin 2\alpha)$ zamana-bağılı	0.070	0.043
$\delta(\sin 2\alpha)$ zaman-bileşimli	0.050	0.047

5.3.5. ATLAS Deneyinde $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ve $B_s^0 \rightarrow KK$ Kanalları

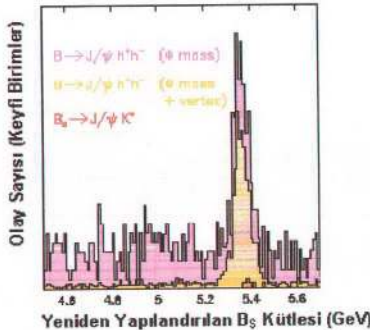
$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ bozunumunda zamana bağlı asimetri birim üçgenin $\sin 2\alpha$ açısının ölçülmesini sağlamaktadır. Asimetri ATLAS deneyinde

$$a(t) = A_{dir} \cos(x_d \cdot t / \tau) + A_{kar} \sin(x_d \cdot t / \tau)$$

$$A_{dir} = 2 \left| \frac{P}{T} \right| \sin \delta \sin \alpha$$

$$A_{mix} = -\sin 2\alpha - 2 \left| \frac{P}{T} \right| \cos \delta \cos 2\alpha \sin \alpha$$

olarak tanımlanmıştır. Burada A_{dir} doğrudan CP kırınım asimetrisi, A_{mix} karışım asimetrisi, P penguin bozunum diyagramları ve T ağaç bozunum diyagramlarını temsil etmektedir. P/T oranı, birim üçgenin α açısı ve kuvvetli etkileşme fazı δ bilinmemektedir. $BR(B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \approx 0.5 \times 10^{-5}$ gibi çok küçük dallanma oranına sahip olduğundan $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ kanalını deneysel olarak varlamak zordur. Son durum iki yüklü hadron ve bir müyon etiketinden oluşmaktadır. Λ_b ve B_s yansımalarından gelen fonlar bulunmaktadır (Şekil 5.9) (Konecki, 2000).



Şekil 5.9. B_s 'nin kütesinin yeniden yapılandırılması (Konecki, 2000)

5.3.6. $\sin\gamma$ Açısının Ölçülmesi

ATLAS ve CMS deneyleri $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ kanalını, $B_d \rightarrow J/\psi K_s$ kanalındaki seçimler ve benzer teknikler ile çalışmışlardır. Bu kanaldaki asimetri $\sin\gamma$ ile orantılıdır. x değeri $x_s \geq 10$ gibi büyüktür. Bu kanalda sadece zamana bağlı yöntem kullanılarak CP asimetrisi ölçülecektir. ATLAS, düşük $p_t (\geq 1 \text{ GeV})$ 'li elektronların tanımlanabileceği son üç durumu kullanmıştır. Bunlar; μ_{etiket} (birleştirilmiş B 'den) $+\mu^+\mu^- (J/\psi \text{'den})$, $\mu_{etiket} + e^-e^+$ ve $\mu_{etiket} + \mu^+\mu^-$ dir. CMS ise sadece $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ ve müyon içerisinde birleştirilen B bozunumları gibi tek bir son durumu çalışmıştır. Yapılan çalışmalar sonucunda γ 'ya duyarlılık başlangıç parametrelerine bağlı olarak yaklaşık 8° bulunmuştur (Konecki, 2000).

5.3.7. $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ Kanalı

$B_s \rightarrow J/\psi\phi$ bozunumu LHC deneyleri için ilginç bir kanaldır ve $B_d \rightarrow J/\psi K_s$ 'ye çok benzemektedir. Fakat, SM, $2\lambda^2\eta$ 'nin asimetrisinin çok küçük (yaklaşık olarak 0.03) olduğunu söylemektedir. Bu durumda CP kırınım parametresini çıkarmak zordur. B_d 'ye benzemeyen B_s mezonlarının kütle özdurumları bozunum genişliklerinde farklı olabilir. B_s hızlı biçimde salınır ($x_s \approx 20-40$). Bununla birlikte $J/\psi\phi$ son durumu farklı CP özdurumlarının bir karışımıdır. Bu bozunum kanalı yeni fiziğe duyarlı olmakla birlikte LHC çalışmaya başlamadan önce analizleri yapılmayacaktır. Bu son durumlarda iki lepton ($J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-, e^+e^-$) ve $K^+K^- (\phi \rightarrow K^+K^-)$ olacağı varsayılan zıt yüklü iki hadron bulunacaktır. LHC'nin ilk üç yılda ışıklığı $\int Ldt = 3 \times 10^4 \text{ pb}^{-1}$ değerine erişeceğinden CMS'de 700000, ATLAS'ta 300000 olay beklenmektedir. Beklenen sinyalin fona oranı CMS'de 10, ATLAS'ta 7 dir. Bu büyük istatistikler CP kırınım terimi olan $2\lambda^2\eta$ 'nin değerini CMS'de 0.014 ($x_s = 20$)'den 0.03 ($x_s = 40$)'e kadar

olan bir doğrulukla ölçecektir. Bu duyarlılık ATLAS için sırasıyla 0.03 ve 0.05 olacaktır (Konecki, 2000).

5.3.8. $B_s \leftrightarrow \bar{B}_s$ Salınımı

$B_s \leftrightarrow \bar{B}_s$ salınımının deneysel olarak gözlenmesi CP kırınım araştırmaları için önemlidir. $B_s \rightarrow \bar{B}_s \rightarrow D_s^+ \pi^+ \rightarrow \phi \pi^+ \pi^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ bozunum kanalları kullanılarak çalışılacaktır (Konecki, 2000). Çeşni üretiminde B_s^0 ; b -hadronunun yarı leptonik (müyon) bozunumu ile etiketlenir. Bozunmada çeşni yeniden oluşturulan D_s 'nin yükü ile tanımlanır. B_s karışım parametresi $x_s = \frac{\Delta m_s}{\Gamma}$, zamana bağlı geçiş olasılıkları olan $P(B_s(t=0) \rightarrow \bar{B}_s(t))$ ve $P(B_s(t=0) \rightarrow B_s(t))$ 'nin analizleriyle ölçülebilecektir. Buradaki geçiş olasılıkları başlangıçta üretilen B_s 'nin bozunumu sırasında çeşni değiştirme ya da değiştirmeme olasılığıdır. x_s değeri, farklı işaretli çiftlerin ($D_s^+ \mu^+$) gerçek zamandaki dağılımının aynı işaretli çiftlerin ($D_s^+ \mu^+$) dağılımından çıkartılması ile bulunur. Bu analizlerde has (proper) zaman ve yarıçaptaki çözünürlük ikincil köşelerin yapılandırılmasında önemli bir rol oynar. Bu nedenle dedektörün en iç kısmında bulunan iz tabakalarının performansı önemlidir. Gerekli tetikleme ve seçilen sınırlamalarla, 10^4 pb^{-1} 'lık düşük ışıklılıkta çalıştıktan bir yıl sonra ATLAS ve CMS'in bekledikleri sinyal sırası ile 2650 ve 2400, fon ise sırası ile 1100 ve 800'dür. 10^4 pb^{-1} 'lık değerinde ATLAS (CMS) x_s için ölçüm sınırını $x_s = 46$ (43) olarak beklemektedir (Konecki, 2000).

5.3.9. LHCb (Büyük Hadron Çarpıştırıcısında b) Deneyi

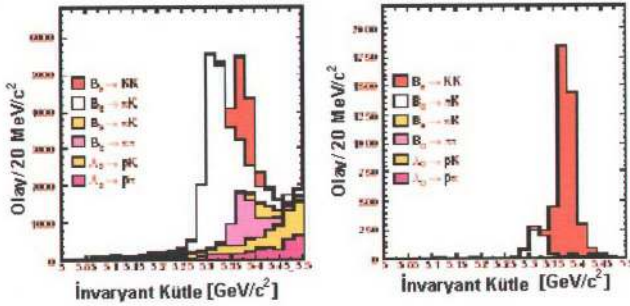
LHCb deneyi B hadronlarının tüm özelliklerini araştırmak için planlanan LHC deneylerinden biridir. Yüksek duyarlılıkla CP kırınım asimetrisini ölçmeyi ve SM ötesindeki yeni fiziği keşfetmeyi hedeflemektedir. Veri alımına diğer LHC

deneyleri gibi 2007 yılında başlayacaktır. LHC-b deneyindeki bakılacak olan B fiziği araştırmaları

- α, β, γ açıları ve δ_γ duyarlılığını aynı zamanda ölçmek,
- B_s sektörünü ayrıntılı biçimde araştırmak ve
- Nadir b bozunumlarına ulaşmak olarak özetlenebilir.

LHCb'de çok sayıda B_s^0 mezonlarının üretileceği beklenmektedir. Bundan dolayı γ açısı değişik yollarla ölçülecektir. Deney parçacık tanımlama ve iyi kütle çözünürlüğüne sahip olacak biçimde tasarlandığından, γ açısının kesin ölçüm sonuçlarının bulunması beklenmektedir.

- Kuramsal olarak en uygun $(\gamma - 2\delta_\gamma)$ açısı ölçümü için $B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-$ kanalından gelecektir. Ayrıca yük eşleniği durumlarındaki zamana bağlı bozunum oranlarının ölçümleri de yapılacaktır. LHCb'nin çalışmaya başlayacağı ilk yılda ~2400 olay kaydedeceği ve $(\gamma - 2\delta_\gamma)$ için 3° - 16° sonuçlarına erişeceği düşünülmektedir.
- $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ve $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$ kanalları zamana bağlı iki bozunum asimetrisi ile γ açısını ölçecektir. Parçacık tanımlama ve kütle çözünürlüğünün önemi Şekil 5.10'da verilmiştir. γ açısının ölçümü için her bir kanaldan her yıl yaklaşık olarak 5000 olay beklenmektedir. γ açısına duyarlılık, tüm LHC deneylerinden toplanan verilerle 5° - 10° aralığına kadar çekilebilecektir (Harnew, 2002).



Şekil 5.10. Parçacık tanımlama ve invariant kütle ölçümleri (Harnew, 2002)

- $B_d^0 \rightarrow D^{*\pm} \pi^\mp$ kanalları ve yük eşleniği durumları her yıl için beklenen yaklaşık 500 k olay ile birlikte dört bozunum oranıyla ($2\beta + \gamma$) ölçümünü sağlayacaktır. γ açısı, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ bozunumları kullanılarak β açısının değeri belirlendikten sonra beş yılda toplanan veri analizi ile duyarlılık 5° 'den daha iyi bir hassasiğe ulaşacaktır.
- $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}$ kanalı ve yük eşleniği durumlarının zaman-bileşimli altı bozunum oranının ölçümleri de γ açısının belirlenmesini sağlayacaktır. Gözlenilebilir dallanma oranları küçük (10^{-8} - 10^{-7}) olacağından tüm altı kanalda yılda toplam 1700 olay beklenmektedir.

CERN'deki LHC deneyleri ilk yılın sonunda bazı istenilen kanallara ulaşabileceğinden CP kırınımı ve birim üçgenin parametreleri için Çizelge 5.4'de verilen sonuçlara ulaşılması beklenmektedir.

Çizelge 5.4. LHC deneylerinin B Fiziği araştırmalarından bekledikleri sonuçlar (Harnew, 2002)

Ölçümler	Kanal	LHCb	ATLAS	CMS
$\sin(2\beta)$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$	$0.3^\circ\text{-}0.5^\circ$	0.6°	0.7°
$\sin(2\alpha)$	$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$2^\circ\text{-}10^\circ$	3°	5°
$\sin(2\alpha), \cos(2\alpha)$	$B_d^0 \rightarrow \rho\pi$	$5^\circ\text{-}15^\circ$	-	-
$2\beta+\gamma$	$B_d^0 \rightarrow D^* \pi, 3\pi$	7° 'den aşağı	-	-
$\gamma - 2\delta_\gamma$	$B_s^0 \rightarrow D_s K$	$3^\circ\text{-}16^\circ$	-	-
γ	$B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}$	$4^\circ\text{-}18^\circ$	-	-
δ_γ	$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$	0.6°	0.9°	-
x_s	$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	<90	<46	<48
Nadir Bozunum	$B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$4.4\sigma\text{ S.M.}$	$4.3\sigma\text{ S.M.}$	$10\sigma\text{ S.M.}$

5.3.10. B Fiziğinde Araştırılacak Olan Diğer Konular

CMS deneyi CP kırınım ölçümleri dışında b -kuark üretiminin $d\sigma/dp_t$ diferansiyel tesir kesiti ölçümleri ile mevcut sonuçlara yeni veriler ekleyerek QCD (Kuantum Renk Dinamiği)'yi test edecektir. Bunların dışında b -baryonları üretilecek, B -baryon spektrometresi çalışılacak, polarizasyon ve zayıf bozunma parametreleri ölçülecek, baryonik sektörde CP kırınım araştırmaları yapılacaktır.

B_c mezonu gibi ağır B -hadronları LHC'nin ilk yıllarında fazla miktarlarda üretilecektir. B -hadronlarının üretim, dallanma oranları, kütleleri ve yaşam süreleri LHC deneyinden gelecek sonuçlarla test edilecektir.

5.4. CP Kırınımını Araştıran Diğer Deneyler

5.4.1. BaBar Deneyi

BaBar terimi SLAC'deki (Stanford Lineer Hızlandırma Merkezi) PEP-II çarpıştırıcısında üretilen $B/\bar{B}$ mezon sistemini temsil etmektedir. BaBar üretilen B mezon çiftlerinin bozunma ve çarpışma noktalarını, bozunan parçacıkların enerji ve momentumlarını ölçecek, bu bozunumlardaki parçacık türlerinin (elektron, müyon, piyon ve kaonlar) doğasını tanımlayacaktır. Dedektör, 1999 yılının Mayıs ayında çalışmaya başlamıştır (Babar, 2003).

Bir e^+e^- çarpıştırıcısı olan PEP-II'deki BaBar deneyinde, yaklaşık 22.7 milyon $B\bar{B}$ çifti kullanılarak cazibesiz hadronik B bozunumlarında doğrudan CP kırınımı araştırılmıştır. Ölçülen yüklü asimetrierler aşağıda verilmiştir (BaBar, 2001a).

$$A_{CP}(B^+ \rightarrow \eta' K^+) = -0.11 \pm 0.11 \pm 0.02,$$

$$A_{CP}(B^+ \rightarrow \omega \pi^+) = -0.01_{-0.31}^{+0.29} \pm 0.03,$$

$$A_{CP}(B^+ \rightarrow \phi K^+) = -0.05 \pm 0.20 \pm 0.03,$$

$$A_{CP}(B^+ \rightarrow \phi K^{*+}) = -0.43_{-0.30}^{+0.36} \pm 0.06,$$

$$A_{CP}(B^0 \rightarrow \phi K^{*0}) = -0.00 \pm 0.27 \pm 0.03$$

İstatistik artırılarak 32 milyon $B\bar{B}$ yüksüz B mezon çifti örnekleminin $J/\psi K_S^0$, $\psi(2S)K_S^0$, $J/\psi K_L^0$, $\chi_{c1}K_S^0$ ve $J/\psi(K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0)$ son durumlarına bozunumları araştırılmıştır. 1999 ve 2000 yılları arasında toplanan veriler kullanılarak, CP ve çeşni bozunum modları için yapılan uydurmalar sonucunda $\sin 2\beta = 0.59 \pm 0.14$ (ist.) ± 0.05 (sist.) değeri bulunmuştur (BaBar, 2001b).

Aynı veriler kullanılarak B^0 ve B^+ mezonlarının yaşam süreleri $\Upsilon(4S)$ rezonansında kaydedilen yaklaşık 23 milyon $B\bar{B}$ örneklem çifti kullanılarak

$$\tau_{B^0} = 1.546 \pm 0.032 \text{ (ist.)} \pm 0.022 \text{ (sist.) ps.}$$

$$\tau_{B^+} = 1.673 \pm 0.032 \text{ (ist.)} \pm 0.023 \text{ (sist.) ps.}$$

$$\tau_{B^+} / \tau_{B^0} = 1.082 \pm 0.026 \text{ (ist.)} \pm 0.012 \text{ (sist.)}$$

bulunmuştur (BaBar, 2001c).

$B^0 \bar{B}^0$ salınımları $Y(4S)$ rezonanslı kütle merkezi enerjilerinde 20.7 fb^{-1} 'lik ışıklıkta e^+e^- yok olması verileriyle araştırılmıştır. Gözlenen karışık ve karışık olmayan son durumların zaman değişiminin uydurulmasıyla $B^0 \bar{B}^0$ salınım frekansı $\Delta m_d = 0.519 \pm 0.020 \pm 0.016 \text{ h ps}^{-1}$ olarak bulunmuştur (BaBar, 2001d).

$B \rightarrow \pi^+ \pi^-$ bozunumunda zamana bağlı CP asimetrisi bozunum ve bozunum genlikleri arasındaki girişimden kaynaklanır. 33 milyon $B \bar{B}$ örneklem çiftinde $65^{+12}_{-11} \pi\pi$ ve $217 \pm 18 K\pi$ adayları gözlenmiş ve aşağıdaki parametreler hesaplanmıştır.

$$A_{K\pi} = -0.07 \pm 0.08 \pm 0.02$$

$$S_{\pi\pi} = 0.03^{+0.53}_{-0.56} \pm 0.11$$

$$C_{\pi\pi} = -0.25^{+0.45}_{-0.47} \pm 0.14$$

Burada, $A_{K\pi}$; $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ ve $\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+$ bozunumları arasındaki asimetri $S_{\pi\pi}$ ve $C_{\pi\pi}$ ise sırasıyla $\pi\pi$ salınımlarının sinüs ve kosinüs genlikleridir (BaBar, 2001e). Karışım parametre oranı ölçülmüş olup $|q/p| = 0.998 \pm 0.006 \text{ (ist.)} \pm 0.007 \text{ (sist.)}$ sonucu bulunmuştur (BaBar, 2001f).

5.4.2. HERA-B Deneyi

Hamburg'da bulunan DESY (Alman Elektron Sinkrotronu)'deki HERA halkası 920 GeV'lik proton demetinin kullanıldığı sabit hedefli bir deneydir. Deney; B mezonunu çalışmak, "altın kanal" olarak adlandırılan $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ bozunumunda CP kırınımını araştırmayı planlamaktadır (Zoccoli, 2001). Dedektör 2000 yılında tamamlanarak veri alımına başlamıştır Tetikleme ile ilgili problemlerden dolayı CP kırınım araştırmaları bir süre için durdurulmuştur (Krizan, 2002).

5.4.3. CDF Deneyi

CDF (Collider Detector Fermilab) (Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarının Çarpışma Dedektörü) şu an dünyadaki en güçlü hızlandırıcı olan Tevatron çarpıştırıcısı ($\sqrt{s}=1.8$ TeV) üzerinde bulunan bir deneydir. Tevatronda ışık hızına yakın hızlarda hızlandırılan proton ve antiprotonlar CDF dedektörü içinde kafa kafaya çarpışmaktadır. t kuarkının bozunumundan gelen ve her iki W bozonunun leptonlara ($e\nu, \mu\nu$) bozunduğu $t\bar{t}$ olaylarındaki t kuark kütlesi diğer bozunum kanallarındaki ölçümlerle birleştirilerek CDF tekrar 176.0 ± 6.5 GeV/c²'lik bir kütle değeri elde etmiştir. Böylece t kuarkının kütlesi bir kez daha doğrulanmıştır (CDF, 1999). Deneyde B fiziği konusunda aşağıdaki çalışmalar yapılmıştır.

$B^0\bar{B}^0$ karışımının Δm_d salınım frekansı yeniden yapılandırılan yarı leptonik bozunum olan $\bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} D^{*+} X$ tepkimesi kullanılarak hesaplanmıştır. $\bar{B}^0$ mezonunun proper (gerçek) bozunum zamanı $l^- D^{*+}$ sisteminin yeniden yapılandırılan momentumu ve bozunum uzunluğundan hesaplanmıştır. Son durumdaki leptonun yükü $\bar{B}^0$ mezonunun kendi bozunumundaki çeşnisini tanımlar. Olaydaki ikinci lepton, üretimdeki $\bar{B}^0$ mezonu çeşnisini anlamak için kullanılmıştır. Salınım frekansı $\Delta m_d = \pm 0.516 \pm 0.099^{+0.029}_{-0.035}$ ps⁻¹ olarak ölçülmüştür. Burada birinci belirsizlik istatistiksel ikincisi ise sistematik hatayı göstermektedir (CDF, 1999).

$B \rightarrow J/\psi K_S^0$ bozunum olayları kullanılarak $\sin 2\beta = 0.79_{-0.44}^{+0.41}$ (ist.+sist.) değeri bulunmuştur (CDF, 2000).

Deneyde ayrıca $R \equiv B(t \rightarrow Wb) / B(t \rightarrow Wq)$ dallanma kesirlerinin oranı da ölçülmüştür. Bu değer, $R = 0.94_{-0.24}^{+0.31}$ (ist.+ sist.) ya da %90'lık bir doğrulukla $R > 0.61$ ve %95'lik bir doğrulukla $R > 0.56$ olarak bulunmuştur. Bu ölçüm, üç aile ve birimsellik yaklaşımı altında CKM kuark karışım matris elemanı olan $|V_{tb}|$ üzerine bir sınır koymuştur. Matris elemanı $|V_{tb}| = 0.97_{-0.12}^{+0.10}$ veya $|V_{tb}| > 0.78$ olarak ölçülmüştür (CDF, 2001).

J/ψ ve $\psi(2S)$ son durumlu B^0 ve B^+ 'nin yeniden yapılandırma bozunumları kullanılarak B mezonlarının yaşam süreleri ölçülmüştür. $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ ve $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ son durumları ile aşağıdaki sonuçlar bulunmuştur (CDF, 2002).

$$\tau(B^+) = 1.636 \pm 0.058 \text{ (ist.)} \pm 0.025 \text{ (sist.) ps}$$

$$\tau(B^0) = 1.497 \pm 0.073 \text{ (ist.)} \pm 0.032 \text{ (sist.) ps}$$

$$\tau(B^+) / \tau(B^0) = 1.093 \pm 0.066 \text{ (ist.)} \pm 0.028 \text{ (sist.)}$$

5.4.4. BELLE Deneyi

BELLE deneyi, Japonya Tsukuba da KEKB (Yüksek Enerji Hızlandırıcı Araştırma Organizasyonu) hızlandırıcısında bulunmaktadır. Deneyin amacı B mezon sistemindeki CP kırınımını araştırmaktır (Heenan, 2002).

Asimetrik enerjili e^+e^- çarpıştırıcısı olan KEKB'deki BELLE dedektöründe $\Upsilon(4S)$ rezonansında toplanan 85×10^6 $B\bar{B}$ örneklem çifti kullanılarak SM CP kırınım parametresi yüksüz bir B mezonunun bir $J/\psi K_S^0$, $\psi(2S)K_S^0$, $\chi_{c1}K_S^0$, $\eta_c K_S^0$, $J/\psi K^{*0}$ veya $J/\psi K_L^0$ CP öz durumlarına bozunum kanalında yeniden yapılandırılmaktadır. İki B mezon bozunum noktası arasındaki zaman aralığının dağılımındaki asimetriden $\sin 2\beta = 0.719 \pm 0.074 \pm 0.035$ (sist.) olarak bulunmuştur (BELLE, 2002a).

$\Upsilon(4S)$ rezonansında toplanan 41.8 fb^{-1} 'lik örneklemelerden $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ tepkimesinde CP kırınım asimetri ölçümleri yapılmıştır. Yüksüz bir B mezonunun $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ CP özdurumu ile yeniden yapılandırılan ve B mezonuna eşlik eden çeşni kendi bozunum ürünlerinden tanımlanmıştır. İki B mezonu bozunum noktası arasındaki zaman aralıklarının dağılımındaki asimetriden CP kırınımın asimetri parametreleri $S_{\pi\pi} = -1.21^{+0.38}_{-0.27}$ (ist.) $^{+0.16}_{-0.13}$ (sist.) $A_{\pi\pi} = 0.94^{+0.25}_{-0.31}$ (ist.) ± 0.09 (sist.) değerlerinde ölçülmüştür (BELLE, 2002b).

$\Upsilon(4S)$ bozunumlarını sağlayan aynı ve zıt işaretli iki leptonun zaman bağımlılığı dikkate alınarak $B^0 - \bar{B}^0$ karışım parametresi Δm_d tanımlanmıştır. $\Upsilon(4S)$ rezonansında kaydedilen 29.4 fb^{-1} ve 60 MeV enerjisinin altındaki rezonansta kaydedilen 3 fb^{-1} örneklem kullanılarak $\Delta m_d = 0.503 \pm 0.008$ (ist.) ± 0.010 (sist.) ps^{-1} sonucu bulunmuştur (BELLE, 2003).

Δm_d , yüksüz B mezonu kütlesi ve bozunum genişliği için alınan ortalamalar kullanılarak CPT parametreleri %90'lık bir kesinlikle $|m_{B^0} - m_{\bar{B}^0}| / m_{B^0} < 1.16 \times 10^{-14}$ $|\Gamma_{B^0} - \Gamma_{\bar{B}^0}| < 0.11$ olarak ölçülmüştür (BELLE, 2003).

5.8. CLEO Deneyi

Newyork'taki Cornell Üniversitesi kampusunda bulunan CESR (The Cornell Electron-Positron Storage Ring) hızlandırıcısı üzerinde bulunan CLEO deneyinde B mezonlarının $\psi(2S)$ mezonlarına bozunumları gözlenmiştir. $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$, $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^*(892)^+$, $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^0$ ve $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^*(892)^0$ bozunumlarının dallanma kesirleri sırasıyla $(7.8 \pm 0.7 \pm 0.9) \times 10^{-4}$, $(9.2 \pm 1.9 \pm 1.2) \times 10^{-4}$, $(5.0 \pm 1.1 \pm 0.6) \times 10^{-4}$ ve $(7.6 \pm 1.1 \pm 1.0) \times 10^{-4}$ olarak bulunmuştur. $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^*(892)^+$ adaylarının açısal analizinden boyuna polarizasyon kesrinin ilk ölçümleri çıkarılmış olup $\Gamma_L / \Gamma = 0.45 \pm 0.11 \pm 0.44$ sonucuna ulaşılmıştır (CLEO, 2000).

9.1 fb⁻¹’lik birleşik CLEO II ve CLEO II.V veri setleri kullanılarak $\Upsilon(4S)$ ’de B mezonu bozunumlarından doğrudan üretilen ψ mezonlarının özellikleri ölçülmüştür. Burada, “ B ”; B^+ , B^- , B^0 ve $\bar{B}^0$ ’ın bir karışımını, “ ψ ” ise ya $J/\psi(1S)$ ya da $\psi(2S)$ ’i temsil etmektedir. $B \rightarrow \psi$ (doğrudan) içindeki ψ polarizasyonunun ölçümünden $\alpha_{\psi(1S)} = -0.30^{+0.07}_{-0.06} \pm 0.04$ ve $\alpha_{\psi(2S)} = -0.45^{+0.22}_{-0.19} \pm 0.04$ sonuçları bulunmuştur (CLEO, 2002). CLEO dedektörü ile toplanan 9.67×10^6 $B\bar{B}$ çifti kullanılarak $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ ve $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ renk çeşnili bozunumların dallanma kesirleri hesaplanmıştır. Analizlerden

$$B(B^- \rightarrow D^0 \pi^-) = (49.7 \pm 1.2 \pm 2.9 \pm 2.2) \times 10^{-4}$$

$$B(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-) = (26.8 \pm 1.2 \pm 2.4 \pm 1.2) \times 10^{-4}$$

sonuçları bulunmuştur. Burada birinci hata istatistiksel ikincisi sistematik üçüncüsü ise $\Upsilon(4S)$ bozunumlarındaki yüklü ve yüksüz B mezonlarının üretim oranındaki deneysel belirsizliklerden kaynaklanmaktadır (CLEO, 2002).

5.9. BTeV Deneyi

BTeV deneyi FNAL’deki proton-antiproton hızlandırıcısı üzerinde bulunmaktadır. Deney hazırlık aşamasında olup 2009 yılında veri alımına başlayacaktır. BTeV; B^0 , $B^\pm$ ve B_s mezonlarının bozunumlarını kullanarak CP parametreleri olan γ, α, χ ’yi ölçmek, nadir ve çeşni-değişimli yüksüz akım bozunumlarındaki yeni fizik araştırmalarını yürütmeyi planlamaktadır (Krizan, 2002).

Şu ana kadar tartıştığımız tüm konuları özetlersek CP kırılımının yeni bir etkileşme türünden kaynaklandığını söyleyebiliriz. Buna süper zayıf etkileşme denir. Bu etkileşme CP ’nin kırılmasını gerektiren ve acayipliği $\Delta S = 2$ biçiminde

değiştirilen tepkimelerle, dolayısıyla $K^0 - \bar{K}^0$ mezonlarının karışmasına ve $K_L \rightarrow K_S \rightarrow 2\pi$ tepkimesine izin vermektedir. Bu çok zayıf kuvvet yaklaşık olarak zayıf etkileşmenin 10^{-9} 'u kadardır ve bu nedenle bilinen diğer durumlarda gözlenmemektedir. Sadece K^0 sisteminde gözlenmesi bir yana CP bozunumundan çok şey öğreniyoruz. Büyük patlamadan hemen sonra parçacık üretim teorisine göre $\gamma \rightarrow e^+e^-$ veya $\gamma \rightarrow p\bar{p}$ tepkimelerinde olduğu gibi Büyük Patlama'da eşit sayıda parçacık-antiparçacık yaratılmalıdır. Fakat şu an içinde yaşadığımız evrenin maddeden yapıldığını biliyoruz. Başlangıçtaki madde-antimadde simetrisinin asimetriye dönüşmesinde CP kırınımı belki bir ip ucu olabilir. Eğer madde ve antimadde miktarı başlangıçta aynı olarak yaratıldıysa ve evrenin soğuma ve genişlemesi sırasında CP kırınımının hüküm sürdüğü dönemlerden geçtiyse bu sırada madde-antimadde simetrisi bozulmuş olabilir. Eğer madde dediğimiz şey 10^9 'da 1 kadar çok küçük kesirle bile fazlalaşmışsa, geriye kalan 10^9 'da 1'lik miktar bugünkü evreni oluşturmaya yetecektir. b -kuarkının keşfedilmesinden sonra yüksüz B sisteminde de CP kırınımının K mezon sisteminden daha büyük bir asimetri ile gerçekleştiği bilinmektedir. B mezonları da parçacık-antiparçacık çevrimiyle $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ biçiminde birbirlerine dönüştüklerinden, B fiziği çalışmalarında LHC deneyleri ve dünyada bulunan diğer hızlandırıcılarda bu karışım gözlenmekte veya gözlenecektir. Deneylerde aynı zamanda CKM matrisindeki Wolfenstein parametreleri de ölçülecektir. Deney sonuçları SM öngörülleri ile uyuşmazsa mevcut sonuçları açıklamak için modelde değişiklikler gerekecektir.

KAYNAKLAR

- ABE, K., ve ark., 2001. Phys. Rev.Lett. 87, 091802
- AFFOLDER, T., ve ark., 2001. Phys. Rev.Lett. 86, 333
- ALAVI, A. H., 1999. Phys. Rev. Lett. 83, 22 (hep-ex/9905060)
- ALEKSAN, R. ve ark., 1991. Nuc. Phys. B361, 141
- _____, 1992. Z.Phys. C54 653
- ALEXANDER, C., 1998. 29th International Conference on High Energy Physics. July 22-29 (yayınlanmamış)
- ARISAKA, K., ve ark., 1990. CP Violation for Pedestrians. N., ELLIS ve M., B., GAVELA, European School of High Energy Physics. CERN, s.189-216
- AUBERT, B., ve ark., 2001. Phys. Rev.Lett. 87, 091801
- BABAR, 2001a. Direct CP Violation Searches in Charmless Hadronic B Meson Decays. BABAR-PUB-01/23
- _____, 2001b. Observation of CP Violation in the B^0 Meson System. BABAR-PUB-01/18
- _____, 2001c. Measurement of the B^0 and B^+ Meson Lifetimes with Fully Reconstructed Hadronic Final States. BABAR-PUB-01/06
- _____, 2001d. Measurement of the $B^0 \bar{B}^0$ Oscillation Frequency in Hadronic B^0 Decays. BABAR-CONF 01/23
- _____, 2001e. Study of CP Violation Asymmetries in $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, $\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+$ Decays. BABAR-CONF-01/05
- _____, 2001f. Search for T and CP Violation in $B^0 - \bar{B}^0$ Mixing with Inclusive Lepton Mass. BABAR-PUB-01/20
- _____, 2002. Report of the BABAR Physics Workshop 2002. BABAR 504-014
- BALL, P., ve ark., 2000. Bottom Production. (hep-ph/0003142)
- BARR, G., ve ark., 1990. CERN/CPSC79022
- _____, 2001. The Trigger for $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ Decays of the NA48 Experiment at CERN. CERN-EP/2001-079
- BATTAGLIA, M., ve ark., 2003. The CKM Matrix and Unitarity Triangle. (hep-ph

/0304132V1)

- BAZARKO, A. O., ve ark., 1995 Z.Phys. C65 189
- BELL, J. S., 1955. Proc. Roy. Soc. A231, 479
- BELLE, 2002a. Improved Measurement of Mixing Induced CP Violation in the Neutral B Meson System. KEK Preprint, 2002-86
- _____, 2002b. Physical Review Letters, Volume 89, Number 7, 071801, s.1-6
- _____, 2003. Physical Review D 67, 052004, s.1-7
- BENEKE, M., 2002. CP Violation. (hep-ph/0201137v1)
- BERNABEU, J., 2002. Hyperons, Charm and Beauty Hadrons: Conclusion and Outlook. Phys. Rev. Lett. 65, 14
- BEYER, M., 2002. CP Violation in Particle, Nuclear and Astrophysics. Springer, 334s.
- BNERJEE, S., 2001. Prospects of B Physics with CMS. CMS Conference Report CMS CR 2001/004
- BORNHEIM, A., ve ark., 2002. (hep-ex/0202019)
- BOURQUIN, M., ve ark., 1983. Z.Phys. C21 27
- BUCHMULLER, W., 2001. Ann. Phys. 10 95
- BURAS, A. J., ve ark., 1994. Phys. Rev.Lett. 73, 3503
- CABIBBO, N., 1963. Phys. Rev. Lett. 10, 531
- CASO, C., ve ark., 1998. Eur. Phys. Jour. C3, 1
- CDF, 1999. Measurement of the $B^0 \bar{B}^0$ Oscillation Frequency Using $l^- D^{*+}$ Pairs and Lepton Flavor Tags. FERMILAB-PUB-99/210-E
- _____, 2000. Physical Review D Volume 61, 072005, s.1-15
- _____, 2001. Physical Review Letters Volume 86, Number 15
- _____, 2002. Physical Review D Volume 65, 092009, s.1-6
- CLEO, 2000. Study of $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^*(892)^+$, $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^0$ Decays. CLEO 00-17
- _____, 2002. Measurement of $B (B^- \rightarrow D^0 \pi^-)$ and $B(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-)$ and Isospin Analysis of $B \rightarrow D\pi$ Decays. CLEO 02-8
- CMS, 1998. CMS Collaboration (<http://www.cmsinfo.cern.ch>)

_____, 2003. CMS Collaboration (<http://www.cmsinfo.cern.ch>)

DUNIETZ, I., ve ark., 1993. Fermi Lab Report FERMILAB-CONF-93/267 s.83

FALK, A. F., ve ark., 2002. (hep-ph/0201094)

FRAUNFELDER, H., ve ark., 1975. Nuclear and Particle Physics. W. A. Benjamin, Reading

FLEISCHER, R., 2000. *B* Physics at the LHC. CERN-TH/2000

GENNAI, S., 2000. A Study of the $b\bar{b}$ Production Mechanism in PYTHIA. CMS NOTE 2000/037

GILMAN, F. J., 2002. The Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Quark-Mixing Matrix. Phys. Rev. D, Particles and Fields, Volume 66: 113-118

GRONAU, M. ve WYLER, D., 1994. Phys. Rev. Lett. 73, 21

GRONAU, M. ve ark., 1990. Phys. Rev. Lett. 65, 3381

HANS, G., 2000. (www.nikhef.nl/pub/experiments/bfys/general/talks/CKM_Hans)

HARDY, J. C., ve ark., 1998. Nucl-th/9809087

HARNEW, N., 2002. *B* Physics at the LHC

HEENAN, M. R., 2002. An Investigation of Doubly Charmed *B* Meson Decays with BELLE Ddedector, 170s

HENLY, E. M., 2002. *CP*, *T* and *CPT* Symmetries, M., BEYER, *CP* Violation in Particle, Nuclear and Astrophysics. Springer, Almanya, s.4-42

ISGUR, N., ve ark., 1990. Phys. Rev.Lett. B332, 113

KAYSER, B., ve ark., 1990. Phys. Lett. B237, 508

KAYSER, B., ve ark., 1991. Nucl. Phys B 361 141

KAYSER, B., ve ark., 1994. Phys. Rev.Lett. 73, 18

KAYSER, B., 1997. *CP* Violation in the *K* and *B* meson System. FERMILAB-CONF-96/429-T NSF-PT-96-2 (hep-ex/9702264)

KHARCHILAVA, A., 1996. *CP* Violation in CMS. CMS TN/96-139

KLEINKNECHT, K., 1974. Proc. 17 th Int. Conf. High Energy Phys. London, J. R., SMITH, III-23s

KOBAYASHI, M., ve MASKAWA, T., 1973. Prog. of Theo. Phys. 49, 652

KOBAYASHI, M., 1999. *CP* Violation and Three Generations. 1999 Summer School, Stanford, USA

- KONECKÍ, M., 2000. CMS Conference Report CMS CR 2000/017
- KRIZAN, P., 2002. Heavy quarks at HERA-B and Tevatron. C. T. H. Davies ve S. M. Playfer, Heavy Flavor Physics, SUSSP Publication, Edinburgh, Scotland, s.303-325
- KROLL, J., 1996. Fermi Lab. Preprint FERMILAB-CONF-96-032 (hep-ex/9602005)
- LAI, A., 2001. Europ. Phys. Journal. C22, 231
- LEP COLLABORATION, 2002. The LEP Electroweak Working Group and The SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups (hep-ex/0112021v2)
- LEUTWYLER, H., ve ark, 1984 Z.Phys. C25 91
- LUEDERS, G., 1952. Z. Phys. 133, 325
- MAIANI, L., 1992. The DAΦNE Physics Handbook. Frascati, 235s.
- MARTIN, B.R., ve SHAW, G., 1997. Particle Physics. John Wiley & Sons, 367s.
- MASIERO, A., 1994. CP Violation for Pedestrians. N., ELLIS ve M., B., GAVELA, European School of High Energy Physics, CERN, s.189-216
- NAKADA, T., 2002. CP Violation Phenomlogy Topical Lectures Given in NIKHEF.
- NEUMEISTER, N., 1995. CP Violation Studies in ATLAS and CMS. CMS TN/95-178
- PARTICLE DATA GROUP, 2000. Review of Particle Physics. Europ. Phy. J C15,1
_____, 2002. Physical Review D Particle and Fields, Volume 66, 574s.
- PAULI, W., ve BELL, G., 1955. Niels Bohr and Development of Physics. Pergamon, Londra
- PERKINS, D. H., 1972. Introduction to High Energy Physics. Addison-Wesley Publishing Company, USA, 472s.
- PYTHIA, 1999. PYTHIA 5.7 JETSET 7.4 Physics and Manual. CERN TH.7112/99
- SANDA, A. I., 1999. Comments on CPT Tests. (hep-ph/9902353)
- SCHRÖDER, H., 1994. In B Physics (Revised 2nd Edition). Stone, S., World Scientific, Singapoure 449s.
- SCHWINGER, J., 1951. Phys. Rev. 82, 914 ve 91, 713
- SNYDER, A., ve QUINN, H., 1993. Phys. Rev. D 48, 2139
- TASSIE, L. J., 1973. The Physics of Elementary Particles. Longman Group Ltd.,

- Great Britain, 253s.
- USHIDA, N., ve ark., 1998. Phys. Rev. Lett. B206, 375
- VITE, D. F., 1995. *B* Physics Prospects with ATLAS and CMS at the LHC. CMS TN195-010
- WOLFENSTEIN, L., 1983. Phys. Rev.Lett. 51, 1945
- WU, C. S. ve ark., 1957. Phys. Rev. 105, 1413
- WU, S. L., 1996. University of Wisconsin Preprint WISC-EX-96343 (hep-ex/9602003)
- ZHEN, X., 2002. The Measurement of $B_s^0 \bar{B}_s^0$ Oscillations: Perspectives at LHC with CMS and Experimental Limit at LEP with ALEPH in Exclusive Decay Channels. Scuola Normale Superiore, Pisa
- ZERWAS, P. M., 1992. CERN School of Physics, Malarco, Spain; 16-29 September 1990, CERN 92.06, 378
- ZOCCOLI, A., 2001. Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 99B 267-275s

ÖZGEÇMİŞ

1975 yılında Osmaniye'nin Kadirli ilçesinde doğdum. İlk, orta ve lise öğrenimimi Kadirli'de tamamladıktan sonra 1995 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne girdim. 1999 yılında Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim dalında yüksek lisans öğrenimine başladım. 2001 yılında aynı bölüme Araştırma Görevlisi olarak atandım. Halen bu görevimi sürdürmekteyim.

