KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK
ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

KRD TOPLAM KURALLARI YÖNTEMİ İLE $\chi_{c1}(1P)$ VE $\chi_{c1}(2P)$ MEZONLARIN KÜTLE VE BOZUNUM SABİTLERİNİN HESAPLANMASI

AYŞE ÇİFTLİ JUMASAHATOV

KOCAELİ 2019

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

KRD TOPLAM KURALLARI YÖNTEMİ İLE $\chi_{c1}(1P)$ VE $\chi_{c1}(2P)$ MEZONLARIN KÜTLE VE BOZUNMA SABİTLERİNİN HESAPLANMASI

AYŞE ÇİFTLİ JUMASAHATOV

Doç.Dr. Jale YILMAZKAYA SÜNGÜ
Danışman, Kocaeli Üniv. .....

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

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

Tezin Savunulduğu Tarih: 06.02.2019

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Bu çalışmada P-dalga taban durumu $\chi_{c1}(1P)$ ve onun birinci uyarılmış durumu $\chi_{c1}(2P)$ mezonlarının kütleleri ve bozunma sabitleri iki-noktalı KRD toplam kuralları yaklaşımında hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar literatürde mevcut olan verilerle karşılaştırılmıştır.

Çalışmamda her zaman bana destek olan ve yapabileceğime inandıran emeklerinden dolayı minnettar olduğum çok değerli danışman hocam Doç. Dr. Jale YILMAZKAYA SÜNGÜ'ye, her zaman desteğini esirgemeyen sayın hocam Prof. Dr. Kazem AZİZİ'ye, saygıdeğer bölüm başkanımız Prof. Dr. Elşen VELİ VELİEV hocama, tezimde her zaman güler yüzlülüğü ile desteğini esirgemeyen sevgili hocam Doç. Dr. Hayriye SUNDU PAMUK'a çok teşekkür ederim.

Daima yanımda olan, beni yalnız bırakmayıp annemin yokluğunu bana hissettirmemeye çalışan canım ablalarım Feyza BEDİR, Zeynep BEDİR'e, her zaman duasında olduğum babam Rahmi ÇİFTLİ'ye, daima daha iyisini yapabileceğime inandıran, maddi-manevi desteğini benden esirgemeyen sevgili eşim Aman JUMASAHATOV'a çok teşekkür ederim.

Ocak – 2019 Ayşe ÇİFTLİ JUMASAHATOV

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. PARÇACIK FİZİĞİ 3
1.1. Standart Model 5
1.2 Kuark Modeli 6
2. KUANTUM RENK DİNAMİĞİ 9
2.1. Kuantum Renk Dinamiği Ayar Dönüşümleri 10
2.1.1. Abelyan global ayar dönüşümleri 10
2.1.2. Abelyan olmayan yerel ayar dönüşümleri 11
2.2. Asimtotik Özgürlük ve Renk Hapsi 12
3. ÇARMONYUM MEZONLAR VE ÖZELLİKLERİ 16
4. KRD TOPLAM KURALLARI YÖNTEMİ 24
4.1. Korelasyon Fonksiyonu 25
4.2. Borel Dönüşümleri 28
5. AĞIR-AĞIR ÇARMONYUM MEZONLARIN KRD TOPLAM KURALLARI YÖNTEMİYLE İNCELENMESİ 29
5.1. $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ Çarmonyum Mezonlarının Kütleleri ve Bozunma Sabitlerinin Hesaplanması 29
5.2. Nümerik Analizler 34
6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER 40
KAYNAKLAR 43
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER 53
ÖZGEÇMİŞ 54

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. J=0 (pseudoskaler) durumundaki mezon dokuzlusu 4
Şekil 1.2. J=3/2 spinli baryonların onlu gösterimi 4
Şekil 2.1. Kuarkları birbirinden ayırmak için kullanılan enerji kuarkların ayrılmasına değil, yeni hadronların oluşumuna sebep olur 13
Şekil 2.2. Mesafeye göre α_s 'nin davranışı 14
Şekil 2.3. Momentuma bağlı olarak α_s 'nin davranışı 14
Şekil 3.1. Kuark seviyesindeki ekzotermik füzyon reaksiyonunun şematik gösterimi 17
Şekil 5.1. $m_{\chi_{c1(1P)}}$ kütlelerinin, M^2 Borel kütle parametresinin s_0 sabit alınarak çizilen grafikleridir 36
Şekil 5.2. $m_{\chi_{c1(2P)}}$ kütlelerinin, M^2 Borel kütle parametresinin s_0 sabit alınarak çizilen grafikleridir 36
Şekil 5.3. $m_{\chi_{c1(1P)}}$ kütlelerinin, s_0 süreklilik eşiğinde M^2 'nin sabit alınarak elde edilmiş grafikleridir 37
Şekil 5.4. $m_{\chi_{c1(2P)}}$ kütlelerinin, s_0 süreklilik eşiğinde M^2 'nin sabit alınarak elde edilmiş grafikleridir 37
Şekil 5.5. $f_{\chi_{c1(1P)}}$ bozunma sabitlerinin, M^2 Borel kütle parametresinin s_0 sabit alınarak çizilen grafikleridir 38
Şekil 5.6. $f_{\chi_{c1(2P)}}$ bozunma sabitlerinin, M^2 Borel kütle parametresinin s_0 sabit alınarak çizilen grafikleridir 38
Şekil 5.7. $f_{\chi_{c1(1P)}}$ bozunma sabitlerinin, s_0 süreklilik eşiğinde M^2 'nin sabit alınarak elde edilmiş grafikleridir 39
Şekil 5.8. $f_{\chi_{c1(2P)}}$ bozunma sabitlerinin, s_0 süreklilik eşiğinde M^2 'nin sabit alınarak elde edilmiş grafikleridir 39

TABLOLAR DİZİNİ

Tablo 1.1. Doğa'daki temel etkileşmeler ve türleri 5
Tablo 1.2. S.M'de kuarklar ve leptonların yalın (bare) kütleleri 6
Tablo 1.3. Kuark-antikuark çiftlerinin kuantum sayılarına bağlı ara kesit akımları 7
Tablo 3.1. Çarmonyumların teorik ve deneysel özellikleri hakkında literatür taraması 21
Tablo 4.1. Boyutlarına göre yerel operatörler 26
Tablo 5.1. Hesaplamalarımızda kullanılan giriş parametreleri 34
Tablo 6.1. $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ 'nin bulduğumuz kütle değerlerinin deneysel ve teorik çalışmalarla karşılaştırılması 40
Tablo 6.2. $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ 'nin bulduğumuz bozunma sabiti değerlerinin teorik çalışmalarla karşılaştırılması. 41

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

J	: Toplam açısal momentum
P	: Parite
S	: Spin
C	: Yük eşleniği
L	: Lagranjiyen yoğunluğu
L_{KRD}	: Kuantum renk dinamiği lagranjiyeni
$\psi(x)$, $\bar{\psi}(x)$	: Kuark, antikuark alanları
A_{μ}^{a}	: Gluon alanı, Yang-Mills alanları
$F_{\mu\nu}^{a}$	: Alan şiddet tensörü
D_{μ}	: Kovaryant türev
$\gamma_{\mu},\gamma_{\nu},\gamma_{5}$	: Dirac matrisleri
δ	: Dirac-delta fonksiyonu
λ^{a}	: 3×3 Gell-Mann renk matrisleri
$\alpha_{e.m}(r)$	: Elektromanyetik etkileşme sabiti
g_s, α_s	: Güçlü etkileşme sabiti
f^{abc}	: Antisimetrik yapı sabiti
n_f	: Kuark çeşni sayısı
λ_{A}^{ij}	: Renk indisleri
Λ_{KRD}	: KRD parametresi
Π	: Korelasyon fonksiyonu
$\|0\rangle$	: Taban durum
$J(x)$	: Parçacıklara karşılık gelen akım
B	: Borel dönüşümü
$C_n(q)$	: Wilson katsayıları
O_n	: Operatör boyutu
I	: Birim operatör
q, q'	: Dört boyutlu momentum
μ,ν	: Lorentz indisleri
T	: Zaman sıralama operatörü
$\varepsilon,\tilde{\varepsilon}$	: Polarizasyon vektörleri
f	: Bozunma sabiti
m	: Kütle
ρ	: Spektral yoğunluk
$\langle\bar{\psi}\psi\rangle$	: Kuark yoğuşması
$\langle G_{\mu\nu}^{a} G^{a\mu\nu}\rangle$	: Gluon yoğuşması
M^2	: Borel kütle parametresi

s_0, s_0^* : Süreklilik eşiği

$G_A^{\mu\nu}$: Gluon alanı

$S_c^{ij}(x)$: Ağır kuark propagatörü

Kısaltmalar

CERN : European Organization for Nuclear Research (Avrupa Parçacık Fiziği Araştırma Merkezi)
KED : Kuantum Elektrodinamiği
KRD : Kuantum Renk Dinamiği
KRDTK : Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları
LHC : Large Hadron Collider (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)
OPE : Operator Product Expansion (Operatör Çarpım Açılımı)
PDG : Particle Data Group (Parçacık Veri Grubu)
SM : Standart Model
SVZ : Shifman, Vainshtein, Zakharov

KRD TOPLAM KURALLARI YÖNTEMİ İLE $\chi_{c1}(1P)$ VE $\chi_{c1}(2P)$ MEZONLARIN KÜTLE VE BOZUNUM SABİTLERİNİN HESAPLANMASI

ÖZET

Hadronların doğasının ve KRD'nin daha iyi anlaşılabilmesi için $c\bar{c}$ mezonlarının incelenmesi oldukça önemlidir. Son yıllarda yapılan deneysel çalışmalarda çok sayıda çarmonyum durumu tespit edilmiştir. Günümüzde hadron spektrumunun tamamlanması için yeni deneylerin (2020 yılında Çin' de CEPC, 2019 yılı GSI' daki Panda deneyi) inşasına devam edilmektedir.

Bu tezde taban durumundaki $\chi_{c1}(1P)$ ve birinci uyarılmış durumu olan $\chi_{c1}(2P)$ mezonlarının hadronik parametreleri incelenmiştir. Hesaplamalarımızda, P-dalga taban durumu $\chi_{c1}(1P)$ ve onun birinci uyarılmış durumu olan $\chi_{c1}(2P)$ mezonuna uygun ara kesit akımı kullanılarak ve sekiz boyuta kadar pertürbatif olmayan yoğuşma katkıları gözönüne alınarak iki nokta korelasyon fonksiyonu hesaplanmıştır. Korelasyon fonksiyonu hem operatör çarpım açılımı kullanılarak kuark ve gluon parametreleri cinsinden, hem de hadronik parametreler cinsinden hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar literatürde var olan modellerle ve deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

Literatürde X(3872) mezonunun, $\chi_{c1}(1P)$ çarmonyumunun birinci uyarılmış durumu olabileceğine dair çalışmalar mevcuttur. KRD toplam kuralları yöntemi kullanarak yaptığımız hesaplamalar sonucunda $\chi_{c1}(2P)$ 'nin kütle değerinin, X(3940) parçacığının kütle değerine yakın olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Bu durumun netleşebilmesi için $\chi_{c1}(1P)$ mezonunun birinci uyarılmış durumunun hassas deneyler yapılarak tespit edilmesi gerekir. Bu çalışmada elde edilen nümerik sonuçlar gelecekte yapılacak olan deneylere ve teorik çalışmalara da ışık tutabilir.

Anahtar Kelimeler: Çarmonyum Durumları, Hadronik Parametreler, KRD Toplam Kuralları.

INVESTIGATION OF $\chi_{c1}(1P)$ AND $\chi_{c1}(2P)$ MESONS VIA QCD SUM RULES METHOD

ABSTRACT

To better understand the nature of the hadrons and QCD, it is important to examine the $c\bar{c}$ mesons. In the experimental studies done in recently, a large number of charmonium states have been identified. Today, new experimental set ups for the completion of the hadron spectrum will be constructed (CEPC in China in 2020, Panda in GSI in 2019).

In this thesis, the hadronic parameters of $\chi_{c1}(1P)$ and its first excited state of $\chi_{c1}(2P)$ are investigated. In our calculation, two-point correlation function is calculated by using the appropriate interpolating currents for P-wave ground state $\chi_{c1}(1P)$ particle and its first excited state $\chi_{c1}(2P)$ in the framework of the QCD sum rule method taking into account the quark, gluon and mixed condensates up to dimension eight. Correlation function is computed both in terms of quark, gluon parameters by using operator product expansion and hadronic parameters and our obtained numerical results are compared with existing theoretical and experimenral predictions in the literature.

There are studies in the literature that X(3872) meson may be the first excited state of charmonium $\chi_{c1}(1P)$. As result of our calculations using QCD sum rule method, the mass value of $\chi_{c1}(2P)$ is close to the mass value of X(3940). In order to clarify this situation, the first excited state of $\chi_{c1}(1P)$ meson should be determined precisely in experiments. So, our findings can be verified with the next generation experiments in the near future.

Keywords: Charmonium States, Hadronic Parameters, QCD Sum Rules.

GİRİŞ

Yüksek enerji fiziğinin amacı sadece parçacıkların içyapılarını belirlemek değil aynı zamanda bunların etkileşmelerini anlamak ve doğa yasalarını, bugün gördüğümüz evrenin nasıl oluştuğunu açıklamaktır. Şu anki bilgimiz dahilinde doğadaki en temel parçacıklar kuarklar, leptonlar ve ayar bozonlarıdır ve bu parçacıklar arasında dört tip temel etkileşme mevcuttur. Yüksek enerji fizikçileri hadronları, teorik ve deneysel olarak inceleyerek elde ettikleri etkileşme ve spektroskopik özelliklerinden yararlanarak onlar hakkında temel bilgilere ulaşmayı hedeflemektedirler. Son yıllarda hadronların özelliklerinin incelenmesi ile ilgili çok sayıda deneyler yapılmakta (BABAR, CLEO, Belle, BESII-III, DELPHI, CDF, LHCb, RHIC, CBM v.b) ve günümüzde de yeni deneylerin inşasına (2020 yılında Çin'de CEPC, 2019 yılı GSI'daki Panda deneyi ve 2018'de CERN'de FCC deneyi) devam edilmektedir [1]. Bu çalışmalar hala tam olarak açıklanamayan evrendeki madde-antimadde asimetrisi, karadelikler, nötron yıldızları ve evrenin büyük ölçekli yapısının anlaşılması bakımından da oldukça önemlidir.

Ağır mezon sistemlerinin incelenmesi, güçlü etkileşmenin teorisi olan Kuantum Renk Dinamiği (KRD)'nde hadron dinamiklerinin daha iyi anlaşılması bakımından oldukça gereklidir [2]. KRD, güçlü etkileşmeleri basit ve formülasyonu elegan bir teori olarak tanımlayabilmesine rağmen, KRD lagranjiyeninden analitik olarak hadron spektrumunu elde etmek mümkün değildir. Yüksek enerji bölgesinde (veya kısa mesafelerde) güçlü etkileşim sabitinin değeri küçük olduğundan, pertürbasyon teorisinde etkileşme sabitinin kuvvetlerine göre güvenilir bir şekilde seri açılımı kullanılarak hesap yapılabilir. Fakat düşük enerji bölgesinde (veya uzak mesafelerde) etkileşme sabiti büyük olduğundan, KRD lagranjiyeni kullanılarak parçacıkların özelliklerini incelemek mümkün değildir. Bu enerji bölgesinde etkileşme sabitine göre seri açılımındaki terimler gittikçe daha büyük değerlere sahip olduğundan pertürbatif olmayan yeni yöntemlerin kullanılmasına ihtiyaç duyulmuştur [3, 4]. KRD toplam kuralları (KRDTK) yöntemi [5-7], kuark ve gluon yoğuşmalarıyla orantılı pertürbatif olmayan bölgelerde bozunma sabiti, kütle, etkileşme sabiti ve form faktör gibi hadronik parametreleri hesaplayan bir metottur. Kuark Model, Regge Yörüngeleri, Rölativistik Olmayan Potansiyel Model, Örgü Teori, Kiral Pertürbasyon Teorisi pertürbatif

olmayan yaklaşımlardan bazılarıdır.

Bu tez çalışmasında, KRDTK yöntemi kullanılarak $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ çarmonyum mezonların özellikleri teorik olarak incelenmiştir. $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ mezonu $c\bar{c}$ kuark içeriğine sahiptir. Kuarklar arasındaki güçlü etkileşmeleri incelemek için mezonlar, baryonlara göre çok daha basit sistemlerdir. $c\bar{c}$ mezonların kütle ve bozunma sabitleri düşük enerjili KRD hakkında bilgi veren temel parametrelerdir. Ayrıca, çarmonyumlar pozitronyuma benzeyen, fakat göreli olmayan bir bağlı durum oluşturabilen parçacık sistemleridir. J/ψ'ye ilavaten, X(3872), $h_c(1P)$, $\chi_{c1}(1P)$, $\chi_{c1}(2P)$, $\chi_{c0}(2P)$, X(4140), X(4700) vb. çarmonyum durumları da mevcuttur [1]. Güçlü etkileşmenin dinamiklerini daha iyi anlayabilmek için, çarmonyumların bozunumlarının incelenmesiyle ilgili çok sayıda teorik ve deneysel çalışmalar literatürde mevcuttur. Örneğin, Belle deneyinde $\eta_c(1S)$, $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c2}(2P)$ durumlarının dallanma oranı, bozunum modları, kütleleri ve bozunum genişlikleri tespit edilmiş [8-10] fakat bazı teorik olarak öngörülen çarmonyumların uyarılmış durumları ise henüz deneylerde gözlenmemiştir. PDG'ye bakıldığında pek çok $c\bar{c}$ sistemlerinin uyarılmış durumlarının henüz deneylerde dedekte edilemediği görülür [10,12]. Bu çalışmada, $\chi_{c1}(1P)$ mezonunun birinci uyarılmış durumu adayı $\chi_{c1}(2P)$ incelenmiştir. Son zamanlarda $c\bar{c}$ sistemlerle ilgili yapılan çalışmalarda X(3872) çarmonyum durumunun $\chi_{c1}(1P)$'nin uyarılmış durumuna karşılık gelebileceği öngörülmektedir [11]. Ayrıca hesaplamalar sonucunda elde edilen $\chi_{c1}(2P)$'nin kütle değeri, X(3940) parçacığının kütle değerine oldukça yakın olduğu tespit edilmiştir.

İlk olarak Bölüm 1'de hesaplamalarımızda kullandığımız kuramsal temelden bahsedilmiştir. Ayrıca Tablo 3. 1'de literatürde var olan tüm çarmonyumlarla ilgili deneysel ve teorik bilgiler verilmiştir. Tezin devamında, evreni oluşturan temel parçacıklar, etkileşimleri ve KRD'nin temel özelliklerinden bahsedilmiştir. Bölüm 2'de hesaplamalarımızda kullandığımız KRDTK yöntemi kısaca açıklanmıştır. Bölüm 3'de $\chi_{c1}(1P)$ ağır-ağır çarmonyum mezonu ve onun birinci uyarılmış durumu olan $\chi_{c1}(2P)$'nin kütle ve bozunma sabiti iki-noktalı KRDTK yöntemi ile hesaplanmıştır. Bu mezon ve birinci uyarılmış durumu içinde aynı kuantum sayısı, $I(J^P)=0(1^{++})$ kullanılmıştır [1].

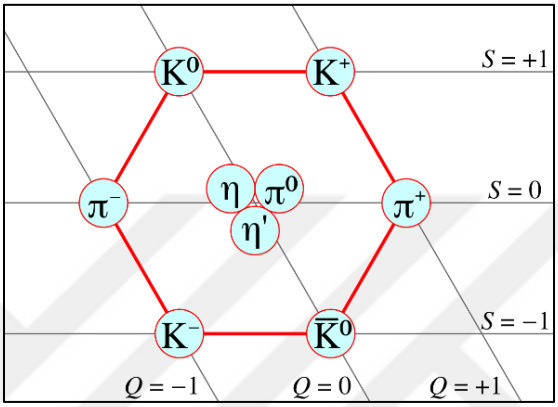
1. PARÇACIK FİZİĞİ

Milattan önce 440'larda, ilk olarak Democritus evrendeki bütün maddelerin atom diye adlandırdığı görünmeyen bir madde ile dolu olduğunu öne düşünmüştür. Bütün maddelerin bölünemez anlamına gelen atomlardan oluştuğunu sürmüştür. Bölünemez ve maddenin en küçük yapıtaşı anlamına gelen atom fikrinin bilimsel bir temeli ancak 1802'de Dalton atom modeli ile oluşturulmuştur. 1820'lerde ise, doğada farklı gibi görünen elektrik ve manyetik kuvvetlerin aslında tek bir kuvvetin farklı görünümleri olduğu fark edilmiştir. 1897 yılında ise Joseph Thompson elektronu keşfetti ve bizi atom altı parçacıkların dünyasına davet etti.

1900'lü yılların başlarında Ernest Rutherford, günümüzde parçacık fiziğinde kullanılan hızlandırıcıların temelini oluşturan bir çalışmaya öncülük etti. Rutherford alfa parçacıklarını altın atomları üzerine bombardıman edip saçılan parçacıkları inceleyerek atomun içinde yer alan çekirdeğin varlığını öngördü. Rutherford'un 1911'deki bu keşfi, atom altı ölçeklerde fizik yasalarını yönetecek olan kuantum teorisinin ortaya çıkmasına neden olmuştur. 1930 yılında ise Pauli beta bozunumunda ortaya çıkan elektronların enerji dağılımı nötrinoların varlığı ile açıklamıştır. 1930'larda parçacık fiziğinin standart modeli sadece üç temel parçacıktan oluşmaktaydı: proton, elektron ve foton. O yıl Max Born, "Artık fizikte keşfedilecek bir şey kalmadı" diye bir iddiada bulunmuştu. Ancak 1932'de Chadwick tarafından elektrik yükü nötr olan ve protonun kütlesinden yaklaşık 1 MeV daha ağır olan nötron keşfedilmiştir [13].

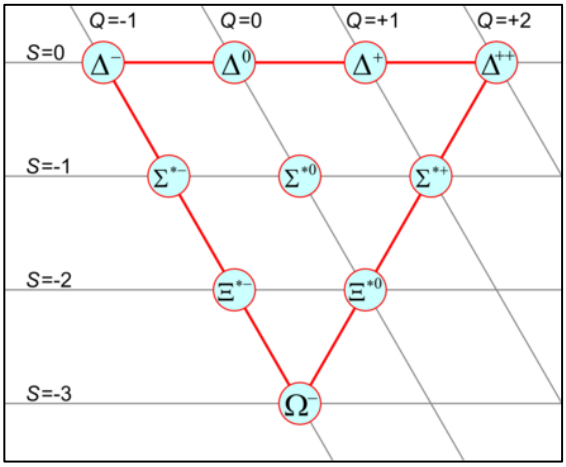
1935 yılında Japon fizikçi Hideki Yukawa, nötronlar ve protonlar arasındaki etkileşmenin kısa-menzilli olup, bu etkileşmeyi sağlayan ara parçacıkların kütlesinin elektronun 200 katı, elektrik yükünün $\pm$e ve tamsayılı spine sahip olduğunu öne sürdü. Homi Bhabha iki proton arasındaki etkileşimi açıklamak için yüksüz benzer bir parçacık öngördü [14]. Nükleonlar arasındaki güçlü etkileşmeyi sağladığı önsürülen bu yeni parçacık, orta kütleli anlamına gelen "mezon" olarak adlandırılmıştır. Müon (μ) adı verilen bu parçacık 1937'de J.C.Street ve E.C.Stevenson tarafından bulut odası ile yapılan deneyler sonucunda keşfedildi. 1947'de ise kozmik ışınlarla yapılan araştırmalar sonucunda, Cecil Powell ve Giuseppe Occhialini [15] tarafından pion keşfedilmiştir. Eşzamanlı olarak Cesar Lattes güçlü etkileşime girmeyen, daha önce keşfedilmiş "müon (μ)" parçacığından farklı bir mezon keşfettiler ve

bu parçacığa “pion (π)” adı verildi [16]. Bu parçacığın keşfini, proton kütlesinden büyük kütleye ve yarım tamsayılı spine sahip baryonlar ve tamsayılı spine sahip mezonlar takip etmiştir. 1961’de Murray Gell-Mann ve Ne’emann tarafından oluşturulan, belirli simetrilere dayanan "Sekiz-Katlı Yol" şemasıyla birçok yeni parçacık keşfedilmiştir [17]. Bu modelde baryonlar ve mezonlar, acayiplik ve yük sayısına göre simetrik geometrik şekiller üzerinde sınıflandırılır. En hafif mezon dokuzlusu (nonet) merkezinde üç tane parçacık olacak şekilde altıgen bir yapı oluşturur:



Şekil 1.1. J=0 (pseudoskaler) durumundaki mezon dokuzlusu [18]

Köşegen çizgiler elektrik yükü (Q) ve yatay çizgiler acayipliği (S) temsil eder. 1961’den sonra, acayip kuark içeren mezonlar ve baryonlar için acayiplik kuantum sayısı S=1 kabul edilmiştir. Ayrıca, yeni bir kuantum sayısı olan hiperyük tanımı yapılmıştır ve “Y” ile gösterilerek Y=B+S (B baryon sayısı) eşitliği yazılmıştır. Gell-Mann bu yapıda olan parçacıkları onlulara (decuplet) yerleştirdi.



Şekil 1.2. J=3/2 spinli baryonların onlu gösterimi [20]

Fakat o zamanlarda yükü -1 ve acayipliği -3 olan parçacık bilinmiyordu ve daha sonra yapılan deneysel çalışmalarda 1964'de Ω^- baryon keşfedildi [19]. Bu dönemde yeni keşfedilen hadronlar Sekiz-katlı Yol şemasıyla süperçoklular da yerlerini aldılar. Baryon sekizlisi (octet), onlusu ve bunların karşıtı olan antibaryon sekizlisi ve onlusu da bulunmaktadır. Bunun yanında, antimezonlara karşılık gelen süperçoklularda, çapraz köşegenlerde parçacıkların antiparçacıkları bulunmaktadır. Şekil 1.1'deki gibi π^+ parçacığının antisi π^-, K^+ 'nınkisi ise anti K^-'dir [19].

1.1. Standart Model

Temel parçacıkların modern kuramı olan Standart Model (SM), temel parçacıkları ve onların birbirleriyle olan etkileşimlerini tanımlar. SM, temel parçacıkların özelliklerini deneylerle uyumlu bir şekilde tespit etmiş ve ayrıca, çok önemli öngörülerde bulunan oldukça başarılı bir modeldir. Matematiksel olarak, $\mathrm{SU}(3)_C \times \mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ üniter grup simetrisine sahip bir kuantum alan teorisidir.

SM parçacıkları spinlerine göre iki sınıfa ayırır: fermiyonlar yarım tamsayılı spine ve bozonlar tamsayılı spine sahiptir. Fermiyonlar, Pauli dışarlama ilkesine uyarlar ve spini 1/2 olan ara bozonlar aracılığıyla etkileşirler. Bu bozonlar: foton (γ) elektromanyetik kuvvetin, gluon (g) güçlü etkileşimin, $W^{\pm}$ ve Z^0 bozonları zayıf etkileşimin ve graviton kütleçekim etkileşmesinin aracı bozonlarıdır [21].

Tablo 1.1. Doğa'daki temel etkileşmeler ve türleri [22]

Etkileşme	**Aracı Bozon**	**Teori Adı**	**Göreli Şiddeti**	**Menzil (m)**
Güçlü	Gluon	Kuantum Renk Dinamiği	10	10^{-15}
Elektromanyetik	Foton	Kuantum Elektrodinamiği	10^{-2}	∞
Zayıf	$W^{\pm}$ ve Z^0 bozonları	Elektrozayıf Teori	10^{-3}	10^{-18}
Kütleçekim	Graviton	Genel Görelilik	10^{-42}	∞

SM fermiyonları, kuarklar ve leptonlar olmak üzere ikiye ayırır. Yukarı, aşağı, garip, tılsımlı, alt, üst olmak üzere altı çeşit kuark ve üçü elektrik yükü negatif olan elektron, müon ve tau altı çeşit lepton ve bunlara eşlik eden üç yüksüz nötrino mevcuttur. Fermiyonlar, kütle ve elektrik yüklerine göre Tablo 1.2'de gösterildiği gibi üç aile şeklinde sınıflandırılabilir. Altı

kuarkın, kütleleri birbirinden büyük ölçüde farklılık gösterir. Kuarkların kütleleri Tablo 1.2'deki gibi listelenmiştir [1] ve 1.aileden 3.aileye doğru gittikçe kuark kütlelerindeki artış dikkat çekmektedir.

Tablo 1.2. S.M'de kuarklar ve leptonların yalın (bare) kütleleri [PDG][1]

	Elektrik Yükü	**1. Aile**	**2. Aile**	**3. Aile**
Kuarklar	+2/3 e	Yukarı (u) $m_u = 2,2^{+0,5}_{-0,4}$ MeV	Tılsımlı (c) $m_c = 1,275^{+0,025}_{-0,035}$ GeV	Üst (t) $m_t = 173,0 \pm 0,4$ GeV
	-1/3 e	Aşağı (d) $m_d = 4,7^{+0,5}_{-0,3}$ MeV	Acayip (s) $m_s = 95^{+9}_{-3}$ MeV	Alt (b) $m_b = 4,18^{+0,04}_{-0,03}$ GeV
Leptonlar	-1 e	Elektron (e^-) m_e =0,511 MeV	Müon (μ^-) m_μ=105,658 MeV	Tau (τ^-) $m_\tau = 1776,86 \pm 0,12$ MeV
	0	Elektron Nötrinosu (ν_e) $m_{\nu_e} < 2$ eV	Müon Nötrinosu (ν_μ) $m_{\nu_\mu} < 0,19$ MeV	Tau Nötrinosu (ν_τ) $m_{\nu_\tau} < 18,2$ MeV

Özellikle, üst kuarkın kütlesi diğer kuarkların kütlelerinden oldukça büyüktür. Bunun neden böyle olduğuna dair net bir açıklama henüz yoktur ve bu konu ile ilgili araştırmalar, kuark kütlelerinin kökeni hakkında yeni bakış açıları ortaya çıkarabilir. Ayrıca her parçacık için, zıt elektrik yüküne sahip bir antiparçacık vardır. Elektrik yükü olmayan fotonlar, gluonlar ve Z^0 bozonunun ise antisi yine kendisidir. Nötrinoların bu davranışı gösterip göstermediği ucu açık bir sorudur.

SM elektromanyetik, zayıf ve güçlü etkileşmelerin bir araya getirildiği bir teoridir. Yani, kütleçekimi etkileşmesi SM'e dahil değildir. Bunun iki nedeni vardır. Birincisi, diğer üç kuvvete göre daha zayıftır ve bu nedenle temel parçacık fiziği süreçlerindeki hesaplamalarda gözardı edilebilir. İkinci neden ise, renormalize edilebilir kuantumlu kütleçekimi teorisinin olmamasıdır [21].

1.2 Kuark Modeli

Kuark Modeli, yukarıda belirtilen tüm keşiflere, özellikle de Sekiz-katlı Yol'a ve bazı yeni gelişmelere dayanır. Mezonların ve baryonların en eksiksiz sınıflandırma şemasını sunar. Genel olarak, güçlü etkileşime giren bütün parçacıkları ve durumlarını başarılı bir şekilde tanımlamıştır. Kuark Modelinde bir mezon, bir kuark-antikuark $q\bar{q}$ çiftinden oluşurken, bir

baryon ise üç kuark (qqq) ya da üç-antikuarktan ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) oluşur. Kuark Model'inde başka farklı bileşenler içeren hadronların varolabileceği gözönüne alınmamıştır. Bu model "Bileşen (Constituent) Kuark Model" olarak bilinir, çünkü kuarklar deneylerde tek başına yani izole olarak gözlenememişlerdir ve kütleleri hadron kütleleri ile tahmin edilir [23]. SM teorik ve deneysel çalışmalar yardımıyla altı çeşit kuark olduğunu öngörmüştür ve bunlar Tablo 1.2'de belirtilmiştir.

Kuark Modelinde gözönüne alınan simetriler SU(3) veya SU(4) çeşni grupları ve SU(2) spin grubudur. Elektrik yükü C, paritesi G ile gösterilir. Çeşni grubu simetrisi kuark kütleleri arasındaki farklılıktan dolayı tam bir simetriye sahip değildir. SU(3) simetrisi hafif kuarkları (q=u,d,s) açıklamada oldukça başarılıyken, SU(4) simetrisi c ağır kuarkın kütlesinin değerinin büyük olmasından dolayı simetri kırılmasına uğrar.

Ayna simetrisi olarak da bilinen parite, $P=(-1)^{L+1}$'dir. L yörüngesel açısal momentum ve S spin olarak tanımlanır. Burada, fermiyon-antifermiyon ($q\bar{q}$) çiftinde içsel parite -1'dir. Yük eşleniği, yükün işaret değiştirmesi anlamına gelir ve $C=(-1)^{L+S}$ şeklinde ifade edilir. Ayrıca yük eşlenik operatörü sadece kendisinin antiparçacığı olan parçacıklara uygulanabilen bir operatördür. Diğer deyişle, C parite sadece nötr sistemlere uygulanır. Ancak güçlü etkileşme elektrik yükünü görmez, örneğin pion üçlüsü arasında ayrım yapamaz. C paritenin tüm durumlara uygulanabilmesi için daha genel bir parite kavramı öne sürülmüştür ve $G=(-1)^{I}C$ şeklinde tanımlıdır. Burada I izospin simetrisidir ve izospin uzayında ikinci eksenin 180°'lik dönmesi sonucunda I_3'den $-I_3$'e gelir. Güçlü etkileşmelerde parite, C-parite, G-parite, izospin ve toplam açısal momentum korunur. Tablo 1.3'de mezonlarının en düşük açısal uyarılmış durumları (L=2,3 vb.) listelenmiştir. Buradaki tüm dokuzlu yapılar ortagonaldir (diktir) [19]. Tablo 1.3'de parçacıklar kuantum sayılarına göre sınıflandırılmıştır.

Tablo 1.3. Kuark-antikuark çiftlerinin kuantum sayılarına bağlı ara kesit akımları (Not: ψ_i ve ψ_j kuark-antikuark alanları, γ^{μ}, γ_5 Dirac matrisleridir [5])

Parçacık Tipleri	$\mathbf{J^{PC}}$	**L**	**S**	$^{2S+1}\mathbf{L_J}$	**Akım**
Skaler Mezon	0^{++}	1	1	$^{3}\mathbf{P_0}$	$J_S = \bar{\psi}_i \psi_j$

Tablo 1.3.(Devam) Kuark-antikuark çiftlerinin kuantum sayılarına bağlı ara kesit akımları (Not: ψ_i ve ψ_j kuark-antikuark alanları, γ^μ, γ_5 Dirac matrisleridir [5])

Pseudoskaler Mezon	0^{-+}	0	0	$^1S_0$	$J_P = \bar{\psi}_i \gamma_5 \psi_j$
Vektör Mezon	1^{--}	0,2	1	$^3S_0, ^3D_1$	$J_V = \bar{\psi}_i \gamma_\mu \psi_j$
Pseudovektör Mezon	1^{+-}	1	0	$^1P_1$	$J_A = \bar{\psi}_i \partial_\mu \gamma_5 \psi_j$
Aksiyel Vektör Mezon	1^{++}	1	1	$^3P_1$	$J_A = \bar{\psi}_i \gamma_\mu \gamma_5 \psi_j$
Tensör Mezon	2^{++}	1,3	1	$^3P_2, ^3F_2$	$J_T = i\bar{\psi}_i(\gamma_\mu \partial_\nu + \gamma_\nu \partial_\mu + \frac{2}{3}\eta_{\mu\nu}\gamma_\mu \partial_\mu)\psi_j$
Pseudotensör Mezon	2^{-+}	2	0	$^1D_2$	$J_p = i\bar{\psi}_i(\gamma_\mu\gamma_5 \partial_\nu + \gamma_5\gamma_\nu \partial_\mu + \frac{2}{3}\eta_{\mu\nu}\gamma_5\gamma_\mu \partial_\mu)\psi_j$

2. KUANTUM RENK DİNAMİĞİ

Baryonlar ve mezonların dinamiklerini kuarklar ve gluonların arasındaki etkileşimleri tanımlayan teori, Kuantum Renk Dinamiği (KRD)'dir [2]. KRD'nin temel simetrisi, yerel $SU(3)_C$ renk simetrisidir. Kuarklar renkli parçacıklardır: $q \in 3_c$ burada q kuarkları ve c kuarkların kırmızı (k), yeşil (y) ve mavi (m) olmak üzere üç rengini temsil etmektedir. $SU(3)_C$ simetrisinin abelyan olmayan doğasının bir sonucu olarak KRD'nin ayar alanı olan gluonlar da renk yüküne sahiptirler. Bu yüzden kuarklar gluonlar aracılığıyla birbirleri ile etkileşirler [24]. Bu etkileşimin dinamikleri Bölüm 2.2'de asimtotik özgürlük ve renk hapsi bağlamında KRD lagranjiyeni tarafı ile açıklanmıştır. KRD lagranjiyeni Kuantum Elektrodinamiği (KED) teorisine benzetilerek, güçlü etkileşmeye giren temel parçacıkları karakterize eden renk yükünü işaret eder [22]. Kütleli ve spini 1/2 olan kuarklar ile kütlesiz ve spini 1 olan gluonlar arasındaki etkileşmeyi tanımlamak için yazılan KRD lagranjiyeni aşağıdaki şekildedir [25]:

$$L_{KRD} = \sum_k \overline{\Psi}_k \left(i\gamma_\mu D_\mu - m_k \right) \Psi_k - \frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} F^{a\mu\nu}. \tag{2.1}$$

Burada $\overline{\Psi}_k$ kuark alanlarını, $k=u,d,s,c,b,t$ kuark çeşnisi ve m_k kuark kütlesi, μ ve ν ise Lorentz indislerini göstermektedir. Lagranjiyendeki $-\frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} F^{a\mu\nu}$ terimi ayar alanlarını içeren kinetik terimdir. Ayar alanları alan şiddet tensörü $F^a_{\mu\nu}$ ile tanımlanır:

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\mu - \partial_\nu A^a_\mu - g_s f^{abc} A^b_\mu A^c_\nu, \tag{2.2}$$

burada f^{abc}, $SU(3)_C$ renk grubunun antisimetrik yapı sabitidir. a, b, c renk indisleri olmak üzere, A^a_μ spini 1 olan kütlesiz gluon alanı, g_s güçlü etkileşme sabitini temsil eder ve $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4}$'e eşittir. Denklem (2.2)'deki son terim gluon-gluon etkileşimini temsil eder.

Burada, D_μ kovaryant türevdir:

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^a \frac{\lambda^a}{2}. \tag{2.3}$$

$SU(3)_c$ dönüşümünün grup üreticileri olan Gell-Mann matrisleri aşağıdaki şekilde tanımlıdır:

$$\left[\lambda^a, \lambda^b\right] = if^{abc}\lambda^c, \tag{2.4}$$

ve bu matrisler aşağıdaki özelliklere sahiptirler [25]:

$$Tr\left(\lambda^a\right) = 0, \quad Tr\left(\lambda^a\lambda^b\right) = 2\delta_{ab}. \tag{2.5}$$

2.1. Kuantum Renk Dinamiği Ayar Dönüşümleri

Doğadaki her simetriye bir korunum yasasının eşlik ettiğini doğrulayan Noether Teoremine göre, hareket denklemleri bazı dönüşümler altında invaryant (değişmeden) kalır. Boş uzay-zamanda bazı parametreler (yük, akım vb.) belli faz dönüşümleri altında invaryantsa, denklemler global simetriye sahiptir. Fakat uzay-zamanda bu parametreler bağımsız bir şekilde değişiyor ve teoride simetri kırınımı yaşanmıyorsa bu teori yerel simetriye sahiptir. Bunun yanında, global abelyan teoriyi bir parametre yardımıyla yerel abelyan olmayan yapmak ve teorinin de invaryant kalabilmesi için, bir ayar alanı yani etkileşme terimi ilave edilir. Böylece ayar terimi, global abelyan olmayan simetriyi yerel abelyan olmayan simetriye dönüştürür. 1919 yılında Weyl tarafından, Maxwell denklemlerinin U(1) simetri grubunun (buradaki bir sayısı etkileşmenin ara bozonu fotonu temsil eder.) global ayar dönüşümleri altında invaryantlığı gösterilmiştir. 1954'de Yang ve Mills tarafından elektrozayıf etkileşmelerin SU(2) (buradaki iki sayısı zayıf etkileşmelerdeki aracı bozonlar $W^\pm$ ve Z^0 temsil eder.) yerel ayar dönüşümleri altında invaryant olduğunu göstermişlerdir [26].

2.1.1. Abelyan global ayar dönüşümleri

Abelyan grup U'nun matris gösterimi, U(1) üreticisinin $e^{-iq_j\theta}$ şeklindeki faz dönüşümüne ayar dönüşümü denir ve buradaki q_j elektronun birim yükü, θ matris grup üreticisi uzay-zamana yani x'e bağlı değildir diğer bir deyişle global ayar dönüşümüdür, x'e bağlı olduğu dönüşüm ise bize yerel ayar dönüşümünü verir.

$\Phi(x)$ skaler alanının faz dönüşümü altında KRD lagranjiyen invaryanttır:

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi'(x)=e^{-i\theta}\Phi(x)\,, \tag{2.6}$$

burada θ, U(1) grubunun keyfi reel sayısıdır. Bu faz dönüşümüne ise "global ayar dönüşümü" denir. U(1) grubu global ayar dönüşümü altında lagranjiyen invaryant kalmıştır ve sonuç olarak elektrik yükünün korunmasıyla Yük Korunumu ya da Süreklilik Denklemi elde edilir. $U_Y(1)\times SU_L(2)$ grubu global ayar dönüşümü altında lagranjiyen invaryanttır, böylece hiperyük ve zayıf izospin korunur [25].

2.1.2. Abelyan olmayan yerel ayar dönüşümleri

1954'te Yang ve Mills yerel simetrileri abelyan olmayan teorilere genişlettiler. Bu bölümde KRD lagranj fonksiyonunun yerel ayar dönüşümleri altında invaryantlığı incelenecektir. Abelyan olmayan durumda SU(3) grubunun üreteçleri uzay-zaman koordinatlarına bağlıdır. Lagranjiyen aşağıdaki $\Phi(x)$ skaler alanı faz dönüşümü altında invaryant kalır:

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi(x) = e^{-i\theta(x)}\Phi(x), \tag{2.7}$$

burada $\theta(x)$ matrisi uzay-zaman grup üreticisidir. Uzay-zamanın farklı noktalarındaki ayar dönüşümleri birbirinden bağımsızdır. Global ayar dönüşümü altında $\partial^\mu\Phi(x), \Phi(x)$ dönüşümü altında invaryant kalırken, yerel ayar dönüşümü sonucunda ise ek bir terim ortaya çıkar:

$$\partial_\mu\Phi \rightarrow U(\theta)\partial^\mu\Phi(x) + \Phi(x)\partial^\mu U(\theta) \tag{2.8}$$

(2.1) Lagranj Denkleminde (2.9) yerel ayar dönüşümünü yaptığımızda invaryant kalmamaktadır. Bu nedenle aşağıdaki şekilde yeni bir vektör alanı tanımlanır:

$$A^\mu(x) \rightarrow A^\mu(x) + \frac{1}{g}\partial^\mu\theta(x)\,, \tag{2.9}$$

ve kovaryant türev tanımlanır:

$$D^\mu(x)=[\partial^\mu - igA^\mu(x)]\Phi(x). \tag{2.10}$$

Böylece lagranjiyen yerel ayar dönüşümleri altında değişmez kalır [25].

2.2. Asimtotik Özgürlük ve Renk Hapsi

KRD'de, kısa mesafelerde (veya büyük momentumlarda) asimtotik özgürlük özelliğinden dolayı çiftlenim sabiti α çok küçük olduğundan pertürbatif açılım yapmak mümkündür ve bu bölgede pertürbasyon teorisi güvenli bir şekilde kullanılabilir. Ancak büyük mesafelerde (veya küçük momentumlarda) kuark-gluon etkileşmeleri kuvvetli olduğundan ($\alpha_s \sim 1$) pertürbatif olmayan etkiler baskındır. Bu nedenle hadron parametrelerinin hesabı, pertürbatif olmayan yöntemlerin kullanılmasını gerektirmektedir.

KRD toplam kuralları, Örgü KRD Teorisi, Torba Modeli, Efektif Lagranj Yöntemi, Potansiyel Model, Fenomenolojik Kuark Modeli, Ağır Kuark Efektif Teorisi, Kiral Pertürbasyon Teorisi, Nambu-Jona-Lasinio (NJL) modeli bu pertürbatif olmayan yöntemlerden bazılarıdır. Şimdi KRD'nin iki temel özelliğini açıklayalım.

KRD'nin en önemli özelliği olan asimtotik özgürlük ilk olarak, 1973 yılında Gross, Wilczek ve Politzer tarafından öne sürülmüştür ve 2004 yılında Nobel Fizik Ödülü'ne layık görülmüştür [27, 28]. Kuarklar kısa mesafelerde veya yüksek enerjilerde (protonun durgun kütlesi ile kıyaslandığında) serbestçe hareket ederler. Bunun anlamı, yüksek enerjilerde (yüksek momentumlarda ya da kısa mesafelerde) kuarklar arasındaki etkileşme sabiti oldukça küçüktür. Bu öngörü leptonların nükleonlarla derin elastik olmayan saçılma deneyleri sonucunda doğrulanmıştır [29].

KRD, Kuantum Elektrodinamiğinden (KED) esinlenerek oluşturulmuş bir teoridir. KED'de elektrik yükleri, KRD'de ise renk yükleri vardır. Bu yüzden, elektromanyetik kuvveti anlamak için iki elektrik yüklü parçacık arasındaki elektromanyetik etkileşmey güçlü etkileşmeyi kavramak için ise iki renk yüklü parçacık arasındaki güçlü etkileşmeyi tam anlamıyla bilmeliyiz.

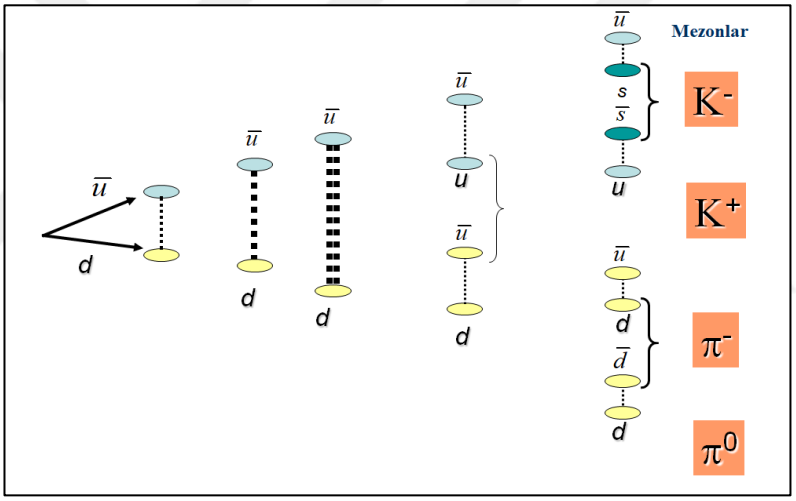
Kuantum alan teorisinde, vakum bir sistemin en düşük enerji halidir. KED'de vakum boş değildir, negatif elektron enerjisiyle doludur. Vakumda hareket eden bir foton sanal elektron ve pozitron çiftleri yaratır. Bu durumda elektron, negatif enerjiden pozitif enerji durumuna geçer ve negatif enerji sürekliliğinde bir boşluk oluşur. Bu süreç vakum dalgalanması olarak bilinir. Vakumdaki iki elektron arasındaki etkileşim kuvveti:

$$F = \frac{e_{ff}^2}{4\pi r^2} = \frac{\alpha_{e.m}(r)}{r^2} \tag{2.11}$$

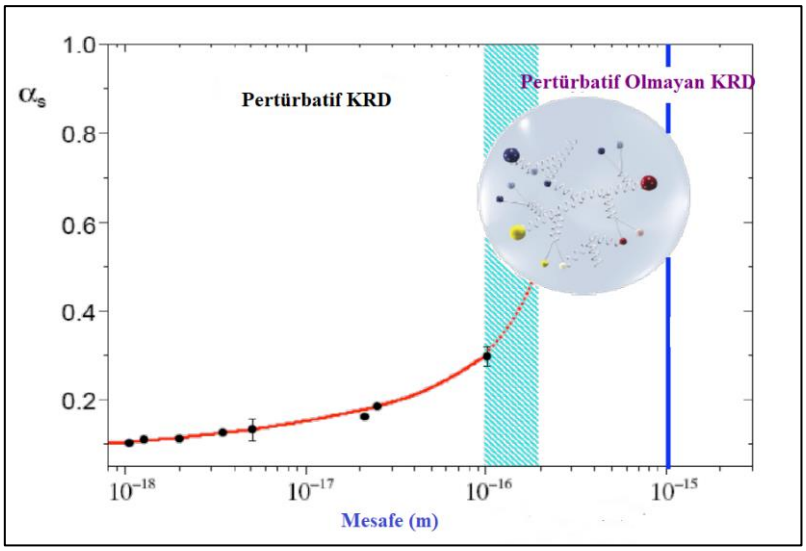
dir. $\alpha_{e.m}(r)$ etkileşme sabiti, r mesafesine veya transfer momentum $q \sim (1/r)$'ye bağlıdır. Düşük enerjilerde (~1 MeV) etkileşme sabiti $\alpha_{e.m}(r) \sim 1/137$ değerindedir [30].

Elektromanyetik etkileşmenin tam tersine düşük enerjilerde, kuarklar arasında etkileşmenin çiftlenim sabiti büyüktür. Bu olay, renk yüklü parçacıkların renklerini nötralize etmesiyle gerçekleşir. Kuarklar arasındaki mesafe arttıkça daha çok gluon kuarkları saracağından etkileşme sabiti de artar. Böylece kuarkların etkin (e_{ff}^2) renk yükleri de büyür. Bu durum kuarkların ve gluonların mezon veya baryonların içinde ebediyen hapsolmasına sebep olur.

Sonuç olarak, serbest bir kuarkı tespit etmek mümkün değildir. Çünkü kuarkları ayırmak için verdiğimiz enerji Şekil 2.1'de resmedildiği gibi başka kuark-antikuark çiftlerinin oluşmasına neden olur.

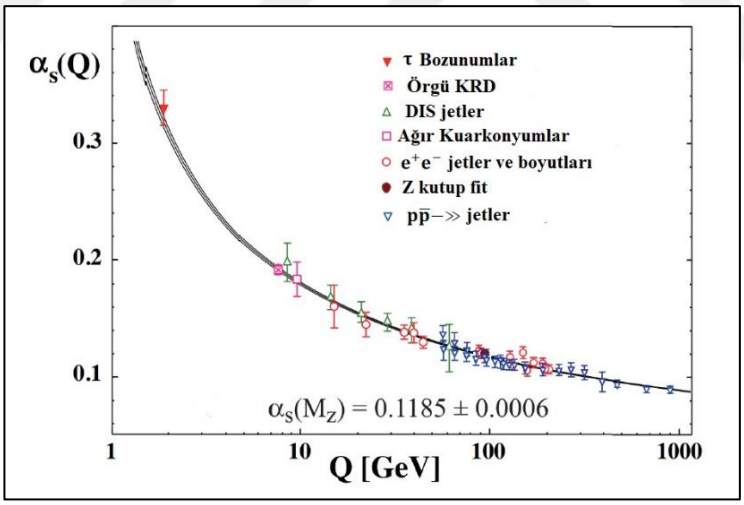


Şekil 2.1. Kuarkları birbirinden ayırmak için kullanılan enerji kuarkların ayrılmasına değil, yeni hadronların oluşumuna sebep olur [31]



Şekil 2.2. Mesafeye göre α_s 'nin davranışı. Deneysel değerler noktalar ile gösterilmiştir [32]

Oluşan bu kuark-antikuark çiftleri de, etkileşerek yeni parçacıklar meydana getirir. Momentuma göre değişen etkileşme sabiti α_s 'nin davranışı Şekil 2.1'de verilmiştir. α_s, mesafe azalırken ya da momentum aktarımı artarken logaritmik olarak artar.



Şekil 2.3. Momentuma bağlı olarak α_s 'nin davranışı [33]

Q^2 momentumuna göre α_s aşağıdaki şekilde yazılabilir [27-28]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(11n - 2n_f)\ln(Q^2 - \Lambda^2)}. \qquad (2.12)$$

Burada n renk sayısı, f kuarkların çeşnisi, Q momentum ifadesi, μ momentum ölçeğinin bir fonksiyonu ve Λ parametresi etkileşme sabitinin enerjiye bağımlılığını belirlemeyi sağlayan bir sabit olmak üzere:

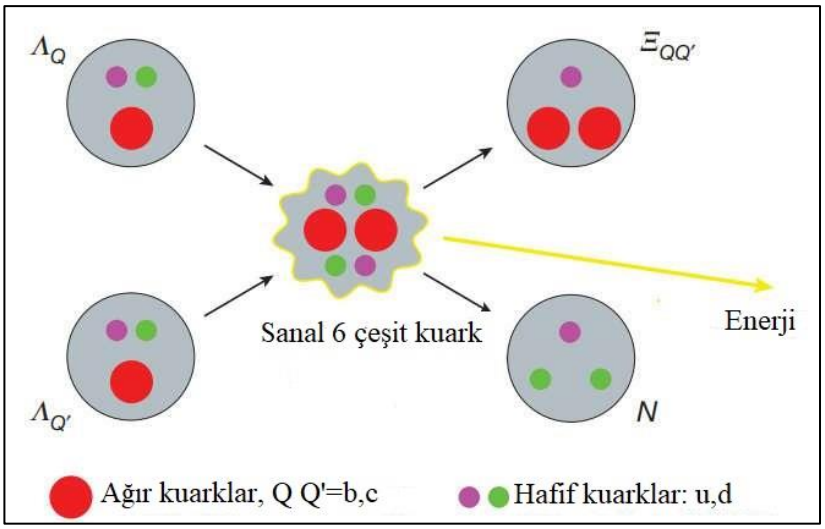
$$\ln(\Lambda^2) = \ln(\mu^2) - 12\pi/[(11n - 2f)\alpha_s(\mu^2)]. \qquad (2.13)$$

Ayrıca $\Lambda_{KRD} \approx 150\ MeV$ enerji ölçeğinde kuarkların hadronlar içerisine hapsolduğu kabul edilir [22].

3. ÇARMONYUM MEZONLAR VE ÖZELLİKLERİ

1974'te Brookhaven'da, C.C.Ting ve SLAC'ta Burton Richter grupları tarafından eşzamanlı olarak J/ψ parçacığının keşfedilmesi "Kasım Devrimi" olarak adlandırıldı. Bu tarihten itibaren, tılsımlı kuark içeren mezonlar ağır kuarkonyumlar ($c\bar{c}$) olarak sınıflandırılmış ve KRD için atom fiziğindeki Hidrojen atomu ile benzer rolü oynamışlardır. Çünkü $c\bar{c}$ sistemi, mezon spektroskopisi prototipi olan atom pozitronyumu e^- e^+'dur. Son yıllarda güçlü etkileşmelerin dinamiklerini daha iyi anlayabilmek için, ağır çeşnili kuark bozunumlarının incelenmesi ile ilgili çok sayıda çalışmalar mevcuttur [32-34]. Tılsımlı kuarklar ağır kütleli oldukları için (m_c ~1.5 GeV) [1], çarmonyum bozunumları ve üretimlerinin doğasının pertürbatif ve pertürbatif olmayan KRD ile incelenmesi bize bazı önemli bilgiler verebilir. Tılsımlı kuarkların en önemli özelliklerinden biri kütlesinin Λ_{QCD} enerji ölçeğine yakın olmasıdır. Hapsolma bölgesinde (confinement region) bu durumların incelenmesi KRD'nin pertürbatif olmayan yönünün ve SM ötesi fiziğin anlaşılması bakımından oldukça önemlidir.

Ayrıca, literatürde büyük patlamadan sonra evrenin başlangıcında var olduğu düşünülen Kuark Gluon Plazma (KGP) ortamında Debye perdelemesi nedeniyle J/ψ ve ϒ parçacıklarının sayısında azalmanın olduğu çalışmalar mevcuttur [34-36]. Bu nedenle $c\bar{c}$ sistemlerinin dinamiklerinin daha iyi anlaşılması evrenin başlangıç aşamalarındaki KGP hakkında da bazı ipuçları verebilir. Buna ilaveten, [37]. referansta yapılan çalışmaya göre, kuarkların füzyonuyla ortaya çıkan enerji, nükleer füzyondan 10 kat daha fazladır. İki ağır kuark içeren baryonlardaki ağır kuarkların (c ve b) bağlanma enerjisi B(cc)=129 MeV ve B(bb)=281 MeV olarak tespit edilmiştir [38]. İki ağır baryonun (Λ_c) ekzotermik reaksiyonu sonucunda Ξ_{cc}^{++}, nötron ($\Lambda_c\Lambda_c \rightarrow \Xi_{cc}^{++}n$) ve 12 MeV'lik enerji açığa çıkar. İki alt kuarkın (b) benzer bir reaksiyonu ($\Lambda_b\Lambda_b \rightarrow \Xi_{bb}^{0}n$) sonucunda yaklaşık 138 MeV enerji açığa çıkar.



Şekil 3.1. Kuark seviyesindeki ekzotermik füzyon reaksiyonunun şematik gösterimi [37]

Kuark-antikuark bağlı durumlarının bağlanma enerjisi ise, bu ağır kuarkların bağlı durumlarının bağlanma enerjisinin yarısıdır, bu durum kuarkonyum olarak bilinir. Kuark füzyonuyla açığa çıkan enerji neredeyse "sonsuz enerji" gözüyle bakılan nükleer füzyondan daha fazladır ve kuark füzyonuna yönelik çalışmalar literatürde hızla önem kazanabilir. Yapılan çalışmalara göre, kuark füzyonunun enerjisinin hidrojen füzyonun enerjisinden yaklaşık 8 kat daha fazla olduğu öne sürülmüştür [37,39].

Son zamanlarda keşfedilen birçok yeni rezonans durumlarını içeren ağır mezon spektroskopisi, çok sayıda araştırmaya konu olmuştur [40-46]. Bu rezonansların tümü, standart çarmonyum grubuna dahil edilebilir türden değildir. Ayrıca Λ_{QCD} (~150 MeV) hadronik enerji ölçeğinin, c (~1,3 GeV) ve b (~4,18 GeV) kuarkların kütlelerinden küçük olması, bu ağır kuarkonyumların egzotik parçacıklar olarak tanımlanmasını mümkün kılmıştır. İşte bu egzotik durumlar deneysel olarak belirlenen fakat Standart Kuark Model içinde yorumlanamayan çarmonyumların XYZ durumlarıdır. Bu XYZ durumları bir dizi yeni çarmonyum durumlarının ve mezon gruplarının var olabileceğini öne sürer [47,48]. Ancak, literatürde hala çarmonyum bölgesi hakkında pek çok cevaplanamayan soru mevcuttur. Bu tür sistemler KRD toplam kuralları, Ağır Kuark Efektif Teori, Rölativistik Kuark Model, Rölativistik Olmayan Potansiyel Model, Friedrichs-Model, Kiral Pertürbasyon Teori vb. gibi pek çok modellerle incelenmektedir. 2003 yılından beri, birçok çarmonyum benzeri durumlar deneysel olarak gözlenmiş ve bu yeni durumların bazıları Standart Kuark Modeline uymadığından dolayı egzotik durumlara aday olabileceği düşünülmüştür. 2003 yılında gözlenen ve önceleri çarmonyum grubuna girdiği düşünülen X(3872) Belle işbirliği

tarafından keşfedilmiştir [49] ve kısa bir süre sonra BaBar [50], CDF [51], D0 [52] ve LHCb işbirlikleri [53] tarafından da doğrulanmıştır. Bu parçacık, çarmonyum kütle bölgesi içerisindedir. X(3872)'nin özelliklerine bakıldığında çarmonyum spektrumunun bir üyesi olarak yorumlanabilir [54,55]. Ayrıca, $J^{PC}=1^{++}$ kuantum sayısına sahip örneğin $\chi_{c1}(2P)$, $\chi_{c1}(3P)$ ve $\chi_{c1}(4P)$ gibi daha yüksek kütleli $c\bar{c}$ durumları durumlarının da var olabileceği öngörülmekle birlikte henüz deneylerde gözlenmemiştir. Bunun yansıra, 2017 yılı Mart ayında BESIII deneyinde, yeni Y(4220), Y(4320) ve Y(4390) çarmonyum benzeri durumların gözlendiği bildirildi. Deneyde, BEPCII hızlandırıcısında $e^+e^- \to \pi^+\pi^- J/\Psi$ [56] ve $e^+e^- \to \pi^+\pi^- h_c$ [57] tesir kesitleri yüksek hassasiyetle ölçülmüştür.

Bu tez çalışmasında son yıllarda literatürde yoğun bir şekilde tartışılan ve özel çarmonyumlardan biri olan $\chi_{c1}(2P)$ parçacığı ele alınmıştır. $\chi_{c1}(2P)$ hakkında henüz deneysel olarak kesin bir bilgiye sahip değiliz. Literatürde $\chi_{c1}(2P)$ durumu hakkında oldukça farklı görüşler mevcuttur. Bazıları X(3872) mezonunun, küçük bir kütle farkı olmasına rağmen $\chi_{c1}(1P)$'nin ilk uyarılmış durumu olabileceğini öne sürmüşlerdir [11]. 2017 yılında $\chi_{c1}(1P)$ mezonu, $pp \to b\bar{b}X \to 2(K^+K^-)X$ bozunum modunda LHCb işbirliği tarafından kütlesi $3510{,}67 \pm 0{,}05$ MeV [1] olarak tespit edilmiştir [58] ve çarmonyum mezonları için yaptığımız Tablo 3.1'de sunulmuştur.

Bir başka çalışmadaysa, X(3872) rezonansının $\chi_{c1}(1P)$ mezonun uyarılmış durumu [11] olamayacağı iddia edilmiştir ve bu görüş Kuark Modeli'nin öngörüsüyle uyuşmaz. Ayrıca, referans [59]'da X(4274), $\chi_{c1}(3P)$ durumu olarak ele alınmıştır. Bu durumda aklımıza gelen ilk soru, X(4140)'ın içyapısının ne olduğudur. X(4140) durumu PDG'de $I^G(J^{PC})=0^+(1^{++})$ kuantum sayısıyla $\chi_{c1}(4140)$ olarak yeniden güncellenmiştir [1]. Başka bir olasılık ise $\chi_{c1}(1P)$ mezonun ilk uyarılmış durumunun X(3940) olabileceğidir. Ancak X(3940)'ın kuantum sayısı henüz bilinmemektedir [60,8]. Bu problem ayrıntılı olarak literatürde tartışılmaktadır [48,61] ve net bir sonuç henüz elde edilmemiştir [12].

Diğer bir çalışmada ise, Friedrichs-Model'ine dayanan Godfrey-Isgur (GI) modeli kullanılarak $\chi_{c2}(2P)$, $\chi_{c1}(2P)$, $h_c(2P)$ ve $\chi_{c0}(2P)$ durumlarının $D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$ ve $D^*\bar{D}^*$ molekül durumlarına karşılık geldiği öne sürülmüştür. 2^3P_2 kanalı için, $\chi_{c2}(2P)$ durumunun $D\bar{D}$ ve $D\bar{D}^*$ eşiklerinde olduğu öngörülmüştür. Bu modelle elde edilen kütle değeri

deneydeki değerin 17 MeV altındadır ve bozunum genişliği 12 MeV'dir. $D\bar{D}$ ve $D\bar{D}^*$ eşikleri arasındaki dallanma oranı 7.7'dir, yani en baskın bozunum kanalı $D\bar{D}$'dir. Yine aynı çalışmanın devamında 2^3P_1 kanalı için, kutup kütlesi 3920 MeV bozunum genişliği daha büyüktür ve GI modelde kütlesi 3953 MeV olarak hesaplanmıştır. $\chi_{c1}(2P)$ durumları için elde edilen sonuçlar, Kuark Modelinin spektrumuna dahil etmek için GI modeli sistematik bir yol önermiştir. Özellikle, X(3872)'nin $\chi_{c1}(2P)$ ile süreklilik durumlarının etkileşmesi sonucunda dinamiksel olarak oluşabileceği öngörülmektedir ve bu durum $\chi_{c1}(2P)$ sadece $D\bar{D}^*$ molekül durumunda olduğunda geçerlidir [12,62-64].

Etkin Lagranjiyen yaklaşımı kullanılarak X(3872)'nin ışınsal bozunumlarının incelenmesi ile bu parçacığın bozunum modlarının $\chi_{c1}(2P)$ durumuyla uyumlu olduğu görülmüştür [63]. Referans [64]'de Li ve arkadaşları, $\chi_{c1}(2P)$'nin S-dalga çiftlenim etkisiyle kütle değerinin azalarak, $D\bar{D}^*$ eşiğinde bir kütle değerine doğru kaydığını göstermişler ve bu durum X(3872)'nin $\chi_{c1}(2P)$ olabileceği iddialarını desteklemiştir. Benzer şekilde referans [65]'de araştırmacılar, $\chi_{c1}(2P)$'nin kutup yörüngesini analiz ederlerken vakum içinde kuark çifti üretim oranı, belirsizlik bölgesi içinde değişmektedir ve bu da gizemli olan X(3872) rezonansının kuantum sayısının $J^{PC}=1^{++}$ olarak tanımlanabileceğini göstermektedir. Anisovich ve arkadaşları referans [66]'da belirtildiği gibi ışınsal bozunum geçişlerine bakarak X(3872)'nin $\chi_{c1}(2P)$ ya da $\eta_{c2}(1D)$ durumu olabileceğini öngörmüşlerdir. Friedrichs-Modeli şemasında, Zhou ve arkadaşları X(3872)'nin yalın rezonans $\chi_{c1}(2P)$ ve süreklilik durumlarının etkileşimi sonucunda dinamik olarak oluşabileceği ve süreklilik kısmından gelen katkının baskın olduğu sonucuna varmışlardır. Bu öneri, GI Modeli'nde gözlemlenen durumlarla uyumlu olduğu için tahminler cesaret vericidir [12]. Sonuç olarak, $\chi_{c1}(1P)$'nin uyarılmış durumu ile ilgili belirsizlikleri ortadan kaldırmak için, gelecekte yapılacak olan deneylerde elde edilecek olan kesin ölçümleri beklemeliyiz.

X(4140) ve X(4274) rezonansları üzerine birçok teorik çalışma mevcuttur. Bunlar kompakt veya dörtlü-kuark durumları, moleküler durumlar, hibrit çarmonyum durumları, dinamik olarak oluşturulmuş rezonanslar, geleneksel çarmonyumlar ve cusp etkileri [67,68,69,70,71] olarak literatürde var olan çalışmalardır. Bu gibi durumlarda parçacıkların kuantum sayısı $J^{PC}=1^{++}$ iken, moleküler ve hibrit durumlarında ise belirsizdir. Y(4140)'ın rezonans olmayan durumlarının yorumu, örneğin cusp etkide $D_SD_S^*$ [72,73] veya $D_SD_S^*$'ların yeniden

saçılması sonucu oluşabilir [74]. Cusp etkileri X(4140)'ın yapısını açıklayabilirken, X(4274) durumunu açıklamada yetersiz kalır [68]. Dahası, kompakt dörtlü-kuark senaryosu eşzamanlı olarak X(4140) ve X(4274) yapısını [72] tanımlayabilirken, bu enerji bölgesinde renk üçlü dikuark-antidikuark gösteriminde $J^{PC} = 1^{++}$ kuantum durumunun sadece biri bulunabilir [75]. Bir rezonans olarak X(4140)'ın fiti yapıldığında, kütlesinin yaklaşık değeri $4,5^{+4,6}_{-2,8}$ GeV'dir ve X(4140)'ın önceki ölçümlerle mükemmel derecede uyum içerisinde olduğu gözlenmiştir. Ayrıca bozunma genişliği 21^{+21}_{-14} MeV'den daha büyüktür. X(4140)'ın bozunma genişliğinin üst sınır limiti, önceki verilerle 15,3 MeV değerindeyken [76] günümüzde daha büyük (22^{+8}_{-7} MeV) olduğu tespit edilmiştir [1]. Potansiyel modelde, $\chi_{c1}(3P)$ kütlesinin 4,19 GeV olduğu tahmin edilmiştir. Böylece, çarmonyum benzeri X(4140) durumunun $\chi_{c1}(3P)$ adayı olabileceği tartışılmaktadır. Bunun tam aksine, Doğrusal Potansiyel (LP) Model'i hesaplamalarında, $\chi_{c1}(3P)$'nin kütlesinin 4,28 GeV'e yakın bir değerde olduğu yani X(4274) parçacığı olabileceği tahmin edilmektedir. Çalışmanın devamında, X(4274) durumuna karşılık gelen parçacık adayının $\chi_{c1}(3P)$ olabileceği desteklenmektedir [59]. Sonuç olarak, karşımıza çıkan bu sorunu çözmek için, daha çok deneysel verilere ihtiyaç duymaktayız.

Bu tezde, pertürbatif olmayan KRDTK yöntemini kullanarak ağır çarmonyum $\chi_{c1}(1P)$ P-dalga taban durumu ve $\chi_{c1}(2P)$ radyal uyarılmış durumlarının kütle ve bozunum sabitlerinin hesabı yapılmıştır. Tez çalışmasının 4. Bölüm'ünde, kuark ve gluon yoğuşmaları göz önüne alınarak korelasyon fonksiyonu hesaplanacaktır. Borel dönüşümleri de yapıldıktan sonra KRDTK elde edilir. Nümerik analizler sonucunda kütle, bozunum sabitleri gibi hadronik parametrelerin momentuma bağlı olarak değişimleri incelenecektir. Hesaplamanın ilk aşamasında KRDTK yönteminde yaygın olarak kullanılan "temel durum+süreklilik" şeması kullanılır. Bu, $\chi_{c1}(1P)$ durumundaki mezonun $\chi_{c1}(2P)$ uyarılmış durumunun "yüksek rezonanslar+süreklilik" kısmının içinde olması ve M^2 ve S_0 için çalışma bölgelerinin belirlenmesi anlamına gelir. Toplam kurallarından $\chi_{c1}(1P)$ durumundaki mezonun kütle ve bozunma sabiti parametreleri çıkarılır. Bir sonraki adımda, $S_0^* > S_0$ (S_0^* $\chi_{c1}(2P)$ mezonunun süreklilik eşiği, S_0 $\chi_{c1}(1P)$ mezonunun süreklilik eşiğidir) için aynı KRDTK metodu kullanılarak ele alınan mezonun $\chi_{c1}(2P)$ durumu için kütle ve bozunma sabiti değerleri belirlenir. Ele aldığımız çarmonyumlardan $\chi_{c1}(2P)$ durumları henüz deneylerde

gözlenmemiştir. Bu bağlamda tez kapsamında yapılacak olan çalışmalar literatürde var olan boşluğu doldurabilir ve bu parçacıkların yapısı ile ilgili ipuçları verebilir. Elde edilen bu sonuçlar Tablo 3.1'deki gibi literatürde var olan teorik ve deneysel çalışmalarla kıyaslanmıştır.

Tablo 3.1. Çarmonyum parçacıkların hadronik özelliklerinin teorik ve deneysel sonuçları (Not: $J/\psi(1S)$ ve $\psi(2S)$ durumları dışındaki bozunum sabitleri MeV birimindedir.)

Parçacık	**Kütle** [1] (MeV)	**Bozunum Genişliği** [1] (MeV)	$\mathbf{J^{PC}}$ [1]	**Bozunum Modları**	**Teori**	**Gözlem**
$\eta_c(1S)$	$2983{,}4 \pm 0{,}5$	$32{,}0 \pm 0{,}8$	0^{-+}	$p\,p \rightarrow b\bar{b}X \rightarrow 2(K^+K^-)X$ [58] $p\,p \rightarrow B^+X \rightarrow p\bar{p}K^+X$ [77]	KRDTK [78]	LHCb (2017) [58,77]
$J/\Psi(1S)$	$3096{,}900 \pm 0{,}006$	$92{,}9 \pm 2{,}8$ KeV	1^{--}	$e^+e^- \rightarrow$ hadronlar[79]	KRDTK Örgü KRDTK [80]	KEDR (2015) [79]
$\chi_{c0}(1P)$	$3414{,}75 \pm 0{,}30$	$10{,}8 \pm 0{,}6$	0^{++}	$p\,p \rightarrow b\bar{b}X \rightarrow 2(K^+K^-)X$ [58]	KRDTK [81]	LHCb (2017) [58]
$\chi_{c1}(1P)$	$3510{,}67 \pm 0{,}05$	$0{,}84 \pm 0{,}04$	1^{++}	$p\,p \rightarrow b\bar{b}X \rightarrow 2(K^+K^-)X$ [58] $\chi_{c1} \rightarrow J/\Psi\mu^+\mu^-$ [82]	KRDTK [83]	LHCb (2017) [58,82]
$h_C(1P)$	$3525{,}38 \pm 0{,}11$	$0{,}7 \pm 0{,}4$	1^{-+}	$\Psi(2S) \rightarrow \pi^0\gamma$ hadronlar [84]	KRDTK [85]	BESIII (2012) [84]
$\chi_{c2}(1P)$	$3556{,}17 \pm 0{,}07$	$1{,}97 \pm 0{,}09$	2^{++}	$p\,p \rightarrow b\bar{b}X \rightarrow 2(K^+K^-)X$ [58] $\chi_{c2} \rightarrow J/\Psi\mu^+\mu^-$ [82]	KRDTK [86]	LHCb (2017) [58, 82]
$\eta_c(2S)$	$3637{,}6 \pm 1{,}2$	$11{,}3^{+3{,}2}_{-2{,}9}$	0^{-+}	$p\,p \rightarrow b\bar{b}X \rightarrow 2(K^+K^-)X$ [58] $p\,p \rightarrow B^+X \rightarrow p\bar{p}K^+X$ [77]	KRDTK [87]	LHCb (2017) [58,77]
$\psi(3770)$	$3773{,}13 \pm 0{,}35$	$27{,}2 \pm 1{,}0$	1^{--}	$e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ [88]	Örgü KRDTK [89]	KEDR (2012) [88]
$[\psi(3823)_2$ güncel] $\psi(3823)$ X(3823)	$3822{,}2 \pm 1{,}2$	< 16	2^{--}	$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\chi_{c1}\gamma$ [90]	Kuplaj Kanalı Etkin Metodu [91]	BESIII (2015) [90]
$\chi_{c0}(3860)$	3862^{+50}_{-35}	201^{+180}_{-110}	0^{++}	$e^+e^- \rightarrow J/\Psi D\bar{D}$ [92]	KRDTK [93]	Belle (2017) [92]
$[\chi_{c1}(3872)$ güncel] X(3872)	$3871{,}69 \pm 0{,}17$	$< 1{,}2$	1^{++}	$e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-\gamma$ [94]	KRDTK [95]	BESIII (2014) [94]
$[Z_C(3900)$ güncel] X(3900)	$3886{,}6 \pm 2{,}4$	$28{,}2 \pm 2{,}6$	1^{+-}	$e^+e^- \rightarrow \pi^0(D\bar{D}^*)^0$ [96] $e^+e^- \rightarrow \pi^\pm(D\bar{D}^*)^{-+}$ [97] $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi$ [98]	KRDTK [86]	BESIII (2015) [96, 97, 98]

Tablo 3.1.(Devam) Çarmonyum parçacıkların hadronik özelliklerinin teorik ve deneysel sonuçları (Not: $J/\psi(1S)$ ve $\psi(2S)$ durumları dışındaki bozunum sabitleri MeV birimindedir.)

[X(3915) güncel] $\chi_{c0}(3915)$	$3918 \pm 1{,}9$	20 ± 5	0^{++} veya 2^{++}	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\omega J/\psi$ [99]	KRDTK [100]	LEES (2012) [99]
X(3940)	3942 ± 9	37^{+27}_{-17}	$?^{??}$	$e^+e^- \rightarrow J/\psi X$ [60]	KRDTK [102]	Belle (2008) [60]
X(4020)	$4024{,}1 \pm 1{,}9$	13 ± 5	$?^{?}$	$e^+e^- \rightarrow (D^*\bar{D}^*)^0\pi^0$ [103]	KRDTK [104]	BESIII (2015) [103]
$\psi(4040)$	4039 ± 1	80 ± 10	1^{--}	$e^+e^- \rightarrow$ hadronlar [105]	Coupled-Channel Model [106]	RVUE (2010) [105]
$X(4050)^{\pm}$	4051^{+24}_{-40}	82^{+50}_{-28}	$?^{?+}$	$\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+\chi_{c1}(1P)$ [9]	KRDTK [107]	Belle (2008) [9]
$X(4055)^{\pm}$	$4054 \pm 3{,}2$	45 ± 13	$?^{?-}$	$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$ [108]	KRDTK [109]	BESIII (2017) [108]
[$\chi_{c1}(4140)$ güncel] X(4140)	$4146{,}8 \pm 2{,}4$	22^{+8}_{-7}	1^{++}	$B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ [73,110]	KRDTK [111]	LHCb (2017) [73], CDF (2017) [110]
$\psi(4160)$	4191 ± 5	70 ± 10	1^{--}	$B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-$[112]	Coupled-Channel Model [106]	LHCb (2013) [112]
X(4160)	4156^{+20}_{-25}	139^{+110}_{-60}	$?^{??}$	$e^+e^- \rightarrow J/\psi X$ [60]	KRDTK [113]	Belle (2008) [60]
[$Z_C(4200)$ güncel] X(4200)	4196^{+35}_{-32}	370^{+100}_{-150}	1^{+}	$\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^-\pi^+$ [10]	KRDTK [114]	Belle (2014) [10]
$\psi(4230)$ güncel X(4230)	4218^{+5}_{-4}	59^{+12}_{-10}	1^{--}	$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- h_c$ [57] $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$ [108]	KRDTK [115]	BESIII (2017) [57] BESIII (2017) [108]
[$R_{C0}(4240)$ güncel] $X(4240)^{\pm}$	4239^{+50}_{-21}	220^{+120}_{-90}	0^{--}	$B^0 \rightarrow K^+\pi^-\psi(2S)$ [116]	Kuarkonyum Model [117]	LHCb (2014) [116]
$X(4250)^{\pm}$	4248^{+190}_{-50}	177^{+320}_{-70}	$?^{?+}$	$\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+\chi_{c1}(1P)$ [9]	KRDTK [118]	Belle (2008) [9]
[$\psi(4260)$ güncel] Y(4260) X(4260)	4230 ± 8	55 ± 19	1^{--}	$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ [56]	KRDTK [119]	BESIII (2017) [56]
X(4274)	4274^{+8}_{-6}	49 ± 12	1^{++}	$B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ [73] $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$[110]	KRDTK [120]	LHCb (2017) [73] CDF (2017) [110]
X(4350)	4351 ± 5	13^{+18}_{-10}	$?^{?+}$	$10.6\ e^+e^- \rightarrow e^+e^- J/\psi\ \phi$ [121]	KRDTK [113]	Belle (2010) [121]

Tablo 3.1.(Devam) Çarmonyum parçacıkların hadronik özelliklerinin teorik ve deneysel sonuçları (Not: $J/\psi(1S)$ ve $\psi(2S)$ durumları dışındaki bozunum sabitleri MeV birimindedir.)

[ψ(4360) güncel] Y(4360) X(4360)	4368 ± 13	96 ± 7	1^{--}	$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ [56] $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$ [108]	KRDTK [122]	BESIII (2017) [56] BESIII (2017) [108]
[ψ(4390) güncel] X(4390)	4392 ± 7	140^{+16}_{-21}	1^{--}	$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- h_c$ [58]	KRDTK [116]	BESIII (2017) [58]
ψ(4415)	4421 ± 4	62 ± 20	1^{--}	e^+e^- → hadronlar [106]	Coupled Channel Model [107]	RVUE (2010) [106]
[Z_C(4430) güncel] X(4430)$^{\pm}$	4478^{+15}_{-18}	181 ± 31	1^{+}	$B^0 \rightarrow K^+\pi^-\psi(2S)$ [117]	KRDTK [119]	LHCb (2014) [117]
[χ_{c0}(4500) güncel] X(4500)	4506^{+16}_{-19}	92 ± 29	0^{++}	$B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ [73]	KRDTK [120]	LHCb (2017) [73]
[ψ(4660) güncel] Y(4660) X(4660)	4643 ± 9	72 ± 11	1^{--}	$10.58\ e^+e^- \rightarrow \gamma\ \pi^+\pi^-\psi(2S)$ [123]	KRDTK [104]	Belle (2015) [123]
[χ_{c0}(4700) güncel] X(4700)	4704^{+17}_{-26}	120 ± 50	0^{++}	$B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ [73]	KRDTK [100]	LHCb (2017) [73]

4. KRD TOPLAM KURALLARI YÖNTEMİ

Bu tezde, pertürbatif olmayan yaklaşımlardan biri olan KRD toplam kuralları yöntemi kullanılmıştır. KRD'ye göre 1979 yılında M. A. Shifman, A. I. Vainshtein ve V. I. Zakharov (SVZ) tarafından mezonlar için geliştirilen KRDTK metodu, 1981 yılında L. B. Ioffe tarafından baryonlara genişletilmiştir [6,7,124]. Bu yaklaşım kullanılarak hadronların kütle, bozunma sabiti, etkileşme sabiti ve form faktörleri gibi pek çok özelliği hakkında bilgi sahibi olabiliriz. Kendiliğinden simetri bozulması, kuark-hadron ikilemi, asimtotik özgürlük ve hapsolma bu metodun temelini oluşturur.

KRDTK [125], hadron fiziğinde KRD vakumunun pertürbatif olmayan kısımlarını parametrelendiren analitik bir metottur ve taban durumundaki hadronların çeşitli özelliklerini kuark ve gluon yoğuşmalarını kullanarak belirlemeyi amaçlar. Kısa mesafelerden hapsolmanın etkin olduğu daha büyük mesafelere gidildiğinde hadron hacmi içinde özgür bir şekilde hareket eden kuarklar artık bu özelliklerini yitirmeye başlarlar. Kuarklar ve gluonları birbirinden ayırmak için verilen enerji, bunların ayrılmasına değil yeni parçacıkların yaratılmasına sebep olur. Bu durum, KRD vakumunda pertürbatif olmayan yöntemlerin kullanılmasını gerektirir. KRDTK metodunun başlangıç noktası, iki veya daha fazla akımın zaman sıralama çarpımı için Wilson Operatör Çarpım Açılımını (OPE) yazmaktır [126]. Bu açılımda kuark ve gluon yoğuşmaları yüksek boyutlu operatörlerdir. Bu operatörlerin katsayıları pertürbasyon teoride etkileşim sabiti ve kuark kütlelerine bağlı olarak hesaplanabilir ve uzun mesafe katkıları içerir. Dispersiyon bağıntısı kullanılarak korelasyon fonksiyonuyla hadron kütleleri ve bozunma sabitleri gibi fiziksel parametreler arasında ilişki kurulur. Elde edilen denklemde baskın katkı yalın ilmekten gelir ve pertürbatif olmayan terimler az katkı vermesine rağmen son derece önemlidir. Bu yöntem hem mezonlar hem de baryonlar için başarılı bir şekilde uygulanmaktadır. Aynı türde kuarklardan oluşan ağır kuark sistemlerinde (çarmonyum ve botomonyum) pertürbatif olmayan katkı sadece gluon yoğuşma operatörlerinden gelir [5].

İlk olarak KRDTK yaklaşımına göre, hadronlara eşlik eden akımları içeren iki nokta korelasyon fonksiyonu yazılır. Bu akım, kuantum sayıları ve kuark içeriğine göre belirlenir. Korelasyon fonksiyonu KRD'nin pertürbatif kısmı için kuark ve gluon alanlarına göre,

pertürbatif olmayan kısmı ise kuark ve gluon yoğuşmalarına göre tanımlanır. Kuark ve gluon serbestlik derecelerine göre yapılan tanımlama, KRDTK yönteminin KRD (teorik veya OPE) kısmı olarak bilinir. Ayrıca, korelasyon fonksiyonunu hadron rezonanslarının taban durum katkısından ayırarak spektral fonksiyona bağlı olarak içererek tanımlamak da mümkündür. KRDTK'nın fenomenolojik (hadronik veya fiziksel) kısmı, deneysel veriler, fenomenolojik parametreler ve yerel ayar alanı teorisinin genel özelliklerinden yararlanılarak tanımlar.

KRDTK'nın en büyük avantajı, kuark kütlesi, bozunma sabiti, form faktörü, manyetik moment, vb. çeşitli hadronik parametreleri analitik olarak hesaplayabilmektedir. KRDTK metodu, KRD vakumunda düşük enerjilerde pertürbatif olmayan etkileri, yüksek enerjilerde ise KRD'nin pertürbatif kısmı ile ilgili teorik bilgileri içeren bir modeldir. KRDTK yaklaşımında korelasyon fonksiyonu her iki kısım içinde (KRD ve fiziksel kısımlar) hesaplanır [127]. Bu iki farklı yoldan elde edilen sonuçlar kuark-hadron ikilemi yaklaşımı kullanılarak birbirine eşitlenerek hadronik parametrelere karşılık gelen KRD toplam kuralları elde edilir.

4.1. Korelasyon Fonksiyonu

KRDTK modelinde korelasyon fonksiyonu, farklı konumlardaki n-noktalı operatörlerin zaman sıralama çarpımlarının beklenen değerinin fonksiyonu olarak tanımlanır. İki-noktalı korelasyon fonksiyonuna, ara kesit kuark akımlarıyla aynı kuantum sayılara sahip operatörlerin bir tam seti yerleştirilir. Ele alınan parçacığa karşılık gelen akım kullanılarak oluşturulan iki-noktalı korelasyon fonksiyonu

$$\Pi(q^2) = i\int d^4x\, e^{iq\cdot x} \langle 0|\, T\{J(x)J(0)\}\,|0\rangle. \tag{4.1}$$

Şeklinde tanımlanmıştır. Burada q momentumu, $|0\rangle$ taban durumu, T zaman sıralama operatörünü ve $J(x)$ akımı temsil eder. Farklı tipteki parçacıkları karakterize eden akımlar Tablo 1.3'de verilmiştir. En genel halde mezonların ara kesit akımı:

$$J(x)=\bar{q}_i(x)\Gamma q_j(x) \tag{4.2}$$

baryonların ise,

$$J(x) = \varepsilon_{abc}\left[q_i^a(x)\Gamma_1 q_j^b(x)\Gamma_2 q_k^c(x)\right] \tag{4.3}$$

şeklinde yazılır. Buradaki i,j,k kuark çeşnilerini, a,b,c renk indislerini, $\Gamma = 1, \gamma_5, \gamma_\mu, \gamma_5\gamma_\mu$ Dirac matrislerini, q kuark alanlarını ve ε polarizasyon vektörünü temsil eder [126].

OPE kısmında ise, korelasyon fonksiyonu yerel olmayan iki operatörün zaman sıralı çarpımının çeşitli yerel operatörler ve Wilson katsayıları cinsinden seriye açılımı ile ifade edilir:

$$i\int d^4x\, e^{iq\cdot x}\, T(J(x)J(0)) = C_I I + \sum_n C_n(q) O_n \,. \tag{4.4}$$

Bu ifadede bulunan $C_{l,n}(q)$ katsayıları Wilson katsayıları, I birim matristir. O_n ise boyutlarına göre sıralanan yerel operatörün tam setlerini temsil eder ve pertürbatif olmayan düşük enerjilerden gelen katkıları içerir. Diğer bir deyişle yüksek ve düşük enerjilerde kuark-gluon işlemcileri ayırt edilmiş olur. En düşük boyuttaki (yani d=0) operatör, pertürbatif katkı sağlayan birim operatördür. KRD'de d=1, 2 boyutlar için gluonlar renksiz olduğundan bu operatörlerden katkı gelmez. Diğer boyutlardaki (d=3, 4, 5 ve 6) operatörler Tablo 4.1'de verilmiştir.

Tablo 4.1. Boyutlarına göre yerel operatörler [5,127]

$Q_3 = \bar{\psi}\psi$	d=3
$Q_4 = G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu}$	d=4
$Q_5 = \bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\frac{\lambda^a}{2} G^a_{\mu\nu}\psi$	d=5
$Q_6 = (\bar{\psi}\Gamma_\Gamma\psi)(\bar{\psi}\Gamma_s\psi)$	d=6
$Q_6 = f^{abc} G^a_{\mu\nu} G^b_{\nu\gamma} G^c_{\gamma\mu}$	d=6

Burada λ^a, SU(3) Gell-Mann renk matrisleridir ve $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\gamma]$'dür. Sonuç olarak:

$$\Pi(q^2) = \sum_d C_d(q^2)\langle O_d\rangle \tag{4.5}$$

yazılabilir ve buradaki $\langle O_d\rangle = \langle 0|O_d|0\rangle$, KRD operatörlerinin vakum beklenen değeridir ve yoğuşma olarak adlandırılır. Daha açık bir ifade ile ara kesit kuark akımları ve Wick teoremi kullanılarak Denklem (4.1)'de yerleştirirsek korelasyon fonksiyonu:

$$\Pi(q^2) = i\int d^4x\, e^{iq\cdot x} \mathrm{Tr}\left\{S_q(x)\Gamma_2 S_Q(x)\right\} \tag{4.6}$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemde yer alan $S_q(x)$ ve $S_Q(x)$ ifadeleri sırasıyla hafif ve ağır kuark ilerleticiler (propagatör) [5] ve hem pertürbatif hem de pertürbatif olmayan katkıları içerirler.

Korelasyon fonksiyonunun diğer hesaplanacak kısmı OPE kısmıdır. Korelasyon fonksiyonunda ele alınan parçacığa uygun ara kesit akımını seçtikten sonra, hem fiziksel kısım hem de OPE kısmı boyutlarına göre ayrıştırılır. Bununla birlikte seçilen akıma bağlı olarak aynı kuantum sayısına sahip hadron durumlarına bir tam set yerleştirilir. Korelasyon fonksiyonunun spektral yoğunluk ya da dispersiyon bağıntısı ile ilişkisi:

$$\Pi^{\mathrm{OPE}}(q^2) = \frac{1}{\pi}\int_{t_q}^{\infty} ds \frac{\rho^{\mathrm{OPE}}(s)}{s - q^2}. \tag{4.7}$$

Burada s süreklilik eşiği, $\rho^{\mathrm{OPE}}(s) = \frac{1}{\pi}\mathrm{Im}[\Pi^{\mathrm{OPE}}(s)]$ iki-nokta spektral yoğunluk ve t_q kinematik limit ya da hadronun kuark kütlelerinin toplamının karesine karşılık gelir. $\rho^{\mathrm{OPE}}(s)$ Denklem (4.7)'de yerine yazılarak,

$$2\,\mathrm{Im}(q^2) = \sum_h \langle 0|J|h\rangle\langle h|\bar{J}|0\rangle d\tau_h (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q - p_h)$$

$$= 2\pi f_h{}^2 \delta(q^2 - m_h^2) + \pi\rho_h(q^2) \tag{4.8}$$

ifadesi elde edilir. Burada $\mathrm{Im}(q^2)$, J ara kesit akımının bütün olası hadron durumları $(|h\rangle)$ üzerinden toplamıdır ve $d\tau_h$ hadronların faz uzay hacmi üzerinden alınan integral ölçüsüdür. $\rho_h(q^2)$ hadronun uyarılmış durumlarından ve süreklilikten gelen katkıyı ve $f_h = \langle 0|J|h\rangle$ matris çarpımı, bozunma sabitini verir. Bu durumda uyarılmış durumdan gelen katkı sürekliliğe yaklaşık olarak eşitse, $\rho^{\mathrm{OPE}}(s) \simeq \rho^{\mathrm{cont}}(s)$ en genel haliyle fiziksel kısmın korelasyon fonksiyonu aşağıdaki şekildedir:

$$\Pi^{\mathrm{FİZ}}(q^2) = \frac{f_h{}^2}{m_h^2 - q^2} + \int_{t_q}^{\infty} ds \frac{\rho^{\mathrm{OPE}}(s)}{s - q^2}. \tag{4.9}$$

Sadece temel durumun katkısını bulmak istediğimizden, uyarılmış durumlardan ve süreklilikten gelen katkıları baskılamak için her iki kısma da Borel dönüşümü uygulanır.

4.2. Borel Dönüşümleri

KRD kısmında, yüksek boyutlu operatörlerden gelen katkılar Borel dönüşümü yapılarak diğer deyişle sonsuz kez momentuma göre türev alınarak ortadan kaldırılır. n keyfi bir türev sayısı olmak üzere, Q^2 değeri arttırıldığında türevlerin sayısı da artar ve limit alınır. $\frac{Q^2}{n} \equiv M^2$ bir sabit parametre seçilir ve Q^2'nin yerine M^2 Borel kütlesi tanımlanır. Borel kütlesinin fiziksel bir anlamı olmayıp, sadece matematiksel bir parametredir ve teorideki diğer parametrelerden bağımsızdır. Borel dönüşümü aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$B_{M^2}\Pi(Q^2) = \lim_{\substack{Q^2,n\to\infty \\ \frac{Q^2}{n}\to M^2}} \frac{(Q^2)^{n+1}}{n!}\left(\frac{d}{dQ^2}\right)^n \Pi(Q^2) \tag{4.10}$$

Bazı fonksiyonların Borel dönüşümleri Denklem (4.10) eşitliği kullanılarak aşağıdaki şekilde elde edilebilir [5,128];

$$B_{M^2}\left(Q^2\right) = 0 \quad n \geq 0, \tag{4.11}$$

$$B_{M^2}\frac{1}{(q^2 - m^2)^n} = (-1)^n \frac{1}{(n-1)!}\frac{1}{(M^2)^{n-1}} e^{-m^2/M^2}, \tag{4.12}$$

$$B_{M^2}(e^{-\alpha Q^2}) = \delta\left(\frac{1}{M^2} - \alpha\right). \tag{4.13}$$

Kütle ve bozunum sabiti hesaplamalarında kullanılan Borel dönüşümünün genel ifadesi Denklem (4.12)'de verilmiştir.

Etkileşim sabiti hesaplamalarında kullanılan çift Borel dönüşümünün genel ifadesi ise;

$$B\frac{1}{(q^2 - m_1^2)^n (q'^2 - m_2^2)^s} \to (-1)^{n+s} \frac{1}{\Gamma(n)}\frac{1}{\Gamma(s)} e^{-m_1^2/M^2} e^{-m_2^2/M'^2} \frac{1}{(M^2)^{n-1}}\frac{1}{(M'^2)^{s-1}} \tag{4.14}$$

şeklindedir. Burada M ve M' sırasıyla q^2 ve q'^2 dört boyutlu momentumlarına karşılık gelen Borel kütle parametreleridir.

5. AĞIR-AĞIR ÇARMONYUM MEZONLARIN KRD TOPLAM KURALLARI YÖNTEMİYLE İNCELENMESİ

5.1. $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ Çarmonyum Mezonlarının Kütleleri ve Bozunma Sabitlerinin Hesaplanması

KRDTK yaklaşımına göre [6,7], kısa mesafelerde KRD'nin pertürbatif kısmı, korelasyon fonksiyonunun OPE açılımı ile Wilson katsayılarının momentumun karesinin kuvvetlerine göre seriye açılır. Düşük momentumda veya uzun mesafedeki yakınsama, Borel dönüşümünün uygulanmasıyla sağlanmıştır. Korelasyon fonksiyonu hem kuark serbestlik derecesine göre tanımlanan OPE kısmı hesaplanarak, hem de korelasyon fonksiyonunun hadronik kısmı dispersiyon bağıntısıyla hesaplanır ve her iki kısım birbirlerine eşitlenerek, hadronik parametreler elde edilir.

Bu tezde, $\chi_{c1}(1P)$ 'nin ilk uyarılmış durumunun $\chi_{c1}(2P)$ durumu olduğu kabul edilerek hesaplamalar yapılmıştır. P-dalga taban durumu ve birinci uyarılmış durumu $\chi_{c1}(2P)$ parçacıklarının hadronik parametreleri, KRDTK yaklaşımında hesaplanmıştır. Bu bağlamda öncelikle, KRDTK metodu ile taban durumu $\chi_{c1}(1P)$ 'nin, $m_{\chi_{c1(1P)}}$ kütlesi ve $f_{\chi_{c1(1P)}}$ bozunma sabitini belirliyoruz. Sonrasında, "taban durumu + süreklilik" yaklaşımı kullanılır ve buna ek olarak "taban durumu + birinci uyarılmış durum + süreklilik" kabulü yapılarak, hadronik parametreler tespit edilir. Bu parametreler, mezonların kütleleri ve bozunum sabitleridir. Taban durumu $\chi_{c1}(1P)$ için elde edilen sayısal değerler, uyarılmış durumda giriş parametresi olarak kullanılabilir.

KRDTK'na göre, hadronlar ara kesit akımları ile temsil edilir ve bu akımlar iki-nokta korelasyon fonksiyonuna yerleştirilir:

$$\Pi_{\mu\nu}(q) = i\int d^4x e^{iq\cdot x} \left\langle 0\left|T[J_\mu^{\chi_{c1}}(x) J_\nu^{\dagger\chi_{c1}}(0)]\right|0\right\rangle. \tag{5.1}$$

$J^{PC} = 1^{++}$ kuantum sayısına sahip aksiyel tipteki $\chi_{c1}(1P, 2P)$ mezonunun ara kesit akımı:

$$J_{\mu}^{\chi_{c1}}(x) = \bar{c}_i(x)\gamma_{\mu}\gamma_5 c_i(x), \tag{5.2}$$

burada i renk indisleridir. Korelasyon fonksiyonunun fiziksel kısmını elde etmek için, $J_{\mu}^{\chi_{c1}}(x)$ ara kesit akımına aynı kuantum sayısına sahip tam set operatörler yerleştirilir. Daha sonra diğer mertebelerdeki kuarkonyum durumlarından gelen katkılar taban durumundan çıkarılır ve x üzerinden integral alınarak aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\Pi_{\mu\nu}^{Fiz}(q) = \frac{\left\langle 0\left|J_{\mu}^{\chi_{c1}(1P)}\right|\chi_{c1}(1P)\right\rangle\left\langle\chi_{c1}(1P)\left|J_{\nu}^{\dagger\chi_{c1}(1P)}\right|0\right\rangle}{m_{\chi_{c1(1P)}}^2 - q^2} + \\ + \frac{\left\langle 0\left|J_{\mu}^{\chi_{c1}(2P)}\right|\chi_{c1}(2P)\right\rangle\left\langle\chi_{c1}(2P)\left|J_{\nu}^{\dagger\chi_{c1}(2P)}\right|0\right\rangle}{m_{\chi_{c1(2P)}}^2 - q^2} + ... \tag{5.3}$$

$m_{\chi_{c1(1P)}}$ ve $m_{\chi_{c1(2P)}}$ sırasıyla $\chi_{c1(1P)}$ ve $\chi_{c1(2P)}$ mezonların kütleleridir. Denklem (5.3)'deki noktalar yüksek rezonanslardan ve süreklilikten gelen katkıları gösterir. KRDTK'nın fiziksel kısmı hesabının devamında matris elemanları, $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ mezonlarının kütleleri ve bozunum sabitleri aracılığıyla tanımlanır. $\chi_{c1}(1P,2P)$ P-mezon durumları ile vakum arasındaki aksiyel mezon akımın matris elemanıyla bozunma sabitlerinin ilişkisi aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$\left\langle 0\left|J_{\mu}^{\chi_{c1}(1P)}\right|\chi_{c1}(1P)\right\rangle = f_{\chi_{c1(1P)}} m_{\chi_{c1(1P)}} \varepsilon_{\mu} \tag{5.4}$$

$$\left\langle 0\left|J_{\mu}^{\chi_{c1}(2P)}\right|\chi_{c1}(2P)\right\rangle = f_{\chi_{c1(2P)}} m_{\chi_{c1(2P)}} \tilde{\varepsilon}_{\mu} \tag{5.5}$$

ε_{μ} ve $\tilde{\varepsilon}_{\mu}$, $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ 'nin polarizasyon vektörleridir. (5.4) ve (5.5) Denklemleri (5.3)'de yerine yazılarak korelasyon fonksiyonu aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$\Pi_{\mu\nu}^{Fiz}(q) = \frac{m_{\chi_{c1(1P)}}^2 f_{\chi_{c1(1P)}}^2}{m_{\chi_{c1(1P)}}^2 - q^2}\left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_{\mu}q_{\nu}}{m_{\chi_{c1(1P)}}^2}\right) \\ + \frac{m_{\chi_{c1(2P)}}^2 f_{\chi_{c1(2P)}}^2}{m_{\chi_{c1(2P)}}^2 - q^2}\left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_{\mu}q_{\nu}}{m_{\chi_{c1(2P)}}^2}\right) + ... \tag{5.6}$$

Denklem (5.6)'ya Borel dönüşümü uygularsak fiziksel kısmı elde etmiş oluruz:

$$B_{(q^2)}\Pi_{\mu\nu}^{Fiz}(q)=m_{\chi_{c1(1P)}}^2 f_{\chi_{c1(1P)}}^2 e^{-m_{\chi_{c1(1P)}}^2/M^2}\times\left(-g_{\mu\nu}+\frac{q_\mu q_\nu}{m_{\chi_{c1(1P)}}^2}\right)$$
$$+m_{\chi_{c1(2P)}}^2 f_{\chi_{c1(2P)}}^2 e^{-m_{\chi_{c1(2P)}}^2/M^2}\times\left(-g_{\mu\nu}+\frac{q_\mu q_\nu}{m_{\chi_{c1(2P)}}^2}\right)+... \tag{5.7}$$

Burada M^2 Borel kütle parametresidir. İkinci adımda KRD kısmı korelasyon fonksiyonu derin Öklit bölgesinde OPE yardımıyla, Wilson katsayıları cinsinden seri açılımı yapılarak hesaplanır. KRD kısmından elde edilecek parametreler kuark kütleleri, gluon yoğuşmaları, kuark-gluon etkileşim sabitleri vb. parametrelerdir. Ara kesit akımlarının açık ifadeleri korelasyon fonksiyonunda yerine yazılıp ve Wick teoremi de kullanılarak, $\Pi_{\mu\nu}^{OPE}(q)$ korelasyon fonksiyonu yazılabilir:

$$\Pi_{\mu\nu}^{OPE}(q)=-i\int d^4x e^{iq\cdot x}Tr[S_Q^{ij}(-x)\gamma_\mu\gamma_5 S_Q^{ij}(x)\gamma_5\gamma_\nu], \tag{5.8}$$

burada, $S_Q^{ij}(x)$ ($Q=c$) ağır kuark propagatörüdür [5]:

$$S_c^{ij}(x)=\frac{i}{(2\pi)^4}\int d^4k e^{-ik\cdot x}\left(\frac{\delta_{ij}(\not{k}+m_c)}{k^2-m_c^2}-\frac{g_s G_{ij}^{\alpha\beta}}{4}\frac{\sigma_{\alpha\beta}(\not{k}+m_c)+(\not{k}+m_c)\sigma_{\alpha\beta}}{(k^2-m_c^2)^2}\right.$$
$$+\frac{g_s^2G^2}{12}\delta_{ij}m_c\frac{(k^2+m_c\not{k})}{(k^2-m_c^2)^4}+\frac{g_s^3G^3}{48}\delta_{ij}\frac{(\not{k}+m_c)}{(k^2-m_c^2)^6} \tag{5.9}$$
$$\left.\times\left[\not{k}(k^2-3m_c^2)+2m_c(2k^2-m_c^2)\right](\not{k}+m_c)+...\right).$$

Denklem (5.9)'daki $G_{ij}^{\alpha\beta}$ gluon alan şiddet tensörüdür ve aşağıdaki eşitlikler ile verilir:

$$G_{ij}^{\alpha\beta}=G_A^{\alpha\beta}t_{ij}^A$$
$$G^2=G_A^{\alpha\beta}G_A^{\alpha\beta} \tag{5.10}$$
$$G^3=f^{ABC}G_{\mu\nu}^A G_{\nu\delta}^B G_{\delta\mu}^C$$

$A,B,C=1,2...8$ gluon renk indisleri, $t_A=\lambda^A/2$ eşitliğindeki λ^A Gell-Mann matrisleri ve $x=0$ noktasında $G_{\alpha\beta}^A\equiv G_{\alpha\beta}^A(0)$'dır. Korelasyon fonksiyonu $\Pi_{\mu\nu}^{OPE}(q)$ iki farklı yapı içerir:

$$\Pi_{\mu\nu}^{OPE}(q)=\Pi_{\mu\nu}^{OPE}(q^2)(-g_{\mu\nu})+\tilde{\Pi}_{\mu\nu}^{OPE}(q^2)q_\mu q_\nu. \tag{5.11}$$

$\chi_{c1(2P)}$'nin hadronik parametrelerini hesaplamak için aynı fiziksel durumları ifade eden $\Pi_{\mu\nu}^{Fiz}(q)$ ve $\Pi_{\mu\nu}^{OPE}(q)$ korelasyon fonksiyonları birbirine eşitlenir. Hesabın devamındaysa $\Pi_{\mu\nu}^{OPE}(q)$'nin, Lorentz yapıları $-g_{\mu\nu}$ ve $q_\mu q_\nu$ olarak ayrıştırılır. Diğer deyişle KRD parametreleri, dispersiyon bağıntısıyla $\Pi_{\mu\nu}^{Fiz}(q)$ ve $\Pi_{\mu\nu}^{OPE}(q)$ korelasyon fonksiyonlarının aynı Lorentz yapılarından gelen katsayılar birbirine eşitlenerek elde edilir. Hesaplamalarda, spin-1 durumuna katkı veren $-g_{\mu\nu}$ yapısıyken, spini-0 ve 1 durumlarından gelen katkı $q_\mu q_\nu$ 'dür. Derin Öklit bölgesinde momentum $Q^2=-q^2>0$ olduğunda, $\Pi_{\mu\nu}^{OPE}(q^2)$ korelasyon fonksiyonu dispersiyon bağıntısı ile ilişkilendirilir:

$$\Pi_{\mu\nu}^{OPE}(q^2)=\int_{4m_c^2}^{\infty} ds\frac{\rho^{OPE}(s)}{s-q^2}+... \tag{5.12}$$

Bu integraldeki $\rho_i^{OPE}(s)$ ise, iki-nokta spektral yoğunluktur ve $\rho_i^{OPE}(s)=\frac{1}{\pi}\mathrm{Im}[\Pi_i^{OPE}(s)]$ şeklinde tanımlıdır, operatörün boyutu (i) ile gösterilir. Spektral yoğunluk pertürbatif kısım ve sekiz boyuta kadar pertürbatif olmayan katkıların toplamıdır:

$$\rho^{OPE}(s)=\rho^{Pert}(s)+\rho^4(s)+\rho^6(s)+\rho^8(s)\,. \tag{5.13}$$

$$\rho^{Pert}=\frac{1}{\pi^2}\left(\frac{m_c^2}{s}+\frac{1}{s}\right)\sqrt{s(s-4m_c^2)}, \tag{5.14}$$

$$\begin{aligned}\rho^{Pert\ olmayan}=&\left\langle\frac{\alpha_s G^2}{\pi}\right\rangle\int_0^1\rho^{(4)}(z,s)dz\\&+\left\langle g_s^3G^3\right\rangle\int_0^1\rho^{(6)}(z,s)dz\\&+\left\langle\frac{\alpha_s G^2}{\pi}\right\rangle^2\int_0^1\rho^{(8)}(z,s)dz.\end{aligned} \tag{5.15}$$

Denklem (5.15)'de her bir boyuttan gelen terimlerin açık ifadeleri aşağıda verilmiştir:

$$\begin{aligned}\rho^4(z,s)=&\frac{1}{24r^2}\Big\{3r^2(s-\varphi)+\left[m_c^2(3+9r)+sr^2\right]\\&\times\delta^{(1)}(s-\varphi)+m_c^2(1-2z)^2\delta^{(2)}(s-\varphi)\Big\},\end{aligned} \tag{5.16}$$

$$\rho^{6}(z,s)=\frac{1}{15\times 2^{9}\pi^{2}r^{5}}\Big\{12\delta^{(1)}r^{3}\left(s-\varphi\right)\left[1+5r(1+r)\right]+2r^{2}\delta^{(2)}\left(s-\varphi\right)$$
$$\times\left[27m_{c}^{2}\left[1+5r(1+r)\right]+2sr\left[3+r(19+27r)\right]\right]+r\delta^{(3)}\left(s-\varphi\right)$$
$$\times\left[-15m_{c}^{2}\left[1+5r(1+r)\right]+6m_{c}^{2}sr\left[3+r(23+39r)+s^{2}r^{3}(8+27r)\right]\right]$$
$$+\delta^{(4)}\left(s-\varphi\right)\left[2m_{c}^{2}\left[1+5r(1+r)\right]+m_{c}^{4}sr\left[7+r(39+47r)\right]\right]$$
$$-r^{5}s^{3}-6m_{c}^{2}r^{3}s^{2}(1-2z)^{2}\Big\} \tag{5.17}$$

$$\rho^{8}(z,s)=\frac{1}{2^{4}3^{2}r^{2}}m_{c}^{2}\pi^{2}\Big\{6r\delta^{(3)}\left(s-\varphi\right)+\delta^{(5)}\left(s-\varphi\right)\left[5\left(m_{c}^{2}+rs\right)\right]$$
$$+\delta^{(4)}\left(s-\varphi\right)\left[m_{c}^{2}+2s(1+3r)\right]\Big\}. \tag{5.18}$$

Burada $r=z(z-1)$, $\varphi=\dfrac{m_{c}^{2}}{z(z-1)}$ kısaltmaları ve Dirac delta fonksiyonunun $\delta^{(n)}(s-\varphi)=\dfrac{d^{n}}{ds^{n}}\delta(s-\varphi)$ özelliği kullanılarak Denklemler (5.14), (5.16), (5.17) ve (5.18) elde edilmiştir [61].

Kuark-hadron ikilemi kullanıldıktan sonra, Borel dönüşümüyle yüksek boyutlardan ve süreklilikten gelen katkılar çıkarılır ve son olarak $\chi_{c1(1P)}$'nin kütle ve bozunma sabiti için toplam kuralları elde edilir:

$$m_{\chi_{c1(1P)}}^{2}=\frac{\int_{4m_{c}^{2}}^{s_{0}}ds\rho^{OPE}(s)\,s\,e^{-s/M^{2}}}{\int_{4m_{c}^{2}}^{s_{0}}ds\rho^{OPE}(s)\,s\,e^{-s/M^{2}}}, \tag{5.19}$$

$$f_{\chi_{c1(1P)}}^{2}=\frac{1}{m_{\chi_{c1(1P)}}^{2}}\int_{4m_{c}^{2}}^{s_{0}}ds\rho^{OPE}(s)e^{\left(m_{\chi_{c1(1P)}}^{2}-s\right)/M^{2}}. \tag{5.20}$$

Yukarıdaki eşitliklerdeki M^{2} Borel kütlesi ve s_{0} süreklilik eşiğidir. Ayrıca s_{0} parametresi, $\chi_{c1(1P)}$'yi süreklilik ve yüksek mertebeden gelen katkılardan ayırır. $\chi_{c1(2P)}$ için Denklem (5.21) ve (5.22)'de kütle ve bozunum sabiti için toplam kuralları elde edilmiştir:

$$m^2_{\chi_{c1(2P)}} = \frac{\int_{4m_c^2}^{s_0^*} ds\rho^{OPE}(s)se^{-s/M^2} - f^2_{\chi_{c1(1P)}} m^4_{\chi_{c1(2P)}} e^{-m^2_{\chi_{c1(1P)}}/M^2}}{\int_{4m_c^2}^{s_0^*} ds\rho^{OPE}(s)se^{-s/M^2} - f^2_{\chi_{c1(1P)}} m^2_{\chi_{c1(2P)}} e^{-m^2_{\chi_{c1(1P)}}/M^2}}, \quad (5.21)$$

$$f^2_{\chi_{c1(2P)}} = \frac{1}{m^2_{\chi_{c1(2P)}}} \left[\int_{4m_c^2}^{s_0^*} ds\rho^{OPE}(s)se^{(m^2_{\chi_{c1(2P)}}-s)/M^2} - f^2_{\chi_{c1(2P)}} m^2_{\chi_{c1(1P)}} e^{(m^2_{\chi_{c1(2P)}}-m^2_{\chi_{c1(1P)}})/M^2} \right]. \quad (5.22)$$

s_0^* süreklilik eşiği, "yüksek rezonans +süreklilik" den gelen katkıları "$\chi_{c1(1P)} + \chi_{c1(2P)}$" den ayıran bir parametredir. Bilindiği gibi KRDTK yöntemi, temel durum ve süreklilik eşiği ($s_0^* > s_0$) aynı spektral yoğunluk tanımına dayanır. Literatürde bu duruma benzer örnekler mevcuttur [129-131].

5.2. Nümerik Analizler

$\chi_{c1(1P)}$ ve $\chi_{c1(2P)}$ 'nin kütleleri ve bozunma sabitlerinin sayısal değerleri aşağıda verilen giriş parametrelerine göre belirlenmiştir.

Tablo 5.1. Hesaplamalarımızda kullanılan giriş parametreleri [1,132]

Parametre	Sayısal Değeri
m_c	$1,67 \pm 0,07$ GeV
$m_{\chi_{c1(1P)}}$	$3510,67 \pm 0,05$ MeV
$\left\langle \frac{g_s G^2}{\pi} \right\rangle$	$(0,012 \pm 0,004)$ GeV^4
$\langle g_s^3 G^3 \rangle$	$(0,57 \pm 0,29)$ GeV^6

Bu çalışmada elde edilen sonuçlar, aksiyel-vektör taban durumundaki $\chi_{c1}(1P)$ ve birinci radyal uyarılmış durumu olan $\chi_{c1}(2P)$ 'nin karakteristikleri KRDTK yaklaşımı ile hesaplanmıştır. Bu karakteristik nicelikler, Borel kütle parametresi M^2 ve süreklilik eşiği s_0 'a bağlıdır. KRDTK'daki bu parametreler, matematiksel olarak herhangi bir niceliğe bağlı değildir ve bu parametrelerin kararlı olduğu çalışma bölgeleri seçilir. Borel kütlesi için

çalışma bölgesi M^2'nin alt sınır limiti tespit edilirken, pertürbatif olmayan kısmının dispersiyon integralinin toplam katkıya oranı yaklaşık %20'si alınır.

Diğer taraftan Borel kütle parametresinin M^2 üst sınır limiti belirlenirken, yaklaşık %50'den fazla katkının pertürbatif kısımdan gelmesi gerektiği şartı temel alınır. M^2'nin üst sınırı belirlenirken, aşağıdaki kriter kullanılır:

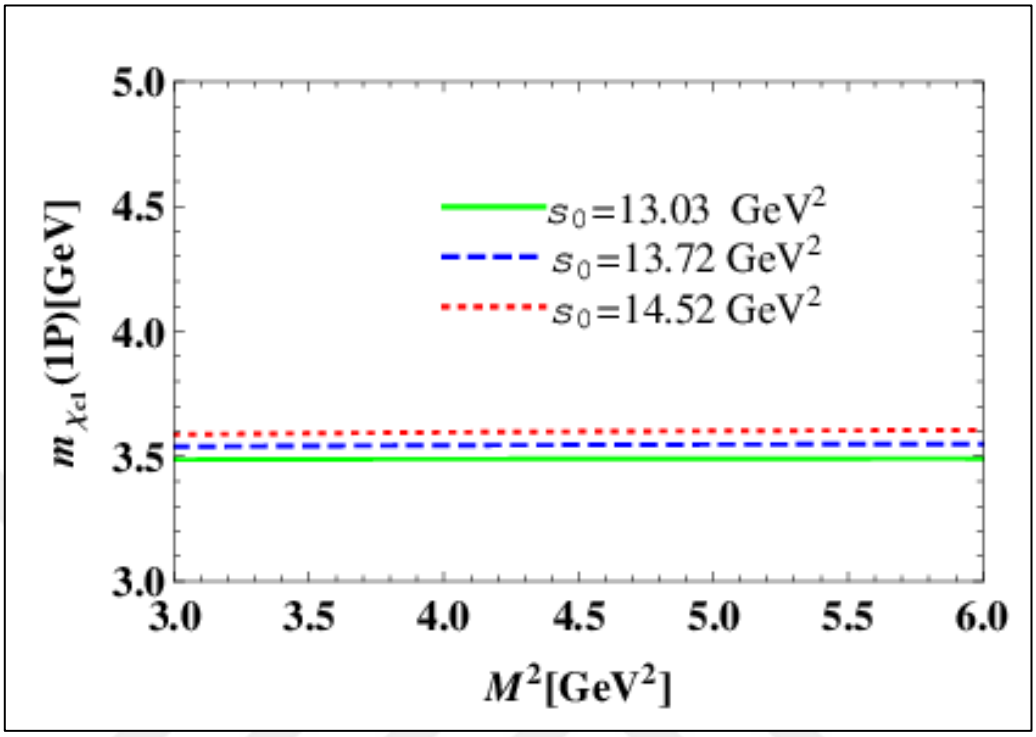
$$\frac{\int_{4m_c^2}^{s_0} \rho(s)^{\text{Pert}} e^{-s/M^2} ds}{\int_{4m_c^2}^{s_0} \rho(s)^{\text{Pert olmayan}} e^{-s/M^2} ds} > 1/2. \tag{5.23}$$

Üst sınırda kütle ve bozunum sabiti için elde edilen toplam kuralları yakınsak olmalıdır, diğer deyişle yüksek boyutlu operatörlerden gelen katkılar küçük olmalıdır. Bu integraldeki, $\rho^{\text{Pert olmayan}}(s) = \rho^4(s) + \rho^6(s) + \rho^8(s)$ terimlerinin toplamıdır. KRDTK'daki diğer parametremiz, s_0 tamamen keyfi bir değişken olmayıp, aynı kuantum sayısına sahip ara kesit akımların birinci uyarılmış durumlarının enerjileriyle ilişkilidir. Sonuç olarak $\chi_{c1}(1P)$ için s_0 ve M^2 değerleri: $(m_{\chi_{c1(1P)}} + 0,3)^2 \leq s_0 \leq (m_{\chi_{c1(1P)}} + 0,5)^2$ ve $3,0\ \text{GeV}^2 \leq M^2 \leq 6,0\ \text{GeV}^2$'dir. $\chi_{c1}(2P)$ için ise, $(m_{\chi_{c1(2P)}} + 0,3)^2 \leq s_0 \leq (m_{\chi_{c1(2P)}} + 0,5)^2$ ve $3,0\ \text{GeV}^2 \leq M^2 \leq 6,0\ \text{GeV}^2$ aralığındadır. Ayrıca Denklem (5.33)'deki s_0 süreklilik eşiğinin integral sınırı ele alınan mezonların kütle değerlerine göre belirlenmiştir.

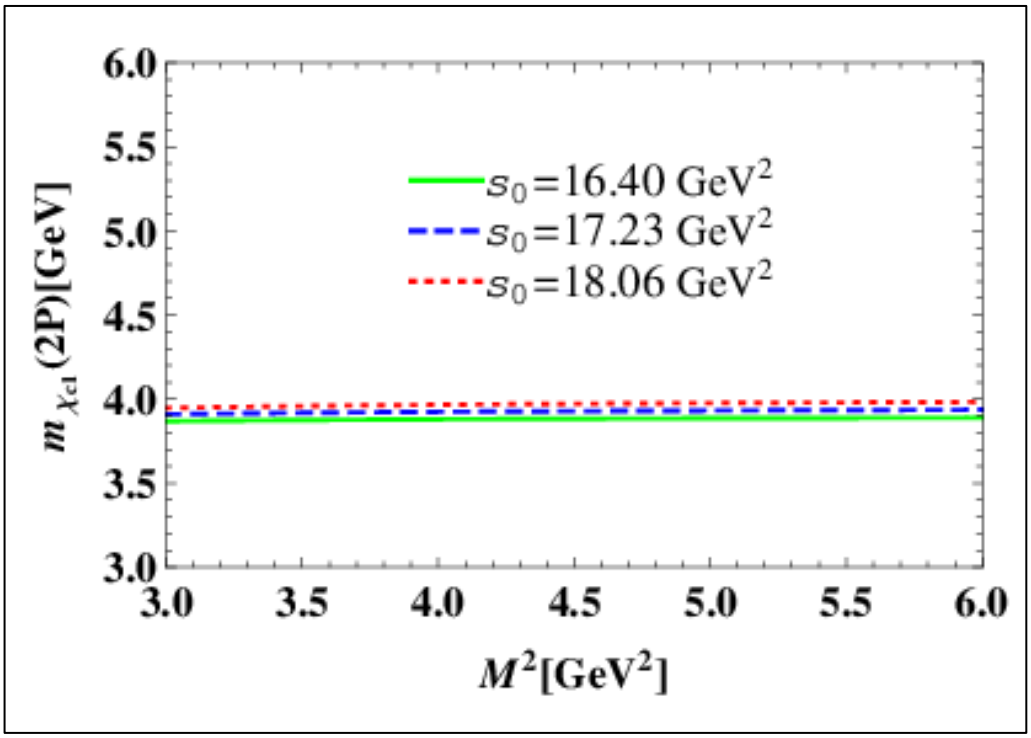
$\chi_{c1}(1P)$ ve radyal uyarılmış durumu olan $\chi_{c1}(2P)$'nin kütle ve bozunum sabitinin son yıllardaki nümerik sonuçları Tablo 6.1 ve 6.2'de verilmiştir. Taban durumundaki $\chi_{c1}(1P)$'nin kütlesi 3545^{+67}_{-57} MeV bulunmuştur [61]. Bu değer deneysel verilerle oldukça uyumluyken, KRDTK yaklaşımında hata sınırı içerisindedir.

Çalışmanın devamında, $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ mezonları Şekil 5.1 ve 5.2'de $m_{\chi_{c1(1P)}}$, $f_{\chi_{c1(1P)}}$, $m_{\chi_{c1(2P)}}$ ve $f_{\chi_{c1(2P)}}$'nin M^2 Borel kütle parametresinin sabitine bağlılığı gösterilmiştir. Görüldüğü gibi $\chi_{c1}(1P)$ çarmonyumun kütlesi, M^2 ve s_0'a göre değişmez. Buna ek olarak M^2, s_0 ve diğer giriş parametrelerinin belirsizliklerinden kaynaklanan $f_{\chi_{c1(1P)}}$ ve $f_{\chi_{c1(2P)}}$ parametreleri için teorik hatalar, KRDTK metodunun doğasında var olan %20'lik hata

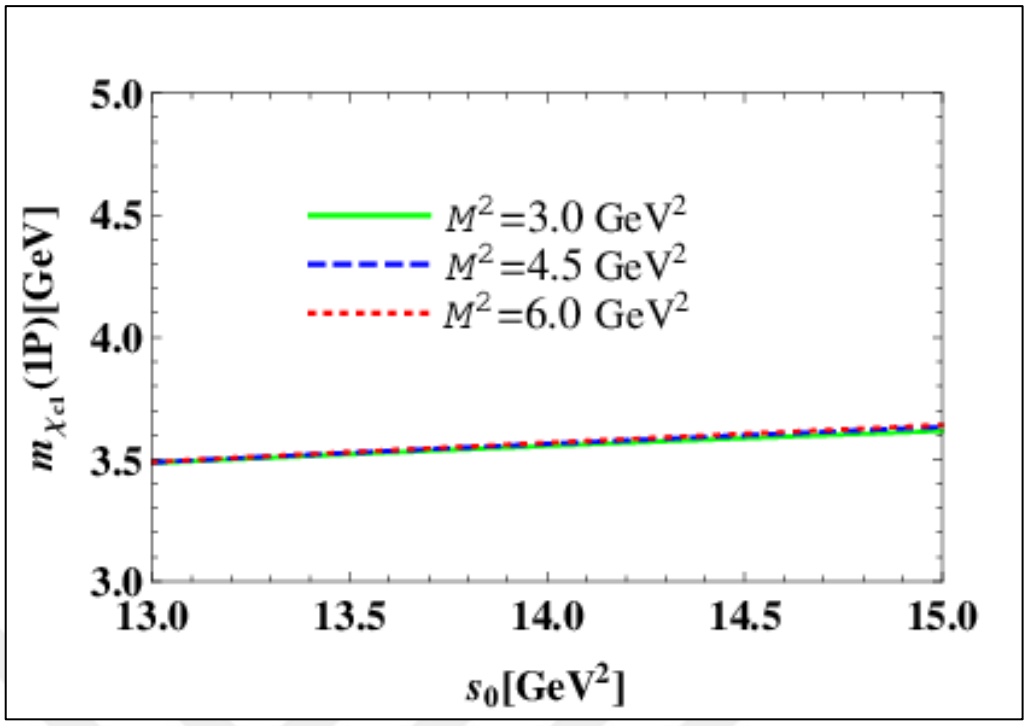
bölgesi içindedir. Tablo 6.2'de $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ bozunma sabitleri için bulduğumuz sonuçlar literatürde var olan deneysel ve teorik sonuçlarla kıyaslanmıştır.



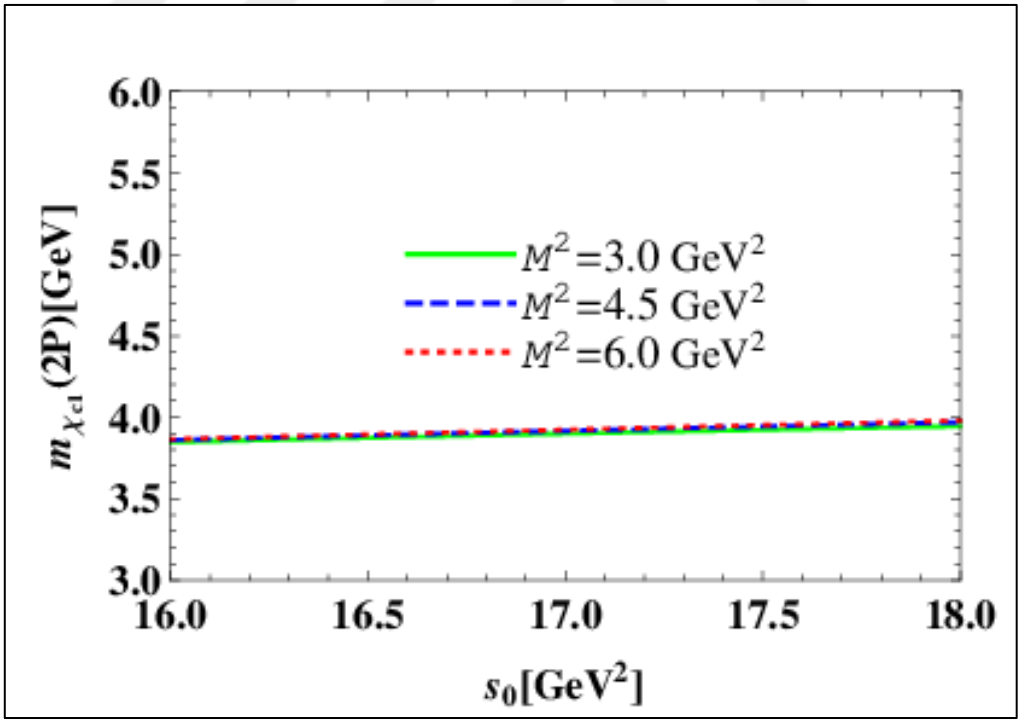
Şekil 5.1. $m_{\chi_{c1(1P)}}$ kütlelerinin, M^2 Borel kütle parametresinin s_0 sabit alınarak çizilen grafikleridir [61]



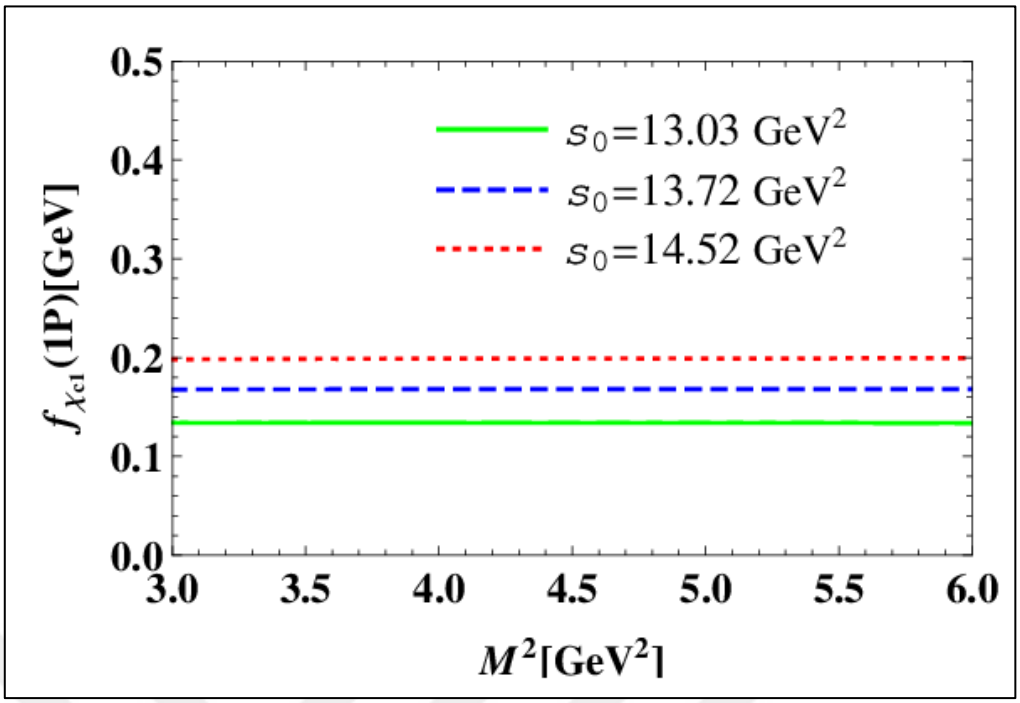
Şekil 5.2. $m_{\chi_{c1(2P)}}$ kütlelerinin, M^2 Borel kütle parametresinin s_0 sabit alınarak çizilen grafikleridir [61]



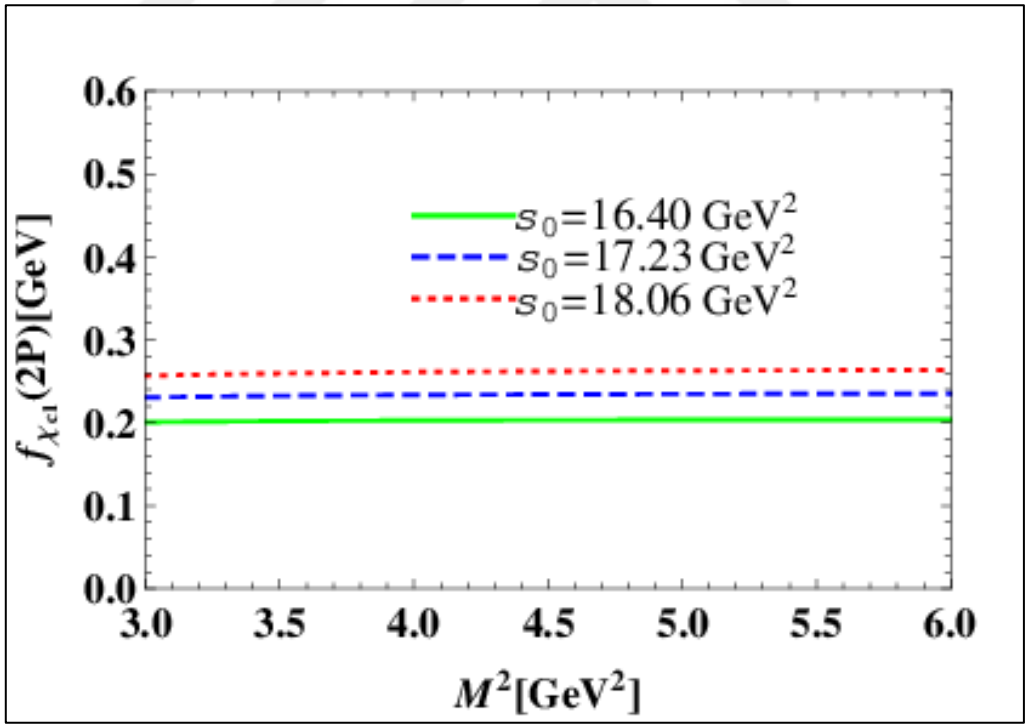
Şekil 5.3. $m_{\chi_{c1(1P)}}$ kütlelerinin, s_0 süreklilik eşiğinde M^2'nin sabit alınarak elde edilmiş grafikleridir [61]



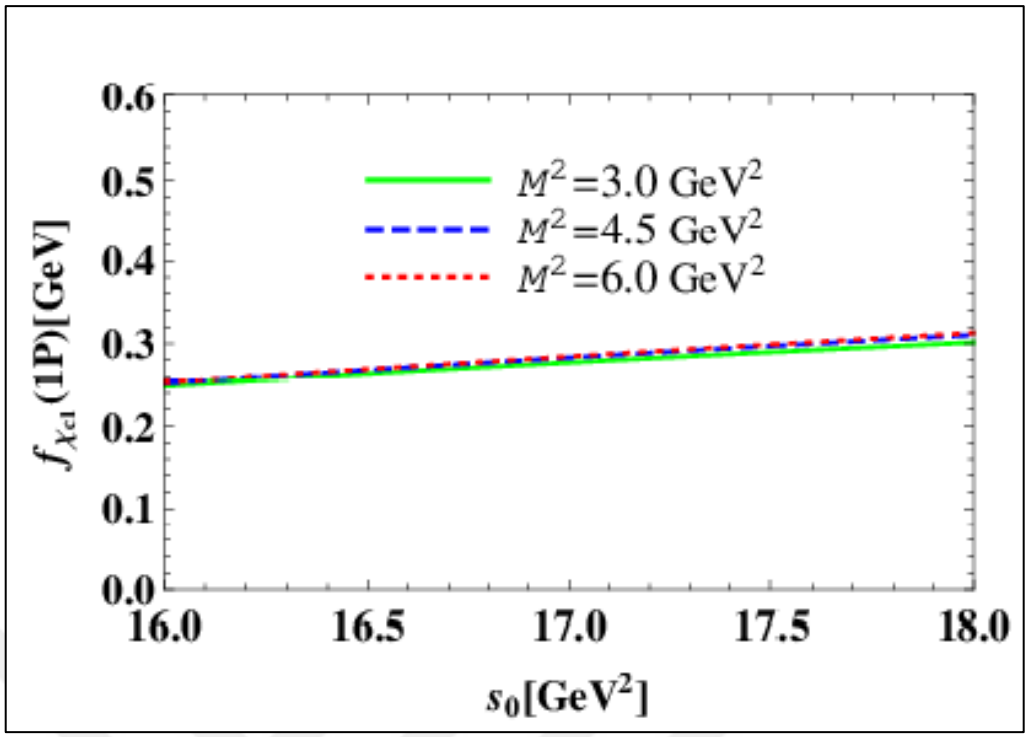
Şekil 5.4. $m_{\chi_{c1(2P)}}$ kütlelerinin, s_0 süreklilik eşiğinde M^2'nin sabit alınarak elde edilmiş grafikleridir [61]



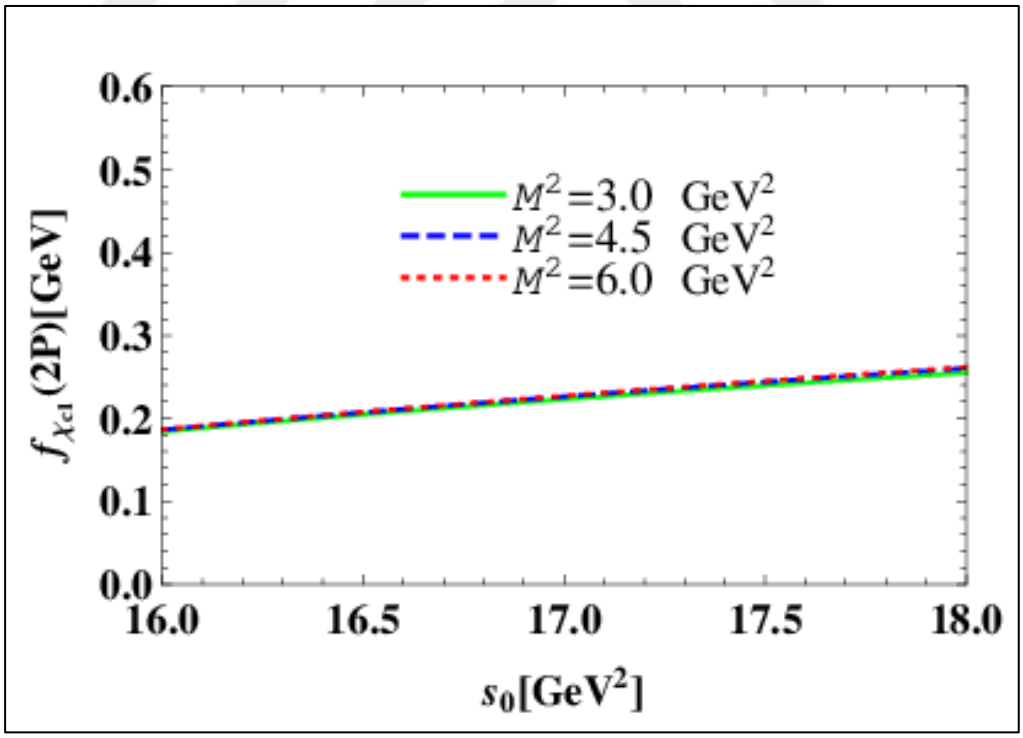
Şekil 5.5. $f_{\chi_{c1(1P)}}$ bozunma sabitlerinin, M^2 Borel kütle parametresinin s_0 sabit alınarak çizilen grafikleridir [61]



Şekil 5.6. $f_{\chi_{c1(2P)}}$ bozunma sabitlerinin, M^2 Borel kütle parametresinin s_0 sabit alınarak çizilen grafikleridir [61]



Şekil 5.7. $f_{\chi_{c1(1P)}}$ bozunma sabitlerinin, s_0 süreklilik eşiğinde M^2'nin sabit alınarak elde edilmiş grafikleridir [61]



Şekil 5.8. $f_{\chi_{c1(2P)}}$ bozunma sabitlerinin, s_0 süreklilik eşiğinde M^2'nin sabit alınarak elde edilmiş grafikleridir [61]

6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, KRD toplam kuralları yaklaşımı kullanılarak $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ çarmonyumların kütle ve bozunma sabitleri sekiz-boyuta kadar hesaplanmıştır. $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ mezonlarının ara kesit akımlarının kuantum sayısı $J^{PC}=1^{++}$ olarak ele alınmıştır. Taban durumundaki $\chi_{c1}(1P)$ mezonunun kütle ve bozunma sabiti ve ayrıca $\chi_{c1}(1P)$'nin radyal uyarılmış durumu olan $\chi_{c1}(2P)$ KRDTK yöntemiyle elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlara göre, $\chi_{c1}(1P)$'nin ilk uyarılmış durumu olarak ele alınan $\chi_{c1}(2P)$'nin kütlesi $\chi_{c1}(4140)$ parçacığının kütlesiyle kıyaslandığında kütlesi %16,78'lik farkla daha küçük çıkmıştır. X(3872) parçacığı ile karşılaştırıldığında ise, $\chi_{c1}(2P)$'nin kütlesi ile yaklaşık %9,22'lik bir kütle farkı tespit edilmiştir [61]. Bu çalışmanın sonucuna göre $\chi_{c1}(2P)$'nin kütle değeri X(3940) parçacığının kütle değerine yakın çıkmıştır. Ancak X(3940) parçacığın kuantum sayıları (Bkz. Tablo 1.3) henüz bilinmemektedir.

Tablo 6.1. $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$'nin bulduğumuz kütle değerlerinin deneysel ve teorik çalışmalarla karşılaştırılması

Model	$m_{\chi_{c1(1P)}}$	$m_{\chi_{c1(2P)}}$
Deneysel Sonuçlar	$3510,67 \pm 0,05$ [1]	-
Sonuçlarımız	3545^{+67}_{-57} [61]	3924^{+48}_{-56} [61]
KRDTK	3520 [134]	-
	3510 [135]	
Kovaryant Bethe-Salpeter Eşitlik Yaklaşımı	3437 [136]	-
Kuark Model	-	3950 [137]
Regge Yörüngeleri	-	3906 [138]
Modified Regge Yörüngesi	-	3922 [139]
Potansiyel Model	-	3950 [140]

Tablo 6.1. (Devam) $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$'nin bulduğumuz kütle değerlerinin deneysel ve teorik çalışmalarla karşılaştırılması

KRD'ye Dayanan Gaussian Açılımı Kullanılan Potansiyel Model	-	3934 [141]
Bileşen Kuark Model	-	3947 [142]
Friedrichs-Model Şeması	-	3520 [12]
Rölativistik-Olmayan Kuark Model	3510 [143]	3872 [143]

Tablo 6.2. $\chi_{c1}(1P)$ ve $\chi_{c1}(2P)$'nin bulduğumuz bozunma sabiti değerlerinin teorik çalışmalarla karşılaştırılması

Model	$f_{\chi_{c1(1P)}}$	$f_{\chi_{c1(2P)}}$
Sonuçlarımız	167^{+33}_{-33} [61]	225^{+32}_{-33} [61]
KRDTK	344 ± 27 [134]	-
KRDTK	185 [144]	
Rölativistik Olmayan KRD	140 [145]	-
Çarpanlara Ayırma Yaklaşımı	295 ± 28 [146]	-

KRDTK yöntemi kütle ve bozunum sabiti tahminlerinde, ara kesit akımındaki belirsizliklerden dolayı bazı hatalar mevcuttur. Bu tür hatalar KRDTK modelinin doğasında vardır ve bu bütün resmin kaçınılmaz bir parçasıdır. Bu nedenle deneysel ve teorik verilerin tahminleri arasındaki farklılıkları açıklamak için, çarmonyum mezonlarını ve onların temel özelliklerini belirlemek oldukça önemlidir.

Son yıllarda çarmonyumlar; Belle [10], BESIII [108], LHCb [58], BaBar [50] ve FAIR [133] gibi birçok büyük ölçekli deneylerde incelenen ve projelendirilen temel araştırma alanı konusudur. BESIII [56], LHCb [77], Belle [92] ve BaBar işbirliklerinin yanı sıra, yakın gelecekte planlanan BelleII [9] ve PANDA [32] deneylerinde çarmonyum spektrumunun tespit edilmesi ve egzotik mezonların doğasının anlaşılması hedeflenmektedir.

Teorik çalışmalar ve daha hassas deneysel verilerin analizi bu konudaki bilgilerimizi netleştirebilir. Ayrıca, bu tür çalışmalar hadronik parametrelerin belirlenmesine ve hadron spektrumunun tamamlanmasına yardımcı olabilir. Bu tez çalışması XYZ mezonların

içyapılarının da daha iyi anlaşılması hakkında bilgi ve ipuçları sağlayabilir. Sonuçlarımız, gizemli $\chi_{c1}(4140)$ ve X(3872) parçacıklarının yorumlanmasına ve yakın gelecekte gözlemlenmesi beklenen P-dalga $\chi_{c1}(2P)$ durumunun belirlenmesine ışık tutabilir [12].

KAYNAKLAR

[1] Tanabashi M., et al., (Particle Data Group), Review of Particle Physics, *Phys. Rev. D*., 2018, **98**, 1-1898.

[2] Marciano W. J., Pagels H., Quantum Chromodynamics: A Review, *Phys. Rept*., 1978, **36**, 137.

[3] Muta T., Foundation of Quantum Chromodynamics: An Introduction to Perturbative Methods in Gauge Theories, *World Sci. Lect. Notes Phys*., 1981, **57,** 1-409.

[4] Hagiwara K., Harada K., Haruyama M., et al., Quantum Chromodynamics at Short Distances, *Prog. Theor. Phys. Suppl*., 1983, **77**,1–334.

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

[6] Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I., QCD and Resonance Physics: Theoretical Foundations, *Nucl. Phys. B*, 1979, **147**, 385.

[7] Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I., QCD and Resonance Physics. Applications, *Nucl. Phys. B.*, 1979, **147**, 448.

[8] Abe K., et al., (Belle Collaboration), Observation of a New Charmonium State in Double Charmonium Production in e^+e^- Annihilation at $\sqrt{s}$ ~10.6 GeV, *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**, 1-5.

[9] Mizuk R., et al., (Belle Collaboration), 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**, 1-14.

[10] Chilikin K., et al., (Belle Collaboration), Observation of a New Charged Charmoniumlike State in Decays, *Phys. Rev. D.*, 2014, **90**, 1-14.

[11] Hanhart C., Theory Concepts for Heavy Exotic Mesons, *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser*., 2018, **46**, 1-8.

[12] Zhou Z.-Y., Xiao Z., Understanding X(3862), X(3872) and X(3930) in a Friedrichs - Model-like Scheme, *Phys. Rev. D.*, 2017, **96**(5), 1-5.

[13] Yukawa H., On the Interaction of Elementary Particles. I, *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.*, 1935, **17**, 48-57.

[14] Bhabha H. J., The Conceptual Completion and the Extensions of Quantum Mechanics, *Nature*, 1938, **141**, 117.

[15] Occhialini G. P. S., Powell C. F., Nuclear Disintegration Produced by Slow Charged Particles of Small Mass, *Nature*, 1947, **159**,186-190.

[16] Lattes C. M. G., Occhialini G. P. S., Powell C. F., Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions. 1, *Nature*, 1947, **160**, 453-456.

[17] Gell-Mann M., Current Algebras and SU_3 Violations, *Caltech Report*, 1961, CTSL-20.

[18] https://goo.gl/images/XJzwoS, (Ziyaret Tarihi: 10 Ekim 2018).

[19] Coito S., Unquenched Meson Spectroscopy, Cornell University Library, https://arxiv.org/abs/1401.7856, (Ziyaret Tarihi: 03 Aralık 2018).

[20] Wikiwand, http://www.wikiwand.com/tr, (Ziyaret Tarihi: 10 Ekim 2018).

[21] Galloway Ben A., Properties of Charmonium and Bottomonium from Lattice QCD with Very Fine Lattices, PhD thesis, University of Glasgow, Scotland, 2017.

[22] Eshraim W. I., Phenomenology of a Pseudoscalar Glueball and Charmed Mesons, https://arxiv.org/abs/1509.09117, (Ziyaret Tarihi: 03 Aralık 2018).

[23] Kleiv R., QCD Sum Rule Studies of Heavy Quarkonium-Like States, https://arxiv.org/abs/1407.2292, (Ziyaret Tarihi: 03 Aralık 2018).

[24] Janik M. A., Two-Particle Correlations as a Function of Relative Azimuthal Angle and Pseudorapidity in Proton-Proton Collisions Registered by the ALICE Experiment, CERN-THESIS, 339, 2014.

[25] Zuber I., *Quantum Field Theory*, Dover, 1980.

[26] Griffiths D., *Introduction to Elementary Particles*, 2nd ed, Wiley-VCH, 2008.

[27] Gross D. J., Wilczek F., Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories, *Phys. Rev. Lett.*, 1973, **30**, 1343–1346.

[28] Politzer H. D., Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?, *Phys. Rev. Lett.*, 1973, **30**, 1346–1349.

[29] Povh B., Rith K., Scholz C., Zetsche F., *Particles and Nuclei: An Introduction to the Physical Concepts*, Springer, German, 2008.

[30] Nakamura K., et al., (Particle Data Group), Review of Particle Physics, *J. Phys. G.*, 2010, **37**, 2.

[31] Slideplayer, https://slideplayer.com/slide/8740984, (Ziyaret Tarihi: 09 Ocak 2019).

[32] Brinkmann K., Gianotti P., Lehmann I., Exploring the Mysteries of Strong Interactions: The PANDA Experiment, *Nucl. Phys. News*, 2006, **16**, 15–18.

[33] Amsler C., et al., (Particle Data Group), Review of the Particle Physics, *Phys. Lett. B.*, 2008, **667**, 1–1340.

[34] Wong C., Heavy Quarkonia in Quark-Gluon Plasma, *Phys. Rev. C.*, 2005, **72**, 14.

[35] Datta S., Karsch F., Petreczky P., Wetzorke I., Behavior of Charmonium Systems After Deconfinement, *Phys. Rev. D.*, 2004, **69**, 1-18.

[36] Braga N. R. F., Ferreira L. F., Holographic Picture of Heavy Vector Meson in a Finite Density Plasma, *Acta. Phys. Polon. Supp.*, 2017, **10**, 1-6.

[37] Karliner M., Rosner J. L., Quark-Level Analogue of Nuclear Fusion with Doubly-Heavy Baryons, *Nature*, 2017, **551**, 89-91.

[38] Karliner M., Rosner J. L., Baryons with Two Heavy Quarks: Masses, Production, Decays, and Detection, *Phys. Rev. D.*, 2014, **90**, 1-15.

[39] Yirka B., Theoretical Quark Fusion Found to Be More Powerful Than Hydrogen Fusion, Phys Org, https://phys.org , (Ziyaret Tarihi: 03 Aralık 2018).

[40] Aaij R., et al., (LHCb Collaboration), Determination of the X(3872) Meson Quantum Numbers, *Phys. Rev. Lett.*, 2013, **110**, 8.

[41] Barnes T., Godfrey S., Swanson E. S., Higher Charmonium, *Phys. Rev, D.*, 2005, **72**, 28.

[42] Espotiso A., Guerrieri A. L., Piccinini F. et al., Four-Quark Hadrons: and Updated Review, *Int. J. Mod. Phys. A.*, 2014, **30**, 118.

[43] Braaten E., Langmack C., Smith, D. H., Born-Oppenheimer Approximation for the XYZ Mesons, *Phys. Rev. D.*, 2014, **90**, 1-24.

[44] Olsen L. S., A New Hadron Spectroscopy, *Front. Phys. (Beijing)*, 2015, **10**, 121-154.

[45] Brodsky S. J., Hwang D. S., Lebed R. F., Dynamical Picture for the Formation and Decay of the Exotic Mesons, *Phys. Rev. Lett.*, 2014, **113**(11), 1-5.

[46] Olsen S. L., Hadronic Spectrum-Multiquark States, *Nucl. Phys. A.*, 2009, **827**, 53C-60C.

[47] Godfrey S., Isgur N., The Exotic XYZ Charmonium-Like Mesons, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 2008, **58**, 51-73.

[48] Chen H.-X., Chen W., Liu X., Zhu S.-L., The Hidden-Charm Pentaquark and Tetraquark States, *Phys. Rept.*, 2016, **639**, 1-121.

[49] Choi S. K., et al., (Belle Collaboration), Observation of a Narrow Charmonium-Like State in Exclusive $\overline{B}^{\pm} \to K^{\pm}\pi^{+}\pi^{-}J/\psi$ Decays, *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**, 10.

[50] Aubert B., et al., (BaBar Collaboration), Observation of Decay $B \to J/\psi\eta K$ and Search for $X(3872) \to J/\psi\eta$, *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**, 1-7.

[51] Acosta D., et al., (CDF Collaboration), 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**, 1-6.

[52] Abazov V. M., et al., (D0 Collaboration), 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**, 1-6.

[53] Aaij R., et al., (LHCb Collaboration), Observation of X(3872) Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}$ =7 TeV, *Eur. Phys. J. C.*, 2012, **72**, 11.

[54] Swanson E. S., The New Heavy Mesons: A Status Report, *Phys. Rept.*, 2006, **429**, 243-305.

[55] Hosaka A., Iijima T., Miyabayashi K., Exotic Hadrons with Heavy Flavors: X, Y, Z and Related States, *PTEP.*, 2016, **2016**(6), 2-85.

[56] Ablikim M., et al., (BESIII Collaboration), Precise Measurement of the $e^+e^- \to \pi^+\pi^- J/\psi$ Cross Section at Center-of-Mass Energies Form 3,77 to 4,60 GeV, *Phys. Rev. Lett.*, 2017, **118**, 1-8.

[57] Ablikim M., et al., (BESIII Collaboration), Evidence of Two ResonantStructures in $e^+e^- \to \pi^+\pi^- h_c$, *Phys. Rev. Lett.*, 2017, **118**, 8.

[58] Aaij R., et al., (LHCb Collaboration), Study of Charmonium Production in b Hadron Decays and First Evidence for the Decay $B_S^0 \to \varphi\varphi\varphi$, *Eur. Phys. J. C.*, 2017, **77**, 609.

[59] Gui L.-C., Lu L.-S., Lü Q.-F., Zhong X.-H., Strong Decays of Higher Charmonium States into Open-Charm Meson Pairs, *Phys. Rev. D.*, 2018, **98**(1), 1-20.

[60] Pakhlov P., et al, (Belle Collaboration), Production of New Charmoniumlike States in $e^+e^- \to J/\psi D^* \bar{D}^*$ at $\sqrt{s}$ ~10.6 GeV, *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**, 7.

[61] Süngü J. Y., Jumasahatov A. C., Probing Axial-Vector Charmonia $\chi_{c1}(1P)$ and $\chi_{c1}(2P)$, *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 2019, **46**, 1-12.

[62] Xiao Z., Zhou, Z.-Y., Virtual States and Generalized Completeness Relation in the Friedrichs Model, *Phys. Rev. D.*, 2016, **94**, 12.

[63] De Fazio F., New Spectroscopy of Heavy Mesons, *PoS HQL*, 2012, **2012,** 1-8.

[64] Li B.-Q., Meng C., Chao K.-T., Coupled-Channel and Screening Effects in Charmonium Spectrum, *Phys. Rev. D.*, 2009, **80**, 6.

[65] Zhou Z.-Y., Xiao Z., Comprehending Heavy Charmonia and Their Decays by Hadron Loop Effects, *Eur. Phys. J. A.*, 2014, **50**(10), 165.

[66] Anisovich V. V., Dakhno L. G., Matveev M. A., Nikonov V. A., Sarantsev A. V., Quark-Antiquark States and Their Radiative Transitions in Terms of the Spectral Integral Equation. II. Charmonia, *Phys. Atom Nucl.*, 2007, **70**, 364-381.

[67] Beveren E. V., Rupp G., The Y(4140), X(4260), φ (2D), φ (4S) and Tentative φ (3D), Cornell University Library, https://arxiv.org/abs/0906.2278, (Ziyaret Tarihi:13 Kasım 2018).

[68] Swanson E. S., Z_b and Z_c Exotic States as Coupled Channel Cusps, *Phys. Rev. D.*, 2015, **91**(3), 7.

[69] Agaev S. S., Azizi K., Sundu H., Exploring the Resonances X(4140) and X(4274) Through Their Decay Channels, *Phys. Rev. D.*, 2017, **95**(11), 1-10.

[70] Turkan A., Dag H., Exploratory Study of X(4140) in QCD Sum Rules, Cornell University Library, https://arxiv.org/abs/1705.02587, (Ziyaret Tarihi: 17 Kasım 2018).

[71] Stancu FI., Can Y(4140) Be a $c\bar{c}s\bar{s}$ Tetraquark?, *J. Phys. G.*, 2010, **37**, 14.

[72] Aaij R., et al., (Belle Collaboration), Observation of $J/\psi\varphi$ Structures Consistent with Exotic States from Amplitude Analysis of $B^+ \to J/\psi\varphi K^+$ Decays, *Phys. Rev. Lett.*, 2017, **118**, 10.

[73] Aaij R., et al., (LHCb Collaboration), Amplitude Analysis of $B^\pm \to J/\psi\varphi K^+$ Decays, *Phys. Rev. D.*, 2017, **95**(1), 28.

[74] Liu X.-H., How to Understand the Underlying Structures of X(4140), X(4274), X(4500) and X(4700) *Phys. Lett. B.***,** 2017, **766**, 117-124.

[75] Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O., Masses of Heavy Tetraquarks with Hidden Charm and Bottom, *Phys. Part. Nucl.*, 2010, **41**, 931-934.

[76] Aaij R., et al., (LHCb Collaboration), Search for the X(4140) State in $B^\pm \to J/\psi\varphi K^+$ Decays, *Phys. Rev. D.*, 2012, **85**, 1-9.

[77] Aaij R., et al., (LHCb Collaboration), Observation of $\eta_c(2S) \to p\bar{p}$ and Search for $X(3872) \to p\bar{p}$ Decays, *Phys. Lett. B.*, 2017, **769**, 305-313.

[78] Veliev E. V., Azizi K., Sundu H., Aksit N., Investigation of Heavy-Heavy Pseudoscalar Mesons in Thermal QCD Sum Rules, *J. Phys. G.*, 2012, **39**, 14.

[79] Anashin V. V., et al., Final Analysis of KEDR Data on $J/\psi(1S)$ and $J/\psi(2S)$ Masses, *Phys. Lett. B.*, 2015, **749**, 50-56.

[80] Becirevic D., et al., Lattice QCD and QCD Sum Rule Determination of the Decay Constants of η_c, J/ψ and h_c States, *Nucl.Phys. B.*, 2014, **883**, 306-327.

[81] Bashiry V., Study of $\chi_{c0}(1P) \to J/\psi\gamma$ and $\chi_{b0}(1P) \to \gamma\Upsilon(1S)$ Decays via QCD Sum Rules, *Adv. High Energy Phys.*, 2014, **2014**, 1-7.

[82] Aaij R., et al., (LHCb Collaboration), χ_{c1} and χ_{c2} Resonance Parameters with the Decays $\chi_{c1,2} \to J/\psi\mu^+\mu^-$, *Phys. Rev. Lett.*, 2018, **119**(22), 1-9.

[83] Süngü J. Y., Jumasahatov A. C., Hadronic parameters of $\chi_{c1}(1P)$ and First Radially Excited State $\chi_{c1}(2P)$, *AIP Conf. Proc.*, 2018, **2042**(1), 1-4.

[84] Ablikim M., et al., (BESIII Collaboration), Study of $\psi(3686) \to \pi^0 h_c$, $h_c \to \gamma\eta_c$ via η_c Exclusive Decays, *Phys. Rev. D.*, 2012, **86**, 1-21.

[85] Azizi K., Sundu H., Bayar M., Semileptonic B_c to P-Wave Charmonia ($\chi_{c0}, \chi_{c1}, h_c$) Transitions Within QCD Sum Rules, *Phys. Rev. D.*, 2009, **79**, 8.

[86] Süngü J. Y., Sundu H., Azizi K., Semileptonic Transition of Tensor $\chi_{c2}(1P)$ to D_S Meson, *Adv. High Energy Phys.*, 2014, **2014**, 7.

[87] Kochelev N., Min D.-P., η_c-Glueball Mixing and Resonance X(1835), *Phys. Rev. D.*, 2005, **72**, 5.

[88] Anashin V. V., Aulchenko V. M., Baldin E. M. et al., Measurement of $\psi(3770)$ Parameters, *Phys. Lett. B.*, 2012, **711**, 292-300.

[89] Lang C. B., Leskovec L., Mohler D., Prelovsek S., Vector and Scalar Charmonium Resonances with Lattice QCD, *JHEP*, 2015, **1509**, 1-23.

[90] Ablikim M., et al, (BESIII Collaboration), Observation of the $\psi(1^3D_2)$ State in $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\chi_{c1}\gamma$ at BESIII, *Phys. Rev. Lett.*, 2015, **115**, 7.

[91] Wang B., Xu H., Liu X., et al., Using $X(3823) \to J/\psi\pi^+\pi^-$ to Identify Coupled-Channel Effects, *Front. Phys. (Beijing*), 2016, **11**, 8.

[92] Chilikin K. S., et al., (Belle Collaboration), Observation of an Alternative $\chi_{c0}(2P)$ Candidate in $e^+e^- \to J/\psi D\bar{D}$, *Phys. Rev. D.*, 2017, **95**, 17.

[93] Yu G. L, Wang Z. G, Li Z. Y., The Analysis of the Charmonium-Like States $X(3860)^*$, X(3872), X(3915), X(3930) and X(3940) According to Its Strong Decay Behaviors, *Chin. Phys. C.*, 2018, **42**(4), 1-8.

[94] Ablikim M., et al., (BESIII Collaboration), Observation of $e^+e^- \to \gamma X(3872)$ at BESIII, *Phys. Rev. Lett.*, 2014, **112**, 7.

[95] Wang Z.- G., Huang T., Analysis of the X(3872), $Z_C(3900)$ and $Z_C(3885)$ as Axial-Vector Tetraquark States with QCD Sum Rules, *Phys. Rev. D.*, 2014, **89**, 1-12.

[96] Ablikim M., et al., (BESIII Collaboration), Observation of a Neutral Structure Near the $D\bar{D}^*$ Mass Threshold in $e^+e^- \to \pi^0(D\bar{D}^*)^0$ at $\sqrt{s}$ =4,226 and 4,252GeV, *Phys. Rev. Lett.*, 2015, **115**, 7.

[97] Ablikim M., et al., (BESIII Collaboration), Confirmation of a Charged Charmoniumlike State $Z_c(3885)^{\pm}$ in $e^+e^- \to \pi^0(D\bar{D}^*)^{\pm}$ with Double D Tag, *Phys. Rev. D.*, 2015, **92**, 15.

[98] Ablikim M., et al., (BESIII Collaboration), Observation of $Z_c(3900)^0$ in $e^+e^- \to \pi^0\pi^0 J/\psi$, *Phys. Rev. Lett.*, 2015, **115**, 7.

[99] Lees J. P., et al., (BaBar Collaboration), Study of $X(3915) \to J/\psi\omega$ in Two-Photon Collisions, *Phys. Rev. D.*, 2012, **86**, 12.

[100] Wang Z.-G, Reanalysis of the X(3915), X(4500) and X(4700) with QCD Sum Rules, *Eur. Phys. J. A.*, 2017, **53**, 19.

[101] Cincioglu E., Nieves J., Ozpineci A., Yilmazer A. U., Quarkonium Contribution to Meson Molecules, *Eur. Phys. J. C.*, 2016, **76**, 42.

[102] Wang Y.-M., Lü C.-D., Weak Productions of New Charmonium in Semi-Leptonic Decays of B_c, *Phys. Rev. D.*, 2008, **77**, 1-15.

[103] Ablikim M., et al., (BESIII Collaboration), Observation of a Neutral Charmoniumlike State $Z_c(4025)^0$ in $e^+e^- \to (D^*\bar{D}^*)^0\pi^0$, *Phys. Rev, Lett.*, 2015, **115**, 7.

[104] Wang Z.-G., Tetraquark State Candidates:Y(4260), Y(4360), Y(4660) and $Z_c(4020/4025)$, *Eur. Phys. J.*, 2016, **7**, 387.

[105] Mo X-.H., Yuan C. Z., Wang P., On the Leptonic Partial Width of the Excited ψ States, *Phys. Rev. D.*, 2010, **82**, 1-4.

[106] Badalian A. M., Bakker B. L. G., Leptonic Widths of High ψ -Resonances in Unitary Coupled-Channel Model, *Phys. Rev. D.*, 2017, **96**, 11.

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

[108] Ablikim M., et al., (BESIII Collaboration), Measurement of $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\psi(3686)$ from 4,008 to 4,600~GeV and Observation of a Charged Structure in the $\psi(3686)^{\pm}$ Mass Spectrum, *Phys. Rev. D.*, 2017, **96**, 1-11.

[109] Zhao L., et al., The Recoil Correction and Spin-Orbit Force for the Possible $B^*\bar{B}^*$ and $D^*\bar{D}^*$ States, *Nucl. Phys. A.*, 2015, **942**, 18-38.

[110] Aaltonen T., et al., (CDF Collaboration), Observation of the Y(4140) Structure in the $J/\psi\varphi$ Mass Spectrum in $\bar{B}^{\pm} \to J/\psi\varphi K$ Decays, *Mod. Phys. Lett. A.*, 2017, **32**(26), 11.

[111] Wang Z.-G., Analysis of the Y(4140) with QCD Sum Rules, *Eur. Phys. J. C.*, 2009, **63**, 115-122.

[112] Aaij R., et al., (Belle Collaboration), Observation of a Resonance in $B^+ \to K^+\mu^+\mu^-$ Decays at a Low Recoil, *Phys. Rev. Lett.*, 2013, **111**, 8.

[113] Chen W., et al., Mass Spectra for $qc\bar{q}\bar{c}$, $sc\bar{s}\bar{c}$, $qb\bar{q}\bar{b}$, $sb\bar{s}\bar{b}$ Tetraquark States with $J^{PC}=0^{++}$ and 2^{++}, *Phys. Rev. D.*, 2017, **96**, 1-17.

[114] Wang Z.-G., Analysis of the $Z_C(4200)$ as Axial-Vector Molecule-Like State, *Int. J. Mod. Phys. A.*, 2015, **30**(30), 1-20.

[115] Wang Z.-G., Analysis of the Y(4220) and Y(4390) as Molecular States with QCD Sum Rules, *Chin. Phys. C.*, 2017, **41**(8), 1-8.

[116] Aaij R., et al., (LHCb Collaboration), Observation of the Resonant Character of the $Z(4430)^-$ State, *Phys. Rev. Lett.*, 2014, **112**, 9.

[117] Yang J. H., Lee S. K., Kim E.-J., Choi J. B., Analysis of X Particle Spectra in Quarkonium Model, Cornell University Library,https://arxiv.org/abs/1506.04481, (Ziyaret Tarihi: 15 Kasım 2018).

[118] Wang Z.-G., Reanalysis of the $Z_C(4020)$, $Z_C(4025)$, Z(4050) and Z(4250) as Tetraquark States with QCD Sum Rules, *Eur. Phys. J. C.*, 2014, **74**(7), 1-23.

[119] He J., Liu X., Sun Z.-F., $Z_C(4025)$ as the Hadronic Molecule with Hidden Charm, *Eur. Phys. J. C.*, 2013, **73**, 1-6.

[120] Chen H.-X., et al., Understanding the Internal Structures of the X(4140), X(4274), X(4500) and X(4700), *Eur. Phys. J. C.*, 2017, **77**(3), 160.

[121] Shen C. P., et al., (Belle Collaboration), Evidence for a New Resonance and Search for the Y(4140) in the $\gamma\gamma \to \varphi J/\psi$, *Phys. Rev. Lett.*, 2010, **104**, 1-9.

[122] Wang Z.-G., Vector Tetraquark State Candidates: Y(4260/4220), Y(4360/4320) and Y(4660/4630), *Eur. Phys. J. C.*, 2018, **78**(6), 1-15.

[123] Wang X. L., et al., (Belle Collaboration), Measurement $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\psi(2S)$ via Initial State Radiation at Belle, *Phys. Rev. D.*, 2015, **91**, 15.

[124] Ioffe B. L., Calculation of Baryon Masses in Quantum Chromodynamics, *Nucl. Phys. B.*, 1981, **188**, 191-591.

[125] Albuquerque R. M., Charmonium Exotic States, Cornell University Library, https://arxiv.org/abs/1306.4671, (Ziyaret Tarihi: 08 Kasım 2018).

[126] Wilson K. G., Confinement of Quarks, *Phys. Rev. D.*, 1974, **10**, 1-47.

[127] Nikolaev S. N., Radyushkin A.V., Large Power Corrections To Qcd Charmonium Sum Rules, 1983, *JETP Lett.*, **37**, 526: *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **37**, 443-446.

[128] Colangelo P., Khodjamirian A., *QCD Sum Rules, a Modern Perspective at the Frontier of Particle Physics/Handbook of QCD*, Editor: Shifman M., World Scientific, Singapore, 1495-1576, 2001.

[129] Azizi K., Süngü J. Y., On the Mass and Mecay Constant of the P-Wave Ground and Radially Excited h_c and h_b Axial-Vector Mesons, *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 2019, **46**, 52.

[130] Agaev S. S, Azizi K., Sundu H., Treating $Z_C(3900)$ and Z(4430) as the Ground State and First Radially Excited Tetraquarks, *Phys. Rev. D.*, 2017, **96**,1-13.

[131] Agaev S. S, Azizi K., Sundu H., Interpretation of the New Ω_c^0 States via Their Mass and Width, *Eur. Phys. J. C.*, 2017, **77**(6), 395.

[132] Narison S., Gluon Condensates and c, b Quark Masses from Quarkonia Ratios of Moments, *Phys. Lett. B.***,** 2010, **693,** 559-566.

[133] Riedl J., Schafer A., Stratmann M., Prospects of Open Charm Production at GSI-FAIR and J-PARC, *Eur. Phys. J. C.*, 2007, **52**, 987-997.

[134] Veliev E. V., Azizi K., Sundu H., Kaya G., Thermal Properties of the Heavy Axial Vector Quarkonia, *Rom. Journ. Phys.*, 2014, **59**(1-2), 140.

[135] Palameta A., Harnett D., Steele T. G., Meson-Hybrid Mixing in $J^{PC}=1^{++}$ Heavy Quarkonium from QCD Sum-Rules, 2018, *Phys Rev D*, **98**, 1-10.

[136] Blank M., Krassnigg A., Bottomonium in a Bethe-Salpeter-Equation Study, *Phys. Rev. D.*, 2011, **84**, 6.

[137] Stephen G., Nathan I., Mesons in a Relativized Quark Model with Chromodynamics, *Phys. Rev. D.*, 1985, **32**, 43.

[138] Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O, Spectroscopy and Regge Trajectories of Heavy Quarkonia and B_c Mesons, *Eur. Phys. J. C.*, 2011, **71**, 1-23.

[139] Sonnenschein J., Weissman D., A Tetraquark or not a Tetraquark? A Holography Inspired Stringy Hadron (HISH) Perspective, *Nucl. Pyhs. B.*, 2017, **920**, 319-344.

[140] Radford S. F., Repko W. W., Potential Model Calculations and Predictions for Heavy Quarkonium, *Phys. Rev. D.*, 2007, **75**, 12.

[141] Cao L., YangY.-C., Chen H., Charmonium States in QCD-Inspired Quark Potential Model Using Gaussian Expansion Method, *Few. Body. Syst.*, 2012, **53,** 327-342.

[142] Segovia J., Entem D. R., Fernandez F., Hernandez E., Constituent Quark Model Description of Charmonium Phenomenology, *Int. J. Mod. Phys. E.*, 2013, **22**, 1-39.

[143] D'Souza P. P, Monteiro A. P., Kumar K. B. V., Properties of Low-Lying Charmonium States in a Phenomenological Approach, Cornell University Library, https://arxiv.org/abs/1703.10413, (Ziyaret Tarihi: 10 Kasım 2018).

[144] Rui Z., Probing the P-Wave Charmonium Decays of B_c Meson, *Phys. Rev. D.*, 2018, **97**(3), 13.

[145] Luchinsky A. V., Charmonia Production in $W \to (c\bar{c})D_S^{(*)}$ Decays, Cornell University Library, https://arxiv.org/abs/1801.08998, (Ziyaret Tarihi:13 Kasım 2018)

[146] Muñoz J. H., Quintero N., Useful Ratios Between Two-Body Nonleptonic and Semileptonic Decays of Mesons, *Rev. Mex. Fis. E.*, 2011, **57**(1), 57-66.

KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

[1] Süngü J. Y., **Jumasahatov A. C**., Hadronic Parameters of $\chi_{c1}(1P)$ and First Radially Excited State $\chi_{c1}(2P)$, *AIP Conference Proceeding*, 2018, **2042(**1), 1-4.

[2] Süngü J. Y., **Jumasahatov A. C**., Probing Axial-Vector Charmonia $\chi_{c1}(1P)$ and $\chi_{c1}(2P)$, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2019, **46**, 1-12.

[3] Süngü J. Y., **Jumasahatov A. C**., Hadronic Parameters of $\chi_{c1}(1P)$ and First Radially Excited State $\chi_{c1}(2P)$, *Türk Fizik Derneği 34. Uluslararası Fizik Kongresi*, Bodrum, Türkiye, 5-9 Eylül 2018.

ÖZGEÇMİŞ

Ayşe Çiftli Jumasahatov 23.11.1990 yılında Samsun'da doğdu. İlköğretim ve ortaöğretimini Samsun'un Bafra ilçesinde tamamladı. 2009 yılında girdiği Erciyes Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden birincilikle 2013 yılında mezun oldu. Eylül 2016'da Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Tezli Yüksek Lisans öğrenimine başladı.