

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**DOKTORA TEZİ**

**B<sub>(s)</sub> MEZONLARININ ZAYIF VE GÜÇLÜ  
BOZUNUMLARININ FENOMENOLOJİK AÇIDAN VE CERN  
ATLAS DENEY VERİLERİ İLE İNCELENMESİ**

**SİNEM ŞİMŞEK**

**KOCAELİ 2020**

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK**  
**ANABİLİM DALI**

**DOKTORA TEZİ**

**B\_(s) MEZONLARININ ZAYIF VE GÜÇLÜ**  
**BOZUNUMLARININ FENOMENOLOJİK AÇIDAN VE CERN-**  
**ATLAS DENEY VERİLERİ İLE İNCELENMESİ**

**SİNEM ŞİMŞEK**

**Prof. Dr. Hayriye Sundu PAMUK**  
Danışman, Kocaeli Üniv.

**Prof. Dr. Elşen VELİ**  
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniv.

**Prof. Dr. Serkant Ali ÇETİN**  
Jüri Üyesi, İstanbul Bilgi Üniv.

**Doç. Dr. Oktay CEBECİOĞLU**  
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniv.

**Doç. Dr. Nuray ER**  
Jüri Üyesi, Bolu Abant İzzet Baysal Üniv.

**Prof. Dr. Kazem AZİZİ**  
Eş Danışman, Doğu Üniv. ve University of Tehran



Enstitü Yönetim Kurulunun  
16.11.2011 tarih ve 2011/38 nolu  
toplantısında II. tez danışmanı  
olarak atanmıştır.

**Tezin Savunulduğu Tarih: 04.02.2020**

## ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Bu tez çalışması, Kuantum Renk Dinamiği toplam kuralları çerçevesinde  $B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)l\bar{\nu}_1$  ve  $B \rightarrow D_2^*(2460)l\bar{\nu}$  ( $l = \tau, \mu$  veya  $e$ ) geçişlerine ait yapı faktörlerinin değerleri,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  bozunumu aracılığı ile ATLAS deney verilerinden elde edilen CP ihlal fazı  $\phi_s$ 'in değeri ve BHÇ'nin Yüksek Işınlık-Büyük Hadron Çarpıştırıcısı programı için ATLAS'a kurulacak olan yeni tip üçlü RPC algıçlarının bir prototipinin GIF++ tesisindeki performans ölçümleri elde edilmiştir.

Tez çalışmamda geniş vizyonları sayesinde çalışmalarına ve geleceğime yön veren, gösterdikleri sonsuz anlayış ve destek için çok sevgili danışmanım sayın Prof. Dr. Hayriye SUNDU PAMUK'a ve yardımcı tez danışmanım sayın Prof. Dr. Kazem AZİZİ'ye sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Doktora öğrenimim süresince bana güvenen ve beni yüreklendiren, çalışmalarına tecrübeleriyle yön veren, karşılaştığım her zorlukta hocadan öte arkadaşça desteğini her zaman hissettiğim çok sevgili hocam sayın Prof. Dr. Serkant Ali ÇETİN'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmamın deneysel analiz kısmında bana çalışma fırsatı sunan ve analizin tüm aşamalarına bilgisi ve desteğiyle katkıda bulunan ATLAS B-fizik grubu  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  analizi koordinatörü sayın Dr. Maria SMIZANSKA'ya teşekkürlerimi sunarım.

CERN'deki çalışma sürem boyunca, RPC prototip algıcının performans çalışmalarında benden tecrübe ve desteklerini esirgemeyen sayın Dr. Giulio AIELLI ve ATLAS RPC grubu çalışma arkadaşlarıma teşekkürü borç bilirim.

Akademik çalışmalarım sırasında, manevi desteklerini her zaman hissettiğim annem, babam ve kardeşime ve sevgili arkadaşlarım Dr. Candan DÖZEN ALTUNTAŞ, Zekeriya UYSAL ve Dr. Melis UZDURUM'a çok teşekkür ederim.

Doktora sürem boyunca bana güç ve ilham veren, her aşamada sıkıntılarımı ve mutluluklarımı paylaşan, bu yolda yanımda olduğuna her zaman minnettar olduğum, en büyük destekçim, sevgili eşim Boran ŞİMŞEK'e, sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak, bu tez çalışmasının fenomenolojik analizine 114F018 numaralı TÜBİTAK 3001 ve 110T284 numaralı TÜBİTAK 1001 projeleri kapsamında verdikleri desteklerden dolayı TÜBİTAK'a ve ATLAS deneyinde gerçekleştirilen deneysel analize 2016TAEK(CERN) A5.H6.F2-14 2016/2017 ve 2011TAEK(CERN) A5.H2.P1.01-19 2011/2015 numaralı projeler kapsamında verdikleri desteklerden ötürü TAEK'e teşekkürlerimi sunarım.

Şubat– 2020

Sinem ŞİMŞEK

## İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR .....	i
İÇİNDEKİLER .....	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	iv
TABLolar DİZİNİ .....	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ .....	viii
ÖZET.....	x
ABSTRACT.....	xi
GİRİŞ .....	1
1. TEORİK BAKIŞ .....	5
1.1. Standart Model .....	5
1.1.1. Matematiksel formülasyon .....	7
1.1.2. Elektromanyetik etkileşim.....	8
1.1.3. Güçlü etkileşim.....	9
1.1.4. Zayıf etkileşim.....	11
1.1.5. Korunum yasaları .....	14
1.1.6. Yük-parite simetrisinin ihlali.....	17
1.2. KRD Toplam Kuralları .....	20
1.2.1. $B_s \rightarrow D_{s2}^*(2573)l\bar{\nu}_1$ geçişine ait KRD toplam kuralları.....	21
1.2.1.1. Hadronik gösterim .....	22
1.2.1.2. OPE gösterimi.....	24
1.2.2. $B \rightarrow D_2^*(2460)l\bar{\nu}_1$ geçişine ait KRD toplam kuralları.....	28
1.2.2.1. Hadronik gösterim .....	29
1.2.2.2. OPE gösterimi.....	30
2. DENEYSEL BAKIŞ .....	36
2.1. Proton-Proton Çarpışmasının Fenomenolojisi .....	36
2.2. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı .....	37
2.2.1. ATLAS deneyi .....	41
2.2.1.1. Koordinat sistemi.....	44
2.2.1.2. Mıknatıs sistemi.....	45
2.2.1.3. İç algıçlar .....	46
2.2.1.4. Kalorimetre sistemi.....	50
2.2.1.5. Müon spektrometresi .....	52
2.2.1.5.1. Müon tetiklemeşi.....	55
2.2.1.5.2. Hassas ölçümler .....	57
2.2.1.6. Tetikleyiciler.....	59
2.3. $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ analizi.....	61
2.3.1. Nötral $B_s$ karışımı.....	62
2.3.2. Zaman evrimi .....	64
2.3.3. $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ bozunumunda CP ihlali .....	66
2.3.4. Açısal analiz .....	68
2.3.5. Veri ve Monte Carlo (MC) örnekleri .....	71

2.3.6. Bozunumdaki parçacıkların yeniden yapılandırması ve aday seçimi.....	72
2.3.7. Çeşni etiketleme .....	75
2.3.8. $B^{\pm} \rightarrow J/\psi K^{\pm}$ olay seçimi .....	77
2.3.9. Çeşni etiketleme yöntemleri .....	78
2.3.9.1. Müon etiketleme .....	80
2.3.9.2. Elektron etiketleme .....	81
2.3.9.3. Jet etiketleme .....	82
2.3.10. Çeşni etiketleme performansı .....	83
2.3.11. $B_s^0$ 'lara uygun etiket bilgisinin kullanılması .....	84
2.3.11.1. Sürekli PDF .....	85
2.3.11.2. Ayrık PDF .....	85
2.3.12. Maksimum olasılık uyumu .....	87
2.3.12.1. Sinyal PDF .....	88
2.3.12.2. Arkaplan PDF .....	90
2.3.13. Müon tetikleme verimliliğinin karakteristik bozunum zamanına bağımlılığı .....	92
2.3.14. Sistematik belirsizlikler .....	94
2.4. ATLAS Algıç İyileştirmeleri .....	98
2.4.1. RPC algıçı.....	101
2.4.1.1. RPC'lerin ATLAS algıcında çalışma stratejisi.....	103
2.4.2. BIS78 iyileştirme projesi.....	104
2.4.2.1. İyileştirme motivasyonu .....	105
2.4.2.2. Faz-I için RPC iyileştirme önerisi .....	106
2.4.2.3. Faz-II için RPC iç katman (BI) iyileştirme önerisi.....	107
2.4.3. Gama Işınımı Tesisi (GIF++)'da BIS7-8 RPC küçük prototipinin test edilmesi .....	109
2.4.3.1. BIS7-8 RPC küçük prototipinin test aşamaları.....	111
2.4.3.1.1. Verimliliğin hesaplanması .....	115
2.4.3.1.2. Zaman çözünürlüğünün hesaplanması .....	116
3. SONUÇLAR VE ÖNERİLER .....	118
3.1. 7 TeV ve 8 TeV Sonucuyla Kombinasyon .....	137
KAYNAKLAR .....	142
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER .....	169
ÖZGEÇMİŞ .....	170

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	Beta bozunumuna ait Feynman diagramı.....	14
Şekil 1.2.	Yönlendirilmiş bir çekirdeğin beta bozunumu.....	15
Şekil 1.3.	Beta bozunumu yapan bir çekirdeğin ayna görüntüsü .....	16
Şekil 1.4.	Birimsellik üçgeni .....	20
Şekil 1.5.	Korelasyon fonksiyonuna katkıda bulunan pertürbatif $O(\alpha_s)$ diyagramları .....	26
Şekil 2.1.	Proton-proton çarpışmasından sonraki süreçler .....	37
Şekil 2.2.	CERN Hızlandırıcı Tesisi.....	40
Şekil 2.3.	Farklı BHÇ veri alımları süresince ATLAS ve CMS deneylerinde toplanan birleşik ışınlık .....	41
Şekil 2.4.	BHÇ'nin ATLAS algıçları .....	42
Şekil 2.5.	ATLAS'ın 4 alt algıç sistemindeki parçacık izleri.....	43
Şekil 2.6.	ATLAS algıcındaki bir ize ait yörünge parametreleri.....	45
Şekil 2.7.	ATLAS algıcının mıknatıs sistemi.....	46
Şekil 2.8.	TRT algıcının kamış tüpü.....	48
Şekil 2.9.	ATLAS'ın iç algıcının geometrisi.....	49
Şekil 2.10.	ATLAS'ın yüksek $\eta$ bölgesi için tasarlanmış algıçları .....	50
Şekil 2.11.	ATLAS'ın kalorimetre sistemi.....	51
Şekil 2.12.	ATLAS'ın müon spektrometresi .....	53
Şekil 2.13.	ATLAS'ın müon spektrometresinin profilden görünüşü .....	54
Şekil 2.14.	ATLAS algıcının veri kabul şeması .....	60
Şekil 2.15.	$B_s^0 - \bar{B}_s^0$ karışımını temsil eden Feynman kutu diyagramları .....	62
Şekil 2.16.	$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ bozunumu gösteren Feynman diyagramları .....	67
Şekil 2.17.	$B_s^0 - \bar{B}_s^0$ karışımının son durumlara bozunumunun şematik gösterimi.....	68
Şekil 2.18.	Helisite bazındaki açıların gösterimi.....	69
Şekil 2.19.	Transversite bazındaki açıların gösterimi .....	69
Şekil 2.20.	Aynı yönde kaon etiketleyici ve zıt yönde lepton etiketleyicilerinin illüstrasyonu .....	75
Şekil 2.21.	Seçilen $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ adaylarının değişmez kütle dağılımı.....	78
Şekil 2.22.	Sıkı müonlar kategorisinde, ayrık yükler (solda) ve sürekli dağılım için (sağda) $Q_\mu$ koni yükü dağılımları .....	81
Şekil 2.23.	Düşük- $p_T$ müonları kategorisinde, ayrık yükler (solda) ve sürekli dağılım için (sağda) $Q_\mu$ koni yükü dağılımları.....	81
Şekil 2.24.	Elektronlar kategorisinde, ayrık yükler (solda) ve sürekli dağılım için (sağda) $Q_e$ koni yükü dağılımları.....	82
Şekil 2.25.	B-jetleri kategorisinde, ayrık yükler (solda) ve sürekli dağılım için (sağda) $Q_e$ koni yükü dağılımları.....	83
Şekil 2.26.	BHÇ'nin 26 yıllık operasyon planı .....	99

Şekil 2.27. Bir RPC odasının yapısı .....	102
Şekil 2.28. YI-BHÇ için kullanılacak birleşik sMDT + RPC odaları .....	105
Şekil 2.29. RPC tetikleme verimliliği: $p_T > 10$ müonlar için L1 verimlilik haritası .....	106
Şekil 2.30. BIS 7-8 projesinde kurulacak 32 yeni tip RPC'nin yerleri .....	107
Şekil 2.31. GIF++ sığınağı ve gama ışınım kaynağının görüntüsü .....	110
Şekil 2.32. RPC prototipinin GIF++ sığınağındaki konumu .....	111
Şekil 2.33. RPC prototipinin test edilmesinde kullanılan elektronik düzenek .....	112
Şekil 2.34. Sayısallaştırıcıda tetikleyici tarafından açılan bir zaman penceresi .....	112
Şekil 2.35. Sayısallaştırıcıdan alınan bir dalga biçimi .....	113
Şekil 2.36. Zaman penceresindeki iyi bir dalganın örnek görüntüsü .....	114
Şekil 2.37. ADC den gelen sayımlar ve bu sayımlara uygulanan Gauss uyumunu gösteren histogram .....	115
Şekil 2.38. Yalnızca müon içeren dalga formu ile elde edilen verimlilik .....	116
Şekil 2.39. İki RPC odası arasında müon vuruşu zaman farkı dağılımı .....	117
Şekil 3.1. Süreklilik eşikleri $s_0$ ve $s'_0$ ve $M'^2$ 'nin ortalama değerinde Bore kütleli $M^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak $K(q^2 = 1)$ (solda). Süreklilik eşikleri $s_0$ ve $s'_0$ ve $M^2$ 'nin ortalama değerinde Bore kütleli $M'^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak $K(q^2 = 1)$ (sağda) .....	121
Şekil 3.2. $M^2 = 15 \text{ GeV}^2$ , $M'^2 = 7,5 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 35 \text{ GeV}^2$ ve $s'_0 = 9 \text{ GeV}^2$ 'de $q^2$ 'nin fonksiyonu olarak $K(q^2)$ .....	122
Şekil 3.3. Süreklilik eşikleri $s_0$ ve $s'_0$ ve $M'^2$ 'nin sabit değerlerinde Borel kütleli $M^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak $K(q^2 = 0)$ (solda). Süreklilik eşikleri $s_0$ ve $s'_0$ ve $M^2$ 'nin sabit değerlerinde Borel kütleli $M'^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak $K(q^2 = 0)$ (sağda) .....	127
Şekil 3.4. Süreklilik eşikleri $s_0$ ve $s'_0$ ve $M'^2$ 'nin sabit değerlerinde Borel kütleli $M^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak $b_+(q^2 = 0)$ (solda). Süreklilik eşikleri $s_0$ ve $s'_0$ ve $M^2$ 'nin sabit değerlerinde Borel kütleli $M'^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak $b_+(q^2 = 0)$ (sağda) .....	128
Şekil 3.5. $M^2 = 15 \text{ GeV}^2$ , $M'^2 = 10 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 35 \text{ GeV}^2$ ve $s'_0 = 9 \text{ GeV}^2$ 'de $q^2$ 'nin fonksiyonu olarak $K(q^2)$ (solda). $M^2 = 15 \text{ GeV}^2$ , $M'^2 = 10 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 35 \text{ GeV}^2$ ve $s'_0 = 9 \text{ GeV}^2$ 'de $q^2$ 'nin fonksiyonu olarak $h(q^2)$ (sağda) .....	130
Şekil 3.6. $M^2 = 15 \text{ GeV}^2$ , $M'^2 = 10 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 35 \text{ GeV}^2$ ve $s'_0 = 9 \text{ GeV}^2$ 'de $q^2$ 'nin fonksiyonu olarak $b_+(q^2)$ (solda). $M^2 = 15 \text{ GeV}^2$ , $M'^2 = 10 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 35 \text{ GeV}^2$ ve $s'_0 = 9 \text{ GeV}^2$ 'de $q^2$ 'nin fonksiyonu olarak $b_-(q^2)$ (sağda) .....	131

Şekil 3.7. $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ bozunumu için kütle uyumunun projeksiyonu (solda). $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ için karakteristik bozunum süresi uyumunun projeksiyonu (sağda).....	135
Şekil 3.8. Transversite açıları $\phi_T$ (üst sol), $\cos\theta_T$ (üst sağ) ve $\cos\psi_T$ (alt)'nin uyum projeksiyonları .....	136
Şekil 3.9. $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ düzleminde% 68 güven seviyesi konturları .....	138
Şekil 3.10. 7 TeV ve 8 TeV verisi kullanan LHCb (yeşil) ve CMS (kırmızı) sonuçları da dahil olmak üzere s düzleminde % 68 güven seviyesinin konturları .....	138
Şekil 3.11. Gama ışınımı ve müon ışınına maruz kalan RPC prototipinin verimliliği (uygulanan HV).....	140
Şekil 3.12. Gama ışınımı ve müon ışınına maruz kalan RPC prototipinin verimliliği (efektif HV) .....	140
Şekil 3.13. RPC prototipinin farklı zayıflatma faktörleri altındaki zaman çözünürlüğünün özeti .....	141



## TABLULAR DİZİNİ

Tablo 1.1. Standart Model'in temel fermiyonları.....	6
Tablo 1.2. Standart Model'in üç temel kuvveti ve kuvvetlerin aracı bozonları.....	7
Tablo 1.3. CKM matris elemanlarının ölçümünde baskın rol oynayan süreçler .....	19
Tablo 2.1. Ana BHÇ parametreleri.....	39
Tablo 2.2. ATLAS'ın iç algıç sistemine ait parametreler.....	47
Tablo 2.3. ATLAS MS istasyonlarının özeti.....	54
Tablo 2.4. MS'deki dört alt teknolojinin parametreleri.....	55
Tablo 2.5. $B^\pm$ sinyal adayları örneği üzerinde uygulanan farklı çeşni etiketleme yöntemleri için etiketleme performanslarının özeti.....	84
Tablo 2.6. Farklı etiketleme yöntemleri ile elde edilen sinyal ve arkaplan oranları .....	86
Tablo 2.7. Farklı etiketleme yöntemleri kullanılarak etiketlenen sinyal ve arkaplan olayları için elde edilen verimlilikler .....	86
Tablo 2.8. 10 zamana bağlı $O^{(k)}(t)$ fonksiyonu ve $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$ transversite açılarının fonksiyonları.....	93
Tablo 2.9. Uyum parametrelerine ait sistematik belirsizlikler .....	97
Tablo 3.1. Hesaplamalarda kullanılan girdi parametreleri .....	118
Tablo 3.2. $\mu=2$ GeV'de yapı faktörlerinin uyum fonksiyonunda görünen parametreler.....	121
Tablo 3.3. $\mu=2$ GeV'de farklı lepton kanallarında dallanma oranları ve bozunum genişlikleri için nümerik sonuçlar .....	125
Tablo 3.4. $\mu=3$ GeV'de farklı lepton kanallarında dallanma oranları ve bozunum genişlikleri için nümerik sonuçlar .....	125
Tablo 3.5. $\mu=4$ GeV'de farklı lepton kanallarında dallanma oranları ve bozunum genişlikleri için nümerik sonuçlar .....	125
Tablo 3.6. Hesaplamalarda kullanılan girdi parametreleri .....	126
Tablo 3.7. Uyum fonksiyonu 1'in parametreleri .....	128
Tablo 3.8. Uyum fonksiyonu 2'nin parametreleri .....	129
Tablo 3.9. Uyum fonksiyonu 3'ün parametreleri .....	129
Tablo 3.10. $\mu=2$ GeV'de farklı lepton kanallarında dallanma oranları ve bozunum genişlikleri için nümerik sonuçlar .....	132
Tablo 3.11. İstatistik ve sistematik belirsizlikleri ile ilgilenilen fiziksel parametrelerin uyumdan elde edilen sonuçları.....	134
Tablo 3.12. İlgilenilen fiziksel parametrelerin uyumdaki korelasyonları .....	135
Tablo 3.13. 7 ve 8 TeV'de elden edilen uyum parametrelerinin 13TeV ile birleştirilmiş sonuçları.....	137

## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

$\alpha$	: İnce yapı sabiti
$\alpha_s$	: Kayan güçlü etkileşim sabiti
$D_\mu$	: Kovaryant türev
$\sigma^a$	: Pauli matrisleri
$\theta_c$	: Cabibbo açısı
$\delta$	: Kompleks Kobayashi-Maskawa fazı
$\lambda^a$	: Gell-Mann matrisleri
$A_p^a$	: Dış gluon alanı
$\Theta[\dots]$	: Birim basamak fonksiyonu
$h$	: Planck sabiti
$\lambda$	: Dalga boyu
$p_T$	: Dikine momentum
$\eta$	: Sözde-hızlılık
$d_0$	: Dikine vuruş parametresi
$s$	: Sagitta
$Co^{60}$	: Kobalt-60
$\phi_s$	: CP ihlal fazı
$\Delta\Gamma_s$	: Bozunum genişlikleri farkı
$\Gamma_s$	: Ortalama bozunum genişliği
$A_{  }$	: Paralel bozunum genliği
$A_0$	: Boyuna bozunum genliği
$A_S$	: S-dalgası bozunum genliği
$\delta_\perp$	: Bozunum genliği dik fazı
$\delta_{  }$	: Bozunum genliği paralel fazı
$\delta_\perp - \delta_{  }$	: Dik ve paralel fazların farkı
$\sigma$	: Standart sapma
$s_0$	: Süreklilik eşiği
$M$	: Borel kütle parametresi
$R_{bak}$	: Bakalit direnci
$^{137}Cs$	: Sezyum-137
$w$	: Ağırlıklandırma fonksiyonu
$\Omega$	: Transversite açılarının fonksiyonu
$Q_x$	: Koni yükü
$I$	: Akım
$L$	: Işınlık

## Kısaltmalar

ADC	: Analog to Digital Converter (Analog-Dijital Dönüştürücü)
AKT	: Arttırılmış Karar Ağaçları
AOD	: Analysis Object Data (Analiz Nesne Verisi)
BHÇ	: Large Hadron Collider (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)
BIS 7-8	: Barrel Inner Small 7-8 (Fıçı İç Küçük 7-8)
CERN	: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi)
CKM	: Cabibbo Kobayashi Maskawa
CP	: Charge-Parity (Yük-Parite)
CSC	: Cathode Strip Chambers (Katot Şeritli Odalar)
DAOD	: Derived Analysis Object Data (Türetilmiş Analiz Nesne Verisi)
ECAL	: Electromagnetic Calorimeter (Elektromanyetik Kalorimetre)
EF	: Event Filter (Olay Filtresi)
EM	: Elektromanyetik
ESD	: Event Summary Data (Olay Özet Verisi)
FE	: Front End (Ön uç)
GIF++	: Gamma Irradiation Facility (Gama Işınım Tesisi)
GIM	: Glashow-Iliopoulos-Maiani
HCAL	: Hadronic Calorimeter (Hadronik Kalorimetre)
HQET	: Heavy Quark Effective Theory (Ağır Kuark Efektif Teori)
KED	: Kuantum Elektrodinamiği
KRD	: Kuantum Renk Dinamiği
L1	: Level 1 (Seviye 1)
LAr	: Liquid Argon (Sıvı Argon)
MC	: Monte Carlo
MDT	: Monitoring Drift Chambers (İzleyici Sürüklenme Boruları)
MS	: Muon Spectrometer (Müon Spektrometresi)
NSW	: New Small Wheel (Yeni Küçük Tekerlek)
OPE	: Operator Product Expansion (Operatör Çarpım Açılımı)
PDF	: Parton Distribution Function (Parton Dağıtım Fonksiyonu)
PS	: Proton Synchrotron (Proton Senkrotronu)
RPC	: Resistive Plate Chambers (Dirençli Düzlem Odaları)
SCT	: SemiConductor Tracker (Yarı-iletken İz Sürücü)
SM	: Standart Model
SPS	: Super Proton Synchrotron (Süper Proton Senkrotronu)
TDAQ	: Trigger Data Acquisition (Tetikleme Veri Alımı)
TRT	: Transition Radiation Tracker (Geçiş Işınımı İz Sürücüsü)
UK	: Uzun Kapanış
YF	: Yeni Fizik
YI-BHÇ	: Yüksek Işınlık-Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
ZYE	: Zıt Yönde Etiketleme

# B<sub>s</sub>(s) MEZONLARININ ZAYIF VE GÜÇLÜ BOZUNUMLARININ FENOMENOLOJİK AÇIDAN VE CERN ATLAS DENEY VERİLERİ İLE İNCELENMESİ

## ÖZET

Bu tez çalışması, ilki fenomenolojik diğer ikisi ise deneysel olmak üzere üç farklı analiz çalışmasından oluşmaktadır. İlk bölümde, Standart Model çerçevesinde semileptonik  $B_s \rightarrow D_{s2}^*(2573)l\bar{\nu}_1$  ve  $B \rightarrow D_2^*(2460)l\bar{\nu}$  ( $l = \tau, \mu$  veya  $e$ ) geçişlerine ait analiz çalışması sunulmaktadır. Bu kanalları tanımlayan düşük enerjili Hamiltonyen'e giren geçiş yapı faktörlerini hesaplamak için KRD toplam kuralları metodu kullanılmıştır. Yapı faktörü hesaplaması için uygulanan uyum fonksiyonları ise, tüm lepton kanallarındaki toplam bozunum genişliklerini ve dallanma oranlarını tahmin etmek için kullanılmıştır. Elde edilen dallanma oranlarının mertebeleri, bu geçişin yakın gelecekte LHCb'de gözlemlenebilir olduğunu göstermektedir.

İkinci bölümde, CERN'de bulunan BHÇ'nin ATLAS algııcı ile 13 TeV'deki proton-proton çarpışmalarından toplanan  $80.5 \text{ fb}^{-1}$  birleşik ışınılıktaki veriler kullanılarak elde edilen  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  bozunum parametrelerinin ölçümü anlatılmaktadır. Analizde özellikle ölçülen parametreler arasındaki en önemli 3 nicelik olan CP ihlal fazı  $\phi_s$ ,  $B_s^0$  mezon kütle öz durumları arasındaki ortalama genişlik farkı  $\Delta\Gamma_s$  ve ortalama bozunma genişliği  $\Gamma_s$  üzerinde durulmuştur. Ayrıca, transvers genlikler ve bunlara karşılık gelen güçlü fazlar da ölçülen parametreler arasındadır. Elde edilen tüm sonuçlar Standart Model öngörülerine uygundur.

Son bölümde ise, BHÇ'nin 2024'te devreye girmesi planlanan YI-BHÇ programı için ATLAS'ın iç katmanına kurulması planlanan yeni tip üçlü RPC algıçlarının ilk prototipinin GIF++ tesisindeki performans testlerine ait analiz sunulmaktadır. Bu prototip, YI-BHÇ için kurulacak algıçlar için BIS 7-8 adındaki pilot projenin bir örneği olarak kabul edilmektedir. Bu prototipe uygulanan performans testlerinden verimlilik ve zaman çözünürlüğü için elde edilen sonuçlar, öngörülen değerlerle uyumludur.

**Anahtar kelimeler:** ATLAS, CERN, KRD Toplam Kuralları, Müon Spektrometresi, Yük-Parite İhlali.

# THE PHENOMENOLOGICAL INVESTIGATION OF THE WEAK AND STRONG DECAYS OF $B_{(s)}$ MESONS AND ITS ANALYSIS WITH CERN ATLAS EXPERIMENT'S DATA

## ABSTRACT

This thesis consists of two different parts, former of which is phenomenological, and the latter includes two experimental analysis. In the phenomenological part, the semileptonic  $B_s \rightarrow D_{s2}^*(2573)l\bar{\nu}_1$  and  $B \rightarrow D_2^*(2460)l\bar{\nu}$  transitions, where  $l = \tau, \mu$  or  $e$ , have been analysed within the Standard Model. The QCD sum rule approach has been applied to calculate the transition form factors entering the low energy Hamiltonian defining these channels. The fit functions of the form factors have been used to estimate the total decay widths and branching fractions in all lepton channels. The orders of branching ratios indicate that this transition might be observed at LHCb in near future.

In the second analysis of this thesis, a measurement of the  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  decay parameters using  $80.5 \text{ fb}^{-1}$  of integrated luminosity collected with the ATLAS detector from 13 TeV proton–proton collisions at the LHC at CERN is presented. The measured parameters include the CP-violating phase  $\phi_s$ , the width difference  $\Delta\Gamma_s$  between the  $B_s^0$  meson mass eigenstates and the average decay width  $\Gamma_s$ . In addition, the transversity amplitudes and corresponding strong phases have been measured. All results are in agreement with the Standart Model predictions.

In the last analysis, the performance tests applied at GIF++ facility to the first prototype of the new type of triplet RPC detectors, which will be installed in the inner layer of ATLAS for the HL-LHC programme that will be commissioned in 2024, is presented. This prototype, which has been developed under the BIS 7-8 project, has been piloted for the new detectors that will be installed in HL-LHC. The efficiency and time resolution results of the performance tests are in agreement with the predicted values.

**Key words:** ATLAS, CERN, QCD Sum Rules, Muon Spectrometer, Charge-Parity Violation.

## GİRİŞ

Yüzyıllar boyunca bilim insanları maddeyi araştırmış ve nasıl var olduğu sorusunun cevabını aramıştır. 19. yüzyılın sonlarında, atomun pozitif yüklü bir alana gömülü negatif yüklü alanlardan oluşan bölünemez bir nesne olduğu düşünülüyordu. Bu fikir, Ernest Rutherford'un ince bir altın folyoya ateşlenen alfa parçacıklarının saçılma açılarının analiz sonuçları nedeniyle terk edildi. Rutherford'un modeline göre atomun, toplam hacminden daha küçük bir hacme sıkışmış bir çekirdeği olması gerekirdi [1]. O zamandan beri atomun yapısı hakkında keşifler, atomun temel parçacıklarını ve maddenin atomlarına ait olmayan daha birçok parçacığı ortaya çıkarmıştır. 1970'lerin başından beri ise "Standart Model" (SM) olarak adlandırılan, temel parçacıkların mevcut özelliklerini ve birbirleri ile etkileşimlerini açıklayan teori, parçacık fiziğinin kabul gören temel teorisi olmuştur. 1970'li yıllardan günümüze, bu teori sadece deneysel gözlemleri açıklamakla kalmamış aynı zamanda o zamanlar henüz keşfedilmemiş olan parçacıkların (tılsım, alt ve üst kuark gibi) varlığını da öngörmüştür. Son yıllarda ise, Standart Model birçok yüksek enerjili çarpıştırıcı deneyinde (SLAC, BHÇ gibi...) yüksek hassasiyet ile test edilmiş ve doğrulanmıştır. SM'in test edilmesi sırasında, bilim insanlarının yüksek enerji deneylerinin sonuçlarını kullanarak yaptığı tahminler, teoriye göre küçük sapmalar göstermekteydi. Bu durum teoriyi geliştirmekle uğraşan fizikçiler için zorlayıcı olsa da, mevcut modelin ne kadar sağlam olduğunu göstermiştir. SM'in en son ve muhtemelen en belirgin başarısı Higgs bozonunun öngörüsü olmuştur. Parçacıkların kütesinin kaynağı ile ilgili yapılan araştırmalar sonucu ortaya atılan Higgs mekanizması, 1964'te birkaç bilim insanı tarafından bağımsız olarak önerilmiştir. [2-6]. Bununla birlikte, Higgs bozonunun varlığı, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ) deneylerinden ATLAS ve CMS'nin deneysel gözlemlerini onaylamasıyla 2012 Mart ayında doğrulanmıştır [7, 8].

Kısaca kuarklar ve leptonlar adı verilen iki alt sınıfa ayrılan üç nesil fermiyon çifti, ve bunların aynı kütleyle fakat zıt yüke sahip antiparçacıkları, SM'in temel parçacıklarını oluşturur. Bunun yanı sıra, zayıf, elektromanyetik ve güçlü etkileşim, olarak adlandırılan doğadaki üç temel kuvvet de, bu kuvvetlere aracılık eden, bozon adı

verilen parçacıklar ile temsil edilir. Çok başarılı bir teori olmasına rağmen, SM'in henüz çözüm getiremediği bir takım ucu açık problemler vardır. Bu problemlerden biri, karanlık madde ve karanlık enerjiyi açıklayamadığından bilinen evrenin yalnızca % 4,9'una ışık tutabilmesidir. Planck uydusu [9] tarafından Kozmik Mikrodalga Fonunda yapılan son ölçümler, evrendeki karanlık madde payını % 26,8 olarak belirlerken gizemli karanlık enerji, evrenin geri kalan % 68,3'üne katkıda bulunmaktadır. Bilinen evrendeki maddenin antimaddeye karşı üstünlüğünün nedeni ise SM'in yetersiz kaldığı bir başka problemdir. Kapsamlı kozmoloji ve astrofizik çalışmaları, evrenin Büyük Patlama aracılığıyla 13,8 milyar yıl önce var olduğunu belirtir [9]. Büyük Patlama'ya göre varlığının ilk anları sırasında evren son derece yüksek bir enerji yoğunluğuna sahiptir ve kütleçekim hariç tüm etkileşimlerin aynı güçte olduğu kusursuz biçimde simetrik bir durumdadır [10]. Büyük patlamadan hemen sonra ortaya çıkan aşırı sıcak ve yoğun plazmada, eşit miktarda parçacık ve antiparçacık çiftleri oluşmuştur. Evren genişlediğinde ve soğuduğunda, parçacık-antiparçacık çiftlerinin neredeyse tamamı fotonlara dönüşmüştür. Bu durum, bugün gözlemlenebilecek  $10^{-9}$  madde-foton oranına neden olmuştur. Gözlemlenebilir evrendeki yıldızlar ve galaksiler geriye kalan maddeden oluşurken, bugün önemli miktarda antimaddeye ilişkin bir kanıt bulunamamıştır.

Evrendeki maddenin antimadde miktarı üzerindeki fazlalığı, madde ve antimaddelerin gösterecekleri tepkilerde bir asimetri ile belirlenebilir. Parçacık fiziği madde ve antimadde arasında kusursuz bir simetri önerir, ancak kaon bozunumlarındaki asimetrinin keşfi ile bu bakış açısından 1964'te vazgeçilmiştir [11]. Bu farklılıklar, birleşik yük eşleneği-parite işlemcisi uygulaması altında simetrinin bozulmasının bir örneğidir. Buna Yük-Parite (CP) ihlali denir. CP ihlali artık standart modelin kabul edilmiş bir parçasıdır ancak hala evrendeki madde ve antimadde arasındaki farkın büyüklüğünü açıklayamamaktadır. Bu gözlem, SM tahminlerinin ötesine geçmek ve gözlemlenen evreni açıklamak amacıyla incelenmemiş asimetri kaynaklarını araştırmak için güçlü bir motivasyon sağlar.

Bu tez çalışmasında ilk olarak 2015 yılında SM çerçevesinde gerçekleştirilen yarı-leptonik  $B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)l\bar{\nu}_1$  ( $l = \tau, \mu$  veya  $e$ ) geçişine ait, ardından da 2013 yılında gerçekleştirilen yarı-leptonik  $B \rightarrow D_2^*(2460)l\bar{\nu}$  ( $l = \tau, \mu$  veya  $e$ ) geçişine ait

fenomenolojik analiz çalışmaları sunulmuştur. Bilindiği gibi, B mezonun yarı-leptonik bozunumları, Standart Model parametrelerinin sınırlandırılmasında, Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisinin elemanlarının belirlenmesinde, CP ihlallerinin kaynağını anlaşılmasında ve yeni fizik etkilerinin araştırılmasında umut verici araçlardır. 2010 yılında BaBar İşbirliği, radyal olarak uyarılmış tılsım mezonun, yörüngesel olarak uyarılmış bir dizi tılsım mezondan ayrıldığını bildirmiştir [12]. Bu rapor, B mezonunun yörüngesel olarak uyarılmış tılsım mezonlara yarı-leptonik bozunumlarına yönelik teorik çalışmaları teşvik etmiştir [13-16]. B mezon bozunumları hem teorik hem de deneysel olarak yoğun bir şekilde çalışılrsa da [17-27],  $B_s$  'nin özelliklerinin çoğu henüz net değildir. Bu ağır mezonun tanımlanması ve bozunumlarının çalışılması deneylerde nispeten zor olduğu için,  $B_s$  mezonların spektroskopisi ve bozunum özellikleri ile ilgili teorik ve fenomenolojik çalışmalar, pertürbatif olmayan dinamiklerini anlamada önemli rol oynamanın yanı sıra SM ve olası yeni fizik (YF) katkılarını araştırmak için de yeni fırsatlar sunabilir. Literatürde  $B_s$  'nin sözde-skalar  $D_s$  ve vektör  $D_s^*$  tılsım-garip mezonlarına yarı-leptonik geçişine yönelik birçok teorik çalışma vardır. Ancak B ve  $B_s$  mezonunun yörüngesel olarak uyarılmış tılsım ve tılsım-garip mezonlara bozunumu toplam yarı-leptonik bozunum genişliğine önemli katkılar sağlayabileceğinden, bu tür süreçler daha ayrıntılı çalışmaları hak etmektedir. Dahası, bu geçişler hakkında daha iyi bir bilgi sağlanmasının, B-hadronların genel ve spesifik bozunumlarında sinyallerin ve arkaplanların analizinde bize yardımcı olabileceği düşünülmektedir.

Tezin ikinci kısmında 2015, 2016 ve 2017 yıllarında ATLAS deneyinde toplanan  $80,5 \text{ fb}^{-1}$  toplam ışınıktaki veriler kullanılarak  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  bozunumundaki CP ihlal fazı  $\phi_s$  'nin ölçümü üzerine yapılan deneysel çalışma anlatılmaktadır. BHÇ deneyleri  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  bozunum kanalında CP ihlalden sorumlu olan  $B_s$  karışım fazının ölçümüne olanak sağladığı için parçacık fizikçilerinin ilgisini çekmektedir. SM tarafından  $\phi_s$  için öngörülen değer sıfıra yakındır [28, 29] ve bu nedenle önemli herhangi bir sapma oldukça kolay bulunmalı ve YF'nin açık bir göstergesi olabileceğine inanılmaktadır. Gelecekte, özellikle Yüksek Işınık-Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (YI-BHÇ)'de daha fazla veri toplandıktan sonra daha küçük sapmalar da



tespit edilebilir.  $\phi_s$  'ye ek olarak, ortalama bozunma genişliği  $\Gamma_s$  ve ağır ile hafif  $B_s$  mezonu arasındaki bozunma genişliği farkı  $\Delta\Gamma_s$  de ölçülmüştür. Bu iki niceliğin Standart Modelin ötesi teorilerden etkilenmesi beklenmemesine rağmen, kesin bir deneysel belirleme teorik tahminlerin test edilmesini sağlayacaktır [30]. BHC operasyonunun başlangıcında, B mezonlarının kütle ve ömür gibi niceliklerini ölçerek B-bozunumuyla ilgili performans özelliklerinin test edilmesi planlanmıştır fakat daha sonra CP ihlalinin yüksek hassasiyetle ölçülmesi de bu planın bir parçası haline gelmiştir.

Tezin üçüncü kısmında ise, Faz-1 ve daha sonra Faz-2 kapsamında kullanılacak olan 1 mm gaz aralığına ve daha yüksek elektrot direncine sahip RPC'lerin bir prototipine GIF++ tesisinde yapılan performans testi çalışması sunulacaktır. 2008 yılından bu yana ATLAS algıcında kullanılan, 2mm gaz aralığına sahip F1ç1 Orta (Barrel Middle) ve F1ç1 Dış (Barrel Outer) RPC algıçlarının, YI-BHC'nin yüksek parçacık oranına karşı ( $300 \text{ Hz/cm}^2$ ) tetikleme ihtiyacını verimli şekilde karşılayamayacak olmasından ötürü, ATLAS Muon İşbirliği, hem detektörler hem de tetik okuma elektronikleri için bir sonraki yirmi yıllık BHC operasyonunda gereken performansı sağlayacak bir iyileştirme planı önermiştir.

YI-BHC iyileştirmesinden sonra optimize edilmiş bir algıç tasarımı ve algıcın verimli çalışması için, yüksek bir arkaplanın varlığında algıç performansının ayrıntılı bilgisine sahip olmak ve algıç malzemelerinin ve gazların muhtemel yaşlanma etkilerinin kesin bir şekilde anlamak son derece önemlidir. YI-BHC'nin zorlu gereklilikleriyle başa çıkabilmek için, YL-BHC koşullarına benzer koşulların oluşturulduğu CERN Gama Işınlama Tesisi (GIF ++)'ta ATLAS deneyinde kullanılan alt algıçlar birçok performans testine tabi tutulmaktadır.

## 1. TEORİK BAKIŞ

Bu bölümde  $B \rightarrow D_2^*(2460)l\bar{\nu}$ ,  $B_s \rightarrow D_{s2}^*(2573)l\bar{\nu}_1$  ve  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  bozunumlarının teorik arka planı ile ilişkili bilgiler verilmiştir.  $B \rightarrow D_2^*(2460)l\bar{\nu}$  ve  $B_s \rightarrow D_{s2}^*(2573)l\bar{\nu}_1$  kanallarını tanımlayan düşük enerjili Hamiltonyen'e giren geçiş yapı faktörlerini hesaplamak için Kuantum Renk Dinamiği (KRD) Toplam Kuralları metodu uygulanmıştır. Tüm lepton kanallarındaki toplam bozunum genişliklerini ve dallanma oranlarını tahmin etmek için yapı faktörlerinin uyum fonksiyonları kullanılmıştır. Dallanma oranlarının mertebeleri, bu geçişlerin yakın gelecekte BHC'de gözlemlenebilir olduğunu göstermektedir. İlerleyen bölümlerde Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) mekanizması ve CP ihlali tartışılmakta ve bu kavramların araştırılmasında önemli rol oynayan  $\phi_s$ ,  $\Gamma_s$  ve  $\Delta\Gamma_s$  parametreleri açıklanmaktadır. SM süreçlerinin ötesinde  $\phi_s$  ölçümüne olası bir iyileştirmenin etkisi ve  $\Delta\Gamma_s$  ölçümünün teorik yönleri de tartışılmıştır. Yukarıda açıklanan nedenlerden ötürü tezin bu bölümünde, parçacık fiziğinin Standart Modeli'ne genel bir bakış sunulacaktır.

### 1.1. Standart Model

Standart Model, temel parçacıkları ve aralarındaki temel etkileşimleri tanımlayan bir dizi matematiksel formülasyon sağlayan görelî bir kuantum alan teorisidir. Standart Model'e göre tüm maddeler, kuarklar ve leptonlar olmak üzere, buçuklu spine sahip iki temel fermiyon ailesinden oluşur. Bu parçacıklar, her biri bir çift kuark ve bir çift lepton içeren üç nesil halinde gruplanırlar. Görünür evrendeki tüm kararlı maddeler, ilk nesil parçacıklardan (yukarı kuark, aşağı kuark, elektron ve elektron nötrinosu) oluşur. İkinci ve üçüncü nesil fermiyonlar daha yüksek kütelelere fakat daha kısa ömürlere sahiptir ve sadece yüksek enerji ortamlarında gözlemlenebilir. Nötrino kütleleri için ise bugüne kadar sadece üst sınırlar belirlenebilmiştir ve bu nedenle kütlelerinin nesillerle birlikte artıp artmadığı henüz kesinleşmemiştir. Ek olarak, fermiyonların her biri için aynı kütleli fakat zıt yüke sahip bir antiparçacık bulunur.

Altı kuark ve altı lepton, kütleleri ve yükleriyle birlikte Tablo 1.1’de gösterilmiştir.

Tablo 1.1. Standart Model’in temel fermiyonları

Parçacık	Yük [e]	Nesil		Nesil		Nesil	
		1	Kütle	2	Kütle	3	Kütle
Kuarklar	$+\frac{2}{3}$	u	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$ MeV	c	$1,275 \pm 0,025$ GeV	t	$173,5 \pm 0,6 \pm 0,8$ GeV
	$-\frac{1}{3}$	d	$4,8^{+0,7}_{-0,3}$ MeV	s	$95 \pm 5$ MeV	b	$4,18 \pm 0,03$ GeV
Leptonlar	0	$\nu_e$	$< 255$ eV	$\nu_\mu$	$< 0,19$ MeV	$\nu_\tau$	$< 18,2$ MeV
	-1	e	0,511 MeV	$\mu$	105,658 MeV	$\tau$	$1776,82 \pm 0,16$ MeV

Standart Model, elektromanyetik, zayıf ve güçlü etkileşim (ya da kuvvet) olmak üzere doğadaki dört temel kuvvetin üçünü içerir. Fermiyonlar arasında bu kuvvetlerin iletilmesi, kuvveti taşıyan ve bir tam sayı spine sahip bozon adı verilen aracı parçacıklar sayesinde gerçekleşir. Elektromanyetik (EM) etkileşimler bir atom veya molekülde, elektronları çekirdeğe bağlayan ve moleküller arası etkileşimlerden sorumlu olan kuvvet çeşididir. Güçlü kuvvet, nötronların ve protonların atom çekirdeğinde kalmalarını ve daha genel olarak tüm hadronların içindeki kuarkların bağlanmasını sağlayan kuvvettir. Zayıf kuvvet ise atomların radyoaktif bozunumundan sorumlu olan atom altı parçacıklar arasındaki etkileşimin mekanizmasıdır. Zayıf etkileşimi içeren olayların önemli örnekleri arasında beta bozunması ve proton ve nötronların füzyon yoluyla döteryum oluşturması sayılabilir. Bu füzyondan gelen fazla enerji, güneşten gelen ısı kaynağıdır. SM’de, fermiyonlar ve zayıf kuvvetin aracı bozonları, Higgs mekanizmasının bir sonucu olarak kütle kazanırlar. Higgs alanının kütleli bir kuantum uyarılması olan Higgs bozonu, SM’de bilinen tek temel skaler parçacıktır. Higgs parçacığının kütlelerinin kökeni, şu anda parçacık fiziği araştırmalarında ön plandadır. Dördüncü temel kuvvet olan kütleçekimi ise, SM’in bir parçası değildir ve kuvvetin varsayımsal taşıyıcı bozonu graviton henüz gözlemlenememiştir. Öte yandan, parçacık fiziğinde kütleçekim kuvveti, kuvvetin görelî şiddeti çok düşük olduğu için ihmal edilebilir (güçlü kuvvete kıyasla  $10^{-38}$ ).

Tablo 1.2. Standart Model'in üç temel kuvveti ve kuvvetlerin aracı bozonları

Etkileşim	Elektromanyetik	Zayıf	Güçlü
Görelî Şiddet	$\frac{1}{137}$	$10^{-15}$	$\approx 1$
Menzil [m]	$\infty$	$\ll 10^{-16}$	$10^{-15} - 10^{-16}$
Etkilenen Parçacıklar	Yüklü parçacıklar	Fermiyonlar	Kuarklar Gluonlar
Aracı Bozon	$\gamma$ (foton)	$W^{\pm}, Z^0$	g (gluon)
Bozon Kütlesi [GeV]	0	$\approx 10^2$	0

### 1.1.1. Matematiksel formülasyon

Standart Model, renormalize edilebilir bir ayar alan teorisidir, diğer bir deyişle Lagrangian'ın belirli Lie yerel dönüşüm grupları altında değişmez olduğu bir tür alan teorisidir. SM'nin temel ayar simetrisi Denklem (1.1)'de verilen üç birimsel Lie grubunun tensör çarpımıdır;

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.1)$$

$SU(3)_C$  simetri grubu, renk yükü taşıyan tüm parçacıklara etki eden güçlü kuvveti tanımlar.  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  tarafından açıklanan elektrozayıf etkileşim, elektromanyetik ve zayıf kuvvetleri birleştirir.  $SU(2)_L$  simetri grubu, sadece zayıf izospinli solak parçacıklara etki ederken,  $U(1)_Y$ , zayıf bir hiper yük taşıyan parçacıklara etki eder. SM, bir ayar alan teorisi olduğundan, fiziksel durumu tanımlayan Lagranj'ın, yerel ayar dönüşümleri altında değişmez olması gerekmektedir. Bu ayar değişmezliğini karşılamak için Lagranj'da, yeni vektör alanları veya ayar alanları tanıtılmalıdır. Ayar alanlarının uyarılması sonucu fermiyonlar arasındaki etkileşime aracılık eden ayar bozonları ortaya çıkar. Elektrozayıf simetri, SM parçacıklarının kütle kazanmasının bir sonucu olarak, Higgs

mekanizması aracılığıyla kendiliğinden kırılır. 2012’de BHC’de keşfedilen ve spini 0 olan Higgs bozonu adı verilen parçacık da Higgs mekanizmasının bir öngörüsüdür.

SM, diğer tüm kuantum teorileri [31] gibi kuantum mekaniğini özel görelilik yasaları ile birleştirir. Schrödinger’in denklemi, kuantum mekaniği alanına büyük bir katkı sağlar ancak parçacıkların oluşumunu ve yok olmasını açıklamada başarısız olur. Hem görelilik hem de kuantum mekaniği limitlerini tutarlı bir şekilde içermek için bir kuantum alan teorisi çerçevesine başvurmak gerekir. Teoriye göre, m kütlesine sahip bir fermiyonun serbest ilerleyişi aşağıdaki Dirac denklemi ile verilir:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (1.2)$$

ve ilgili Lagranj yoğunluğu:

$$L = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (1.3)$$

şeklindedir.

### 1.1.2. Elektromanyetik etkileşim

Elektrik alana sahip fermiyonun ilgili ayar bozonunun değişimi yoluyla etkileşimini tanımlayan alan teorisi, simetri grubu U(1) ile verilen Kuantum Elektrodinamiği (KED)’dir. Bu teoride, aracı ayar bozonu elektrik yüklü tüm parçacıklarla etkileşime giren kütsüz bir fotondur. Denklem (1.3)’te verilen Lagranj yoğunluğu, global  $\psi \rightarrow e^{iq\alpha}\psi$  faz dönüşümü altında değişmez kalır,  $\alpha$  burada bir sabittir ve  $q$ , fermiyonun yüküdür. Ancak SM gerekliliklerine göre, Lagranj yoğunluğu yerel ayar değişmezliğini de tatmin etmelidir, bu nedenle  $\psi \rightarrow e^{iq\alpha(x)}\psi$  tipindeki dönüşümlere uymalıdır. Lagranj yoğunluğu, yerel faz dönüşümü altında değişmez kalmaz. Bu değişmezliği sağlamak için denklemdeki  $\partial_\mu$  türevinin  $D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu$  ile verilen bir kovaryant türev ile değiştirilmesi gerekir. Kovaryant türev, elektromanyetik vektör alanı olarak adlandırılan yeni bir  $A_\mu$  vektör alanı tanıtır ve Lagranj yoğunluğu

$$\begin{aligned} L &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \\ &= \bar{\psi}i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu \psi \end{aligned} \quad (1.4)$$

şeklini alır. Ayar alanının kinetik terimi ve Denklem (1.3) dikkate alındığında, KED Lagranj yoğunluğu aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$L_{\text{KED}} = \bar{\psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - q \bar{\psi} \gamma^\mu A_\mu \psi \quad (1.5)$$

Burada  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$  elektromanyetik alan şiddet tensörüdür. Kütle terimi foton için ele alındığında ayar değişmezliğini ihlal eder ve bu nedenle Lagranj yoğunluğuna da dahil edilemez. Çünkü parçacıkların kendileriyle etkileşimleri, alan kuvvetindeki (bu durumda F) ayar alanının komütasyonundan gelir ve bu nedenle, abelyan teorilerin böyle bir etkileşim türü yoktur. KED de bir abelyan ayar teorisidir, bu sebepten ötürü herhangi bir fotonun kendi kendine etkileşim terimini reddetmektedir.

EM kuvvetinin etkileşim kuvveti, elektrik yükü (e) ve Planck sabiti (h) cinsinden:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \quad (1.6)$$

şeklinde, ince yapı sabiti ile verilir. Elektromanyetik kuvvetin menzili ise fotonların kütlesi olmadığı için sonsuzdur ancak, mesafe  $\sim \alpha/r$  ile hızlı bir şekilde azalır. Teori, kuantum döngülerinde çok yüksek bir hassasiyetle başarıyla test edilmiştir ve diğer etkileşimler için temel bir model görevi görmektedir.

### 1.1.3. Güçlü etkileşim

1909'da Ernest Rutherford ünlü saçılma deneyini gerçekleştirmiş ve gözlemlerinden atom çekirdeğinin büyüklüğünün  $10^{-15}$  m mertebesinde olacağı sonucuna varmıştır. Bu deney, atom çekirdeğinin proton ve nötronlardan oluştuğunu gösteren bugünkü bilindiği şekliyle çekirdek modelinin gelişiminin başlangıcı olmuştur. Maddeyi ve onun daha küçük ölçeklerdeki etkileşimlerini keşfetmek ve anlamak için, daha sonraki zamanlarda parçacık hızlandırıcıları (örneğin, SLC, HERA, LEP, Tevatron) inşa edilmiştir. Özellikle nükleonların elektronlarla derin-esnek olmayan saçılmasının analiz edilmesiyle elde edilen veriler, nükleonların kuark adı verilen daha küçük parçacıkların bağlı sistemleri olduğunu göstererek yapılarının da halihazırda anlaşılmasını sağlamıştır.

Güçlü etkileşim, renk yükünü koruyan  $SU(3)_c$  simetri grubu üzerine kurulu, Kuantum Renk Dinamiği (KRD) [32, 33] adı verilen bir ayar alan teorisi ile tanımlanmaktadır. KRD basitçe kuarklar ve etkileşimin ayar bozonu olan kütesiz gluonlar arasındaki güçlü etkileşimleri tanımlar. Bu kuvvet, elektromanyetik kuvvetten 100 kat daha güçlüdür ve bu sayede dört temel etkileşimin en güçlüsüdür. Sadece kuarklar ve gluonlar üç renk kuantum sayısı ile verilen (kırmızı için r, yeşil için g ve mavi için b) renk yükünü taşır ve böylece güçlü etkileşimlere katılırlar, diğer bozon ve leptonlar ise bu kuvvetten etkilenmezler.

Bir kuark - antikuark ( $q-\bar{q}$ ) çifti bir mezon veya üç kuark ( $q_r q_b q_g$ ) (veya üç antikuark) bir baryon gibi nötr (veya beyaz) renk yükünün bir nesnesini oluşturulabilirse bir hadron oluşur.

KRD'de yerel ayar değişmezliğini elde etmek için, Denklem (1.3)'teki  $\partial_\mu$  türevinin yerini  $D_\mu = \partial_\mu - ig_3 T_a G_{a\mu}$  kovaryant türevi alır. Burada  $T_a$ ,  $[T_a, T_b] = if_{abc} T_c$ , komütasyon ilişkisini sağlayan  $SU(3)$ 'ün sekiz üreticisidir ve (a, b, c = 1, ..., 8) sekiz gluon alanın her birine karşılık gelir.  $f_{abc}$ ,  $SU(3)$ 'ün yapı sabitleridir ve  $g_3$ , gluon alanının etkileşim gücüdür. Bu bilgiler ışığında KRD Lagranj yoğunluğu;

$$L_{\text{KRD}} = \bar{\psi}_f i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_f - m \bar{\psi}_f \psi_f - \frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{a\mu\nu} - g_3 \bar{\psi}_f \gamma^\mu T_a G_{a\mu} \psi_f \quad (1.7)$$

ile verilir. Burada  $G_a^{\mu\nu} = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu - g_3 f_{abc} G_b^\mu G_c^\nu$ , gluon alan şiddet tensörüdür. Alandaki f alt indisi tüm renklerin üzerinden toplanan kuark çeşnisini ( $f \in 1, \dots, 6$ ) belirtir.

KED ve KRD arasındaki önemli bir fark, gluonların kendileri de renk yükü taşıırken, fotonların elektrik yükü taşıramamasıdır. Dolayısıyla gluonlar renk yükü taşıyan parçacıklara etki ettikleri gibi kendi aralarında da etkileşime girebilirler. Bu durum aynı zamanda, gluonların kütesiz olmasına rağmen kuvvetli etkileşim menziline neden bu kadar kısa olduğunun açıklamalarından biridir.

Güçlü etkileşimin kuvveti Q momentum transferi ve ölçekleme parametresi  $\Lambda$  (~200 MeV)'nin bir fonksiyonu olarak Denklem (1.8)'deki kayan etkileşim sabiti ile verilir:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (1.8)$$

Burada  $n_f$  kuark çeşni sayısını ifade eder ve  $2m_q^2 < Q^2$  'dir. Etkileşimin şiddeti, kuarklardaki “asimptotik özgürlük” adı verilen bir olgu sonucu momentum transferinin artması ile logaritmik olarak azalır. 1973'te ortaya atılan asimptotik özgürlüğün keşfi, güçlü etkileşimin teorisi için büyük bir atılım olmuştur ve 2004 yılında Gross, Politzer ve Wilczek bu keşiflerinden dolayı Nobel ödülüne layık görülmüştür. Asimptotik özgürlük, transfer edilen momentum çok büyük olduğunda (kuarklar arası mesafe çok kısa olduğunda) kuarkların neredeyse serbest olduğu veya etkileşime girmediği anlamına gelir. Bunun bir sonucu olarak, elektronlar ve fotonlar için çok başarılı olan hesaplama araçları kuarklara ve gluonlara yalnızca çok yüksek enerjilerde (çok kısa mesafeler için) uygulanabilir.  $\Lambda$  mertebesi veya daha düşük mertebelerdeki momentum transferlerinde, pertürbatif KRD artık kullanışlı değildir, dolayısıyla niceliklerin tanımlanabilmesi için bir takım fenomenolojik modellerin geliştirilmesi gerekmektedir. Tez konusu olan KRD toplam kuralları metodu ise hadronik niceliklerin tanımlanması ve ölçülebilmesi için kullanılan bu fenomenolojik modellerden biridir.

#### 1.1.4. Zayıf etkileşim

Hem kuarklar hem de leptonlar zayıf etkileşime maruz kalmaktadır. Zayıf etkileşim, güçlü etkileşimlerle gerçekleşmeyen kuarklar arasındaki çeşni değişimlerine izin vermesi bakımından benzersizdir. Ağır ayar bozonlarının bir sonucu olarak, zayıf kuvvet çok küçük bir menzile ( $\sim 10^{-16}$ ) sahiptir (elektromanyetik etkileşime göre üç kat daha küçük) ve bu da zayıf olarak adlandırılmasının asıl nedenidir. Üç büyük ayar bozonunun aracılığı ile meydana gelen iki tür zayıf etkileşim vardır; yüklü akımlara  $W^+$  ve  $W^-$  bozonları aracılık ederken, nötr akımların aracı bozonu  $Z^0$  'dır. Kütlesiz gluonlar ve fotonlar aracılığı ile gerçekleşen güçlü ve elektromanyetik etkileşimin aksine zayıf kuvvetin ayar bozonları ağırdır.  $W^+$  ve  $W^-$  bozonlarının kütlesi 80 GeV iken  $Z^0$  'ın kütlesi 91 GeV'dir. Bu üç ağır bozon da, 1979'da zayıf ve elektromanyetik etkileşimin birleşmesiyle ilgili çalışmaları sayesinde Nobel ödülünü alan Sheldon Glashow, Steven Weinberg ve Abdus Salam tarafından 1968'de önerilmiştir [34-36].



Standart Model'in en göze çarpan başarılarından biri, zayıf etkileşimin ve KED'nin elektrozayıf teori adı verilen tek bir teoride birleştirilebilmesidir. Elektrozayıf teoride, evrende yüksek enerjiye sahip fotona benzeyen kütlelessiz dört kütlelessiz ayar bozonu ve bir kompleks skaler Higgs alanı bulunur.

Elektrozayıf kuvveti tanımlayan kovaryant türev aşağıdaki eşitlikle verilir:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_2 \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a - ig_1 B_\mu \quad (1.9)$$

Burada,  $\frac{\sigma^a}{2}$  ( $a \in 1, 2, 3$ ) ile gösterilen Pauli matrisleri SU(2) simetri grubunun üç üreticisidir.  $W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a$  ilişkisine sahip  $W_a$ , üç kütlelessiz vektör alanı yerel SU(2)<sub>L</sub> dönüşümlerini korumak için vardır. U(1)<sub>Y</sub> ise ek bir kütlelessiz vektörel alanı  $B_\mu$ 'yü ve alan tensörünü  $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$  tanımlar. Elektrozayıf kuvvete aracılık eden ayar bozonlarının fiziksel olarak etkisi görülebilen alanları,  $W_a$  ve  $B_\mu$  tarafından tarif edilen dört alanın süperpozisyonlarıdır. Karışım, alanların etkileşim kuvvetine bağlıdır ve bu karışımı parametreleyen karışım açısına Weinberg açısı ( $\theta_w$ ) denir. Denklem (1.10),  $W^+$  ve  $W^-$  bozonları için vektörel alanları gösterirken Z bozonu ve foton alanı sırasıyla Denklem (1.11) ve Denklem (1.12) ile verilmiştir.

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.10)$$

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos \theta_w - B_\mu \sin \theta_w \quad (1.11)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin \theta_w - B_\mu \cos \theta_w \quad (1.12)$$

Burada

$$\cos \theta_w = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 - g_2^2}}, \quad \sin \theta_w = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 - g_2^2}} \quad (1.13)$$

dir. Elektrozayıf etkileşimi tanımlayan Lagranj yoğunluğu ise yukarıda anlatılanlar ışığında Denklem (1.14)'teki gibi verilir.

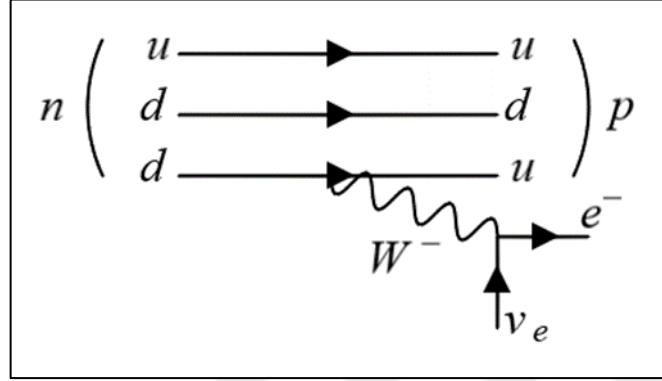
$$\begin{aligned}
L_{\text{elektrozayıf}} &= \bar{\Psi}_L i\gamma^\mu \partial_\mu \Psi_L + \bar{\Psi}_R i\gamma^\mu \partial_\mu \Psi_R \\
&\quad - \frac{g_2}{2} \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \sigma^a W_\mu^a \Psi_L - \frac{g_1}{2} \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \sigma^0 B_\mu \Psi_L - \frac{g_1}{2} \bar{\Psi}_R \gamma^\mu B_\mu \Psi_R \\
&\quad - \frac{1}{4} W^{a\mu\nu} W_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu}
\end{aligned} \tag{1.14}$$

Yerel ayar değişmezliği tarafından sınırlandırıldığı için, vektör alanlarından ortaya çıkan ayar bozonlarının kütesiz olduğu açıktır. Bugün bir fotonun kütesiz olduğu bilinen bir gerçektir, ancak deneysel gözlemler  $W^\pm$  ve  $Z^0$ 'ın ağır parçacıklar olduğunu kanıtlamıştır. Yerel ayar değişmezliği göz ardı edilse bile,  $W^\pm$  ve  $Z^0$  bozonları için el ile kütle terimleri eklenmesi, renormalize edilemeyen sapmalara neden olarak teoriyi anlamsız hale getirir. Bu soruna çözüm, 1964'te Peter Higgs ve iki grup fizikçi (Robert Brout ve François Englert; Gerald Guralnik, C.R. Hagen ve Tom Kibble) tarafından bağımsız olarak geliştirilmiş ve Higgs mekanizması olarak adlandırılmıştır. Bu mekanizma Higgs alanı adı verilen yeni bir alan tanıtır ve alanın bileşenlerinden birinin kuantum uyarılması, kütleli bir parçacık olan Higgs bozonuna tekabül eder. Higgs alanı sıfır olmayan bir vakum beklentisi değerine sahiptir ve elektrozayıf simetrisinin kendiliğinden kırılmasından sorumludur. Higgs mekanizması, fotonu kütesiz bırakırken  $W^\pm$  ve  $Z^0$ 'a kütle kazandırır. Diğer tüm fermiyonların kütleleri de Higgs bozonuna bağlanma kuvvetleriyle açıklanmaktadır. 1964'ten bu yana yıllar süren başarısız araştırmaların ardından, Higgs bozonu, Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)'in Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'ndaki ATLAS ve CMS algıçları ile deneysel olarak da gözlemlenmiştir.

Zayıf kuvvet araçlarının deneysel olarak keşfedilmesi de, onları üretebilecek kadar güçlü parçacık hızlandırıcıları bulunmadıkça mümkün olamamıştır. 1983 yılında Carlo Rubbia ve Simon van der Meer, CERN'deki Süper Proton Sinkrotronu (SPS)'sinde bu üç ağır ayar bozonunu [37, 38] gözlemlenmiştir ve bir yıl sonra da Nobel ödülüne layık görülmüştür.

Zayıf etkileşimin meydana geldiği en önemli örneklerden biri radyoaktif bozunmadır:  $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ . Bu bozunumda nötron, ek olarak bir elektron ve antinötrino üreten bir protona dönüşür. Kuark seviyesinde bu süreç, Şekil 1.1'de gösterildiği gibi bir aşağı kuarkın, bir elektrona ve ilgili antinötrinoya dönüşen sanal bir  $W^-$  yayarak yukarı

kuarka dönüşmesi anlamına gelir. Zayıf bozunmalarda bir kuark neslinden diğerine dahi geçiş mümkündür. Bu kuark geçişlerinin gücü, Bölüm 1.1.6'da ele alınacak olan Cabibbo-Kobayashi-Maskawa modelinde açıklanmıştır.



Şekil 1.1. Beta bozunumuna ait Feynman diagramı

### 1.1.5. Korunum yasaları

Parçacık fiziğinin Standart Modeli, belirli dönüşümler altında değişmeyen simetrilere dayanan korunum yasaları üzerine kuruludur. Bu simetrilerin üçü yük eşleneği (C), parite dönüşümü (P) ve zamanın tersine çevrilmesidir (T). Yük eşleneği, bir parçacığın (p) elektrik yükü, lepton ya da baryon sayısı gibi tüm iç kuantum sayılarının işaretini değiştirerek onu antiparçacığına ( $\bar{p}$ ) dönüştürür:

$$C|p\rangle = |\bar{p}\rangle \quad (1.15)$$

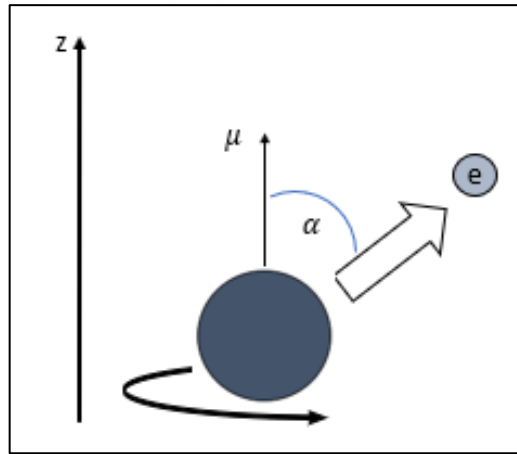
KRD ve KED yasaları yük eşleneği işlemi altında değişmezken, zayıf etkileşimlerdeki parçacık ve antiparçacıklar bu dönüşüm altında farklı davranır ve böylece C simetrisini ihlal edebilir. Bu duruma bir örnek, sol-elli nötrinoların ve sağ-elli antinötrinoların özel deneysel gözlemidir. Sol-elli parçacıklar negatif helisiteye sahiptir, bu da parçacığın spininin ve hızının paralel olduğu anlamına gelir. Pozitif helisiteye sahip parçacıklar, hızlarına zıt yönde paralel bir dönüşe sahiptir ve bunlara sağ-elli denir. Yük eşleneği işlemi altında, sol-elli bir nötrino, sol-elli bir antinötrinoya dönüşür, ancak deneyde yalnızca sağ-elli antinötrinolar gözlenebilir.

Parite dönüşümü bir fiziksel sistemi ayna görüntüsü ile değiştirir. Matematiksel olarak ifade edildiğinde, parite dönüşümü sistemi tanımlayan uzaysal koordinatlarda işaret

değişikliğine neden olur. Parite operatörü P, bir dalga fonksiyonunu aşağıdaki şekilde dönüştürür.

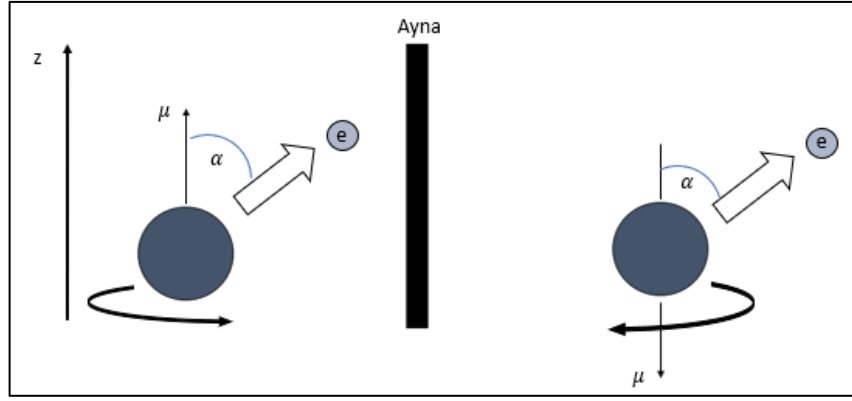
$$P\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}) \quad (1.16)$$

İki kez uygulandığında ise, parite dönüşümü fiziksel sistemi orijinal durumuna döndürür ve bu nedenle özdeğerleri  $P = \pm 1$  olan birimsel bir operatördür. Lee ve Yang'ın zayıf etkileşimlerin pariteyi koruduğuna dair hiçbir kanıt bulunmadığını tespit etmesine kadar bahsi geçen parite değişmezliğinin temel bir yasa olduğu düşünülmüştür. Lee ve Yang, paritenin zayıf etkileşimlerinde korunmadığına dair hipotezlerini test edecek birkaç deney önermişlerdir. Bunlardan biri, Şekil 1.2'de gösterilen yönlendirilmiş çekirdeklerin beta ( $\beta$ ) bozunumudur [39]. Bir çekirdeğin  $\beta$  bozunumu, çekirdeğin manyetik momenti z yönünde polarize olduğunda parite korunumu testi olarak kullanılabilir. Bu deneyde, çekirdeğin manyetik momenti, manyetik alan kullanılarak z yönünde polarize edilir. Çekirdek beta bozunumuna maruz kaldığında, çekirdekten belli bir açıyla ayrılacak olan bir elektronu serbest bırakır ve etkileşim sona erer.



Şekil 1.2. Yönlendirilmiş bir çekirdeğin beta bozunumu

Bunun parite ile ilişkisini görmek için aynı sistemin ayna görüntüsüne bakılır. Aynadaki elektron, çekirdekten +z ekseninde aynı açıyla ayrılır; ancak aynada çekirdek ters yöne doğru döner ve bu nedenle de manyetik momenti -z yönündedir. Bu, elektronun yörüngesi ile çekirdeğin manyetik momenti arasındaki açının değiştiği anlamına gelir.



Şekil 1.3. Beta bozunumu yapan bir çekirdek ve ayna görüntüsü

Kesin olarak, eğer manyetik moment z yönünü gösteriyorsa ve elektron yörüngesi ile pozitif z-ekseni arasındaki açının  $\alpha$  olduğu tespit edilirse, aynadaki görüntüde ikili arasındaki açı  $(\pi - \alpha)$  olmalıdır. Eğer parite doğanın gerçek bir simetrisi ise, elektronların her iki yönde de eşit sayıda çıkması gerekir. Wu'nun deneyleri bunun doğru olmadığını ve aslında bu açılardan birinin doğa tarafından tercih edildiğini, yani  $\alpha$  ve  $\pi - \alpha$  dağılımları arasında bir asimetri olduğunu göstermiştir. Bu asimetric etki, yönlendirilmiş  $\text{Co}^{60}$  ile yapılan testte açıkça gözlenmiş ve parite ihlalinin kanıtı olarak kabul görmüştür. Parite ihlali en çok, tüm nötrinoların sol-elli, tüm anti-nötrinoların ise sağ-elli olduğu gözlemlenen nötrino fiziğinde kendini gösterir.

Parite ve yük eşleneği simetrisi zayıf etkileşimlerde korunmadığından, bir fiziksel sistemin C ve P'nin birleşik operasyonu altında değişmeden kaldığı düşünülmüştür. Fakat olayların çoğu, C ve P dönüşümleri altında ayrı ayrı simetriktir, bu nedenle birleşik simetrinin dikkate alınması, zayıf etkileşimin incelenmesi sırasında bağımsız simetrilerin ihlali bulunana kadar dikkate alınmamıştır. Eğer CP ihlal edilmiyorsa, parçacıklar ve antiparçacıklar için fizik aynı şekilde ilerlemelidir. Öte yandan, 1964'te, nötral kaonların bozunmasında James Cronin ve Val Fitch tarafından CP değişmezliğinin ihlal edildiğine dair kanıtlar bulunmuş [11] ve deneylerinin sonucu, konunun daha derin bir şekilde araştırılması ve zayıf etkileşimlerde CP ihlalinin deneysel olarak çalışılması için temel oluşturmuştur.

Zaman (T) ise C ve P dışında üçüncü bir işlemdir ve t'yi -t'ye dönüştürür ve böylece hareketin tersine çevrilmesine karşılık gelir.

Wolfgang Pauli'nin 1955'te belirttiği gibi [40] fizik, C, P ve T dönüşümlerinin bir arada uygulanması ile değişmez. Diğer bir deyişle, yük-parite-zaman (CPT) teoremi, zamanın tersine çevrilmesi, parite ve yük eşleneği işlemi altındaki herhangi bir etkileşim için kesin bir simetri olduğunu belirtir. CPT değişmezliği kuantum alan teorisinde kabul görmüş temel bir ilkedir.

### 1.1.6. Yük-parite simetrisinin ihlali

1947'nin sonlarında kaonların keşfedilmesi ve gariplik adı verilen yeni bir kuantum sayısının tanımlanmasının ardından, zayıf etkileşimin yüklü akımlarının ( $W^\pm$ ) birinci ve ikinci nesil kuarklar arasında geçişe izin verdiği bulunmuştur. Güçlü ve elektromanyetik etkileşimlerden farklı olarak, bir s-kuarkın bir u-kuarka geçişi,  $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$  zayıf bozunumunda gözlemlenmiş, bu gözlem ve kaonların görece uzun ömrü, Nicola Cabibbo'ya 1963'te [41]  $d \rightarrow u$  ve  $s \rightarrow u$  geçişleri arasındaki farkı açıklayacak bir açı tanımlaması için ilham vermiştir. Bu açı kaon ve pionların yarı-leptonik bozunumları karşılaştırılarak elde edilmiştir ve günümüzde Cabibbo açısı olarak adlandırılmaktadır. Glashow ve sonraki yıllarda Iliopoulos ve Maiani,  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 'nin düşük bozunma oranını açıklayan GIM mekanizmasını [42] geliştirmiş ve yeni bir kuark olan tılsım kuarkı öngörmüştür. Cabibbo'nun teorisine GIM mekanizmasının katılmasıyla birlikte aşağıdaki, 2 x 2 karışım matrisi ortaya çıkmıştır:

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Matris sadece Cabibbo ( $\theta_c$ ) açısına bağlıdır ve  $d'$  ve  $s'$  zayıf durumlarını  $d$  ve  $s$  fiziksel durumlarının süperpozisyonları olarak tanımlar. Bu öz durumların aralarındaki geçiş olasılıkları ise  $\sin \theta_c$  ve  $\cos \theta_c$  ile verilir.

Formülasyonun ve karışım matrisinin üç kuark nesline genelleştirilmesi ise, Makoto Kobayashi ve Toshihide Maskawa tarafından gerçekleştirilmiştir [43]. Çalışmalarını 1972'de yayınlarken, aynı zamanda alt ve üst kuarkı da (tılsım kuarkın deneysel gözleminde önce) öngörmüşlerdir ve aşağıda verilen 3 x 3'lük bir kuark karışım matrisi olan Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisini oluşturmuşlardır:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \equiv V_{CKM} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

CKM matrisi, aşığı, garip ve alt kuarkların elektrozayıf öz durumlarını, yukarıdaki birimsel dönüşüm yoluyla kütle öz durumları (d, s, b) ile ilişkilendirir. q1'den q2'ye geçiş olasılığı  $|V_{q_1q_2}|$  ile orantılıdır.

SM çerçevesinde, üç kuark neslini içeren CKM matrisini parametreleştirmek için standart veya Parçacık Data Grubu (PDG) gösterimde 4 bağımsız parametre kullanılır, bunlar üç genelleştirilmiş Cabibbo tipi açı ve tek bir karmaşık fazdır. Karmaşık faz zayıf etkileşimde CP simetrisi üzerinde etkilere neden olan  $V_{ij} \neq V_{ij}^*$  ifadesini verir. CKM matrisinin, toplam olasılığı korumak için birimsel olması gerekir ( $V_{CKM} V_{CKM}^+ = V_{CKM}^+ V_{CKM} = 1$ ) ve bahsi geçen üç Cabibbo tipi Euler açısı (12, 23 ve 13) ve CP ihlal fazı ile parametrelendiğinde,

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{13}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

şeklini alır. Burada  $\delta$  SM'de var olan çeşni değişimi süreçlerinde tüm CP ihlallerinden sorumlu karmaşık KM fazıdır.

CKM matrisine başka bir faydalı yaklaşım Lincoln Wolfenstein tarafından oluşturulmuştur. Wolfstein parametrizasyonu [44], CKM matrisindeki her elemanın küçük değere sahip bir  $\lambda = |V_{us}| = 0,22$  parametresinin kuvvet serisi şeklinde yazıldığı yaklaşık bir metottur.

$$V_{CKM} = \begin{bmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{bmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.20)$$

Burada Denklem (1.19)'daki terimlerin yerini  $\lambda$ ,  $\rho$ ,  $A$  ve  $\eta$  terimleri alır ve aralarındaki ilişki aşağıdaki şekilde verilir:

$$s_{12} = \lambda$$

$$s_{23} = A \lambda^2 \quad (1.21)$$

$$s_{13} = A \lambda^3 (\rho + i\eta)$$

ve CP ihlali  $\rho - i\eta$  ölçümü aracılığıyla tespit edilebilir. Wolfenstein gösterimi, diyagonal matris elemanları ile temsil edilen tek bir kuark nesli içindeki geçişlerin, farklı kuark nesilleri (diyagonal olmayan elemanlar) arasındaki geçişlerden daha muhtemel olduğunu göstermektedir. Mevcut tüm ölçümleri kullanarak teori tahminleriyle elde edilen değerler  $\lambda = 0,2245 \pm 0,00044$ ,  $A = 0,836 \pm 0,015$ ,  $\bar{\rho} = 0,122^{+0,018}_{-0,017}$ ,  $\bar{\eta} = 0,355^{+0,012}_{-0,011}$  [45] şeklindedir.

CKM matrisinin birimselliği, karmaşık öğeleri arasındaki altı normalizasyon ilişkisine ve altı diklik ilişkisine ayrılabilir on iki denklemi işaret eder.

$$\sum_{i=1}^3 V_{ji} V_{ki}^* = 0 \quad j, k = 1, \dots, 3, \quad j \neq k \quad (1.22)$$

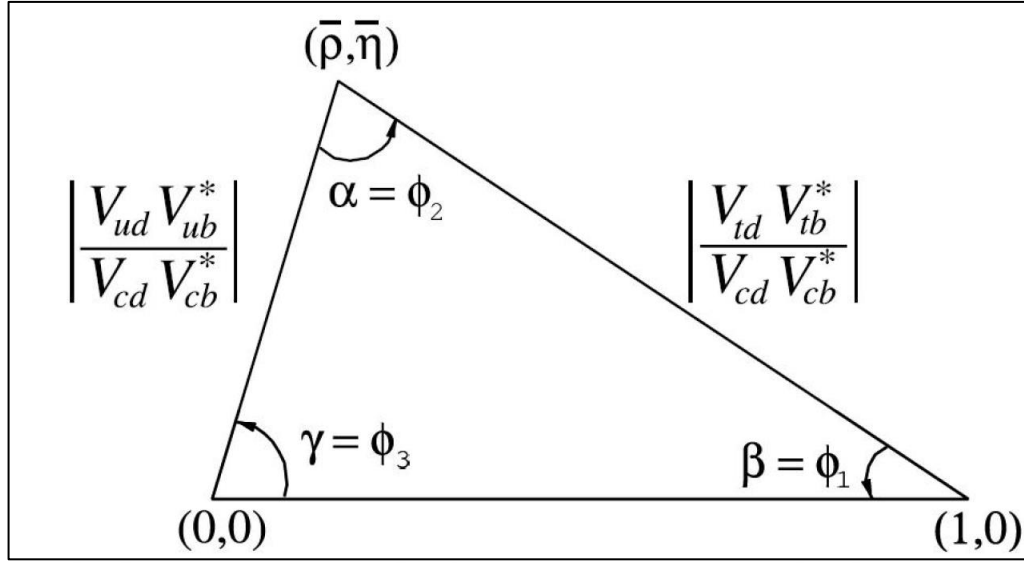
Birimsellik dikkate alındığında diklik ilişkilerinin her biri, karmaşık düzlemde bir üçgen ile geometrik olarak görselleştirilebilir ve Şekil 1.4'teki gibi temsil edilebilir. Birimsellik üçgeninin  $\beta$  ve  $\gamma$  açıları  $V_{td} = |V_{td}| e^{-i\beta}$  ve  $V_{ub} = |V_{ub}| e^{-i\gamma}$  ilişkisiyle doğrudan  $V_{td}$  ve  $V_{ub}$  CKM elemanlarının kompleks fazıyla ilişkilidir.  $\alpha$  ise  $\alpha + \beta + \gamma = 180^\circ$  ilişkisiyle elde edilebilir ve CKM matrisinin birimselliğini temsil eder.

Tablo 1.3' te görülen bozunumlar aracılığıyla ise, u ve c kuarklar ile ilişkili altı adet CKM matris elemanı doğrudan elde edilebilir.

Tablo 1.3. CKM matris elemanlarının ölçümünde baskın rol oynayan süreçler

$ V_{ud} $ : Nükleer $\beta$ bozunumu	$ V_{us} $ : Kaon bozunumu	$ V_{ub} $ : B mezon bozunumu
$ V_{cd} $ : D mezon bozunumu	$ V_{cs} $ : D mezon bozunumu	$ V_{cb} $ : B mezon bozunumu





Şekil 1.4. Birimsellik üçgeni

## 1.2. KRD Toplam Kuralları

Bu çalışmada yarı-leptonik  $B \rightarrow D_2^*(2460)\bar{l}\nu$  ve  $B_s \rightarrow D_{s2}^*(2573)\bar{l}\nu_1$  geçişleri hadron fenomenolojisindeki en ilgi çekici ve güçlü tekniklerden biri olan üç nokta KRD toplamı kuralları [46] çerçevesinde incelenmiştir. Bu yaklaşım, KRD Lagranj'ına dayanan hadron fiziğine uygulanabilir pertürbatif olmayan araçlardan biridir. KRD toplam kuralları yöntemi kuark kütleleri, kuark gluon yoğuşmaları gibi KRD parametreleri ile bozunum sabiti, kütle, etkileşim sabiti gibi hadronik parametreleri ilişkilendirerek uzun mesafe (küçük momentum) olaylarının açıklanmasına olanak sağlar. Burada  $D_2^*(2460)$  ve  $D_{s2}^*(2573)$ , sırasıyla  $J^P = 2^+$ 'lı tılsım ve düşük seviyeli tılsım-garip tensör mezonlarıdır. Analizde özellikle, söz konusu geçişi tanımlayan düşük enerjili matris elemanlarında görülen geçiş yapı faktörlerinin hesaplanması üzerinde durulmuştur.  $D_2^*(2460)$  ve  $D_{s2}^*(2573)$ , ara kesit akımlarında türevler içeren tensör mezonlar olduklarından, hesaplamalara koordinat uzayında başlanmış ve ardından momentum uzayına geçiş için Fourier dönüşümü uygulanmıştır. Kullanılan yöntemin kriterleri dikkate alınarak dönüşümlerden sonra hesaplara giren yardımcı parametrelerin çalışma bölgeleri bulunmuştur. Bunu, sonradan tüm lepton kanallarına ait toplam bozunum genişliği ve dallanma oranını tahmin etmek için kullanılan, transfer momentumunun karesi cinsinden yapı faktörlerinin davranışının bulunması izler. Tılsım-garip tensör mezon  $D_{s2}^*(2573)$ 'ün spektroskopik özellikleri, iki noktalı

bir korelasyon fonksiyonu kullanılarak da [47]'de araştırılmıştır. Bir sonraki bölümde, yarı-leptonik  $B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)\bar{l}\nu_1$  geçişiyle ilgili yapı faktörleri için KRD toplam kuralları elde edilmiştir. Yöntem ardından  $B \rightarrow D_2^*(2460)\bar{l}\nu$  geçişine ait yapı faktörlerinin hesaplaması için uygulanmıştır. Yapı faktörlerinin nümerik analizi ve davranışlarının  $q^2$  cinsinden hesaplanmasının yanı sıra, söz konusu geçişler için toplam bozunum genişliği ve dallanma oranına ait tahminler ise Sonuçlar bölümünde verilecektir.

### 1.2.1. $B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)\bar{l}\nu_1$ geçişine ait KRD toplam kuralları

KRD toplam kuralları metodu yoluyla yarı-leptonik  $B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)\bar{l}\nu_1$  geçişi ile ilişkili yapı faktörlerini hesaplamak için, aşağıdaki üç-nokta korelasyon fonksiyonu kullanılır:

$$\Pi_{\mu\alpha\beta} = i^2 \int d^4x \int d^4y e^{-ip \cdot x} e^{-ip' \cdot y} \left\langle 0 \left| T \left[ J_{\alpha\beta}^{D_{s_2}^*(2573)}(y) J_{\mu}^{\text{tr}}(0) J_{\beta}^{B_s^{\dagger}}(x) \right] \right| 0 \right\rangle \quad (1.23)$$

burada  $T$ , zaman sıralama operatörüdür ve  $J_{\mu}^{\text{tr}}(0) = \bar{c}(0) \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) b(0)$  ara kesit akımıdır.  $B_s$  ve  $D_{s_2}^*(2573)$  mezonlarının ara kesit akımları kuark alanları cinsinden

$$J^{B_s} = \bar{s}(x) \gamma_5 b(x) \quad (1.24)$$

$$J_{\alpha\beta}^{D_{s_2}^*(2573)}(y) = \frac{i}{2} \left[ \bar{s}(y) \gamma_{\alpha} \bar{D}_{\beta}(y) c(y) + \bar{s}(y) \gamma_{\beta} \bar{D}_{\alpha}(y) c(y) \right] \quad (1.25)$$

şeklinde verilir. Burada  $\bar{D}_{\beta}(y)$  aynı anda sola ve sağa etki eden kovaryant türevidir.

Bu türev

$$\bar{D}_{\beta}(y) = \frac{1}{2} \left[ \bar{D}_{\beta}(y) - \bar{D}_{\beta}(y) \right]$$

$$\bar{D}_{\beta}(y) = \bar{\partial}_{\beta}(y) - i \frac{g}{2} \lambda^a A_{\beta}^a(y) \quad (1.26)$$

$$\vec{D}_\beta(y) = \vec{\partial}_\beta(y) - i \frac{g}{2} \lambda^a A_\beta^a(y)$$

olarak verilir. Denklem (1.26)'daki  $\lambda^a$  ve  $A_\beta^a(y)$  sırasıyla Gell-Mann matrislerini ve dış gluon alanlarını gösterir. Bu alanlar, Fock-Schwinger ayarı ( $x^\beta A_\beta^a(y) = 0$ ) kullanılarak gluon alanı şiddet tensörü cinsinden aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$A_\beta^a(y) = \int_0^1 d\alpha \alpha y_\nu G_{\nu\beta}^a(\alpha y) = \frac{1}{2} y_\nu G_{\nu\beta}^a(0) + \frac{1}{3} y_\eta y_\nu D_\eta G_{\nu\beta}^a(0) + \dots \quad (1.27)$$

KRD toplamı kuralları metodunun genel prensibini takiben, Denklem (1.23)'te belirtilen korelasyon fonksiyonu ilk önce fenomenolojik veya fiziksel taraf olarak adlandırılan hadronik serbestlik dereceleri cinsinden, daha sonra teorik veya KRD tarafı olarak adlandırılan kuark - gluon parametreleri cinsinden olmak üzere iki farklı yolla hesaplanır. Bu iki gösterimi bir dispersiyon ilişkisi yoluyla birbirleriyle eşitleyerek, yapı faktörleri için toplam kuralları elde edilir. Yüksek durumlardan ve süreklilikten gelen katkıları bastırabilmek için ise, elde edilen toplam kurallarının her iki tarafında  $p^2$  ve  $p'^2$  'ye göre iki katlı bir Borel dönüşümü uygulanır ve kuark-hadron dualite varsayımı kullanılır.

### 1.2.1.1. Hadronik gösterim

Denklem (1.23)'teki korelatörün hadronik tarafını hesaplamak için, ara kesit akımlarıyla aynı kuantum sayılarına sahip başlangıç  $B_s$  durumlarının ve son  $D_{s_2}^*(2573)$  durumlarının iki tam seti korelatöre yerleştirilir ve x ve y üzerinde dörtlü-integral uygulandıktan sonra

$$\Pi_{\mu\alpha\beta}^{\text{had}} = \frac{\langle 0 | J_{\alpha\beta}^{D_{s_2}^*(2573)} | D_{s_2}^*(2573)(p', \varepsilon) \rangle \langle D_{s_2}^*(2573)(p', \varepsilon) | J_\mu^{\text{tr}}(0) | B_s(p) \rangle \langle B_s(p) | J_{B_s}^\dagger | 0 \rangle}{(p^2 - m_{B_s}^2)(p'^2 - m_{D_{s_2}^*(2573)}^2)} \quad (1.28)$$

+ ...

elde edilir. Burada ... yüksek dereceden durumların ve sürekliliğin katkılarını  $\varepsilon$  ise  $D_{s_2}^*(2573)$  tensör mezonunun polarizasyon tensörünü temsil eder. Yukarıdaki eşitlikte

görülen matris elemanları, bozunum sabitleri, kütleler ve yapı faktörleri cinsinden aşağıdaki gibi parametrelenebilir:

$$\langle 0 | J_{\alpha\beta}^{D_{s_2}^*(2573)} | D_{s_2}^*(2573)(p', \varepsilon) \rangle = m_{D_{s_2}^*(2573)}^3 f_{D_{s_2}^*(2573)(p', \varepsilon)} \varepsilon_{\alpha\beta} \quad (1.29)$$

$$\langle B_s(p) | J_{B_s}^\dagger | 0 \rangle = -i \frac{f_{B_s} m_{B_s}^2}{m_s + m_b} \quad (1.30)$$

$$\begin{aligned} \langle D_{s_2}^*(2573)(p', \varepsilon) | J_\mu^{\text{tr}}(0) | B_s(p) \rangle &= h(q^2) \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon^{*\nu\lambda} P^\lambda P_\alpha q^\beta - iK(q^2) \varepsilon^{*\mu\nu} P^\nu \\ &\quad - i\varepsilon^{*\alpha\beta} P^\alpha P^\beta [P_\mu b_+(q^2) + q_\mu b_-(q^2)] \end{aligned} \quad (1.31)$$

burada  $q = p - p'$ ,  $P = p + p'$  ve  $h(q^2)$ ,  $K(q^2)$ ,  $b_+(q^2)$  ve  $b_-(q^2)$  ise geçiş yapı faktörleridir. Denklem (1.28), Denklem (1.29 – 1.31) ile birleştirilip, aşağıdaki eşitlikler aracılığıyla polarizasyon tensörleri üzerinden toplam alınır;

$$\varepsilon_{\alpha\beta} \varepsilon_{\nu\theta}^* = \frac{1}{2} T_{\alpha\nu} T_{\beta\theta} + \frac{1}{2} T_{\alpha\theta} T_{\beta\nu} - \frac{1}{3} T_{\alpha\beta} T_{\nu\theta} \quad (1.32)$$

$$T_{\alpha\nu} = -g_{\alpha\nu} + \frac{P'_\alpha P'_\nu}{m_{D_{s_2}^*(2573)}^2} \quad (1.33)$$

bu prosedür bizi Denklem (1.34)'te verilen hadronik tarafının son temsiline götürür.

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\alpha\beta}^{\text{had}} &= \frac{f_{D_2^*} f_B m_{D_2^*} m_B^2}{8(m_b + m_u)(p^2 - m_B^2)(p'^2 - m_{D_2^*}^2)} \left\{ \frac{2}{3} [-\Delta K(q^2) + \Delta' b_-(q^2)] q_\mu g_{\beta\alpha} \right. \\ &\quad + \frac{2}{3} [(\Delta - 4m_{D_2^*}^2) K(q^2) + \Delta' b_+(q^2)] P_\mu g_{\beta\alpha} + i(\Delta - 4m_{D_2^*}^2) h(q^2) \varepsilon_{\lambda\nu\beta\mu} P_\lambda P_\alpha q_\nu \\ &\quad \left. + \Delta K(q^2) q_\alpha g_{\beta\mu} + \text{diğer yapılar} \right\} + \dots \end{aligned} \quad (1.34)$$

Burada  $\Delta$  ve  $\Delta'$  sırasıyla

$$\Delta = m_{B_s}^2 + 3m_{D_{s_2}^*}^2 - q^2 \quad (1.35)$$

$$\Delta' = m_{B_s}^4 - 2m_{B_s}^2 (m_{D_{s_2}^*}^2 + q^2) + (m_{D_{s_2}^*}^2 - q^2)^2 \quad (1.36)$$

şeklindedir.

### 1.2.1.2. OPE gösterimi

Operatör Çarpım Açılımı K. Wilson tarafından 1970 yılında, bir fiziksel süreçte KRD'deki bağlı durumlar nedeniyle uzun ve asimtotik özgürlük dolayısıyla da kısa mesafelerde oluşan etkileri birbirinden ayırmak amacıyla formüle edilmiştir. Korelasyon fonksiyonunun OPE tarafı derin Öklid bölgesinde hesaplanır. Bu amaç için ara kesit akımlarının açık formları Denklem (1.23)'teki korelasyon fonksiyonuna yerleştirilir. Wick teoremi aracılığıyla etkileşimler yaptıktan sonra, ağır ve hafif kuark ileticileri cinsinden aşağıdaki sonuç elde edilir:

$$\Pi_{\mu\alpha\beta}^{\text{OPE}} = \frac{-i^3}{2} \int d^4x \int d^4y e^{-ip \cdot x} e^{ip' \cdot y} \times \left\{ \text{Tr} \left[ S_s^{ki}(x-y) \gamma_\alpha \bar{D}_\beta(y) S_c^{ij}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_b(-x)^{jk} \gamma_5 \right] + [\beta \leftrightarrow \alpha] \right\} \quad (1.37)$$

Hesapların devamlılığı için yukarıdaki eşitlikte ortaya çıkan ağır ve hafif kuark ileticileri ve hesaplamalarda dikkate alınan terimler,

$$S_Q^{il}(x) = \frac{i}{(2\pi)^4} \int d^4k e^{-ik \cdot x} \left\{ \frac{\delta_{il}}{k - m_Q} - \frac{g_s G_{il}^{\alpha\beta}}{4} \frac{\sigma_{\alpha\beta} (k + m_Q) + (k + m_Q) \sigma_{\alpha\beta}}{(k^2 - m_Q^2)^2} + \delta_{il} \frac{\pi^2}{3} \left\langle \frac{\alpha_s GG}{\pi} \right\rangle \frac{m_Q k^2 + m_Q^2 k}{(k^2 - m_Q^2)^4} + \dots \right\} \quad (1.38)$$

ile verilir, burada  $Q = b$  veya  $c$ 'dir ve,

$$S_s^{ij}(x) = i \frac{\not{x}}{2\pi^2 x^4} \delta_{ij} - \frac{m_s}{4\pi^2 x^2} \delta_{ij} - \frac{\langle \bar{s}s \rangle}{12} \left( 1 - i \frac{m_s}{4} \not{x} \right) \delta_{ij} - \frac{x^2}{192} m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle \left( 1 - i \frac{m_s}{6} \not{x} \right) \delta_{ij} - \frac{ig_s G_{\theta\eta}^{ij}}{32\pi^2 x^2} \left[ \not{x} \sigma^{\theta\eta} + \sigma^{\theta\eta} \not{x} \right] + \dots \quad (1.39)$$

dir. Daha sonra, ağır ve hafif iletici ifadeleri Denklem (1.37)'de kullanılır ve denklemin  $x$  ve  $y$ ' ye göre türevleri alınır. Ardından, hesaplamaları momentum

uzayına dönüştürmek için  $x_\mu \rightarrow i \frac{\partial}{\partial p_\mu}$  ve  $y_\mu \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial p'_\mu}$  dönüşümleri yapılır.

Hesaplarda ortaya çıkan iki Dirac delta fonksiyonunun yardımı ile ağır kuark üretim elemanlarından gelen iki dörtlü-integral hesaplanır. Son olarak, Feynman parametizasyonu yoluyla aşağıdaki dörtlü-integral hesaplanır.

$$\int d^4t \frac{(t^2)^\beta}{(t^2 + L)^\alpha} = \frac{i\pi^2 (-1)^{\beta-\alpha} \Gamma(\beta+2) \Gamma(\alpha-\beta-2)}{\Gamma(2) \Gamma(\alpha) [-L]^{\alpha-\beta-2}} \quad (1.40)$$

$\Pi_i^{\text{pert}}(q^2)$  aşağıdaki gibi

$$\Pi_i^{\text{pert}}(q^2) = \int ds \int ds' \frac{\rho_i(s, s', q^2)}{(s-p^2)(s'-p'^2)} \quad (1.41)$$

çift dispersiyon integralleri şeklinde yazılabildiği durumlarda sonuç olarak, üç nokta korelasyon fonksiyonunun OPE tarafı seçilen yapılar ve pertürbatif ve pertürbatif olmayan kısımlar cinsinden elde edilir.

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\alpha\beta}^{\text{OPE}} = & \left( \Pi_1^{\text{pert}}(q^2) + \Pi_1^{\text{pert.olmayan}}(q^2) \right) q_\alpha g_{\beta\mu} + \left( \Pi_2^{\text{pert}}(q^2) + \Pi_2^{\text{pert.olmayan}}(q^2) \right) q_\mu g_{\beta\alpha} \\ & + \left( \Pi_3^{\text{pert}}(q^2) + \Pi_3^{\text{pert.olmayan}}(q^2) \right) P_\mu g_{\beta\alpha} + \left( \Pi_4^{\text{pert}}(q^2) + \Pi_4^{\text{pert.olmayan}}(q^2) \right) \varepsilon_{\lambda\nu\beta\mu} P_\lambda P_\alpha q_\nu \\ & + \text{diğer yapılar} \end{aligned} \quad (1.42)$$

Bu aşamadan sonraki amaç sırasıyla  $\Pi_i^{\text{pert}}(q^2)$  ve  $\Pi^{\text{pert.olmayan}}(q^2)$  ifadelerini hesaplamaktır.

$O(1)$   $\rho_i(s, s', q^2)$  spektral yoğunlukları  $\Pi_i^{\text{pert}}(q^2)$  fonksiyonlarının sanal kısımları tarafından verilmektedir (örn;  $\rho_i(s, s', q^2) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left[ \Pi_i^{\text{pert}}(q^2) \right]$ ). Uzun hesaplamalardan sonra seçilen yapılar karşılık gelen spektral yoğunluklar, aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$\begin{aligned} \rho_1(s, s', q^2) = & \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \left\{ -\frac{3(m_c(4+6y-6x) + m_s(-2+y-x) + 2m_b(y-x))}{64\pi^2} \right\} \\ & \times \Theta \left[ L(s, s', q^2) \right] \end{aligned} \quad (1.43)$$

$$\rho_2(s, s', q^2) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \left\{ -\frac{3((y-x)(m_b x + m_c(-1+2y+x)))}{32\pi^2(-1+y+x)} \right\} \times \Theta[L(s, s', q^2)] \quad (1.44)$$

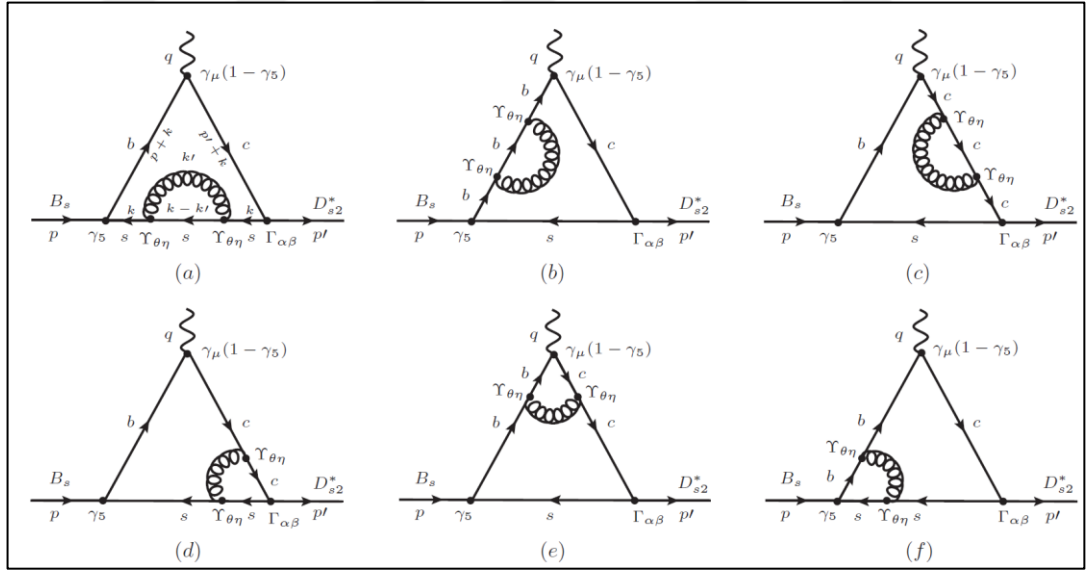
$$\rho_3(s, s', q^2) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \left\{ -\frac{3(m_b x(-2+3y+x) + m_c(2y^2 + y(-1+x) + (-1+x)x))}{32\pi^2(-1+y+x)} \right\} \times \Theta[L(s, s', q^2)] \quad (1.45)$$

$$\rho_4(s, s', q^2) = 0 \quad (1.46)$$

Burada  $\Theta[\dots]$  birim-basamak fonksiyonudur ve

$$L(s, s', q^2) = -m_c^2 y - s'y(x+y-1) - x(m_b^2 - q^2 y + s(x+y-1)) \quad (1.47)$$

şeklinde verilir.



Şekil 1.5. Korelasyon fonksiyonuna katkıda bulunan perturbatif  $O(\alpha_s)$  diyagramları

Ayrıca korelasyon fonksiyonuna katkıda bulunan perturbatif  $O(\alpha)$  düzeltmeleri de hesaba katılmıştır. Kütleli kuarklar için bu düzeltmeler, hem sözde-skalar hem de aksiyal akımlı pion yapı faktörünün hesaplanması için [48]'teki standart Cutkosky kuralları kullanılarak hesaplanmıştır. Düzeltmeler sonsuz ağır iki kuark arasında geçiş

olması durumunda izleyici kuarkın evrensel Isgur-Wise fonksiyonu [49] kullanılarak kütsüz bırakılması durumunda hesaplanır.  $O(\alpha)$  düzeltmeleri ayrıca hesaplamalardaki izleyici garip kuark kütsesi korunarak da hesaplanır. Bu amaç için Şekil 1.5'te verilen diyagramlar göz önünde bulundurulur. Örnek olarak, Şekil 1.5'te gösterilen (a) diyagramının genliği şu şekilde elde edilir:

$$\begin{aligned} \Pi_{\alpha_s(a)} = & -16\pi\alpha_s \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k'}{(2\pi)^4} \\ & \times \frac{\text{Tr} \left[ \Gamma_{\alpha\beta} (\mathbf{p}' + \mathbf{k} + m_c) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) (\mathbf{p} + \mathbf{k} + m_b) \gamma_5 (\mathbf{k} + m_s) \gamma^\eta (\mathbf{k} + \mathbf{k}' + m_s) \gamma^\eta (\mathbf{k} + m_s) \right]}{\left[ (\mathbf{p}' + \mathbf{k})^2 - m_c^2 \right] \left[ (\mathbf{p} + \mathbf{k})^2 - m_b^2 \right] \left[ (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 - m_s^2 \right] (\mathbf{k}^2 - m_s^2) k'^2} \end{aligned} \quad (1.48)$$

ve burada

$$\Gamma_{\alpha\beta} = \gamma_\alpha (2\mathbf{k}_\beta + \mathbf{p}'_\beta) + \gamma_\beta (2\mathbf{k}_\alpha + \mathbf{p}'_\alpha) - \frac{2}{3} \left( \mathbf{g}_{\alpha\beta} - \frac{\mathbf{p}'_\alpha \mathbf{p}'_\beta}{\mathbf{p}'^2} \right) (2\mathbf{k} + \mathbf{p}') \quad (1.49)$$

dir.

Şekil 1.5'te gösterilen tüm diyagramların genliklerinde ortaya çıkan dörtlü-integrallerin hesaplanmasından ve elde edilen sonuçların sanal kısımlarının alınmasından sonra,  $O(\alpha)$   $\rho_{\alpha_s}(s, s', q^2)$  spektral yoğunluklarını bulmak için yukarıda belirtilen yapılar seçilir,  $\rho_{\alpha_s}(s, s', q^2)$  için hesaplamaların detayları Ek-A'da verilmiştir.

$\Pi_i^{\text{pert. olmayan}}(q^2)$  fonksiyonları beş-boyutlu operatöre kadar elde edilmiştir fakat çok uzun ifadelerle sahip olduklarından, açık biçimleri burada gösterilmeyecektir. KRD toplam kuralları yönteminin doğası gereği teorik kısım; kuark serbestlik derecelerine bağlı olarak yazılıp Operatör Çarpım Açılımı kullanılarak hesaplandıktan, fiziksel kısım ise; hadronik serbestlik derecelerine bağlı olarak yazıldıktan sonra korelasyon fonksiyonunun hem hadronik hem de OPE tarafları elde edilmiş olur. Her iki taraftan seçilen yapıların katsayıları eşleştirilerek çift Borel dönüşümü uygulanır ve sonuç olarak, form faktörleri için aşağıdaki toplam kuralları elde edilir.



$$\begin{aligned}
K(q^2) &= \frac{8(m_b + m_s)}{\Delta} \frac{1}{f_{B_s} f_{D_{s2}^*} m_{D_{s2}^*} m_{B_s}^2} e^{\frac{m_{B_s}^2}{M^2}} e^{\frac{m_{D_{s2}^*}^2}{M'^2}} \\
&\times \left\{ \int_{(m_b+m_s)^2}^{s_0} ds \int_{(m_c+m_s)^2}^{s'_0} ds' (\rho_1(s, s', q^2) + \rho_{\alpha_{s1}}(s, s', q^2)) e^{-\frac{s}{M^2}} e^{-\frac{s'}{M'^2}} + \hat{B}\Pi_1^{\text{pert.olmayan}} \right\} \\
b_-(q^2) &= \frac{12(m_b + m_s)}{f_{B_s} f_{D_{s2}^*} m_{D_{s2}^*} m_{B_s}^2 \Delta'} e^{\frac{m_{B_s}^2}{M^2}} e^{\frac{m_{D_{s2}^*}^2}{M'^2}} \\
&\times \left\{ \int_{(m_b+m_s)^2}^{s_0} ds \int_{(m_c+m_s)^2}^{s'_0} ds' (\rho_1(s, s', q^2) + \rho_{\alpha_{s2}}(s, s', q^2)) e^{-\frac{s}{M^2}} e^{-\frac{s'}{M'^2}} + \hat{B}\Pi_2^{\text{pert.olmayan}} \right\} \quad (1.50) \\
&+ \frac{\Delta}{\Delta'} K(q^2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_+(q^2) &= \frac{12(m_b + m_s)}{f_{B_s} f_{D_{s2}^*} m_{D_{s2}^*} m_{B_s}^2 \Delta'} e^{\frac{m_{B_s}^2}{M^2}} e^{\frac{m_{D_{s2}^*}^2}{M'^2}} \\
&\times \left\{ \int_{(m_b+m_s)^2}^{s_0} ds \int_{(m_c+m_s)^2}^{s'_0} ds' (\rho_3(s, s', q^2) + \rho_{\alpha_{s3}}(s, s', q^2)) e^{-\frac{s}{M^2}} e^{-\frac{s'}{M'^2}} + \hat{B}\Pi_3^{\text{pert.olmayan}} \right\} \\
&- \frac{\Delta - 4m_{D_{s2}^*}^2}{\Delta'} K(q^2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
h(q^2) &= -i \frac{8(m_b + m_s)}{\Delta - 4m_{D_{s2}^*}^2} \frac{1}{f_{B_s} f_{D_{s2}^*} m_{D_{s2}^*} m_{B_s}^2} e^{\frac{m_{B_s}^2}{M^2}} e^{\frac{m_{D_{s2}^*}^2}{M'^2}} \\
&\times \left\{ \int_{(m_b+m_s)^2}^{s_0} ds \int_{(m_c+m_s)^2}^{s'_0} ds' (\rho_4(s, s', q^2) + \rho_{\alpha_{s4}}(s, s', q^2)) e^{-\frac{s}{M^2}} e^{-\frac{s'}{M'^2}} + \hat{B}\Pi_4^{\text{pert.olmayan}} \right\}
\end{aligned}$$

Burada  $M^2$  ve  $M'^2$  Borel kütle parametreleri,  $s_0$  ve  $s'_0$ , sırasıyla ilk ve son mezonik kanallardaki süreklilik eşikleridir.

### 1.2.2. $B \rightarrow D_2^*(2460)\bar{l}\nu_1$ geçişine ait KRD toplam kuralları

Bu bölüm KRD toplam kuralları tekniğini uygulayarak  $B \rightarrow D_2^*(2460)\bar{l}\nu$  geçişinin yapı faktörlerinin hesaplanmasına ayrılmıştır. Başlangıç noktası olarak Denklem (1.23)'tekine benzer şekilde aşağıdaki üç nokta korelasyon fonksiyonu dikkate alınmıştır.

$$\Pi_{\mu\alpha\beta}(q^2) = i^2 \int d^4x \int d^4y e^{-ip \cdot x} e^{-ip' \cdot y} \left\langle 0 \left| T \left[ J_{\alpha\beta}^{D_2^*(2460)}(y) J_\mu^{\text{tr}}(0) J^{B^\dagger}(x) \right] \right| 0 \right\rangle \quad (1.51)$$

Burada  $J^B$  ve  $J_{\alpha\beta}^{D_2^*(2460)}$  sırasıyla,

$$J^B = \bar{u}(x) \gamma_5 b(x) \quad (1.52)$$

$$J_{\alpha\beta}^{D_2^*(2460)}(y) = \frac{i}{2} \left[ \bar{u}(y) \gamma_\alpha \bar{D}_\beta(y) c(y) + \bar{u}(y) \gamma_\beta \bar{D}_\alpha(y) c(y) \right] \quad (1.53)$$

şeklinde verilen ara kesit akımlarını göstermektedir ve  $\bar{D}_\beta(y)$  kovaryant türevi ise Denklem (1.26)'daki ile aynı şekilde verilir.

Kullanılan yöntemeye göre, geçiş yapı faktörleri için KRD toplam kurallarını bulmak amacıyla, yukarıda belirtilen korelasyon fonksiyonu yine öncelikle hadronik parametreler cinsinden daha sonra da operatör çarpım açılımından (OPE) faydalanarak KRD parametreleri cinsinden hesaplanır. Bu iki gösterimi bir dispersiyon ilişkisi yoluyla birbirleriyle eşitleyerek, yapı faktörleri için toplam kuralları elde edilir.

### 1.2.2.1. Hadronik gösterim

Fiziksel tarafta, korelasyon fonksiyonu  $J^B$  ve  $J^{D_2^*}$  ara kesit akımları ile aynı kuantum sayılarına sahip ara durumların iki tam seti Denklem (1.51)'e yerleştirilir.  $x$  ve  $y$  üzerinde dörtlü integral uyguladıktan sonra

$$\Pi_{\mu\alpha\beta}^{\text{had}} = \frac{\left\langle 0 \left| J_{\alpha\beta}^{D_2^*}(0) \right| D_2^*(p', \varepsilon) \right\rangle \left\langle D_{s2}^*(p', \varepsilon) \left| J_\mu^{\text{tr}}(0) \right| B(p) \right\rangle \left\langle B(p) \left| J_B^\dagger \right| 0 \right\rangle}{(p^2 - m_B^2)(p'^2 - m_{D_2^*}^2)} \quad (1.54)$$

+ ...

ifadesi elde edilir. Burada ... yüksek durumların ve sürekliliğin katkılarını temsil eder,  $\varepsilon$  ise,  $D_2^*(2460)$  tensör mezonunun polarizasyon tensörüdür. Hesaplamalara devam edebilmek için, bozunum sabitleri ve yapı faktörleri cinsinden aşağıdaki matris öğelerini tanımlanması gerekir.

$$\left\langle 0 \left| J_{\alpha\beta}^{D_2^*}(0) \right| D_2^*(p', \varepsilon) \right\rangle = m_{D_2^*}^3 f_{D_2^*(p', \varepsilon)} \varepsilon_{\alpha\beta}$$

$$\langle B(p) | J_B^\dagger | 0 \rangle = -i \frac{f_B m_B^2}{m_u + m_b} \quad (1.55)$$

$$\begin{aligned} \langle D_2^*(p', \varepsilon) | J_\mu^{\text{tr}}(0) | B(p) \rangle = & h(q^2) \varepsilon_{\mu\nu\lambda\eta} \varepsilon^{*\nu\theta} P_\theta P^\lambda q_\eta - iK(q^2) \varepsilon_{\mu\nu}^* P^\nu \\ & - i\varepsilon_{\lambda\eta}^* P^\lambda P^\eta \left[ P_\mu b_+(q^2) + q_\mu b_-(q^2) \right] \end{aligned}$$

Burada  $h(q^2)$ ,  $K(q^2)$ ,  $b_+(q^2)$  ve  $b_-(q^2)$  geçiş yapı faktörleridir,  $f_{D_2^*}$  ve  $f_B$  ise sırasıyla  $D_2^*$  ve  $B$  mezonların leptonik bozunum sabitleridir. Denklem (1.54) ve Denklem (1.55) seti birleştirilerek ve Denklem (1.32 – 1.33) aracılığı ile polarizasyon tensörleri üzerinden toplam gerçekleştirilse hadronik kısım

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\alpha\beta}^{\text{had}} = & \frac{f_{D_2^*} f_B m_{D_2^*} m_B^2}{8(m_b + m_u)(p^2 - m_B^2)(p'^2 - m_{D_2^*}^2)} \left\{ \frac{2}{3} \left[ -\Delta K(q^2) + \Delta' b_-(q^2) \right] q_\mu g_{\beta\alpha} \right. \\ & + \frac{2}{3} \left[ (\Delta - 4m_{D_2^*}^2) K(q^2) + \Delta' b_+(q^2) \right] P_\mu g_{\beta\alpha} + i(\Delta - 4m_{D_2^*}^2) h(q^2) \varepsilon_{\lambda\nu\beta\mu} P_\lambda P_\alpha q_\nu \\ & \left. + \Delta K(q^2) q_\alpha g_{\beta\mu} + \text{diğer yapılar} \right\} + \dots \end{aligned} \quad (1.56)$$

şeklinde elde edilir. Burada  $\Delta$  ve  $\Delta'$

$$\Delta = m_B^2 + 3m_{D_2^*}^2 - q^2 \quad (1.57)$$

$$\Delta' = m_B^4 - 2m_B^2(m_{D_2^*}^2 + q^2) + (m_{D_2^*}^2 - q^2)^2 \quad (1.58)$$

şeklindedir.

### 1.2.2.2. OPE gösterimi

OPE tarafında korelasyon fonksiyonu  $B$  ve  $D_2^*$  mezon akımlarının zaman sıralama operatörünün ve kısa (pertürbatif) ve uzun mesafeli (pertürbatif olmayan) katkıların ayrıldığı derin Öklid bölgesinde, operatör çarpım açılımı (OPE) yoluyla hesaplanır. Yukarıda bahsi geçen akımları Denklem (1.51)'e yerleştirip Wick teoremini uygulayarak tüm kuark alanları ile etkileşimler yapıldıktan sonra

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\alpha\beta}^{\text{OPE}} &= \frac{-i^3}{4} \int d^4x \int d^4y e^{-ip \cdot x} e^{ip' \cdot y} \\ &\times \left\{ \text{Tr} \left[ S_u^{ki}(x-y) \gamma_\alpha \bar{D}_\beta(y) S_c^{ij}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_b(-x)^{jk} \gamma_5 \right] + [\beta \leftrightarrow \alpha] \right\} \end{aligned} \quad (1.59)$$

ifadesi elde edilir. İşlemlerin devamı için ihtiyaç duyulan ağır ve hafif kuark ileticilerinin ifadeleri

$$S_Q^{ij}(x) = \frac{i}{(2\pi)^4} \int d^4k e^{-ik \cdot x} \left\{ \frac{\mathbf{k} + m_c}{k^2 - m_c^2} \delta_{ij} + \dots \right\} \quad (1.60)$$

$$S_q^{ij}(x) = i \frac{\not{x}}{2\pi^2 x^4} \delta_{ij} - \frac{m_q}{4\pi^2 x^2} \delta_{ij} - \frac{\langle \bar{q}q \rangle}{12} \left( 1 - i \frac{m_q}{4} \not{x} \right) \delta_{ij} - \frac{x^2}{192} m_0^2 \langle \bar{q}q \rangle \left( 1 - i \frac{m_q}{6} \not{x} \right) \delta_{ij} + \dots \quad (1.61)$$

şeklinindedir. Denklem (1.59)'da kuark ileticilerinin ifadeleri yerlerine koyulduktan ve  $x$  ve  $y$ 'ye göre türevler uyguladıktan sonra, koordinat uzayındaki korelasyon fonksiyonunun KRD tarafı için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\alpha\beta}^{\text{KRD}}(q^2) &= \frac{i^5 N_c}{4} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k_1}{(2\pi)^4} \int d^4x e^{-ip \cdot x} \int d^4y e^{-ip' \cdot y} \frac{e^{-ik \cdot y}}{k^2 - m_c^2} \frac{e^{-ik_1 \cdot x}}{k_1^2 - m_b^2} \{ ik_\beta \\ &\times \text{Tr} \left[ \left( \frac{i(\not{x} - y)}{2\pi^2 (x-y)^4} - \frac{\langle \bar{u}u \rangle}{12} - \frac{(x-y)^2}{192} m_0^2 \langle \bar{u}u \rangle \right) \gamma_\alpha (\mathbf{k} + m_c) \gamma_\mu (1-\gamma_5) (\mathbf{k} + m_b) \gamma_5 \right] \\ &+ \text{Tr} \left[ \left( \frac{i}{2\pi^2} \left( \frac{4(x-y)_\beta (\not{x} - y)}{(x-y)^6} - \frac{\gamma_\beta}{(x-y)^4} \right) + \frac{(x-y)_\beta}{96} m_0^2 \langle \bar{u}u \rangle \right) \gamma_\alpha (\mathbf{k} + m_c) \gamma_\mu \right. \\ &\left. \times (1-\gamma_5) (\mathbf{k} + m_b) \gamma_5 \right] + [\beta \leftrightarrow \alpha] \} \end{aligned} \quad (1.62)$$

burada  $N_c = 3$ 'tür ve rengi temsil eder. Yukarıda görülen integralleri alabilmek için bir önceki analizde olduğu gibi momentum uzayına geçilmelidir. Bu amaçla  $\frac{1}{((x-y)^2)^n}$  terimlerini içeren ifadeler momentum uzayına dönüştürülür ( $(x-y) \rightarrow t$ )

ve  $x_\mu \rightarrow i \frac{\partial}{\partial p_\mu}$  ve  $y_\mu \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial p'_\mu}$  dönüşümleri yapılır.  $x$  ve  $y$  üzerinden dörtlü integral,

$k$  ve  $k_1$  üzerinden dörtlü-integral alınmasını sağlayan 2 Dirac Delta fonksiyonu sağlar.

Geriye kalan ve  $t$  üzerinden alınan aşağıdaki integral için ise Feynman parametrizasyonu kullanılır.

$$\int d^4t \frac{(t^2)^\beta}{(t^2 + L)^\alpha} = \frac{i\pi^2 (-1)^{\beta-\alpha} \Gamma(\beta+2) \Gamma(\alpha-\beta-2)}{\Gamma(2) \Gamma(\alpha) [-L]^{\alpha-\beta-2}} \quad (1.63)$$

Sonuç olarak korelasyon fonksiyonunun KR D tarafı karşılık gelen yapılar cinsinden aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\alpha\beta}^{\text{OPE}} = & \left( \Pi_1^{\text{pert}}(q^2) + \Pi_1^{\text{pert.olmayan}}(q^2) \right) q_\alpha g_{\beta\mu} + \left( \Pi_2^{\text{pert}}(q^2) + \Pi_2^{\text{pert.olmayan}}(q^2) \right) q_\mu g_{\beta\alpha} \\ & + \left( \Pi_3^{\text{pert}}(q^2) + \Pi_3^{\text{pert.olmayan}}(q^2) \right) P_\mu g_{\beta\alpha} + \left( \Pi_4^{\text{pert}}(q^2) + \Pi_4^{\text{pert.olmayan}}(q^2) \right) \varepsilon_{\lambda\nu\beta\mu} P_\lambda P_\alpha q_\nu \\ & + \text{diğer yapılar} \end{aligned} \quad (1.64)$$

$\rho_{\alpha_{s_1}}(s, s', q^2)$  spektral yoğunlukları  $\Pi_i^{\text{pert}}(q^2)$ 'in sanal kısmı ile verilir. (örn;

$\rho_i(s, s', q^2) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left[ \Pi_i^{\text{pert}}(q^2) \right]$ ). Uzun hesaplamalardan sonra seçilen yapılara karşılık gelen spektral yoğunluklar,

$$\begin{aligned} \rho_1(s, s', q^2) = & \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \left\{ -\frac{1}{64\pi^2 (x+y-1)^3} \left[ m_b (x+y-1)^3 (8x^2 + 8y^2 + 6x - 6y - 6) \right. \right. \\ & + 3m_c (8x^5 + 6x^4 (4y-3) - 6x(y-1)^2 (3+2y+4y^2) - 2(2+3y+4y^2) \\ & \left. \left. \times (y-1)^3 + 2x^3 (1-18y+8y^2) + x^2 (22-5y-16y^3) \right) \right\} \end{aligned} \quad (1.65)$$

$$\begin{aligned} \rho_2(s, s', q^2) = & \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \left\{ -\frac{1}{32\pi^2 (x+y-1)^3} \left[ m_b (x+y-1)^3 (2x^2 + 2y^2 + 6x - 6y - 3) \right. \right. \\ & + 3m_c (2x^5 - 3x(y-1)^2 (1-2y^2) - (y-1)^3 (1-2y^2) + x^3 (5-12y+4y^2) \\ & \left. \left. + 6x^4 (y-1) + x^2 (1-4y-4y^3) \right) \right\} \end{aligned} \quad (1.66)$$

$$\begin{aligned} \rho_3(s, s', q^2) = & \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \left\{ \frac{1}{32\pi^2 (x+y-1)^3} \left[ m_b (2x^2 + 2y^2 + x(6+4y) + 6y - 3) \right. \right. \\ & \times (x+y-1)^3 + 3m_c (2x^5 + 2x^4 (5y-3) + (y-1)^3 (1+2y^2) + x(y-1)^2 \\ & \left. \left. \times (3-4y+10y^2) + x^3 (7-24y-20y^2) + x^2 (20y^3 - 36y^2 + 20y - 5) \right) \right\} \end{aligned} \quad (1.67)$$

$$\rho_4(s, s', q^2) = 0 \quad (1.68)$$

şeklinde elde edilir.

Pertürbatif olmayan kısım için ise,

$$\begin{aligned} \Pi_1^{\text{pert. olmayan}}(q^2) = & \left\{ \frac{m_b^4 - 4m_b^2 m_c^2 + 2m_b^2(m_c^2 - q^2) + (m_c^2 - q^2)^2}{64r^2 r'^2} + \frac{m_b^2 m_c^2 (m_b^2 + m_c^2 - q^2)}{32r^2 r'^3} \right. \\ & + \frac{m_b^3 m_c + m_b^2 m_c^2 + 2m_b m_c^3 + m_c^4 - m_c^2 q^2}{32r^2 r'^3} - \frac{m_b^2 + 4m_b m_c + m_c^2 - q^2}{64r^2 r'^2} \\ & + \frac{m_b^4 + 2m_b^3 m_c + m_b^2 m_c^2 - m_b^2 q^2}{32r^3 r'} + \frac{3m_b^2 + 2m_b m_c + 3m_c^2 - 3q^2}{64r^2 r'} + \frac{m_b^2}{32r^3} \\ & \left. + \frac{m_c^2}{32r'^3} - \frac{1}{32r'^2} + \frac{1}{32r^2} - \frac{1}{32rr'} \right\} m_0^2 \langle \bar{u}u \rangle - \left( \frac{m_b^2 + 2m_b m_c + m_c^2 - q^2}{16rr'} + \frac{1}{16r} + \frac{1}{16r'} \right) \langle \bar{u}u \rangle \end{aligned} \quad (1.69)$$

$$\Pi_1^{\text{pert. olmayan}}(q^2) = 0 \quad (1.70)$$

$$\Pi_3^{\text{pert. olmayan}}(q^2) = \frac{m_0^2 \langle \bar{u}u \rangle}{8rr'} \quad (1.71)$$

$$\Pi_4^{\text{pert. olmayan}}(q^2) = -i \left\{ \frac{m_c^2}{32rr'^3} + \frac{m_b^2}{32r'r^3} + \frac{m_b^2 + m_c^2 - q^2}{64r'^2 r^2} - \frac{1}{32r^2 r'} \right\} m_0^2 \langle \bar{u}u \rangle + i \frac{\langle \bar{u}u \rangle}{16rr'} \quad (1.72)$$

sonuçları elde edilir. Burada  $r = p^2 - m_b^2$  ve  $r' = p'^2 - m_c^2$  dir. Yapı faktörleri için toplam kurallarını elde etmek adına, korelasyon fonksiyonlarının her iki tarafındaki aynı yapıların katsayıları eşleştirilir. Yüksek durumların ve sürekliliğin katkılarını bastırmak amacıyla ise hesaplamalarda matematiksel kolaylık sağlaması için Borel kütlesi (M) denilen yeni bir yardımcı parametre kullanılarak ilk ve son momentumların karelerine göre, Denklem (1.73)'teki gibi çift Borel dönüşümü uygulanır ve ayrıca Denklem (1.74)'teki kuark-hadron dualitesi kullanılır.

$$\widehat{B} \frac{1}{(p^2 - m_b^2)^m} \frac{1}{(p'^2 - m_c^2)^n} \rightarrow \frac{(-1)^{m+n}}{\Gamma[m]\Gamma[n]} e^{-m_b^2/M^2} e^{-m_c^2/M^2} \frac{1}{(M^2)^{m-1} (M'^2)^{n-1}} \quad (1.73)$$

$$\rho^{\text{yüksek dur.}}(s, s', q^2) = \rho^{\text{OPE}}(s, s', q^2) \theta(s - s_0) \theta(s' - s'_0) \quad (1.74)$$

Borel dönüşümü uygulanarak, böylece uyarılmış durumlardan gelen katkılar ve operator açılımındaki yüksek mertebeli terimlerin katkıları ortadan kaldırılır. Borel

dönüşümleri literatürde momentum dönüşümleri ya da Ters Laplace dönüşümleri olarak da adlandırılır.

Bu prosedürlerden sonra yapı faktörleri için aşağıdaki sonuçlar elde edilir.

$$\begin{aligned}
K(q^2) = & \frac{8(m_b + m_u)}{f_B f_{D_2^*} m_{D_2^*} (m_B^2 q^2 - m_B^4 - 3m_B^2 m_{D_2^*}^2)} e^{\frac{m_B^2}{M^2}} e^{\frac{m_{D_2^*}^2}{M^2}} \\
& \left\{ \int_{(m_b+m_u)^2}^{s_0} ds \int_{(m_c+m_u)^2}^{s'_0} ds' \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy e^{\frac{-s}{M^2}} e^{\frac{-s'}{M^2}} \left[ \frac{1}{256\pi^4 (x+y-1)^3} \right. \right. \\
& (2m_b(x+y-1)^3(4x^2-4y^2+3x-3y-3) + 3m_c(8x^5+6x^4(4y-3) \\
& -6x(y-1)^2(3+2y+4y^2) - 2(y-1)^3(2+3y+4y^2) + 2x^3(1-18y+8y^2) \\
& + x^2(22-5y-16y^3)) \left. \right] \theta[L(s, s', q^2)] + e^{\frac{m_b^2}{M^2}} e^{\frac{m_c^2}{M^2}} \left[ \frac{\langle \bar{u}u \rangle}{16} (m_B^2 + 2m_b m_c + m_c^2 - q^2) \right. \\
& + \frac{m_0^2 \langle \bar{u}u \rangle}{64} \left( 2 + \frac{3m_b^2 + 2m_b m_c + 3m_c^2 - 3q^2}{M^2} - \frac{m_b^2 + 4m_b m_c + m_c^2 - q^2}{M'} \right. \\
& - \frac{m_b^4 + 2m_b^3 m_c + m_b^2 m_c^2 - m_b^2 q^2}{M^4} - \frac{m_b^3 m_c + m_b^2 m_c^2 + 2m_b m_c^3 + m_c^4 - m_c^2 q^2}{M'^4} \\
& \left. \left. - \frac{m_b^4 + 4m_b m_c^3 + 2m_b^2 m_c^2 + m_c^4 - m_c^2 q^2 - m_b^2 q^2 + q^4}{M^2 M'^2} + \frac{m_b^5 m_c + m_b m_c^5 - m_b^2 m_c^2 q^2}{M^2 M'^4} \right) \right] \left. \right\} \quad (1.75)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_-(q^2) = & - \frac{12(m_b + m_u)}{f_B f_{D_2^*} m_{D_2^*}^2 m_{D_2^*} (m_B^4 + (m_{D_2^*}^2 - q^2)^2 - 2m_B^2 (m_{D_2^*}^2 + q^2))} e^{\frac{m_B^2}{M^2}} e^{\frac{m_{D_2^*}^2}{M^2}} \\
& \times \left\{ \int_{(m_b+m_u)^2}^{s_0} ds \int_{(m_c+m_u)^2}^{s'_0} ds' \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy e^{\frac{-s}{M^2}} e^{\frac{-s'}{M^2}} \left[ \frac{1}{128\pi^4 (x+y-1)^3} \right. \right. \\
& \times (m_b(x+y-1)^3(3-6x-2x^2+6y+2y^2) - 3m_c(6x^4(y-1) - 3x(y-1)^2(1+2y^2) \\
& - (y-1)^3(1+2y^2) + x^3(5-12y+4y^2) + x^2(1+4y-4y^3) + 2x^5)) \left. \right] \theta[L(s, s', q^2)] \\
& \left. - e^{\frac{-m_b^2}{M^2}} e^{\frac{-m_{D_2^*}^2}{M^2}} \frac{f_B f_{D_2^*} m_{D_2^*}^2 m_{D_2^*} (m_B^2 + 3m_{D_2^*}^2 + q^2)}{12(m_b + m_u)} K(q^2) \right\} \quad (1.76)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
h(q^2) = & \frac{8(m_b + m_u)}{f_B f_{D_2^*} m_{D_2^*}^2 m_{D_2^*} (m_{D_2^*}^2 - m_B^2 + q^2)} e^{\frac{m_B^2}{M^2}} e^{\frac{m_{D_2^*}^2}{M^2}} e^{\frac{-m_b^2}{M^2}} e^{\frac{-m_c^2}{M^2}} \left\{ - \frac{\langle \bar{u}u \rangle}{16} \right. \\
& \left. + \frac{m_0^2 \langle \bar{u}u \rangle}{64} \left[ \frac{2}{M^2} + \frac{2}{M'^2} + \frac{m_b^2}{M^4} + \frac{m_c^2}{M'^4} + \frac{m_b^2 - m_c^2 + q^2}{M^2 M'^2} \right] \right\} \quad (1.77)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_+(q^2) = & - \frac{12(m_b + m_u)}{f_B f_{D_2^*} m_B^2 m_{D_2^*} \left( m_B^4 + (m_{D_2^*}^2 - q^2)^2 - 2m_B^2 (m_{D_2^*}^2 + q^2) \right)} e^{\frac{m_B^2}{M^2}} e^{\frac{m_{D_2^*}^2}{M'^2}} \\
& \times \left\{ \int_{(m_b+m_u)^2}^{s_0} ds \int_{(m_c+m_u)^2}^{s'_0} ds' \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy e^{\frac{-s}{M^2}} e^{\frac{-s'}{M'^2}} \left[ \frac{1}{128\pi^4 (x+y-1)^3} \right. \right. \\
& \times (m_b (x+y-1)^3 (2x^2 + 2y^2 + 6x + 6y + 4xy - 3) + 3m_c (2x^5 - 6x^4 + 10x^4 y (1.78) \\
& + (y-1)^3 (1+2y^2) + x(y-1)^2 (3-4y+10y^2) + x^2 (20y^3 - 36y^2 + 20y - 5) \\
& \left. \left. + x^3 (7 - 24y + 20y^2) \right) \right] \theta[L(s, s', q^2)] - \frac{m_0^2 \langle \bar{u}u \rangle}{8} e^{\frac{-m_b^2}{M^2}} e^{\frac{-m_c^2}{M'^2}} \\
& \left. - e^{\frac{-m_b^2}{M^2}} e^{\frac{-m_{D_2^*}^2}{M'^2}} \frac{f_B f_{D_2^*} m_B^2 m_{D_2^*} (m_{D_2^*}^2 - m_B^2 + q^2)}{12(m_b + m_u)} K(q^2) \right\}
\end{aligned}$$

Burada L,

$$L(s, s', q^2) = s'x - s'x^2 - m_c^2 x - m_b^2 y + sy - q^2 xy - sxy - s'xy - sy^2 \quad (1.79)$$

şeklindedir.

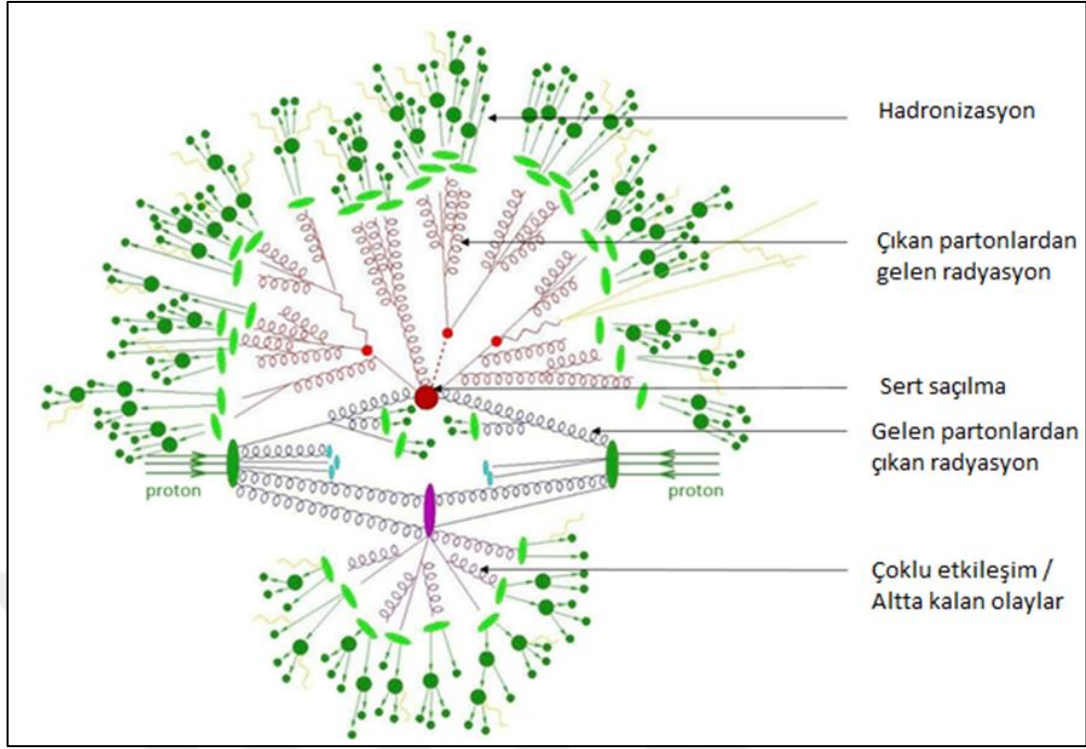


## 2. DENEYSEL BAKIŞ

### 2.1. Proton-Proton Çarpışmasının Fenomenolojisi

Proton-proton (p-p) çarpışmalarını incelemek için önce protonun yapısını iyi anlamak gerekir, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı bu amaçla protonları muazzam yüksek enerjilerde çarpıştırır. Bir proton, esas olarak valans kuarkları olarak adlandırılan iki yukarı ve bir aşağı kuarktan oluşan kompozit bir parçacıktır. Yüksek enerjilerdeki proton yapısı, Richard Feynman tarafından önerilen Parton Modeli [50] ile daha iyi açıklanmaktadır. Bu modele göre, valans kuarklarına ek olarak, yüksek enerjili bir protonun her bir bileşen parçacığının bir parton olarak adlandırıldığı kuarklar, onların zıt kuarkları ve gluonlardan oluşan bir parton denizinden oluşur. Proton içindeki partonların momentum dağılımı, proton tarafından taşınan momentuma bağlıdır. Protonun derin yapısının bu bilgisi,  $f(x_i, Q^2)$  ile verilen Parton Dağıtım Fonksiyonları (PDF'ler) olarak bilinen olasılık yoğunluk fonksiyonları şeklinde kodlanmıştır. PDF, protonun bir  $Q^2$  momentum transferi sırasında, toplam momentumu  $x$ 'in bir kısmını ( $x_i$ ) taşıyan  $i$  tipinde bir parton bulma olasılık yoğunluğunu tanımlar.

Yüksek enerjili bir protonun içerdiği partonlar arasında görece bir hareket yoktur. Bunun nedeni, protonun referans çerçevesinden, özel görelilik teorisine göre zamanın genişlemesi ve partonların az çok donmasıdır. BHÇ'de proton-proton çarpışması esas olarak protondaki bir partonun karşı yönden gelen diğer bir protondaki partona çarptığı bir parton parton çarpışmasıdır. Eğer çarpışan partonlar elastik olmayan bir çarpışmaya neden olacak kadar enerjik ise, işlem sert saçılma olarak adlandırılır. Çarpışmaya giren partonlar ve ortaya çıkan parçacıklar, sırasıyla İlk Durum Radyasyonu (ISR) ve Son Durum Radyasyonu (FSR) olarak bilinen ikincil radyasyonlar yayabilir. Çarpışmaya girmeyen protonlarla birlikte kalan partonlar, altına kalan olayları (underlying events) oluşturur. Parton kalıntısı, partonların kararlı renksiz hadronlar oluşturmak üzere kendilerini yeniden düzenlediği, hadronizasyon denilen işlemde geçer. BHÇ'de tipik bir p-p çarpışmasının şematik bir görünümü, Şekil 2.1'de gösterilmektedir.



Şekil 2.1. Proton-proton çarpışmasından sonraki süreçler

## 2.2. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

Parçacık hızlandırıcıları ve çarpıştırıcıları, parçacıkların altyapılarının araştırılması için gereken en temel ve en güçlü araçlardır.  $10^{-15}$  m'ye kadar küçük mesafelere erişimimizi mümkün kılan, parçacıklar için inanılmaz derecede büyük miktarda enerji sağlamaları sayesinde parçacık fiziği alanına devrimsel değişiklikler getirmişlerdir. Temel fizikte parçacıkların momentum ( $p$ ), (enerji ( $E$ )) ve dalga boyu ( $\lambda$ ) ilişkisi, orijinal olarak de Broglie tarafından  $\lambda = h/p$  şeklinde verilir, burada  $h$  Planck sabitidir. Bu nedenle, daha büyük momentum (enerji) gerektiren "yüksek enerji" deneyleri için daha küçük dalga boyları veya ölçülebilen mesafeler gerekmektedir. Şu anda ise en yüksek enerjiler, CERN'in hızlandırıcı tesisinde bulunan BHC tarafından üretilmektedir. BHC, halkası boyunca protonları ( $p$ ) ve kurşun ( $Pb$ ) iyonlarını hızlandırır ve bunları, algıçların çarpışmaları kaydetmek üzere tutulduğu çeşitli noktalarda kafa kafaya çarpıştırır. Bu tez, çarpışma noktalarından birinde bulunan ATLAS algıcında gerçekleşen proton-proton çarpışmalarına odaklanmaktadır.

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı, İsviçre'nin Cenevre şehri yakınlarındaki CERN'de bulunan bir proton senkrotrondur. Şimdiye kadar dünya üzerinde yapılan en güçlü

hadron çarpıştırıcısı olarak Chicago, Fermilab'daki Tevatron'un yerini almıştır. İnşası onaylandıktan yaklaşık 14 yıl sonra BHÇ [51], Cenevre ve Fransa'nın Saint-Genis-Pouilly kenti yakınlarındaki Fransa-İsviçre sınırının altındaki 27 km'lik dairesel bir tünelin içinde bulunan LEP (Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı) tesisinin yerini almış ve ilk çarpışma 30 Mart 2010'da 3,5 TeV ışın enerjisinde gerçekleştirilmiştir.

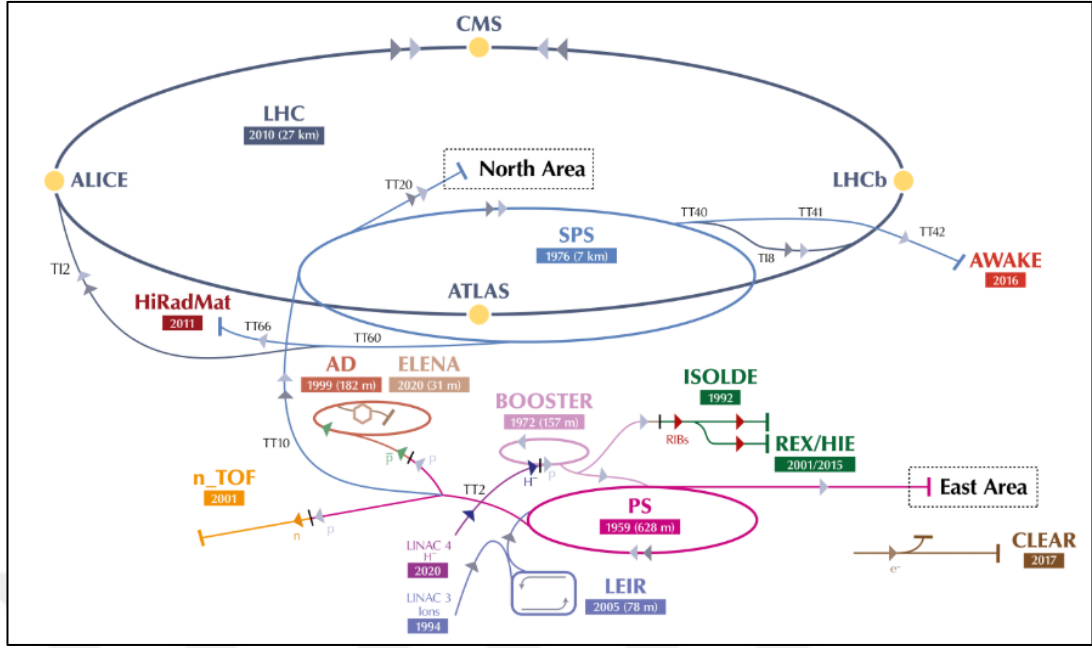
CERN'de bulunan mevcut hızlandırıcı zinciri, protonların son BHÇ enjeksiyonuna hazırlık aşaması olarak kullanılır; bir başka deyişle parçacıkların enerjisini zincirdeki bir sonraki makineye enjekte etmeden önce yükselten bir makine dizisidir. BHÇ'ye giriş ışını, CERN hızlandırıcılarının ön-BHÇ kompleksi olan LINAC 2, Booster, Proton Senkrotron ve Super Proton Senkrotron tarafından sağlanmaktadır. Çarpışma protonları, elektronların daha sonra güçlü elektrik alanlar altında sıyrılacağı, küçük bir hidrojen gazı şişesinden çıkarılır. Protonlar daha sonra 2019-2021'deki uzun kapanışın ardından BHÇ için proton ışınlarının kaynağı olması beklenen ve zincirin ilk hızlandırıcısı LINAC 2'nin yerini alan LINAC 4 ile hızlandırılır, ardından Proton Senkrotron Booster (PSB) ve Proton Senkrotron (PS) ile enerjileri 25 GeV'ye çıkarılır. Sırada, BHÇ'ye ışını enjekte etmeden önce parçacıklara 450 GeV'lik son enerjisini veren Süper Proton Senkrotron (SPS) vardır. Işınlar yeterli enerjiye ulaşıp BHÇ'ye vardığında ise iki zıt halkaya ayrılır ve bu halkalarda ters yönde dolaştırılır, BHÇ her bir ışını ATLAS algıcında 13 TeV'lik bir kütle enerjisi merkezinde kafa kafaya çarpıştırmadan önce 6,5 TeV'lik bir rekor enerjiye çıkarır. SPS'ten çıkan ışınlar bu enerjilere yerel elektrik şebekesine bağlı süper iletken radyo frekanslı osilatörler (RF kovuklar) kullanılarak ulaşmaktadır. Işın borusundaki protonların gaz moleküllerinden bazı elektronlarla bile etkileşime girme şansı bulunduğu için, BHÇ'nin performansı ve güvenilirliği sağlamak için halkada dolanan protonlara temiz bir ortamın sağlanması esastır. Bu ortam, ışın borusunda yaklaşık  $10^{-7}$  Pa'lık, çarpışma noktasında ise  $10^{-9}$  Pa'dan daha düşük bir vakum basıncı sağlayan ultra yüksek vakum sistemlerinin kurulmasıyla sağlanır. Proton ışını bu yüksek vakum ortamında hızlandırılırken aynı zamanda 1232 süper iletken çift-kutuplu mıknatis tarafından dairesel bir yola yönlendirilir ve yaklaşık 392 dört-kutuplu mıknatis tarafından odaklanır. Bu amaçla toplamda, 1,600'ün üzerinde süper iletken mıknatis kurulmuştur. Bakır kaplı niyobyum-titanyumdan yapılmış mıknatısları  $1,9 \text{ K}^\circ$  ( $-271.25 \text{ }^\circ\text{C}$ ) çalışma sıcaklığında tutmak için yaklaşık 96 ton sıvı helyuma ihtiyaç duyulur ve bu durum

aynı zamanda BHÇ'yi dünyanın en büyük kriyojenik tesisi haline getirir. İstenmeyen rezonansları bastırmak için 6000'den fazla düzeltici mıknatıs kullanılır [52]. Böylece ana hızlandırıcı halkasının iki vakum borusuna girmeden önce BHÇ halkasında, bohça başına  $10^{11}$ 'den fazla proton toplanır ve bohçalar çarpışmadan önce en yüksek enerjisine kadar hızlandırılmış olur. BHÇ'nin toplam güç tüketimi 120 MW'tır. Tam güçte çalışırken, her bir ışın, çarpışma sırasında 14 TeV'lik bir kütle merkezi enerjisi sağlayan 7 TeV'lik nominal enerjiye sahip olacaktır.

Yukarıda bahsi geçen çarpışmalardan sonra ortaya çıkan bozunum ürünlerinin parçacık algılama cihazları tarafından tespit edilmesi gerekir. Bu amaçla BHÇ halkasının 4 farklı noktasına devasa boyutlara ulaşabilen ATLAS, CMS, LHCb ve ALICE adında 4 algıç yerleştirilmiştir. Bu algıçlar, hedefledikleri parçacık veya fenomenlerin sergiledikleri belirli özelliklere göre tasarlanmıştır. ATLAS ve CMS, çok çeşitli fizik olaylarına duyarlı genel amaçlı deneylerdir. LHCb, özellikle B-fizik için tasarlanmış bir parçacık algıdır, ALICE'in amacı ise, ağır iyon çarpışmalarıyla ortaya çıkan kuark-gluon plazmasının incelenmesidir. Şekil 2.2, CERN'deki BHÇ hızlandırıcı tesisine ve diğer parçacık algıçlarına genel bir bakışı sunmaktadır.

Tablo 2.1. Ana BHÇ parametreleri

Parametre	Proton Modu	Ağır İyon Modu
Maksimum ışın enerjisi	14 TeV	2,76 TeV / u
Başlangıç Işınlığı	$10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Nominal Işınlık	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Bohça Aralığı	25 ns	125 ns
Bohça Uzunluğu	7,5 cm	7,5 cm
Çift-kutuplu mıknatıs Alanı	9 T	9 T



Şekil 2.2. CERN Hızlandırıcı Tesisi

BHÇ halkasındaki ışın sürekli bir proton akışı şeklinde değildir, aksi takdirde hızlandırıcıda kullanılan elektrik alanların salınım kutupları tarafından bozulacaktır. Işın, bu nedenle aralarında  $\sim 7,5$  m bulunan bohçalar halinde düzenlenir ve her 25 ns’de bir çarpışma noktalarından geçer. Birçok faktör gibi kesin geçiş hızı da, kabul edilen o anki güvenlik limitine bağlı olarak değişebilir.

Bir çarpışmanın ışınlığı, birim zaman başına, etkileşim bölgesinin bir birim alanından geçen parçacıkların sayısı olarak tanımlanır.  $n_1$  ve  $n_2$  parçacıklarını içeren bohçalar birbirleri içinden  $f$  frekansı ile geçerse, ışınlık şöyle verilir:

$$L = f \frac{n_1 n_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.1)$$

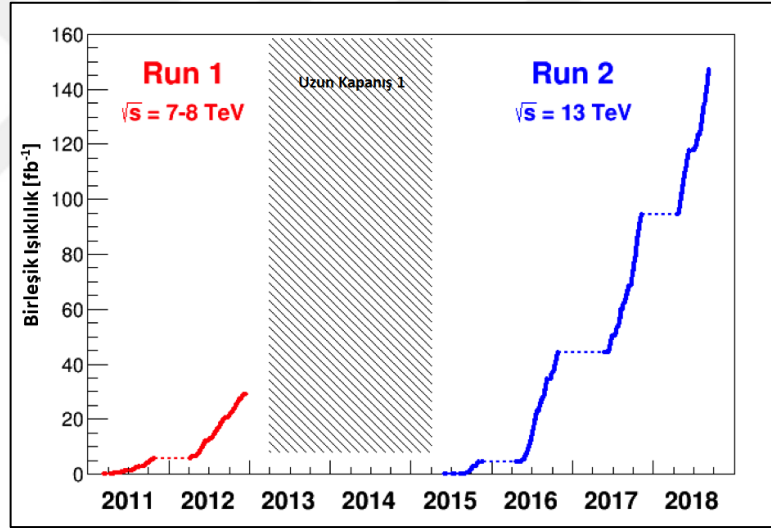
Burada  $\sigma_x \sigma_y$ , ışınların dikey ve yatay yönlerde bir Gauss dağılımı oluşturan profilleridir. Dallanma oranı  $B$  olan belirli bir sinyalin  $P_0$  gözlenen olaylarının sayısı ise aşağıdaki formülle hesaplanabilir:

$$N_{göz} = LT \sigma_{P_0} B \epsilon_r \quad (2.2)$$

Burada  $L$  ışınlık,  $T$  çarpışmaların meydana geldiği toplam süre,  $\sigma_{p_0}$  parçacık için üretim tesir kesiti ve  $\varepsilon_r$  kanalın yeniden yapılandırılma verimliliğidir ve sadece simülasyondan belirlenebilmektedir. Bohça geçişi sırasında, birden fazla çarpışmanın gerçekleşmesi olasıdır. Bunlar yığılma (pile-up) olayları olarak adlandırılır ve bir Poisson dağılımı ile tanımlanabilir. Ortalama çarpışma sayısı ise:

$$\langle n \rangle = \frac{L \sigma_{inelastik}}{f} \quad (2.3)$$

ile verilir. BHC'nin veri almaya başlamasından bu yana artan ışınlıkla doğru orantılı olarak (bkz. Şekil 2.3) bohça geçişi başına yığılma olaylarının sayısı da önemli ölçüde artmıştır. Proseslerin çoğu ise düşük enerji aktarımını ve sadece düşük momentumlu hadronları içerir. Bunlar minimum meyilli (minimum bias) olaylar olarak adlandırılır.



Şekil 2.3. Farklı BHC veri alımları süresince ATLAS ve CMS deneylerinde toplanan birleşik ışınlık

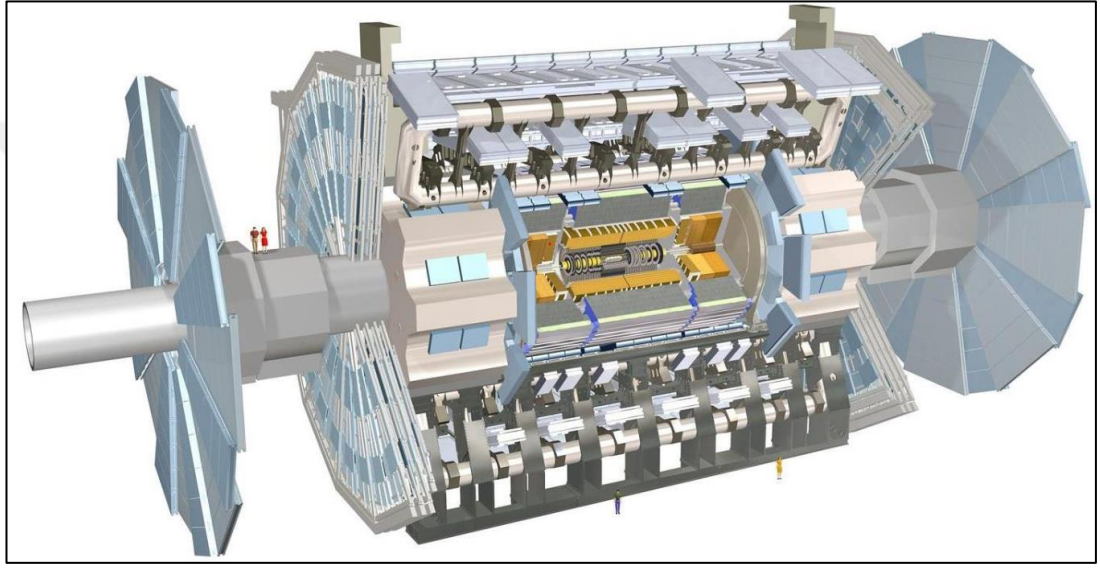
### 2.2.1. ATLAS deneyi

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) deneyi [53, 54], BHC'deki dört ana deneyden biridir ve CMS ile birlikte, BHC'nin en yüksek ışınlık koşullarında mümkün olan en ilginç fizik olaylarını kaydetmeyi amaçlayan genel amaçlı bir algıç olarak hizmet eder. ATLAS, 45 metre uzunluğu, 25 metre çapı ve 7000 ton ağırlığı ile, bir çarpıştırıcı için şimdiye kadar inşa edilmiş en büyük parçacık algıçtır. Algıç, BHC'den gelen

protonların kafa kafaya çarpıştığı etkileşim noktası etrafındaki bir dizi daha büyük eş merkezli silindirden oluşur.

ATLAS algıcı ışın borusundan dışarı doğru sırasıyla dört ana bileşene sahiptir:

- İç Algıç
- Kalorimetre
- Müon Spektrometresi
- Mıknatıs Sistemi



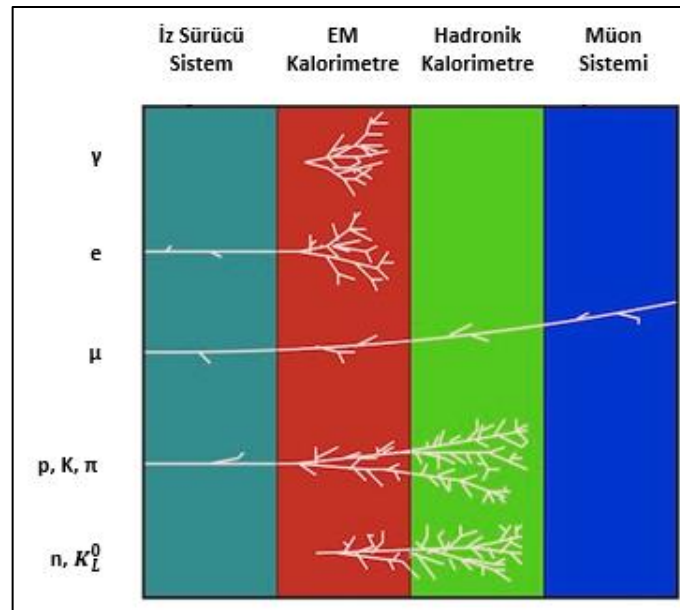
Şekil 2.4. BHC'nin ATLAS algıcı

ATLAS'ın geniş fizik programı, Higgs bozonunun gözlenmesi ve özelliklerinin ölçülmesi, SUSY parçacıkları veya ekstra boyutlar gibi yeni fizik olaylarının araştırılmasının yanı sıra, üst kuark ve ayar bozon kütleleri, etkileşim kuvvetleri, CKM matris elemanları ve CP ihlali gibi SM parametrelerinin hassas ölçümlerini de kapsar. Tüm bu fizik konularını başarılı bir şekilde ele almak için algıç birkaç teknik gereksinimi yerine getirmelidir:

- BHC'deki deney koşullarıyla başa çıkmak için hızlı ve radyasyona dayanıklı elektronik ve sensör elemanları,
- Parçacık akışını ve yığılma olaylarını yönetmek için yüksek algıç tanecikliği,
- Yüklü parçacık momentum yüksek çözünürlüğü ve yeniden yapılandırma verimliliğine sahip izleme sistemleri,

- Foton / elektron tanımlaması ve enerji ölçümleri için elektromanyetik kalorimetre ve jet / eksik enerji ölçümleri için hadronik kalorimetre,
- Müonların verimli bir şekilde tanımlanması ve yüksek hassasiyetli momentum ölçümü için özel bir spektrometre,
- Hem düşük hem de yüksek  $p_T$  'li parçacıklar üzerinde yeterli arka plan reddi ile etkin tetikleme sağlama ve böylece fizik olaylarının seçimini yüksek verimlilikle mümkün kılma.

ATLAS, bahsi geçen bu gereklilikleri, her biri farklı özelliklere sahip alt detektor sistemleri ve son teknolojilere sahip elektronik ekipmanlarla karşılayabilir, bunlar; yüksek tanecikli izleme ölçümleri üretebilen iç algıç; yüksek tanecikli ve mükemmel enerji ve pozisyon çözünürlüğüne sahip elektromanyetik ve hadronik kalorimetreler; hassas muon momentum ölçümlerine izin veren, toroidal mıknatıslardaki 4T'lık manyetik alanla birleştirilmiş tam kapsamlı bir muon sistemi, ve bunun yanı sıra üç seviyeli, son derece seçici ve esnek bir hızlı tetikleme mekanizmasıdır. Bahsi geçen bu teknolojiler sayesinde p-p çarpışmasından ortaya çıkan farklı parçacıklar tespit edilebilir. Nötrinolar ise bir olaydaki diğer parçacıklardan kalan eksik  $E_T$  veya eksik  $p_T$  'den, dolaylı olarak tespit edilir.



Şekil 2.5. ATLAS'ın 4 alt algıç sistemindeki parçacık izleri



### 2.2.1.1. Koordinat sistemi

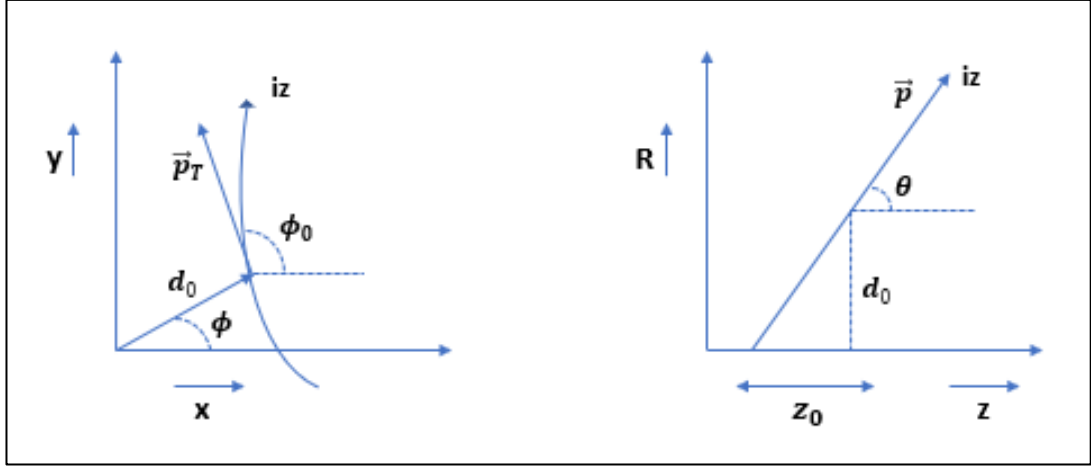
ATLAS algıcını ve p-p çarpışmalarında üretilen parçacıkların yörüngelerini tanımlamak için, Şekil 2.6'da görülen bir sağ el koordinat sistemi tanımlanmıştır. Koordinat sisteminin merkezi nominal etkileşim noktası olarak tanımlanırken, z-ekseni ışın yönünü verir. Pozitif x eksenine BHÇ hızlandırıcı halkasının merkezine doğru bakarken, y eksenine yukarıyı işaret eder ve bu durumda x-y düzlemi ışın yönüne diktir. Azimut açısı  $\phi$ , ışın eksenine etrafındaki açıdır ve  $\phi = 0$ , pozitif x eksenini belirtir.

Kutup açısı  $\theta$  ise pozitif z ekseninden ölçülen açıdır ve  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  iken  $\tan \theta = \frac{r}{z}$  dir. BHÇ gibi hadron-hadron çarpıştırıcılarında  $\theta$  yerine genellikle alt algıçların kapsama bölgesini açıklamak için kullanılan ve  $\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]$  formülü ile verilen sözde-hızlılık formülü kullanılır. Işın eksenine (z-ekseni) bu nedenle  $\eta = \pm \infty$ 'da bulunurken  $\eta = 0$  noktası ışına göre diktir.  $\eta - \phi$  uzayındaki uzaklık  $\Delta R$  olarak tanımlanır ve  $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$  eşitliği ile verilir. Dik momentum  $p_T$  ve dik enerji  $E_T$  ise x-y düzleminde tanımlanmıştır.

ATLAS'taki bir iz, beş yörünge (perije) parametresi kullanılarak z eksenine en yakın varış noktası temel alınarak parametrelendirir, bu parametreler:

- $\frac{q}{p}$ , momentumun yüke oranı
- $\phi_0$ ,  $(x, y) = (0, 0)$  nominal ışın eksenine en yakın varış noktasındaki teğetin ize olan azimut açısı,
- $d_0$ , dik vuruş parametresi - izden x, y düzlemindeki nominal ışın eksenine olan minimum mesafe.
- $z_0$ , ışın eksenine en yakın varış noktasındaki izin z koordinatı.
- $\theta$ , izin r-z düzlemindeki eğimi.

Bu parametrelerden bazıları, Şekil 2.6'da görülebilir, burada p, izin toplam momentumunu,  $p_T$  ise dik momentumunu ifade eder.



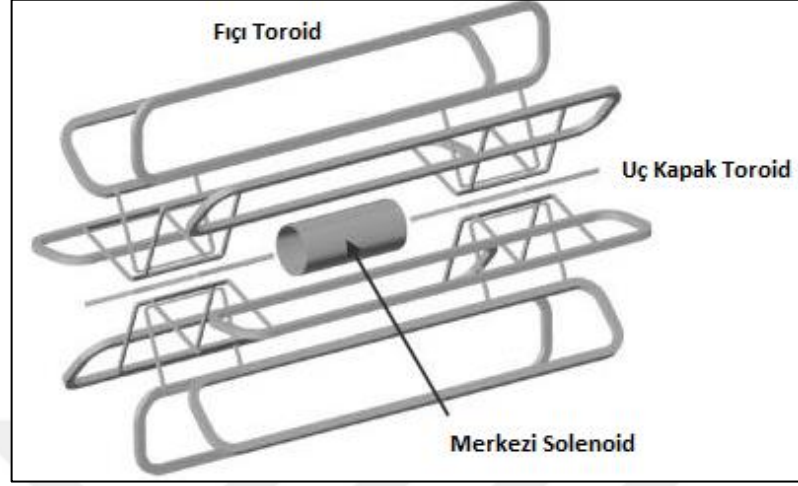
Şekil 2.6. ATLAS algıcındaki bir ize ait yörünge parametreleri

### 2.2.1.2. Mıknatıs sistemi

Yüklü parçacıkların yörüngelerini tanımlamak ve momentumlarını ölçmek için gereken bükme gücünü sağlamak amacıyla, her parçacığın mıknatısların sağladığı manyetik bir alana gömülmesi gerekir. ATLAS'ın mıknatıs sistemi, merkezi bir solenoid ve üç hava-özlü toroidden oluşur.

- İç algıcı çevreleyen ATLAS'ın süper iletken merkezi solenoidi 5,3 m uzunluğa ve 2,5 m çapa sahiptir. İç izleme algıçlarına, yüklü parçacık yörüngelerinin x-y düzleminde bükülmesini sağlayan 2 T'lik bir manyetik alan sağlar. Merkezi solenoid düzeneğinin toplam kütlesi 5,7 tondur ve toplamda 7,6 kA'lık bir akım çeker. Mıknatısın soğutulması 4,5 K'de tutulan sıvı helyum ile sağlanır. Merkezi solenoid, parçacık izlerinin materyal ile etkileşimini önlemek için kalorimetreden uzağa yerleştirilir. Bu durum, merkezi solenoid ve elektromanyetik kalorimetrenin aynı kriyostat içerisine yerleştirilmesiyle de desteklenir.
- Müon spektrometresi için manyetik alanı üretmek amacıyla biri fiçı ikisi uç-kapak olmak üzere üç hava-özlü toroid kullanılır. Hem iki uç-kapak toroidi hem de kalorimetre sisteminin dışına konuşlandırılmış fiçı toroid, sekiz süperiletken bobinden oluşur. Her bobin 25,3 m uzunluğa ve 5,4 m genişliğe sahiptir. Bu düzeneğin toplam kütlesi 830 tondur ve 20,5 kA'lık bir akımdan 3,9 T'lik bir tepe manyetik alanı sağlar. İki uç-kapak toroidi, fiçı toroid düzeneği içinde ileri hadronik kalorimetrenin ötesine yerleştirilmiştir. her biri 239 ton kütleye ve 5,4 m yarıçapına sahiptir ve 20 kA'lık bir akımdan 4,1 T'lik bir tepe alanı üretirler.

Toroid sistemi,  $0 < \eta < 1,4$  sözde-hızlılık bölgesinde  $1,5 - 5,5 Tm$ ,  $1,6 < \eta < 2,7$  bölgesinde ise  $1,0 - 7,5 Tm$  aralığında bükme gücü sağlar.



Şekil 2.7. ATLAS algıcının mıknatıs sistemi

### 2.2.1.3. İç algıçlar

İç algıç (İD) [55], yüksek hassasiyetli momentum ölçümleri yapmak ve birincil ve ikincil bozunum noktalarını bulmak için en güçlü izleme bilgilerini sağlar. Bu nedenle 7 m uzunluğunda ve 56 cm yarıçapındaki bir merkezi solenoid mıknatıs içinde bulunur. İç algıçların, etkileşim noktasına çok yakın olması gerekir ki bu sayede algıçlar, etkileşim sonucu ortaya çıkan parçacık izlerini hassas bir şekilde takip edebilir. İç algıç üç alt sistemden oluşur ve bunlar p-p çarpışma noktasından dışarıya doğru sırasıyla; bir yarı iletken piksel algıç (Piksel), bir yarı iletken şerit algıç (SCT) ve bir geçiş radyasyonu izleyicisi (TRT) dir. Bu teknoloji pahalı olduğundan maliyeti düşürmek için algıçlar en yüksek iz yoğunluğuna sahip olacağı bilinen bölgelere yerleştirilmiştir. İç algıç sisteminin çözünürlükleri ve verimleri Tablo 2.2'de görülebilir.

Piksel algıç, etkileşim noktasına yakın olduğundan, son derece ayrıntılı bir izleme sağlar. Sistem, ATLAS algıcının fıçı kısmında üç katmandan, uç-kapak kısmında ise dört diskten oluşur ve her biri  $r - \phi$  düzleminde  $50 \mu m$ ,  $z$ 'de  $400 \mu m$  olan 80 milyon algılama elemanına sahiptir. Her bir Piksel modülünün iç çözünürlüğü  $r - \phi$  düzleminde  $10 \mu m$  ve  $z$ 'de  $115 \mu m$ 'dir. Fıçı tabakasının maksimum yarıçapı 12 cm, ileri disk tabakasının ise 23 cm'dir. Bununla birlikte, yüksek çözünürlük sağlayarak ikincil

bozunum noktalarının yeniden yapılandırılmasını kolaylaştıran en önemli katman, ışın borusuna en yakın olan katmandır. Bu katman çarpışmaya en yakın ilk ölçüm noktası olan, 1. veri dönemi ile 2. veri dönemi (2013–2014) arasındaki uzun kapanış süresi boyunca kurulan eklenebilir B-katmanı (IBL)'dir ve ışın ekseninden yalnızca 5 cm uzaklıktadır. Işın borusuna yakınlığı nedeniyle Piksel algııcı, vuruş parametresinin esas çözünürlüğünü belirler. Çok yüksek tanecikli olması onu, desen tanıma için gerekli kılar.

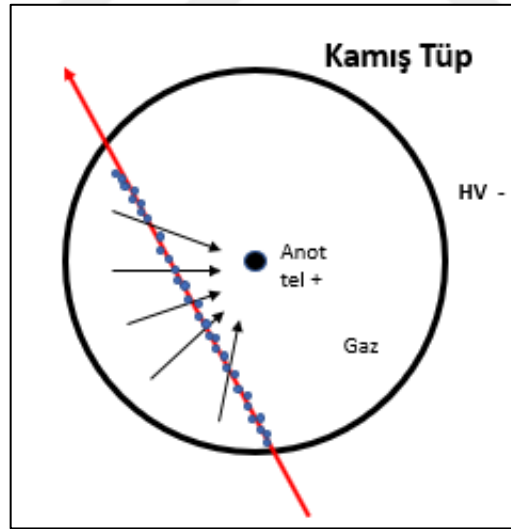
Yarıiletken iz sürücü (SCT), ATLAS'ta dört fiçi katmanından ve dokuz ileri tekerlekten oluşan bir şerit algııcıdır. SCT sistemi, orta radyal aralıkta iz başına dört kesin ölçüm noktası üretmek ve ayrıca momentum, vuruş parametresi ve bozunum noktası pozisyonu ölçümüne katkıda bulunmak üzere tasarlanmıştır. Bu dört nokta, her iki koordinatı ölçmek üzere tasarlanmış küçük açılı (40 mrad) stereo şeritleri olan çiftler halinde gruplanmış sekiz silikon şerit katmanı ile sağlanır. İz yoğunluğu çarpışma noktasından uzaklaştıkça düşüşe geçtiğinden bu şeritler Piksel'e göre daha az okuma elektronığına sahiptir. SCT modüllerinin iç çözünürlüğü r- $\phi$  düzleminde 16  $\mu\text{m}$  ve z'de 580  $\mu\text{m}$ 'dir.

Tablo 2.2. ATLAS'ın iç algıç sistemine ait parametreler

Sistem	Pozisyon	Alan	Çözünürlük	Kanal	$\eta$ kapsamı
Piksel	B-katmanı	0,2	$r\phi = 12, z = 66$	16	2,5
	2 fiçi katmanı	1,4	$r\phi = 12, z = 66$	81	1,7
	4 uç-kapak diski	0,7	$r\phi = 12, z = 77$	43	1,7-2,5
SCT	4 fiçi katmanı	34,4	$r\phi = 16, z = 580$	3,2	1,4
	9 uç-kapak tekerleği	26,7	$r\phi = 16, z = 580$	3	1,4-2,5
TRT	Aksiyal fiçi tüpü		170 (kamış başına)	0,1	0,7
	Radyal uç-kapak tüpü		170 (kamış başına)	0,32	0,7-2,5

İlk iki iz sürücü, ortaya çıkan yeni parçacıkları tespit etmek için yüksek hassasiyetli silikon şeritler kullanır ve iç algıçların hassas ölçüm kabiliyetinin çoğundan sorumludur. TRT ise, pozitif potansiyelde tutulan 31  $\mu\text{m}$ 'lik merkezi bir telin askıda

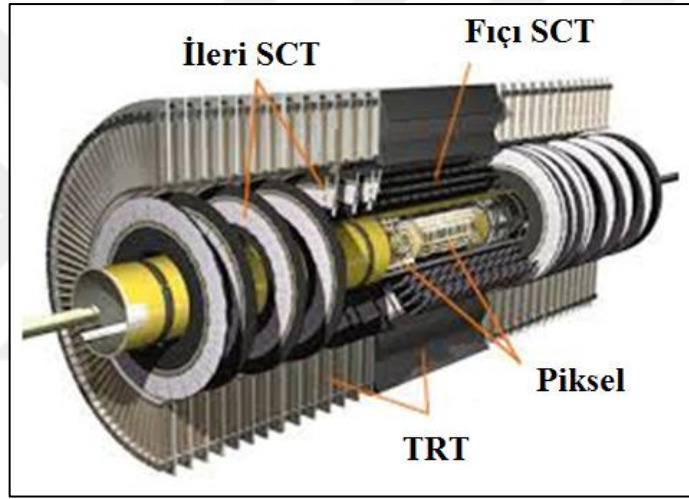
tutulduğu, 2 mm'lik kamyş sürüklenme tüpleri şeklinde inşa edilmiştir. Katot (kamyş duvarı) ve anot arasındaki potansiyel farkı yaklaşık 1600 V'ta tutulur. TRT'nin aktif gazı, elektronlar tarafından üretilen X ışınlarını emebilen bir ksenon (% 70), karbondioksit (% 27) ve oksijen (% 3) karışımıdır. Etkileşim noktasından çıkan parçacıklar, gaz karışımındaki molekülleri iyonlaştırır ve sonucunda ortaya çıkan elektronlar, karakteristik bir sürüklenme hızı ile tele doğru sürüklenir. Elektronlar tele ulaştıklarında, uç elektroniği, parçacığın o andaki yerini saptamak için telin bilinen pozisyonuyla ilişkilendirilebilecek bir çarpma sinyali üretir. Bu tellerden birçoğu kullanılarak, parçacığın yörüngesinin doğru bir resmi elde edilebilir. TRT,  $\eta < 2,0$ 'lık bir sözde-hızlılık bölgesini kapsayan 4 mm çaplı tüpler kullanarak iz başına çok sayıda vuruş (tipik olarak  $\sim 36$ ) sağlar. Ayrıca toplanan yük miktarı, tüpün içindeki enerji birikimi ile orantılı olduğundan, böylece,  $dE/dx$  ölçümlerini yapmak için kullanılabilir. TRT kamyşları arasındaki boşluk, polipropilenden yapılmış bir radyatör malzemesi ile doldurulur. 1 GeV'nin üzerinde bir momentuma sahip elektronlar, hava ve radyatör malzemesi arasındaki ara yüzeyleri geçerken enerjileri 5 ila 30 keV arasında olan geçiş radyasyonu (fotonlar) üretir. Bu fotonlar, ksenon bazlı gaz karışımı tarafından emilir.



Şekil 2.8. TRT algıcının kamyş tüpü

TRT'nin üç ana bileşeni vardır ve bunlar,  $|\eta| < 1,06$  bölgesini kapsayan fiçı ve fiçıdakine göre daha yüksek bir sözde-hızlılığa sahip olan parçacıkları ölçmek için tasarlanmış  $0,77 < |\eta| < 2,0$  bölgesinde bulunan iki uç-kapak bileşenidir. TRT'nin silindiri ayrıca katman (yerel bir radyal koordinat), sektör (açısal bir koordinat) ve z-

koordinat (etkileşim noktasına göre +1 veya -1) ile tanımlanan modüllere bölünmüştür. Fıçıdaki kamışlar 144 cm uzunluğa sahiptir ve radyal katmanlarda ışın çizgisiyle hizalanırlar. Katman başına kamış sayısı, ışın çizgisinden radyal mesafe ile doğru orantılı olarak artar. TRT fıçı geometrisini gösteren İD katmanlarının bir kısmı Şekil 2.9'da gösterilmiştir. TRT uç-kapağında, 37 cm uzunluğundaki kamışlar radyal olarak yönlendirilir. Çubuklar iki tip tekerleğe ayrılmış diskler halinde düzenlenir. 12 A Tipi tekerlekler, her biri z yönünde 8 mm aralıklarla ayrılmış sekiz adet disk içeren ve etkileşim noktasına daha yakın olan katmandır. Sekiz adet dış B tipi tekerlek ayrıca sekiz disk kamıştan oluşur, ancak A tipi tekerleklerin aksine, bunlar 15 mm aralıklarla düzenlenmiştir.

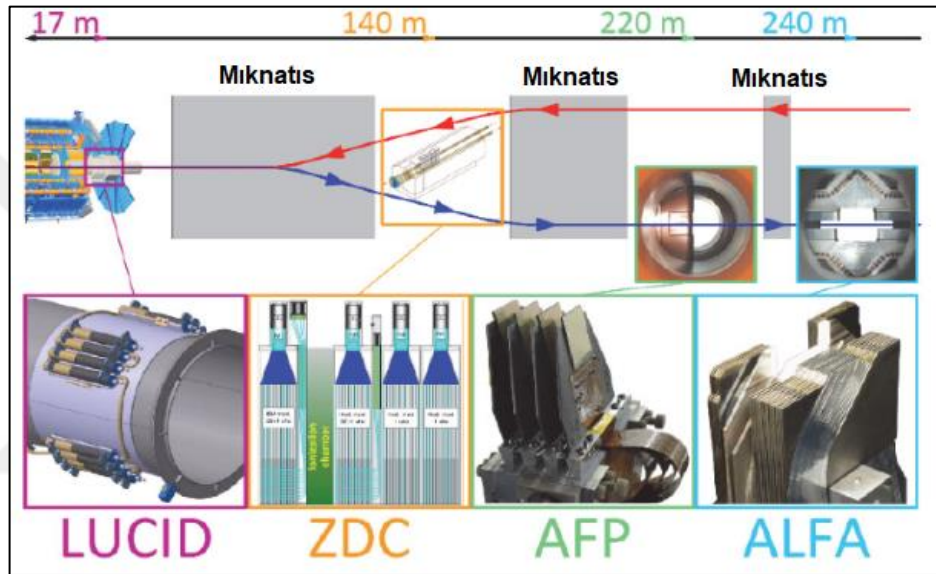


Şekil 2.9. ATLAS'ın iç algıçlarının geometrisi

Anormal ışın koşulları iç algıç sistemine ciddi zarar verme potansiyeline sahip olduğundan, etkileşim noktasına yakın bulunan bir Işın Durumu Monitörü (BCM), etkileşim noktasının her iki yanına ( $|z| = 184$  cm, yarıçap = 55 mm veya  $|\eta| = 4,2$ ) simetrik olarak yerleştirilmiştir ve ışın borusu etrafında iki set halinde dört modülden (radyasyona dayanıklı pCVD elmas sensörler) oluşur. Şekil 2.10'da gösterilen algıçlar, ATLAS'ı çok yüksek  $\eta$  bölgesinde tamamlamak üzere yerleştirilmiştir.

LUCID (Cherenkov Detektorü Kullanarak Işınlık Ölçümü Algıç), etkileşim noktasının her iki tarafında bulunur ve  $5,6 < |\eta| < 5,9$  aralığında ışınlık ölçümü sağlar. ZDC (Sıfır Derece Kalorimetresi) algıç, BHÇ'nin iki ayrı ışın borusuna ayrıldığı yerde bulunur. Algıçın her iki tarafı da biri elektromanyetik kalorimetre, üçü hadronik

kalorimetre olmak üzere dört modülden oluşur. ZDC, esas olarak etkileşimin merkezi hakkında nötronlardan bilgi sağlamak amacıyla ağır iyon çarpışmaları süresince kullanılır. İleri protonlar, bir izleyici ve bir uçuş süresi sistemi içeren iki istasyondan oluşan AFP (ATLAS İleri Proton) algıcısı tarafından algılanır. Bu dört algıçtan etkileşim noktasına en uzak olanı, çok küçük açılarda elastik saçılma ölçümleri sağlayan ALFA (ATLAS için Mutlak Işınlık)'dır. ALFA, dört metre mesafedeki iki Roman çanak içinde bulunan parıldayan izleyicilerden oluşur ve normalde sadece çok özel ışın koşulları altında kullanılır.



Şekil 2.10. ATLAS'ın yüksek  $\eta$  bölgesi için tasarlanmış algıçları

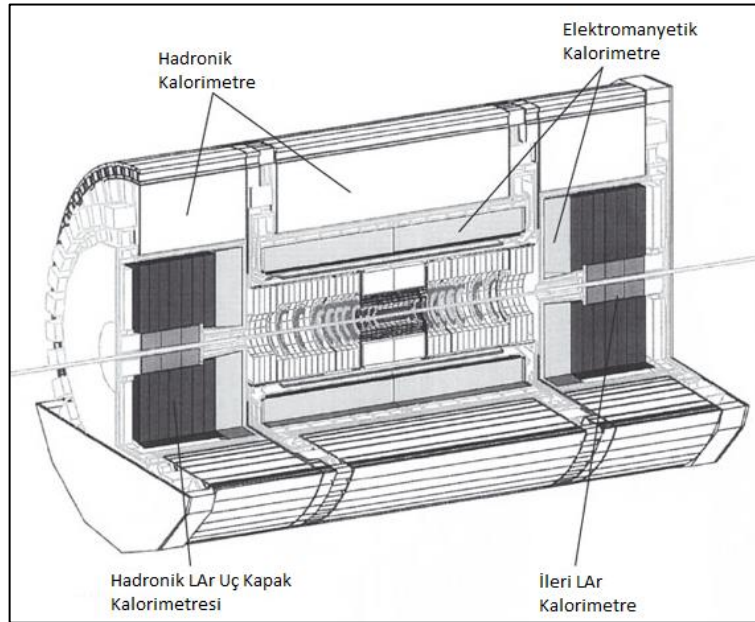
#### 2.2.1.4. Kalorimetre sistemi

Kalorimetreler, elektronlar, fotonlar, hadronlar ve jetler dahil olmak üzere çeşitli parçacıkların algıçtan geçerken kaybettiği enerjiyi ölçmek için tasarlanmıştır. Analizlerdeki eksik enerjiyi ve ATLAS'ın en dış katmanındaki müon algıçlarına ulaşamayan düşük momentumlu müonları ölçmek de görevleri arasındadır. Genellikle, bir çarpışmadan gelen parçacıkların tümünü durdurur veya “absorbe” ederler ve böylece tüm enerjilerini algıya biriktirmeye zorlarlar. İlginç sert saçılma olaylarının düşük tesir kesitleri ve karmaşıklığı, ayrıca bir bohça geçişi sırasında veya komşu bohça geçişleri arasında meydana gelen ek yığılma olaylarından gelen belirsizlikler, kalorimetre için benzeri görülmemiş zorluklara yol açar. Bu zorluklarla başa çıkabilmek adına hızlı tepki verebilme, mükemmel zaman kararlılığı, yüksek



radasyon direnci ile yüksek hassasiyetli ölçümler ve yüksek arkaplan reddi (özellikle elektronlar ve fotonlar gibi elektromanyetik parçacıklar için) sağlayabilen bir algıç seçimi gerekir. Bu nedenle kalorimetreler tipik olarak, katı kurşun cam veya sıvı argon gibi bir “aktif” ortam katmanları ile iç içe geçirilmiş “pasif” veya “emici” yüksek yoğunluklu malzemeye (örneğin kurşun) sahip katmanlarından oluşur. ATLAS’ın seçimi, elektrotlar ve okuma elektronikleri için yeni bir "akordeon" geometrisi olan sıvı argon (LAr) örnekleme kalorimetresidir [56]. ATLAS algıç hem elektromanyetik kalorimetre hem hadronik kalorimetre hem de ileri kalorimetrede bu teknolojiyi kullanır. ATLAS kalorimetresinin toplam sözde-hızlılık kapsama alanı  $|\eta| < 4,9$  dur.

Elektromanyetik kalorimetre (ECAL)’de genellikle foton ve elektron izleri algıçın materyali ile etkileşime girerek durdurulur, izole hadron ve jet izleri ise hadronik kalorimetredeki atom çekirdeğiyle etkileşime girerek enerjilerini aktarırlar. Elektromanyetik kalorimetre kurşun/sıvı argon algıç elektrotlarından (aktif bölge) ve emici plakalardan oluşur. Fıçı  $|\eta| < 1,475$  sözde-hızlılık bölgesinde kapsama alanı sağlar. Her yarım fıçının uzunluğu 3,2 m’dir, iç ve dış yarıçaplar ise sırasıyla 2,8 m ve 4 m’dir. Fıçı elektromanyetik kalorimetresi, merkezi solenoid ile aynı kriyostatı paylaşır. Uç-kapak elektromanyetik kalorimetreleri iki disk halindedir ve toplamda  $1,5 < |\eta| < 3,2$  bölgesini kapsar.



Şekil 2.11. ATLAS’ın kalorimetre sistemi



Hadronik kalorimetre (HCAL), daha yüksek sözde-hızlılığa sahip parçacıklar için sıvı argon teknolojisini kullanır. Bu alan en fazla radyasyona maruz kalan alan olduğundan, radyasyona daha dayanıklı olan bu tasarım tercih edilmiştir. Radyasyona daha az maruz kalan alanlar ( $\eta < 1,7$ ) için ise plastik sintilatörler kullanılır. Kalorimetreden elde edilen veriler bu tezde düşük  $p_T$  'li müon izlerini ve jetleri tanımlamak ve etiketleme için bilgi sağlamak dışında kullanılmamaktadır.

### 2.2.1.5. Müon spektrometresi

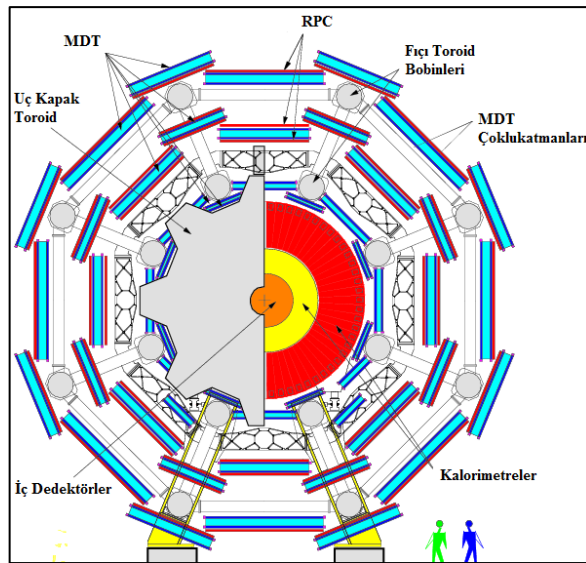
ATLAS'ın müon algıç sistemi (MS) bu analiz için özellikle önemlidir, çünkü ATLAS'a  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  analizinde olduğu gibi yüksek enerjili müonlar içeren olayları seçmek için güçlü bir momentum tayini ve tetikleyici sağlar. Müonlar, ATLAS algıcının en dış kısmına ulaşması beklenen tek yüklü parçacıktır ve bu nedenle ATLAS'ın en dış katmanında 4000 bağımsız algıçtan oluşan devasa bir algıç sistemiyle ölçülürler [57]. Müon momentum tayini, süper iletken hava özlü toroidin manyetik alanı altında müon izlerinin yönlerinden saptırılmasına dayanır ve bu izlerin tetiklenmesi ve yüksek hassasiyetle izlenmesi için ayrılmış farklı yapıdaki müon algıçları tarafından ölçülür. Fiçı toroid,  $|\eta| < 1,0$  aralığı için, uç-kapak ise  $1,4 < |\eta| < 2,7$  aralığı için manyetik alanı sağlarken  $1,0 \leq |\eta| \leq 1,4$  aralığı hem fiçı hem de uç-kapak toroid alanları ile kaplıdır. Müon spektrometresinin fiçı bölgesinde izler, ışın eksenini etrafında üç silindirik tabaka halinde düzenlenmiş odalar kullanılarak ölçülür. Geçiş ve uç-kapak bölgelerinde ise bu odalar üç tabaka halinde ışın eksenine dik düzlemlere yerleştirilir. Algıç elektroniklerinde kullanılan teknolojiler, sözde-hızlılığa ve algıcın iz takibinde mi yoksa tetiklemede mi kullanılacağına göre farklılık gösterir.

ATLAS müon spektrometresi iki ana hedefe sahiptir: ilki bağımsız ve momentuma bağlı bir tetikleyici sağlamak, ikincisi ise bağımsız bir müonun yeniden yapılandırılmasını mümkün kılmaktır. Bu hedeflerin her biri ayrı bir algıç sistemi tarafından yerine getirilmektedir. Bağımsız müon yapılandırması için müonun saptanması gereken en önemli özellikleri yükü ve momentumudur. Müon momentumu, müonun uzayda üç farklı noktada pozisyonu ölçülerek belirlenebilir. Müonun yörüngesi manyetik alan nedeniyle eğridir ve momentum ne kadar yüksek olursa eğrilik o kadar azalır. Eğrilik, manyetik alanın detaylı olarak bilindiği bir

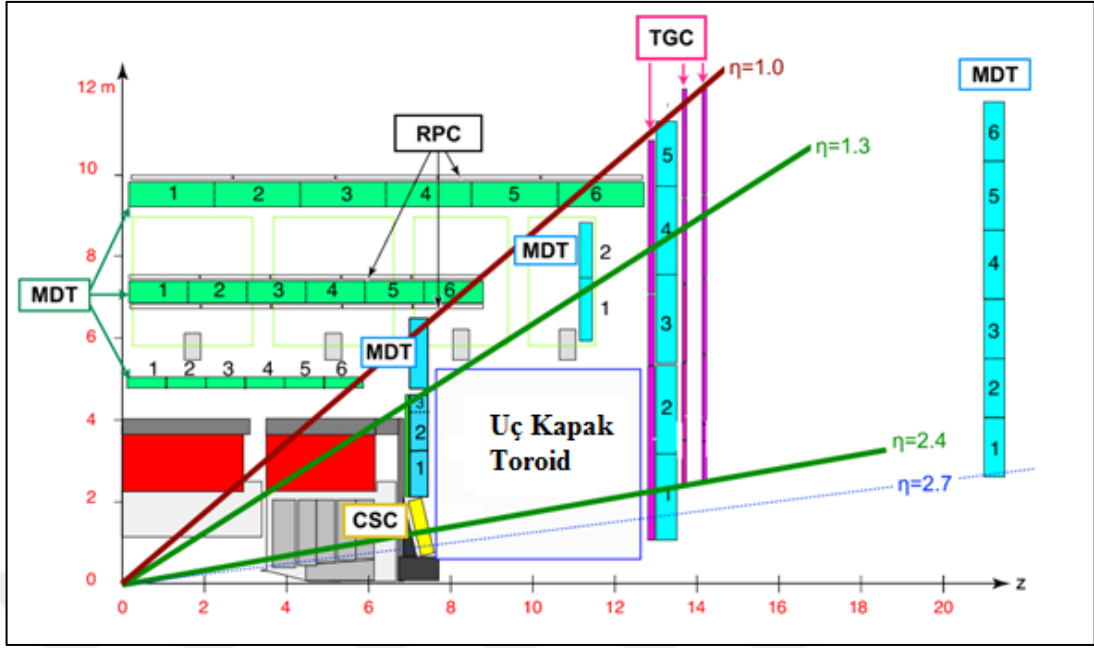
ortamda ize uygun olarak ölçülür. Bununla birlikte, iyi bir yaklaşım ve pratik bir uygulama için sagitta (s) kullanılır. Sagitta, bir dairenin düz bir çizgiden maksimum sapması olarak tanımlanır ve müonun  $p_T$  'si ile bağlantılıdır:

$$p_T = \frac{L^2 B}{8s} \quad (2.4)$$

Uç-kapak bölgesinde momentum ölçümü, orta ve dış istasyonlar arasında manyetik alan olmadığından biraz farklıdır, bu nedenle yörünge bir eğri değildir. Bunun yerine çarpışma noktası (IP) ile iç istasyon arasındaki ölçümün yönü, orta ve dış katmandaki ölçümlerin yönü ile karşılaştırılır. Momentumu tarif edilen üç noktalı yöntemle yeniden yapılandırabilmek için, müonlar ( $|\eta| < 2,7$ ) daha az kapsama alanı olan birkaç bölge dışında en az üç algıç istasyonunu geçmelidir. Tasarım, bu yönüyle etkileşim noktasından geçen çoğu parçacığın yakalanması için neredeyse maksimum kapsama sağlar. Fakat bir parçacık sadece 2 istasyonu geçtiyse, IP üçüncü ölçüm olarak alınır ve momentum tespiti, IP ile açılar arasındaki farka dayanır. Müon spektrometresi, 1 TeV'lik momentuma sahip müonlar için  $p_T$  üzerinde %10 hassasiyet gereksinimi ile tasarlanmıştır. Mıknatıs sistemi göz önüne alındığında, sagitta 1 TeV'lik müon için yaklaşık 0,5 mm olacaktır. Bu nedenle momentumda %10 hata elde etmek için sagittada 50  $\mu$ m hassasiyet gereklidir. Müon spektrometresinin tasarımı Şekil 2.12 ve 2.13'te gösterilmektedir.



Şekil 2.12. ATLAS'ın müon spektrometresi



Şekil 2.13. ATLAS'ın müon spektrometresinin profilden görünüşü

Müon spektrometresinin fıçı kısmı, yaklaşık 5 m (iç katman), 8 m (orta katman) ve 10 m (dış katman) yarıçapındaki üç eş merkezli silindirden oluşur. MS'deki genel strateji, her bir müonun bir kaç istasyondan geçmesidir. Her istasyon İzleyici Sürüklenme Borusu (MDT) odaları ile donatılmıştır. Orta ve dış istasyonlar ayrıca Dirençli Düzlem Odalarını (RPC) da içerir. MDT odaları, momentumu belirlemek için hassas ölçümler sağlarken RPC odaları fıçı bölgesinde parçacık tetiklemesini sağlar. Üç MDT tekerleği, ışın eksenine dik, 7,5 m, 14 m ve 22,5 m mesafede monte edilmiştir; en içteki katmanda ise, Katod Şerit Odaları (CSC) MDT odalarının yerini almaktadır. Şekil 2.13'te görülen uç-kapakta da benzer bir düzen izlenir fakat burada farklı bir tetikleme teknolojisine sahip olan İnce Boşluk Odaları (TGC) seçilmiştir.  $R\phi$  düzleminde  $\eta = 0$  noktasında ise iç algıçtan, kalorimetreden ve merkezi solenoitten gelen ve giden kabloları yer açmak için bir boşluk vardır.

Tablo 2.3. ATLAS MS istasyonlarının özeti

Algıç Bölgesi	İstasyon	Algıç Teknolojisi
Fıçı	İç	MDT
	Orta	MDT, RPC
	Dış	MDT, RPC
Uç-kapak	İç	CSC, MDT, TGC
	Orta	MDT, TGC
	Dış	MDT

Tablo 2.4. MS'deki dört alt teknolojinin parametreleri

			Oda çözünürlüğü			Vuruş/müon	
Tip	Fonksiyon	Kapsama	z / R	$\phi$	Zaman	Fıçı	Uç- kapak
MDT	İzleme	$ \eta  < 2,7$	35 $\mu\text{m}$	-	-	20	20
CSC	İzleme	$2,0 <  \eta  < 2,7$	40 $\mu\text{m}$	5 mm	7 ns	-	4
RPC	Tetikleme	$ \eta  < 1,5$	10 mm	10 mm	1.5 ns	6	-
TGC	Tetikleme	$1,5 <  \eta  < 2,7$	2-6 mm	3-7 mm	4 ns	-	9

### 2.2.1.5.1. Müon tetiklemesi

Müon tetikleme sistemi, algııcı geçen müonlar hakkında hızlı bilgi sağlar.

Sistemin ana gereksinimleri aşağıdaki gibidir:

- Momentuma bağlı tetikleme: L1 tetiği, müon momentum aralığını yaklaşık olarak belirleyebilmelidir. Bu durum, yüksek ışınıltaki çalışmalarda ön ölçeklemeye olanak tanır.
- Bohça geçişi tanımı: Fizik çalışmaları için, geçen bohçayı belirlemek çok önemlidir. Çünkü algıçta aynı anda dört bohça geçişinden parçacıklar bulunabilir.
- İkinci koordinat ölçümü: MDT'ler, bükülme düzlemindeki koordinatı ölçer, ancak Tablo 2.3'te gösterildiği gibi magnet tarafından bükülme olmayan düzlemde momentum ölçümünde kesinliğe ulaşamaz. Tetik odaları bu sebeple ikinci koordinat ölçümünü sağlar.
- Mağara arkaplanına karşı sağlamlık: Algıç mağarasında termal nötronlar ve fotonlardan gelen rastgele vuruşlardan kaynaklanan tetiklemeler minimum düzeyde olmalıdır.

Fıçı bölgesine kıyasla, uç-kapak bölgesindeki tetiklemede çeşitli komplikasyonlar ortaya çıkar:

- Artan momentum: Daha büyük  $\eta$ 'larda, belirli bir  $p_T$ 'ye karşılık gelen toplam

momentum artar, örn.  $\eta = 2,4$  için, toplam momentum  $p_T$  bileşeninden 5,8 kat daha büyüktür, ancak bükme gücü fiçidakinin yalnızca iki katıdır.

- Oda konumları: Şekil 2.13'te görülen tetikleme odaları, uç-kapakta birbirine daha yakın ve manyetik alanın dışındadır, bu nedenle herhangi bir eğrilik ölçmezler.
- Daha yüksek oranlar: 20 Hz /  $\text{cm}^2$  'lik müon oranları fiçidakinine göre 10 kat daha yüksektir.
- Homojen olmayan manyetik alan: Manyetik alan geçiş bölgesi ( $1,3 < |\eta| < 1,65$ ) homojen olmayan alanlar içerir ve burada çoğu iz neredeyse düz olacaktır.

Tetikleme için momentum çözünürlüğünde ve verimde eşit bir performans sağlamak adına, uç-kapak odalarının fiçıya göre daha büyük  $\eta$  'da daha yüksek tanecikliliğe ihtiyacı vardır. Yukarıda bahsi geçen komplikasyonları hesaba katmak için iki farklı teknoloji seçilmiştir; fiçi bölgesinde ( $|\eta| < 1,05$ ), RPC'ler iyi bir mekansal ve zaman çözünürlüğü sağlarken uç-kapak bölgesinde ( $1,05 < |\eta| < 2,4$ ), iyi zaman çözünürlüğü sağlayan ve yüksek parçacık oranlarıyla başa çıkabilen TGC'ler seçilmiştir.

RPC'ler fiçi içindeki ( $|\eta| < 1,05$ ) muon izlerini tetiklemek için kullanılır ve bu bölgede Şekil 2.12'de gösterildiği gibi, MS orta istasyonunda iki katman ve MS dış istasyonunda bir katman olmak üzere üç eşmerkezli katmandan oluşur. Her bir RPC odası, tek bir parçacık izi için toplam altı ölçüm yapılmasını sağlayan iki dikdörtgen gaz boşluğuna sahiptir. Tek bir gaz boşluğu, gazlı bir paralel elektrot-plaka algıci olarak işlev görür ve 2 mm'lik yalıtım ayırıcıları ile ayrılan iki paralel dirençli plakadan oluşur. Gaz aralığı bir  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$  (% 94,7), Iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (% 5) ve  $\text{SF}_6$  (% 0,3) karışımı ile doldurulur. Metalik şeritler, bir taraf şeritleri  $\eta$  yönünde, diğerleri  $\phi$  doğrultusunda olacak şekilde konumlandırılır ve dirençli plakaların dış yüzlerine monte edilir. Her boşluğun çalışma voltajı 9.8 kV'dur. Boşluktan geçen yüklü parçacıklar gazı iyonlaştıracak ve gaz boşluğunun maruz kaldığı yüksek elektrik alanından dolayı anot plakasına doğru sürüklenecek bir elektron çığı yaratacaktır. Bu çığ kapasitif kuplaj yoluyla, iyonlaştırılmış bölgenin üstünde ve altında bulunan şeritler üzerinde bir sinyal oluşturacaktır.

Uç-kapaklardaki tetikleme işinde farklı bir teknoloji içeren TGC'ler bulunur. TGC'ler orta istasyonda yedi tabaka halinde, MS'in iç istasyonunda iki tabaka halinde düzenlenmişlerdir. RPC'ler fiçı bölgesinde fiziksel olarak bir MDT eşine bağlıyken, TGC'ler için böyle bir bağlantı yoktur. TGC iç katmanı ( $1.05 < |\eta| < 1.92$ )  $|z| \sim 7$  m konumundaki fiçı toroid bobinlerinin destek yapısına monte edilmiştir. İzlerin % 99'u için 25 ns'den küçük bir zamanlama çözünürlüğüne sahip olduklarından, TGC'ler bu tetikleme yetenekleri dolayısıyla kullanılır ve aynı zamanda  $\phi$  yönünde bir müon izi ölçümü sağlarlar. TGC'ler çok telli orantılı odacıklar olarak işlev görürler; katot şeritleri radyal olarak dağıtılmışken anot telleri de bu şeritlere dik olarak dağıtılmıştır. TGC'lerde bulunan gaz, %55 CO<sub>2</sub> ve %45 n-pentan karışımıdır. Her aralığın genişliği 2,8 mm'dir ve teller 2900 V'luk bir voltajda tutulur. Her telin genişliği 50  $\mu$  m'dir ve ardışık teller arasındaki mesafe 1,8 mm'dir. Uç-kapaklarda son iki MS istasyonu arasında manyetik alan bulunmadığından, dış MS istasyonundaki  $\phi$  koordinatı orta istasyon ölçümünden hesaplanabilir. Bu nedenle, dış MS istasyonunda hiçbir TGC mevcut değildir.

#### **2.2.1.5.2. Hassas ölçümler**

Hassas izleme, uç-kapağın iç katmanı hariç, tüm müon spektrometresi boyunca MDT odaları tarafından gerçekleştirilir. Uç-kapağın en iç katmanında, kalorimetreden gelen termal nötronlar nedeniyle, yüksek ışınıktaki bir çalışmada parçacık oranlarının 150 kHz / cm<sup>2</sup>'den daha yüksek olması beklenir ve bu durumda algıçtaki doluluk çok yüksek olacağından MDT odaları için bu oran sınır olarak kabul edilir. Bahsi geçen sınırlar aşıldığından burada, MDT odaları ile benzer bir uzamsal çözünürlük sağlayan ancak daha yüksek bir yetenek kabiliyeti ve düşük nötron hassasiyetine sahip CSC odaları seçilir.

MDT'ler bir müon izinin  $\eta$  koordinatının hassas ölçümlerini sağlar. Bunlar,  $\eta < 2,7$  kapsama alanıyla MS içerisindeki en yaygın algıç teknolojisidir. Bu nedenle, bu teknoloji yeniden yapılandırma için en önemli göreve sahiptir ve ağırlıklı olarak, müon özelliklerinin ölçümlerini belirler. MDT odalarındaki temel eleman, 29,97 mm çapında basınçlı bir sürüklenme tüpüdür. MDT odaları, ATLAS destek yapılarının her iki tarafına monte edilmiş üç ila dört tüp katmanından oluşur. Her tüp % 93 Ar ve % 7

CO<sub>2</sub> gaz karışımı içerir. Tüplerin merkezinde 50 µm'lik bir tungsten-renyum teli bulunur ve tel 3080V'luk bir voltajda tutulur. Bir müon MDT'yi geçtiğinde, gazı iyonize eder ve katot tüpüne doğru sürüklenen iyonları ve anot teline doğru sürüklenen elektronları üretir. MDT odalarının, örneğin ortamdaki sıcaklık değişimlerinden dolayı, konumlarından sapmaları nedeniyle birbirleriyle ve genel algıyla hizalı tutulmaları için, optik izleyici hizalama sensörleri kullanılır. Manyetik alanı haritalamak için MDT'lerde manyetik alan sensörleri de kullanılır. Bir MDT odasının optimum izleme çözünürlüğü 30 µm'dir.

CSC'lerin temel amacı, parçacık oranlarının MDT okuma sınırlarının ötesinde olduğu en uç noktalarda hassas izleme sağlamaktır. CSC'ler  $2,0 < \eta < 2,7$  bölgesinde 1 kHz / cm<sup>2</sup>'ye ulaşabilen oranlarla başa çıkabilir. CSC'ler, anot telleri radyal yönde, katot şeritleri ise  $\eta\phi$  düzleminde bulunan çok telli orantılı odalardır. CSC'nin bir tarafı  $\eta$  koordinatının ölçülmesine izin veren, tellere dik olarak ayrılmış şeritlere sahipken diğer tarafı tellere paralel olarak bölümlendirilmiş şeritlerle  $\phi$  koordinatının ölçülmesini sağlar. CSC'ler,  $\phi$ 'de her biri sekiz odaya sahip iki tekerlek halinde düzenlenmiştir. Bir geçiş müonu birkaç şerit üzerinde yük birikmesine neden olur. Yükler arasında enterpolasyon pozisyonu sağlayacaktır. Her geçiş müonu hem  $\eta$  hem de  $\phi$ 'de sırasıyla 60 µm ve 5 mm çözünürlükte dört bağımsız ölçüm verecektir. Bu tasarım, odaları yüksek parçacık yoğunluğuna sahip ortamlarda etkili kılar. Küçük gaz hacmi ve kullanılan Ar:CO<sub>2</sub> = 80:20 gaz karışımı nedeniyle, nötronlara hassasiyeti düşüktür ve sürüklenme süreleri küçüktür bu da 7 ns'lik bir zaman çözünürlüğü sağlar. Ayrıca,  $\eta$  ve  $\phi$  koordinatındaki ölçümleri birleştirme yeteneği nedeniyle, birden fazla parçacık olduğunda ölçümler üzerindeki belirsizlikleri çözmek mümkündür. Sekiz ölçümü birleştirirken,  $\eta$  yönündeki toplam oda çözünürlüğü 30 µm ve 1.15 mrad'dır.

Müon tetikleme ve izleme sistemleri, B mezon adaylarının yeniden yapılandırılmasında özel bir öneme sahiptir. Analizde sadece bu iki sistem de doğru çalıştığında ve BHÇ ışınlarının kararlı durumda olduğunu bildirdiğinde toplanan veriler kullanılır. Veriler farklı anlık ışınlığa sahip periyotlarda toplanır, bu nedenle de analizde birkaç farklı tetikleyici kullanılmıştır, ancak hepsi bir  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  tanımlamasına dayanmaktadır.

### 2.2.1.6. Tetikleyiciler

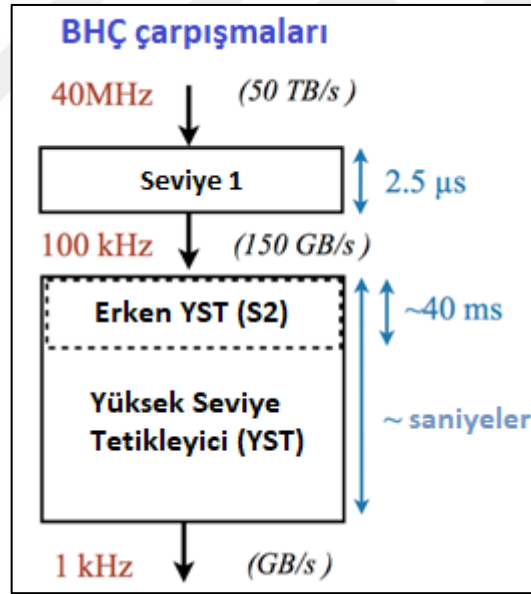
ATLAS tetik sistemi, 40 MHz çarpışma oranını ortalama birkaç yüz Hz'ye indirmek için gereklidir [58]. Bu nedenle, bir yandan ilginç olayların çoğunu mümkün olduğu kadar korurken diğer yandan yaklaşık  $10^5$  reddetme faktörü elde etmesi gerekir. Tetik sistemi üç seviyeli bir yapıya sahiptir: Seviye 1 (L1), Seviye 2 (L2) ve Olay Filtresi (EF), sırasıyla bir önceki seviyeden geçen olayları alır ve seçim için daha fazla kriter uygular. L1 tetikleyicisi donanım tabanlıdır, L2 ve EF ise ATLAS yazılım çerçevesini kullanarak olayları filtreleyen Üst Düzey Tetikleyici (HLT) adı altında birleşir. Tüm algıç alt sistemlerinden gelen veriler ilk önce 1 GHz frekansa sahip bir boru hattı belleğine yazılır. Boru hattı bellek devresi, algıç okuma devresi üzerinde bulunur ve BHÇ'nin yüksek radyasyon ortamında da çalışması gerektiğinden, veri alımı sırasında erişilemez durumdadır. Her alt sistem kendisiyle ilişkilendirilmiş, algıçta tekdüze olmayan özel bir boru hattı belleği tasarımına sahiptir. Kalorimetre ve müon odalarından gelen veriler daha sonra Seviye 1 tetikleyicisi tarafından taranır. Bu, bu iki alt algıçtan düşük taneciklilik bilgisine dayanarak bir ilk seçim yapar. Yüksek  $p_T$ 'li muonlar, muon izleme odaları kullanılmadan sadece tetikleyici muon odaları kullanılarak tanımlanır. Kalorimetre sisteminin tümü kullanılır, ancak daha az taneciklidir. ATLAS tetikleyicilerini etkinleştirebilecek işaretler:

- Yeterince yüksek  $p_T$ 'li müonlar;
- Yeterince yüksek  $p_T$ 'li elektronlar, fotonlar ve jetler;
- Yeterli büyüklükte eksik  $E_T$

L1 tetikleyicileri algıç içerisinde özel elektroniklerdir ve mevcut ışıklık koşullarına ve özel veri alımları için karar verilen fizik gereksinimlerine göre ayarlanan programlanabilir eşiklere sahiptir. Eşikleri geçen olaylar daha sonra olaylarla eş zamanlı olarak algıç içinde de bulunan okuma arabelleklerine yazılır ve bir kerede 1700'e kadar olay içerebilir. L1 tetikleyicisi olayları 75 kHz oranı ile kabul etmelidir, ancak güvenlik faktörleri sebebiyle bu oran 40 kHz'e daha yakındır. L1 tetikleyicisi mümkün olduğunca kısa bir gecikmeye sahip olmalıdır; hedef  $0,5 \mu$ 'lük bir arıza payı ile  $2,0 \mu$ 'dür. Bu tetikleyici, aralarındaki kısa süreyi (25 ns) çözen bir bohça geçişini tanımlamalıdır; bu süre, aynı zamanda, müonların etkileşim noktasından müon tetik odalarına ulaşması için geçen süre ile aynıdır.



L2 tetikleyicisi, yüksek seviye tetikleyicinin en düşük seviyesidir. Tam taneciklikteki tüm alt sistemlerden gelen verileri okuyarak okuma arabelleğinde kabul edilen olayları tarar. L2 tetikleyicisinin gecikme süresi yalnızca ilgilenilen bölgelere bakılarak azaltılır ve bu gecikmeyi daha da iyileştirmek için yazılım, algıca yakın bir işlemci çiftliğinde algıç mağarasına komşu bir mağarada çalıştırılır. L2 yazılımı, L1'den gelen kararı doğrular ve sonra ilave veya daha iyi hesaplanan fiziksel nicelikler ve bazı iç algıç iz yapılandırması gerektiren iç algıç izleri ile eşleşen muon ve kalorimetre vuruşlarıyla ek reddetmeler yapar. Ortalama L2 işlem süresi 40 ms'dir ve kabul edilen olay oranı bu aşamada 2 kHz'e düşürülür. L2 işleme noktaları, merkezi L2 anahtarına bir anahtar takımı aracılığıyla bağlı standart bilgisayarlardır. İşlem birimi başına gerçek veri çıkışı, anahtarları paylaşabilecekleri kadar küçüktür. Bir işlem ünitesinde, olayları aynı anda işlemek için çok sayıda iş parçacığı kullanılır. Her iş parçacığı bir seferde bir olay işler; olay verilerine erişildiğinde, iş parçacığı bir istek gönderir ve ardından tüm veriler gelinceye kadar bekler, bu süre zarfında ise başka bir olay işlenir.



Şekil 2.14. ATLAS algıcının veri kabul şeması

L2 seçim algoritmaları zamanlama performansı için optimize edilmiş olsa da olay filtresi, daha fazla olayın filtrelemesi için benzer çevrimdışı analiz araçlarını kullanır. EF algoritmaları, karmaşık olay tanıma algoritmaları ve çevrimdışı işlem için geliştirilen kalibrasyonlar kullanılarak ek olay reddini sağlayan birkaç saniyeye ihtiyaç duyar. Çıkış hızı 200 Hz'dir. Yüksek seviye tetik menüsü, yaklaşık 700 tip farklı

algoritmada ve bunların konfigürasyonlarından oluşur (L1-L2-EF tetik zinciri olarak adlandırılır). Sınırlı veri depolama, tetikleyici bant genişliğinin çeşitli ATLAS fizik gruplarına uygun şekilde atanması gerektiği anlamına gelir. Bazı zincirlerin de kalibrasyonlar ve verimlilik ölçümleri için ayrılması gerekir. Bunlar özel ya da destekleyici tetikleyici algoritmalarından ya da fizik odaklı algoritmaların seçimde daha gevşek kriterler ile tekrar kullanılması veya olayın tetikleyici kararından bağımsız olarak kaydedileceği geçit modunda yapılandırılmış zincirlere sahip olmalarıdır. Bu şekilde çok fazla bant genişliği tüketmekten kaçınmak için, bu kalibrasyon tetikleyicileri önceden ölçeklendirmeye yalnızca kriterleri geçen her n inci olayı kabul edecek şekilde sınırlandırılır. Ön ölçekleme ve geçme kaydı, üç tetik seviyesinden herhangi birine uygulanabilir. BHC, operasyonun ilk yıllarında veri alımı sırasında ışıklığını arttırdığından, önceden ölçeklendirme sık sık kullanılmaya başlanmıştır.

### 2.3. $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ analizi

Yeni Fizik (YF) olaylarının varlığında, B-hadron bozunumlarındaki CP ihlali kaynakları, Standart Model (SM) tarafından öngörülen bilgiler ışığında ortaya çıkarılabilir [59].  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  bozunumu için CP ihlali,  $B_s^0$  ile  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  karışımının bozunumları arasındaki girişim nedeniyle meydana gelir.  $B_s^0$  mezoun karışımının salınım frekansı, ağır ( $B_H$ ) ve hafif ( $B_L$ ) kütle öz durumları arasındaki  $\Delta m_s$  kütle farkı ile karakterize edilir. CP'yi ihlal eden faz  $\phi_s$  ise  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  karışım genliği ile  $b \rightarrow c \bar{c} s$  direkt bozunum genliği arasındaki zayıf faz farkı olarak tanımlanır. SM'de  $\phi_s$ 'in değeri çok küçüktür ve  $\phi_s \approx -2\beta_s$  ( $\beta_s = \arg\left[-(V_{ts}V_{tb}^*)/(V_{cs}V_{cb}^*)\right]$ ) ifadesiyle CKM kuark karışım matris elemanlarıyla ilişkilidir.  $B_s^0$  karışımı ve bozunumlarına YF katkısının olmadığı varsayıldığında  $-2\beta_s = -0,0363_{-0,0015}^{+0,0016}$  değeri b fizik ve kaon fiziği gözlemlenebilir niceliklerinin birleştirilmesi ile tahmin edilebilir.

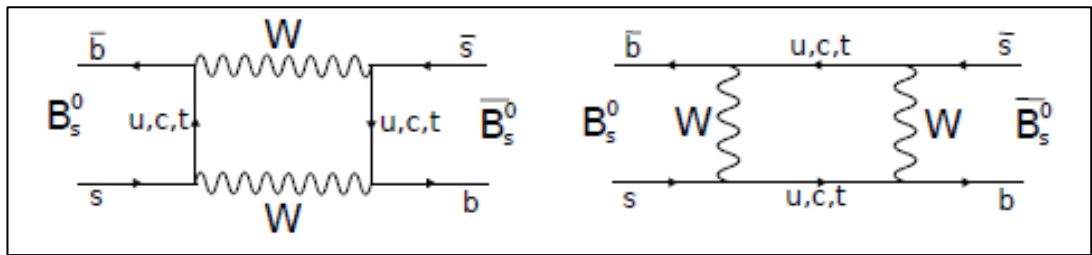
$B_s^0 - \bar{B}_s^0$  karışımı ile ilgili diğer fiziksel nicelikler, ortalama bozunum genişliği  $\Gamma_s$  ve bozunum genişliği farkı  $\Delta\Gamma_s$ 'dir. SM'de bozunum genişliği farkının  $\Delta\Gamma_s = 0,087 \pm 0,021$  [60] olduğu tahmin edilmektedir.  $\phi_s$ 'e potansiyel bir YF iyileştirmesi,  $\Delta\Gamma_s$  büyüklüğünü de azaltacaktır, ancak bu değer  $\phi_s$  kadar önemli bir

şekilde etkilenmesi beklenmemektedir [61]. Bununla birlikte, teorik tahminlerin test edilmesine izin verdiği için, mevcut veriler ışığında bu parametreyi de elde etmek ilginç olacaktır.  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  bozunumunun zaman içindeki değişiminin analizi ile,  $\phi_s$  ve  $\Delta\Gamma_s$  'nın değerlerinin en yüksek doğrulukta elde edileceği tahmin edilmektedir. Bu niceliklerin ölçümlerine ait önceki sonuçlar D0, CDF, BHCb, ATLAS ve CMS işbirlikleri tarafından bildirilmiştir [62-67].

Tez konusu olan  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  bozunumunun bozunum parametrelerinin 2015-2017 yılları arasında toplanan  $80,5 \text{ fb}^{-1}$  ışıklıkta ve 13 TeV'a eşit kütle merkezi enerjisinde BHC p-p verisi kullanarak elde edilen sonuçlar,  $19,2 \text{ fb}^{-1}$  'lık ve 7-8 TeV'de toplanan verilerin kullanılarak gerçekleştirilen bir önceki ATLAS analizinin, hem sinyal hem de arka planların daha kesin modellerine dayanan geliştirilmiş bir versiyonudur [65].

### 2.3.1. Nötral $B_s$ karışımı

Zayıf bozunumlarda kuark çeşnisinin korunmamasından kaynaklanan, nötral bir mezon ve bunun antiparçacığının arasındaki salınımlar, SM'de kutu diyagramları ile tarif edilir ve nötral mezon karışımı olarak adlandırılır. Şekil 2.15'teki kutu diyagramında u, c ve t kuarkları yoluyla "Çeşni Değiştiren Nötral Akım" geçişi görülmektedir, ancak burada üst kuark, büyük kütlesi nedeniyle baskın bir rol oynamaktadır, çünkü geçişin genliği, değiş tokuş edilen fermiyonun kütlesi ile orantılıdır.



Şekil 2.15.  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  karışımını temsil eden Feynman kutu diyagramları

$B_s \leftrightarrow \bar{B}_s$  karışımı,  $B_s$  ve  $\bar{B}_s$  durumlarının süperpozisyonunu tanımlayan kuantum mekaniksel bir gösterimle [68] sunulabilir.

$$|\psi(0)\rangle = a(0)|B_s^0\rangle + b(0)|\bar{B}_s^0\rangle \quad (2.5)$$

Bu dalga fonksiyonunun zamana bağlı şekli ise

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|B_s^0\rangle + b(t)|\bar{B}_s^0\rangle \quad (2.6)$$

ile verilir.  $B_s \leftrightarrow \bar{B}_s$  sisteminin zaman içindeki değişimi, zamana bağlı Schrödinger denklemi ile tanımlanır:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(t) = \mathbf{H}\psi(t) \quad (2.7)$$

Yukarıdaki kompleks, 2 x 2 Hamiltoniyen, kütle ve bozunum matrislerinin toplamı olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\mathbf{H} = \left( \mathbf{M} - \frac{i}{2} \mathbf{\Gamma} \right) = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

CPT'nin korunduğu varsayıldığında her bir matrisin diyagonal elemanları eşittir ( $M_{11} = M_{22} = M$ ) ve Hamiltonyen basitleştirilebilir. Diyagonal elemanlar çeşni koruyan proseslere karşılık gelirken, diğer elemanlar çeşni değiştiren karışım geçişleri ile ilişkilidir.  $\mathbf{H}$  matrisi diyagonalleştirilerek Denklem (2.7)'nin çözülmesi ile  $B_s$  sisteminin kütle öz durumları elde edilir:

$$|B_L\rangle \equiv p|B_s^0\rangle + q|\bar{B}_s^0\rangle \quad (2.9)$$

$$|B_H\rangle \equiv p|B_s^0\rangle - q|\bar{B}_s^0\rangle \quad (2.10)$$

Burada p ve q kompleks katsayıları arasındaki ilişki  $\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}$  ve  $|p|^2 + |q|^2 = 1$

şeklindedir.

Bu öz durumlara karşılık gelen aşağıdaki özdeğerlerin gerçek ve sanal kısımları, kütle ve bozunum genişliklerini temsil eder.

$$w_{H,L} = M - \frac{i}{2} \Gamma \pm \frac{q}{p} \left( M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \right) \quad (2.11)$$

$B_s \leftrightarrow \bar{B}_s$  karışımının şiddeti ise, kütle ve bozunum genişliği farkı ile tanımlanmaktadır. Ağır ve hafif durumların kütle ve bozunum genişlikleri arasındaki farklar Denklem (2.11) yardımıyla

$$\Delta M_q \equiv M_H^{(q)} - M_L^{(q)} = \text{Re}(w_H - w_L) \quad (2.12)$$

$$\Delta \Gamma_q \equiv \Gamma_L^{(q)} - \Gamma_H^{(q)} = -2 \text{Im}(w_H - w_L) \quad (2.13)$$

ile verilir. Burada  $M_H^{(q)}$  ve  $M_L^{(q)}$ ,  $B_H$  ve  $B_L$  kütle öz durumlarının ilgili kütlelerini belirtir ve  $\Gamma_H^{(q)}$  ve  $\Gamma_L^{(q)}$  bunlara karşılık gelen bozunma genişlikleridir. Ortalama bozunum genişliği ise aşağıdaki ilişkiye sahiptir:

$$\Gamma_q = \frac{\Gamma_H^{(q)} + \Gamma_L^{(q)}}{2} \quad (2.14)$$

Burada  $\Delta M$  tanım olarak pozitiftir, ancak  $\Delta \Gamma$ 'nin işareti prensipte sınırsızdır. SM, bu değer [69] pozitif olduğunu tahmin eder ve bu tahmin LHCb tarafından da onaylanmıştır, bu nedenle de genellikle  $\Delta \Gamma_q \equiv \Gamma_L^{(q)} - \Gamma_H^{(q)}$  olarak tanımlanır.

### 2.3.2. Zaman evrimi

Kütle öz durumlarının zaman evrimi, karşılık gelen durumun kütle ve bozunum genişliğine bağlı olan üstel bir fonksiyon ile verilir:

$$|B_L(t)\rangle = e^{-i(M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L)t} |B_L(0)\rangle \quad (2.15)$$

$$|B_H(t)\rangle = e^{-i(M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H)t} |B_H(0)\rangle \quad (2.16)$$

Faz faktörünün ölçülebilir miktarlar üzerinde etkisi yoktur ve bu nedenle bu yaklaşımda göz ardı edilebilir. Saf  $B_s^0$  ve  $\bar{B}_s^0$ 'nin zaman evrimi, Denklem (2.7) çözülerek ve zaman evrimi denklemleri kullanılarak hesaplanabilir.

$$|B_s(t)\rangle = g_+(t)|B_s(0)\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}_s(0)\rangle \quad (2.17)$$

$$|\bar{B}_s(t)\rangle = g_+(t)|\bar{B}_s(0)\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|B_s(0)\rangle \quad (2.18)$$

Burada

$$g_{\pm} = \frac{1}{2}e^{-\Gamma t/2}e^{-iMt} \left( \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2}t\right) \pm \cos(\Delta M_s t) \right) \quad (2.19)$$

dir.  $B_s^0$  ( $\bar{B}_s^0$ )'nin  $f$  ve ( $\bar{f}$ ) son durumlarına bozunum genlikleri, zayıf etkileşim Hamiltonyeni  $H$  aracılığıyla aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$A_f = \langle f|H|B_s\rangle, \quad \bar{A}_f = \langle f|H|\bar{B}_s\rangle \quad (2.20)$$

$$A_{\bar{f}} = \langle \bar{f}|H|B_s\rangle, \quad \bar{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f}|H|\bar{B}_s\rangle \quad (2.21)$$

Bu genliklerin oranı ise

$$\rho = \frac{A_f}{\bar{A}_f} = \frac{1}{\bar{\rho}} \quad (2.22)$$

ile gösterilir ve genlikler

$$A_{B_s(t)\rightarrow f} = g_+(t)A_f + \frac{q}{p}g_-(t)\bar{A}_f \quad (2.23)$$

$$A_{\bar{B}_s(t)\rightarrow f} = g_+(t)\bar{A}_f + \frac{q}{p}g_-(t)A_f \quad (2.24)$$

şeklinde yazılabilir.

Başlangıçta etiketlenmiş bir  $B_s^0$ 'nin  $f$  son durumuna zamana bağlı bozunum oranı

$$\Gamma(B_s(t) \rightarrow f) = \frac{1}{N_B} \frac{dN(B_s(t) \rightarrow f)}{dt} \quad (2.25)$$

dir. Burada  $B_s^0(t)$ ,  $t = 0$ 'da  $B_s^0$  olarak etiketlenmiş bir mezonun belirli bir  $t$  anındaki durumunu temsil eder,  $dN(B_s^0(t) \rightarrow f)$  ise  $B_s^0(t)$ 'nin  $[t, t + dt]$  zaman aralığı içinde son durumlara bozunma sayısını belirtir.  $N_B$  ise  $t = 0$  anında üretilen toplam  $B_s^0$  sayısıdır. Dallanma oranları ise genliklerin kareleri alınarak hesaplanır.

$$\Gamma(B_s(t) \rightarrow f) = N_f e^{-\Gamma t} \left[ \left( |A_f|^2 + \left| \frac{q}{p} \bar{A}_f \right|^2 \right) \cosh \frac{\Delta\Gamma_s t}{2} + \left( |A_f|^2 + \left| \frac{q}{p} \bar{A}_f \right|^2 \right) \cos \Delta M_s t \right. \\ \left. + 2\Re \left( \frac{q}{p} A_f^* \bar{A}_f \right) \sinh \frac{\Delta\Gamma_s t}{2} - 2J \left( \frac{q}{p} A_f^* \bar{A}_f \right) \sin \Delta M_s t \right] \quad (2.26)$$

$$\Gamma(\bar{B}_s(t) \rightarrow f) = N_f e^{-\Gamma t} \left[ \left( |A_f|^2 + \left| \frac{q}{p} \bar{A}_f \right|^2 \right) \cosh \frac{\Delta\Gamma_s t}{2} - \left( |A_f|^2 + \left| \frac{q}{p} \bar{A}_f \right|^2 \right) \cos \Delta M_s t \right. \\ \left. + 2\Re \left( \frac{q}{p} A_f^* \bar{A}_f \right) \sinh \frac{\Delta\Gamma_s t}{2} - 2J \left( \frac{q}{p} A_f^* \bar{A}_f \right) \sin \Delta M_s t \right] \quad (2.27)$$

Burada  $N_f$  zamandan bağımsız bir normalizasyon faktörüdür.

### 2.3.3. $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ bozunumunda CP ihlali

Fiziksel olarak gözlemlenebilir nicelikler faz kurallarına bağlı olmadığından, mezon bozunumlarında üç farklı CP ihlal edici etki arasında ayırım yapmak için kullanılacak, fazdan bağımsız nicelikler tanımlamakta fayda vardır. Sınıflandırma, B bozunumları için geliştirilmiştir, ancak tüm mezon bozunumları için kullanılabilir [70].

- Bozunumlarda CP ihlali,  $M \rightarrow f$  ve  $\bar{M} \rightarrow \bar{f}$ 'in bozunum genlikleri farklı olduğunda meydana gelir. Aynı zamanda doğrudan CP ihlali olarak adlandırılır ve bu durumda

$$\left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right| \neq 1 \quad (2.28)$$

dir. Bu, yüklü mezon bozunumunda olası tek CP ihlali etkisidir.

$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  kanalında, CKM matrisinin CP'yi ihlal eden zayıf fazı,  $\lambda^2$  faktörü ile bastırılır. Bu, iyi bir yaklaşımla  $B_s^0$  bozunumunda doğrudan CP ihlali olmadığını göstermektedir [71].

- Karışımda CP ihlali, parçacık antiparçacık salınımlarında bir asimetri varlığında meydana gelir. Aynı zamanda dolaylı CP ihlali olarak da adlandırılır ve bu durumda

$$\frac{q}{p} \neq 1 \quad (2.29)$$

dir ve CP öz durumları, kütle öz durumlarına eşdeğer değildir.

- Karışım ve direkt bozunumlar arasındaki girişimden kaynaklanan CP ihlali ancak  $M$  ve  $\bar{M}$  aynı son durumlara bozunursa meydana gelebilir. Ortak son duruma iki farklı bozunma zinciri vasıtasıyla ulaşılır:  $M \rightarrow f$  ve  $M \rightarrow \bar{M} \rightarrow f$ . Bu CP ihlali etkisi

$$\text{Im}(\lambda_f) \neq 0, \lambda_f = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} \quad (2.30)$$

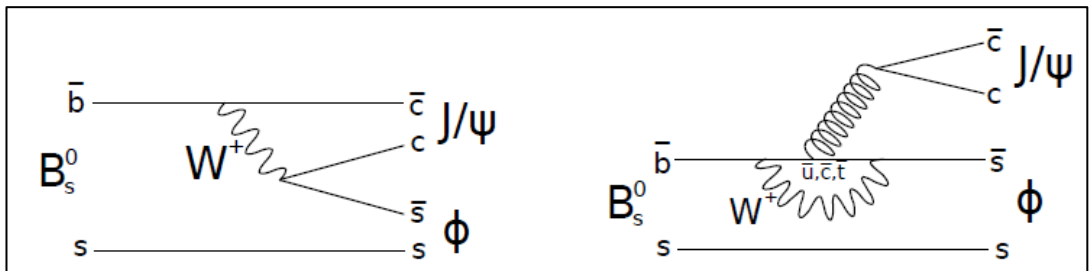
ile tanımlanır.

Karışım ve bozunum genlikleri arasındaki girişimde CP ihlali, nötral mezonların son CP öz durumlarına ( $f_{\text{YP}}$ ) bozunumlarındaki asimetri kullanılarak gözlenebilir:

$$A_{f_{\text{YP}}}(t) = \frac{d\Gamma / dt [\bar{B}_s^0(t) \rightarrow f_{\text{YP}}] - d\Gamma / dt [B_s^0(t) \rightarrow f_{\text{YP}}]}{d\Gamma / dt [\bar{B}_s^0(t) \rightarrow f_{\text{YP}}] + d\Gamma / dt [B_s^0(t) \rightarrow f_{\text{YP}}]} \quad (2.31)$$

Burada  $A_{\text{YP}}^{\text{kar}}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)_{\text{YP}\pm} = \pm \sin \phi_s$ ,  $A_{\Delta\Gamma} = \mp \cos \phi_s$  ve  $\phi_s = 2\beta_s$  'dir.

$B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  geçişinde elde edilen her iki parçacık da onya parçacıkları olduğundan, hem  $B_s^0$  hem de  $\bar{B}_s^0$  mezonları tamamıyla aynı son durumlara bozunurlar. Bu durum, CP ihlalinin, karışım ve bozunum genlikleri arasındaki girişim yoluyla oluşmasına izin verir.



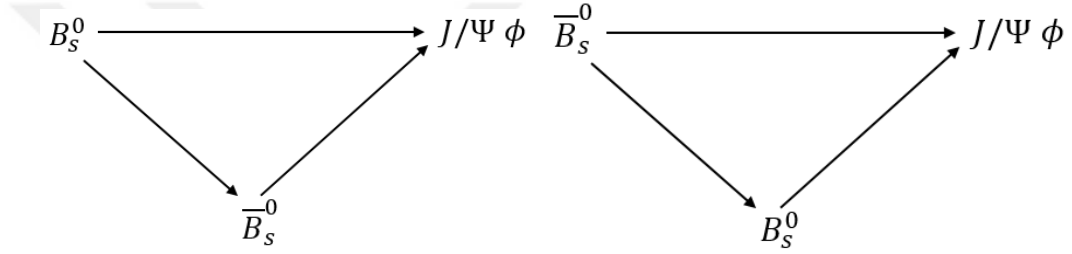
Şekil 2.16.  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  bozunumu gösteren Feynman diyagramları



Şekil 2.16’da görüldüğü gibi, bu bozunum, kuark seviyesinde  $b \rightarrow \bar{c}cs$  geçişi yoluyla gerçekleşmektedir. Burada ağaç ( $t_f$ ) ve penguen süreçlerinden ( $p_f^q$ ) kaynaklanan iki zayıf faz vardır. Toplam bozunum genliği bu nedenle her iki etkinin de bir fonksiyonu olmalıdır:

$$A_f = (V_{cb}^* V_{cs}) t_f + \sum_{q=u,c,t} (V_{qb}^* V_{qs}) p_f^q \quad (2.32)$$

Şekil 2.17 ise,  $B_s \leftrightarrow \bar{B}_s$  salınımının etkileşiminin ve her iki durumun da  $J/\psi$  ve  $\phi$ ’ye bozunmasının şematik bir gösterimidir.



Şekil 2.17.  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  karışımının son durumlara bozunumunun şematik gösterimi

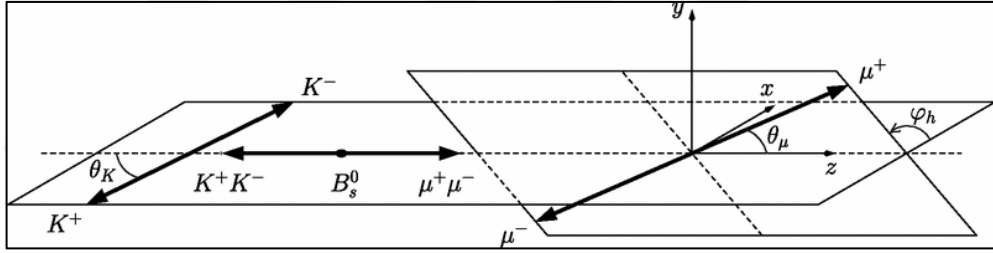
#### 2.3.4. Açısız analiz

$B_s^0$  ya da  $\bar{B}_s^0$  mezonunun durgun kütle merkezi çerçevesinde  $J/\psi$  ve  $\phi$  bozunum ürünlerinin durumları göz önüne alındığında, toplam açısız momentumun korunmasından dolayı muhtemel yörüngesel açısız momenta  $L$ ,  $L = \{0, 1, 2\}$  üç durumundan birinde bulunabilir. Bu nedenle, son durumun CP özdeğerleri aşağıdaki şekilde olabilir:

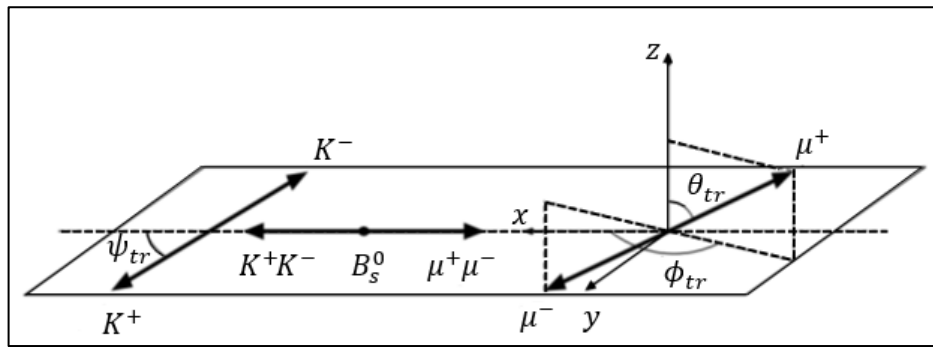
$$CP(J/\psi) \cdot CP(\phi) \cdot (-1)^L = +1, -1, +1 \quad (2.33)$$

Böylece son durum, CP-çift durumlarının ( $L = 0, 2$ ) ve tek bir CP-tek durumunun ( $L = 1$ ) bir karışımı olur ve bu durumların istatistiksel olarak ayrılabilmesi ancak açısız bir analiz yapılmasıyla mümkündür [72, 73]. Bu sistemi matematiksel olarak tanımlamak için, baz olarak bilinen çeşitli matematiksel formülasyonlar arasında seçim yapılabilir:

- Kısmi dalga bazı, toplam genlikleri, üç ortogonal durumu ayırt etmek için  $L = \{0, 1, 2\}$  görel orbital açısal momentumlarını baz olarak kullanan fonksiyonlar olarak ifade edebilir, ancak bu baz, görel bir açısal analiz için çok uygun değildir.
- Helisite bazında, kararlı parçacıkların spinleri rezonans vektör mezolonların momentum yönüne yansıtılır ve bozunum genlikleri, helisite genlikleri cinsinden ayrıştırılır. (örn;  $0, +1, -1; A_{+1}, A_0, A_{-1}$ )
- Transversite bazında, bozunum ürünü parçacıklardan birinin spini diğer bozunum ürünü parçacıkların bozunum düzleminin normaline yansıtılır ve bozunum genlikleri, vektör mezolonların üç bağımsız doğrusal polarizasyon durumu (genlik) kullanılarak ayrıştırılır. Polarizasyon vektörleri ya boyunadır (örn;  $0; A_0$  ile gösterilir) ya da vektör mezolonların hareket yönüne diktir (burada polarizasyon vektörleri birbirlerine paralel (örn;  $\parallel; A_{\parallel}$  ile gösterilir) veya dik (örn;  $\perp; A_{\perp}$  ile gösterilir).



Şekil 2.18. Helisite bazındaki açıların gösterimi



Şekil 2.19. Transversite bazındaki açıların gösterimi

$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  bozunumunda, bir sözde-skalar mezon, iki vektör mezondan oluşan son durumlara dönüşür. Ana  $B_s^0$  parçacığının spini 0'dır ve bu nedenle  $B_s^0$ 'nin kütle merkezi çerçevesinde bozunum eksenini üzerindeki son durumun spin izdüşümü 0'dır

ve bu bozunum ürünlerinin de aynı helisiteye sahip olması gerekir.  $J/\psi$  ve  $\phi$  parçacıklarının her ikisinin de spini 1'dir ve helisite  $h$ ,  $-1$ ,  $0$  ya da  $1$  değerlerinden birini alabilir. Böylece, üç olası spin kombinasyonu da  $(+1, +1)$ ,  $(0, 0)$ ,  $(-1, -1)$  olur ve her bir kombinasyon için helisite özdurumlarına ve bazına karşılık gelen bir helisite genliği bulunur ( $A_{+1}$ ,  $A_0$ ,  $A_{-1}$ ).

Bununla birlikte,  $A_{+1}$  ve  $A_{-1}$ , parite özdurumları olmadığından CP özdurumları da değildir. Transversite bazında ise, genlikler ( $A_L$ ,  $A_{\parallel}$ ,  $A_{\perp}$ ), doğrudan CP özdurumlarına karşılık gelir ve helisite genliklerine aşağıdaki şekilde bağlıdır:

- CP-çift boyuna genliği:  $A_L = A_0$
- CP-çift dik genliği:  $A_{\parallel} = \frac{A_{+1} + A_{-1}}{\sqrt{2}}$
- CP-tek dik genliği:  $A_{\perp} = \frac{A_{+1} - A_{-1}}{\sqrt{2}}$

Bu gösterim  $\sin 2\beta_s$ 'nin hesaplanmasında daha doğrudan bir yöntem sağlar ve zamana bağlı bir ilişki türetmeyi de kolaylaştırır.

Helisite ve transversite açıların tanımı Şekil 2.18 ve Şekil 2.19'da gösterilmektedir.

- $\theta_{tr}$ ,  $J/\psi$  mezonunun durgun kütle merkezi çerçevesinde  $\vec{p}(\mu^+)$  ile  $x$ - $y$  düzleminin normali arasındaki açı,
- $\phi_{tr}$ ,  $J/\psi$  mezonunun durgun kütle merkezi çerçevesinde  $x$ -ekseni ile  $\mu^+$ 'nin  $x$ - $y$  düzlemindeki iz düşümü  $\vec{p}_{xy}(\mu^+)$  arasındaki açı,
- $\psi_{tr}$ ,  $\phi$  mezonunun durgun kütle merkezi çerçevesinde  $\vec{p}(K^+)$  ve  $-\vec{p}(J/\psi)$  arasındaki açı.

Deneyle, uygunluk açısından, transversite bazı kullanan genlikleri kullanmayı tercih eder, çünkü bu genlikler yukarıda belirtildiği gibi doğrudan farklı CP durumlarına karşılık gelir. Ölçülen açılar, Denklem (2.34)'teki ilişkiler kümesi sayesinde ilişkilendirilebilir. [74]. Mümkün olduğu durumlarda, bu tez her iki bazda da açılar için metodoloji sağlayacaktır. Bununla birlikte, sonuçlar için yalnızca transversite açılar seçilir:

$$\sin \psi_T = + \sin \theta_K$$

$$\sin \theta_T \cos \phi_T = + \cos \theta_1 \quad (2.34)$$

$$\sin \theta_T \sin \phi_T = + \sin \theta_1 \cos \phi_{hel}$$

$$\cos \phi_T = + \sin \theta_1 \sin \phi_{hel}$$

### 2.3.5. Veri ve Monte Carlo (MC) örnekleri

ATLAS'ta p-p çarpışmalarından ortaya çıkan tüm veriler çarpışmaların gerçekleşmesinden itibaren, verilerin lokal analizi için fizikçilere ulaşmasına kadar aşağıdaki süreci izler:

- P-p çarpışmalarından ortaya çıkan parçacıklar için çevrimiçi veri toplama aşamasında tetikleyici (L1) algoritmalarının uygulanması,
- Tier 0 veri işleme sahasında (CERN ve Budapeşte) kaydedilen ham verilerin daha küçük formatlarda Olay Özeti Verisi (ESD) ve Analiz Nesne Verisi (AOD) olarak yeniden oluşturulması,
- “Grid” sistemi kullanılarak, kaydedilen bu ESD ve AOD veri dosyalarının dünyanın farklı yerlerindeki bilgi işlem sitelerine (ilk önce Tier 1 daha sonra Tier 2 ve Tier 3'e) gönderilmesi,
- ATLAS'ın çevrimdışı yazılımının çalıştırılması, verilerin diğer formatlarda (DAOD) yeniden yapılandırılması veya analiz kodunun çalıştırılması,
- Elde edilen veri dosyalarının lokal analiz için fizikçilere yollanması,
- Monte Carlo verilerini üretmek için simülasyon programlarının oluşturulması,
- Analiz yazılımının revizyonundan sonra orijinal verilerin MC seçimlerine uygun şekilde yeniden yapılandırılması.

Bu analizde 2015-2017 yılları arasında p-p çarpışmalarından toplanan ATLAS verileri kullanılmıştır. 2016 yılı verilerinin son periyotları için, hem tüm fizik analizleri için toplanan “physics\_Main” hem de B-fizik çalışmaları için üretilen “physics\_BphysDelayed”, 2017 yılı için ise “physics\_Main” ve “physics\_BphysLS” adı verilen genel ve özel amaçlı ATLAS verileri kullanılmıştır. Bu verilerden fizik analizleri için yeniden oluşturulan AOD dosyaları, ATLAS'ın spesifik bir analiz için

gereksiz olayları ve bu olayların klavuz verilerini filtrelemek gibi daha özel bir görev için üretilmiş BPHY5 algoritması ile analiz edilir. Daha sonra, analizin son aşamaları için DAOD türetilmiş verisinden “root ntuple” adı verilen, yalnızca ilgilenilen değişkenlerin tutulduğu ağaç yapısında veriler elde edilir. Her iki fizik veri tipi de ayrı ayrı işlenir ve olaylar birleştirilir, yinelenen olaylar ise elenir. Kullanılan verilerin periyotlarına ait ışlıklar sırasıyla 2015, 2016 ve 2017 yılları için  $L = 3219,56 \text{ pb}^{-1}$ ,  $L = 32988,1 \text{ pb}^{-1}$  ve  $L = 44307,4 \text{ pb}^{-1}$  olarak verilmiştir. Bu nedenle birleşik ışlık % 2,0 belirsizlik ile  $80,5 \text{ pb}^{-1}$  olarak hesaplanmıştır, ilgili belirsizlik ise [75]'de anlatılana benzer bir metot izlenerek, LUCID-2 algıcının [76] ışlık ölçümlerinin kullanılması ile elde edilir.

### 2.3.6. Bozunumdaki parçacıkların yeniden yapılandırılması ve aday seçimi

$B_s^0$  bozunumu için parçacıkların yeniden yapılandırılması ve aday seçimi şu şekildedir:  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  olayları, Ek-B'de açıklanan tetikleyici seçimlerini geçmelidir. Ayrıca, her olay, en az dört iç algıç izinden oluşan en az bir yeniden yapılandırılmış birincil etkileşim noktası ve MS ve İD bilgisi kullanılarak yeniden yapılandırılmış en az bir çift, zıt yüklü müon adayını içermelidir.  $J/\psi$  parçacığını yapılandırmak için zıt yüklü müon izi çiftlerinin öncelikle bir uyum fonksiyonu kullanarak ortak bir etkileşim noktasına uyması sağlanır. Bu uyumun kalitesi  $\chi^2/\text{ndof} < 10$  şartını karşılırsa, müon çifti analizdeki bir sonraki aşama için kabul edilir. Uyum kalitesindeki geniş seçim sadece en kötü  $\mu^+\mu^-$  kombinasyonlarını elemek içindir. Algıcın farklı bölümlerinde değişen kütle çözünürlüğünü hesaba katmak için,  $J/\psi$  adayları, müonların sözde-hızlılık kurallarına göre üç alt gruba ayrılır: İlk alt kümede her iki müon da  $|\eta| < 1,05$  şartını, (burada  $\eta = \pm 1,05$  MS'nin fiçi kısmının kenarlarına karşılık gelir), ikinci alt kümede bir müon  $1,05 < |\eta| < 2,5$  ve diğer müon  $|\eta| < 1,05$  şartını ve üçüncü alt kümede, her iki müon için  $1,05 < |\eta| < 2,5$  şartını sağlayan  $J/\psi$  adayları bulunur.  $J/\psi$ 'nin kütesini ve bu üç alt küme için karşılık gelen kütle çözünürlüğünü elde etmek için bir maksimum olasılık uyumu kullanılır ve her üç durumda da sinyal bölgesi  $J/\psi$  adaylarının % 99,7'sini korur.

$\phi \rightarrow K^+K^-$  bozunumundaki adaylar,  $p_T > 1$  GeV ve  $|\eta| < 2,5$  şartlarını sağlayan ve müon olarak tanımlanmamış tüm zıt yüklü parçacık çiftleri ile yeniden yapılandırılır. Son olarak  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  bozunumu için aday olan olaylar,  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  ve  $\phi \rightarrow K^+K^-$ 'nin her kombinasyonunun ortak bir etkileşim noktasına uydurulması ile seçilir ve uyum, iki müon izinden hesaplanan değişmez kütleinin  $J/\psi$  kütleisine sabitlenmesiyle sınırlandırılır [45]. Etkileşim noktası uyum kalitesinin  $\chi^2/\text{ndof} < 3$  şartına sahip olması durumunda, dörtlü-izler, bir üst aşamadaki analiz için kabul edilir.  $\phi \rightarrow K^+K^-$  adayı iz çiftlerinin değişmez kütleisi (bir yüklü kaon kütle hipotezi kullanarak)  $1,0085 \text{ GeV} < m(K^+K^-) < 1,0305 \text{ GeV}$  aralığında olmalıdır. MC simülasyonu kullanılarak seçilen aralık, gerçek  $\phi \rightarrow K^+K^-$  bozunumlarının % 98'ini korumak için belirlenmiştir. Birden fazla  $B_s^0$  adayının tüm seçimleri geçtiği durumlarda en düşük  $\chi^2/\text{ndof}$  değerine sahip aday seçilir. Bu seçimler sonucunda 5,150 - 5,650 GeV kütle aralığında toplam 2.977.526  $B_s^0$  adayı toplanmıştır. Bu aralık, yan bantlardaki arkaplan olay özelliklerinin yüksek hassasiyetle belirlenmesine olanak sağlamak için arkaplan olaylarını da inceleyebilmek üzere seçilmiştir. İlgili kütle aralığı seçiminin sonuçlar üzerindeki etkisinin görülebilmesi için birkaç farklı aralıkta aynı işlem tekrarlanmış ve elde edilen farklı sonuçların ihmal edilebilir bir sistematik etkiye sahip olduğu bulunmuştur.

Protonların geçişi başına ortalama etkileşim sayısı 30'dur ve bu durum  $B_s^0$  mezonunun üretildiği birincil etkileşim noktası için en iyi adayın seçimini gerektirir. Karakteristik bozunum süresi, zamana bağlı analizlerin önemli bir bileşenidir. Karakteristik bozulma süresi aşağıdaki şekilde verilir:

$$\tau = \frac{L}{\beta\gamma c} \quad (2.35)$$

burada L, birincil etkileşim noktası ve  $B_s^0$  etkileşim noktası arasındaki mesafedir,  $\beta\gamma$ ,  $B_s^0$  mezonunun Lorentz faktörüdür ve c, ışığın vakumdaki hızıdır. Ölçülebilen parametreleri kullanarak daha doğru bir sonuç elde etmek için kütle, daha kesin bir değerle birleştirilir ve formül

$$\tau_{B_s^0} = \frac{L_{xy} M_{PDG(B_s^0)}}{c \cdot p_{T(B_s^0)}} \quad (2.36)$$

şeklini alır. Burada  $p_{T(B_s^0)}$ ,  $B_s^0$  adayının yeniden yapılandırılmış dik momentumu,  $M_{PDG(B_s^0)} = 5366,3 \pm 0.6$  MeV, [45]  $L_{xy}$ , ise dik düzlemde  $B_s^0$  mezon bozunum noktasının  $B_s^0$   $p_T$ 'sinin yönüne yansıtılan birincil etkileşim noktasına göre yer değiştirmesidir ve Denklem (2.37) ile verilir.

$$L_{xy} = |\Delta r_{xy}| \cdot \cos \theta_{xy} \quad (2.37)$$

Yeniden yapılandırma algoritması, bir olaydaki birincil etkileşim noktası için birçok farklı aday belirleyebildiğinden,  $\tau$ 'nun hesaplanması için birinin seçilmesi gerekir. Seçilecek en iyi birincil etkileşim noktasını belirlemek için yaygın olarak kullanılan iki yöntem vardır. İlk yöntem, sinyal mezunu oluşturan izlerin en yüksek  $\sum p_T^2$ 'sine sahip olanını seçmektir. Diğeri ise  $B_s^0$  mezonu için minimum vuruş parametresi  $d_0$ 'ı veya üç boyutlu vuruş parametresi,  $a_0$ 'ın minimum değerini veren etkileşim noktasını seçmektir.  $d_0$  parametresi,  $B_s^0$  yörüngesine en yakın varış noktası ile x-y düzlemindeki birincil etkileşim noktası arasındaki mesafedir.  $a_0$  ise yeniden yapılandırılmış  $B_s^0$  mezonunun üretildiği etkileşim noktasından  $B_s^0$  momentum yönünde ötelenen bir çizgi ile her bir birincil etkileşim noktası adayı arasındaki minimum mesafe olarak hesaplanır. Bu analizdeki birincil etkileşim noktası, minimum  $a_0$  bulma algoritmasına dayanarak seçilmiştir.

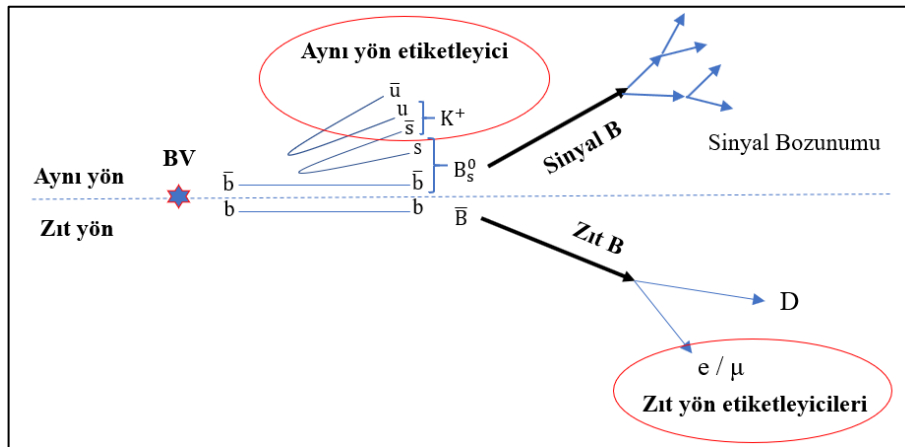
Her karakteristik bozunma süresi, karşılık gelen belirsizliği ile birlikte hesaplanır. Bu belirsizlik, dörtlü etkileşim noktası uyumunun izlerinin kovaryans matrisi kullanılarak hesaplanır. Bu değer, izlerin  $p_T$ 'si ile korele olduğu bilinmektedir; daha yüksek enerjili izler, daha iyi etkileşim noktası ve parçacık ömrü çözünürlüğü sunar.

Ana analiz için özel bir tetikleyici seçimi yapılmamıştır. Bununla birlikte, olayların çoğu, tekli-müon, ikili-müon ve üçlü-müon tetikleyici paketleri kullanılarak toplanmaktadır.

### 2.3.7. Çeşni etiketleme

$B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  analizine nötr  $B_s^0$  mezonun ilk çeşni hakkındaki bilginin eklenmesi, CP ihlal fazı  $\phi_s$  ölçümünü iyileştirebilir. Yüklü B mezonları arasında salınım olmadığından üretimdeki çeşnileri, bozunum ürünlerinden kolayca anlaşılabilirse de nötr B mezon sistemlerindeki salınım ( $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ ) nedeniyle bozunma ürünleri, tipik olarak üretim çeşnilerini tanımlamak için yararlı değildir. Yine de analizdeki nötr  $B_s^0$  mezon adayları hakkında daha kesin bilgi elde edebilmek için çeşnileri, bir takım özel tekniklerle  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$  salınımı gerçekleşmeden önce belirlenebilir. Sinyal B mezonunun bir parçacık ya da antiparçacık olup olmadığının saptanması, genellikle çeşni etiketleme olarak adlandırılan ve bir dizi karmaşık algoritma içeren yöntemlerle gerçekleştirilir. Bu tip bozunumlarda sinyal üretim çeşnisini saptamak için kullanılan yöntemler, aynı yön etiketleyicileri ve zıt yön etiketleyicileri olarak iki kategoriye ayrılır. Tüm çeşni etiketleme yöntemleri, sinyal mezonunun üretimi ile ilgili fiziksel süreçten faydalanır, deneyde B mezonların üretim mekanizmasını anlamak bu nedenle önemlidir.  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  analizinde yalnızca zıt yönde etiketleme yönteminden yararlanıldığından bu bölümde bu kategorideki etiketleme yöntemine odaklanılmıştır.

Nötral bir B mezonun çeşnisini tanımlamak veya etiketlemek için, çarpışmada üretilen  $b - \bar{b}$  kuark çiftinden, nötral B sinyalini oluşturan sürece katılmayan b-kuarkı içeren B-hadronun bozunumundan yararlanır. Bu yaklaşıma zıt yönde etiketleme (ZYE) adı verilir.



Şekil 2.20. Aynı yönde kaon etiketleyici ve zıt yönde lepton etiketleyicilerinin illüstrasyonu



P-p çarpışmasında  $b-\bar{b}$  çiftinin üretiminden sonra çift, ayrı ayrı hadronizasyon sürecine dahil olur ve B mezonlarını oluşturur. Her bir b-kuark, bir mezon oluşturmak için vakumdan eşlik edecek bir kuarka ihtiyaç duyduğundan, oluşan hafif kuarklar çağlayanı hadronizasyon işleminin bir ürünü haline gelir. Böylece B mezon sinyali, zıt çeşniye sahip bir b-kuarkı içeren başka bir B-hadron ile birlikte üretilmiş olur. Bu fiziksel süreçteki diğer B-hadron'a zıt yön B-hadronu ve özelliklerini kullanan etiketleme yöntemlerine ise zıt yönde etiketleme (ZYE) denir.

Yöntemlerden biri, zıt yöndeki B-hadronun yarı leptonik bozunumlarından ortaya çıkan parçacıkların etiketlenmesine dayanır. Bu tip bozunumlar algıç tarafından kolayca tanımlandığından, izlerin yükleri ölçülebilir ve bu bilgi b-kuarkın çeşnisini belirlemek için kullanılabilir. Pozitif yüklü bir lepton sinyal tarafında bir  $\bar{b}$ -kuarkı ve dolayısıyla bir  $\bar{B}$  (bir b-kuarkı içeren) mezonu gösterir ve negatif müonlar için ise bunun tersi olur.

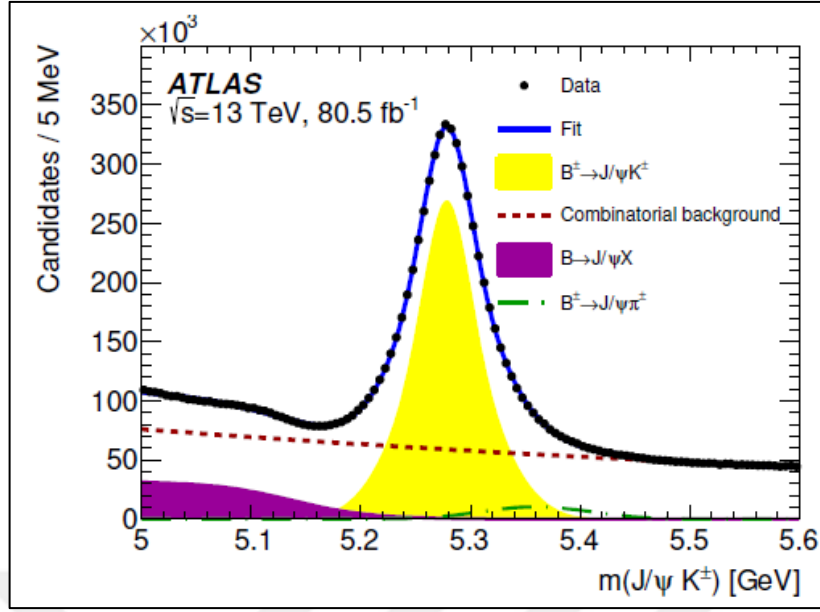
ZYE algoritmalarının kilit noktası, bir olayda sinyal B mezon'un spesifik bir çeşniyi içerecek şekilde (yani, bir b veya  $\bar{b}$  kuark içeren) üretilme olasılığını sağlamak üzere kalibre edilen, zıt yönde oluşan B-hadronun çeşnisine hassas olan ve yük bilgisine dayanan bir ayırt edici değişken tanımlamaktadır. ZYE algoritmasının kalibrasyonu, K'nın yükünün B mezonun çeşnisini belirlediği ve bu nedenle kendiliğinden etiketlenmiş bir kanal olarak adlandırılan  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  adaylarını içeren veriler kullanılarak şu şekilde gerçekleştirilir: Algoritma, verilere uygun olarak elde edilen B sinyallerinin getirisine bakılarak ve ayırt edici bir değişkenin (Q) bir fonksiyonu olarak kalibre edilir. ZYE algoritmaları kalibre edildikten sonra, maksimum olasılık uyumunda kullanılmak üzere her adayın bir  $B_s^0$  veya  $\bar{B}_s^0$  olma olasılığını elde etmek için aynı şekilde  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  adayları olan olaylara uygulanır. Bu yaklaşım, test edilen spesifik sinyal b-hadron tipine ( $B^\pm$  mezonu veya  $B_s^0$  mezonu) göre ZYE algoritmasının değişmez olduğunu varsayar ve bu varsayımdan kaynaklanan fark sistematik belirsizlik olarak kabul edilir. ZYE algoritmasının kalibrasyon örneği üzerindeki performansı ve daha detaylı bilgi bir sonraki bölümde verilmiştir.

### 2.3.8. $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ olay seçimi

Analizin kalibrasyon kanalı olan  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  bozunumu için uygulanan seçimler şu şekildedir: İlk olarak  $J/\psi$  adayları, Bölüm 2.3.6'da açıklandığı gibi, düzgün bir etkileşim noktası oluşturan zıt yüklü müon çiftlerinden seçilir. Değişmez kütle 2,8 GeV  $< m(\mu^+\mu^-) < 3,4$  GeV aralığında olan ikili-müon adayları daha ileri analizler için saklanır.  $B^\pm$  adayını oluşturmak için ise ek bir iz gereklidir. Bu iz, yüklü kaon kütle hipotezi kullanılarak seçilir ve daha sonra  $J/\psi$  kütle ile sınırlandırılmış ikili-müon kütle ile gerçekleştirilen bir etkileşim noktası uyumu kullanarak ikili-müon adayıyla birleştirilir. Direkt arkaplan katkıları ise, B adayının bozunum süresinin  $t > 0,2$  ps olması şartı ile bastırılır.

Etiketleme olasılıkları seçilen kalibrasyon sinyalleri olan,  $B^+$  ve  $B^-$  sinyal olaylarından belirlenir.  $B^\pm$  sinyal adayları,  $m(J/\psi K^\pm)$  değişmez kütle dağılımına ayırt edici değişkenin (Q) her bir aralığı için bir uyum gerçekleştirilmesi ile elde edilir.  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  sinyalini tarif etmek için ortak bir ortalamaya sahip iki Gauss fonksiyonu kullanılır. Kombinatoryal arkaplanı tanımlamak için üstel bir fonksiyon, yanlış veya kısmen yeniden yapılandırılmış B-hadron bozunumlarından gelen düşük kütle katkısını parametreleştirmek için ise bir hiperbolik tanjant fonksiyonu kullanılır.  $B^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm$  katkısını tanımlamak için serbest bir parametre olan normalizasyon parametresi hariç, simülasyondan alınan sabit parametrelere sahip bir Gauss fonksiyonu kullanılır. Bir uçtan diğerine tüm kütle dağılımına uygulanan uyum, üstel fonksiyonun eğimi hariç, sinyalin ve arkaplanın şekillerini sınırlar.  $B^+$  ve  $B^-$  adayları için etiketleme ayırt edici değişkenin aralıklarında, normalizasyon (ve üssel eğim) parametreleri serbest bırakılarak birbiri ardına farklı uyum fonksiyonları uygulanır.  $B^+$  ve  $B^-$  sinyal verimi bu uyumlardan elde edilir.

Sinyal ve arka planlar için bağımsız uyum bileşenlerini içeren  $B^\pm$  adaylarının değişmez kütle dağılımı Şekil 2.21'de görülmektedir.



Şekil 2.21. Seçilen  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  adaylarının değişmez kütle dağılımı

### 2.3.9. Çeşni etiketleme yöntemleri

P-p çarpışmasında üretilen B mezon sinyalinin çeşnisi, verimlilik ve ayırım gücü açısından farklı sonuçlar veren çeşitli etiketleme yöntemleri kullanılarak elde edilebilir. Genel strateji, her bir etiketleme yöntemi için ayırt edici değişkenler ( $Q_x$ ) oluşturmak ve her olayda b veya  $\bar{b}$  kuark kaynaklı bir etiket olasılığı sağlamak için  $B^\pm$  olaylarını kullanarak bir kalibrasyon yapmaktır. Örneğin, bir leptonun (elektron veya müon) bir mezonun yarı-leptonik bozunumundan ölçülen yükü, güçlü bir ayırım gücü sağlar ancak, nötr B mezon salınımları veya  $b \rightarrow c \rightarrow l$  gibi kademeli bozunumlar, gözlemlenen leptonun yükünü değiştirebileceğinden,  $b \rightarrow l$  geçişlerinin ayırım gücünün etkisini azaltabilir. Lepton etiketlemenin ayırma gücü, her bir etiketleme yöntemi için etiketleme performansının optimizasyonuna dayanan ve ayrı ayrı belirlenen parametrelerle, lepton etrafında oluşturulan bir koni içindeki yüklü parçacık izlerinin yükünün ağırlıklı bir toplamı göz önüne alınarak geliştirilir. Eğer olayda bir lepton yoksa bu ayrımı sağlamak için zıt yöndeki B-hadron bozunumu ile bağlantılı bir jet içerisindeki yüklü parçacık izlerinin yükünün ağırlıklı toplamı kullanılır. Bu ağırlıklı toplam veya koni yükü aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$Q_x = \frac{\sum_i^{N_{iz}} q_i \cdot (p_{T_i})^\kappa}{\sum_i^{N_{iz}} (p_{T_i})^\kappa} \quad (2.38)$$

Burada  $x = \{ \mu, e, \text{jet} \}$  sırasıyla müon, elektron veya jet yüküne karşılık gelir ve toplam, lepton veya jet çevresinde oluşturulan  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$  ile verilen bir koni içinde kalan, ana lepton da dahil olmak üzere seçilmiş bir yüklü parçacık izi kümesi üzerinden yapılır. Yüklü parçacık izleri ve  $\Delta R$  üzerindeki gereksinimler, ZYE yöntemine bağlı olarak şu şekilde tarif edilmiştir:  $Q_x$  iki alt kategoride değerlendirilir, bunlardan ilki sadece bir tane yüklü parçacık izinin kullanılması ya da aynı yüke sahip  $Q_x = \pm 1$  değerini veren birden fazla yüklü parçacık izi olması durumunda, ayırık (spayk) olarak adlandırılan kısım, ikincisi ise, toplamda hem negatif hem de pozitif yüklü parçacık izlerini içeren birden fazla yüklü parçacık izinin görüldüğü sürekli kısım. Sürekli kısımda,  $Q_x$ , her bir ZYE algoritması için  $-1 < Q_x < 1$  sınırları içinde aralıklara bölünür.

B kalibrasyon örnekleri üzerinde kullanılan her etiketleme yöntemi için koni yükü bilgisinden yararlanarak  $P(B|Q_x)$  tanımlanabilir. Verilen bir  $Q_x$  koni yükü için bir B mezonunun  $\bar{b}$ -kuark ya da b-kuark içeren bir durumda üretilme olasılığı olarak tanımlanan bir  $P(B|Q_x)$  ve  $P(\bar{B}|Q_x)$  olasılığı oluşturulur. Bir  $B_s^0$  mezonunu bir b-kuark içerecek şekilde etiketleme olasılığı böylelikle

$$P(B|Q_x) = \frac{P(Q_x|B^+)}{P(Q_x|B^+) + P(Q_x|B^-)} \quad (2.39)$$

şeklinde verilir ve buna bağlı olarak

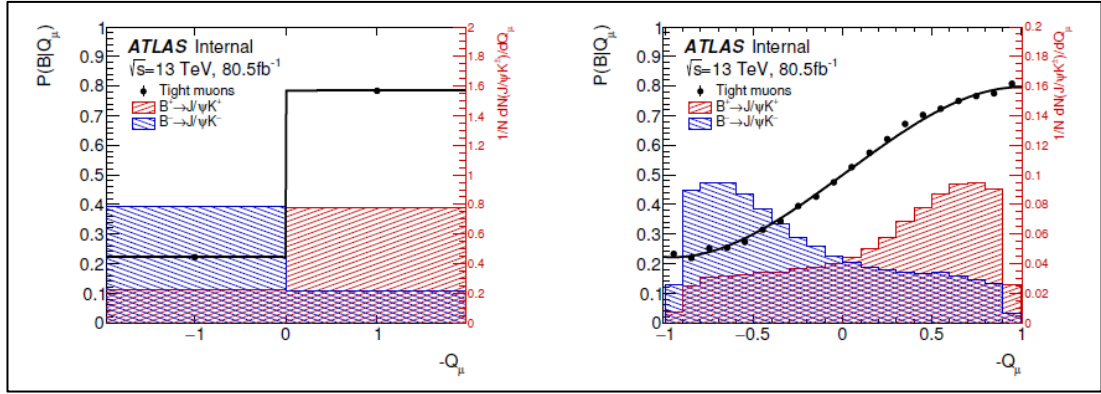
$$P(\bar{B}|Q_x) = 1 - P(B|Q_x) \quad (2.40)$$

dir. Belirli bir  $B_s^0$  mezonu için ZYE bilgisi mevcut değilse, o aday için 0,5 olasılık değeri atanır.

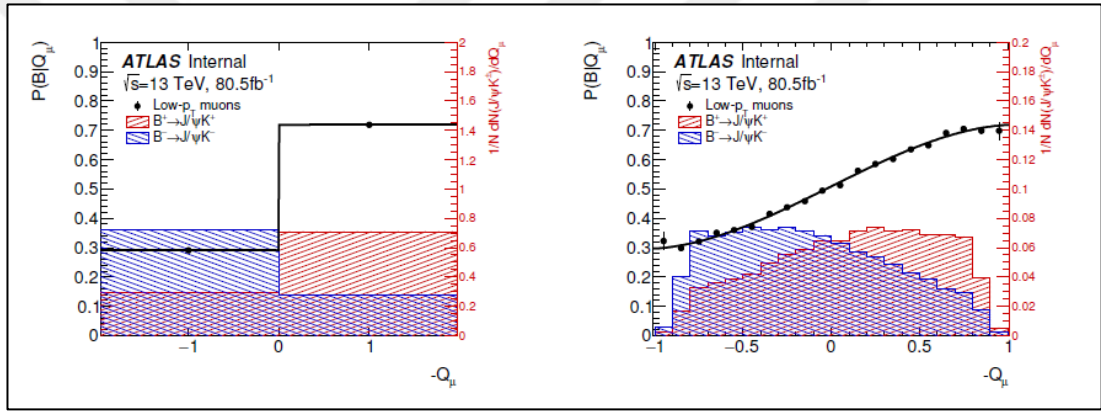
Analizde kullanılan çeşitli ZYE algoritmaları ile ilgili detaylı bilgi, bu algoritmaların  $B^\pm$  mezonlar ile yapılan kalibrasyonlar üzerinde kullanılıp  $B_s^0$  mezon adaylarının başlangıçtaki çeşnisini vermesi için uygulandığına dikkat çekilerek aşağıda tarif edilmiştir. Belirli bir olay için birden fazla etiketleme yönteminin mevcut olması durumunda, hiyerarşik bir seçim temel alınarak tek bir etiketleme yöntemi seçilir.

### 2.3.9.1. Müon etiketleme

Müon temelli etiketleme için bir olayda  $p_T > 2,5$  GeV,  $|\eta| < 2,5$  şartlarına uyan, ayrıca  $\Delta z < 5$  (birincil etkileşim noktası ve müonla ilişkili İD izinin boyuna vuruş parametresi arasındaki z farkı) koşulunu sağlayan ek bir müon olması gerekir. Ayrıca sinyal izlerinin hiçbirisiyle ilişkili olmayan bir iç detektör izi de bulunması gerekir. Müonlar, tanımlama kalitesi seçim çalışma noktasına göre Sıkı ve Düşük- $p_T$  müonlar şeklinde sınıflandırılır ve saklanır. Sıkı ve Düşük- $p_T$  müon yeniden yapılandırması sırasıyla, MS'in en az iki istasyonunda vuruşa sahip birleşik müonlar olması ve sahte-müon oranını kontrol ederken, 3 GeV'e kadar düşen  $p_T$ 'ler için iyi müon yeniden yapılandırma verimliliği sağlamak için optimize edilmiştir.  $p_T > 4$  GeV şartını sağlayan müonlar Sıkı Müonlar kategorisinde yer alırken,  $p_T < 4$  GeV şartını sağlayanlar ise Düşük- $p_T$  müonları kategorisine dahil edilir. Bu iki müon kategorisi daha sonra farklı çeşni etiketleme yöntemleri olarak değerlendirilir. Olayda, bahsi geçen seçimlerden geçen birden fazla müon olması durumunda Sıkı müonlar tercih edilir. Aynı müon kategorisinde ise seçimleri geçen en yüksek  $p_T$ 'ye sahip olan müon kullanılır. Daha sonra bir müonun koni yük değişkeni  $Q_x$ , oluşturulur. Burada  $\kappa = 1,1$ 'dir ve toplam, seçilen müon yönündeki  $\Delta R = 0,5$ 'lik bir koni içinde kalan, İD'de yeniden yapılandırılmış yüklü parçacık izleri üzerinden gerçekleştirilir fakat B mezon sinyal adayının bozunumuyla ilişkili yüklü parçacık izleri bu toplamın dışında tutulur. Daha sonra her  $Q_x$  aralığında,  $J/\psi K^\pm$  değişmez kütle dağılımına uygun bir uyum gerçekleştirilir ve buradan sinyal olayı sayısı elde edilir. Kullanılan uyum modeli Bölüm 2.3.12'de açıklanmaktadır. Şekil 2.22 ve 2.23, sırasıyla Sıkı ve Düşük- $p_T$  müonları için B sinyal adayları kullanılarak ve koni yükü değişkeninin bir fonksiyonu olarak etiketleme olasılığını içeren müon koni yükünün dağılımlarını göstermektedir.



Şekil 2.22. Sıkı müonlar kategorisinde, ayrık yükler (solda) ve sürekli dağılım için (sağda)  $Q_\mu$  koni yükü dağılımları. Her bir şekilde, kırmızı (mavi) bölge, normalize edilmiş  $B^+$  ( $B^-$ ) koni yükü dağılımlarını göstermektedir.

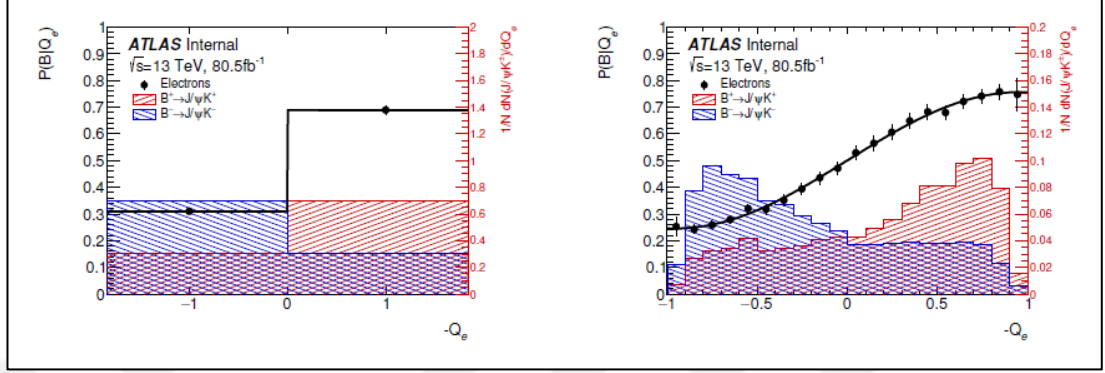


Şekil 2.23. Düşük- $p_T$  müonları kategorisinde, ayrık yükler (solda) ve sürekli dağılım için (sağda)  $Q_\mu$  koni yükü dağılımları. Her bir şekilde, kırmızı (mavi) bölge, normalize edilmiş  $B^+$  ( $B^-$ ) koni yükü dağılımlarını göstermektedir.

### 2.3.9.2. Elektron etiketleme

Elektronlar, elektron “Orta” kalite kriterlerini karşılayan iç algıç ve kalorimetre bilgileri [77] kullanılarak tanımlanır. Elektron etiketlemede parametreler,  $m(J/\psi K^\pm)$  dağılımı üzerinde yan bant (arkaplan) çıkarma işlemi kullanılarak elde edilir. Elektronla ilişkilendirilmiş olan iç algıç izinin  $p_T > 0,5$  GeV,  $|\eta| < 2,5$  ve  $|\Delta z| < 5$  mm şartlarına uyması gerekir. Sinyal B mezonu tarafından elektronlardan, B mezon adayı ile elektron momentumu arasındaki açılma açısı ( $\zeta$ ) için  $\cos(\zeta_b) > 0,93$  şartına sahip olanlar dikkate alınmaz. Seçimi geçen birden fazla elektron olması durumunda, en yüksek  $p_T$ ’ye sahip olan elektron seçilir.  $\Delta R = 0,5$  mesafesinde bir koni içindeki

yüklü parçacık izleri,  $\kappa = 1,0$ 'li elektron koni yükü  $Q_e$ 'yi oluşturmak için kullanılır. Elde edilen elektron konisi yükü dağılımları, karşılık gelen etiket olasılığı ile birlikte Şekil 2.24'te gösterilmiştir.

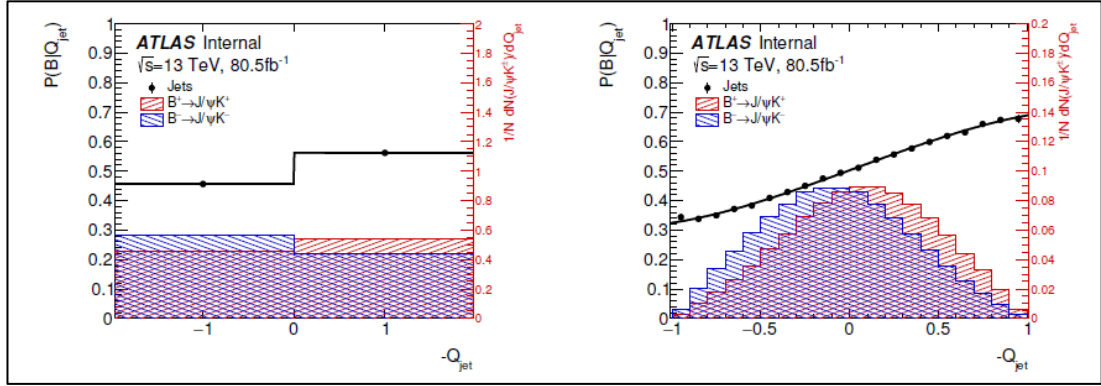


Şekil 2.24. Elektronlar kategorisinde, ayrık yükler (solda) ve sürekli dağılım için (sağda)  $Q_e$  koni yükü dağılımları. Her bir şekilde, kırmızı (mavi) bölge, normalize edilmiş  $B^+$  ( $B^-$ ) koni yükü dağılımlarını göstermektedir.

### 2.3.9.3. Jet etiketleme

Olayda bir müon veya elektron olmadığı durumlarda, B-hadron içerdiği tespit edilen bir jet gereklidir. Jetler,  $\Delta R = 0,4$  yarıçap parametresini kullanan anti- $k_T$  algoritması [78, 79] ile kalorimetrik bilgilerden yeniden oluşturulur. B-etiketli bir jetin tanımlanması, Arttırılmış Karar Ağaçları (AKT) algoritması kullanan ve sonucunda bir tür sınıflandırıcı değeri veren çok değişkenli MV2c10 metodu [80] ile yapılır. Bu çalışma için 0,56 AKT sınıflandırıcı çıkış değerini aşan jetler seçilmiştir. Bu değer, kalibrasyon örneğinin etiketleme gücünü en üst seviyeye çıkarmak için optimize edilmiştir. Seçilen çoklu jetlerde, MV2c10 sınıflandırıcısının en yüksek değerine sahip jet kullanılır. Sinyal bozunumu ile ilişkili olan jetler bu seçimde dikkate alınmaz. Jet ekseninin  $\Delta R = 0,5$  mesafesi içindeki yüklü parçacık izleri, bir jet koni yükünü tanımlamak için kullanılır.  $Q_{jet}$  Denklem (2.38) ile hesaplanır, burada  $\kappa = 1,1$  dir ve toplam, jet ile ilişkili  $|\Delta z| < 5$  mm şartına sahip yüklü parçacık izleri üzerinden gerçekleştirilir, B mezon sinyal adayının bozunumundan gelen yüklü parçacık izleri ise bu toplamdan hariç tutulur. Sinyal ürünleri, müon etiketleme için tarif edilenle aynı prosedür kullanılarak,  $J/\psi K^\pm$  değişmez kütle spektrumuna bir uyum

gerçekleştirilerek elde edilir. Şekil 2.25, B sinyali adayları için zıt yöndeki jetlerin koni yükünün dağılımını göstermektedir.



Şekil 2.25. B-jetleri kategorisinde, ayrık yükler (solda) ve sürekli dağılım için (sağda)  $Q_{jet}$  koni yükü dağılımları. Her bir şekilde, kırmızı (mavi) bölge, normalize edilmiş  $B^+$  ( $B^-$ ) koni yükü dağılımlarını göstermektedir.

### 2.3.10. Çeşni etiketleme performansı

Farklı çeşni etiketleme yöntemlerinin performansını ölçmek ve onları karşılaştırabilmek için, belirli bir etiketleme yöntemi tarafından etiketlenen olayların oranını, yöntemin saflığını ve etiketlemenin genel gücünü tanımlayacak üç adet gösterge kullanılır. Bir etiketleme yönteminin verimliliği  $\epsilon_x$ , bir veri örneğinde bu yöntemle etiketlenen sinyal olaylarının toplam sinyal olayı sayısına oranı olarak tanımlanır. Seyreltme (dilüsyon) adı verilen belirli bir çeşni etiketleme yönteminin saflığı,  $D(Q_{\mu}) = 2P(B|Q_{\mu}) - 1$  ile verilir. Etiketleme yönteminin etiketleme gücü ise

verim ve dilüsyon kullanılarak daha sonra  $T_x = \sum_i \epsilon_{x_i} D^2(Q_{x_i})$  ile hesaplanır ve

burada toplam, koni yük değişkeni aralıklarındaki olasılık dağılımı üzerinden alınır. Tanım olarak, lepton etiketli ve jet-yükü etiketli olaylar arasında örtüşme yoktur. Bir müon (Sıkı veya Düşük- $p_T$ ) ve elektron içeren olaylar arasındaki örtüşme, tüm etiketli olayların yaklaşık % 0,6'sına karşılık gelir. Olayda birden fazla yöntemle etiketleme potansiyeli olması durumunda ZYE yöntemi sırayla Sıkı müon, elektron, Düşük- $p_T$  müon ve son olarak jet için işler. Bununla birlikte, müon ve elektron etiketli olayların sıralamasının son sonuçlar üzerinde ihmal edilebilir bir etkisi olduğu görülmüştür. Her



yöntem için etiketleme performansının bir özeti ve  $B^\pm$ 'ler üzerindeki genel performansı Tablo 2.5'te verilmiştir.

Tablo 2.5.  $B^\pm$  sinyal adayları örneği üzerinde uygulanan farklı çeşni etiketleme yöntemleri için etiketleme performanslarının özeti. Gösterilen belirsizlikler sadece istatistikseldir.

Etiketleme Metodu	$\epsilon_x$ [%]	$D_x$ [%]	$T_x$ [%]
Sıkı Müon	$4,50 \pm 0,01$	$43,8 \pm 0,2$	$0,862 \pm 0,009$
Elektron	$1,57 \pm 0,01$	$41,8 \pm 0,2$	$0,274 \pm 0,004$
Düşük- $p_T$ Müon	$3,12 \pm 0,01$	$29,9 \pm 0,2$	$0,278 \pm 0,006$
Jet	$12,04 \pm 0,02$	$16,6 \pm 0,1$	$0,334 \pm 0,006$
Toplam	$21,23 \pm 0,03$	$28,7 \pm 0,1$	$1,75 \pm 0,01$

### 2.3.11. $B_s^0$ 'lara uygun etiket bilgisinin kullanılması

$B_s^0$  verileri üzerinde gerçekleştirilecek ve Bölüm 2.3.12'de açıklanacak maksimum olasılık uyumunda kullanılmak üzere B mezon adayının  $B_s^0$  durumunda (ya da  $\bar{B}_s^0$ ) üretildiğini gösteren her bir aday başına olasılık  $P(B|Q_x)$ , yukarıda açıklanan ve Şekil 2.21'de gösterilen  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  kalibrasyon örnekleri kullanılarak sağlanmaktadır.  $P(B|Q_x)$  dağılımının  $\bar{B}_s^0$  sinyali ve arkaplan verileri için farklı olması beklendiğinden, bu dağılımları olasılık fonksiyonunda tanımlayabilmek için ayrı PDF'ler gereklidir. Bu PDF'ler,  $P_s(P(B|Q_x))$  ve  $P_{\text{ark.pl.}}(P(B|Q_x))$  şeklinde ifade edilen ve sırasıyla sinyal ve arkaplan için olasılık dağılımlarını açıklayan "Punzi terimleri" olarak tanımlanır ve  $B_s^0$  adaylarını içeren veriler kullanılarak elde edilir.  $P_s(P(B|Q_x))$  ve  $P_{\text{ark.pl.}}(P(B|Q_x))$  PDF'leri, yukarıda açıklanan yöntemlerden biriyle etiketlenmiş (veya etiketlenmemiş) olayların kesrinden oluşur. Bu olaylar yine ayrık

PDF veya sürekli PDF olarak iki kategoriye ayrılır ve sürekli olanlar için karşılık gelen olasılık dağılımının bir PDF'sinden oluşur.

### 2.3.11.1. Sürekli PDF

Her ZYE yöntemi için  $P_s(P(B|Q_x))$  ve  $P_{ark.pl.}(P(B|Q_x))$  sürekli PDF bileşenlerinin parametrelerini elde etmek için şu şekilde bir yol izlenir:  $5,150 < m(J/\psi K^+ K^-) < 5,317$  GeV ve  $5,417 < m(J/\psi K^+ K^-) < 5,650$  GeV yanbant bölgelerinde  $P_{ark.pl.}(P(B|Q_x))$  için (sürekli kategori) arkaplan PDF'leri elde etmek üzere  $P(B|Q_x)$  dağılımlarına, gruplandırılmamış (unbinned) maksimum olasılık uyumu gerçekleştirilir. Sıkı müon ve elektron yöntemleri için parametrelendirme, ikinci dereceden bir polinom ve iki üstel fonksiyonun toplamı biçimindedir. Düşük- $p_T$ 'li müonlar için bir Gauss fonksiyonu kullanılırken jet etiketleme algoritması için sekizinci dereceden bir polinom seçilmiştir. Sinyal  $P_s(P(B|Q_x))$  için sürekli kategorisindeki sinyal PDF'lerini elde etmek üzere  $m(J/\psi K^+ K^-)$  dağılımındaki tüm olaylar kullanılarak  $P(B|Q_x)$  dağılımlarına uyum fonksiyonları uygulanır. Bu uyum işlemlerinde arkaplan sürekli PDF'lerini tanımlamak için daha önce elde edilen parametreler sabit tutulur. Sinyal PDF'lerinde, Sıkı müon etiketleme yöntemi sinyali tanımlamak için iki üstel ve bir sabit olmak üzere üç fonksiyonun toplamını kullanır. Elektronlar için sinyal fonksiyonu, ikinci dereceden bir polinom ve iki üstel fonksiyonun toplamı şeklindedir. Düşük- $p_T$ 'li müon ve jet etiketleme yöntemleri için ise bir Gauss fonksiyonu kullanılır.

### 2.3.11.2. Ayrık PDF

Koni yükünün ayrık olması durumunda koni yükleri +1 (-1) olan  $f_{+1}$  ( $f_{-1}$ ) olaylarının oranları, bir önceki bölümde açıklandığı gibi  $B_s^0$  kütle dağılımındaki sinyal ve yanbant bölgelerindeki olaylar kullanılarak sinyal ve arkaplan için ayrı ayrı belirlenir. Olayların geri kalan  $1-f_{+1}-f_{-1}$  kısmı, dağılımların sürekli kısımlarını oluşturur. Pozitif ve negatif yükler, bir  $J/\psi$  ve bir çift izin rastgele kombinasyonundan oluşan arkaplan adayları için eşit olasılığa sahiptir ancak bu durum, kısmen yeniden yapılandırılmış bir

B-hadronlardan oluşturulan arka plan adayları için geçerli değildir. Tablo 2.6, farklı etiket yöntemleri ile sinyal ve arkaplan olayları için elde edilen  $f_{+1}$  ve  $f_{-1}$  oranlarını özetlemektedir.

Tablo 2.6. Farklı etiketleme yöntemleri ile elde edilen sinyal ve arkaplan oranları

Etiketleme Yöntemi	Sinyal		Arkaplan	
	$f_{+1}$ [%]	$f_{-1}$ [%]	$f_{+1}$ [%]	$f_{-1}$ [%]
Sıkı Müon	$6,9 \pm 0,3$	$7,5 \pm 0,3$	$4,7 \pm 0,1$	$4,9 \pm 0,1$
Elektron	$20,0 \pm 1$	$19 \pm 1$	$16,8 \pm 0,2$	$17,3 \pm 0,2$
Düşük- $p_T$ 'li Müon	$10,9 \pm 0,5$	$11,6 \pm 0,5$	$7,0 \pm 0,1$	$7,5 \pm 0,1$
Jet	$3,60 \pm 0,15$	$3,54 \pm 0,15$	$3,05 \pm 0,03$	$3,17 \pm 0,03$

Farklı ZYE yöntemleri kullanılarak etiketlenen sinyal ve arkaplan olayları için elde edilen verimlilikler, benzer bir yanbant çıkarma yöntemi kullanılarak bulunmuş ve Tablo 2.7'de verilmiştir.

Tablo 2.7. Farklı etiketleme yöntemleri kullanılarak etiketlenen sinyal ve arkaplan olayları için elde edilen verimlilikler

Etiketleme Yöntemi	Sinyal Verimliliği [%]	Arkaplan Verimliliği [%]
Sıkı Müon	$4,06 \pm 0,06$	$3,21 \pm 0,01$
Elektron	$1,86 \pm 0,01$	$1,48 \pm 0,01$
Düşük- $p_T$ Müon	$2,95 \pm 0,05$	$2,70 \pm 0,01$
Jet	$12,10 \pm 0,10$	$9,41 \pm 0,02$
Etiketlenmeyen	$79,10 \pm 0,30$	$83,20 \pm 0,05$

Veriler ve seçilen uyum modelleri arasındaki olası sapmaları hesaba katmak için bu prosedürün varyasyonları kullanılmış ve bu sapmalar Bölüm 2.3.14'te açıklandığı gibi sistematik belirsizliklere eklenmiştir.

### 2.3.12. Maksimum olasılık uyumu

$B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  bozunumuna ait parametre değerlerini elde etmek için seçilen olaylara, birleştirilmemiş bir maksimum olasılık uyumu gerçekleştirilir. Uyum, yeniden yapılandırılmış kütle ( $m$ ), ölçülen karakteristik bozunum süresi ( $t$ ), ölçülen karakteristik bozunum süresi belirsizliği ( $\sigma_t$ ), etiketleme olasılığı ( $P(B|Q_x)$ ) ve her bir  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  bozunum adayının  $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  açılarına ilişkin bilgileri kullanır. Ölçülen  $\sigma_t$ , her aday olayın etkileşim noktası uyumu ile bağlantılı kovaryans matrisinden hesaplanır.  $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  Bölüm 2.3.4'te tanımlandığı gibidir. Bu bilgiler ışığında olasılık fonksiyonu, sinyal ve arkaplan olasılık yoğunluğu fonksiyonlarının bir kombinasyonu olarak aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$\begin{aligned} \ln L = \sum_{i=1}^N w_i \cdot \ln \left[ & f_s \cdot F_s(m_i, t_i, \sigma_{m_i}, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P_i(B|Q_x), p_{T_i}) \right. \\ & + f_s \cdot f_{B^0} \cdot F_{B^0}(m_i, t_i, \sigma_{m_i}, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P_i(B|Q_x), p_{T_i}) \\ & + f_s \cdot f_{\Lambda_b} \cdot F_{\Lambda_b}(m_i, t_i, \sigma_{m_i}, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P_i(B|Q_x), p_{T_i}) \\ & \left. + \left(1 - f_s \cdot (1 + f_{B^0} + f_{\Lambda_b})\right) F_{\text{ark.pl.}}(m_i, t_i, \sigma_{m_i}, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P_i(B|Q_x), p_{T_i}) \right] \end{aligned} \quad (2.41)$$

Burada  $N$  seçilen aday sayısını,  $w_i$  ise tetikleme verimliliğini hesaba katmak için kullanılan ağırlıklandırma faktörünü temsil eder.  $F_s$ ,  $F_{B^0}$ ,  $F_{\Lambda_b}$  ve  $F_{\text{ark.pl.}}$  terimleri sırasıyla sinyali,  $B^0$  arkaplanını,  $\Lambda_b$  arkaplanını ve diğer arka plan dağılımlarını modelleyen PDF'lerdir.  $f_s$  terimi, sinyal adaylarının oranını ifade ederken  $f_{B^0}$  ve  $f_{\Lambda_b}$  terimleri, sinyal olaylarının sayısına göre hesaplanan ve  $B_s^0$  adayı olarak yanlış tanımlanmış, sırasıyla  $B^0$  mezону ve  $\Lambda_b$  baryonlarının arka plan oranlarını temsil eder.  $f_{B^0}$  ve  $f_{\Lambda_b}$ , MC simülasyonunda belirlenen beklenen değerlerine sabitlenir ve sistematik belirsizliklerin bir parçası olarak değişir. Kütle ( $m_i$ ), karakteristik bozunum süresi ( $t_i$ ) ve  $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  açıları, her bir olaydaki verilerden ölçülen değerlerdir. Denklem (2.41)'deki sinyal PDF terimlerinin ayrıntılı bir açıklaması Bölüm 2.3.12.1'de verilmiştir. Üç arka plan fonksiyonu ise Bölüm 2.3.12.2'de açıklanmaktadır.

### 2.3.12.1. Sinyal PDF

Sinyal olaylarını ( $F_s$ ) tanımlamak için kullanılan PDF aşağıdaki içeriğe sahiptir:

$$F_s(m_i, t_i, \sigma_{m_i}, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P_i(B|Q_x), p_{T_i}) = P_s(m_i, \sigma_{m_i}) \cdot P_s(\sigma_{m_i}) \cdot P_s(\Omega_i, t_i, P_i(B|Q_x), \sigma_{t_i}) \cdot P_s(\sigma_{t_i}) \cdot P_s(P_i(B|Q_x)) \cdot A(\Omega_i, p_{T_i}) \cdot P_s(p_{T_i}) \quad (2.42)$$

Burada  $P_s(m_i, \sigma_{m_i})$  kütle terimi Denklem (2.43) ile modellenmiştir:

$$P_s(m_i, \sigma_{m_i}) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi} S_m \sigma_{m_i}} e^{-\frac{(m_i - m_{B_s})^2}{2(S_m \sigma_{m_i})^2}} \quad (2.43)$$

$P_s(m_i, \sigma_{m_i})$  terimi, her  $J/\psi\phi$  adayı için her biri dört-izli etkileşim noktası uyumu ile ilişkili olan bir kovaryans matristen hesaplanan aday başına kütle hatası  $\sigma_{m_i}$ 'yi kullanır. Ölçülen her aday kütlesi, herhangi bir yanlış ölçümün hesaba katılabilmesi için kullanılan bir ölçek faktörü  $S_m$  ile çarpılan ve  $\sigma_{m_i}$ 'ye eşit bir genişliğe sahip olan bir Gauss fonksiyonuyla düzenlenir. Hem  $S_m$  hem de  $B_s^0$  mezonunun kütlelerinin ortalama değeri ( $m_{B_s}$ ), uyumda belirlenen serbest parametrelerdir.  $P_s(\sigma_{m_i})$ ,  $P_s(\sigma_{t_i})$  ve  $P_s(p_{T_i})$  olasılık terimleri, sırasıyla aday başına kütle hatası, zaman hatası ve  $p_{T_i}$  değerleri için sinyal ve arkaplan olayları arasındaki farklılıkları hesaba katmak için oluşturulur. Bu değişkenlerin sinyal ve arkaplan için dağılımları gama fonksiyonları ile tanımlanır ve yöntem [81]'deki ile aynı şekildedir.  $P_s$  sinyalinin  $P_i(B|Q_x)$  etiketleme olasılık terimi bir önceki bölümde açıklandığı gibidir.  $P_s(\Omega_i, t_i, P_i(B|Q_x), \sigma_{t_i})$  terimi,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  kanalının bozunum süresidir ve bu kanalın  $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  açıları için ortak bir PDF'dir. Algıç etkileri göz ardı edilirse,  $t$  süresi ve açılar için dağılım, diferansiyel bozunum oranı ile aşağıdaki şekilde verilir [82]:

$$\frac{d^4\Gamma}{dt d\Omega} = \sum_{k=1}^{10} O^{(k)}(t) g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T) \quad (2.44)$$

Burada  $O^{(k)}(t)$ , dört farklı genliğin ( $A_0, A_{\parallel}, A_{\perp}, A_s$ ) katkıları ve bunların girişim terimlerinin katkılarına karşılık gelen zamana bağlı fonksiyonları,  $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  ise açılmal fonksiyonları ifade eder. Tablo 2.8,  $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  açılarının açılmal ve zamana bağlı fonksiyonlarını göstermektedir. Zamana bağlı fonksiyonların formülleri  $B_s^0$ 'lar ve  $\bar{B}_s^0$ 'lar için aynı yapıya sahiptir, yalnızca uyumun sabit bir parametresi olan  $\Delta m_s$  içeren terimlerdeki işaretler tersine çevrilir ([45] kullanılarak).

Bu analiz süresince kullanılan formülasyon, doğrudan bir CP ihlali olmadığını varsaymaktadır. Tablo 2.8'deki  $A_{\perp}(t)$  parametresi, CP-tek son durum konfigürasyonu için zamana bağlı genlik iken,  $A_0(t)$  ve  $A_{\parallel}(t)$ , CP-çift son durum konfigürasyonlarına karşılık gelir.  $A_s(t)$ , CP-tek, rezonans olmayan  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$  S-dalga durumu ( $f_0$  içeren) için katkı sağlar. Bu genliklere karşılık gelen fonksiyonlar Tablo 2.8'in son dört satırında (7-10) verilmiştir. Genlikler  $|A_i|e^{i\delta_i}$  ile parametrelendirilir ve  $|A_0(0)|^2 + |A_{\perp}(0)|^2 + |A_{\parallel}(0)|^2 = 1$  normalizasyon ilişkisine sahiptir. Burada  $i = \{0, \parallel, \perp, S\}$  ve  $\delta_0 = 0$ 'dır. Geri kalan üç genlik, uyumdan gelen parameterlerken  $|A_{\perp}(0)|$ , normalizasyon koşulundan elde edilir.  $\delta_s$  fazı, rezonans tepesindeki  $A_s(0)$  ve  $A_0(0)$  arasındaki faz farkıdır.  $|A_s|^2$ , analizde kullanılan  $m(K^+K^-)$  aralığında bulunan rezonans olmayan ürünlerin rezonans olan ürünlere oranını verir. Kütle aralığı üzerinden gerçekleştirilen toplamda girişim terimleri (Tablo 2.8'de, satır 8 - 10), mutlak genlikteki ve rezonans S-dalgası genlikleri arasındaki fazdaki kütle kaynaklı farkları hesaba katan  $\alpha = 0,51 \pm 0,02$  faktörü ile düzeltilir. Düzeltme, rezonansın Breit-Wigner tanımına ve  $A_s$ 'nin tektip olması varsayımına dayanır.  $\alpha$  değeri üzerindeki belirsizlik, Flatté parametrelmesine [83] dayanılarak hesaplanmıştır ve buna karşılık gelen sistematik belirsizlik Bölüm 2.3.14'te açıklanmıştır. Açılar Bölüm 2.3.4'te gösterildiği gibi son durum parçacıklarının durgun kütle merkezi çerçevesinde tanımlanır.  $P_s(\Omega_i, t_i, P_i(B|Q_x), \sigma_{t_i})$  PDF terimi ömür üzerindeki çözünürlüğü de hesaba katar ve bu nedenle Tablo 2.8'deki her bir zaman elemanı bir Gauss fonksiyonuyla "smear" edilir. Smearing, nümerik olarak ve

her bir olay için ayrı ayrı uygulanır. Smearingde Gauss fonksiyonunun genişliği, her bir olay için ölçülen ve herhangi bir yanlış ölçümü hesaba katan bir ölçek faktörü ile çarpılan karakteristik bozunum süresi hatasını verir. Sinyal olayları için bu belirsizliğin ortalama değeri  $69 \text{ fs}$ 'dir. Algıcın açısal kabulü ve açısal dağılımlardaki kinematik seçimler,  $A(\Omega_i, p_T)$  ile olasılık fonksiyonuna dahil edilmiştir. Bu fonksiyon, adayın  $p_T$ 'si ve  $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  açılarına göre her bir olay için ayrı ayrı uygulanan bir 4D gruplandırılmış kabul yöntemi kullanılarak hesaplanır.  $p_T$  gruplandırması gereklidir çünkü açısal kabul,  $B_s^0$  adayının  $p_T$ 'sinden etkilenir. Bu açısal kabul,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  MC olaylarındaki  $p_T$  ve  $\eta$  dağılımlarına ek bir ağırlıklandırma uygulanarak hesaplanır. Olasılık fonksiyonundaki açısal kabul,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  bozunumunu tanımlayan, zamana ve açığa bağlı PDF ile çarpılan açısal bir kabul PDF'si olarak ifade edilir. Hem kabul hem de zamana ve açığa bağlı bozunum PDF'leri  $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  açılarına bağlı olduğundan, birlikte normalize edilmeleri gerekir. Bu normalizasyon, olasılık uyumu esnasında nümerik olarak yapılır. PDF, tüm  $5,150 - 5,650 \text{ GeV}$ 'lik  $B_s^0$  kütle aralığı üzerinden normalize edilmiştir.

### 2.3.12.2. Arkaplan PDF

Arkaplan PDF aşağıdaki içeriğe sahiptir:

$$F_{\text{ark.pl.}}(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P_i(B|Q_x), p_{T_i}) = P_b(m_i) \cdot P_b(t_i | \sigma_{t_i}) \cdot P_b(P_i(B|Q_x)) \cdot P_b(\Omega_i) \cdot P_b(\sigma_{t_i}) \cdot P_b(p_{T_i}) \quad (2.45)$$

Karakteristik bozunum süresi fonksiyonu  $P_b(t_i | \sigma_{t_i})$ , Gauss dağılımına göre modellenen bir direkt tepe olarak parametrelendirilir ve bu parametrelendirme iki pozitif ve bir negatif üstel fonksiyondan oluşur. Bu fonksiyonlar, sinyal bozunumunun zamana bağlılığındaki aynı çözünürlük fonksiyonu ile smear edilir. Direkt tepe, ömürleri sıfır etrafında dağılan yeniden yapılandırılmış kombinatoriyal arkaplan olaylarını modellemektedir. İki pozitif üstel fonksiyon, aynı olayda, bir B/D mezonundan ya da birincil etkileşim noktasında gelen hadronlarla, direkt-olmayan

$J/\psi$  içeren daha uzun ömürlü arkaplanın kombinasyonunun oranını temsil eder. Negatif üstel fonksiyon ise etkileşim noktasının zayıf çözünürlüğe sahip olduğu olayları temsil eder.  $P_b(p_{T_i})$  ve  $P_b(\sigma_{t_i})$  olasılık terimleri ise [81]'da açıklanan gama fonksiyonları ile tanımlanmaktadır. Arkaplan olayları için etiketleme olasılık terimi,  $P_b(P_i(B|Q_x))$ , Bölüm 2.3.10.'da açıklanmıştır.

$P_b(\Omega_i)$  arkaplan açısız dağılımının şekli, öncelikle algıç ve kinematik kabul etkileriyle şekillenir. En iyi açıklama Legendre çokterimli fonksiyonlarıyla sağlanmıştır:

$$Y_l^m(\theta_T) = \sqrt{(2l+1)/(4\pi)} \sqrt{(l-m)!/(l+m)!} P_l^{|m|}(\cos\theta_T) \quad (2.46)$$

$$P_k(x) = \frac{1}{2^k k!} \frac{d^k}{dx^k} (x^2 - 1)^k \quad (2.47)$$

$$P_b(\theta_T, \psi_T, \phi_T) = \sum_{k=0}^{14} \sum_{l=0}^{14} \sum_{m=-1}^1 \begin{cases} a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^m(\theta_T) \cos(m\phi_T) P_k(\cos\psi_T) & m > 0 \\ a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^{-m}(\theta_T) \sin(m\phi_T) P_k(\cos\psi_T) & m < 0 \\ a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^0(\theta_T) P_k(\cos\psi_T) & m = 0 \end{cases} \quad (2.48)$$

burada  $a_{k,l,m}$  katsayıları,  $B_s^0$  kütle dağılımının yanbantlarındaki olaylar için açısız dağılımlara en iyi uyumu sağlayacak şekilde ayarlanır. Bu parametreler daha sonra Denklem (2.41) ile tanımlanan ana uyum işleminde sabit tutulur. Arkaplan uyumu için kullanılan  $B_s^0$  kütle aralığı,  $|m(B_s^0) - 5,366| < 0,110$  GeV sinyal kütle bölgesi hariç tutularak, 5,150 - 5,650 GeV olarak seçilmiştir.  $P_b(m_i)$  arkaplan kütle modeli, sabit bir terim eklenmiş üstel bir fonksiyondur.  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  olarak yanlış yapılandırılmış  $B_d \rightarrow J/\psi K^{0*}$  ve  $\Lambda_b \rightarrow J/\psi K^-$  olaylarından kaynaklanan hatalar, Denklem (2.41)'deki PDF'deki,  $F_{B^0}$  ve  $F_{\Lambda_b}$  terimleri ile temsil edilmiş ve uyumda hesaba katılmıştır. Bu katkıların  $f_{B^0} = \%(4,3 \pm 0,5)$  ve  $f_{\Lambda_b} = \%(2,1 \pm 0,6)$  oranları,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  sinyal olaylarının sayısına göre hesaplanmıştır ve [45, 84-88]'teki üretim tesir kesitleri ve dallanma oranları kullanılarak oluşturulan MC simülasyonundan elde edilmiştir. MC'de simüle edilmiş olaylar ayrıca kütle ve dik açı dağılımlarının şeklini



belirlemek için de kullanılmıştır.  $B_d \rightarrow J/\psi K^{0*}$  'ın ve eşlenik bozunumunun 3D açışal dağılımları, [89]'ten alınan girdiler kullanılarak modellenirken  $\Lambda_b \rightarrow J/\psi K^-$  ve eşlenik bozunumunun dağılımları düz kabul edilir. Bu dağılımlar, algıç kabul etkileri için şekillendirilir ve daha sonra Legendre polinomları (Denklem (2.46-2.48)) ile tanımlanır. Bu şekiller uyumda kalıp olarak kullanılır.  $B_d$  ve  $\Lambda_b$  ömürleri uyumda,  $B_d/B_s^0$  veya  $\Lambda_b/B_s^0$  kütle oranlarına göre ölçeklendirilen ilave üstel terimler eklenerek hesaba katılır. Burada kullanılan kütleler [45]'ten alınmıştır.  $B_d \rightarrow J/\psi K^{0*}$  ve  $\Lambda_b \rightarrow J/\psi K^-$  arkaplan bozunumlarından kaynaklanan sistematik belirsizlikler Bölüm 2.3.14'te açıklanmıştır.  $B_d \rightarrow J/\psi K \pi$  S-dalgası bozunumunun yanı sıra, bu bozunumun  $B_d \rightarrow J/\psi K^{0*}$  P-dalgası ile girişimi de [89]'te ölçülen parametreler kullanılarak uyum fonksiyonundaki PDF'lere dahil edilmiştir.

### **2.3.13. Müon tetikleme verimliliğinin karakteristik bozunum zamanına bağımlılığı**

Yüksek değerli dikine vuruş parametresine sahip tetiklenmiş müonlar, sınırlı iz takibi görüş alanından olumsuz yönde etkilenir ve bu durum, karakteristik bozunum zamanının yüksek değerlerinde verimsizlikle sonuçlanır. Bu verimsizlik, MC simülasyonu olayları kullanılarak, tetik seçiminin uygulanmasından önce ve sonra elde edilen  $B_s^0$ 'ların karakteristik bozunum süresi dağılımları karşılaştırarak tahmin edilir. Bu verimsizliği dikkate almak için olaylar,  $w$  faktörü ile yeniden ağırlıklandırılır:

$$w = p_0 \cdot \left[ 1 - p_1 \cdot \left( \text{Erf} \left( (t - p_3) / p_2 \right) + 1 \right) \right] \quad (2.49)$$

Burada Erf hata fonksiyonunu gösterir,  $p_0$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  ve  $p_3$  ise MC olaylarına karakteristik olarak belirlenen parametrelerdir. Veri alımı sonrası uygulanan iz yapılandırmasından, birinci etkileşim noktası yapılandırmasından veya iz kalitesi seçim kriterlerinden kaynaklanan önemli bir yanlılık veya verimsizlik gözlenmemiştir.

Tablo 2.8. 10 zamana bağlı  $O^{(k)}(t)$  fonksiyonu ve  $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  transversite açılarının fonksiyonları

$k$	$O^{(k)}(t)$	$g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$
1	$\frac{1}{2} A_0(0) ^2 \left[ (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \pm 2e^{-\Gamma_{st}} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$2 \cos^2 \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \phi_T)$
2	$\frac{1}{2} A_{\parallel}(0) ^2 \left[ (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \pm 2e^{-\Gamma_{st}} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\sin^2 \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \sin^2 \phi_T)$
3	$\frac{1}{2} A_{\perp}(0) ^2 \left[ (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \mp 2e^{-\Gamma_{st}} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\sin^2 \psi_T \sin^2 \theta_T$
4	$\frac{1}{2} A_0(0)  A_{\parallel}(0)  \cos \delta_{\parallel} \left[ (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \pm 2e^{-\Gamma_{st}} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi_T \sin^2 \theta_T \sin 2\phi_T$
5	$ A_{\parallel}(0)  A_{\perp}(0)  \left[ \frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t}) \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \sin \phi_s \pm e^{-\Gamma_{st}} (\sin(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos(\Delta m_s t) - \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)) \right]$	$-\sin^2 \psi_T \sin 2\theta_T \sin \phi_T$
6	$ A_0(0)  A_{\perp}(0)  \left[ \frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t}) \cos \delta_{\perp} \sin \phi_s \pm e^{-\Gamma_{st}} (\sin \delta_{\perp} \cos(\Delta m_s t) - \cos \delta_{\perp} \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)) \right]$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi_T \sin 2\theta_T \cos \phi_T$
7	$\frac{1}{2} A_S(0) ^2 \left[ (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \mp 2e^{-\Gamma_{st}} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\frac{2}{3} (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \phi_T)$
8	$\alpha  A_S(0)  A_{\parallel}(0)  \left[ \frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t}) \sin(\delta_{\parallel} - \delta_S) \sin \phi_s \pm e^{-\Gamma_{st}} (\cos(\delta_{\parallel} - \delta_S) \cos(\Delta m_s t) - \sin(\delta_{\parallel} - \delta_S) \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)) \right]$	$\frac{1}{3} \sqrt{6} \sin \psi_T \sin^2 \theta_T \sin 2\phi_T$
9	$\frac{1}{2} \alpha  A_S(0)  A_{\perp}(0)  \sin(\delta_{\perp} - \delta_S) \left[ (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \mp 2e^{-\Gamma_{st}} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\frac{1}{3} \sqrt{6} \sin \psi_T \sin 2\theta_T \cos \phi_T$
10	$\alpha  A_0(0)  A_S(0)  \left[ \frac{1}{2}(e^{-\Gamma_H^{(s)} t} - e^{-\Gamma_L^{(s)} t}) \sin \delta_S \sin \phi_s \pm e^{-\Gamma_{st}} (\cos \delta_S \cos(\Delta m_s t) + \sin \delta_S \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)) \right]$	$\frac{4}{3} \sqrt{3} \cos \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \phi_T)$

### 2.3.14. Sistematik belirsizlikler

Sistematik belirsizlikler aşağıda açıklanan etkiler kapsamında değerlendirilir:

- Çeşni etiketleme: Çeşni etiketleme prosedürünün, istatistiksel ve sistematik bileşenler nedeniyle uyum parametrelerindeki belirsizliklere iki tip katkısı vardır.  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  bozunumlarının miktarına bağlı olarak ortaya çıkan istatistiksel belirsizlik genel istatistiksel hataya dahil edilmiştir. Bölüm 2.3.9’da açıklanan ZYE kalibrasyonunun ince ayarlarından kaynaklanan sistematik belirsizlik ise, varsayılan birkaç alternatif fonksiyondan biri olan üçüncü dereceden bir polinomla temsil edilen (ya da elektron için sinüzoidal) ve koni yükünün bir fonksiyonu olan  $P(B|Q_x)$  olasılık dağılımını parametreleştirmek için kullanılan modellerin değiştirilmesiyle tahmin edilmektedir. Alternatif fonksiyonlar ise doğrusal bir fonksiyon, beşinci dereceden bir polinom veya pozitif ve negatif bölgeleri tanımlayan ve ortak sabit ve doğrusal terimlere sahip iki adet üçüncü dereceden polinomdur.  $B_s^0$  uyumu, bu alternatif modeller kullanılarak tekrarlanmış ve nominal uyuma göre en büyük fark sistematik belirsizlik olarak belirlenmiştir. Kalibrasyon eğrileri, kalibrasyon prosedürünü doğrulamak için  $B^\pm$  ve  $B_s^0$  sinyallerinin simülasyondan gelen örneklerinden elde edilir. Bu iki örnekten gelen eğriler arasındaki fark, verilerden elde edilen kalibrasyon eğrilerine sirayet eder. Nominal uyum ile çeşitli kalibrasyon eğrileri yapılan uyumlarda parametreler arasındaki farklar sistematik belirsizliğe dahil edilir. Parçacık kümelenme dağılımına bağlı potansiyel herhangi bir bağımlılık nedeniyle ek bir sistematik belirsizlik atanır. Kalibrasyon verileri, olayın kümeleniş profiline göre ayrılır, yaklaşık olarak eşit verimlere sahip altkümelere bölünür ve her altküme için ayrı kalibrasyonlar yapılır.  $B_s^0$  uyumu için, söz konusu olayın kümeleniş profiline karşılık gelen kalibrasyonlar kullanılarak uyum tekrarlanır. Nominal ve değiştirilen uyumlar arasında ilgilenilen parametrelere gelen farklar sistematik belirsizlik olarak kabul edilir.  $P_b(P(B|Q_x))$  ve  $P_s(P(B|Q_x))$  terimleri için parametreleme yerine histogramlar kullanılmıştır ve parametlemedeki farklar da göz önünde bulundurulmuştur.  $B_s^0$  uyum parametrelerinde ortaya çıkan değişiklikler benzer şekilde sistematik belirsizliklere dahil edilmiştir.

- Açısal kabul yöntemi: Algıç modellemesinin açısal kabulü ve kinematik seçimler,  $A(\Omega_i, p_T)$ , MC simülasyondan elde edilen verilere göre aralıklara bölünmüş bir uyumdan belirlenir. Aralık seçiminden kaynaklanan sistematik belirsizliği tahmin etmek için, farklı aralık genişlikleri ve bunların merkezî değerleri kullanılarak farklı açısal kabul fonksiyonları hesaplanır.
- İç algıç hizalaması: İD'nin rezidüel yanlış hizalamaları,  $d_0$  vuruş parametresinin birincil etkileşim noktasına göre dağılımını etkiler. Bunların uyum parametreleri üzerindeki etkileri incelenmiş ve bulunan sapmalar sistematik belirsizliklere dahil edilmiştir.
- Tetikleme verimliliği: Tetikleycilerden kaynaklanan karakteristik bozunum süresi üzerindeki verimsizliği düzeltmek için olaylar, Denklem (2.49)'a göre yeniden ağırlıklandırılır. Verimliliği belirlemek için kullanılan MC örneğindeki farklı aralık setleri kullanılarak alternatif bir uyum uygulanmış ve sistematik etkilerin ihmal edilebilir düzeyde olduğu görülmüştür.
- En iyi aday seçimi:  $B_s^0$ 'ların uygulanan uyumdan sonra sistematik belirsizliğinin, kinematik seçimlerden sonra birden fazla aday içerdiği tespit edilen olayların % 5'inin en iyi kalitede aday seçimine uyduğu tahmin edilmektedir. Nominal uyumda, en düşük  $\chi^2 / \text{n.d.o.f}$  olan  $B_s^0$  adayına seçilmiştir. Bunun yerine en yüksek  $p_T$ 'ye sahip adayın seçildiği eşdeğer bir örnek oluşturulmuş ve nominal uyumdan sapmalar, ölçümün sistematığına dahil edilmiştir.
- Arka plan açıları modeli:  $P_b(\theta_T, \phi_T, \psi_T)$  arka plan açısal dağılımının şekli, Denklem (2.46 - 2.48)'de verilen 14. dereceden Legendre çokterimli fonksiyonlarıyla açıklanmaktadır. Alternatif olarak, daha yüksek dereceli Legendre çokterimli fonksiyonları test edilmiş ve nominal uyum fonksiyonunun parametreleri ile diğer uyum parametreleri arasındaki farklar sistematik belirsizlikler olarak hesaba katılmıştır. Dağılımın şekli öncelikle algıç ve kinematik kabul etkileri ile belirlenmiştir ve  $B_s^0$  mezon adayının  $p_T$ 'sine hassas olduğu görülmüştür. Bu nedenle, Legendre çokterimli fonksiyonları kullanılarak yapılan parametreleme, 10–15 GeV, 15–20 GeV, 20–25 GeV, 25–30 GeV, 30–55 GeV ve  $> 55$  GeV olacak şekilde altı  $p_T$  aralığında gerçekleştirilmiştir.  $p_T$  aralığı seçimine bağlı sistematik belirsizlikler, bu aralıkların 1 GeV ve 2 GeV genişletilip

küçültülmesi yoluyla ilgili uyum tekrarlanarak tahmin edilmiştir. Uyum sonuçlarında gözlenen en büyük sapmalar sistematik belirsizliklere dahil edilmiştir. Denklem (2.46 - 2.48) ile verilen Legendre çokterimli fonksiyonlarının parametreleri,  $B_s^0$  kütle dağılımının yanbantlarında bulunan olayların açısız dağılımlarına en iyi uyumu sağlayacak şekilde ayarlanmıştır. Uyum sonuçlarının, yanbant bölgelerinin seçimine hassasiyetini test etmek için, sinyalin kütle bölgesinin dışında kalan alan için,  $|m(B_s^0) - 5,366 \text{ GeV}| > 0,085 \text{ GeV}$  ve  $|m(B_s^0) - 5,366 \text{ GeV}| > 0,160 \text{ GeV}$  (nominal  $|m(B_s^0) - 5,366 \text{ GeV}| > 0,110 \text{ GeV}$  seçimi yerine) alternatif seçenekleriyle uyum tekrarlanır. Uyum sonuçlarındaki farklar sistematik belirsizlikler olarak belirlenmiştir.

- $B_d$  ve  $\Lambda_b$  katkısı:  $B_s^0$  olarak hatalı yeniden yapılandırılmış  $B_d$  ve  $\Lambda_b$  olaylarından kaynaklanan kontaminasyon, son uyumda hesaba katılmıştır.  $B_d$  ve  $\Lambda_b$  bozunum olaylarının kesri, kütle dağılımlarının şekilleri,  $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  açıları ve ömürlerindeki belirsizlikleri değerlendirmek için çalışmalar yapılmıştır. MC olaylarında  $B_d \rightarrow J/\psi K^{0*}$  kanalının açısız dağılımı, [89]'dan alınan parametreler kullanılarak modellenmiştir.  $B_d \rightarrow J/\psi K^{0*}$  P-dalgasının  $B_d \rightarrow J/\psi K \pi$  S-dalgası ile olan etkileşiminin yanı sıra bu S-dalgası kanalının kendi katkısı da [89]'da ölçülen parametreler ışığında uyumdaki PDF'ye dahil edilmiştir. Bu parametrelerdeki belirsizlikler sistematik belirsizliklerin tahmininde dikkate alınmıştır.  $B_s^0$  sinyali için kinematik seçimler uygulandıktan sonra, açısız dağılımlara Legendre çokterimli fonksiyonu kullanılarak bir uyum gerçekleştirilmiştir. Bu uyumun belirsizlikleri sistematik belirsizlik içinde yer almaktadır.
- Uyum Modeli kütle ve ömür:  $B_s^0$  sinyalinin kütle modeli nedeniyle ortaya çıkan sistematik belirsizlikleri tahmin etmek için, varsayılan model, ilk Gauss fonksiyonu ile aynı yapıya sahip olan ancak farklı bir  $S_m^1$  ölçek faktörüne sahip Denklem (2.43)'teki ikinci bir Gauss fonksiyonu ekleyerek değiştirilmiştir. Uyum parametrelerinde kayda değer farklar bulunmamıştır. Modelde, parçacık ömrünü açıklayan kısmın hassasiyetini test etmek için iki sistematik test

gerçekleştirilmiştir: Sinyal ve arka plan ömür hatalarının belirlenmesi, bu iki bileşenin göreceli katkılarının değerlendirildiği  $p_T$  aralıklarının seçimine ve ayrıca sinyal oranının belirlenmesine hassastır. Uyum, bu oranın belirsizliğinin 1 standart sapması kadar ( $1\sigma$ ) değiştirilmesiyle tekrarlanmıştır ve farklar sistematik belirsizliğe dahil edilmiştir.

- Uyum Modeli S-dalga fazı: Bölüm 2.3.12’de açıklanan,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi(K^+K^-)$  ve  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$  S-dalgası arasındaki girişimin modeli, rezonans ve S-dalgası arasındaki mutlak genliği ve fazdaki kütle-bağımlı farkları hesaba katan  $\alpha = 0,51 \pm 0,02$  faktörü ile düzeltilir.  $\alpha$ ’daki belirsizliği hesaba katmak için uyum,  $\alpha = 0,51 + 0,02$  ve  $\alpha = 0,51 - 0,02$  değerleri ile tekrarlanmıştır. Parametre değerlerinin, merkezî değer  $\alpha = 0,51$  kullanılarak gerçekleştirilen nominal uyuma göre değişimleri sistematik belirsizliklere dahil edilmiştir.
- Veri modelleme sınırlamaları: Uyum modeli, karmaşıklığından dolayı bazı parametrelere karşı hassas olabilir. Bu sınırlı hassasiyet, seçilen model, uyum uygulanacak olan veriyi tam olarak tanımladığında bile ölçülen fizik parametrelerinde bir yanlılığa neden olabilir. Sonuçların kararlılığını test etmek için, nominal uyum modeli seçimi nedeniyle hem üretim hem de uyumda varsayılan model kullanılarak bir dizi sözde deney yapılmıştır. Sistematik belirsizlikler, söz konusu parametrenin verilere uygunluktaki istatistiksel hatası ile ölçeklendirilen sahte deneylerin pull dağılımlarının ortalamasından belirlenir. Elde edilen sapmalar sistematik belirsizlikte yer almaktadır. Sistematik belirsizlikler Tablo 2.9’da listelenmiştir. Her parametre için toplam sistematik belirsizlik, tüm katkıların kare toplamı (quadrature) olarak sonuçlara eklenmesiyle elde edilir.

Tablo 2.9. Uyum parametrelerine ait sistematik belirsizlikler

	$\phi$ [ $10^{-3}$ rad]	$\Delta\Gamma_s$ [ $10^{-3}$ ps $^{-1}$ ]	$\Gamma_s$ [ $10^{-3}$ ps $^{-1}$ ]	$ A_{\parallel}(0) ^2$ [ $10^{-3}$ ]	$ A_{\perp}(0) ^2$ [ $10^{-3}$ ]	$ A_s(0) ^2$ [ $10^{-3}$ ]	$\delta_{\perp}$ [ $10^{-3}$ rad]	$\delta_{\parallel}$ [ $10^{-3}$ rad]	$\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}$ [ $10^{-3}$ rad]
Etiketleme	19	0,4	0,3	0,2	0,2	1,1	17	19	2,3
Kabul	0,5	< 0,1	< 0,1	0,8	0,8	2,6	30	50	11
İD hizalama	0,8	0,2	0,5	< 0,1	< 0,1	< 0,1	11	7,2	< 0,1

Tablo 2.9. (Devam) Uyum parametrelerine ait sistematik belirsizlikler

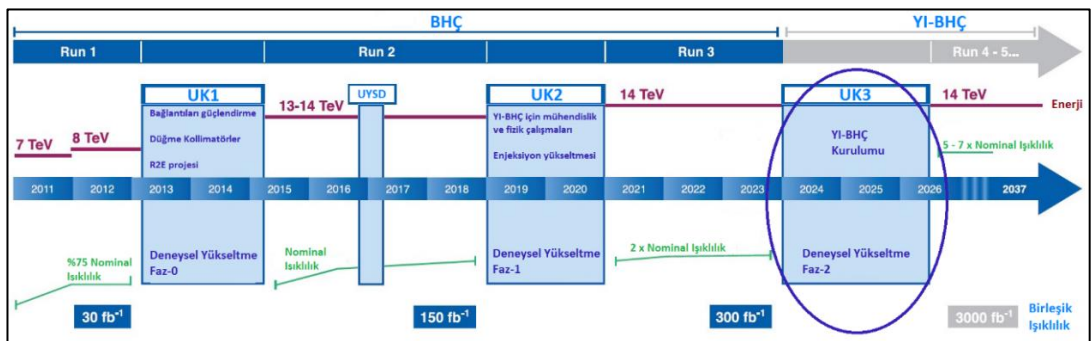
En iyi aday secimi	0,5	0,4	0,7	0,5	0,2	0,2	12	17	7,5
Arka plan açılı modeli:									
Uyum fonk.seçimi	2,5	< 0,1	0,3	1,1	< 0,1	0,6	12	0,9	1,1
$p_r$ aralığı seçimi	1,3	0,5	< 0,1	0,4	0,5	1,2	1,5	7,2	1,0
Kütle aralığı seçimi	0,4	0,1	0,1	0,3	0,3	1,3	4,4	7,4	2,3
Arka plan:									
$B_d$	2,3	1,1	< 0,1	0,2	3,0	1,5	10	23	2,1
$\Lambda_b$	1,6	0,3	0,2	0,5	1,2	1,8	14	30	0,8
Uyum modeli:									
Zaman çöz. sinyal frak.	1,4	1,1	0,5	0,5	0,6	0,8	12	30	0,4
Zaman çöz. $p_r$ aralıkları	0,7	0,5	0,8	0,1	0,1	0,1	2,2	14	0,7
S-dalgası fazı	0,2	< 0,1	< 0,1	0,3	< 0,1	0,3	11	21	8,4
Model sınırlaması	4,1	1,7	0,9	1,4	< 0,1	1,5	19	0,9	7,0
Toplam	20	2,5	1,6	2,3	3,5	4,5	50	79	18

#### 2.4. ATLAS Algıç İyileştirmeleri

1. veri dönemi süresince toplanan verilerle Higgs bozonu keşfedilmiş olmasına rağmen, tüm ana üretim ve bozunum kanallarındaki özelliklerinin hassasiyetle ölçülebilmesi için daha fazla istatistik gerekmektedir. Bunun yanı sıra SM ötesi diğer birçok model, özellikle Süper Simetri'dekiler, çok nadir görülen süreçler ile ilgilenir ve bu nedenle deneysel araştırmalar için çok yüksek ışınlığa ihtiyaç duyarlar. Bu sebeplerden ötürü, BHÇ için özel yükseltmeler içeren bir dizi kapatma programı ile ışınlığın kademeli olarak arttırılması planlanmıştır [90]. Yükseltme, bahsi geçen nadir

süreçleri görmek ve istatistiksel olarak marjinal ölçümleri iyileştirmek için daha iyi fırsatlar sağlayacaktır. Ancak BHÇ'nin mevcut sisteminin iyileştirmesi, parçacık algıci teknolojileri için yeni bir mücadele alanı oluşturmaktadır. Işınlıktaki artış, mevcut koşullara göre daha yüksek miktarda bohça başına parçacık yığılımı (pile-up,  $\mu = 200$ ) ve arkaplanı üretecek ve bu, tüm alt algıç ve veri alım sistemi daha fazla radyasyona maruz kalmasına sebep olacaktır. Özellikle ATLAS için, kalorimetrelerin ve muon spektrometresinin çeşitli kısımlarındaki elektronik cihazların ve iç izleme sistemlerinin (radyasyonun en çok zarar verdiği algıçların) bir kısmının değiştirilmesi planlanmaktadır. Ayrıca, tetikleyici sisteminin daha seçici hale gelmesi, böylece birçok fizik çalışması ve araştırması için gereken düşük  $p_T$  eşikleri kabul edilebilir bir tetikleme hızına sahip olması ve parçacık seçiminin algıcın geometrik kabulü açısından mevcut sınırlamaları aşması gerekir. Dolayısıyla TDAQ sistemleri de YI-BHÇ'de öngörülen bu gereksinimleri sağlamak ve yeni parçacık oranlarıyla başa çıkabilmek adına bir iyileştirmeye ihtiyaç duyacaktır.

Planlanan programa genel bir bakış Şekil 2.26'da verilmiştir. Bu genel bakış, bahsi geçen algıç ve veri alım sisteminin iyileştirmesinin üç aşamasını içerir. İlk iyileştirme (Faz-0 iyileştirmesi), 2013-2014'te piksel algıcına yeni bir piksel katmanı (IBL), L1 Tetikleme sistemine ise bir topolojik tetik işlemcisi (L1Topo) eklenerek gerçekleştirilmiştir. Her iki değişiklik de TDAQ sisteminin ilk seviyesinin yapısını etkilemiştir.



Şekil 2.26. BHÇ'nin 26 yıllık operasyon planı

Faz-0 aşamasından sonraki BHÇ iyileştirmeleri ise iki aşamaya ayrılmıştır:

- Uzun Kapanış 2 (UK2) süresince gerçekleşen Faz-1 iyileştirmesi, 2019-2021 yılları arasında planlanmıştır. Faz-1, BHÇ tepe ışıklığını  $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$



arttırmak amacıyla enjektörlerin (PS, SPS vb.) hazır hale getirilmesini içerecektir. Böylece 3. veri alımı'nın sonuna kadar  $300 \text{ fb}^{-1}$  birleşik ışınığa ulaşılması planlanmaktadır. Faz-1 iyileştirmesinde algıçlardaki en dikkat çekici geliştirmeler ise, uç-kapak bölgesindeki Küçük Tekerlek'in (SW), parçacıkların hem tetikleme hem de hassas izlemesi için kullanılan küçük şeritli TGC (sTGC) ve Micro-Mesh (MM) gazlı odaları kullanılarak Yeni Küçük Tekerlekler (NSW) ile değiştirilmesidir. Ayrıca fiçı uç-kapak geçiş bölgesindeki ( $1.05 < |\eta| < 1.3$ ) MDT odaları, tetikleyici kapsamını genişletmek için yeni nesil RPC'ler ve küçük çaplı MDT (sMDT) odalarının birleşik istasyonları ile değiştirilecektir (BIS7-8 projesi).

- Faz-2 iyileştirmesinden sonra hayata geçmesi planlanan YI-BHÇ programında, anlık ışınığın maksimum  $7,5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'e, toplam ışınığın ise 3000-4000  $\text{fb}^{-1}$ 'e yükseltilmesi amaçlanmaktadır. 2024-2026 yılları arasında planlanan Faz-2, yeni odaklama mıknatıslarının ve yeni kavitelerin yerleştirilmesiyle tam birleşik ışınığa ulaşmayı amaçlamaktadır. ATLAS algıçlarının yükseltilmesi ise şu aşamalarda planlanmıştır: ATLAS izleme sisteminin tamamı, öngörülen radyasyon hasarı nedeniyle ön elektronik performansının düşmesinden ötürü Faz-2'de değiştirilecektir [91]. İç İzleyici (ITk) adlı tamamen yeni bir silikon izleme sistemi, bir piksel algıçını çevreleyen ve daha yüksek taneciklilik, geliştirilmiş malzeme bütçesi ve sinyal okuma bileşenlerinin radyasyona dayanıklılığı gibi kriterleri karşılaması gereken şerit algıçından oluşacaktır. Yeni piksel sistemindeki toplam yüzey alanı  $13 \text{ m}^2$  civarındadır ve şerit algıç 190  $\text{m}^2$ 'lik silikon kullanmaktadır. ITk tasarımı hakkında ayrıntılı bilgi [92, 93]'te bulunabilir.

ATLAS LAr Kalorimetresi'nin Faz-1 ve Faz-2 iyileştirmeleri, sınırlı radyasyon toleransı nedeniyle, tetikleme sisteminin, elektronik okuma ve düşük voltajlı güç sisteminin değiştirilmesini içerir. İyileştirmeler, daha yüksek taneciklilik ve enerji çözünürlüğü sağlayacak ve tetikleme sistemi için önemli olan yüksek çözünürlüklü YI-BHÇ ortamında, elektronları, fotonları, leptonları, jetleri ve eksik  $E_T$ 'yi tanımlayabilmek için daha yüksek verimlilik sağlayacaktır. Faz-2 iyileştirmesi sırasında, Karo (Tile) Kalorimetre ile ilişkili tüm elektronik aksamaların büyük bir kısmı değiştirilecektir. ATLAS kalorimetre iyileştirmeleri ile ilgili detaylar [94, 95]'da bulunabilir. ATLAS Müon Spektrometresi için YI-BHÇ ortamında karşılaşılabilecek en

büyük zorluk, hem bağımsız hem de iç algıçla birlikte gerçekleşen mükemmel müon tespitini korumaktır. Bu nedenle, Faz-1 ve Faz-2 iyileştirmeleri sırasında ATLAS Müon Spektrometresi, yeni odaların montajı da dahil olmak üzere önemli değişikliklere uğrayacaktır. Planlanan iyileştirmeler arasında RPC, TGC ve MDT için ön uç, tetikleme ve okuma elektroniğinin büyük bir bölümünün yeniden tasarlanması ve değiştirilmesi yer almaktadır [96]. Faz 1 ve Faz 2 iyileştirmelerinde, ATLAS müon spektrometresinin iç fiçı katmanına yeni birleşik müon izleme ve tetikleme odalarının (sMDT + RPC) kurulması planlanmaktadır.

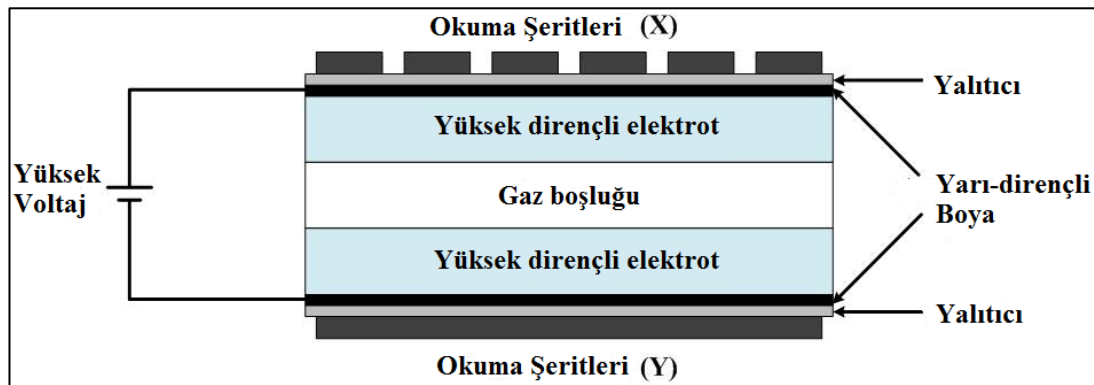
Orijinal tasarımının ötesinde çok daha yüksek olay oranlarıyla ve yığılma seviyeleriyle karşı karşıya kalınacağı için algıç alt sistemlerinin yükseltilmesinin ardından, YI-BHÇ'de planlanan fizik programının desteklenmesi amacıyla TDAQ sisteminin iyileştirmesi de öngörülmektedir. Faz 1 ve 2 için TDAQ sistemi iyileştirmelerine dair detaylı bilgi [97, 98]'te verilmiştir.

#### **2.4.1. RPC algıcı**

Modern parçacık fiziğinin tarihi, parçacıkları üretmek, hızlandırmak ve tespit etmek için kullanılan araç ve tekniklerin evrimi sayesinde şekillenmiştir. Daha spesifik olarak, son 50 yılda, Higgs bozonunun keşfi ile sonuçlanan, hem elektrozayıf hem de güçlü etkileşimin Standart Model'in onaylanmasına adım adım katkıda bulunduğu çok sayıda deneysel çalışmaya şahit olunmuştur. Bu kesintisiz arayışın ilk önemli adımı, 1973'te nötr akımların Gargamelle deneyi ile [99] CERN'de keşfedilmesi (Glashow, Salam ve Weinberg, 1967-1968) olmuştur. O yıllarda kullanılan en yaygın algılama tekniklerinden biri, taneciklerin oda içinde tutulan bir hedef çekirdekle etkileşmelerine izin veren, manyetik bir alana yerleştirilmiş kabarcık odasıydı. O zamanlarda CERN'deki PS gibi büyük sinkrotron aracılığıyla protonların üretimi ve hızlandırılması, nötral akımların keşfine izin veren nötrino ve anti-nötrino hatlarını üretmek için kullanılmış ve bu işte mükemmel bir şekilde ustalaşmıştır. Nötr akımların keşfi, nötrino etkileşimleri için Fermi modelinin yetersiz olduğunun deneysel bir kanıtı olmuştur. Aynı dönemde, parçacık fiziğinde en çok kullanılan gaz algıcı ise Kıvılcım Odası olmuştur. Bu algıcın arkasında yatan anafikir, yüklü parçacıkların izlenmesi için kabarcık odalarından daha hafif bir alternatif sağlamaktır. Yapım kolaylığı sebebiyle o dönemde şüphesiz en çok kullanılan kıvılcım odası tekniği, parçacık çeşnisi

alanındaki temel bir keşfe önyak olmuştur. Bir kıvılcım odası en temel haliyle, arasında iyonize edici bir gaz bulunan iletken bir plaka yığıdır. Algıçtan yüklü bir parçacık geçtiğinde, plakalar arasındaki gaz iyonize olur. Sıradan iyonlaşma görünmez olarak kalır ancak levha çifti arasına yeterince yüksek bir voltaj uygulanırsa, serbest bırakılmış elektronlar bir kıvılcım boşalmasını tetikler. SLAC / LBL deneyinde,  $e^+ e^-$  çarpıştırıcı halkası SPEAR, son durumda üretilen parçacıkları bükme için kullanılan manyetik alan içinde birkaç silindirik kıvılcım odasından yapılmış bir iç izleyici kullanmış ve 3 GeV'lik kütle merkezi enerjisinde toplam hadronik tesir kesitinde ani bir değişiklik gözlemlemişlerdir [100]. Aynı zamanda Berkeley Ulusal Laboratuvarı (BNL)'deki bir deney ekibi,  $3,1 \text{ GeV}/c^2$  kütlede  $\mu^+ \mu^-$  çiftindeki ayrışma (disintegration) için çok dar bir rezonans gözlemlemiştir [101]. Tılsım kuarkın bu keşfi, tılsım ve garip kuarkların oluşturduğu ikinci fermiyon ailesinin varlığını deneysel olarak kanıtladığı için büyük önem arz etmekteydi. Teorik bakış açısına göre, bu keşif, çesni değiştiren nötral akımın bastırılması sorununu ikinci bir kuark ailesiyle çözen GIM mekanizmasını doğrulamıştır.

Dirençli Plaka Odası (RPC), 1981'de R. Santonico ve R. Cardarelli tarafından geliştirilmiştir [102]. RPC bir kıvılcım odasına benzer yapıda ancak yüksek dirence sahip (tipik olarak Bakalit veya camdan yapılmış) iki paralel elektrot plakadan ve bu plakalar arasına sandviçlenmiş bir gaz boşluğundan oluşur. Plakalar arasına yüksek bir gerilim uygulanır. Pestov sayacıyla aynı şekilde, yüksek direnç, elektrik alanının lokal olarak düşüşünü iyonizasyon bölgesiyle sınırlar ve hacmin geri kalanını diğer yüklü parçacıkların geçişine karşı duyarlı bırakır. Şekil 2.27, bir RPC odasının çizimini göstermektedir.



Şekil 2:27. Bir RPC odasının yapısı

Yüklü bir parçacık bir RPC'nin gaz boşluğundan geçtiğinde, molekülleri iyonlaştırarak elektron-iyon çiftleri yaratır. Serbest bırakılan elektronlar, elektrik alanının etkisi altında anoda doğru sürüklenecek ve bunu yaparken enerji kazanır. Elektron, gaz moleküllerinin iyonlaşma potansiyelinden daha fazla enerjiye sahip olduktan sonra, aynı zamanda iyonlaşmayı ilerletecek yeni elektron iyonları çifti yaratma olasılığını da artırır. Bu nedenle daha sonra elektron sayısı üstel olarak artar ve bir Townsend çığı gelişir. Elektrotlar dirençli bir malzemedan yapıldığı için, okuma sinyali çığ elektronlarından oluşmaz, ancak gaz boşluğundaki yüklerin hareketi ile algılama şeritleri veya pedleri üzerinde tetiklenir. Algıç özelliklerine, uygulanan elektrik alana, gaz boşluğu genişliği ve gaz karışımı gibi parametrelere bağlı olarak bir RPC, flama (streamer) veya çığ modunda çalıştırılabilir. Flama modunda çıkış sinyalleri oldukça büyüktür (0,1 ila 1 nC) ve bu nedenle hiçbir yükseltme devresine ihtiyaç duyulmaz. Ancak, kıvılcım ve Pestov odalarında olduğu gibi, algılama hızı yeteneği 200 Hz/cm<sup>2</sup>'ye kadar düşürülebilir. Çığ modu ise algıçların, birkaç kHz/cm<sup>2</sup> kapasitesine ulaşılmasını sağlar. Bununla birlikte çıkış sinyalleri, tipik olarak 0,1 ila 5 pC arasında büyük ölçüde düşürülür. Bu nedenle düşük gürültülü iyi yükseltme elektroniklerine ihtiyaç duyulur. İyi hız kabiliyetleri nedeniyle ATLAS ve CMS algıçlarında, çığ modundaki RPC'ler kullanılır.

#### **2.4.1.1. RPC'lerin ATLAS algıcında çalışma stratejisi**

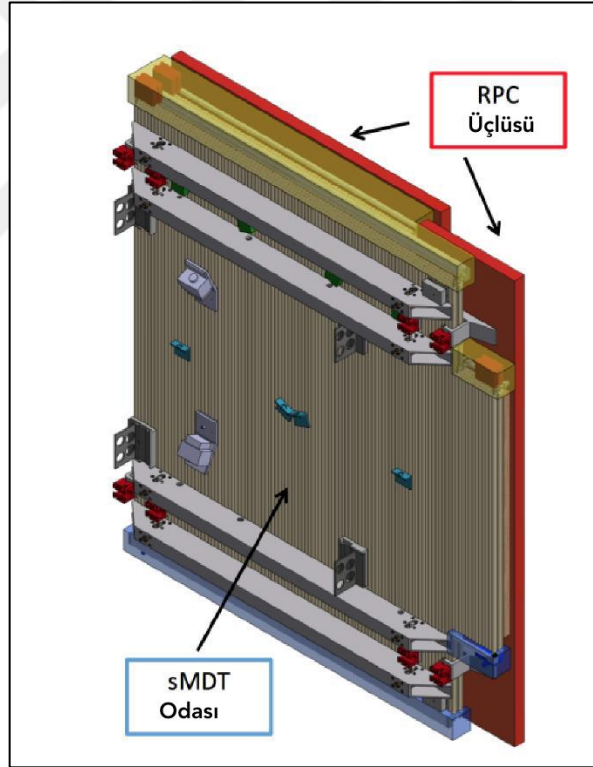
RPC'ler ATLAS algıcında müon tetikleme görevini üstlenen alt algıç sistemleridir. Tetikleme sisteminin gerçek çekirdeği olan Coincidence Matrix ASIC (CMA) çipleri tarafından işlenmeden önce RPC algıcından gelen sinyaller, bir Faraday kafesinin içinde bulunan ön-uç (FE) elektronikleri tarafından güçlendirilir, ayrıştırılır ve dijital olarak şekillendirilir. FE'lerin her biri, hem eta hem de phi panellerinde sekiz şeritten gelen sinyalleri okur. Algıç tarafındaki elektronikler ayrıca Ayırıcılar (Splitter) ve PAD işlemcilerini de içerir ve metal kutuların içine yerleştirilerek algıcın üstüne takılırlar. Sinyal seviyeleri ile ilgili olarak, FE elektronığı ECL seviyelerinde eşik üstü zaman sinyali verir. Sistemin geri kalanı 10 m uzunluğa kadar olan tüm bağlantılar için diferansiyel LVDS kullandığı için, uygun olan yerlerde, yani Splitter ve PAD elemanlarının girişinde uygun dönüşümler yapılır.

ATLAS RPC odaları, Orta Onay (RPC1), Orta Pivot (RPC2) ve Dış Onay (RPC3) olarak isimlendirilmiş üç eşmerkezli çift katman halinde düzenlenmiştir. Pivot olmayan algıç çiftleri RPC1 ve RPC3'ten gelen sinyaller, ana işlevi bir odadan gelen ön uç sinyalleri toplamak ve bunları bu verilere ihtiyaç duyan komşu PAD işlemcilerine dağıtmak olan Splitter panellerine gönderilir. Diğer yandan pivot RPC2'den gelen sinyal doğrudan PAD kartına gönderilir. Bunun nedeni, aynı pivot panelinden geçen bir müonun farklı onay düzlemlerinde bitebilmesi ve her iki düzlemden gelen sinyallerin PAD'lere gönderilmesi gerekliliğidir, bu nedenle müon tek bir PIVOT düzlemi ile ilişkilidir. Her CM uygun bir zaman içinde ön uç sinyallerini hizalar, zamansal ve mekansal rastlantıyı gerçekleştirir ve üç farklı eşik ile  $p_T$  seçimlerini uygular. CM algoritmasında yalnızca üç eşik uygulanabilir: bunlar, düşük- $p_T$  PAD'lerinde 3 düşük- $p_T$  eşiği (MU4, MU6, MU10) ve yüksek- $p_T$  PAD'lerinde 3 yüksek- $p_T$  eşiği (MU11, MU20, MU21)'dir. 2015 ve 2016 yıllarında ise veri alma tetikleme eşikleri farklı bir şekilde tanımlanmıştır (MU4, MU6, MU10, MU11, MU15, MU20). Veriler  $8 \times 40$  MHz oranında örneklenir: 3,125 ns'lik bu örnekleme süresi, CM işlemcilerin dahili sistem saati olarak seçilmiştir, çünkü bu süre algıç çözünürlüğüyle karşılaştırılabilir seviyededir. CM çipleri ayrıca Seviye-1 boru hattı belleği ve derandomize edici tampon içerir. Bir düşük- $p_T$  PAD ve bir yüksek- $p_T$  PAD tetikleme kulesini oluşturur. Tek istisna, tetikleme kulesinin sadece 1 PAD'den oluştuğu yeni ayak tetiği (ATLAS sektörleri 12 ve 14) içindir. Genel olarak ise RPC tetik sistemi 432 projektif tetikleme kulesinden oluşur ve HLT'ye  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$  (~3600 ROI) tanecikliğe sahip bir İlgi Alanı (ROI) sağlayabilir.

#### **2.4.2. BIS78 iyileştirme projesi**

Müon spektrometresinin başarısı, yüksek müon tetikleme verimliliğine ve TeV skalasına ulaşan muon momentumları için sağlanan yüksek çözünürlüğüne dayanmaktadır. Bununla birlikte, fıçından uç-kapaklara geçiş bölgesinde, sahte müon tetiklerinin ihmal edilemez bir katkısı gözlenmiştir. Bu sahte müon tetiklerini bastırmak için, BHÇ'nin fıçı-uç-kapak geçiş bölgesinin UK2 sırasında ilave bir İnce-Boşluklu RPC ile donatılması planlanmaktadır. Mekansal kısıtlamalar nedeniyle, bu bölgeye önceden kurulmuş olan MDT odaları da (BIS bölgesinde 7 ve 8 numaralı odalar) Küçük Çaplı Müon Sürüklenme Tüpü (sMDT) odaları ile değiştirilecektir.

Yeni odalar, fıçı iç tabakasının küçük algıçlar sektöründe bulunan (BIS), toroid mıknatıs bobinlerinin ucuna yerleştirilecektir. Her BIS78 istasyonu, entegre izleme ve tetikleme algıç görevi görecek ve bu nedenle iki ince-boşluklu RPC üçlü odasının ve bir sMDT odasının (BIS7 ve BIS8) birleşik formundan oluşacaktır. İnce-boşluklu RPC odasının şeması Şekil 2.28’de gösterilmektedir. Yeni RPC odaları iki kat daha ince gaz boşluklarına, elektrotlara ve ayrıca zaman çözünürlüğünü iyileştiren yeni hassas yükselticilere (amplifikatör) sahiptir. Daha düşük çalışma voltajı ve elde edilen gaz kazancı, algıçlara YI-BHÇ koşullarında çalışmaya uygun, daha uzun bir ömür sağlar. Yeni birleşik sMDT + RPC odasının tasarımına bir örnek, Şekil 2.28’de gösterilmektedir. Fıçı bölgesinin A ve C tarafına Yeni Küçük Tekerlek takılması planlanırken, örtüşme bölgesinde kapsamayı en üst seviyeye çıkarmak için de farklı karmaşık şekle sahip 16 BIS78 sMDT odası kullanılacaktır.

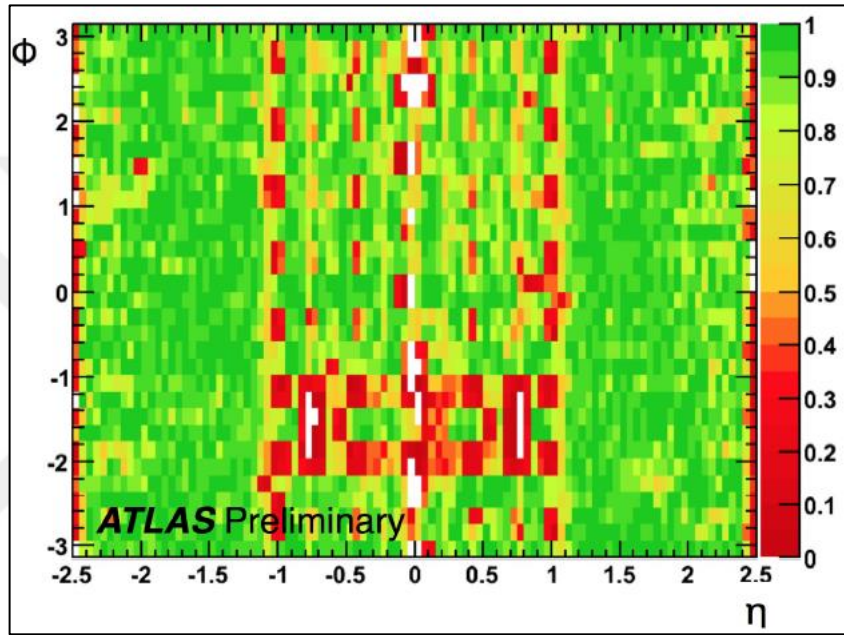


Şekil 2.28. YI-BHÇ için kullanılacak birleşik sMDT + RPC odaları

#### 2.4.2.1. İyileştirme motivasyonu

Mevcut RPC algıçlarının geometrik kapsamı, ATLAS’ın mekanik destek yapısı nedeniyle % 73 ile sınırlıdır.  $p_T > 10$  GeV olan müonlar için RPC tetikleyici etkinliği,

Şekil 2.29’da, azimutal ve polar açılara karşı gösterilmiştir. Turuncu ve kırmızı bölgeler, toroid mekanik desteklerin olduğu bölgelerde azaltılmış RPC kabulünden dolayı düşük tetikleme verimliliğine karşılık gelir. RPC algıcı olmayan bölgeler ise beyaz olarak işaretlenmiştir. Ana verimsizlikler, bobinleri içeren küçük sektörlerdeki toroid kirişleri nedeniyle BM bölgesinde ve toroid ayaklarının yapısı nedeniyle ayak bölgesindedir. Ayak bölgesinin kapsamı, ayak yapısının dışına monte edilen ilave RPC odaları kullanılarak 2. veri döneminde (% 4) geri kazanılmıştır.



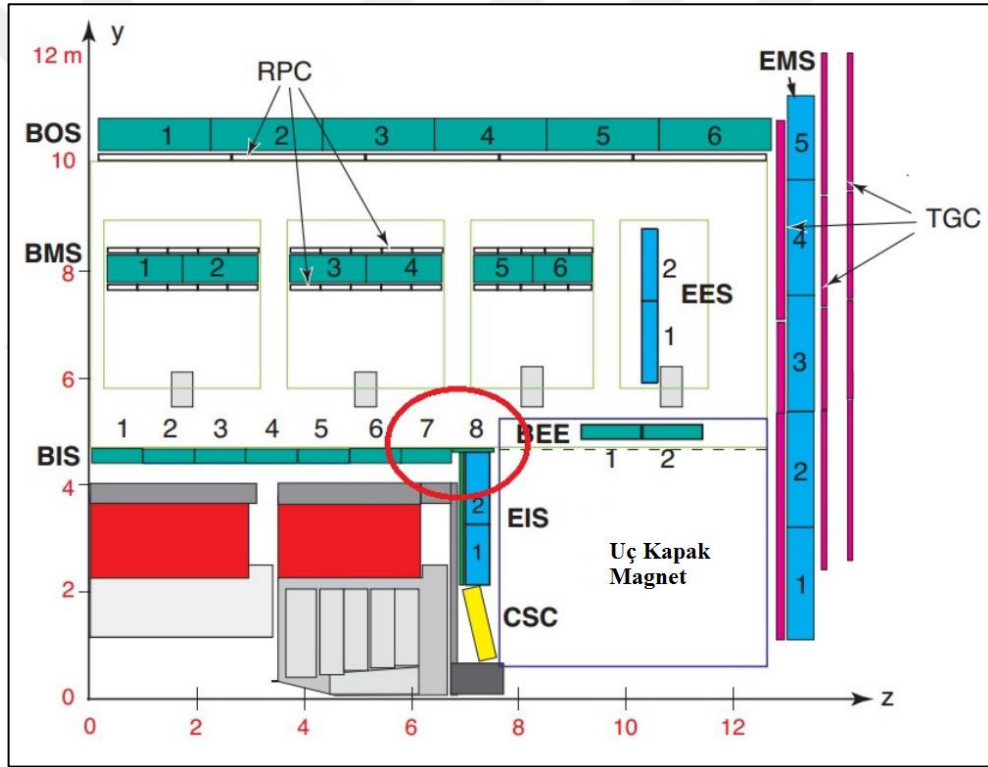
Şekil 2.29. RPC tetikleme verimliliği:  $p_T > 10$  müonlar için L1 verimlilik haritası

2012 verilerinin Faz-2 ışınlığına ötelenmesi, odalardaki vuruş oranlarını ortalama olarak  $150 \text{ Hz} / \text{cm}^2$ , ortamın daha yoğun olduğu sektörlerde ise  $300 \text{ Hz} / \text{cm}^2$  olarak vermektedir. BI (Barrel Inner) bölgesindeki mekanik yapı ve servislerin olmadığı kısımlara ilave RPC odalarının yerleştirilmesi, mevcut algıç kapsamını arttıracak önemli adımlardan biri olarak görülmektedir.

#### 2.4.2.2. Faz-I için RPC iyileştirme önerisi

Tezin önceki kısımlarında bahsedilen nadir olayların büyük istatistiklerini kaydetmek için, 20 GeV momentumlu müonları tetiklemek esastır. Mevcut sistem ise YI-LHC koşullarında sadece 50 GeV’den büyük momentuma sahip müonları tetikleyebilecektir. Çünkü 3. veri alım dönemi sırasında herhangi bir önlem alınmazsa,

L1 tekli müon tetikleyicisinin beklenen toplam oranı  $p_T > 20$  GeV’li muonlar için 57,6 kHz’e çıkacaktır. Fakat ATLAS, muon tetikleyicileri için toplam 100 kHz’lik L1 bant genişliğinden yalnızca 25 kHz’lik bir oran tahsis edebilmektedir. Ayrıca mknatıslar gibi yoğun malzemelerde üretilen protonlar gibi ikincil parçacıklardan kaynaklanan sahte tetikleyicilerin de engellenmesi gerekmektedir. Uç-kapak reddini iyileştirmek için yapılan Yeni Küçük Tekerlek (NSW) müon odalarına [103] ek olarak, fıçı uç-kapak geçiş bölgesini iyileştirmek için 3’lü gaz boşluğuna sahip yeni tip 32 RPC inşa edilmektedir. Bu yeni odaların yerleri (BIS 7-8 projesi), Şekil 2.30’da gösterilmektedir. BIS 7-8 projesi, Faz-2 de gerçekleşecek olan BI projesi için pilot proje olarak kabul edilmektedir.



Şekil 2.30. BIS 7-8 projesinde kurulacak 32 yeni tip RPC'nin yerleri

#### 2.4.2.3. Faz-II için RPC iç katman (BI) iyileştirme önerisi

BI bölgesine RPC üçlülerinin eklenmesi, spektrometre iyileştirmesi için öngörülen projeler arasında en karmaşık projelerden biridir. ATLAS'ın BIS tabakasına yeni tip RPC'lerin kurulmasının yanı sıra, YI-LHC programı sırasında daha yüksek bir ışınlık rejiminde olacak olan mevcut ATLAS RPC'ler üzerinde toplanan yük için, orjinal tasarım limitlerini aşmamak adına, bu algıçların % 80 verimlilikle daha düşük bir



voltajda çalıştırılması planlanmaktadır. Bu çalışma koşullarında müon vuruşlarının tespitinde verimsizliğin % 35'lere kadar çıkması öngörülmektedir. Bu, fiçı bölgesindeki tetikleme verimliliğini kabul edilemez bir seviyeye indirecektir. Azalan tekli-müon vuruşu verimliliğine rağmen, BI tabakasına kurulacak yeni RPC'lerden de müon vuruş rastlantısı beklenmesi durumunda, mevcut RPC odalarındaki vuruş rastlantılarına ilişkin koşullar gevşetilirken yüksek tetikleme verimliliği de korunur. Yukarıda açıklanan bu nedenlerden dolayı Faz-2'de 276 yeni nesil üçlü RPC, BI bölgesini kapsayacaktır.

Yeni bir RPC BI (üçlü veya dördü) yerleştirilmesi, mevcut algıç kapsamının % 96'ya kadar arttırılmasına olanak sağlar. Yeni tetikleme sistemi, YI-BHÇ için öngörülen ışıklıkta tam olarak etkili olacak ve mevcut RPC'lerin % 70-80 verimlilikte tutulmasına rağmen, 3/4 (3/3 yerine) rastlantı olması durumunda olayları kaydedecektir. Bu durumda, BM istasyonu 3/4 (4 odadan 3'ünde rastlantı) yerine 2/4 rastlantı ile tetik verimliliğini etkilemeden gaz aralığı veriminde tutarlı bir azalma sağlar. Odaların çoğu için, yeni çalışma noktası makul güvenlik koşullarını yeniden oluşturur.

Yeni nesil RPC'ler, 2 mm'lik gaz boşluğuna ve 1,8 mm'lik elektrotlara sahip mevcut ATLAS RPC'lerine göre 1 mm'lik daha ince bir gaz boşluğuna sahip olacak ve ağırlık, ebat, sinyal toplama verimliliği ve yük dağılımı bakımından önemli avantajlara sahip olmanın yanı sıra, daha ince boyutlar, daha düşük çalışma voltajı (9,6 kV yerine 5,4 kV) ile algıcın daha yüksek verimliliğe ulaşmasını sağlayacaktır. Ayrıca 1 ns yerine 0,4 ns gelişmiş zaman çözünürlüğüne sahip olacaktır.

Yeni nesil RPC'ler, SiGe BiCMOS teknolojisi ile geliştirilen, düşük maliyetli, yüksek performanslı ve düşük güçlü ön okuma kartı kullanacak ve mevcut RPC performansına göre daha yüksek hız kapasitesi, radyasyona daha fazla dayanıklılık ve daha iyi mekan-zaman çözünürlüğü sağlayacaktır. Yeni ASIC, yükseltici, ayırıcı, zaman-sayısal dönüştürücü (TDC) ve seri hale getirici fonksiyonuna sahip olacak ve böylece geliştirilmiş bir zaman çözünürlüğü ve eşik üstü zaman metodu ile sinyal ölçümleri sağlayarak yeni RPC'lerin performansını arttıracaktır [96].

ATLAS Müon Spektrometresi'nde halihazırda monte edilmiş olan elektronik cihazlar, yukarıda bahsi geçen YI-BHÇ koşullarıyla başa çıkamayacağından, algıçların DAQ

ve okuma elektronığının değiştirilmesi de öngörülmektedir. Rastlantıları sağlamak için programlanabilir harici FPGA'lar, algıçlardaki mevcut özel ASIC'ler yerine kullanılacak ve yeni tetiği daha sağlam, basit ve esnek hale getirecektir. Son olarak, yeni tetikleme daha fazla yedekli (redundant) olacak ve hassaslaştırmış (keskinleştirilmiş) bir momentum eşıği verimliliği ile MDT'deki bilgiye ek bilgi sağlayacaktır.

### **2.4.3. Gama Işınmı Tesisi (GIF++)'da BIS7-8 RPC küçük prototipinin test edilmesi**

YI-BHÇ hızlandırıcısı, önceki bölümlerde bahsedildiği gibi mevcut çalışma koşullarına göre daha yüksek bir arkaplan radyasyonuna neden olacaktır. BHÇ'de şu anda kurulu olan ve gelecekte kurulması beklenen algıçların ve elektroniklerin yüksek radyasyonlu bir ortamın etkilerine karşı performanslarını ve kararlılıklarını test etmek bu nedenle önemlidir. Bu gereksinimlere odaklanan CERN Mühendislik- (EN) ve Fizik-(PH), Gama Işınlama Tesisi (GIF++) adında ortak bir proje gerçekleştirmişlerdir [104]. GIF++, CERN'in Preveşsin kampüsünde, Süper Proton Sinkrotron'un (SPS) Kuzey Bölgesi'nde bulunan yeni CERN gama ışınlama tesisidir. Bu tesis, yüksek enerjili (~100 GeV) yüklü parçacıkların (çoğunlukla müonlar)  $^{137}\text{Cs}$  kaynağı tarafından üretilen yüksek bir gama ışınımı (662 keV) ile birleştirildiği ve böylelikle YI-BHÇ çalışma koşullarının bir benzerinin oluşturulmasına olanak sağlayan bir sığınaktır. Hem bir önceki GIF hem de GIF++ için  $^{137}\text{Cs}$  kaynağı seçilmiştir çünkü birincil (662 keV) ve saçılan fotonların spektrumu, BHÇ'nin müon algıçlarının maruz kalacağı arkaplan için beklenen enerji spektrumu ile makul ölçülerde eşleşmektedir. Bu kaynağın 30 yıllık yarı ömrü vardır ve bu nedenle yıllar boyunca nispeten istikrarlı bir foton oranı sağlayacağı öngörülmüştür.  $^{137}\text{Cs}$  kaynağı, GIF++'nın hemen hemen orta noktasında bulunan radyasyon kaynağının önünden 5 m uzaklığa kadar, 7,5 m genişliğinde ve 4 m yüksekliğinde dikey bir yüzey üzerinde homojen bir gama ışınması sağlamalıdır. Doz gereksinimleri, test altındaki algıç türüne ve testin amacına bağlı olarak geniş bir aralıkta (burn-in, yaşlanma testi vb.) değişir. Bu bağlamda, GIF++ tesisindeki kaynağın iki tarafına, foton oranının birkaç adımda ve mertebede azaltılmasına izin veren zayıflatma faktörlerini (absorbsiyon faktörleri) sağlayacak hareketli bir filtre sistemi kurulmuştur. İlgili filtre ayarlandığında foton akışı bu faktör ile bölünür. Bu

tezin konusu olan BIS 7-8 projesinin küçük RPC prototipi için yapılan ışınım altındaki performans testinde, RPC'nin çalışma koşulunu farklı ışınım yoğunluklarında test etmek için seçilen zayıflatma faktörleri, 3,3, 10, 22, 46, 100 şeklindedir.

Tesiste aynı zamanda, SPS''den gönderilen ve esas olarak müonlardan oluşan yüksek momentumlu parçacık ışını, algıçların verimliliklerini ölçerek ve karşılaştırarak analiz etmek için kullanılır. H4 adında bir ışın hattı GIF++ sığınağının ortasından geçer ve bu hat, yüksek enerjili ve yüksek çözünürlükle saptanabilecek ikincil hadron ışınlarına sahiptir. Alternatif olarak, birincil protonları, elektronları (dönüşümden gelen), polarize protonları, veya  $K^+$ 'yi taşımak için de kullanılabilir. İkincil parçacıklar için ışın momentumunun,  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ 'lik bir alanda 10000 parçacık / spill için yaklaşık 100 GeV olması gerekir. Ana parametreler,  $\Delta P / P = \% 1,4$  çözünürlükte ve  $P_{\text{maks.}} = 330 (450) \text{ GeV} / c$  ışın momentumu olup, ışının taban seviyesinden  $\sim 2060 \text{ mm}$ 'dir. GIF ++'nın genel görünümü, Şekil 2.31'de gösterilmiştir. Müon ışın çizgisi, Şekil 2.31'deki hayali çizgi boyunca ilerlemektedir. GIF++ için, yılda yaklaşık 6 hafta boyunca SPS'den yönlendirilen ışın istenir ve ışın zamanının dağıtımını PS / SPS Fizik Koordinatörü tarafından talep üzerine tahsis edilir.



Şekil 2.31. GIF++ sığınağı ve gama ışınım kaynağının görüntüsü

Bu sığınağın iki yanında ayrıca bir algıç hazırlama alanı ve algıçların izlenmesi ve verilerin alınmasında kullanılan elektronikleri barındıran bir servis alanı bulunmaktadır. Bunun dışında sığınaktaki algıçlara gaz sağlamak amacıyla, özel gaz karışımları içeren algıçlar için gazların karıştırılması, gazın dağıtımı ve özel gaz analiz

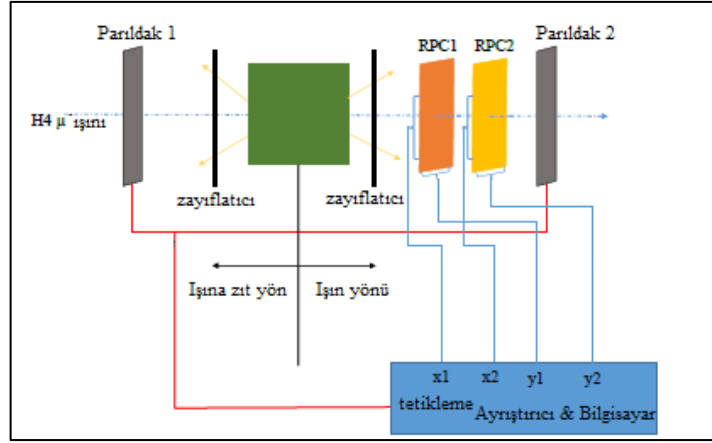
ekipmanları için sığınaya en yakın bölgede bir alan bulunmaktadır ve bu alan her zaman erişilebilir durumdadır.

#### 2.4.3.1. BIS7-8 RPC küçük prototipinin test aşamaları

BIS 7-8 projesinde kullanılacak algıçların GIF++ tesisinde gerçekleştirilen performans testi için küçük bir RPC prototip algıç, sığınağın bir ucuna, ışınlamaya kaynağından yaklaşık 4 m uzağa yerleştirilmiştir. Sığınağın ortasındaki metal blok gama ışınlamaya kaynağını, kırmızı noktalı çizgi ise SPS'den H4 hattına yönlendirilen ışını temsil etmektedir. Şekil 2.32'nin gösterdiği gibi, RPC'nin ışın ve radyasyon altında test edilmesi için 2 adet (2 gaz boşluğuna sahip) RPC odası kullanılmıştır. Prototipin alanı  $50 \times 100 \text{ cm}^2$ 'dir. Bantla işaretlenmiş kısım ışının pozisyonudur ve RPC prototipinin merkezine denk gelmektedir. Her bir odadaki gaz boşluğu 1,2 mm'dir ve test voltajı 4400 V ila 6000 V arasında değiştirilmektedir. Test için, odaların eta ve phi yönlerinde 8'er adet olmak üzere her bir oda için toplamda 16 okuma kanalı kullanılmıştır. 3,5 V – 5 V arası çalışma voltajlarına sahip yükselticiler, algıçların okuma elektroniklerine monte edilmiştir. Her bir okuma şeridinin genişliği ise 2,5 cm'dir.

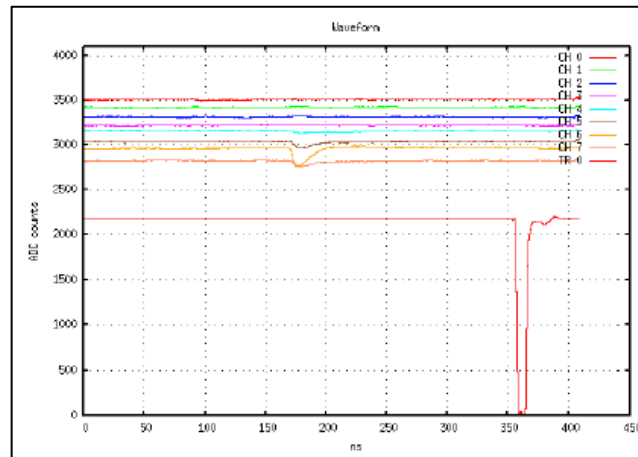


Şekil 2.32. RPC prototipinin GIF++ sığınağındaki konumu



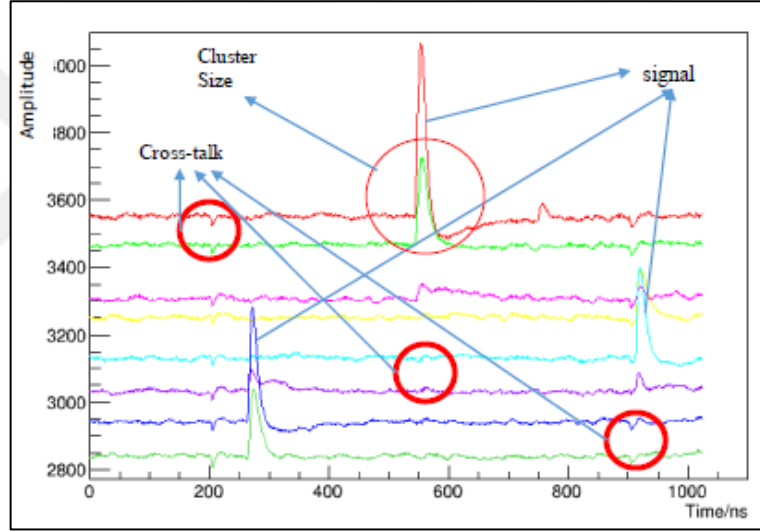
Şekil 2.33. RPC prototipinin test edilmesinde kullanılan elektronik düzenek

Test için kullanılan elektronik sistem Şekil 2.33'te gösterilmektedir. H4 ışını boyunca sistemin elemanları sırasıyla parıldak 1, zayıflatıcı 1, gama kaynağı, zayıflatıcı 2, RPC 1, RPC 2 ve parıldak 2'dir. 2 parıldak arasındaki rastlantı müonun tetikleyicisidir. Her tetikleyici, sinyalin dalga biçimini kaydetmek için bir zaman penceresi açabilir. Sayısallaştırıcı 1000ns, 400ns ve 200ns tetikleme zaman pencerelerine karşılık gelen 3 GHz, 2,5 GHz ve 5 GHz çalışma durumlarına sahiptir. Burada tetikleyici ve sinyal arasındaki süre neredeyse 200 ns olduğundan 5 GHz yerine bu test için 2,5 GHz'lik çalışma durumu seçilmiştir. Bu sistemde kaynaktan gelen fotonlar BHÇ'nin arkaplanımın simülasyonudur. Fakat foton sinyallerinin dalga biçimini bozması kolaydır ve algıçta üretilen foton kaynaklı akım, gaz boşluğuna uygulanan voltajı azaltabilir. Testte fotonlar için tetikleyici rastlantısı olmadığından, foton alımı için rastgele tetikleyici kullanılır.



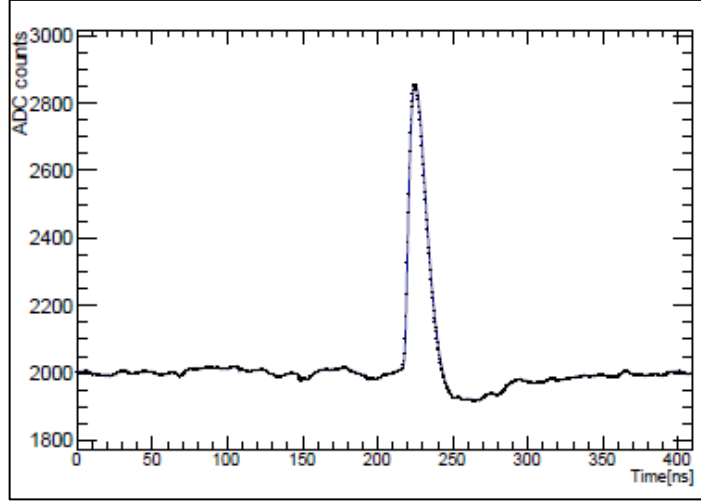
Şekil 2.34. Sayısallaştırıcıda tetikleyici tarafından açılan bir zaman penceresi

Şekil 2.35, sayısallaştırıcıdan (ADC) doğrudan alınan tipik bir dalga biçimini göstermektedir. Bu, tetikleyici (büyük negatif sinyal) tarafından açılan bir zaman penceresidir. X eksenı zamanı, Y eksenı ise sinyalin ADC üzerindeki dalga şeklini gösterir. Her bir dalga 1000 noktadan oluşur. Farklı iki nokta arasındaki süre, 1 GHz, 2,5 GHz ve 5 GHz çalışma durumuna karşılık gelen 1ns, 0,4ns ve 0,2ns'dir. Küçük darbeler sinyallerden kaynaklanır. Daha açık gösterebilmek adına bu örnek, 1000 ns zaman penceresinde seçilmiştir. Buradaki büyük pozitif darbeler sinyallerdir. Bir vuruşun merkezi olarak en büyük darbe seçilir. Şekil 2.35'teki küçük negatif darbeler karşılıklı konuşmalardır (cross talk) ve büyük bir sinyal tarafından uyarılırlar. Her sinyalin merkezi etrafındaki büyük darbeler ise bu darbelerin kümesini belirtir (cluster size).



Şekil 2.35. Sayısallaştırıcıdan alınan bir dalga biçimi

Fotonsuz dalga formundan sinyali elde edebilmek için ilk önce bir eşik üstü zaman hesaplanmalıdır. Bu hesaplamada kullanılacak standart sapmayı ( $\sigma$ ) ve taban çizgisini elde etmek için bu nicelikler, olay ve kanal başına hesaplanır. Y yönündeki şeritler için müon sinyalleri, zaman penceresinde daima 200 ns'den sonra yükseldiğinden (X yönünde ise, her zaman 150 ns'den sonra), dalga formu 2 parçaya bölünebilir. 200 ns'den önceki bölge arkaplan bölgesiyken 200 ns'den sonrası sinyal bölgesidir. Taban çizgisi ve  $\sigma$  arkaplan bölgesinde hesaplanır ve sinyali aramak için 200 ns'den sonraki bölgeye uygulanır. Şekil 2.36, iyi bir sinyal darbesine sahip olan dalga şeklinin bir örneğidir.



Şekil 2.36. Zaman penceresindeki iyi bir dalğanın örnek görüntüsü

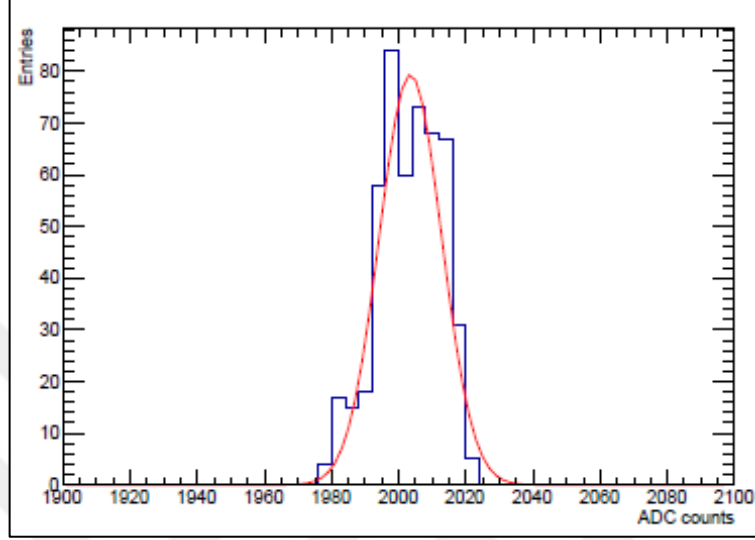
Bu darbeyi aramak için ilk adım, 200 ns'den önceki noktaların genliği (ADC sayımı) ile bir histogramı doldurmaktır. Şekil 2.37, bu sayımları içeren bir histogramı göstermektedir. Oluşturulan histograma, aynı şekil üzerinde gösterilen (kırmızı çizgi) bir Gauss uyumu uygulanır. Eşik, uyumun ortalaması ve standart sapması kullanılarak  $\text{Ortalama} + SF \times \sigma$  formülü ile hesaplanır. Güvenlik faktörü (SF) ise teste göre ayarlanması gereken bir sayıdır ve bu test için  $SF = 4$  olarak seçilmiştir. Eşik üstü zamanı bulmak için, dalga formu 200 ns'den sonuna kadar taranır.

Hem müon hem de foton içeren dalga formları için ise arkaplan bölgesinde her zaman foton sinyalleri vardır. Bunlar taban çizgisi ve  $\sigma$  hesaplamaları için dalga formunu bozduğundan zararlıdır. Çünkü bazen müon sinyali bir foton sinyali ile üst üste gelir ve eşik üstü zamanı tuhaf bir şekilde kaydırır. Bu sebeple burada, yalnızca müon içeren verilerden hesaplanan  $\sigma$ 'ların ortalaması kullanılır ve her kanal için nominal değer olarak bu sabit değer uygulanır. Bu sabit değer, farklı çalışma voltajları için değişkenlik gösterir. Taban çizgisi hesaplamasında sapma çok küçük olduğundan bu nicelik yine olay ve kanal başına hesaplanmıştır.

Sadece fotondan oluşan dalga formu için taban çizgisi ve sigma hesaplamasında, aynı strateji uygulanır. Burada sinyal bölgesi 0'dan zaman penceresinin sonuna kadardır. İlk vuruş bulunduğu anda, sonundan itibaren yeni bir arama başlatılır. Karşılıklı konuşma nedeniyle, 1 sinyali komşu şeritlerde birkaç darbe oluşturabilir fakat en büyük darbeye sahip olan şerit ilgili vuruşun konumu olarak kabul edilir. Müon



sinyalleri için, sinyal bölgesindeki 8 şeritte bulunan en büyük darbe, vuruşun merkezi olarak seçilmiştir. Foton sinyalleri için belirli bir zaman penceresi yoktur, teste göre manuel olarak ayarlanmalıdır. Burada  $\pm 35$  ns zaman penceresi eşik üstü zamana göre uygulanır. Bu zaman penceresinde, en büyük darbe vuruşun merkezidir.



Şekil 2.37. ADC den gelen sayımlar ve bu sayımlara uygulanan Gauss uyumunu gösteren histogram

#### 2.4.3.1.1. Verimliliğin hesaplanması

Verimlilik testinde 1 oda her zaman 6000 V'ta referans odası veya izleme odası olarak kullanılırken, diğer oda, verimliliğinin hesaplanması için test odası olarak seçilir. İlk adım olarak, izleme odasında iyi bir müon sinyali bulunur.

Sıkı müon sinyali gereksinimleri aşağıdaki gibidir:

- Tüm 8 şeritlik sinyal bölgesinde en büyük genlik seçilmelidir,
- Eşik üstü zaman, zaman penceresinde kısa şeritler için 200 ns ile 240 ns ve uzun şeritler için 150 ns ile 190 ns arasında olmalıdır,
- Sinyal, odanın orta bölgesine çarpmalıdır. Bu, X yönünde 4 şerit, Y yönünde 4 şerit ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ) olan ışının pozisyonudur.

Ardından test odasında eşleşen bir sinyal olup olmadığını araştırılır. Test odasındaki sinyaller için gereksinimler ise aşağıdaki gibidir:

- Tüm 8 şeritlik sinyal bölgesinde en büyük genlik seçilmelidir,

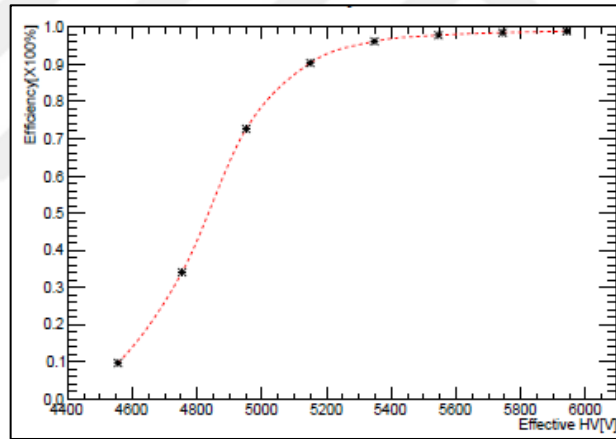


- Eşik üstü zaman, zaman penceresinde kısa şeritler için 200 ns ile 240 ns ve uzun şeritler için 150 ns ile 190 ns arasında olmalıdır,
- Sinyal, X yönünde merkezi 6 şeride çarpmalıdır (veya ilgilenilen yöne bağlı olarak Y)

Şekil 2.38, gama ışınım kaynağı kapalıyken elde edilen verimliliği göstermektedir. Eğri 5400 V civarında neredeyse sabit hale gelir. Buradaki verim % 96, maksimum verim ise % 98,8'dir. Gaz boşluğuna uygulanan yüksek voltaj (HV) efektif HV olarak adlandırılırken, tüm odanın gördüğü yüksek voltaj ise uygulanan HV adını alır. Uygulanan HV ve efektif HV arasındaki ilişki Denklem (2.50) ile verilir.

$$HV_{\text{efek.}} = HV_{\text{uygul.}} - I \times R_{\text{bakalit}} \quad (2.50)$$

eşitliği ile verilir. Burada I, gaz boşluğundaki akım,  $R_{\text{bakalit}}$  ise bakalitin direncidir.

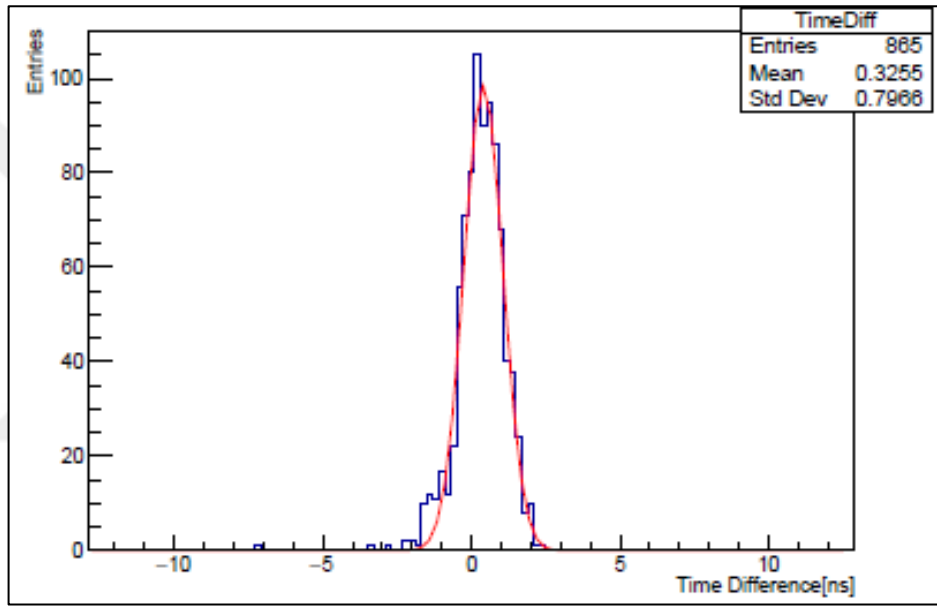


Şekil 2.38. Yalnızca müon içeren dalga formu ile elde edilen verimlilik

#### 2.4.3.1.2. Zaman çözünürlüğünün hesaplanması

Bu bölümde, Bölüm 2.4.3.1.1'de seçilen olaylara dayanarak, RPC odasının zaman çözünürlüğü incelenmiştir. 1'den fazla kanalda sinyal olması durumunda, en erken zaman geçme eşiği, müon vuruş zamanı olarak kabul edilmiştir. Referans odasındaki müon vuruş süresi  $T_{\text{ref}}$  ile gösterilirken, test odasındaki  $T_{\text{test}}$  adını alır. Zaman farkı ise  $|T_{\text{ref}} - T_{\text{test}}|$  şeklinde hesaplanır. Belirli bir HV ve zayıflatma faktöründeki tüm olayların zaman farkı Şekil 2.39'daki gibi bir Gauss dağılımını izler. Standart sapma yine bu histograma bir Gauss uyum fonksiyonu uygulanarak elde edilir. Zaman çözünürlüğü

ise bu uyumdan elde edilen  $\sigma$  'nın  $\sqrt{2}$  'ye bölünmesiyle elde edilir. Çünkü zaman farkı aynı hataya sahip 2 ölçümle belirlenir. Çalışma voltajı küçük olduğunda, çıkış işlemi süresince elektronların sürüklenme hızı düşüktür. Bu, indüklenen sinyalin büyük bir zaman dalgalanmasına neden olur, böylece bu bölgede zaman çözünürlüğü her zaman daha büyük olur. Basit algoritmada, çözünürlük çalışması için eşik üstü zaman kullanılmaktadır ancak, bu zaman, genliğe bağlıdır. Bu metoda alternatif bir seçenek ise, maksimum genliğin yarısını geçen zaman  $T_{half}$  'ı kullanmaktır. Bu durumda, genlik vs zaman dağılımı  $T_{half}$  'ı belirlemek için kullanılır.



Şekil 2.39. İki RPC odası arasında müon vuruşu zaman farkı dağılımı

### 3. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu bölümde, Bölüm 1.'de ele alınan KRD toplam kuralları ile  $B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)l\bar{\nu}_l$  bozunumu için elde edilen geçiş yapı faktörlerine ait sayısal sonuçlar sunulmakta ve bu niceliklerin  $q^2$  cinsinden davranışları incelenmektedir. Sayısal değerleri elde etmek için, Tablo 3.1'de sunulan bazı girdi parametreleri kullanılmaktadır [47, 105-107].

Tablo 3.1. Hesaplamlarda kullanılan girdi parametreleri

Parametreler	Değerler
$m_{B_s}$	$5366,77 \pm 0,24 \text{ MeV}$
$m_{D_{s_2}^*(2573)}$	$2571,9 \pm 0,8 \text{ MeV}$
$f_{B_s}$	$222 \pm 12 \text{ MeV}$
$f_{D_{s_2}^*(2573)}$	$0,023 \pm 0,011$
$G_F$	$1,17 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
$V_{cb}$	$(41,2 \pm 1,1) \times 10^{-3}$
$\langle 0   \bar{s} s   0 \rangle$	$-(0,8 \pm 0,24)^3 \text{ GeV}^3$
$m_0^2(1 \text{ GeV})$	$(0,8 \pm 0,2) \text{ GeV}^2$
$\tau_{B_s}$	$(1,465 \pm 0,031) \times 10^{-12} \text{ s}$

Hesaplamlarda ayrıca  $\overline{\text{MS}}$  kuark kütleleri  $m_c(m_c) = (1,275 \pm 0,025) \text{ GeV}$ ,  $m_b(m_b) = (4,18 \pm 0,03) \text{ GeV}$  ve  $m_s(\mu = 2 \text{ GeV}) = (95 \pm 5) \text{ MeV}$  [105] kullanılmıştır

ve kütleleri aynı ölççeğe getirebilmek için, renormalizasyon grubu denkleminde  $\overline{MS}$  kütlelerinin enerji-ölçek bağımlılığı da hesaba katılmıştır, (bkz. [108]).

$$m_b(\mu) = m_b(m_b) \left[ \frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha_s(m_b)} \right]^{\frac{12}{23}}$$

$$m_c(\mu) = m_c(m_c) \left[ \frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha_s(m_c)} \right]^{\frac{12}{25}} \quad (3.1)$$

$$m_s(\mu) = m_s(2 \text{ GeV}) \left[ \frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha_s(2 \text{ GeV})} \right]^{\frac{4}{9}}$$

burada,

$$\alpha_s(\mu) = \frac{1}{b_0 t} \left[ 1 - \frac{b_1}{b_0^2 t} \log[t] + \frac{b_1^2 (\log^2[t] - \log[t] - 1 + b_0 b_2)}{b_0^4 t^2} \right] \quad (3.2)$$

ve

$$b_2 = \frac{1}{128\pi^3} \left[ 2857 - \frac{5033}{9} n_f + \frac{325}{27} n_f^2 \right]$$

$$b_1 = \frac{1}{24\pi^2} [153 - 19n_f]$$

$$b_0 = \frac{1}{12\pi} [33 - 2n_f] \quad (3.3)$$

$$t = \log \left[ \frac{\mu^2}{\Lambda^2} \right]$$

dir.

$\Lambda$  parametresi,  $n_f = 5, 4$  ve  $3$  çeşnileri için sırasıyla  $\Lambda = 213 \text{ MeV}, 296 \text{ MeV}$  ve  $339 \text{ MeV}$  değerlerini alır [105, 108], bu çalışmada ise  $n_f = 4$  değeri seçilmiştir. [108]'de

yazarlar tarafından ise tılsım tensör mezonları için  $\mu = 1$  GeV ve alt tansör mezonları için  $\mu = 3$  GeV seçilmiştir. İncelenen geçiş sürecinde ilk ve son durum parçacıkları için alt ve tılsım mezonlara sahip olduğumuzdan, bu parametre için  $\mu = (2-4)$  GeV aralığı seçilmiştir ve bu durumda  $\mu = 2$  GeV ile  $\mu = 3$  GeV arasında ve  $\mu = 3$  GeV ile  $\mu = 4$  GeV arasında, yapı faktörlerindeki ve diğer gözlenebilir niceliklerdeki değişikliklerin oranı tartışılmaktadır.

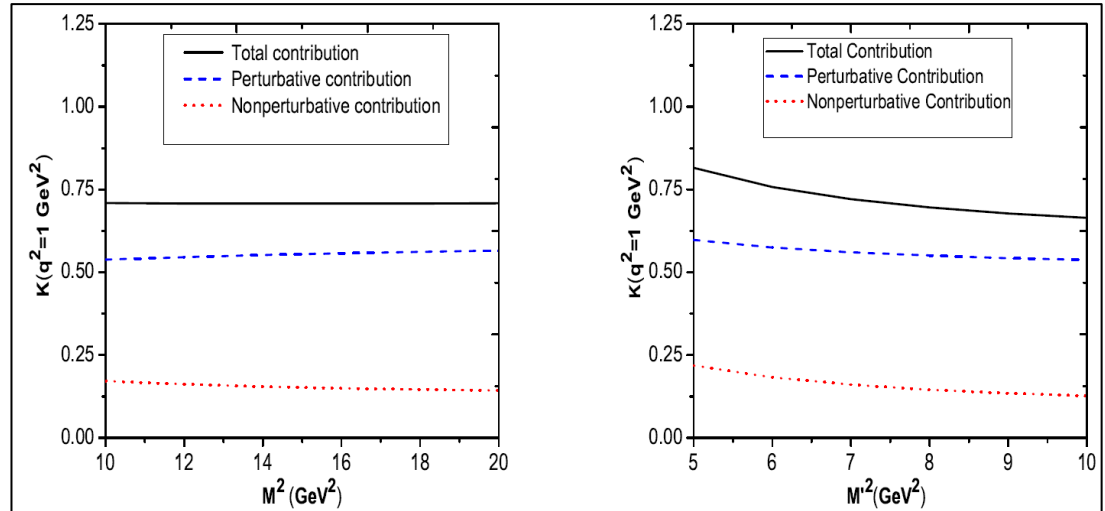
Analizin ileri safhalarında, dört yardımcı parametrenin çalışma bölgeleri belirlenir: Borel kütle parametreleri  $M^2$  ve  $M'^2$  yardımcı parametreler olduklarından fiziksel niceliklerin sonuçları bu parametrelere bağlı olmamalıdır. KRK toplam kuralları yönteminde OPE,  $M^2$  ve  $M'^2$ 'ye zayıf bir bağımlılık bırakarak sonlu bir mertebede kesilir. Bu nedenle,  $M^2$  ve  $M'^2$  için çalışma bölgeleri, bu bölgelerde yapı faktörlerinin  $M^2$  ve  $M'^2$ 'den pratikte bağımsız olacak şekilde seçilmelidir. Süreklilik eşikleri seçimi de tamamen keyfi değildir,  $s_0$  ve  $s'_0$ , sürekliliğin başlangıcını karakterize eden ve sırasıyla ilk ve son kanallardaki ilk uyarılmış durumların enerjisine bağlı olan enerjilerin kareleridir. Sayısal hesaplamalar,  $s_0$  ve  $s'_0$  süreklilik eşikleri için  $29 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 35 \text{ GeV}^2$  ve  $7 \text{ GeV}^2 \leq s'_0 \leq 11 \text{ GeV}^2$  bölgelerine işaret etmektedir.

Hem yüksek durumların hem de sürekliliğin yeterince bastırılmasını ve operatörlerin yüksek boyutlara sahip katkılarının az olmasını sağlamak için Borel kütle parametrelerinin çalışma bölgeleri de ayrıca hesaplanmıştır. Sonuç olarak, Borel kütle parametreleri için çalışma bölgeleri  $10 \text{ GeV}^2 \leq M^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$  ve  $5 \text{ GeV}^2 \leq M'^2 \leq 10 \text{ GeV}^2$  olarak belirlenmiştir. Yardımcı parametreler için yukarıdaki bölgeler dikkate alınarak, ilk ve son durumlarla ilişkili mezonlara dair katkıların çıkarılabildiğini görmek için, Borel çerçevesinde  $-d/d(1/M^2) \ln[\Pi^{\text{OPE}}(s_0, s'_0, M^2, M'^2, q^2)]$  ve  $-d/d(1/M'^2) \ln[\Pi^{\text{OPE}}(s_0, s'_0, M^2, M'^2, q^2)]$  fonksiyonlarının değerleri hesaplanmış ve tüm girdi parametrelerini göz önünde bulundurarak, bu fonksiyonlar için sırasıyla  $29,44 \text{ GeV}^2 \sim m_{B_s}^2$  ve  $5,58 \text{ GeV}^2 \sim m_{D_{s2(2573)}^*}^2$  değerleri elde edilmiştir. Bu sonuçlar da ilgili mezonların ilk ve son durumdaki katkılarının kabaca çıkarıldığını göstermektedir.  $q^2 = 1$ 'de  $K(q^2)$  form faktörünün Borel kütle parametreleri  $M^2$  ve

$M'^2$ 'ye bağımlılığına bir örnek Şekil 3.1'de görülmektedir. Şekle bakıldığında, Borel parametrelerinin çalışma bölgelerinde bu yapı faktörünün zayıf bağımlılığının yanı sıra, perturbatif katkının toplam değer ana kısmını oluşturduğu da açıkça görülmektedir.

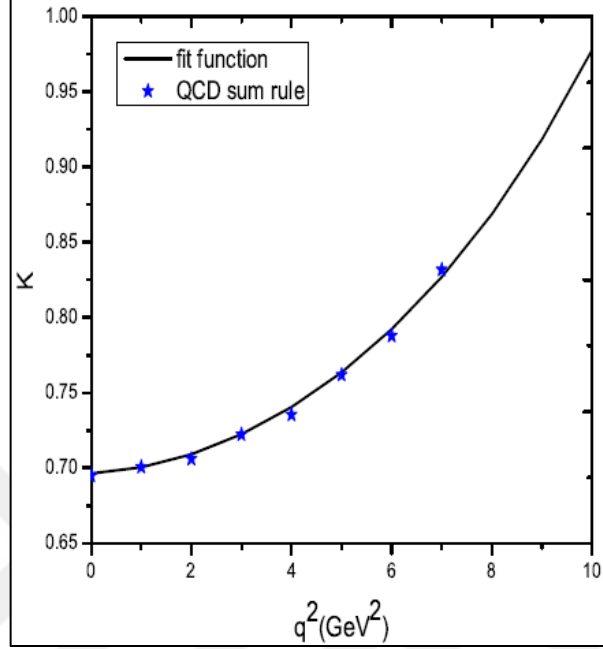
Tablo 3.2.  $\mu = 2 \text{ GeV}$ 'de yapı faktörlerinin uyum fonksiyonunda görünen parametreler

	$f_0$	$\sigma_1$	$\sigma_2$
$K(q^2)$	$0,70 \pm 0,30 \text{ GeV}^{-2}$	$-0,93 \pm 0,26$	$-1,93 \pm 0,58$
$b_-(q^2)$	$(0,072 \pm 0,013) \text{ GeV}^{-2}$	$3,22 \pm 0,97$	$-1,72 \pm 0,82$
$b_+(q^2)$	$(-0,031 \pm 0,013) \text{ GeV}^{-2}$	$4,07 \pm 1,22$	$1,39 \pm 0,41$
$h(q^2)$	$(-0,0092 \pm 0,0038) \text{ GeV}^{-2}$	$0,33 \pm 0,10$	$-0,43 \pm 0,12$



Şekil 3.1. Süreklilik eşikleri  $s_0$  ve  $s'_0$  ve  $M'^2$ 'nin ortalama değerlerinde Borel kütlesi  $M^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak  $K(q^2 = 1)$  (solda). Süreklilik eşikleri  $s_0$  ve  $s'_0$  ve  $M^2$ 'nin ortalama değerlerinde Borel kütlesi  $M'^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak  $K(q^2 = 1)$  (sağda).

Bu aşamada, süreklilik eşikleri ve Borel kütle parametreleri için çalışma bölgeleri kullanılarak, ilgili yapı faktörlerinin  $q^2$  cinsinden davranışları bulunmaktadır. Hesaplamalar yapı faktörlerinin  $q^2 \simeq 7 \text{ GeV}^2$ 'de kesildiğini göstermektedir.



Şekil 3.2.  $M^2 = 15 \text{ GeV}^2$ ,  $M'^2 = 7,5 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 35 \text{ GeV}^2$  ve  $s'_0 = 9 \text{ GeV}^2$ 'de  $q^2$ 'nin fonksiyonu olarak  $K(q^2)$

Sonuçları tüm fiziksel bölgeye yaymak için,  $q^2 = (0-7) \text{ GeV}^2$  bölgesinde elde edilen KRD toplam kuralları sonuçlarına uyacak bir uyum fonksiyonu bulunması gerekmektedir. Burada, zamanımsı momentum transferinde, spektral gösterimlerin esas olarak anormal katkılar geliştirdiğini, yani çift spektral yoğunlukların, Landau tipi tekillikler nedeniyle olanların ötesinde katkılar aldıklarını ve karşılık gelen Feynman genliklerinden saptıklarını belirtmek gerekmektedir. Bu problem [109] de detaylı olarak tartışılmaktadır. Her ne kadar bu katkılar  $q^2 = 0$ 'daki yapı faktörlerinin değerlerini etkilemese ve söz konusu bozunma kanalında yukarıda belirtilen yardımcı parametrelerin aralıklarında,  $q^2$ 'nin daha yüksek değerleri için küçük olsa da, sayısal hesaplamalarda bu küçük katkılar da hesaba katılmıştır. İlgili yapı faktörlerinin aşağıdaki fonksiyona iyi bir şekilde uyum sağladığı tespit edilmiştir (bkz. Şekil 3.2) [110]:

$$f(q^2) = \frac{f_0}{\left(1 - \frac{q^2}{m_{B_s}^2}\right) \left[1 - \sigma_1 \left(\frac{q^2}{m_{B_s}^2}\right) + \sigma_2 \left(\frac{q^2}{m_{B_s}^2}\right)^2\right]} \quad (3.4)$$

Yukarıdaki  $f_0$ ,  $\sigma_1$  ve  $\sigma_2$  parametrelerinin değerleri  $\mu = 2$  GeV için bir örnek olarak Tablo 3.2’de verilmiştir. Sonuçlarda belirtilen hatalar, süreklilik eşiklerinin çalışma bölgelerinin belirlenmesindeki hatalardan, Borel kütle parametreleri ve diğer girdi parametrelerinden gelen belirsizliklerden kaynaklanmaktadır. Sayısal analiz,  $\mu$  değerinin 2 GeV ila 3 GeV arasında ayarlanmasının,  $q^2$  ’nin sabit bir değerinde form faktörlerinin değerlerini kabaca % 35 artırdığını göstermektedir. Yapı faktörü değerlerindeki bu artışın oranı  $\mu = 3$  GeV’den  $\mu = 4$  GeV’ye çıkarken ise kabaca % 25’tir. Bu farklı oranlar, yapı faktörlerinin  $\mu$  ölçek parametresine bağlı olduğunu göstermektedir.

Bu analiz için son bölümde, Ağır Kuark Efektif Teori (HQET) limitinin tartışılan yapı faktörleri üzerinde sağladığı kısıtlamaları tartışılmaktadır, zira düşünülen kanal kuark seviyesindeki ağır - ağır  $b \rightarrow c$  geçişine dayanmaktadır.  $B_s \rightarrow D_{s2}^*(2573)\bar{l}\nu_1$ ’e benzer bir kanal olan  $B_s \rightarrow D_{s1}(2460)l\nu$  kanalı için [111]’de tartışılan ilgili parametrelerin tüm tanımlarını ve değerlerini dikkate alarak HQET sınırının  $h(0)$  ve  $K(0)$  yapı faktörlerini  $b_-(0)$  ve  $b_+(0)$  yapı faktörlerine nazaran daha fazla etkilediğini tespit edilmiştir, öyle ki form faktörlerinin  $h(0)$  ve  $K(0)$  değerleri sırasıyla % 35 ve % 42 azalır. Buna karşılık,  $b_+(0)$  ve  $b_-(0)$  form faktörleri sırasıyla % 16 ve % 5 artar. Yapı faktörlerinin  $q^2$  cinsinden uyum fonksiyonu tüm fiziksel bölge için bulduktan sonra, incelenen sürecin bozulma genişliği elde edilir. Bu amaçla Denklem (3.5)’te,  $m_1^2 \leq q^2 \leq (m_{D_{s2}^*} - m_{B_s})^2$  aralığı için  $q^2$  üzerinden tüm integraller hesaplanmış ve sonuç olarak,  $B_s \rightarrow D_{s2}^*(2573)\bar{l}\nu_1$  geçişi için diferansiyel bozulma genişliği aşağıdaki şekilde elde edilmiştir:



$$\begin{aligned}
\frac{d\Gamma}{dq^2} = & \frac{\lambda(m_{B_s}^2, m_{D_{s2}^*}^2, q^2)}{4m_{D_{s2}^*}^2} \left( \frac{q^2 - m_1^2}{q^2} \right)^2 \frac{\sqrt{\lambda(m_{B_s}^2, m_{D_{s2}^*}^2, q^2)}}{284m_{B_s}^3 \pi^3} \left\{ \frac{1}{2q^2} \left[ 3m_1^2 \lambda(m_{B_s}^2, m_{D_{s2}^*}^2, q^2) [V_0(q^2)]^2 \right. \right. \\
& + (m_1^2 + 2q^2) \left. \left. \left| \frac{1}{2m_{D_{s2}^*}^2} \left[ (m_{B_s}^2 - m_{D_{s2}^*}^2 - q^2)(m_{B_s} - m_{D_{s2}^*}) V_1(q^2) - \frac{\lambda(m_{B_s}^2, m_{D_{s2}^*}^2, q^2)}{m_{B_s} - m_{D_{s2}^*}} V_2(q^2) \right] \right|^2 \right] \right\} \quad (3.5) \\
& + \frac{2}{3} (m_1^2 + 2q^2) \lambda(m_{B_s}^2, m_{D_{s2}^*}^2, q^2) \left[ \left| \frac{A(q^2)}{m_{B_s} - m_{D_{s2}^*}} - \frac{(m_{B_s} - m_{D_{s2}^*}) V_1(q^2)}{\sqrt{\lambda(m_{B_s}^2, m_{D_{s2}^*}^2, q^2)}} \right|^2 \right. \\
& \left. + \left| \frac{A(q^2)}{m_{B_s} - m_{D_{s2}^*}} - \frac{(m_{B_s} - m_{D_{s2}^*}) V_1(q^2)}{\sqrt{\lambda(m_{B_s}^2, m_{D_{s2}^*}^2, q^2)}} \right|^2 \right] \left. \right\}
\end{aligned}$$

Burada

$$A(q^2) = -(m_{B_s} - m_{D_{s2}^*}) h(q^2)$$

$$V_1(q^2) = -\frac{K(q^2)}{m_{B_s} - m_{D_{s2}^*}}$$

$$V_2(q^2) = (m_{B_s} - m_{D_{s2}^*}) b_+(q^2) \quad (3.6)$$

$$V_0(q^2) = \frac{m_{B_s} - m_{D_{s2}^*}}{2m_{D_{s2}^*}} V_1(q^2) - \frac{m_{B_s} + m_{D_{s2}^*}}{2m_{D_{s2}^*}} V_2(q^2) - \frac{q^2}{2m_{D_{s2}^*}} b_-(q^2)$$

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc$$

dir. Yukarıdaki denklemde tüm fiziksel bölgede  $q^2$  üzerinden alınan integral ile, sonuç olarak,  $\mu = 2$  GeV,  $\mu = 3$  GeV ve  $\mu = 4$  GeV için sırasıyla Tablo 3.3, 3.4 ve 3.5'te gösterildiği gibi tüm lepton kanalları için toplam bozunum genişliklerinin ve dallanma oranlarının değerleri elde edilmiştir. Bu tablolardan,  $\mu = 2$  GeV'den 3 GeV'ye ayarlandığında, tüm lepton kanalları için bozunum oranı ve dallanma oranının yaklaşık % 82 oranında arttığını, ancak  $\mu = 3$  GeV'den  $\mu = 4$  GeV'ye çıkarken bu niceliklerdeki kabaca artış oranının % 40 olduğu anlaşılmaktadır. Bu değişimlerden ötürü, yukarıda bahsi geçen niceliklerin sonuçlarının  $\mu$  ölçek parametresine de büyük

ölçüde bağlı olduğu sonucuna varılmıştır. Dallanma oranlarının mertebeleri, semileptonik  $B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)l\bar{\nu}_l$ 'nin yakın gelecekte tüm lepton kanallarında deneysel olarak erişilebilir olduğunu göstermektedir.

Tablo 3.3.  $\mu = 2$  GeV'de farklı lepton kanallarında dallanma oranları ve bozunum genişlikleri için nümerik sonuçlar

	$\Gamma(\text{GeV})$	Br
$B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)\tau\bar{\nu}_\tau$	$(2,82 \pm 1,32) \times 10^{-16}$	$(5,08 \pm 2,38) \times 10^{-4}$
$B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)\mu\bar{\nu}_\mu$	$(5,37 \pm 2,44) \times 10^{-16}$	$(1,19 \pm 0,54) \times 10^{-3}$
$B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)e\bar{\nu}_e$	$(5,41 \pm 2,48) \times 10^{-16}$	$(1,21 \pm 0,55) \times 10^{-3}$

Tablo 3.4.  $\mu = 3$  GeV'de farklı lepton kanallarında dallanma oranları ve bozunum genişlikleri için nümerik sonuçlar

	$\Gamma(\text{GeV})$	Br
$B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)\tau\bar{\nu}_\tau$	$(5,14 \pm 2,46) \times 10^{-16}$	$(9,26 \pm 4,33) \times 10^{-4}$
$B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)\mu\bar{\nu}_\mu$	$(9,79 \pm 4,45) \times 10^{-16}$	$(2,18 \pm 0,98) \times 10^{-3}$
$B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)e\bar{\nu}_e$	$(9,86 \pm 4,52) \times 10^{-16}$	$(2,20 \pm 0,92) \times 10^{-3}$

Tablo 3.5.  $\mu = 4$  GeV'de farklı lepton kanallarında dallanma oranları ve bozunum genişlikleri için nümerik sonuçlar

	$\Gamma(\text{GeV})$	Br
$B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)\tau\bar{\nu}_\tau$	$(7,20 \pm 3,38) \times 10^{-16}$	$(1,30 \pm 0,61) \times 10^{-3}$
$B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)\mu\bar{\nu}_\mu$	$(1,37 \pm 0,62) \times 10^{-15}$	$(3,06 \pm 1,39) \times 10^{-3}$
$B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)e\bar{\nu}_e$	$(1,39 \pm 0,64) \times 10^{-15}$	$(3,08 \pm 1,40) \times 10^{-3}$

Özet olarak, pertürbatif  $O(\alpha_s)$  düzeltmeleri dikkate alınarak, tüm lepton kanallarındaki semileptonik  $B_s \rightarrow D_{s_2}^*(2573)l\bar{\nu}_l$  geçişini düzenleyen geçiş yapı faktörleri üç noktalı bir korelasyon fonksiyonu kullanılarak hesaplanmıştır. Yapı faktörlerinin uyum fonksiyonları, karşılık gelen bozunum genişliklerini ve dallanma

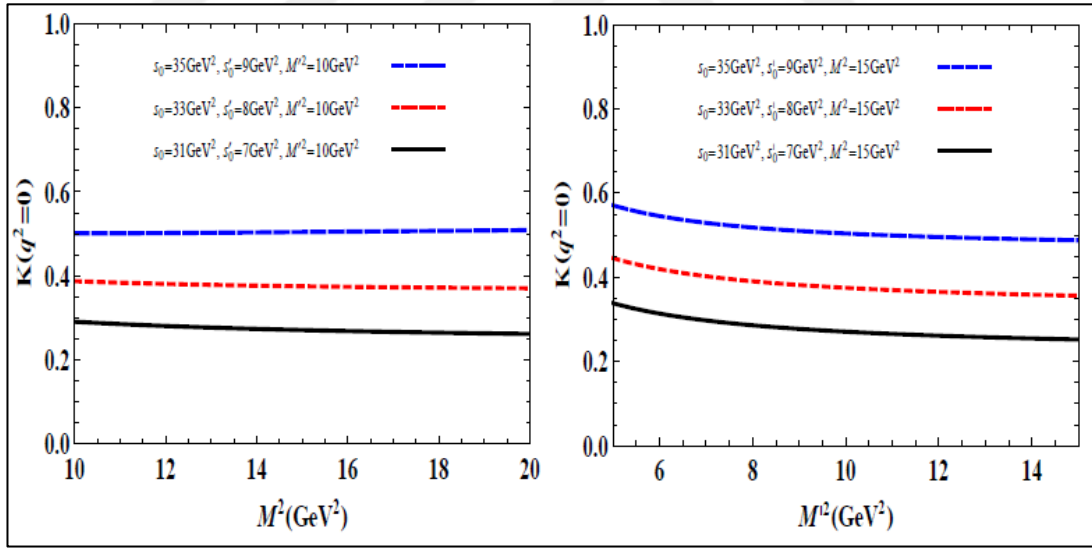
oranlarını tahmin etmek için kullanılmıştır. Dallanma oranlarının mertebeleri, bu tür kanalların büyük ölçüde  $B_s$  mezonun toplam genişliğine katkıda bulunduğunu göstermektedir. Gelecekteki verilerin teorik sonuçlarla karşılaştırılması,  $D_{s_2}^*(2573)$  tılsım-garip tensör mezonunun iç yapısını ve doğasını anlamada bize yardımcı olacaktır.

Bir önceki analiz ile aynı şekilde,  $B \rightarrow D_2^*(2573)l\bar{\nu}$  bozunumu için de yapı faktörleri için elde edilen toplam kurallarını sayısal olarak analiz etmek ve  $q^2$  cinsinden varyasyonlarını elde etmek amacıyla Tablo 3.6'da verilen bazı girdi parametrelerine ihtiyaç duyulur.

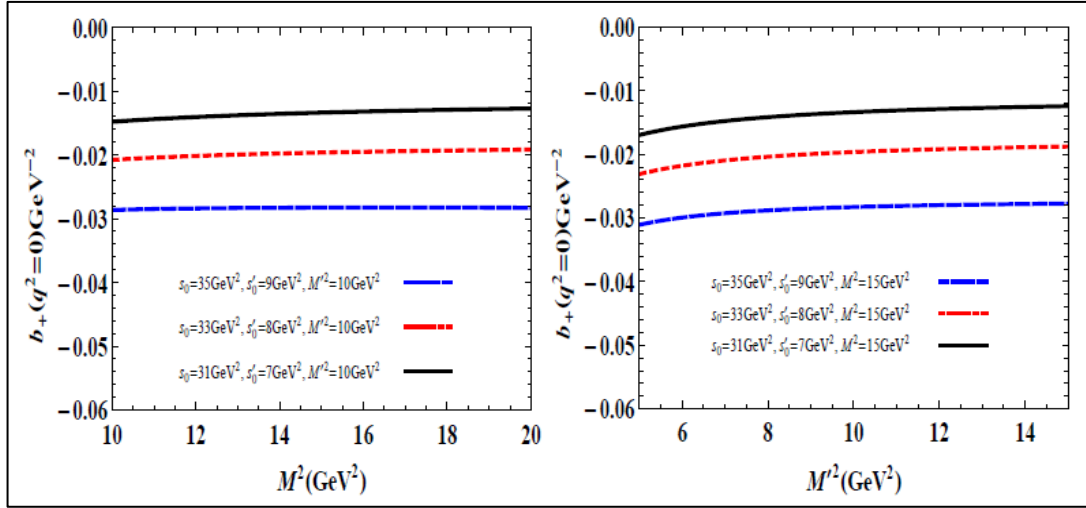
Tablo 3.6. Hesaplamalarda kullanılan girdi parametreleri

Parametreler	Değerler
$m_c$	$1,275 \pm 0,025 \text{ GeV}$
$m_b$	$4,65 \pm 0,03 \text{ GeV}$
$m_e$	$0,00051 \text{ GeV}$
$m_\mu$	$0,1056 \text{ GeV}$
$m_\tau$	$1,776 \text{ GeV}$
$m_B$	$5,2793 \pm 0,000017 \text{ GeV}$
$m_{D_2^*(2460)}$	$2,4626 \pm 0,0007 \text{ GeV}$
$f_B$	$210 \pm 40 \text{ MeV}$
$f_{D_2^*(2460)}$	$0,0317 \pm 0,0092$
$G_F$	$1,17 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
$V_{cb}$	$(41,2 \pm 1,1) \times 10^{-3}$
$\langle 0   \bar{u}u(1\text{GeV})   0 \rangle$	$-(0,24 \pm 0,01)^3 \text{ GeV}^3$
$m_0^2(1 \text{ GeV})$	$(0,8 \pm 0,2) \text{ GeV}^2$
$\tau_B$	$(1641 \pm 8) \times 10^{-15} \text{ s}$

Bu girdi parametrelerinin yanı sıra, yapı faktörlerinin toplam kuralları için yine Borel kütle parametreleri  $M^2$  ve  $M'^2$  ve süreklilik eşikleri  $s_0$  ve  $s'_0$ , yardımcı parametrelerine başvurulur. Hesaplamalar  $31 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 35 \text{ GeV}^2$  ve  $7 \text{ GeV}^2 \leq s'_0 \leq 9 \text{ GeV}^2$  aralıklarında sonuçların süreklilik eşiklerine bağlı olmadığını göstermektedir. Borel kütle parametreleri için çalışma bölgeleri, sadece yüksek durumların ve sürekliliğin katkılarının yeterli ölçüde bastırılması değil, aynı zamanda daha yüksek boyutlara sahip operatörlerin katkılarının nispeten küçük olması amaçlanarak belirlenir. Sonuç olarak,  $M^2$  ve  $M'^2$  için çalışma bölgeleri  $10 \text{ GeV}^2 \leq M^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$  ve  $5 \text{ GeV}^2 \leq M'^2 \leq 15 \text{ GeV}^2$  olarak bulunmuştur.  $q^2 = 0$ 'da  $K(q^2)$  ve  $b_+(q^2)$  yapı faktörlerinin değişimi, ilgili yardımcı parametrelerin varyasyonlarına göre, yapı faktörlerinin yardımcı parametrelere göre davranışının bir örneği olarak Şekil 3.3'te gösterilmiştir. Bu şekillerden yapı faktörlerinin yardımcı parametrelere zayıf bir şekilde bağlı olduğu görülmektedir.



Şekil 3.3. Süreklilik eşikleri  $s_0$  ve  $s'_0$  ve  $M'^2$ 'nin sabit değerlerinde Borel kütlesi  $M^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak  $K(q^2=0)$  (solda). Süreklilik eşikleri  $s_0$  ve  $s'_0$  ve  $M^2$ 'nin sabit değerlerinde Borel kütlesi  $M'^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak  $K(q^2=0)$  (sağda).



Şekil 3.4. Süreklilik eşikleri  $s_0$  ve  $s'_0$  ve  $M'^2$ 'nin sabit değerlerinde Borel kütlesi  $M^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak  $b_+(q^2=0)$  (solda). Süreklilik eşikleri  $s_0$  ve  $s'_0$  ve  $M^2$ 'nin sabit değerlerinde Borel kütlesi  $M'^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak  $b_+(q^2=0)$  (sağda).

Süreklilik eşikleri ve Borel kütle parametrelerinin çalışma bölgeleri ile diğer girdi parametreleri kullanarak yapı faktörlerinin davranışını  $q^2$  cinsinden bulunurken, hesaplamalar, yapı faktörlerinin  $q^2 \approx 5 \text{ GeV}^2$ 'de kesildiğini göstermektedir.  $B \rightarrow D_2^*(2460)l\bar{\nu}$  geçişinin bozunum genişliğini tahmin etmek için,  $m_1^2 \leq q^2 \leq (m_B - m_{D_2^*})^2$  tüm fiziksel bölgesindeki uyum fonksiyonları elde edilmelidir. Yapı faktörleri için toplam kuralları tahminlerinin aşağıdaki uyum fonksiyonu 1'e uyumlu olduğu bulunmuştur.

Tablo 3.7. Uyum fonksiyonu 1'in parametreleri

	$f_0$	$c_1$	$c_2$	$m_{\text{uyum}}^2$
$K(q^2)$	$0,54 \pm 0,14$	$0,70 \pm 0,07$	$0,41 \pm 0,02$	$27,88 \pm 0,01$
$b_-(q^2)$	$(0,007 \pm 0,002) \text{ GeV}^{-2}$	$0,14 \pm 0,04$	$10,70 \pm 0,82$	$27,88 \pm 0,01$
$b_+(q^2)$	$(-0,03 \pm 0,01) \text{ GeV}^{-2}$	$1,20 \pm 0,15$	$22,52 \pm 1,68$	$27,88 \pm 0,01$
$h(q^2)$	$(-0,010 \pm 0,003) \text{ GeV}^{-2}$	$1,19 \pm 0,13$	$1,12 \pm 0,08$	$27,88 \pm 0,01$

$$f(q^2) = f_0 \exp \left[ c_1 \frac{q^2}{m_{\text{uyum}}^2} + c_2 \left( \frac{q^2}{m_{\text{uyum}}^2} \right)^2 \right] \quad (3.7)$$

buradaki  $f_0$ ,  $c_1$ ,  $c_2$  ve  $m_{\text{uyum}}^2$  parametrelerinin değerleri Tablo 3.7’de gösterilmiştir.

Sonuçları diğer parametrelendirmelerle de karşılaştırmak için, yapı faktörlerini tüm fiziksel bölgede tahmin edebilmek amacıyla aşağıdaki uyum fonksiyonu 2 ve 3 de kullanılmıştır:

$$f(q^2) = \frac{f_0}{1 - a \left( \frac{q^2}{m_B^2} \right) + b \left( \frac{q^2}{m_B^2} \right)^2} \quad (3.8)$$

$$f(q^2) = \frac{f_0}{\left( 1 - \frac{q^2}{m_B^2} \right) \left[ 1 - A \left( \frac{q^2}{m_B^2} \right) + B \left( \frac{q^2}{m_B^2} \right)^2 \right]} \quad (3.9)$$

$q^2 = 0$ ’da uyum fonksiyonu 2 ve uyum fonksiyonu 3’teki  $a$ ,  $b$ ,  $A$  ve  $B$  parametreleri ve karşılık gelen form faktörlerin değerleri sırasıyla Tablo 3.8 ve 3.9’da verilmiştir.

Tablo 3.8. Uyum fonksiyonu 2’nin parametreleri

	$f_0$	$a$	$b$
$K(q^2)$	$0,54 \pm 0,14$	$0,75 \pm 0,03$	$-0,014 \pm 0,006$
$b_-(q^2)$	$(0,007 \pm 0,002) \text{ GeV}^{-2}$	$0,95 \pm 0,04$	$-3,14 \pm 1,34$
$b_+(q^2)$	$(-0,03 \pm 0,01) \text{ GeV}^{-2}$	$1,41 \pm 0,06$	$-4,63 \pm 2,05$
$h(q^2)$	$(-0,010 \pm 0,003) \text{ GeV}^{-2}$	$1,27 \pm 0,05$	$0,058 \pm 0,002$

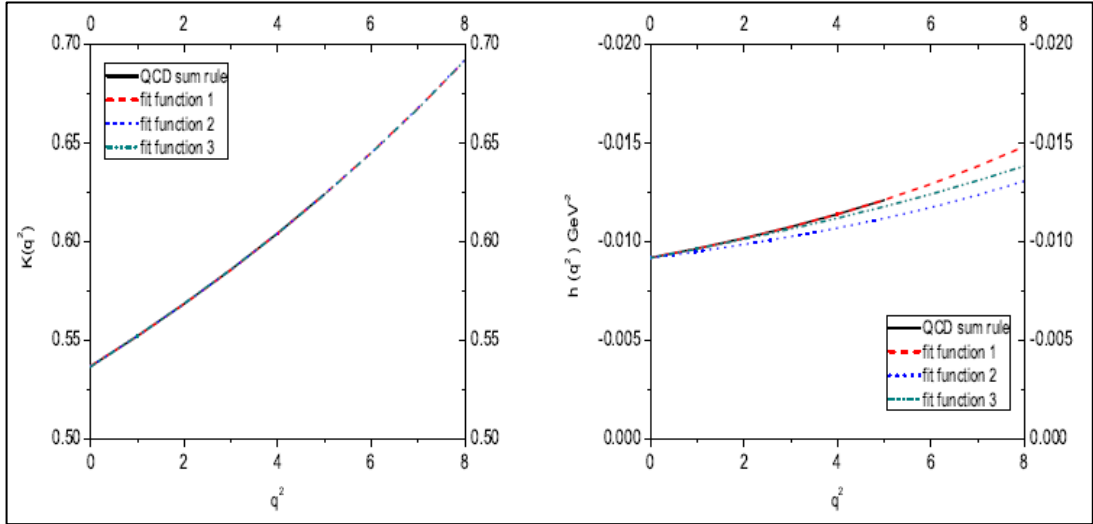
Tablo 3.9. Uyum fonksiyonu 3’n parametreleri

	$f_0$	$A$	$B$
$K(q^2)$	$0,54 \pm 0,14$	$-0,15 \pm 0,06$	$0,31 \pm 0,03$
$b_-(q^2)$	$(0,007 \pm 0,002) \text{ GeV}^{-2}$	$-0,36 \pm 0,16$	$-7,72 \pm 0,86$

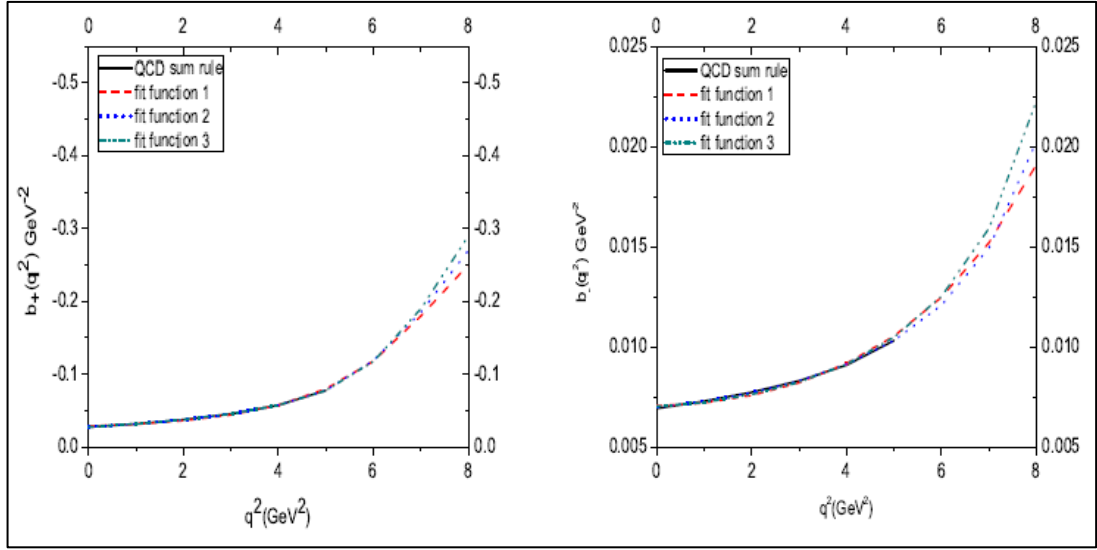
Tablo 3.9. (Devam) Uyum fonksiyonu 3'ün parametreleri

$b_+(q^2)$	$(-0,03 \pm 0,01) \text{ GeV}^{-2}$	$1,89 \pm 0,81$	$-2,39 \pm 0,27$
$h(q^2)$	$(-0,010 \pm 0,003) \text{ GeV}^{-2}$	$0,25 \pm 0,10$	$-0,35 \pm 0,04$

Yapı faktörlerinin, yardımcı parametrelerin farklı sabit değerlerinde  $q^2$ 'ye bağlılığı Şekil 3.5 ve Şekil 3.6'da gösterilmektedir. Bu şekiller, toplam kuralları sonuçlarını (kesilen noktaya kadar) ve yukarıda belirtilen üç farklı uyum fonksiyonu kullanılarak elde edilen sonuçları içermektedir. Bu şekillerden,  $K(q^2)$ ,  $b_-(q^2)$  ve  $b_+(q^2)$  yapı faktörleri için, üç uyum fonksiyonunun da toplam kuralları sonuçlarını kesik noktaya kadar çoğalttığı açıktır, ancak tüm uyum fonksiyonlarının aynı sonuçları verdiği  $K(q^2)$  yapı faktörü hariç, bu uyum fonksiyonlarının yüksek  $q^2$  değerlerindeki tahminleri arasındaki küçük farklılıklar görülmüştür. Yapı faktörü  $h(q^2)$  için, uyum fonksiyonu 1'in parametreleri, toplam kuralları sonucu ile iyi bir uyum göstermektedir, ancak özellikle  $q^2$ 'nin daha yüksek değerlerinde, uyum fonksiyonları 2 ve 3 ile yapılan parametreleme tahminlerinde önemli farklılıklar görülmektedir.



Şekil 3.5.  $M^2 = 15 \text{ GeV}^2$ ,  $M'^2 = 10 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 35 \text{ GeV}^2$  ve  $s'_0 = 9 \text{ GeV}^2$ 'de  $q^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak  $K(q^2)$  (solda).  $M^2 = 15 \text{ GeV}^2$ ,  $M'^2 = 10 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 35 \text{ GeV}^2$  ve  $s'_0 = 9 \text{ GeV}^2$ 'de  $q^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak  $h(q^2)$  (sağda).



Şekil 3.6.  $M^2 = 15 \text{ GeV}^2$ ,  $M'^2 = 10 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 35 \text{ GeV}^2$  ve  $s'_0 = 9 \text{ GeV}^2$ ’de  $q^2$  ’nin bir fonksiyonu olarak  $b_+(q^2)$  (solda).  $M^2 = 15 \text{ GeV}^2$ ,  $M'^2 = 10 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 35 \text{ GeV}^2$  ve  $s'_0 = 9 \text{ GeV}^2$ ’de  $q^2$  ’nin bir fonksiyonu olarak  $b_-(q^2)$  (sağda).

Daha sonra ele alınan sürecin bozunum genişliği ve dallanma oranının hesaplanmasına geçilmiştir.  $B \rightarrow D_2^*(2460)l\bar{\nu}$  geçişi için diferansiyel bozunma genişliği,

$$\begin{aligned}
\frac{d\Gamma}{dq^2} = & \frac{\lambda(m_B^2, m_{D_2^*}^2, q^2)}{4m_{D_2^*}^2} \left( \frac{q^2 - m_l^2}{q^2} \right) \sqrt{\lambda(m_B^2, m_{D_2^*}^2, q^2)} \frac{G_F^2 V_{cb}^2}{384 m_B^3 \pi^3} \left\{ \frac{1}{2q^2} [3m_l^2 \lambda(m_B^2, m_{D_2^*}^2, q^2) [V_0(q^2)]^2 \right. \\
& + (m_l^2 + 2q^2) \left. \left| \frac{1}{2m_{D_2^*}} \left[ (m_B^2 - m_{D_2^*}^2 - q^2)(m_B - m_{D_2^*}) V_1(q^2) - \frac{\lambda(m_B^2, m_{D_2^*}^2, q^2)}{m_B - m_{D_2^*}} V_2(q^2) \right] \right|^2 \right\} \\
& + \frac{2}{3} (m_l^2 + 2q^2) \lambda(m_B^2, m_{D_2^*}^2, q^2) \left[ \left| \frac{A(q^2)}{m_B - m_{D_2^*}} - \frac{(m_B - m_{D_2^*}) V_1(q^2)}{\sqrt{\lambda(m_B^2, m_{D_2^*}^2, q^2)}} \right|^2 + \left| \frac{A(q^2)}{m_B - m_{D_2^*}} + \frac{(m_B - m_{D_2^*}) V_1(q^2)}{\sqrt{\lambda(m_B^2, m_{D_2^*}^2, q^2)}} \right|^2 \right] \Bigg\}
\end{aligned} \quad (3.10)$$

şeklinde elde edilmiştir. Burada  $A(q^2)$ ,  $V_1(q^2)$ ,  $V_2(q^2)$ ,  $V_0(q^2)$  ve  $\lambda(a, b, c)$

$$A(q^2) = -(m_B - m_{D_2^*}) h(q^2)$$

$$V_1(q^2) = -\frac{K(q^2)}{m_B - m_{D_2^*}}$$

$$V_2(q^2) = (m_B - m_{D_2^*}) b_+(q^2) \quad (3.11)$$



$$V_0(q^2) = \frac{m_B - m_{D_2^*}}{2m_{D_2^*}} V_1(q^2) - \frac{m_B - m_{D_2^*}}{2m_{D_2^*}} V_2(q^2) - \frac{q^2}{2m_{D_2^*}} b_-(q^2)$$

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc$$

şeklindedir. Denklem (3.10)'da  $q^2$  üzerinden integral alındıktan sonra  $m_1^2 \leq q^2 \leq (m_B - m_{D_2^*})^2$  aralığında, tüm leptonlar için toplam bozunum genişlikleri ve dallanma oranları, Tablo 3.10'da sunulan üç farklı uyum fonksiyonu için elde edilmiştir. Sonuçlardaki belirsizlikler, yardımcı parametreler için çalışma bölgelerinin belirlenmesindeki ve diğer girdi parametrelerindeki hatalardan kaynaklanmaktadır. Bu tablodan, e ve  $\mu$  kanalları için tüm uyum fonksiyonlarının kabaca aynı sonuçları verdiği açıktır.  $\tau$  için, uyum fonksiyonları 2 ve 3 yaklaşık olarak aynı tahminlere sahiptir, ancak uyum fonksiyonu 1'inkinden % 38 daha küçük sonuçlar vermiştir. Beklendiği gibi, e ve  $\mu$  durumlarında dallanma oranları için değerler tüm uyum fonksiyonları için birbirine çok yakındır. Dallanma oranlarının mertebeleri, bu geçişin tüm lepton kanalları için LHC'de tespit edilebilir olduğunu göstermektedir. Ayrıca Belle [112] ve BaBar [113, 114] İşbirlikleri tarafından  $B(B \rightarrow D_2^* l \bar{\nu}) B(D_2^* \rightarrow D\pi)$  bozunum zinciri için dallanma oranları hakkında deneysel sonuçlar da sırasıyla  $B(B \rightarrow D_2^* l \bar{\nu}) B(D_2^* \rightarrow D\pi) = 2, 2 \pm 0, 3 \pm 0, 4$  ve  $B(B^+ \rightarrow \bar{D}_2^* l' \bar{\nu}_l) B(\bar{D}_2^* \rightarrow D\pi) = 1, 4 \pm 0, 2 \pm 0, 2$  şeklinde verilmiştir.

Tablo 3.10.  $\mu = 2$  GeV'de farklı lepton kanallarında dallanma oranları ve bozunum genişlikleri için nümerik sonuçlar

Uyum fonksiyonu 1	$\Gamma(\text{GeV})$	Br
$B \rightarrow D_2^*(2573) \tau \bar{\nu}_\tau$	$(6,52 \pm 2,20) \times 10^{-17}$	$(0,16 \pm 0,06) \times 10^{-3}$
$B \rightarrow D_2^*(2573) \mu \bar{\nu}_\mu$	$(4,04 \pm 1,18) \times 10^{-16}$	$(1,00 \pm 0,29) \times 10^{-3}$
$B \rightarrow D_2^*(2573) e \bar{\nu}_e$	$(4,05 \pm 1,19) \times 10^{-16}$	$(1,01 \pm 0,30) \times 10^{-3}$
Uyum fonksiyonu 2	$\Gamma(\text{GeV})$	Br
$B \rightarrow D_2^*(2573) \tau \bar{\nu}_\tau$	$(4,09 \pm 1,28) \times 10^{-17}$	$(0,10 \pm 0,03) \times 10^{-3}$

Tablo 3.10.(Devam)  $\mu = 2$  GeV’de farklı lepton kanallarında dallanma oranları ve bozunum genişlikleri için nümerik sonuçlar

$B \rightarrow D_2^*(2573)\mu\bar{\nu}_\mu$	$(4,06 \pm 1,26) \times 10^{-16}$	$(0,01 \pm 0,32) \times 10^{-3}$
$B \rightarrow D_2^*(2573)e\bar{\nu}_e$	$(4,08 \pm 1,28) \times 10^{-16}$	$(1,02 \pm 0,32) \times 10^{-3}$
Uyum fonksiyonu 3	$\Gamma(\text{GeV})$	Br
$B \rightarrow D_2^*(2573)\tau\bar{\nu}_\tau$	$(4,80 \pm 1,60) \times 10^{-17}$	$(0,12 \pm 0,04) \times 10^{-3}$
$B \rightarrow D_2^*(2573)\mu\bar{\nu}_\mu$	$(4,18 \pm 1,32) \times 10^{-16}$	$(1,04 \pm 0,34) \times 10^{-3}$
$B \rightarrow D_2^*(2573)e\bar{\nu}_e$	$(4,20 \pm 1,32) \times 10^{-16}$	$(1,05 \pm 0,34) \times 10^{-3}$

Bu bölümün sonunda  $\tau$  durumu için dallanma oranının e veya  $\mu$  dallanma oranlarına kesri hesaplanmıştır. Hesaplamalardan elde edilen sonuçlar ise şu şekildedir:

$$R = \frac{B \rightarrow D_2^*(2460)\tau\bar{\nu}_\tau}{B \rightarrow D_2^*(2460)l\bar{\nu}_l} = \begin{cases} 0,16 \pm 0,04 & \text{uyum fonksiyonu 1} \\ 0,10 \pm 0,02 & \text{uyum fonksiyonu 2} \\ 0,11 \pm 0,02 & \text{uyum fonksiyonu 3} \end{cases}$$

Bölüm 2.3 altında yer alan  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  analizinde CP ihlal fazı için ATLAS verisi ile elde edilen sonuçlar ise aşağıdaki gibidir.

Karakteristik bozunma süresi ve  $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  açılarının birleşik PDF’si ilgilenilen aşağıdaki temel fizik parametrelerini içerir:

- CP’yi ihlal eden  $\phi_s$  fazı
- $\Gamma_s$  ortalama bozunum genişliği ve  $\Delta\Gamma_s$  bozunum genişliği farkı
- $t = 0$ ’daki  $|A_{\parallel}(0)|^2$  ve  $|A_0(0)|^2$  CP – durumu genliklerinin büyüklükleri ve bunlara karşılık gelen  $\delta_{\perp}$  ve  $\delta_{\parallel}$  güçlü fazları
- $t = 0$ ’daki  $|A_s(0)|^2$  S-dalgası genliğinin büyüklüğü ve buna karşılık gelen  $\delta_s$  güçlü fazı

Geriye kalan  $|A_{\perp}(0)|^2$  genliği normalizasyon koşulu ile sınırlandırılır,  $\delta_0$  fazı sıfıra eşitlenir,  $\Delta m_s$  ise yukarıda açıklandığı gibi bir sabittir.

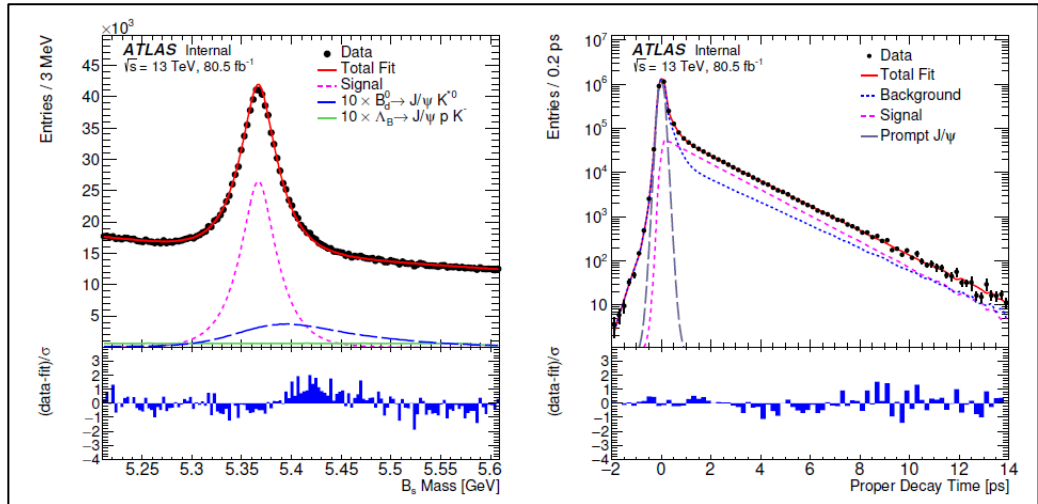
Maksimum olasılık fonksiyonu,  $f_s$   $B_s^0$  sinyal fraksiyonu, kombinatoriyal arka plan olaylarının değişmez kütesini ve bozunum zaman-açısal dağılımlarını tanımlayan parametreler, kütle ve bozunum zamanı belirsizliklerini ölçeklendiren S faktörü gibi analizde daha az ilgilenilen bazı parametreleri de içerir. Ek olarak, analiz bahsi geçen bu parametreler gibi birkaç parametreyi daha içermektedir, bunlar: kabul fonksiyonları, adanmış  $B_d \rightarrow J/\psi K^{0*}$  ve  $\Lambda_b \rightarrow J/\psi p K^-$  arkaplanlarının açılarının parametrizasyonu ve bunların  $f_{B^0}$  ve  $f_{\Lambda_b}$  fraksiyonları,  $P(\sigma_t | p_T)$  zaman hatası,  $P(\sigma_m | p_T)$  kütle hatası ve  $P(p_T)$   $p_T$  dağılımlarının olasılık yoğunluğu fonksiyonları ve etiketleme parametreleri ve kalibrasyonlarıdır. Bu parametrelerin değerleri genel olarak  $B_s^0$  kütle sinyali ve yan bant bölgesinden ya da MC simülasyonlarından alınan değerlere uygun olarak sabitlenir. Bahsi geçen bu parametrelerin herbirine, parametrenin varyasyonlarını kapsayan ilgili bir sistematik belirsizlik atanır. Bu proselerden sonra uyumdan elde edilen fizik parametrelerinin sonuçları ve korelasyonları Tablo 3.11 ve Tablo 3.12’de verilmiştir. Kütlenin, karakteristik bozunma süresi ve açılar için elde edilen uyumların projeksiyonları ise, sırasıyla Şekil 3.7 ve Şekil 3.8’de verilmiştir.

Tablo 3.11. İstatistik ve sistematik belirsizlikleri ile ilgilenilen fiziksel parametrelerin uyumdan elde edilen sonuçları

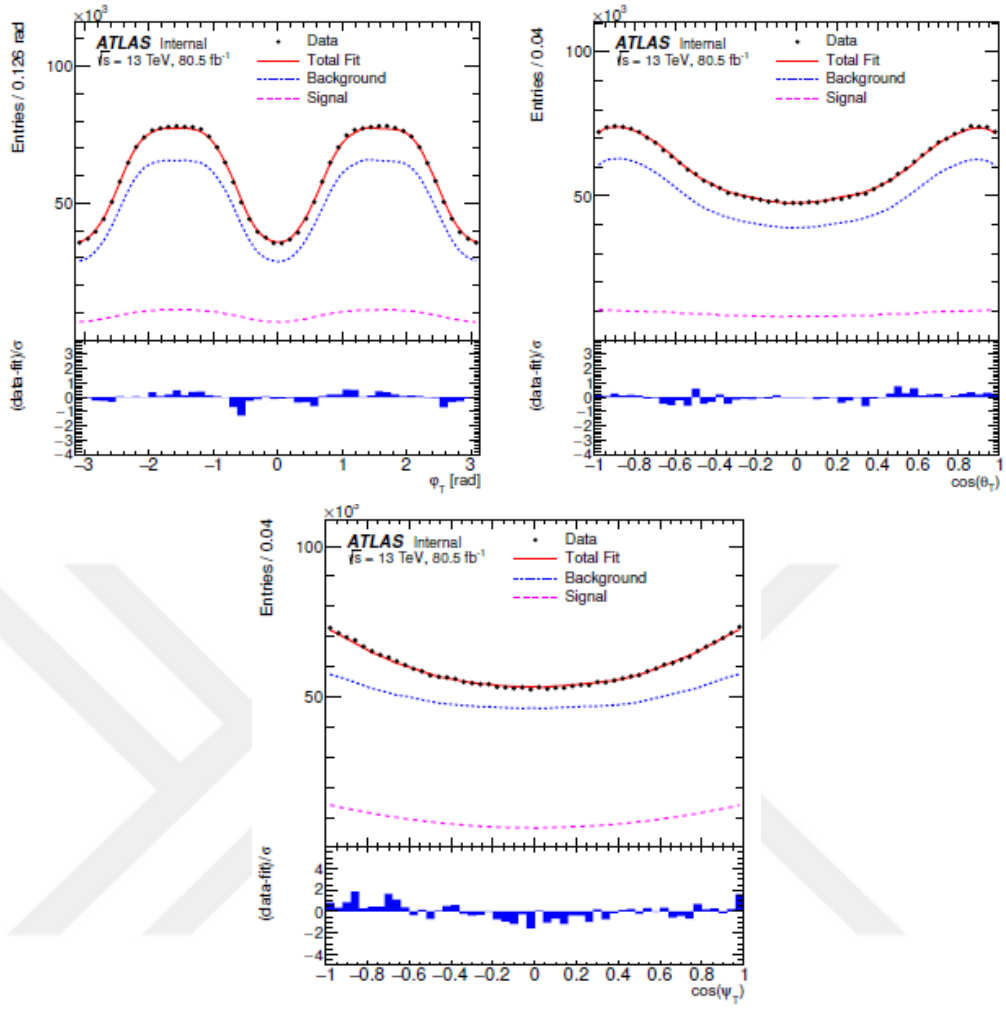
Parametre	Değer	İstatis. Belirsizlik	Sistem. Belirsizlik
$\phi_s$	-0,081	0,041	0,02
$\Delta\Gamma_s$	0,061	0,005	0,0025
$\Gamma_s$	0,669	0,002	0,0017
$ A_{  }(0) ^2$	0,221	0,002	0,0022
$ A_0(0) ^2$	0,513	0,001	0,0034
$ A_s(0) ^2$	0,032	0,003	0,0044
$\delta_{\perp}$	3,12	0,11	0,05
$\delta_{  }$	3,35	0,05	0,06
$\delta_{\perp} - \delta_{  }$	-0,25	0,05	0,01

Tablo 3.12. İlgilenilen fiziksel parametrelerin uyumdaki korelasyonları

	$\Delta\Gamma_s$	$\Gamma_s$	$ A_{\parallel}(0) ^2$	$ A_0(0) ^2$	$ A_s(0) ^2$	$\delta_{\parallel}$	$\delta_{\perp}$	$\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}$
$\phi_s$	-0,08	0,016	-0,003	-0,004	-0,008	0,007	0,004	-0,007
$\Delta\Gamma_s$	1	-0,58	0,089	0,094	0,051	0,032	0,005	0,020
$\Gamma_s$		1	-0,127	-0,043	0,083	-0,089	-0,024	0,016
$ A_{\parallel}(0) ^2$			1	-0,341	-0,187	0,541	0,144	-0,056
$ A_0(0) ^2$				1	0,278	-0,108	-0,037	0,071
$ A_s(0) ^2$					1	-0,378	-0,126	0,245
$\delta_{\parallel}$						1	0,265	-0,089
$\delta_{\perp}$							1	-0,001



Şekil 3.7.  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  bozunumu için kütle uyumunun projeksiyonu (solda).  
 $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  için karakteristik bozunum süresi uyumunun projeksiyonu (sağda).



Şekil 3.8. Transversite açıları  $\phi_T$  (üst sol),  $\cos\theta_T$  (üst sağ) ve  $\cos\psi_T$  (alt)'nin uyum projeksiyonları

453.  $570 \pm 740$  toplam  $B_s^0$  mezon aday sayısı, uyumda kullanılan toplam olay sayısı, elde edilen sinyal kesri ve onun istatistiksel belirsizliği ile çarpılarak verilmektedir.  $B_s^0$  kütesinin uyumdan elde edilen değeri dünya ortalama değeri ile iyi bir uyum içindedir [45]. Oran grafikleri, her bir veri noktası ile veri noktasının kare toplamı şeklinde toplanan istatistiksel ve sistematik belirsizliklerle bölünen toplam uyum çizgisi arasındaki farkı gösterir. Oran grafiğindeki sapmalar  $2\sigma$  içindedir, bu da sistematik belirsizliklerin uygun şekilde değerlendirildiğini ve modeldeki tüm sapmaları kapsadığını gösterir.

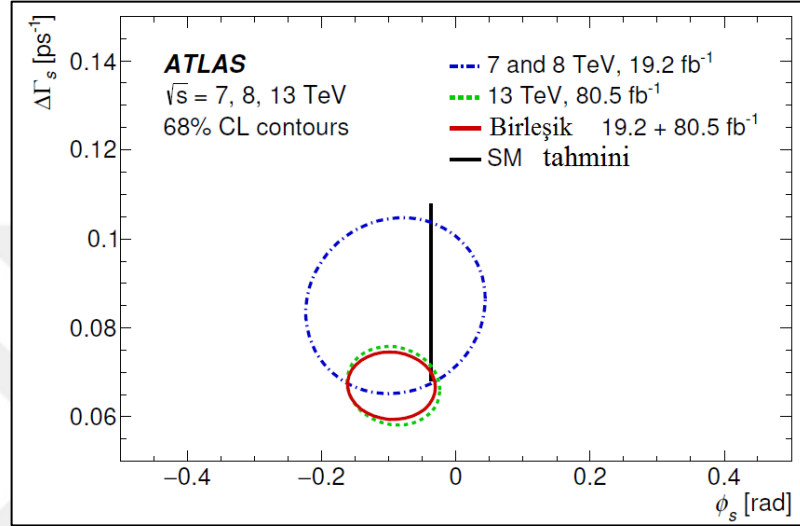
### 3.1. 7 TeV ve 8 TeV Sonucuyla Kombinasyon

Bu analizde ölçülen değerler, ATLAS'ta  $\sqrt{s} = 7$  TeV ve 8 TeV kütle merkezi enerjisi ve  $19.2 \text{ fb}^{-1}$  'lık ışıklıkta toplanan veriler kullanılarak yapılan bir önceki analizde elde edilen değerlerle tutarlıdır. Geçerli ölçümlerin 7 TeV ve 8 TeV verilerinden gelenlerle kombinasyonunu gerçekleştirebilmek için En İyi Doğrusal Tarafsız Tahmin (EİDTT) kombinasyonu [115] kullanılmıştır. Ölçülen değerler, belirsizlikler ve korelasyonlar her bir kütle merkezi enerjisi için ayrı ayrı yapılan ölçümlerden alınır. Olaylar farklı olduğundan, bu üç ölçüm arasındaki istatistiksel korelasyon sıfırdır. Üç ölçüm arasındaki sistematik belirsizliklerin korelasyonları, verilen sistematik ölçümler arasında önemli ölçüde değişip değişmediğine bağlı olarak birkaç kategoride tahmin edilir ve test edilir. Uyum parametreleri ve belirsizlikleri için birleştirilmiş sonuçlar Tablo 3.13'te verilmiştir. Şekil 3.9'da, 7 TeV ve 8 TeV verilerine dayanan ATLAS sonuçları için, 13 TeV verilerine dayanan sonuçları için ve 7 TeV, 8 TeV ve 13 TeV verilerinin birleştirilmiş sonuçları için iki boyutlu olasılık konturları  $\phi_s - \Delta\Gamma_s$  düzleminde gösterilmiştir. İstatistik ve sistematik belirsizlikler, karesel olarak birleştirilir ve Gauss kontürlerinin yapımında korelasyonlar dikkate alınır.  $\phi_s$  ile  $\Delta\Gamma_s$  değerleri arasındaki korelasyon için kombinasyon ile belirlenen değer  $-0,04$ 'tür.

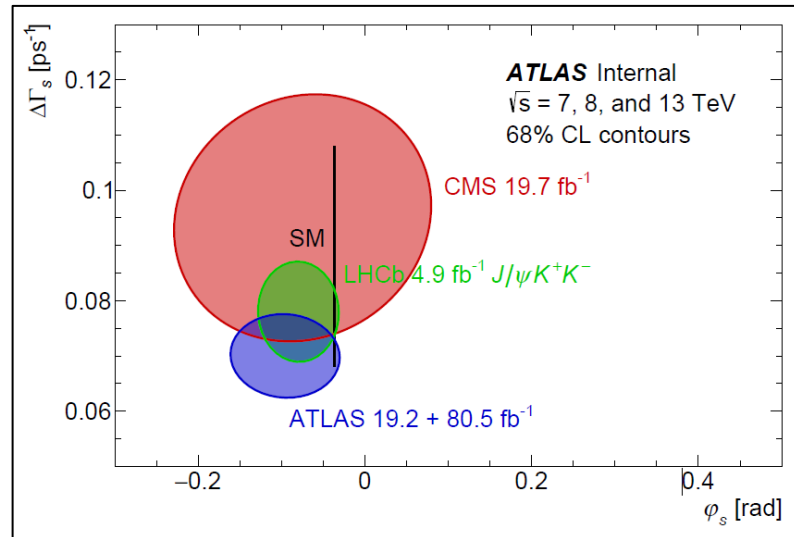
Tablo 3.13. 7 ve 8 TeV'de elden edilen uyum parametrelerinin 13 TeV ile birleştirilmiş sonuçları

Parametre	Değer	İstatis. Belirsizlik	Sistem.
$\phi_s$	-0,087	0,037	0,019
$\Delta\Gamma_s$	0,064	0,004	0,0024
$\Gamma_s$	0,669	0,001	0,0015
$ A_{  }(0) ^2$	0,222	0,002	0,0022
$ A_0(0) ^2$	0,518	0,003	0,0031
$ A_s(0) ^2$	0,034	0,004	0,0044
$\delta_{\perp}$	3,21	0,05	0,05
$\delta_{  }$	3,36	0,08	0,08
$\delta_{\perp} - \delta_{  }$	-0,24	0,02	0,02

Şekil 3.10’da, ATLAS sonucu,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  bozunumu için CMS sonucu,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$  bozunumu için LHCb sonucu kullanılarak,  $\phi_s - \Delta\Gamma_s$  düzleminde oluşturulan iki boyutlu olasılık konturları gösterilmiştir. Konturlar, her bir sonucun  $\phi_s - \Delta\Gamma_s$  düzleminde 2-boyutlu Gaussiyen konturu olarak yorumlanmasıyla elde edilir. Elde edilen tüm sonuçlar birbiriyle ve SM ile tutarlıdır [28, 30].



Şekil 3.9.  $\phi_s - \Delta\Gamma_s$  düzleminde % 68 güven seviyesi konturları. Tüm konturlarda, istatistiksel ve sistematik belirsizlikler kare toplam ile birleştirilmiş ve korelasyonlar dikkate alınmıştır.



Şekil 3.10. 7 TeV ve 8 TeV verisi kullanan LHCb (yeşil) ve CMS (kırmızı) sonuçları da dahil olmak üzere  $\phi_s - \Delta\Gamma_s$  düzleminde % 68 güven seviyesinin konturları.

Özetle,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  bozunumdaki zamana bağlı CP asimetri parametrelerinin bir ölçümü, 13 TeV LHC çalışması sırasında ATLAS algıcısı ile toplanan p-p çarpışmalarının 80,5 fb'lik veri örneğinden elde edilmiştir. 13 TeV analizinden elde edilen değerler, önceki analizde 7 TeV ve 8 TeV ATLAS verileri kullanılarak elde edilen değerlerle tutarlıdır. İki ölçüm istatistiksel olarak birleştirilmiş ve aşağıdaki sonuçlara ulaşılmıştır:

$$\phi_s = -0,087 \pm 0,037(\text{istat.}) \pm 0,019(\text{sist.}) \text{ rad}$$

$$\Delta\Gamma_s = 0,0640 \pm 0,0042(\text{istat.}) \pm 0,024(\text{sist.}) \text{ ps}^{-1}$$

$$\Gamma_s = 0,6698 \pm 0,0014(\text{istat.}) \pm 0,0015(\text{sist.}) \text{ ps}^{-1}$$

$$|A_{\parallel}(0)|^2 = 0,2221 \pm 0,0018(\text{istat.}) \pm 0,0022(\text{sist.})$$

$$|A_0(0)|^2 = 0,5149 \pm 0,0012(\text{istat.}) \pm 0,0031(\text{sist.})$$

$$|A_s(0)|^2 = 0,0343 \pm 0,0032(\text{istat.}) \pm 0,0044(\text{sist.})$$

$$\delta_{\perp} = 3,21 \pm 0,10(\text{istat.}) \pm 0,05(\text{sist.}) \text{ rad}$$

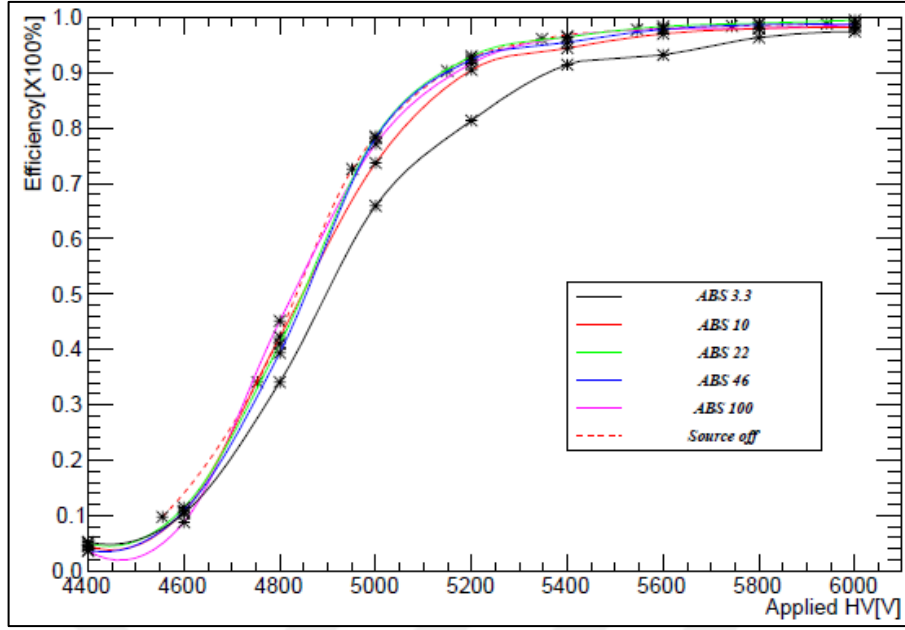
$$\delta_{\parallel} = 3,36 \pm 0,05(\text{istat.}) \pm 0,08(\text{sist.}) \text{ rad}$$

$$\delta_{\perp} - \delta_s = -0,24 \pm 0,05(\text{istat.}) \pm 0,02(\text{sist.}) \text{ rad}$$

Bölüm 2.4'te açıklanan BIS 7-8 projesi için kullanılacak yeni tip RPC algıçlarının küçük bir prototipinin GIF++ tesisinde yapılan performans testlerine ait sonuçlar ise aşağıdaki gibidir.

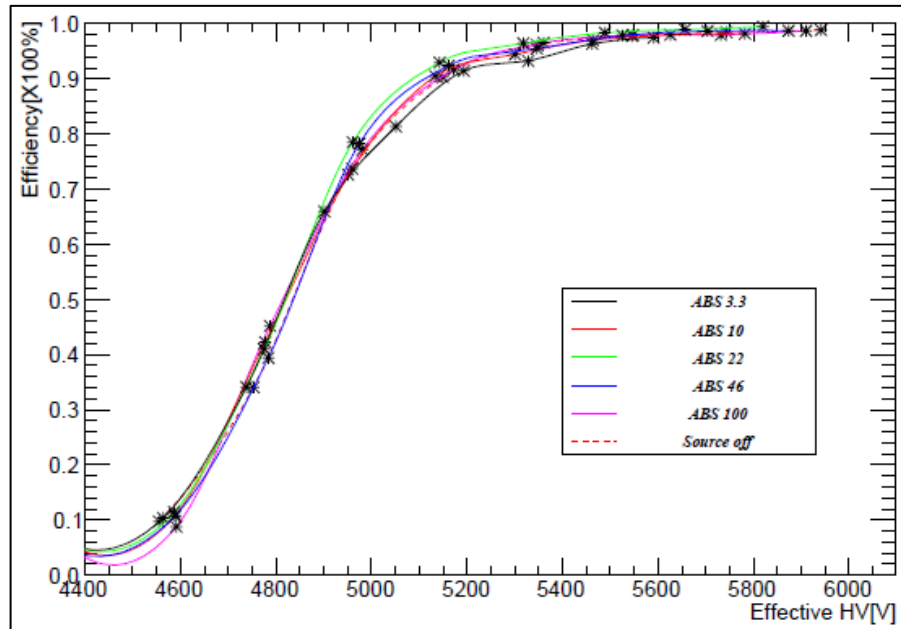
Şekil 3.11, farklı zayıflatma faktörleri altında elde edilen verimliliği göstermektedir. Gama ışımalarının en yüksek yoğunluğa sahip olduğu zayıflatma faktörü 3.3 için daha düşük bir verimlilik gözlenmiştir Bunun sebebi, algıçtan geçen akımın artması ve gaz boşluğuna uygulanan voltajın referans algıçtan daha düşük hale gelmesidir.



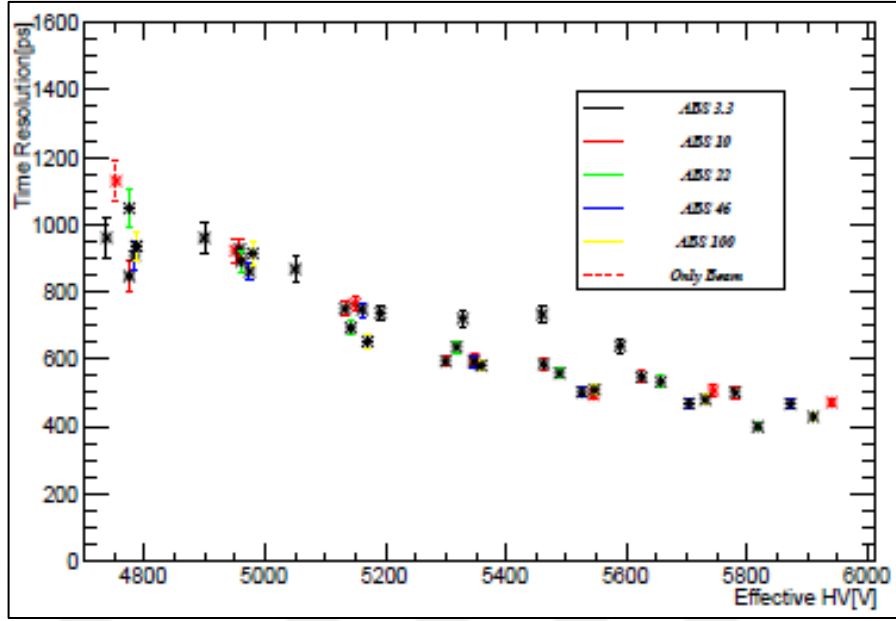


Şekil 3.11. Gama ışınımı ve müon ışınına maruz kalan RPC prototipinin verimliliği (uygulanmış HV)

Şekil 3.12 ise, Denklem (2.50)'ye göre uygulanan efektif HV düzeltmesinden sonra elde edilen verimlilik eğrilerini göstermektedir ve burada neredeyse hiç zayıflatma faktörü bağımlılığı gözlemlenmemiştir.



Şekil 3.12. Gama ışınımı ve müon ışınına maruz kalan RPC prototipinin verimliliği (efektif HV)



Şekil 3.13. RPC prototipinin farklı zayıflatma faktörleri altındaki zaman çözünürlüğünün özeti

Şekil 3.13 ise yeni tip RPC'lerin zaman çözünürlüğüne ait çalışmanın sonuçlarını göstermektedir. Buna göre, nominal zaman çözünürlüğü 5600V ila 6000V arasında 400 ps civarındadır.

Sonuç olarak, yeni RPC prototipi, yüksek radyasyon altında yüksek verimliliği, ve 400ps'lik zaman çözünürlüğü ile BIS 7-8 proje gereksinimlerini iyi bir şekilde karşılamaktadır.

## KAYNAKLAR

- [1] Rutherford E., LXXIX. The scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  particles by matter and the structure of the atom, *Philosophical Magazine Series 6*, 1911, **21**(215), 669-688.
- [2] Higgs P. W., Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, *Phys. Rev. Lett.*, 1964, **13**(16-19), 508+.
- [3] Higgs P. W., Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons, *Phys. Rev.*, 1966, **145**, 1156-1163.
- [4] Englert F., Brout R., Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, *Phys. Rev Lett.*, 1964, **13**, 321-323.
- [5] Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B., Global Conservation Laws and Massless Particles, *Phys. Rev. Lett.*, 1964, **13**, 585-587.
- [6] Kibble T. W. B., Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories, *Phys. Rev.*, 1967, **155**, 1554-1561.
- [7] ATLAS Collaboration, Combined Coupling Measurements of the Higgs-Like Boson with the ATLAS Detector Using up to 25 fb<sup>-1</sup> of Proton-Proton Collision Data, *CERN*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-034, 2013.
- [8] Chatrchyan S. et al., Observation of a New Boson with Mass near 125 GeV in pp Collisions at sqrt(s) = 7 and 8 TeV, *JHEP*, 2013, **06**, 81.
- [9] Ade P. et al., Planck Collaboration, Planck 2013 Results. I. Overview of products and scientific results, *Astron. Astrophys.*, 2013, **571**, 48.
- [10] Unsöld A., Baschek B., *Der neue Kosmos*, 7th ed., Springer, Heidelberg, 2005.
- [11] Christenson J. H., Cronin J. W., Fitch V. L., Turlay R., Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson, *Phys. Rev. Lett.*, 1964, **13**, 138-140.
- [12] Del Amo Sanchez P. et al. [BABAR Collaboration], Observation of new resonances decaying to  $D\pi$  and  $D^*\pi$  in inclusive  $e^+e^-$  collisions near  $\sqrt{s} = 10,58$  GeV, *Phys. Rev. D*, 2010, **82**, 111101.
- [13] Becirevic D, Blossier B, Gerardin A, Le Yaouanc A, Sanfilippo F, On the significance of B-decays to radially excited D, *Nuclear Physics B*, 2013, **872** (3), 313 – 332.

- [14] Segovia J., Albertus C., Entem D.R., Fernandez F., Hernandez E., Perez-Garcia M.A., Semileptonic B and  $B_s$  decays into orbitally excited charmed mesons, *Phys. Rev. D*, 2011, **84**, 094029.
- [15] De Fazio F., New Spectroscopy of Heavy Mesons, *The XIth International Conference on Heavy Quarks and Leptons*, Prague, 11-15 Haziran 2012.
- [16] Colangelo P., De Fazio F., Giannuzzi F., Nicotri S., New meson spectroscopy with open charm and beauty, *Phys. Rev. D*, 2012, **86**, 054024.
- [17] Del Amo Sanchez P. et al. BABAR Collaboration, Study of  $B \rightarrow \pi l \nu$  and  $B \rightarrow \rho l \nu$  Decays and Determination of  $|V_{ub}|$ , *Phys. Rev. D*, 2011, **83**(3).
- [18] Hokuue T. et al. Belle Collaboration, Measurements of branching fractions and  $q^2$  distributions for  $B \rightarrow \pi l \nu$  and  $B \rightarrow \rho l \nu$  Decays with  $B \rightarrow D^{(*)} l \nu$  Decay Tagging, *Phys. Lett. B*, 2007, **648**, 139-148.
- [19] Del Amo Sanchez P. et al. BABAR Collaboration, Search for the Rare Decay  $B \rightarrow K \nu \bar{\nu}$ , *Phys. Rev. D*, 2010, **82**.
- [20] Aaij R. et al. LHCb Collaboration, First observation of the decay  $B^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ , *JHEP*, 2012, **12**(125).
- [21] Lees J. P. et al. BABAR Collaboration, Evidence for an Excess of  $\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau$  Decays, *Phys. Rev. Lett.*, 2012, **109**.
- [22] Bozek A., Belle Collaboration, The  $B \rightarrow \tau \nu$  and  $B \rightarrow \bar{D}^* \tau^+ \bar{\nu}_\tau$  measurements, *Flavor Physics and CP Violation*, Buzios, 3-6 Mayıs 2013.
- [23] Fajfer S., Kamenik J. F., Nisandzic I., On the  $B \rightarrow D^* \tau \bar{\nu}_\tau$  Sensitivity to New Physics, *Phys. Rev. D*, 2012, **85**.
- [24] Biancofiore P., Colangelo P., De Fazio F., On the anomalous enhancement observed in  $B \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau$  decays, *Phys. Rev. D*, 2013, **87**.
- [25] Becirevic D., Kosnik N., Tayduganov A.,  $B \rightarrow D \tau \bar{\nu}_\tau$  vs.  $B \rightarrow D \mu \bar{\nu}_\mu$ , *Phys. Lett. B*, 2012, **716**(208).
- [26] Gamiz E. et al., Neutral B Meson Mixing in Unquenched Lattice QCD, *Phys. Rev. D* 80, 014503 (2009)
- [27] Yang K. C., B to Light Tensor Meson Form Factors Derived from Light-Cone Sum Rules, *Phys. Lett. B*, 2011, **695**(444).
- [28] Charles, J. et. al., CKMfitter Group, Current status of the Standard Model CKMfit and constraints on  $\Delta F = 2$  New Physics, *Phys. Rev. D*, 2015, **91**.

- [29] Bona M. et al., UFit Collaboration, The unitarity triangle fit in the standard model and hadronic parameters from lattice QCD: A reappraisal after the measurements of  $\Delta m_s$  and  $\text{BR}(B \rightarrow \tau \nu)$ , *JHEP*, 2006, **10**.
- [30] Lenz A. and Nierste U., Theoretical update of  $B_s - \bar{B}_s$  mixing, *JHEP*, 2007, **06(072)**.
- [31] Peskin M. E. and Schroeder D. V., *An Introduction to Quantum Field Theory*, 1st ed., Westview Press, USA, 1995.
- [32] Gross D. J. and Wilczek F., Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories, *Phys. Rev. Lett.*, 1973, **30**, 1343-1346.
- [33] Politzer H. D., Reliable perturbative results for strong interactions, *Phys. Rev. Lett.*, 1973, **30**, 1346-1349.
- [34] Glashow S.L., Partial-Symmetries of Weak Interactions, *Nuclear Physics*, 1961, **22**, 579-588.
- [35] Weinberg S., A Model of Leptons, *Phys. Rev. Lett.*, 1967, **19**, 1264-1266.
- [36] Salam A., Weak and Electromagnetic Interactions, *8th Nobel Symposium*, Lerum, 19-25 May 1968.
- [37] Banner M. et al., Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN anti-pp Collider, *Phys. Lett. B*, 1983, **122**, 476-485.
- [38] Arnison G. et al., Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95-GeV/  $c^2$  at the CERN SPS Collider, *Phys. Lett. B*, 1983, **126**, 398-410.
- [39] Wu C. S., Ambler E., Hayward R. W., Hoppes, D. D. Hudson R. P., Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay, *Phys. Rev.*, 1957, **105(4)**, 1413-1415.
- [40] Pauli W., *Niels Bohr and the Development of Physics*, 1st ed., McGraw-Hill, New York, 1955.
- [41] Cabibbo N., Unitary Symmetry and Leptonic Decays, *Phys. Rev. Lett.*, 1963, **10**, 531-533.
- [42] Glashow S. L., Iliopoulos J. and Maiani L., Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry, *Phys. Rev. D*, 1970, **2**, 1285-1292.
- [43] Kobayashi M. and Maskawa T., CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, *Prog. Theor. Phys.*, 1973, **49**, 652-657.
- [44] Wolfenstein L., Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix, *Phys. Rev. Lett.*, 1983, **51**, 1945-1947.

- [45] Tanabashi M. et al., Review of Particle Physics, *Phys. Rev. D*, 2018, **98**.
- [46] Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I., QCD and Resonance Physics, *Nucl. Phys. B*, 1979, **147**, 385.
- [47] Azizi K., Sundu H., Sungu J. Y., Yinelek N., Properties of  $D_{s_2}^*(2573)$  charmed-strange tensor meson, *Phys. Rev. D*, 2013, **88**.
- [48] Braguta V. V., Onishchenko A. I., Pion form factor and QCD sum rules: case of pseudoscalar current, *Phys. Lett. B*, 2004 **591**, 255-266; Pion form factor and QCD sum rules: case of axial current, *Phys. Lett. B*, 2004, **591**, 267-276.
- [49] Colangelo P., De Fazio F., Paver N., Universal  $\tau_{1/2}(y)$  Isgur-Wise function at the next to-leading order in QCD sum rules, *Phys. Rev. D*, 1998, **58**.
- [50] Feynman R. P., Very high-energy collisions of hadrons, *Phys. Rev. Lett.*, 1969, **23**, 1415-1417.
- [51] Pettersson T. S., Lefevre P., The Large Hadron Collider: conceptual design, *CERN*, CERN-AC-95-05, 1995.
- [52] Rossi L., The LHC superconducting magnets, *Particle Accelerator Conference*, Portland, 12-16 May 2003.
- [53] ATLAS Collaboration, ATLAS Detector and Physics Performance: Technical Design Report, *CERN*, CERN-LHCC-99-14, 475, 1999.
- [54] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, *JINST*, 2008, **3**.
- [55] ATLAS Collaboration, ATLAS inner detector: Technical design report, *CERN*, CERN-LHCC-97-016, 256, 1997.
- [56] Schwemling P., The ATLAS Liquid Argon Calorimeters: Construction, Integration, Commissioning, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 2007, **172**, 104 –107.
- [57] ATLAS Collaboration, ATLAS muon spectrometer: Technical design report, *CERN*, CERN-LHCC-97-022, 513, 1997.
- [58] Hauser R., The ATLAS trigger system, *Eur. Phys. J.*, 2004, **34**, 173-183.
- [59] Botella F. J., Branco G. C. and Nebot M., CP violation and limits on New Physics including recent  $B_s$  measurements, *Nucl. Phys. B*, 2007, **768**.
- [60] Lenz A., Nierste U., Numerical updates of lifetimes and mixing parameters of  $B_s$  mesons, *6th International Workshop on the CKM Unitarity Triangle*, Warwick, 6-10 Eylül 2010.

- [61] Lenz A. and Nierste U., Theoretical update of  $B_s - \bar{B}_s$  mixing, *JHEP*, 2007, **06**(072).
- [62] D0 Collaboration, Measurement of the CP-violating phase  $\phi_s^{J/\psi\phi}$  using the flavor-tagged decay  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  in  $8 \text{ fb}^{-1}$  of  $p\bar{p}$  collisions, *Phys. Rev. D*, 2012, **85**(3).
- [63] CDF Collaboration, Measurement of the Bottom-Strange Meson Mixing Phase in the Full CDF Data Set, *Phys. Rev. Lett.*, 2012, **109**.
- [64] LHCb Collaboration, Precision Measurement of CP violation in  $B_s^0$  Decays, *Phys.Rev. Lett.*, 2015, **114**.
- [65] ATLAS Collaboration, Measurement of the CP-violating phase  $\phi_s$  and the  $B_s^0$  meson decay width difference with  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  decays in ATLAS, *JHEP*, 2016, **08**(147).
- [66] CMS Collaboration, Measurement of the CP-violating weak phase  $\phi_s$  and the decay width difference  $\Delta\Gamma_s$  using the  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi(1020)$  decay channel in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ , *Phys. Lett. B*, 2016, **757**(97).
- [67] LHCb Collaboration, Updated measurement of time-dependent CP-violating observables in  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$  decays, *Eur. Phys. J.*, 2019, **79**, 706.
- [68] Grossman Y., Introduction to Flavor Physics, *CERN*, CERN-2010-002, 111-144, 2010.
- [69] Aaij R. et al., Determination of the sign of the decay width difference in the  $B_s^0$  system, *Phys. Rev. Lett.*, 2012, **108**.
- [70] Buras A. J., Flavor Dynamics: CP Violation and Rare Decays, *38th course of the International School of subnuclear physics*, Erice, 27 Ağustos-5 Eylül 2000.
- [71] Ball P. and Fleischer R., An Analysis of  $B_s$  Decays in the Left-Right Symmetric Model with Spontaneous CP Violation, *Phys. Lett. B*, 2000, **475**, 111-119.
- [72] Dunietz I., Fleischer R. and Nierste U., In Pursuit of New Physics with  $B_s^0$  Decays, *Phys.Rev. D*, 2001, **63**.
- [73] Lenz A. et al., Anatomy of New Physics in  $B - \bar{B}$  Mixing, *Phys. Rev.D*, 2011, **83**.

- [74] Gronau M. and Rosner J. L., Flavor symmetry for strong phases and determination of  $\beta_s$ ,  $\Delta\Gamma_s$  in  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ , *Phys. Lett. B*, 2008, **669**, 321-326.
- [75] ATLAS Collaboration, Luminosity determination in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV using the ATLAS detector at the LHC, *CERN*, ATLAS-CONF-2019-021, 20, 2019.
- [76] Avoni G. et al., The new LUCID-2 detector for luminosity measurement and monitoring in ATLAS, *JINST*, 2018, **13**.
- [77] ATLAS Collaboration, Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015-2017 LHC proton-proton collision data, *JINST*, 2019, **14**.
- [78] Cacciari M., Salam G. P., Soyez G., The anti-kt jet clustering algorithm, *JHEP*, 2008, **04**(063).
- [79] Cacciari M., Salam G. P., Soyez G., FastJet user manual, *Eur. Phys. J.*, 2012, **72**(1896).
- [80] ATLAS Collaboration, ATLAS b-jet identification performance and efficiency measurement with  $t\bar{t}$  events in pp collisions at  $s = 13$  TeV, *Eur. Phys. J.*, 2019, **79**, 970.
- [81] ATLAS Collaboration, Time-dependent angular analysis of the decay  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  and extraction of  $\Delta\Gamma_s$  and the CP-violating weak phase  $\phi_s$  by ATLAS, *JHEP*, 2012, **12**(072).
- [82] Dighe A. S., Dunietz I., Fleischer R., Extracting CKM phases and  $B_s - \bar{B}_s$  mixing parameters from angular distributions of non-leptonic B decays, *Eur. Phys. J.*, 1999, **6**, 647.
- [83] Flatte S. M., Coupled - Channel Analysis of the  $\pi\eta$  and  $K\bar{K}$  Systems Near  $K\bar{K}$  Threshold, *Phys. Lett. B*, 1976, **63**, 224.
- [84] LHCb Collaboration, Updated average  $f_s/f_d$  b-hadron production fraction ratio for 7 TeV pp collisions, EPS-HEP, İsveç, 18-24 Temmuz 2013.
- [85] BABAR Collaboration, Search for the  $Z(4430)^-$  at BABAR, *Phys. Rev. D*, 2009, **79**.
- [86] LHCb Collaboration, Study of the kinematic dependences of  $\Lambda_b^0$  production in pp collisions and a measurement of the  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$  branching fraction, *JHEP*, 2014, **08**, 143.



- [87] LHCb Collaboration, Study of the production of  $\Lambda_b^0$  and  $\bar{B}^0$  hadrons in pp collisions and first measurement of the  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$  branching fraction, *Chin. Phys. C*, 2016, **40** (1).
- [88] LHCb Collaboration, Observation of  $J/\psi p$  Resonances Consistent with Pentaquark States in  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$  Decays, *Phys. Rev. Lett.*, 2015, **115**.
- [89] LHCb Collaboration, Measurement of the polarization amplitudes in  $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$  decays, *Phys. Rev. D*, 2013, 88.
- [90] Apollinari G. et. al., High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Technical Design Report V. 0.1, *CERN*, CERN-2017-007-M, 599, 2017.
- [91] Vankov P., ATLAS collaboration, ATLAS Future Upgrade, *16th International Conference on B-Physics at Frontier Machines*, Marsilya, 2-6 May 2016.
- [92] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Strip Detector, *CERN*, CERN-LHCC-2017-005, 556, 2017.
- [93] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Pixel Detector, *CERN*, CERN-LHCC-2017-021, 482, 2018.
- [94] ATLAS Collaboration, ATLAS Liquid Argon Calorimeter Phase-II Upgrade, Technical Design Report, *CERN*, CERN-LHCC-2017-018, 271, 2018.
- [95] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Tile Calorimeter, *CERN*, CERN-LHCC-2017-019, 300, 2018.
- [96] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Muon Spectrometer, *CERN*, CERN-LHCC-2017-017, 408, 2017.
- [97] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System, *CERN*, CERN-LHCC-2013-018, 168, 2013.
- [98] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Trigger and Data Acquisition System, *CERN*, CERN-LHCC-2017-020, 608, 2018.
- [99] Hasert F. J. et al., Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment, *Nuclear Physics B*, 1974, **73**(1), 1-22.
- [100] Augustin J. E. et al., Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+e^-$  Annihilation, *Physical Review Letters*, 1974, **33**(23), 1406-1408.
- [101] Aubert J. J. et al., Experimental Observation of a Heavy Particle J, *Physical Review Letters*, 1974, **33**(23), 1404-1406.

- [102] Santonico R. and Cardarelli R., Development of resistive plate counters, *NIM*, 1981, **187**(2-3), 377-380.
- [103] ATLAS Collaboration, New Small Wheel Technical Design Report, *CERN*, CERN-LHCC-2013-006, 214, 2013.
- [104] Pfeiffer D. et al., The radiation field in the Gamma Irradiation Facility GIF++ at CERN, *NIM-A*, 2017, **866**, 91-103.
- [105] Olive K. A. et al. (Particle Data Group), The Review of Particle Physics, *Chin. Phys. C*, 2014, **38**, 090001.
- [106] Baker M. J., Bordes J., Dominguez C. A., Penarrocha J., Schilcher K., B Meson Decay Constants  $f_{B_c}$ ,  $f_{B_s}$  and  $f_B$  from QCD Sum Rules, *JHEP*, 2014, 1407, 032.
- [107] Reinders L. J., Rubinstein H. and Yazaki S., Hadron Properties From QCD Sum Rules, *Phys. Rept.*, 1985, **127**(1), 1-97.
- [108] Wang Z. G., Strong Decay of the heavy tensor mesons with QCD sum rules, *Eur. Phys. J. C*, 2014, **74**, 3123.
- [109] Ball P., Braun V. M., Dosch H. G., Form factors of semileptonic D decays from QCD sum rules, *Phys. Rev. D*, 1991, **44**(11), 3567-3581.
- [110] Melikhov D. and Stech B., Weak form-factors for heavy meson decays: An Update, *Phys. Rev. D*, 2000, **62**, 014006.
- [111] Aliev T. M., Azizi K., Ozpineci A., Semileptonic  $B_s \rightarrow D_{sJ}(2460)lv$  decay in QCD, *Eur. Phys. J. C*, 2007, **51**, 593-599.
- [112] Liventsev D. et al. (Belle Collaboration), Study of  $B \rightarrow D^{**}lv$  with full reconstruction tagging, *Phys. Rev. D*, 2008, **77**, 091503.
- [113] Aubert B. et al. (BaBar Collaboration), Measurement of the Branching Fractions of  $\bar{B} \rightarrow D^{**}l\bar{\nu}_l$  decays in Events Tagged by a Fully Reconstructed B Meson, *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**, 261802.
- [114] Aubert B. et al. (BaBar Collaboration), Measurement of Semileptonic B Decays into Orbital Excited Charmed Mesons, *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **103**, 051803.
- [115] Lyons L, Gibaut D, and Clifford P, How to Combine Correlated Estimates of a Single Physical Quantity, *Nucl. Instrum. Meth.* 1988, **A270**, 110.



**EKLER**

## Ek-A

Bu bölümde,  $\rho_{\alpha_s}(s, s', q^2)$  yapısı için pertürbatif  $O(\alpha_s)$  düzeltmelerinin hesaplanmasına dair kısa bir örnek sunulmaktadır. Denklem (1.48)'deki iz alındıktan ve Şekil 1.5'deki tüm diyagramların katkıları dikkate alındıktan sonra, dörtlü-k ve dörtlü-k' integrallerini hesaplayabilmek için Feynman parametrelemesi kullanılmaktadır. İlk önce k üzerinden dörtlü integral alınmaktadır. Feynman parametresini kullanılarak, Şekil 1.5'deki (a) diyagramına bir örnek olarak

$$\frac{1}{A_1^a A_2^b A_3^c A_4^d A_5^e} = \frac{\Gamma[a+b+c+d+e]}{\Gamma[a]\Gamma[b]\Gamma[c]\Gamma[d]\Gamma[e]} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \int_0^1 dz \int_0^1 dt \int_0^1 dt' \times \frac{x^{a-1} y^{b-1} z^{c-1} t^{d-1} t'^{e-1}}{\{xA_1 + yA_2 + zA_3 + tA_4 + t'A_5\}^{a+b+c+d+e}} \delta(x+y+z+t+t'-1) \quad (\text{A.1})$$

yazılabilir.

Burada  $A_1 = [(p'+k)^2 - m_c^2]$ ,  $A_2 = [(p+k)^2 - m_b^2]$ ,  $A_3 = [(k+k')^2 - m_s^2]$ ,  $A_4 = [k^2 - m_s^2]$  ve  $A_5 = k'^2$ 'dir. Ayrıca diyagram (a) için  $a = b = c = d = e = 1$ 'dir.

Bir sonraki adım, Denklem (A.1)'deki DiracDelta fonksiyonu kullanılarak  $t'$  üzerinden integral almak ve yukarıdaki eşitliğin sağ tarafındaki paydayı aşağıdaki dönüşüm yoluyla yeniden düzenlemektir.

$$k \rightarrow k - \frac{py + p'x - k'z}{x + y + z + t'} \quad (\text{A.2})$$

k üzerinden integral Denklem (A.3)'teki D-boyutlu integraller aracılığı ile gerçekleştirilir.

$$\int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{(k^2 - \Delta)^n} = \frac{i(-1)^n}{(4\pi)^{D/2}} \frac{\Gamma[n-D/2]}{\Gamma[n]} \left(\frac{1}{\Delta}\right)^{n-D/2}$$

$$\int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{k^2}{(k^2 - \Delta)^n} = \frac{i(-1)^{n-1}}{(4\pi)^{D/2}} \frac{D}{2} \frac{\Gamma[n-D/2-1]}{\Gamma[n]} \left(\frac{1}{\Delta}\right)^{n-D/2-1}$$

$$\int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{k^\mu k^\nu}{(k^2 - \Delta)^n} = \frac{i(-1)^{n-1}}{(4\pi)^{D/2}} \frac{g^{\mu\nu}}{2} \frac{\Gamma[n-D/2-1]}{\Gamma[n]} \left(\frac{1}{\Delta}\right)^{n-D/2-1} \quad (\text{A.3})$$

$$\int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{(k^2)^2}{(k^2 - \Delta)^n} = \frac{i(-1)^n}{(4\pi)^{D/2}} \frac{D(D+2)}{4} \frac{\Gamma[n-D/2-2]}{\Gamma[n]} \left(\frac{1}{\Delta}\right)^{n-D/2-2}$$

$$\int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{k^\mu k^\nu k^\rho k^\sigma}{(k^2 - \Delta)^n} = \frac{i(-1)^n}{(4\pi)^{D/2}} \frac{\Gamma[n-D/2-2]}{\Gamma[n]} \left(\frac{1}{\Delta}\right)^{n-D/2-2} \\ \times \frac{1}{4} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho})$$

$k'$  üzerinden integral almak için ise aynı şekilde, payda  $k'^2 - \Delta'$  formunda yeniden düzenleyebilmek için aşağıdaki dönüşüm uygulanır.

$$k' \rightarrow k' - \frac{(py + p'x)z}{x + y + z - t^2 - z^2 - (x+y)(x+y+z) - t(2x+2y+z-1)} \quad (\text{A.4})$$

Ve yine D-boyutlu integraller kullanılır. 4-boyutta yakınsayan terimler için  $D = 4$  kullanılır, fakat bu seçim sebebiyle ıraksayan terimler için aşağıdaki eşitlik kullanılır

$$\frac{\Gamma[2-D/2]}{(4\pi)^{D/2}} \left(\frac{1}{\Delta'}\right)^{2-D/2} = \frac{1}{(4\pi)^2} \left(\frac{2}{\varepsilon} - \log \Delta' - \gamma + \log(4\pi) + O(\varepsilon)\right) \quad (\text{A.5})$$

Burada  $\varepsilon = 4-D$  dir ve  $\Delta'$  negatiftir. Sanal kısmı elde edebilmek için

$$\log[-|\Delta'|] = \log[e^{i\pi} |\Delta'|] = i\pi + \log[|\Delta'|] \quad (\text{A.6})$$

eşitliği kullanılır. Sekil 1.5'deki diğer diyagramlar için de benzer hesaplamalar yapılır ve sonuç olarak aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$\begin{aligned}
\rho_{\alpha_s} = & \alpha_s \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \int_0^{1-x-y} dz \int_0^{1-x-y-z} dt \left\{ \frac{1}{4\pi^3 \Lambda^5} \left[ -t(x+y+t-1) \left( (x+y+t-1)^2 \right. \right. \right. \\
& \times (6m_c(t-3x+5y) + m_b(3t-5x+11y)) + z(x+y+t-1)(m_b(6t-2x+14y-3) \\
& + 2m_s(5x-11y-3t) - 6m_c(2x-6y-2t+1)) + 6z^2(x+y+t-1)(m_b-m_s+2m_c) \\
& + 3z^3(m_b+2m_c-2m_s) \Big] \Theta \left[ L_1[s, s', q^2, x, y, z, t] \right] \\
& + y(x+y+t-1) \left( (x+y+t-1)^2 (24m_c(x-y) + m_s(t-7x+9y)) + z(x+y+t-1) \right. \\
& \times (24m_c(1-t-2y) - 2m_b(t-7x+9y) + m_s(2x+18y+10t-2)) - 6z^2(x+y+t-1) \\
& \times (3m_b+8m_c-3m_s) - 3z^3(6m_b-8m_c-3m_s) \Big] \Theta \left[ L_2[s, s', q^2, x, y, z, t] \right] \\
& + x(x+y+t-1) \left( (x+y+t-1)^2 (m_s-m_b)(5t-3x+13y) - z(x+y+t-1) \right. \\
& \times (24m_c(t-x+3y) + (3+2t-6x+10y)(m_b-m_s)) + 6z^2(x+y+t-1) \\
& \times (m_b+4m_c-m_s) + 3z^3(m_b+8m_c-m_s) \Big] \Theta \left[ L_3[s, s', q^2, x, y, z, t] \right] \\
& + \int_0^{1-x-y-z-t} dw \left[ \frac{1}{4\pi^3 \Lambda^6} \left( m_b(t^2+wr-3x+3x^2+w(3x+y-1)+y+2xy-y^2+z \right. \right. \\
& + 3xz-yz-z^2+t(4x+z+w-1)) (12+11t^2+11w^2-23x-23y+23w(x+y-1) \\
& + 11(x+y)^2-23z+22wz+23z(x+y)+11z^2+t(22x+22y+23z+23w-23)) + m_c \\
& \times (4t^4+w^4+2(x+y-1)^2(11x^2+y(9-7y)+x(4y-15))+z(x+y-1)(51x^2+y) \\
& \times (57-37y)+x(14y-43)-18)+z^2(43+12x-44y)(x+y-1)-2z^3(13x+15y-16) \\
& -7z^4+t^3(11w+34x-2y+7z-14)+w^2(13+40x^2-16y^2+3y-28yz+x(24y-6z-53) \\
& + 2z(8-9z))+w(73x-122x^2+55x^3-27y-56xy+77x^2y+66y^2-11xy^2-33y^3 \\
& + 2z(x+y-1)(15+26x-30y)-2z^2(21x+27y-28)-20z^3-6)+2w^3(5x+3y+2z \\
& -4)+t^2(16+12w^2+78x^2+6y(3-5y)-23yz-16z^2+x(48y+65z-102)+w(77x \\
& -11y-4(7+z))) + t(8w^3+2(x+y-1)(3+35x^2+y(20-19y)+2x(8y-23))+w^2 \\
& \times (52x-4y-12z-25)+z(109x^2+y(97-67y)+x(42y-94))+z^2(59-4x-60y) \\
& -28z^3+w(23+121x^2+38y-55y^2+34z-64yz-48z^2+6x(11y+8z-25))) \Big] - m_s \\
& \times (2t^4+11w^4+(x+y-1)^2(8x^2+y(5-4y)+x(4y-11))+z(x+y-1)(56x^2-55x \\
& + 21y+40xy-16y^2-5)+z^2(x+y-1)(17+81x-23y)+z^3(19+25x-19y)-7z^4 \\
& + t^3(14x+2y+20z+16w-7)+w^3(47x+3y+26z-25)+w(60x-3-109x^3+52x^3 \\
& -16y-70xy+84x^2y+39y^2+12xy^2-20y^3+16z(x+y-1)(10x-3y)+z^2(13+97x \\
& -35y)-10z^3)+t^2(8+27w^2+30xr-y(1+6y)-37z+24yz+29z^2+w(84x+12y \\
& + 56z-35)+x(24y+96z-41))+w^2(17+79x^2+8y-31z-(y+z)(25y-12z)+x \\
& \times (54y+119z-96))+t(25w^3+26x^3-6y+y^2(19-10y)-3)+12z-12y^2z+6z^2 \\
& \times (y-2)+3z^3+w^2(106x+2y+53z-44)+x^2(42y+132z-61)+2x(19+3y(y-7) \\
& -7z+60yz+55z^2)+w(22+120x^2-24y^2+y(4+8z)+24x(4y+9z-6)+31z^2-56z))) \\
& \Theta \left[ L_4[s, s', q^2, x, y, z, t, w] \right] + \frac{1}{4\pi^3 \Lambda^6} \left( m_b(-6t^4+(x+y-1)^2(33x^2+y(7-11y)+x(22y-9)) \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + z(x+y-1)(9+75x^2-y(13+29y)+x(46y-57))+z^2(24+81x^2+15x) \\
& \times(6y-7)+y(9y-65))+3z^3(16x+12y-7)+6z^4+w^3(18x+6y+6z-1) \\
& -t^3(12x+24y+12z+18w-19)+t^2(37x^2-18w^2+y(55-35y-12z)+17z \\
& -w(6x+42y+18z-37)+x(15+2y+24z)-20)+w^2(2+59x^2-13y^2 \\
& +z(18z-23)+y(48z-5)+x(46y+84z-45))+t(7-6w^3+75x^3+w^2(17 \\
& +24x-12y+y(60y-29y^2-38)))+4z-2yz\times(5+13y)+z^2(48y-23) \\
& +12z^3+x^2(121y+118z-88)+x(6-28y+17y^2-90z+92yz+84z^2) \\
& +2w(48x^2+25y-24y^2-3z+18yz+9z^2+3x(8y+18z-5))+w(75x^3 \\
& -29y^3+y^2(38-4z)+2y(z-1)(4+39z)+x^2(121y+140z-110) \\
& +(z-1)(1-25z+18z^2)+x(17y^2+8y(17z-9)+6(z-1)(19z-6))) \\
& +m_s(17t^4-5w^4-(x+y-1)^2\times(27x^2+10x(y-3)+18y-17y^2))+w^3(16 \\
& -38x+6y-42z)-2z(x+y-1)(15+42x^2+13y(1-2y)+x(16y-57)) \\
& -z^2(x+y-1)(111x-25y-87)-4z^3(21x+10y-21)-27z^4+t^3(8x \\
& +52y+24z+46w-52)+t^2(53+36w^3-67x^2-22w(4+x-5y)+69y^2 \\
& -122y+2x(7+y-34z)-20z+6wz+64yz-30z^2)+2w(3-49x+88x^2 \\
& -42x^3+21y+38xy-58x^2y-50y^2+10xy^2+26y^3-4z(x+y-1)(25x-9y \\
& -13+y(30+28z)+2x\times(21y+80z-53))+2t(w^3-42x^3+(y-1)^2(26y-9) \\
& +x^2(77-58y-89z)+z(y-1)\times(17+47y)+2z^2(29-7y)-32z^3-2w^3(5 \\
& +17x-16y+15z)+2x(8y+5y^2+53z-21yz-40z^2-13)+w(18-78x^2-76y \\
& +58y^2+48z+18yz-63z^2-2x(10y+57z-30))))+m_c\{10w^4-8t^4+(x+y \\
& -1)^2(x^2-3y(y-4)-2x(y+18))+z(x+y-1)\times(36+38x^2+31y-18y^2-101x \\
& +20xy)+2z^2(50+33x^2-y(23+11y)+x(22y-83))+z^3(65x+29y-92) \\
& +28z^4+t^3(28-14w+13x-23y+4z)+w^3(39x+3y+58z-32)+t^2(62x^2 \\
& -26y^2+6w^2+58y-36z-17yz+60z^2+w(24+65x-43y+66z)+x(36y \\
& +91z-62)-32)+w^2(34+64x^2+6y-24y^2-156z+35yz+114z^2+x(40y \\
& +143z-114))+w(38x^3-18y^3+y^2(51-46z)+y(z-1)(21+61z)+x^2(58y \\
& +130z-137)+x(111+2y(y-43)-280z+84yz+169z^2))+2(z-1)(6-61z \\
& +47z^2))+t[12+22w^3+38x^3-47y+y^2(53-18y)+68z+12yz(1-4y) \\
& +z^2(35y-156)+76z^3+w^2(91-17y+120z-36)+x^2(58y+128z-135) \\
& +x(85+2y(y-41)-228z+80yz+143z^2)+2w\times(1+63x^2+32y-25y^2-96z \\
& +9yz+87z^2+x(38y+117z-88))] \times \Theta[L_s[s, s', q^2, x, y, z, t, w]]
\end{aligned} \tag{A.7}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{4\pi^3\Lambda'^6} \left( m_b \left( -11t^4 - 3(x^2 + x(y-1)) \right) (3 + x(16 + 11x) - 5y - 16xy + 2y^2) \right. \\
& + z(15x^3 + 2x(y-1)(22 + 29y) + x^3(62y - 92) + y^2(23 - 12y) - 4y - 7) + z^2(20 \\
& + xz^2(61 + 53x - 10y) - 17y) + z^3(12y - 26x - 19) + 6z^4 + 3t^3(w + y + z - 22x - 1) \\
& + w^3(1 + 8x - 6y + 6z) + t^2(3w^2 - 132x^2 + w(21x - 16y + 28z - 16) + 21x(y + z \\
& - 1) - (13 + 19y - 25z)(y + z - 1)) + w^3(31x^2 + y(23 - 18y) + x(58y - 10z - 7) \\
& + z(18z - 17)) + w(15x^3 + 2x(5 + 46y - 22z)(y + z - 1) + x^2(40y + 84z - 70) - (y \\
& + z - 1)(1 + y(18y - 25) + z(19 - 18z))) + t(14w^3 - 110x^3 + 33x^2(y + z - 1) - 2x(y \\
& + z - 1)(26 + 5y - 39z) + (y + z - 1)^2 \times (1 + 48y - 20z) + w^2(34x + 76y + 8z - 27) \\
& + w(33x^2 + 2(y + z - 1)(55y - 13z - 6) + 2x \times (12y + 56z - 43))) + m_s(5t^4 + 5w^4 \\
& + 3(x^2 + x(y-1) + y(y-1))(9x^2 + (y-1)(9y - 21x - 1)) + 2w^3(7x + 21y - z - 8) \\
& - 2z(x^2(18x - 43) - 62x - 9 - 17y + xy(31x + 58) + 2y^2(29 + 2x) - 32y^3) \\
& + z^2(10y(2 + 3y) - 53x^2 - 53 + 2x(56y - 79)) + 4z^3(13 + 16x - 6y) - 17z^4 \\
& + t^3(42x - 8w - 8(y + z - 1)) - t^2(3w^3 - 96x^2 - (7 + 19y - 25z - 52x)(y + z - 1) \\
& + 52wx + 2w(14z - 8y - 5)) + w^2(17 - 31x^2 - 116y + 20z + 12(8y - 3z)(y + z) \\
& + x(92z - 8y - 58)) + 2w(x^2(32 - 20y - 42z) - 18x^3 - x(y + z - 1)(37 + 29y \\
& - 71z) + (y + z - 1)(3 + 43y^2 + z \times (21 - 23z) + y(20z - 49))) + 2t(43x^3 - 4w^3 \\
& + x(y + z - 1)(20 + 5y - 39z - 40x) - (29y - 21z + 3)(y + z - 1)^2 + w^2(5 - 17x \\
& - 37y + 13z) - w(40x^2 + 2(y + z - 1)(1 + 31y - 19z) + x(12y + 56z - 37))) \\
& + m_c \{ t^4 - 10w^4 + 36x + 17x^2 - 52x^3 - x^4 + 36y - 47xy - 41x^2y + 52x^3y - 100y^2 \\
& - 14xy^2 + 24x^2y^2 + 92y^3 + 25xy^3 - 28y^4 + z(52x^3 - x^4 + 36y - 47xy - 41x^2y \\
& + 52x^3y - 100y^2 - 14xy^2 + 24x^2y^2 + 92y^3 + 25xy^3 - 28y^4 + z(52x^3 - x(y-1)(y \\
& - 123 + x^2(52y - 45) - 4(y-1)(19y^2 - 20y - 3))) + z^2(32 + 28x^2 + x(138 - 77y) \\
& + 12y(3 - 5y)) - z^3(51x + 4(7 + y)) + 8z^4 + t^2(y + z + w - 1)(6w + 84x + 4y + 8z \\
& - 3) - w^3(13x + 58y + 22z - 32) + 2t^3(8w + x + 8(y + z - 1)) + w^2(26x^2 + 156y \\
& + 36z - 6(y + z)(19y + z) - x \times (y + 77z - 62)) + w(52x^3 + x(y + z - 1)(85 + 37y \\
& - 115z) + x^2(50y + 54z - 43) - 2(y + z - 1)(6 + 47y^2 + z(5 - 7z) + y(40z - 61))) \\
& + t[5w^3 - 2x^3 + w^2(2 + 32x + 53y - 23z) + 120x^2 \times (y + z - 1) + (y + z - 1)^2(12 \\
& + 43y - 33z) + 4x(y + z - 1)(7y + 9z - 5) + w(120x^2 + (y + z - 1)(19 + 91y - 61z) \\
& + x(60y + 68z - 52))] \} \Big\} \Theta \left[ L_6[s, s', q^2, x, y, z, t, w] \right] \Big\}
\end{aligned}$$



## Ek-B

Analizde kullanılan MC örnekleri aşağıdaki gibidir.

- mc16\_13TeV.300404.Pythia8BEvtGen\_A14\_CTEQ6L1\_Bp\_Jpsi\_mu3p5mu3p5\_Kp\_MassFix.deriv.DAOD\_BPHY5.e4862\_e5984\_a875\_r9364\_r9315\_p3418
- mc16\_13TeV.300405.Pythia8BEvtGen\_A14\_CTEQ6L1\_Bm\_Jpsi\_mu3p5mu3p5\_Km\_BMassFix.deriv.DAOD\_BPHY5.e4862\_e5984\_a875\_r9364\_r9315\_p3418

Veri örnekleri ise,

- data15\_13TeV.periodAllYear.physics\_Main.PhysCont.DAOD\_BPHY5.grp15\_v01\_p3180
- data16\_13TeV.periodAllYear.physics\_BphysDelayed.PhysCont.DAOD\_BPHY5.grp16\_v01\_p3213
- data16\_13TeV.periodAllYear.physics\_Main.PhysCont.DAOD\_BPHY5.grp16\_v01\_p3180
- data17\_13TeV.periodAllYear.physics\_BphysLS.PhysCont.DAOD\_BPHY5.grp17\_v01\_p3601

şeklindedir.

Tüm veriler ATLAS'ın Athena yazılımının 21 sürümü kullanılarak işlenir. Daha spesifik olarak, aşağıdaki kod ve sürümler derivasyon aşamasından sonrası için kullanılır. Kalibrasyonun kendisi Root programında, pyRoot'ta çalıştırılır, uyum için ise RooFit kullanır.

- <https://gitlab.cern.ch/atlas-physics/beauty/jpsi/jpsiphi-and-tagging/BchargeFlavorTagTool>

B<sup>±</sup> kalibrasyon analizi için BPHY5 derivasyon yazılımının ntuple formatına dönüştürülmesinde kullanılan paketler aşağıdaki adreste bulunmaktadır.

- <https://gitlab.cern.ch/atlas-physics/beauty/jpsi/jpsiphi-and-tagging/FTTagRun2Ana>

Kalibrasyonu gerçekleştirmek için ise aşağıdaki paket kullanılmıştır.

- <https://gitlab.cern.ch/atlas-physics/beauty/jpsi/jpsiphi-and-tagging/FTTagEvent>

Ana analiz için özel bir tetikleyici seçimi yapılmamıştır. Bununla birlikte, olayların çoğu, bir ikili- ve üçlü-müon tetikleyici paketi kullanılarak toplanmıştır. Analizde, baskın olarak 4 veya 6 GeV  $p_T$  eşığıyle  $J/\psi$  tanımlamasına dayanan ikili-muon tetikleyicileri kullanılmıştır. 2015-2017 yılları arasındaki tetikleyici programında tetikleyiciler, isimlerinin yanı sıra veri alımı sırasında da değişmiştir. 2016 yılında Main akışı ve Bphysics\_Delayed akışı olmak üzere iki farklı veri alımı gerçekleştirilmiştir. 2016 ana akışı verisi, veri alımının başında 302737 numaralı veri alımından sonra düzeltilen daha yüksek ömür yanlılığına sahip bir grup tetikleyici içermektedir. Bu trigger grubu erken, 2016 verisinin geri kalan ana akışı ise geç olarak adlandırılmıştır. Her veri periyodu için en fazla katkıda bulunan tetikleyicilerin listesini ise aşağıdaki gibidir.

#### **2015 Verileri:**

HLT\_2mu4\_bJpsimumu\_noL2

HLT\_mu6\_mu4\_bBmumuxv2

HLT\_mu18\_2mu0noL1\_JpsimumuFS

#### **2016 Verisi Ana Akışı Erken Çalışan:**

HLT\_mu6\_mu4\_bBmumuxv2

HLT\_2mu6\_bBmumuxv2

HLT\_mu10\_mu6\_bBmumuxv2

HLT\_mu20\_2mu0noL1\_JpsimumuFS

HLT\_mu10\_mu6\_bJpsimumu

HLT\_mu6\_mu4\_bJpsimumu

#### **2016 Ana Akışı Geç Çalışan:**

HLT\_2mu4\_bJpsimumu\_L1BPH\_2M8\_2MU4

HLT\_2mu10\_bBmumuxv2

HLT\_2mu6\_bBmumux\_BsmumuPhi\_L1BPH\_2M9\_2MU6\_BPH\_2DR15\_2MU6

HLT\_mu20\_2mu0noL1\_JpsimumuFS

HLT\_2mu6\_bBmumuxv2

HLT\_mu6\_mu4\_bBmumuxv2

HLT\_mu10\_mu6\_bBmumuxv2

HLT\_3mu4\_bDimu

HLT\_mu20\_nomucomb\_mu6noL1\_nscan03

HLT\_mu6\_mu4\_bJpsimumu\_L12MU4\_B

HLT\_mu4\_mu4\_idperf\_bJpsimumu\_noid

HLT\_3mu6\_msonly

**2016 Verisi Gecikmeli Akışı:**

HLT\_mu6\_mu4\_bBmumuxv2\_delayed

HLT\_2mu6\_bBmumuxv2\_delayed

HLT\_mu6\_mu4\_bBmumux\_BsmumuPhi\_delayed\_L1BPH\_2M8\_MU6MU4\_BPH\_0DR15\_MU6MU4

HLT\_2mu4\_bBmumux\_BsmumuPhi\_delayed\_L1BPH\_2M8\_2MU4

HLT\_mu6\_mu4\_bBmumux\_BsmumuPhi\_delayed

HLT\_mu6\_2mu4\_bJpsi\_delayed

HLT\_mu6\_nomucomb\_2mu4\_nomucomb\_delayed\_L1MU6\_3MU4

HLT\_mu6\_mu4\_bJpsimumu\_delayed

## 2017 Verisi Ana ve Gecikmeli Akışı:

HLT\_mu6\_mu4\_bBmumux\_BsmumuPhi\_L1BPH\_2M9\_MU6MU4\_BPH\_0DR15\_MU6MU4

HLT\_mu11\_mu6\_bDimu

HLT\_2mu6\_bJpsimumu\_L1BPH\_2M9\_2MU6\_BPH\_2DR15\_2MU6

HLT\_mu20\_2mu2noL1\_JpsimumuFS

HLT\_3mu4\_bDimu

HLT\_2mu6\_bBmumuxv2\_L1LFV\_MU6

HLT\_mu11\_2mu4noL1\_bNocut\_L1MU11\_2MU6

HLT\_mu22\_mu8noL1

HLT\_2mu6\_bJpsimumu

HLT\_mu20\_2mu4\_JpsimumuL2

HLT\_2mu4\_mu3\_mu2noL1\_bNocut\_L13MU4

HLT\_mu6\_mu4\_bBmumuxv2

HLT\_2mu4\_invm1\_j20\_xe40\_pufit\_2dphi10\_L12MU4\_J20\_XE30\_DPFI\_J20s2XE  
30

HLT\_3mu4

HLT\_3mu6\_msonly

HLT\_2mu14

$J/\psi$  seçiminde zıt yüklü müon çiftleri (ilgili bir iç algıç iziyle “birleşik” müonlar olarak sınıflandırılır), BPHY5 derivasyon yazılımının “Muons” konteynırından seçilir ve İD izleme parametrelerini kullanarak ortak bir etkileşim noktasına uyum gerçekleştirilir. İz çiftlerinin değişmez kütlelerine gerçekleştirilen uyum, 1 serbestlik

derecesi için  $\chi^2 < 20$  şartını sağlamalı ve kütle aralığı 2600-3600 MeV şeklinde olmalıdır.

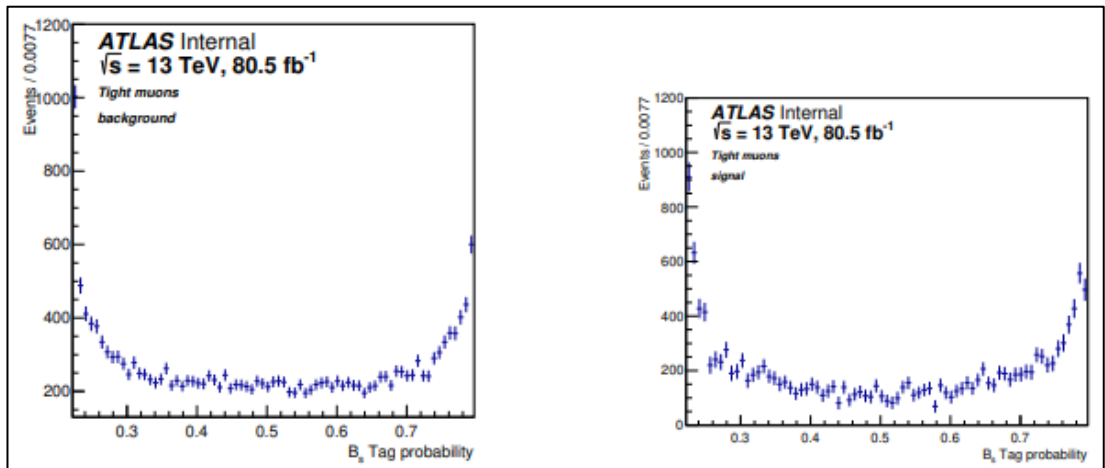
$B^\pm$  seçiminde  $p_T > 1000$  MeV şartına sahip ek bir İD izi, ikili-müon adayıyla birleştirilir ve tüm izler daha sonra,  $J/\psi$  adayına uygulanan sınırlandırılmış bir uyum ile yeniden birleştirilir. Adaylar  $\chi^2/ndf = 20/4$ ,  $p_T > 10$  GeV,  $|y| < 2,5$  şartlarına sahip olmalı ve değişmeyen kütle 5000-5600 MeV aralığında bulunmalıdır. Birincil etkileşim noktasına (PV),  $B_s$  seçimi için açıklanan teknik takip edilerek bir uyum gerçekleştirilir. Bir olay için birkaç PV seçeneği olduğundan,  $J/\psi$  bozunum noktasına en küçük 3-boyutlu işaretli darbe parametresi mesafesine sahip PV seçilir. Kombinatorial arka planı azaltmak için adayların 0.2 ps'yi aşan karakteristik bir bozulma süresine sahip olmaları gerekir. Bir olayda birden fazla aday olması durumunda, seçimleri geçen en küçük  $\chi^2$  sahip olan aday kullanılır. Bu seçimleri geçen adaylar, farklı etiketleme yöntemleri ve daha ileri analizler için korunurlar.

Tüm  $B^\pm$  adaylarının değişmez kütle dağılımına RooFit araç seti kullanılarak genişletilmiş bir gruplandırılmış olasılık uyumu gerçekleştirilir. Sinyal kütle tepesi, ortak bir ortalamaya sahip bir çift Gaussian ve kütle ve çözünürlük ve ürünler için birkaç serbest parametre ile tanımlanmaktadır. Arka plan için üç katkı göz önünde bulundurulur, bunlar:  $J/\psi$  adaylarından gelen kombinatorial arka plan, kısmen veya yanlış şekilde yeniden yapılandırılmış B-bozunumunun katkısı ve Kaon olarak belirlenmiş  $\pi$ 'lar sebebiyle  $B^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm$  den gelen küçük bir katkıdır. Arka plan, kombinatorial arka planı göstermek için bir üstel fonksiyon ile modellenmiştir ve hatalı veya kısmen yeniden yapılandırılmış B bozulmalarından düşük kütle katkısını parametreleştirmek için bir ise hiperbolik teğet fonksiyonu kullanılmıştır.  $B^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm$ 'yi modellemek için 5359,68 MeV'de sabitlenmiş bir ortalamaya ve 49,2 MeV'de genişliğe sahip bir Gauss fonksiyonu kullanılır, ürün ise serbest parametredir. Kombinatorial olmayan arka planların katkılarının, etiketleme prosedüründe ihmal edilebilir bir etkisi olduğu bulunmuştur. Sonuç olarak, toplamda 4,3 milyon sinyal olayı elde edilmiştir.

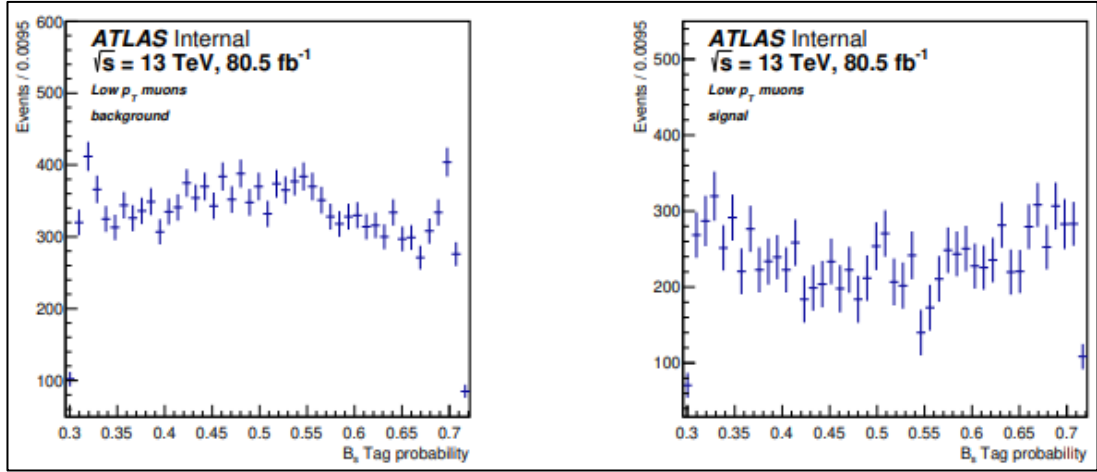
Tablo B.1.  $B^+$  (solda) ve  $B^-$  (sağda) adayları için uyumdan elde edilen parametreler

NArkaPlan	$4099294 \pm 10030$	NArkaPlan	$4099294 \pm 12047$
NSinyal	$2168474 \pm 10028$	NSinyal	$2168474 \pm 12004$
fArkaplan-E	$0,919 \pm 0,004$	fArkaplan-E	$0,919 \pm 0,002$
fArkaplan-F	$0,9755 \pm 0,0005$	fArkaplan-F	$0,976 \pm 0,001$
fn	$0,306 \pm 0,003$	fn	$0,306 \pm 0,009$
mB	$5278,52 \pm 0,06$	mB	$5278 \pm 0,04$
P0	$-0,00107 \pm 0,00003$	P0	$-0,00107 \pm 0,00002$
sf	$2,09 \pm 0,01$	sf	$2,09 \pm 0,01$
Sigma_Bn	$20,40 \pm 0,08$	Sigma_Bn	$20,40 \pm 0,2$
x-eğim	$49 \pm 4$	x-eğim	$49 \pm 2$
x-eşik	$5134 \pm 4$	x-eşik	$5134 \pm 2$

Şekil B.1 ve B.2’de, sırasıyla Sıkı ve Düşük- $p_T$ ’li müonlar için normalize edilmiş dağılımlar ve kalibrasyon eğrileri gösterilmektedir. Dağılımlar ayrık ve sürekli koni-yükü dağılımlarına ayrılır. Bs verilerinden elde edilen etiket olasılığı dağılımları veya “Tag-Punzi”, Sıkı müonlar için Şekil B.1’de ve Düşük- $p_T$  muonlar için Şekil B.2’de gösterilmektedir. Her bir şekilde, etiket olasılık dağılımları, yan bant verileri ve yan bant çıkarılmış sinyal verileri için gösterilmektedir.

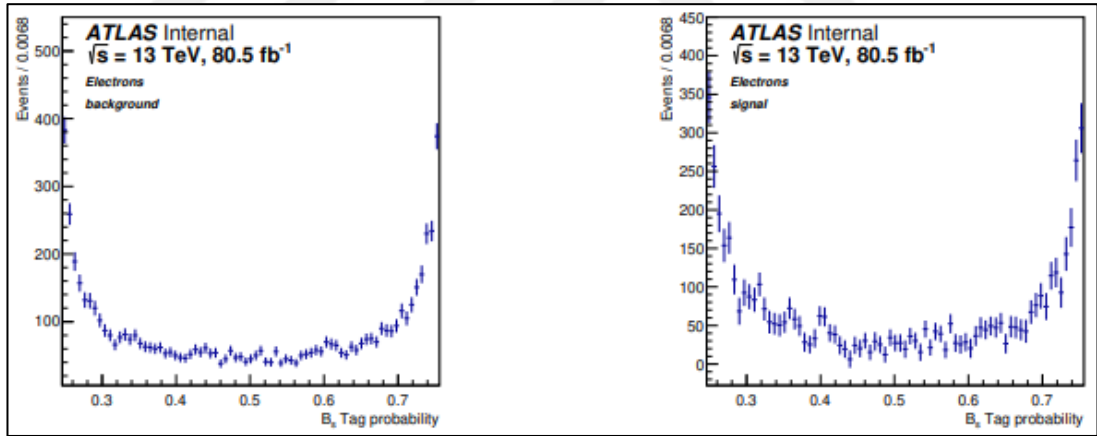


Şekil B.1. Yan bant verileri (solda) ve yan bantı çıkarılmış sinyal bölgesi (sağda) için sıkı müon etiket olasılığı dağılımları



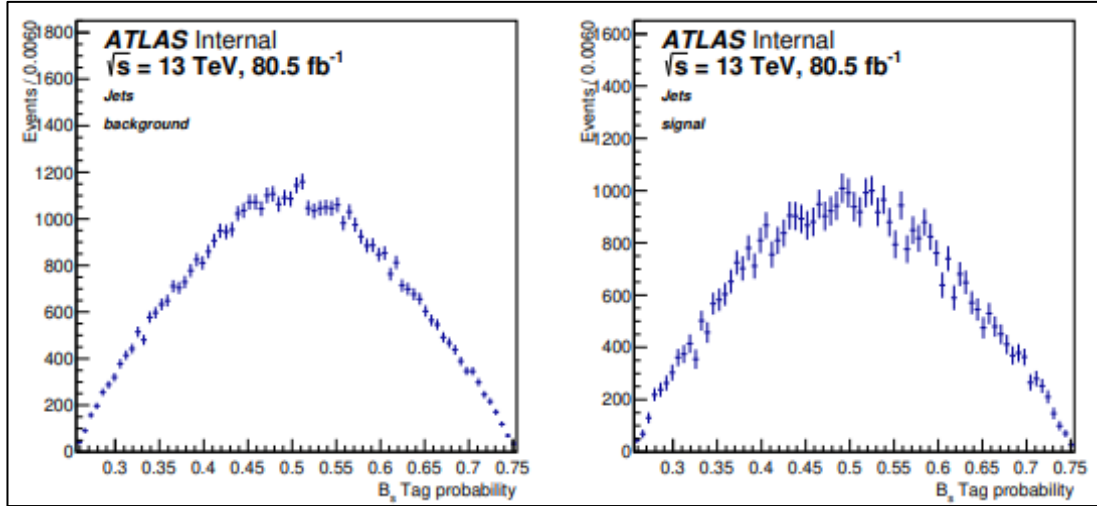
Şekil B.2. Yan bant verileri (solda) ve yan bantı çıkarılmış sinyal bölgesi (sağda) için düşük  $p_T$  etiket olasılık dağılımları

$B_s$  verilerinden elde edilen etiket olasılık dağılımları veya “Tag-Punzi”, elektronlar için Şekil B.3’te gösterilmiştir. Her bir şekilde, etiket olasılık dağılımları, yan bant verileri ve yan bant çıkarılmış sinyal verileri için gösterilmektedir.



Şekil B.3. Yan bant verileri (solda) ve yan bantı çıkarılmış sinyal bölgesi (sağda) için elektron etiketi olasılık dağılımları

Zıt yön etiketleme yöntemini uygulamak için iyi bir lepton adayının olmaması durumunda, standart ATLAS yeniden yapılandırma araçları tarafından tanımlanan bir jet, koni yükü tanımlamak için kullanılır.  $B_s$  verilerinden elde edilen etiket olasılık dağılımları veya “Tag-Punzi”, jetler için Şekil B.4’te gösterilmektedir. Her bir şekilde, etiket olasılık dağılımları, yan bant verileri ve yan bant çıkarılmış sinyal verileri için gösterilmektedir.



Şekil B.4. Yan bant verileri (solda) ve yan bantı çıkarılmış sinyal bölgesi (sağda) için jet etiketi olasılık dağılımları

B-etiketleme ağırlık seçiminin optimizasyonu bu kısımda özetlenmiştir. Olası b-etiketi kesme değerleri üzerinden bir tarama yapılır ve toplam etiketleme gücünü en üst seviyeye çıkaran değer seçilir. Bu test, hem MC örnekleri üzerinde hem de önemli farkları kontrol etmek için veriler üzerinde gerçekleştirilmiştir. Ancak son seçim, kullanılan veriler üzerinde yapılan analizler tarafından tanımlanan değerdir. Tablo B.2 ve B.3, sırasıyla veri ve MC için b-etiket kesim değerinin bir fonksiyonu olarak etiketleme gücünün, verimliliğinin ve dilüsyonun varyasyonunu göstermektedir. Beklendiği gibi, kesim değerlerini arttırılması ile verimliliğin azaldığı görülebilir; ancak, eldeki örnek daha saflaştıkça seyreltmeden kazanılır. Etiketleme gücü, hem MC hem de verilerde seyreltmenin karesinin verim süreleri olarak en uygun bölge etrafında biraz düz olması olarak tanımlanır. Verilerde, MC'deki 0,5'e kıyasla 0,4 değeri tercih edilir. MC, nötr B-mezonların salınımları gibi etkileri içermediğinden veya verilerde gözlemlenen kinematiklere tam olarak ayarlanmış olduğundan, MC ile veriler arasında doğrudan karşılaştırma zordur; ancak örnekler içinde gözlenen eğilimler iyi bir uyum içindedir. Bir karşılaştırma yapmak için, burada doğrudan kullanılsa da, % 70, % 77 ve % 85 nominal çalışma noktaları sırasıyla 0,83, 0,64 ve 0,11 civarında kesim değerlerine karşılık gelir.



Tablo B.2. Jet-yükü için, b-etiket kesim değerinin bir fonksiyonu olarak veri verimlilik, etiketleme gücü ve dilüsyonu

Jet ağırlığı (>)	Verimlilik	Etiketleme gücü	Dilüsyon
-1,0	0,114	0,00136	0,110
-0,9	0,111	0,00143	0,114
-0,8	0,105	0,00153	0,121
-0,7	0,099	0,00158	0,127
-0,6	0,091	0,00167	0,136
-0,5	0,084	0,00183	0,148
-0,4	0,079	0,00192	0,156
-0,3	0,076	0,00197	0,161
-0,2	0,073	0,00202	0,166
-0,1	0,071	0,00207	0,171
0,0	0,069	0,00210	0,174
0,1	0,068	0,00209	0,176
0,2	0,066	0,00213	0,180
0,3	0,065	0,00215	0,182
0,4	0,064	0,00217	0,185
0,5	0,062	0,00218	0,187
0,6	0,061	0,00217	0,189
0,7	0,059	0,00215	0,191
0,8	0,057	0,00207	0,191
0,9	0,055	0,00188	0,186

Tablo B.3. Jet-yükü için, b-etiket kesim değerinin bir fonksiyonu olarak MC verimlilik, etiketleme gücü ve dilüsyonu

Jet ağırlığı (>)	Verimlilik	Etiketleme gücü	Dilüsyon
-1,0	0,114	0,00136	0,110
-0,9	0,111	0,00143	0,114
-0,8	0,105	0,00153	0,121
-0,7	0,099	0,00158	0,127
-0,6	0,091	0,00167	0,136
-0,5	0,084	0,00183	0,148
-0,4	0,079	0,00192	0,156
-0,3	0,076	0,00197	0,161
-0,2	0,073	0,00202	0,166
-0,1	0,071	0,00207	0,171
0,0	0,069	0,00210	0,174
0,1	0,068	0,00209	0,176
0,2	0,066	0,00213	0,180
0,3	0,065	0,00215	0,182
0,4	0,064	0,00217	0,185
0,5	0,062	0,00218	0,187
0,6	0,061	0,00217	0,189
0,7	0,059	0,00215	0,191
0,8	0,057	0,00207	0,191
0,9	0,055	0,00188	0,186

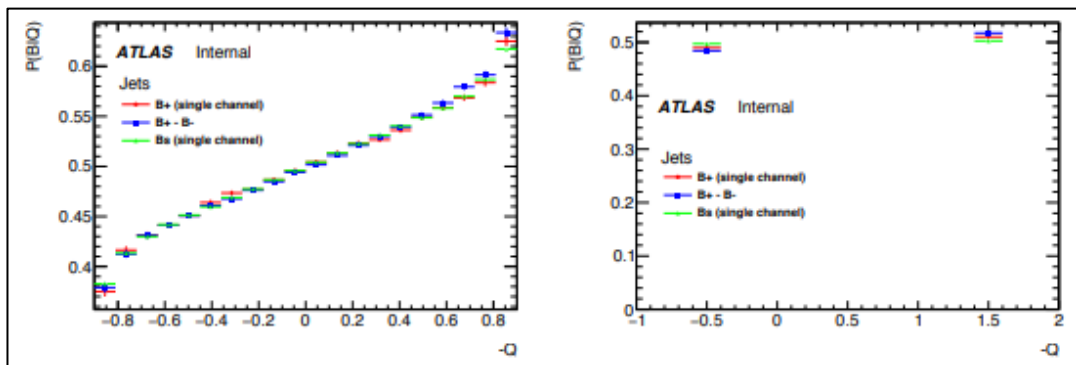
Tablo B.4’te, veri altkümeleri için (periyoda göre bölünmüş) etiketli  $B_s$  sinyallerinin kesri gösterilmektedir. Bazı varyasyonlar gözlenirken, kesirler geniş ölçüde benzer aralıklardadır ve farklılıklar, farklı tetikleme menülerinden kaynaklanıyor olabilir. Ayrıca, etiketlenmiş arka planların oranı da (5300–5500 MeV aralığı için) gösterilmiştir. Genel olarak, sinyallerde görülen eğilimlerin, tepenin altında kalan arkaplanda da var olduğu görülmüştür.

Tablo B.4. Veri periyotlarının bir seti için belirli bir etiketleme metoduyla etiketlenmiş  $B_s$  sinyallerinin uyumdan elde edilen bölümü

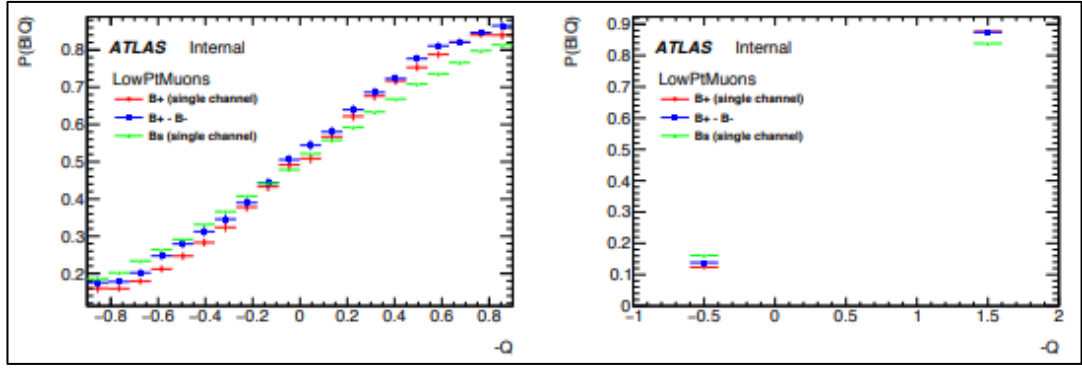
Etiketleyici	Periyot	Etiketli $B_s$ Sinyal	Arkaplan Oranı
ETİKETSİZ	2015	$81,06 \pm 1,15$	85,74
ETİKETSİZ	2016ABC	$76,95 \pm 1,19$	81,37
ETİKETSİZ	2016DEF	$77,77 \pm 0,83$	81,46
ETİKETSİZ	2016GHI	$78,76 \pm 0,70$	82,63
ETİKETSİZ	2016KL	$79,12 \pm 0,94$	82,77
JET	2015	$11,45 \pm 0,31$	8,44
JET	2015ABC	$14,29 \pm 0,39$	11,10
JET	2016DEF	$13,67 \pm 0,26$	11,20
JET	2016GHI	$13,55 \pm 0,22$	10,75
JET	2016KL	$13,17 \pm 0,29$	10,57
MÜON	2015	$3,28 \pm 0,16$	2,45
MÜON	2015ABC	$4,39 \pm 0,20$	3,49
MÜON	2016DEF	$4,05 \pm 0,14$	3,32
MÜON	2016GHI	$3,54 \pm 0,11$	2,90
MÜON	2016KL	$3,26 \pm 0,14$	2,89
MÜON DÜŞÜK- $p_T$	2015	$2,58 \pm 0,15$	2,07
MÜON DÜŞÜK- $p_T$	2015ABC	$2,81 \pm 0,17$	2,56
MÜON DÜŞÜK- $p_T$	2016DEF	$2,93 \pm 0,12$	2,59
MÜON DÜŞÜK- $p_T$	2016GHI	$2,60 \pm 0,09$	2,37
MÜON DÜŞÜK- $p_T$	2016KL	$2,85 \pm 0,13$	2,30

Bir jet ile etiketlenen olayların oranlarının kalibrasyon verisi  $B^\pm$  ve sinyal verisi  $B_s^0$  'lar için farklı olduğu görülmüştür. İki örnek arasında önemli olan kalibrasyon eğrisi olsa da (önceki bölümlerde uygun oldukları görülmektedir) oranların kontrol edilmesi de önemlidir. Benzer dağılımların sonuçların simülasyonlar kullanılarak da elde edilebileceğini doğrulamak için çapraz kontrol yapılır.

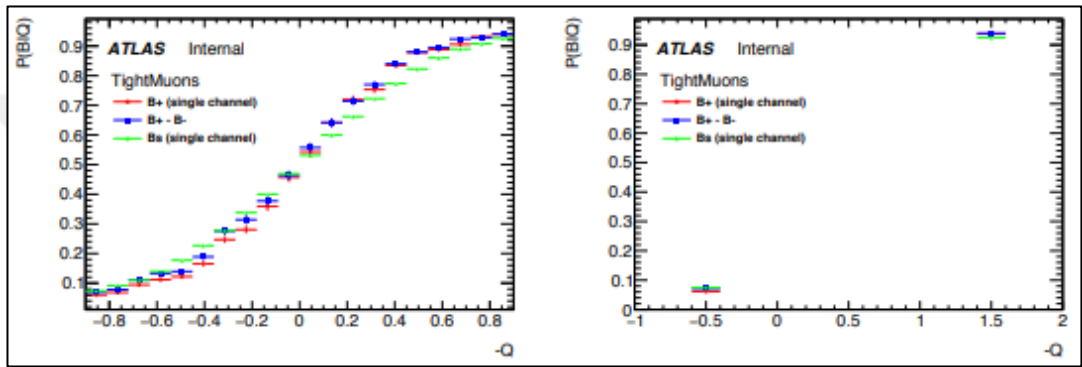
$B^\pm$  ve  $B_s^0$  verileri, aynı seçim kriterleri uygulanarak ve sunulan jet etiketli olayların oranı kullanılarak hazırlanır. Yeniden yapılandırılmadaki temel farklılıklar,  $B^\pm$  'deki karakteristik bozunum süresi seçiminden ve üretimdeki farklılıklardan kaynaklanmaktadır.  $B^\pm$  MC olaylarından, ZYE yöntemi ile bir jet bulunan olayların oranı % 7'iken  $B_s^0$  'lar için % 10'dur. Şekil B.5, Jetler üzerinden kalibrasyonlarda çok küçük farklılıkların görülebildiği MC ve veri karşılaştırmasını göstermektedir. Şekil B.6 ve B.7 ise sırasıyla, Düşük- $p_T$  ve Sıkı müonlarının sonuçlarını gösterir. Bu iki örnek için farklılıklar daha belirgindir ve bunun etkisi sistematik varyasyonlar içinde açıklanmaktadır. MC eğrilerinin doğrudan verilere uygulanmaması gerektiğinden, numuneler arasındaki fark dikkate alınmalıdır Varyasyon % 10 dahilindedir ve bu ölçeklendirmeye dayanan sistematik, ana  $B_s^0$  uyum prosedürüne de sirayet eder. Eğer bir olay  $p = 0,5 + \delta$  olasılığına sahipse, o zaman ana uyuma etki eden ölçeklendirilmiş olasılık  $p' = 0,5 + \delta \times \lambda$  olur, burada  $\lambda = 1,1$ 'dir.



Şekil B.5. Jetler



Şekil B.6. Düşük- $p_T$  müonlar



Şekil B.7. Sıkı müonlar

Tablo B.5. Nominal uyum ve yığın bağımlılığı göz önünde bulundurulmuş uyum değerleri arasındaki farklar

Parametre	Sistemantik Belirsizlik
A0	1,92e-4
AS	1,73e-3
A1	1,29e-4
PhiS	0,019
GammaS	6,6e-5
DeltaGammaS	2,33e-4
DeltaPara	1,64e-2
DeltaPerp	8,83e-3
DeltaSPerp	1,65e-3

## KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

- [1] **Sahin S.**, (ATLAS Collaboration), Measurement of the CP violation phase  $\phi_s$  in  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  decay in ATLAS using  $80.5 \text{ fb}^{-1}$  of LHC data at 13 TeV, *54th Rencontres de Moriond*, La Thuile, 16-23 Mart 2019.
- [2] Azizi K., Sundu H., **Sahin S.**, Semileptonic  $B_s \rightarrow D_{s2}^*(2573) \bar{\nu}_1$  transition in QCD, *The European Physical Journal C*, 2015, **75**, 197.
- [3] Azizi K., Sundu H., **Sahin S.**, Investigation of the semileptonic transition of the  $B_s$  into the orbitally excited charmed tensor meson, *Phys. Rev. D*, 2013, **88**.
- [4] **Sahin S.**, Sundu H., Azizi K.,  $g_{D_s, DK^{0*}}$  and  $g_{B_s, DK^{0*}}$  coupling constants in QCD sum rules, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2012, 348.
- [5] Sundu H., Yilmazkaya J., **Sahin S.**, Yinelek N., Azizi K., Strong coupling constants of bottom and charmed mesons with scalar, pseudoscalar and axial vector kaons, *Phys. Rev. D*, 2011, **83**(11), 13.
- [6] **Sahin S.**, Sundu H., Azizi K., Leptonic Decay Constant and Mass of the Light Axial-Vector Mesons in the framework of QCD Sum Rules, *Balkan Physics Letter*, 2010, **20**.
- [7] Sungu J. Y., Azizi K., Sundu H., Yinelek N., **Sahin S.**, Heavy-Light Mesons Decay Constants and Masses in QCD Sum Rule Approach, *FacesQCD*, Ghent, 1-5 Kasım 2010.

## ÖZGEÇMİŞ

1987 yılında İstanbul'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İstanbul'da tamamladı. 2005 yılında girdiği Kocaeli Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden 2009 yılında mezun oldu. 2009-2011 yılları arasında, Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimini tamamladı. 2013 yılından beri Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi'nde, İstanbul Bilgi Üniversitesi adına araştırmacı olarak çalışmalarına devam etmektedir.

