KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

EGZOTİK X(5568) VE Λ(1405) PARÇACIKLARININ İNCELENMESİ

BİRTEN BARSBAY

KOCAELİ 2017

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK

ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

EGZOTİK X(5568) VE Λ(1405) PARÇACIKLARININ İNCELENMESİ

BİRTEN BARSBAY

Doç. Dr. Hayriye SUNDU PAMUK
Danışman, Kocaeli Üniversitesi

Prof. Dr. Elşen VELİ
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniversitesi

Prof. Dr. Kazem AZİZİ
Jüri Üyesi, Doğuş Üniversitesi

Tezin Savunulduğu Tarih: 23.06.2017

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Bu çalışmada $X(5568)$ egzotik parçacığının aksiyel vektör olma durumu göz önüne alınarak kütle ve mezon-akım kuplaj sabiti iki nokta Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları (KRD-TK) metodu ile parçacığın güçlü bozunum $X_b(5568) \to B_s^0\pi^+$ kanalına ait kuplaj (etkileşim) sabiti ve bozunma genişliği ise Işık Koni Toplam Kuralları (IKTK) ve soft mezon limit q→0 kullanılarak hesaplanmıştır Ayrıca, $\Lambda(1405)$ parçacığının $I(J^P) = 0(1/2^-)$ kuantum numarasına sahip hibrit baryon (üç kuark-bir gluon) olma durumu göz önüne alınarak parçacığın kütle ve rezidüsü iki nokta KRD toplam kuralları metodu ile elde edilmiştir.

Yüksek lisans eğitimim boyunca her koşulda güvendiğim, çalışmalarımızda desteğini hep yanımda hissettiğim, bilgisiyle, alçak gönüllülüğüyle, samimiyetiyle, başarılarıyla kendime örnek aldığım ve kendisiyle çalışmaktan gurur duyduğum çok değerli danışman hocam Doç. Dr. Hayriye SUNDU PAMUK'a teşekkürlerimi sunarım. İyi ki varsınız Hocam.

Yaptığımız çalışmaları fikir ve önerileriyle zenginleştirip çalışmalarımızın başarı ile şekillenmesini sağlayan ve HEP grubumuzun en büyük şansı olan sayın ikinci danışman hocam Prof. Dr. Kazem AZİZİ'ye çok teşekkür ederim. Grubumuzdaki diğer hocalarıma ve arkadaşlarıma da çok teşekkür ederim.

Eğitim hayatım boyunca maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen, bana her zaman güvenen, her zaman varlıklarını yanımda hissettiğim değerli ailem; annem Nurdaşen BARSBAY, babam Muhammet BARSBAY, ablam Buket B. GÜZELDEMİRCİ, kardeşim İzzet BARSBAY ve üniversite eğitimim sonrasında yanında kaldığım annemden ayrı bilmediğim emektar biricik teyzem Şengül EMRE ve kuzenim Mert EMRE'ye ve diğer büyük aileme sonsuz teşekkür ederim.

Çalışmalar Tübitak tarafından 115F183 numaralı proje kapsamında desteklenmektedir.

Mayıs - 2017 Birten BARSBAY

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR i
İÇİNDEKİLER ii
ŞEKİLLER DİZİNİ iii
TABLOLAR DİZİNİ iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ v
ÖZET vii
ABSTRACT viii
GİRİŞ 1
1. STANDART MODEL VE KUANTUM ALAN TEORİSİ 5
1.1. Standart Model 5
1.2. Kuantum Elektrodinamiği 6
1.3. Kuantum Renk Dinamiği 7
1.4. Asimptotik Özgürlük ve Hapsolma 8
2. EGZOTİK HADRONLAR 10
3. KRD TOPLAM KURALLARI 25
3.1. Borel Dönüşümü 32
4. EGZOTİK X(5568) PARÇACIĞININ KRD TOPLAM KURALLARI METODU İLE AKSİYEL-VEKTÖR DURUMUNUN İNCELENMESİ 34
4.1. Egzotik X(5568) Parçacığının Kütle ve Mezon Akım Kuplaj Sabitinin Hesaplanması 36
4.2. Güçlü $X_b \to B_s^* \pi^+$ Bozunum Kanalına Ait Kuplaj Sabiti $g_{X_b B_s^* \pi^+}$ ve Bozunma Genişliğinin Hesaplanması 40
4.3. Nümerik Sonuçlar 45
5. $\Lambda(1405)$ PARÇACIĞININ KRD TOPLAM KURALLARI METODU İLE HİBRİT BARYON OLARAK İNCELENMESİ 54
5.1. $\Lambda(1405)$ Parçacığının Kütle ve Rezidüsünün Hesaplanması 56
5.2. Nümerik Sonuçlar 61
6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER 66
KAYNAKLAR 68
EKLER 86
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER 91
ÖZGEÇMİŞ 92

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. α'in Q'ya Göre Değişim Grafiği. 8
Şekil 2.1. Çoklu Kuark Konfirasyonlarını İçeren Ekzotik Parçacıklar.....11
Şekil 4.1. OPE Pole ve Süreklilik Katkılarının s_0'a Göre Grafiği. 47
Şekil 4.2. m_{X_b} Kütlesinin Borel Kütle Parametresi M^2'ye Bağlılığı.....48
Şekil 4.3. m_{X_b} Kütlesinin Süreklilik Eşiği s_0'a Bağlılığı 48
Şekil 4.4. f_{X_b} Mezon-Akım Kuplaj Sabitinin Borel Kütle Parametresi
M^2'ye Bağlılığı 49
Şekil 4.5. f_{X_b} Mezon-Akım Kuplaj Sabitinin Süreklilik Eşiği s_0'a Bağlılığı 49
Şekil 4.6. $g_{X_bB_s^*\pi^+}$ Güçlü Kuplaj Sabitinin Borel Kütle Parametresi
M^2'ye Bağlılığı 51
Şekil 4.7. $g_{X_bB_s^*\pi^+}$ Güçlü Kuplaj Sabitinin Süreklilik Eşiği s_0'a Bağlılığı. 51
Şekil 5.1. m_Λ Kütlesinin M^2 Borel Kütle Parametresine Bağlılığı 62
Şekil 5.2. m_Λ Kütlesinin s_0 Süreklilik Eşiğine Bağlılığı. 63
Şekil 5.3. λ_Λ Rezidüsünün M^2 Borel Kütle Parametresine Bağlılığı 63
Şekil 5.4. λ_Λ Rezidüsünün s_0 Süreklilik Eşiğine Bağlılığı 64

TABLOLAR DİZİNİ

Tablo 2.1. Bazı Egzotik Parçacıkların Deneysel Durumu 22
Tablo 2.2. Bazı Egzotik Parçacıkların Özellikleri Hakkında Teorik Olarak Bilgimizin Olup Olmadığını Gösteren Literatür Taraması. 23
Tablo 4.1. Giriş Parametreleri.....46
Tablo 5.1. Giriş Parametreleri.....61
Tablo 5.2. $\Lambda(1405)$ Parçacığının Kütle ve Rezidü Değerleri.....64

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

A_μ^a : Gluon alanı, Yang-Mills alanları
$\hat{B}$: Borel dönüşümü
$C_n\left(q^2\right)$: Wilson katsayıları
C : Yük eşleniği
d : Operatör boyutu
D_μ : Kovaryant türev
$F_{\mu\nu}^a$: Alan şiddet tensörü
f^{abc} : Antisimetrik yapı sabiti
f : Bozunma sabiti
g, α_s : Güçlü etkileşme sabiti
I : Birim operatör
$j(x)$: Parçacıklara karşılık gelen akım
J : Toplam açısal momentum
k, p, p', q : Dört boyutlu momentum
L : Lagranjiyen yoğunluğu
L_{KRD} : Kuantum renk dinamiği lagranjiyeni
M^2 : Borel kütle parametresi
m : Kütle
N_c : Kuark renk sayısı
n_f : Kuark çeşni sayısı
O_n : Yerel ayar değişmez operatör
P : Parite
s : Spin
s, s_0, s_0' : Süreklilik eşiği
T : Zaman sıralama operatörü
Λ_{KRD} : KRD parametresi
$\psi(x)$: Kuark alanı
$\gamma_\mu, \gamma_\nu, \gamma_5$: Dirac matrisi
δ : Dirac-delta fonksiyonu
λ^a : 3×3 Gell-Mann renk matrisleri
Π : Korelasyon fonksiyonu
σ : Tesir kesiti
$|0\rangle$: Taban durum

μ, ν : Lorentz indisleri

ρ : Spektral yoğunluk

$\varepsilon, \varepsilon'$: Polarizasyon vektörleri

$\langle \bar{\psi}\psi \rangle$: Kuark yoğuşması

$\langle G^a_{\mu\nu} G^{a\mu\nu} \rangle$: Gluon yoğuşması

Kısaltmalar

CERN : European Organization for Nuclear Research (Avrupa Parçacık Fiziği Araştırma Merkezi)

IKTK : Işık Koni Toplam Kuralları

KED : Kuantum Elektrodinamiği

KRD : Kuantum Renk Dinamiği

KRDTK : Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları

OPE : Operator Product Expansion (Operatör Çarpım Açılımı)

PDG : Particle Data Group (Parçacık Veri Grubu)

SVZ : Shiftman, Vainshtein ve Zakharov

EGZOTİK X(5568) VE Λ(1405) PARÇACIKLARININ İNCELENMESİ

ÖZET

Standart hadronlar (mezon ve baryonlar) günümüze kadar hem teorik hem deneysel olarak detaylı incelenerek onların spektroskopik, elektromanyetik, zayıf ve güçlü etkileşim özellikleri detaylı bir şekilde araştırılmıştır. Çeşitli teorik yöntemler ile elde edilen sonuçların deneysel verilerle oldukça uyum içinde olduğu görülmektedir. Ancak son yıllarda standart hadronlara ek olarak çeşitli kuark ve gluon kombinasyonlarından oluşabilecek farklı yapıda parçacıklar olabileceği öne sürülmüş ve bunlardan bazıları deneyde gözlemlenmiştir. Bu yapılar genel olarak dörtkuarklar (tetrakuarklar), mezon molekülleri, beşkuarklar (pentakuarklar), altıkuarklar (hegzakuarklar), dibaryonlar, mezon-baryon molekülleri, hibritler, gluontopları (glueball'lar) vb. gibi egzotik parçacıklar olarak bilinmektedir.

Bu tezde Kuantum Renk Dinamiği (KRD) toplam kuralları kullanılarak; egzotik parçacıkların spektroskopik özellikleri (kütle, mezon-akım kuplaj sabiti, vb.) ile bu parçacıkların güçlü, elektromanyetik ve zayıf geçiş kanallarının incelenmesi amaçlanmaktadır. Bu incelemeler ise bu yeni parçacıkların içyapısı, güçlü etkileşim ve kuantum renk dinamiğinin pertürbatif ve pertürbatif olmayan yönleri hakkındaki önemli bilgiler verip gelecek deneylerine ışık tutacaktır.

İlk çalışmada, deneysel olarak Fermilab-DO İşbirliği tarafından öne sürülen ve dört farklı kuark çeşnişinden oluşan X(5568) egzotik parçacığının aksiyel vektör olma durumu göz önüne alınarak kütle ve mezon-akım kuplaj sabiti iki nokta Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları (KRD-TK) metodu ile incelenmiş; deneysel ve diğer teorik modellerdeki sonuçlar ile kıyaslanmıştır. Ayrıca bu egzotik parçacığın güçlü bozunum $X_b(5568) \to B_s^0\pi^+$ kanalına ait kuplaj (etkileşim) sabiti ve bozunma genişliği Işık Koni Toplam Kuralları (IKTK) ve soft mezon limit q→0 kullanılarak hesaplanmış; elde edilen sonuçlar deneysel verilerle ve literatürdeki diğer teorik modellerden elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

İkinci çalışmada, Λ(1405) parçacığının $I(J^P) = 0(1/2^-)$ kuantum numarasına sahip hibrit baryon (üç kuark-bir gluon) olma durumu göz önüne alınarak parçacığın kütle ve rezidüsü iki nokta KRD toplam kuralları metodu ile hesaplanmış ve parçacığın kütlesi için elde edilen sonucun deneysel veri ile uyumlu olduğu gözlemlenmiştir. Çalışmada aynı zamanda Λ(1405)'in güçlü, zayıf ve elektromanyetik bozulmalarıyla ilgili kuplaj sabitinin ve bozunma genişliğinin hesaplanmasında temel girdilerden biri olan rezidüsü de hesaplanmıştır. Bozunma kanallarının araştırılması ise $\Lambda(1405)$ parçacığının içyapısını daha iyi anlayabilmemize yardımcı olacak ve parçacığın hibrit baryon olup olmadığı konusundaki yorumları netleştirecektir.

Anahtar Kelimeler: Egzotik Parçacıklar, Güçlü Kuplaj Sabiti, KRD Toplam Kuralları, Mezon-Akım Kuplaj Sabiti, Rezidü.

INVESTIGATION OF EXOTIC X(5568) and Λ(1405) PARTICLES

ABSTRACT

Till now the spectroscopic parameters of the conventional hadrons (mesons and baryons), their electromagnetic, weak and strong interactions were investigated from both theoretical point of view and experimentally in rather detailed form. It is seen that predictions obtained in the framework of various theoretical methods are in nice agreements with experimental data. But particles that contain different combination of valence quarks and gluons, and differ from standard hadrons existence of which were theoretically predicted in early years of the Quantum Chromodynamics (QCD), were recently observed experimentally. These hadrons are known as the exotic particles, and in general may be composed of four, five and six valence quarks, or appear as meson-baryon molecules, hybrids, glueballs.

The aim of this thesis is investigation of the spectroscopic properties (mass, meson-current coupling constant, etc.) some of the exotic particles by means of QCD sum rule method, as well as analysis of their strong decay channels and calculation of such physical features of these particles as corresponding strong couplings and decay widths. The obtained results can give valuable knowledge on the internal structure of these new particles providing, at the same time, information on the perturbative and nonperturbative nature of strong interactions and color dynamics, which will shed light on future experiments.

In first work the mass and meson-current coupling constant of the exotic particle X(5568) observed by the Fermilab's D0 Collaboration and composed of four different quark flavors are calculated by treating it as a axial-vector particle and using QCD two-point sum rule method; our results are compared with experimental data and predictions of other theoretical models. Additionally, the coupling corresponding to the strong decay channel $X_b(5568) \to B_s^0 \pi^+$ of this exotic particle and its width are calculated using the QCD light-cone sum rule method and soft meson limit q→0; results found here are confronted with experimental data and predictions of other theoretical models.

In the second work, the mass and residue of the particle $\Lambda(1405)$ are computed by considering it as a hybrid baryon (a system of three valence quarks and a valence gluon) with the quantum numbers $I(J^P) = 0(1/2^-)$ and employing QCD two-point sum rule method. It is demonstrated that the result obtained for the mass of this particle is compatible with experimental data. The residue of $\Lambda(1405)$ is a quantity of fundamental importance, because it appears as an input parameter in analysis of its various strong, electromagnetic and weak decay channels.

Study of decay channels of the particle $\Lambda(1405)$ will be helpful for more clear understanding of its internal structure and also for making final decision between its interpretations as a hybrid or conventional baryon.

Keywords: Exotic Particles, Strong Coupling Constant, QCD Sum Rule, Meson-Current Coupling Constant, Residue.

GİRİŞ

Yüksek enerji fiziği bir diğer adıyla parçacık fiziği maddenin temel yapıtaşlarının ne olduğunu ve bu yapıtaşlarının kendi aralarında ve diğer parçacıklarla nasıl etkileştiklerini konu alan fizik dalıdır. 19. yüzyılda maddenin bölünemez en küçük yapıtaşının atom olduğu biliniyordu. Ancak 1897'de J.J. Thomson'ın elektronu keşfetmesi ile fizikçiler atomun maddenin en küçük yapıtaşı olmadığını, daha küçük alt parçacıklardan oluştuğunu düşünmeye başladılar ve yapılan araştırmalar sonucunda atomun çekirdek ve onun etrafında dönen elektronlardan oluştuğu anlaşıldı. Bu nedenle 1897 yılı parçacık fiziğinin başlangıç yılı olarak kabul edilir. 1918 yılında Rutherford tarafından protonun ve 1932 yılında Chadwick tarafından nötronun bulunması ile fizikçiler maddenin son yapıtaşlarının bu atom altı parçacıklar olduğunu düşündüler. 1964 yılında hızlandırıcıların geliştirilmesiyle beraber, Murray Gell-Mann ve George Zweig birbirinden bağımsız olarak yaptıkları çalışmalarla çekirdeği oluşturan proton ve nötronların da kuark denilen daha küçük alt parçacıklardan oluştuğunu öngördüler [1]. Daha sonra İsviçre'deki Avrupa Parçacık Fiziği Laboratuarı (CERN) ve Amerika'daki Brookhaven Ulusal Laboratuar'nda (BNL) yapılan deneylerde yunanca ağır anlamına gelen hadron denilen parçacıklar keşfedildi. Günümüzde bilinen 400'ün üzerinde parçacık çeşidi vardır ve bu parçacıklar birkaç temel parçacığın farklı kombinasyonları şeklindedir. Bu temel parçacıklar kuarklar ve leptonlar olmak üzere iki sınıfa ayrılır.

Doğadaki parçacıkların sınıflandırılması ve onlar arasındaki etkileşmelerin incelenmesi Standart Model (SM) adı verilen başarılı bir kuramla sağlanır. Standart Model, doğada bilinen dört kuvvetten (şiddetli kuvvet, elektromanyetik kuvvet, zayıf kuvvet ve kütle çekim kuvveti) üçünü açıklayabilen (şiddetli kuvvet, elektromanyetik kuvvet ve zayıf kuvvet) bir kuramdır.

Standart Model doğadaki 4. temel kuvvet olan Kütleçekim Kuvveti hakkında birşey söyleyememektedir. Bu eksiklik, Standart Model'in en büyük eksikliklerinden biridir ve pek çok bilim insanını Standart Model'in ötesinde başka kuramlar aramaya

itmektedir. Standart Model'in en büyük başarılarından biri olarak gösterebileceğimiz, elektronun anomal manyetik momenti, deneysel olarak 11 anlamlı basamağa kadar ölçülmüştür ve bunlardan sadece son iki basamağında hata payı bulunmaktadır. Kuramsal olarak yapılan hesaplar da yine bu hassasiyete kadar yapılabilmektedir ve hesaplarla deney, ölçüm hata payları çerçevesinde uyuşmaktadır. Dünyanın nüfusunu düşünecek olursak, bu dünya nüfusunu hiç hataya yer vermeden tahmin etmeye denktir.

Standart Modelin açıkladığı parçacık gruplarından birisi olan hadronlar; mezonlar ve baryonlar olmak üzere iki sınıfa ayrılır. Mezonlar: bir kuark anti-kuark çifti içeren ve spini tamsayı $(s = 0, \hbar, 2\hbar, ...)$ olan parçacıklardır; aynı zamanda mezonlar Bose-Einstein istatistiğine uyduğundan bozonlardır. Mezonların varlığı 1935'de Japon bilim adamı Hideki Yukawa ile kuramsal olarak öngörülmüş ve 1947'de Bristol Üniversitesi'nde Cecil Powell, César Lattes ve Giuseppe Occhialini'nin işbirliği ile Yukawa tarafından öngörülen mezonların en hafifi olan π –mezonu gözlenmiştir. O tarihten bu yana K -mezon, η -mezon, vb. başka mezonlar da bulunmuş, öngörülmeleri ve bulunmaları kuark kuramının geliştirilmesini sağlamıştır. Baryonlar ise üç kuark veya üç anti-kuarktan oluşan spini tek yarım sayı $(s = \hbar/2, 3\hbar/2, 5\hbar/2, ...)$ olan hadronlardır ve Fermi-Dirac istatistiğine uyduğundan fermiyonlardır. En çok bilinen baryonlardan proton 2 yukarı 1 aşağı (uud), nötron 1 yukarı 2 aşağı (udd) kuarktan oluşur.

Son yıllarda standart hadronlara ek olarak çeşitli kuark ve gluon kombinasyonlarından oluşabilecek farklı yapıda parçacıklar olabileceği öne sürülmüş ve bunlardan bazıları deneyde gözlemlenmiştir. Standart olmayan doğalarından dolayı bu yeni gözlemlenen parçacıklar egzotik parçacıklar diye bilinen gruba dahil edilmiştir. Bu yapılar genel olarak dört-kuark (tetrakuarklar), beş-kuark (pentakuarklar), mezon molekülleri, dibaryonlar, mezon-baryon molekülleri, gluontopları (glueball), hibritler, vb. gibi egzotik parçacıklar olarak bilinmektedir [2]. Egzotik parçacıklardan XYZ ailesine giren X(3872) parçacığı, 2003 yılında Belle İşbirliği tarafından gözlemlenmiştir ve beraberinde pek çok egzotik parçacık gözlemlenip incelenmiştir [3-5].

Standart hadronların ve egzotik hadronların güçlü etkileşmelerini tam olarak anlayabilmek için Kuantum Renk Dinamiği (KRD)' nin pertürbatif olmayan bölgesini çok iyi incelemek gerekir. KRD toplam kuralları (KRDTK) yöntemi, KRD Lagrange fonksiyonunu temel alır ve KRD parametreleri ile hadron parametrelerini ilişkilendirerek uzun mesafeli (küçük momentum) olayları açıklar. Uzun mesafelerde kuark-gluon etkileşmeleri çok kuvvetli olduğundan burada kısa mesafelerde olduğu gibi pertürbatif yöntem kullanılamaz. KRDTK yöntemi, kuark ve gluon yoğuşmalarıyla orantılı pertürbatif olmayan bölgelerde kütle, bozunma sabiti, kuplaj sabiti ve form faktör gibi hadronik parametreleri hesaplamamızı sağlayan bir metottur.

D0 İşbirliği tarafından gözlemlendiği rapor edilen dört-kuark yapıdaki X(5568) egzotik parçacığını diğer gözlemlenen X parçacıklarından ayıran en önemli özelliği, bir ağır ve üç hafif hafif kuark (b, d, s, u) olmak üzere dört farklı kuark çeşnisine sahip olmasıdır. Literatürde D0 İşbirliğinin raporundan hemen sonra bu parçacığın kütle ve mezon-akım kuplajı (bozunma sabiti) gibi spektroskopik özellikleri ve bozunum kanalları teorik olarak pek çok çalışmada incelenmiştir. Ancak kısa bir süre sonra LHCb tarafından X(5568) parçacığının var oluşunun onaylanmadığı bildirilmiştir. İki deney grubu arasındaki bu belirsizlikten dolayı parçacığın teorik olarak daha detaylı incelenmesi önem kazanmıştır. Bu çalışmada, X(5568) egzotik parçacığı hakkındaki belirsizliği açıklayabilmek ve bu parçacık hakkında daha detaylı bilgi edinebilmek için parçacığın $J^P = 1^+$ kuantum numarasına sahip axial-vektör olma durumu göz önüne alınarak Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları (KRD-TK) metodu ile incelenmiştir. Öncelikle parçacığın kütle ve mezon-akım kuplajı gibi spektroskopik özellikleri iki nokta KRD-TK ile elde edilmiştir. Daha sonra elde edilen değerler giriş parametresi olarak kullanılarak güçlü bozunum $X(5568) \to B_s^* \pi^+$ kanalına ait kuplaj sabiti ve bozunma genişliği Işık Koni KRD-TK ve soft mezon limit $q \to 0$ kullanılarak hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar deneysel verilerle ve literatürdeki diğer teorik modellerden elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. $X(5568)$ parçacığı dört farklı kuark çeşnisinden oluşmasından dolayı, bu parçacık ile ilgili yapılan ve yapılacak olan çalışmalar hadron fiziğinde birçok probleme ışık tutacaktır.

$\Lambda(1405)$'in doğası uzun yıllardan beri ilgi çekicidir ve parçacığın içyapısı hakkında çeşitli teoriler mevcuttur [6-7]. Bazı çalışmalar bu parçacığın standart baryon olduğunu bazı çalışmalar ise hibrit baryon olduğunu savunmuştur. Bu nedenle parçacık hakkındaki belirsikliklerden dolayı teorik çalışmalar önem kazanmıştır.

Diğer bir çalışmada, CLAS İşbirliği tarafından $\bar{K}N$ rezonans ve $I(J^P) = 0(1/2^-)$ kuantum numarasına sahip $\Lambda(1405)$ egzotik parçacığının qqqg hybrid baryon olma durumu göz önüne alınarak bu parçacığın kütle ve rezidüsü iki nokta KRDTK metodu ile hesaplanmıştır. Hesaplamalarda, on boyuta kadar kuark, gluon ve karışık kondensatlar hesaba katılmıştır. Kütlesi 1403^{+33}_{-32} MeV ve rezidüsü $0,52^{+0,05}_{-0,04} \times 10^{-3}\text{GeV}^5$ olarak elde edilmiştir. $\Lambda(1405)$'in kütlesi için elde edilen sonucun deneysel veri ile uyumlu olduğu gözlemlenmiştir. Teorik olarak bulduğumuz kütlenin deney datasına çok yakın olması bu konuya önemli açıklamalar getirip bu parçacığın içyapısını anlamamızda önemli rol üstlenecektir.

1. STANDART MODEL VE KUANTUM ALAN TEORİSİ

1.1. Standart Model

Parçacık fiziğinin temelini oluşturan Standart Model, güçlü etkileşim ile elekrozayıf etkileşimi içerir. Parçacıkların birbirleriyle olan etkileşimleri ve serbest hareketleri parçacıkların alan işlemcilerinden oluşan ve bazı simetriler altında değişmez kalan lagranjiyenlerle tanımlanır. Lagranjiyen, parçacıkların etkileşme terimi ve parçacıkların serbest hareketini içeren kinetik terimi olmak üzere iki kısımdan oluşur. Etkileşimleri belirlemek için lagranjiyeni belirleyen ayar teorileri kullanılır ve ayar dönüşümleri iki çeşittir.

1- Global ayar dönüşümü: Uzay zamana bağlı olmayan dönüşümlerdir. Bu dönüşüm bir ψ alanı için aşağıdaki şekilde ifade edilir,

$$\psi \to e^{i\theta},\ \theta \in R \tag{1.1}$$

2- Yerel ayar dönüşümü: Uzay zamana bağlı olan dönüşümlerdir. Bu dönüşüm bir ψ alanı için aşağıdaki şekilde ifade edilir [8],

$$\psi \to e^{i\theta(x)},\ \theta \in R. \tag{1.2}$$

Genelde ayar simetrileri, grup elemanları bir Lie cebri elemanının exponansiyel şeklinde yazılabilen Lie grubu ile sınırlandırılır ve bu şartların sağlandığı teorem Yang-Mills teorisi olarak bilinir. 1954 yılında Yang ve Mills yerel simetrinin abelyen olmayan duruma genişletilmesini sağlamışlardır.

Standart Model, SU(3)XSU(2)XU(1) ayar simetrisi üzerinde kurulmuştur ve modelin lagranjiyeni bu simetri altında değişmez kalacak şekilde yazılmalıdır. Standart Model lagranjiyeninde kuarklara ve vektör bozonlara simetri yüzünden kütle yazılamaz. Bu sebeple kuram bu haliyle tüm parçacıkların kütlesiz olmasından dolayı eksiktir [9]. 1967'de L. Faddeev ve V. Popov tarafından Yang-Mills alanlarının kuantumlanması, iz integralleri yöntemiyle sağlanmıştır. Dolayısıyla, Feynman

kuralları tutarlı olarak elde edilmiştir [10].

Standart Model; altı tane kuark (yukarı, aşağı, garip, tılsım, alt ve üst), altı tane lepton (elektron, müon, tau ve sırasıyla bu parçacıkların nötrinoları), bir tane foton, sekiz tane gluon, üç tane zayıf etkileşme ara bozonu ve temel parçacıklarla etkileşime girerek onlara kütle kazandıran Higgs bozonundan oluşur. Kuramın öngördüğü parçacıkların zaman içinde bulunması modelin doğruluğunu kanıtlamıştır. Buna en iyi örnek olarak yakın zamanda keşfedilen Higgs bozonunu verebiliriz. Ancak, Standart Model dört temel kuvvetin hepsini içermediği için tamamlanmış bir kuram olarak görülmez [11]. Bu nedenle fizikçiler Standart Model'in dışında, kütleçekim kuvvetini de içeren Büyük Birleşim Teorisini ve Standart Model Ötesi Fiziği oluşturmaya çalışmaktadırlar.

1.2. Kuantum Elektrodinamiği

Kuantum Elektrodinamiği (KED), yüklü ve spini $1/2$ olan fermiyon alanları ile yüksüz, kütlesiz ve spini 1 olan fotonların etkileşimini açıklar. KED abelyan $U(1)_Q$ ayar grubunu içerir. Rölativistik Dirac Lagranjiyen yoğunluğu,

$$L_D = \sum_{q=1}^{6} \bar{\psi}_q(x)\left(i\partial_\mu \gamma^\mu - m\right)\psi_q(x) \tag{1.3}$$

ile ifade edilir. Burada ψ fermiyon alanı, γ^μ Dirac matrisleri ve m fermiyon kütlesidir. Foton aracılığı ile olan fermiyon etkileşmesi global $U(1)_Q$ simetrisini yerel simetriye genelleyerek elde edilir. $\psi'(x) = e^{i\omega(x)}\psi(x)$ yerel dönüşümü Lagranjiyen yoğunluğunda, kinetik terimdeki alanın fazı ile vektör akımının birleşmesine neden olurken kütle terimini değiştirmez [12],

$$L'_D = -\sum_{q=1}^{6} \bar{\psi}_q \gamma^\mu \psi_q \partial_\mu \omega(x) + L_D \tag{1.4}$$

şeklinde ifade edilir. Lagranjiyene gelen bu yeni terimde; ∂_μ türevini kovaryant türev ile yer değiştirerek Denklem (1.4)' ü,

$$D_\mu = \partial_\mu + iA_\mu(x) \tag{1.5}$$

şeklinde sadeleştirebiliriz. Kovaryant türev $D'_\mu = e^{i\omega} D_\mu e^{-i\omega}$ şeklinde yazılır. Burada yeni bir vektör alanı yazılır ve adına Yang-Mills alanı denir [13],

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu \omega(x) \tag{1.6}$$

şeklinde ifade edilir. Böylece serbest Lagranjiyenin global faz değişmezini yerel alana dönüştürürken yeni bir vektör alanı tanımlanmış olur ve bu vektör alanı da teoriye etkileşme getirir. Hareket denklemini sağlamak amacıyla, Lagranjiyene $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ kinetik terimini eklenerek A_μ alanının fiziksel bir alan olduğunu gösterilir. Elektromanyetik alan tensörü $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ yerel ayar dönüşümleri altında değişmezdir. Aynı zamanda vektör alanı için karşılık gelen kütle terimi yerel simetri nedeniyle yasaklıdır. Bu nedenle vektör alanı kütlesizdir. Bu yeni etkileşme terimi, foton ile fermiyonun ve antifermiyonun etkileşmesini sağlamasıyla beraber Kuantum Elektrodinamiği tanımlanmış olur.

1.3 Kuantum Renk Dinamiği

Kuantum Renk Dinamiği (KRD) şiddetli etkileşimleri betimleyen, KRD SU(3) Yang-Mills yerel (ayar) simetri grubu üzerine kurulan ve hadronların içerisinde bulunan kuarkların gluonlar aracılığıyla etkileşmelerini inceleyen abelyan olmayan bir ayar teorisidir.

KRD lagranjiyeni,

$$L_{KRD} = -\frac{1}{4}G^{\mu\nu}_a G^a_{\mu\nu} + \sum_f \bar{q}_f (i\not{D} - m_f) q_f \tag{1.7}$$

ile ifade edilir. Burada $G^{\mu\nu}_a$ gluon alan şiddet tensörünü q_f farklı çeşnilere sahip kuark alanlarını ve kovaryant türev $\not{D}$,

$$D_{\mu,jk} = \partial_\mu \delta_{jk} - ig\sum_a \frac{\lambda^a_{jk}}{2} A^a_\mu(x) \tag{1.8}$$

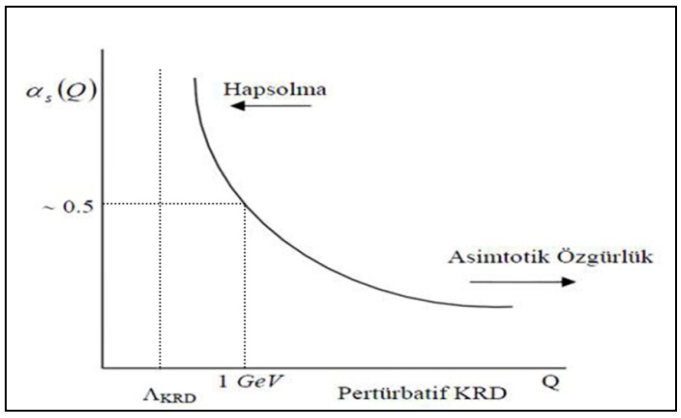
şeklinde tanımlanır. Burada $A^a_\mu(x)$ gluon alanını, λ^a_{jk} SU(3) simetri grubunun üreticisini ve g; $A^a_\mu(x)$ ve q_f arasındaki şiddetli etkileşme sabitini temsil etmektedir. Lagranjiyende yer alan Yang-Mills ayar alanları (gluon alanları) kütlesizdir. KRD, abelyen olmayan yerel ayar simetrisine sahip olduğu için diğer teorilerde bulunmayan asimptotik özgürlük ve hapsolma gibi birtakım yeni özelliklere sahiptir.

1.4. Asimptotik Özgürlük ve Hapsolma

Abelyan olmayan bir Kuantum Alan Teorisi olan KRD; kısa mesafelerde zayıf etkileşen buna karşılık uzun mesafelerde şiddetli etkileşen bir sistemi tanımlar.
αs,

$$\alpha_s(Q^2) = 12\pi / (33 - 2n_f)\ln(Q^2 - \Lambda^2_{KRD}) \tag{1.9}$$

Q momentumuna bağlı olarak ifade edilir [10,11]. Burada n_f kuark çeşni sayısı, Q dört boyutlu momentum ve Λ_{KRD} KRD enerji skalası (≅200 MeV)'dir. (1.7) eşitliğine göre etkileşme mesafesi küçük olduğunda (Q'nun büyük değerlerinde) etkileşme kuvveti de küçük olacaktır. Diğer bir değişle yüksek enerjilerde kuarklar ve gluonlar arasındaki etkileşme kuvvetinin zayıflamasıyla kuarkların serbest parçacıklar gibi davranmasıdır. Buna "asimtotik özgürlük" denir. KRD'de küçük mesafelerde asimtotik özelliğinden dolayı etkileşme sabiti α_s'ye göre pertürbatif açılım yapmak mümkündür ve bu bölgede pertürbasyon teorisi kullanılır.



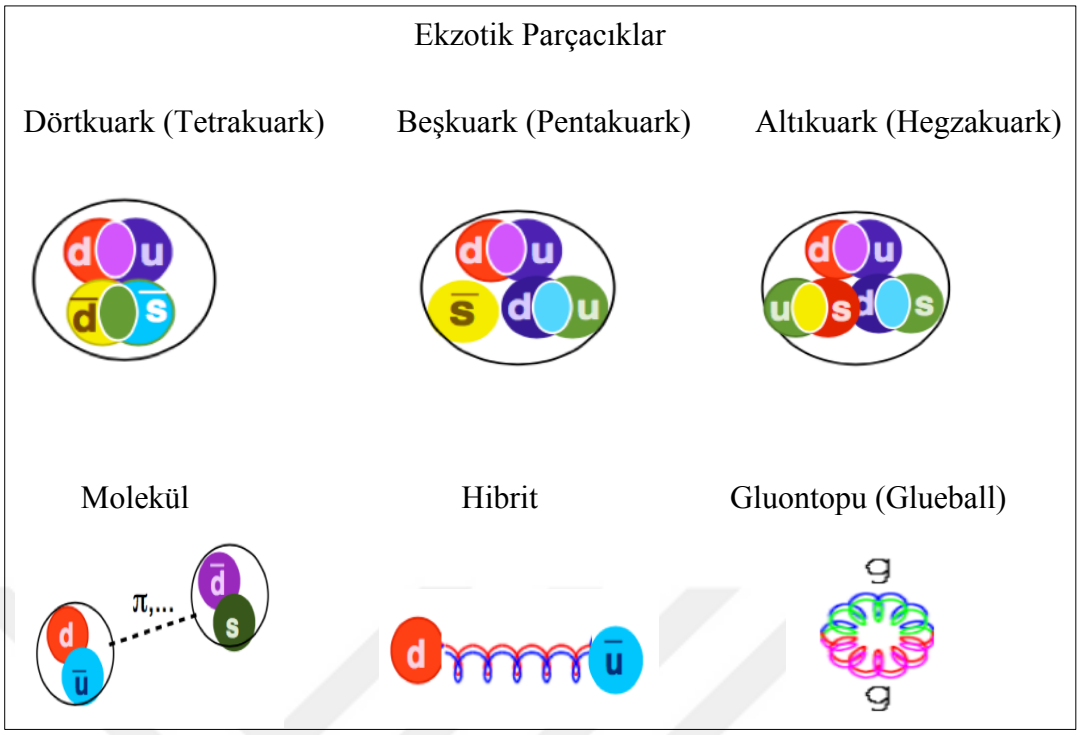
Şekil 1.1. α'in Q'ya göre değişim grafiği [14]

Etkileşme mesafesi büyük olduğunda (Q'nun küçük değerlerinde) ise kuarklar arasındaki etkileşme kuvveti, gluon bulutlarının da katkısından dolayı artar ve hadronlar oluşur.

Bu durum kuark ve gluonların mezonların ve baryonların içinde ebediyen hapsolduğunu gösterir ve bu olaya "hapsolma" denir. Bu durumda tek başına serbest bir kuarkı gözlemek mümküm değildir. Bu bölgede hadronik özellikleri açıklamak için pertürbatif olmayan yöntemler kullanılar. Hadronları bileşenlerine ayırabilmek için kuarklar arasındaki etkileşme alanının yeterli olmasıyla, verilen enerji kuark-antikuark çiftlerinin oluşmasına sebep olur. Oluşan kuark-antiquark çiftleri, hadronlardaki diğer kuark ve antikuarklarla birleşerek yeni parçacıklar oluşturur. Diğer bir değişle, hadronları bileşenlerine ayırmak için verilen enerji yeni parçacıkların oluşmasına harcanmış olur.

2. EGZOTİK HADRONLAR

Parçacık Fiziği Standart Modelinin bir parçası olan ve 1964 yılında Gell-Mann ve Zweig tarafından oluşturulan Kuark Model, bugüne kadar gözlenmiş hemen hemen tüm hadronları başarılı bir şekilde sınıflandırmaktadır. Hadronları; mezonlar (kuark-antikuark çifti) ve baryonlar (üç kuark ya da üç antikuark) olarak iki aileye ayıran ve az sayıda kuarkın çeşitli kombinasyonları şeklinde karşılaşılan çok sayıda hadronu başarılı bir şekilde açıklayan bu model parçacıkların kuantum sayılarını (yük, spin, izospin, acayiplik, vb.) iyi bir şekilde hesaplamıştır. Güçlü etkileşimlerin temel teorisi olarak kabul edilen Kuantum Renk Dinamiği (KRD), geleneksel kuark modelinde yer almayan hadron durumlarının varlığını yasaklamamakta, aksine basit baryon ve mezonlardan farklı olarak daha zengin bir hadron spektrumunu öngörmektedir. Kuark modelinin dışında var olan bu hadronlara egzotik hadron (dörtkuarklar, beşkuarklar, dibaryonlar, mezon molekülleri, mezon-baryon molekülleri, hibritler, gluontopları (glueball'lar) vb.) ismi verilmektedir[15-19]. Özellikle 1977 yılında Jaffe'nin kuark-torba modelinde (quark-bag) modelinde di-mezon ve di-baryon durumları hakkındaki çalışmalarından sonra çoklu kuark durumlarının varlığı birçok yaklaşım aracılığıyla incelenmiştir [15,20-22]. Bu tip ekzotik parçacıklarla ilgili olarak yapılan deneysel ve teorik çalışmalar son yıllarda oldukça ilgi çekici hale gelmiştir. Çünkü kuark model ötesindeki hadron durumlarının keşfi evrende yer alan maddeyi bağlayan güçlü kuvvet hakkındaki bilgilerin genişletilmesini sağlayacak ve KRD'nin pertürbatif olmayan dinamikleri üzerine ışık tutacaktır [18-23].



Şekil 2.1. Çoklu kuark konfirasyonlarını içeren ekzotik parçacıklar [24].

Dörtkuarklar (tetrakuarklar); bir kuark çifti (di-kuark) ve onun rengini nötralize eden bir antikuark çiftinden oluşan yapılardır. Bununla beraber iki mezonun bağlı durumları olarak tanımlanan mezon molekülleri de dörtkuarklar grubunda yer alır. Bu yapıyla ilgili, ilk kez 2003 yılında Belle deneyinde gözlemlenen X(3872) ismi verilen parçacığın bir dörtkuark adayı olduğu öne sürülmüştür [25]. 2007 yılında Belle deneyi bir dörtkuark adayı olarak Z(4430)'un gözlemini duyurmuştur. 2014 yılında LHCb deneyi bu rezonansı doğrulamıştır [26,27]. Aynı zamanda dörtkuark yapısında olan Y(4260) egzotik parçacığı ilk olarak BaBar deneyi tarafından gözlemlenmiş, Belle ve CLEO tarafından da doğrulanmıştır [28-30]. 2013 yılında ise BESIII deneyinde $Z_c^+(3900), Z_c^+(4025), Z_c^+(4020)$ ve $Z_c^+(3885)$ parçacıklarının gözlemlenmesi çoklu kuark durumlarının varlığını desteklemektedir [31-34]. Bunlara ek olarak dörtkuark yapıdaki $X(5568)$ egzotik parçacığının 25.02.2016 tarihinde D0 İşbirliği tarafından gözlemlendiği rapor edilmiştir [35]. Bu parçacığı diğer gözlemlenen egzotik X parçacıklarından ayıran en önemli özelliği, bir ağır ve üç hafif kuark (b, u, d, s) olmak üzere dört farklı kuark çeşnisinden olmasıdır. Ancak kısa bir süre sonra LHCb tarafından $X(5568)$ parçacığının var oluşunun onaylanmadığı bildirilmiştir [36]. İki deney grubu arasındaki bu belirsizlikten dolayı parçacığın teorik olarak daha detaylı incelenmesi önem kazanmıştır. Bunların yanı

sıra son on yıl içinde Belle, BaBar, CLEO-c, D0, LHCb ve BESIII deneylerinde pek çok çarmonyum ve bottomonyum durumları gözlemlenmiştir. Bunlar, genelde XYZ durumları olarak ifade edilirler [37].

Literatürde dörtkuark yapıları ile ilgili yapılan çalışmalar aşağıdaki gibi özetlenebilir: Yapılan bir çalışmada, $ud\bar{s}\bar{s}$ dörtkuark kütlesi çeşitli akımlar kullanılarak Borel kütlesinin karesinin bir fonksiyonu olarak çizdirilmiş ve hesaplamalar yapılmıştır [38]. KRD toplam kuralları kullanılarak $ud\bar{s}\bar{s}$ dörtkuark kütlesinin yaklaşık olarak 1,5 GeV mertebesinde beklendiği belirtilmiştir. Yine KRD toplam kuralları ile yapılan diğer bir çalışmada, deneysel olarak keşfedilen X(3872), Z(4430), $Z_2(4250)$ parçacıklarının muhtemel yapılarının incelendiği görülmektedir [39]. Yapılan bu çalışmada X(3872)parçacığının D^*D molekül durumu olduğu, Z(4430) parçacığının D^*D_1 molekül durumu olduğu ve $Z_2(4250)$ parçacığının D_1D molekül durumu olduğu şeklinde yorumlarda bulunulmuştur. Farklı bir çalışmada KRD spektral toplam kuralı kullanılmış ve X(3872) durumu için dörtkuark $(c\bar{c}q\bar{q})$ yorumu yapılarak kütle ve bozunum sabiti değerleri hesaplanmıştır [40]. KRD toplam kurallarının kullanıldığı bir diğer çalışmada, D_sD^* molekül durumunun kütlesi hesaplanmış ve bu kütle X(3872) durumuna yakın bulunduğundan bu parçacık molekül olarak yorumlanmıştır [41]. Ayrıca bulunan kütle değerinin X(3940) ve Z(3930) durumlarına da yakın olduğundan bahsedilmiştir. Yine aynı çalışmada X(3940) durumunun $D^*\bar{D}$ molekül yapısı olduğu, Z(3930) durumunun ise $D\bar{D}$ molekül yapısı olduğu yorumuna rastlanmaktadır. Çalışmanın devamında ise, deneysel olarak elde edilmiş veri ile uyumlu olarak X(3872) durumu için kütle değeri $m_X = (3,88 \pm 0,06)$ GeV olarak hesaplanmıştır. $Z^+(4430)$ durumunun olası yapıları hakkında yorumlara yer verilerek KRD toplam kuralları ile bu durumun kütle hesaplamaları yapılmıştır [42]. Bu bağlamda $J^P = 0^-$'li akımlar için $m_Z = (4,52 \pm 0,09)\,\text{GeV}$ ve rezidü $\lambda_{Z_{(0^-)}} = (3,75 \pm 0,48) \times 10^{-2}\,\text{GeV}^5$ ve $J^P = 1^-$'li akımlar için $m_Z = (4,84 \pm 0,14)\,\text{GeV}$ ve rezidü $\lambda_{Z_{(1^-)}} = (8,36 \pm 0,85) \times 10^{-5}\,\text{GeV}^5$ değerleri bulunmuş ve bu durum molekül olarak yorumlanmıştır. Ayrıca $Z^+(4430)$ durumu için $D^*\bar{D}_1$ molekül yapısı olduğu hakkında yorumlara rastlanırken, bu

durumun dörtkuark olarak yorumlandığı görülmektedir [43,44-46]. Yapılan bir çalışmada KRD toplam kuralları yöntemi ile hesaplamalar yapılmıştır[47]. $m_{D^*D^*} = (4,15 \pm 0,12)$ GeV ve rezidü $\lambda_{Z_1} = (4,20 \pm 0,96) \times 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^5$ olarak bulunmuş ve $Z_1^+(4050)$ olarak yorumlanmıştır. Yine bu çalışmada $m_{D_1D} = (4,19 \pm 0,22)$ GeV ve rezidü $\lambda_{Z_2} = (1,88 \pm 0,77) \times 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^5$ şeklinde hesaplanarak mümkün $Z_2(4250)$ durumu şeklinde düşünülmüştür. Farklı bir çalışmda ise $D_{s_0}^+(2317)$ ve X(3872) durumları incelenmiş ve bu durumlar dörtkuark mezon olarak yorumlanmıştır [48]. KRD Laplace toplam kuralları yöntemi kullanılarak yapılan diğer bir çalışmada X(3872) ve $Y_b(10890)$ durumları $J^{PC} = 1^{++}$ dörtkuark durumu olarak yorumlanmıştır [49]. Yine bu çalışmada elde edilen sonuçların $Z_c^{\pm}(3895)$, $Z_b^{\pm}(10610)$ ve $Z_b^{\pm}(10650)$ durumları için dörtkuark yorumunu güçlendirdiği söylenmektedir. Ayrıca X(3872)'nin [50-57]'de dörtkuark molekül durumu olarak düşünüldüğü; farklı bir çalışmada ise dörtkuark durumu olarak öngörüldüğü görülmektedir [40,58-61]. Ayrıca KRD toplam kuralları yöntemi kullanılarak mümkün bazı dörtkuark durumları için kütle hesaplamaları yapıldığı görülmektedir [62]. Y(4660), X(3872), $Z_c(3900)$ ve $Z_c(4025)$ durumunun dörtkuark olarak yorumlandığı yer almakta ve KRD toplam kuralları kullanılarak bazı dörtkuark sistemleri için kütle değerlerinin hesaplanmış olduğuna rastlanmaktadır [63]. 1^{--} $qc\bar{q}c$ dörtkuark durumununun kütlesi $m_X = (4,64 \pm 0,09)$ GeV olarak ölçülmüş ve bulunan bu kütlenin Y(4660) durumu ile uyumuna dikkat çekilmiştir. 1^{++} ve 1^{+-} $qc\bar{q}c$ dörtkuark durumu için bulunan değerlerin $Z_c(3900)$ ve $Z_c(4025)$ durumlarının dörtkuark olarak yorumlanmasını desteklediği yer almaktadır. Ek olarak; Y(4660) durumunun $sc\bar{s}c$ yapısı ile dörtkuark olarak yorumlandığı görülmektedir [64,65]. Ayrıca $Z_c(4025)$ durumunun, $D^*\bar{D}^*$ molekülü ve $cu\bar{c}d$ dörtkuarkı olarak yorumlandığı görülmektedir [66-70]. Bunun yanı sıra, KRD toplam kuralları yöntemleri ile $Z_c(4025)$ durumu için $(4,04 \pm 0,24)$ GeV kütle değeri, $(4,05 \pm 0,28)$ GeV kütle değeri ve $J^P = 1^-$ için $(4,54 \pm 0,20)$ GeV ve $J^P = 2^+$ için $(4,04 \pm 0,19)$ GeV kütle değerleri bulunmuştur [66,69,70]. İki ağır ve iki hafif kuarktan oluşan $c\bar{c}u\bar{d}$ dörtkuark (tetrakuark) yapısında olan $J^{PC} = 1^{+-}$ kuantum sayısına sahip Z_c egzotik parçacığının kütle ve bozunma sabiti iki nokta KRDTK

metodu ile incelenmiştir [71]. Kütle için elde edilen sonucun parçacığın ilk defa gözlendiği BESIII deney sonucu ve daha sonra parçacığı doğrulayan Belle deney sonucu ve literatürdeki diğer teorik sonuç ile uyum içerisinde olduğu gözlemlenmiştir. Daha sonra bu parçacığın $Z_c^+(3900) \to J/\psi\pi^+$ ve $Z_c^+(3900) \to \eta_c\rho^+$ güçlü bozunumları IKTK yöntemiyle ve soft q→0 limit kullanılarak incelenmiştir. Bu geçişlere ait kuplaj sabitleri ve bozunma genişlikleri elde edilmiştir. Z_c' nin toplam bozunma genişliği için elde edilen sonucun deneysel veri ile uyumlu olduğu gözlenmiştir. X_b ve X_c parçacıklarını daha detaylı inceleyip, bu parçacıkların içyapısı hakkında detaylı bilgi edinmek için $X_b X_b \rho$ ve $X_c X_c \rho$ güçlü geçişleri IKTK yöntemiyle ρ mezonun dağılım genlikleri (DA's) kullanılarak incelenmiş ve bu geçişlere ait güçlü kuplaj sabitleri elde edilmiştir [72]. Uygulanan yöntem dört kuarklı sistemlere ilk defa genelletilmiş olup litratürde çok önemli bir açığı kapatmıştır. D0 İşbirliği tarafından gözlemlendiği rapor edilen dörtkuark yapıdaki X(5568)'in kuantum sayısı $J^{PC} = 0^{++}$ olan skalar parçacık olduğu ve dikuark-antidikuark yapıdaki arakesit akımı göz önüne alınarak iki nokta KRDTK yöntemiyle incelenmiştir ve kütle için elde edilen sonuç hata payı çercevesinde deneysel sonuç ile uyuşmaktadır [73]. Bozunma sabiti için elde edilen sonuç gelecekte bu parçacık için yapılacak deneylere ve teorik çalışmalara ışık tutacaktır. X(5568) ile ilgili diğer bir çalışmada bu parçacık bir mezon molekülü olarak ele alınmıştır [74]. B ve K mezonlarının molekülü şeklinde düşünülen bu parçacığın ilk olarak kütle ve bozunum sabiti elde edilmiştir. Daha sonra onları girdi parametresi alarak, bu parçacığın baskın olabilecek bozunma kanalını $(X \to B_s^0\pi^+)$ inceleyerek ve ışık konisi toplama kuralları (soft meson yakalaşımlı) yardımı ile onun genliği hesaplanmıştır. Bu içyapı ile bulunan kütle ve genlik deney datası ile kıyaslandığında böyle bir parçacığın $B\bar{K}$ molekülü olma olasılığı düşük bulunmuştur. LHCb İşbirliği tarafından rapor edilen dörtkuark yapılardaki $J^P = 1^+$ kuantum numarasına sahip X(4140) ve X(4274) egzotik parçacıklarının kütle ve mezon akım kuplajı iki nokta KRDTK metodu ile hesaplanmıştır [75]. Hesaplamalarda, sekiz boyuta kadar kuark, gluon ve karışık kondensatlar hesaba katılmıştır. Yine aynı çalışmada, bu parçacıkların $X(4140) \to J/\psi\phi$ ve $X(4274) \to J/\psi\phi$ güçlü bozunumlarına ait kuplaj sabiti ve bozunma genişliği IKTK yöntemi ve soft-mezon yaklaşımı kullanılarak hesaplanmıştır. $Z_c(4200)^+$ durumunun doğasını belirlemek için bu durumun

hadronik bozunumları $Z_c(4200)^+ \to J/\psi\pi^+$, $Z_c(4200)^+ \to \eta_c\rho^+$ ve bir çarmonyum benzeri dörtkuark olarak $Z_c(4200)^+ \to D^*\bar{D}^{*0}$ çalışılmıştır [76]. KRD toplam kurallarının kullanıldığı bu çalışmada bozunum genişlikleri ve bağlaşım sabitleri çıkartılmış ve tüm durumları içeren toplam bozunum genişliğinin Belle işbirliği tarafından bildirilen deneysel değer ile tutarlı olduğu söylenmiş, bu durumun $Z_c(4200)^+$'ın dörtkuark yorumunu desteklediği belirtilmiştir. KRD toplam kurallarının kullanıldığı bir diğer çalışmada $Z_c(4020)$ ve $Z_c(4025)$ durumlarının $J^{PC} = 0^{++}, 1^{+-}$ veya 2^{++} $D^*\bar{D}^*$ molekül durumunu, Y(4140) durumunun $J^{PC} = 0^{++}$ $D_s^*D_s^*$ molekül durumunu, $Z_b(10650)$ durumunun $J^{PC} = 1^{+-}$ $B^*\bar{B}^*$ molekül durumunu desteklediği; Y(3940) durumunun ise $(J^{PC} = 0^{++})$ molekül durumunu desteklemediği söylenmektedir [77]. Kuark içeriği $Z_q = [cq][\bar{b}\bar{q}]$ ve $Z_s = [cs][\bar{b}\bar{s}]$ dörtkuark (tetrakuark) yapısında olan $J^P = 0^+$ kuantum sayısına sahip olabilecek tüm egzotik parçacıklarının kütle ve mezon akım kuplajı iki nokta KRDTK metodu ile hesaplanmıştır [78]. Hesaplamalarda, sekiz boyuta kadar kuark, gluon ve karışık kondensatlar (yoğunlaşmalar) hesaba katılmıştır. Bu parçacıkların $Z_q = B_c\pi$, $Z_q = B_c\eta$ ve $Z_s = B_c\eta$ güçlü bozunumları da IKTK yöntemiyle ve soft $q \to 0$ limit kullanılarak incelenmiştir. Bu geçişlere ait kuplaj sabitleri ve bozunma genişlikleri elde edilmiştir. Z_q ve Z_s dörtkuark kütlesi için elde edilen sonuçlar, literatürdeki ve farklı yöntemler ile elde edilen mevcut tahminlerle karşılaştırılmıştır. Bu parçacıklar için, hem kütle hem de genlik için elde edilen sonuçlar gelecek deneylere ışık tutacaktır. Işınımsal bozunumlar aracılığıyla XYZ durumları araştırılmıştır [79].

Beşkuarklar (pentakuarklar); dört kuark ve bir antikuarkın birleşmesinden ya da onların moleküler yapılarından oluşan atomaltı parçacıklardır. Beşkuarkların varlığı 1987 yılında Michal Praszatowicz tarafından öngörülmüştür [80]. Beşkuark yapılardaki $P_c^+(4380)$ ve $P_c^+(4450)$ ekzotik parçacıklarının 2015 yılında LHCb tarafından gözlemlendiği rapor edilmiştir [81].

Beşkuarklar ile ilgili yapılan teorik araştırmalar sonucunda ise; yapılan bir çalışmada KRD toplam kurallarından faydalanılarak $\theta_c(3250)$ beşkuarkın varlığının

mümkünlüğü araştırılmıştır [82]. Aynı çalışmada dağılım ilişkisi tekniği ile (dispersion relation technique) olası beşkuark durumları için kütle hesapları yapıldığı görülmektedir. LHCb İşbirliği tarafından 2015 yılında gözlemlendiği rapor edilen beş-kuark (pentaquark) yapılardaki $P_c^+(4380)$ ve $P_c^+(4450)$ egzotik parçacıklarının kütleleri ve rezidüleri KRDTK metodu ile incelenmiştir [84]. Hesaplamalarda, $P_c^+(4380)$ durumu için moleküler bir akım ve $P_c^+(4450)$ durumu için de moleküler karışım akımı göz önüne alınmıştır. Kütleler ve rezidüler için elde edilen sonuçlar, LHCb'nin deneysel verileri ve diğer teorik tahminlerle karşılaştırılmıştır. Kütleler için elde edilen sonuçların deneysel verilerle uyumlu olduğu gözlenmiştir. Bu hesapta hem pozitif hem de negatif pariteli parçacıklar ele alınmıştır. Sonuçların LHCb dataları ile kıyaslaması, $P_c^+(4380)$ parçacığının negatif pariteli spin-3/2 anti-charmed meson-charmed baryon molekülü olma durumunu ve $P_c^+(4450)$ parçacığının pozitif pariteli spin-5/2 anti-charmed meson-charmed baryon molekülü olma durumunu göstermektedir. Karşıt-pariteye sahip parçacıkları için elde edilen sonuçlar, bu parçacıkların deneyde araştırılmasına ışık tutabilir. Elde edilen kütle ve rezidüler, beşkuark yapılardaki egzotik parçacıklarının elektromanyetik özelliklerinin ve güçlü bozunumlarının analizinde temel oluşturmaktadır.

Altıkuarklar (hegzakuarklar); altı kuarktan ya da onların moleküler yapılarından (di-baryonlar) oluşan varsayımsal parçacıklardır. Robert Jaffe 1997 yılında iki uds kuark yapılı hyperon birleştirerek kuark bileşimi udsuds olan olası kararlı H di-baryon varlığını önermiştir [85]. Di-baryon bozunumlarını ve etkileşimlerini tespit etmek için deneyler öne sürülmüş, 1990'larda bazı aday di-baryon bozunumları gözlemlenmiş ancak doğrulanmamıştır [86-88]. 2014 yılında Almanya'da bulunan ve polarize olmuş nötron-proton saçılımını çalışan COSY deneyinde di-baryon sisteminde yeni bir durum için yeni kanıt bulunmuştur. Altı valans kuark içeren bu yapı bir di-baryon oluşturur veya bir ekzotik kompakt parçacık ya da hadronik molekül olabilir. 2800 MeV'lik bir kütle, 80 MeV'lik bozunum genişliği ve I (J^P) = 0 (3^+) kuantum sayılı yeni rezonans COSY deneyi tarafından yürütülen yüksek hassasiyetli ölçümlerde gözlemlenmiştir [89].

Altıkuarklar ile ilgili yapılan teorik araştırmalar sonucunda ise; [90]'da yapılan çalışmada dağılım ilişkisi tekniği kullanılarak $q = u,d,\ Q = c,b$ olmak üzere $qqqqQ$ durumu için olası 38 dibaryon kütle hesabı bulunmaktadır. Dağılım ilişkisi tekniğinin kullanıldığı bir çalışmada çeşitli dibaryon durumları için kütle hesabı yapılmıştır [91]. Ayrıca yine bu çalışmada Y(4630) durumunun $\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$ molekül durumu olarak düşünüldüğünden bahsedilmektedir. $Z_c^+(4025)$ için mümkün bazı yorumlar olduğundan bahseden çalışmada; bu durumun dörtkuark ya da hadronik molekül olabileceği şeklindeki görüşler yer almaktadır [92]. Ayrıca $\Delta\Delta$ dibaryonunun yine bu çalışmada incelendiği görülmektedir. Farklı bir çalışmada $\bar{D}^*NN$ ve $B^{(*)}NN$ dibaryonlarının rezonans durumlarının kütle spekturumu çalışılmıştır [93]. $\Delta\Delta$ dibaryon adaylarının kütle ve bozunum genişliği hesaplamaları yapılmış ve elde edilen sonuçlar tablolar halinde sunulmuştur [94]. COSY işbirliği tarafından gözlemlenen $D_{03}(2370)$ durumunun $\Delta\Delta$ dibaryon adayı olarak gösterildiği görülmektedir [95]. Yine bu çalışmada D_{12} durumunun $N\Delta$ dibaryon adayı olabileceği söylenmiştir. Diğer bir çalışmada ise $d_1^*(1956)$ dibaryonunun varlığı hakkında araştırmalar yapıldığı görülmektedir [96].

Hibritler; kuark-antikuark çifti ve bir veya daha fazla gluondan meydana gelen yapılar hibrit mezon, üç kuark ve gluondan meydana gelen yapılar ise hibrit baryon olarak adlandırılır. $J^{PC} = 1^{-+}$ olan $\pi(1400)$, $\pi(1600)$ ve $\pi(2015)$ ekzotik parçacıklarının hibrit mezon olabileceklerine dair deneysel sonuçlar vardır [97]. BaBar tarafından rapor edilen Y(4260) durumunun da bir hibrit çarmonyum olabileceğine dair görüşler bulunmaktadır [98]. 1400

Hibritle ile ilgili yapılan teorik araştırmalar sonucunda ise; AdS/KRD model çerçevesinde $J^{PC} = 1^{-+}$ hibrit egzotik mezonlar araştırılmıştır [99]. Yapılan bu çalışmada temel seviye için hibrit egzotik mezon kütlesi 1476 MeV olarak öngörülmüş ve deneysel veri ile karşılaştırıldığında $\pi_1(1400)$ parçacığı ile uyumlu olduğu söylenmiştir. Ayrıca yine aynı çalışmada $\pi_1(1400)$'ün bozunum sabiti $F_{\pi_1} = 10,6\,\text{MeV}$ olarak öngörülmüştür. Farklı bir çalışmada yine 1^{-+} egzotik mezonların kütlesi geliştirilmiş renormalizasyon KRD toplam kuralı kullanılarak

hesaplanmıştır ve $(1,26 \pm 0,15)\ \mathrm{GeV}$ olarak elde edilen kütle değerinin $\pi_1(1400)$ durumunun verisiyle uyumlu olduğu yorumlanmıştır [100]. KRD toplam kuralları yöntemi ile 1^{-+} hafif hibrit mezon kütlesi için yaklaşık 1,6 GeV değeri elde edilmiştir [101]. KRD spektral toplam kuralları ile hafif hybridlerin bozunum genlikleri, kütleleri ve bozunum genişlikleri hesaplanmıştır [102]. KRD spektral toplam kuralı ile 1^{-+} hibrit kütleleri ve bağlaşımları hesaplanmıştır [103]. Sonuç olarak hibrit kütlesi $M_H = 1,81(6)\ \mathrm{GeV}$ ve $M_H \le 2,2(2)\ \mathrm{GeV}$ olarak bulunmuştur. Ayrıca yine aynı çalışmada dörtkuark durumu için $M_{4q} = 1,70(4)\ \mathrm{GeV}$ ve $M_{4q} \le 2,4(1)\ \mathrm{GeV}$; molekül durumu için ise 1,3(1) GeV kütle değerleri bulunduğu söylenmiştir. Örgü yöntemi ile 1^{-+} hybrid kütlesi bulunmuş ve $\pi_1(1600)$ ile uyuştuğu belirtilmiştir[104]. Yine örgü KRD yönteminin kullanıldığı farklı bir çalışmada $J^{PC} = 1^{-+}$ egzotik hibrit mezon bozunumu araştırılmıştır [105]. Hibrit mezon için 400(120) MeV'lik πb_1'e ve 90(60) MeV'lik πf_1'e kısmi genişlikli bir hibrit mezon durumu 2,2(2) GeV'de bulunmuştur. Yapılan diğer çalışmada hafif $s\bar{s}$, ağır $c\bar{c}$ ve $b\bar{b}$ hibrit mezonların kısmi bozunum genişlikleri sunulmuştur [106]. Örgü KRD ve flux tube modelde hibrit mezon özellikleri incelenmiştir ve $J^{PC} = 1^{-+}$ kuantum sayılı hibrit mezon için yaklaşık 1,9 GeV kütle değeri bulunmuştur [107]. KRD toplam kuralları yönteminin kullanıldığı çalışmada $J^{PC} = 1^{-+}$ hibrit mezonların bozunumlarında pionik bağlaşım sabitleri hesaplanmıştır [108]. Bu çalışmada $1^{-+} \to \rho\pi, f_1\pi, \pi\gamma$ süreçlerinin bozunum genişlikleri sırasıyla yaklaşık olarak $40, 100, 0,3\ \mathrm{MeV}$ civarında bulunmuştur. Işık Koni KRD toplam kuralı yönteminin kullanıldığı başka bir çalışmada, $1^{\pm} \to \rho\pi, f_1\pi, b_1 p, \eta\pi, \eta'\pi, \alpha_1\pi, f_1\eta$ bozunum modlarının bağlaşım sabitleri hesaplanmıştır [109]. KRD toplam kuralları çerçevesinde 1^{-+} hibrit mezonların pionik bağlaşım sabitleri çıkartılarak farklı modların bozunum genişlikleri hesaplanmıştır [110]. Şimdiye kadar yapılan deneysel çalışmalar sonucunda elde edilen $J^{PC} = 1^{-+}$ için üç aday $\pi_1(1400)$, $\pi_1(1600)$, $\pi_1(2000)$ durumlarının bulunduğu belirtilmiştir. Literatürde hibrit mezon kütlelerinin teorik olarak hesaplandığı pek çok çalışma bulunmaktadır [111-114]. Constituent glue modelde hibrit mezonların kütleleri ve bozunum genişlikleri hesaplanmıştır [115]. Gerçekleştirilen diğer çalışmada KRD toplam kuralları formalizmi kullanılarak hibrit mezonların kütlesi çalışılmıştır [116].

1^{--} çarmonyum ve bottomonyum hibritlerin kütleleri KRD toplam kuralları yöntemi ile hesaplanmıştır [117]. Charm sektöründe taban durumu hibrit $m_{H_c} = 4{,}12\sim4{,}79$;bottom sektöründe ise $m_{H_b} = 10{,}24\sim11{,}15$ GeV kütle değerleri elde edilmiştir. Yine KRD toplam kurallarının kullanıldığı çalışmada, mixed upsilon-hibrit upsilon kütlesi $M^2_{\Upsilon-H\Upsilon} \cong 10{,}4$ GeV olarak bulunmuştur [118]. $\Psi'(2S)$ ve $\Upsilon(3S)$ durumlarının mixed mezon-hibrit mezon durumu olarak düşünüldüğü belirtilmiştir. Ayrıca yine bu çalışmada mixed çarmonyum-hibrit çarmonyum kütlesi ≅3,69 GeV şeklinde bulunmuştur. KRD toplam kuralı yöntemi ile 1^{-+} hafif hibrit mezon kütlesi hesaplanmış ve bu değer 2,26 GeV civarında öngörülmüştür [119]. Sonuç olarak $\pi_1(1600)$ ve $\pi_1(1400)$ ile kıyaslandığında $\pi_1(2015)$ durumunun daha iyi bir hibrit adayı olduğu söylenmektedir. Yine KRD toplam kurallarının kullanıldığı çalışmada bottom-charm hibrit $\bar{b}Gc$ sistemlerinin kütle spektrumu çalışılmıştır [120]. KRD toplam kuralları ile çeşitli J^{PC} kuantum sayılı çarmonyum ve bottomonyum hibrit durumlarının çalışıldığı görülmektedir [121]. KRD toplam kuralının kullanıldığı çalışmada $J^{PC} = 1^{++}$ çarmonyum hibrit ve $\bar{D}D^*$ molekül akımlarının bağlaşımlarının karışım durumu olarak X(3872)'nin tanımlanıp tanımlanamayacağı araştırılmıştır [122]. Çarmonyum mezonları için $c\bar{c}$ hibritlerin en düşük çokluları ve geleneksel çarmonyum arası ışınımsal geçişler tanımlanmıştır [123]. Bu tanımlama için Coulomb ayarında KRD-Hamiltonyen'in rölativistik-olmayan limiti düşünülmüştür. Ayrıca elde edilen sonuçlar potansiyel kuark modelleri ve örgü hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır. Y(4260) durumunun çarmonyum hybrid durumu olarak yorumlandığı görülmektedir [124-126]. Yapılan diğer çalışmada hibrit hadronların teorik ve deneysel durumları sunulmuştur [127]. Gluelump spektrumu, adyabatik potansiyeller, ağır ve hafif hibritler ve geçiş matris elemanları üzerindeki teorik örgü sonuçları tartışılmış ve bunlar bag, string, flux tube ve constituent gluon modelleri ile karşılaştırılmıştır. Yine aynı çalışmada güçlü ve elektromanyetik bozunum modları tanımlanmış ve örgü ayar teori sonuçları ile karşılaştırılmıştır. $\Lambda(1405)$'in hibrit baryon olma ihtimali gözönüne alınarak KRD toplam kuralları metodu ile parçacığın kütlesi hesaplanmıştır [128]. Gluontopları (glueball'lar); Sadece gluonlardan meydana gelen hadronik durumlardır. Gluonların bağlı durumları olan glueball'ların varlığı KRD'de gluonların kendi etkileşimlerinin sonucudur. 1972 yılında bu durumların hadronların kuark-gluon teorisinde $q\bar{q}$ durumuna benzer yapıda

görüleceği düşünülmüştür [129]. Öne sürülen bu yapı sıradan mezon durumları ile karıştığından dolayı glueball'ların parçacık hızlandırıcılarında tespit edilmesi oldukça zordur [130]. Teorik hesaplamalar bu durumların mevcut çarpıştırıcı teknolojileri ile erişilebilir enerji aralıklarında var olabileceğini göstermektedir. Ancak bahsedilen zorluk nedeniyle glueball'ların şimdiye kadar gözlemlenmesi ve kesin olarak tespit edilmesi henüz gerçekleştirilememiştir [131]. Teorik ve deneysel çalışmalar sonucu aşağıdaki parçacıklar güçlü glueball adayı olarak görülmektedir.

Vektör, Sözde-Vektör veya Tensör Glueball Adayları; X(3020), BaBaR deneyi tarafından gözlemlenen bu parçacık yaklaşık $3{,}02\ \mathrm{GeV}/c^2$'lik bir kütle ile $2^{-\pm}, 1^{+-}$ veya 1^{--} glueball durumlarının uyarılmış durumu için adaydır [131].

Skaler Glueball Adayları; $f_0(500)$, ayrıca σ^{--} olarak da bilinen bu parçacığın özellikleri 1000 MeV veya 1500 MeV kütleli bir glueball ile büyük olasılıkla uyumludur [129]. $f_0(980)$, bu kompozit parçacığın yapısı hafif bir glueball varlığı ile uyumludur [129]. $f_0(1370)$, varlığı tartışmalı olan bu rezonans bir glueball-mezon karışım durumu için adaydır [129]. $f_0(1500)$, varlığı tartışmasız olan bu rezonansın durumu bir glueball-mezon karışım durumu veya temiz glueball olarak iyi belirlenmemiştir [129]. $f_0(1710)$, varlığı tartışmasız olan bu rezonansın durumu bir glueball-mezon karışım durumu veya temiz glueball olarak iyi belirlenmemiştir [129].

Bu adayların çoğu en az on sekiz yıl boyunca aktif araştırma konusu olmuştur. Bu çalışmalarla beraber, yapılan bir çalışmada mevcut deneysel veriler ile doğrulanmış hafif kuarklar için çeşni SU(3) simetrisi kullanılarak B bozunumlarında skaler bir glueball yakalamak için sezgisel bir yol önerilmiştir [132]. Örgü KRD simülasyonları ile en temel skaler glueball kütlesi yaklaşık 1,5-1,8 GeV olarak bulunmuştur [133,134]. Farklı bir çalışmada ayar grubu $SU(N_c)$'li (2+1)-boyutlu örgü KRD'de gözlemlenen glueballların kuantum sayılarını ve kütle hiyerarşisini birleştiren bir resim ile uyuştuğu gösterilmektedir [135]. Pseudoskaler glueball, $J^{PC} = 0^{-+}$ ve skaler ve pseudoskaler mezonlar arası etkileşimi tanımlayan $N_f = 3$ kiral lagrangien

düşünülerek pseudoskaler gluebalların bozunum genişlikleri hesaplanmıştır. Bu çalışmada yaklaşık 2,6 GeV kütleli durum incelenmiştir [136].

Yapılan çalışmada 10 glueball durumu için örgü KRD yöntemi ile kütleler rapor edilmiştir [137]. Yine örgü KRD yöntemi ile skaler glueball kütlesinin etkili hesaplanması için teknikler tanımlanmıştır[138]. Diğer bir çalışmada gluebalların durumları hakkında bilgiler yer almaktadır [139]. KRD örgü ve toplam kuralları içindeki hesaplamalar en hafif glueball'ın skaler olması ve yaklaşık $1000-1700\ \mathrm{MeV}$ aralığında kütleye sahip olması şeklindeki sonuçlara ulaştırmıştır. $f_0(500)$, $f_0(980)$ ve $f_0(1500)$ hafif skalerlerin çeşni yapısı sonuçları yine bu çalışmada sunulmuştur ve $f_0(1370)$ için kanıt incelenmiştir. $\overline{B}^0 \to p\bar{p}D^0$ bozunumunun $m_{p\bar{p}}$ spektrumunda BaBar işbirliği tarafından yaklaşık 3 GeV civarında gözlemlenen bilinmeyenin doğası incelenmiş ve $(m_X, \Gamma_X) = (3020 \pm 8{,}17 \pm 30)\ \mathrm{MeV}$'li X(3020)'nin 3 GeV civarındaki ilk glueball olabileceğine dikkat çekilerek bu durum glueball ile ilişkilendirilmiştir [140]. skaler-izoskaler rezonanslar $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ ve $f_0(1710)^*$ durumlarının kuarkonyum ve glueball karışımları incelenmiştir [141]. $f_0(1710)$ rezonansının baskın olarak skaler bir glueball adayı olduğu söylenmektedir. Yapılan çalışmada temel skaler glueball'ın kütlesi $0{,}96^{+0{,}04}_{-0{,}07}\ \mathrm{GeV} < m_G < 1{,}36^{+0{,}05}_{-0{,}10}\ \mathrm{GeV}$ bulunmuştur [142]. Gluebalların örgü KRD yöntemi ile çalışıldığı görülmektedir. [146]'da $f_0(1810)$ yeni bir glueball adayı olarak öngörülmüştür [143-145]. Coulomb ayar modelinde toplam glueball bozunum genişliği yaklaşık 100 MeV hesaplanmış ve keşfedilen skaler hadronun glueball adayı olarak düşünüldüğü vurgulanmıştır. KRD toplam kuralları ile skaler glueball kütlesi tanımlanmış ve 0^{++} glueball kütlesi analiz edilmiştir [147]. İzotropik olmayan örgüde glueball kütlesi 1,7 GeV olarak öngörülmüş, $J^{PC} = 2^{++}$'lı en hafif tensör glueball kütlesi 2,4 GeV olarak ve en hafif 0^{-+} pseudoskaler glueball kütlesi 2,6 GeV olarak bulunmuştur [133,148]. $f_0(1500)$ ve $f_0(1710)$'un farklı karışım senaryolarında gluebalları oluşturduğu öne sürülmektedir [149,150]. X(1835)'in en düşük pseudoskaler glueball durumu olarak yorumlanabileceği belirtilirken, bu durumun 0^{-+} glueball olma olasılığı incelenmiştir [151,152].

Yukarıda bahsedildiği gibi deneysel olarak belirlenen ve kuark modelin içinde yorumlanamayan hadronların genellikle egzotik hadronlar olduğu iddia edilmektedir ve geçtiğimiz birkaç yıl boyunca egzotik hadron araştırmalarında önemli deneysel ilerlemeler gerçekleştirilmiştir. 2003 yılından beri, birçok çarmonyum ve bottomonyum benzeri durumlar deneysel olarak gözlemlenmiş; bu yeni durumların bazıları geleneksel kuark modeline uymadığından dolayı egzotik durumlara aday olabileceği düşünülmüştür. Bu olasılığı araştırmak için egzotik hadronların beklenen özelliklerini teorik hesaplamalarla belirlemeye ihtiyaç duyulmuştur.

Bazı egzotik parçacıklarla ilgili çeşitli deneysel özellikleri ve gözlemlendikleri deneyler Tablo 2.1'de, literatürdeki mevcut teorik durumlar ise Tablo 2.2'de özetlenmiştir.

Tablo 2.1. Bazı egzotik parçacıkların deneysel durumu

Parçacık	J^{PC}	M (MeV)	Γ (MeV)	Bozunum Modları	Gözlemlenmesi
$X(3872)$	1^{++}	$3871{,}4 \pm 0.6$	$< 2{,}3$	$\gamma J/\psi, D\overline{D}^{*}$	Belle [153], CDF [4], D0 [3], BaBar [154] (2003)
$Z_c(3900)$	1^{+}	3899 ± 6	46 ± 22	$\pi^{\pm} J/\psi$	Belle, BESIII* [31] (2013)
$Z(3930)$	2^{++}	3929 ± 5	29 ± 10	$D\overline{D}$	Belle [155] (2006)
$Z_c(4020)$	1^{+-}	4024 ± 2	10 ± 3	$h_c\pi^{+}$	BESIII [156] (2013)
$Z_1(4050)^{+}$	?	4051^{+24}_{-43}	82^{+51}_{-29}	$\pi^{\pm}\chi_{cl}$	Belle [157] (2008)
$Z(4200)$	1^{+-}	4196^{+35}_{-32}	370^{+99}_{-149}	$J/\psi\pi^{+}$	Belle [158] (2014)
$Z_2(4250)^{+}$	?	4248^{+185}_{-45}	177^{+321}_{-72}	$\pi^{\pm}\chi_{cl}$	Belle [157] (2008)
$Z(4430)^{+}$	1^{+}	4458 ± 15	166^{+37}_{-32}	$\pi^{\pm}\psi^{l}$	Belle [159], LHCb[160] (2007)
$X(3915)$	$0/2^{++}$	3914 ± 4	28^{+12}_{-14}	$\omega J/\psi$	Belle [161] (2009)
$X(3940)$	$?^{?+}$	3942^{+9}_{-8}	37^{+27}_{-17}	$D\overline{D}^{*}$	Belle [162] (2007)
$Y(3940)$	$?^{?+}$	3943 ± 17	87 ± 34	$\omega J/\psi$	Belle [163], BaBar [164] (2005)
$Y(4008)$	1^{--}	4008^{+82}_{-49}	226^{+97}_{-80}	$\pi^{+}\pi^{-}J/\psi$	Belle [165] (2005)
$Y(4140)$	$?^{?+}$	$4145{,}8 \pm 2{,}6$	18 ± 8	$J/\psi\phi$	CDF [166,167], D0 [168], CMS [169] (2009)
$X(4160)$	$?^{?+}$	4156^{+29}_{-25}	139^{+113}_{-65}	$D^{*}\overline{D}^{*}$	Belle [170] (2007)
$Y(4260)$	1^{--}	4264 ± 12	83 ± 22	$\pi^{+}\pi^{-}J/\psi$	Belle [29], BaBar* [28], CLEO [30] (2005)

Tablo 2.1. (Devam) Bazı egzotik parçacıkların deneysel durumu

$Y(4350)$	1^{--}	4361 ± 13	74 ± 18	$\pi^+\pi^-\psi^l$	Belle, BaBar* [171,172] (2007)
$X(4630)$	1^{--}	4634^{+9}_{-11}	92^{+41}_{-32}	$\Lambda_c^+\Lambda_c^-$	Belle [173] (2008)
$Y(4660)$	1^{--}	4664 ± 12	48 ± 15	$\pi^+\pi^-\psi^l$	Belle [171,172] (2007)
$Y_s(2175)$	1^{--}	2175 ± 8	58 ± 26	$\phi f_0(980)$ $\pi^+\pi^- J/\psi$	Belle, BaBar* [173], BESII (2006)
$Z_b(10610)$	1^+	$10{,}607 \pm 2$	$18{,}4 \pm 2{,}4$	$\pi^\pm h_b(1P), \pi^\pm \Upsilon(1,2,3S)$	Belle [174-178] (2011)
$Z_b(10650)$	1^+	$10{,}652 \pm 2$	$11{,}5 \pm 2{,}2$	$\pi^\pm h_b(1P), \pi^\pm \Upsilon(1,2,3S)$	Belle [174-178] (2011)
$Y_b(10890)$	1^{--}	$10{,}890 \pm 3$	55 ± 9	$\pi^+\pi^-\Upsilon(1,2,3S)$	Belle [179] (2008)
$X(5568)$	0^{++}	$5567{,}8 \pm 2{,}9^{+0,9}_{-1,9}$	$21{,}9 \pm 6{,}4^{+5,0}_{-2,5}$	$B_s^0\pi^\pm$	D0[35] (2016)
$P_c(4380)^+$	$3/2^-$	$4380 \pm 8 \pm 29$	$205 \pm 18 \pm 86$	$J/\psi p$	LHCb [81] (2016)
$P_c(4450)^+$	$5/2^+$	$4449{,}8 \pm 1{,}7 \pm 2{,}5$	$39 \pm 5 \pm 19$	$J/\psi p$	LHCb [81] (2016)

Tablo 2.1.'de görülen "?" ilgili kuantum sayısının kesin belirlenmediğini göstermektedir.

Tablo 2.2. Bazı egzotik parçacıkların özellikleri hakkında teorik olarak bilgimizin olup olmadığını gösteren literatür taraması

Parçacık	J^{PC}	Olası Yapısı	Kütle	Bozunum Sabiti (Rezidü)	Güçlü Bozunum	Elektro manyetik Bozunum
$X(3872)$	1^{++}	$D\bar{D}^*$, dörtkuark, $(c\bar{c}q\bar{q})$, D_sD^*, $\bar{D}D^*$,hibrit	✓ [41]	?	✓ [39-41,48-61,63,122]	✓ [79]
$Z_c(3900)$	1^+	dörtkuark	?	?	✓ [63]	✓ [79]
$Z(3930)$	2^{++}	$D\bar{D}$	?	?	✓ [41]	?
$Z_c(4020)$	1^{+-}	$D^*\bar{D}^*$	?	?	✓ [77]	✓ [79]
$Z_c(4025)$	$1^-, 2^+$	Dörtkuark, $D^*\bar{D}^*$, hadronik molekül	✓ [66,69 ,70]	?	✓ [63,66-70,92,77]	?
$Z_1(4050)$	?	D^*D^*	✓ [47]	✓ [47]	✓ [47]	?
$Z(4200)$	1^{+-}	dörtkuark	?	?	✓ [76]	?
$Z_2(4250)$	?	D_1D	✓ [47]	✓ [47]	✓ [39,47]	?
$Z(4430)$	0^-, 1^-	D^*D_1,$D^*\bar{D}_1$, dörtkuark	✓ [42]	✓ [42]	✓ [39,42-46]	✓ [79]
$X(3915)$	0 $/2^{++}$	?	?	?	?	?

Tablo 2.2. (Devam) Bazı egzotik parçacıkların özellikleri hakkında teorik olarak bilgimizin olup olmadığını gösteren literatür taraması

$X(3940)$	$0^{?+}$	$D^*\overline{D}$	?	?	✓ [41]	?
$Y(3940)$	$?^{?+}$	?	?	?	?	✓ [79]
$Y(4008)$	1^{--}	?	?	?	?	?
$X(4160)$	$?^{?+}$	?	?	?	?	?
$Y(4260)$	1^{--}	hibrit	?	?	✓ [124-126]	✓ [79]
$Y(4350)$	1^{--}	?	?	?	?	?
$X(4630)$	1^{--}	?	?	?	?	?
$Y(4630)$	?	$\Lambda_c\overline{\Lambda}_c$	?	?	✓ [91]	
$Y(4660)$	1^{--}	dörtkuark	✓ [63]	?	✓ [63,65]	?
$Y_s(2175)$	1^{--}	?	?	?	?	?
$X(1835)$	0^{-+}	glueball	?	?	✓ [151,152]	?
$X(3020)$	?	glueball	✓ [140]	?	✓ [140]	?
?	?	$ud\bar{s}\bar{s}$	✓ [38]	?	✓ [38]	?
?	?	qqqqqQ	✓ [90]	?	✓ [90]	?
?	?	$\overline{D}^{(*)}NN$ ve $B^{(*)}NN$	✓ [93]	?	✓ [93]	?
?	?	hibrit $\bar{b}Gc$	✓ [120]	?	✓ [120]	?
$\pi_1(1400)$	1^{-+}	hibrit	✓ [99-103]	✓ [99,102,103]	✓ [99-103]	?
$\pi_1(1600)$	1^{-+}	hibrit	✓ [104,105]	?	✓ [104,105]	?
$\pi_1(2000)$	1^{-+}	hibrit	✓ [111,114]	?	✓ [111,114]	?
$\pi_1(2015)$	1^{-+}	hibrit	✓ [119]	?	✓ [119]	?
$d_1^*(1956)$	?	dibaryon	?	?	✓ [96]	?
$D_{03}(2370)$	?	$\Delta\Delta$	?	?	✓ [95]	?
$\theta_c(3250)$	?	beşkuark	?	?	?	?
$Z_b(10610)$	1^+	?	?	?	?	?
$Z_b(10650)$	1^+	$B^*\overline{B}^*$	?	?	✓ [77]	?
$X(5568)$	$0^{++}, 1$	dörtkuark, mezon − molekül	✓ [73,74]	[73,74]	✓ [73]	?
$P_c(4380)^+$, $P_c(4380)^+$	$3/2^-$, $5/2^+$	beşkuark	✓ [84]	[84]	✓ [84]	?
$Y_b(10890)$	1^{--}	Dörtkuark	✓ [49]	?	✓ [49]	?

Tablo 2.2'de görülen "✓" ilgili fiziksel parametre hakkında bazı hesapların veya bilgilerin olduğunu; "?" ise ilgili parametre ile ilişkili herhangi bir bilginin olmadığını göstermektedir. Bu tablodaki bozunum kanallarındaki ✓ işareti sadece ilgili bozunma modları hakkında bilgimizin olduğunu ancak bu kanallarla ilgili çeşitli fiziksel parametrelerin hesaplanmadığını temsil etmektedir.

3. KRD TOPLAM KURALLARI

KRD toplam kuralları Shiftman, Vainshtein ve Zakharov [180] tarafından, 1979 yılında mezonlar için geliştirilip; 1981 yılında da L.B. Ioffe tarafından baryonlar için genişletilen ve hadronların spektral özelliklerini araştırmak için kullanılan güçlü bir teoridir [180-185].

KRD toplam kuralları hadronların kütleleri, bozunum sabitleri, güçlü etkileşimlerini temsil eden kuplaj (çiftlenim) sabitleri, onların elektromanyetik ve yarıleptonik bozunumlarını temsil eden yapı faktörleri gibi çeşitli fiziksel parametreleri kuark ve gluon alanlarından oluşturulan yerel işlemcilerin beklenen değerleri ve KRD parametreleri cinsinden ifade eden bir hesaplama yöntemidir. Bu yöntemin başlangıç noktası, hesaplanacak fiziksel parametreye uygun olarak seçilen bir korelasyon fonksiyonudur. Hesaplanacak fiziksel parametre hadronların kütlesi veya bozunma sabiti gibi parçacığa ait spektroskopik özellik ise kullanılacak korelasyon fonksiyonu iki nokta korelasyon fonksiyonudur ve,

$$\Pi(q^2) = i\int d^4x e^{iq.x} \left\langle 0 \left| T[J(x)\bar{J}(0)] \right| 0 \right\rangle \tag{3.1}$$

şeklinde verilir. Bu ifadede $|0\rangle$ pertürbatif olmayan vakumu, T ise zaman sıralama işlemcisini temsil etmektedir. J(x) ara kesit kuark akımıdır. Bu akım çalışılan hadronun kuantum sayıları dikkate alınarak, quark alanları kullanılarak oluşturulur ve mezonlar için,

$$J(x) = \bar{q}_i(x)\Gamma q_j(x) \tag{3.2}$$

baryonlar için ise,

$$J(x) = \varepsilon_{abc}(q_i^a(x)\Gamma_1 q_j^b(x)\Gamma_2 q_k^c(x)) \tag{3.3}$$

şeklinde verilir.

Bu ifadelerde görülen i,j,k kuark çeşnilerini, a,b,c renk indislerini belirtir ve $\Gamma = 1, \gamma_5, \gamma_\mu, \gamma_5\gamma_\mu$ gibi Dirac matrislerini belirtir. Ekzotik hadronların ara kesit akımları için örnek vermek gerekir ise;

Dörtkuark içeren yapıların ara kesit akımları için iki farklı oluşum düşünülebilir; dikuark-antidikuark tipi $(qq)(\bar{q}\bar{q})$ ve molekül-tipi $(q\bar{q})(q\bar{q})$.

$QQ\bar{q}\bar{q}$ dörtkuark yapıları için ara kesit akımları farklı kuantum sayıları için aşağıdaki gibi yazılabilir;

$J^P = 0^-$ için,

$$J_1 = Q_a^T C Q_b (\bar{q}_a \gamma_5 C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$
$$J_2 = Q_a^T C \gamma_5 Q_b (\bar{q}_a C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b C \bar{q}_a^T),$$
$$J_3 = Q_a^T C \sigma_{\mu\nu} Q_b (\bar{q}_a \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$
$$J_4 = Q_a^T C \gamma_\mu Q_b (\bar{q}_a \gamma^\mu \gamma_5 C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b \gamma^\mu \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$
$$J_5 = Q_a^T C \gamma_\mu \gamma_5 Q_b (\bar{q}_a \gamma^\mu C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b \gamma^\mu C \bar{q}_a^T),$$

$J^P = 0^+$ için,

$$J_1 = Q_a^T C Q_b (\bar{q}_a C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b C \bar{q}_a^T),$$
$$J_2 = Q_a^T C \gamma_5 Q_b (\bar{q}_a \gamma_5 C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$
$$J_3 = Q_a^T C \gamma_\mu Q_b (\bar{q}_a \gamma^\mu C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b \gamma^\mu C \bar{q}_a^T),$$
$$J_4 = Q_a^T C \gamma_\mu \gamma_5 Q_b (\bar{q}_a \gamma^\mu \gamma_5 C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b \gamma^\mu \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$
$$J_5 = Q_a^T C \sigma_{\mu\nu} Q_b (\bar{q}_a \sigma^{\mu\nu} C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b \sigma^{\mu\nu} C \bar{q}_a^T),$$

$J^P = 1^-$ için,

$$J_1 = Q_a^T C \gamma_\mu \gamma_5 Q_b (\bar{q}_a \gamma_5 C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$
$$J_2 = Q_a^T C \gamma_5 Q_b (\bar{q}_a \gamma_\mu \gamma_5 C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b \gamma_\mu \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$
$$J_3 = Q_a^T C \sigma_{\mu\nu} Q_b (\bar{q}_a \gamma^\nu C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b \gamma^\nu C \bar{q}_a^T),$$
$$J_4 = Q_a^T C \gamma^\nu Q_b (\bar{q}_a \sigma_{\mu\nu} C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b \sigma_{\mu\nu} C \bar{q}_a^T),$$
$$J_5 = Q_a^T C \gamma_\mu Q_b (\bar{q}_a C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b C \bar{q}_a^T),$$

$$J_6 = Q_a^T C Q_b (\bar{q}_a \gamma_\mu C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b \gamma_\mu C \bar{q}_a^T),$$
$$J_7 = Q_a^T C \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 Q_b (\bar{q}_a \gamma^\nu \gamma_5 C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b \gamma^\nu \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$
$$J_8 = Q_a^T C \gamma^\nu \gamma_5 Q_b (\bar{q}_a \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$

Yukarıda olduğu gibi aynı kuantum sayısına ait birden fazla ara kesit akımı yazılabilir;

$J^P = 1^+$ için,

$$J_1 = Q_a^T C \gamma_\mu \gamma_5 Q_b (\bar{q}_a C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b C \bar{q}_a^T),$$
$$J_2 = Q_a^T C Q_b (\bar{q}_a \gamma_\mu \gamma_5 C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b \gamma_\mu \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$
$$J_3 = Q_a^T C \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 Q_b (\bar{q}_a \gamma^\nu C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b \gamma^\nu C \bar{q}_a^T),$$
$$J_4 = Q_a^T C \gamma^\nu Q_b (\bar{q}_a \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$
$$J_5 = Q_a^T C \gamma_\mu Q_b (\bar{q}_a \gamma_5 C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$
$$J_6 = Q_a^T \gamma_5 C Q_b (\bar{q}_a \gamma_\mu C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b \gamma_\mu C \bar{q}_a^T),$$
$$J_7 = Q_a^T C \sigma_{\mu\nu} Q_b (\bar{q}_a \gamma^\nu \gamma_5 C \bar{q}_b^T - \bar{q}_b \gamma^\nu \gamma_5 C \bar{q}_a^T),$$
$$J_8 = Q_a^T C \gamma^\nu \gamma_5 Q_b (\bar{q}_a \sigma_{\mu\nu} C \bar{q}_b^T + \bar{q}_b \sigma_{\mu\nu} C \bar{q}_a^T),$$

u, d, c kuarklarını içerip dörtkuark ve bir antikuarkın birleşmesinden oluşan beşkuark yapıların ara kesit akımları,

$J^P = \frac{3^-}{2}$ için;

$$J_\mu^{\bar{D}^* \Sigma_c} = \left[\bar{c}_d \gamma_\mu d_d\right]\left[\varepsilon_{abc} (u_a^T C \gamma_\theta u_b) \gamma^\theta \gamma_5 c_c\right],$$

$J^P = \frac{5^+}{2}$ için;

$$J_{\mu\nu}^{\bar{D}\Sigma_c^*} = \left[\bar{c}_d \gamma_\mu \gamma_5 d_d\right]\left[\varepsilon_{abc} (u_a^T C \gamma_\nu u_b) c_c\right] + \{\mu \leftrightarrow \nu\},$$
$$J_{\mu\nu}^{\bar{D}^* \Sigma_c} = \left[\bar{c}_d \gamma_\mu u_d\right]\left[\varepsilon_{abc} (u_a^T C \gamma_\nu \gamma_5 d_b) c_c\right] + \{\mu \leftrightarrow \nu\},$$

Kuarkonyum hibrit $\bar{Q}GQ$ için ara kesit akımları,

$J^{P(C)} = 1^{-(+)}, 0^{+(+)}$ için,

$$J_\mu = g_s \bar{Q}_1 \frac{\lambda^a}{2} \gamma^\nu G^a_{\mu\nu} Q_2,$$

$J^{P(C)} = 1^{+(-)}, 0^{-(-)}$ için,

$$J_\mu = g_s \bar{Q}_1 \frac{\lambda^a}{2} \gamma^\nu \gamma_5 G^a_{\mu\nu} Q_2,$$

$J^{P(C)} = 2^{-(+)}, 1^{+(+)}, 1^{-(+)}, 0^{-(+)}$ için;

$$J_{\mu\nu} = g_s \bar{Q}_1 \frac{\lambda^a}{2} \sigma^\alpha_\mu \gamma_5 G^a_{\mu\nu} Q_2,$$

$J^{PC} = 0^{--}$ gluontopu (glueball) için ara kesit akımı;

$$J = g_s^3 d^{abc} \left[g^t_{\alpha\beta} G^a_{\mu\nu}(x) \right] \left[\partial_\alpha \partial_\beta G^b_{\nu\rho}(x) \right] \left[G^c_{\rho\mu}(x) \right]$$

Burada a, b ve c renk indislerini; $\mu, \nu, \rho, \alpha, \beta$ Lorentz indislerini; d^{abc} simetrik $SU_c(3)$ sabitini göstermektedir. $g^t_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta} - \partial_\alpha \partial_\beta / \partial^2$ gluon alan şiddet tensörü ve $G^a_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\kappa\tau} G^a_{\kappa\tau}$ dual gluon alan şiddet tensörüdür.

Eşitlik (3.1)'de verilen korelasyon fonksiyonunun hesaplanmasında, iki yol takip edilir. Bunlardan ilki operatör çarpım açılımı (OPE) veya KRD olarak adlandırılır ve korelasyon fonksiyonunun KRD parametreleri cinsinden hesaplanmasını içerir. Bu yöntem yerel olmayan iki operatörün zaman sıralı çarpımının çeşitli yerel operatörler ve Wilson katsayıları cinsinden seriye açılımıdır ve,

$$T\left\{ J(x) \bar{J}(0) \right\} = \sum_d C_d(x^2) O_d \tag{3.4}$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadede bulunan $C_d(x^2)$ katsayıları Wilson katsayılarıdır, kısa mesafe fiziğini içerir ve pertürbatif olarak hesaplanır. O_d ise boyutlarına göre sıralanan yerel operatör setini temsil eder ve pertürbatif olmayan uzun mesafelerden gelen katkıları içerir. Diğer bir deyişle kısa ve uzun mesafe kuark-gluon işlemcileri ayırt edilmiş olur . En düşük boyutlu (d=0) operatör, pertürbatif katkı sağlayan birim operatördür.

Vakum renksiz olduğundan dolayı KRD'de düşük boyutlarda (d=1,2) renksiz operatör yoktur. Diğer d=3, 4, 5 ve 6 boyutlu operatörler ise;

d=3 $O_3 = \bar{\psi}\psi$

d=4 $O_4 = G^a_{\mu\nu}\, G^{a\mu\nu}$

d=5 $O_5 = \bar{\psi}\, \sigma_{\mu\nu}\, \frac{\lambda^a}{2} G^{a\mu\nu}\, \psi$ (3.5)

d=6 $O_6 = (\bar{\psi}\, \Gamma_r \psi)\, (\bar{\psi}\, \Gamma_s \psi)$

d=6 $O_6 = f^{abc} G^a_{\mu\nu} G^{b\nu}_{\sigma} G^{c\sigma\mu}$

şeklindedir. Burada λ^a, SU(3) Gell-Mann renk matrisleridir ve $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2} i[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$' dür. Denklem (3.4), Denklem (3.1) ile verilen korelasyon fonksiyonuna yerleştirilirse,

$$\Pi(q^2) = \sum_d C_d(q^2) \langle O_d \rangle \tag{3.6}$$

elde edilir ve bu ifadede $\langle O_d \rangle = \langle 0 | O_d | 0 \rangle$, KRD operatörlerinin vakum beklenen değeridir ve yoğuşma (kondensat) olarak allandırılır. Daha açık bir ifade ile ara kesit kuark akımları ve Wick teoremi kullanılarak Denklem (3.1) ile verilen korelasyon fonksiyonu,

$$\Pi(q^2) = i \int d^4x e^{iq.x} \mathrm{Tr}\left[\Gamma_1 S_q(x) \Gamma_2 S_Q(x)\right] \tag{3.7}$$

olarak yazılabilir. Bu denklemde yer alan $S_q(x)$ ve $S_Q(x)$ ifadeleri sırasıyla hafif ve ağır kuark ilerleticileridir (propagatörleridir) ve hem pertürbatif olan hem de pertürbatif olmayan katkıları içerirler.

Korelasyon fonksiyonunu hesaplamada takip edilen ikinci yol ise fiziksel ya da fenomenolojik kısım olarak adlandırılır ve korelasyon fonksiyonunun hadronik parametreler cinsinden hesabını içerir. Bu kısmın hesabı için korelasyon fonksiyonuna ara kesit kuark akımları ile aynı kuantum sayılarına sahip ara hadron durumlarının bir tam seti yerleştirilir ve,

$$2\,\mathrm{Im}\,\Pi(q^2) = \sum_h \int \langle 0|J|h\rangle\langle h|\bar{J}|0\rangle d\tau_h (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q - p_h)$$
$$= 2\pi f_h^2 \delta(q^2 - m_h^2) + 2\pi\rho_h(q^2) \qquad (3.8)$$

ifadesi elde edilir. Buradaki $\sum$ toplam, J ara kesit kuark akımının yaratabileceği bütün olası hadronik durumlar üzerindendir. $\rho_h(q^2)$ yüksek durumlardan ve süreklilikten gelen katkıyı ve $f_h = \langle 0|J|h\rangle$ leptonik bozunma sabitini ifade eder.

Korelasyon fonksiyonunun her iki yol ile hesaplanmasından sonra elde edilen sonuçlar bir dispersiyon bağıntısı ile eşitlenerek istenilen fiziksel büyüklük için KRD toplam kuralları elde edilir. Yüksek durumlardan ve süreklilikten gelen katkıları baskılamak için her iki kısma Borel dönüşümü ve süreklilik çıkarımı (continuum subtraction) adı verilen dönüşümler uygulanır.

Parçacıkların güçlü ve yarıleptonik bozunumlarını temsil eden yapı faktörlerini veya çiftlenim (kuplaj) sabitleri üç nokta korelasyon fonksiyonuna ile hesaplanır. Bu durumda korelasyon fonksiyonu,

$$\Pi(p^2, p'^2) = i^2 \int d^4x d^4y e^{-ip.x} e^{-ip'.y} \langle 0|T\{J_1(x)J_3(0)\bar{J}_2(y)\}|0\rangle \qquad (3.9)$$

şeklinde verilebilir. Güçlü bozunumlarda J_1, J_2 ve J_3 her parçacığa karşılık gelen ara kesit akımlarıdır. Yarıleptonik bozunumlarda ise J_1 ve J_2 ilk ve son durumlar için ara kesit akımları; J_3 ise geçiş akımıdır.

Bu hesaplarda $\langle 0|J_1|h_1\rangle$ ve $\langle 0|J_2|h_2\rangle$ matris elemanlarının yanı sıra ortaya çıkan $\langle h_1|J_3|h_2\rangle$ matris elemanı form faktörler veya çiftlenim sabitleri cinsinden parametrize edilir. Örneğin; $Z_c^+(4200) \to J/\psi\pi^+$ güçlü bozunumu için Denklem (3.9), x ve y integrali alındıktan sonra,

$$\Pi_{\alpha\beta}^{Z_c J/\psi\pi}(q) = \frac{\langle 0|J_\alpha^\psi|J/\psi(p')\rangle\langle 0|J^\pi|\pi(q)\rangle\langle 0|J_\beta^Z|Z_c(p)\rangle\langle J/\psi(p')\pi(q)|Z_c(p)\rangle}{(p^2 - m_{Z_c}^2)(p'^2 - m_{J/\psi}^2)(q^2 - m_\pi^2)} + \ldots \qquad (3.10)$$

ifadesi elde edilir. Burada matris elemanları aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\begin{aligned}
&\langle 0|J^{\psi}_{\alpha}|J/\psi(p')\rangle = f_{J/\psi}\varepsilon_{\alpha}(p'),\\
&\langle 0|J^{\pi}|\pi(q)\rangle = \frac{2i\langle\bar{q}q\rangle}{f_{\pi}},\\
&\langle Z_c(p)|J^{Z}_{\beta}|0\rangle = f_{Z_c}\,\varepsilon_{\beta}(p),\\
&\langle J/\psi(p')|\pi(q)|Z_c(p)\rangle = g_{Z_c^+J/\psi\pi}g_{\mu\nu}\varepsilon^{\mu}\varepsilon^{\nu},
\end{aligned} \tag{3.11}$$

burada f bozunum sabitlerini, ε polarizasyon vektörü ve $g_{Z_c^+J/\psi\pi}$ güçlü çiftlenim sabitini göstermektedir [76].

$B_s \to D^*_{s2}(2573)\ell\bar{\nu}_{\ell}$ yarıleptonik bozunumu için Denklem (3.9), x ve y integrali alındıktan sonra,

$$\Pi^{B_sD^*_{s2}(2573)\ell\bar{\nu}_{\ell}}_{\mu\alpha\beta} = \frac{\langle 0|J^{D^*_{s2}}_{\alpha\beta}|D^*_{s2}(p',\varepsilon)\rangle\langle D^*_{s2}(p',\varepsilon)|J^{tr}_{\mu}|B_s(p)\rangle\langle B_s(p)|J^{t}_{B_s}|0\rangle}{(p^2-m^2_{B_s})(p'^2-m^2_{D^*_{s2}})}+\ldots \tag{3.12}$$

elde edilir.

Burada matris elemanları aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\begin{aligned}
&\langle 0|J^{D^*_{s2}}_{\alpha\beta}|D^*_{s2}(p',\varepsilon)\rangle = m^3_{D^*_{s2}}f_{D^*_{s2}}\varepsilon_{\alpha\beta},\\
&\langle B_s(p)|J^{t}_{B_s}|0\rangle = -i\frac{f_{B_s}m^2_{B_s}}{m_s+m_b},\\
&\langle D^*_{s2}(p',\varepsilon)|J^{tr}_{\mu}|B_s(p)\rangle = h(q^2)\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\varepsilon^{*\nu\lambda}P^{\lambda}P_{\alpha}q^{\beta} - iK(q^2)\varepsilon^{*\mu\nu}P^{\nu}\\
&-i\varepsilon^{*\alpha\beta}P^{\alpha}P^{\beta}\left[P_{\mu}b_{+}(q^2)+q_{\mu}b_{-}(q^2)\right],
\end{aligned} \tag{3.13}$$

burada $q = p - p', P = p + p'$; f leptonik bozunum sabitlerini; ε polarizasyon tensörü; $h(q^2), K(q^2), b_{+}(q^2)$ ve $b_{-}(q^2)$ geçiş form faktürlerini göstermektedir [186].

Üç nokta korelasyon fonksiyonu, q→0 limitinden farklı olduğu durumlarda yeterli değildir. Bu durumda Işık Konisi KRD toplam kuralları yöntemi kullanılabilir. Bu sayede geçiş genliği, dallanma oranı, kuplaj sabiti gibi hadronik niceliklerin yanında manyetik alınganlık terimini de elde edebiliriz [187]. Işık Konisi KRD toplam kurallarında, üç nokta korelasyon fonksiyonu yerine dış alanda iki nokta korelasyon

fonksiyonu düşünülebilir ve güçlü bozunum $X_b \to B_s^0 \pi$ kanalına ait korelasyon fonksiyonu;

$$\Pi(p,q) = i\int d^4x e^{ip.x} \langle \pi(q)|T\left\{J^{B_s}(x)J^{X_b^+}(0)\right\}|0\rangle \qquad (3.14)$$

şeklinde ifade edilir. Burada p, q ve $p' = p + q$ sırasıyla B_s^0, π ve X_b'nin momentumları, J(x) ise ara kesit akımıdır.

İstenilen fiziksel parametreler hesaplanır. Hesaplamalar ağır ve oldukça uzun matematiksel işlemler içerdikleri için elde yapılması mümkün değildir; bundan dolayı hem analitik hem de nümerik hesaplamalar, oluşturulacak Mathematica programlamaları yardımı ile yapılabilir. Bu sebeple yüksek kapasiteli bilgisayarlara ihtiyaç duyulmaktadır.

3.1. Borel Dönüşümü

Korelasyon fonksiyonunun fiziksel parametrelerin fonksiyonu olan fiziksel kısmı ile q^2, α_s, kuark kütlesi ve operatörlerin vakum beklenen değerlerinin fonksiyonu olan KRD kısmı elde edilir ve bu iki temsil eşitlenir. Ancak bu aşamada KRD kısmında yüksek boyutlu operatörlerden gelen katkılar, yeterli düzeyde bastırılamamış ve fiziksel kısmında kütle spektrumu en düşük kütle seviyesine indirgenememiştir. Bu nedenle her iki kısma Borel dönüşümü adı verilen yöntem uygulanır. Borel dönüşümü yönteminin amacı $Q^2 = -q^2$ ye göre yeteri kadar türev almaktır. Q^2 değeri arttığında türev sayısı n de keyfi olarak artar ve limit alınır. $Q^2 \to \infty$ durumu ortaya çıktığında, sonsuz kere türev alarak sonsuzluktan ve süreklilikten gelen katkılar bastırılmış olur.

Bu durumda $\frac{Q^2}{n} \equiv M^2$ sabitlemesi seçilebilir ve Q^2 yerine M^2 Borel kütlesi denilen yeni bir yardımcı değişken tanımlanır. Bu parametre fiziksel bir anlam taşımaz, hesaplamalarda matematiksel kolaylık sağlar. Bu sebeple hesaplarda karşılaşılan fiziksel nicelikler bu parametreden bağımsız olmalıdır. KRD toplam kurallarına, yüksek boyutlu yoğuşmalardan gelen katkıların ihmal edilmesi nedeniyle M^2'nin

çok küçük değerleri uygulanamaz, bununla beraber M^2' nin oldukça büyük değerlerinde de kuark-hadron ikiliği yaklaşımına güvenilemez. Sonuç olarak Borel dönüşümü;

$$B_{M^2}\Pi(Q^2) = \lim_{\substack{Q^2,n\to\infty \\ \frac{Q^2}{n}\to M^2}} \frac{(Q^2)^{n+1}}{n!}\left(\frac{d}{dQ^2}\right)^n \Pi(Q^2) \tag{3.15}$$

şeklinde tanımlanır.

Bazı fonksiyonların Borelleri için Denklem (3.15) eşitliği kullanılarak aşağıdaki eşitlikler elde edilebilir [184];

$$B_{M^2}(Q^2)^n = 0\,,\ n \geq 0 \tag{3.16}$$

$$B_{M^2}\frac{1}{(m^2 - Q^2)^n} = \frac{1}{(n-1)!}\frac{1}{(M^2)^{n-1}}e^{-\frac{m^2}{M^2}} \tag{3.17}$$

$$B_{M^2}(e^{-\alpha Q^2}) = \delta\left(\frac{1}{M^2} - \alpha\right) \tag{3.18}$$

Kütle ve bozunum sabiti hesaplamalarında kullanılan Borel dönüşümünün genel ifadesi;

$$B\frac{1}{(p^2 - m^2)^s} \to (-1)^s \frac{1}{\Gamma(s)} e^{-\frac{m^2}{M^2}} \frac{1}{(M^2)^{s-1}} \tag{3.19}$$

Etkileşme (kuplaj) sabiti hesaplamalarında kullanılan çift Borel dönüşümünün genel ifadesi ise;

$$B\frac{1}{(p^2 - m_1^2)^s (p'^2 - m_2^2)^n} \to (-1)^{s+n} \frac{1}{\Gamma(s)}\frac{1}{\Gamma(n)} e^{-\frac{m_1^2}{M^2}} e^{-\frac{m_2^2}{M'^2}} \frac{1}{(M^2)^{s-1}}\frac{1}{(M'^2)^{n-1}} \tag{3.20}$$

şeklinde tanımlanır. Burada M ve M' sırasıyla p^2 ve p'^2 momentumlarına karşılık gelen Borel kütle parametrelerini temsil eder.

4. EGZOTİK X(5568) PARÇACIĞININ KRD TOPLAM KURALLARI METODU İLE AKSİYEL-VEKTÖR OLARAK İNCELENMESİ

Egzotik hadronlar, standart $q\bar{q}$ ve qqq yapıları olarak tanımlanmayan; kuark ve gluonların farklı kombinasyonlarından oluşan yapılardır. Kuark modelinin dışında var olan egzotik hadronlar: dörtkuarklar, beşkuarklar, dibaryonlar, mezon molekülleri, mezon-baryon molekülleri, hibritler, gluontopları (glueball'lar) vb. olarak sınıflandırılırlar[15-19]. Güçlü etkileşimlerin temel teorisi olarak kabul edilen Kuantum Renk Dinamiği (KRD), geleneksel kuark modelinde yer almayan egzotik hadronların varlığını yasaklamamakta, aksine basit baryon ve mezonlardan farklı olarak daha zengin bir hadron spektrumunu öngörmektedir.

Belle, BaBar, BESIII, LHCb, CDF ve D0 gibi çeşitli deney işbirlikleri egzotik hadron sınıfında yer alan dörtkuark (tetrakuark) yapılarının kuantum sayıları, kütleleri ve bozunma genişlikleri hakkında önemli deneysel veriler elde etmişlerdir [3,4,153,154]. Bu tür parçacıkların varlığı, olası özellikleri ve gözlemleri için yapılan deneyler fizikçilerin ilgi odağı haline gelmiştir. Doğal olarak deneysel çalışmalar, gözlemlenen rezonansların içyapısını açıklayabilmek için yeni teorik modellerin ve çalışmaların gelişmesine de neden olmuştur. Son yıllarda egzotik durumlarla ilgili hem deneysel hem de teorik çalışmalarda önemli bir başarı elde edilmiştir [188-191].

Dörtkuark yapıdaki X(5568) egzotik parçacığı 25 Şubat 2016' da $\sqrt{s} = 1,96$ TeV'deki $p\bar{p}$ çarpışmasında D0 İşbirliği tarafından gözlemlendiği rapor edilmiştir [35].

Gözlemlendiği kanal: $X(5568) \to B_s^0\pi^{\pm}$; $B_s^0 \to J/\psi\phi$, $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ ve $\phi \to K^+K^-$ dir. X(5568) parçacığının en önemli özelliği bir ağır ve üç hafif kuark (b, u, d, s) olmak üzere dört farklı kuark çeşnisinden olmasıdır ve kütlesi $m_X = 5567,8 \pm 2,9^{+0,9}_{-1,9}$ MeV ve bozumna genişliği ise $\Gamma = 21,9 \pm 6,4^{+5,0}_{-2,5}$ MeV dir. D0 İşbirliği tarafından kuantum numarası $J^P = 0^+$ olarak öngörülmüştür. Ancak, X(5568) rezonansı görünmeyen soft γ ile $X(5568) \to B_s^*\pi^{\pm} \to B_s^0\gamma\pi^{\pm}$ bozunursa $m(B_s^*) - m(B_s^0) \sim 49$ MeV olurken bozunma genişliğinin değişmeden kaldığı görülmüştür [35].

Bu durumda D0 İşbirliği sonuçlarına göre X(5568) rezonansı, farklı olarak ifade edildiğinde kuantum numarası $J^P = 0^+$ veya $J^P = 1^+$ alınabilir.

Aynı bozulma kanalı $B_s^0\pi^\pm$, CERN'de toplanan 7 TeV ve 8 TeV'de bulunan pp çarpışma verilerini kullanarak LHCb İşbirliği ile araştırılmıştır [36]. Amaç, X(5568) rezonansının varlığını teyit etmek ve onun spektroskopik parametrelerini ölçmektir. Fakat LHCb İşbirliği, 5700 MeV'den daha düşük enerjilerde $B_s^0\pi^\pm$ değişmez kütle yapısındaki rezonans yapısını yorumlayamamıştır. Dolayısıyla dörtkuark yapısındaki X(5568) egzotik parçacığı deneysel belirsizliğini korumaktadır.

Bu koşullar deneysel belirsizliği ortadan kaldırabilmek için X(5568) rezonansı ile ilgili teorik çalışmaları daha da arttırmıştır. [35]' te bu parçacığın bir kuark çifti (di-kuark) ve onun rengini nötralize eden bir antikuark çiftinden ya da bir mezon molekülü birleşimi olarak iç yapısı ile ilgili öngörüler mevcuttur. Daha sonra bu öngörüler göz önüne alınarak X(5568) parçacığının kütle ve bozunma genişliği hesaplanmıştır .[73]'te dikuark-antidikuark $X_b = [su][\overline{bd}]$ yapısı, kuantum numarası 0^{++} alınarak kütle ve mezon akım kuplaj sabiti elde edilmiştir. [192-195]'te dikuark-antidikuark yaklaşımında, X(5568) parçacığının kütlesi ve diğer fiziksel parametreleri incelenmiştir. Bu çalışmalarda bulunan kütle değeri birbirleriyle ve D0 İşbirliğinin verileri ile uyumludur.

[196] çalışmasında, X(5568) parçacığının güçlü bozunumu $X_b(5568) \to B_s^0\pi^+$ IKTK çerçevesinde soft q→0 limitinde incelenmiştir. Uygulanan bu yöntem dört kuarklı sistemlere ilk defa genelleştirilmiş olup literatürde çok önemli bir açığı doldurmuştur. Çalışmada, bozunuma ait güçlü kuplaj sabiti $g_{X_b B_s \pi}$ elde edilmiş; bu değer kullanılarak bozunuma ait bozunma genişliği hesaplanmıştır. Elde edilen bozunma genişliği deneysel sonuç ile oldukça uyumlu olduğu gözlenmiştir. [197,198]' de de $X_b(5568) \to B_s^0\pi^+$ kanalına ait bozunma genişliği üç nokta KRD-TK metodu ile hesaplanmıştır. Bu çalışmalarla $\Gamma(X_b(5568) \to B_s^0\pi^+)$ bozunma genişliği ile ilgili daha iyi teorik sonuçlar elde edilmiştir.

Yukarıda bahsettiğimiz gibi X(5568) parçacığı [74,199,200]'de B ve $\overline{K}$ mezonlarından oluşan bir molekül olarak da düşünülebilir; ancak [74]'de kütlesi ve

bozunma genişliği için elde edilen sonuçlar deneysel verileri aştığı için X(5568)'in molekül yapıda olmayıp, dörtkuark (tetrakuark) yapıda olduğu yorumlanmıştır.

D0 ve LHCb İşbirliklerinin deneysel verileri, X(5568) rezonansının iç yapısının ve fiziksel parametrelerinin incelendiği ilginç teorik çalışmalara neden olmuştur. X(5568) parçacığının doğası ile ilgili kullanılan yöntemlere, gerekli açıklamalara ve sonuçlarına [72,201-212] çalışmalarında ayrıntılı bir şekilde yer verilmiştir.

Bu çalışmada, X(5568) parçacığı hakkındaki belirsizliği açıklayabilmek ve bu parçacık hakkında daha detaylı bilgi edinebilmek için parçacığın $J^P = 1^+$ kuantum numarasına sahip aksiyel-vektör olma durumu göz önüne alınarak Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları (KRD-TK) metodu ile incelenip, öncelikle parçacığın kütle ve mezon-akım kuplaj sabiti gibi spektroskopik özellikleri iki nokta KRD-TK ile elde edilecektir. Daha sonra, elde edilen bu değerler giriş parametresi olarak kullanılarak güçlü bozunum $X(5568) \to B_s^* \pi^+$ kanalına ait kuplaj sabiti ve bozunma genişliği Işık Koni KRD-TK ve soft mezon limit q→0 kullanılarak hesaplanacaktır. Çalışmada, elde edilen fiziksel parametreler sonucunda, X(5568) egzotik parçacığının kuantum numarasındaki belirsizliğe bir açıklama getirebilmek amaçlanmaktadır.

4.1. Egzotik X(5568) Parçacığının Kütle ve Mezon-Akım Kuplaj Sabitinin Hesaplanması

X_b parçacığının $J^P = 1^+$ kuantum numarasına sahip aksiyel-vektör olma durumu göz önüne alınarak kütle ve mezon-akım kuplaj sabiti, iki nokta KRD toplam kuralları ile hesaplanır. Bu amaçla, modelin başlangıç noktası olan korelasyon fonksiyonu,

$$\Pi_{\mu\nu}(q) = i\int d^4x e^{iq.x} \left\langle 0\left|T\left\{J_\mu(x)J_\nu^+(0)\right\}\right|0\right\rangle \tag{4.1}$$

şeklinde yazılır. Burada T zaman sıralama operatörü ve $J_\mu(x)$ ise X_b için ara kesit akım ifadesidir. Dikuark-antidikuark yaklaşımı göz önüne alındığında aksiyel-vektör parçacık için ara kesit akımı,

$$J_\mu(x) = s_a^T(x)C\gamma_5 u_b(x)\left\{\bar{b}_a(x)\gamma_\mu C\bar{d}_b^T(x) - \bar{b}_b(x)\gamma_\mu C\bar{d}_a^T(x)\right\} \tag{4.2}$$

şeklinde tanımlanır. Burada a ve b renk indisleri, C ise yük eşleniği matrisidir. $\Pi_{\mu\nu}(q)$ korelasyon fonksiyonu iki farklı şekilde hesaplanır. Önce fenomenolojik ya da fiziksel kısm denilen, hadronik parametreler cinsinden elde edilir. Daha sonra teorik ya da KRD kısmı denilen, derin öklid bölgesinde uzun ve kısa mesafe kuark-gluon etkileşimlerini birbirinden ayıran işlemci çarpım açılımı (OPE) cinsinden hesaplanır. Daha sonra, süreklilikten ve yüksek mertebeden gelen katkıları bastırmak için Borel dönüşümü uygulanarak bu iki temsilin eşleşmesi sağlanır. KRD nicelikleri olan kütle ve mezon-akım kuplaj sabiti gibi parçacığa ait spektroskopik özellikler, dispersiyon bağıntısı yoluyla aynı korelasyon fonksiyonunun bu iki kısmından gelen elverişli katsayıları eşitlenerek elde edilir.

Fiziksel kısım, Denklem (4.1) deki korelasyon fonksiyonuna X_b'nin kuantum sayısı ile aynı tam set yerleştirilerek hesaplanır. Dörtlü x integrali alındıktan ve yüksek mertebeden gelen katkılar ayrıldıktan sonra aşağıdaki bağıntı elde edilir;

$$\Pi_{\mu\nu}^{\text{Fiz}}(q) = \frac{\langle 0|J_\mu|X_b(q)\rangle\langle X_b(q)|J_\nu^t|0\rangle}{m_{X_b}^2 - q^2} + \ldots \tag{4.3}$$

Burada ...'lar süreklilikten ve yüksek mertemeden gelen katkıları göstermektedir. m_{X_b}, X_b parçacığının kütlesidir. İşlemleri devam ettirebilmek için $\langle 0|J_\mu|X_b(q)\rangle$ olan matris elemanını f_{X_b} mezon-akım kuplaj sabiti ve ε_μ polarizasyon vektörü cinsinden,

$$\langle 0|J_\mu|X_b(q)\rangle = f_{X_b} m_{X_b} \varepsilon_\mu \tag{4.4}$$

şeklinde tanımlamak gerekir. Denklem (4.4), Denklem (4.3)'te yerine yazılıp, polarizasyon vektörlerinin çarpımı için aşağıdaki eşitlik kullanılıp,

$$\varepsilon_\mu \varepsilon_\nu^* = -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{m_{X_b}^2} \tag{4.5}$$

ve gerekli işlemler yapıldıktan sonra korelasyon fonksiyonunun fiziksel kısmı;

$$\Pi_{\mu\nu}^{\text{Fiz}}(q) = \frac{m_{X_b}^2 f_{X_b}^2}{m_{X_b}^2 - q^2}\left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{m_{X_b}^2}\right) + \ldots \tag{4.6}$$

şeklinde elde edilir. Süreklilikten ve yüksek mertebeden gelen katkıları bastırmak için Denklem (4.6) ya Borel dönüşümü uygulanır,

$$B_{q^2}\Pi_{\mu\nu}^{Fiz}(q) = m_{X_b}^2 f_{X_b}^2 e^{-m_{X_b}^2/M^2}\left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{m_{X_b}^2}\right) + \ldots \tag{4.7}$$

Korelasyon fonksiyonunun KRD kısmı, $q^2 \to -\infty$ olduğu derin Öklid bölgesinde işlemci çarpım açılımı (OPE) yoluyla hesaplanır. Ara kesit akımlarının açık ifadeleri korelasyon fonksiyonunda yerine yazılıp ve Wick teoremi kullanılarak kuark alanları birbirleriyle etkileşerek $\Pi_{\mu\nu}^{KRD}(q)$ korelasyon fonsiyonu,

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu\nu}^{KRD}(q) = i\int d^4x e^{iq.x}\{&Tr\left[\gamma_5\tilde{S}_s^{aa'}(x)\gamma_5 S_u^{bb'}(x)\right]Tr\left[\gamma_\mu\tilde{S}_d^{a'b}(-x)\gamma_\nu S_b^{b'a}(-x)\right]\\ &-Tr\left[\gamma_\mu\tilde{S}_d^{b'b}(-x)\gamma_\nu S_b^{a'a}(-x)\right]Tr\left[\gamma_5\tilde{S}_s^{aa'}(x)\gamma_5 S_u^{bb'}(x)\right]\\ &+Tr\left[\gamma_5\tilde{S}_s^{aa'}(x)\gamma_5 S_u^{bb'}(x)\right]Tr\left[\gamma_\mu\tilde{S}_d^{b'a}(-x)\gamma_\nu S_b^{a'b}(-x)\right]\\ &-Tr\left[\gamma_\mu\tilde{S}_d^{a'a}(-x)\gamma_\nu S_b^{b'b}(-x)\right]Tr\left[\gamma_5\tilde{S}_s^{aa'}(x)\gamma_5 S_u^{bb'}(x)\right]\end{aligned} \tag{4.8}$$

şeklinde elde edilir. Burada $S_{s(u,d)}^{ab}(x)$ ve $S_b^{ab}(x)$ sırasıyla u, d, s hafif kuarklar ve b ağır kuark ilerleticileridir (propagatörleridir) ve $\tilde{S}_{s(d)}(x)$ ilerleticisi;

$$\tilde{S}_{s(d)}(x) = CS_{s(d)}^T(x)C \tag{4.9}$$

ile ifade edilir.

Hesaplara devam edebilmek için [213]'de hesaplanan ağır ve hafif kuark ilerleticilerinin ifadelerini bilmek gerekir. Hafif kuark ilerleticisi $S_q^{ab}(x)$,

$$\begin{aligned}S_q^{ab}(x) = &i\delta_{ab}\frac{\not{x}}{2\pi^2x^4} - \delta_{ab}\frac{m_q}{4\pi^2x^2} - \delta_{ab}\frac{\langle\bar{q}q\rangle}{12}\\ &+i\delta_{ab}\frac{\not{x}m_q\langle\bar{q}q\rangle}{48} - \delta_{ab}\frac{x^2\langle\bar{q}g_s\sigma Gq\rangle}{192} + i\delta_{ab}\frac{x^2\not{x}m_q}{1152}\langle\bar{q}g_s\sigma Gq\rangle\\ &-i\frac{g_sG_{ab}^{\alpha\beta}}{32\pi^2x^2}\left[\not{x}\sigma_{\alpha\beta} + \sigma_{\alpha\beta}\not{x}\right] - i\delta_{ab}\frac{x^2\not{x}g_s^2\langle\bar{q}q\rangle^2}{7776} - \delta_{ab}\frac{x^4\langle\bar{q}q\rangle\langle g_s^2G^2\rangle}{27648} + \ldots\end{aligned} \tag{4.10}$$

şeklinde tanımlanır. Hesaplamalarda hafif kuark kütleleri m_u ve m_d sıfıra eşitlenmiştir.

Ağır kuark b için $S_b^{ab}(x)$ ilerleticisi ise;

$$S_b^{ab}(x) = i\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} e^{ikx}\left(\frac{\delta_{ab}(\not{k}+m_b)}{k^2-m_b^2} - \frac{g_s G_{ab}^{\alpha\beta}}{4}\frac{\sigma_{\alpha\beta}(\not{k}+m_b)+(\not{k}+m_b)\sigma_{\alpha\beta}}{(k^2-m_b^2)^2}\right.$$
$$+\frac{g_s^2 G^2}{12}\delta_{ab}m_b\frac{k^2+m_b\not{k}}{(k^2-m_b^2)^4}+\frac{g_s^2 G^3}{48}\delta_{ab}\frac{(\not{k}+m_b)}{(k^2-m_b^2)^6} \qquad (4.11)$$
$$\left.\times\left[\not{k}(k^2-3m_b^2)+2m_b(2k^2-m_b^2)\right](\not{k}+m_b)+...\right)$$

şeklinde tanımlanır.

Denklem (4.10) ve Denklem (4.11) denklemlerindeki gluon alan şiddet tensörleri;

$$G_{ab}^{\alpha\beta} = G_A^{\alpha\beta}t_{ab}^A,$$
$$G^2 = G_{\alpha\beta}^A G_{\alpha\beta}^A, \qquad (4.12)$$
$$G^3 = f^{ABC}G_{\mu\nu}^A G_{\nu\delta}^B G_{\delta\mu}^C$$

şeklinde yazılır. Burada a, b=1, 2, 3 ve A, B, C=1, 2...8 renk indisleri $t^A = \lambda^A/2$ ve λ^A ise Gell-Mann matrisleridir. Pertürbatif olmayan terimlerde x=0'da gluon alan şiddet tensörü $G_{\alpha\beta}^A \equiv G_{\alpha\beta}^A(0)$ 'dır.

$\Pi_{\mu\nu}^{KRD}(q)$ korelasyon fonksiyonu, Lorentz yapıları $\sim g_{\mu\nu}$ ve $\sim q_\mu q_\nu$ üzerinden ayrışabilir. KRD nicelikleri; dispersiyon bağıntısı yoluyla $\Pi_{\mu\nu}^{Fiz}(q)$ ve $\Pi_{\mu\nu}^{KRD}(q)$ korelasyon fonksiyonlarının aynı Lorentz yapılarından gelen elverişli katsayıları eşitlenerek elde edilir. Hesaplamalarda, spin-1 durumuna katkı veren $\sim g_{\mu\nu}$ yapısı seçilmiştir; çünkü $\sim q_\mu q_\nu$ yapısı hem spin-0 hem de spin-1 durumlarının katkılarını içermektedir. Seçilen değişmez genlik $\Pi_{\mu\nu}^{KRD}(q^2)$, dispersiyon integrali,

$$\Pi^{KRD}(q^2) = \int_{(m_b+m_s)^2}^{\infty}\frac{\rho^{KRD}(s)}{s-q^2}ds+...,$$
$$\rho^{KRD}(s) = \rho^{pert}(s)+\rho^{pert.olmayan}(s) \qquad (4.13)$$

şeklinde yazılır. Burada $\rho^{KRD}(s)$ iki nokta spektral yoğunluk, pertürbatif veya pertürbatif olmayan katkının imajinerisi alınarak,

$$\rho^{\mathrm{KRD}}(s)=\frac{1}{\pi}\mathrm{Im}\left[\Pi^{\mathrm{KRD}}(s)\right] \tag{4.14}$$

elde edilir. Süreklilikten ve yüksek mertebeden gelen katkıları bastırmak için Denklem (4.13)'deki $\Pi^{\mathrm{KRD}}(q^2)$ ifadesine Borel dönüşümü uygulanır. Daha sonra elde edilen ifadenin ve Denklem (4.7)'deki Borel dönüşümü uygulanmış olan $B_{q^2}\Pi^{\mathrm{Fiz}}_{\mu\nu}(q)$ ifadesinin $g_{\mu\nu}$ katsayıları birbirine eşitlenir. Böylece X_b durumunun kütlesi,

$$m^2_{X_b}=\frac{\int_{(m_b+m_s)^2}^{s_0} ds s\rho^{\mathrm{KRD}}(s)e^{-s/M^2}}{\int_{(m_b+m_s)^2}^{s_0} ds\rho^{\mathrm{KRD}}(s)e^{-s/M^2}} \tag{4.15}$$

ve mezon-akım kuplaj sabiti f_{X_b},

$$f^2_{X_b}=\frac{1}{m^2_{X_b}}e^{m^2_{X_b}/M^2}\int_{(m_b+m_s)^2}^{s_0} ds\rho^{\mathrm{KRD}}(s)e^{-s/M^2} \tag{4.16}$$

elde edilir. Görüldüğü gibi bu ifadelerin temel bileşeni iki noktalı spektral yoğunluk $\rho^{\mathrm{KRD}}(s)$ dir. Hesaplamalarda sekiz boyuta kadar kuark, gluon ve karışık kondensatlar hesaba katılarak spektral yoğunluklar elde edilmiştir. $\rho^{\mathrm{KRD}}(s)$ sonuçları ve hesap detayları (Ek-A)'da mevcuttur.

4.2. Güçlü $X_b \to B_s^* \pi^+$ Bozunum Kanalına Ait Kuplaj Sabiti $g_{X_b B_s^* \pi}$ ve Bozunma Genişliğinin Hesaplanması

Bu bölümde güçlü $X(5568)\to B_s^*\pi$ bozunuma ait fiziksel özelliklerin incelenmesi amaçlanmaktadır. Bozunuma ait kuplaj sabiti ve bozunma genişliği hesaplanması için soft mezon $q\to 0$ limitinde Işık Koni KRD-TK'ları kullanılacaktır. Bu amaçla Işık Koni KRD-TK'larında korelasyon fonksiyonu;

$$\Pi_{\mu\nu}(p,q)=i\int d^4x e^{ip.x}\langle\pi(q)\left|T\{J^{B_s^*}_{\mu}(x)J^{+}_{\nu}(0)\}\right|0\rangle \tag{4.17}$$

$J_\mu^{B_s^*}(x)$ ve $J_\nu(x)$ temsil ettikleri parçacıklara ait ara kesit akımlarıdır. B_s^* vektör mezon olduğu için ara kesit akımı,

$$J_\mu^{B_s^*}(x) = \bar{b}_l(x)\gamma_\mu s_l(x) \tag{4.18}$$

şeklinde tanımlanır. $J_\nu(x)$ ise Denklem (4.2) eşitliğinde verilmişti. Burada p, q ve $p' = p + q$ sırasıyla B_s^0, π ve X_b'nin dörtlü-momentumlarıdır.

Güçlü kuplaj sabiti $g_{X_b B_s^* \pi}$'yi Işık Koni-TK ile hesaplayabilmek için ilk olarak $\Pi_{\mu\nu}(p,q)$ korelasyon fonksiyonunun fiziksel kısmı Denklem (4.17) de, arakesit akımları ile aynı kuantum numaralarına sahip tam setler yerleştirilip x-integrali alındıktan sonra aşağıdaki gibi elde edilir;

$$\Pi_{\mu\nu}^{Fiz}(p,q) = \frac{\left\langle 0 \left| J_\mu^{B_s^*} \right| B_s^*(p) \right\rangle}{p^2 - m_{B_s^*}^2} \left\langle B_s^*(p)\pi(q) \left| X_b(p') \right\rangle \frac{\left\langle X_b(p') \left| J_\nu^+ \right| 0 \right\rangle}{p'^2 - m_{X_b}^2} + \ldots \right. \tag{4.19}$$

Burada ...'lar süreklilikten ve yüksek mertebeden gelen katkıları gösterir. Denklem (4.19)'daki matris elemanları hadronik parametreler cinsinden;

$$\begin{aligned} &\left\langle 0 \left| J_\mu^{B_s^*} \right| B_s^*(p) \right\rangle = f_{B_s^*} m_{B_s^*} \varepsilon_\mu, \\ &\left\langle B_s^*(p)\pi(q) \left| X_b(p') \right\rangle = \left[(p.p')(\varepsilon^*.\varepsilon') - (p.\varepsilon')(p'.\varepsilon^*) \right] g_{X_b B_s^* \pi} \end{aligned} \tag{4.20}$$

şeklinde tanımlanır. Burada $f_{B_s^*}$, $m_{B_s^*}$, ε_μ sırasıyla B_s^* mezonunun bozunma sabiti, kütlesi ve polarizasyon vektörüdür. ε_ν de, X_b durumunun polarizasyon vektörüdür. Denklem (4.4) ve Denklem (4.20)'deki matris elemanları kullanılarak korelasyon fonksiyonunun fiziksel kısmı aşağıdaki gibi elde edilir;

$$\Pi_{\mu\nu}^{Fiz}(p,q) = \frac{f_{B_s^*} f_{X_b} m_{X_b} m_{B_s^*}}{(p'^2 - m_{X_b}^2)(p^2 - m_{B_s^*}^2)} g_{X_b B_s^* \pi} \left(\frac{m_{X_b}^2 + m_{B_s^*}^2}{2} g_{\mu\nu} - p'_\mu p_\nu \right) + \ldots \tag{4.21}$$

Burada $g_{\mu\nu}$ ve $p'_\mu p_\nu$ olmak üzere iki Lorentz yapısı vardır. KRD nicelikleri dispersiyon bağıntısı yoluyla $\Pi_{\mu\nu}^{Fiz}(q)$ ve $\Pi_{\mu\nu}^{KRD}(q)$ korelasyon fonksiyonlarının aynı

Lorentz yapılarından gelen elverişli katsayıları eşitlenerek elde edilir. Hesaplamalarda, sonuçlarımızın Lorentz yapılarına bağlılığını test etmek için iki ayrı güçlü etkileşme sabiti elde edeceğiz. Bunun için korelasyon fonksiyonunun $g_{\mu\nu}$ yapısı kullanılarak türetilen spektral yoğunluluğu $\rho_c^{KRD}(s)$ ve $p'_\mu p_\nu$ yapısı kullanılarak elde edilen spektral yoğunluğu ise $\tilde{\rho}_c^{KRD}(s)$ ile tanımlayacağız.

Soft-mezon yaklaşımında yani, limit q=0'da $g_{\mu\nu}$ yapısına karşılık gelen dağılım genliğine Borel dönüşümü uygulanır ve korelasyon fonsiyonunun fiziksel kısmı,

$$\Pi^{Fiz}(M^2) = f_{B_s^*} f_{X_b} m_{X_b} m_{B_s^*} g_{X_b B_s^* \pi} m^2 \frac{1}{M^2} e^{-m^2/M^2} + ... \qquad (4.22)$$

elde edilir. Burada $m^2 = (m_{X_b}^2 + m_{B_s^*}^2)/2$ 'dir.

Bilindiği gibi üç-hadron köşesinin kuvvetli birleşimi için KRD toplam kuralları çerçevesinde üç-nokta korelasyon fonksiyonu kullanılarak çift Borel dönüşümü uygulanırdı. Ancak Işık Koni KRD-TK ve soft mezon yaklaşımında, çift Borel döşümü yerine tek Borel dönüşümü uygulanır. Denklem (4.22)'de ...'lar süreklilikten, yüksek mertebeden ve uyarılmış durumdan gelen katkıları gösterir ve bu katkılar Borel dönüşümü uygulandıktan sonra bile bastırılamaz.

Bunun için bazı teknik yöntemler kullanılmalıdır. Bu yöntemlerden biri [214]'te yer alan operatördür ve bu operatör,

$$\left(1 - M^2 \frac{d}{dM^2}\right) M^2 e^{m^2/M^2} \qquad (4.23)$$

korelasyon fonksiyonunun hem fiziksel hem de KRD kısmına uygulanmalıdır. [71]'de bu operatör başarıyla kullanılmıştır. Dolayısıyla biz de hesaplamalarımızda bu operatörü tercih ettik. Bu işlemler öncelikle KRD kısmına uygulanarak kuark-gluon serbestlik dereceleri cinsinden hesaplanır. Böylece ağır ve hafif kuark alanları birbirleriyle etkileşerek $\Pi_{\mu\nu}^{KRD}(p,q)$ korelasyon fonksiyonu aşağıdaki gibi elde edilir;

$$\Pi_{\mu\nu}^{\mathrm{KRD}}(p,q) = i\int d^4x e^{ip.x}\left\{\left[\gamma_5\tilde{S}_s^{ia}(x)\gamma_\mu\tilde{S}_b^{bi}(-x)\gamma_\nu\right]_{\alpha\beta}\left\langle\pi(q)\left|\bar{u}_\alpha^b d_\beta^a\right|0\right\rangle\right.$$
$$\left.-\left[\gamma_5\tilde{S}_s^{ia}(x)\gamma_\mu\tilde{S}_b^{ai}(-x)\gamma_\nu\right]_{\alpha\beta}\left\langle\pi(q)\left|\bar{u}_\alpha^b d_\beta^b\right|0\right\rangle\right\} \tag{4.24}$$

Burada α ve β spinör indisleridir ve kuark alanları x=0'da tanımlanır.

Soft- mezon yaklaşımında, korelasyon fonksiyonunun KRD kısmı Işık Koni toplam kurallarına göre daha basittir. Işık Koni toplam kurallarında hadronların (pionun analizi) yerel olmayan matris öğeleri, birçok dağılım genlikleri ile ifade edilirken; soft mezon limit q→ 0 yaklaşımında az sayıda yerel matris elemanı elde edilir.
Hesaplara devam edebilmek için,

$$\bar{u}_\alpha^b d_\beta^a \to \frac{1}{4}\Gamma_{\beta\alpha}^j(\bar{u}^b\Gamma^j d^a) \tag{4.25}$$

açılımı kullanılır. Burada Γ^j , Dirac matrislerinin tam kümesidir.

Bu çalışmada G, gluon alan şiddet tensörü olmak üzere $\sim G^2$ ve $\sim G^3$ terimlerini ihmal ettik. Son aşamada, spektral yoğunluk ifadesinin elde edilmesi için seçilen korelasyon fonksiyonunun sanal kısmının hesaplanması gerekir ([71]'de ayrıntılı anlatılmıştır) ve elde edilen $\rho_c^{\mathrm{KRD}}(s)$ spektral yoğunluk aşağıdaki şekilde yazılır;

$$\rho_c^{\mathrm{KRD}}(s) = \rho_c^{\mathrm{pert}}(s) + \rho_c^{\mathrm{pert.olmayan}}(s)\,. \tag{4.26}$$

$g_{\mu\nu}$ Lorentz yapısı için elde edilen pertürbatif ve pertürbatif olmayan spektral yoğunluk sırasıyla,

$$\rho_c^{\mathrm{pert}}(s) = \frac{f_\pi\mu_\pi}{48\pi^2 s^2}(m_b^2 - s)(m_b^4 + m_b^2 s - 6m_b m_s s - 2s^2) \tag{4.27}$$

ve

$$\rho_c^{\mathrm{pert.olmayan}}(s) = \frac{f_\pi\mu_\pi}{12}\left\langle\bar{s}s\right\rangle\left[sm_s\delta^{(1)}(s-m_b^2) + (m_s - 2m_b)\delta(s-m_b^2)\right]$$
$$+\frac{f_\pi\mu_\pi}{72}\left\langle\bar{s}g_s\sigma Gs\right\rangle\left\{3(2m_b - m_s)\delta^{(1)}(s-m_b^2) + s(3m_b - 5m_s)\right. \tag{4.28}$$
$$\left.\times\delta^{(2)}(s-m_b^2) - s^2 m_s\delta^{(3)}(s-m_b^2)\right\}$$

şeklinde elde edilir.

Burada $\sim \delta^{(n)}(s-m_b^2) = (d/ds)^n \delta(s-m_b^2)$ ile tanımlanır.

$p'_\mu p_\nu$ Lorentz yapısı için spektral yoğunluk ise;

$$\tilde{\rho}_c^{pert}(s) = \frac{f_\pi \mu_\pi}{24\pi^2 s^3}\left(s^3 - 3sm_b^4 + 2m_b^6\right) \tag{4.29}$$

ve

$$\tilde{\rho}_c^{pert.olmayan}(s) = -\frac{f_\pi \mu_\pi}{6} m_s \langle \bar{s}s \rangle \delta^{(1)}(s-m_b^2) + \frac{f_\pi \mu_\pi}{36} m_s \langle \bar{s} g_s \sigma Gs \rangle \times \left[4\delta^{(2)}(s-m_b^2) + s\delta^{(3)}(s-m_b^2)\right] \tag{4.30}$$

şeklinde elde edilir.

Görüldüğü gibi spektral yoğunluklar, yerel matris elemanı ile birlikte f_π ve μ_π parametrelerine bağlıdır ve yerel matris elemanı aşağıdaki gibi tanımlanır;

$$\langle 0 | \bar{d} i\gamma_5 u | \pi(q) \rangle = f_\pi \mu_\pi . \tag{4.31}$$

Burada μ_π parametresi,

$$\mu_\pi = \frac{m_\pi^2}{m_u + m_d} = -\frac{2\langle \bar{q}q \rangle}{f_\pi^2} \tag{4.32}$$

ile ifade edilir.

Son olarak KRD niceliklerinden güçlü kuplaj sabitleri $g_{X_b B_s^* \pi}$ ve $\tilde{g}_{X_b B_s^* \pi}$ elde etmek için Borel dönüşümü uygulanmış olan korelasyon fonksiyonunun fiziksel ve KRD kısmına Denklem (4.23) operatörü uygulanır. Daha sonra korelasyon fonksiyonunun bu iki kısmından gelen elverişli katsayıları eşitlenerek güçlü etkileşim sabitleri elde edilir.

$g_{\mu\nu}$ yapısından elde edilen güçlü kuplaj sabiti,

$$g_{X_b B_s^* \pi} = \frac{1}{f_{B_s^*} f_{X_b} m_{X_b} m_{B_s^*} m^2} \left(1 - M^2 \frac{d}{dM^2}\right) M^2 \times \int_{(m_b+m_s)^2}^{s_0} ds e^{(m^2-s)/M^2} \rho_c^{KRD}(s) \tag{4.33}$$

$p'_\mu p_\nu$ yapısından elde edilen güçlü kuplaj sabiti ise,

$$\tilde{g}_{X_b B_s^* \pi} = \frac{1}{f_{B_s^*} f_{X_b} m_{X_b} m_{B_s^*}} \left(1 - M^2 \frac{d}{dM^2}\right) M^2 \times \int_{(m_b+m_s)^2}^{s_0} ds e^{(m^2-s)/M^2} \tilde{\rho}_c^{KRD}(s). \tag{4.34}$$

Güçlü kuplaj sabitlerinin ($g_{X_b B_s^* \pi}$ ve $\tilde{g}_{X_b B_s^* \pi}$) ortalamaları alınarak $X_b \to B_s^* \pi^+$ kanalına ait bozunma genişliği [71] çalışması referans alınarak aşağıdaki şekilde elde edilir,

$$\Gamma(X_b \to B_s^* \pi^+) = \frac{g^2_{X_b B_s^* \pi} m^2_{B_s^*}}{24\pi} \lambda(m_{X_b}, m_{B_s^*}, m_\pi) \times \left[3 + \frac{2\lambda^2(m_{X_b}, m_{B_s^*}, m_\pi)}{m^2_{B_s^*}}\right] \tag{4.35}$$

ve

$$\lambda(a,b,c) = \frac{\sqrt{a^4 + b^4 + c^4 - 2(a^2b^2 + a^2c^2 + b^2c^2)}}{2a} \tag{4.36}$$

şeklinde tanımlanır.

$X_b \to B_s^* \pi^+$ kanalına ait elde edilen Denklem (4.33), Denklem (4.34) ve Denklem (4.35) nümerik analiz kısmında detaylı anlatılacaktır.

4.3. Nümerik Sonuçlar

KRD toplam kuralları; kuark, gluon ve karışık kondensatlar (yoğuşmalar), b ve s kuarklarının kütlesi ve B_s^* mezonunun kütlesi ile bozunma sabiti $f_{B_s^*}$ gibi çok sayıda parametre içermektedir. Bu parametrelerin değerleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Tablo 4.1. Giriş parametreleri

Parametreler	Değerler
$m_{B_s^*}$	$(5415,4^{+2,4}_{-2,1})$ MeV
$m_{B_s^0}$	$(5366,77 \pm 0,24)$ MeV
$f_{B_s^*}$	(225 ± 9) MeV
m_π	139,57 MeV
f_π	0,131 GeV
m_b	$(4,18 \pm 0,03)$ GeV
m_s	(95 ± 5) MeV
$\langle \bar{q}q \rangle$	$(-0,24 \pm 0,01)^3$ GeV^3
$\langle \bar{s}s \rangle$	$0,8 \langle \bar{q}q \rangle$
m_0^2	$(0,8 \pm 0,1)$ GeV^2
$\langle \bar{s} g_s \sigma Gs \rangle$	$m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle$
$\left\langle \frac{\alpha_s G^2}{\pi} \right\rangle$	$(0,012 \pm 0,004)$ GeV^4
$\langle g_s^3 G^3 \rangle$	$(0,57 \pm 0,29)$ GeV^6

Toplam kurallarında yaygın olarak kullanılmayan gluon kondensat $\langle g_s^3 G^3 \rangle$ [215]'den yazılmıştır. Ayrıca b kuarkının kütlesi $\overline{\text{MS}}$ şemasında $\mu = m_b$ ölçeğinde seçilip bozunma sabiti $f_{B_s^*}$ [216]'dan ve diğer parametreler [217]'den alınmıştır.

KRD toplam kurallarında, süreklilik eşiği s_0 ve Borel parametresi M^2 olmak üzere iki yardımcı parametre bulunmaktadır. Bu yardımcı parametreler tam fiziksel bir anlam taşımadıkları için elde edilen fiziksel büyüklükler bu parametrelere çok bağlı

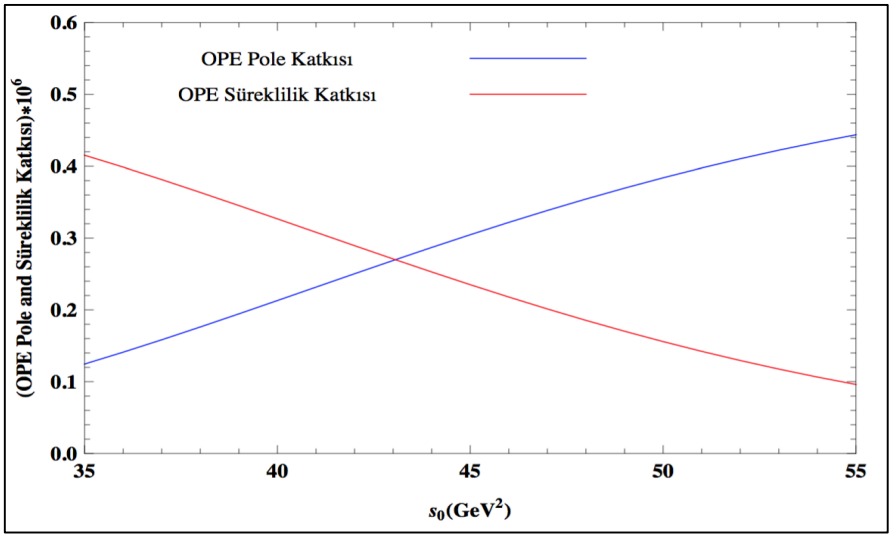
olmamalıdır. Bu sebepten dolayı KRD toplam kurallarında, bu yardımcı parametreler için çalışma bölgesi denilen fiziksel sonuçların bu parametrelere göre çok değişim göstermediği bölgeler belirlenmesi gerekmektedir. Bu bölgeleri belirlemek için prosedürler KRD toplam kurallarında bellidir. Buna göre pertürbatif katkının pertürbatif olmayan katkıdan büyük olduğu bölgede M^2'nin alt sınırı belirlenir ve aşağıdaki denklemden elde edilir;

$$\frac{\int_{s_{min}}^{s_0} \rho(s) e^{-s/M^2} ds}{\int_{s_{min}}^{\infty} \rho(s) e^{-s/M^2} ds} > 1/2 \tag{4.37}$$

İlgili operatör çarpım açılımının yakınsadığı bölgede ise M^2'nin üst sınırı belirlenerek Borel paremetresi M^2'nin aralığı aşağıdaki gibi elde edilir;

$$3\ GeV^2 \leq M^2 \leq 6\ GeV^2 \tag{4.38}$$

Süreklilik eşiği s_0'ın sınırlarının belirlenmesi için elde edilen M^2 aralığının orta noktası alınarak süreklilik eşiği s_0'a göre pole ve süreklilik katkısı grafiği Şekil (4.1) çizdirilir.



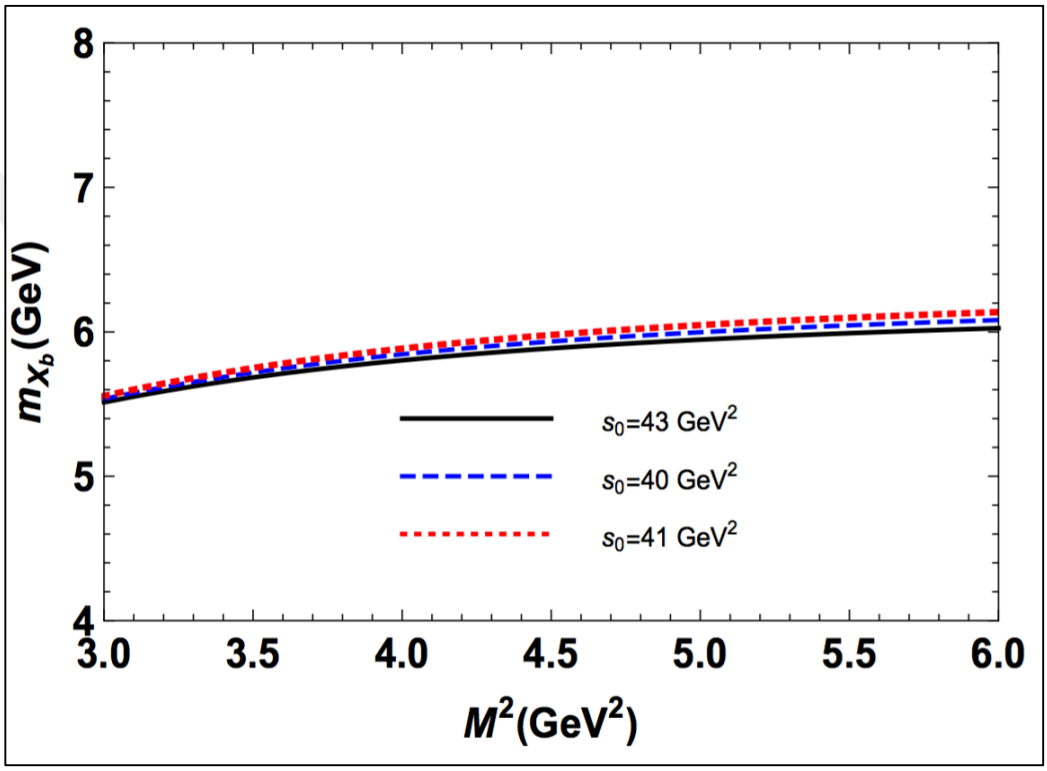
Şekil 4.1. OPE Pole ve Süreklilik Katkılarının s_0'a göre grafiği

Daha sonra pole ve süreklilik katkısının kesiştiği yerde süreklilik eşiği s_0'ın alt sınırı belirlenir. Süreklilik eşiğinin üst sınırının belirlenmesi için aynı kuantum numarasına

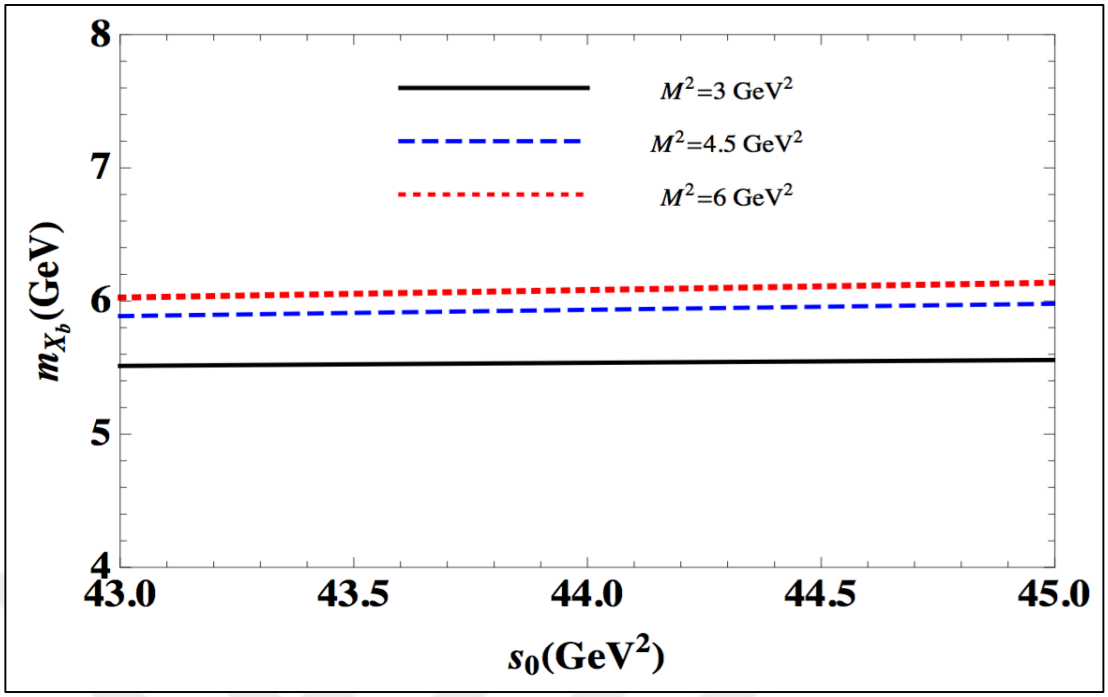
sahip uyarılmış durumun kütle bilgisine ihtiyaç duyulur. Böylece süreklilik eşiğinin çalışma bölgesi yapılan analiz sonucunda aşağıdaki gibi elde edilir;

$$43\ \mathrm{GeV}^2 \leq s_0 \leq 45\ \mathrm{GeV}^2 \tag{4.39}$$

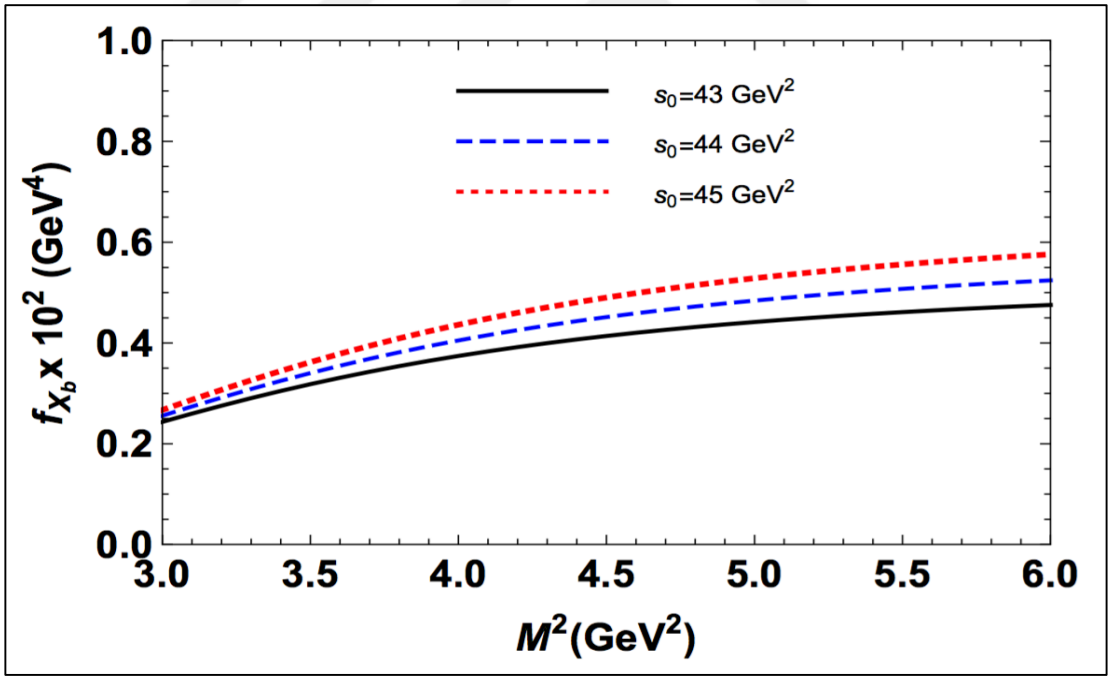
Grafik (4.2-4.3-4.4-4.5)'de kütle ve mezon-akım kuplaj sabitinin Borel parametresi M^2'ye ve süreklilik eşiği s_0'a bağlılığı gösterilmiştir.



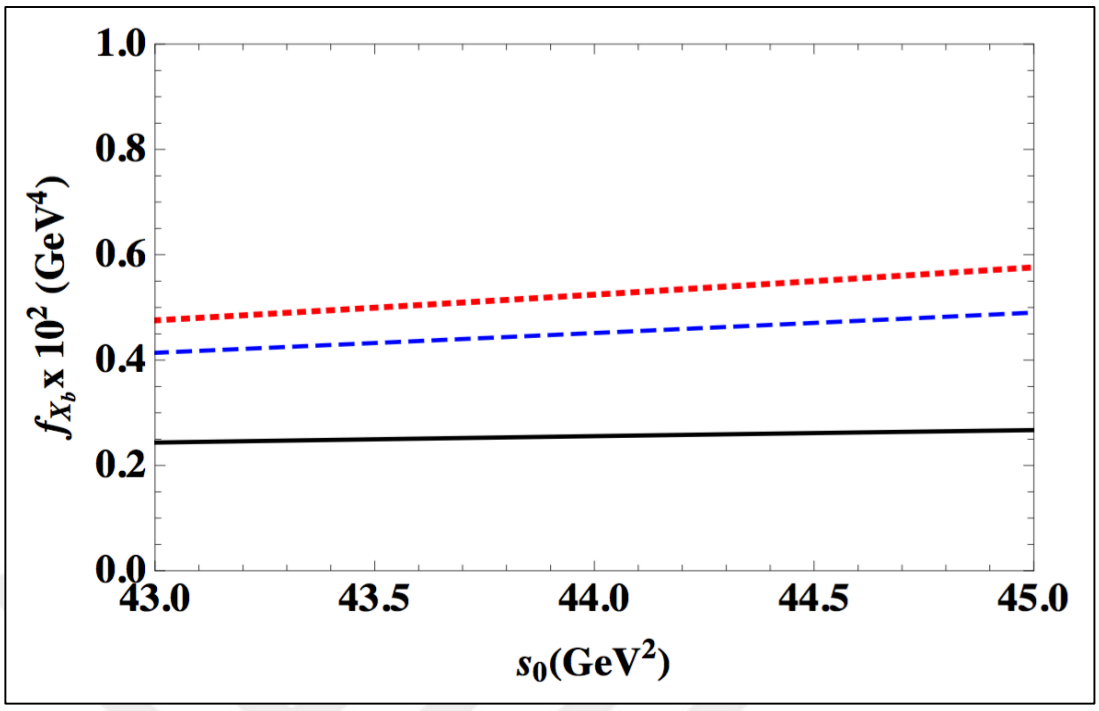
Şekil 4.2. m_{X_b} kütlesinin Borel kütle parametresi M^2'ye bağlılığı



Şekil 4.3. m_{X_b} kütlesinin süreklilik eşiği s_0'a bağlılığı



Şekil 4.4. f_{X_b} mezon-akım kuplaj sabitinin Borel kütle parametresi M^2'ye bağlılığı



Şekil 4.5. f_{X_b} mezon-akım kuplaj sabitinin süreklilik eşiği s_0'a bağlılığı

Aksiyel-vektör dikuark-antidikuark yapısındaki X_b parçacığının kütlesi,

$$m_{X_b} = (5864 \pm 158)\ \text{MeV} \tag{4.40}$$

mezon-akım kuplaj sabiti ise,

$$f_{X_b} = (0{,}42 \pm 0{,}14).10^{-2}\ \text{GeV}^4 \tag{4.41}$$

şeklinde elde edilmiştir.

$J^P = 1^+$ kuantum numarasına sahip axial-vektör olma durumunu göz önüne alarak KRD toplam kuralları çerçevesinde hesaplarını yaptığımız X_b parçacığı için elde ettiğimiz kütle değerini, D0 İşbirliği deneysel verileri ile kıyaslayabilmek için önce bu değeri bulmamız gerekir ve [36]'da;

$$m[X(1^+)] = m[X(0^+)] + m(B_s^*) - m(B_s^0) \tag{4.42}$$

şeklinde tanımlanmıştır. Bu eşitlik [214]'deki $m(B_s^*) - m(B_s^0) \cong 48{,}7$ MeV değeri de göz önüne alınarak,

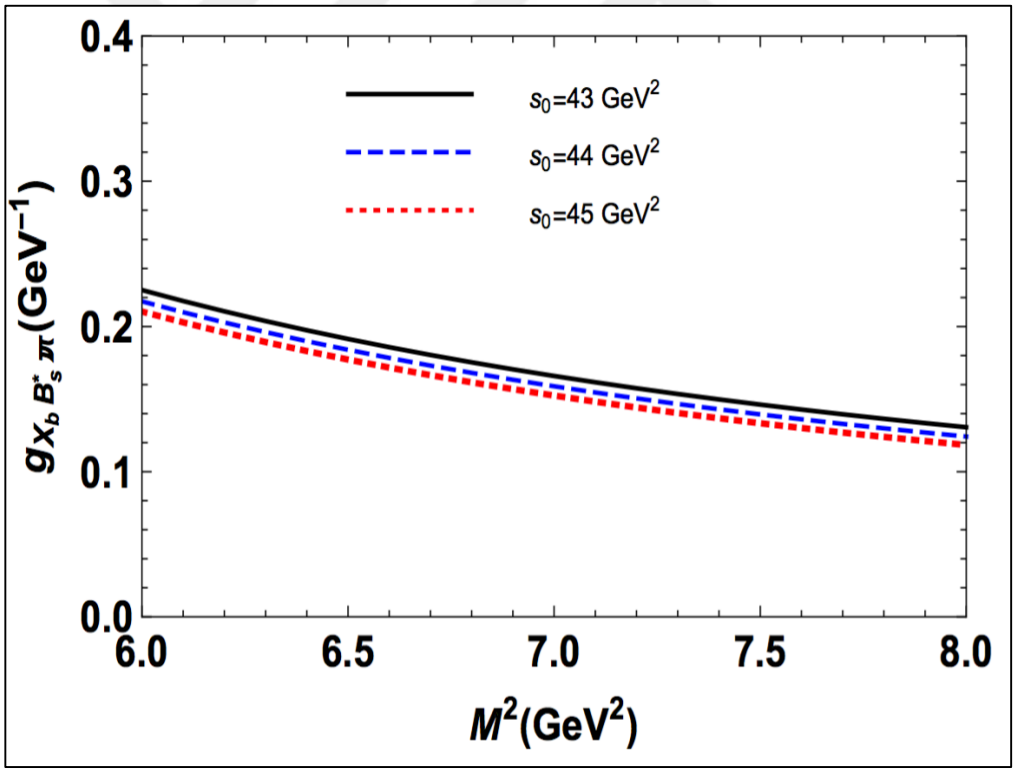
$$m[X(1^+)] \cong 5617 \text{ MeV} \tag{4.43}$$

elde edilmiştir. Böylece X(5568) parçacığının axial-vektör olarak elde ettiğimiz kütle değeri, D0 İşbirliği tarafından ön görülen (4.43) eşitliğinden farklıdır.

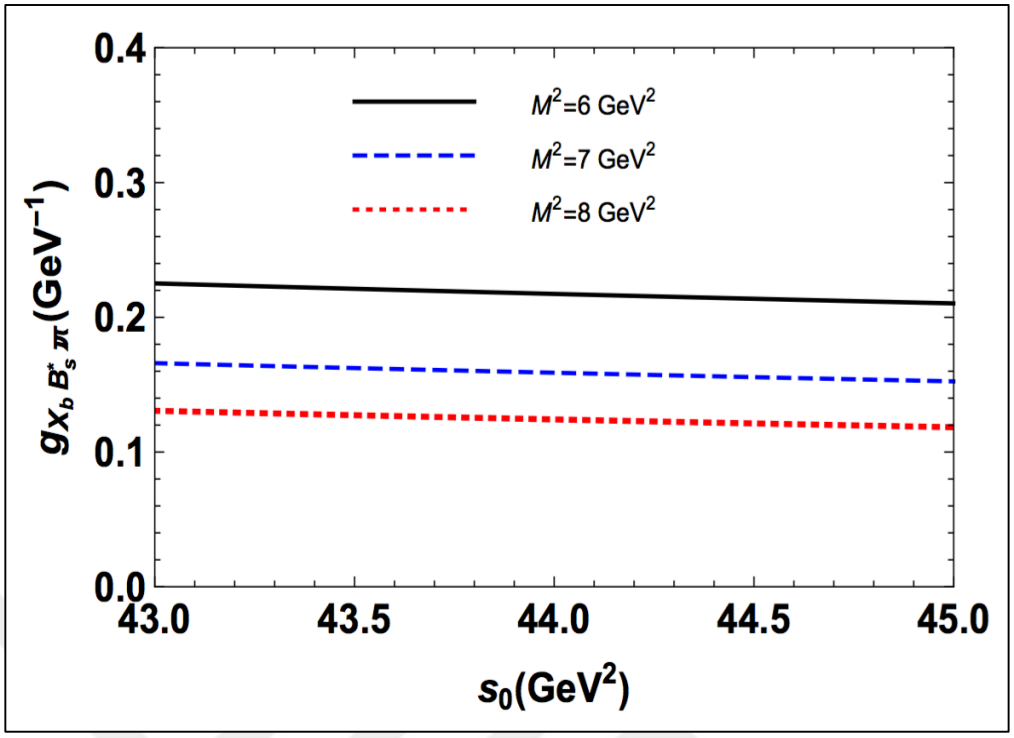
Güçlü kuplaj sabiti $g_{X_b B_s^* \pi}$ için Borel kütle parametresi çalışma bölgesi;

$$6 \text{ GeV}^2 \leq M^2 \leq 8 \text{ GeV}^2 \tag{4.44}$$

şeklinde elde edilmiştir. Süreklilik eşiği s_0 için çalışma bölgesi iki nokta KRD toplam kurallarından elde edilen bölge kullanılmıştır. Bu bölge güçlü kuplaj sabiti için gerekli koşulları sağlamaktadır. Güçlü kuplaj sabitinin Borel parametresi M^2 ve süreklilik eşiği s_0'a bağlılığı Şekil (4.6-4.7)'de gösterilmiştir.



Şekil 4.6. $g_{X_b B_s^* \pi}$ güçlü kuplaj sabitinin Borel kütle parametresi M^2'ye bağlılığı



Şekil 4.7. $g_{X_b B_s^* \pi}$ güçlü kuplaj sabitinin süreklilik eşiği s_0 'a bağlılığı

Yardımcı parametrelerin çalışma bölgeleri göz önüne alınarak Denklem (4.33) ve Denklem (4.34) eşitlikleri kullanılarak farklı Lorentz yapıları için güçlü kuplaj sabitleri,

$$g_{X_b B_s^* \pi} = (0,20 \pm 0,05)\ \text{GeV}^{-1}, \tag{4.45}$$

$$\tilde{g}_{X_b B_s^* \pi} = (0,21 \pm 0,06)\ \text{GeV}^{-1} \tag{4.46}$$

olarak elde edilmiştir. Daha sonra elde edilen güçlü kuplaj sabitlerinin ortalaması alınarak $X_b \to B_s^* \pi^+$ kanalına ait bozunma genişliği aşağıdaki gibi elde edilir;

$$\Gamma(X_b \to B_s^* \pi^+) = (20,2 \pm 6,1)\ \text{MeV} \tag{4.47}$$

Deneysel değeri ise $\Gamma_{\text{deney}}[X_b \to B_s^* \pi^+] = 21,9 \pm 6,4(\text{stat})^{+5,0}_{-2,5}(\text{syst})\ \text{MeV}$ dir.

X(5568) rezonansı axial-vektör parçacığı olarak ele alınıp kütlesi [194],

$$m[X(1^+)] = 5,59 \pm 0,15\ \text{GeV} \tag{4.48}$$

olarak elde edilmiştir.

Dolayısıyla $m[X(1^+)]$ için elde ettiğimiz kütle değerini, D0 İşbirliği öngörüleri ve [194] ile karşılaştırdığımızda sonuçlarımızın birbirleri ile tutarsız olduğunu gözlemlenmiştir.

Bu çalışmada, X(5568) parçacığının $J^P = 1^+$ kuantum numarasına sahip axial-vektör olma durumu göz önüne alınarak Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları (KRD-TK) metodu ile incelenip, öncelikle parçacığın kütle ve mezon-akım kuplajı iki nokta KRD-TK ile elde edilmiştir. Daha sonra elde edilen değerler giriş parametresi olarak kullanılarak güçlü bozunum $X(5568) \to B_s^* \pi$ kanalına ait güçlü kuplaj sabiti ve bozunma genişliği Işık Koni KRD-TK ve soft mezon limit $q \to 0$ kullanılarak hesaplanmıştır. Çalışmada, elde edilen hadronik parametreler sonucunda, X(5568) egzotik parçacığının kuantum numarasının $J^P = 0^+$ veya $J^P = 1^+$ olduğunu belirleyebilmek amaçlanmaktadır. Elde edilen sonuçlar deneysel verilerle ve literatürdeki diğer teorik modellerden elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Kütle için elde ettiğimiz değer, deneysel değerden fazla iken bozunma genişliği için elde ettiğimiz değerin deneyle uyumlu olduğunu görülmüştür. Fakat sonuçlarımızı ağırlıklı olarak kütle değerine dayandırdığımızdan, mevcut teorik çalışmalar ve deneysel veriler arasındaki kütle değerleri tutarsız olduğu için X(5568) parçacığının axial-vektör olamayacağı sonucuna varılmıştır [218].

5. Λ(1405) PARÇACIĞININ KRD TOPLAM KURALLARI METODU İLE HİBRİT BARYON OLARAK İNCELENMESİ

Standart hadronlara ek olarak çeşitli kuark ve gluon kombinasyonlarından oluşabilecek farklı parçacıkların olabileceği ve bu parçacıkların egzotik hadronlar olarak tanımlandığı diğer bölümlerde detaylı anlatılmıştı. Şimdi ise, egzotik parçacıklar sınıfında yer alan hibrit hadronların tanımlanması ve sınıflandırılmasının yanında spektroskopik özelliklerinin hesaplanmasının, hem parçacıkların içyapısının belirlenmesinde hem de Kuantum Renk Dinamiği (KRD) hakkında yeni bilgiler kazanmanda önemli olduğundan bahsedilecektir.

Hibrit hadronlar, hibrit mezon ve hibrit baryon olarak sınıflandırılmaktadır. Hibrit mezonların varlığı ilk kez 1976'da Jaffe ve Johnson tarafından önerilmiştir [219]. Hibrit mezonlar $(\bar{q}gq)$, bir renk oktet kuark-antikuark çiftinden ve bir gluonik alandan oluşmaktadır. Bu bileşenleri içeren bir sistem, tüm J^{PC} kuantum sayılarına sahip olabilir. Bu da hibritleri araştırmanın yollarından birinin $q\bar{q}$ durumları için yasak olan egzotik kuantum sayılarıyla hibrit mezonların incelenebileceğini gösterir. Hafif hibrit mezonlar, çanta (Bag) model, flux tube model, örgü (lattice) KRD ve KRD toplam kuralları gibi farklı teorik metotlar çerçevesinde incelenmiştir [220-224]. Ne yazık ki, bu yöntemlerle elde edilen hibritlerin kütle değerleri birbirlerinden farklı çıkmıştır. Ayrıca ağır kuarkonyum hibritlerinin özellikleri de çeşitli yöntemlerle hesaplanmıştır. Böylece ilgili araştırmalar, sürekli (constituent) gluon model, flux tube model, KRD toplam kuralları, rölativistik olmayan KRD ve örgü (lattice) gibi yöntemlerle yapılmıştır.

Hibrit baryonlar; üç valans kuark ve bir gluondan ya da uyarıcı adyabatik potansiyele sahip üç kuarktan oluşmak üzere iki farklı şekilde tanımlanmaktadırlar. Bu açık teorik tanımlamalara rağmen hibrit baryonları deneysel olarak tanımlamak, hibrit mezonlardan daha zordur. Baryonlar için malesef J^{PC} egzotikleri yoktur. Bu nedenle bu parçacıkların hibrit olup olmadıklarını belirleyebilmek için diğer özelliklerinin kullanılması gerekir [225].

Baryon rezonanslarının çoğunlukla hibrit ayırt edici olarak gösterilen özelliklerinden biri Elekromanyetik (EM) kuplajları, diğer deyişle foto-üretim ve elektro-üretim genlikleridir. Hibritleri belirlemenin diğer olası yolları anormal güçlü bozunum genlikleri ve J/ψ hadronik bozunumları gibi yeni kanallardaki üretim sistemi terimleridir.

Hibrit baryon adaylarından biri olan Λ(1405), uzun yıllardır fizikçilerin ilgisini çekmiştir. Kırk yılı aşkın süre önce, deneyler spin 1/2 durumunun, SU(3) mezon-baryon potansiyeli kullanılarak kuantum numarası $I(J^P) = 0(1/2^-)$ $\bar{K}N$ rezonansı olabileceğini gösterdi [226]. Λ(1405), kaon ve pion ışınlarının kullanıldığı düşük enerjili reaksiyonlarda gözlemlenmiştir [227,228]. Son zamanlarda, birçok yüksek istatistikli veriler LEPS, CLAS ve HADES İşbirliklerini tarafından rapor edilmiştir. Daha sonra CLAS İşbirliği tarafından $I(J^P) = 0(1/2^-)$ kuantum numarasına sahip Λ(1405) parçacığı deneysel olarak teyit edilmiştir.

Λ(1405)'in kütle ve bozunum özellikleri, örgü (lattice) KRD'yi içeren farklı teorik yöntemler kullanılarak incelenmiştir [229-267]. Ne yazık ki, Λ(1405) parçacığının özellikleri üzerine birçok deneysel ve teorik çalışmalar yapılmasına rağmen standart üç kuark mı, hibrit baryon mu ya da mezon-baryon durumu mu ve iç yapısı hakkında önemli sorular devam etmektedir. Dolayısıyla Λ(1405)'in fiziksel özelliklerini açığa kavuşturmak için daha çok deneysel ve teorik çalışmalara ihtiyaç vardır.

Bu çalışmada, Λ(1405) parçacığının $I(J^P) = 0(1/2^-)$ kuantum numarasına sahip hibrit baryon (üç kuark-bir gluon) olma durumu göz önüne alınarak parçacığın kütle ve rezidüsü iki nokta KRD toplam kuralları metodu ile hesaplanacaktır. [128]'de hibrit ve karışık hibrit/baryon olmak üzere iki farklı durum göz önüne alınarak Λ(1405) parçacığının kütlesi iki nokta KRD toplam kuralları yöntemi ile hesaplanmıştır. Daha sonra parçacığın kütlesi için elde edilen sonuç deneysel verilerle karşılaştırılarak bu durumun karışık bir durumdan ziyade hibrit baryon olma durumu ile daha tutarlı olduğu görülmüştür.

Bizim çalışmamızdaki asıl amaç, kütlenin yanı sıra Λ(1405) parçacığının rezidüsünü hesaplamaktır. Çünkü rezidü Λ(1405)'in güçlü, zayıf ve elektromanyetik

bozulmalarıyla ilgili birçok parametrenin hesaplanmasında temel girdilerden biridir. Bozulma kanallarının araştırılması ise Λ(1405) parçacığının içyapısını daha iyi anlayabilmemize yardımcı olacak ve doğadaki bulmacayı çözmek için bir umut çözecektir.

5.1. Λ(1405) Parçacığının Kütle ve Rezidüsünün Hesaplanması

Λ(1405) parçacığının $I(J^P) = 0(1/2^-)$ kuantum numarasına sahip hibrit baryon (üç kuark-bir gluon) olma durumu göz önüne alınarak parçacığın kütle ve rezidüsü iki nokta KRD toplam kuralları ile hesaplanacaktır. Bu amaçla, KRD toplam kurallarının başlangıç noktası olan korelasyon fonksiyonu aşağıdaki şekilde yazılır;

$$\Pi_{\Lambda_H}(q) = i\int d^4x e^{iq.x} \langle 0|T\{\eta_{\Lambda_H}(x)\bar{\eta}_{\Lambda_H}(0)\}|0\rangle \tag{5.1}$$

Burada T zaman sıralama operatörü ve η_{Λ_H} ise Λ(1405) hibrit baryon için ara kesit akımıdır. Üç kuark-bir gluon hibrid baryon yapısı için ara kesit akımı,

$$\begin{aligned}\eta_{\Lambda_H}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\varepsilon^{abc}\Big\{&\Big[u^a(x)C\gamma^\mu s^b(x)\Big]\gamma^\alpha\Big[G_{\mu\alpha}d(x)\Big]^c \\ &-\Big[d^a(x)C\gamma^\mu s^b(x)\Big]\gamma^\alpha\Big[G_{\mu\alpha}u(x)\Big]^c\Big\}\end{aligned} \tag{5.2}$$

şeklinde tanımlanır. Burada a, b, c renk indisleri; u, d, s hafif kuark alanları ve C yük eşleniği matrisidir. Gluonik alan şiddet tensörü ise,

$$G^{\mu\nu} = \sum_{A=1}^{8}\frac{\lambda^A}{2}G_A^{\mu\nu} \tag{5.3}$$

şeklinde tanımlanır. Burada λ^A, SU(3) grubuna ait Gell-Mann matrisleridir.

$\Pi_{\Lambda_H}(q)$ koralasyon fonksiyonu iki farklı yolla hesaplanır. Önce fenomenolojik ya da fiziksel kısmı denilen, hadronik parametreler cinsinden ele alınır. Daha sonra teorik ya da KRD kısmı denilen, derin öklid bölgesinde uzun ve kısa mesafe kuark-gluon etkileşimlerini birbirinden ayıran işlemci çarpım açılımı (OPE) cinsinden hesaplanır. KRD nicelikleri olan kütle ve rezidü gibi parçacığa ait spektroskopik özellikler, dispersiyon bağıntısı yoluyla aynı korelasyon fonksiyonunun bu iki kısmından gelen

elverişli katsayıları eşitlenerek elde edilir. Daha sonra, süreklilikten ve yüksek mertebeden gelen katkıları bastırmak için Borel dönüşümü uygulanarak bu iki temsilin eşleşmesi sağlanır.

Korelasyon fonksiyonunun fiziksel kısmı Denklem (5.1) de $\Lambda(1405)$ ile aynı kuantum sayısına sahip tam set yerleştirildikten sonra dörtlü-x integrali alınarak aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\Pi^{Fiz}_{\Lambda_H}(q) = \frac{\langle 0|\eta_{\Lambda_H}|\Lambda(q)\rangle\langle\Lambda(q)|\bar{\eta}_{\Lambda_H}|0\rangle}{m_\Lambda^2 - q^2} + \ldots \tag{5.4}$$

Burada ...'lar süreklilikten ve yüksek mertebeden gelen katkıları gösterir. m_Λ, $\Lambda(1405)$ parçacığının kütlesidir. İşlemleri devam ettirebilmek için $\langle 0|\eta_{\Lambda_H}|\Lambda(q)\rangle$ olan matris elemanını λ_Λ rezidü cinsinden tanımlamak gerekir;

$$\langle 0|\eta_{\Lambda_H}|\Lambda(q)\rangle = \lambda_\Lambda \gamma_5 u_{\Lambda_H}(q,s)\,. \tag{5.5}$$

Burada spin üzerinden toplam ifadesi,

$$\sum_s u_{\Lambda_H}(q,s)\bar{u}_{\Lambda_H}(q,s) = q\!\!\!/ + m_\Lambda \tag{5.6}$$

şeklinde yazılır. Denklem (5.5) ve Denklem (5.6), Denklem (5.4)'te yerine yazılıp gerekli işlemler yapıldıktan sonra korelasyon fonksiyonunun fiziksel kısmı;

$$\Pi^{Fiz}_{\Lambda_H}(q) = \frac{\lambda_\Lambda^2}{m_\Lambda^2 - q^2}(-q\!\!\!/ + m_\Lambda) + \ldots \tag{5.7}$$

şeklinde elde edilir. Süreklilikten ve yüksek mertebeden gelen katkıları bastırmak için (5.7) eşitliğine Borel dönüşümü uygulanır,

$$\hat{B}_{q^2}\Pi^{Fiz}_{\Lambda_H}(q) = \lambda_\Lambda^2 e^{-\frac{m_\Lambda^2}{M^2}}(-q\!\!\!/ + m_\Lambda) + \ldots \tag{5.8}$$

Korelasyon fonksiyonunun KRD kısmı, $q^2 << 0$ olduğu derin Öklid bölgesinde uzun ve kısa mesafe kuark-gluon etkileşimlerini birbirinden ayıran işlemci çarpım açılımı (OPE) yoluyla hesaplanır. Ara kesit akımlarının açık ifadeleri korelasyon

fonksiyonunda yerine yazılır ve Wick teoremi yoluyla kuark alanları birbirleriyle etkileşerek $\Pi_{\Lambda_H}^{KRD}(q)$ korelasyon fonksiyonu aşağıdaki gibi kuark ilerleticileri ve Dirac matrisleri cinsinden;

$$\begin{aligned}
&\Pi_{\Lambda_H}^{KRD}(q) = \frac{i}{4}\varepsilon_{abc}\varepsilon_{a'b'c'}\int d^4x e^{iq.x}\left\langle 0\left|G_{\mu\alpha}(x)G_{\nu\alpha'}(0)\right|0\right\rangle \\
&\times\Big\{(\gamma_\alpha S_d^{cc'}(x)\gamma_{\alpha'})\,Tr\Big[\gamma_\nu \tilde{S}_u^{aa'}(x)\gamma_\mu S_s^{bb'}(x)\Big] \\
&+(\gamma_\alpha S_u^{cc'}(x)\gamma_{\alpha'})Tr\Big[\gamma_\nu \tilde{S}_d^{aa'}(x)\gamma_\mu S_s^{bb'}(x)\Big] \\
&-\gamma_\alpha S_d^{ca'}(x)\gamma_\nu \tilde{S}_s^{bb'}(x)\gamma_\mu S_u^{ac'}(x)\gamma_{\alpha'} \\
&-\gamma_\alpha S_u^{ca'}(x)\gamma_\nu \tilde{S}_s^{bb'}(x)\gamma_\mu S_d^{ac'}(x)\gamma_{\alpha'}\Big\}
\end{aligned} \tag{5.9}$$

şeklinde elde edilir. Burada gluonik alan şiddet tensörlerinden gelen Gell-Mann matrislerinin çarpımının izi; $Tr\left[\lambda^A\lambda^B\right] = 2\delta^{AB}$ ifadesine eşittir. Denklem (5.9) da $S_{s,u,d}^{ab}(x)$, hafif kuarkların ilerleticileridir (propagatörleridir) ve $\tilde{S}_{s,u,d}(x)$ ilerleticisi,

$$\tilde{S}_{s,u,d}(x) = CS_{s,u,d}^{T}(x)C \tag{5.10}$$

ile ifade edilir.

Hafif kuark ilerleticisi $S_q^{ab}(x)$ için Denklem (4.10)'da verilen ifade kullanılmıştır. Hesaplamalarda m_u ve m_d sıfır kabul edilmiş, m_s korunmuştur.

Hesaplara devam edebilmek için Denklem (5.9) da gluon alanlarından oluşan $\left\langle 0\left|G_{\mu\alpha}(x)G_{\nu\alpha'}(0)\right|0\right\rangle$ yapısını gluon propagatör ve gluon kondensat olmak üzere iki farklı şekilde ele alacağız.

Gluon propagatör (valans gluon içeren diyagramlara eşdeğerdir);

$$\begin{aligned}
&\left\langle 0\left|G_{\mu\alpha}(x)G_{\nu\alpha'}(0)\right|0\right\rangle = \frac{1}{2\pi^2 x^4}\Big[g_{\alpha\alpha'}\Big(g_{\mu\nu} - \frac{4x_\mu x_\nu}{x^2}\Big) + (\alpha,\alpha') \leftrightarrow (\mu,\nu) \\
&-\alpha \leftrightarrow \mu - \alpha' \leftrightarrow \nu
\end{aligned} \tag{5.11}$$

ve

Gluon kondensat (KRD vakumuyla etkileşime giren gluon içeren diyagramlara eşdeğerdir);

$$\langle 0|\mathrm{G}_{\mu\alpha}(\mathrm{x})\mathrm{G}_{\nu\alpha'}(0)|0\rangle = \frac{\langle g_s^2 G^2\rangle}{96}\left[\mathrm{g}_{\mu\nu}\mathrm{g}_{\alpha\alpha'} - \mathrm{g}_{\mu\alpha'}\mathrm{g}_{\nu\alpha}\right] \tag{5.12}$$

şeklinde tanımlanır.

$\Pi^{\mathrm{KRD}}_{\Lambda_{\mathrm{H}}}(\mathrm{q})$ korelasyon fonksiyonu, Lorentz yapıları $\sim \not{q}$ ve $\sim \mathrm{I}$ üzerinden ayrışabilir. Dispersiyon bağıntısı yoluyla korelasyon fonksiyonunun fiziksel ve KRD kısmı hesaplandıktan sonra seçilen bir Lorentz yapının katsayıları eşitlenerek istenilen fiziksel büyüklükler bulunur. $\not{q}$ yapısı seçilip değişmez genlik $\Pi^{\mathrm{KRD}}_{\Lambda_{\mathrm{H}}}(\mathrm{q}^2)$, dispersiyon integrali;

$$\begin{aligned}\Pi^{\mathrm{KRD}}_{\Lambda_{\mathrm{H}}}(\mathrm{q}^2) &= \int_{\mathrm{m_s^2}}^{\infty}\frac{\rho^{\mathrm{KRD}}(\mathrm{s})}{\mathrm{s}-\mathrm{q}^2}\mathrm{ds}+\ldots,\\ \rho^{\mathrm{KRD}}(\mathrm{s}) &= \rho^{\mathrm{pert}}(\mathrm{s}) + \sum_{k=3}^{10}\rho_{\mathrm{k}}(\mathrm{s})\end{aligned} \tag{5.13}$$

şeklinde yazılır. Burada $\rho^{\mathrm{KRD}}(\mathrm{s})$ spektral yoğunluk korelasyon fonksiyonunun imajineri kısmı alınıp pi sayısına bölünerek,

$$\rho^{\mathrm{KRD}}(\mathrm{s}) = \frac{1}{\pi}\mathrm{Im}\left[\Pi^{\mathrm{KRD}}(\mathrm{s})\right] \tag{5.14}$$

elde edilir. $\rho^{\mathrm{pert}}(\mathrm{s})$ elde edilen sonuçların pertürbatif kısmını; $\rho_{\mathrm{k}}(\mathrm{s})$ ise pertürbatif olmayan katkıyı göstermektedir. Hesaplamalarda EK-A'da verilen integral çözüm yöntemleri kullanılarak $\rho^{\mathrm{pert}}(\mathrm{s})$ ve k sıfırdan farklı olmak üzere k=3,...,10 boyuta kadar spektral yoğunluklar aşağıdaki gibi bulunur.

$$\rho^{pert}(s) = -\frac{g_s^2 s^4}{491520\pi^6},$$

$$\rho_3(s) = \frac{g_s^2 m_s s^2(\langle\bar{d}d\rangle - 2\langle\bar{s}s\rangle + \langle\bar{u}u\rangle)}{4096\pi^4},$$

$$\rho_4(s) = 0,$$

$$\rho_5(s) = -\frac{g_s^2 m_0^2 m_s s(3\langle\bar{d}d\rangle - 4\langle\bar{s}s\rangle + 3\langle\bar{u}u\rangle)}{6144\pi^4},$$

$$\rho_6(s) = -\frac{g_s^2 s(\langle\bar{d}d\rangle^2 g_s^2 + 27\pi^2\langle\bar{s}s\rangle\langle\bar{u}u\rangle + 27\pi^2\langle\bar{d}d\rangle(\langle\bar{s}s\rangle + \langle\bar{u}u\rangle)) + g_s(\langle\bar{s}s\rangle^2 + \langle\bar{u}u\rangle^2))}{10348\pi^4},$$

$$\rho_7(s) = g_s^2\langle\alpha_s\frac{G^2}{\pi}\rangle\frac{m_s(\langle\bar{d}d\rangle + \langle\bar{s}s\rangle + \langle\bar{u}u\rangle)}{6144\pi^2} + \frac{1}{256}\langle\alpha_s\frac{G^2}{\pi}\rangle m_s(\langle\bar{d}d\rangle + \langle\bar{u}u\rangle),$$

$$\rho_8(s) = \frac{g_s^2 m_0^2(\langle\bar{s}s\rangle\langle\bar{u}u\rangle + \langle\bar{d}d\rangle(\langle\bar{s}s\rangle + \langle\bar{u}u\rangle))}{256\pi^2},$$

$$\rho_9(s) = 0,$$

$$\rho_{10}(s) = 0. \qquad (5.15)$$

Son olarak, süreklilikten ve yüksek mertebeden gelen katkıları bastırmak için Denklem (5.13)'deki $\Pi^{KRD}_{\Lambda_H}(q^2)$ ifadesine Borel dönüşümü uygulanır. Daha sonra elde edilen ifadenin ve Denklem (5.8)'deki Borel dönüşümü uygulanmış olan $\hat{B}_{q^2}\Pi^{Fiz}_{\Lambda_H}(q)$ ifadesinin $\not{q}$ yapısının katsayıları birbirine eşitlenir. Böylece $\Lambda(1405)$ durumunun kütlesi,

$$m_\Lambda^2 = \frac{\int_{m_s^2}^{s_0} ds s\rho^{KRD}(s)e^{-s/M^2}}{\int_{m_s^2}^{s_0} ds\rho^{KRD}(s)e^{-s/M^2}} \qquad (5.16)$$

ve rezidüsü λ_Λ,

$$\lambda_\Lambda^2 e^{-m_\Lambda^2/M^2} = \int_{m_s^2}^{s_0} ds\rho^{KRD}(s)e^{-s/M^2} \qquad (5.17)$$

şeklinde elde edilir.

5.2. Nümerik Sonuçlar

$\Lambda(1405)$'in kütle ve rezidüsü için elde edilen toplam kurallarını nümerik olarak incelemek amacıyla kuark, gluon ve karışık kondensat (yoğuşma) değerlerinin yanı sıra s kuark kütle değeri gibi giriş parametrelerinin bilinmesi gerekir. Bu parametrelerin değerleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Tablo 5.1. Giriş parametreleri

Parametreler	Değerler
m_s	96^{+8}_{-4} MeV
$\langle \bar{q}q \rangle$	$(-0,24 \pm 0,01)^3$ GeV^3
$\langle \bar{s}s \rangle$	$0,8 \langle \bar{q}q \rangle$
m_0^2	$(0,8 \pm 0,1)$ GeV^2
$\langle \bar{s} g_s \sigma Gs \rangle$	$m_0^2 \langle \bar{s}s \rangle$
$\left\langle \frac{\alpha_s G^2}{\pi} \right\rangle$	$(0,012 \pm 0,004)^3$ GeV^4

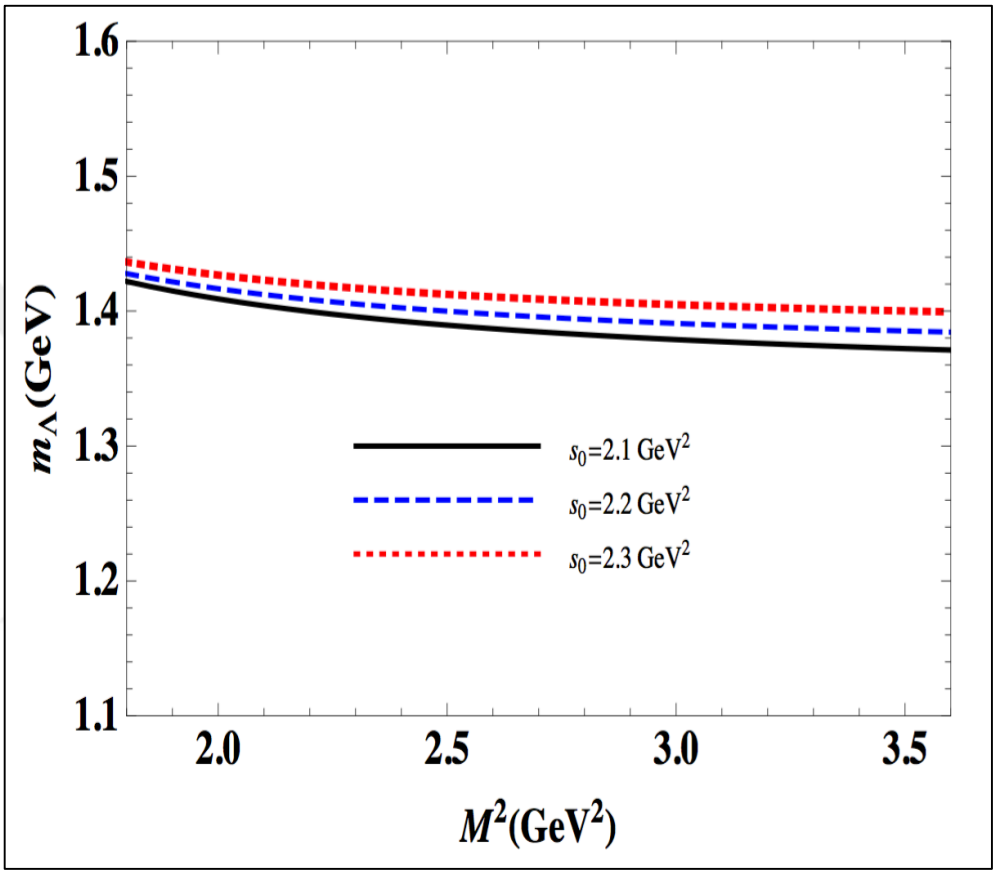
Fiziksel niceliklerin toplam kuralları, Borel dönüşümünden gelen M^2 Borel kütle parametresi ve süreklilikten gelen s_0 süreklilik eşiği olmak üzere iki keyfi parametre içerir. Bu metodun genel ölçütlerine göre kütle ve rezidünün bu keyfi parametrelere bağlı olmaması ya da oldukça zayıf bağlı olması istenir. Bu parametrelerin çalışma bölgesi bulunur. Borel kütle parametresinin çalışma bölgesini bulmak için operatör çarpım açılımının yakınsaması ve yüksek mertebeden ve süreklilikten gelen katkıların bastırılması gerekir. Sonuç olarak Borel kütle parametresi M^2'nin aralığı;

$$1,8 \text{ GeV}^2 \leq M^2 \leq 3,6 \text{ GeV}^2 \tag{5.18}$$

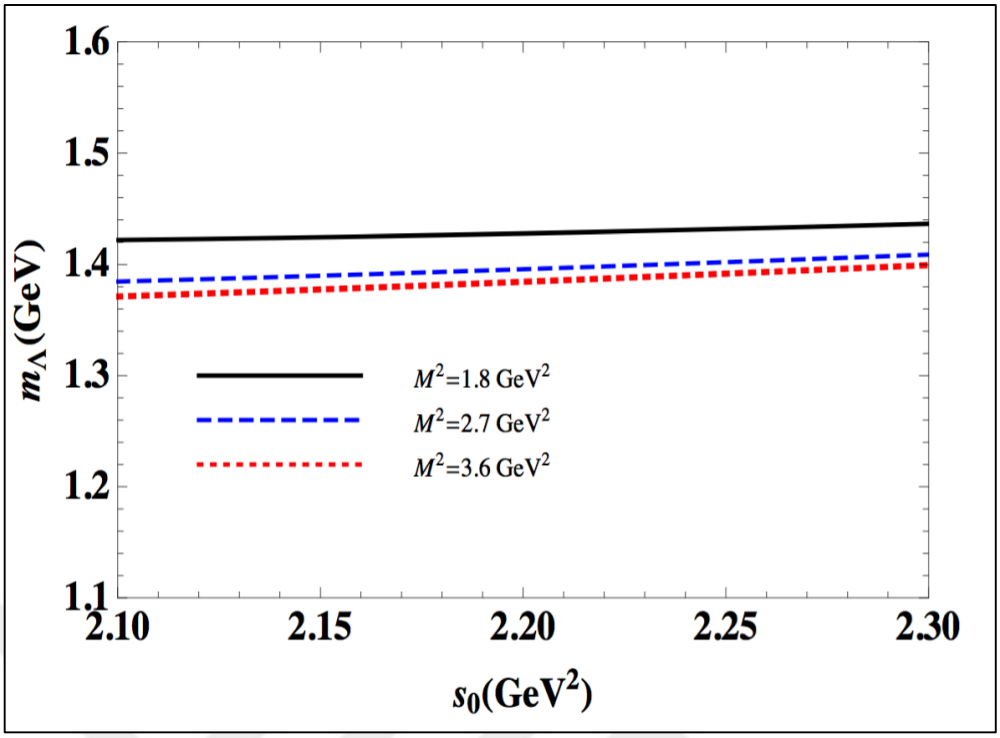
şeklinde seçilir. Süreklilik eşiği s_0 tamamıyla değişken değildir ancak aynı kuantum sayılı uyarılmış durumların enerjileriyle ilişkilidir ve süreklilik eşiği s_0'ın aralığı;

$$2,1 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 2,3 \text{ GeV}^2 \tag{5.19}$$

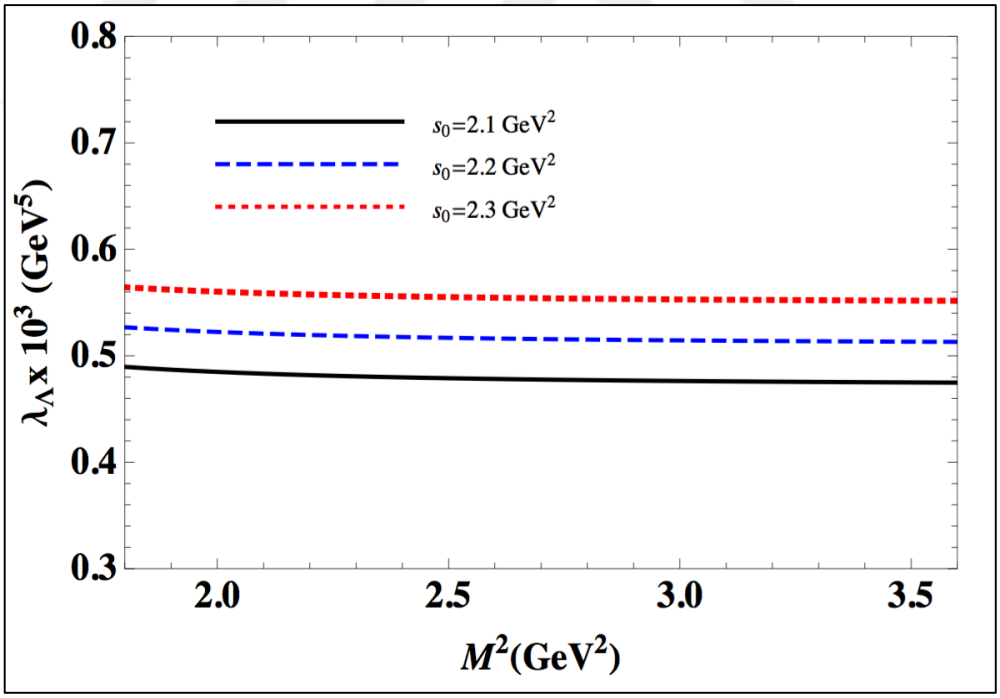
şeklinde seçilir. Keyfi parametrelerin çalışma bölgesi kullanılarak ve tüm sistematik belirsizlikler göz önüne alınarak $\Lambda(1405)$ parçacığının kütlesi ve rezidüsü hesaplanmıştır. Elde edilen kütle m_{Λ} ve rezidü λ_{Λ} sonuçlarının Borel kütle parametresine ve süreklilik eşiğine bağlılıkları Şekil (5.1-5.2-5.3-5.4)'de gösterilmiştir.



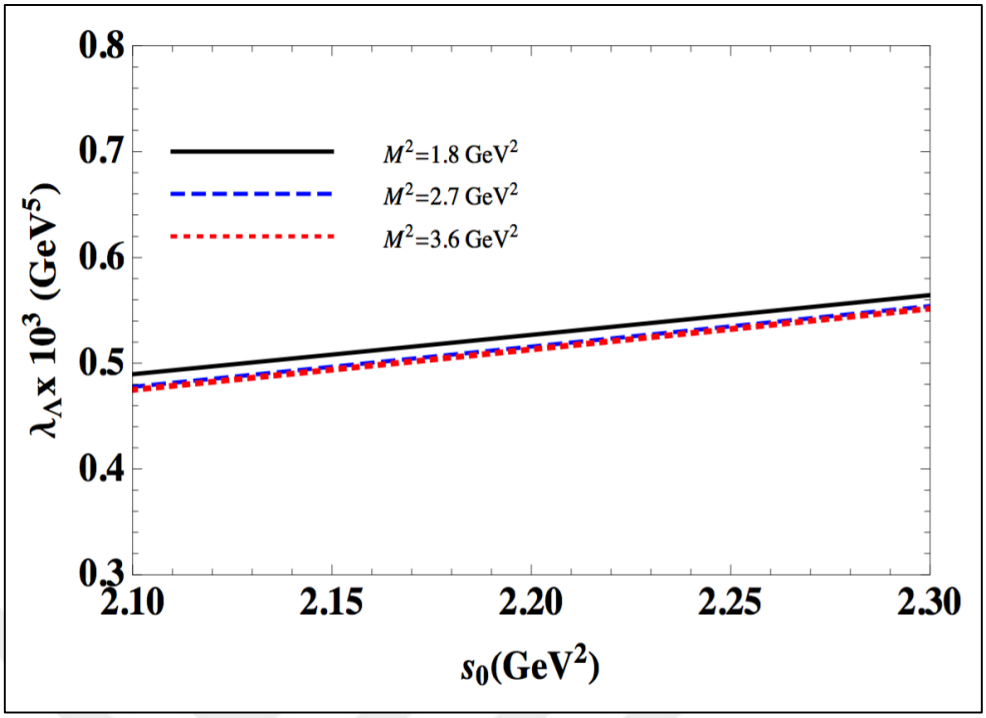
Şekil 5.1. m_{Λ} kütlesinin M^2 Borel kütle parametresine bağlılığı



Şekil 5.2. m_Λ kütlesinin s_0 süreklilik eşiğine bağlılığı



Şekil 5.3. λ_Λ rezidüsünün M^2 Borel kütle parametresine bağlılığı



Şekil 5.4. λ_Λ rezidüsünün s_0 süreklilik eşiğine bağlılığı

$\Lambda(1405)$ parçacığının kütle ve rezidüsünün nümerik sonuçları Tablo 5.2'de verilmiştir. Ayrıca kütle için elde edilen sonuç var olan deneysel veriyle ve [128] çalışmasıyla kıyaslanmıştır.

Tablo 5.2. $\Lambda(1405)$ parçacığının kütle ve rezidü değerleri.

	Sonuçlarımız	[128]	Deney [269]
m_Λ	1403^{+33}_{-32} MeV	1407 MeV	$(1405,1^{+1,3}_{-1,0})$ MeV
λ_Λ	$0,52^{+0,05}_{-0,04}\times10^{-3}$ GeV^5	...	...

Bu çalışmada, $\Lambda(1405)$ parçacığının $I(J^P)=0(1/2^-)$ kuantum numarasına sahip hibrit baryon (üç kuark-bir gluon) olma durumu göz önüne alınarak parçacığın kütle ve rezidüsü iki nokta KRD toplam kuralları metodu ile hesaplanmıştır. Hesaplamalarda, on boyuta kadar kuark, gluon ve karışık kondensatlar hesaba katılmıştır [268]. $\Lambda(1405)$'in kütlesi için elde edilen sonucun deneysel veri ile uyumlu olduğu

gözlemlenmiştir. Bu çalışmada aynı zamanda parçacığın rezidüsü de hesaplanmıştır. Rezidü Λ(1405)'in güçlü, zayıf ve elektromanyetik bozulmalarıyla ilgili kuplaj sabitinin ve bozunma genişliğinin hesaplanmasında temel girdilerden birisi olduğu için önemli bir fiziksel büyüklüktür. Bozunma kanallarının araştırılması ise Λ(1405) parçacığının içyapısını daha iyi anlayabilmemize yardımcı olacak ve Λ(1405)'in hibrit baryon olup olmadığı konusundaki yorumları netleştirecektir.

6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Güçlü etkileşimlerin temel teorisi olarak kabul edilen Kuantum Renk Dinamiği (KRD), geleneksel kuark modelinde yer almayan hadron durumlarının varlığını yasaklamamakta, aksine basit baryon ve mezonlardan farklı olarak daha zengin bir hadron spektrumunu öngörmektedir. Kuark modelinin dışında var olan bu hadronlara egzotik hadron (dörtkuarklar, mezon molekülleri, beşkuarklar, dibaryonlar, , mezon-baryon molekülleri, hibritler, gluontopları (glueball'lar) vb.) ismi verilmektedir. Düşük enerjilerde egzotik hadronların spektroskopik (kütle ve mezon-akım kuplaj sabiti, vb.) parametrelerini ve bozunum özelliklerini temsil eden yapı faktörlerini hesaplamak için pertürbatif olmayan bir yönteme ihtiyaç vardır. Bu yöntemlerin en güvenilirlerinden biri, uygulanabilir, deney verileri ve örgü yöntemleriyle elde edilen sonuçlarla uyum içerisinde olan KRD toplam kurallarıdır.

Bu tezde, KRD toplam kuralları kullanılarak, bazı egzotik parçacıkların özellikleri teorik olarak incelenmiştir. Yaptığımız iki çalışma için elde edilen sonuçlar aşağıda özetlenmiştir.

İlk çalışmada, X(5568) parçacığı hakkındaki belirsizliği açıklayabilmek ve bu parçacık hakkında daha detaylı bilgi edinebilmek için parçacığın $J^P = 1^+$ kuantum numarasına sahip aksiyel-vektör olma durumu göz önüne alınarak Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları (KRD-TK) metodu ile incelenmiştir. Öncelikle parçacığın kütle ve mezon-akım kuplajı gibi spektroskopik özellikleri iki nokta KRD-TK ile elde edilmiştir. Hesaplamalarda, sekiz boyuta kadar kuark, gluon ve karışık kondensatlar hesaba katılmıştır. Daha sonra elde edilen değerler giriş parametresi olarak kullanılarak güçlü bozunum $X_b(5568) \to B_s^0\pi^+$ kanalına ait kuplaj sabiti ve bozunma genişliği Işık Koni KRD-TK ve soft mezon limit q→0 kullanılarak hesaplanmıştır. KRD toplam kuralları, Borel kütle parametresi M^2 ve süreklilik eşiği s_0 olmak üzere iki yardımcı parametre içerir. Bu yardımcı parametreler fiziksel nicelikler olmadıklarından elde edilen sonuçların bu parametrelere çok bağlı olmaması istenir. Elde edilen fiziksel parametrelerin Borel

kütle parametresine ve süreklilik eşiğine bağlılığı Bölüm 4.3'te Şekil 4.2-4.3-4.4-4.5-4.6-4.7'de gösterilmiştir. Ayrıca elde edilen sonuçlar deneysel verilerle ve literatürdeki diğer teorik modellerden elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. X(5568) parçacığı dört farklı kuark çeşnisinden oluşmasından dolayı, bu parçacık ile ilgili yapılan ve yapılacak olan çalışmalar hadron fiziğinde birçok probleme ışık tutacaktır.

İkinci çalışmada, , Λ(1405) parçacığının $I(J^P) = 0(1/2^-)$ kuantum numarasına sahip hibrit baryon (üç kuark-bir gluon) olma durumu göz önüne alınarak parçacığın kütle ve rezidüsü iki nokta KRD toplam kuralları metodu ile hesaplanmıştır. Hesaplamalarda, on boyuta kadar kuark, gluon ve karışık kondensatlar hesaba katılmıştır. Kütlesi 1403^{+33}_{-32} MeV ve rezidüsü $0,52^{+0,05}_{-0,04} \times 10^{-3}$ GeV^5 olarak elde edilmiştir. Λ(1405)'in kütlesi için elde edilen sonucun deneysel veri ile uyumlu olduğu gözlemlenmiştir. Elde edilen kütle ve rezidü değerlerinin Borel kütle parametresi M^2 ve süreklilik eşiği s_0'a bağlılığı Bölüm 5.2'de Şekil 5.1-5.2-5.3-5.4'te gösterilmiştir. Bu parçacığın içyapısı hakkında çeşitli teoriler mevcuttur. Teorik olarak bulduğumuz kütlenin deney datasına çok yakın olması bu konuya önemli açıklamalar getirip bu parçacığın içyapısını anlamamızda önemli rol üstlenecektir.

Her iki çalışmada fiziksel parametreler için elde ettiğimiz sonuçlar mevcut ve gelecekte olacak deney verileriyle kıyaslandığında, araştırdığımız egzotik parçacıkların özellikleri, iç yapıları ve güçlü etkileşimleri hakkında önemli bilgilere ulaşılabilecek; aynı zamanda bu kıyaslamalar KRD'nin pertürbatif ve pertürbatif olmayan doğası hakkında bilgi verecektir.

KAYNAKLAR

[1] Gell Mann M., A Schematic Model of Baryons and Mesons, *Phys.Lett.*,1964, **8**(3), 214-215.

[2] Stephen L. O., QCD Exotics*, Hyperfine Interact*., 2014, **229(**1-3), 7-20.

[3] Abazov V.M., Abbott B., Abolins M., Acharya B.S., Adams D.L. et al., Observation and Properties of the X(3872) Decaying to $J/\psi\pi^+\pi^-$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1{,}96$ TeV, *Phys.Rev.Lett.*, 2004, **93**, 162002.

[4] Acosta D., Affolder T., Ahn M.H., Akimoto T., Albrow M.G. et al., Observation of the narrow state $X(3872) \to J/\psi\pi^+\pi^-$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1{,}96$ TeV, *Phys.Rev.Lett.*, 2004, **93**, 072001.

[5] Aubert B., Barate R., Boutigny D., Couderc F., Hicheur A. et al., Study of the $B^- \to J/\psi K^-\pi^+\pi^-$ Decay and Measurement of the $B^- \to X(3872)K^-$ Branching Fraction, *Phys.Rev D*, 2005, **71**, 071103.

[6] Jido D., Oset E., Sekihara T., Kaonic Production of Lambda (1405) off Deuteron Target in Chiral Dynamics, *Eur.Phys.J. A*, 2009, **42**, 257-268.

[7] Hyodo T., Weise W., Jido D., Roca L., Hosaka A., Lambda (1405) in Chiral SU(3) Dynamics, *Mod.Phys.Lett. A*, 2008, **23**, 2393-2396.

[8] Şahin B., ep Çarpışmasında Üst Kuarkın Spin Polarizasyonu, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2006, 185845.

[9] Gündüç S., Elektron-Pozitron ve Elektron-Foton Çarpıştırıcılarında Süpersimetri Parametrelerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2006, 196345.

[10] Dereli T., Elektrozayıf Etkileşmelerin Kuantumlu Yapısı, *Tübitak Bilim ve Teknik Dergisi*, 2000 , **220**, 349.

[11] Sushkov A. O., Kim W. J., Dalvit D. A. R., Lamoreaux S. K., New Experimental Limits on Non-Newtonian Forces in the Micrometer Range, *Phys. Rev. Lett*., 2011, **107**, 171101.

[12] Kepka O., QCD and Diffraction in the ATLAS Experiment at the LHC, Ph.D. Thesis, Charles University, *Institute of Physics of the Academy of Science,* Prague, Czech Republic, 2 November 2009.

[13] Huang K., *Quarks, Leptons and Gauge Fields*, Second Edition, World Scientific Publishing Company, Singapore, Singapore ,1 Octeber 1992.

[14] Khodjamirian A., Quantum Chromodynamics and Hadrons: an Elementary Introduction, *European School of High Energy Physics*, Tsakhkadzor, Armenia, 6 September 2003.

[15] Chow C.-K., From tetraquark to hexaquark: A Systematic study of heavy exotics in the large N(c) limit, *Phys. Rev. D*, 1995, **51**, 6327-6331.

[16] Kleiv R., QCD Sum Rule Studies of Heavy Quarkonium-like State, http://arxiv.org/abs/hep-ph/1407.2292, (Ziyaret tarihi: 17 Kasım 2016).

[17] Huang P.-Z., Chen H.-X., Zhu S.-L., The Strong Decay Patterns of the 1^{-+} Exotic Hybrid Mesons, *Phys. Rev. D*, 2011, **83**, 014021.

[18] Wang Q., Search for $J^{PC} = 1^{-+}$ exotic state in e^+e^- annihilation, *Phys. Rev. D*, 2014 , **89**, 114013.

[19] Esposito A. , Pilloni A. , Polosa A.D. , Multiquark Resonances, *Phys.Rept.* 2016, **668**, 1-97.

[20] Jaffe R.L., Multiquark hadrons. I. Phenomenology of Q^2Q^{-2} mesons, *Phys. Rev. D*, 1977, **15**, 267.

[21] Jaffe R.L., Multiquark hadrons. II. Methods, *Phys. Rev. D*, 1977, **15**, 281.

[22] Jaffe R.L., Perhaps a Stable Dihyperon, *Phys. Rev. Lett.*1977, **38**, 195.

[23] Ma L., Liu X.-H., Liu X., Zhu S.-L., Exotic Four Quark Matter: $Z_1(4475)$, *Phys. Rev. D*, 2014, **90**, 037502.

[24] http://cerncourier.com/cws/article/cern/68134, (Ziyaret Tarihi: 7 Nisan 2017).

[25] Harris D., The charming case of X(3872), *Symmetry Magazine*, 13 Nisan 2008.

[26] O'Luanaigh C., LHCb confirms existence of exotic hadrons, 9 April 2014.

[27] Aaij R., Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state, *Phys. Rev. Lett.* 2014, **112**, 222002.

[28] Aubert B., Observation of a Broad Structure in the $\pi^+\pi^- J/\psi$ Mass Spectrum around 4,26 GeV/c^2 , *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**, 142001.

[29] Belle Collaboration, Study of the Y(4260) resonance in e^+e^- collisions with initial state radiation at Belle, http://arxiv.org/abs/ hep-ex/0612006, (Ziyaret tarihi: 25 Ocak 2017).

[30] Coan T. E., Charmonium Decays of Y(4260), $\psi(4160)$, and $\psi(4020)$, *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**, 162003.

[31] Ablikim M., Observation of a charged charmoniumlike structure in $e^+e^- \to \pi^+\pi^- J/\psi$ at $\sqrt{s} = 4{,}26$ GeV, *Phys. Rev. Lett.*, 2013, **110**, 252001.

[32] Ablikim M, Observation of a charged charmoniumlike structure in $e^+e^- \to (D^*\bar{D}^*)^\pm\pi^\pm$ at $\sqrt{s} = 4{,}26$ GeV, *Phys. Rev. Lett.*, 2014, **112**, 132001.

[33] Coito S., Radially excited axial mesons and the enigmatic Z_c and Z_b a coupled-channel model, *Phys. Rev. D*, 2016, **94**, 014016.

[34] Ablikim M., Observation of a charged $(D\bar{D}^*)^\pm$ mass peak in $e^+e^- \to \pi D\bar{D}^*$ at $\sqrt{s} = 4{,}26$ GeV, *Phys. Rev. Lett.*, 2014, **112**, 022001.

[35] Abazov V. M., *Phys. Rev.Let.*, 2016, **117**, 022003.

[36] The LHCb Collaboration (LHCb Collaboration), LHCb-CONF-2016-004,CERN-LHCb-CONF-2016-004.

[37] Ma L., Sun Z.-F., Liu X.-H., Deng W.-Z., Liu X., Zhu S.-L., Probing the XYZ states through radiative decays, *Phys. Rev. D*, 2014, **90**, 034020.

[38] Chen H.-X., Hosaka A., Zhu S.-L., Exotic Tetraquark $ud\bar{s}\bar{s}$ of $J^P = 0^+$ in the QCD Sum Rule, *Phys. Rev. D*, 2006,**74**, 054001.

[39] Lee S.-H., Morita K., Nielsen M., Width of exotics from QCD sum rules: Tetraquarks or molecules?, *Phys. Rev. D*, 2008,**78**, 076001.

[40] Matheus R.D., Narison S., Nielsen M., Richard J.M. , Can the X(3872) be a 1^{++} four-quark state?, *Phys. Rev. D*, 2007, **75**, 014005.

[41] Lee S. H., Nielsen M., Wiedner U., D_sD^* molecule as an axial meson, *J. Korean Phys. Soc.*, 2009, **55**, 424.

[42] Bracco M.E., Lee S.H., Nielsen M., Rodrigues da Silva R., The Meson $Z^+(4430)$ as a tetraquark state, *Phys. Lett. B*, 2009, **671**, 240-244.

[43] Meng C., Chao K.-T., $Z^+(4430)$ as a resonance in the $D_1(D_1')D^*$ channel, http://arxiv.org/abs/hep-ph/0708.4222, (Ziyaret tarihi:9 Şubat 2017).

[44] Rosner J. L., Threshold effect and $\pi^\pm\psi(2S)$ peak, *Phys. Rev. D*, 2007, **76**, 114002.

[45] Maiani L., Polosa A.D., Riquer V., The Charged Z(4433): Towards a new spectroscopy, http://arxiv.org/abs/hep-ph/0708.3997, (Ziyaret tarihi:9 Şubat 2017).

[46] Gershtein S. S., Likhoded A. K., Pronko G. P., Possible nature of $Z^{+}(4430)$,http://arxiv.org/abs/hep-ph/0708.3997, (Ziyaret tarihi:9 Şubat 2017).

[47] Lee S. H., Morita K., Nielsen M., Can the $\pi^{+}\chi_{c1}$ resonance structures be $D^{*}\bar{D}^{*}$ and $D_{1}\bar{D}$ molecules? , *Nucl. Phys. A*, 2009, **815**, 29-39.

[48] Terasaki K., Tetra-quark mesons with exotic quantum numbers: Their production and related, *AIP Conf. Proc.*, 2011, **1388**, 352-355.

[49] Kleiv R.T., Steele T.G., Zhang A., Blokland I., Heavy-light diquark masses from QCD sum rules and constituent diquark models of tetraquarks, *Phys. Rev. D*, 2013, **87**, 125018.

[50] Close F. E., Page P. R., The $D^{*0}\bar{D}^{0}$ threshold resonance, *Phys. Lett. B*, 2004 , **578**, 119-123.

[51] Voloshin M.B., Interference and binding effects in decays of possible molecular component of X(3872), *Phys. Lett. B*, 2004, **579**, 316-320.

[52] Swanson E. S., Short range structure in the X(3872), *Phys. Lett. B*, 2004, **588**, 189-195.

[53] Tornqvist N. A., Isospin breaking of the narrow charmonium state of Belle at 3872 MeV as a deuson, *Phys. Lett. B*, 2004, **590**, 209-215.

[54] AlFiky M. T., Gabbiani F., Petrov A. A., X(3872): Hadronic molecules in effective field theory, *Phys. Lett. B*, 2006, **640**, 238-245.

[55] Thomas C. E., Close F. E., Is X(3872) a molecule?, *Phys. Rev. D*, 2008, **78**, 034007.

[56] Liu X., Luo Z.-G., Liu Y.-R., Zhu S.-L., X(3872) and Other Possible Heavy Molecular States, *Eur. Phys. J. C*, 2009, **61**, 411-428.

[57] Lee I. W., Faessler A., Gutsche T., Lyubovitskij V. E., X(3872) as a molecular DD^{*} state in a potential model, *Phys. Rev. D*, 2009, **80**, 094005.

[58] Maiani L., Piccinini F., Polosa A.D., Riquer V., Diquark-antidiquarks with hidden or open charm and the nature of X(3872), *Phys. Rev. D*, 2005, **71**, 014028.

[59] Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O., Masses of heavy tetraquarks in the relativistic quark model, *Phys. Lett. B*, 2006, **634**, 214-219.

[60] Terasaki K., A New tetra-quark interpretation of X(3872), *Prog. Theor. Phys.*, 2007, **118**, 821-826.

[61] Dubnicka S., Dubnickova A. Z., Ivanov M. A., Korner J. G., Quark model description of the tetraquark state X(3872) in a relativistic constituent quark model with infrared confinement, *Phys. Rev. D*, 2010, **81**, 114007.

[62] Chen W., Steele T. G., Zhu S.-L., Exotic open-flavor $bc\bar{q}\bar{q}$, $bc\bar{s}\bar{s}$ and $qc\bar{q}\bar{b}$, $sc\bar{s}\bar{b}$ tetraquark states, *Phys. Rev. D*, 2014, **89**, 054037.

[63] Chen W., Steele T. G., Zhu S.-L., Heavy tetraquark states and quarkonium hybrids, Universe , 2014, **2**(1), 13-40.

[64] Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O., Excited heavy tetraquarks with hidden charm, *Eur. Phys. J. C*, 2008, **58**, 399-405.

[65] Albuquerque R. M., Nielsen M., QCD sum rules study of the $J^{PC}=1^{--}$ charmonium Y mesons*, Nucl. Phys. A*, 2009, **815**, 53-66; Erratumibid., *Nucl. Phys A*, 2011, **857**, 48-49.

[66] Chen W., Steele T. G., Du M.-L., Zhu S.-L., $D^*\bar{D}^*$ molecule interpretation of $Z_c(4025)$, *Eur. Phys. J. C*, 2014, **74**(2), 2773.

[67] He J., Liu X., Sun Z.-F., Zhu S.-L., $Z_c(4025)$ as the hadronic molecule with hidden charm, *Eur. Phys. J. C*, 2013, **73**(11), 2635.

[68] Wang X., Sun Y., Chen D.-Y., Liu X., Matsuki T., Simulating the charged charmoniumlike structure $Z_c(4025)$, *Eur. Phys. J. C*, 2014, **74**, 2761.

[69] Cui C.-Y., Liu Y.-L., Huang M.-Q., Could $Z_c(4025)$ be a $J^P=1^+$ $D^*\bar{D}^*$ molecular state?, *Eur. Phys. J. C*, 2013, **73**, 2661.

[70] Qiao C.-F., Tang L., Interpretation of $Z_c(4025)$ as the hidden charm tetraquark states via QCD Sum Rules, *Eur. Phys. J. C*, 2014, **74**, 2810.

[71] Agaev S.S., Azizi K., Sundu H., Strong $Z_c^+(3900)\to J/\psi\pi^+$; $\eta_c\rho^+$ decays in QCD , *Phys.Rev. D*, 2016, **93**, 074002.

[72] Agaev S.S., Azizi K., Sundu H., Application of the QCD light cone sum rule to tetraquarks: the strong vertices $X_bX_b\rho$ and $X_cX_c\rho$, *Phys.Rev. D*, 2016, **93**, 114036.

[73] Agaev S.S., Azizi K., Sundu H., Mass and decay constant of the newly observed exotic state X(5568), *Phys.Rev. D*, 2016, **93**, 074024.

[74] Agaev S.S., Azizi K., Sundu H., Exploring X(5568) as a meson molecule, Eur.Phys.J.Plus, 2016, **131**, 351.

[75] Agaev S.S., Azizi K., Sundu H., Exploring the resonances X(4140) and X(4274) through their decay channels, *Phys.Rev. D*, 2017, **95**, 114003.

[76] Chen W., Steele T. G., Chen H.-X., Zhu S.-L., $Z_c(4200)^+$ decay width as a charmonium-like tetraquark state, *Eur. Phys. J. C*, 2015, **75**, 358.

[77] Wang Z.-G., 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*, 2014, **74**(7), 2963.

[78] Agaev S.S., Azizi K., Sundu H., Open charm-bottom scalar tetraquarks and their strong decays, *Phys.Rev. D*, 2017, **95**, 034008.

[79] Ma L., Sun Z.-F., Liu X.-H., Deng W.-Z., Liu X., Zhu S.-L., Probing the XYZ states through radiative decays, *Phys. Rev. D*, 2014 , **90**, 034020.

[80] Jezabek M., Praszatowicz M., Skyrmions and anomalies : proceedings, *World Scientific.*, 1987 ,**112**, 485-491.

[81] R. Aaij, *Phys. Rev. Lett.* 2015, **115**, 072001.

[82] Albuquerque R.M., Lee S.H., Nielsen M., QCD Sum Rule Study for a Possible Charmed Pentaquark $\theta(3250)$, *Phys. Rev. D*, 2013, **88**, 076001.

[83] Gerasyuta S. M., Kochkin V. I., Liu X., Exploration of charmed pentaquarks, *Phys. Rev. D*, 2015, **91**, 054037.

[84] Azizi K., Sarac Y.,Sundu H., Analysis of $P_c^+(4380)$ and $P_c^+(4450)$ As Pentaquark States in the Molecular Picture with QCD sum rules, *Phys. Rev. D*, 2017, **95**, 094016.

[85] Jaffe R.L., Perhaps a Stable Dihyperon, *Phys. Rev. Lett.*1977, **38**, 195.

[86] Belz J., Search for the weak decay of an H dibaryon, *Phys. Rev. Lett.* 1996 ,**76**, 3277-3280; *Phys. Rev. C*, 1997, **56**, 1164.

[87] Stotzer R. W., Search for the H-Dibaryon in $^3He(K^-,K^+)Hn$, *Phys. Rev. Lett.* 1997, **78**, 3646.

[88] Alavi-Harati A., Search for the weak decay of a lightly bound H^0 dibaryon, *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**, 2593-2597.

[89] Adlarson P., Evidence for a New Resonance from Polarized Neutron-Proton Scattering, *Phys. Rev. Lett.*, 2014, **112**, 202301.

[90] Gerasyuta S.M., Matskevich E.E., Heavy dibaryons, *Int. J. Mod. Phys. E*, 2011, **20**, 2443-2462.

[91] Gerasyuta S.M., Matskevich E.E., Heavy baryonia, http://arxiv.org/abs/hep-ph/1203.6825, (Ziyaret tarihi:29 Şubat 2017).

[92] Bashkanov M., Brodsky S. J., Clement H., Novel Six-Quark Hidden-Color Dibaryon States in QCD, *Phys. Lett. B*, 2013, **727**, 438-442.

[93] Yamaguchi Y., Yasui S., Hosaka A., Exotic dibaryons with a heavy antiquark, *Nucl. Phys. A*, 2014, **927**, 110-118.

[94] Huang H., Ping J., Wang F., Dynamical calculation of the $\Delta\Delta$ dibaryon candidates, *Phys. Rev. C*, 2014, **89**, 3, 034001.

[95] Gal A., Garcilazo H., Pion-assisted $N\Delta$ and $\Delta\Delta$ dibaryons, *PoS Hadron*, 2013, **2013**, 091.

[96] Khrykin A.S., On the existence of the NN-decoupled dibaryon $d_1^*(1956)$, http://arxiv.org/abs/hep-ph/1402.0837, (Ziyaret tarihi:3 Mart 2017).

[97] Meyer C.A., Swanson E.S., Hybrid Mesons, *Prog.Part.Nucl.Phys.* 2015, **82**, 21-58.

[98] Yao W.-M., Review of Particle Physics: Non-$q\bar{q}$ mesons, *Journal of Physics G*, 2006, **33**, 1-1232.

[99] Kim H.-C., Kim Y., Hybrid exotic meson with $J^{PC} = 1^{-+}$ in AdS/QCD, *JHEP*, 2009, **0901**, 034.

[100] Yang K.-C., Indications of the possible observation of the lowest-lying 1^{-+} QCD state, *Phys. Rev. D*, 2007, **76**, 094001.

[101] Jin H.Y., Korner J.G., Steele T.G., Improved determination of the mass of the 1^{-+} light hybrid meson from QCD sum rules, *Phys. Rev. D*, 2003, **67**, 014025.

[102] Chetyrkin K.G., Narison S., Light hybrid mesons in QCD, Phys. Lett. B, 2000, **485**, 145-150.

[103] Narison S., 1^{-+} light exotic mesons in QCD, *Phys. Lett. B*, 2009, **675**, 319-325.

[104] Hedditch J. N., Kamleh W., Lasscock B. G., Leinweber D. B., Williams A. G., Zanotti J. M., 1^{-+} exotic meson at light quark masses, *Phys. Rev. D*, 2005, **72**, 114507.

[105] McNeile C., Michael C., Decay width of light quark hybrid meson from the lattice, *Phys. Rev. D*, 2006, **73**, 074506.

[106] Page P.R., Swanson E.S., Szczepaniak A.P., Hybrid meson decay phenomenology, *Phys. Rev. D*, 1999, **59**, 034016.

[107] Burns T., Close F. E., Hybrid meson properties in Lattice QCD and Flux Tube Models, *Phys. Rev. D*, 2006, **74**, 034003.

[108] Zhu S.-L., Some decay modes of the 1^{-+} hybrid meson in QCD sum rules revisited, *Phys. Rev. D*, 1999, **60**, 097502.

[109] Huang P.-Z., Chen H.-X., Zhu S.-L., The Strong Decay Patterns of the 1^{-+} Exotic Hybrid Mesons, *Phys. Rev. D*, 2011, **83**, 014021.

[110] Chen H.-X., Cai Z.-X., Huang P.-Z., Zhu S.-L., The Decay Properties of the 1^{-+} Hybrid State, *Phys. Rev. D*, 2011, **83**, 014006.

[111] Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O., Mass spectra and Regge trajectories of light mesons in the relativistic quark model, *Phys. Rev. D*, 2009, **79**, 114029.

[112] Dudek J. J., Edwards R. G., Peardon M. J., Richards D. G., Thomas C. E., Toward the excited meson spectrum of dynamical QCD, *Phys. Rev. D*, 2010, **82**, 034508.

[113] Kisslinger L. S., Mixed Heavy Quark Hybrid Mesons, Decay Puzzles, and RHIC, *Phys. Rev. D*, 2009, **79**, 114026.

[114] Dudek J. J., Edwards R. G., Peardon M. J., Richards D. G., Thomas C. E., Highly excited and exotic meson spectrum from dynamical lattice QCD, *Phys. Rev. Lett.* 2009, **103**, 262001.

[115] Iddir F., Semlala L., Hybrid states from constituent glue model, *Int. J. Mod. Phys. A*, 2008, **23**, 5229-5250.

[116] Huang T., Jin H., Zhang A., The 0^{++} and 0^{-+} mass of light quark hybrid in QCD sum rules, *Eur. Phys. J. C*, 1999, **8**, 465-471.

[117] Qiao C.-F., Tang L., Hao G., Li X.-Q., Determining 1^{--} Heavy Hybrid Masses via QCD Sum Rules, *J. Phys. G*, 2012, **39**, 015005.

[118] Kisslinger L. S., Das D., Review of QCD, Quark-Gluon Plasma, Heavy Quark Hybrids, and Heavy Quark State production in p-p and A-A collisions, 2014, *Int. J. Mod. Phys. A.*, 2016, **31**, 1630010.

[119] Huang Z.-R., Jin H.-Y., Zhang Z.-F., New predictions on the mass of the 1^{-+} light hybrid meson from QCD sum rules,2014, *JHEP*, 2015, **1504**, 004.

[120] Chen W., Steele T. G., Zhu S.-L., Masses of the bottom-charm hybrid $\bar{b}Gc$ states, *J. Phys. G*, 2014, **41**, 025003.

[121] Chen W., Kleiv R. T., Steele T. G., Bulthuis B., Harnett D., Ho J., Richards T., Zhu S.-L., QCD Sum Rule Analysis of Heavy Quarkonium Hybrids, http://arxiv.org/abs/hep-ph/1310.0431, (Ziyaret tarihi:17 Mart 2017).

[122] Chen W., Jin H.-y., Kleiv R.T., Steele T.G., Wang M., Xu Q., QCD sum-rule interpretation of X(3872) with $J^{PC} = 1^{++}$ mixtures of hybrid charmonium and $\bar{D}D^{*}$ molecular currents, *Phys. Rev. D*, 2013, **88**, 045027.

[123] Guo P., Yépez-Martínez T., Szczepaniak A. P., Charmonium meson and hybrid radiative transitions, *Phys. Rev. D*, 2014, **89**, 116005.

[124] Zhu S.-L., The Possible interpretations of Y(4260), *Phys. Lett. B*, 2005, **625**, 212.

[125] Kou E., Pene O., Suppressed decay into open charm for the Y(4260) being an hybrid, *Phys. Lett. B*, 2005, **631**, 164-169.

[126] Close F. E., Page P. R., Gluonic charmonium resonances at BaBar and BELLE?, *Phys. Lett. B*, 2005, **628**, 215-222.

[127] Meyer C.A., Swanson E.S., Hybrid Mesons, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 2015, **82**, 21-58.

[128] Kisslinger L. S. , Henley E. M. , QCD: The Lambda(1405) Lambda(1405) as a Hybrid, *Eur. Phys. J. A*, 2011, **47**, 8.

[129] Ochs W., The Status of Glueballs, *J. Phys. G*, 2013, **40**, 043001.

[130] Mathieu V., Kochelev N., Vento V., The Physics of Glueballs, *Int. J. Mod. Phys. E*, 2009, **18**, 1-49.

[131] Hsiao Y. K., Geng C. Q., Identifying Glueball at 3.02 GeV in Baryonic B Decays, *Phys. Lett. B*, 2013, **727**, 168-171.

[132] Lü C.-D., Meibner U.-G., Wang W., Zhao Q., Hunting for a scalar glueball in exclusive B decays, *Eur. Phys. J. A*, 2013, **49**, 58.

[133] Chen Y., Alexandru A., Dong S.J., Draper T., Horvath I., Lee F.X., Liu K.F., Mathur N., Morningstar C., Peardon M., Tamhankar S., Young B.L., Zhang J.B., Glueball spectrum and matrix elements on anisotropic lattices, *Phys. Rev. D*, 2006, **73**, 014516.

[134] Loan M., Luo X.-Q., Luo Z.-H., Monte Carlo study of glueball masses in the Hamiltonian limit of SU(3) lattice gauge theory, *Int. J. Mod. Phys. A*, 2006, **21**, 2905-2936.

[135] Buisseret F., Mathieu V., Semay C., (2+1)-d Glueball Spectrum within a Constituent Picture, *Eur. Phys. J. C*, 2013, **73**, 2504.

[136] Eshraim W. I., Janowski S., Phenomenology of the pseudoscalar glueball with a mass of 2,6 GeV, *J. Phys. Conf. Ser.*, 2013, **426**, 012018.

[137] Gregory E., Irving A., Lucini B., McNeile C., Rago A., Richards C., Rinaldi E., Towards the glueball spectrum from unquenched lattice QCD, *JHEP*, 2012, **1210**, 170.

[138] Morningstar C., Peardon M., Simulating the scalar glueball on the lattice, *AIP Conf. Proc.*, 2004, **688**, 220-230.

[139] Ochs W., The Status of Glueballs, *J. Phys. G*, 2013, **40**, 043001.

[140] Hsiao Y.K., Geng C.Q., Identifying Glueball at 3.02 GeV in Baryonic B Decays, *Phys. Lett. B*, 2013, **727**, 168-171.

[141] Janowski S., Quarkonium and Glueball Admixtures of the Scalar–Isoscalar Resonances $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ and $f_0(1710)$, *Acta Phys. Polon. Supp.*, 2013, **6**(3), 899-904.

[142] Li X.-F., Zhang A., Scalar glueball in a soft-wall model of AdS/QCD, *Chin. Phys. C*, 2014**, 38**, 013102.

[143] Mathieu V., Kochelev N., Vento V., The Physics of Glueballs, *Int. J .Mod. Phys. E*, 2009, **18**, 1-49.

[144] Yang Y.-B., Gui L.-C., Chen Y., Liu C., Liu Y.-B., Ma J.-P., Zhang J.-B., Lattice Study of Radiative J/ψ Decay to a Tensor Glueball, *Phys. Rev. Lett.*, 2013, **111**, 091601.

[145] Chen Y., Gui L.-C., Li G., Liu C., Liu Y.-B., Ma J.-P., Yang Y.-B., Zhang J.-B., Glueballs in charmonia radiative decays, *PoS LATTICE*, 2014, **2013**, 435.

[146] Bicudo P., Cotanch S. R., Llanes-Estrada, F. J., Robertson, D. G., The BES $f_0(1810)$: A New Glueball Candidate, *Eur. Phys. J. C*, 2007, **52**, 363-374.

[147] Huang T., Jin H.Y., Zhang A., Determination of the scalar glueball mass in QCD sum rules, *Phys. Rev. D*, 1999, **59**, 034026.

[148] Morningstar C. J., Peardon M., The Glueball spectrum from an anisotropic lattice study, *Phys. Rev. D*, 1999, **60**, 034509.

[149] Close F.E., Kirk A., The Mixing of the $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ and $f_0(1710)$ and the Search for the Scalar Glueball, *Phys. Lett. B*, 2000, **483**, 345-352.

[150] Cheng H.-Y., Chua C.-K., Liu K.-F., Scalar glueball, scalar quarkonia, and their mixing, *Phys. Rev. D*, 2006, **74**, 094005.

[151] Kochelev N., Min D.-P., X(1835) as the lowest mass pseudoscalar glueball and proton spin problem, *Phys. Lett. B*, 2006, **633**, 283-288.

[152] Li B. A., A Possible 0^{-+} glueball candidate X(1835), *Phys. Rev. D*, 2006, **74**, 034019.

[153] Choi, S.-K., Observation of a Narrow Charmoniumlike State in Exclusive $B^{\pm} \to K^{\pm}\pi^{+}\pi^{-}J/\psi$ decays, *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**, 262001.

[154] Aubert B., Study of the $B^{\pm} \to J/\psi K^{-}\pi^{+}\pi^{-}$ Decay and Measurement of the $B^{-} \to X(3872)K^{-}$ Branching Fraction, *Phys. Rev. D*, 2005, **71**, 071103.

[155] Uehara S., Observation of a χ'_{c2} Candidate in $\gamma\gamma \to D\bar{D}$ Production at Belle, *Phys. Rev. Lett*., 2006, **96**, 082003.

[156] Ablikim M., Observation of a Charged Charmoniumlike Structure $Z_c(4020)$ and Search for the $Z_c(3900)$ in $e^{+}e^{-} \to \pi^{+}\pi^{-}h_c$, *Phys. Rev. Lett.*, 2013, **111**, 242001.

[157] Mizuk R., Chistov R., Observation of two resonance-like structures in the $\pi^+\chi_{c1}$ mass distribution in exclusive $\bar{B}^0 \to K^-\pi^+\chi_{c1}$ decays, *Phys. Rev. D*, 2008, **78**, 072004.

[158] Chilikin K., Observation of a new charged charmoniumlike state in $\bar{B}^0 \to J/\psi K^-\pi^+$ decays, *Phys. Rev. D*, 2014, **90**, 112009.

[159] Choi S. K., Observation of a resonance-like structure in the $\pi^\pm\psi'$ mass distribution in exclusive $B \to K\pi^\pm\psi'$ decays, *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**, 142001.

[160] Observation of the resonant character of the Z(4430)$^-$ state LHCb Collaboration (Roel Aaij (NIKHEF, Amsterdam) *et al.*), *Phys.Rev.Lett.*, 2014, **112**, 222002.

[161] Uehara S., et al., [Belle Collaboration], Observation of a charmonium-like enhancement in the $\gamma\gamma \to \omega J/\psi$ process, *Phys. Rev. Lett.* 2009, **104**, 092001.

[162] Abe K., Observation of a new charmonium-like state produced in association with a J/ψ in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} \approx 10,6$ GeV, *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **98**, 082001.

[163] Choi S.-K., Olsen S. L., Review of Heavy Hadron Spectroscopy , *Phys. Rev. Lett.,* 2005, **94**, 182002.

[164] Aubert B., Observation of $Y(3940) \to J/\psi\omega K$ at BABAR, *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**, 08200.

[165] Yuan C. Z., Measurement of e^+e^- to $\pi^+\pi^- J/\psi$ Cross Section via Initial State Radiation at Belle, *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**, 182004.

[166] Aaltonen T., Evidence for a Narrow Near-Threshold Structure in the $J/\psi\phi$ Mass Spectrum in $B^+ \to J/\psi\phi K^+$ Decays, *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **102**, 242002.

[167] Aaltonen T., Gonzalez A.B., Amerio S., Amidei D., Anastassov A. et al., Observation of the Y(4140) structure in the J/ψϕ Mass Spectrum in $B^\pm \to J/\psi\phi K$ decays, *Mod. Phys. Lett. A* ,2017, **32**, 1750139.

[168] Abazov V. M., Search for the X(4140) state in $B^\pm \to J/\psi\phi K$ decays with the D0 detector, *Phys. Rev. D*, 2014, **89**, 012004.

[169] Chatrchyan S., Observation of a peaking structure in the J/ψϕ mass spectrum from $B^\pm \to J/\psi\phi K^\pm$ decays, *Phys. Lett. B*, 2014, **734**, 261–281.

[170] Pakhlov P., Production of New Charmoniumlike States in $e^+e^- \to J/\psi D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ at $\sqrt{s} \approx 10{,}6$ GeV, *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**, 202001.

[171] Aubert B., Evidence of a Broad Structure at an Invariant Mass of 4,32 GeV/c^2 in the Reaction $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\psi(2S)$ Measured at BABAR, *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**, 212001.

[172] Wang X. L., Observation of Two Resonant Structures in $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\psi(2S)$ via Initial-State Radiation at Belle, *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**, 142002.

[173] Aubert B., A Structure at 2175 – MeV in $e^+e^- \to \phi f_0(980)$ Observed via Initial-State Radiation, *Phys. Rev. D*, 2006, **74**, 091103.

[174] Bondar A., Observation of two charged bottomonium-like resonances Υ(5S) decays, *Phys. Rev. Lett.*, 2012, **108**, 122001.

[175] Krokovny P., First observation of the $Z_b^0(10610)$ in a Dalitz analysis of Υ(10860)→ Υ(nS) $\pi^0\pi^0$, *Phys. Rev. D*, 2013, **88**, 052016.

[176] Garmash A., et al., [Belle Collaboration], Amplitude analysis of $e^+e^- \to$ Υ(nS) $\pi^+\pi^-$ at $\sqrt{s} = 10{,}865$ GeV, *Phys. Rev. D*, 2015, **91**, 072003.

[177] Bondar A., Υ(5S) Spectroscopy at Belle, *PoS ICHEP*, 2013, **2012**, 342.

[178] Adachi I., Study of three-body Υ(10860) decays, http://arxiv.org/abs/hep-ex/1200.6450, (Ziyaret tarihi:11 Şubat 2017).

[179] Chen K.F., Observation of anomalous $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ and $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ production near the Υ(5S) resonance, *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**, 112001.

[180] Shifman M. A., Vainstein A. I., Zakharov V. I.**,** *Nucl. Phys. B***,** 1979, **147**, 385.

[181] Matsui T., Satz H., *Phys. Lett. B***,** 1986, **178**, 416.

[182] Reinders L. J., Rubinstein H., Yazaki S., *Phys. Rep.*, 1985, **127**, 1.

[183] Colangelo P., Khodjamirian A., At the Frontier of Particle Physics/Handbook of QCD, *World Scientific*, Singapore, Singapore, 30 April 2001.

[184] T. M. Aliev, Shifman M. A. , Old Tensor Mesons in {QCD} Sum Rules, *Phys.Lett. B*, 1982, **112**, 401-405.

[185] T. M. Aliev, Shifman M. A. , QCD Sum Rules And Tensor Mesons, *Sov.J.Nucl.Phys.* 1982, **36**, 891, *Yad.Fiz.*, 1982, **36**, 1532-1542.

[186] Azizi K., Sundu H., Agaev S.S., Semileptonic $B_s \to D_{s2}^*(2573)\ell\bar{\nu}_\ell$ Transition in QCD, *Eur. Phys. J. C*, 2015, **75**, 197.

[187] Aliev T.M. , Barakat T. , Savcı M., Strong Coupling Constant of A Negative Parity nucleon with a π meson in light-cone QCD sum rules, *Phys.Rev. C*, 2017, **95**, 035210.

[188] Godfrey S., Olsen S. L., The Exotic XYZ Charmonium-like Mesons, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* 2008, **58**, 51-73.

[189] Nielsen M. , Navarra F. S. , Lee S. H. , New Charmonium States in QCD Sum Rules: A Concise Review, *Phys. Rept.*, 2010**, 497**, 41-83.

[190] Esposito A. , Guerrieri A. L. , Piccinini F. , Pilloni A. , Polosa A. D. , Four-Quark Hadrons: an Updated Review, *Int. J .Mod. Phys. A*, 2015, **30**, 1530002.

[191] Chen H.-X. , Chen W. , Liu X. , Zhu S.-L. , The hidden-charm pentaquark and tetraquark states, *Phys.Rept.*, 2016, **639**, 1-121.

[192] Wang Z. G. , Analysis of the X(5568) as scalar tetraquark state in the diquark-antidiquark model with QCD sum rules, *Commun.Theor.Phys.*, 2016, **66**, 335-339.

[193] Wang W., Zhu R., Can X(5568) be a tetraquark state?, *Chin.Phys. C*, 2016, **40**, 093101.

[194] Chen W. , Chen H.-X. , Liu X. , Steele T.G. , Zhu S. L. , Decoding The X(5568) As A Fully Open-Flavor $su\bar{b}d$ Tetraquark State, *Phys.Rev.Lett.* 2016, **117**, 022002.

[195] Zanetti C. M., Nielsen M., Khemchandani K. P., QCD sum rule study of a charged bottom-strange scalar meson, *Phys.Rev. D*, 2016, **93**, 096011.

[196] Agaev S. S., Azizi K., Sundu H., Width Of The Exotic $X_b(5568)$ State Through Its Strong Decay To $B_s^0\pi^+$, *Phys.Rev. D*, 2016, **93**, 114007.

[197] Dias J. M., Khemchandani K. P., Torres A. M., Nielsen M., Zanetti C. M., A QCD Sum Rule Calculation Of The $X^{\pm}(5568) \to B_s^0\pi^{\pm}$ Decay Width, *Phys.Lett. B*, 2016, **758**, 235-238.

[198] Wang Z. G., Analysis Of The Strong Decay $X(5568) \to B_s^0\pi^+$ With QCD Sum Rules, *Eur. Phys. J. C*, 2016, **76**, 279.

[199] Xiao C. J., Chen D. Y., Possible $B^{(*)}\bar{K}$ Hadronic Molecule State, http://arxiv.org/abs/hep-ph/1603.00228, (Ziyaret tarihi:13 Nisan 2017).

[200] Chen R., Liu X., Is The Newly Reported X(5568) A $B\bar{K}$ Molecular State? , *Phys.Rev. D*, 2016, **94**, 034006.

[201] He X. G., Ko P., Flavor SU(3) Symmetry for the X(5568) State, *Phys.Lett. B*,2016, **761**, 92-97.

[202] Jin Y., Li S. Y., New $B_s^0\pi^{\pm}$ and $D_s^{\pm}\pi^{\pm}$ states in high energy multi-production process, *Phys.Rev. D*, 2016, **94**, 014023.

[203] Stancu F., X(5568) as a $su\bar{d}b$ tetraquark in a simple quark model, *J.Phys. G*, 2016, **43**, 105001.

[204] Burns T. J., Swanson E. S., Interpreting the X(5568), *Phys. Lett. B*, 2016, **760**, 627.

[205] Tang L., Qiao C. F., Tetraquark States With Open Flavors, *Eur.Phys.J. C*, 2016, **76**, 558.

[206] Guo F. K., Meissner U. G., Zou B. S., How the X(5568) challenges our understanding of QCD, *Commun.Theor.Phys.* 2016, **65**, 593-595.

[207] Lu Q. F., Dong Y. B., Masses of open charm and bottom tetraquark states in relativized quark model, *Phys.Rev. D*, 2016, **94**, 094041.

[208] Esposito A., Pilloni A., Polosa A. D., Hybridized Tetraquarks, *Phys. Lett. B*, 2016, **758**, 292.

[209] Albaladejo M., Nieves J., Oset E., Sun Z. F., Liu X., Can X(5568) be described as a $B_s\pi$, $B\bar{K}$ resonant state?, *Phys. Lett. B*, 2016, **757**, 515.

[210] Ali A., Maiani L., Polosa A. D., Riquer V., $B_c^{\pm}$ decays into tetraquarks, *Phys.Rev. D*, 2016, **94**, 034036.

[211] Kang X.-W., Oller J. A., P-Wave Coupled-Channel Scattering of $B_s\pi$, $B_s^*\pi$, $B\bar{K}$, $B^*\bar{K}$ And The Puzzling X(5568), *Phys.Rev. D*, 2016, **94**, 054010.

[212] Lang C. B., Mohler D., Prelovsek S., $B_s\pi$ scattering and search for X(5568) with lattice QCD, *Phys.Rev. D*, 2016, **94**, 074509.

[213] Reinders L. J., Rubinstein H., Yazaki S., Hadron Properties from QCD Sum Rules, *Phys. Rept.*, 1985, **127**, 1.

[214] Ioffe B. L., Smilga A. V., Nucleon Magnetic Moments and Magnetic Properties of Vacuum in QCD, *Nucl. Phys. B*, 1984**, 232**, 109.

[215] Narison S., Decay Constants of Heavy-Light Mesons from QCD, *Nucl. Part. Phys. Proc.*, 2016, **143**, 270-272.

[216] Huang D. S., Kim G.-H., Spectroscopy and decay properties of B and B_s mesons, *Phys. Rev. D*, 1997, **55**, 6944.

[217] Olive K. A., Particle Data Group Collaboration, *Chin. Phys. C*, 2014, **38**, 090001.

[218] Agaev S.S., Azizi K., Barsbay B., Sundu H., Resonance X(5568) as an exotic axial-vector state, *Eur. Phys. J. A*, 2017, **53**, 11.

[219] Jaffe R. L., Johnson K., Unconventional States of Confined Quarks and Gluons, *Phys. Lett. B*, 1976, **60**, 201.

[220] Barnes T., Close F. E., de Viron F., Weyers J., Q anti-Q G Hermaphrodite Mesons in the MIT Bag Model, *Nucl. Phys. B*, 1983, **224**, 241.

[221] Barnes T., Close F. E., Swanson E. S., Hybrid and conventional mesons in the flux tube model: Numerical studies and their phenomenological implications, *Phys. Rev. D*, 1985, **52**, 5242.

[222] Close F. E., Page P. R., The Production and decay of hybrid mesons by flux tube breaking, *Nucl. Phys. B*, 1985, **443**, 233.

[223] Hedditch J. N., Kamleh W., Lasscock B. G., Lein-weber D. B., Williams A. G. , Zanotti J. M., 1^{-+} exotic meson at light quark masses, *Phys. Rev. D*, 2005, **72**, 114507.

[224] Jin H. Y., Korner J. G., Steele T. G., Improved determination of the mass of the 1^{-+} light hybrid meson from QCD sum rules, *Phys. Rev. D*, 2003, **67**, 014025.

[225] Barnes T., Hybrid baryons: A Brief review, http://arxiv.org/abs/nucl-th/0009011, (Ziyaret tarihi: 3 Nisan 2017).

[226] Dalitz R. H., Wong T. C., Rajasekaran G., Model calculation for $Y^*(0)$ (1405) resonance state, *Phys. Rev.*, 1967, **153**, 1617.

[227] Thomas D. W., Engler A., Fisk H. E., Kraemer R. W., Strange particle production from pi- p interactions at 1.69 gev/c, *Nucl. Phys. B*, 1973, **56**, 15.

[228] Hemingway R. J., Production of Λ(1405) in K^-p Reactions at 4.2-GeV/c, *Nucl. Phys. B*, 1985, **253**, 742.

[229] Jido D., Oset E., Sekihara T., Kaonic production of Lambda(1405) off deuteron target in chiral dynamics, *Eur. Phys. J. A*, 2009, **42**, 257.

[230] Hyodo T., Weise W., Jido D., Roca L., Hosaka A., Lambda(1405) in chiral SU(3) dynamics, *Mod. Phys. Lett. A*, 2008, **23**, 2393.

[231] Akaishi Y., Yamazaki T., Obu M., Wada M., Single- pole nature of Lambda (1405) and structure of K-pp, *Nucl. Phys. A*, 2010, **835**, 67.

[232] An C. S., Saghai B., Yuan S. G., He J., Role of five-quark components in radiative and strong decays of the Lambda(1405) resonance, *Phys. Rev. C*, 2010, **81**, 045203.

[233] Jido D., Sekihara T., Ikeda Y., Hyodo T., Kanada- En'yo Y., Oset E., The nature of Lambda(1405) hyperon resonance in chiral dynamics, *Nucl. Phys. A*, 2010, **835**, 59.

[234] Martinez Torres A., Jido D., KΛ(1405) configuration of the KK $\bar{N}$ system, *Phys. Rev. C*, 2010, **82**, 038202.

[235] An C., Saghai B., Structure of $\Lambda^*(1405)$ and the Λ^*- Meson-Baryon Coupling Constants, *Int. J. Mod. Phys. A*, 2011, **26**, 619.

[236] Takahashi T. T., Oka M., Λ(1405) from lattice QCD, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 2010, **186**, 172.

[237] Sekihara T., Hyodo T., Jido D., Internal structure of resonant Lambda(1405) state in chiral dynamics, *Phys. Rev. C*, 2011, **83**, 055202.

[238] Hyodo T., Jido D., The nature of the Lambda(1405) resonance in chiral dynamics, *Prog. Part. Nucl. Phys*. 2012, **67**, 55.

[239] Sekihara T., Hyodo T., Jido D., Internal structure of the Λ(1405) resonance probed in chiral unitary amplitude, http://arxiv.org/abs/nucl-th/1109.0061, (Ziyaret tarihi: 3 Nisan 2017).

[240] Menadue B. J., Kamleh W., Leinweber D. B., Mahbub M. S., Isolating the Λ(1405) in Lattice QCD, *Phys. Rev. Lett.* 2012, **108**, 112001.

[241] Martinez Torres A., Bayar M., Jido D., Oset E., Strategy to find the two Λ(1405) states from lattice QCD simulations, *Phys. Rev. C*, 2012, **86**, 055201.

[242] Revai J., Signature of the Λ(1405) resonance in neutron spectra from the K^- + d reaction, *Few Body Syst.* 2013, **54**, 1865.

[243] Oller J. A., New insights in $\bar{K}N$ scattering and the Λ(1405), *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* 2014, **26**, 1460096.

[244] Nakamura S. X., D. Jido, Lambda (1405) photo- production based on chiral unitary model, *PTEP*, 2014, **2014**, 023D01.

[245] Sekihara T. and Kumano S., Determination of compositeness of the Λ(1405) resonance from its radiative decay, *Phys. Rev. C*, 2014, **89**, 025202.

[246] Menadue B. J., Kamleh W., Leinweber D. B., Selim Mahbub M., Owen B. J., Electromagnetic Form Factors for the Λ(1405), *PoS LATTICE*, 2014, **2013**, 280.

[247] Nakamura S. X., Jido D., Theoretical analysis of Λ(1405) photoproduction, *PoS Hadron*, 2013, **2013**, 141.

[248] Dot A., Myo T., Double-pole nature of (1405) studied with coupled-channel complex scaling method using complex-range Gaussian basis, *Nucl. Phys. A*, 2014, **930**, 86.

[249] S., Ikeda Y., Hyodo T., Hiyama E., Weise W., $K^- d \rightarrow \pi\Sigma n$ reactions and structure of the $\Lambda(1405)$, *J. Phys. Conf. Ser.*, 2014, **569**, 012077.

[250] Hall J. M. M., Kamleh W., Leinweber D. B., Menadue B. J., Owen B. J., Thomas A. W., Young R. D., Lattice QCD Evidence that the (1405) Resonance is an Antikaon-Nucleon Molecule, *Phys. Rev. Lett.* 2015, **114**, 132002.

[251] Sekihara T., Kumano S., Determining Compositeness of Hadronic Resonances: the $\Lambda(1405)$ Radiative Decay and the $a_0(980)$-$f_0(980)$ Mixing, *JPS Conf. Proc.*, 2015, **8**, 022006.

[252] Hall J. M. M., Kamleh W., Leinweber D. B., Menadue B. J., Owen B. J., Thomas A. W., Young R. D., On the Structure of the Lambda 1405, PoS LATTICE ,2014, **2014**, 094.

[253] Nam S. i., Jo H. K., Photoproduction of $\Lambda(1405)$ with the two-pole structure, http://arxiv.org/abs/hep-ph/1503.00419, (Ziyaret tarihi: 4 Nisan 2017).

[254] Miyahara K., Hyodo T., Structure of (1405) and construction of $\bar{K}N$ local potential based on chiral SU(3) dynamics, *Phys. Rev. C*, 2016, **93**, 015201.

[255] K. Miyahara, T. Hyodo and E. Oset, Weak decay of Λ_c^+ for the study of $\Lambda(1405)$ and $\Lambda(1670)$, *Phys. Rev. C*, 2015, **92**, 055204.

[256] Miyahara K., T. Hyodo, Construction of $\bar{K}N$ Potential and Structure of $\Lambda(1405)$ Based on Chiral Uni- tary Approach, *JPS Conf. Proc.*, 2016, **10** 022011.

[257] He J., Lu P. L., The octet meson and octet baryon interaction with strangeness and the (1405), *Int. J. Mod. Phys. E*, 2015, **24**, 1550088.

[258] Ohnishi S., Ikeda Y., Hyodo T., Weise W., Structure of the $\Lambda(1405)$ and the $K^- d \rightarrow \pi\Sigma n$ reaction, *Phys. Rev. C*, 2016, **93**, 025207.

[259] Miyahara K., Hyodo T., Composite nature of Lambda(1405) from the spacial structure of KbarN system, *JPS Conf. Proc.*, 2017, **17**, 073001.

[260] Fernandez-Ramirez C., Danilkin I. V., Mathieu V., Szczepaniak A. P., Understanding the Nature of $\Lambda(1405)$ through Regge Physics, *Phys. Rev. D*, 2016, **93**, 074015.

[261] Hyodo T., What we know about the $\Lambda(1405)$, *AIP Conf. Proc.*, 2016, **1735**, 020012.

[262] Molina R., Dring M., Pole structure of the Λ(1405) in a recent QCD simulation, *Phys. Rev. D*, 2016, **94**, 056010.

[263] Kamiya Y., Miyahara K., Ohnishi S., Ikeda Y., Hyodo T., Oset E., Weise W., Antikaon-nucleon interaction and Λ(1405) in chiral SU(3) dynamics, *Nucl. Phys. A*, 2016, **954**, 41.

[264] Liu Z. W., Hall J. M. M., Leinweber D. B., Thomas A. W., Wu J. J., Structure of the Λ(1405) from Hamiltonian effective field theory, *Phys. Rev. D*, 2017, **95**, 014506.

[265] Dong F. Y., Sun B. X., Pang J. L., The Lambda (1405) state in a chiral unitary approach with off-shell corrections to dimensional regularized loop functions, *Chin. Phys. C*, 2017, **41**, 074108.

[266] Hall J. M. M., Kamleh W., Leinweber D. B., Menadue B. J., Owen B. J., Thomas A. W., Light- quark contributions to the magnetic form factor of the Lambda (1405), *Phys. Rev. D*, 2017, **95**, 054510.

[267] Kim S. H., Nam S. i., Jido D., Kim H. C., Photo- production of Λ(1405) with the N^* and t-channel Regge contributions, *Phys. Rev. D*, 2017, **96**, 014003.

[268] Azizi K., Barsbay B., Sundu H., Mass and Residue of $\Lambda(1405)$ As A Hybrid Baryon, http://arxiv.org/abs/hep-ph/1705.10345, (Ziyaret tarihi: 29 Mayıs 2017).

[269] Patrignani C. et al.(Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 2016, **40**,100001.

EKLER

Ek-A

Korelasyon fonksiyonunun KRD kısmının hesaplanması için (4.8) denkleminde ağır ve hafif kuark ilerleticileri yerine yazılıp iz (trace) alındıktan sonra gerekli integraller alınır. Burada integrallerin nasıl alındığı hesaplamalardaki bir terim göz önüne alınarak örnek olarak verilecektir;

$$I = \int d^4x e^{iq\cdot x} \int d^4k e^{ik\cdot x} \frac{k_\mu x_\nu}{(k^2 - m_b^2)x^{10}} \tag{A1}$$

Burada x integralinin alınabilmesi için $x_\nu \rightarrow -i\frac{\partial}{\partial q_\nu}$ dönüşümü yapılır ve aşağıdaki dönüşüm kullanılarak momentum uzayına geçilir;

$$\frac{1}{(x^2)^n} = \int \frac{d^4t}{(2\pi)^4} e^{-it.x} i(-1)^{n+1} 2^{D-2n} \pi^{D/2} \left(-\frac{1}{t^2}\right)^{D/2-n} \frac{\Gamma(D/2-n)}{\Gamma(n)} \tag{A2}$$

Burada $\Gamma(n) = (n-1)!$' dir. Böylece (A1),

$$I = \frac{\partial}{\partial q_\nu} \int d^4k \int \frac{d^4t}{(2\pi)^4} 2^{D-10} \pi^{D/2} \left(-\frac{1}{t^2}\right)^{D/2-2} \frac{\Gamma(D/2-5)}{\Gamma(5)} \frac{k_\mu}{(k^2 - m_b^2)} \int d^4x e^{-i(t-q-k)\cdot x} \tag{A3}$$

şeklinde elde edilir. Dirac deltanın,

$$\int d^4x e^{-i(t-q-k)} = (2\pi)^4 \delta^4(t-q-k) \tag{A4}$$

özelliği kullanılarak dört-boyutlu x üzerinden integral alınmış olur. Daha sonra Dirac delta fonksiyonu kullanılarak dört-boyutlu k üzerinden integral alınır,

$$I = \frac{\partial}{\partial q_\nu} \int d^4t 2^{D-10} \pi^{D/2} \left(-\frac{1}{t^2}\right)^{D/2-2} \frac{\Gamma(D/2-5)}{\Gamma(5)} \frac{(t_\mu - q_\mu)}{((t-q)^2 - m_b^2)} \tag{A5}$$

Görüldüğü gibi sadece t üzerinden alınması gereken integral kalmıştır. t integralinin alınabilmesi için Feynman Parametrizasyon kullanılır;

$$\frac{1}{A^m B^n} = \frac{\Gamma(\alpha+\beta)}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)} \int_0^1 dz \frac{z^{m-1}(1-z)^{n-1}}{[zA+(1-z)B]^{m+n}} \quad . \tag{A6}$$

Buradan,

$$\begin{aligned} I &= \Gamma(D/2-5)\frac{\partial}{\partial q_\nu} \int d^4t 2^{D-10} \pi^{D/2} (t_\mu - q_\mu) \\ &\times \frac{\Gamma(1+D/2-5)}{\Gamma(1)\Gamma(D/2-5)} \int_0^1 dz \frac{z^{1-1}(1-z)^{D/2-5-1}}{\left(z[(t-q)^2 - m_b^2] + (1-z)t^2\right)^{1+D/2-5}} \end{aligned} \tag{A7}$$

Paydadaki ifade açılıp sadeleştirme yapılırsa,

$$z[(t-q)^2 - m_b^2] + (1-z)q^2 = (t-qz)^2 + zq^2(1-z) - m_b^2 z = (t-qz)^2 + L \tag{A8}$$

şeklinde elde edilir. $zq^2(1-z) - m_b^2 z = L$ ve $(t-qz) = T$ diyerek payda (T^2+L) formuna benzetilmeye çalışılır. Böylece $t = T + qz$ ve $\int d^4t = \int d^4T$ olur. Bunlar integralde yerine yazılırsa,

$$I = \Gamma(D/2-4)\frac{\partial}{\partial q_\nu} \int d^4T 2^{D-10} \pi^{D/2} (T_\mu + q_\mu z - q_\mu) \int_0^1 dz \frac{(1-z)^{D/2-6}}{\left(T^2+L\right)^{D/2-4}} \tag{A9}$$

T' ler tek fonksiyon olduğu için tekli çarpımların olduğu integraller sıfıra gider ve

$$\int d^4T \frac{(T^2)^\beta}{(T^2+L)^\alpha} = \frac{i\pi^2(-1)^{\beta-\alpha}}{\Gamma(2)\Gamma(\alpha)} \frac{\Gamma(\beta+2)\Gamma(\alpha-\beta-2)}{[-L]^{\alpha-\beta-2}} \tag{A10}$$

eşitliği (A9)'a uygulanırsa,

$$\begin{aligned} I &= \Gamma(D/2-4)\frac{\partial}{\partial q_\nu} \int_0^1 dz (1-z)^{D/2-6} 2^{D-10} \pi^{D/2} (q_\mu z - q_\mu) \\ &\times \frac{i\pi^2(-1)^{-D/2+4}\Gamma(2)\Gamma(D/2-4-2)}{\Gamma(2)\Gamma(D/2-4)[-L]^{D/2-4-2}} \end{aligned} \tag{A11}$$

ifadesi elde edilir.

Son olarak,

$$\Gamma\left(\frac{D}{2}-n\right)\left(-\frac{1}{L}\right)^{D/2-n}=(-1)^{n-1}\frac{1}{(n-2)!}(-L)^{n-2}\ln(-L), \qquad (A12)$$
$$(n \geq D/2)$$

dönüşümü uygulanarak,

$$I=\frac{\partial}{\partial q_\nu}\int_0^1 dz(1-z)^{D/2-6}2^{D-10}\pi^{D/2}(q_\mu z-q_\mu)$$
$$\times i\pi^2(-1)^{-D/2+4}(-1)^{6-1}\frac{1}{(6-2)!}(-L)^{6-2}\ln(-L) \qquad (A13)$$

şeklinde ifade elde edilir. $L=zq^2(1-z)-m_b^2 z \rightarrow -L=m_b^2 z-zq^2(1-z)$ denklemi (A-13)' te yerine konulur. Korelasyon fonksiyonunun KRD kısmının sanal kısmını elde etmek için logaritma fonksiyonunun,

$$\ln\left(-a\right)=\ln\left(-|a|\right)=\ln\left(e^{i\pi}|a|\right)=\ln e^{i\pi}+\ln|a|=-i\pi+\ln|a| \qquad (A14)$$

şeklindeki özelliği kullanılır.Buradan $\mathrm{Im}\left[\ln(-a)\right]=-\pi$ elde edilir. $\frac{\partial}{\partial q_\nu}$ türevini aldıktan sonra da I terimi için $\rho^{pert}(s)$ spektral yoğunluğu, pertürbatif katkının imajinerisi alınarak;

$$\rho^{pert}(s)=\frac{\mathrm{Im}\,I}{\pi}=\frac{1}{12288\pi^6}\int_0^a\frac{dzz^4}{(z-1)^3}[m_b^2+s(z-1)]^3[m_b^2+5s(z-1)] \qquad (A15)$$

şeklinde elde edilir. Bu ifade $g_{\mu\nu}$ yapısına karşılık gelen pertürbatif spektral yoğunluğu gösterir.

İki nokta spektral yoğunluğu içeren,

$$\rho^{KRD}(s)=\rho^{pert}(s)+\sum_{k=3}^{8}\rho_k(s) \qquad (A16)$$

ifadesi kullanılarak KRD toplam kuralları yöntemi ile X_b durumunun kütle ve mezon-akım kuplaj sabiti hesaplanmıştır. Burada $\rho^{pert}(s)$ pertürbatif katkıyı $\rho_k(s)$ ise pertürbatif olmayan katkıyı göstermektedir.

Hesaplamalar sonucunda elde edilen $\rho^{KRD}(s)$ spektral yoğunluğu aşağıda verilmiştir;

$$\rho^{pert}(s)=\frac{1}{12288\pi^6}\int_0^a \frac{dzz^4}{(z-1)^3}\left[m_b^2+s(z-1)\right]^3\left[m_b^2+5s(z-1)\right],$$

$$\rho_3(s)=\frac{1}{128\pi^4}\int_0^a \frac{dzz^2}{(z-1)^2}\left[m_b^2+s(z-1)\right]\left\{2\left\langle\bar{d}d\right\rangle m_b\left[m_b^2+s(z-1)\right]\right.$$

$$\left.+m_s(z-1)(\left\langle s\bar{s}\right\rangle-2\left\langle\bar{u}u\right\rangle)\left[m_b^2+3s(z-1)\right]\right\},$$

$$\rho_4(s)=\frac{1}{9216\pi^4}\left\langle\alpha_s\frac{G^2}{\pi}\right\rangle\int_0^a \frac{dzz^2}{(z-1)^3}\left\{m_b^4(13z^2-21z+9)\right.$$

$$\left.+2m_b^2s(23z^3-63z^2+58z-18)+s^2(z-1)^3(32z-27)\right\},$$

$$\rho_5(s)=\frac{m_0^2}{192\pi^4}\int_0^a \frac{dzz}{(1-z)}\left\{3m_b\left\langle\bar{d}d\right\rangle\left[m_b^2+s(z-1)\right]\right.$$

$$\left.+m_s(z-1)(\left\langle s\bar{s}\right\rangle-3\left\langle\bar{u}u\right\rangle)\left[m_b^2+2s(z-1)\right]\right\}, \qquad \text{(A17)}$$

$$\rho_6(s)=\frac{1}{61440\pi^6}m_b^2\left\langle g_s^3G^3\right\rangle\int_0^a dz\frac{z^5}{(z-1)^3}+\frac{1}{1296\pi^4}\int_0^a dz\left\{g_s^2\left\langle\bar{d}d\right\rangle^2 z\right.$$

$$\times\left[m_b^2+2s(z-1)\right]+54\pi^2m_bm_s\left\langle\bar{d}d\right\rangle(\left\langle s\bar{s}\right\rangle-2\left\langle\bar{u}u\right\rangle)$$

$$\left.+z[g_s^2(\left\langle\bar{u}u\right\rangle^2+\left\langle s\bar{s}\right\rangle^2)+108\pi^2\left\langle s\bar{s}\right\rangle\left\langle\bar{u}u\right\rangle]\left[m_b^2+2s(z-1)\right]\right\},$$

$$\rho_7(s)=\frac{1}{1152\pi^2}\left\langle\alpha_s\frac{G^2}{\pi}\right\rangle\int_0^a dz\left\{8m_b\left\langle\bar{d}d\right\rangle+m_s[3z\left\langle s\bar{s}\right\rangle+2\left\langle\bar{u}u\right\rangle(1-4z)]\right\},$$

$$\rho_8(s)=\frac{1}{73728\pi^2}\left\langle\alpha_s\frac{G^2}{\pi}\right\rangle^2\int_0^a z\,dz+\frac{1}{24\pi^2}m_0^2\left\langle s\bar{s}\right\rangle\left\langle\bar{u}u\right\rangle\int_0^a(z-1)dz.$$

Burada $a=1-m^2/s$ ve z Feynman integralinden gelen parametredir.

KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

[1] S.S. Agaev , K. Azizi , **B. Barsbay**, H. Sundu, Resonance X(5568) As An Exotic Axial-Vector State, *Eur. Phys. J.* A, 2017, **53**,1-11.

[2] **B. Barsbay**, Egzotik X(5568) Parçacığının Spektroskopik ve Bozunum Özelliklerinin İncelenmesi, *4. Yüksek Enerji Fiziği Çalıştayı*, İstanbul, Türkiye, 6-7 Mayıs 2017.

ÖZGEÇMİŞ

Birten Barsbay 25.06.1987 yılında Rize'de doğdu. İlköğretim ve lise öğrenimini Artvin'de tamamladı. 2007 yılında Kocaeli Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nü kazandı. 2008 yılında Fizik Bölümü'nde bölüm birincisi oldu ve üniversitenin çift ana-dal programından yararlanarak Matematik Bölümü'ne başladı. 2011 yılında Fizik Bölümü'nü dereceyle bitirip 2012 yılında Matematik Bölümü'nden mezun oldu. Aynı yıl Milli Eğitim Bakanlığı'nda Matematik öğretmeni olarak çalıştı. Eylül 2015'te Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Tezli Yüksek Lisans öğrenimine başladı.