



# **Egzotik Hadronların Yüksek Enerji Deneylerinde Gözlemlenebilirliklerinin Geliştirilmesi**

**Program Kodu: 1001**

**Proje No: 114F215**

**Proje Yürütücüsü:**

**Dr. Hüseyin DAĞ**

Araştırmacılar:

Y. Doç Dr. Ferhat ÖZOK

Prof. Dr. Kazem AZİZİ

Doç. Dr. Elif Aslı YETKİN

Dr. Arzu TÜRKAN

Prof. Dr. Kai Yİ (yurtdışı araştırmacı)

Danışmanlar:

Prof. Dr. Altuğ ÖZPİNECİ

Prof. Dr. Valeri ZAMİRALOV

Bursiyerler:

Özlem Özçelik ÖZLÜDİL

Emre İREN

ARALIK 2017

İSTANBUL



## Önsöz

Bu projede,  $X(4140)$  ve  $X(4274)$  egzotik mezonlarının ve olası eşlerinin fiziksel özellikleri, ve bu özelliklerin yüksek enerji fiziği deneylerindeki gözlemlenebilirlikleri çalışılmıştır. Mezonlar ve olası eşlerinin kütleleri ve mezon çiftlenim sabitleri, KRD toplam kuralları kullanılarak hesaplanmışlardır. Ayrıca  $X(4140)^1$  ve  $X(4274)^2$  mezonlarının helisite açıları ve bu açıların yardımı ile kuantum sayılarına bağlı açısal dağılımların elde edilmesine çalışılmıştır.  $B \rightarrow J/\Psi\phi K$  geçişinde olası  $X(4140)$  varlığı ve açısal dağılımın farklı kuantum sayılarına bağlılığı Monte Carlo simülasyonları hazırlanarak çalışılmış, ayrıca  $B \rightarrow XK \rightarrow J/\Psi\phi K$  olaylar zinciri üretilerek elde edilen dağılımlar teorik öngörüler ile karşılaştırılmıştır.

Bu proje TÜBİTAK tarafından "ARDEB 1001:Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Projelerini Destekleme Programı" (Proje No:114F215) kapsamında desteklenmiştir.

---

<sup>1</sup>Proje önerisinde parçacık  $Y(4140)$  olarak adlandırılmıştır. Proje süresince literatürde  $X(4140)$  şeklindeki adlandırma genel kabul görmüştür.

<sup>2</sup>Proje önerisinde  $Y(4313)$  olarak belirtilen parçacıktır. Literatürde  $X(4274)$  olarak tanımlanması genel kabul görmüştür.



## İçindekiler

Önsöz	i
İçindekiler	ii
Şekiller	iv
Tablolar	v
Özet	vi
Abstract	vii
<b>1 Giriş</b>	<b>1</b>
<b>2 X(4140) ve Olası Eşlerinin Özelliklerinin Araştırılması</b>	<b>4</b>
2.1 Egzotik Mezonlar İçin İki Nokta Toplam Kuralları	4
2.1.1 Korelasyon Fonksiyonunun Hadronik Kısımı	6
2.1.2 Korelasyon Fonksiyonunun KRD Kısımı	7
2.1.3 Kütle ve Mezon Çiftlenim Sabiti İçin Toplam Kuralları	9
2.2 Nümerik Analiz ve Sonuçlar	10
<b>3 Gizli Cazibe ve Garip Kuarklar İçeren Egzotik Uyarılmış Durumların Araştırılması</b>	<b>18</b>
3.1 Toplam Kurallarının Uyarılmış Egzotik Durumlara Uyarlanması	18
3.2 Nümerik Analiz ve Sonuçlar	20
<b>4 X(4140) Egzotik Mezonunun Termal Özelliklerinin İncelenmesi</b>	<b>23</b>
<b>5 <math>X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi</math> Geçişi için Güçlü Çiftlenim Sabitinin (<math>g_{XJ/\Psi\phi}</math>) ve Bozunum Genişliğinin Hesaplanması</b>	<b>28</b>
5.1 KRD Toplam Kurallarının $X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi$ Geçişine Uygulanması	28
5.1.1 Korelasyon Fonksiyonunun Fiziksel Kısımı	29
5.1.2 Korelasyon Fonksiyonunun KRD Kısımı	30
5.2 Çalışmanın bu aşamada sonlandırılmasının sebeplerinin tartışılması	33
<b>6 X(4140) ve X(4274) Egzotik Hadronunun <math>B^\pm \rightarrow J/\psi\Phi K^\pm</math> Geçişindeki Gözlemlenebilirliğinin Simülasyon Yöntemleri ile Çalışılması</b>	<b>38</b>



6.1	X(4140) için olası kuantum sayıları ile Helisite Açılarının Çalışılması	38
6.2	X(4140) parçacığının farklı kuantum sayılarıyla simülasyonu	42
6.2.1	Pythia Simülasyonu	42
6.2.2	Delphes Simülasyonu:	45
6.3	X(4274) Parçacığının Farklı Kuantum Sayıları Sümülasyonu	49
6.4	Sonuçların Değerlendirilmesi	49
<b>7</b>	<b>Sonuç</b>	<b>53</b>
<b>Ek A</b>	<b>Toplam Kuralları Kullanılarak Hesaplanan Spektral Yoğunluk Fonksiyonlarının Analitik İfadeleri</b>	<b>58</b>
A.1	Skaler Molekül Akımı İçin Spektral Yoğunluk ( $J^{(1)}$ )	58
A.2	Aksiyal Vektör Molekül Akımı İçin Spektral Yoğunluk ( $J_{\mu}^{(1)}$ )	60
A.3	Tensör Molekül Akımı İçin Spektral Yoğunluk ( $J_{\mu\nu}^{(1)}$ )	62
A.4	Skaler Dikuark Antidikuark Akımı İçin Spektral Yoğunluk ( $J^{(2)}$ )	64
A.5	Aksiyal Vektör Dikuark Antidikuark Akımı İçin Spektral Yoğunluk ( $J_{\mu}^{(2)}$ )	66
A.6	Tensör Dikuark Antidikuark Akımı İçin Spektral Yoğunluk ( $J_{\mu\nu}^{(2)}$ )	68
<b>Ek B</b>	<b>Proje Hedeflerinin İş Paketleri Üzerinden Değerlendirilmesi</b>	<b>71</b>
<b>Kaynakça</b>		<b>81</b>

## Şekiller

Şekil 1	Toplam kuralları için kutup baskınlığının incelenmesi.	13
Şekil 2	Toplam kuralları için OPE yakınsaklığının incelenmesi.	14
Şekil 3	Kütle $M^2$ bağımlılığı grafikleri	15
Şekil 4	Mezon çiftlenim sabiti ( $\lambda$ ) $M^2$ bağımlılığı grafikleri	16
Şekil 5	Kütle $M^2$ bağımlılığı grafikleri	27
Şekil 6	(a) $p^2$ ye bağılılığı bulunmayan ve çifte Borel dönüşümü altında sıfır olan katkı (b) En düşük dereceli $\alpha_s$ katkılarından biri, bu diyagram exotic hadronlarda bozunum genliklerine en çok katkıyı vermektedir. (Melikhov, 2016)	34
Şekil 7	Denklem 94, 95 ve 96'den elde edilen dağılımlar sırasıyla, sol üst, sağ üst ve altta.	40
Şekil 8	Denklem 97, 98 ve 99'den elde edilen dağılımlar sırasıyla, sol üst, sağ üst ve altta.	41
Şekil 9	Helisite açılarının tasviri. Her bir ok, annenin referans sistemindeki parçacığın momentumunu temsil etmektedir.	42
Şekil 10	Skalar yaklaşım için helisite açıları. Sol üst ve sağ üstteki açılar, Şekil 9'de gösterilen $\Theta_{J/\psi}$ ve $\Theta_\phi$ açıları olup, alttaki dağılım $J/\psi$ ve $\phi$ düzlemleri arasındaki açıdır.	44
Şekil 11	Vektör yaklaşım için helisite açıları. Şekil 9'de gösterilen $\Theta_{J/\psi}$ ve $\Theta_\phi$ açıları olup, alttaki dağılım $J/\psi$ ve $\phi$ düzlemleri arasındaki açıdır.	44
Şekil 12	Delphes'te üretilmiş X kütlesi	45
Şekil 13	Skalar yaklaşımı için Delphes ile elde edilen helisite açıları. Y eksenini olay sayısına karşılık gelmektedir.	46
Şekil 14	Vektör yaklaşımı için Delphes ile elde edilen helisite açıları. Y eksenini olay sayısına karşılık gelmektedir.	47
Şekil 15	Üst sağ ve sol skalar yaklaşım, alt sağ ve sol şekiller, vektörel yaklaşımı gösteren Dalitz Plotları. Sarı bölge, olay sayısının en yoğun olduğu, koyu mavi bölgeler ise, olay sayısının en az olduğu yerlerdir.	48
Şekil 16	X(4274) için Delphes'te üretilen kütle dağılımı	49
Şekil 17	Skalar yaklaşımı için Delphes ile elde edilen helisite açıları. Y eksenini olay sayısına karşılık gelmektedir.	50
Şekil 18	Vektörel yaklaşımı için Delphes ile elde edilen helisite açıları. Y eksenini olay sayısına karşılık gelmektedir.	50

## Tablolar

Tablo 1	$X(4140)$ ve $X(4274)$ için literatürde bulunan deney sonuçları.	3
Tablo 2	Hesaplamalarda kullanılan giriş parametreleri	10
Tablo 3	Toplam kuralları için belirlenen çalışma bölgeleri	11
Tablo 4	Bu çalışmada elde edilen kütle değerleri ve literatür ile karşılaştırılması.	12
Tablo 5	Bu çalışmada elde edilen mezon-çiftlenim sabiti değerleri ve literatür ile karşılaştırılması.	12
Tablo 6	$X'$ toplam kurallarının güvenilir olduğu $M^2$ ve $s'_0$ aralıkları.	21
Tablo 7	KRD toplam kuralları kullanılarak elde edilen $X'$ kütle değerleri ( $m_{X'}$ ) ve meson çiftlenim sabiti değerleri ( $\lambda_{X'}$ )(Dag ve Turkan, 2017c).	21
Tablo 8	Hesaplamalarda kullanılan giriş parametreleri	25
Tablo 9	Analizde kullanılan olay seçim kısıtları	51
Tablo 10	Proje önerisinde tanımlanan iş paketleri ve başarı kriterleri	71



## Özet

Kuantum Renk Dinamiği (KRD) maddenin temel yapıtaşlarından kuarkları ve kuarklar arası etkileşimleri ileten gluonları açıklayan bir teoridir. KRD'ye göre kuarklar üç adet renk yükünden sadece birini taşıyabilirler ve gözlemlenebilir evrende hiç bir varlık renk yükü taşıyamayacağından ayrı ayrı gözlemlenemezler. Onun yerine Kuark modeline göre ikili ya da üçlü gruplar halinde varolarak renk yüksüz mezonları ve baryonları oluştururlar. Ancak günümüzde iki ya da üç kuarktan fazla kuark içerebilecek yapılar da gözlemlenmiştir. Cazibe kuark içeren ilk dörtlü yapı deneysel olarak 2003 yılında Belle deneyi tarafından gözlemlenen  $X(3872)$  egzotik hadronudur.  $X(3872)$  nin ardında bir çok yüklü ya da yüksüz egzotik hadron gözlemlenmiştir. Bu tarz yapılar kuark modeli ile açıklanamadığı gibi yapısal mekanizmaları da tam olarak anlayamamıştır. Bu hadronların dört ya da beş kuark içerdiği tahmin edilmekte ve bu yönde hem teorik hem de deneysel araştırmalar devam etmektedir.

Bu projede,  $B \rightarrow J/\Psi \Phi K$  geçişinde gözlemlenen egzotik mezonlardan  $X(4140)$  ve  $X(4274)$  ve olası eşlerinin fiziksel özellikleri ve bu özelliklerin deneylerde gözlemlenebilirlikleri araştırılmıştır. Egzotik mezonlar  $X(4140)$ ,  $X(4274)$  ve olası eşlerinin kütle ve mezon çiftlenim sabitleri, literatürde başarılı uygulamaları bulunan KRD toplam kuralları yöntemi ile hesaplanmışlardır ( $\mathbb{P}2, \mathbb{P}5$  ve  $\mathbb{P}6$ ). Bu çalışmalar esnasında mezonların molekül ya da ikikuark-antikikuar yapılarına sahip olabilecekleri yaklaşımlar değerlendirilmiştir. Ayrıca  $X(4274)$  mezonu,  $X(4140)$ 'ın uyarılmış durumu olarak tanımlanmıştır. Deneylerde gözlemlenen son durumların açılal dağılımlarından mezon özelliklerinin incelenbilmesi amacı ile, mezonların helisite açılarının kuantum sayılarına bağlılıkları incelenmiştir ( $\mathbb{P}4$ ). Teorik çalışmalara ek olarak,  $X(4140)$  ve  $X(4274)$  ve olası skalar eşleri için, helisite açılarına helisite açılarına bağlı bozunum genliklerinin incelenebileceği sümülasyon ve veri analizi kodları hazırlanmışlardır ( $\mathbb{P}7$  ve  $\mathbb{P}8$ ). Hazırlanan simülasyonlar koşutularak son durum olayları üretilmişlerdir ( $\mathbb{P}8$ ).

**Anahtar Kelimeler:** Egzotik Hadronlar,  $X(4140)$ ,  $X(4274)$ , çarmonyum, KRD toplam kuralları, Tetrakuark.



## Abstract

Quantum chromodynamics (QCD) explains one of the basic structures of matter, quarks and gluons, which carry the interactions between quarks. According to QCD, quarks can only carry one of the three color charges and due to the fact that none of the substances in the observable universe carry color charge, quarks cannot be observed separately. According to Quark model, they create colorless mesons and baryons with two or three quarks. However, structures with two or more than three quarks are observed. X(3872) is the first quartet structure which contains charm quark, and it was experimentally observed in 2003 by Belle. After X(3872), charged or uncharged, several exotic hadrons were observed. Even though these structures are estimated to be formed of four or five quarks, the teorical and experimental searches are still in progress.

In this project, the physical properties of exotic X(4140) and X(4274) mesons and their possible partners, and detectibility of these properties in high energy experiments are studied. The masses and the meson couplings of X(4140), X(4274) and their possible partners are estimated by using QCD Sum Rules, which is successfully applied to exotic mesons in literature (İP2, İP5 and İP6). In QCD Sum Rules studies, the molecular and diquark-antidiquark interpretations of the exotic mesons are used, and X(4274) is defined as a radial excitation of X(4140). To obtain information from the angular distributions of the final states of the exotic mesons, the dependence of the helicity angles on the quantum numbers of the X(4140) and like states is also studied (İP4). In addition to these teorical and phenomenological studies,  $J^{PC}$  dependent simulation and data analysis codes are written to investigate the angular distributions in the final states of X(4140), X(4274) and their possible scalar partners (İP7 and İP8). Finally, events are produced by using these simulations and angular distributions in the final states are estimated (İP8).

**Keywords:** Exotic Hadrons, X(4140), X(4274), charmonium, QCD sum rules, Tetraquark.



## 1. Giriş

Son onbeş yıl içerisinde deneylerde bir çok basit çarmonyum yapısı ile açıklanamayan egzotik durumlar gözlemlenmiştir. Bu durumların geniş bir özetine kaynaklar (Brambilla vd., 2014; Hosaka vd., 2016; Nielsen vd., 2010) incelenerek ulaşılabilir. Bu egzotik mezonlar arasında, gizli cazibe ve garip kuarkları içeren egzotik durumlar (X(4140) ve X(4274)) bir çok deney tarafından  $J/\psi\phi$  kütle spectrumunda gözlemlenmiştir. X(4140) ve X(4274) mezonlarına ait literatürde bulunan deney sonuçları Tablo 1’de kronolojik olarak verilmiştir. Bu deneysel gözlemler arasında en ilgi çekici olanı LHCb tarafından yapılmıştır (Aaij vd., 2012, 2017a,b). LHCb deneyinin gözlem sonuçlarına göre X(4140) ve X(4274) mezonlarının kuantum sayıları  $J^{PC} = 1^{++}$  olarak belirlenmiştir. Ancak bu gözlemlerde ölçülen genlik, diğer deneylerden oldukça yüksektir. Ayrıca tüm bu deneysel gözlemlere rağmen egzotik hadronların yapıları teorik açıdan tam olarak açıklanamamıştır.

Teorik olarak X(4140) mezonun yapısını ve fiziksel özelliklerini inceleyen bir çok çalışma bulunmaktadır. Bu çalışmalardan başlıcaları (Agaev vd., 2017a; Brodzicka vd., 2009; Branz vd., 2010; Chen vd., 2017, 2011; Mahajan, 2009; Nielsen vd., 2009; Padmanath vd., 2015; Stancu vd., 2010; Wang, 2009, 2014, 2016; Wang vd., 2009, 2016; Zhang ve Huang, 2010a) şeklindedir. Bu çalışmalardan (Mahajan, 2009; Stancu vd., 2010)’da efektif modeller kullanılarak X(4140) için kuantum sayıları ve kütle, LHCb gözlemlerinden önce doğru olarak tahmin edilmiştir. (Agaev vd., 2017a)’de ise LHCb tahmininin ardından, bu projede yapılan işle aynı zamanda kuantum sayıları, KRD toplam kuralları kullanılarak LHCb ile uyumlu bulunmuştur. Literatürdeki KRD toplam kuralları çalışmaları ise, moleküler ya da dikuark antidikuark akımları kullanarak genelde skalar X(4140) için deneylerle uyumlu sonuçlar bulmuşlardır. Ancak LHCb tarafından kuantum sayılarının  $J^{PC} = 1^{++}$  ile beraber bu çalışmaların olası X(4140) eşleri için tekrar edilmeleri gerekmiştir. Bu projede ilk kısımda KRD toplam kuralları kullanılarak tüm olası kuantum sayılarına sahip X(4140) ve eşlerinin varlıkları incelenmiştir. Bu kısımdaki çalışmalar Bölüm 2’de verilmiştir.

Literatürde X(4274) üzerine yapılan teorik çalışmalar ise X(4140) üzerine yapılan çalışmalara göre oldukça azdır. X(4274) mezonun yapısı KRD toplam kuralları kullanılarak kaynaklar (Agaev vd., 2017a; Chen vd., 2017; Wang vd., 2009; Wang, 2011)’de incelenmişlerdir. Ancak bu kaynaklardan hiçbirinde X(4274)’ün X(4140)’in uyarılmış durumu olma olasılığı değerlendirilmemiştir. Bu çalışmada ise X(4274), X(4140) ve eşlerinin olası uyarılmış durumları arasında araştırılmıştır. Bu kısımda yapılan çalışmalar ise Bölüm 3’te verilmiştir.

Bu KRD toplam kuralları hesaplarına ilave olarak aksiyal vektör X(4140) mezonunun özel-

liklerinin sıcaklığa bağıllığı Termal KRD toplam kuralları teknikleri kullanılarak hesaplanmıştır. KRD toplam kuralları ve, vakumda ve sonlu sıcaklıktaki uygulamaları ile ilgili detaylı bilgiye kaynaklar (Shifman vd., 1979; Bochkarev ve Shaposhnikov, 1986)'dan ulaşılabilir.  $X(4140)$  egzotik mezonunun termal özellikleri Bölüm 4'te araştırılmıştır.

$X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi$  geçişi için  $g_{XJ/\Psi\phi}$  güçlü etkileşim sabitinin ve bozunum genişliğinin üç nokta korelasyon fonksiyonu kullanılarak KRD toplam kuralları ile hesaplama çalışmalarına, çalışmanın sonucunda hedeflenen proje çıktılarına ulaşamamasının sebeplerine ve alternatif metodların değerlendirilmesine 5. bölümde yer verilmiştir.

Tüm bu KRD toplam kuralları çalışmalarına ek olarak, bozunum kanalı  $B^\pm \rightarrow J/\psi\Phi K^\pm$  için olası bir  $X(4140)$  rezonans varlığında açısız dağılımların nasıl değiştiğini ve bu dağılımların rezonansın kuantum numaralarıyla nasıl ilişkilendiğinin gösterilmesi çalışılmıştır. Bu amaçla helisite açılarına bağlı bozunum genlikleri, skalar ve aksiyal vektör  $X(4140)$  ve benzeri egzotik mezonlar için hesaplanmıştır. Simülasyon çalışmaları için gerekli olan analiz kodları hazırlanmış, bu kodların ürettiği olaylardan elde edilen açısız dağılımlar teorik hesaplamaların sonuçları ile de karşılaştırılmıştır. Ayrıca  $X(4140)$  için yapılan çalışmalar genişletilerek  $X(4274)$  egzotik mezonu için de son durum açısız dağılımları çalışılmıştır. Bu kısım Bölüm 6'da özetlenmiştir.

Projenin iş paketlerine ve proje hedeflerine bağlı incelenmesi Ek B'de verilmiştir.

Tablo 1.  $X(4140)$  ve  $X(4274)$  için literatürde bulunan deney sonuçları.

Yıl	Deney	$X(4140)$			$X(4274)$		
		Kütle (MeV)	Genlik (MeV)	Genlik (MeV)	Kütle (MeV)	Genlik (MeV)	Genlik (MeV)
2008	CDF (Aaltonen vd., 2010)	$4143.0 \pm 2.9 \pm 1.2$	$11.7^{+8.3}_{-5.0} \pm 3.7$				
2010	Babar(Lees vd., 2015)		$2\sigma <$		$2\sigma <$		
2011	CDF (Aaltonen vd., 2011)	$4143.4^{+2.9}_{-3.0} \pm 0.6$	$15.3^{+10.4}_{-6.1} \pm 2.5$	$4274.4^{+8.4}_{-6.8} \pm 1.9$	$32.3^{+21.9}_{-15.3} \pm 7.6$		
2013	CMS (Chatrchyan vd., 2014)	$4148.0 \pm 2.4 \pm 6.3$	$28^{+15}_{-11} \pm 19$	$4313.8 \pm 5.3 \pm 7.3$	$38^{+30}_{-15} \pm 16$		
2013	D0 (Abazov vd., 2014)	$4159.0 \pm 4.3 \pm 6.6$	$19.9 \pm 12.6^{+1.0}_{-8.0}$				
2015	D0 (Abazov vd., 2015)	$4152.5 \pm 1.7^{+6.2}_{-5.4}$	$16.3 \pm 5.6 \pm 11.4$				
2017	LHCb (Aaij vd., 2017b)	$4146.5 \pm 4.5^{+4.6}_{-2.8}$	$83 \pm 21^{21}_{-14}$	$4273.3 \pm 8.3^{+17.2}_{-3.6}$	$56.2 \pm 10.9^{+8.4}_{-11.1}$		

## 2. X(4140) ve Olası Eşlerinin Özelliklerinin Araştırılması

Bu kısımda İP2 kapsamında yapılan çalışmalar özetlenmiştir. Bu çalışmada X(4140) ve olası eşlerinin fiziksel özellikleri iki nokta KRDTK Toplam kuralları (KRDTK) kullanılarak incelendi. KRDTK tekniği, uzun yıllardan bu yana hadronların fiziksel özelliklerinin incelenmesi için başarı ile uygulanmaktadır (Shifman vd., 1979; Colangelo ve Khodjamirian, 2000; Narison, 2002). Ele alınan parçacığın yapısının dörtlü kuark olduğu bilinmektedir ve bu yapı iki farklı durum gözönüne alınarak incelenebilir. Bunlardan birincisi iki mezonun birbirine bağlanması sonucu oluştuğunun düşünüldüğü mezon molekül yapısı, bir diğeri ise dört kuarkın güçlü etkileşim ile birbirine bağlanarak oluşturduğu ikikuark-antiikikuark yapısıdır. LHCb tarafından X(4140) egzotik parçacığının kuantum sayısının  $J^{PC} = 1^{++}$  olabileceği açıklanmasına rağmen giriş kısmında verilen detaylı literatür incelemesi gözönüne alındığında olası diğer kuantum sayıları için de kütle değerlerinin X(4140) a yakın olduğu görüldü. Bu durum da bize X(4140) in aynı kütleyle sahip ancak farklı kuantum durumlarında eşlerinin olabileceğini düşündürdü. Bu nedenle bu çalışmada iki farklı dörtlü kuark yapısı için üç farklı kuantum sayısı ( $J^{PC} = 0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$ ) kullanılarak olası tüm kütlelerin hesaplanması amaçlandı.

### 2.1 Egzotik Mezonlar İçin İki Nokta Toplam Kuralları

KRDTK yöntemi ile skaler, aksiyel vektör ve tensör kuantum sayıları için X(4140)'ın fiziksel özelliklerinin elde edilebilmesi için aşağıda verilen iki nokta korelasyon fonksiyonlarının hesaplanması gerekir.

$$\Pi^{(a)}(q) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | \mathcal{T}(J^{(a)}(x) J^{(a)\dagger}(0)) | 0 \rangle, \quad (1)$$

$$\Pi_{\mu\nu}^{(a)}(q) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | \mathcal{T}(J_{\mu}^{(a)}(x) J_{\nu}^{(a)\dagger}(0)) | 0 \rangle, \quad (2)$$

$$\Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{(a)}(q) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | \mathcal{T}(J_{\mu\nu}^{(a)}(x) J_{\alpha\beta}^{(a)\dagger}(0)) | 0 \rangle. \quad (3)$$

(1), (2) ve (3) denklemleri ile verilen korelasyon fonksiyonlarında "a" ile verilen indis moleküler veya ikikuark-antiikikuark durumlarını ifade etmektedir.  $J(x)$  ile verilen ara kesit akımları tanımlarken moleküler durumlar için  $a = 1$  ve ikikuark-antiikikuark durumları için ise  $a = 2$  olarak kullanıldı. Bu tanımlama ilerleyen bölümlerde elde edilen ifadelerin daha kompakt biçimde yazılabilmesi için kullanıldı. Moleküler akımlar

$$J^{(1)}(x) = \bar{s}^i(x) \gamma_{\mu} c^i(x) \bar{c}^j(x) \gamma^{\mu} s^j(x), \quad (4)$$

$$J_{\mu}^{(1)}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{s}^i(x)\gamma_5 c^i(x) \bar{c}^j(x)\gamma_{\mu} s^j(x) - \bar{s}^i(x)\gamma_{\mu} c^i(x) \bar{c}^j(x)\gamma_5 s^j(x)), \quad (5)$$

$$J_{\mu\nu}^{(1)}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{s}^i(x)\gamma_{\mu} c^i(x) \bar{c}^j(x)\gamma_{\nu} s^j(x) + \bar{s}^i(x)\gamma_{\nu} c^i(x) \bar{c}^j(x)\gamma_{\mu} s^j(x)), \quad (6)$$

ve ikikuark-antiikikuark akımları

$$J^{(2)}(x) = \varepsilon^{ijk} \varepsilon^{imn} (s^j(x) C \gamma_{\mu} c^k(x) \bar{s}^m(x) \gamma^{\mu} C \bar{c}^n(x)), \quad (7)$$

$$J_{\mu}^{(2)}(x) = \frac{\varepsilon^{ijk} \varepsilon^{imn}}{\sqrt{2}} \left( s^j(x) C \gamma_5 c^k(x) \bar{s}^m(x) \gamma_{\mu} C \bar{c}^n(x) - s^j(x) C \gamma_{\mu} c^k(x) \bar{s}^m(x) \gamma_5 C \bar{c}^n(x) \right), \quad (8)$$

$$J_{\mu\nu}^{(2)}(x) = \frac{\varepsilon^{ijk} \varepsilon^{imn}}{\sqrt{2}} \left( s^j(x) C \gamma_{\mu} c^k(x) \bar{s}^m(x) \gamma_{\nu} C \bar{c}^n(x) + s^j(x) C \gamma_{\nu} c^k(x) \bar{s}^m(x) \gamma_{\mu} C \bar{c}^n(x) \right), \quad (9)$$

olarak kullanıldı. (4-9) ile verilen denklemlerde  $i, j, \dots$  renk indisleridir,  $\varepsilon^{ijk}$  Levi-Civita ten-sörüdür ve  $C$  yük eşleniği matrisidir.

KRDTK ifadesini elde etmek için korelasyon fonksiyonu hem hadron kütlesi, bozunum sabiti gibi hadronik parametreler hem de uzun ve kısa mesafede kuark gluon etkileşimlerini ayırmamıza yarayan Operator Çarpım Açılımı (OPE) kullanılarak kuark kütlesi, kuark ve gluon kondensatları gibi KRD parametreleri cinsinden hesaplanabilir. Korelasyon fonksiyonunun hem kuarklar cinsinden hem de hadronlar cinsinden yazılması ile hadronlar ve KRD nice-likleri arasında bağlantı kurulabilir. Kısa mesafe, yani perturbatif etkiler perturbasyon teorisi kullanılarak hesaplanırken, uzun mesafe yani perturbatif olmayan etkiler kuark ve gluon kon-densatlarının beklenen değerleri ile ifade edilirler. Korelasyon fonksiyonunun hadronun kuark yapısı gözönüne alınarak ve OPE kullanılarak yapılan kısa mesafe hesaplamaları korelasyon fonksiyonunun KRD veya teorik kısmı olarak adlandırılır. Diğer taraftan aynı korelasyon fonksiy-onu hadronların kuark yapısına girmeden hadronik özellikler ile karakterize edilen ve hadron-ların noktasal parçacık gibi davrandığı hadronik durumların arasına tam setler yerleştirilerek de hesaplanabilir, ve bu da korelasyon fonksiyonunun hadronik veya fiziksel kısmı olarak ad-landırılır.

Sonuç olarak KRDTK, çok farklı bölgelerde olmalarına rağmen, iki farklı yolla hesaplanmış olan korelasyon fonksiyonunun aynı Lorentz katsayıları kullanılarak elde edilen sonuçların dis-persiyon bağıntısı ile birbirine eşitlenmesi sonucu elde edilir. Son olarak fiziksel niceliklerin nümerik analizlerine geçmeden önce süreklilik ve yüksek mertebeden gelen katkıları bastır-

mak için eşitliğin her iki tarafına Borel dönüşümü uygulanır.

### 2.1.1 Korelasyon Fonksiyonunun Hadronik Kısım

Korelasyon fonksiyonunun hadronik kısmının hesaplanabilmesi için (1-3) ile verilen korelasyon fonksiyonlarında ara kesit akımları arasına incelenen parçacık ile aynı kuantum sayısına sahip tam setler yerleştirildi ve  $x$  üzerinden integral alındı. Sonuç olarak korelasyon fonksiyonları için aşağıdaki ifadeler elde edildi:

$$\Pi^{(a)\text{Had}}(q) = \frac{\langle 0|J^{(a)}|X(q)\rangle\langle X(q)|J^{(a)\dagger}|0\rangle}{m_X^2 - q^2} + \dots, \quad (10)$$

$$\Pi_{\mu\nu}^{(a)\text{Had}}(q) = \frac{\langle 0|J_\mu^{(a)}|X(q)\rangle\langle X(q)|J_\nu^{(a)\dagger}|0\rangle}{m_X^2 - q^2} + \dots, \quad (11)$$

$$\Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{(a)\text{Had}}(q) = \frac{\langle 0|J_{\mu\nu}^{(a)}|X(q)\rangle\langle X(q)|J_{\alpha\beta}^{(a)\dagger}|0\rangle}{m_X^2 - q^2} + \dots. \quad (12)$$

(10-12) denklemlerinde  $m_X$  seçilen akımlar için temel durum kütlelidir ve noktalar yüksek mertebe ve süreklilikten gelen katkıları ifade etmektedir. Skaler, aksiyel vektör ve tensör matris elemanları

$$\langle 0|J^{(a)}|X(q)\rangle = \lambda_0^{(a)}, \quad (13)$$

$$\langle 0|J_\mu^{(a)}|X(q)\rangle = \lambda_1^{(a)}\varepsilon_\mu, \quad (14)$$

$$\langle 0|J_{\mu\nu}^{(a)}|X(q)\rangle = \lambda_2^{(a)}\varepsilon_{\mu\nu}, \quad (15)$$

şeklinde tanımlanır. (13-15) denklemlerinde 0, 1, 2 alt indisleri seçilen akımlar için temel durumların spinini ifade eder ve  $\varepsilon_\mu$  ve  $\varepsilon_{\mu\nu}$  sırasıyla vektör ve tensör polarizasyonlarıdır ve aşağıdaki eşitliklerle tanımlanırlar:

$$\varepsilon_\mu\varepsilon_\nu^* = T_{\mu\nu}, \quad (16)$$

$$\varepsilon_{\mu\nu}\varepsilon_{\alpha\beta}^* = \frac{1}{2}T_{\mu\alpha}T_{\nu\beta} + \frac{1}{2}T_{\mu\beta}T_{\nu\alpha} - \frac{1}{3}T_{\mu\nu}T_{\alpha\beta}, \quad (17)$$

burada  $T_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / m_X^2$ . Matris elemanları ve polarizasyon ifadeleri korelasyon fonksiyonunda yerine yazılıp, gerekli matematiksel işlemler yapıldıktan sonra hadronik kısım için son ifadeler aşağıdaki gibi elde edildi

$$\Pi^{(a)\text{Had}}(q) = \frac{\lambda_0^{(a)2}}{m_X^2 - q^2}, \quad (18)$$

$$\Pi_{\mu\nu}^{(a)\text{Had}}(q) = \frac{\lambda_1^{(a)2}}{m_X^2 - q^2} g_{\mu\nu} + \text{diğer katsayılar}, \quad (19)$$

$$\Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{(a)\text{Had}}(q) = \frac{\lambda_2^{(a)2}}{m_X^2 - q^2} \left\{ \frac{1}{2} (g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} + g_{\mu\beta} g_{\nu\alpha}) \right\} + \text{diğer katsayılar}, \quad (20)$$

(18-20) denklemlerinde sadece KRDTK analizinde kullanılan Lorentz katsayıları yazıldı.

### 2.1.2 Korelasyon Fonksiyonunun KR D Kısmı

Korelasyon fonksiyonunun KR D kısmının OPE kullanılarak hesaplanabilmesi için (5-9) denklemleri ile verilen ara kesit akımları korelasyon fonksiyonuna yerleştirildi ve Wick's teoremi kullanılarak hafif ve ağır kuark alanları etkileştirildi. Sonuç olarak korelasyon fonksiyonları hafif ve ağır kuark propagatörleri cinsinden aşağıda verildiği gibi elde edildi

$$\Pi^{(1)\text{KRD}}(q) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \quad \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_\mu S_c^{ii'}(x) \gamma_\nu \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_\mu S_s^{jj'}(x) \gamma_\nu \right], \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^{(1)\text{KRD}}(q) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \quad & \left\{ \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_5 S_c^{ii'}(x) \gamma_5 \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_\mu S_s^{jj'}(x) \gamma_\nu \right] \right. \\ & - \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_5 S_c^{ii'}(x) \gamma_\nu \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_\mu S_s^{jj'}(x) \gamma_5 \right] \\ & - \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_\mu S_c^{ii'}(x) \gamma_5 \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_5 S_s^{jj'}(x) \gamma_\nu \right] \\ & \left. + \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_\mu S_c^{ii'}(x) \gamma_\nu \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_5 S_s^{jj'}(x) \gamma_5 \right] \right\}, \quad (22) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{(1)\text{KRD}}(q) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \quad & \frac{1}{2} \left\{ \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_\mu S_c^{ii'}(x) \gamma_\alpha \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_\nu S_s^{jj'}(x) \gamma_\beta \right] \right. \\ & + \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_\mu S_c^{ii'}(x) \gamma_\beta \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_\nu S_s^{jj'}(x) \gamma_\alpha \right] \\ & + \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_\nu S_c^{ii'}(x) \gamma_\alpha \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_\mu S_s^{jj'}(x) \gamma_\beta \right] \\ & \left. + \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_\nu S_c^{ii'}(x) \gamma_\beta \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_\mu S_s^{jj'}(x) \gamma_\alpha \right] \right\}, \quad (23) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Pi^{(2)\text{KRD}}(q) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \quad & \varepsilon^{ijk} \varepsilon^{imn} \varepsilon^{i'j'k'} \varepsilon^{i'm'n'} \times \\ & \text{Tr} \left[ \gamma_\nu \tilde{S}_s^{jj'}(x) \gamma_\mu S_c^{kk'}(x) \right] \text{Tr} \left[ \gamma_\mu \tilde{S}_c^{m'n}(-x) \gamma_\nu S_s^{m'm}(-x) \right], \quad (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Pi_{\mu\nu}^{(2)\text{KRD}}(q) &= i \int d^4x e^{iq \cdot x} \frac{\varepsilon^{ijk} \varepsilon^{imn} \varepsilon^{i'j'k'} \varepsilon^{i'm'n'}}{2} \times \\
&\quad \left\{ \text{Tr} \left[ \gamma_5 \tilde{S}_s^{jj'}(x) \gamma_5 S_c^{kk'}(x) \right] \text{Tr} \left[ \gamma_\mu \tilde{S}_c^{n'n}(-x) \gamma_\nu S_s^{m'm}(-x) \right] \right. \\
&\quad - \text{Tr} \left[ \gamma_\nu \tilde{S}_s^{jj'}(x) \gamma_5 S_c^{kk'}(x) \right] \text{Tr} \left[ \gamma_\mu \tilde{S}_c^{n'n}(-x) \gamma_5 S_s^{m'm}(-x) \right] \\
&\quad - \text{Tr} \left[ \gamma_5 \tilde{S}_s^{jj'}(x) \gamma_\mu S_c^{kk'}(x) \right] \text{Tr} \left[ \gamma_5 \tilde{S}_c^{n'n}(-x) \gamma_\nu S_s^{m'm}(-x) \right] \\
&\quad \left. + \text{Tr} \left[ \gamma_\nu \tilde{S}_s^{jj'}(x) \gamma_\mu S_c^{kk'}(x) \right] \text{Tr} \left[ \gamma_5 \tilde{S}_c^{n'n}(-x) \gamma_5 S_s^{m'm}(-x) \right] \right\}, \quad (25)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{(2)\text{KRD}}(q) &= i \int d^4x e^{iq \cdot x} \frac{\varepsilon^{ijk} \varepsilon^{imn} \varepsilon^{i'j'k'} \varepsilon^{i'm'n'}}{2} \times \\
&\quad \left\{ \text{Tr} \left[ \gamma_\beta \tilde{S}_s^{jj'}(x) \gamma_\mu S_c^{kk'}(x) \right] \text{Tr} \left[ \gamma_\nu \tilde{S}_c^{n'n}(-x) \gamma_\alpha S_s^{m'm}(-x) \right] \right. \\
&\quad + \text{Tr} \left[ \gamma_\alpha \tilde{S}_s^{jj'}(x) \gamma_\mu S_c^{kk'}(x) \right] \text{Tr} \left[ \gamma_\nu \tilde{S}_c^{n'n}(-x) \gamma_\beta S_s^{m'm}(-x) \right] \\
&\quad + \text{Tr} \left[ \gamma_\beta \tilde{S}_s^{jj'}(x) \gamma_\nu S_c^{kk'}(x) \right] \text{Tr} \left[ \gamma_\mu \tilde{S}_c^{n'n}(-x) \gamma_\alpha S_s^{m'm}(-x) \right] \\
&\quad \left. + \text{Tr} \left[ \gamma_\alpha \tilde{S}_s^{jj'}(x) \gamma_\nu S_c^{kk'}(x) \right] \text{Tr} \left[ \gamma_\mu \tilde{S}_c^{n'n}(-x) \gamma_\beta S_s^{m'm}(-x) \right] \right\}. \quad (26)
\end{aligned}$$

burada  $\tilde{S}_q^{ij}(x) = C S_q^{ijT}(x) C$ , ve  $S_s^{ij}(x)$ ,  $S_c^{ij}(x)$  sırasıyla  $s$  ve  $c$  kuarklarının tam propagatörleridir. Hesaplamalarda  $s$  kuark için

$$\begin{aligned}
S_s^{ij}(x) &= i \frac{\not{x}}{2\pi^2 x^4} \delta_{ij} - \frac{m_s}{4\pi^2 x^2} \delta_{ij} - \frac{\langle \bar{s}s \rangle}{12} \left[ 1 - i \frac{m_s}{4} \not{x} \right] \delta_{ij} - \frac{x^2}{192} m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle \left[ 1 - i \frac{m_s}{6} \not{x} \right] \delta_{ij} \\
&\quad - \frac{ig_s G_{ij}^{\alpha\beta}}{32\pi^2 x^2} \left( \not{x} \sigma^{\alpha\beta} + \sigma^{\alpha\beta} \not{x} \right) \delta_{ij} - i \frac{x^2 \not{x} g_s^2 \langle \bar{s}s \rangle^2}{7776} \delta_{ij} - \frac{x^4 \langle \bar{s}s \rangle \langle g_s^2 G^2 \rangle}{27648} + \dots, \quad (27)
\end{aligned}$$

ifadesi ve  $c$  kuark için (Reinders vd., 1985) da verilen

$$\begin{aligned}
S_c^{ij}(x) &= i \int \frac{d^4k e^{-ik \cdot x}}{(2\pi)^4} \left( \frac{\not{k} + m_c}{k^2 - m_c^2} \delta_{ij} - \frac{g_s G_{ij}^{\alpha\beta}}{4} \frac{\sigma^{\alpha\beta} (\not{k} + m_c) + (\not{k} + m_c) \sigma^{\alpha\beta}}{(k^2 - m_c^2)^2} \right. \\
&\quad \left. + \frac{g_s^2 m_c}{12} \frac{k^2 + m_c \not{k}}{(k^2 - m_c^2)^4} G^2 \delta_{ij} + \dots \right), \quad (28)
\end{aligned}$$

ifadesi kullanıldı. Burada  $G_{\alpha\beta} = G_{\alpha\beta}^A t^A$ ,  $G^2 = G_{\alpha\beta}^A G^{A\alpha\beta}$  ve  $t^A = \lambda^A/2$  Gell-Mann matrisleridir ve  $A = 1, \dots, 8$ . Hadronik kısma benzer şekilde KRD kısmı için de (21-26) denklemleri ile verilen korelasyon fonksiyonları Lorentz katsayıları cinsinden aşağıda verildiği yazıldı.

$$\Pi^{(a)\text{KRD}}(q) = \Gamma_0^{(a)} \not{q}, \quad (29)$$

$$\Pi_{\mu\nu}^{(a)\text{KRD}}(q) = \Gamma_1^{(a)} g_{\mu\nu} + \text{diğer katsayılar}, \quad (30)$$



$$\Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{(a)\text{KRD}}(q) = \Gamma_2^{(a)} \left\{ \frac{1}{2} (g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} + g_{\mu\beta} g_{\nu\alpha}) \right\} + \text{diğer katsayılar} , \quad (31)$$

burada  $\Gamma_J^{(a)}$  hesaplamalar için seçilen Lorentz katsayılarına karşılık gelen katsayılarıdır. Seçilen katsayılar için dispersiyon bağıntısı

$$\Gamma_J^{(a)}(q^2) = \int_{s_{\min}}^{\infty} ds \frac{\rho_J^{(a)\text{KRD}}(s)}{s - q^2}, \quad (32)$$

şeklinde yazılır. Burada  $\rho_J^{(a)\text{KRD}} = \text{Im}[\Gamma_J^{(a)}/\pi]$  spektral yoğunluk ifadesidir ve  $J$  herbir duruma karşılık gelen toplam açısal momentumdur.

### 2.1.3 Kütle ve Mezon Çiftlenim Sabiti İçin Toplam Kuralları

KRDTK yönteminde kuark hadron ikilemi yaklaşımına göre spektral yoğunluk, KRD kısmında elde edilen spektral yoğunluk ifadesi ile bağlantılı olan hadronik kısımda denklem (10-12) den elde edilen süreklilikten gelen spektral yoğunluk ifadesi ile aşağıda verilen denklem ile ilişkilendirilir ve diğer durumlardan (uyarılmış durumlar) gelen katkıları baskılar.

$$\rho^{\text{cont}}(s) = \rho^{\text{OPE}} \Theta(s - s_0) \quad (33)$$

KRDTK nı elde etmek için son olarak yüksek mertebeden ve süreklilikten gelen tüm katkıları baskılamak için  $q^2$  ye göre Borel dönüşümü uygulandı ve mezon-çiftlenim sabiti için toplam kuralları

$$\lambda_J^{(a)2} e^{-m_X^2/M^2} = \int_{(2m_s+2m_c)^2}^{s_0} ds s \rho_J^{(a)\text{OPE}}(s) e^{-s/M^2}. \quad (34)$$

olarak elde edildi. Temel durum hadron kütlesi ifadesini elde edebilmek için (34) denkleminin  $-1/M^2$  ye göre türevi alındı ve (34) denklemine bölündü. Sonuç olarak kütle için toplam kuralları

$$m_X^2 = \frac{\int_{(2m_s+2m_c)^2}^{s_0} ds s \rho_J^{(a)\text{OPE}}(s) e^{-s/M^2}}{\int_{(2m_s+2m_c)^2}^{s_0} ds \rho_J^{(a)\text{OPE}}(s) e^{-s/M^2}}. \quad (35)$$

şeklinde elde edildi. KRDTK için elde edilen spektral yoğunluk ifadelerinin açık hali Ek A da verilmiştir.

## 2.2 Nümerik Analiz ve Sonuçlar

Bu bölümde fiziksel nicelikler için elde edilen toplam kuralları nümerik olarak incelendi ve elde edilen sonuçlar deneysel veriler ve literatürde yapılan diğer çalışmalarla karşılaştırıldı. Nümerik hesaplamalar için kütle ve mezon-çiftlenim sabiti için elde edilen KRDTK,  $s$  ve  $c$  kuark kütleleri, kuark, gluon ve karışık kondensat gibi parametrelere bağlıdır. Kütle ve mezon-çiftlenim sabitinin nümerik değerlerinin elde edilebilmesi için bu parametrelerin nümerik değerleri Tablo 2 de verildiği gibi kullanıldı.  $s$  ve  $c$  kuark kütleleri için sırasıyla  $\overline{MS}$  çerçevesinde  $\mu = 2\text{GeV}$  ve  $\mu = m_c$  skalasındaki değerleri kullanıldı ve bu değerler Particle Data Group (PDG) (Patrignani vd, 2016) verilerinden alındı.

Tablo 2. Hesaplamalarda kullanılan giriş parametreleri

Parametreler	Değerler
$m_c$	$(1.275 \pm 0.025) \text{ GeV}$
$m_s$	$(95 \pm 5) \text{ MeV}$
$\langle \bar{q}q \rangle$	$(-0.24 \pm 0.01)^3 \text{ GeV}^3$
$\langle \bar{s}s \rangle$	$0.8 \langle \bar{q}q \rangle$
$\langle \frac{\alpha_s G^2}{\pi} \rangle$	$(0.012 \pm 0.004) \text{ GeV}^4$
$m_0^2$	$(0.8 \pm 0.1) \text{ GeV}^2$

(34) ve (35) ile verilen kütle ve mezon çiftlenim sabiti için KRDTK ifadesi aynı zamanda  $s_0$  süreklilik eşiği ve  $M^2$  Borel kütlesi gibi teoriden gelen parametrelere de bağlıdır. Genel olarak süreklilik eşiği  $s_0$  tam olarak keyfi bir parametre değildir ve seçilen ara kesit akımı ile aynı kuantum sayısına sahip ilk uyarılmış durumun enerjisi ile ilişkilidir. Süreklilik eşiği hadronun temel durum kütlesi ile  $(m_X + 0.3)^2 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq (m_X + 0.5)^2 \text{ GeV}^2$  şeklinde ilişkilidir. Bu durumda incelenen parçacık için  $s_0$  süreklilik eşiği çalışma bölgesi  $19.7 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 21.5 \text{ GeV}^2$  olarak belirlendi. Güvenilir bir toplam kuralları için  $s_0$  ve  $M^2$  nin çalışma bölgelerinde kutup baskınlığı ve OPE yakınsaklığının sağlanması gerekir. Bunlara ek olarak seçilen çalışma bölgelerinde kütle ve mezon-çiftlenim sabitinin bu parametrelere bağlılığı minimum olmalıdır.

KRDTK da, temel durum kutbundan gelen katkıların süreklilikten gelen katılardan büyük olması gerekir. Bu nedenle elde edilen toplam kurallarının kutup baskınlığını kontrol edebilmek için Şekil 1 de verilen ve  $\Pi(s_0, M^2)/\Pi(\infty, M^2)$  oranı kullanılarak  $s_0$  ve  $M^2$  ye göre iki parametrelili ısı grafiği çizildi. Bu çalışmada yukarıda bahsedilen oranın %40 dan büyük olduğu bölge kullanıldı. Bu bölge grafiklerde noktalı çizgi ile belirtilen bölgenin sol tarafında kalan yeşil alanı temsil etmektedir.

Elde edilen toplam kurallarının OPE yakınsaklığını kontrol etmek için Şekil 2 de verilen

grafikler çizildi. Grafiklerin çizilmesi için pertürbatif terimden gelen katkının toplam terimlerden gelen katkısına oranı ile başlandı ve herbir sonraki terimden gelen katkı pertürbatif terime eklenerek elde edilen oran çizildi. Grafiklerden de görüldüğü gibi

- pertürbatif terimlerden gelen katkı %50 den büyüktür.
- Boyutu beş olan terimlerden gelen katkı  $M^2 \geq 2.5GeV^2$  için 25% den küçüktür, ve  $M^2$  nin sonraki değerleri için azalmaktadır.
- Boyutu 6 dan 8 e kadar olan terimlerin katkısı sıfıra yakındır.

Böylece  $M^2 \geq 2.5GeV^2$  sınırında iyi bir OPE yakınsaklığı elde edildi. Yukarıda bahsedilen tüm kriterler gözönüne alınarak belirlenen  $M^2$  ve  $s_0$  çalışma bölgeleri Tabla 3 de verilmiştir.

Tablo 3. Toplam kuralları için belirlenen çalışma bölgeleri

Akım	$M_{\min}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	$M_{\max}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	$21.5 \geq s_0 \geq$ (GeV <sup>2</sup> )
$J^{(1)}$	3.69	4.43	$3.75M^2 + 5.88$
$J_{\mu}^{(1)}$	3.99	4.74	$3.66M^2 + 5.10$
$J_{\mu\nu}^{(1)}$	3.95	4.74	$3.53M^2 + 5.76$
$J^{(2)}$	3.65	4.38	$3.85M^2 + 5.65$
$J_{\mu}^{(2)}$	3.89	4.63	$3.75M^2 + 5.13$
$J_{\mu\nu}^{(2)}$	3.73	4.57	$3.33M^2 + 7.27$

Toplam kurallarının güvenilirliğini kontrol etmek için son olarak incelen parçacığın kütle ve mezon-çiftlenim sabitinin belirlenen çalışma bölgelerinde  $M^2$  ve  $s_0$  a bağlılığını kontrol ettik. Bu amaçla belirli  $s_0$  değerleri kullanılarak Şekil 3 ve Şekil 4 te verilen kütle ve mezon-çiftlenim sabitinin  $M^2$  ye bağlılığı çizildi.

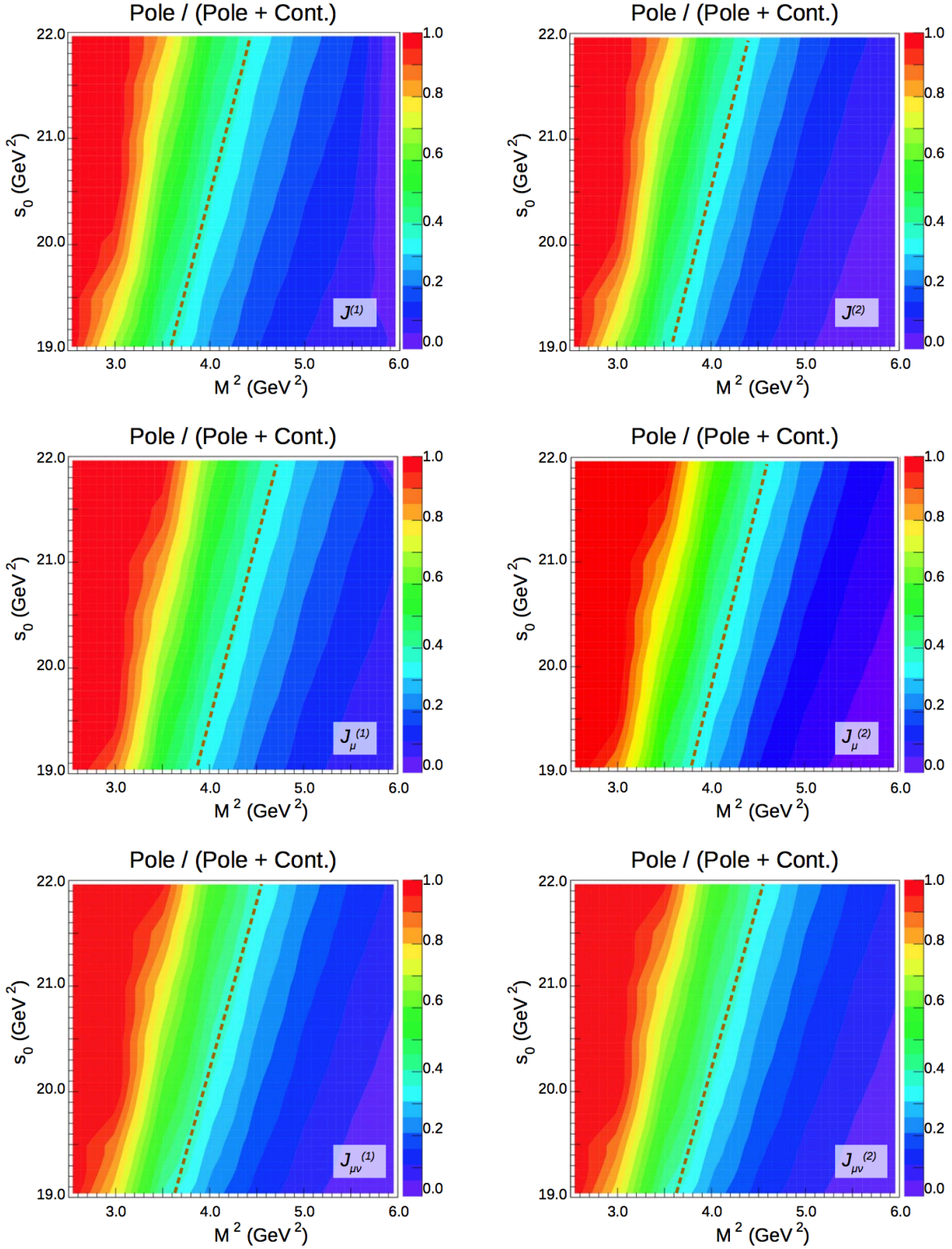
Grafiklerden de görüldüğü gibi belirlenen çalışma bölgelerinde  $s_0$  ve  $M^2$  ye olan bağlılık ihmal edilebilir sınırlar içerisinde. Son olarak kütle ve mezon-çiftlenim sabiti için elde edilen KRDTK nın belirlenen çalışma bölgeleri dikkate alınarak yapılan nümerik analiz sonuçları Tablo 4 ve Tablo 5 de detaylı olarak verildi ve literatürde var olan diğer çalışmalar ve deneysel verilerle karşılaştırıldı.

Tablo 4. Bu çalışmada elde edilen kütle değerleri ve literatür ile karşılaştırılması.

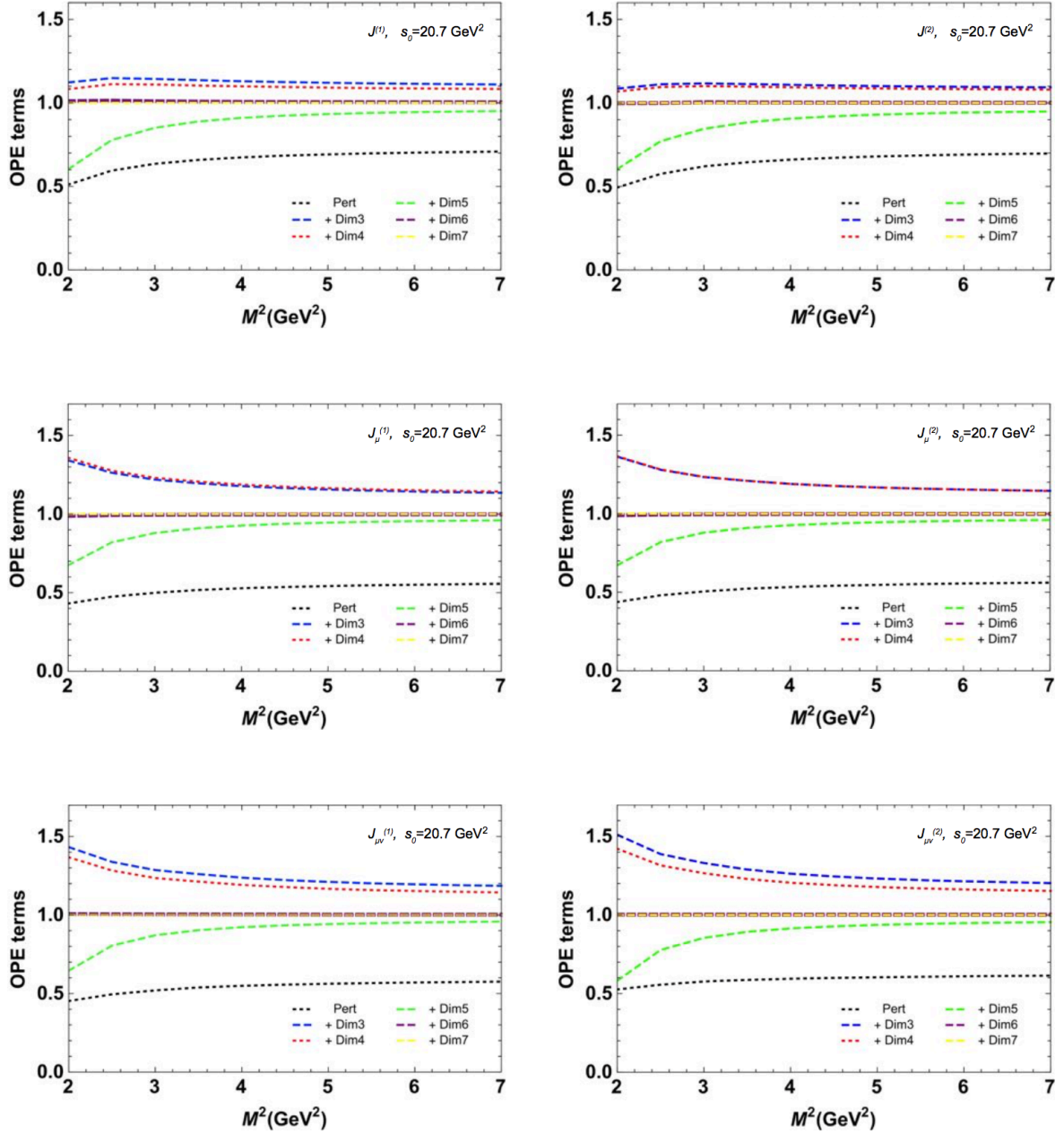
Current	$m_X(\text{GeV})$ (Dag ve Turkan, 2017a,b)	$m_X(\text{GeV})$ Literatür
$J^{(1)}(0^{++})$	$4.146 \pm 0.141$	$4.14 \pm 0.09$ (Nielsen vd., 2009) $4.12 \pm 0.13$ (Torres vd., 2016) $4.13 \pm 0.10$ (Zhang ve Huang, 2010a,b) $4.48 \pm 0.17$ (Wang vd., 2009) $4.43 \pm 0.16$ (Wang, 2009) $4.14 \pm 0.08$ (Wang, 2014)
$J_\mu^{(1)}(1^{++})$	$4.136 \pm 0.131$	
$J_{\mu\nu}^{(1)}(2^{++})$	$4.138 \pm 0.130$	$4.12 \pm 0.12$ (Torres vd., 2016)
$J^{(2)}(0^{++})$	$4.141 \pm 0.142$	$3.98 \pm 0.08$ (Wang vd., 2016)
$J_\mu^{(2)}(1^{++})$	$4.138 \pm 0.130$	$3.95 \pm 0.09$ (Wang, 2016) $4.07 \pm 0.10$ (Chen vd., 2011) $4.183 \pm 0.115$ (Agaev vd., 2017a)
$J_{\mu\nu}^{(2)}(2^{++})$	$4.162 \pm 0.125$	$4.13 \pm 0.08$ (Wang vd., 2016)

Tablo 5. Bu çalışmada elde edilen mezon-çiftlenim sabiti değerleri ve literatür ile karşılaştırılması.

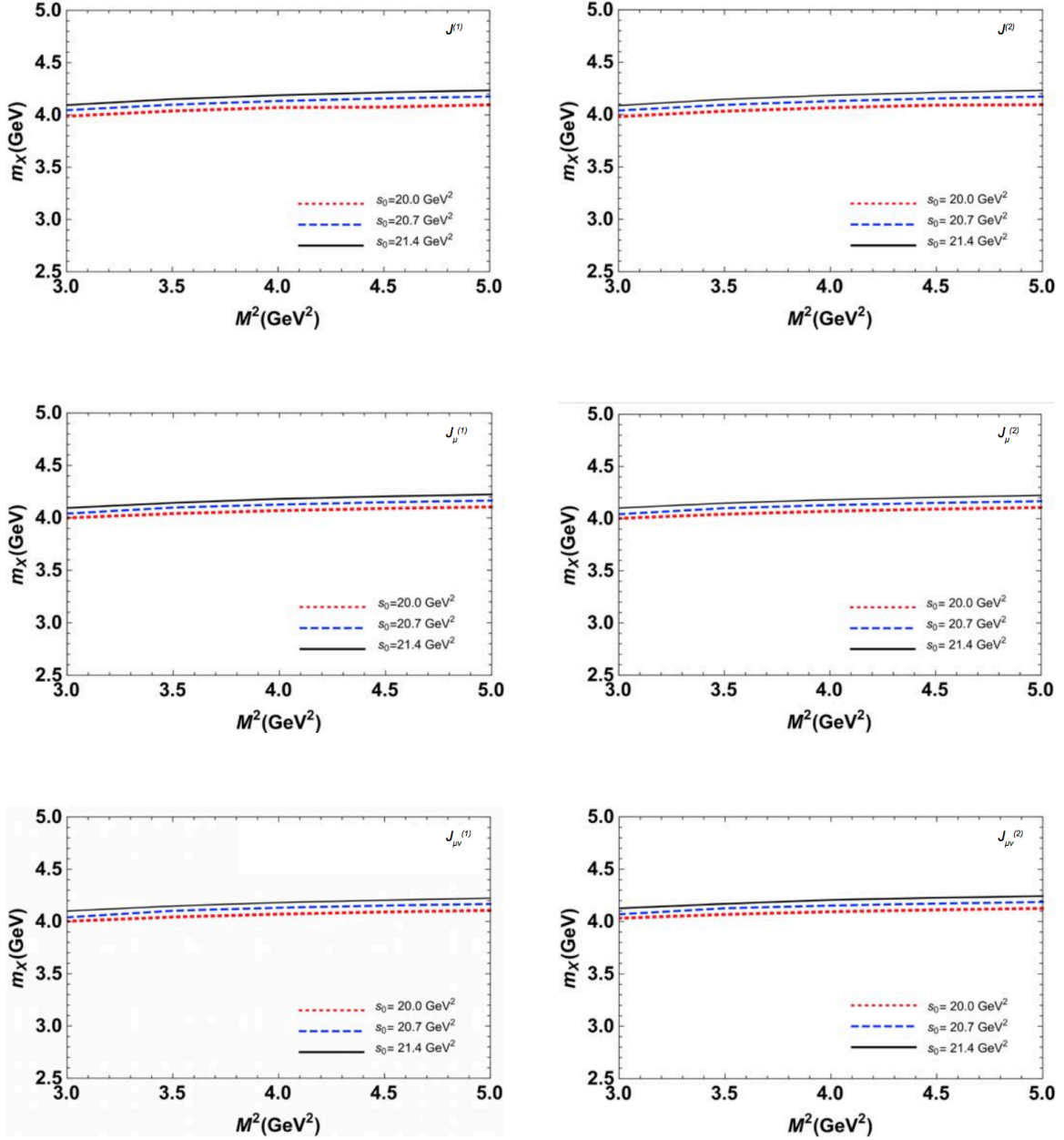
Current	$\lambda_X$ ( $\times 10^{-2} \text{GeV}^5$ ) (Dag ve Turkan, 2017a,b)	$\lambda_X$ ( $\times 10^{-2} \text{GeV}^5$ ) Literatür
$J^{(1)}(0^{++})$	$3.889 \pm 0.951$	$4.20 \pm 0.96$ (Nielsen vd., 2009) $3.85 \pm 0.96$ (Torres vd., 2016) $6.2 \pm 1.1$ (Wang vd., 2009) $5.75 \pm 0.90$ (Wang, 2014)
$J_\mu^{(1)}(1^{++})$	$2.221 \pm 0.503$	
$J_{\mu\nu}^{(1)}(2^{++})$	$4.199 \pm 0.948$	$4.34 \pm 0.60$ (Wang, 2014) $4.96 \pm 1.24$ (Torres vd., 2016)
$J^{(2)}(0^{++})$	$4.510 \pm 1.099$	$4.8 \pm 0.8$ (Wang vd., 2016)
$J_\mu^{(2)}(1^{++})$	$2.556 \pm 0.578$	$0.94 \pm 0.16$ (Agaev vd., 2017a)
$J_{\mu\nu}^{(2)}(2^{++})$	$4.775 \pm 1.085$	$5.75 \pm 0.90$ (Wang vd., 2016)



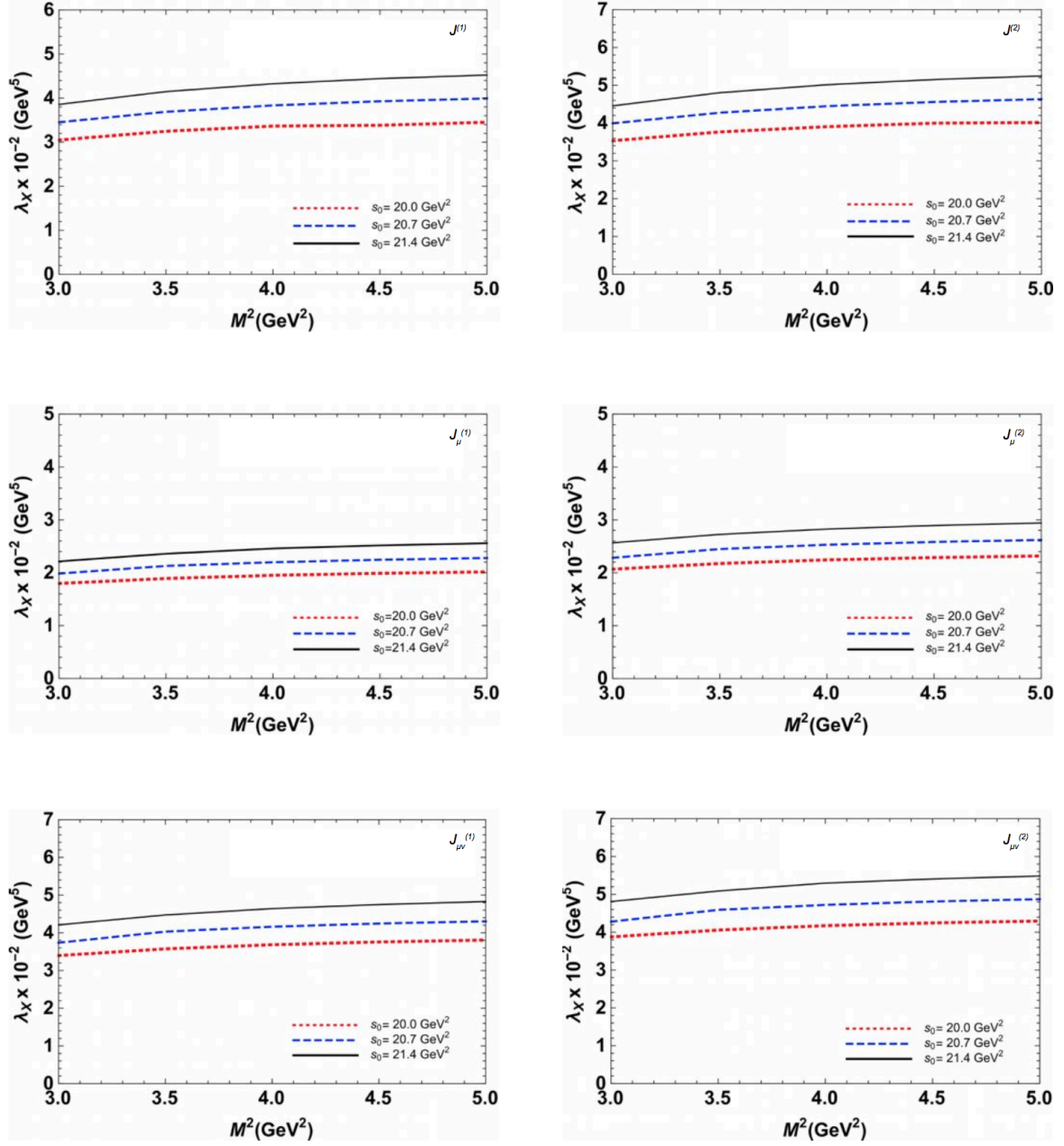
Şekil 1. Toplam kuralları için kutup baskınlığının incelenmesi. Birincil kutup katkısının kutup artı sürekliliğe oranı  $s_0$  ve  $M^2$  düzleminde çizdirilmiştir. Skaler, aksiyal vektör ve tensör molekül akımları için grafikler sol panelde, skaler, aksiyal vektör ve tensör ikiquark-antiikiquark akımları için grafikler sağ panelde verilmiştir.



Şekil 2. Toplam kuralları için OPE yakınsaklığının incelenmesi. Belirtilen terime kadar olan terimlerin toplam katkılarının ilişkilendirici fonksiyonuna oranının  $M^2$  bağımlılığı çizdirilmiştir. Skaler, aksiyal vektör ve tensör molekül akımları için grafikler sol panelde, skaler, aksiyal vektör ve tensör ikikuark-antiikikuark akımları için grafikler sağ panelde verilmiştir.



Şekil 3. İlgili akım ile etkileşen temel durum mezonunun kütlesinin  $M^2$  bağımlılığının, seçili  $s_0$  değerleri için incelenmesi. Skaler, aksiyal vektör ve tensör molekül akımları için grafikler sol panelde, skaler, aksiyal vektör ve tensör ikikuark-antiikukuark akımları için grafikler sağ panelde verilmiştir.



Şekil 4. İlgili akım ile etkileşen temel durum mezonunun çiftlenim sabitlerinin  $M^2$  bağımlılığının, seçili  $s_0$  değerleri için incelenmesi. Skaler, aksiyal vektör ve tensör molekül akımları için grafikler sol panelde, skaler, aksiyal vektör ve tensör ikikuark-antikikuarak akımları için grafikler sağ panelde verilmiştir.





Çalışmanın bu kısmında

- LHCb tarafından gözlemlenen aksiyal vektör  $X(4140)$  durumunun kütlesi deney sonuçları ile uyumlu olarak tahmin edilmiştir.
- Aksiyal vektör  $X(4140)$  ile aynı kütleye sahip skalar ve tensör durumların da var olabileceği gösterilmiştir. Bu sonuçlar literatürde öne sürülen  $X(3872)$  partnerleri benzeri henüz gözlemlenememiş  $X(4140)$  partnerleri olabileceği gibi (Hidalgo-Duque vd., 2014), sadece Belle tarafından gözlemlenmiş  $X(4160)$  (Pakhlov vd., 2008; Wang E. vd., 2018) durumu da olabilirler.

### 3. Gizli Cazibe ve Garip Kuarklar İçeren Egzotik Uyarılmış Durumların Araştırılması

Projenin bu kısmında İP6'da önerdiğimiz X(4274) ve benzeri egzotik durumlar için KRD toplam kuralları kullanılarak yapılan kütle ve mezon çiftlenim sahibi hesapları ve elde edilen sonuçlar tartışılmıştır. Gizli cazibe ve garip kuarklar içeren temel durumlar ( $\bar{c}c\bar{s}s$ ), 2. bölümde çalışılan X(4140) ve eşleridir. Çalışmamızda X(4140) ve eşleri temel durum hadronları olarak düşünülmüş ve bu durumların birincil uyarılmış durumları çalışılmış, ve bu uyarılmış durumların X(4274) olabilmesi araştırılmıştır. Bu kısımda X, temel durum hadronunu (X(4140)), X' ise birincil uyarılmış durum hadronunu (X(4274)) göstermektedir.

#### 3.1 Toplam Kurallarının Uyarılmış Egzotik Durumlara Uyarlanması

KRD toplam kuralları genelde temel durum hadronlarının özelliklerinin hesaplanması için kullanılmaktadır. Uyarılmış durumlara uygulanabilmeleri için 2. bölümde elde edilen toplam kuralları, ilişkilendirici fonksiyonlarındaki "X+X'" katkılarının süreklilikten izole edilmeleri gerekmektedir. Bu kısımdaki toplam kuralları hesaplamalarda, kaynaklar (Agaev vd., 2017b; Aliev ve Bilmis, 2016; Wang, 2011)'da uygulanan yöntemler kullanılarak uyarılmış durumlar çalışılmışlardır.

Uyarılmış durumları tanımlamak için de denklemler 4-9'de verilen akımlar kullanılarak, denklemler 1-3'de verilen ilişkilendirici fonksiyonları, hem fenomenolojik olarak (hadronik ya da fiziksel tarafı), hem de OPE kullanılarak (KRD tarafı) hesaplanmalıdır. Bu kısımdaki ilişkilendirici fonksiyonlarının hesapları "temel durum + uyarılmış durum" ları süreklilikten izole etmek için değiştirilmiştir. Fiziksel kısım, uyarılmış durumları da içine alacak şekilde genişletildiğinde

$$\begin{aligned} \Pi^{(a)\text{Phys}}(q) &= \frac{\langle 0|J^{(a)}|X(q)\rangle\langle X(q)|J^{(a)\dagger}|0\rangle}{m_X^2 - q^2} \\ &+ \frac{\langle 0|J^{(a)}|X'(q)\rangle\langle X'(q)|J^{(a)\dagger}|0\rangle}{m_{X'}^2 - q^2} \\ &+ \dots, \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu\nu}^{(a)\text{Phys}}(q) &= \frac{\langle 0|J_{\mu}^{(a)}|X(q)\rangle\langle X(q)|J_{\nu}^{(a)\dagger}|0\rangle}{m_X^2 - q^2} \\ &+ \frac{\langle 0|J_{\mu}^{(a)}|X'(q)\rangle\langle X'(q)|J_{\nu}^{(a)\dagger}|0\rangle}{m_{X'}^2 - q^2} \\ &+ \dots ,\end{aligned}\quad (37)$$

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{(a)\text{Phys}}(q) &= \frac{\langle 0|J_{\mu\nu}^{(a)}|X(q)\rangle\langle X(q)|J_{\alpha\beta}^{(a)\dagger}|0\rangle}{m_X^2 - q^2} \\ &+ \frac{\langle 0|J_{\mu\nu}^{(a)}|X'(q)\rangle\langle X'(q)|J_{\alpha\beta}^{(a)\dagger}|0\rangle}{m_{X'}^2 - q^2} \\ &+ \dots ,\end{aligned}\quad (38)$$

şeklini alır. Burada  $m_X(m_{X'})$  ilgili mezonun kütlesini ifade etmektedir. Sürekli noktalar ise süreklilik katkısını belirtmektedir ve modifiye edilmiş süreklilik eşiği  $s'_0$  ile parametrize edilirler. Matris elemanları ise

$$\langle 0|J^{(a)}|X'(q)\rangle = \lambda_0'^{(a)}, \quad (39)$$

$$\langle 0|J_{\mu}^{(a)}|X'(q)\rangle = \lambda_1'^{(a)}\varepsilon_{\mu}, \quad (40)$$

$$\langle 0|J_{\mu\nu}^{(a)}|X'(q)\rangle = \lambda_2'^{(a)}\varepsilon_{\mu\nu}, \quad (41)$$

şeklinde tanımlanırlar. Üst indisler 0, 1, 2 seçili akım ile etkileşen temel durumların spin değerlerini ifade eder.  $\varepsilon_{\mu}$  ve  $\varepsilon_{\mu\nu}$  ise polarizasyon vektör ve tensörleridir. Matris elemanlarının tanımları yerlerine koyulduğunda ve Borel dönüşümü yapıldığında, fiziksel kısımdaki seçilen Lorentz yapılarının katsayıları

$$\begin{aligned}\Pi^{(a)\text{Phys}}(q) &= \lambda_0^{(a)2} e^{-m_X^2/M^2} + \lambda_0'^{(a)2} e^{-m_{X'}^2/M^2} \\ &+ \dots ,\end{aligned}\quad (42)$$

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu\nu}^{(a)\text{Phys}}(q) &= \left( \lambda_1^{(a)2} e^{-m_X^2/M^2} + \lambda_1'^{(a)2} e^{-m_{X'}^2/M^2} \right) g_{\mu\nu} \\ &+ \text{diğer y.} + \dots ,\end{aligned}\quad (43)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{(a)\text{Phys}}(q) &= \left( \lambda_2^{(a)2} e^{-m_X^2/M^2} + \lambda_2'^{(a)2} e^{-m_{X'}^2/M^2} \right) \\ &\times \left\{ \frac{1}{2} (g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} + g_{\mu\beta} g_{\nu\alpha}) \right\} \\ &+ \text{diğer y.} + \dots, \end{aligned} \quad (44)$$

şeklinde yazılır. Burada  $M^2$ , Borel parametresidir. Denklemler (42 - 44)'da sadece ilgili Lorentz yapıları gösterilmiştir.  $g_{\mu\nu}$  ve  $\frac{1}{2}(g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} + g_{\mu\beta} g_{\nu\alpha})$  Lorentz yapılarının seçilmesi sayesinde farklı spinlerdeki parçacıkların, seçili akımlar ile etkileşmesini içeren katkılar ayıklanmıştır.

İlişkilendirici fonksiyonlarının uyarılmış durumlarını da içerecek şekilde hesaplanmasının OPE kısmında, bölüm 2'de anlatılan adımlar uygulanır. Elde edilen spektral yoğunluk ifadeleri Ek A'da verilen ile aynıdır. Bunun sebebi, hesaplamaların OPE kısmında hadronik yapılardan bağımsız olarak tüm sürekliliğin KRDLagranjyen'inden yola çıkarak hesaplanmasıdır. Ancak yine de süreklilikten "X+X'" katkısını ayırmak için kuark hadron duallığı

$$\rho^{\text{cont}}(s) = \rho^{\text{OPE}} \Theta(s - s'_0). \quad (45)$$

şeklinde yeniden düzenlenmiştir.  $s'_0$  değeri temel + 1. uyarılmış durumu içine alacak şekilde seçilerek bu katkılar süreklilikten izole edilmektedir. Bu değişiklikten sonra bölüm 2'de anlatılan adımlar uygulanarak X' durumları için toplam kuralları

$$\begin{aligned} \lambda_J'^{(a)2} e^{-m_{X'}^2/M^2} &= \int_{(2m_s+2m_c)^2}^{s'_0} ds \rho_J^{(a)\text{OPE}}(s) e^{-s/M^2} \\ &- \lambda_J^{(a)2} e^{-m_X^2/M^2}, \end{aligned} \quad (46)$$

$$m_{X'}^2 = \frac{\int_{(2m_s+2m_c)^2}^{s'_0} ds s \rho_J^{(a)\text{OPE}}(s) e^{-s/M^2} - m_X^2 \lambda^{(a)2} e^{-m_X^2/M^2}}{\int_{(2m_s+2m_c)^2}^{s'_0} ds \rho_J^{(a)\text{OPE}}(s) e^{-s/M^2} - \lambda_J^{(a)2} e^{-m_X^2/M^2}}, \quad (47)$$

şeklinde bulunmuştur.

### 3.2 Nümerik Analiz ve Sonuçlar

Yapılan nümerik çalışmalarda kullanılan fiziksel parametrelerin değerleri Tablo 2'de verilmişlerdir. Ayrıca bu hesapta kullanılan temel durumlar için kütle ve çiftlenim sabiti değerleri bölüm 2'de elde edilen sonuçlardan (Tablolar 4 ve 5) alınmıştır.

Uyarılmış durumlar için elde edilen toplam kuralları  $M^2$  ve  $s'_0$ 'a bağlıdır. Toplam kurallarının

güvenilir sonuçlar verebilmesi için, kutup baskınlığı ve OPE yakınsaklığı şartlarının sağlanması gerekmektedir.  $X'$  uyarılmış durumunu da süreklilikten ayırmak için  $s'_0 = 22.6 \text{ GeV}^2$ , süreklilik eşiğinin üst değeri olarak seçilmiştir. Süreklilik eşiğinin alt değeri ise bölüm 2'de yapılan kutup baskınlığı analizi  $s'_0$  için tekrar edilerek  $M^2$  in lineer fonksiyonu olarak ifade edilmiştir. Toplam kurallarının güvenilir sonuçlar verdiği  $s'_0 - M^2$  aralıkları Tablo 6'de listelenmiştir.

Tablo 6.  $X'$  toplam kurallarının güvenilir olduğu  $M^2$  ve  $s'_0$  aralıkları.

Current	$M_{\min}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	$M_{\max}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	$22.6 \geq s_0 \geq$ (GeV <sup>2</sup> )
$J^{(1)}(0^{++})$	4.0	4.5	$3.75M^2 + 5.88$
$J_{\mu}^{(1)}(1^{++})$	4.3	4.8	$3.66M^2 + 5.10$
$J_{\mu\nu}^{(1)}(2^{++})$	4.3	4.8	$3.53M^2 + 5.76$
$J^{(2)}(0^{++})$	3.9	4.4	$3.85M^2 + 5.65$
$J_{\mu}^{(2)}(1^{++})$	4.2	4.7	$3.75M^2 + 5.13$
$J_{\mu\nu}^{(2)}(2^{++})$	4.1	4.6	$3.33M^2 + 7.27$

Yapılan nümerik analiz sonucunda elde edilen  $X'$  kütle değerleri ( $m_{X'}$ ) ve meson çiftlenim sabiti değerleri ( $\lambda_{X'}$ ), Tablo 7'da verilmiştir. Elde edilen sonuçları karşılaştıracak başka teorik sonuç bulunmamaktadır.

Tablo 7. KR D toplam kuralları kullanılarak elde edilen  $X'$  kütle değerleri ( $m_{X'}$ ) ve meson çiftlenim sabiti değerleri ( $\lambda_{X'}$ )(Dag ve Turkan, 2017c).

Current	$m_{X'}(\text{GeV})$	$\lambda_{X'} (\text{GeV}^5 \times 10^{-2})$
$J^{(1)}(0^{++})$	$4.22 \pm 0.11$	$5.3 \pm 0.9$
$J_{\mu}^{(1)}(1^{++})$	$4.48 \pm 0.41$	$1.6 \pm 0.9$
$J_{\mu\nu}^{(1)}(2^{++})$	$4.21 \pm 0.11$	$5.6 \pm 0.1$
$J^{(2)}(0^{++})$	$4.22 \pm 0.12$	$5.9 \pm 1.0$
$J_{\mu}^{(2)}(1^{++})$	$4.30 \pm 0.23$	$2.2 \pm 0.9$
$J_{\mu\nu}^{(2)}(2^{++})$	$4.23 \pm 0.10$	$6.2 \pm 1.1$

Elde ettiğimiz sonuçlara göre:

- Skalar ve tensör akımlar, ister moleküler isterse de dikuark-antidikuark yapısında olsunlar, birincil uyarılmış durum olarak kütlesi  $D_s^* \bar{D}_s^*$  eşik kütlesi ile aynı olan ( $m_{D_s^* \bar{D}_s^*} = 4.22 \text{ GeV}$ ) yapılarına bağlanmaktadır. Bu sebep ile X(4274) olarak tanımlanamazlar. Ancak uyarılmış durumun kütlesi, eşik kütlesine eşit olduğundan, X(4140)'ın skalar ve

tensor eşlerinin molekül yapısında olabilecekleri ve uyarılmış durumlarının çok gevşek bağlanmış  $D_s^* \bar{D}_s^*$  olabileceği söylenebilir.

- Aksiyal vektör dikuark-antidikuark akımı ile elde edilen uyarılmış durum kütlesi  $m_{X'} = 4.30 \pm 0.23$  GeV olarak bulunmuştur. Bu sonuç LHCb tarafından ölçülen X(4274) ile uyum göstermektedir. Bu durumda hem X(4140)'ın dikuark-antidikuark yapısında olduğu, hem de X(4274)'ün X(4140)'ın uyarılmış durumu olabileceği söylenebilir.
- Aksiyel vektör molekül akımı ile elde edilen uyarılmış durumun kütlesi  $m_{X'} = 4.48 \pm 0.41$  GeV olarak hesaplanmıştır. Dolayısı ile bu durum X(4274) ya da eşleniği olarak tanımlanamaz. Uyarılmış durumun kütlesinin  $D_s^* \bar{D}_s^*$  eşliğini aşması, ve LHCb tarafından X(4140) ve X(4274) ile aynı bozunumda gözlemlenen X(4500)'e çok yakın olması ilgi çekicidir. Ancak X(4500) mezonu, LHCb tarafından skalar olarak tanımlandığından, tensor uyarılmış durum X(4500) olarak da tanımlanamamaktadır.

Sonuç olarak, LHCb tarafından  $J^{PC} = 1^{++}$  olarak tanımlanan X(4140) temel durumun uyarılmış hali X(4274) olabileceği, ya da X(4274)'ün X(4140)'ın uyarılmış durumlarından katkılar da içerebileceği toplam kuralları kullanılarak gösterilmiştir. Elde ettiğimiz sonuçlara göre toplam kuralları kullanılarak yapılan X(4274) çalışmalarında, mezonu ilgili akım ile etkileşen temel durum olarak tanımlamak uygun değildir.

#### 4. X(4140) Egzotik Mezonunun Termal Özelliklerinin İncelenmesi

Bu bölümde  $X(4140)$ 'ın kütle ve bozunum sabitinin sıcaklığa bağlılığı iki nokta KRDTK kullanılarak hesaplandı. Hadronların kütle, bozunum sabiti, genişliği ve güçlü etkileşim sabiti gibi temel parametrelerinin sonlu sıcaklıkta incelenmesi hadron fiziğindeki önemli araştırma alanlarından birisidir. Bu incelemeler bize sadece ağır iyon çarpışma deneylerinde ortaya çıkan sıcak ve yoğun KRD maddesinin daha iyi analiz etmemizin yanısıra KRD nin perturbatif ve perturbatif olmayan doğası hakkında oldukça işe yarar bilgiler elde etmemizi sağlar. Bu motivasyon ile kütle ve bozunum sabitinin KRDTK ile elde edilmesi için

$$\Pi_{\mu\nu}(q, T) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} Tr \{ \rho \mathcal{T} [J_\mu(x) J_\nu^\dagger(0)] \}, \quad (48)$$

ile verilen iki nokta korelasyon fonksiyonu hesaplandı. Denk. 48 de  $J_\mu(x)$ ,  $X(4140)$  için ara kesit akımıdır ve ikikuark-antiikikuark yapısı için  $J^{PC} = 1^{++}$  kuantum sayısı olmak üzere Denk. 8 de verildiği gibi kullanıldı,  $\rho = e^{-\beta H} / Tr e^{-\beta H}$  ile verilen KRD nin termal yoğunluğu,  $H$  KRD Hamiltonyeni,  $T = 1/\beta$  sıcaklık ve  $\mathcal{T}$  zaman sıralama operatörüdür. Korelasyon fonksiyonunun KRD kısmı hesaplanırken OPE de 4 boyuta kadar olan operatörlerin katkısı gözönüne alındı. KRDTK kullanılarak yapılan hesaplamalar bize OPE gösteriminde seçilen yapıların perturbatif ve perturbatif olmayan katkıları birbirinden ayırmamızı sağlar

$$\Pi^{KRD}(q, T) = \Pi^{pert}(q, T) + \Pi^{non-pert}(q, T). \quad (49)$$

tüm bu katkıların spektral gösterimi aşağıdaki şekilde yazılır

$$\Pi^{KRD}(q^2, T) = \int ds \frac{\rho^{KRD}(s, T)}{s - q^2}, \quad (50)$$

burada  $\rho^{KRD}$  spektral yoğunluk olarak tanımlanır ve korelasyon fonksiyonunun imajiner kısmı ile verilir

$$\rho(s, T) = \frac{1}{\pi} Im[\Pi^{KRD}(s, T)]. \quad (51)$$

KRDTK nın elde edilebilmesi için spektral yoğunluk ifadesinin hesaplanması gerekir. Bu amaçla ara kesit akımları Denk. 48 ile verilen korelasyon fonksiyonunda yerine yazıldı ve

Wick's teoremi uygulandı. Sonuç olarak korelasyon fonksiyonu kuark propagatörleri cinsinden

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^{\text{KRD}}(q, T) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} & \left\{ \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_5 S_c^{ii'}(x) \gamma_5 \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_\mu S_s^{jj'}(x) \gamma_\nu \right] \right. \\ & - \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_5 S_c^{ii'}(x) \gamma_\nu \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_\mu S_s^{jj'}(x) \gamma_5 \right] \\ & - \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_\mu S_c^{ii'}(x) \gamma_5 \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_5 S_s^{jj'}(x) \gamma_\nu \right] \\ & \left. + \text{Tr} \left[ S_s^{i'i}(-x) \gamma_\mu S_c^{ii'}(x) \gamma_\nu \right] \text{Tr} \left[ S_c^{j'j}(-x) \gamma_5 S_s^{jj'}(x) \gamma_5 \right] \right\}, \quad (52) \end{aligned}$$

olarak elde edildi. Burada  $\tilde{S}_{s(c)}^{ij}(x) = C S_{s(c)}^{ijT}(x) C$ , ve  $S_s^{ij}(x)$ ,  $S_c^{ij}(x)$  sırasıyla  $s$  ve  $c$  kuarklarının tam propagatörleridir. Hesaplamalara devam etmek için farklı kütle boyutlarına sahip operatörler cinsinden  $x$  uzayında yazılmış hafif ve ağır kuark propagatörleri ifadelerini bilmemiz gerekir. Hesaplamalarda  $s$  kuark için propagatör için

$$\begin{aligned} S_s^{ij}(x) = & i \frac{\not{x}}{2\pi^2 x^4} \delta_{ij} - \frac{m_s}{4\pi^2 x^2} \delta_{ij} - \frac{\langle \bar{s}s \rangle}{12} \delta_{ij} - \frac{x^2}{192} m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle \left[ 1 - i \frac{m_s}{6} \not{x} \right] \delta_{ij} \\ & + \frac{i}{3} \left[ \not{x} \left( \frac{m_s}{16} \langle \bar{s}s \rangle - \frac{1}{12} \langle u \Theta^f u \rangle \right) + \frac{1}{3} \left( u \cdot x \not{u} \langle u \Theta^f u \rangle \right) \right] \delta_{ij} \\ & - \frac{i g_s \lambda_A^{ij}}{32\pi^2 x^2} G_{\mu\nu}^A \left( \not{x} \sigma^{\mu\nu} + \sigma^{\mu\nu} \not{x} \right) - i \frac{x^2}{7776} \not{x} g_s^2 \langle \bar{s}s \rangle^2 \delta_{ij}, \quad (53) \end{aligned}$$

ve  $c$  kuark için ise

$$\begin{aligned} S_c^{ij}(x) = & i \int \frac{d^4k e^{-ik \cdot x}}{(2\pi)^4} \left( \frac{\not{k} + m_c}{k^2 - m_c^2} \delta_{ij} - \frac{g_s G_{ij}^{\alpha\beta}}{4} \frac{\sigma^{\alpha\beta} (\not{k} + m_c) + (\not{k} + m_c) \sigma^{\alpha\beta}}{(k^2 - m_c^2)^2} \right. \\ & \left. + \frac{g_s^2 m_c}{12} \frac{k^2 + m_c \not{k}}{(k^2 - m_c^2)^4} G^2 \delta_{ij} + \dots \right), \quad (54) \end{aligned}$$

propagatör ifadeleri kullanıldı (Azizi ve Kaya, 2016; Azizi vd., 2015). Denklemler 53 ve 54 de verilen  $\langle \bar{s}s \rangle$  sıcaklığa bağlı  $s$  kuark kondensatı,  $G_{\mu\nu}^A$  sıcaklığa bağlı gluon alanı,  $\Theta_{\mu\nu}^f$  enerji momentum tensörünün fermiyonik kısmı,  $\lambda_A^{ij}$  ise standart Gell-Mann matrisidir. Görüldüğü gibi termal KRDTK analizi yapılırken vakum kondensatlarının beklenen değerleri sıcaklığa bağlı kondensatlar ile yer değiştirir (daha fazla detay için kaynaklara bakılabilir (Mallik, 1998a,b; Weldon, 1982)). Ayrıca ortamın dörtlü hız vektörü  $u^\mu$  termal durgun referans sistemi seçimi sebebiyle kırılan Lorentz invaryanlığı sağlamak için tanımlandı. Isı banyosunun durgun sisteminde, ortamın dörtlü hız vektörü  $u^2 = 1$  ve  $p \cdot u = p_0$  olan  $u^\mu = (1, 0, 0, 0)$  olarak kullanıldı. Fiziksel nicelikler için korelasyon fonksiyonunun KRD kısmı, yukarıda verilen kuark propagatörleri korelasyon fonksiyonunda yerine yazılarak ve uzun hesaplamalar sonucunda aşağıda verildiği gibi elde edildi



$$\Pi_{\mu\nu}^{\text{KRD}}(q, T) = \Gamma^1(-g_{\mu\nu}) + \Gamma^2 p_\mu p_\nu, \quad (55)$$

burada  $\Gamma^{1(2)}$  Lorentz yapılarına ait katsayılarıdır. Biz hesaplamalarımızda Lorentz yapısı olarak  $\sim g_{\mu\nu}$  katsayısını kullandık. Korelasyon fonksiyonunun hadronik kısmının hesaplanabilmesi için incelenen parçacık ile aynı kuantum sayısına sahip tam setlerin korelasyon fonksiyonundaki ara kesit akımlarının arasına yerleştirilip  $x$  üzerinden integral alınması gerekir. Bunun ile ilgili detaylı hesaplama  $X(4140)$  parçacığı için korelasyon fonksiyonunun hadronik kısmı başlığı altında verildi. Sonuç olarak hadronik kısım

$$\Pi_{\mu\nu}^{\text{Had}}(q, T) = \frac{\lambda^2}{m_X^2 - q^2} g_{\mu\nu} + \text{diğer katsayılar}, \quad (56)$$

şeklinde elde edildi. Son olarak korelasyon fonksiyonunun hem hadronik kısmının hem de KRD kısmının Boreli alınarak aynı Lorentz yapılarına ait katsayılar birbirine eşitlendi ve KRDTK aşağıda verildiği gibi elde edildi

$$\lambda_X^2 e^{-m_X^2/M^2} = \int_{\Lambda}^{s_0(T)} ds \rho^{\text{KRD}}(s) e^{-s/M^2}. \quad (57)$$

burada  $\Lambda = (2m_s + 2m_c)^2$ ,  $s_0(T)$  sıcaklığa bağlı süreklilik eşiği, ve  $\rho^{\text{KRD}}$  spektral yoğunluktur ve açık ifadeleri Ek A'da verildi. Ayrıca hesaplamalarda enerji momentum tensörünün gluonik kısmı,  $\Theta_{\lambda\sigma}^g$ , ile orantılı olan iki-gluon kondensatı için

$$\begin{aligned} \langle Tr^c G_{\alpha\beta} G_{\mu\nu} \rangle &= \frac{1}{24} (g_{\alpha\mu} g_{\beta\nu} - g_{\alpha\nu} g_{\beta\mu}) \langle G_{\lambda\sigma}^a G^{a\lambda\sigma} \rangle + \frac{1}{6} \left[ g_{\alpha\mu} g_{\beta\nu} - g_{\alpha\nu} g_{\beta\mu} - 2(u_\alpha u_\mu g_{\beta\nu} \right. \\ &\quad \left. - u_\alpha u_\nu g_{\beta\mu} - u_\beta u_\mu g_{\alpha\nu} + u_\beta u_\nu g_{\alpha\mu} \right] \langle u^\lambda \Theta_{\lambda\sigma}^g u^\sigma \rangle. \end{aligned} \quad (58)$$

ifadesi kullanıldı. Kütle ve bozunum sabitinin nümerik analizi için Tablo 8 de verilen giriş parametreleri kullanıldı.

Tablo 8. Hesaplamalarda kullanılan giriş parametreleri

Parametreler	Değerler
$m_c$	$(1.275 \pm 0.025)$ GeV
$m_s$	$(95 \pm 5)$ MeV
$\langle 0   \bar{u}u   0 \rangle = \langle 0   \bar{d}d   0 \rangle$	$(-0.24 \pm 0.01)^3$ GeV <sup>3</sup>
$\langle 0   \bar{s}s   0 \rangle$	$0.8 \langle \bar{q}q \rangle$
$\langle 0   \frac{1}{\pi} \alpha_s G^2   0 \rangle$	$(0.012 \pm 0.004)$ GeV <sup>4</sup>
$m_0^2$	$(0.8 \pm 0.1)$ GeV <sup>2</sup>
$p_0$	$4.14$ GeV

Kuark kondensatı için (Ayala vd., 2011; Bazavov vd., 2009; Cheng vd., 2010) da verilen ve örgü KRD ve KRD toplam kuralları sonuçları ile yeniden tanımlanan aşağıdaki ifade kullanıldı

$$\langle \bar{q}q \rangle = \frac{\langle 0|\bar{q}q|0 \rangle}{1 + e^{18.10042(1.84692[\frac{1}{GeV^2}]T^2 + 4.99216[\frac{1}{GeV}]T - 1)}}, \quad (59)$$

burada  $\langle 0|\bar{q}q|0 \rangle$  vakum hafif kuark kondensatıdır ve bu fonksiyon  $T_c = 197 \text{ MeV}$  kritik sıcaklık değerinde geçerlidir. Enerji yoğunluğunun gluonik ve fermiyonik kısımları için (Cheng vd., 2008) de verilen örgü KRD grafiklerinden elde edilen aşağıdaki fit fonksiyonu kullanıldı.

$$\langle \Theta_{00}^g \rangle = \langle \Theta_{00}^f \rangle = T^4 e^{(113.867[\frac{1}{GeV^2}]T^2 - 12.190[\frac{1}{GeV}]T) - 10.141[\frac{1}{GeV}]T^5}. \quad (60)$$

yukarıdaki eşitlik  $T \geq 130 \text{ MeV}$  için geçerlidir. Sıcaklığa bağlı gluon kondensatı KRD toplam kuralları öngörülürü ve (Ayala vd., 2012) de verilen örgü KRD verileri kullanılarak elde edilen

$$\langle G^2 \rangle = \langle 0|G^2|0 \rangle \left[ 1 - 1.65 \left( \frac{T}{T_c} \right)^{8.735} + 0.04967 \left( \frac{T}{T_c} \right)^{0.7211} \right], \quad (61)$$

ifadesi kullanıldı. Burada  $\langle 0|G^2|0 \rangle$  gluon kondensatının vakum ifadesidir. Sıcaklığa bağlı süreklilik eşiği için

$$s_0(T) = s_0 \left[ 1 - 0.93 \left( \frac{T}{T_c} \right)^{12} \right], \quad (62)$$

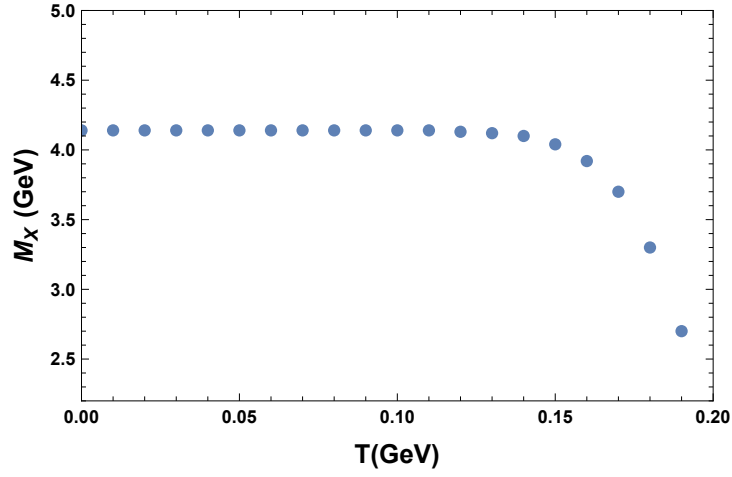
denklemleri kullanıldı.  $s_0$ ,  $T = 0$  da süreklilik eşiği değeridir.  $s_0$  ve  $M^2$ 'nin çalışma aralıkları Tablo 3 de verildiği gibi kullanıldı. Tüm yukarıda verilen giriş parametreleri ve sıcaklığa bağlı kondensat ve süreklilik eşiği değerleri kullanılarak yapılan nümerik analizde  $X(4140)$ 'ın vakum kütle ve bozunum sabiti değerleri

$$m_{X(4140)} = 4.14 \pm 0.13(\text{GeV}), \quad (63)$$

$$\lambda_{X(4140)} = 2.9 \pm 0.7(\text{GeV}^5 \times 10^{-2}) \quad (64)$$

olarak elde edildi. Kütle ve bozunum sabitinin sıcaklığa bağlılığının incelenmesi için sabit  $s_0$  ve  $M^2$  değeri için kütle ve bozunum sabitinin sıcaklığa bağımlılığı Şekil 5'de çizdirildi. Şek-

ilde kütleinin değeriinin 0.13 GeV'ye kadar değışmediği ve vakum kütle değeri ile aynı olduğu gözlemlenmiştir. 0.13 GeV'den sonra kütle değeri azalmaktadır. Bu durum X(4140) hadronu için de yüksek sıcaklıklarda Quark Gluon Plazmasına faz geçişı olarak yorumlanabilir. Bu sonuç, literatürde X(3872) için elde edilen sonuucca benzerlik göstermektedir(Veliev vd., 2009). Çiftlenim sabiti içinde sonlu sıcaklık çalışması tamamlanmak üzeredir.



Şekil 5. X(4140) için kütleinin sıcaklığa bağlı değeri.

## 5. $X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi$ Geçişi için Güçlü Çiftlenim Sabitinin ( $g_{XJ/\Psi\phi}$ ) ve Bozunum Genişliğinin Hesaplanması

Bu bölümde, İP3 kapsamında yapılan  $X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi$  geçişi için  $g_{XJ/\Psi\phi}$  güçlü etkileşim sabitinin ve bozunum genişliğinin üç nokta korelasyon fonksiyonu kullanılarak KRK toplam kuralları ile hesaplama çalışmaları özetlenmiştir.

### 5.1 KRK Toplam Kurallarının $X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi$ Geçişine Uygulanması

KRK toplam kuralları kullanılarak  $g_{XJ/\Psi\phi}$  güçlü etkileşim sabitinin elde edilmesi için başlangıç noktası üç nokta korelasyon fonksiyonudur, ve

$$\Pi_{\mu\nu}(p, p', q) = \int d^4x \int d^4y e^{ip' \cdot x} e^{iq \cdot y} \langle 0 | \mathcal{T} \left[ J_\mu^{J/\Psi}(x) J_\nu^\phi(y) J^{\dagger X(4140)}(0) \right] | 0 \rangle, \quad (65)$$

şeklinde yazılır. Burada  $p, p = p' + q$  ve  $q$  sırasıyla  $X(4140)$ ,  $J/\Psi$  ve  $\phi$  parçacıklarının momentumları,  $J(x)$  ise parçacık ile aynı kuantum sayısına sahip arakesit akımıdır.  $X(4140)$  parçacığı için arakesit akımı  $J^{PC} = 0^{++}$  kuantum sayısı için mezon-molekül ve tetraquark durumları dikkate alınarak ikinci kısımda da kullanılan (denklemler 4 ve 7) olarak seçilmişlerdir. Skalar akımlar

$$J(x) = \bar{s}^a(x) \gamma_\mu c^a(x) \bar{c}^b(x) \gamma^\mu s^b(x), \quad (66)$$

ve

$$J(x) = \varepsilon^{ijk} \varepsilon^{imn} (s^j(x) C \gamma_\mu c^k(x) \bar{s}^m(x) \gamma^\mu C \bar{c}^n(x)), \quad (67)$$

$J/\Psi$  ve  $\phi$  için arakesit akımları ise

$$J_\mu^{J/\Psi}(x) = \bar{c}^a(x) \gamma_\mu c^a(x), \quad (68)$$

ve

$$J_{\nu}^{\phi}(x) = \bar{s}^a(x)\gamma_{\nu}s^a(x), \quad (69)$$

şeklinde dirler. Yukarıdaki eşitliklerde  $a, b, i, j, k, m, n$  renk indisleri ve  $C$  yük eşleşme matrisidir.

KRD toplam kuralları hesaplamaları için genel prosedür olarak (65) eşitliğinde verilen ilişkilendirici; hem hadron kütlesi, bozunum sabiti gibi hadronik parametreler, hem de uzun ve kısa mesafede kuark gluon etkileşimlerini ayırmamıza yarayan Operator Çarpım Açılımı (OPE) kullanılarak kuark kütlesi, kuark ve gluon kondensatları gibi KRD parametreleri cinsinden hesaplanır. Korelasyon fonksiyonunun hem kuarklar cinsinden hem de hadronlar cinsinden yazılması ile hadronlar ve KRD nicelikleri arasında bağlantı kurulabilir. Kısa mesafe, yani pertübatif etkiler pertürbasyon teorisi kullanılarak hesaplanırken, uzun mesafe yani pertübatif olmayan etkiler kuark ve gluon kondensatlarının beklenen değerleri ile ifade edilirler. Korelasyon fonksiyonunun hadronun kuark yapısı gözönüne alınarak ve OPE kullanılarak yapılan kısa mesafe hesaplamaları, korelasyon fonksiyonunun KRD veya teorik kısmı olarak adlandırılır. Diğer taraftan aynı korelator hadronların kuark yapısına girmeden hadronik özellikler ile karakterize edilen ve hadronların noktasal parçacık gibi davrandığı hadronik durumların arasına tam setler yerleştirilerek de hesaplanabilir. Bu şekilde elde edilen ilişkilendiriciye korelasyon fonksiyonunun fenomenolojik veya fiziksel kısmı denir.

Sonuç olarak KRD toplam kuralları, çok farklı bölgelerde olmalarına rağmen, iki farklı yolla hesaplanmış olan korelatörden elde edilen sonuçların dispersiyon bağıntısı ile birbirine eşitlenmesi ile fiziksel parametreleri tahmin etmektedir. Son olarak fiziksel niceliklerin nümerik analizlerine geçmeden önce süreklilik ve yüksek mertebeden gelen katkıları bastırmak için eşitliğin her iki tarafına Borel dönüşümü uygulanır.

Denklem (65) te verilen 3 nokta ilişkilendirici fonksiyonunun hesaplanmasında (1) ile verilen iki nokta ilişkilendirici fonksiyonundan farklı olarak  $p$  ve  $q$  momentumları üzerinden çifte Borel dönüşümü yapılması gerekmektedir. Egzotik durumlar için yapılan çalışmalarda bu konuda literatürde büyük fikir ayrılıkları bulunmaktadır. Bu nedenle çiftlenim sabiti ve bozunum genliği için analitik ifadelerle ulaşılmış olsa da çalışmada hedeflenen nümerik sonuçlara ulaşamamış ve bu durum son kısımda detaylı tartışılmıştır.

### 5.1.1 Korelasyon Fonksiyonunun Fiziksel Kısımı

Fiziksel kısımda üç nokta fonksiyonu arakesit akımlarının arasına akımlar ile aynı kuantum sayılarına sahip fiziksel hadronik durumların tam setleri yerleştirilerek hesaplanır. Bu durumda

korelasyon fonksiyonu

$$\Pi_{\mu\nu}^{\text{Phys}}(p, p', q) = \frac{\langle 0 | J_{\mu}^{J/\Psi} | J/\Psi(p') \rangle \langle 0 | J_{\nu}^{\phi} | \phi(q) \rangle \langle X(p) | J^X | 0 \rangle \langle J/\Psi(p') \phi(q) | X(p) \rangle + \dots \quad (70)$$

olur. Burada  $m_X$  seçili akıma çiftlenen en düşük kütleli egzotik durumun ( $X(4140)$  ya da eşlerinden biri) kütesidir, ve noktalar (...) yüksek mertebeden ve süreklilikten gelen katkıları ifade eder. Fenomenolojik kısımda hesaplanan matris elemanları

$$\begin{aligned} \langle 0 | J_{\mu}^{J/\Psi} | J/\Psi(p', \varepsilon') \rangle &= f_{J/\Psi} m_{J/\Psi} \varepsilon_{\mu}(p', \varepsilon'), \\ \langle 0 | J_{\nu}^{\phi} | \phi(q, \varepsilon) \rangle &= f_{\phi} m_{\phi} \varepsilon_{\nu}(q, \varepsilon) \\ \langle X(p) | J^X | 0 \rangle &= f_X \\ \langle J/\Psi(p', \varepsilon') \phi(q, \varepsilon) | X(p) \rangle &= g_{XJ/\Psi\phi} [(p' \cdot \varepsilon')(q \cdot \varepsilon'^*) - (p' \cdot q)(\varepsilon'^* \cdot \varepsilon)], \end{aligned} \quad (71)$$

şeklinde dir. Burada  $f_x$ ,  $m_x$  ve  $\varepsilon_{\mu}$  sırasıyla ilgili parçacığın bozunum sabiti, kütesi ve polarizasyon vektörüdür.

Eşitlik (71) ile verilen matris elemanları korelasyon fonksiyonunda yerine yazıldığında fiziksel kısım için son ifadeleri

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^{\text{Phys}}(p, p', q) &= \frac{f_{J/\Psi} f_{\phi} f_X m_{J/\Psi} m_{\phi}}{(p'^2 - m_{J/\Psi}^2)(p^2 - m_X^2)(q^2 - m_{\phi}^2)} g_{XJ/\Psi\phi}(q^2) \\ &\times (p'_{\nu} q_{\mu} - (p' \cdot q) g_{\mu\nu}) + \dots \end{aligned} \quad (72)$$

şeklinde elde edilir.

### 5.1.2 Korelasyon Fonksiyonunun KRD Kısımı

Korelasyon fonksiyonunun KRD kısmının hesaplanması için başlangıç noktası yine (65) eşitliğindeki üç nokta korelasyon fonksiyonudur. OPE gösteriminde seçilen yapıların katsayıları pertür-

batif ve non-pertürbatif olarak

$$\Pi^{KRD}(q) = \Pi^{pert}(q) + \Pi^{non-pert}(q), \quad (73)$$

şeklinde ayrılabilir. Bu katkıların spektral gösterimi,

$$\Pi^{KRD}(q^2) = \int ds \int ds' \frac{\rho^{KRD}(s, s', q^2)}{(s - q^2)(s' - q^2)} \quad (74)$$

şeklinde yazılır. Burada  $\rho^{KRD}$  spektral yoğunluktur ve korelasyon fonksiyonunun imajiner kısmı alınarak

$$\rho^{KRD} = \rho^{pert}(s) + \rho^{non-pert}(s), \quad (75)$$

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi} \text{Im}[\Pi^{pert(non-pert)}(s)]. \quad (76)$$

şeklinde bulunur. Spektral yoğunluğun hesaplanabilmesi için her bir durum için ilişkilendirici fonksiyondaki ara kesit akımlarının yerine yazılması gerekir. İlişkilendirici fonksiyonunda denklemler (66 - 69) ile verilen arakesit akımları yerine yazıldığında ve Wick teoremi uygulandığında korelasyon fonksiyonunun son hali moleküler durumlar için

$$\Pi_{\mu\nu}^{KRD}(q) = - \int d^4x \int d^4y e^{ip \cdot x} e^{iq \cdot y} \text{Tr} \left[ S_c^{bc}(-x) \gamma_\mu S_c^{ca}(x) \gamma_\beta S_s^{ad}(-y) \gamma_\nu S_s^{db}(y) \gamma_\beta \right], \quad (77)$$

ve tetraquark durumu için

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\beta}^{KRD}(q) &= (\delta_{jn}\delta_{am} - \delta_{jm}\delta_{an}) \int d^4x \int d^4y e^{ip \cdot x} e^{iq \cdot y} \\ &\times \text{Tr} \left[ \gamma_\nu \tilde{S}_s^{dj}(y) \gamma_\beta \tilde{S}_s^{md}(-y) \gamma_\nu S_c^{nc}(-x) \gamma_\mu S_c^{ca}(x) \right], \end{aligned} \quad (78)$$

şeklinde bulunmuştur.

Esitlik (78)'de  $\tilde{S}_q^{ij}(x) = C S_q^{ijT}(x) C$  olarak tanımlanmıştır. Burada  $S_s^{ij}(x)$  ve  $S_c^{ij}(x)$  sırasıyla

hafif ve ağır kuark propagatörleridir. Hafif kuark propagatoru  $S_s^{ij}(x)$ ,  $x$ -uzayında

$$\begin{aligned}
S_s^{ij}(x) &= i \frac{\not{x}}{2\pi^2 x^4} \delta_{ij} - \frac{m_s}{4\pi^2 x^2} \delta_{ij} - \frac{\langle \bar{s}s \rangle}{12} \left[ 1 - i \frac{m_s}{4} \not{x} \right] \delta_{ij} - \frac{x^2}{192} m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle \left[ 1 - i \frac{m_s}{6} \not{x} \right] \delta_{ij} \\
&- \frac{ig_s G_{ij}^{\alpha\beta}}{32\pi^2 x^2} \left( \not{x} \sigma^{\alpha\beta} + \sigma^{\alpha\beta} \not{x} \right) \delta_{ij} - i \frac{x^2 \not{x} g_s^2 \langle \bar{s}s \rangle^2}{7776} \delta_{ij} - \frac{x^4 \langle \bar{s}s \rangle \langle g_s^2 GG \rangle}{27648} + \dots, \quad (79)
\end{aligned}$$

şeklinde tanımlar. Ağır kuark propagatoru  $S_c^{ij}(x)$  ifadesi ise

$$\begin{aligned}
S_c^{ij}(x) &= i \int \frac{d^4 k e^{-ik \cdot x}}{(2\pi)^4} \left[ \frac{\not{k} + m_c}{k^2 - m_c^2} \delta_{ij} - \frac{g_s G_{ij}^{\alpha\beta}}{4} \frac{\sigma^{\alpha\beta} (\not{k} + m_c) + (\not{k} + m_c) \sigma^{\alpha\beta}}{(k^2 - m_c^2)^2} \right. \\
&\left. + \frac{g_s^2 m_c}{12} \frac{k^2 + m_c \not{k}}{(k^2 - m_c^2)^4} G_{\alpha\beta}^A G^{A\alpha\beta} \delta_{ij} + \dots \right] \quad (80)
\end{aligned}$$

şeklinindedir. Propagatör eşitliklerinde  $i, j$  renk indisleridir. Gluon alan şiddet tensörü  $G_{ij}^{\alpha\beta}$ ,

$$G_{ij}^{\alpha\beta} \equiv G_A^{\alpha\beta} t_{ij}^A, \quad A = 1, 2 \dots 8,$$

şeklinindedir ve  $\lambda^A$  standart Gell-Mann matrisleri olmak üzere  $t^A = \lambda^A/2$  dir. Gluon alan şiddet tensörü  $x = 0$  da  $G_{\alpha\beta}^A \equiv G_{\alpha\beta}^A(0)$  şeklinindedir.

Propogator ifadeleri korelasyon fonksiyonunda yerine yazıldıktan sonra  $g_{XJ/\Psi\phi}$  güçlü etkileşim sabiti için toplam kurallarının elde edilmesi amacı ile spektral yoğunluk ifadesi hesaplanmalıdır. Bu çalışmada toplam kuralları elde edilirken kuark, gluon ve karışık vakum kondestatları gözönüne alınarak 4 boyuta kadar hesap yapılmıştır. İntegralleri hesaplamak için ilk olarak  $\sim 1/(x^2)^n$  ile orantılı terimlere integral dönüşümü uygulanmış ve  $x_\mu$  terimleri  $-i\partial/\partial q_\mu$  ile değiştirilmiştir.  $x$  ve  $y$  üzerinden alınan integrallerden gelen Dirac delta fonksiyonları, momentum integrallerinden ikisini almamızı sağladı. Geriye kalan integrallerin alınabilmesi için Feynman parametrizasyonu uygulanır.

Sonuc olarak;  $D \rightarrow 4$  limitinde son düzenlemeler yapıldığında toplam kurallarının yazılabilmesi için gerekli spektral yoğunluk ifadesi elde edilmiş olur. Korelasyon fonksiyonunun hem KRD hem de fiziksel kısmına çift Borel dönüşümü uygulanıp, her iki ifade Borel çatısı altında birbirine eşitlendiğinde,  $\mathcal{B}_{p^2, q^2}^2 \Pi^{\text{Phys}}(q) = \mathcal{B}_{p^2, q^2}^2 \Pi^{\text{QCD}}(q)$ , fiziksel nicelikleri elde etmek için gerekli olan toplam kuralları elde edilmiş olur.

Tüm bu yukarıdaki prosedür takip edilerek yapılan hesaplamalardan elde edilen çiftlenim sabiti toplam kuralları



$$g_{XJ/\Psi\phi}(q^2) = \frac{-2(q^2 - m_\phi^2)}{(m_X^2 - m_{J/\Psi}^2 - q^2)(m_{J/\Psi} m_\phi f_{J/\Psi} f_\phi f_X)} e^{m_X^2/M^2} e^{m_\phi^2/M^2} \\ \times \int ds \int ds' (\rho^{\text{pert}}(s, st, q^2) + \rho^{\text{non-pert}}(s, st, q^2)) e^{-s/M^2} e^{-s'/M^2}. \quad (81)$$

şeklinde bulunmuştur.

$X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi$  geçişi için eşitlik (71) ile verilen ve güçlü etkileşim sabiti ile tanımlanan matris elemanları kullanılarak standart prosedür takip edildiğinde  $X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi$  geçişinin bozunum genişliği

$$\Gamma(X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi) = \frac{g_{XJ/\Psi\phi}^2 (m_{J/\Psi}^2 m_\phi^2 + (m_X^2 - m_{J/\Psi}^2 - m_\phi^2)^2)}{16m_X^3 (2S + 1)\pi} \\ \times \lambda(m_X, m_{J/\Psi}, m_\phi), \quad (82)$$

olarak bulunur. Burada

$$\lambda(a, b, c) = \frac{\sqrt{a^4 + b^4 + c^4 - 2(a^2b^2 + a^2c^2 + b^2c^2)}}{2a}.$$

olarak tanımlanmıştır ve S ilgili parçacığın spinini ifade etmektedir.

## 5.2 Çalışmanın bu aşamada sonlandırılmasının sebeplerinin tartışılması

Önceki bölümde değinildiği üzere projenin bu kısmında İP3 ile hedeflenen  $X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi$  bozunum genişliğinin hesaplanması hedeflenmiştir. Denklem (82) ten görüleceği üzere, bozunum genişliğinin hesaplanabilmesi için 3 nokta KRD toplam kuralları kullanılarak denklem (81) ile verilen çiftlenim sabitinin hesaplanabilmesi gerekmektedir. Bu hesapların yapılabilmesi için aşağıdaki yöntemler önerilmektedir.

### Toplam Kurallarında $\alpha_s$ Düzeltmelerinin Gerekliliği:

Bu kısımda KRD toplam kuralları mekanizmasının işleyişi konusunda uzman kabul edilen ve literatürde büyük ölçüde bu konuda çalışmalarda bulunarak KRDSR kurallarını ve uygulamalar sonucunda elde edilen sonuçları test eden D. Melikhov tarafından yapılmış (Melikhov, 2016) çalışmasındaki önerilen yöntemi irdedeceğiz.

KRD toplam kuralların egzotik mezon geçillerine uygulanmasında

$$\Gamma(p, p', q) = \int \langle 0 | T(D(0)j(x_1)j(x_2)) | 0 \rangle \exp(-ip'x_1 - iqx_2) dx_1 dx_2. \quad (83)$$

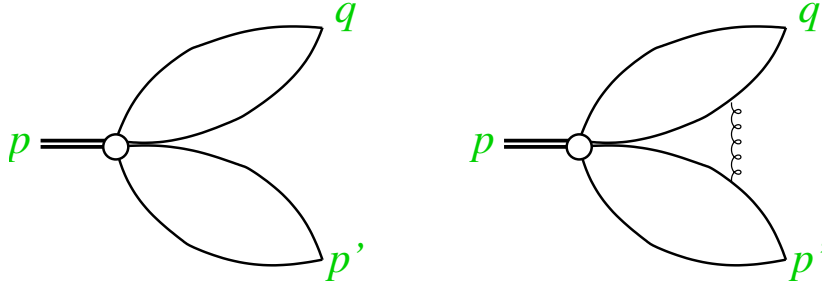
şeklinde yazılan herhangi bir üç nokta ilişkilendirici fonksiyonunun hesaplanması gerekmektedir. Bu ilişkilendirici fonksiyonunun yapısında üç-pole bulunduğundan, hadronik kısımda bu ifade

$$\Gamma_{\text{hadr}}(p, p', q) = \frac{f_X f_{M_1} f_{M_2} g_{X M_1 M_2}}{(p^2 - M_X^2)(p'^2 - M_1^2)(q^2 - M_2^2)} + \dots \quad (84)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifade OPE kullanılarak hesaplandığında

$$\Gamma_{\text{OPE}}(p^2, p'^2, q^2) = \Pi(p'^2)\Pi(q^2) + \alpha_s \Gamma_{\text{connected}}(p^2, p'^2, q^2) \quad (85)$$

halini almaktadır. Bu ifadelere karşılık gelen Feynman diyagramları Şekil 6'te verilmiştir.



Şekil 6. (a)  $p^2$  ye bağılılığı bulunmayan ve çifte Borel dönüşümü altında sıfır olan katkı (b) En düşük dereceli  $\alpha_s$  katkılarından biri, bu diyagram exotic hadronlarda bozunum genliklerine en çok katkıyı vermektedir. (Melikhov, 2016)

Yukarıdaki denklemden ve Şekil 6'ten görüleceği üzere, en düşük derecede egzotik hadron içindeki toplam momentum, X(4140) örneğinde, çarmonyum ve  $\phi$  arasında faktörize olmaktadır. Bu sebep ile ilk terimden gelecek katkı çifte Borel dönüşümü altında sıfırdır. Egzotik hadron bozunumlarında ilişkilendirici fonksiyonuna en önemli katkı  $O(\alpha_s)$ 'ten gelmektedir. Bu sebeple çalışmanın bu kısmından KRD toplam kuralları kullanarak sonuç alabilmek için ilişkilendirici fonksiyonuna  $\alpha_s$  katkılarının hesaplanması gerekmektedir.

Oysa ki literatürde bu hesap yapılmamıştır ve proje süresince yapılması da mümkün değildir. Konu ile ilgili en gerçekçi açıklama(Melikhov, 2016)'dan aldığımız aşağıdaki ifadede verilmektedir.

"Relevant for the exotic-state properties are the  $O(\alpha_s)$  corrections which are technically very difficult. This is a difficult calculation but it should be done before one may hope to get reliable predictions for the tetraquark properties. So far these corrections have been calculated only for the three-point function of the bilinear currents in two cases (i) for massless quarks and (ii) for infinitely heavy active quark and a massless spectator. For the  $O(\alpha_s)$  corrections to the three-point functions  $\Gamma$ , involving one tetraquark and two bilinear currents, no results exist in the literature. "

Yukarıdaki tartışmadan anlaşılacağı üzere egzotic mezonlar için  $\alpha_s$  katkıları, henüz hesaplanmamışlardır ve bu proje kapsamında gerçekleştirilemeyecek kadar zaman ve enerji gerektirmektedirler. Ayrıca herhangi bir bursiyerin, bu proje kapsamında bu hesaplamaları yapacak seviyeye gelmesi, ne hedeflenmiştir, ne de mümkündür. Son olarak bu hesaplama çalışması, projede yer alan tüm doktoralı araştırmacıların ve danışmanların kolaylıkla gerçekleştirebilecekleri bir çalışma değildir. Bu katkılar, içerdikleri zorluklar nedeni ile uzmanlık alanı Kuantum Alan Teorileri olan çalışma grupları ya da D. Melikhov ve ekibi tarafından da henüz hesaplanmamış ya da hesaplanamamışlardır.

Proje önerisinde böyle bir sorun ile karşılaşılacağı öngörülememiş ve herhangi bir B planı önerilmemiş olsa da aşağıda listelenen yaklaşımlar ya da metodlar incelenmişlerdir.

#### Yumuşak Mezon Yaklaşımı ile $\alpha_s$ Katkıları Olmadan Geçişlerin Genişliklerinin Çalışılması:

Literatürde  $\alpha_s$  katkılarını ihmal ederek geçiş genişlikleri "yumuşak mezon (soft meson)" yaklaşımı ile yapılmaktadır (Agaev vd., 2016; ?; Torres vd., 2016). Projenin bu aşamasında sonuç almak için bu yaklaşımın kullanılmamasına, elde edilecek sonuçlar güvenilir olmayacağı için, karar verilmiştir. Çünkü yumuşak mezon yaklaşımı ilk olarak  $\pi$  pion için ortaya atılmıştır. Bu yaklaşım son durumdaki pion kütlesi  $m_\pi = 0.14$  GeV olduğundan gerçeğe yakın ve güvenilir sonuçlar vermektedir. Oysa ki  $X(4140) \rightarrow J/\psi\phi$  bozunumunda en düşük kütleli son durum parçacığının kütlesi  $m_\phi = 1.02$  GeV dir. Bu durumda  $\frac{m_{J/\psi}}{m_\phi} \simeq 3$  olduğundan  $\phi$  mezonunun kütlesi ihmal edilebilir alınamaz.

Ayrıca yine (Melikhov, 2016)'da bu durum aşağıdaki şekilde özetlenmiştir.

"A nonzero result for the Borel transform of the disconnected zero-order contribution may be obtained by first considering the soft-pion limit  $q \rightarrow 0$ , i.e.  $p' = p$ , which gives for the disconnected contribution  $\Pi(p^2)\Pi(0)$  and then performing the Borel transform  $p^2 \rightarrow \tau$ . However,

*the decay rate obtained in this way is not really trustworthy.*

*We therefore conclude that the “fall-apart” decay mechanism of exotic hadrons differs from the decay mechanism of the ordinary hadrons and requires the appropriate treatment within QCD sum rules. The calculation of the radiative corrections is mandatory for a reliable analysis of the properties of the exotic states.”*

Her ne kadar bu yaklaşımın kullanılmamasına karar verilmiş olsa da, İP3 üzerine tartışmalar ve çalışmalar sürdürülürken, yumuşak mezon yaklaşımı kullanılarak ve farklı akımlar seçilerek (Agaev vd., 2017a)'de geçiş genişlikleri çalışılmışlardır.

#### Örgü KRD Teknikleri Kullanılarak Geçişlerin İncelenmesi:

KRD toplam kurallarının alternatifi olarak Örgü KRD metodları incelenmiştir. Ancak, Örgü KRD yöntemlerinin egzotik hadronlara uygulanmalarında problemler bulunmaktadır. Öncelikle Örgü KRD yönteminde de yine aynı ilişkilendirici fonksiyonu nümerik olarak hesaplanmalıdır ve bu durumda  $\alpha_s$  katkılarının hesaplanması gerekliliği devam etmektedir. Ayrıca Örgü KRD yöntemi ile yüksek mertebeli akımların kullanımı (egzotik hadronları tanımlayan akımlar) her zaman doğru sonuçlar vermemektedir. Örnek olarak (Padmanath vd., 2015)'de, bu proje kapsamında kullanılan aksiyel vektör akımlar kullanılarak X(4140) araştırılmış, ancak her hangi bir sonuç alınamadığından X(4140) egzotik durumunun aksiyel vektör olamayacağı sonucuna varılmıştır. Bu öngörü LHCb ve bu proje sonuçları tarafında yanlışlanmıştır.

Proje yönetisi Dr. Hüseyin Dağ, Örgü KRD yöntemi ile egzotik hadronların özelliklerinin incelenmesi ve sonuçların QCDSR ile elde edilen sonuçlar ile karşılaştırılmasını amaçlayan, Laboratoire de Physique Theorique d'Orsay, Paris'te Prof. Dr. Damir Becirevic ile beraber gerçekleştirilecek bir ziyaretçi bilim adamı programı için başvuruda bulunmuştur.

#### Etkin Modeller Kullanılarak $X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi$ Bozunum Genişliğinin Hesaplanması:

Son olarak (Hidalgo-Duque vd., 2014)'de önerilen benzeri etkin model geliştirilerek  $X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi$  geçişi için bozunum genişliğinin hesaplanabilirliği değerlendirilmiştir. Ancak yine, bu çalışmanın başlı başına ayrı bir proje olarak sürdürülmesi gerektiği ve çalışılmaya başlanması durumunda projenin diğer iş paketlerinin tamamlanamayacağı sonucuna Danışmanlar PProf. Dr. Özpınarı ve Prof. Dr. Zamiralov ile görüşülerek karar verilmiştir.

Proje yürütücüsü Dr. Hüseyin Dağ bu konudaki çalışmalarına devam etmek üzere Tübitak



tarafından verilen 2219 doktora sonrası araştırma bursuna başvurmuş ve bursa hak kazanmıştır. Bu çalışmanın detayları aşağıda verilmiştir.

"Structure of Exotic Hadrons: A Comparative Study of QCD Sum Rules and Chiral Effective Theories", Danışman: Prof. Dr. Norbert Kaiser, Technical University of Munich, Almanya.(Tübitak 2219, 1 Eylül 2018, 31 Ağustos 2019 tarihleri için, Kabul edildi.)

## 6. X(4140) ve X(4274) Egzotik Hadronunun $B^\pm \rightarrow J/\psi\Phi K^\pm$ Geçişindeki Gözlemlenebilirliğinin Simülasyon Yöntemleri ile Çalışılması

Bu kısımda İP4, İP7, İP8 ve İP9 kapsamında yapılan çalışmalar özetlenmiştir. Bu çalışmada, bozunum kanalı  $B^\pm \rightarrow J/\psi\Phi K^\pm$  için olası bir X(4140) ve ya X(4274) rezonanslarının varlıklarından açısız dağılımların nasıl değiştiğini ve bu dağılımların rezonansların kuantum numaralarıyla nasıl ilişkilendiğinin gösterilmesi amaçlanmıştır. Teorik hesaplamalarla elde edilen açısız dağılımlar, simülasyonla elde edilenlerle kıyaslanmıştır.

### 6.1 X(4140) için olası kuantum sayıları ile Helisite Açılarının Çalışılması

Bu çalışmada göz önüne alınan bozunum;  $B^+ \rightarrow X(4140)K^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  olup, çarpışma kütle merkezi 13 TeV olacak şekilde düzenlenmiş ve MC olayları bu enerji için üretilmiştir. Teorik çalışmalarda literatürde X(3872) için uygulanan yöntemler izlenmiştir (Heuser, 2008).

Helisite, parçacığın spininin momentum eksenine izdüşümüdür.

$$\lambda = s \cdot \hat{p} \quad (86)$$

Helisite operatörü, dönmeler ve ötelenmeler altında değişmezdir. Bunun bir sonucu olarak, durum vektörleri, toplam açısız momentum ve helisite veya lineer momentum ve helisite cinsinden yazılabilir (Richman, 1984).

$$|\vec{p}_a, S_a, \lambda_a \rangle = |J, M \rangle \quad (87)$$

Bu sayede, parçacıkların herhangi bir başlangıç durumundan, belli bir zaman sonra başka bir duruma geçme olasılıklarını polar koordinatlar cinsinden yazmak mümkündür.

$$A = \langle \theta, \phi, \lambda_1, \lambda_2 | U | J, M \rangle \quad (88)$$

LS coupling göz önüne alınarak, X(4140) için farklı kuantum sayıları ele alınmıştır. X(4140) rezonansının varlığında gerçekleşen  $B^\pm \rightarrow J/\psi\phi K^\pm$  bozunum zincirinde, açısız momentumun z eksenindeki korunumdan faydalanarak, parçacığın  $J^P$  kuantum numaraları hakkında fikir edinilebilir. Bu sayede,  $0^+ \rightarrow X(4140)0^+$  olduğundan, parçacığın z eksenindeki momentum bileşeni  $\lambda_z = 0$  olacaktır. Mezonlar  $J^{PC}$  kuantum numaralarıyla gösterilir ve açısız momentumu L olan bir mezonun P uzay paritesi ve C yük paritesi sırasıyla şu şekilde hesaplanır:

$$P = (-1)^L \quad (89)$$

$$C = (-1)^{L+S} \quad (90)$$

LS coupling ile daima, P'yi sağlayan minimum L değeri göz önüne alınır. Bizim durumumuzda  $J^{PC} = 0^{++}$  hipotezinden, denklem 89'i sağlayan minimum L değeri, 0'dır.

$$J_X = J_{J/\psi} \oplus J_\phi = 1 \oplus 1 = 0, 1, 2 \quad (91)$$

$$J_X = L \oplus S \quad (92)$$

Bu şekilde,  $L = 0$  iken  $S = 0$  olmak durumundadır. Bu durumdaki mezonlar, skalar mezonlardır.  $J^{PC} = 1^{++}$  için denklem 89'i sağlayan minimum değer,  $L = 0$  olup, denklem 92'in de sağlanması için,  $S = 1$  olmalıdır. Bu mezonlar ise pseudo-vektörün oluşturduğu multiplerlerden birinde yaşarlar.

Helisite açılarını da içeren bir bozunma oranı şu şekilde yazılmaktadır (Aaij vd., 2017a; Heuser, 2008):

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\Omega} = & |D_{M_X(\lambda_{J/\psi}-\lambda_\phi)}^{J_X^*}(\phi_X, \theta_X, -\phi_Y) D_{\lambda_{J/\psi}(\lambda_{\mu^+}-\lambda_{\mu^-})}^{J_{J/\psi}^*}(\phi_{J/\psi}, \theta_{J/\psi}, -\phi_{J/\psi}) \\ & \times D_{-\lambda_\phi(\lambda_{K^+}-\lambda_{K^-})}^{J_\phi^*}(\phi_\phi, \theta_\phi, -\phi_\phi) A_{\lambda_{J/\psi}\lambda_\phi} B_{\lambda_{\mu^+}\lambda_{\mu^-}} C_{\lambda_{K^+}\lambda_{K^-}}|^2 \end{aligned} \quad (93)$$

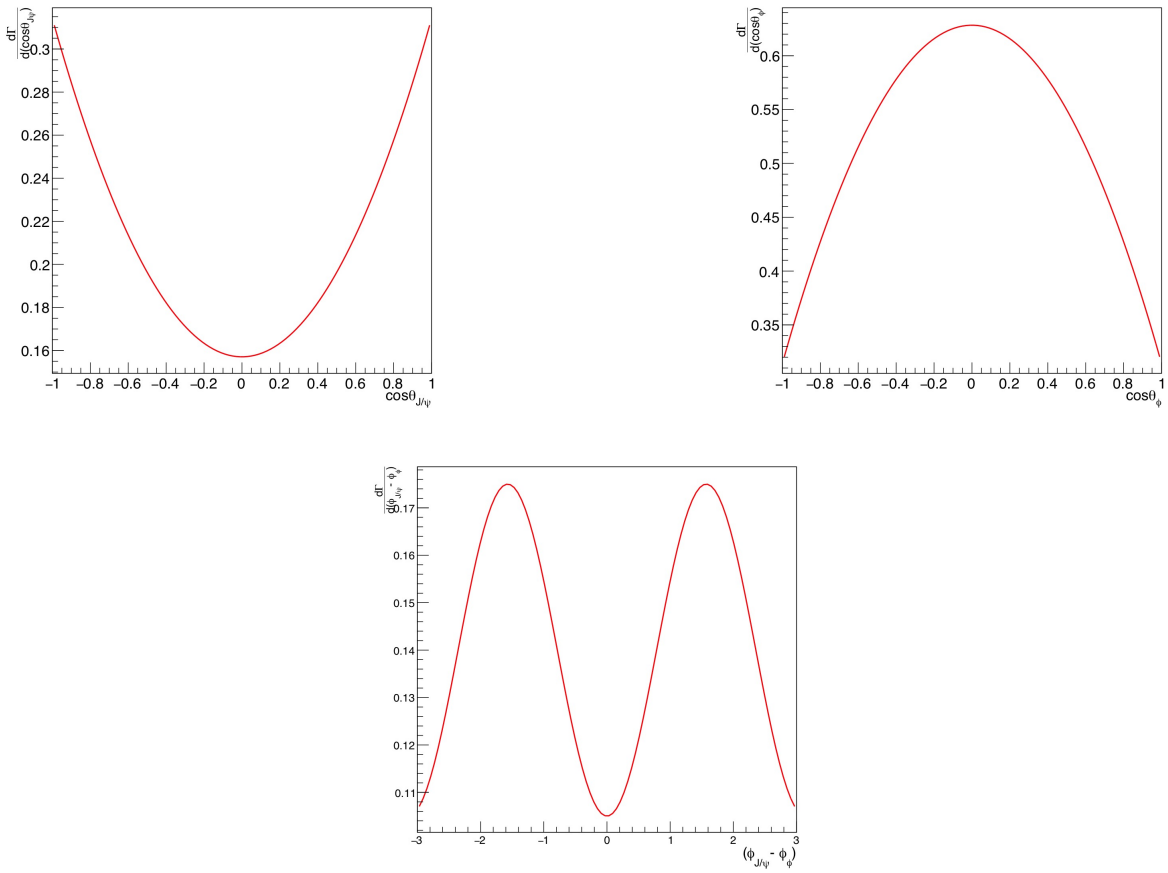
Bu şekilde,  $J^{PC} = 0^{++}$  yaklaşımı altında, her bir helisite açısı için elde edilen bozunma oranları

$$\frac{d\Gamma}{d(\cos\theta_{J/\psi})} = \frac{16}{18}\pi(1 + \cos^2\theta_{J/\psi}), \quad (94)$$

$$\frac{d\Gamma}{d(\cos\theta_\phi)} = \frac{32}{18}\pi(2 - \cos^2\theta_{J/\psi}), \quad (95)$$

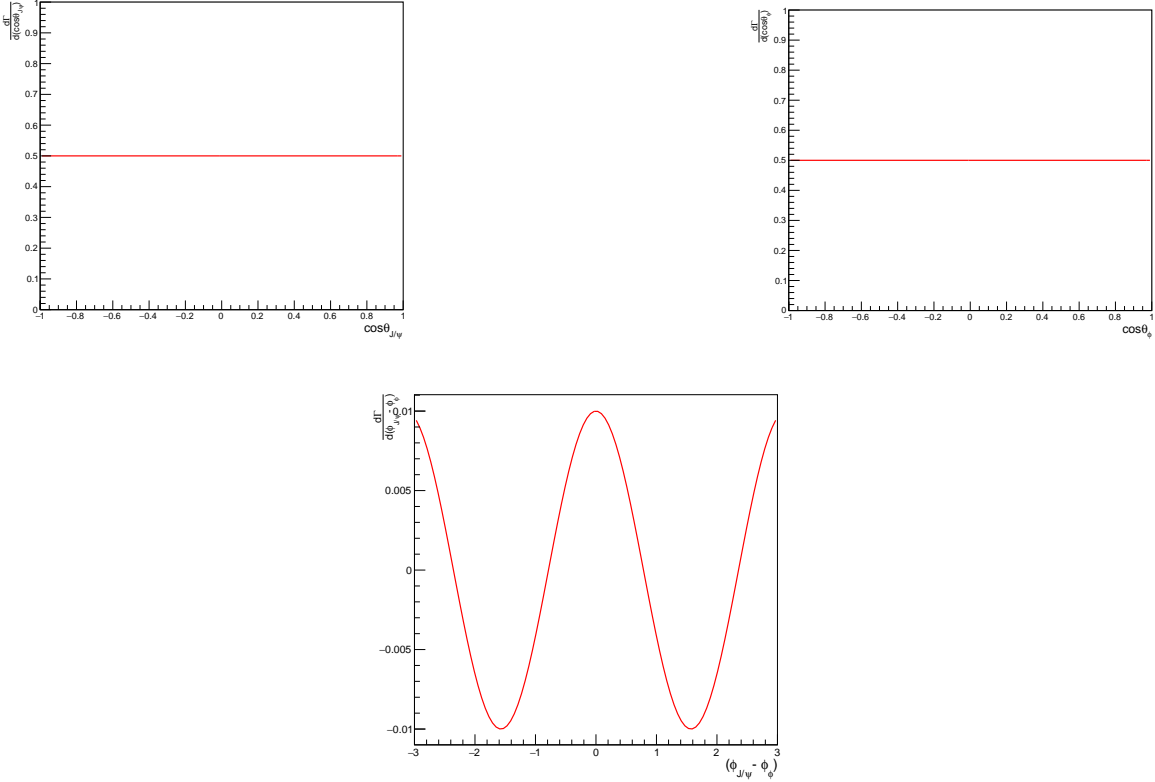
$$\frac{d\Gamma}{d(\phi_{J/\psi} - \phi_\phi)} = \frac{32}{56}(4 - \cos(2(\phi_{J/\psi} - \phi_\phi))), \quad (96)$$

şeklinde bulunmuştur.



Şekil 7. Denklem 94, 95 ve 96'den elde edilen dağılımlar sırasıyla, sol üst, sağ üst ve altta.





Şekil 8. Denklem 97, 98 ve 99'den elde edilen dağılımlar sırasıyla, sol üst, sağ üst ve altta.

Şekil 7 da,  $J^{PC} = 0^{++}$  yaklaşımıyla elde edilen matematiksel hesapların dağılımları gösterilmiştir.

Bu kısımda ayrıca,  $J^{PC} = 1^{++}$  için hesaplar tekrarlanmış ve bozunma oranları, helisite açılarının bir fonksiyonu olarak

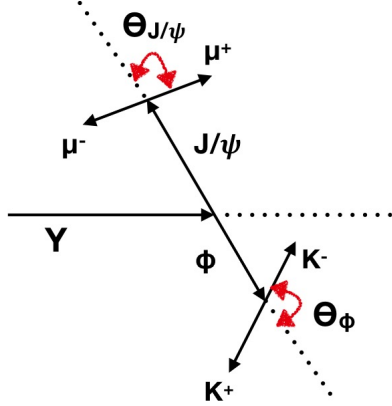
$$\frac{d\Gamma}{d(\cos\theta_{J/\psi})} = \frac{64}{9}\pi^3, \quad (97)$$

$$\frac{d\Gamma}{d(\cos\theta_\phi)} = \frac{64}{9}\pi^3, \quad (98)$$

$$\frac{d\Gamma}{d(\phi_{J/\psi} - \phi_\phi)} = \frac{16}{7}\pi(6 + \cos(2(\phi_{J/\psi} - \phi_\phi))), \quad (99)$$

bulunmuştur.

Denklem 97, 98 ve 99'deki hesapların dağılımları, şekil 8'de verilmiştir. Denklemlerden anlaşılacağı üzere,  $J/\psi$  ve  $\phi$  helisite açıları sabit olduğundan, aynı şekilde düz bir dağılım vermektedirler.



Şekil 9. Helisite açılarının tasviri. Her bir ok, annenin referans sistemindeki parçacığın momentumunu temsil etmektedir.

## 6.2 X(4140) parçacığının farklı kuantum sayılarıyla simülasyonu

### 6.2.1 Pythia Simülasyonu

X(4140) her ne kadar başlıca bir çok deneyde gözlenmiş olsa da (Aaij vd., 2017a; Chatrchyan vd., 2014), kuantum numaraları ve iç yapısına dair çalışmanın yalnızca LHCb'de gerçekleştirilmiş olduğundan diğer büyük deneylerin bu sonuçları onaylamaları gerekmektedir. LHCb araştırmalarında  $J/\psi\phi$  kütle tayfında dört yeni parçacığa rastlanmış ve X(4140)'ın varlığı da doğrulanmıştır (Aaij vd., 2017a,b).

Bu parçacık, PYTHIA8 için gerekli parçacık kitaplığında henüz bulunmamaktadır. Ancak PYTHIA8 arayüzü, X(4140) için uyumlu olabilecek başka bir parçacık tanımlamak, parçacığın üretilmesine olanak sağlamaktadır. X(4140) bozunum modları da, EvtGen paketi kullanılarak üretilmiştir. Simülasyon çalışmasında MC örnekleri, direkt ve indirekt X(4140) olayları için üretilmiş olup, iki farklı yaklaşım göz önüne alınmıştır.

- $J^{PC} = 0^{++}$  ; skalar varsayım,
- $J^{PC} = 1^{++}$  ; vektörel varsayım.

Bozunum zinciri için hazırlanan EvtGen arayüzü aşağıdaki gibidir. EvtGen içinde helisite genlikleri kullanılarak simülasyon yapılmıştır.

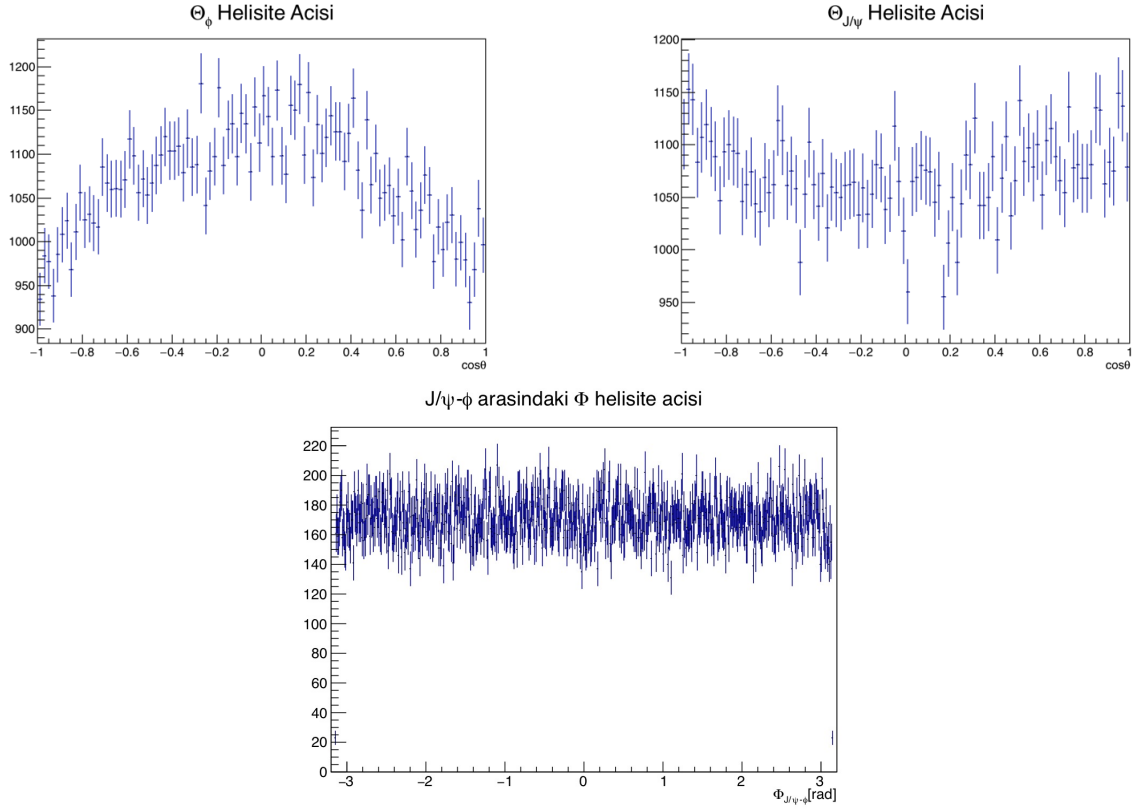
Alias MyB+ B+



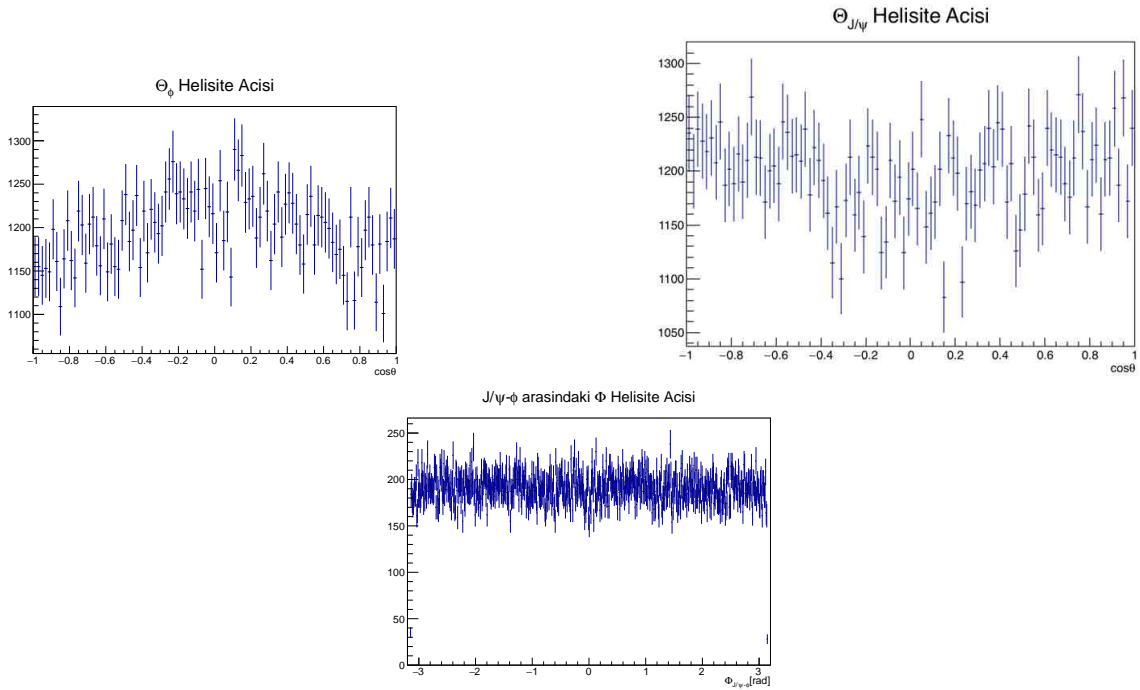
```
Alias MyB- B-
ChargeConj MyB- MyB+
Alias myY4140 chi_c0 ## chi_c0 skalar yaklaşım. chi_b1 vektörel yaklaşım.
Particle myY4140 4.140 0.092
ChangeMassMin myY4140 4.116
ChangeMassMax myY4140 5.886
ChargeConj myY4140 myY4140
#
Alias myJpsi J/psi
ChargeConj myJpsi myJpsi
#
Alias myPhi phi
ChargeConj myPhi myPhi
#
Decay MyB+
1.000 myY4140 K+ PHSP;
Enddecay
#
Decay myY4140
1.000 myJpsi myPhi SVV_HELAMP 1.0 0.0 1.0 0.0 1.0 0.0;
Enddecay
#
Decay myJpsi 1.000 mu+ mu- PHOTOS VLL;
Enddecay
#
Decay myPhi 1.000 K+ K- VSS;
Enddecay
#
End
```

Bu şekilde üretilen parçacığa ait açısız dağılımlar, skalar yaklaşım altında Şekil 10'deki dağılımları vermektedir.

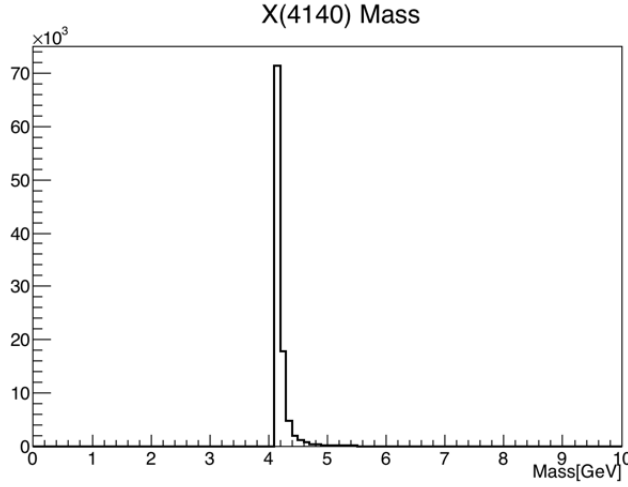
Şekil 10'deki bu dağılımlar,  $J^{PC} = 0^{++}$  yaklaşımıyla elde edilen teorik hesaplamalarla uyumluluk göstermektedir. Buna ek olarak, Şekil 11'te,  $J^{PC} = 1^{++}$  vektör durum için helisite



Şekil 10. Skalar yaklaşım için helisite açıları. Sol üst ve sağ üstteki açılar, Şekil 9'de gösterilen  $\Theta_{J/\psi}$  ve  $\Theta_\phi$  açıları olup, alttaki dağılım  $J/\psi$  ve  $\phi$  düzlemleri arasındaki açıdır.



Şekil 11. Vektör yaklaşım için helisite açıları. Şekil 9'de gösterilen  $\Theta_{J/\psi}$  ve  $\Theta_\phi$  açıları olup, alttaki dağılım  $J/\psi$  ve  $\phi$  düzlemleri arasındaki açıdır.



Şekil 12. Delphes'te üretilmiş X kütlesi

açılarına bağlı açısal dağılımlar incelenmiştir.

Bu aşamadaki dağılımların tümü, herhangi bir dedektör etkisi olmadan elde edilmiştir. Pythia ile elde edilen HepMC formatındaki çıktı kullanılarak Delphes simülasyonu yapılmış, dedektörün yapısının, açısal dağılımlara olan etkisi üzerinde de çalışılmıştır.

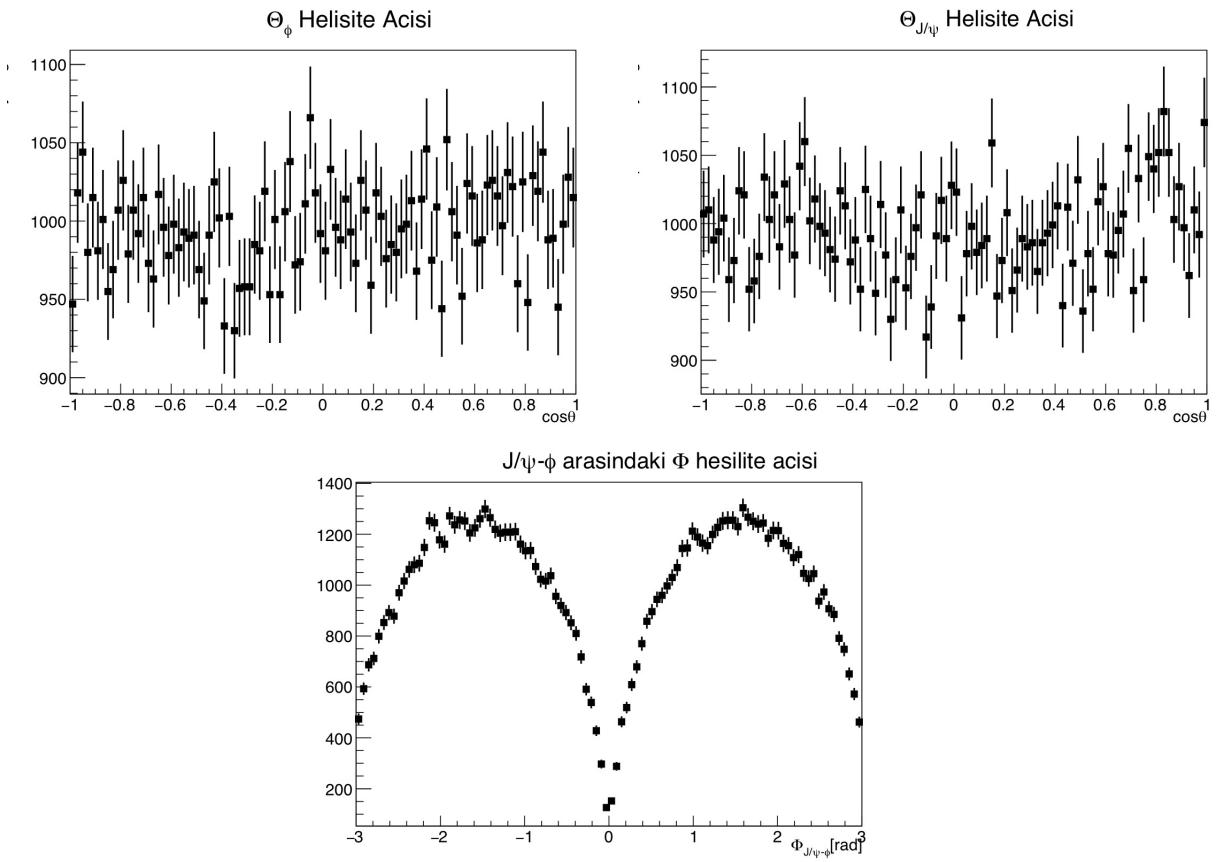
### 6.2.2 Delphes Simülasyonu:

Bu kısımda, Delphes simülasyon paketi kullanılarak,  $B^+ \rightarrow XK^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  bozunum zinciri oluşturulmuştur. Bunun için, Delphes bünyesinde bulunan CMS data kartları kullanılmıştır. Buradan elde edilen açısal dağılımlarda CMS dedektörünün etkisi göz önüne alınarak olay üretimi yapılmıştır. Simülasyonda kuantum numaraları,  $J^{PC} = 1^{++}$  ve  $J^{PC} = 0^{++}$  olduğu varsayımlar göz önüne alınmıştır. Her bir varsayım için, kütle merkezi enerjisi 13 TeV olan, 120000 tane olay üretilmiştir.

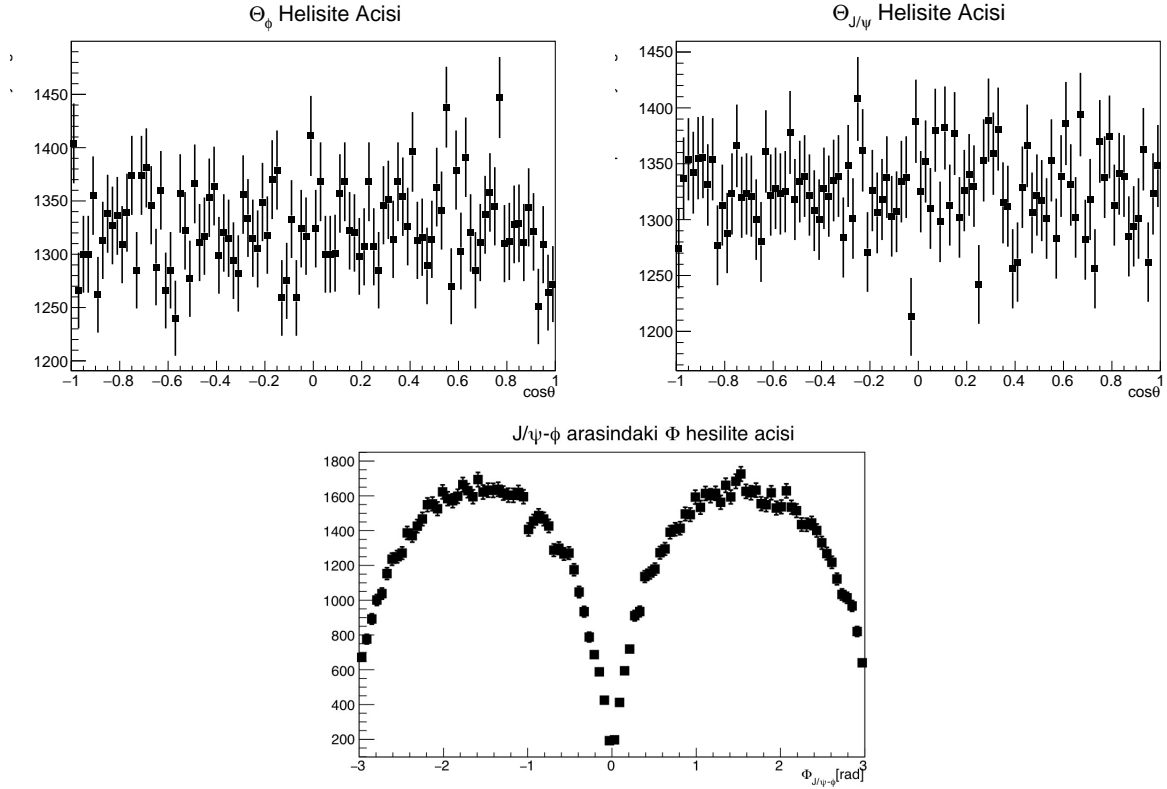
Çalışmada, direkt ve indirekt<sup>3</sup> X olayları ele alınmıştır. X(4140) oluşumu, D0 tarafından direkt olaylarda gözlenmiştir. İndirekt olayların ise  $B^+$  tan geldiği bozunum kanalı dikkate alınmıştır. Bu durumda pp çarpışmaları sonucunda oluşan B hadronunun,  $b \rightarrow c$  kuark çeşni değişimiyle X(4140)'ı oluşturduğu varsayılmaktadır. Delphes simülasyonlarıyla elde edilen dağılımlarda, CMS dedektöründeki olası ardaanlar hesaba katılmamış olup, ilgili bozunum olayları seçilmiştir. Yapılandırılan X parçacığının kütlesi, Şekil 12'de verilmiştir.

Şekil 14'den de anlaşılacağı üzere,  $1^{++}$  vektör(pseudovektör) için Delphes ile elde edilen helisite açıları, düz bir dağılım göstermektedir. Simülasyonlarda, her bir parçacığın lab referans sistemindeki bilgileri tutulmaktadır. Ancak, helisite açıları kullanarak elde ettiğimiz hesapla-

<sup>3</sup>Direkt olaylar; pp çarpışmalarından elde edilen X olayları. İndirekt olaylar; pp çarpışmalarında hadronize olan partonların oluşturduğu B hadronundan elde edilen X olayları.



Şekil 13. Skalar yaklaşımı için Delphes ile elde edilen helisite açıları. Y eksenii olay sayısına karşılık gelmektedir.



Şekil 14. Vektör yaklaşımı için Delphes ile elde edilen helisite açıları. Y eksenini olay sayısına karşılık gelmektedir.

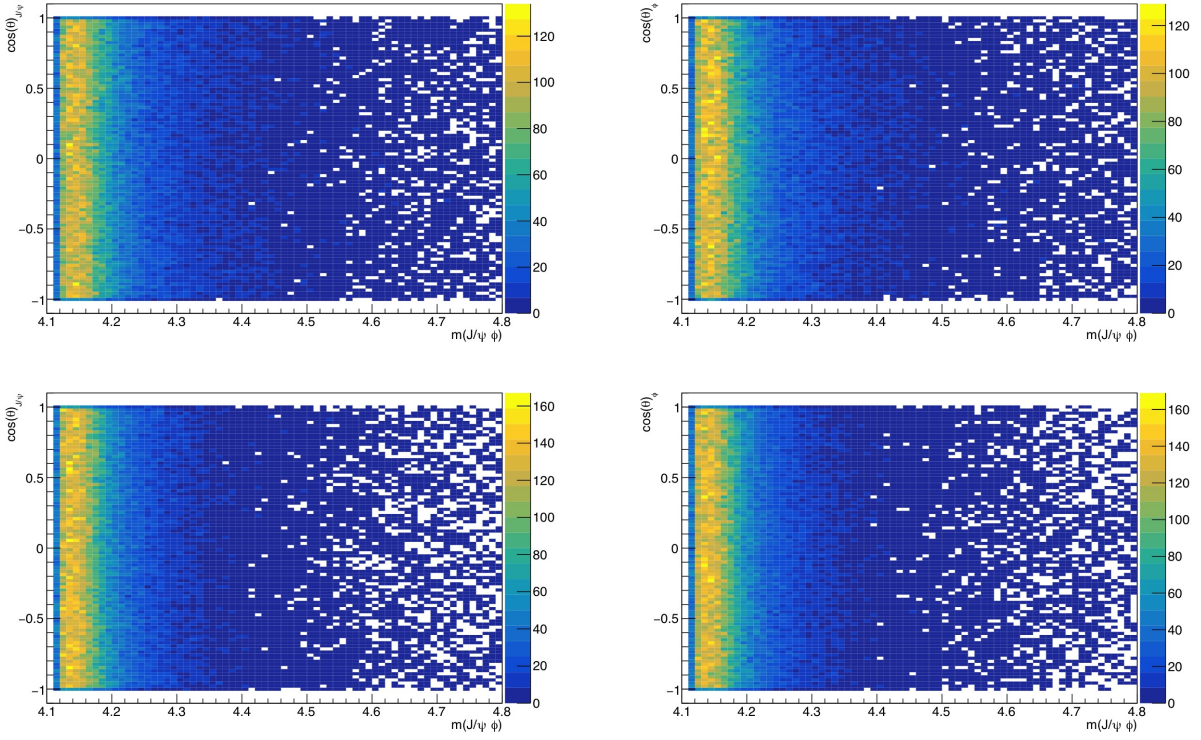
malarda parçacık, kendi referans sisteminden, anne parçacığının referans sistemine ötelenir (Aaij vd., 2013). Buna uygun olacak şekilde dağılımlar elde edilirken her bir parçacık, kendi anne parçacığının referans sisteminde düşünülerek, hesaplamalarda kullandığımız Wigner fonksiyonlarına karşılık gelecek şekilde, kendi referans sistemlerinden, anne parçacığına ötelenmişlerdir. Şekil 9'de helisite açıları, her bir ok kendi anne parçacığının referans sistemine ötelenmiş momentumları göstermektedir. Bu öteleme zincirini şu şekilde göstermemiz mümkündür:

$$P_{\mu^+}^{lab} \xrightarrow{P_B} P_X^{B,r,f'} \xrightarrow{P_{J/\psi}^{X,r,f}} P_{\mu^+}^{J/\psi,r,f}$$

$$P_{J/\psi}^{lab} \xrightarrow{P_B^{lab}} P_X^{B,r,f} \xrightarrow{P_{J/\psi}^X} P_{J/\psi}^X$$

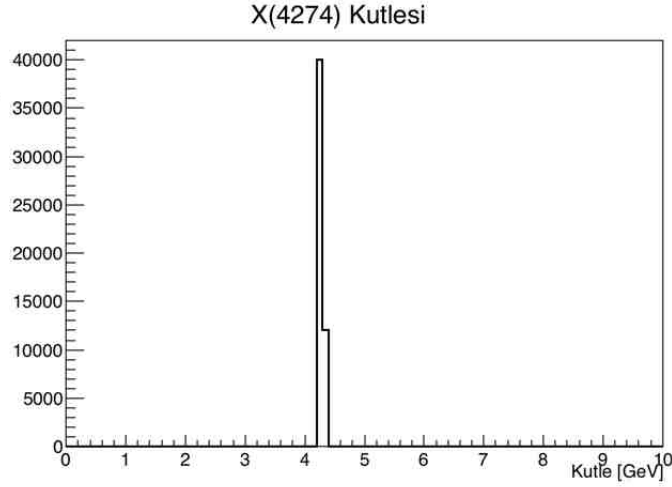
$$P_X^{lab} \xrightarrow{P_B^{lab}} P_X^{B,r,f}$$

Son olarak, skalar ve vektörel yaklaşımların her ikisinde de, rezonansın helisite açılarının, kütlelerin bir fonksiyonu cinsinden gösterildiği Şekil 15'de, X(4140) parçacığının kütlesi etrafında düzgün bir dağılım görülmektedir.



Şekil 15. Üst sağ ve sol skalar yaklaşım, alt sağ ve sol şekiller, vektörel yaklaşımı gösteren Dalitz Plotları. Sarı bölge, olay sayısının en yoğun olduğu, koyu mavi bölgeler ise, olay sayısının en az olduğu yerlerdir.





Şekil 16. X(4274) için Delphes'te üretilen kütle dağılımı

### 6.3 X(4274) Parçacığının Farklı Kuantum Sayıları Sümülasyonu

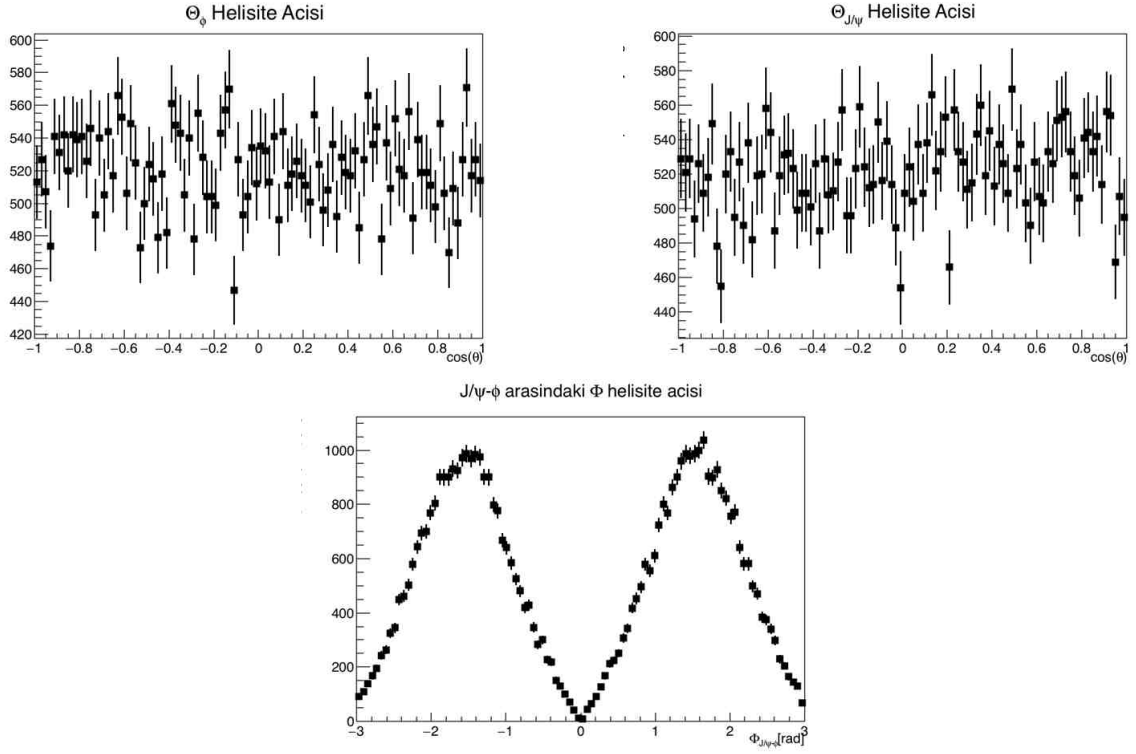
İlk olarak CDF tarafından  $3.1\sigma$  istatistiki değerle gözlemlenen X(4274) parçacığı (Aaltonen vd., 2011), daha sonra yine  $J/\psi\phi$  kütle tayfında, 4274 MeV civarında, CMS tarafından da gözlenmiştir (Chatrchyan vd., 2014). Belle ise p-p çarpışmalarında, aynı kütle tayfında  $4350.6_{-5.1}^{+4.6} \pm 0.7$  MeV'de bir pike rastlamıştır (Shen vd., 2010). Ancak aynı çalışmada Belle, X(4140)'ın varlığına rastlamamıştır. Son olarak LHCb,  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  bozunum kanalı için yapılan bir genlik analizi çalışması ile  $6.4\sigma$  seviyesinde, X(4274) için kuantum sayılarının  $J^{PC} = 1^{++}$  olabileceğini duyurmuştur (Aaij vd., 2017a).

Bu çalışmada X(4274) için  $0^{++}$  ve  $1^{++}$  yaklaşımları kullanılmış, ve  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  bozunumunun açısıl dağılımları, X(4140) için gerçekleştirilen çalışma X(4274) için tekrar edilerek incelenmiştir. Pythia ve EvtGen kullanarak oluşturulan konfigürasyon dosyaları ile 13 TeV kütle merkezi enerjisinde Monte Carlo olayları üretilmiştir. Daha sonra bu olaylar, Delphes bünyesindeki CMS data kartları kullanılarak yapılandırılmıştır. Şekil 16'de, Delphes'te yapılandırılmış X(4274) kütle dağılımı gösterilmektedir. Aynı kütle değerleri için  $0^{++}$  ve  $1^{++}$  kuantum sayılarıyla elde edilen açısıl dağılımlar sırasıyla, Şekil 17 ve 18'de verilmiştir.

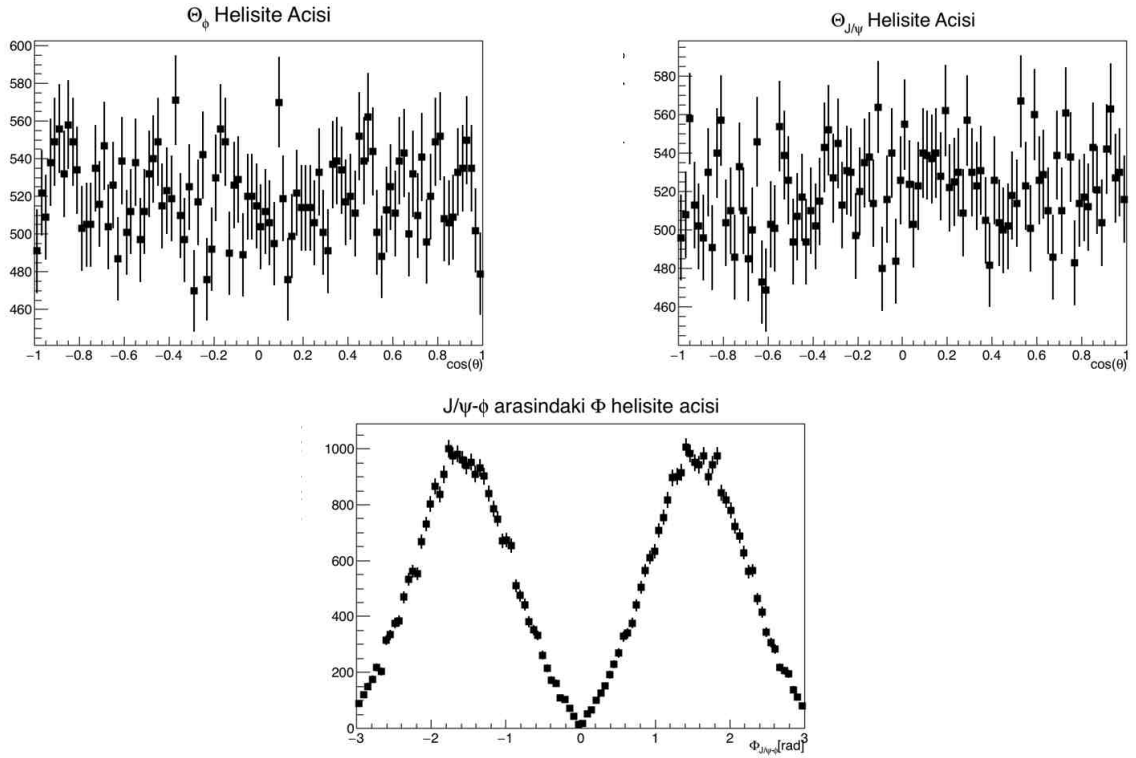
Genel olarak X(4274) için elde edilen açısıl dağılımların, X(4140) ile benzerlik gösterdiğini söylemek mümkündür. Bu bulguya destek olacak şekilde, LHCb her iki kütle değeri için de vektör yaklaşımın geçerli olabileceğini,  $7.8$  ve  $6.4\sigma$  güven seviyesi ile duyurmuştur.

### 6.4 Sonuçların Değerlendirilmesi

Bu kısımda X(4140) ve X(4274) parçacıklarının açısıl dağılımlarından yola çıkarak,  $J^{PC}$  kuantum numaraları çalışılmıştır. Çalışma, X(4140) ve X(4274) parçacıklarının açısıl dağılımlarını,



Şekil 17. Skalar yaklaşımı için Delphes ile elde edilen helisite açıları. Y eksenı olay sayısına karşılık gelmektedir.



Şekil 18. Vektörel yaklaşımı için Delphes ile elde edilen helisite açıları. Y eksenı olay sayısına karşılık gelmektedir.

Tablo 9. Analizde kullanılan olay seçim kısıtları

Değişkenler	Seçilim
kaon strip ve pixel hit	10 ve 0
kaon pT	1.7 GeV
kaon eta	[-2.4, 2.4]
muon strip ve pixel hit	3 ve 1
muon pT	3.5 GeV
muon $d_{xy}$	0.3 cm
muon $d_z$	20 cm
$J/\psi$ pT	6.9 GeV
B pT	10 GeV
$\Delta R(J/\psi, K)$	1.5
B köşe fit olasılığı	%0.3
$J/\psi$ köşe fit olasılığı	%1
B yaşam ömrü $c\tau/\sigma(c\tau)$	8
$\phi$ kütlesi	PDG $\pm 6$ MeV
$J/\psi$ kütlesi	PDG $\pm 70$ MeV

$J^{PC} = 0^{++}$  ve  $J^{PC} = 1^{++}$  varsayımları altında göstermektedir. Bu açılar teorik olarak hesaplanmış ve dağılımlar Şekil 7 ve Şekil 8'de gösterilmiştir. Teorik hesaplamalarda, kütleyle ilişkin herhangi bir parametre kullanılmadığından, açısal dağılımlarda bir farklılık beklenmemektedir.

Teorik hesaplar, simülasyon çalışmalarıyla desteklenmiştir. Çalışmada,  $\cos(\theta_{J/\psi})$ ,  $\cos(\theta_\phi)$  ve  $\Phi_{\phi-J/\psi}$  helisite açıları ele alınmıştır. Simülasyonlarda belirli bir kütle aralığı içinde düşünülen X parçacığı, 13 TeV kütle merkezi enerjisine sahip pp çarpışmalarındaki direk ve indirekt bozunum olaylarında üretilmiştir. Delphes simülasyon paketi kullanılarak CMS dedektörünün yapısına uygun olacak şekilde Monte Carlo olayları üretilmiştir. Üretilen bu olaylara, gerçek deney verileriyle de uyum sağlayacak şekilde, belli seçim kısıtları uygulanmıştır. Bu kısıtlar, Tablo 9'de açıkça belirtilmiştir. Tabloda verilen seçim değerleri CMS deneyinde egzotik mezonların gözlemlenmesinde ve özelliklerin araştırılmasında kullanılan algıç kriterlerinin belirlenmesine katkıda bulunacaktır.

X(4140) için, matematiksel hesaplamalar ve simülasyon çalışmaları ile elde edilen  $J^{PC} = 0^{++}$  skalar yaklaşım için açısal dağılımları sırasıyla Şekil 7 ve Şekil 10'de gösterilmiştir. Buna göre,  $\Theta$  helisite açılarının eğilimleri arasındaki benzerlik dikkat çekmektedir.  $J/\psi$ 'ın  $\mu^+\mu^-$ 'ya ve  $\phi$ 'ın  $K^+K^-$ 'ya bozunduğu düzlemlerin arasındaki  $\Phi$  helisite açısının, teorik hesaplarla elde edilen dağılımıyla, simülasyon sonucu elde edilen dağılımın tam olarak örtüşmediğini gözlemlemekteyiz.  $J^{PC} = 0^{++}$  ve  $J^{PC} = 1^{++}$  yaklaşımlarıyla elde edilen matematiksel sonuçların dağılımları keskin bir farklılık gösterse de, simülasyon çalışmasında aynı ayırt edici dağılımlara rastlanmamıştır.

Simülasyonlar sonucu, hem X(4140) hem de X(4274) için  $J^{PC} = 0^{++}$  ve  $J^{PC} = 1^{++}$  yaklaşımlarıyla elde edilen açısall dağılımlarda, açık bir farklılık gözlenmemiştir. Bu iki yaklaşım altında, yalnızca açısall dağılımlara bakarak kuantum sayılarıyla ilgili yüzde yüz bir sonuca varmak gerçekçi bir yaklaşım olmayacaktır.

Bu çalışmada, teorik hesaplarda, rezonansların kütlelerinin (X(4140) ve X(4274)), kütle genişliği ve olası ardalanların hesaba katılmadığı matematiksel bir yaklaşım öne sürülmüştür. Ayrıca dedektör etkisi ve 'verim', yani ölçülen ile üretilen olaylar arasındaki oran, göz önüne alınmamıştır. Bu oran, belirli seçim kriterleri(dedektör verilerine uygun olacak şekilde) göz önüne alınarak, helisite açılarının bir fonksiyonu olarak hesaplanabilir. Bu fonksiyon, üretilen olayların açısall dağılımlarının düzeltilmesinde kullanılabilir. Bu şekilde detaylı bir boyut analizi çalışmasını, gerçek dedektör verilerine bakarak LHCb, aynı  $J/\psi\phi$  kütle tayfını araştırmak için gerçekleştirmiş ve bu kütle tayfında, X(4140)'ın da içinde bulunduğu 4 farklı parçacık tanımlamıştır (Aaij vd., 2017a).

Delphes simülasyon çalışmalarında, dedektör etkisi göz önüne alınmasına rağmen, elde edilen dağılımlar, ölçülen ve üretilen olaylar arasındaki oranlar göz önüne alınmadan yapılmıştır. Bunu hesaplamak için gerçek dedektör verilerine bakılabileceği gibi, açısall dağılımları iyi bilinen bir kontrol kanalı seçerek(Choi vd., 2003), bu kanal için üretilecek MC olayları da kullanılabilir. Bu şekilde, elde edilen açısall dağılımların bir kat sayı veya fonksiyon ile düzeltilmesi mümkün olacaktır. Ayrıca, üretilen MC olaylarında, B mezununun başka bozunum kanallarından gelebilecek ardalanları<sup>4</sup> hesaba katılmamış, yalnızca  $B^+ \rightarrow K^+X \rightarrow J/\psi\phi K^+$  olayları ele alınmıştır.

Çalışmanın bu kısmından elde edilen veriler, sonuç kısmında listelenen CMS grubu toplantılarında paylaşılmıştır. Ayrıca algıç verimliliğinin ve ardalan etkilerinin de gözönünde bulundurulduğu, detaylı bir genlik analizi için çalışmalara, projenin bu kısmında elde edilen sonuçlar değerlendirilerek başlanmıştır.

---

<sup>4</sup> $K^{*1}$ 'in bir rezonans olarak B'nin bozunum zincirine etki ettiği bilinmektedir(Aaij vd., 2017a). Farklı kütlelerdeki  $K^*$  parçacıkları,  $B^+ \rightarrow K^{*+}J/\psi$ ,  $K^{*+} \rightarrow \phi K^+$  şeklinde olası ardalanlar oluşturmaktadırlar.

## 7. Sonuç

Bu projede öncelikle X(4140) mezonu ve eşleri KRD toplam kuralları kullanılarak incelenmiştir. Bu inceleme sonucunda skalar, aksiyal vektör ve tensör durumların hepsinde kütleler  $m_X \simeq 4.14 GeV$  olarak bulunmuştur. Böylelikle  $1^{++}$  X(4140) mezonunun eşlerinin olabileceği sonucuna varılmıştır. Bulduğumuz sonuçlar X(4140) için deneysel sonuçlar ile uyumludur. Öngörülen eşleri için ise literatürde veri bulunmamaktadır. Ancak bulunan sonuçlar literatürde benzer kuantum sayılarına sahip akımlar ile hesaplanan kütleler ile örtüşmektedir.

Projenin devamında, X(4140) ve eşleri için ilk kısımda hesaplanan fiziksel parametreler kullanılarak X(4274) için toplam kuralları çalışması yapılmıştır. Bu kısımda X(4274), X(4140) ve olası eşlerinin radyal uyarılmış durumları arasında araştırılmıştır. Sonuç olarak, X(4274)'ün gözlemlenen X(4140) durumunun uyarılmış durumu olabileceği gösterilmiştir. X(4140) in öngörülen eşleri ve bunların uyarılmış durumları ise ilk kez bu proje kapsamında çalışılmıştır.

Termal KRD toplam kuralları kullanılarak ayrıca X(4140) (aksiyal vektör) durumunun özelliklerinin sıcaklık ile değişimi çalışılmıştır. Beklenildiği üzere düşük sıcaklıklarda kütle değerinin sabit kaldığı gözlemlenmiştir. Daha yüksek sıcaklıklarda veri alınmasına devam edilmekte olup, tamamlandığında X(4140) için kritik sıcaklık tahmin edilebilecektir.

Son olarak KRD toplam kuralları kullanılarak İP3 kapsamında tanımlanan  $B^\pm \rightarrow J/\psi \Phi K^\pm$  geçişinin genişliğinin hesaplanmasına çalışılmıştır.  $X(4140) \rightarrow J/\Psi \phi$  geçişi için  $g_{XJ/\Psi \phi}$  güçlü etkileşim sabitinin ve bozunum genişliğinin analitik ifadelerine, skaler molekül ve skaler tetrakuark akımları için ulaşılmış, ancak çifte Borel dönüşümü nedeni ile çiftlenim sabiti sıfır olduğundan çalışma bu aşamada durdurulmuştur. Alternatif hesaplama yöntemleri ve durdurulmasının sebepleri bölüm 5.2 de detayı olarak anlatılmışlardır.

Yapılan KRD toplam kuralları çalışmalarına ek olarak skalar ve aksiyal vektör X(4140), X(4274) ve benzeri parçacıkların  $B^\pm \rightarrow J/\psi \Phi K^\pm$  geçişlerindeki varlıkları helisite açılarına bağımlı bozunum genişlikleri hesaplanarak çalışılmıştır. Ayrıca simülasyon çalışmalarında kullanılan olay üreteç ve veri analizi programları hazırlanmıştır. Hazırlanan simülasyonlar 13TeV enerjide koşturularak son durumlar üretilmiştir. Bu son durumların açılal dağılımlarının X(4140) ve X(4274) egzotik mezonlarının kuantum sayılarına bağlı olarak değişim gösterdiği gözlemlenmiştir. Elde edilen çıktılar CMS grup toplantılarında da sunulmuşlardır.

Bu proje kapsamında aşağıdaki çıktılar elde edilmişlerdir. Ayrıca bu proje kapsamında desteklenen "XHADRONS@Istanbul; International Workshop on Exotic Hadrons" isimli uluslararası çalıştay 3-5 Eylül 2015 tarihlerinde İstanbul'da düzenlenmiştir.

### Tezler:

- Özçelik, O., (2017). "CMS Deneyinde  $J/\Psi\phi$  Kütle Spektrumunda Egzotik Durumların Araştırılması", Yüksek Lisans Tezi, Mimar Sinan Güzel Sanatlar Üniversitesi, Fizik Bölümü.

### **Yayınlar:**

#### *Basılmış yayınlar:*

- Henüz basımı tamamlanmış yayın bulunmamaktadır.

#### *Hazırlanmış Yayınlar<sup>5</sup>:*

- Türkan, A. ve Dag, H., 2017. "Exploratory study of X (4140) in QCD sum rules", arXiv:1705.02587 [hep-ph], PRD Hakem aşamasında
- Dağ, H. ve Türkan A. , 2017. "Excited states in hidden charm hidden strange sector"

#### *Planlanan yayınlar:*

- Türkan, A. ve Dag, H., "Thermal properties of X(4140)", 4. Bölümde elde edilen sonuçların düzenlenmesi ile hazırlanacaktır.
- Özçelik, Ö., Yetkin, E. A., Özok, F., "X(4140) ve X(4274) bozunumlarının açısal dağılımlarının çalışılması", 5. bölümde çalışılan sonuçlar düzenlenerek hazırlanacaktır.

### **Sunumlar:**

#### *Özeti Basılmış Sunumlar:*

- Dağ, H. ve Türkan, A., 2017, "Investigating the Structure of X(4140) in QCD ", EPJ Web of Conf., **137** 06007 (2017), Proceedings, XIIth Quark Confinement and the Hadron Spectrum, (2016).
- Dağ, H. ve Türkan, A., 2017, "Investigation of the Excited States in the Hidden Charm Hidden Strange Sector", Nuclear and Particle Physics Proceedings, **NPPP1301** 1-5 (2017), Proceedings, 20th International Conference in QCD (QCD17), Montpellier, France.

#### *Özeti Basılacak Sunumlar:*

- Türkan, A. ve Dağ, H., 2017, "Analysis of X(4140) like states and their radial excitations in QCD", Proceedings of Science, XVII International Conference on Hadron Spectroscopy and Structure, Salamanca, Spain.

#### *Diğer Sunumlar:*

<sup>5</sup>Yayın aşamasındaki çalışmalar ile ilgili detaylı bilgi Ek - 2 kısmında verilmiştir.

- Yi, Kai, 2015. "Experimental Review on Exotic Mesons –focus on  $J/\psi\phi$  mass spectrum @LHC", XHADRONs at Istanbul: International Workshop on Exotic Hadrons, Istanbul.
- Özçelik, Ö., 2015. "CMS deneyinde,  $J/\psi\phi$  Kütle Spektrumunda Egzotik Rezonansların İncelenmesi", YEFIST2015, Istanbul.
- Dağ, H., 2016. "Y(4140) Egzotik Mezonunun Yapısının İncelenmesi", YEFIST2016, Istanbul.
- Türkan, A., 2017. "X(4140) ve X(4274) Egzotik Hadronlarının KRD'de İncelenmesi", YEFIST2017, Istanbul.
- Özçelik, Ö., 2016. "Observation of Exotic Resonances In The  $J/\psi\phi$  Mass Spectrum", Poster, First Joint METU-IPM Conference on LHC Physics, 6/9 Eylül 2016, ICTP-ECAR, Izmir, Türkiye.

*Deney Gruplarında Yapılan Sunumlar<sup>6</sup>:*

- Özçelik, Ö., 2017. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/667247/contributions/2727548/>
- Özçelik, Ö., 2017. "First look at  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  with Run-II data". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/648582/contributions/2637383/>
- Özçelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2017. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/580052/contributions/2350933/>
- Özçelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2017. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/571896/contributions/2314163/>
- Özçelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/567688/>
- Özçelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/559904/>

<sup>6</sup>Burada listelenen sunumlar, proje araştırmacıları tarafından CMS deneyi kapsamında yapılan toplantılardaki katkılarıdır. İlgili açıklama Ek - 2 kısmında detaylı verilmiştir.



- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  and discussion of the planning".  
Amplitude Analysis Meeting. <https://indico.cern.ch/event/546822/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/540187/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/532728/contributions/2172782/>
- Özcelik, Ö., ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/526773/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/512762/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/503416/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/497136/>
- Kai, Y., "Recent LHC results on rare B decays and Light resonances" at "NPI-ANL2017: New Physics Interpretations at the LHC 2, 5-7 Apr 2017, Lemont, IL (United States)".
- Kai, Y., "Standard Model: Bottom and Charm results" at "Aspen 2017: Aspen 2017 Winter Conference on Particle Physics, 19-25 Mar 2017, Aspen Center for Physics, Aspen, CO (United States)".
- Kai, Y., "Turkey B Physics Involvement Discussion", 12 August 2015,  
<https://indico.cern.ch/event/438614/>
- Kai, Y., Yetkin, E. A., "Full amplitude analyses: charged Z in 3 - body B decays -  $Y(4140)$  /  $Y(4274)$  nature", BPH Jamboree for Run II analyses, 27 Mart 2015,





<https://indico.cern.ch/event/383701/contributions/1811956/attachments/765628/1050278/jamboree-YZ-ASliAlexis.pdf>

## EKLER

### A. Toplam Kuralları Kullanılarak Hesaplanan Spektral Yoğunluk Fonksiyonlarının Analitik İfadeleri

Bu kısımda, seçilen (4-9) akımları için, KRK toplam kuralları yöntemi ile elde edilen (57) denklemleri ile hesaplanan spektral yoğunluk fonksiyonlarının analitik ifadeleri verilmiştir. Spektral yoğunluk fonksiyonları

$$\rho_S^{(a)\text{OPE}} = \sum_i \rho_{S,i}^{(a)\text{OPE}}, \quad (\text{A.100})$$

şeklinde yazılmıştır. Yukarıdaki ifadede  $\rho_{S,i}^{(a)\text{OPE}}$ ,  $i = 0, 2, 3, \dots, 8$  ile boyutları belirtilen terimlerin katkılarıdır. Denklem (A.100) da,  $a = 1, 2$  indisi, seçili akımın molekül ya da dokuark antidokuark yapısında olduğunu belirtir. Kolaylık olması açısından  $A = (x_1 + x_2 - 1)$  ve  $B = (x_2 - 1)$  kısaltmaları kullanılmıştır. Denklem (A.100) da yer alan OPE ifadesi, operatör çarpımı açılımı (operator product expansion) anlamına gelmektedir ve ilişkilendirici fonksiyonlarının KRK kısımlarının hesaplamaları, OPE yardımı ile yapılmıştır.

#### A.1 Skaler Molekül Akımı İçin Spektral Yoğunluk ( $J^{(1)}$ )

$$\begin{aligned} \rho_{0,0}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-3 (sx_1x_2A - m_c^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1Bx_2 + Bx_2^2))^2}{1024\pi^6 A (x_1^2 + x_1B + Bx_2)^8} \\ &\times \left\{ m_c^4 (x_1^2 - x_1 + Bx_2) (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1Bx_2 + Bx_2^2)^2 \right. \\ &- 4m_c^3 m_s (x_1 + x_2)^2 (x_1^2 + x_1B + Bx_2)^3 - 2m_c^2 (x_1^2 + x_1B + Bx_2) \\ &\times \left( 12m_s^2 (x_1^2 + x_1B + Bx_2)^3 + sx_1x_2 (2x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 4) + x_1^2 (2x_2^2 - 7x_2 + 2) \right. \\ &+ x_1x_2 (3x_2^2 - 7x_2 + 4) + 2B^2x_2^2) \left. \right) + 10m_c m_s sx_1x_2 (x_1^2 + x_1B + Bx_2)^2 \\ &\times \left. (x_1^2 + x_1(2x_2 - 1) + Bx_2) + s^2 x_1^2 x_2^2 A^2 (3x_1^2 - x_1(4x_2 + 3) + 3Bx_2) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{0,3}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-3\langle \bar{s}s \rangle}{64\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^6} \{ 2m_c^5 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^3 + 2m_c^4 m_s (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (5x_1^5 + x_1^4(13x_2 - 10) \\
&+ x_1^3(18x_2^2 - 28x_2 + 5) + 3x_1^2 x_2 (6x_2^2 - 12x_2 + 5) + x_1 x_2^2 (13x_2^2 - 28x_2 + 15) \\
&+ 5B^2 x_2^3) - 2m_c^3 A (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 (m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) \\
&+ 3s x_1 x_2) - 2m_c^2 m_s s x_1 x_2 (7x_1^7 + x_1^6(19x_2 - 28) + 6x_1^5 (4x_2^2 - 13x_2 + 7) + 2x_1^4 \\
&\times (11x_2^3 - 57x_2^2 + 60x_2 - 14) + x_1^3 (22x_2^4 - 124x_2^3 + 177x_2^2 - 82x_2 + 7) + 3x_1^2 B^2 x_2 \\
&\times (8x_2^2 - 22x_2 + 7) + x_1 B^3 x_2^2(19x_2 - 21) + 7B^4 x_2^3) + m_c s x_1 x_2 A^2 (x_1^3 \\
&+ x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2) (3m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) + 4s x_1 x_2) \\
&+ 4m_s s^2 x_1^2 x_2^2 A^3 (x_1^2 - x_1(4x_2 + 1) + Bx_2) \} \tag{A.101}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{0,4}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle}{512\pi^4 A (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^6} \\
&\times \left\{ m_c^4 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 (4x_1^4 + x_1^3(29x_2 - 10) \right. \\
&+ x_1^2 (38x_2^2 - 39x_2 + 6) + x_1 x_2 (29x_2^2 - 39x_2 + 12) + 2x_2^2 (2x_2^2 - 5x_2 + 3)) \\
&+ 2m_c^3 m_s (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (2x_1^6 + 2x_1^5(7x_2 - 1) + x_1^4 x_2(35x_2 - 26) \\
&+ 12x_1^3 x_2 (4x_2^2 - 5x_2 + 1) + x_1^2 x_2^2 (35x_2^2 - 60x_2 + 24) + 2x_1 x_2^3 (7x_2^2 - 13x_2 + 6) \\
&+ 2Bx_2^5) + m_c^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) \left( 8m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 \right. \\
&\times (x_1^4 - x_1^3 + Bx_2^3) - s x_1 x_2 (15x_1^6 + 4x_1^5(31x_2 - 12) + x_1^4 (340x_2^2 - 301x_2 + 51) \\
&+ 3x_1^3 (154x_2^3 - 214x_2^2 + 77x_2 - 6) + 2x_1^2 x_2 (170x_2^3 - 321x_2^2 + 180x_2 - 27) \\
&+ x_1 x_2^2 (124x_2^3 - 301x_2^2 + 231x_2 - 54) + 3B^2 x_2^3(5x_2 - 6)) - 6m_c m_s s x_1 x_2 \\
&\times (x_1^8 + x_1^7(7x_2 - 3) + x_1^6 (23x_2^2 - 26x_2 + 3) + x_1^5 (44x_2^3 - 81x_2^2 + 37x_2 - 1) \\
&+ 3x_1^4 x_2 (18x_2^3 - 45x_2^2 + 35x_2 - 8) + x_1^3 B^2 x_2 (44x_2^2 - 47x_2 + 6) \\
&+ x_1^2 B^3 x_2^2(23x_2 - 12) + x_1 B^2 x_2^3 (7x_2^2 - 12x_2 + 6) + B^3 x_2^5) \\
&\left. + 6s^2 x_1^2 x_2^2 A^3 (2x_1^3 + x_1^2(9x_2 - 2) + x_1 x_2(9x_2 - 4) + 2Bx_2^2) \right\} \tag{A.102}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{0,5}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{m_0^2 m_s \langle \bar{s}s \rangle (-8m_c^2 + m_c m_s - 3s(x-1)x)}{64\pi^4} \\
&+ \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle A}{128\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^5} \\
&\times \left\{ 6m_c^3 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 - 8m_c^2 m_s x_1 x_2 (x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 2) \right. \\
&+ x_1^2(4x_2^2 - 5x_2 + 1) + x_1 x_2(3x_2^2 - 5x_2 + 2) + B^2 x_2^2) - 9m_c s x_1 x_2 \\
&\times (x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 2) + x_1^2(4x_2^2 - 5x_2 + 1) + x_1 x_2(3x_2^2 - 5x_2 + 2) + B^2 x_2^2) \\
&\left. + 18m_s s x_1^2 x_2^2 A^2 \right\} \tag{A.103}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{0,6}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{\langle \bar{s}s \rangle^2}{432\pi^4} \left\{ g_s^2 (2m_c^2 - m_c m_s + 3s(x-1)x) - 54\pi^2 (2m_c^2 - m_c m_s \right. \\
&- 3m_s^2(x-1)x) \left. \right\} + \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{g_s^2 \langle \bar{s}s \rangle^2 x_1 x_2 A^2}{432\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^5} \\
&\times \left\{ 4m_c^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2) - 9s x_1 x_2 A \right\} \tag{A.104}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{0,7}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{\langle \alpha \frac{G^2}{\pi} \rangle \langle \bar{s}s \rangle (m_c - 6m_s)}{192\pi^2} + \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{\langle \alpha \frac{G^2}{\pi} \rangle m_c \langle \bar{s}s \rangle}{96\pi^2 B (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^4} \\
&\times \left\{ 2x_1^6 + 4x_1^5 B + x_1^4 (-5x_2^2 + 3x_2 + 2) - 13x_1^3 B^2 x_2 + x_1^2 x_2 (-13x_2^3 + 31x_2^2 \right. \\
&- 24x_2 + 6) - x_1 B^2 x_2^2 (7x_2 - 6) + 2B^2 x_2^4 \left. \right\} \tag{A.105}
\end{aligned}$$

$$\rho_{0,8}^{(1)\text{OPE}}(s) = 0 \tag{A.106}$$

## A.2 Aksiyal Vektör Molekül Akımı İçin Spektral Yoğunluk ( $J_\mu^{(1)}$ )

$$\begin{aligned}
\rho_{1,0}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-1}{4096\pi^6 A (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^8} \left\{ s x_1 x_2 A \right. \\
&- m_c^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 (3m_c^4 x_1 x_2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 + 18m_c^3 m_s (x_1 + x_2)^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^3 + 2m_c^2 (x_1^2 \\
&+ x_1 B + Bx_2) \left( 36m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^3 - 13s x_1^2 x_2^2 (x_1^2 + x_1(2x_2 - 1) \right. \\
&+ Bx_2) \left. \right) - 54m_c m_s s x_1 x_2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (x_1^2 + x_1(2x_2 - 1) + Bx_2) \\
&\left. + 35s^2 x_1^3 x_2^3 A^2 \right\} \tag{A.107}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{1,3}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{3\langle \bar{s}s \rangle}{256\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^6} \{ 3m_c^5 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1)) \\
&+ 2x_1 B x_2 B x_2^2)^3 + 2m_c^4 m_s (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (4x_1^5 + x_1^4(9x_2 - 8)) \\
&+ x_1^3 (11x_2^2 - 21x_2 + 4) + x_1^2 x_2 (11x_2^2 - 26x_2 + 12) + 3x_1 x_2^2 (3x_2^2 - 7x_2 + 4) \\
&+ 4B^2 x_2^3) - m_c^3 A (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 B x_2 + Bx_2^2)^2 (3m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) \\
&+ 10s x_1 x_2) - 8m_c^2 m_s s x_1 x_2 (x_1^7 - 4x_1^6 + x_1^5 (-7x_2^2 - 3x_2 + 6)) \\
&+ x_1^4 (-15x_2^3 + 10x_2^2 + 9x_2 - 4) + x_1^3 (-15x_2^4 + 19x_2^3 + 4x_2^2 - 9x_2 + 1) \\
&- x_1^2 B^2 x_2 (7x_2^2 + 4x_2 - 3) - 3x_1 B^3 x_2^2 + B^4 x_2^3) + m_c s x_1 x_2 A^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 B x_2 + Bx_2^2) (5m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) + 7s x_1 x_2) - 30m_s s^2 x_1^3 x_2^3 A^3 \} \quad (\text{A.108})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{1,4}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle}{6144\pi^4 A (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^6} \{ 6m_c^4 x_1 x_2 (x_1^2 - x_1 x_2 + x_2^2) \\
&\times (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 B x_2 + Bx_2^2)^2 + 9m_c^3 m_s (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 \\
&\times (2x_1^6 - 2x_1^5(x_2 + 1) + x_1^4(6 - 13x_2)x_2 - 4x_1^3 x_2 (4x_2^2 - 5x_2 + 1)) \\
&+ x_1^2 x_2^2 (-13x_2^2 + 20x_2 - 8) - 2x_1 x_2^3 (x_2^2 - 3x_2 + 2) + 2Bx_2^5) \\
&+ 8m_c^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) (3m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (x_1^4 - x_1^3 + Bx_2^3) \\
&+ s x_1^2 x_2^2 (x_1^4 + 2x_1^3(5x_2 - 2) + 3x_1^2 (6x_2^2 - 6x_2 + 1) + 2x_1 x_2 (5x_2^2 - 9x_2 + 3) \\
&+ x_2^2 (x_2^2 - 4x_2 + 3))) - 30m_c m_s s x_1 x_2 (x_1^8 - x_1^7(x_2 + 3) + x_1^6 (-9x_2^2 + 6x_2 + 3) \\
&- x_1^5 (20x_2^3 - 31x_2^2 + 11x_2 + 1) + x_1^4 x_2 (-26x_2^3 + 57x_2^2 - 39x_2 + 8) \\
&- x_1^3 B^2 x_2 (20x_2^2 - 17x_2 + 2) - x_1^2 B^3 x_2^2 (9x_2 - 4) - x_1 B^2 x_2^3 (x_2^2 - 4x_2 + 2) \\
&+ B^3 x_2^5) - 30s^2 x_1^3 x_2^3 A^3 (x_1 + x_2) \} \quad (\text{A.109})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{1,5}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{3m_0^2 m_c m_s \langle \bar{s}s \rangle (4m_c - m_s)}{512\pi^4} + \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle A}{512\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^5} \\
&\times \{ 9m_c^3 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 B x_2 + Bx_2^2)^2 - 8m_c^2 m_s x_1 x_2 (x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 2) \\
&+ x_1^2 (4x_2^2 - 5x_2 + 1) + x_1 x_2 (3x_2^2 - 5x_2 + 2) + B^2 x_2^2) - 15m_c s x_1 x_2 (x_1^4 \\
&+ x_1^3(3x_2 - 2) + x_1^2 (4x_2^2 - 5x_2 + 1) + x_1 x_2 (3x_2^2 - 5x_2 + 2) + B^2 x_2^2) \\
&+ 24m_s s x_1^2 x_2^2 A^2 \} \quad (\text{A.110})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{1,6}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{\langle \bar{s}s \rangle^2 \{g_s^2 m_c m_s + 18\pi^2 (4m_c^2 - 3m_c m_s - 3m_s^2(x-1)x)\}}{1152\pi^4} \\
&+ \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-g_s^2 \langle \bar{s}s \rangle^2 x_1 x_2 A^2}{432\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^5} \{m_c^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2) - 3sx_1 x_2 A\} \tag{A.111}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{1,7}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx - \frac{\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle m_c \langle \bar{s}s \rangle}{512\pi^2} + \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle m_c \langle \bar{s}s \rangle}{256\pi^2 B (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^4} \\
&\times \{2x_1^6 + 4x_1^5 B + x_1^4 (3x_2^2 - 5x_2 + 2) + 3x_1^3 B^2 x_2 + x_1^2 x_2 (3x_2^3 - 9x_2^2 + 8x_2 - 2) \\
&+ x_1(x_2 - 2)B^2 x_2^2 + 2B^2 x_2^4\} \tag{A.112}
\end{aligned}$$

$$\rho_{1,8}^{(1)\text{OPE}}(s) = 0 \tag{A.113}$$

### A.3 Tensör Molekül Akımı İçin Spektral Yoğunluk ( $J_{\mu\nu}^{(1)}$ )

$$\begin{aligned}
\rho_{2,0}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{1}{512\pi^6 A (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^8} \{sx_1 x_2 A \\
&- m_c^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)\}^2 (m_c^4 x_1 x_2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 + 6m_c^3 m_s (x_1 + x_2)^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^3 \\
&+ 2m_c^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) (18m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^3 - 5sx_1^2 x_2^2 \\
&\times (x_1^2 + x_1(2x_2 - 1) + Bx_2)) - 24m_c m_s s x_1 x_2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 \\
&\times (x_1^2 + x_1(2x_2 - 1) + Bx_2) + 15s^2 x_1^3 x_2^3 A^2\} \tag{A.114}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{2,3}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-3\langle \bar{s}s \rangle}{32\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^6} \{m_c^5 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^3 + 2m_c^4 m_s (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (2x_1^5 + x_1^4(5x_2 - 4) \\
&+ x_1^3(7x_2^2 - 11x_2 + 2) + x_1^2 x_2(7x_2^2 - 14x_2 + 6) + x_1 x_2^2(5x_2^2 - 11x_2 + 6) \\
&+ 2B^2 x_2^3) - m_c^3 A (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 \\
&\times (m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) + 4sx_1 x_2) - 4m_c^2 m_s s x_1 x_2 (x_1^7 + x_1^6(x_2 - 4) \\
&- 3x_1^5(x_2^2 + 2x_2 - 2) - 4x_1^4(2x_2^3 - 3x_2 + 1) + x_1^3(-8x_2^4 + 5x_2^3 + 12x_2^2 \\
&- 10x_2 + 1) - 3x_1^2 x_2(x_2^4 - 4x_2^2 + 4x_2 - 1) + x_1(x_2 - 3)B^3 x_2^2 + B^4 x_2^3) \\
&+ m_c s x_1 x_2 A^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2) \\
&\times (2m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) + 3sx_1 x_2) - 12m_s s^2 x_1^3 x_2^3 A^3\} \tag{A.115}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{2,4}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle}{768\pi^4 A (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^6} \{ 2m_c^4 x_1 x_2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 B x_2 + Bx_2^2)^2 (7x_1^2 + x_1(2x_2 - 3) + x_2(7x_2 - 3)) + 6m_c^3 m_s (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 \\
&\times (2x_1^6 + x_1^5(6x_2 - 2) + x_1^4 x_2(11x_2 - 10) + 4x_1^3 x_2 (4x_2^2 - 5x_2 + 1) \\
&+ x_1^2 x_2^2 (11x_2^2 - 20x_2 + 8) + 2x_1 x_2^3 (3x_2^2 - 5x_2 + 2) + 2Bx_2^5) \\
&+ 2m_c^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) \left( 6m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (x_1^4 - x_1^3 + Bx_2^3) - s x_1^2 x_2^2 \right. \\
&\times (22x_1^4 + x_1^3(67x_2 - 37) + 15x_1^2 (6x_2^2 - 6x_2 + 1) + x_1 x_2 (67x_2^2 - 90x_2 + 30) \\
&+ x_2^2 (22x_2^2 - 37x_2 + 15)) \left. - 18m_c m_s s x_1 x_2 (x_1^8 + 3x_1^7 B + x_1^6 (7x_2^2 - 10x_2 + 3) \right. \\
&+ x_1^5 (12x_2^3 - 25x_2^2 + 13x_2 - 1) + x_1^4 x_2 (14x_2^3 - 39x_2^2 + 33x_2 - 8) \\
&+ x_1^3 B^2 x_2 (12x_2^2 - 15x_2 + 2) + x_1^2 B^3 x_2^2 (7x_2 - 4) + x_1 B^2 x_2^3 \\
&\times (3x_2^2 - 4x_2 + 2) + B^3 x_2^5) + 27s^2 x_1^3 x_2^3 A^3 (x_1 + x_2) \} \tag{A.116}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{2,5}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{-m_0^2 m_c m_s \langle \bar{s}s \rangle (6m_c - m_s)}{64\pi^4} + \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle A}{64\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^5} \\
&\times \left\{ 3m_c^3 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 B x_2 + Bx_2^2)^2 - 2m_c^2 m_s x_1 x_2 \right. \\
&\times (x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 2) + x_1^2 (4x_2^2 - 5x_2 + 1) + x_1 x_2 (3x_2^2 - 5x_2 + 2) + B^2 x_2^2) \\
&- 6m_c s x_1 x_2 (x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 2) + x_1^2 (4x_2^2 - 5x_2 + 1) + x_1 x_2 (3x_2^2 - 5x_2 + 2) \\
&+ B^2 x_2^2) + 8m_s s x_1^2 x_2^2 A^2 \left. \right\} \tag{A.117}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{2,6}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{\langle \bar{s}s \rangle^2 \{ 2g_s^2 m_c m_s + 27\pi^2 (8m_c^2 - 4m_c m_s - 9m_s^2 (x-1)x) \}}{864\pi^4} \\
&+ \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{g_s^2 \langle \bar{s}s \rangle^2 x_1 x_2 A^2}{216\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^5} \{ m_c^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 B x_2 + Bx_2^2) - 4s x_1 x_2 A \} \tag{A.118}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{2,7}^{(1)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle m_c \langle \bar{s}s \rangle}{192\pi^2} + \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle m_c \langle \bar{s}s \rangle}{96\pi^2 B (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^4} \\
&\times \{ m_c (2x_1^6 + 4x_1^5 B + x_1^4 (-5x_2^2 + 3x_2 + 2) - 13x_1^3 B^2 x_2 + x_1^2 x_2 (-13x_2^3 \\
&+ 31x_2^2 - 24x_2 + 6) - x_1 B^2 x_2^2 (7x_2 - 6) + 2B^2 x_2^4) + m_s x_1 B x_2 (x_1 + x_2) A^2 \} \tag{A.119}
\end{aligned}$$

$$\rho_{2,8}^{(1)\text{OPE}}(s) = 0 \tag{A.120}$$

#### A.4 Skaler Dikuarik Antidikuarik Akımı İçin Spektral Yoğunluk ( $J^{(2)}$ )

$$\begin{aligned}
\rho_{0,0}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-1}{256\pi^6 A (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^8} \{sx_1 x_2 A \\
&- m_c^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 (m_c^4 (x_1^2 - x_1 + Bx_2) \\
&\times (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 - 4m_c^3 m_s (x_1 + x_2)^2 \\
&\times (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^3 - 2m_c^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) (12m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^3 \\
&+ sx_1 x_2 (2x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 4) + x_1^2 (2x_2^2 - 7x_2 + 2) + x_1 x_2 (3x_2^2 - 7x_2 + 4) \\
&+ 2B^2 x_2^2)) + 10m_c m_s s x_1 x_2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (x_1^2 + x_1(2x_2 - 1) + Bx_2) \\
&+ s^2 x_1^2 x_2^2 A^2 (3x_1^2 - x_1(4x_2 + 3) + 3Bx_2)\} \tag{A.121}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{0,3}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-\langle \bar{s}s \rangle}{16\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^6} \{2m_c^5 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^3 + 2m_c^4 m_s (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (5x_1^5 + x_1^4(13x_2 - 10) \\
&+ x_1^3 (18x_2^2 - 28x_2 + 5) + 3x_1^2 x_2 (6x_2^2 - 12x_2 + 5) + x_1 x_2^2 (13x_2^2 - 28x_2 + 15) \\
&+ 5B^2 x_2^3) - 2m_c^3 A (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 (m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) \\
&+ 3s x_1 x_2) - 2m_c^2 m_s s x_1 x_2 (7x_1^7 + x_1^6(19x_2 - 28) + 6x_1^5 (4x_2^2 - 13x_2 + 7) \\
&+ 2x_1^4 (11x_2^3 - 57x_2^2 + 60x_2 - 14) + x_1^3 (22x_2^4 - 124x_2^3 + 177x_2^2 - 82x_2 + 7) \\
&+ 3x_1^2 B^2 x_2 (8x_2^2 - 22x_2 + 7) + x_1 B^3 x_2^2 (19x_2 - 21) + 7B^4 x_2^3) \\
&+ m_c s x_1 x_2 A^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2) (3m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) \\
&+ 4s x_1 x_2) + 4m_s s^2 x_1^2 x_2^2 A^3 (x_1^2 - x_1(4x_2 + 1) + Bx_2)\} \tag{A.122}
\end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
\rho_{0,4}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle}{1536\pi^4 B A (x_1^2 + x_1 B + B x_2)^6} \{ m_c^4 B (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 B x_2 + B x_2^2)^2 (4x_1^4 + x_1^3(53x_2 - 16) + x_1^2 (50x_2^2 - 69x_2 + 12) \\
&+ x_1 x_2 (53x_2^2 - 69x_2 + 24) + 4x_2^2 (x_2^2 - 4x_2 + 3)) \\
&+ 4m_c^3 m_s (x_1^2 + x_1 B + B x_2)^2 (4x_1^7 + x_1^6(9x_2 - 5) + x_1^5 (15x_2^2 - 13x_2 - 2) \\
&+ x_1^4 (23x_2^3 - 36x_2^2 + 10x_2 + 3) + 3x_1^3 x_2 (10x_2^3 - 23x_2^2 + 15x_2 - 2) \\
&+ x_1^2 x_2^2 (19x_2^3 - 58x_2^2 + 57x_2 - 18) + x_1 B^2 x_2^3 (7x_2 - 6) + B^2 x_2^4 (x_2 + 3)) \\
&+ 4m_c^2 (x_1^2 + x_1 B + B x_2) \left( 8m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + B x_2)^2 (x_1^5 + 2x_1^4 B + x_1^3 B^2 \right. \\
&+ B^2 x_2^3) - s x_1 B x_2 (6x_1^6 + x_1^5(52x_2 - 21) + x_1^4 (133x_2^2 - 130x_2 + 24) \\
&+ 3x_1^3 (58x_2^3 - 88x_2^2 + 35x_2 - 3) + x_1^2 x_2 (133x_2^3 - 264x_2^2 + 162x_2 - 27) \\
&+ x_1 x_2^2 (52x_2^3 - 130x_2^2 + 105x_2 - 27) + 3B^2 x_2^3 (2x_2 - 3)) \\
&- 6m_c m_s s x_1 x_2 (4x_1^9 + 13x_1^8 B + 12x_1^7 (2x_2^2 - 3x_2 + 1) + x_1^6 (37x_2^3 \\
&- 75x_2^2 + 36x_2 + 2) + 2x_1^5 (25x_2^4 - 71x_2^3 + 61x_2^2 - 11x_2 - 4) + x_1^4 B^2 \\
&\times (52x_2^3 - 94x_2^2 + 21x_2 + 3) + 2x_1^3 B^3 x_2 (19x_2^2 - 31x_2 + 3) + x_1^2 B^3 x_2^2 \\
&\times (17x_2^2 - 38x_2 + 18) + 2x_1 B^3 x_2^3 (2x_2^2 - 3x_2 + 3) + B^4 x_2^4 (x_2 + 3)) \\
&\left. + 6s^2 x_1^2 B x_2^2 A^3 (4x_1^3 + x_1^2(13x_2 - 4) + x_1 x_2(13x_2 - 8) + 4B x_2^2) \right\} \quad (\text{A.123})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{0,5}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{m_0^2 m_s \langle \bar{s}s \rangle (-8m_c^2 + m_c m_s - 3s(x-1)x)}{48\pi^4} \\
&+ \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle A}{96\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + B x_2)^5} \{ 6m_c^3 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 B x_2 + B x_2^2)^2 - 8m_c^2 m_s x_1 x_2 (x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 2) + x_1^2 (4x_2^2 - 5x_2 + 1) \\
&+ x_1 x_2 (3x_2^2 - 5x_2 + 2) + B^2 x_2^2) - 9m_c s x_1 x_2 (x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 2) \\
&+ x_1^2 (4x_2^2 - 5x_2 + 1) + x_1 x_2 (3x_2^2 - 5x_2 + 2) + B^2 x_2^2) \\
&+ 18m_s s x_1^2 x_2^2 A^2 \} \quad (\text{A.124})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{0,6}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{\langle \bar{s}s \rangle^2}{324\pi^4} \{ g_s^2 (2m_c^2 - m_c m_s + 3s(x-1)x) - 54\pi^2 (2m_c^2 - m_c m_s \\
&- 3m_s^2(x-1)x) \} + \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{g_s^2 \langle \bar{s}s \rangle^2 x_1 x_2 A^2}{324\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + B x_2)^5} \\
&\times \{ 4m_c^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 B x_2 + B x_2^2) - 9s x_1 x_2 A \} \quad (\text{A.125})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{0,7}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle \langle \bar{s}s \rangle (m_c - 3m_s)}{144\pi^2} + \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle m_c \langle \bar{s}s \rangle}{288\pi^2 B (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^4} \\
&\times \{ m_c (8x_1^6 + 19x_1^5 B - 2x_1^4 (x_2^2 + 6x_2 - 7) - x_1^3 (19x_2^3 - 38x_2^2 + 16x_2 + 3) \\
&+ x_1^2 x_2 (-19x_2^3 + 43x_2^2 - 33x_2 + 9) - x_1 B^2 x_2^2 (10x_2 - 9) + B^2 x_2^3 (11x_2 - 3)) \\
&- 3m_s x_1 B x_2 A^2 (x_1 + x_2) \} \tag{A.126}
\end{aligned}$$

$$\rho_{0,8}^{(2)\text{OPE}}(s) = 0 \tag{A.127}$$

### A.5 Aksiyal Vektör Dikuark Antidikuark Akımı İçin Spektral Yoğunluk ( $J_\mu^{(2)}$ )

$$\begin{aligned}
\rho_{1,0}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-1}{3072\pi^6 A (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^8} \{ s x_1 x_2 A \\
&- m_c^2 (x_1^3 + x_1^2 (2x_2 - 1) + 2x_1 B x_2 + Bx_2^2) (3m_c^4 x_1 x_2 \\
&\times (x_1^3 + x_1^2 (2x_2 - 1) + 2x_1 B x_2 + Bx_2^2)^2 + 18m_c^3 m_s (x_1 + x_2)^2 \\
&\times (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^3 + 2m_c^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) \\
&\times (36m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^3 - 13s x_1^2 x_2^2 (x_1^2 + x_1 (2x_2 - 1) + Bx_2)) \\
&- 54m_c m_s s x_1 x_2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (x_1^2 + x_1 (2x_2 - 1) + Bx_2) \\
&+ 35s^2 x_1^3 x_2^3 A^2 \} \tag{A.128}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{1,3}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{\langle \bar{s}s \rangle}{64\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^6} \{ 3m_c^5 (x_1^3 + x_1^2 (2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 B x_2 + Bx_2^2)^3 + 2m_c^4 m_s (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (4x_1^5 + x_1^4 (9x_2 - 8) \\
&+ x_1^3 (11x_2^2 - 21x_2 + 4) + x_1^2 x_2 (11x_2^2 - 26x_2 + 12) + 3x_1 x_2^2 (3x_2^2 - 7x_2 + 4) \\
&+ 4B^2 x_2^3) - m_c^3 A (x_1^3 + x_1^2 (2x_2 - 1) + 2x_1 B x_2 + Bx_2^2)^2 \\
&\times (3m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) + 10s x_1 x_2) - 8m_c^2 m_s s x_1 x_2 (x_1^7 - 4x_1^6 + x_1^5 \\
&\times (-7x_2^2 - 3x_2 + 6) + x_1^4 (-15x_2^3 + 10x_2^2 + 9x_2 - 4) + x_1^3 (-15x_2^4 + 19x_2^3 \\
&+ 4x_2^2 - 9x_2 + 1) - x_1^2 B^2 x_2 (7x_2^2 + 4x_2 - 3) - 3x_1 B^3 x_2^2 + B^4 x_2^3) \\
&+ m_c s x_1 x_2 A^2 (x_1^3 + x_1^2 (2x_2 - 1) + 2x_1 B x_2 + Bx_2^2) \\
&\times (5m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) + 7s x_1 x_2) - 30m_s s^2 x_1^3 x_2^3 A^3 \} \tag{A.129}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{1,4}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle}{18432\pi^4 A^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^6} \\
&\times \left\{ m_c^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (72x_1^7 + x_1^6(481x_2 - 252) + x_1^5(1277x_2^2 \right. \\
&- 1420x_2 + 324) + x_1^4(1939x_2^3 - 3274x_2^2 + 1533x_2 - 180) \\
&+ x_1^3(1939x_2^4 - 4212x_2^3 + 2961x_2^2 - 702x_2 + 36) + x_1^2 x_2(1277x_2^4 - 3274x_2^3 \\
&+ 2961x_2^2 - 1044x_2 + 108) + x_1 x_2^2(481x_2^4 - 1420x_2^3 + 1533x_2^2 - 702x_2 + 108) \\
&+ 36B^3 x_2^3(2x_2 - 1) + 9m_c^3 m_s (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (8x_1^7 + x_1^6(13x_2 - 16) \\
&- 2x_1^5(4x_2^2 + 7x_2 - 4) + x_1^4 x_2(-25x_2^2 + 29x_2 - 3) \\
&+ x_1^3 x_2(-25x_2^3 + 46x_2^2 - 29x_2 + 4) + x_1^2 x_2^2(-8x_2^3 + 29x_2^2 - 29x_2 + 8) \\
&+ x_1 x_2^3(13x_2^3 - 14x_2^2 - 3x_2 + 4) + 8B^2 x_2^5) + m_c^2 (x_1^3 + 2x_1^2 B \\
&+ x_1(2x_2^2 - 3x_2 + 1) + B^2 x_2) \left( 6m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 \right. \\
&\times (16x_1^4 - x_1^3(3x_2 + 16) + 3x_1^2(1 - 2x_2)x_2 - 3x_1 Bx_2^2 + 16Bx_2^3) \\
&- sx_1 x_2(72x_1^6 + x_1^5(431x_2 - 252) + 4x_1^4(201x_2^2 - 299x_2 + 81) + x_1^3(895x_2^3 \\
&- 2014x_2^2 + 1239x_2 - 180) + 2x_1^2(402x_2^4 - 1007x_2^3 + 894x_2^2 - 273x_2 + 18) \\
&+ x_1 x_2(431x_2^4 - 1196x_2^3 + 1239x_2^2 - 546x_2 + 72) + 36B^3 x_2^2(2x_2 - 1)) \\
&- 15m_c m_s s x_1 x_2 A^2 (8x_1^7 - x_1^6(3x_2 + 16) + x_1^5(-17x_2^2 + 10x_2 + 8) \\
&+ x_1^4 x_2(-39x_2^2 + 42x_2 - 11) + x_1^3 x_2(-39x_2^3 + 68x_2^2 - 33x_2 + 4) \\
&- x_1^2 B^2 x_2^2(17x_2 - 8) - x_1 B^2 x_2^3(3x_2 - 4) + 8B^2 x_2^5) \\
&+ 6s x_1^2 x_2^2 A^3 \left( 5m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 \right. \\
&\left. \left. - 11s x_1 x_2 (x_1^2 + x_1(2x_2 - 1) + Bx_2) \right) \right\} \tag{A.130}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{1,5}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle}{128\pi^4} \{-m_c m_s (4m_c - m_s)\} \\
&+ \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle A}{384\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^5} \left\{ 9m_c^3 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \right. \\
&+ 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 - 8m_c^2 m_s x_1 x_2 (x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 2) + x_1^2(4x_2^2 - 5x_2 + 1) \\
&+ x_1 x_2(3x_2^2 - 5x_2 + 2) + B^2 x_2^2) - 15m_c s x_1 x_2 (x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 2) \\
&+ x_1^2(4x_2^2 - 5x_2 + 1) + x_1 x_2(3x_2^2 - 5x_2 + 2) + B^2 x_2^2) \\
&\left. + 24m_s s x_1^2 x_2^2 A^2 \right\} \tag{A.131}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{1,6}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{\langle \bar{s}s \rangle^2 (g_s^2 m_c m_s + 18\pi^2 (4m_c^2 - 3m_c m_s - 3m_s^2(x-1)x))}{864\pi^4} \\
&+ \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{-g_s^2 \langle \bar{s}s \rangle^2 x_1 x_2 A^2}{324\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^5} \{m_c^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2) - 3sx_1 x_2 A\} \quad (\text{A.132})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{1,7}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{-\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle \langle \bar{s}s \rangle m_c}{384\pi^2} + \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle \langle \bar{s}s \rangle}{1536\pi^2} \\
&\times \frac{1}{B(x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^4} \{m_c (-16x_1^6 - 32x_1^5 B + x_1^4 (-11x_2^2 + 27x_2 - 16) \\
&+ 2x_1^3 Bx_2^2 + x_1^2 x_2 (2x_2^3 + 9x_2^2 - 16x_2 + 5) + 5x_1 B^2 x_2^2 (x_2 + 1) \\
&- 16B^2 x_2^4) + 4m_s x_1 Bx_2 (x_1^3 + 2x_1^2 B + x_1 (2x_2^2 - 3x_2 + 1) + B^2 x_2)\} \quad (\text{A.133})
\end{aligned}$$

$$\rho_{1,8}^{(2)\text{OPE}}(s) = 0 \quad (\text{A.134})$$

## A.6 Tensör Dikuark Antidikuark Akımı İçin Spektral Yoğunluk ( $J_{\mu\nu}^{(2)}$ )

$$\begin{aligned}
\rho_{2,0}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{(sx_1 x_2 A - m_c^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2))^2}{384\pi^6 A (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^8} \\
&\times \left\{ m_c^4 x_1 x_2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 + 6m_c^3 m_s (x_1 + x_2)^2 \right. \\
&\times (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^3 + 2m_c^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) (18m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^3 \\
&- 5sx_1^2 x_2^2 (x_1^2 + x_1(2x_2 - 1) + Bx_2)) - 24m_c m_s s x_1 x_2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 \\
&\left. \times (x_1^2 + x_1(2x_2 - 1) + Bx_2) + 15s^2 x_1^3 x_2^3 A^2 \right\} \quad (\text{A.135})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{2,3}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{\langle \bar{s}s \rangle}{8\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^6} \{m_c^5 (- (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^3) + 2m_c^4 m_s x_1 x_2 A (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 \\
&+ 4m_c^3 s x_1 x_2 A (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2)^2 - 12m_c^2 m_s s x_1^2 x_2^2 A^2 \\
&\times (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2) - 3m_c s^2 x_1^2 x_2^2 A^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 Bx_2 + Bx_2^2) + 12m_s s^2 x_1^3 x_2^3 A^3\} \quad (\text{A.136})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{2,4}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle}{4608\pi^4 BA (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^6} \{ m_c^4 x_1 B x_2 (52x_1^2 \\
&+ x_1(66 - 97x_2) + 52x_2^2 + 66x_2 - 54) (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 B x_2 + Bx_2^2)^2 \\
&+ 12m_c^3 m_s (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (8x_1^7 + 2x_1^6(13x_2 - 9) + x_1^5(37x_2^2 - 49x_2 + 12) \\
&+ x_1^4(35x_2^3 - 68x_2^2 + 35x_2 - 2) + x_1^3 x_2(40x_2^3 - 91x_2^2 + 63x_2 - 12) \\
&+ x_1^2 x_2^2(27x_2^3 - 78x_2^2 + 71x_2 - 20) + 3x_1 B^2 x_2^3(7x_2 - 4) + 2B^2 x_2^4(5x_2 - 1)) \\
&+ 4m_c^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2) \left( 3m_s^2 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^2 (8x_1^5 + 16x_1^4 B \right. \\
&+ x_1^3(7x_2^2 - 15x_2 + 8) - x_1^2 B^2 x_2 - x_1 B^2 x_2^2 + 8B^2 x_2^3) - 4s x_1^2 B x_2^2 (7x_1^4 \\
&+ 5x_1^3(x_2 + 1) + x_1^2(-4x_2^2 + 38x_2 - 24) + x_1(5x_2^3 + 38x_2^2 - 48x_2 + 12) \\
&+ x_2(7x_2^3 + 5x_2^2 - 24x_2 + 12)) \left. - 18m_c m_s s x_1 x_2 (8x_1^9 + 34x_1^8 B \right. \\
&+ 7x_1^7(9x_2^2 - 17x_2 + 8) + x_1^6(78x_2^3 - 199x_2^2 + 165x_2 - 44) + x_1^5(76x_2^4 \\
&- 249x_2^3 + 278x_2^2 - 121x_2 + 16) + x_1^4 B^2(62x_2^3 - 131x_2^2 + 49x_2 - 2) \\
&+ x_1^3 B^3 x_2(52x_2^2 - 73x_2 + 12) + x_1^2 B^3 x_2^2(38x_2^2 - 57x_2 + 20) \\
&+ x_1 B^3 x_2^3(23x_2^2 - 27x_2 + 12) + 2B^4 x_2^4(5x_2 - 1)) + s^2 x_1^3 B x_2^3 A^2(18x_1^2 \\
&+ 11x_1(x_2 + 12) + 6(3x_2^2 + 22x_2 - 25)) \} \tag{A.137}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{2,5}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{-m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle m_c m_s (6m_c - m_s)}{48\pi^4} + \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle A}{48\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^5} \\
&\times \left\{ 3m_c^3 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) + 2x_1 B x_2 + Bx_2^2)^2 - 2m_c^2 m_s x_1 x_2 (x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 2) \right. \\
&+ x_1^2(4x_2^2 - 5x_2 + 1) + x_1 x_2(3x_2^2 - 5x_2 + 2) + B^2 x_2^2) - 6m_c s x_1 x_2 (x_1^4 + x_1^3(3x_2 - 2) \\
&+ x_1^2(4x_2^2 - 5x_2 + 1) + x_1 x_2(3x_2^2 - 5x_2 + 2) + B^2 x_2^2) + 8m_s s x_1^2 x_2^2 A^2 \left. \right\} \tag{A.138}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{2,6}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{-\langle \bar{s}s \rangle^2 (2g_s^2 m_c m_s + 27\pi^2 (8m_c^2 - 4m_c m_s - 9m_s^2(x-1)x))}{648\pi^4} \\
&+ \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{g_s^2 \langle \bar{s}s \rangle^2 x_1 x_2 A^2}{162\pi^4 (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^5} \{ m_c^2 (x_1^3 + x_1^2(2x_2 - 1) \\
&+ 2x_1 B x_2 + Bx_2^2) - 4s x_1 x_2 A \} \tag{A.139}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{2,7}^{(2)\text{OPE}}(s) &= \int_0^1 dx \frac{\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle \langle \bar{s}s \rangle m_c}{144\pi^2} + \int_0^1 \int_0^{1-x_1} dx_1 dx_2 \frac{\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \rangle \langle \bar{s}s \rangle}{9216\pi^2 B (x_1^2 + x_1 B + Bx_2)^4} \\
&\times \{ 2m_c (128x_1^6 + 240x_1^5 B + x_1^4 (-153x_2^2 + 57x_2 + 96) - x_1^3 B^2 (473x_2 - 16) \\
&- 16x_1^2 x_2 (29x_2^3 - 67x_2^2 + 51x_2 - 13) - x_1 B^2 x_2^2 (263x_2 - 199) \\
&+ B^2 x_2^3 (121x_2 + 7)) + m_s x_1 B x_2 (80x_1^3 + 5x_1^2 (49x_2 - 32) \\
&+ 4x_1 (59x_2^2 - 79x_2 + 20) + 71B^2 x_2) \} \tag{A.140}
\end{aligned}$$

$$\rho_{2,8}^{(2)\text{OPE}}(s) = 0 \tag{A.141}$$

## B. Proje Hedeflerinin İş Paketleri Üzerinden Değerlendirilmesi

Bu kısımda proje önerisinde tanımlanan iş paketlerinin başarısı hedefler ve çıktılar üzerinden değerlendirilmiştir. Proje önerisinde belirtilen iş paketleri ve proje başarısına katkıları Tablo 10'da verilmiştir.

Tablo 10. Proje önerisinde tanımlanan iş paketleri ve başarı kriterleri

BAŞARI ÖLÇÜTLERİ TABLOSU (*)			
İP No	İş Paketi Hedefi	Başarı Ölçütü (% , sayı , ifade, vb.)	Projenin Başarısındaki Önemi (%)**
1	Proje başlangıç ve idaresi:	Bursiyerlerin seçilmesi ve gerekli bilgisayar altyapısının ayarlanması	%5
2	Y(4140) modellere göre kütle ve genlik hesabı	Seçilen modellerle deneylerde gözlemlenen kütle ve genlik değerlerinin hesaplanması ve bu sonuçların yayımlanması (1 makale)	%15
3	Y(4140) için bozunum genliklerinin hesaplanması:	Başarılı sonuç veren modellerle bahsedilen bozunum genliklerinin hesaplanması ve deney olay sayıları ile karşılaştırılması, sonuçların yayımlanması (1 makale)	%10
4	İş paketi 4: Y(4140) için diğer gözlem kriterlerinin araştırılması:	Deneylerde gözlemlenebilecek kriterlerin kütle ve genlik dışında en az bir kriterin belirlenmesi ve bu kriterin tahmin edilmesi, sonuçların yayımlanması (1 makale)	%10
5	4313 için model önerilmesi ve modellere göre kütle genlik hesapları:	Seçilen modellerle deneylerde gözlemlenen kütle ve genlik değerlerinin hesaplanması ve bu sonuçların yayımlanması (1 makale)	%5
6	Yapılan teorik çalışmaların diğer egzotik hadronlara uygulanması:	Kuark akımlarını değiştirerek elde edilecek diğer egzotik mezonlar için yapısal sonuçların bulunması, sonuçların yayımlanması (1 makale)	%5
7	Y(4140) için simülasyon ve veri analizi yazılımlarının Hazırlanması ve iyileştirilmesi	Y(4140) olaylarını üretecek bir simülasyon yazılması ve bu simülasyonların mevcut deneylerle uygun olması Sonuçların deney grubunda sunumu	%10
8	4313 için simülasyon ve veri analizi yazılımlarının hazırlanması ve iyileştirilmesi	4313 olaylarını üretecek bir simülasyon yazılması ve bu simülasyonların mevcut deneylerle uygun olması Sonuçların deney grubunda sunumu	%5
9	DELPHES, PGS4 gibi hızlı simülasyon paketlerin kullanımı ile simülasyon verilerinin üretilmesi	Mevcut 7-8 TeV datasının bir benzeri simülasyon datasının oluşturulması ve yapılan test analizlerinde mevcut sonuçların doğrulanması, İkinci aşamada 13 TeV enerji için yapılan çalışmaların tekrarı Elde edilen yeni kriterlerle simülasyonların desteklenmesi ve bu etkilerin sonuçlarda görülmesi, Sonuçların deney gruplarında sunumu,	%10
10	Veri analizi ve Sonuçların Deney Sonuçları ile karşılaştırılması	Deney sonuçları ile yapılan karşılaştırmalarda deneyin algıç mekanizmasına ve algıç kriterlerine katkıda bulunacak sonuçlar elde edilmesi, Sonuçların yayımlanması ya da bildirili sunulması	%10
11	Sonuçların yayımlanması ve duyurulması:	Tüm çalışmaların sonucunda CMS ve LHCb gibi deneylerin araştırma gruplarında sunumlar yapılması, Elde edilen sonuçların bilimsel dergilerde yayımlanmaları (toplamda 3-4 A sınıfı yayın), Bursiyerlerin elde ettikleri birikim ve yapmış oldukları çalışmalar sonucunda bitirme tezlerini tamamlamaları, Tüm yerli araştırmacıların en az bir adet bildirili uluslararası konferansta sunum yapması (En az 4 konferans sunumu)	%10
12	Egzotik hadron çalıştaylarının düzenlenmesi	2015 yaz aylarında ve 2017 yaz aylarında olmak üzere iki adet "Exotic Hadrons @ Istanbul" başlıklı çalıştay düzenlenmesi	%5



Aşağıda iş paketleri ve elde edilen çıktılar değerlendirilerek projenin başarısı tartışılmıştır.

### **İş Paketi 1: Proje başlangıç ve idaresi**

*Proje başarısındaki önemi: 5%*

Projenin ilk raporunda belirtildiği üzere, mali konulardan ve satın alma sürecinin uzamasından dolayı İP1 gecikmeli olarak tamamlanmıştır. Yaşanan gecikme projenin ileriki aşamalarında büyük ölçüde giderilmiştir.

Proje esnasında bursiyerlerin de belli bir seviyede gelişmeleri ve yetkinlik kazanmaları hedeflenmiştir. Projeye verimli katkıda bulunan bursiyerlerimizin gelişimleri aşağıda listelenmiştir.

- Bursiyer Özlem Özçelik, yüksek lisans çalışmasını başarı ile tamamlamış, ayrıca CMS deneyinde B Fiziği Grubunun Monte Carlo sorumlusu (contact person) olmuştur.
- Bursiyer Arzu Türkan, proje esnasında doktorasını tamamlamış ve Özyeğin Üniversitesi'nde doktoralı araştırmacı olarak çalışmaya başladığından konumu PTI almayan araştırmacıya çevrilmiştir. Arzu Türkan bu proje esnasında ilk uluslararası sunumunu yapmıştır. Ayrıca bu projenin tamamlanmasının ardından Yürütücü olarak "Tensör Mezonların ve Egzotik Hadronların Sonlu Sıcaklıklarda İncelenmesi" başlıklı 1001 projesine başvurmuştur.

### **İş Paketi 2: Y(4140) modellere göre kütle ve genlik hesabı**

*Proje başarısındaki önemi: 15%*

Bu kısımdaki çalışmalar Bölüm 2'de özetlenmişlerdir. Hedeflenen proje çıktıları, mezon kütleleri ve çiftlenim sabitleri, X(4140) ve olası eşleri için başarı ile hesaplanmışlardır. Projenin bu kısmında yapılan çalışmalar ulusal ve uluslararası konferanslarda sunulmuşlardır. Ayrıca bu sunumlardan bazıları çevrimiçi dergilerde konuşma özeti olarak yayınlanmıştır. Bu iş paketi kapsamında elde edilen sonuçlardan derlenen makale yayın aşamasındadır.

### **İş Paketi 3: Y(4140) için bozunum genliklerinin hesaplanması**

*Proje başarısındaki önemi: 10%*



İP3'de kapsamında skalar, molekül ya da tetrakuark  $X(4140)$  akımları kullanılarak  $X(4140) \rightarrow J/\Psi\phi$  geçişi için güçlü çiftlenim sabitinin ( $g_{XJ/\Psi\phi}$ ) ve bozunum genişliğinin analitik ifadeleri hesaplanmışlardır. Bölüm 5.2 de anlatılan sebeplerden ötürü, bu ifadelerin nümerik sonuçları hesaplanamamışlardır. Yine de bölüm 5.2 de anlatılan araştırma sonucunda Proje yürütücüsü Dr. Hüseyin Dağ, bu kısımda karşılaşılan KRD toplam kuralları ile ilgili sorunlara diğer metodlar ile yaklaşımda bulunmak ve hem metodları karşılaştırmak, hem de egzotik hadron çalışmalarına devam etmek amacı ile aşağıda listelenen iki ayrı uluslararası işbirliği projesi/bursuna başvurmuştur.

- "Investigating the properties of exotic states in the hadronic spectra", Fransız Büyükelçiliği, Visiting Scientist Bursu, 25 Mayıs -26 Temmuz 2018 tarihleri arasında, Başvurusu yapıldı  
Prof. Dr. D. Becirevic ile Örgü KRD tekniklerinin egzotik hadronlara uygulanması üzerine Laboratoire de Physique Theorique d'Orsay, Paris'te çalışmalar yapmayı kapsamaktadır.
- "Structure of Exotic Hadrons: A Comparative Study of QCD Sum Rules and Chiral Effective Theories", Danışman: Prof. Dr. Norbert Kaiser, Technical University of Munich, Almanya  
Tübitak 2219, 1 Eylül 2018, 31 Ağustos 2019 tarihleri için, Kabul edildi.

Sonuç olarak bu iş paketinden hedeflenen proje çıktıları elde edilememiş olsa da, bunun 2014 yılında verilen proje önerisinde belirtildiği gibi mümkün olmayacağı öğrenilmiş, B planı olarak (her ne kadar proje önerisinde bu durum için bir B planı önerilmemiş olsa da) Örgü KRD ve Efektif modeller çalışılmış, ancak bu yaklaşımları kullanarak hesaplamaları yapmanın kısa zamanda mümkün olmadığı da ayrıca tecrübe edilmiştir. Bu konuya proje çalışmalarında yeterince emek ve zaman ayrılmıştır, ve yapılan uluslararası fikir alışverişleri sonucunda aşağıda listelenen çalışmalarda bu konunun yeniden incelenmesine karar verilmiştir.

#### **İş Paketi 4: $Y(4140)$ için diğer gözlem kriterlerinin araştırılması**

*Proje başarısındaki önemi: 10%*

İP4'de hedeflenen diğer kriterlerin belirlenmesi amacı ile,  $X(4140)$  ve benzeri skalar mezon için helisite açıları ve aksiyal vektör  $X(4140)$  temel durumunun yapısının sıcaklığa bağlı değişimi çalışılmıştır. Bu çalışmalar 4. ve 6. bölümlerde özetlenmişlerdir. Bu İP sonucunda  $X(4140)$

mezonunun kuark - gluon plazması faz geçişinin yüksek sıcaklıklarda gözlemlenebileceği öngörülmüştür. Ayrıca LHCb deneyinde yapılan analizde olduğu gibi, bozunum genliklerinin helisite açıları cinsinden ifade edilebileceği, ve son durumların açısal dağılımları çalışılarak  $X(4140)$ ,  $X(4274)$  ve benzeri mezonların kuantum sayılarının CMS ya da diğer olası yüksek enerji deneylerinde tahmin edilebileceği gösterilmiştir. Projenin bu kısmında yapılan çalışmalar hem konferanslarda hem de deney gruplarında sunulmuşlardır. Bu kısımda hedeflenen makale yazım aşamasındadır.

### **İş Paketi 5: 4313 için model önerilmesi ve modellere göre kütle genlik hesapları**

*Proje başarısındaki önemi: 5%*

İP5'te  $X(4274)$  için teorik model geliştirilerek kütle ve mezon bozunum sabitlerinin hesaplanması hedeflenmiştir. Bu İP kapsamında yapılan çalışmalar 3. bölümde özetlenmişlerdir.  $X(4274)$  ve olası eşleri, 3. bölümde çalışılan  $X(4140)$  ve eşlerinin birincil uyarılmış durumları olduklarının varsayıldığı bir model geliştirilmiştir. Bu modele göre KRD toplam kuralları yeniden düzenlenmiş ve  $X(4274)$  için uyarılmış durum yaklaşımı ile hedeflenen çıktılar bulunmuştur. Bu aşamada elde edilen sonuçlar, iki ayrı uluslararası konferansta sunulmuşlardır. Bu kısımda hedeflenen makale yayına hazır olup ilgili açıklama son kısımda yapılmıştır.

### **İş Paketi 6: Yapılan teorik çalışmaların diğer egzotik hadronlara uygulanması**

*Proje başarısındaki önemi: 5%*

Proje kapsamında tüm KRD toplam kuralları çalışmalarında,  $X(4140)$  ve  $X(4274)$ 'e ilave olarak,  $X(4140)$ 'ın farklı kuantum sayılarına sahip olası eşleri ve bu durumların uyarılmış durumları da ayrıca çalışılmıştır. Araştırılan  $X(4140)$  eşlerinin, Belle tarafından gözlemlenen  $X(4160)$  olması da mümkündür.

### **İş Paketi 7: $Y(4140)$ için simülasyon ve veri analizi yazılımlarının hazırlanması ve iyileştirilmesi**

*Proje başarısındaki önemi: 10%*

İP7'de hedeflenen çalışmalar başarı ile tamamlanmışlardır. 13TeV'de  $X(4140)$  olayları üretecek simülasyon kodları hazırlanmış ve test edilmişlerdir. Helisite açılarına bağlı olarak



farklı kuantum sayılarına sahip egzotik mezonların bozunum genlikleri hesaplanmış bu hesaplamalar sonucunda simüle veri üretimi sağlanabilmiştir. Elde edilen simüle veriler teorik sonuçlar ile karşılaştırılmışlardır. Bu İP kapsamındaki çalışmalar 5. bölümde özetlenmişlerdir. Bu kısımda elde edilen sonuçlar ayrıca CMS deneyi çalışma gruplarında sunulmuşlardır.

### **İş Paketi 8: 4313 için simülasyon ve veri analizi yazılımlarının hazırlanması ve iyileştirilmesi**

*Proje başarısındaki önemi: 5%*

İP7 de geliştirilen simülasyon ve veri üretimi kodları X(4274) için de modifiye edilerek kullanılmışlardır. 13TeV'de, X(4274) için, skalar ve vektör yaklaşımları ile  $B \rightarrow J/\Psi\phi$  bozunumunda X(4274) varlığındaki açısal dağılım çalışılmıştır. X(4274) varlığındaki simüle veri üretimi ve analizi de ayrıca yapılmıştır.

### **İş Paketi 9:DELPHES, PGS4 gibi hızlı simülasyon paketlerin kullanımı ile algıç sonrası simülasyon verilerinin üretilmesi**

*Proje başarısındaki önemi: 10%*

İP9 kapsamında yapılan veri üretimi çalışmaları 5. bölümde özetlenmişlerdir. X(4140), X(4274) ve benzeri mezonları PYTHIA8 içerisinde benzer kuantum sayılarına sahip bir parçacık üzerinden tanımlanmışlardır. Bozunum modları EvtGen kullanılarak üretilmiştir. Elde edilen açısal dağılımlar üzerindeki algıç etkileri de CMS data kartları yardımı ile 13TeV enerjide olay üretimi yapılarak CMS deneyi için çalışılmıştır. MC üretimi esnasında kullanılan seçim kriterleri, algıç kriterlerinin geliştirilmesinde kullanılabilirlerdir. Bu kısımdan elde edilen sonuçlar deney gruplarında da sunulmuşlardır.

### **İş Paketi 10:Veri analizi ve Sonuçların Deney Sonuçları ile karşılaştırılması**

*Proje başarısındaki önemi: 10%*

Tüm iş paketlerinden elde edilen çıktılar, mevcut deney sonuçları ile kıyaslanmışlardır. Projede öngörülen sonuçlar büyük ölçüde deney sonuçları ile uyumludur. Tablo 9 da verilen olay seçim kriterleri Cms deney grubu, Amplitude Analysis toplantılarında paylaşılmıştır.

## İş Paketi 11: Sonuçların yayımlanması ve duyurulması

Proje başarısındaki önemi: 10%

Bu proje kapsamında aşağıdaki çıktılar elde edilmişlerdir.

### Tezler:

- Özçelik, O., (2017). "CMS Deneyinde  $J/\Psi\phi$  Kütle Spektrumunda Egzotik Durumların Araştırılması", Yüksek Lisans Tezi, Mimar Sinan Güzel Sanatlar Üniversitesi, Fizik Bölümü.

### Yayınlar:

Basılmış yayınlar:

- Henüz basımı tamamlanmış yayın bulunmamaktadır.

Hazırlanmış Yayınlar:

- Türkan, A. ve Dag, H., 2017. "Exploratory study of X (4140) in QCD sum rules", arXiv:1705.02587 [hep-ph], PRD Hakem aşamasında

*Açıklama: Yukarıda belirtilen makale Physical Review D dergisine yollanmıştır. PRD, QCDSR alanında saygın makalelerin yayınlandığı, etki faktörü yüksek bir dergi olduğundan öncelik bu basım aşamasının başarılı sonlandırılmasına verilmiştir. Mevcut durumda PRD tarafından belirlenen hakemlerden birincisi yayına uygun bulmuş iken, diğeri önerdiği değişiklikler yapıldıktan sonra yeniden değerlendirebileceğini belirtmiştir. İlgili hakem raporları ayrıca eklenmişlerdir. İkinci hakemin istemiş olduğu değişikliklerin tamamının, hakemin istediği şekilde yapılması mümkün ve doğru değildir. Bu sebep ile makale revize edilerek yeniden PRD ye gönderilmiştir. Henüz hakem raporları tarafımıza iletilmemiştir. Konu ile ilgili dergi editöryasına da ayrıca bir e posta iletilmiştir. Bu yayın sürecinin kısa sürede tamamlanması beklenmektedir. Son olarak bu yayının içeriği, uluslararası konferanslarda sunulmuş ve çıktılar özet olarak basılmışlardır. Bu sebeple hazırlanmış bu yayının etki faktörü ve saygınlığı PRD seviyesinde olmayan bir dergide basılması hedeflenmemektedir. PRD yazışmalarından olumlu sonuç alınamaması durumunda PRD ile aynı seviyede kabul edilebilecek Nuclear Physics B ya da Journal of Physics G dergilerinden birinde yayınlanması planlanmaktadır.*

- Dağ, H. ve Türkan A. , 2017. "Excited states in hidden charm hidden strange sector",  
*Açıklama: Yukarıda belirtilen makale EPJ dergisine yollanmıştır. Ancak bu çalışma, "Exploratory study of X (4140) in QCD sum rules" makalesinde anlatılan çalışmamızın devamı niteliğinde olduğundan (aynı akımlar kullanılarak X(4140) 'ın uyarılmış durumları arasında X(4274) aranmaktadır ve İP2 de elde edilen toplam kuralları manüple edilerek kullanılmışlardır.), İP2 sonucunda hazırlanan makalenin yayınının ardından aynı*

*dergide basılmasının daha uygun olacağı kararına varılmış ve EPJ başvurusu geri çekilmiştir. Bu makalenin konferans özeti olarak hazırlanmış hali yayın kabulü almıştır. İlgili yazışma ektedir.*

#### *Planlanan yayınlar:*

- Türkan, A. ve Dag, H., "Thermal properties of X(4140)", 4. Bölümde elde edilen sonuçların düzenlenmesi ile hazırlanacaktır.
- Özçelik, Ö., Yetkin, E. A., Özok, F., "X(4140) ve X(4274) bozunumlarının açısız dağılımlarının çalışılması", 6. bölümde çalışılan sonuçlar düzenlenerek hazırlanacaktır.

#### **Sunumlar:**

##### *Özeti Basılmış Sunumlar:*

- Dağ, H. ve Türkan, A., 2017, "Investigating the Structure of X(4140) in QCD ", EPJ Web of Conf., **137** 06007 (2017), Proceedings, XIth Quark Confinement and the Hadron Spectrum, (2016).
- Dağ, H. ve Türkan, A., 2017, "Investigation of the Excited States in the Hidden Charm Hidden Strange Sector", Nuclear and Particle Physics Proceedings, **NPPP1301** 1-5 (2017), Proceedings, 20th International Conference in QCD (QCD17), Montpellier, France.  
*Açıklama: Revize döneminde özeti yayın kabulü gelmiş ve ilgili belge eklenmiştir.*

##### *Özeti Basılacak Sunumlar:*

- Türkan, A. ve Dağ, H., 2017, "Analysis of X(4140) like states and their radial excitations in QCD", Proceedings of Science, XVII International Conference on Hadron Spectroscopy and Structure, Salamanca, Spain.

##### *Diğer Sunumlar:*

- Yi, Kai, 2015. "Experimental Review on Exotic Mesons –focus on  $J/\psi\phi$  mass spectrum @LHC", XHADRONs at Istanbul: International Workshop on Exotic Hadrons, Istanbul.
- Özçelik, Ö., 2015. "CMS deneyinde,  $J/\psi\phi$  Kütle Spektrumunda Egzotik Rezonansların İncelenmesi", YEFIST2015, Istanbul.
- Dağ, H., 2016. "Y(4140) Egzotik Mezonunun Yapısının İncelenmesi", YEFIST2016, Istanbul.
- Türkan, A., 2017. "X(4140) ve X(4274) Egzotik Hadronlarının KRD'de İncelenmesi", YEFIST2017, Istanbul.

- Özcelik, Ö., 2016. "Observation of Exotic Resonances In The  $J/\psi\phi$  Mass Spectrum", Poster, First Joint METU-IPM Conference on LHC Physics, 6/9 Eylül 2016, ICTP-ECAR, Izmir, Türkiye.

*Deney Gruplarında Yapılan Sunumlar<sup>7</sup>:*

- Özcelik, Ö., 2017. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/667247/contributions/2727548/>
- Özcelik, Ö., 2017. "First look at  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  with Run-II data". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/648582/contributions/2637383/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2017. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/580052/contributions/2350933/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2017. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/571896/contributions/2314163/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/567688/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/559904/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  and discussion of the planning".  
Amplitude Analysis Meeting. <https://indico.cern.ch/event/546822/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/540187/>

<sup>7</sup>Burada listelenen sunumlar, proje araştırmacıları tarafından CMS deneyi kapsamında yapılan toplantılardaki katkılardır. Deney toplantıları kollaborasyon dışına kapalı olduğundan toplantıların slaytlarını bu proje kapsamında çıktı olarak sunmamız mümkün değildir. Proje araştırmacılarının CERN katılımları başka kaynaklar tarafından maddi olarak desteklendiğinden, bu sunumların proje çıktısı olarak da gösterilmesi de mali mevzuat gereği mümkün değildir. Bu sunumlarda, proje esnasında elde edilen sonuçlar da tartişılmıştır.



- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/532728/contributions/2172782/>
- Özcelik, Ö., ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/526773/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/512762/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/503416/>
- Özcelik, Ö. ve Yetkin E. A., 2016. "Update on  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ ". Amplitude Analysis Meeting.  
<https://indico.cern.ch/event/497136/>
- Kai, Y., "Recent LHC results on rare B decays and Light resonances" at "NPI-ANL2017: New Physics Interpretations at the LHC 2, 5-7 Apr 2017, Lemont, IL (United States)".
- Kai, Y., "Standard Model: Bottom and Charm results" at "Aspen 2017: Aspen 2017 Winter Conference on Particle Physics, 19-25 Mar 2017, Aspen Center for Physics, Aspen, CO (United States)".
- Kai, Y., "Turkey B Physics Involvement Discussion", 12 August 2015,  
<https://indico.cern.ch/event/438614/>
- Kai, Y., Yetkin, E. A., "Full amplitude analyses: charged Z in 3 - body B decays - Y(4140) / Y(4274) nature", BPH Jamboree for Run II analyses, 27 Mart 2015,  
<https://indico.cern.ch/event/383701/contributions/1811956/attachments/765628/1050278/jamboree-YZ-ASliAlexis.pdf>

## **İş Paketi 12:Egzotik Hadron Çalıştaylarının Düzenlenmesi**

*Proje başarısındaki önemi: 5%*



Proje kapsamındaki çalıştayların ilki "XHADRONS at Istanbul: International Workshop on Exotic Hadrons, 3-5 Eylül 2015, MSGSÜ, Istanbul" olarak düzenlenmiştir. Çalıştayın ikincisinin 2017 yılı yazında yapılması planlanmış ancak uluslararası katılımcıların ülkemize seyahat etmekten çekinmeleri nedeni ile gerçekleştirilememiştir.

Ancak Proje ekibi tarafından, proje süresince ayrıca:

- YEFIST2017:İstanbul Yüksek Enerji Fiziği Çalıştayı, 6-7 Mayıs 2017, Yıldız Technical University, İstanbul, Türkiye,
- YEFIST2016:İstanbul Yüksek Enerji Fiziği Çalıştayı, 16-17 Nisan 2016, İstanbul Bilgi University, İstanbul, Türkiye,
- YEFIST2015:İstanbul Yüksek Enerji Fiziği Çalıştayı, 18-19 Nisan 2015, Mimar Sinan GSÜ, İstanbul, Türkiye,

ulusal yüksek enerji fiziği çalıştayları düzenlenmişlerdir. Proje kapsamında etkinlik için ayrılan bütçe, olası bir düzenleme ihtimaline karşı XHadrons Çalıştayına ayrıldığından kaynaklar bu yerel çalıştaylarda kullanılmamışlardır. Bu sebep ile mali mevzuat ve proje çıktısı kurallarına uygun olarak YEFIST çalıştayları, proje çıktısı olarak listelenememektedirler. Yine de tüm YEFIST çalıştayları, bu proje kapsamında bir araya gelen ekip tarafından düzenlenmiştir.

Özet olarak İP3'te hedeflenen sonuçlara ulaşılamaması ve henüz basılmış yayın olmaması dışında proje için hedefler büyük ölçüde gerçekleştirilmiştir. Yayınların henüz basılı olmama sebepleri yukarıda dipnot olarak açıklanmışlardır. Proje çıktıları, proje bitiminden itibaren 3 yıl içerisinde sisteme yüklenebildiğinden, yayınların basımlarının herhangi bir dergide gerçekleşmesi yerine saygın dergilerde yayınlanması tercih edilmiş ve bu yönde çaba gösterilmiştir. Projenin ara sonuçları ve çıktıları, yaygın etki gösterecek şekilde, konferanslarda sunulmuş, özetleri indekslerce taranan çevrimiçi dergilerde basılmış ve ayrıca ilgili deney grupları ile de paylaşılmışlardır. Proje çıktılarının yaygın etkilerine proje yürütücüsünün projenin bitmesinin ardından devam edeceği iki uluslararası çalışma örnek gösterilebilir. Proje esnasında, proje ekibi bu konuda tanınırlık kazanmışlardır ve bu sayede uluslararası etkileşimde ve çalışmalarda bulunabilmişlerdir.



## Kaynakça

- Aaij, R. vd. (LHCb Collaboration) 2012. "Search for the  $X(4140)$  state in  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  decays", Phys. Rev. D **85**, 091103.
- Aaij, R. vd. (LHCb Collaboration) 2013. "Determination of the  $X(3872)$  Meson Quantum Numbers", Phys. Rev. Lett. **110**, 222001, 2-4.
- Aaij, R. vd. (LHCb Collaboration) 2017a. "Amplitude analysis of  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  decays", Phys. Rev. D **95**, 012002.
- Aaij, R. vd. (LHCb Collaboration) 2017b. "Observation of  $J/\psi\phi$  structures consistent with exotic states from amplitude analysis of  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  decays", Phys. Rev. Lett. **118**, 022003 (2017).
- Aaltonen, T. vd. (CDF Collaboration) 2010. "Evidence for a Narrow Near-Threshold Structure in the  $J/\psi\phi$  Mass Spectrum in  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  Decays", Phys. Rev. Lett. **102**, 242002.
- Aaltonen, T. vd. (CDF Collaboration) 2011. "Observation of the  $Y(4140)$  structure in the  $J/\psi\phi$  mass spectrum in  $B^\pm \rightarrow J/\psi\phi K^\pm$  decays", Phys. Rept. **497**, 41.
- Abazov, V. M. vd. (D0 Collaboration) 2014. "Search for the  $X(4140)$  state in  $B^+ \rightarrow J/\Psi\phi K^+$  decays with the D0 Detector", Phys. Rev. D **89**, 012004.
- Abazov, V. M. vd. (D0 Collaboration) 2015. "Inclusive Production of the  $X(4140)$  State in  $p\bar{p}$  Collisions at D0", Phys. Rev. Lett. **115**, 232001.
- Agaev, S. S. vd. 2016. "Charmed partner of the exotic  $X(5568)$  state and its properties", Phys. Rev. D **93**, 094006.
- Agaev, S. S. vd. 2017a. "Exploring the resonances  $X(4140)$  and  $X(4274)$  through their decay channels", Phys. Rev. D **95** 114003.
- Agaev, S. S., Azizi, K., Sundu, H., 2017b. "Treating  $Z_c(3900)$  and  $Z(4430)$  as the ground-state and first radially excited tetraquarks", Phys. Rev. D **96** 034026.
- Aliev T.M.ve Bilmis, S., 2016. "Analysis of radial excitations of octet baryons in QCD sum rules" arXiv:1612.09345 [hep-ph].
- Ayala, A. vd. 2011. "QCD phase diagram from finite energy sum rules", Phys. Rev. D **84**, 056004.

- Ayala, A. vd. 2012. "Rho-meson resonance broadening in QCD at finite temperature", Phys. Rev. D **86**, 114036.
- Azizi, K. vd. 2015. "Thermal properties of light tensor mesons via QCD sum rules", Adv. High Energy Phys. **2015**, 794243.
- Azizi, K. ve Kaya, G., 2016. "Thermal behavior of the mass and residue of hyperons", J. Phys. G **43** no.5, 055002.
- Bazavov, A. vd. 2009. "Equation of state and QCD transition at finite temperature", Phys. Rev. D **80**, 014504
- Bochkarev, A. I. ve Shaposhnikov M. E. 1986. "The spectrum of hot hadronic matter and finite-temperature QCD sum rules", Nucl. Phys. B **268**, 220.
- Brambilla, N. vd. 2014. "QCD and strongly coupled gauge theories: challenges and perspectives", Eur. Phys. J. C **74**, 2981.
- Branz, T. vd. 2010. "Possible Hadronic Molecule Structure of the Y(3940) and Y(4140)", AIP Conf. Proc. **1257** 432.
- Brodzicka, M. vd. 2009. "Heavy flavour spectroscopy", Conf. Proc. C0908171 299, Proceedings, 24th International Symposium on Lepton-Photon Interactions at High Energy (LP09).
- Chatrchyan, S. vd. (CMS Collaboration) 2014. "Observation of a peaking structure in the  $J/\psi\phi$  mass spectrum from  $B^\pm \rightarrow J/\psi\phi K^\pm$  decays", Phys. Lett. B **734**, 261.
- Chen, W. vd. 2011. "The Vector and Axial-Vector Charmonium-like States", Phys. Rev. D **83**, 034010.
- Chen, W. vd. 2017. "Understanding the internal structures of the X(4140), X(4274), X(4500) and X(4700)", Eur. Phys. J. C **77** 160.
- Cheng, M. vd. 2008. "The QCD equation of state with almost physical quark masses", Phys. Rev. D **77**, 014511.
- Cheng, M. vd. 2010. "Equation of state for physical quark masses", Phys. Rev. D **81**, 054504.
- Choi, S.K. vd. (Belle Collaboration), 2003. "Observation of a Narrow Charmoniumlike State in Exclusive  $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-J/\psi$  Decay", Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 .



- Colangelo P. ve Khodjamirian A., 2000. "QCD sum rules, a modern perspective", In \*Shifman, M. (ed.): At the frontier of particle physics, vol. 3 1495-1576.
- Dag H. ve Türkan A., 2017a. "Investigating the Structure of X(4140) in QCD", EPJ Web of Conf., **137** 06007 (2017), Proceedings, XIth Quark Confinement and the Hadron Spectrum, (2016).
- Dag H. ve Turkan A., 2017b. "Exploratory study of X(4140) in QCD sum rules", arXiv:1705.02587 [hep-ph].
- Dağ, H. ve Türkan, A., 2017c, "Investigation of the Excited States in the Hidden Charm Hidden Strange Sector", Nuclear and Particle Physics Proceedings, **NPPP1301** 1-5 (2017), Proceedings, 20th International Conference in QCD (QCD17), Montpellier, France.
- Dickens, J. ve Gibson, V. (LHCb), 2010. "A study of the Angular Properties of the  $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  Decay", LHCb-PUB-2010-003, 8-10.
- Heuser, J. 2008. "Measurement of the mass and the quantum numbers  $J^PC$  of the X(3872) state" Ph.D. thesis, Universitat Karlsruhe, [IEKP-KA/2008-16].
- Hidalgo-Duque, C. vd. 2014. "X(3872) and its Partners in the Heavy Quark Limit of QCD", Int.J.Mod.Phys.Conf.Ser. **26** (2014) 1460110.
- Hosaka, A. vd. 2016. "Exotic Hadrons with Heavy Flavors -X, Y, Z and Related States", PTEP, 062C01.
- Lees, J. P. vd. (BABAR Collaboration) 2015. "Study of  $B^{\pm,0} \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^{\pm,0}$  and search for  $B^0 \rightarrow J/\psi\phi$  at BABAR", Phys. Rev. D **91**, 012003.
- Mahajan, N. 2009. "Y(4140): Possible options", Phys. Lett. B **679** 228.
- Mallik, S. vd. 1998a. "QCD sum rules at finite temperature", Phys.Rev. D **58**, 096011.
- Mallik, S. vd. 1998b. "Operator product expansion at finite temperature", Phys. Lett. B **416**, 373.
- Melikhov, D. 2016. "Advances in QCD sum rule calculations", AIP Conf. Proc. **1701** 020014 (2016).
- Narison, S. 2002. "QCD as a theory of hadrons", Cambridge Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. **17**, 1 (2002); "QCD spectral sum rules", World Sci. Lect. Notes Phys. **26**, 1 (1989);



- Acta Phys. Pol. B **26**, 687 (1995); Riv. Nuov. Cim. 10N2, **1** (1987); Phys. Rept. **84**, 263 (1982).
- Nielsen, M. vd. 2009. "A QCD sum rule calculation for the Y(4140) narrow structure", Phys. Lett. B **678** 186-190.
- Nielsen, M. vd. 2010. "New Charmonium States in QCD Sum Rules: a Concise Review", Phys. Rept. **497**, 41.
- Padmanath, M. vd. 2015. "X(3872) and Y(4140) using diquark-antidiquark operators with lattice QCD", Phys. Rev. D **92** 034501.
- Pakhlov, P. vd., [Belle Collaboration] 2008. " Production of New Charmonium like States in  $e^+e^- \rightarrow J/\Psi D^* \bar{D}^*$  at  $\sqrt{s} = 10$  GeV", Phys. Rev. Lett. **100** 202001 (2008).
- Patrignani, C. vd. (Particle Data Group) 2016. "Review of Particle Physics", Chin. Phys. C **40**, 100001.
- Reinders, L. J. vd. 1985. "Hadron Properties from QCD Sum Rules", Phys. Rept. **127**, 16.
- Richman, D. J., 1984. "An Experimenter Guide to the Helicity Formalism", Technical Report 68, California Institute of Technology, 91125 Pasadena, California, 7.
- Shen, C.P. vd. 2010. "Evidence for a New Resonance and Search for the Y4140 in the  $\gamma\gamma \rightarrow \phi J/\psi$  Process", Phys. Rev. Lett. **104** 112004.
- Shifman, M. A. vd. 1979. "QCD and resonance physics, theoretical foundations", Phys. B **147**, 385.
- Stancu, F. vd. 2010. "Can Y(4140) be a c anti-c s anti-s tetraquark?", J. Phys. G **37**, 075017.
- Torres, A. M. vd. 2016. "Understanding close-lying exotic charmonia states within QCD sum rules", Nucl.Phys. A966 135-157 .
- Veliev E.V. vd., 2017. "Thermal properties of exotic X(3872) state via QCD sum rule", arXiv:1707.03714 [hep-ph].
- Wang, Z. 2009. "Analysis of the Y(4140) with QCD sum rules", Eur. Phys. J. C **63**, 115-122, 2963.
- Wang, Z. 2011. "Analysis of the Y(4274) with QCD sum rules", Int. J. Mod. Phys. A **26** 4929-4943.



- Wang, Z. 2014. "Reanalysis of the  $Y(3940)$ ,  $Y(4140)$ ,  $Z_c(4020)$ ,  $Z_c(4025)$  and  $Z_b(10650)$  as molecular states with QCD sum rules", *Eur. Phys. J. C* **74**, 2963.
- Wang, Z. 2016. "Reanalysis of  $X(4140)$  as axial-vector tetraquark state with QCD sum rules", *Eur. Phys. J. C* **76**, 115-122, 2963.
- Wang, E. vd. 2018. "Analysis of the  $B^+ \rightarrow J/\Psi\phi K^+$  data at low  $J/\Psi\phi$  invariant masses and the  $X(4140)$  and  $X(4160)$  resonances", *Phys. Rev. D* **97** 014017.
- Wang, Z. vd. 2009. "Analysis of the  $Y(4140)$  and related molecular states with QCD sum rules", *Eur. Phys. J. C* **64**, 373-386.
- Wang, Z. vd. 2016. "Tetraquark state candidates:  $Y(4140)$ ,  $Y(4274)$  and  $X(4350)$ ", *Int. J. Mod. Phys. A* **30**, 1550004.
- Weldon, H. A. vd. 1982. "Covariant calculations at finite temperature: The relativistic plasma", *Phys. Rev. D* **26**, 1394.
- Zhang, J. ve Huang M. 2010a. "(Q anti-s)(\*)(anti-Qs)(\* ) molecular states from QCD sum rules: A view on  $Y(4140)$ ", *J. Phys. G* **37**, 025005, 41.
- Zhang, J. ve Huang M. 2010b. "(Q anti-s)(\*)(anti-Qs)(\* ) molecular states in QCD sum rules", *Commun. Theor. Phys.* **54** 1075-1090.

**TÜBİTAK**  
**PROJE ÖZET BİLGİ FORMU**

Proje Yürütücüsü:	Dr. HÜSEYİN DAĞ
Proje No:	114F215
Proje Başlığı:	Egzotik Hadronların Yüksek Enerji Deneylerinde Gözlemlenebilirliklerinin Geliştirilmesi
Proje Türü:	1001 - Araştırma
Proje Süresi:	36
Araştırmacılar:	FERHAT ÖZOK, KAZEM AZİZİ, ELİF ASLI YETKİN, ARZU TÜRKAN, KAI YI (Yurt Dışı)
Danışmanlar:	ALTUĞ ÖZPİNECİ, VALERİ ZAMİRALOV (Yurt Dışı)
Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi:	ÖZYEGİN Ü. MÜHENDİSLİK F.
Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri:	15/10/2014 - 15/10/2017
Onaylanan Bütçe:	362890.0
Harcanan Bütçe:	261061.81
Öz:	<p>Kuantum Renk Dinamiği (KRD) maddenin temel yapıtaşlarından kuarkları ve kuarklar arası etkileşimleri ileten gluonları açıklayan bir teoridir. KRD'ye göre kuarklar üç adet renk yükünden sadece birini taşıyabilirler ve gözlemlenebilir evrende hiç bir varlık renk yükü taşıyamayacağından ayrı ayrı gözlemlenemezler. Onun yerine Kuark modeline göre ikili ya da üçlü gruplar halinde varolarak renk yüksüz mezonları ve baryonları oluştururlar. Ancak günümüzde iki ya da üç kuarktan fazla kuark içerebilecek yapılar da gözlemlenmiştir. Cazibe kuark içeren ilk dörtlü yapı deneysel olarak 2003 yılında Belle deneyi tarafından gözlemlenen X(3872) egzotik hadronudur. X(3872) nin ardında bir çok yüklü ya da yüksüz egzotik hadron gözlemlenmiştir. Bu tarz yapılar kuark modeli ile açıklanamadığı gibi yapısal mekanizmaları da tam olarak anlayışlamamıştır. Bu hadronların dört ya da beş kuark içerdiği tahmin edilmekte ve bu yönde hem teorik hem de deneysel araştırmalar devam etmektedir.\</p> <p>Bu projede, <math>J/\psi \rightarrow \psi' \rightarrow \psi + \pi</math> geçişinde gözlemlenen egzotik mezonlardan X(4140) ve X(4274) ve olası eşlerinin fiziksel özellikleri ve bu özelliklerin deneylerde gözlemlenebilirlikleri araştırılmıştır. Egzotik mezonlar X(4140), X(4274) ve olası eşlerinin kütle ve mezon çifttenim sabitleri, literatürde başarılı uygulamaları bulunan KRD toplam kuralları yöntemi ile hesaplanmışlardır (İP2, İP5 ve İP6). Bu çalışmalar esnasında mezonların molekül ya da ikikuark-antiikikuark yapılarına sahip olabilecekleri yaklaşımlar değerlendirilmişlerdir. Ayrıca X(4274) mezonu, X(4140)'ın uyarılmış durumu olarak tanımlanmıştır. Deneylerde gözlemlenen son durumların açısız dağılımlarından mezon özelliklerinin incelenmesi amacı ile, mezonların helisite açılarına kuantum sayılarına bağlılıkları incelenmişlerdir (İP4). Teorik çalışmalara ek olarak, X(4140) ve X(4274) ve olası skalar eşleri için, helisite açılarına göre dağılımların incelenebileceği sümülasyon ve veri analizi kodları hazırlanmışlardır (İP7 ve İP8). Hazırlanan sümülasyonlar koşuturarak son durum olayları üretilmişlerdir (İP8).</p>
Anahtar Kelimeler:	Egzotik Hadronlar, X(4140), X(4274), çarmonyum, KRD toplam kuralları, Tetrakuark.
Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu Mu?:	Hayır
Projeden Yapılan Yayınlar:	1- Investigating the Structure of X(4140) in QCD (Bildiri - Uluslararası Bildiri - Sözlü Sunum),