

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK
ANABİLİM DALI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**EGZOTİK X(3872) PARÇACIĞININ KRĐ TOPLAM
KURALLARI YÖNTEMİ İLE TERMAL ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

SEHER GÜNAYDIN

KOCAELİ 2018

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK
ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

EGZOTİK X(3872) PARÇACIĞININ KR D TOPLAM
KURALLARI YÖNTEMİ İLE TERMAL ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ

SEHER GÜNAYDIN

Prof. Dr. Elşen VELİ
Danışman, Kocaeli Üniversitesi
Doç. Dr. Hayriye SUNDU PAMUK
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniversitesi
Doç. Dr. Nuray ER
Jüri Üyesi, Abant İzzet Baysal Üniversitesi

E. Abant
Jüri Üyesi
Jüri Üyesi

Tezin Savunulduğu Tarih: 18.07.2018

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Bu çalışmada $J^{PC}=1^{++}$ kuantum sayılarına sahip $X(3872)$ egzotik parçacığının termal özellikleri incelenmiştir. İlk önce bu parçacığın dört kuarklı yapıya (tetrakuark), yani dikuark-antidikuark yapısına sahip olduğu varsayılarak Termal KR D toplam kuralları çerçevesinde kütle ve mezon-akım kuplaj sabitleri hesaplanmıştır. Ayrıca $X(3872)$ parçacığı D ve D^* mezonlarının zayıf bağlı $[\bar{c}q][\bar{q}c]$ durumu olarak ele alınmış ve hadronik parametreleri incelenmiştir. Elde edilen sonuçların literatürde mevcut olan verilerle uyumlu olduğu görülmüştür.

Çalışmamda her zaman destek olan ve yapabileceğime inandıran emeklerinden dolayı minnettar olduğum çok değerli danışman hocam Prof. Dr. Elşen VELİ'ye, tezimde takıldığım sorunlarda her zaman güler yüzlülüğü ile beni geri çevirmeden bütün çalışmalarım da desteğini gösteren sevgili hocam Doç. Dr. Hayriye SUNDU PAMUK'a ve yüksek lisans eğitimim boyunca bana daima yardımcı olan sevgili arkadaşım Birten BARSBAY'a çok teşekkür ederim.

Daima yanımda olan, bana her zaman güvenen, sıkıntılarım la beni yalnız bırakmayan başta herşeyin en güzelini hak eden annem Nazile GÜNAYDIN, babam Ahmet GÜNAYDIN ve kardeşlerim Sevgi GÜNAYDIN ve Serdar GÜNAYDIN'a, her zaman duasında olduğum babaannem Esm a GÜNAYDIN'a, akıl ve düşünce olarak beni yönlendiren her zaman daha iyisi olacağına inandıran akıl hocam canım halam Ayşe GÜNAYDIN'a, iyi kötü her anımda yanımda olan bana güç veren ablam İlknur BAKKAL'a herşey için çok teşekkür ederim.

Temmuz - 2018

Seher GÜNAYDIN

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	iii
TABLolar DİZİNİ	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	v
ÖZET.....	vii
ABSTRACT	ix
GİRİŞ	1
1. STANDART MODEL VE PARÇACIK FİZİĞİ	7
1.1. Standart Model ve Doğadaki Kuvvet.....	7
1.2. Egzotik Hadronlar	9
1.3. Ağır Kuarkonyum Benzeri Durumlar	13
2. KUANTUM RENK DİNAMİĞİ TEMEL İLKELERİ	17
2.1. Kuantum Renk Dinamiği	17
2.2. KRd Lagranjiyeni	18
2.3. Asimtotik Özgürlük	20
3. KUANTUM RENK DİNAMİĞİ TOPLAM KURALLARI.....	22
3.1. Sabitlenmiş Nokta Ayar Koşulu ve OPE Açılımı.....	23
3.2. KRd Toplam Kurallarının Türetilmesi	25
4. EGZOTİK $X(3872)$ PARÇACIĞININ TERMAL KRd TOPLAM KURALLARI METODU İLE İNCELENMESİ	27
4.1. Egzotik Parçacıkların Keşfi ve Tetrakuark Yapılar	27
4.2. Tetrakuark Yaklaşımında $X(3872)$ 'nin Termal Özelliklerinin İncelenmesi	30
4.3. Termal KRd Toplam Kurallarının Nümerik Analizi	36
5. $X(3872)$ EGZOTİK DURUMUNUN MOLEKÜLER YAPI OLARAK İNCELENMESİ	43
5.1. Moleküler Yapı Yaklaşımında Pertürbatif ve Pertürbatif Olmayan Katkılar	44
5.2. $X(3872)$ 'nin Kütle ve Leptonik Bozunma Sabitinin Sıcaklığa Bağlı Olarak Değişimi	48
6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	54
KAYNAKLAR	57
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER	64
ÖZGEÇMİŞ	65

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. Temel parçacıkların sınıflandırılması: 12 temel fermiyon, 4 temel bozon ve Higgs bozonu.....	5
Şekil 1.2. Farklı kuark kombinasyonlarını sahip ekzotik parçacıklar	15
Şekil 2.1. KR D' de kayan güçlü kuplaj sabiti	27
Şekil 4.1. $m_{X(3872)}$ kütesinin, Borel kütle parametresi M^2 'ye bağılılığı	54
Şekil 4.2. $f_{X(3872)}$ mezon-akım kuplaj sabitinin Borel kütle parametresi M^2 'ye bağılılığı.....	54
Şekil 4.3. $m_{X(3872)}$ kütesinin, süreklilik eşiği s_0 'a bağılılığı	55
Şekil 4.4. $f_{X(3872)}$ mezon-akım kuplaj sabitinin süreklilik eşiği s_0 'a bağılılığı	55
Şekil 4.5. $m_{X(3872)}$ kütesinin, T(GeV) sıcaklığına bağılılığı	56
Şekil 4.6. $f_{X(3872)}$ mezon-akım kuplaj sabitinin T(GeV) sıcaklığına bağılılığı	56
Şekil 5.1. $m_{X(3872)}$ kütesinin M^2 Borel parametresine bağılılığı	65
Şekil 5.2. $f_{X(3872)}$ mezon-akım kuplaj sabiti değerinin M^2 Borel parametresine bağılılığı	65
Şekil 5.3. $m_{X(3872)}$ kütesinin süreklilik eşiği s_0 'a bağılılığı	66
Şekil 5.4. $f_{X(3872)}$ mezon-akım kuplaj sabitinin süreklilik eşiği s_0 'a bağılılığı	66
Şekil 5.5. $m_{X(3872)}$ kütesinin T(GeV) sıcaklığına bağılılığı	67
Şekil 5.6. $f_{X(3872)}$ kuplaj sabitinin T(GeV) sıcaklığına bağılılığı	67

TABLULAR DİZİNİ

Tablo 1.1. Standart Modelin açıklayabildiği kuvvetler ve özellikleri	10
Tablo 1.2. Ağır kuarkonyum benzeri durumları tespit eden deneyler.	16
Tablo 1.3. Ağır kuarkonyum benzeri durumların gözlemlendiği deneyler	17
Tablo 1.4. Ağır kuarkonyum durumu kuantum sayıları	19
Tablo 1.5. Mezonlara karşılık gelen olası tüm akım değerleri.....	19
Tablo 4.1. Giriş parametreleri	52
Tablo 4.2. X(3872) 'nin kütle ve kuplaj sabitleri değerleri	57
Tablo 5.1. X(3872) 'nin kütle ve kuplaj sabitleri değerleri	64

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

A_μ^a	: Gluon alanı, Yang-Mills alanları
\hat{B}	: Borel dönüşümü
$C_n(q^2)$: Wilson katsayıları
C	: Yük eşleniği
d	: Operatör boyutu
D_μ	: Kovaryant türev
$F_{\mu\nu}^a$: Alan şiddet tensörü
f^{abc}	: Antisimetrik yapı sabiti
f	: Bozunma sabiti
g, α_s	: Güçlü etkileşme sabiti
I	: Birim operatör
$j(x)$: Parçacıklara karşılık gelen akım
J	: Toplam açısal momentum
k, p, p', q	: Dört boyutlu momentum
L	: Lagranjiyen yoğunluğu
L_{KRD}	: Kuantum renk dinamiği lagranjiyeni
M^2	: Borel kütle parametresi
m	: Kütle
n_f	: Kuark çeşni sayısı
O_n	: Yerel ayar değişmez operatör
P	: Parite
s	: Spin
s, s_0, s'_0	: Süreklilik eşiği
T	: Zaman sıralama operatörü
Λ_{KRD}	: KRD parametresi
$\psi(x)$: Kuark alanı
$\gamma_\mu, \gamma_\nu, \gamma_5$: Dirac matrisi
δ	: Dirac-delta fonksiyonu
λ^a	: 3×3 Gell-Mann renk matrisleri
Π	: Korelasyon fonksiyonu
σ	: Tesir kesiti
$ 0\rangle$: Taban durum
μ, ν	: Lorentz indisleri
ρ	: Spektral yoğunluk
$\varepsilon, \varepsilon'$: Polarizasyon vektörleri

$\langle \bar{\psi}\psi \rangle$: Kuark yoğuşması
$\langle G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \rangle$: Gluon yoğuşması
$u(q)$: nükleon için Dirac spinr
$ N\rangle$: dört momentum
$\langle g_s \bar{q}\sigma.Gq \rangle$: kuark-gluon kondensatı
$P_k(q^2)$: k dereceli bir polinom
$\chi_{\alpha\alpha}^q, \chi_{\beta\beta}^q$: kuark alanları
$F_{\mu\nu}^A$: gluonik alan
$\theta_{\mu\nu}^f$: enerji omentum tensörü
$G_A^{\mu\nu}$: gluon alanı
λ_A^{ij}	: renk indisleri
$\Pi_0^{QCD}(q^2, T)$: skaler akım değişmez fonksiyonu
$\Pi_1^{QCD}(q^2, T)$: vektörel akım değişmez fonksiyonu
$S_q^{ij}(x)$: hafif kuark propagatr
$S_c^{ij}(x)$: ağır kuark propagatr
$\langle 0 J_\mu X(q) \rangle$: matris elemanı
u^μ	: dörtlü hız vektörü

Kısaltmalar

BNL	: Brookhaven Ulusal Laboratuvarı
CERN	: European Organization for Nuclear Research (Avrupa Parçacık Fiziği Araştırma Merkezi)
IKTK	: Işık Koni Toplam Kuralları
KED	: Kuantum Elektrodinamiği
KRD	: Kuantum Renk Dinamiği
OPE	: Operator Product Expansion (Operatör arpım Açılımlı)
PDG	: Particle Data Group (Parçacık Veri Grubu)
SVZ	: Shiftman, Vainshtein ve Zakharov
TKRDTK	: Termal Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları

EGZOTİK X(3872) PARÇACIĞININ KRD TOPLAM KURALLARI YÖNTEMİ İLE TERMAL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

ÖZET

Son yıllarda deneysel çalışmalar standart hadronlara ek olarak çeşitli kuark ve gluon kombinasyonlarından oluşan ve standart kuark modeli bağlamında açıklanamayan farklı yapıdaki parçacıkların varlığını göstermektedirler. Bu farklı durumlar egzotik parçacıklar olarak bilinen dörtkuarklar, beşkuarklar, mezon moleküller, hibritler, gluontopları gibi yapılardır.

Bu çalışmada Belle iş birliği tarafından B mezon bozunmasında tespit edilen XYZ ailesinin bir egzotik durumu olan X(3872) parçacığı ele alınmış ve egzotik parçacığın doğasını anlamak için kütle ve bozunma sabiti Termal KRD toplam kuralları metodu ile incelenmiştir. $J^{PC}=1^{++}$ kuantum sayısına sahip Egzotik X(3872) parçacığı için dikuark-antidikuark ve molekül modelleri çerçevesinde uygun arakesit akımları kullanılarak ve altı boyuta kadar pertürbatif olmayan kondensat katkıları göz önüne alınarak iki nokta korelasyon fonksiyonu hesaplanmıştır. Bu çalışmada korelasyon fonksiyonu hem Operatör Çarpım Açılımı kullanılarak kuark ve gluon parametreleri cinsinden, hem de hadronik parametreleri cinsinden hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar eşitlenerek KRD toplam kuralları elde edilmiştir.

Elde edilen toplam kurallarının nümerik analizi yapılmış X(3872) durumunun kütle ve mezon-akım kuplaj sabitlerinin sıcaklığa bağlı değişimleri elde edilmiştir. Kütle ve mezon-akım kuplaj sabitlerinin vakum değerleri hesaplanmış elde edilen sonuçların deneysel verilerle ve literatürdeki mevcut teorik sonuçlarla uyumlu olduğu görülmüştür. Yapılan incelemeler kütle ve bozunum sabitinin $T=110 \text{ MeV}$ ' e kadar sıcaklık değişimlerine karşı duyarsız olduğunu göstermektedir. Bu noktadan sonra sıcaklığın artmasıyla kütle ve bozunma sabitinin azaldığı görülmektedir. Bozunma sabiti, kritik sıcaklıkta vakum değerlerinin yaklaşık % 34' üne ulaşmakta parçacığın kütlesi ise yaklaşık % 26 azalmaktadır. X(3872) parçacığının kütle ve mezon kuplaj sabitinin sıcaklık ile değişimi ağır iyon çarpışma deneylerinin yorumlanmasında kullanılabilir.

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

INVESTIGATION OF THERMAL PROPERTIES OF EXOTIC X(3872) PARTICLES BY QCD SUM RULES METHOD

ABSTRACT

In recent years, experimental studies have shown the existence of particles in different structures, composed of various quark and gluon combinations in addition to the standard hadrons, which can not be explained in the context of the standard quark model. These different states are known as exotic particles, such as composed of four, five valence quarks, hybrids, glueballs.

In this study, the X(3872) particle, an exotic state of the XYZ family detected in the meson decay by the Belle Collaboration, was considered and the mass and the decay constant were investigated by the method of Thermal QCD sum rules in order to understand the nature of the exotic particle. For the exotic X(3872) particle with $J^{PC}=1^{++}$ quantum numbers, the two-point correlation function was calculated by using the appropriate interpolating currents in the framework of the diquark-antidiquark and molecular models and taking into consideration non-perturbative condensate additives up to six dimensions. In this study, the correlation function was calculated both in terms of quark and gluon parameters and hadronic parameters by using Operator Product Expansion and the obtained results were equalized to obtain the QCD sum rules.

A numerical analysis of the obtained sum rules was made, and the temperature-dependent changes of the mass and the meson-coupling constants of the state X(3872) were obtained. Vacuum values of mass and meson coupling constants were calculated, and the results obtained were found to be consistent with the experimental results and theoretical results available in the literature. The investigations show that mass and decay constants are insensitive to temperature changes up to the $T=110$ MeV. After this point, the mass and the decay constant decrease with increasing temperature. The decay constant reaches about 34% of the vacuum values at the critical temperature and the mass of the particle is reduced by about 26%. The variation of the mass and the meson coupling constant of the X(3872) particle with temperature can be used to interpret heavy ion collision experiments.

Keywords: Exotic Particles, Strong Interaction, Meson-Current Coupling Constant, Thermal QCD Sum Rule, Tetraquarks.

GİRİŞ

Fiziğin en temel problemlerinden biri maddelerin en küçük yapıtaşının ne olduğunu anlayabilmektir. Uzun yıllar boyunca yüksek enerji fizikçileri doğadaki parçacıklar arasındaki etkileşimin nasıl olduğu sorularına cevap aradılar. Yüksek enerji ve plazma fiziği, atom altı parçacıkları ve bu parçacıklar arasındaki ilişkileri inceleyen fizik bilimini oluşturan alt dallardan biridir. Yüksek enerji fiziğinin çalışma alanı olan atom altı parçacıklar ile yapılan deneyler yüksek enerjilerde yapılır.

Maddenin sürekliliğine inanan Aristoteles' in düşüncesine göre; madde sınırsız olarak daha küçük parçalara ayrılabilme özelliğine sahiptir. Demokritos ve bazı düşünürlere göre madde tanecikli yapıya sahiptir ve maddenin bölünemez en küçük parçası atom olarak adlandırılmaktadır. Bu tartışmalar yüzyıllar boyunca sürdü.

Nihayet, 1803 yılında İngiliz kimyacı ve fizikçi John Dalton kimyasal bileşiklerin her zaman belirli ölçülerde birleşmesi olgusunun atomların bir araya toplanarak molekül denilen birimleri oluşturması ile açıklanabileceğini ileri sürdü. 1897 yılında katot ışınlarının kullanıldığı birçok deneyde J. J. Thomson tarafından katot ışınlarının negatif yüklü parçacıklardan oluştuğu gözlemlendi ve en hafif atomun kütesinin binde birinden daha küçük kütleli olan bu negatif yüklü parçacıklara elektron adı verildi [1].

1911 yılında İngiliz fizikçi Ernest Rutherford, ince altın levhalara gönderdiği alfa parçacıklarının saçılması deneyinin sonucunda; madde atomlarının iç yapıya sahip olduğunu ve atomun çekirdekli yapıya sahip olduğunu keşfetti. Böylece 20. yüzyılın ilk yıllarında atomların bölünemez olduğu düşüncesine şüphe duyulmaya başlandı. Bunun sonucunda atomun en küçük temel parçacık olmadığı, atomların olağanüstü küçüklükte artı yüklü bir çekirdekten ve onun etrafında dönen elektronlardan oluştuğu öngörüldü. Bu öngörü doğrultusunda atom çekirdeğinin elektronların yanı sıra farklı sayılardaki artı yüklü parçacıklardan oluştuğu düşünüldü. Bu parçacıklara, maddenin temel birimi olduğu düşünülen, Yunancada 'birinci' anlamına gelen 'proton' adı verildi.

1932 yılında, James Chadwick çekirdeğin, nötron adı verilen bir başka parçacık daha içerdiğini keşfetti. Nötronlar, protonlarla hemen hemen aynı kütleyle sahip ancak elektriksel olarak yüksüzdürler. Böylece atomun elektron, proton, nötrondan oluştuğu kanıtlanmış oldu.

Daha sonra bu parçacıkların da temel yapısını anlamaya izin veren, yüksek enerjilerde çalıştırılabilen parçacık hızlandırıcılarının geliştirilmesi ile atomaltı parçacıklar üzerine araştırmalara başlandı. Protonların yüksek hızlarda başka protonlar veya elektronlarla çarpıştırıldığı deneyler protonların da daha küçük parçacıklardan oluştuğunu kanıtladı.

Cenevre yakınlarındaki, 1954 yılında kurulan, Türkiye'nin de üyesi olduğu dünyanın en büyük parçacık fizik laboratuvarı Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi CERN' de ve ABD' de New York'ta ki Brookhaven Ulusal Laboratuvarı (BNL)' nda yapılan atom çekirdeklerinin birbirleriyle çok yüksek hızlarda çarpıştırıldığı deneylerde keşfedilen atomaltı parçacıklara Yunanca 'ağır' anlamına gelen hadron adı verildi. Daha sonra hadronların da bir iç yapıya sahip oldukları anlaşıldı ve bilinen hadronların uyarılmış durumları olan rezonans parçacıklar keşfedildi. Bugün, 400' den fazla hadron çeşidi olduğu biliniyor. Hadronlar $0, \hbar/2, \hbar, 3\hbar/2, 2\hbar...$ şeklinde iç açısal momentuma (spine) sahip parçacıklardır. Spini \hbar Planck sabitinin tam katları olan parçacıklara mezon, $\hbar/2$ ' nin tek katları olan parçacıklara baryon denir. 1964 yılına gelindiğinde; Murray Gell - Mann ve George Zweig çekirdeği oluşturan proton ve nötronların da kuark adını verdikleri daha küçük alt parçacıklardan oluştuğunu öngördüler [2]. Bu bilim adamları üç kuarkın (u, d, s) varlığını ileri sürerek, o zamanlar bilinen tüm hadronların kuantum sayılarını açıklayabildiler.

Hadronların doğasını anlamakta kuark modeli büyük bir başarı gösterdi. Gell - Mann ve Zweig' e göre, hadronlar üç kuark içeren baryonlar (qqq), bir kuark ve bir antikuark içeren mezonlar ($q\bar{q}$) olmak üzere iki tür yapıya sahiptir.

1974 yılında aynı anda SLAC'ta, " ψ " diye adlandırılan parçacıkta ve BNL' de ' J ' adı verilen parçacıkta dördüncü tip c kuarkın (charm) varlığı keşfedildi ($J/\psi=c\bar{c}$).

1977 yılında Fermi Ulusal Laboratuvarında ‘Upsilon’ diye adlandırılan alt kuark-antialt kuark bileşiminde ($\Upsilon = \bar{b}b$) b - alt kuark gözlemlendi. 1995 yılında Fermi Ulusal Laboratuvarında keşfedilen altıncı kuark olan t - üst kuark, en büyük kütleyle sahiptir.

Sonuç olarak günümüz fiziğine göre kuark çeşnisini, 1960’ lardan beri bilinen yukarı (u), aşağı (d), acayip (c) daha sonra 1974’ te tılsımlı (s) , 1977’ de alt (b) ve 1995’ te üst (t) olarak sıralayabiliriz. Her çeşni üç renkle tanımlıdır, bu renkler; kırmızı, yeşil ve mavidir. Kuarkların üç tür renk yüküne sahip olduğunun ilk işareti, üç u (yukarı) kuarkın temel durumu olan delta Δ^{++} (uuu) ve üç s (garip) kuarkın temel durumu olan omega Ω^- (sss) baryonlarının varlığıdır. Bu baryonlar içindeki u ve s kuarklar Pauli Dışarlama ilkesine göre farklı kuantum sayılarına sahip olmalıdır. Fakat Δ^{++} ve Ω^- baryonlarındaki kuarklar temel durumda bulunduğundan aynı kuantum sayılarına sahipmiş gibi görünürler. Bu sorunu ortadan kaldırmak için 1969’ da Nambu ve Gell - Mann birbirinden bağımsız olarak her bir kuarkın üç ayrı renkli kopyası olması gerektiğini iddia ettiler.

Diğer bir deyişle her kuark kırmızı, mavi, yeşil diye adlandırılan üç farklı durumda bulunabilir. Kuarklar görünür ışığın dalga boyundan çok daha küçüktür, bu yüzden kelimenin tam anlamıyla herhangi bir renge sahip değildir. Böyle adlandırılmalarının tek sebebi yeni parçacık ve olguları isimlendirmede yarar sağlayan bir düşüncedir.

Hadronlar, üç rengin tümünü ya da bir renk ve bir antirenk içerdiğinden renksizdir. Böylece Δ^{++} ve Ω^- baryonlarındaki üç kuark farklı renklere sahiptir ve artık Pauli Dışarlama İlkesi ihlal edilmemektedir. Ayrıca, antikuarklar da antirenk yüküne sahiptir. Böylece, renk yükü nedeniyle kuarkların sayısı üç kat artarken, çeşni uzayından bağımsız yeni bir renk uzayı da keşfedilmiş oluyordu. Bunun sonucunda kuarkların etkileşmelerini tanımlayan Kuantum Renk Dinamiği (KRD) kuramı ortaya çıktı.

Elektromanyetik etkileşmede, parçacıklar elektrik yükü nedeniyle etkileştikleri gibi, güçlü etkileşmede kuarklar renk yükleri nedeniyle etkileşirler. Elektrik yüklü parçacıklar birbirini foton değiş-tokuşu yaparak, iter ya da çekerler. Kuarklarsa

birbirleriyle fotona benzeyen renk yüklü gluonlar aracılığıyla etkileşirler. Küçük mesafelerde kuarklar arası etkileşme zayıflar, mesafe arttığıdaysa kuarklar arasındaki etkileşme kuvveti büyümektedir.

Hadronların en temel özellikleri güçlü etkileşmeye katılmaları olup, hadronlar dışındaki parçacıklar güçlü etkileşmeye katılmazlar. Hadronlardan ayrı bir sınıf olan leptonlarsa sadece elektromanyetik, zayıf ve kütleçekimsel etkileşmelere katılan yarım tam sayılı spine sahip parçacıklardır. Bunlar; elektron (e^-), elektron nötrino (ν_e), müon (μ), müon nötrino (ν_μ), tau (τ), tau nötrinodur (ν_τ).

Tüm bilinen parçacıklar fermiyonlar ve bozonlar diye iki gruba ayrılır. Spini Planck sabitinin tam katları olan parçacıklara bozon, spini $\hbar/2$ ' nin tek katları olan parçacıklara fermiyon denir. Kuarklar ve leptonlar, fermiyondur ve Pauli dışarlama ilkesine uyarlar. Netice itibariyle; maddenin kuark ve leptonlardan oluştuğu ve bozonlar aracılığı ile bir arada olduğu sonucuna varılmıştır. Hem baryon hem de mezonlar kuark denilen temel parçacıklardan oluşan birleşik (kompozit) parçacıklardır. Literatürde hadronların çeşitli özelliklerinin deneysel ve teorik açıdan ele alındığı çok sayıda çalışmalar mevcuttur [3-32].

Güçlü etkileşim, gluon adı verilen kuvvet taşıyıcı parçacıklar aracılığı ile gerçekleşir. Hadronların güçlü etkileşimini iyi anlayabilmek için Kuantum Renk Dinamiğinin Pertürbatif olmayan kısmını iyi anlamak gerekir. Kuantum Renk Dinamiğini temel alan toplam kurallarını oluşturabilmek için KRD lagranjyenini ve KRD parametreleri ile Hadron parametrelerini birbiri ile ilişkilendirildiği uzun mesafeli yani küçük momentumlu olaylar açıklanmalıdır. Kuark-gluon etkileşmeleri uzun mesafelerde çok güçlüdür. Bu yüzden kısa mesafelere uygun olan pertürbatif yöntemler bu alanda kullanılamaz. Kuantum renk dinamiği toplam kuralı yöntemi, bu güçlü etkileşimleri açıklayabilen aynı zamanda kütle, bozunma sabiti, form faktörü gibi hadronik parametrelerin hesaplanmasını sağlayan bir yöntemdir.

Kuantum renk dinamiği toplam kuralları termal ortamda hadronları incelemek üzere Bochkarov ve Shaposhnikov tarafından sonlu sıcaklık ve yoğunluk durumuna genelleştirilmiştir [33]. Kuantum Renk Dinamiği kuarkların etkileşimini başarılı bir şekilde tanımlar, bu nedenle güçlü nükleer kuvvetin temel teorisidir. Ancak

hadronların kuark modelinin kuantum renk dinamiğinden nasıl ortaya çıktığı açık ve anlaşılır değildir. Kuantum renk dinamiği kuark modelinin basit baryon ve mezonlarından çok daha zengin bir hadron spektrumunun mümkün olduğunu göstermektedir. Standart kuark modelinin dışında bulunan bu yapılara egzotik parçacıklar denir. Bu yapılar genel olarak dört-kuark (tetrakuarklar), beş-kuark (pentakuarklar), mezon molekülleri, dibaryonlar, mezon-baryon molekülleri, gluontopları (glueball), hibritler, vb. gibi egzotik parçacıklar olarak bilinmektedir.

2003 yılında, Belle işbirliği tarafından egzotik parçacıklardan XYZ ailesine giren $X(3872)$ parçacığı gözlemlenmiştir. Bu parçacık kısa bir süre sonra farklı iş birlikleri tarafından da gözlemlenmiştir

$X(3872)$ mezonunun kuantum numarası $X(3872) \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$ ve $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ olmak üzere $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$ bozunumlarındaki açısal korelasyonlara dayanarak $J^{PC}=1^{++}$ olarak belirlenmiştir.

Bu çalışmada $X(3872)$ egzotik parçacığının spektroskopik özellikleri $J^{PC}=1^{++}$ kuantum numarasına sahip bir axial - vektör olma durumu göz önüne alınarak Termal Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları (TKRD - TK) yöntemi ile açıklanmıştır. İlk olarak $X(3872)$ egzotik parçacığı tetrakuark yaklaşımda düşünülerek termal özellikleri incelenmiş ve parçacığın kütle ve mezon akım kuplaj sabiti gibi spektroskopik özellikleri iki nokta TKRD - TK ile elde edilmiş, elde edilen sonuçlar literatürdeki diğer teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Diğer bir çalışmada ise $X(3872)$ egzotik parçacığı hadronik molekül olarak ele alınmıştır. Mezonların zayıf bağlı hali olarak kabul edilebilen yeni rezonanslardan biri olan egzotik molekül model göz önüne alınarak bu parçacığın kütle ve bozunma sabiti iki nokta TKRD - TK metodu ile hesaplanmıştır. Hesaplamalar, altı boyuta kadar kuark, gluon ve karışık kondensatlar gözönüne alınarak yapılmıştır. Sayısal hesaplamalar, kütle ve bozunma sabitlerinin $T=110$ MeV noktasına kadar sıcaklığın değişimine duyarız olduğunu göstermektedir. Bu noktadan sonra sıcaklık arttıkça kütle ve bozunma sabiti değerlerinde kayda değer düşüş gözlemlendiğinden, kütle ve bozunma sabiti değerindeki bu önemli düşüş, kuark-gluon plazma faz geçişinin bir

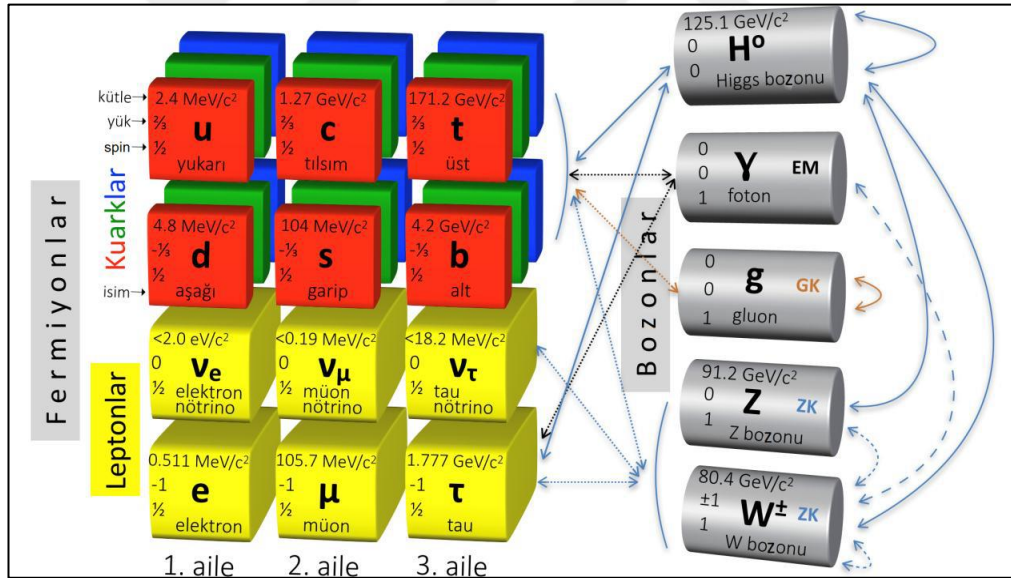
işareti olarak düşünülebilir.

Bu çalışmada ele alınan konuları aşağıdaki gibi sıralayabiliriz; Birinci bölümde temel parçacıkların, temel kuvvetlerin ve egzotik hadronların bazı özellikleri ele alınmış, İkinci bölümde ise KRD' nin temel özellikleri, Lagranjiyen ve asimtotik özgürlük ilkeleri açıklanmıştır. Üçüncü bölümde KRD toplam kuralları yöntemi ve Termal KRD kuralları incelenmiştir. Bölüm dördte ise iki nokta korelasyon fonksiyonu ele alınmış ve termal spektral yoğunluğun ifadesi $\rho^{\text{QCD}}(s,T)$ hesaplanmıştır. X(3872) rezonansının mezon akım kuplaj sabiti ve kütesini hesaplamak için korelasyon fonksiyonu KRD parametreleri cinsinden, yani kuark kütleleri ve kondensatlar cinsinden ve hadron parametreleri cinsinden elde edilmiştir. Kuark-hadron ikilemi kullanılarak toplam kuralları elde edilmiş ve sayısal analizi yapılmıştır. Bölüm 5' te ise X(3872) rezonansının molekül formu için kütle ve mezon - akım kuplaj sabitinin iki nokta Termal KRD toplam kuralları metodu ile hesaplanmasına yer verilmiştir.

1. STANDART MODEL VE PARÇACIK FİZİĞİ

1.1. Standart Model ve Doğadaki Kuvvetler

Standart Model maddeyi oluşturan fermiyonlar ve bozonlar ile bunların birbirleriyle etkileşimlerini açıklayan kuvvetler üzerine inşa edilmiştir. Maddeyi oluşturan bu parçacıklar Şekil 1.1 de gösterilen spini \hbar olan ayar bozonları (g, γ, W, Z), spini $\hbar/2$ olan leptonlar ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$), spini $\hbar/2$ kuarklar (u, d, s, c, b, t) ve 2012’ de ATLAS [35] ile CMS [36] işbirlikleri tarafından keşfedilen Higgs bozonu olarak bilinen ek bir parçacıktan oluşur. Standart Model kütle çekim kuvveti hariç doğadaki tüm temel etkileşimleri tanımlayan son derece başarılı kuramsal bir teoridir.



Şekil 1.1. Temel parçacıkların sınıflandırılması: 12 çeşit temel fermiyon, 4 çeşit temel bozon ve Higgs bozonu [34].

Günümüz fiziğine göre doğadaki dört temel kuvvet, Kütle Çekim Kuvveti, Elektromanyetik Kuvvet, Zayıf Nükleer Kuvvet ve Güçlü Etkileşme Kuvvetidir. Fizikçilerin çoğu günümüz fiziğinin temel amacının günün birinde bu dört kuvveti tek bir kuvvetin farklı yönleri olarak açıklayacak bir bileşik kuram bulabilme umudunu taşımaktadır.

Kütle çekim kuvveti evrenseldir. Her parçacık kütlesi veya enerjisi ölçüsünde kütle çekim kuvvetini hisseder. Standart model kütleçekim kuvvetini içermez. Bu çok da bir şey fark ettirmez, çünkü kütle çekim o kadar zayıf bir kuvvettir ki temel parçacıklar veya atomlarla uğraşırken etkileri genellikle göz ardı edilebilir. Standart modelin Kütle Çekim kuvvetini açıklayamaması bu kuramın eksik yanıdır. Kütle Çekim kuvvet taşıyıcısı gravitondur. Gravitonun kendisine ait bir kütlesi yoktur. Deneyleerde şu ana kadar gözlemlenmemiş olsa da gravitonun varlığına inanılır.

Elektromanyetik kuvvet ise, elektronlar ve kuarklar gibi elektrik yüklü parçacıklar arasında kendini gösterir. Foton adı verilen kütsüz bir parçacığın değış-tokuşu ile elektromanyetik etkileşim gerçekleşir.

Zayıf nükleer kuvvet ise $\hbar/2$ spinli tüm madde parçacıklarına etki eder. Salam ve Weinberg fotona ek olarak, zayıf kuvvet taşıyan ve kütleli vektör bozonu olarak adlandırılan üç tane \hbar spinli parçacık daha olduğunu ileri sürdüler. Bunlara W^+ , W^- Z^0 adı verildi. Her biri 90 GeV civarında bir kütleyle sahiptir.

Güçlü etkileşme kuvveti ise proton ve nötronun içerisindeki kuarkları ve atom çekirdeğindeki proton ve nötronları bir arada tutmaktadır. Bu kuvvetin 'gluon' adı verilen \hbar spinli parçacık tarafından taşındığı bilinmektedir. Güçlü kuvvetin kuark hapsi denilen bir özelliğı vardır.

Kuark hapsi birbirine bağlanan parçacıkları her zaman renksiz bileşimlerde oluşturur. Bir kuark kendi başına ortamda var olamaz. Çünkü kuarklar bir renk yüküne sahiptir (kırmızı, yeşil, mavi). Bu şekilde oluşan birleşim proton veya nötronu oluşturur. Diğer bir olasılık ta bir kuark ve antikuarktan oluşan bir çifttir (kırmızı + karşı-kırmızı = beyaz). Bu bileşimler mezon dediğimiz parçacıkları oluşturur. Kuark ve karşı-kuark birbirini yok edebileceğinden mezonlar kararsız parçacıklardır. Bu birleşim sonucunda elektronlar veya başka parçacıklar oluşabilir. Hapsedilme benzer bir şekilde tek bir gluonun da kendi başına var olmasını önler. Çünkü gluonlar da renk yüküne sahiptir. Bu sebeple toplam renk yükü beyaz olan kararsız bir gluon topu adı verilen bir parçacık elde edilebilir.

Standart model dört temel kuvveti bir arada içermediğı için tamamlanmış bir teori olarak görülmemektedir. Böylece fizikçiler kütleçekim kuvvetini de içeren Standart

Modelin dışında olan Büyük Birleşim Teorisini ve Standart Model Ötesi Fiziği oluşturmaya çalışmaktadırlar.

Tablo 1.1. Standart Modelin açıklayabildiği kuvvetler ve özellikleri


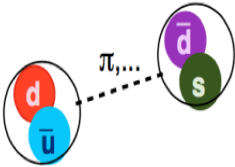



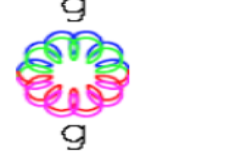
Adı	Şiddeti	Erim	Ayar bozonu	Simetri grubu
Elektromanyetik Kuvvet	10^{-2}	∞	Foton	U(1)
Şiddetli Kuvvet	1	10^{-15} m	Gluon	SU(3)
Zayıf Kuvvet	10^{-5}	10^{-18} m	W^+ , W^- , Z	SU(2)

1.2. Egzotik Hadronlar

Kuantum renk dinamiğinde kuarkların renk kuantum sayısı, elektrik yükünün bir tür genellemesi olarak anlaşılmaktadır. Kuantum elektrodinamiği elektriksel olarak nötr fotonların aracılık ettiği elektrik yüklü parçacıklar arasındaki etkileşimleri açıklar. Kuantum renk dinamiğinde, renk yükü içeren kuarklar aynı zamanda renk yükü taşıyan gluonlar aracılığıyla etkileşime girer. Bu gerçek kuantum renk dinamiğinin, kuantum elektrodinamiğinden radikal olarak farklı olduğu anlamına gelir ve ayrıca renk yükleri KR D'nin ilginç özelliklerinin birçoğundan da sorumludur. Kuantum renk dinamiği, kuark modelinden çok daha zengin bir hadronik spektrum olasılığını önerir, kuarkların etkileşimini başarılı bir şekilde tanımlar ve bu nedenle güçlü nükleer kuvvetin temel teorisidir.

Ancak hadronların kuark modelinin kuantum renk dinamiğinden nasıl ortaya çıktığı açık ve anlaşılır değildir. Standart kuark modelinin dışında bulunan hadronlara egzotik hadronlar denir. Bu yeni rezonans durumları dörtkuarklar, beşkuarklar, altıkuarklar, mezon moleküller, dibaryonlar, mezon-baryon moleküller, hibritler, gluontopları gibi farklı yapıdadırlar. Egzotik hadronlar, ne baryonlar ne de mezonlar gibi olmayan çok kuarklı yapıya sahip hadronlardır. Dört kuark hadronlar iki farklı şekilde oluşabilir. İlk olarak iki tek renkli mezonların $[(q\bar{q})(q\bar{q})]$, bir moleküler yapı olarak adlandırılan zayıf bir bağlanma halidir. İkincisi ise bir net renk yükü

$[(qq)(\bar{q}\bar{q})]$ olan ve bu nedenle moleküler bir duruma göre daha güçlü bir şekilde bağlı olan iki kuark bileşiminden oluşan bir tetrakuarktır. Dikuarklar, bir hadron içindeki iki kuark arasında bir tür güçlü korelasyon olarak düşünülür. Gluonların da renk yükü taşımasından dolayı açıkça gluonik içerikli tek renkli hadronlarda mümkündür. Hibritler uyarılmış bir gluon ($qG\bar{q}$) ile geleneksel bir mezon olarak düşünülebilen hadronlardır. Belki de tüm egzotik hadronların en egzotikleri, tamamen gluonlardan oluşan (GG or GGG) gluon toplarıdır. Dört kuarklı durumların, hibritlerin ve gluon toplarının hepsi bozondurlar, fakat fermiyonik egzotik hadronların da var olması mümkündür ki bunun bir örneği pentakuark yapılarıdır ($qqqq\bar{q}$). Bugüne kadar, herhangi bir egzotik hadronun varlığı için kesin bir kanıt yoktur. Kuark modelinde yorumlanması zor olan ve sıklıkla egzotik hadron olduğu iddia edilen deneysel olarak gözlemlenen bazı hadronlar vardır.

Egzotik Parçacıklar			
	Dörtkuark (Tetrakuark)		Molekül
	Beşkuark (Pentakuark)		Hibrit
	Altıkuark (Hegzakuark)		Gluontopu (Glueball)

Şekil 1.2. Farklı kuark kombinasyonlarına sahip egzotik parçacıklar [37]

Ağır kuarkonyum benzeri durumların bazılarının egzotik hadronlar olabileceği düşünülmektedir. Bu olasılığı araştırmak için egzotik hadronların beklenen

özelliklerini doğru bir şekilde tespit edebilen teorik hesaplamalar gereklidir. Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları, ağır kuarkonyum ile aynı kütle bölgesinde bulunabilen egzotik hadronların fiziksel özelliklerini tahmin etmek için kullanılabilir.

2003 yılında $X(3872)$ parçacığı Belle işbirliği tarafından keşfedilmiştir [38]. Bu keşif daha sonra Babar [39], CDF [40], D0 [41] ve LHCb [42] işbirlikleri tarafından onaylandı. Bu parçacığın bugüne kadar gözlemlenen bozunmaları, bu parçacığın bir hadron olduğunu açıkça göstermektedir. Bu parçacık, çarmonyum olarak bilinen iyi çözümlenmiş bir hadron ailesinin bulunduğu kütle bölgesi içinde gözlemlendi. Ancak $X(3872)$ 'nin özellikleri onun çarmonyum spektrumunun bir üyesi olarak yorumlanmasını zorlaştırıyor. 2003 yılından beri çarmonyum kütle bölgesinde, çarmonyum durumları olarak yorumlanması zor olan birden fazla hadron keşfedilmiştir. Çarmonyum durumları ile yakın ilişkili botmonyum spektrumunda birkaç anormal hadron bulunmuştur.

Tablo 1.2. Ağır kuarkonyum benzeri durumları tespit eden deneyler

Deney Adı	Deneyin Yapıldığı Merkez	Hızlandırıcı
BaBar	SLAC, Stanford, USA	Elektron-Pozitron Çarpıştırıcı
Belle	KEK, Tsukuba, Japan	Elektron-Pozitron Çarpıştırıcı
BES-III	BES, Beijing, China	Elektron-Pozitron Çarpıştırıcı
CDF	Fermilab, Chicago, USA	Proton-Antiproton Çarpıştırıcı
CLEO	CESR, Ithaca, USA	Elektron-Pozitron Çarpıştırıcı
D0	Fermilab, Chicago, USA	Proton-Antiproton Çarpıştırıcı
LHCb	CERN, Geneva, Switzerland	Proton-Proton Çarpıştırıcı

Gözlemlenen bu anormal parçacıklara ağır kuarkonyum benzeri veya XYZ durumları denir. Tablo 1.2.' de XYZ durumlarını keşfeden deneyler verilmektedir. Tablo 1.3. de ise ağır kuarkonyum benzeri durumların gözlemlendiği deneyler yer almaktadır. Bu tabloda parantez içindeki sayı, MeV birimindeki kütle gösterir.

Tablo 1.3. Ağır kuarkonyum benzeri durumların gözlemlendiği deneyler

Parçacık	Deneyler
X(3872)	Babar, Belle, CDF, D0, LHCb
G(3900)	Babar, Belle
Y(4260)	Babar, Belle, CLEO
Y(4360)	Babar, Belle
Z_c^\pm (3895)	Belle, BES-III, CLEO

1.3. Ağır Kuarkonyum Benzeri Durumlar

Aynı iki ağır kuarktan oluşan bir mezon çeşidine ağır kuarkonyum, tılsımlı kuarklardan oluşanlara ($c\bar{c}$) çarmonyum, alt kuarklardan oluşanlara botomonyum ($b\bar{b}$) denir. Ağır kuarklardan üçüncüsü olan üst kuark zayıf etkileşim yoluyla çok hızlı bozulduğundan bağlı durumları oluşturamaz. Tılsımlı ve alt kuarkların büyük kütleleri nedeniyle, rölativistik katkılar küçüktür ve rölativistik olmayan kuantum mekaniğini kullanarak makul ölçüde sonuçlar elde etmek mümkündür. Bu yaklaşım doğrudan kuantum renk dinamiğinden kaynaklanmamaktadır ve mezonlarla ilgili makul sonuçların elde edilmesi için KRD' den yararlanarak bir potansiyel seçilir. Bu potansiyel kısa mesafede Coulomb terimini ve hapsedilmenin etkilerini modelleyen uzun mesafe terimini içerir. Rölativistik düzeltmelerin de göz önüne alındığı spin bağımlı terimlerde büyük önem ifade etmektedir.

Kuarkonyum sisteminin enerji seviyeleri, potansiyel modeller kullanılarak hesaplanabilir. [13]' de verilen potansiyel model yöntemleri ile her enerji seviyesi,

yani her bir çarmonyum ve botomonyum durumu ayrı bir mezon olarak yorumlanır. Çarmonyum ve botomonyum spektrumunun düşük seviyede olan üyeleri için yapılan potansiyel model tahminleri ile deneysel gözlemler mükemmel bir uyum içindedir. Bununla birlikte, son yıllarda yeni durumlar için yapılan deneylerle daha yüksek kütleli çarmonyum durumların kütle bölgesi araştırılmaya başlandı.

Bu deneylerin sonucu oldukça şaşırtıcıydı. Botomonyum bölgesinde birkaç beklenmedik durum ve (3,8 – 4,7) GeV çarmonyum kütle bölgesinde potansiyel modeller tarafından tahmin edilemeyen çok sayıda durumlar bulundu. Bu anormal durumlara ağır kuarkonyum benzeri veya XYZ durumları denir.

Çarmonyum durumları $n^{2s+1}L_J$ spektroskopik notasyon kullanılarak gösterilir, burada n baş kuantum sayısıdır (n=1,2,...), $s=s_1+s_2$ toplam spindir (s=0,1), L bağıl orbital açısal momentumdur ve $J=L+S$ kuark-antikuark çiftinin toplam açısal momentumudur. L=0,1,2 durumları S,P,D olarak gösterilir. Ayrıca tüm hadronlar J^{PC} kuantum sayılarına göre sınıflandırılabilir, burada P=(+,-) olup parite anlamına gelir ve C=(+,-) olup yük konjugasyonunu gösterir.

Tablo 1.4. Ağır kuarkonyum durumu kuantum sayıları

Spin (S)	Açısal Momentum (L)	Parite $P=(-1)^{L+1}$	Momentum (J=L+S)	J^P	Mezon Tipi
0	0	-	0	0^-	Pseudoskaler Mezon
	1	+	1	1^+	Pseudovectör Mezon
1	0	-	1	1^-	Vektör Mezon
	1	+	0 2	0^+ 2^+	Skaler Mezon Tensör Mezon

Tablo 1.5. Mezonlara karşılık gelen olası akım ifadeleri [43]

Mezon Çeşitleri	J^{PC}	Karşılık gelen akımlar
Skaler mezon	0^{++}	$\mathbf{j}_S = \bar{\Psi}_i \Psi_j$
Sözde Skaler Mezon	0^{-+}	$\mathbf{j}_P = \bar{\Psi}_i \gamma_5 \Psi_j$
Vektör Mezon	1^{--}	$\mathbf{j}_V = \bar{\Psi}_i \gamma_\mu \Psi_j$
Eksenel Mezon	1^{+-}	$\mathbf{j}_A = \bar{\Psi}_i \gamma_\mu \gamma_5 \Psi_j$
Eksenel Mezon	1^{++}	$\mathbf{j}_{A'} = \bar{\Psi}_i \partial_\mu \gamma_5 \Psi_j$
Tensör Mezon	2^{++}	$\mathbf{j}_T = i \bar{\Psi}_i \left(\gamma_\mu \partial_\nu + \gamma_\nu \partial_\mu + \frac{2}{3} \eta_{\mu\nu} \partial \right) \Psi_j$
Tensör Mezon	2^{-+}	$\mathbf{j}_T = i \bar{\Psi}_i \left(\gamma_\mu \gamma_5 \partial_\nu + \gamma_\nu \gamma_5 \partial_\mu + \frac{2}{3} \eta_{\mu\nu} \gamma_5 \partial \right) \Psi_j$

Kuarkonyum için parite ve yük konjugasyon kuantum sayılarının spin ve orbital açısal momentumu $P=(-1)^{L+1}$ ve $C=(-1)^{L+S}$ ile ilgili olduğu gösterilebilir. Buna göre ağır kuarkonyum durumları örneğin $J^{PC}=0^+, 1^-, 1^+, 0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$ olabilir. Bununla birlikte ağır bir kuarkonyum durumunun $J^{PC}=0^-, 0^+, 1^+, 2^+$ kuantum sayılarına sahip olması imkansızdır. Ağır kuarkonyum durumları için yasak olan kuantum sayılarına egzotik kuantum sayıları denir. Ağır kuarkonyum benzeri durumların bazılarının egzotik hadronlar olabileceği yaygın bir şekilde tartışılmıştır. Böylece yasak kuantum sayılarına sahip kuarkonyumların görülmesi kuark-antikuark yapıya sahip hadronları dikkate alan potansiyel modeller tarafından öngörülmeyen XYZ durumlarının varlığını işaret etmektedir. Deneysel olarak egzotik hadronların varlığı için bazı basit sinyaller gözlenmiştir. Birincisi potansiyel modellerin her biri J^{PC} kanalı için belirli sayıda durumu öngörmesi ve herhangi bir ekstra durumun egzotik hadronlar olabileceğidir. Daha açık bir sinyal ise kuark-antikuark bağlı durumları tarafından gerçekleştirilemeyen, egzotik J^{PC} kuantum sayılarına sahip bir durumun

gözenmesi olabilir. Tablo 1.5.' de farklı kuantum sayıları için arakesit akımları verilmiştir.

En iyi bilinen egzotik hadron adayı, LHCb işbirliği ile kuantum sayısı $J^{PC}=1^{++}$ olarak kabul edilen $X(3872)$ parçacığdır [44]. Bozunma modlarının bir kısmı, en hafif spin-1 çarmonyum hali olan bir J/ψ içerir. Bu nedenle $X(3872)$ ' nin kuark içeriği en az $\bar{c}c$ olmalıdır. Bununla birlikte $X(3872)$ ' nin özellikleri bir çarmonyum yorumuyla uyumsuzdur.

$X(3872)$ ' nin keşfedilmesinden kısa bir süre sonra kütesinin D^0 ve \bar{D}^0 mezonlarının kombinasyonunun kütesine çok yakın olduğu fark edildi. Bu nedenle $X(3872)$ zayıf bir şekilde bağlı $D^0\bar{D}^0$ moleküler hali olarak yorumlanmaktadır [45-46]. Başka bir yorum ise $X(3872)$ ' nin bir tetrakuark olmasıdır [47-48].

2. KUANTUM RENK DİNAMIĞİNİN TEMEL İLKELERİ

2.1. Kuantum Renk Dinamiği

Yüksek enerji fiziği laboratuvarlarında son yıllarda yapılan deneylerde dedektörlerin duyarlılığının ve çarpıştırıcıların enerjilerinin artması ile pek çok yeni hadron keşfedilmiştir. Bu deneylerdeki sonuçların daha iyi anlaşılabilmesi ve sonuçların analiz edilebilmesi ile hadron spektroskopisi ve yeni keşfedilen parçacıkların fiziksel özellikleri ile ilgili deneysel ve teorik çalışmalar büyük önem ifade etmektedir.

Hadronların özelliklerinin sonlu sıcaklık ve yoğunluklarda incelenmesi için çok sayıda deney (LHC, SIS, SPS, RHIC, NA38, HELIOS, NA45, PHENIX, CDF, NA50, CERES/NA60) yapılmakta ve planlanmaktadır.

Ağır iyon çarpışma deneyleri incelenerek, hadronların ortamdan nasıl etkilendiği, hadron parametrelerinin sonlu sıcaklıklarda ve nükleer madde ortamında nasıl değiştiği anlaşılabilir. Bu deneylerde amaç şu ana kadar ulaşılan enerjilerden daha büyük enerjilere ulaşarak hadron fiziği ile ilgili detaylı bilgiler elde etmektir.

Sonlu sıcaklıklarda ve yoğunluklarda kritik sıcaklığa yakın bölgede hadron parametrelerine ortam etkilerinin incelenmesi, pertürbatif olmayan yöntemlerin kullanılmasını gerektirmektedir. Shifman, Vainshtein ve Zakharov tarafından ilk kez öne sürülen KRK Toplam Kuralları Yöntemi [24], hadron fiziğinde pertürbatif olmayan katkıları hesaplamada oldukça başarılı olmuş ve bu yöntem 1986 yılında Bochkarov ve Shaposhnikov tarafından sonlu sıcaklık ve yoğunluk durumuna genelleştirilmiştir [34].

Sonlu sıcaklıkta toplam kuralları bazı yeni özelliklere sahiptir [49]. Bu yeni özelliklerden biri ortamda parçacıkların akımlar ile etkileşmesi olup, hadron spektral fonksiyonunun modifiye edilmesini gerektirir. Diğer en önemli yenilik ise sonlu sıcaklıkta maddenin durgun halde olduğu referans sisteminin seçimi sebebiyle Wilson açılımında Lorentz invariant olmayan ilave operatörlerin ortaya çıkmasıdır. Bu yeni operatörlerin termal ortalamalarının davranışı, $T=0$ durumunda mevcut olan

Lorentz invariant operatörlerin davranışından çok farklıdır ve sonlu sıcaklıklarda buyeni operatörlerin katkısı baskındır. Bu yeni operatörler göz önüne alınarak hafif

skaler ve vektör mezonların kütle ve leptonik bozunum sabitleri sonlu sıcaklık ve yoğunluklarda incelenmiştir [56-58]. Sonlu sıcaklık ve yoğunluklarda literatürde bazı çalışmalar olmasına rağmen özellikle hadronların genişlikleri, etkileşme sabitleri, bozunma sabitleri, dallanma oranları, form faktörleri gibi çok sayıda parametrenin sıcaklığa ve yoğunluğa bağlı olarak nasıl değiştiği hala tam olarak incelenememiştir. KRD toplam kuralları KRD Lagrange fonksiyonunu, kuark hadron ikilemini, asimtotik özgürlük ilkelerini temel almaktadır. Kuantum Renk Dinamiği (KRD) Toplam Kuralları, Rölativistik Olmayan Potansiyel Model, Örgü Teori, Kiral Pertürbasyon Teorisi pertürbatif olmayan yaklaşımlardan bazılarıdır.

Ancak bu yaklaşımlardan birçoğunun sonlu sıcaklıklara genelleştirilmesinde birtakım zorluklarla karşılaşmaktadır. Pertürbatif olmayan yöntemler arasında hadron özellikleri hakkında bilgi veren en güçlü yöntemlerden birisi KRD Toplam Kuralları yöntemidir. Yöntem kuarkların kısa mesafelerde geçerli olan asimtotik özgürlük halinden başlayarak kuantum renk dinamiğindeki bağlı durumların oluşturduğu uzun mesafelere adım adım yaklaşmaktan ibarettir. Bu adımların sonunda asimtotik özgürlük durumu bozulmaya başlar ve hadronlar içinde hapsolan bağlı kuark durumlarına karşılık gelen rezonanslar ortaya çıkar. Asimtotik özgürlüğün bozulması ile KRD boşluğunda pertürbatif olmayan etkiler oluşur. Hadron fiziğinde pertürbatif olmayan katkıları hesaplamada kuantum renk dinamiği toplam kuralları yöntemi oldukça başarılı olmuştur. Bu yöntem parçacıkların bozunum form faktörü, kütleleri, güçlü etkileşimi ifade eden kuplaj (çiftlenim) sabiti, gibi özelliklerini araştırmak için etkili bir yöntemdir.

2. 2. KRD Lagranjyeni

Parçacıkların diğer parçacıklarla etkileşimleri ve kendi serbest hareketleri alan operatörleri ile ifade edilen Lagranjyen (Lagrange) yoğunluğu ile gösterilir. İki bölümden oluşan lagranjyenin ilk kısmı parçacıkların serbest hareket enerjilerini dikkate alan bölümdür. İkinci kısım ise parçacıkların birbirleri ile etkileşimlerini içeren bölümdür ki, etkileşme lagranjyeni olarak adlandırılır. Etkileşme lagranjyeninin belirlenmesinde standart modeli temel alan ayar teorileri kullanılır.

Ayar teorilerinin ana fikri lagranjiyenin ayar dönüşümleri altında değişmemesini sağlamaktır. Kuantum renk dinamiği kütleli ve spinleri $\frac{1}{2} \hbar$ olan kuarkların, kütsesiz ve spinleri \hbar olan gluonlarla (ayar bozonları) etkileşimlerini tanımlayan, yerel SU(3) ayar simetrisine dayanan alan teorisidir. SU(3)' ün abelyan olmayan özellikleri nedeniyle, ayar bozonları birbiriyle etkileşir. Kuantum renk dinamiği lagranjiyeni,

$$L = \bar{\psi} (iD_{\mu} \gamma^{\mu} - \tilde{m}) \psi - \frac{1}{2} \text{Tr} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \quad (2.1)$$

şeklinde yazılır. Burada \tilde{m} kütle matrisidir, $G_{\mu\nu}$ gluon alan tensörü;

$$G_{\mu\nu} = \partial_{\mu} A_{\nu}^B - \partial_{\nu} A_{\mu}^B + g_s f_{ABC} A_{\mu}^A A_{\nu}^B - \frac{i}{g_s} [D_{\mu}, D_{\nu}], \quad (2.2)$$

şeklinde ifade edilir. Burada D_{μ} kovaryant türev olup,

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - ig_s A_{\mu}^B t^B$$

ifadesine sahiptir ve $t^B = \lambda^B / 2$ ($B = 1, 2, \dots$) matrisleri (λ^B Gell-Mann matrisi) SU(3) grubunun üreteçleridir ve aşağıdaki komutasyon bağıntısını sağlarlar:

$$[t^A, t^B] = if^{ABC} t^C, \quad \text{Tr}(t^A) = 0, \quad \text{Tr}(t^A t^B) = \frac{1}{2} \delta_{AB} \quad \text{burada } f^{ABC}, \text{ SU(3)}$$

grubunun antisimetrik yapı sabitleridir. ψ alanı hafif kuarkları (u,d,skuark) ve ağır kuarkları (c,b,t kuark), yani altı kuark türünü de içeren alanlardır. İki hafif kuark u ve d' nin kütleleri sırası ile $m_u \approx 4 \text{ MeV}$ ve $m_d \approx 8 \text{ MeV}$ 'dir (1 GeV renormalizasyon ölçeğinde). Kuarklar renk uzayında üçlü (triplet) yapıya sahiptirler. Örneğin u(x) kuark için,

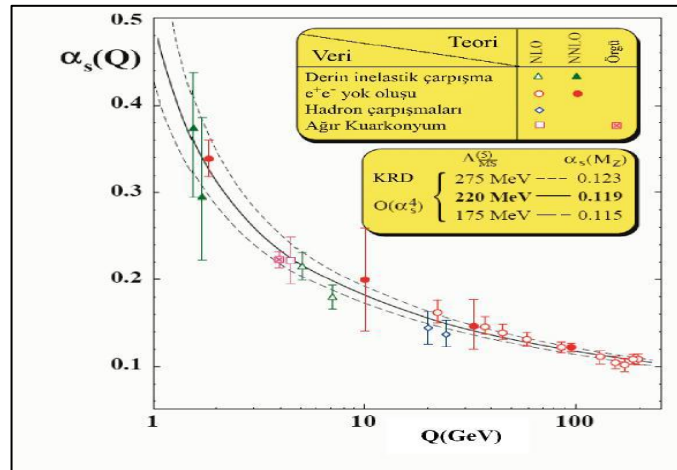
$$u(x) = \begin{pmatrix} u_R(x) \\ u_G(x) \\ u_B(x) \end{pmatrix}$$

yazılabilir. KRD' nin temel bir özelliği $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ etkileşme sabitinin momentum ölçeğine bağlı olmasıdır. Yüksek enerjilerde $\alpha_s(Q^2)$ küçüktür, bu da pertürbasyon teorisine izin verir. Diğer bir deyişle yüksek enerjilerde kuarklar ve gluonlar arasındaki etkileşme kuvvetinin zayıflamasıyla kuarklar serbest parçacıklar gibi davranır. Bu duruma asimtotik özgürlük denir. Diğer taraftan $Q^2 \leq 1$ GeV bölgesinde α_s ' ler güçlü bir şekilde artar ve pertürbasyon teorisi geçersiz olur. Etkileşme sabitinin bu artışı küçük enerjilerde kuarkların hapsedilmesine neden olur. Sonuç olarak renkli kuarklar ve gluonlar serbest halde bulunamazlar, hadronlar ise kuark ve gluonların bağlı nötr renk durumlarıdır.

KRD' yi düşük enerjilerde analitik olarak çözme yöntemleri bulunmadığından, örgü (Lattice) simülasyonları veya KRD toplam kuralları gibi alternatif yöntemler kullanılmaktadır.

2.3. Asimtotik Özgürlük

Kuarklar arasındaki güçlü etkileşimi tanımlayan kuantum renk dinamiğine göre kuarklar arası etkileşme gluon alış verişi ile gerçekleşir. Güçlü etkileşme asimtotik özgürlük özelliğine sahiptir. Kuarkların ve gluonların küçük mesafelerde veya büyük momentumlarda zayıf olarak etkileşmeleri KRD'de asimtotik özgürlük olarak tanımlanır. Deneylerden ve teorik olarak elde edilen α_s güçlü etkileşim sabitinin momentuma bağlı olarak değişimi Şekil 2.1. de verilmiştir.



Şekil 2.1. KRD' de kayan güçlü etkileşme sabiti [59]

Asimtotik özgürlüğe göre, çok küçük mesafelerde kuarklar serbest parçacıklar gibi davranır ve kuarklar arasındaki kuvvetli etkileşme ortadan kalkar. Büyük mesafelerde doğada serbest halde kuark ya da gluonun bulunmaması yani kuarkların hapsolmesi kuark ve gluonlar arasındaki potansiyelin lineer olarak arttığını göstermektedir. Bu nedenle nükleonlar ve diğer hadronlar valans kuarklar ile hadronların içinde kalmaya zorlanan kuark denizi ve gluonlar içeren sistem olarak tanımlanabilir. Yüksek enerjilerde kuarklar ve gluonlar arasındaki etkileşme kuvvetinin zayıf olması bu bölgede petürbasyon teorisinin kullanılmasına izin verir. Enerji azaldığında ise etkileşme kuvveti artar ve hadronların oluştuğu bu bölgede artık petürbasyon teorisi geçerli olmaz. Hadronik özelliklerin açıklanabilmesi için petürbatif olmayan yöntemleri kullanmak gerekir. Kuarklar arasındaki renk potansiyeli, coulomb cinsinden α_s/r terimi ile doğrusal bir terimin toplamı olan $V(r)=(-4/3)\alpha_s/r+br$ potansiyel olarak kullanılır. KRD' ye göre büyük momentumlarda kayan etkileşme sabitinin momentuma bağlılığı;

$$\alpha_s(Q) \equiv \frac{2\pi}{\beta \log \left(\frac{Q}{\Lambda_{\text{KRD}}} \right)} \quad (2.3)$$

şeklinde ifade edilir. Kuantum renk dinamiğinde Λ_{KRD} sabiti önemlidir.

3. KUANTUM RENK DİNAMIĞI TOPLAM KURALLARI

Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları yöntemi son otuz yılda başarı ile uygulanmaktadır. Hadronların kütlelerini, bozunma sabitlerini, manyetik momentlerini, etkileşme sabitlerini bulmayı sağlayan kullanışlı, hadron fiziğinde pertürbatif olmayan katkıları hesaplamada oldukça başarılı bir yöntemdir [60].

KRD toplam kuralları M. A. Shifman, A. I. Vainshtein ve V. I. Zhakarov (1979) [49] tarafından mezonlar için geliştirilmiştir. Uzun mesafe (küçük momentum) olaylarını açıklayan bu yöntem daha sonra Ioffe (1981) tarafından baryonlar için geliştirilmiştir [61]. Hadronların termal özelliklerinin incelenebilmesi için birçok hadronun özellikleri hakkında bilgi veren KRD toplam kuralları sonlu sıcaklıklara genişletilebilir.

Termal KRD toplam kuralları ile ilgili ilk orijinal çalışma Bochkarev ve Shaposhnikov tarafından yapılmıştır [34]. Kural olarak toplam kuralları düşük enerjilerde kuantum renk dinamiğinin iki limiti olan kuark-gluon bölgesi ve hadron bölgesi arasında arabuluculuk yapmaya çalışır. Amaç, kondensatlar veya kuark kütleleri gibi mikroskobik KRD parametrelerinden hadronik parametreler (örneğin kütleler, kuplaj sabitleri v.b.) elde etmektir

Kuark kondensatı kendiliğinden oluşan kiral simetri kırılmasına bağlı olduğundan, kuark kondensatın toplam kurallarında görünmesi kiral simetri kırılma modelinin hadronik parametrelerin belirlenmesindeki rolünün bir göstergesi olabilir. Kuantum renk dinamiği toplam kurallarının merkezinde aşağıdaki korelasyon fonksiyonu vardır,

$$\Pi(q) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T \{ \eta(x) \bar{\eta}(0) \} | 0 \rangle \quad (3.1)$$

burada $\eta(x)$ kuark alanları ve Dirac gama matrislerinden oluşturulan bir akımdır. $|0\rangle$ uygun bir temel durumdur (genellikle vakum veya nükleer madde).

3.1. Sabitlenmiş Nokta Ayar Koşulu ve OPE Açılımı

KRD toplam kurallarının elde edilmesi, KRD kuark ve gluon kondensatının göz önüne alınmasını gerektirir. Bunu yapabilmeyen en uygun yolu sabitlenmiş nokta ayarı koşulu yöntemidir. Kuarklar ve gluonlar gibi farklı tipteki beklenen değerlerin (condansate) varlığı klasik Grassmann kuark alanları $\chi_{a\alpha}^q$, $\chi_{b\beta}^{-q}$ ve klasik gluonik alanı $F_{\mu\nu}^A$ katılarak parametrize edilir. Toplam kuralları türetilirken klasik alanlar için gerekli olan diyagramların değerlendirilmesinde basit Feynman kuralları dikkate alınır. Hadronlar renk serbestlik derecesine sahip olmadığından ara kesit alanları da renksizdir ve korelasyon fonksiyonu ayar değişmezdir. Böylece, hesaplamaları basitleştirmek için ayar serbestlik derecesini kullanacağız. Önemli ve pratik bilinen bir ayar, kuantum elektrodinamiğinde kullanılan ve daha sonra [62,63]' de kuantum renk dinamiğinde de uygulanan sabit nokta Fock-Schwinger ayarıdır. Belirtilen ayar koşulu şekilde ifade edilir;

$$x^\mu A_\mu^B(x)=0 \quad (3.2)$$

Bu ayar koşulunun başlıca avantajı, $A^B(x)$ gluon alanlarının doğrudan alan tensörü $G_{\mu\nu}^B(x)$ cinsinden ifade edilebilmesidir;

$$A_\mu^B(x)=\int_0^1 d\alpha \alpha x^\nu G_{\nu\mu}^B(\alpha x) \quad (3.3)$$

Bu ifadenin ispatı açık bir şekilde aşağıdaki gibi kolayca görülebilir:

$$A_\mu^B(y)=\partial_\mu \left(y^\nu A_\nu^B(y) \right) - y^\nu \partial_\mu A_\nu^B(y) = 0 - y^\nu G_{\mu\nu}^B(y) - y^\nu \partial_\nu A_\mu^B(y) \quad (3.4)$$

Eşitlikte $y=\alpha x$ yazılarak ifade tekrar düzenlenirse,

$$\alpha x^\nu G_{\nu\mu}^B(\alpha x) = A_\mu^B(\alpha x) + \alpha x^\nu \frac{\partial A_\mu^B(\alpha x)}{\partial (\alpha x^\nu)} = \frac{d}{d\alpha} \left(\alpha A_\mu^B(\alpha x) \right) \quad (3.5)$$

Bu ifadenin integrali alınarak istenilen eşitlik elde edilir. Daha sonra seri açılımı yapılarak,

$$A_{\mu}(x) = \frac{1}{2} x^{\nu} G_{\nu\mu}(0) + \frac{1}{3} x^{\lambda} x^{\nu} D_{\lambda} G_{\nu\mu}(0) + \frac{1}{8} x^{\kappa} x^{\lambda} x^{\nu} D_{\kappa} D_{\lambda} G_{\nu\mu}(0) + \dots \quad (3.6)$$

yazılabilir. Buradan $G_{\nu\mu} = G_{\nu\mu}^B t^B$, $A_{\mu} = A_{\mu}^B t^B$, $D_{\mu} \equiv \partial_{\mu} - ig_s A_{\mu}$ şeklinde ifade edilir. Keyfi bir $q(x)$ kuark alanının seri açılımı ile başlayalım,

$$q(x) = q(0) + x^{\mu} (\partial_{\mu} q)_{x=0} + \frac{1}{2} x^{\mu} x^{\nu} (\partial_{\mu} \partial_{\nu} q)_{x=0} + \dots, \quad (3.7)$$

$x^{\mu} \partial_{\mu}$ terimi $x^{\mu} D_{\mu} = x^{\mu} (\partial_{\mu} - ig_s A_{\mu})$ ($A_{\mu} = \lambda^A / 2A_{\mu}^A$) ifadesi ile değiştirilir ve aşağıdaki şekilde yazılır;

$$q(x) = q(0) + x^{\mu} (D_{\mu} q)_{x=0} + \frac{1}{2} x^{\mu} x^{\nu} (D_{\mu} D_{\nu} q)_{x=0} + \dots \quad (3.8)$$

Bu ifade ayar değişmezliğidir. Korelasyon fonksiyonunun yüksek enerji yorumu bir operatör çarpım açılımı uygulanarak bulunur. Operatör çarpım açılımı zaman sıralı iki yerel operatörün (birisini x noktasında diğeri 0 noktasında olan) çarpımının, bir dizi yerel operatörler cinsinden seriye açılımıdır (boyutlarına göre sıralanmış). OPE'nin genel formülü [64];

$$T\{A(x)B(0)\} = \sum_n C_n^{AB}(x) \hat{O}_n(0) \quad (\text{for } x \rightarrow 0) \quad (3.9)$$

şeklinde ifade edilir. \hat{O}_n operatörlerin artan boyutu ile $C_n(q^2)$ katsayısı fonksiyonlarının boyutu azalacak ve bu durum q^2 'nin yüksek ters mertebeleri ile kendini göstermektedir. Bu durum yüksek enerji bölgesinde, yani $-q^2 \rightarrow \infty$ limitinde OPE'ye yakınsama sağlar. KRD' de kondensatlar ayar alanları ile parametrelenmektedir. η akımı kuark alanlarından (u_a, d_b, \dots) oluşur.

Ayrıca hesaplamalarda aşağıdaki formüllerle ifade edilen Fourier dönüşümleri kullanılacaktır:

$$\int d^4x e^{iq \cdot x} \frac{1}{x^2} = -\frac{4\pi^2 i}{q^2}$$

$$\int d^4x e^{iq \cdot x} \frac{1}{(x^2)^n} = \frac{i(-1)^n 2^{4-2n} \pi^2}{\Gamma(n-1)\Gamma(n)} (q^2)^{n-2} \log(-q^2) + P_{n-2}(q^2) \quad (n \geq 2) \quad (3.10)$$

Burada $P_k(q^2)$ ıraksak katsayılara sahip olan k dereceli polinomlardır. Bir x içeren integralin Fourier dönüşümü aşağıdaki gibi hesaplanabilir;

$$\int d^4x e^{iq \cdot x} x_\mu f(x) - i\partial_\mu^{(q)} \int d^4x e^{iq \cdot x} f(x) = -i\partial_\mu \hat{f}(q) \quad (3.11)$$

Fourier dönüşümünden sonra $\Pi^{\text{OPE}}(q)$, deki iki değişmez fonksiyonu tanımlamamız gerekir. Bu tanımlama aşağıdaki ifadeleri belirterek kolayca yapılabilir;

$$\Pi_q^{\text{OPE}}(q^2) = \frac{1}{4} \text{Tr} \left[\Pi^{\text{OPE}}(q) \right] \quad (3.12)$$

$$\Pi_q^{\text{OPE}}(q^2) = \frac{1}{4} \text{Tr} \left[q \Pi^{\text{OPE}}(q) \right]$$

3.2. KR D Toplam Kurallarının Türetilmesi

Artık kuantum renk dinamiği toplam kurallarını oluşturmak için tüm araçları bir araya getirdik. Temel strateji aşağıdaki gibidir. İlk önce uygun bir ara kesit akımı (istenilen kuantum sayılarına sahip olan) tanımlanmalıdır. Daha sonra korelatörün tensör yapısı göz önüne alınır. Son olarakta korelasyon fonksiyonu için kuark ve hadron dilinde ifadeler elde edilir. Dispersiyon bağıntısı kullanılarak bu nicelikler eşitlenir,

$$\Pi_i^{\text{phen}}(q^2) = \Pi_i^{\text{OPE}}(q^2) \quad i \in \{s, q\} \quad (3.13)$$

Yüksek kütle durumlarını düşük kütle durumlarına göre bastırmak için Borel dönüşümleri kullanılmaktadır;

$$B\left[f(Q^2)\right]=\lim_{Q^2, n \rightarrow \infty} \frac{(Q^2)^{n+1}}{n!} \left(\frac{-d}{dQ^2}\right)^n f(Q^2) \quad (3.14)$$

$$Q^2/n=M^2$$

Bazı basit ifadelerin Borel dönüşümleri aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$B\left[(Q^2)^k\right]=0 \quad B\left[\frac{1}{(Q^2)^k}\right]=\frac{1}{(k-1)!} \left(\frac{1}{M^2}\right)^{k-1}$$

$$B\left[(Q^2)^k \ln(Q^2/\Lambda^2)\right]=k!(-M^2)^{k+1} \quad B\left[\frac{1}{s+Q^2}\right]=e^{-s/M^2} \quad (3.15)$$

Borel dönüşümünün etkisi iki yönlüdür. Bir yandan polinomlar sıfıra eşitlenir, böylece çıkarmalar ortadan kaldırılır ve diğer yandan ağırlık faktörü $(s-q^2)^{-1}$, süreklilik katkısını baskılayarak ağırlık faktörü olan e^{-s/M^2} çarpanının ortaya çıkmasını sağlar. Toplam kurallarının son hali;

$$B\left[\Pi_i^{\text{phen}}(q^2)\right]=\int_0^\infty ds e^{-s/M^2} \rho_i(s)=B\left[\Pi_i^{\text{OPE}}(q^2)\right] \quad i \in \{s, q\} \quad (3.16)$$

şeklinde ifade edilir.

Borel parametresi M , yardımcı bir parametredir. Denklem (3.9)'daki toplam kurallarının her iki tarafı aslında M 'den bağımsız olarak uyuşmalıdır. Ancak OPE'nin kısaltılması ile sürekliliğin fenomenolojik modeli gibi birkaç yaklaşım yapıldı. Dolayısıyla Denklem (3.17)'nin geçerli olduğu M^2 değerleri için en az bir pencere olup olmadığını araştırmaya devam edilir

4. EGZOTİK X(3872) PARÇACIĞININ TERMAL KRD TOPLAM KURALLARI METODU İLE İNCELENMESİ

4.1. Egzotik parçacıkların keşfi ve Tetrakuark yapılar

Kuantum renk dinamiğinin pertürbatif olmayan özelliklerini anlamak, güçlü etkileşimlerin zor ve dikkat çekici konularından birisidir. Bu hedef doğrultusunda hadron spektrumunun incelenmesi önemli bir rol oynamaktadır. Kuantum Renk Dinamiği (KRD) sadece bilinen standart hadron modelinde olan hadron ve mezonlar için değil aynı zamanda egzotik parçacıklar olan glueball, hibrit, multikuark durumları için de uygulanabilir. Son on yıl içinde çarmonyum benzeri [38-41], botomyum benzeri [65-66] ve pentakuark durumu [67] deneylerde gözlemlenmiş ve bu durumların detaylı incelenmesinde egzotik parçacıklar hakkında önemli bilgiler ortaya çıkarılmıştır. Standart kuark modelin ötesinde bazı özelliklere sahip bu alışılmadık durumların gözlenmesi molekül ve tetrakuark yapılarının öne sürülmesini gerektirmiştir [68-74].

Egzotik parçacıklar evrenin oluşmasında önemli rol oynayabilir, bu nedenle bu parçacıkların incelenmesi evrenin oluşumu, karanlık madde, karanlık enerji, nötron yıldızlarının içyapısını ve bazı kozmolojik sorunları anlamak için gereklidir. Egzotik parçacıkların evrenin oluşumuna katkısını anlamak için bu parçacıkların termal özelliklerini bilmek gerekir. Ortamdaki egzotik parçacıkların incelenmesi, bu parçacıkların varlığının doğrulanması astrofizikçilerin nötron yıldızlarının içyapısı hakkındaki bazı varsayımları yeniden ele almasına neden olacaktır.

2003 yılında Belle işbirliği çarmonyum benzeri X(3872) parçacığını keşfettiğini ilan etti [38]. Bu parçacık kısa bir süre sonra CDF [40], DO [41], BaBar [39, 75] ve LHCb [42] İş birlikleri tarafından da $B^- \rightarrow \pi^- [X \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-]$, $B^- \rightarrow K^- [X \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-]$, $B^+ \rightarrow K^+ [X \rightarrow \psi(2S) \gamma]$ ve $B^+ \rightarrow K^+ [X \rightarrow \psi \gamma]$ bozunmaları ile teyit edildi. Egzotik durumlar iki fotonun füzyonu ve pp çarpışmalarında çift çarmonyum üretim işlemlerinde, e^+e^- ve $\bar{p}p$ yok oluşlarında, B mezon bozunumlarında üretildi ve

gözlemlendi. Deneysel incelemeler bu durumların kütle ve bozunma genişliklerinin değerini onların spinleri, pariteleri ve C yük pariteleri ile açıklar.

Daha sonra DO İşbirliği X(5568) rezonans durumunu gözlemlediğini bildirdi [76]. Bu yeni X(5568) parçacığı dört farklı kuark çeşnisinden u,b,s,d oluştuğu varsayılır ve bu yüzden egzotik parçacıklar sınıfına aittir. Deneysel ve teorik çalışmaların her ikisinin sonucunda da X(5568) parçacığının dört farklı kuark çeşnisinden oluşan ilk egzotik parçacık olduğu düşünülmektedir.

DO İşbirliği bu parçacığın kütle ve X(5568) $\rightarrow B_s \pi$ baskın bozunma kanal genişliğini ölçtü ve kuantum sayısının $J^{PC}=0^{++}$ olduğunu belirledi. Gözlenen bu yeni egzotik durumlar XYZ ailesi olarak adlandırıldı [76].

Böylece egzotik durumların yorumlanması için yeni yaklaşımlar ve onların özelliklerini incelemek için yeni hesaplama metodlarına ihtiyaç olduğu ortaya çıktı. Bazı durumlar standart $c\bar{c}$ çarmonyum durumunun uyarılması şeklinde yorumlanarak çarmonyum benzeri rezonanslar ele alınarak incelendi. Çarmonyum benzeri rezonansların bazılarının gerçekten böyle bir yoruma izin verdiği belirtilmelidir. Ama toplanan deneysel verilerin büyük çoğunluğu egzotik parçacıkların standart kuark modeli çerçevesinde açıklanamayacağını göstermekteydi.

Egzotik parçacıkların özelliklerini açıklamak için en çok kullanılan model tetrakuark yapısı yani dörtlü kuark yapısıdır. Bu dört kuarklı yapı ilgili egzotik durumların kuantum sayıları üretilecek şekilde düzenlenir ve dikuark anti dikuark modeli olarak bilinir. Mezon molekül modeli çerçevesinde egzotik parçacık ise iki renk singlet mezonların bağlı durumları olarak görülebilir. Bu iki model egzotik durumların özelliklerini incelemek için yaygın olarak kullanılmaktadır.

XYZ ailesinin ilk keşfedilen üyesi olan X(3872) (X olarak adlandırılır) parçacığı Belle İşbirliği tarafından B mezon bozunmasında tespit edildi [38]. Daha sonra X(3872) hem e^+e^- yok oluşunda ve pp çarpışmalarında [77] hem de $\bar{p}p$ yok oluşunda [40 - 41] direk olarak gözlemlendi. X(3872) durumunun kuantum sayısı

1^{++} olarak belirlendi ve farklı deneylerde elde edilen ortalama kütlesi $m_{X(3872)} = (3871,69 \pm 0,17) \text{ MeV}$ olarak elde edildi ve bozunma genişliği $\Gamma < 1.2 \text{ MeV}$ [78] olarak hesaplandı.

Toplanan veriler $X(3872)$ durumunun standart kuark-antikuark yapısında olmadığını göstermekteydi. $X(3872)$ durumunun kütlesinin $D\bar{D}^*$ eşik aralığına yakın olmasından dolayı $X(3872)$ mezonlardan oluşan bir durum olarak düşünülebilir. Bir diğer yaklaşım ise $X(3872)$ durumunun çarmonyum bileşenleri ve molekülün bir karışımı olarak kabul edilme olasılığıdır.

Son otuz yılda başarılı olan kuantum renk dinamiği toplam kuralları gözlemlenen mezon ve baryonların farklı özelliklerinin incelenmesinde de kullanılır [79, 80, 81]. KRD toplam kurallarının termal versiyonu 1980'lerin sonunda ileri sürüldü ve köklü bir yaklaşım olarak mezonların termal özelliklerini incelemek için başarıyla uygulandı [56-82]. KRD toplam kuralları egzotik hadronların özelliklerinin incelenmesi içinde kullanılmaktadır [83].

Bu çalışmada amaç iki nokta TKRD toplam kuralı metodu çerçevesinde $X(3872)$ durumunun kütle ve bozunma sabitinin hesaplanmasıdır. $X(3872)$ durumunun parametreleri vakumda literatürde geniş bir şekilde incelenmiştir [81-83].

Literatürde ki [19] çalışmasında yazarlar $X(3872)$ parçacığını tetrakuark modeli çerçevesinde yani dikuark-antidikuark yapı olarak gördüler. Hesaplamalar altı boyuta kadar kuark, gluon ve karışık yoğunluklar dikkate alınarak yapıldı. [84]' de ise yazarlar bu parçacığı molekül-çarmonyum karışık yapıda düşündüler ve tekrar aynı doğruluğa sahip kütle değerini hesapladılar. $X(3872)$ mezonunun bozunma genişliği ise [85]' de çarmonyum ve egzotik molekül durumu arasında bir karışım olduğu varsayılarak hesaplandı. [86] çalışmasında ise $X(3872)$ aksiyal vektör dikuark-antidikuark durumu olarak modellendi. Bu çalışmada hem molekül, hem de dikuark-antidikuark durumlarını kabul eden iki farklı model uygulanarak egzotik $X(3872)$ durumunun kütle ve bozunma sabiti hesaplandı.

Bu çalışmada $J^{PC}=1^{++}$ kuantum sayısına sahip $X(3872)$ durumu Termal KRD Toplam Kuralları metodu kullanılarak incelenmiştir. Egzotik $X(3872)$ parçacığı için dikuark-antidikuark ve molekül modelleri çerçevesinde uygun arakesit akımları kullanılarak ve altı boyuta kadar pertürbatif olmayan kondensat katkıları göz önüne alınarak iki nokta korelasyon fonksiyonu incelenmiş, kütle ve akım-mezon kuplaj sabitleri hesaplanmıştır. Bu hesaplamalarda korelasyon fonksiyonu için hem OPE , hem de hadronik kısım hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar eşitlenerek KRD toplam kuralları elde edilmiştir.

4.2. Tetrakuark yaklaşımında $X(3872)$ ' nin Termal Özelliklerinin İncelenmesi

Termal KRD toplam kuralları çerçevesinde $X(3872)$ durumunun mezon-akım kuplaj sabiti ve kütesini hesaplamak için ilk önce korelasyon fonksiyonunun yazılması gerekir;

$$\Pi_{\mu\nu}(q,T)=i\int d^4xe^{iq\cdot x}\left\langle T\left\{J_{\mu}(x)J_{\nu}^{\dagger}(0)\right\}\right\rangle \quad (4.1)$$

burada $J_{\mu}(x)$, $X(3872)$ ' nin arakesit akımı, T sıcaklığı göstermekte ve T ise sağdan sola doğru zamana ait argümanlar artacak şekilde çarpanların düzenlendiği zaman sıralama operatörüdür. Herhangi bir A operatörün termal ortalaması;

$$\langle A \rangle = \text{Tre}^{-\beta H} A / \text{Tre}^{-\beta H} \quad (4.2)$$

şekilde ifade edilir. Burada H sistemin Hamilton operatörü ve $\beta=1/T$ olup T sıcaklığının tersidir. $X(3872)$ durumunun kuantum sayısı $J^{PC}=1^{++}$ olduğundan dikuark-antidikuark modelinde $J_{\mu}(x)$ akımı aşağıdaki şekilde ifade edilir [19],

$$J_{\mu}(x)=\frac{i\epsilon\tilde{\epsilon}}{\sqrt{2}}\left\{\left[\bar{q}_a^T(x)C\gamma_5c_b(x)\right]\left[\bar{q}_d(x)\gamma_{\mu}C\bar{c}_e^T(x)\right]+\left[q_a^T(x)C\gamma_{\mu}c_b(x)\right]\left[\bar{q}_d(x)\gamma_5C\bar{c}_e^T(x)\right]\right\} \quad (4.3)$$

burada q , u yada d hafif kuarklardan birisidir. $\varepsilon=\varepsilon_{abc}$ ve $\tilde{\varepsilon}=\varepsilon_{dec}$ birim antisimetrik tensörlerdir. Denklemdaki a, b, c, d, e renk indisleri ve C yük eşleniği matrisidir.

KRD toplam kurallarını elde etmek için ilk olarak fiziksel serbestlik dereceleri cinsinden korelasyon fonksiyonunu hesaplayalım. Denklem (4.1)' de x üzerinden integral alarak,

$$\Pi_{\mu\nu}^{\text{Phys}}(q,T)=\frac{\langle 0|J_{\mu}|X(q)\rangle_T\langle X(q)|J_{\nu}^{\dagger}|0\rangle_T}{m_X^2(T)-q^2}+..., \quad (4.4)$$

ifadesini elde ederiz.

Burda $m_X(T)$, $X(3872)$ ' nin sıcaklığa bağlı kütlesi ve noktalar (...) yüksek rezonansların ve sürekli durumların katkılarını gösterir. Sıcaklığa bağlı mezon-akım kuplaj sabiti $f_X(T)$ aşağıdaki matris elemanı ifadesi ile tanımlanır,

$$\langle 0|J_{\mu}|X(q)\rangle_T=f_X(T)m_X(T)\varepsilon_{\mu} \quad (4.5)$$

Burada ε_{μ} , $X(3872)$ durumunun kutuplanma vektörüdür. (4.5) formülünü korelasyon fonksiyonu ifadesinde yerine yazıp kutuplanma vektörünün özelliklerini göz önüne alırsak,

$$\Pi_{\mu\nu}^{\text{Phys}}(q,T)=\frac{m_X^2(T)f_X^2(T)}{m_X^2(T)-q^2}\left(-g_{\mu\nu}+\frac{q_{\mu}q_{\nu}}{m_X^2(T)}\right)+..., \quad (4.6)$$

elde edilir. Termal KRD toplam kurallarını elde ederken hem hadronik hem de KRD kısmında $g_{\mu\nu}$ ile orantılı terimler göz önüne alınacaktır. Denklem (4.6)' te $g_{\mu\nu}$ ile orantılı terimi göz önüne alıp Borel dönüşümü uygulanırsa,

$$B_{q^2}\Pi_{\mu\nu}^{\text{Phys}}(q,T)=m_X^2(T)f_X^2(T)e^{-m_X^2(T)/M^2}+..., \quad (4.7)$$

elde edilir. Şimdi ise korelasyon fonksiyonunu KRD parametreleri, yani kuark-gluon serbestlik dereceleri cinsinden yazalım. $\Pi_{\mu\nu}^{\text{QCD}}(q,T)$ korelasyon fonksiyonunun KRD kısmını göstermek üzere dikuark-antidikuark yaklaşımında ağır ve hafif kuark prapagatörleri cinsinden aşağıdaki şekilde elde edilir,

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^{\text{QCD}}(q,T) = & -\frac{i}{2} \int d^4x e^{iq \cdot x} \varepsilon \tilde{\varepsilon} \varepsilon' \tilde{\varepsilon}' \left\langle \left\{ \text{Tr} \left[\gamma_5 \tilde{S}_q^{aa'}(x) \gamma_5 S_c^{bb'}(x) \right] \right. \right. \\ & \times \text{Tr} \left[\gamma_\mu \tilde{S}_c^{e'e}(-x) \gamma_\nu S_q^{d'd}(-x) \right] + \text{Tr} \left[\gamma_\mu \tilde{S}_c^{e'e}(-x) \gamma_5 S_q^{d'd}(-x) \right] \\ & \times \text{Tr} \left[\gamma_\nu \tilde{S}_q^{aa'}(x) \times \gamma_5 S_c^{bb'}(x) \right] + \text{Tr} \left[\gamma_5 \tilde{S}_q^{a'a}(x) \gamma_\mu S_c^{b'b}(x) \right] \\ & \times \text{Tr} \left[\gamma_5 \tilde{S}_c^{e'e}(-x) \gamma_\nu S_q^{d'd}(-x) \right] + \text{Tr} \left[\gamma_\nu \tilde{S}_q^{aa'}(x) \gamma_\mu S_c^{bb'}(x) \right] \\ & \left. \left. \times \text{Tr} \left[\gamma_5 \tilde{S}_c^{e'e}(-x) \gamma_5 S_q^{d'd}(-x) \right] \right\} \right\rangle \end{aligned} \quad (4.8)$$

Denklem (4.8)' de $\tilde{S}_{c(q)}^{ij}(x) = C S_{c(q)}^{ijT}(x) C$ notasyonu kullanılmıştır. Burada $S_q^{ij}(x)$ ve $\tilde{S}_c^{ij}(x)$ sırasıyla sonlu sıcaklıktaki hafif ve ağır kuark propagatörlerdir. $S_q^{ij}(x)$ hafif kuark termal propagatörünü x -uzayında aşağıdaki gibi ifade ederiz;

$$\begin{aligned} S_q^{ij}(x) = & i \frac{x}{2\pi^2 x^4} \delta_{ij} - \frac{m_q}{4\pi^2 x^2} \delta_{ij} - \frac{\langle \bar{q}q \rangle}{12} \delta_{ij} - \frac{x^2}{192} m_0^2 \langle \bar{q}q \rangle \left[1 - i \frac{m_q}{6} x \right] \delta_{ij} \\ & + \frac{i}{3} \left[x \left(\frac{m_q}{16} \langle \bar{q}q \rangle - \frac{1}{12} \langle u \theta^f u \rangle \right) + \frac{1}{3} (u \cdot x) u \langle u \theta^f u \rangle \right] \delta_{ij} - \frac{ig_s \lambda_{ij}^A}{32\pi^2 x^2} G_A^{\mu\nu} (x \sigma_{\mu\nu} + \sigma_{\mu\nu} x) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Burda m_q hafif kuark kütesini, $\langle \bar{q}q \rangle$ sıcaklığa bağlı hafif kuark kondensatını, $G_A^{\mu\nu}$ gluon şiddet tensörünü, $\theta_{\mu\nu}^f$ enerji momentum tensörünün fermiyonik kısmını ifade eder. Denklem (4.8)' de i, j renk indislerini, $A=1,2,\dots,8$ değerlerini almak üzere λ_{ij}^A ise standart Gell-Mann matrisleridir.

Görüldüğü gibi Termal KRD toplam kurallarında vakum kondensatlarının yerini sıcaklığa bağlı kondensatlar almaktadır [49, 50]. Ortamın dörtlü hız vektörü u^μ , termal referans sisteminin seçimi ile sonlu sıcaklıkta bozulmuş Lorentz

değişmezliğini düzenlemek için kullanılmıştır. Durgun referans sisteminde dörtlü hız vektörü $u^\mu=(1,0,0,0)$ şeklinde ifade edilir, $u^2=1$ ve $p \cdot u=p_0$ olur.

Termal ağır kuark prapagatörü ise $S_c^{ij}(x)$,

$$S_c^{ij}(x)=i \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} e^{-ik \cdot x} \left[\frac{\delta_{ij}(k+m_c)}{k^2-m_c^2} - \frac{g G_{ij}^{\alpha\beta}}{4} \frac{\sigma_{\alpha\beta}(k+m_c) + (k+m_c)\sigma_{\alpha\beta}}{(k^2-m_c^2)^2} + \frac{g^2}{12} G_{\alpha\beta}^A G_A^{\alpha\beta} \delta_{ij} m_c \frac{k^2+m_c k}{(k^2-m_c^2)^4} + \dots \right] \quad (4.10)$$

şeklinde ifade edilir. Burda $G_{ij}^{\alpha\beta} \equiv G_A^{\alpha\beta} \lambda_{ij}^A / 2$

Korelasyon fonksiyonu $\Pi_{\mu\nu}^{QCD}(q,T)$ iki ranklı tensör olduğundan aşağıdaki gibi ayrışabilir,

$$\Pi_{\mu\nu}^{QCD}(q,T) = \Pi_0^{QCD}(q^2,T) \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} + \Pi_1^{QCD}(q^2,T) \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) \quad (4.11)$$

burada $\Pi_0^{QCD}(q^2,T)$ ve $\Pi_1^{QCD}(q^2,T)$ sırasıyla skaler ve vektörel akımlarla ilgili skaler fonksiyonlardır.

Kütle ve mezon-akım kuplaj sabiti için KRD toplam kuralı ifadeleri $\Pi_{\mu\nu}^{Phys}(q^2,T)$ ve $\Pi_{\mu\nu}^{QCD}(q^2,T)$ ifadelerinde benzer yapıların eşitlenmesi ile elde edilir. Bu çalışmada daha öncede belirtildiği üzere $-g_{\mu\nu}$ orantılı terimlerle çalışacağız.

Termal KRD toplam kurallarının elde edilmesinde en önemli aşamalardan birisi,

$$\Pi_1^{QCD}(q^2,T) = \int_{4m_c^2}^{s_0(T)} \rho^{QCD}(s,T) \frac{ds}{s-q^2} + \dots \quad (4.12)$$

Dispersiyon integralinin göz önüne alınmasıdır. Buradaki $\rho^{\text{QCD}}(s,T)$ ifadesi spektral yoğunluktur ve bu bölümdeki önemli noktalardan bir tanesi $\rho^{\text{QCD}}(s,T)$ spektral yoğunluğunun hesaplanmasıdır. Çalışmamızda kuark, gluon ve karışık yoğunmalarından oluşan altı boyuta kadar perturbatif olmayan katkılar göz önüne alınmıştır.

İki nokta termal spektral yoğunluk $\rho^{\text{QCD}}(s,T)$;

$$\rho^{\text{KRD}}(s,T) = \rho^{\text{pert.}}(s,T) + \sum_{k=3}^6 \rho_k(s,T) \quad (4.13)$$

ifadesi ile hesaplanır. Sıcaklığa bağlı KRD toplam kurallarında X(3872) durumunun kütle ve kuplaj sabitinin değerlendirilmesi için gerekli spektral yoğunluk hesaplarımızın sonuçları aşağıda toplu halde verilmiştir. Elde edilen $\rho^{\text{QCD}}(s,T)$ spektral yoğunluk ifadeleri k sıfırdan farklı olmak üzere $k=3, \dots, 6$ boyuta kadar incelenmiştir. $\rho_k(s,T)$, perturbatif olmayan $\rho^{\text{KRD}}(s,T)$ ve $g_s = 4\pi\alpha_s$ katkıları ifade eder. $\rho^{\text{pert.}}(s,T)$ ve $\rho_k(s,T)$ için açık ifadeler, Feynman parametreleri z ve w üzerinden alınan integral ile aşağıda gösterilmiştir;

$$\begin{aligned} \rho^{\text{pert.}}(s,T) &= \frac{1}{3072\pi^6} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \frac{wz}{ht^8} \times \left(swzh - m_c^2 t(w+z) \right)^2 \\ &\times \left(35h^2 w^2 s^2 z^2 - 26htwz(w+z) sm_c^2 + 3t^2 (w+z)^2 m_c^2 \right) \theta[L] \\ \rho^3(s,T) &= \frac{\langle \bar{u}u \rangle m_c}{64\pi^4} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \frac{\left[t(w+z)m_c^2 - hwzs \right]}{t^5} \times (w+z) \\ &\left[7h^2 s^2 w^2 z - 3m_c^2 t(w+z) \right] \theta[L] \frac{\langle u\theta^f u \rangle}{12\pi^4} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \frac{hwz}{t^6} \\ &\left[3h^2 (6q_0^2 - s) sw^2 z^2 - hm_c^2 (14q_0^2 - s) twz(w+z) + m_c^4 t^2 (w+z)^2 \right] \theta[L] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho^4(s, T) = & \frac{1}{36864\pi^4} \left\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \right\rangle \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \frac{w}{h^2 t^6} \times \left(480h^4 s^2 w^2 z^4 \right. \\
& - hm_c^2 stwz 60w^2 (w-1)^3 + w(w-1)z(120 + w(353w - 345)) \\
& + z^2(879w + w^2(907w - 15989) - 60) + z^3(w-1)(1577w - 594) \\
& + 4z^4(321w - 220) + 346z^5) + m_c^4 t^2 60w^3 (w-1)^3 + 3w^2(w-1)z \\
& \times (60 - 155w + 11w^2) + 4wz^2(240w + w^2(179w - 362) - 45) + z^3 \\
& \times (705w + w(868w - 1465) - 60) \times 60w^3 (w-1)^3 + 3w^2(w-1)z \\
& + z^3(705w + w(868w - 1465) - 60) \times (+z^4 637w^2 - 827w + 210) \\
& \times 2z^5(127w - 96) + 42z^6) \left. \right] + \frac{\alpha_s \langle u\theta^f u \rangle}{9216\pi^5} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \frac{w}{h^2 t^6} \\
& \times \left(48h^4 s w^2 z^4 \times (16q_0^2 - 11s) - 3m_c^2 t (20w^3 (w-1) + 15w^2 z \right. \\
& \times (w-1)^2 (7w - 4) + 4wz^2 (w-1)(64w^2 - 74w + 15)) \\
& + z^3 (w-1)(20 - 257w + 384w^2) + z^4 (86 - 411w + 361w^2) \\
& + 2z^5 (97w - 56) + 46z^6 m_c^2 htwz - 4q_0^2 z(-15w^2 (w-1)^2 \\
& + wz(w-1)(109w - 129) + z^2 (w-1)(379w - 144)) \\
& + 4z^3 \times (103w - 72) + 144z^2) + 15(4w^2 (w-1)^3 \\
& + wz(w-1)^2 (17w - 8) + z^2 (w-1)(63w^2 - 63w + 4) \\
& \left. + z^3 (w-1)(129w - 46) + 4z^4 (29w - 20) + 38z^5) \right] \theta[L]
\end{aligned}$$

$$\rho^5(s, T) = \frac{m_c m_0^2 \langle \bar{u}u \rangle}{128\pi^4} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \frac{wzh(w+z)}{t^5} \times (5shwz - 3m_c^2 t(w+z)) \theta[L]$$

$$\rho^6(s, T) = \frac{1}{108\pi^2} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \left[9m_c^2 \langle \bar{u}u \rangle^2 - 3m_c \langle \bar{u}u \rangle \langle u\theta^f u \rangle + 20z \langle u\theta^f u \rangle^2 \right] \theta[L]$$

Yukarıdaki ifadelerde, aşağıdaki notasyonları kullandık;

$$L = \frac{\left[m_C^2 \left(w^3 + w^2(2z-1) + (z^2 + 2wz)(z-1) \right) - swzh \right]}{t^2} \times (w-1)$$

$$\Phi = \frac{m_C^2 \left[w^3 + z(z-1)(2w+z) + w^2(2z-1) \right]}{wzh}$$

$$t = w^2 + (z-1)(w+z) \quad h = w + z - 1$$

Termal durumda gluon kondensatı aşağıdaki ifadede görüldüğü gibi enerji momentum tensörünün gluonik kısmı $\theta_{\lambda\sigma}^g$ cinsinden ifade edilmektedir:

$$\begin{aligned} \langle \text{Tr}^c G_{\alpha\beta} G_{\mu\nu} \rangle &= \frac{1}{24} \left(g_{\alpha\mu} g_{\beta\nu} - g_{\alpha\nu} g_{\beta\mu} \right) \langle G_{\lambda\sigma}^\alpha G^{\alpha\lambda\sigma} \rangle + \frac{1}{6} \left[g_{\alpha\mu} g_{\beta\nu} - g_{\alpha\nu} g_{\beta\mu} \right. \\ &\left. - 2 \left(u_\alpha u_\mu g_{\beta\nu} - u_\alpha u_\nu g_{\beta\mu} - u_\beta u_\mu g_{\alpha\nu} + u_\beta u_\nu g_{\alpha\mu} \right) \right] \langle u^\lambda \theta_{\lambda\sigma}^g u^\sigma \rangle \end{aligned} \quad (4.14)$$

$\Pi_1^{\text{QCD}}(q^2, T)$ skaler fonksiyonunda q^2 değişkenine Borel dönüşümü uygulanarak, elde edilen kısım $B_{q^2} \Pi_{\mu\nu}^{\text{Phys}}(q, T)$ ifadesi ile eşitlenerek gerekli toplam kuralı elde edilir.

Sonuç olarak $X(3872)$ parçacığının kütesinin $m_X(T)$ toplam kuralı,

$$m_X^2(T) = \frac{\int_{4m_C^2}^{s_0(T)} ds s \rho^{\text{QCD}}(s, T) e^{-s/M^2}}{\int_{4m_C^2}^{s_0(T)} ds \rho^{\text{QCD}}(s, T) e^{-s/M^2}} \quad (4.15)$$

şeklinde elde edilir. Mezon-akım kuplaj sabitinin $f_X(T)$ sayısal değerinin hesaplanması için aşağıdaki formülü elde ederiz:

$$f_X^2(T) e^{-m_X^2(T)/M^2} = \frac{1}{m_X^2(T)} \int_{4m_c^2}^{s_0(T)} ds \rho^{\text{QCD}}(s,T) e^{-s/M^2}. \quad (4.16)$$

4.3. Termal KRD Toplam Kurallarının Nümerik Analizi

X(3872) parçacığının sonlu sıcaklıkta kütle ve bozunma sabiti için KRD toplam kuralları kuark, gluon ve karışık vakum kondensat ifadelerini ve kuark kütlelerini içerir. Bu parametrelerin değerleri Tablo 4.1.' de gösterilmiştir.

Tablo 4.1. Giriş parametreleri

Parametreler	Değerler
m_c	$1,28 \pm 0,03 \text{ GeV}$
$\langle \bar{q}q \rangle$	$(-0,24 \pm 0,01)^3 \text{ GeV}^3$
$\left\langle \frac{\alpha_s G^2}{\pi} \right\rangle$	$(0,012 \pm 0,004) \text{ GeV}^4$
m_0^2	$(0,8 \pm 0,1) \text{ GeV}^2$

Bu parametreler ile birlikte sıcaklığa bağlı kuark ve gluon kondensatlarının ifadelerine, sıcaklığa bağlı enerji yoğunluğu ifadesine ihtiyaç vardır. Bu çalışmada kuark kondensatı için aşağıdaki parametrizasyon kullanılmıştır [87];

$$\langle \bar{q}q \rangle = \frac{\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle}{1 + \exp \left[18,10042 \left(1,84692 \left[\frac{1}{\text{GeV}^2} \right] T^2 + 4,99216 \left[\frac{1}{\text{GeV}} \right] T - 1 \right) \right]} \quad (4.17)$$

Burada $\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle$ hafif kuarklar için vakum kondensatıdır.

Enerji yoğunluğunun gluonik ve fermiyonik kısımları için [88],

$$\langle \theta_{00}^g \rangle = \langle \theta_{00}^f \rangle = T^4 \exp \left[113,867 \left[\frac{1}{\text{GeV}^2} \right] T^2 - 12,190 \left[\frac{1}{\text{GeV}} \right] T \right] - 10,141 \left[\frac{1}{\text{GeV}} \right] T^5 \quad (4.18)$$

Parametrizasyonu, sıcaklığa bağlı gluon kondensatı için [89]

$$\langle G^2 \rangle = \langle 0 | G^2 | 0 \rangle \left[1 - 1,65 \left(\frac{T}{T_c} \right)^{8,735} + 0,04967 \left(\frac{T}{T_c} \right)^{0,7211} \right] \quad (4.19)$$

parametrizasyonu kullanılmaktadır. Burada $\langle 0 | G^2 | 0 \rangle$ vakumdaki gluon kondensatı, $T_c = 197 \text{ MeV}$ olup kritik sıcaklıktır.

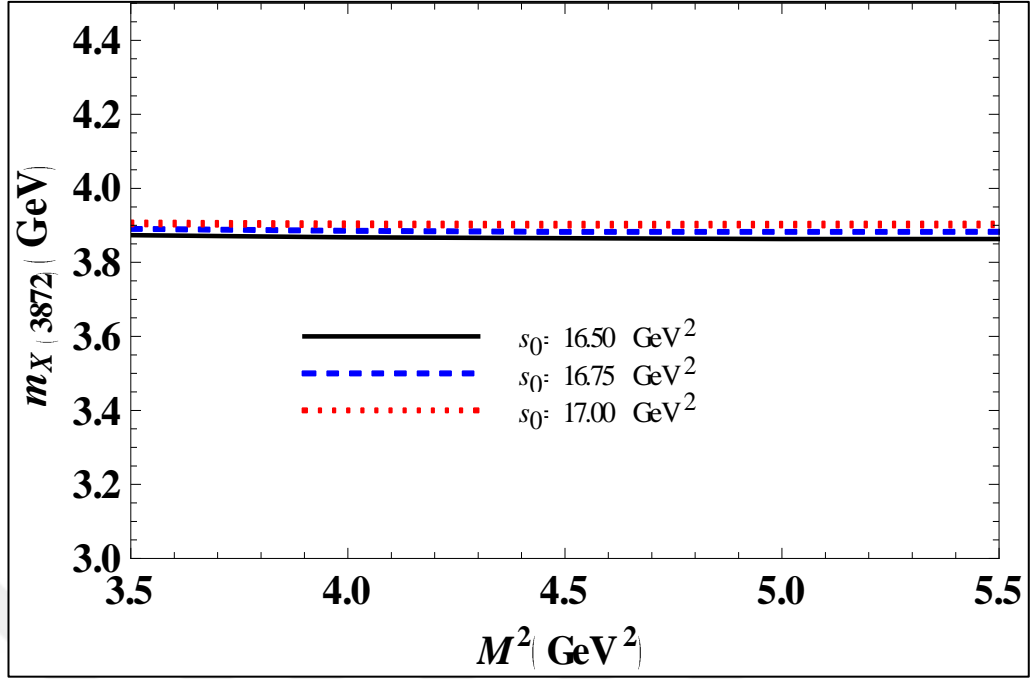
X(3872) durumu için sıcaklığa bağlı süreklilik eşiği yardımcı parametrelerden biridir [55];

$$s_0(T) = s_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^8 \right] + 4m_c^2 \left(\frac{T}{T_c} \right)^8 \quad (4.20)$$

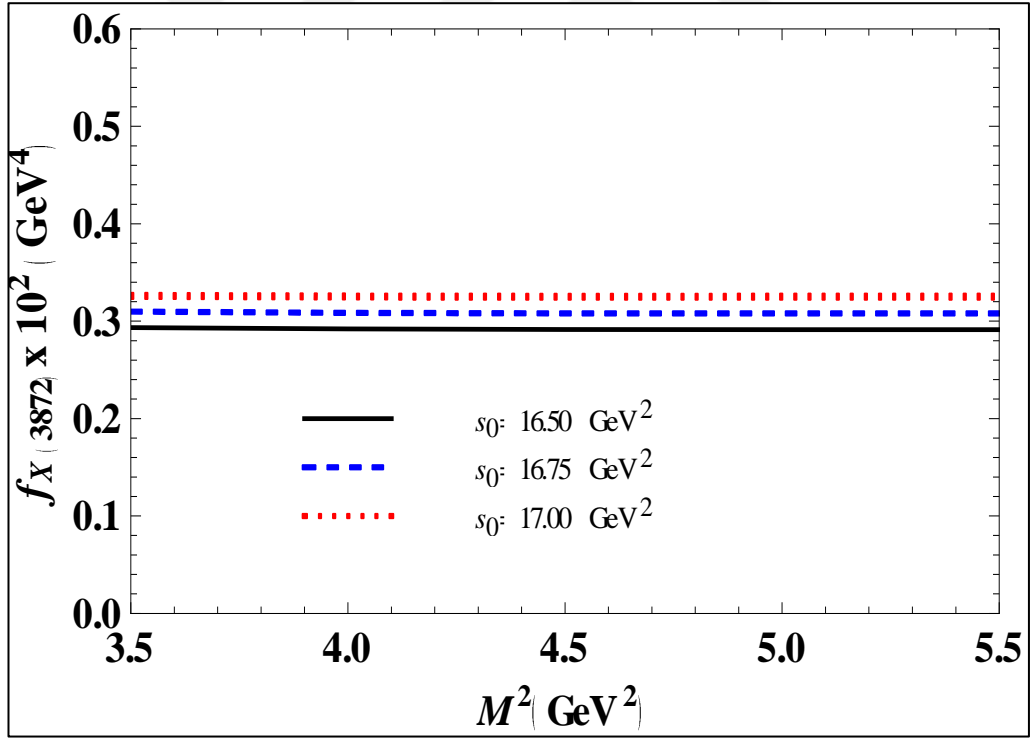
Burada s_0 değeri $T=0$ 'daki süreklilik eşiğidir. Bu parametre isteğe bağlı değildir ve uyarılmış durumları karakterize etmektedir. X(3872) parçacığı için seçilen ara kesit akımı ile aynı kuantum sayısına sahip ilk uyarılmış durumun kütlesine bağlıdır. Bu çalışmada s_0 için $16,5 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 17,0 \text{ GeV}^2$, aralığı kullanılmıştır.

Bu aralıkta alınan fiziksel büyüklük olan s_0 değeri X(3872) parçacığı üstünde nispeten zayıf bağımlılık gösterir. Kullanılan yöntemin felsefesine göre fiziksel parametreler fiziksel nicelik olmayan M^2 Borel parametresinden bağımsız olmalıdır. Ayrıca Borel parametresi M^2 için çalışılacak alanı bulmak için OPE (operatör çarpım açılımı)'nın yakınsaması, daha yüksek rezonanslar ve süreklilikten kaynaklanan katkıların bastırılması gerekir. Diğer bir deyişle yüksek boyutlu kondensatlardan gelen katkı payının küçük olması gerekir. Bu özellikleri sağlayan M^2 Borel parametresi için $3,5 \text{ GeV}^2 \leq M^2 \leq 5,5 \text{ GeV}^2$ aralığı elde edilmiştir.

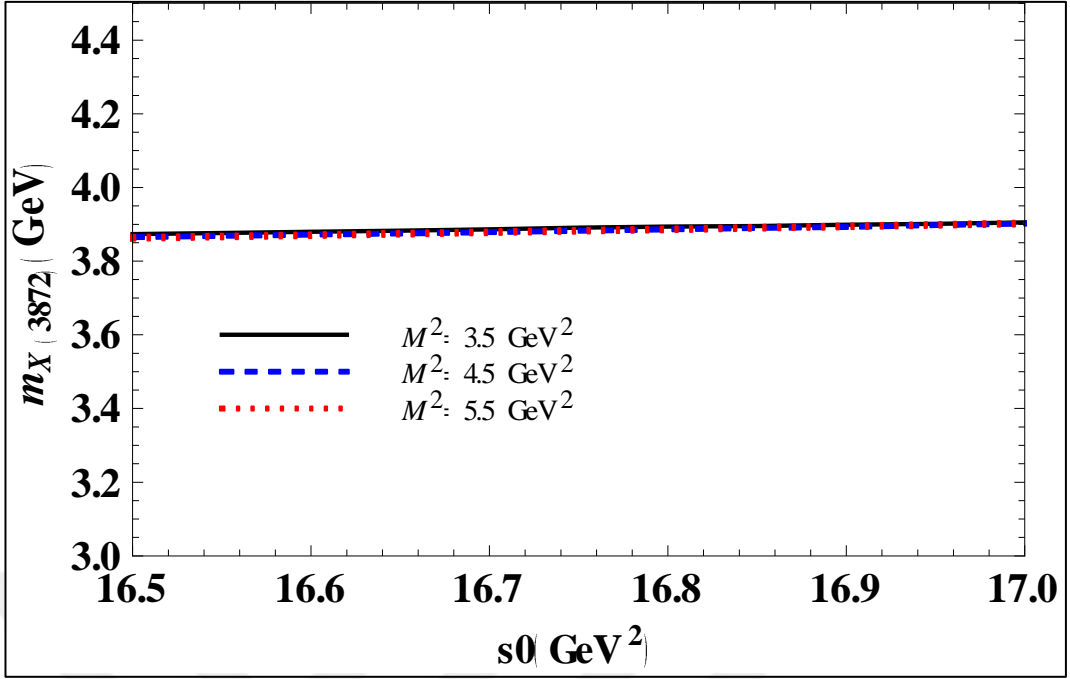
Bu aralıkta, kütle ve mezon-akım kuplaj sabitinin M^2 , ye bağımlılığının kararlı olduğu görülmüştür. $T=0$ 'da kütle ve mezon akım kuplaj sabitinin Borel kütlesi M^2 ve süreklilik eşiği s_0 'a bağlı değişim grafikleri Şekil 4.1. – 4.4.'te verilmiştir.



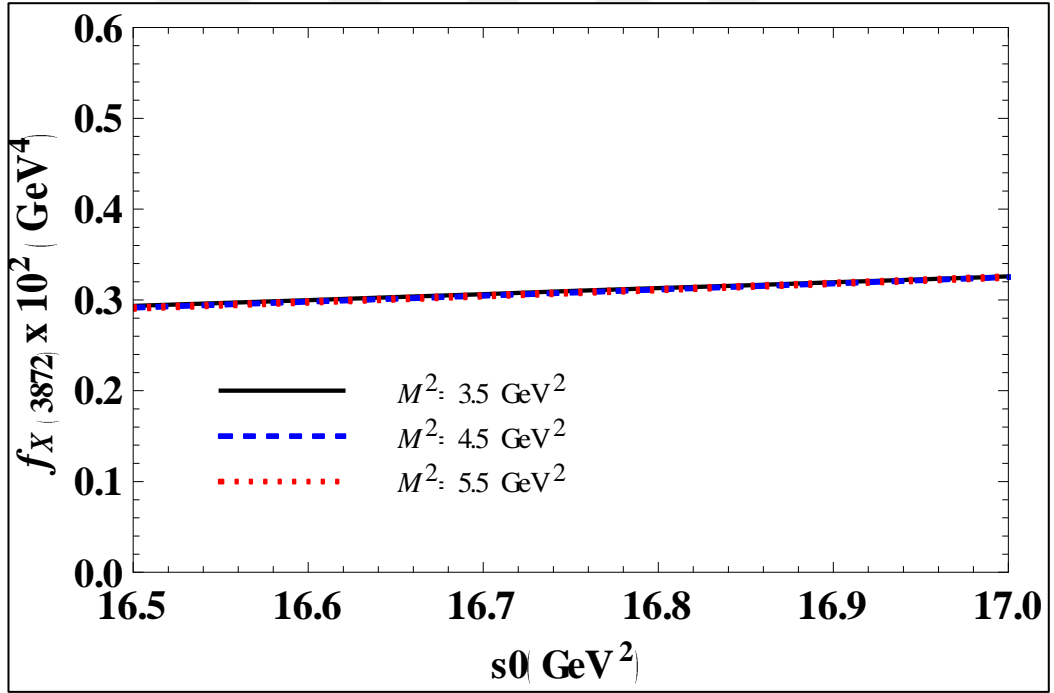
Şekil 4.1. $m_{X(3872)}$ (GeV) kütesinin, Borel kütle parametresi M^2 'ye bağılılığı



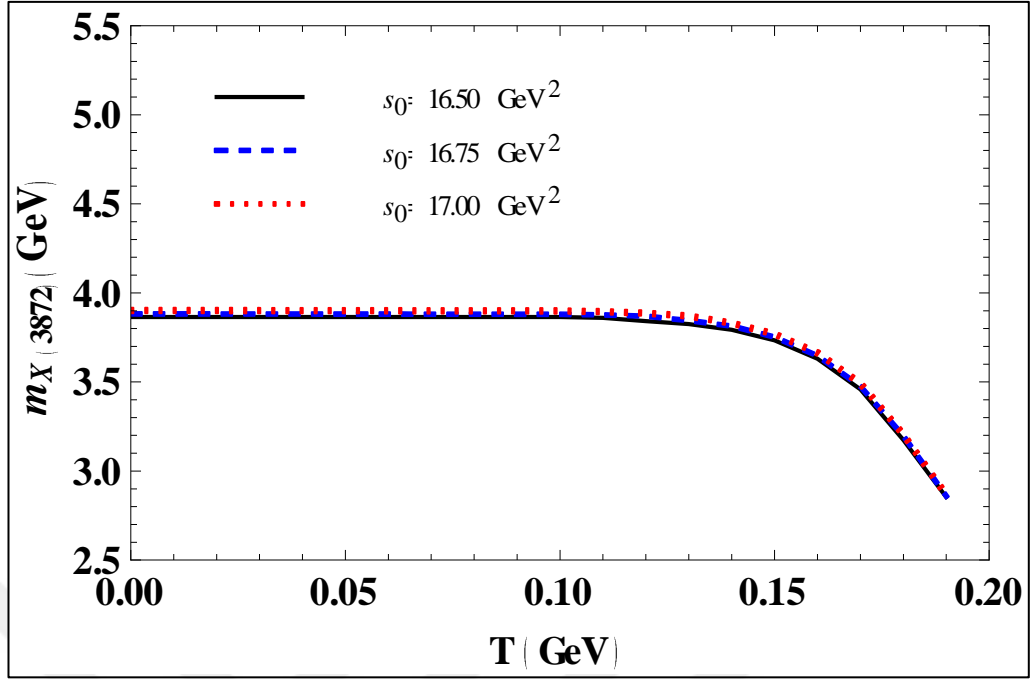
Şekil 4.2. $f_{X(3872)}$ bozunma sabitinin Borel kütle parametresi M^2 'ye bağılılığı



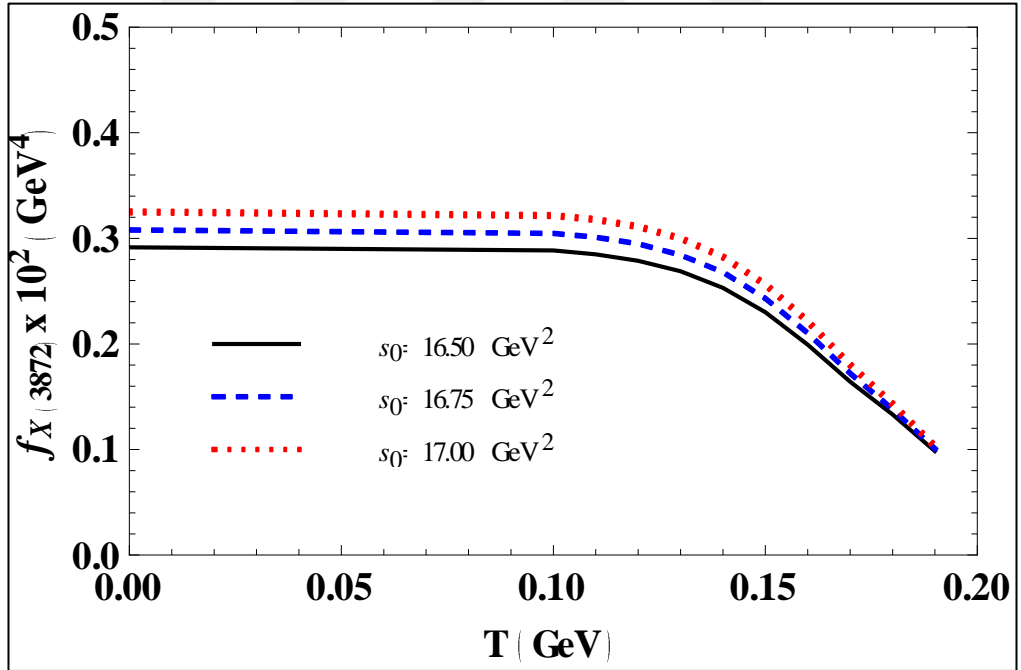
Şekil 4.3. $m_{X(3872)}$ (GeV) kütesinin, süreklilik eşiği s_0 'a bağılılığı



Şekil 4.4. $f_{X(3872)}$ mezon - akım kuplaj sabitinin süreklilik eşiği s_0 'a bağılılığı



Şekil 4.5. $m_{X(3872)}$ (GeV) kütesinin, T (GeV) sıcaklığına bağılılığı



Şekil 4.6. $f_{X(3872)}$ mezon - akım kuplaj T (GeV) sıcaklığına bağılılığı

Grafiklerden görüldüğü gibi $X(3872)$ durumunun kütle ve mezon-akım kuplaj sabitinin vakumdaki değeri M^2 ve s_0 için seçilen aralıklarda yardımcı parametrelere çok zayıf bağılıdır.

Tablo 4.2.' de bu çalışmada elde edilen ve literatürde mevcut olan kütle ve kuplaj sabitlerinin vakum değerleri verilmiştir.

Tablo 4.2. $X(3872)$ 'in kütle ve kuplaj sabitleri değerleri

	$m_{X(3872)}(\text{MeV})$	$f_{X(3872)} \times 10^2 (\text{GeV}^4)$
Bu çalışma, Tetrakuark yaklaşımında	3885 ± 85	$0,31 \pm 0,12$
Deney [90]	$3871,69 \pm 0,17$	-
Di-quark Akım [91]	3873 ± 127	$0,56 \pm 0,19$

Kütle ve kuplaj sabitindeki değerlerindeki belirsizlikler literatürdeki sonuçlar [90] ile oldukça uyumludur. Diğer taraftan mezon-akım kuplaj sabiti için elde edilen sonuç literatürdeki sonuç [91] değerinde daha küçüktür. Gelecekte yapılacak deneyler ile bu duruma açıklık getirecektir.

$X(3872)$ durumunun kütle ve kuplaj parametrelerinin sıcaklığa bağlılığı Şekil 4.5. ve Şekil 4.6' da s_0 ' in farklı değerleri için gösterilmiştir. Görüldüğü gibi $X(3872)$ durumunun kütle ve bozunma sabitinin $T \cong 0,11 \text{ GeV}$ ' e kadar büyük ölçüde değişmediği, ancak bu noktadan sonra sıcaklığın artması ile kütle ve bozunma sabitinin değerlerinin azalmaya başladığı anlaşılmaktadır.

Kritik sıcaklığa yaklaştığımızda kuplaj sabiti vakum değerinin yaklaşık %34' üne ulaşırken, kütle yaklaşık %26 oranında azaldığı görülmektedir.

Sonuç olarak bu çalışmada, Termal KRD toplam kuralları çerçevesinde kütle ve mezon-akım kuplaj sabiti hesaplanmış, kritik sıcaklığa yakın bölgede bu parametrelerde kayda değer azalma görülmüştür. Bu durum hadronik fazdan kuark-gluon plazma (KGP) fazına geçişin işareti olarak yorumlanabilir. Ayrıca bu parametrelerin sıcaklığa bağlı davranışları ağır iyon çarpışma deneylerinin analizinde kullanılabilir. $X(3872)$ durumunun spektroskopik özellikleriyle ilgili elde edilen sonuçlar ileride yapılacak deneylerde kontrol edilecektir.

5. X(3872) EGZOTİK DURUMUNUN MOLEKÜLER YAPI OLARAK İNCELENMESİ

Standart Kuark modelinin dışında bulunan hadronlar egzotik hadron olarak ifade edilir. Egzotik hadronlar, baryonlar ve mezonlardan farklı olarak çoklu kuark yapıya sahiptirler. Bazı egzotik parçacıkların dört kuarklı yapıya sahip olduğu varsayılır.

Dört kuarklı hadronlar iki farklı şekilde gerçekleştirilebilir. İlk olarak bir net renk yükü olan ve bu nedenle moleküler bir duruma göre daha güçlü bir şekilde bağlı olan iki kuark ve iki antiquark bileşiminden oluşan bir tetrakuarktır: $[(qq)(\bar{q}\bar{q})]$.

X(3872)'nin tetrakuark yapıya sahip olduğu durumu bir önceki bölümde ele aldık.

İkinci olarak X(3872) durumu renksiz mezonların bir molekül oluşturduğu yapı gibi ele alınabilir: $[(q\bar{q})(\bar{q}q)]$. Diğer deyimle bu yaklaşımda egzotik parçacıklar mezonların zayıf bağlı durumu gibi ele alınır. Gözlemlenen bazı deneysel veriler X(3872)'de bir $c\bar{c}$ bileşeninin varlığını gösterir [92-93]. Ancak [94] çalışmasında $D^0\bar{D}^{*0}$ molekül üretiminin tutarlı bir analizi, D ve D^* mezonlarının son durum etkileşimlerini hesaba katmayı gerektirir.

Bu tartışmanın yanı sıra BaBar'ın [95] yakın zamanda gözlemlediğini bildirdiği $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ bozunması moleküler tahminlerin daha büyük olduğunu göstermiştir [64]. İki ve dört kuarklı yapılar arasında karışım olasılığı göz önüne alınarak X(3872) parçacığının yapısı [88] makalesinde KRD toplam kuralları yaklaşımı ile incelenmiştir. Literatürdeki diğer bir çalışmada Etkin Lagranjiyen yaklaşımında X(3872)'nin bozunması iki kuark ve dört kuark yapılarının karışımı olduğu göz önüne alınarak araştırılmıştır [96]. Bu bölümde X(3872) egzotik durumunun moleküler yapı çerçevesinde incelenmesi ele alınacaktır.

5.1. Moleküler Yapı Yaklaşımında Pertürbatif ve Pertürbatif Olmayan Katkılar

$J_{PC=1^{++}}$ kuantum sayısına sahip $X(3872)$ parçacığının molekül olma durumu göz önüne alınarak parçacığın kütle ve leptonik bozunma sabiti iki nokta Termal KRD toplam kuralları ile incelenmiştir. Bu amaçla, KRD toplam kurallarının başlangıç noktası olan korelasyon fonksiyonu aşağıdaki şekilde yazılır;

$$\Pi_{\mu\nu}(q,T) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \left\langle T \left\{ J_{\mu}(x) J_{\nu}^{\dagger}(0) \right\} \right\rangle \quad (5.1)$$

Burada T zaman sıralama operatörü ve $J_{\mu}(x)$ ise $X(3872)$ egzotik mezon molekül için ara kesit akımıdır. Mezon molekül için ara kesit akımı,

$$J_{\mu}^{\text{Mol}}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left[\bar{q}_a \gamma_5 c_a(x) \right] \left[\bar{c}_b(x) \gamma_{\mu} q_b(x) \right] - \left[\bar{q}_a(x) \gamma_{\mu} c_a(x) \right] \left[\bar{c}_b(x) \gamma_5 q_b(x) \right] \right\} \quad (5.2)$$

şeklinde ifade edilir. Burada a, b renk indisleri; q hafif kuark alanlarıdır.

$\Pi_{\mu\nu}(q,T)$ korelasyon fonksiyonu KRD parametreleri ile hadronik serbestlik dereceleri arasında ilişki kurularak hesaplanır. Bu bağlamda ilk olarak ilişkilendirme fonksiyonu, derin Öklid uzayında uzun ve kısa mesafe kuark gluon etkileşimlerini birbirinden ayıran operatör çarpım açılımı (OPE) metodu ile elde edilir. Korelasyon fonksiyonunun ilk önce pertürbatif kısmı, daha sonra vakum yoğunlukları cinsinden ifade edilen pertürbatif olmayan kısmı hesaplanır. Sonuçta, kuark ve gluon serbestlik dereceleri cinsinden ifade edilen korelasyon fonksiyonunun teorik (KRD) kısmı elde edilir.

İkinci kısımda ise hadronik durumlar arasına tam setler yerleştirilerek korelasyon fonksiyonu hadronik parametreler cinsinden yazılır. Böylece ilişkilendirme fonksiyonunun fenomenolojik (fiziksel) kısmı da elde edilmiş olur. İlişkilendirme fonksiyonunun bu iki kısmından gelen aynı yapıların katsayıları eşitlenerek toplam

kuralları elde edilir. Süreklilikten ve yüksek mertebelerden gelen katkıları bastırmak için Borel dönüşümü uygulanır. Bu yolla kütle, mezon-akım kuplaj sabiti ve form faktörü gibi hadronik nicelikler hesaplanabilir.

Korelasyon fonksiyonunun fiziksel kısmı Denklem (5.1) de $X(3872)$ ile aynı kuantum sayısına sahip tam set yerleştirildikten sonra dörtlü-x integrali alınarak aşağıdaki gibi elde edilir;

$$\Pi_{\mu\nu}^{\text{Phys}}(q,T) = \frac{\langle 0 | J_{\mu} | X(q) \rangle_T \langle X(q) | J_{\mu}^{\dagger} | 0 \rangle_T}{m_X^2(T) - q^2} + \dots \quad (5.3)$$

burada ...'lar süreklilikten ve yüksek mertebeden gelen katkıları gösterir. Hadronik kısım için yapılan hesaplamalar bir önceki bölümde ele alınmıştır ve $X(3872)$ 'nin tetrakuark veya moleküler yapıya sahip olmasından bağımsızdır.

Ara kesit akımlarının yukarıda verdiğimiz açık ifadeleri korelasyon fonksiyonunda yerine yazılarak ve Wick teoremi kullanılarak, $\Pi_{\mu\nu}^{\text{QCD(Mol)}}(q,T)$ korelasyon fonksiyonu aşağıdaki gibi kuark prapagatörleri ve Dirac matrisleri cinsinden;

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^{\text{QCD(Mol)}}(q,T) = & -\frac{i}{2} \int d^4x e^{iq \cdot x} \left\langle \left\{ \text{Tr} \left[\gamma_5 S_c^{aa'}(x) \gamma_5 S_q^{a'a}(-x) \right] \right. \right. \\ & \times \text{Tr} \left[\gamma_{\mu} S_q^{bb'}(x) \gamma_{\nu} S_c^{b'b}(-x) \right] - \text{Tr} \left[\gamma_5 S_c^{aa'}(x) \gamma_{\nu} S_q^{a'a}(-x) \right] \\ & \times \text{Tr} \left[\gamma_{\mu} S_q^{bb'}(x) \gamma_5 S_c^{b'b}(-x) \right] - \text{Tr} \left[\gamma_{\mu} S_c^{aa'}(x) \gamma_5 S_q^{a'a}(-x) \right] \\ & \times \text{Tr} \left[\gamma_{\mu} S_q^{bb'}(x) \gamma_{\nu} S_c^{b'b}(-x) \right] + \text{Tr} \left[\gamma_{\mu} S_c^{aa'}(x) \times \gamma_{\nu} S_q^{a'a}(-x) \right] \\ & \left. \left. \times \text{Tr} \left[\gamma_5 S_q^{bb'}(x) \gamma_5 S_c^{b'b}(-x) \right] \right\} \right\rangle_T \end{aligned} \quad (5.4)$$

şeklinde elde edilir. Burada Gell-Mann matrislerinin çarpımının izinin $\text{Tr} \left[\lambda^A \lambda^B \right] = 2\delta^{AB}$ olduğu göz önüne alınmıştır. Denklem (5.7)' de $S_{c(q)}^{ijT}(x)$, kuark prapagatörlerini göstermekte ve $\tilde{S}_{c(q)}^{ij}(x)$ sembolü, $\tilde{S}_{c(q)}^{ij}(x) = C S_{c(q)}^{ijT}(x) C$ şeklinde tanımlanmaktadır. $\Pi_{\mu\nu}^{\text{QCD(Mol)}}(q,T)$ korelasyon fonksiyonu iki ranklı tensör

olduğundan ve yalnız q_μ dört boyutlu momentum vektörüne bağlı olduğundan aşağıdaki şekilde ayrıştırılabilir:

$$\Pi_{\mu\nu}^{\text{QCD}}(q,T) = \Pi_0^{\text{QCD}}(q^2,T) \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} + \Pi_1^{\text{QCD}}(q^2,T) \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) \quad (5.5)$$

burada $\Pi_0^{\text{QCD}}(q^2,T)$ ve $\Pi_1^{\text{QCD}}(q^2,T)$ sırasıyla skaler ve vektörel akımlarla ilgili skaler fonksiyonlardır. Kütle ve mezon-akım kuplaj sabiti için KRD toplam kuralı $\Pi_{\mu\nu}^{\text{Phys}}(q^2,T)$ ve $\Pi_{\mu\nu}^{\text{QCD}}(q^2,T)$ ifadelerinde benzer yapıların eşitlenmesi ile elde edilir. Bu çalışmada ilişkilendirme fonksiyonunun hem fiziksel, hem de KRD kısmında $-g_{\mu\nu}$ içeren yapılar dikkate alınmıştır. $\Pi_1^{\text{QCD}}(q^2,T)$ skaler fonksiyonunun analitik özelliği göz önüne alınarak ve kompleks değişkenli fonksiyonlu teorisinden bilinen rezüdü teoremini kullanarak elde edilen ,

$$\Pi_1^{\text{QCD}}(q^2,T) = \int_{4m_c^2}^{s_0(T)} \frac{\rho^{\text{QCD}}(s,T)}{s-q^2} ds + \dots \quad (5.6)$$

dispersiyon bağıntısı toplam kurallarının elde edilmesinde önemli yer tutmaktadır. Buradaki $\rho^{\text{QCD}}(s,T)$ spektral yoğunluğu göstermektedir ve spektral yoğunluğun hesaplanması KRD toplam kurallarının omurgasını oluşturmaktadır. Bu çalışmada pertürbatif katkılarla birlikte pertürbatif olmayan ve kuark, gluon ve karışık yoğunmaları içeren altı boyuta kadar operatörlerin katkısı da göz önüne alınmıştır. Ağır ve hafif kuark prapagatörlerin açık ifadeleri kullanılarak standart fakat uzun hesaplamalardan sonra spektral yoğunluklar aşağıdaki gibi bulunur;

$$\begin{aligned} \rho^{\text{pert.}}(s,T) = & -\frac{1}{4096\pi^6} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \frac{wz}{ht^8} \left(hswz - m_c^2 \left(w^3 + 2w(z-1)z \right. \right. \\ & \left. \left. + (z-1)z^2 + w^2(2z-1) \right) \right)^2 \times \left(35h^2 s^2 w^2 z^2 + 3m_c^4 \left(w^3 + 2w(z-1)z \right. \right. \\ & \left. \left. + (z-1)z^2 + w^2(2z-1) \right) \right)^2 - 26m_c^2 swz \left(w^4 + (z-1)^2 z^2 + w^3(-2+3z) \right. \\ & \left. \left. + wz(2-5z+3z^2) + w^2(1-5z+4z^2) \right) \right) \theta[L] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho^3(s,T) = & \frac{3\langle \bar{u}u \rangle m_c}{256\pi^4} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \frac{(w+z)}{t^5} \left[7h^2 s^2 w^2 z - 10h m_c^2 stwz(w+z) \right. \\ & \left. + 3m_c^4 t^2 (w+z)^2 \right] \theta[L] - \frac{\langle u\theta^f u \rangle}{16\pi^4} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \frac{hwz}{t^6} \left[3h^2 (6q_0^2 - s) sw^2 z^2 \right. \\ & \left. - hm_c^2 (14q_0^2 - s) twz(w+z) + m_c^4 t^2 (w+z)^2 \theta[L] \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho^4(s,T) = & \frac{1}{3072\pi^4} \left\langle \alpha_s \frac{G^2}{\pi} \right\rangle \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \frac{wz}{ht^6} \left(60h^3 s^2 w^2 z^3 + 8hm_c^2 stwz(w+z) \right. \\ & \left. (w^2 - 7wz + (6-5z)z) - 3m_c^4 t^2 (w+z)^2 (w^2 - wz + z^2) \right) \theta[L] \\ & + \frac{\alpha_s \langle u\theta^f u \rangle}{128\pi^5} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \frac{wz^2}{t^6} \left(h^2 (16q_0^2 - 11s) sw^2 z^2 + 2hm_c^2 \right. \\ & \left. (6q_0^2 - 5s) wz(w+z) \left((w-1)w + (w-1)z + z^2 \right) \right. \\ & \left. + m_c^4 (w+z)^2 \left((w-1)w + (w-1)z + z^2 \right)^2 \right) \theta[L] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho^5(s,T) = & \frac{-3m_c m_0^2 \langle \bar{u}u \rangle}{512\pi^4 t^4} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \left(w^2 + (z-1)z + w(2z-1) \right) \\ & \times \left(-5hswz + 3m_c^2 \left(w^3 + 2w(z-1)z + (z-1)z^2 + w^2(2z-1) \right) \right) \theta[L] \end{aligned}$$

$$\rho^6(s,T) = \frac{1}{144\pi^2} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dw \left[9m_c^2 \langle \bar{u}u \rangle^2 - 3m_c \langle \bar{u}u \rangle \langle u\theta^f u \rangle + 20z \langle u\theta^f u \rangle^2 \right] \theta[L]$$

Yukarıdaki ifadelerde, aşağıdaki notasyonları kullandık;

$$L = \frac{\left[m_c^2 \left(w^3 + w^2(2z-1) + (z^2 + 2wz)(z-1) \right) - swzh \right]}{t^2} \times (w-1)$$

$$\Phi = \frac{m_c^2 \left[w^3 + z(z-1)(2w+z) + w^2(2z-1) \right]}{wzh}$$

$$t = w^2 + (z-1)(w+z) \quad h = w + z - 1$$

Son olarak, süreklilik ve yüksek mertebeden gelen katkıları bastırmak için Denklem (5.6)'daki $\Pi_1^{\text{QCD}}(q^2, T)$ ifadesine Borel dönüşümü uygulanır ve elde edilen kısım $B_{q^2} \Pi_{\mu\nu}^{\text{Phys}}(q, T)$ ifadesi ile eşitlenir. Yapılan işlemlerin sonucunda gerekli toplam kuralı elde edilir ve böylece X(3872) durumunun kütlesi,

$$m_X^2(T) = \frac{\int_{4m_c^2}^{s_0(T)} ds \rho^{\text{QCD}}(s, T) e^{-s/M^2}}{\int_{4m_c^2}^{s_0(T)} ds \rho^{\text{QCD}}(s, T) e^{-s/M^2}} \quad (5.7)$$

Formülü ile ifade edilir. Bozunma sabiti $f_X(T)$ ise,

$$f_X^2(T) e^{-m_X^2(T)/M^2} = \frac{1}{m_X^2(T)} \int_{4m_c^2}^{s_0(T)} ds \rho^{\text{QCD}}(s, T) e^{-s/M^2} \quad (5.8)$$

şeklinde ifade edilir.

5.2. X(3872)'nin Kütle ve Leptonik Bozunma Sabitinin Sıcaklığa Bağlı Olarak Değişimi

X(3872)'nin kütle ve leptonik bozunma sabiti için elde edilen termal kuantum toplam kurallarını nümerik olarak incelemek amacıyla kuark, gluon ve karışık yoğunlaşma değerleri gibi giriş parametrelerinin bilinmesi gerekir. Bu parametreler önceki bölümde Tablo 4.1.'de verilmiştir.

Görüldüğü gibi KRD toplam kuralı ifadeleri de sırasıyla s_0 süreklilik eşik değerine ve M^2 Borel parametrelerine bağlıdır. KRD toplam kurallarının ana düşüncesine göre fiziksel büyüklüklerin M^2 Borel parametresine bağlı olmaması, s_0 süreklilik eşik değerine ise zayıf bağlı olması gerekir. Bu özellikler göz önüne alınarak Borel parametresi için çalışma bölgesi belirlenir. Böylece, Borel parametresinin çalışma aralığını belirlemek için OPE'nin yakınsamasına, yüksek rezonanslardan ve süreklilikten kaynaklanan katkıların bastırılmasına diğer bir değişle daha yüksek boyutlu kondensatların katkılarının küçük olmasına gerek duyulur.

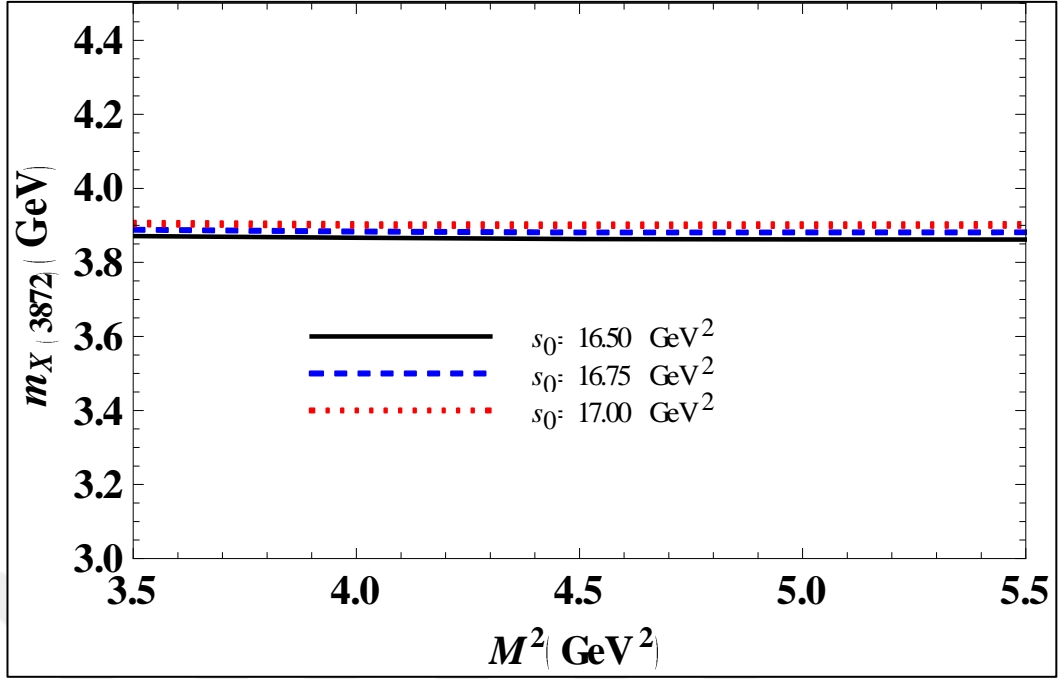
Elde edilen termal toplam kurallarının nümerik incelenmesi kütle ve mezon-akım kuplaj sabiti hesaplamalarında Borel parametresi için $3,5 \text{ GeV}^2 \leq M^2 \leq 5,5 \text{ GeV}^2$, aralığını kullanabileceğimizi göstermektedir. Bu aralıkta kütle ve bozunma sabitinin M^2 Borel kütesine göre kararlı olduğu nümerik analizlerde görülmektedir. Süreklilik eşik değeri s_0 keyfi parametre olmayıp incelediğimiz parçacık ile aynı kuantum sayısına sahip uyarılmış durumun kütlesi ile bağlantılıdır. Egzotik parçacık durumunda, süreklilik eşik değerinin belirlenmesi standart mezon ve baryonlara kıyasla üzerinde daha fazla durulması gereken konulardan birisidir. Literatürde ki çalışmalar incelendiğinde egzotik parçacıklar için de süreklilik eşik değeri standart mezon ve baryonlar için kabul gören $s_0 = (m_X + [0,3 \div 0,5])^2$ yaklaşık ifadesi ile belirlenir. Bu çalışmada süreklilik eşik değeri için $16,5 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 17,0 \text{ GeV}^2$ aralığı seçilmiş ve

yapılan nümerik incelemeler hadronik parametrelerin bu aralıkta süreklilik eşiğine zayıf bağlı olduğunu göstermiştir. KRD toplam kuralları, yöntemin kendi doğası gereği belirsizlik barındırmaktadır. Teorik hataların ana kaynakları Borel ve süreklilik eşik parametreleridir. M^2 ve s_0 parametrelerini izin verilen aralıklar dahilinde değiştirerek, diğer parametrelerden kaynaklanan belirsizlikleri hesaba katarak, ele alınan niceliklerin değerlerindeki toplam hataları hesapladık. Molekül modeli kullanılarak elde edilen kütle $m_X(T)$ ve bozunma sabiti $f_X(T)$ için sonuçlar Şekil 5.1. ve Şekil 5.2.' de çizilmiştir. Egzotik $X(3872)$ durumunun kütle ve kuplaj sabiti için sonuçlarımız Tablo 5.1.' de toplanmıştır.

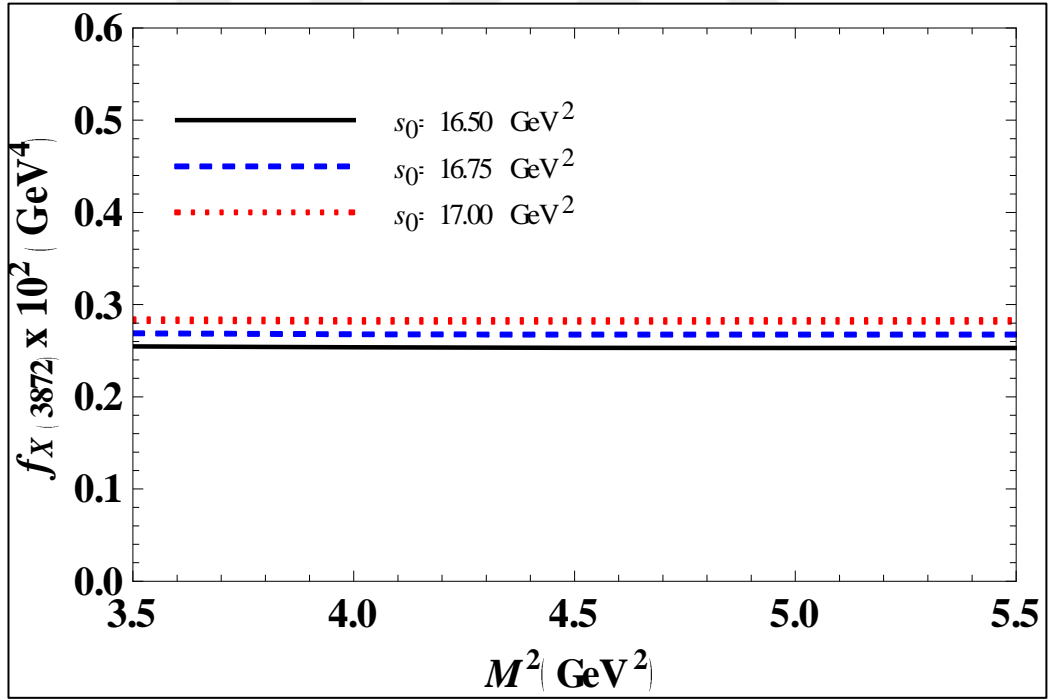
Tablo 5.1. $X(3872)$ 'in kütle ve kuplaj sabitleri değerleri

	$m_{X(3872)}(\text{MeV})$	$f_{X(3872)} \times 10^2 (\text{GeV}^4)$
Bu çalışma, Moleküler yapı Yaklaşımında	3883 ± 26	$0,27 \pm 0,15$
Deney [90]	3770 ± 180	-
Molekül Akım [91]	3908 ± 139	$0,57 \pm 0,21$

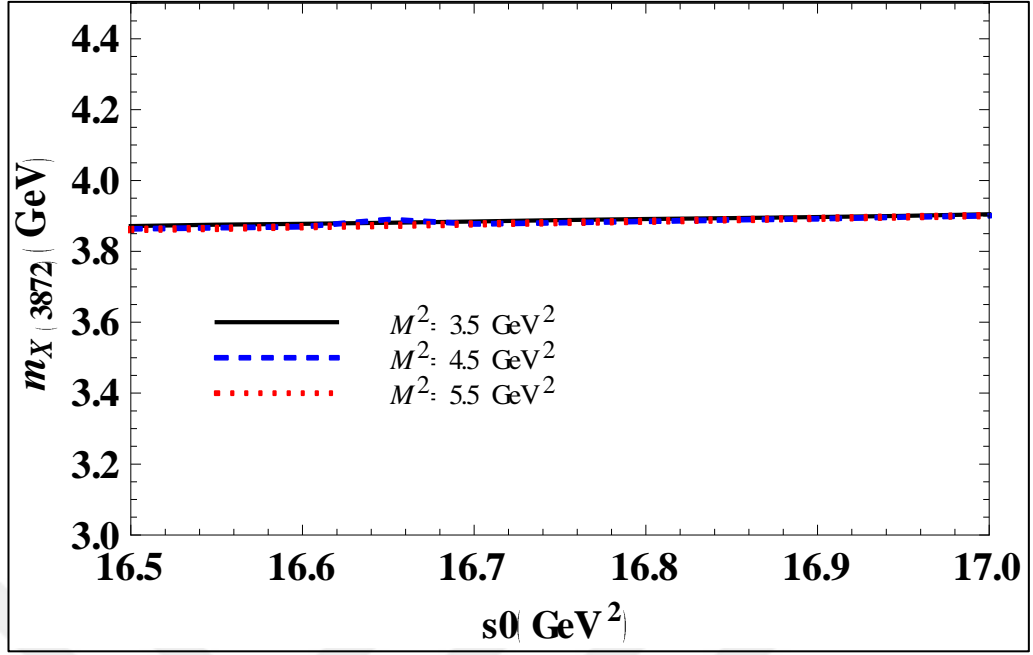
Kütle ve kuplaj sabitindeki değerlerindeki belirsizlikler literatürdeki sonuçlar [90] ile oldukça uyumludur. Diğer taraftan mezon-akım kuplaj sabiti için elde edilen sonuç literatürdeki sonuç [91] değerinde daha küçüktür. Gelecekte yapılacak deneyler ile bu duruma açıklık getirecektir.



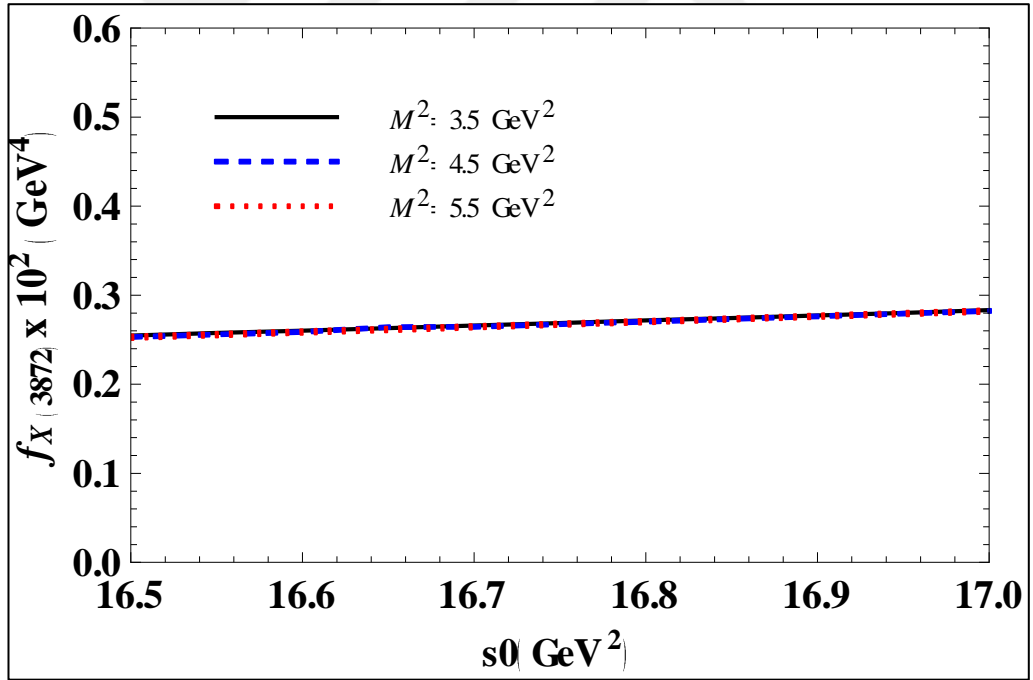
Şekil 5.1. $m_{X(3872)}$ (GeV) molekül kütesinin M^2 Borel parametresine bağılığı



Şekil 5.2. $f_{X(3872)}$ kuplaj sabiti değerinin M^2 Borel parametresine bağılığı



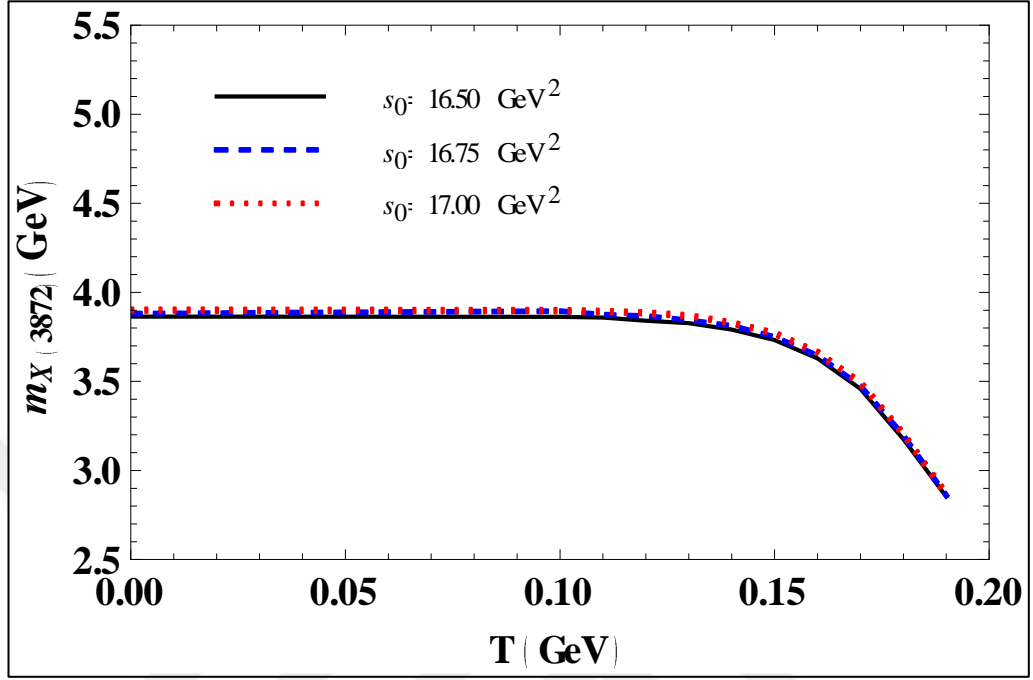
Şekil 5.3. $m_{X(3872)}$ (GeV) kütesinin süreklilik eşiği s_0 ' a bağılılığı



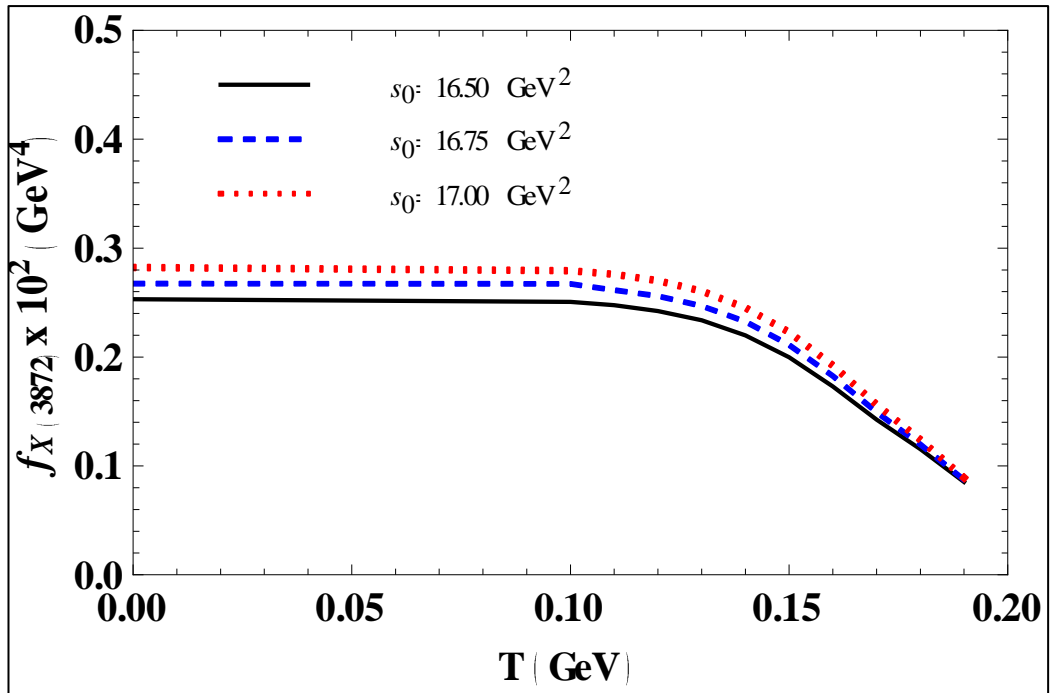
Şekil 5.4. $f_{X(3872)}$ mezon-akım kuplaj sabitinin süreklilik eşiği s_0 ' a bağılılığı

Kuark kondensatı, gluon kondensatı, enerji yoğunluğu niceliklerinin sıcaklığa bağlı ifadeleri önceki bölümde verilmiştir. Bu ifadeler $X(3872)$ nin moleküler yapıda olduğu varsayılarak elde edilen toplam kurallarında yerine yazılarak kütle ve mezon-akım kuplaj sabitinin sıcaklığa bağlı davranışları incelenebilir. Nümerik analizler

sonucuna hadronik parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişim grafikleri Şekil 5.5. ve Şekil 5.6. da gösterilmektedir.



Şekil 5.5. $m_{X(3872)}$ (GeV) kütlesinin T (GeV) sıcaklığına bağlılığı



Şekil 5.6. Mezon akım kuplaj sabiti $f_{X(3872)}$ 'nin T (GeV) sıcaklığına bağlılığı

Grafiklerden anlaşıldığı gibi, kütlelerin ve bozunma sabitlerinin $T=0,11 \text{ GeV}$ ' e kadar sıcaklık değişimlerine karşı duyarsız olduğu görülmektedir. Bu noktadan sonra sıcaklığın artmasıyla kütle ve bozunma sabiti değerleri düşmeye başlarlar. Bozunma sabitleri, kritik sıcaklıkta, vakum değerlerinin yaklaşık % 30' una ulaşır. Kütle ve bozunma sabitlerinin değerlerinde kayda değer azalma, kuark-gluon plazma faz geçişinin bir işareti olarak düşünülebilir.



6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Kuantum renk dinamiğinin pertürbatif olmayan özelliklerini anlamak, güçlü etkileşimlerin zor ve dikkat çekici konularından birisidir. Bu hedef doğrultusunda hadron spektrumunun incelenmesi önemli bir rol oynamaktadır. Kuantum Renk Dinamiği (KRD) sadece bilinen standart kuark modelinde olan baryon ve mezonlar için değil aynı zamanda kuark modelinin dışındaki egzotik parçacıklara da uygulanabilir. 2003 yılında Belle işbirliği çarmonyum benzeri $X(3872)$ egzotik parçacığını keşfettiğini ilan etti [38]. Bu parçacık kısa bir süre sonra CDF [40], D0 [41], BaBar [39, 75] ve LHCb [42] iş birlikleri tarafından da $B^- \rightarrow \pi^- [X \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-]$, $B^- \rightarrow K^- [X \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-]$, $B^+ \rightarrow K^+ [X \rightarrow \psi(2S) \gamma]$ ve $B^+ \rightarrow K^+ [X \rightarrow \psi \gamma]$ bozunmaları ile teyit edildi. Toplanan veriler $X(3872)$ durumunun standart kuark-antikuark yapısında olmadığını göstermekteydi. $X(3872)$ parçacığın dört kuarklı yapıya sahip olduğu ve bu yapının iki farklı şekilde gerçekleştirilebileceği düşünüldü. İlk olarak bir net renk yükü olan ve bu nedenle moleküler bir duruma göre daha güçlü bir şekilde bağlı olan iki kuark ve iki antikuark bileşiminden oluşan bir tetrakuark yapı $[(qq)(\bar{q}\bar{q})]$ olarak varsayıldı. İkinci yaklaşımda ise $X(3872)$ parçacığı renksiz mezonların zayıf bağlanmış $[(q\bar{q})(q\bar{q})]$ durumu olarak düşünüldü ve yapılan araştırmalar sonucunda $J^{PC}=1^{++}$ kuantum sayısına sahip aksiyal vektör olarak egzotik parçacıklara aday olarak ortaya çıktı.

Bu çalışmada egzotik $X(3872)$ parçacığının kütlesi ve mezon-akım kuplaj sabiti, dikuark-antidikuark (tetrakuark) ve molekül yaklaşımlarında vakumda ve sonlu sıcaklıklarda incelenmiştir. Hesaplamalarda, iki nokta Termal KRD toplam kuralı yöntemi kullanılmış ve altıncı boyuta kadar olan vakum yoğunluklarının katkıları göz önüne alınmıştır. Tez çalışmasında $X(3872)$ durumunun bir aksiyal vektör molekül olduğuna karşılık gelen akım ve tetrakuark yapıda olduğuna karşılık gelen akımlar göz önüne alınarak korelasyon fonksiyonu hesaplanmıştır. Korelasyon fonksiyonu

ağır ve hafif termal kuark propagatörleri kullanılarak operatör çarpım açılımı yaklaşımında hesaplanmıştır. Termal propagatörler kullanıldığından $T = 0$ durumuna ilaveten yeni operatörlerin ortaya çıktığı görülmüştür. Sonuç olarak korelatörün pertürbatif ve kuark ve gluon yoğunlukları cinsinden ifade edilen pertürbatif olmayan kısımları elde edilmiştir. Ayrıca korelasyon fonksiyonu hadron parametreleri cinsinden ifadesi bulunmuş, kuark hadron ikilemi ve dispersiyon bağıntısı kullanılarak Termal KRD kuralları elde edilmiştir. Elde edilen toplam kuralların sayısal analizi yapılmıştır.

KRD toplam kuralı ifadeleri sırasıyla s_0 süreklilik eşik değeri ve M^2 Borel parametresi olmak üzere iki yardımcı parametreye bağlıdır. KRD toplam kurallarının temel düşüncesine göre fiziksel büyüklüklerin M^2 Borel parametresine bağlı olmaması, s_0 süreklilik eşik değerine ise zayıf bağlı olması gerekir. Elde edilen fiziksel parametrelerin Borel kütle parametresi ve süreklilik eşik değerine zayıf bağlılığı gösterilmiştir. Yapılan hesaplamalar $X(3872)$ durumunun $T = 0$ da yani vakumda kütlesi için tetrakuark yaklaşımında $m_{X(3872)} = (3885 \pm 85) \text{ MeV}$, molekül yaklaşımında ise $m_{X(3872)} = (3883 \pm 26) \text{ MeV}$ değerini vermektedir. Mezon akım kuplaj sabiti için vakumda tetrakuark yaklaşımında $f_{X(3872)} = (0,31 \pm 0,12) \times 10^{-2} \text{ GeV}^4$ ve molekül yaklaşımında ise $f_{X(3872)} = (0,27 \pm 0,15) \times 10^{-2} \text{ GeV}^4$ sonuçları elde edilmiştir. Görüldüğü gibi $X(3872)$ 'nin m_X kütle değeri için Dikuark-antidikuark yaklaşımında molekül modelinden birbiri ile uyumlu sonuçlar elde edilmektedir. Mezon akım kuplaj sabiti f_X değeri ise dikuark-antidikuark yaklaşımında molekül modeline kıyasla daha yüksek olarak elde edilmiştir. Sonuçlarımız hatalar dahilinde deneysel veriler, aynı zamanda literatürde mevcut teorik tahminlerle de uyumludur. Teorik hesaplamalar ve deneysel veriler göz önüne alındığında $X(3872)$ parçacığının kesin olarak hangi yapıda olduğu, dikuark-antidikuark ya da mezon molekül yapıda olup olmadığı anlaşılmamaktadır.

Elde edilen Termal KRD toplam kurallarında kuark yoğuşması, gluon yoğuşması, enerji yoğunluğu, süreklilik eğiği niceliklerinin sıcaklığa bağlı ifadeleri kullanılarak kütle ve mezon-akım kuplaj sabitinin sıcaklığa bağlılığı incelenmiştir. Yapılan hesaplamalarımız sonucunda; $X(3872)$ durumu için spektroskopik niceliklerinin $T=110$ MeV noktasına kadar sıcaklığın değişimine duyarsız olduğu, bu noktadan sonra sıcaklığın artması ile fiziksel parametrelerin değerlerinin düşmeye başladığı görölmüştür. Kritik sıcaklığa yakın bölgede fiziksel parametrelerin değerlerinde büyük oranda azalmalar tespit edilmiştir. Bu durum hadron fazından kuark gluon plazma fazına geçişin bir işareti olarak yorumlanabilir.



KAYNAKLAR

- [1] Hawking S., Temel Parçacıklar ve Doğadaki Kuvvetler, Editörler: Cankoçak K., *Zamanın Kısa Tarihi*, 44, Melisa Matbaacılık, İstanbul, 87 - 101, 2018.
- [2] Gell-Mann M., A Schematic Model of Baryons and Mesons, *Phys.Lett.*, 1964, **8**(3), 214 - 215.
- [3] Francken P ., Gonze X., Govaerts J., Reinders L.J., Weyers J., Coupled QCD Sum Rules for Hybrid Mesons, *Nucl. Phys. B*, 1987, **284**, 674.
- [4] Govaerts J., Reinders L.J., Rubinstein H.R., Weyers J., Hybrid Quarkonia from QCD Sum Rules, *Nucl. Phys. B*, 1985, **258**, 215.
- [5] Govaerts J., Reinders L.J., Weyers J., Radial Excitations and Exotic Mesons Via QCD Sum Rules, *Nucl. Phys. B*, 1985, **262**, 575.
- [6] Harnett D., Kleiv R.T., Moats K., Steele T.G., Near-Maximal Mixing of Scalar Gluonium and Quark Mesons: A Gaussian Sum-Rule Analysis, *Nucl. Phys. A*, 2011, **850**, 110.
- [7] Harnett D., Jin H.Y., Kleiv R.T., Steele T.G., Masses of The Bottom-Charm Hybrid $\bar{b}Gc$ States, *J. Phys. G*, 2012, **39**, 125003.
- [8] Jamin M., Kremer M., Anomalous Dimensions of Spin-Zero Four-Quark Operators Without Derivatives, *Nucl. Phys. B*, 1986, **277**, 349.
- [9] Jamin M., Neubert M., Diquark Decay Constants from QCD Sum Rules, *Phys. Lett. B*, 1990, **238**, 387.
- [10] Kleiv R.T., Steele T.G., Two-loop QCD Renormalization and Anomalous Dimension of The Scalar Diquark Operatör, *J. Phys. G*, 2011, **38**, 025001.
- [11] Blokland I., Kleiv R.T., Steele T.G., Zhang A., Heavy-Light Diquark Masses from QCD Sum Rules and Constituent Diquark Models of Tetraquarks, *Phys. Rev. D*, 2013, **87**, 125018.
- [12] Klempt E., Zaitsev A., Glueballs, Hybrids, Multiquarks: Experimental Facts Versus QCD İnspires Concept, *Physics Reports*, 2007, **454**, 1 - 202.
- [13] Kwong W., Quigg C., Rosner J.L., Heavy-Quarks Systems, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 1987, **37**, 325.

- [14] Gutsche T., Faessler A., Lee I.W., Lyubovitskij V. E., X(3872) as A Molecular DD* State in A Potential Model, *Phys. Rev. D*, 2009, **80**, 094005.
- [15] Li B.A., Is X(3872) A Possible Candidate of Hybrid Meson, *Phys. Lett. B*, 2005, **605**, 306 - 310.
- [16] Liu L. et al., Excited And Cxotic Charmonium Spectroscopy From Lattice QCD, *JHEP*, 2012, **126**, 1207.
- [17] Liu X., Liu Y.R., Luo Z.G., Zhu S.L., X(3872) And Other Possible Heavy Molecular States, *Eur. Phys. J. C*, 2009, **61**, 411.
- [18] Maiani L., Piccinini F., Polosa A. D., Riquer V., Diquark-Antiquark States With Hidden or Open Charm And The Nature of X(3872), *Physical Review D*, 2005, **71**, 014028.
- [19] Matheus R., Narison S., Nielsen M., Richard J.M., Can The X(3872) Be A 1^{++} Four-Quark State?, *Phys. Rev. D*, 2007, **75**, 014005.
- [20] Kochelev N., Mathieu V., Vento V., The Physics Of Glueballs, *Int. J. Mod. Phys. E*, 2009, **18**, 1.
- [21] Mertig R., Scharf R., TARCER - A Mathematica Program For The Reduction of Two-Loop Propagator Integrals, *Comput. Phys. Commun.*, 1998, **111**, 265.
- [22] Lee S. H., Navarra F. S., Nielsen M., New Charmonium States in QCD Sum Rules: A Concise Review, *Physics Reports*, 2010, **497**, 41 - 83.
- [23] Novikov V.A., Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I., Calculations in External Fields in Quantum Chromodynamics. Technical Review, *Fortsch. Phys.*, 1984, **32**, 585.
- [24] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein, and V.I. Zakharov, QCD And Resonance Physics. Theoretical Foundations, *Nucl. Phys. B*, 1979, **147**, 385 - 448.
- [25] Swanson E.S., Short Range Structure in The X(3872), *Phys. Lett. B*, 2004, **588**, 189.
- [26] Terasaki K., A New Tetraquark Interpretation of X(3872), *Prog. Theor. Phys.*, 2007, **118**, 821 - 826.
- [27] Close F.E., Thomas C.E., Is X(3872) A Molecule?, *Phys. Rev. D*, 2008, **78**, 034007.

- [28] Tornqvist N.A., Isospin Breaking of The Narrow Charmonium State of Belle at 3872 MeV as A Deuson, *Phys. Lett. B*, 2004, **590**, 209 - 215.
- [29] Voloshin M.B., Interference And Binding Effects in Decays of Possible Molecular Component of $X(3872)$, *Phys. Lett. B*, 2004, **579**, 316.
- [30] Wang Z.G., Analysis of The Scalar And Axial-Vector Heavy Diquark States With QCD Sum Rules, *Eur. Phys. J. C*, 2011, **71**, 1524.
- [31] Dobbs S., Seth K., Tomaradze A., Xiao T., Observation Of The Charged Hadron $Z_c^\pm(3900)$ And Evidence For The Neutral $Z_c^\pm(3900)$ in $e^+e^- \rightarrow \pi\pi J/\psi$ At $\sqrt{s} = 4170\text{MeV}$, *Phys. Lett. B*, **727**, 366 - 370.
- [32] Huang T., Steele T.G., Zhang A., Diquark And Light Four-Quark States, *Phys. Rev. D*, 2007, **76**, 036004.
- [33] <http://www.fizikist.com/standart-model-ve-otesi/>, (Ziyaret Tarihi: 28 Mayıs 2018).
- [34] Bochkarev A. I., Shaposhnikov M. E., The Spectrum of Hot Hadronic Matter And Finite-Temperature QCD Sum Rules, *Nucl. Phys. B* **268**, 1986, 220.
- [35] Aad G. et al., Observation of A New Particle in The Search For The Standard Model Higgs Boson With The ATLAS Detector at the LHC, *Phys. Lett. B*, 2012, **716**, 1.
- [36] Chatrchyan S. et al., Observation of A New Boson at A Mass of 125 GeV With The CMS Experiment at the LHC, *Phys. Lett. B*, 2012, **716**, 30.
- [37] <http://cerncourier.com/cws/article/cern/68134>, (Ziyaret Tarihi: 5 Nisan 2018).
- [38] Choi S.-K., et al. (Belle Collaboration), Observation of A Narrow Charmoniumlike State in Exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ Decays, *Physical Review Letters*, 2003, **91**, 262001.
- [39] Aubert B. et al. (BaBar Collaboration), Observation of a Broad Structure in the $\pi^+ \pi^- J/\psi$ Mass Spectrum Around $4.26\text{GeV}/c^2$, *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**, 142001.
- [40] Acosta D., et al. (CDF II Collaboration), Observation of the Narrow State $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$, *Physical Review Letters*, 2004, **93**, 072001.

- [41] 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. *Physical Review Letters*, 2004, **93**, 162002.
- [42] Aaij R. et al. (LHCb Collaboration), Evidence for The Decay $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$, *Nucl. Phys. B*, 2014, **886**, 665.
- [43] Reinders L.J., Rubinstein H., Yazaki S., Hadron Properties From QCD Sum Rules, *Phys. Rept.*, 1985, **127**, 1.
- [44] Aaij R. et al., Determination Of The $X(3872)$ Meson Quantum Numbers, *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110, 222001.
- [45] Close F.E., Page P.R., The $D^{*0}\bar{D}^0$ Threshold Resonance, *Phys. Lett. B*, 2004, **578**, 119 - 123.
- [46] AlFiky M.T., Gabbiani F., Petrov A.A., $X(3872)$: Hadronic molecules in effective field theory, *Phys. Lett. B*, 2006, **640**, 238.
- [47] Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O., Masses of Heavy Tetraquarks in The Relativistic Quark Model, *Phys. Lett. B*, 2006, **634**, 214.
- [48] Dubnicka S., Dubnickova A.Z., Ivanov M.A., Korner J.G., Quark Model Description of The Tetraquark State $X(3872)$ in A Relativistic Constituent Quark Model With Infrared Confinement, *Phys. Rev. D*, 2010, **81**, 114007.
- [49] Mallik S., Operator Product Expansion at Finite Temperature, *Phys. Lett. B*, 1998, **416**, 373.
- [50] Mallik S., Mukherjee K., QCD Sum Rules at Finite Temperature, *Phys.Rev. D*, 1998, **58**, 096011.
- [51] Mallik S., Nyffeler A., QCD Sum Rules for ρ Mesons in Nuclear Matter, *Phys. Rev. C*, 2001, **63**, 065204.
- [52] Veliev E. V., Operator Product Expansion for The Thermal Correlator of Scalar Currents, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 2008, **35**, 035004.
- [53] Aliev T. M., Veliev E. V., Thermal QCD Sum Rules for σ (600) Meson, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 2008, **35**, 125002.
- [54] Kaya G., Veliev E. V., Leptonic Decay Constants of D_s And B_s Mesons at Finite Temperature, *Eur. Phys. J. C*, 2009, **63**, 87.
- [55] Dominguez C. A., Loewe M., Rojas J. C., Zhang Y., Charmonium in The Vector Channel at Finite Temperature From QCD Sum Rules, *Phys. Rev. D*, 2010, **81**, 014007.

- [56] Azizi K., Bayar M., Sundu H., Veliev E. V., Scalar Quarkonia at Finite Temperature, *Phys. Rev. D*, 2010, **82**, 056012.
- [57] Akşit N., Azizi K., Sundu H., Veliev E. V., Investigation of Heavy–Heavy Pseudoscalar Mesons in Thermal QCD Sum Rules, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 2012, **39**, 015002.
- [58] Azizi K., Sundu H., Turkan A., Veliev E. V., Thermal Properties of And Tensor Mesons Using QCD Sum Rules, *J. Phys. G: Nuclear and Particle Physics*, 2014, **41**, 035003.
- [59] Bethke S., Precision Physics at LEP, <https://arxiv.org/abs/1712.03035>, (Ziyaret Tarihi: 08.05.2018).
- [60] Akşit N., Bozkır G., Süngü J. Y., Veliev E. V., The Investigation of Bose Excitations in Quark-Gluon Plasma in Lightcone Gauge, *6th Int. Conf. of the Balkan Physical Union*, İstanbul, Turkey, 2007, **899**, 223.
- [61] Ioffe B. L., Calculation of Baryon Masses in Quantum Chromodynamics, *Nucl. Phys. B*, 1981, **188**, 317 - 341.
- [62] Cronström C., A Simple And Complete Lorentz-Covariant Gauge Condition, *Phys. Lett. B*, 1980, **90**, 267.
- [63] Novikov V.A., Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I., Operator Expansion in Quantum Chromodynamics Beyond Perturbation Theory, *Nucl. Phys. B*, 1980, **174**, 378.
- [64] Wilson K.G., Non-Lagrangian Models of Current Algebra, *Phys. Rev.*, 1969, **179**, 1499.
- [65] Adachi I. et al. (Belle Collaboration), First Observation of The P -Wave Spin-Singlet Bottomonium States $h_b(1P)$ and $h_b(2P)$, *Phys. Rev. Lett.*, 2012, **108**, 032001.
- [66] Chen K.F., Observation of anomalous $Y(1S)\pi^+\pi^-$ and $Y(2S)\pi^+\pi^-$ production near the $Y(5S)$ resonance, *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**, 112001.
- [67] Aaij R. et al. (LHCb Collaboration), Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ Decays, *Phys. Rev. Lett.*, 2015, **115**, 072001.
- [68] Zhu S. L., New Hadron States, *Int. J. Mod. Phys. E*, 2008, **17**, 283.
- [69] Godfrey S., Olsen S. L. The Exotic XYZ Charmonium-Like Mesons. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2008, **58**, 51 - 73.

- [70] Chen W., Zhu S. L., Vector And Axial-Vector Charmonium Like States, *Phys. Rev. D*, 2011, **83**, 034010.
- [71] Liu X., An Overview of XYZ New Particles, *Chin. Sci. Bull.*, 2014, **59**, 3815.
- [72] Braaten E., Towards a Theoretical Understanding of The XYZ Mesons From QCD, *EPJ Web Conf*, 2016, **113**, 01015.
- [73] Wang Z. G., Scalar Tetraquark State Candidates: X(3915), X(4500) and X(4700), *Eur. Phys. J. C*, 2017, **77**, 78.
- [74] Wang Z. G., Reanalysis of X(4140) as Axial-Vector Tetraquark State With QCD Sum Rules, *Eur. Phys. J. C*, 2016, **76**, 657.
- [75] Aubert B., et al. (BaBar Collaboration), Study of The $B^- \rightarrow J/\psi K^- \pi^+ \pi^-$ Decay And Measurement of The $B^- \rightarrow X(3872) K^-$ Branching Fraction, *Phys. Rev. D*, 2005, **71**, 071103.
- [76] Abazov V. M., et al. (D0 Collaboration), Evidence for a $B_s^0 \pi^\pm$ State, *Phys. Rev. Lett.*, 2016, **117**, 022003.
- [77] Chen H.-X., Chen W., Liu X., Zhu S.-L., The Hidden-Charm Pentaquark And Tetraquark States, *Physics Reports*, 2016, **639**, 1 - 121.
- [78] Olive K. A., et al. [Particle Data Group Collaboration] Review of Particle Physics, *Chinese Physics C*, 2014, **38**, 090001.
- [79] Reinders L. J., Rubinstein H. and Yazaki S., Hadron Properties From QCD Sum Rules, *Phys. Rept.*, 1985, **127**, 1.
- [80] Colangelo P., Khodjamirian A., At the Frontier of Particle Physics/Handbook of QCD, *World Scientific*, Singapore, Singapore, 30 April 2001.
- [81] Narison S., QCD as a theory of hadrons (from partons to confinement), *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* 17:1, 2002.
- [82] Azizi K., Katirci N., QCD Nature of Dark Energy at Finite Temperature: Cosmological Implications, *Eur. Phys. J. Plus*, 2016, **131**, 163.
- [83] Agaev S. S., Azizi K., Barsbay B., Sundu H., Resonance X(5568) as An Exotic Axial-Vector State, *Eur. Phys. J. A*, 2017, **53**, 11.

- [84] Matheus R. D., Navarra F. S., Nielsen M., Zanetti C. M., QCD Sum Rules For The $X(3872)$ as A Mixed Molecule-Charmonium State, *Physical Review D*, 2009, **80**, 056002.
- [85] Nielsen M., Zanetti C. M., Radiative Decay of The $X(3872)$ as A Mixed Molecule-Charmonium State in QCD Sum Rules, *Physical Review D*, 2010, **82**, 116002.
- [86] Wang, Z. G., Huang, T., Analysis of the $X(3872)$, $Z_c(3900)$, and $Z_c(3885)$ as axial-vector tetraquarks states with QCD sum rules, *Physical Review D*, 2014, **89**, 054019.
- [87] Bazavov A., et al., Equation of State And QCD Transition at Finite Temperature, *Phys. Rev. D*, 2009, **80**, 014504.
- [88] Cheng M., et al., QCD Equation of State With Almost Physical Quark Masses, *Phys. Rev. D*, 2008, **77**, 014511.
- [89] Azizi K., Bozkır G., Decuplet Baryons in A Hot Medium, *Eur. Phys. J. C*, 2016, **76**, 521.
- [90] Patrignani C. et al. Review of Particle Physics (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 2016, **40**, 100001 and 2017 update.
- [91] Sundu H., The Mass and Current-Meson Coupling Constant of the Exotic $X(3872)$ State from QCD Sum Rules, *SDU J. Nat. Appl. Sci.*, 2016, **20**, 448.
- [92] Bignamini C., Grinstein B., Piccinini F., Polosa A. D. and Sabelli C., Is the $X(3872)$ Production Cross Section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV Compatible with a Hadron Molecule Interpretation?, *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **103**, 162001.
- [93] Suzuki M., $X(3872)$ boson: Molecule or Charmonium, *Phys. Rev. D*, 2005, **72**, 114013.
- [94] Artoisenet P., Braaten E., Production of the $X(3872)$ at the Tevatron And The LHC, *Phys. Rev. D*, **81**, 114018.
- [95] Aubert B. et al. [BaBar Collaboration], Evidence for $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ in $B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm$ Decays And A Study of $B \rightarrow c\bar{c}\gamma K$, *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **102**, 132001.
- [96] Dong Y. b., Faessler A., Gutsche T., Lyubovitskij V. E., Estimate for The $X(3872)$ to Gamma J/psi Decay Width, *Phys.Rev.D*, 2008, **77**, 094013.

KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

- [1] Veli Veliev E., **Günaydın S.**, Sundu H., Thermal properties of exotic X(3872) state via QCD sum rule, *Eur. Phys. J. A*, 2018, **133**,139.
- [2] Veli Veliev E., **Günaydın S.**, Sundu H., Thermal QCD Sum Rules for X(3872) treated as a molecular state, *Türk Fizik Derneği 33. Uluslararası Fizik Kongresi*, Bodrum, Türkiye, 6-10 Eylül 2017.
- [3] Veli Veliev E., **Günaydın S.**, Sundu H., Thermal Properties of the Tetraquark X(3872) in Di-quark-anti-diquark Approach, *XVII International Conference on Hadron Spectroscopy and Structure*, University of Salamanca, Salamanca, Spain, 25-29 Eylül 2017, *PoS Hadron*, 2018, **246**, 310.

ÖZGEÇMİŞ

Seher GÜNAYDIN, 1992 yılında Kocaeli ilinin Körfez ilçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Körfez' de tamamladıktan sonra 2010 yılında Kocaeli Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü' nde başladığı lisans öğreniminden 2015 yılında mezun oldu. Aynı yıl Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümü Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Anabilim Dalı'nda Tezli Yüksek Lisans öğrenimine başladı.

