KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

TERMAL KRD TOPLAM KURALLARI YÖNTEMİ İLE EKSENEL TENSÖR MEZONLARIN İNCELENMESİ

ELİF SERTBAKAN

KOCAELİ 2021

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK

ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

TERMAL KRD TOPLAM KURALLARI YÖNTEMİ İLE EKSENEL TENSÖR MEZONLARIN İNCELENMESİ

ELİF SERTBAKAN

Doç.Dr. Jale YILMAZKAYA SÜNGÜ		
Danışman,	**Kocaeli Üniversitesi**	**.....**
Doç.Dr. Oktay CEBECİOĞLU		
Jüri Üyesi,	**Kocaeli Üniversitesi**	**.....**
Doç.Dr. Nuray ER		
Jüri Üyesi,	**Bolu Abant İzzet Baysal Üniversitesi**	**.....**

Tezin Savunulduğu Tarih: 01.02.2021

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Bu çalışmada, kuantum sayısı $J^{PC} = 2^{--}$ olan eksenel tensör $\rho_2(1940)$, $\rho_2^*(2225)$, $\omega_2(1975)$, $\omega_2^*(2195)$, $\rho_2(1696)$, $\rho_2^*(1940)$, $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$, $\phi_2(1904)$, $\phi_2^*(2151)$ durumlarının PDG'nin deneysel verileri ve RY Modelin öngörüleri göz önüne alınarak iki nokta Termal KRD toplam kuralları yöntemi ile kütle ve bozunma sabiti değerleri elde edilmiştir.

Çalışmamdaki konunun belirlenmesinde ve hazırlanma sürecinin her aşamasında, özellikle de kaynak ve yöntem açısından bana sürekli yardımda bulunarak yol göstermesi ile bilgisini, tecrübesini, değerli zamanını, güler yüzünü ve samimiyetini esirgemeyen, hayatıma değer katan ve katmaya devam edeceğini düşündüğüm saygıdeğer hocam Doç. Dr. Jale Yılmazkaya SÜNGÜ'ye ve çalışmalarımda fikir ve önerileri ile başarılı olmamda katkı sağlayan saygıdeğer hocam Prof. Dr. Elşen VELİ' ye teşekkürü bir borç biliyor ve şükranlarımı sunuyorum.

Kıymetli zamanlarını benim hazırladığım bitirme projesine ayırıp değerlendirdikleri için siz kurul üyelerine de en samimi duygularımla teşekkür ederim.

Az kalacağını düşündüğüm bir teşekkür de üniversite hocalarıma etmek istiyorum. Bana 4 yıllık üniversite hayatım boyunca kazandırdıkları her şey için hepsine teşekkürlerimi sunuyorum. Ve son olarak beni bu günlere sevgi ve saygı kelimelerinin anlamlarını bilecek şekilde yetiştirerek getiren ve benden hiçbir zaman desteğini esirgemeyen bu hayatta en büyük şansım olan AİLEM'e sonsuz teşekkür ederim.

Şubat- 2021 Elif SERTBAKAN

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR i
İÇİNDEKİLER ii
ŞEKİLLER DİZİNİ..... iii
TABLOLAR DİZİNİ iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ v
ÖZET..... vii
ABSTRACT..... viii
GİRİŞ 1
1. KUARK MODEL 3
1.1. Mezonlar..... 4
1.2. Baryonlar..... 6
2. STANDART MODEL 8
2.1. Kuantum Renk Dinamiği (KRD)..... 9
2.1.1. Asimptotik özgürlük ve hapsolma..... 10
3. KRD TOPLAM KURALLARI..... 12
3.1. Termal KRD Toplam Kuralları 15
4. 2^{--} AİLESİNİN TERMAL KRD TOPLAM KURALLARI METODU İLE İNCELENMESİ..... 17
4.1. Eksenel Tensör Mezonların Kütle ve Bozunma Sabitlerinin Sonlu Sıcaklıklarda ve Vakumda PDG Verilerine Göre Hesaplanması..... 19
4.2. Eksenel Tensör Mezonların TKRDTK Yöntemi ile RY Model Öngörüleri Çerçevesinde İncelenmesi..... 25
5. NÜMERİK ANALİZ 28
6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER 38
KAYNAKLAR 40
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER 46
ÖZGEÇMİŞ 47

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. Mezon sekizlisi 5
Şekil 1.2. Proton ve nötronun kuark içeriğinin gösterimi 6
Şekil 1.3. a) spin 1/2 sekizli baryonlar, b) spin 3/2 onlu baryonlar 7
Şekil 2.1. Standart modelin öngördüğü temel parçacıklar 8
Şekil 2.2. Güçlü etkileşme sabiti α_s 'in mesafeye bağlı grafiği..... 11
Şekil 4.1. 2^{--} Dokuzlusu 26
Şekil 5.1. $\rho_2(1940)$, $\rho_2^*(2225)$, $\omega_2(1975)$, $\omega_2^*(2195)$, $\rho_2(1696)$, $\rho_2^*(1940)$ 'in OPE kutup ve süreklilik katkısının Borel kütlesi M^2'ye bağlı grafiği……....30
Şekil 5.2. $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$, $\phi_2(1904)$, $\phi_2^*(2151)$ 'in OPE kutup ve süreklilik katkısının Borel kütlesi M^2'ye bağlı grafiği…….....31
Şekil 5.3. $\rho_2(1940)$, $\rho_2^*(2225)$, $\omega_2(1975)$, $\omega_2^*(2195)$ 'in kütlesinin sıcaklık ve Borel kütlesine bağlı grafiği……...….34
Şekil 5.4. $\rho_2(1696)$, $\rho_2^*(1940)$, $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$, $\phi_2(1904)$, $\phi_2^*(2151)$'in kütlesinin sıcaklık ve Borel kütlesine bağlı grafiği…….35
Şekil 5.5. $\rho_2(1940)$, $\rho_2^*(2225)$, $\omega_2(1975)$, $\omega_2^*(2195)$, $\rho_2(1696)$, $\rho_2^*(1940)$, $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$ 'in bozunma sabitinin sıcaklık ve Borel kütlesine bağlı grafiği……. 36
Şekil 5.6. $\phi_2(1904)$, $\phi_2^*(2151)$ 'in bozunma sabitinin sıcaklık ve Borel kütlesine bağlı grafiği……..37

TABLOLAR DİZİNİ

Tablo 1.1. Kuark çeşnileri ve kuantum sayıları 3
Tablo 3.1. Mezonlara karşılık gelen olası akımlar..... 13
Tablo 4.1. Eksenel tensör mezonların T=0'daki kütle ve bozunma genişliği..... 18
Tablo 4.2. RY Modelin 2^{--} dokuzlusundaki mezonların temel ve birinci uyarılmış durumlarının kütleleri için elde ettiği sonuçlar……26
Tablo 5.1. Borel kütlesi M^2 ve süreklilik eşiği s_0 için aralık değerleri (PDG verilerine göre)…….....31
Tablo 5.2. Eksenel tensör mezonların kütle değerleri (PDG verilerine göre)……32
Tablo 5.3. Eksenel tensör mezonların bozunma sabiti değerleri (PDG verilerine göre)…….....32
Tablo 5.4. Borel kütlesi M^2 ve süreklilik eşiği s_0 için aralık değerleri (RY Model verilerine göre)…….....32
Tablo 5.5. Eksenel tensör mezonların kütle değerleri ve "RY Modelin" sonuçları ile karşılaştırılması……...33
Tablo 5.6. "RY Model" kütle verileri gözönüne alınarak eksenel tensör mezonlar için elde edilen bozunma sabitleri……...33
Tablo 5.7. "PDG verileri" ile kıyaslandığında kütle ve bozunma sabitlerinin vakum durumundaki değerlerine göre yüzde değişimi……... 33
Tablo 5.8. "RY Model" verilerine göre kütle ve bozunma sabitlerinin vakum durumundaki değerlerine göre yüzde değişimi……... 34

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

$A_\mu^\alpha(x)$: Gluon alanı, Yang-Mills alanları
$\hat{B}$: Borel dönüşümü
$C_d(x^2)$: Wilson katsayıları
C : Yük eşleniği
d : Operatör boyutu
D_μ : Kovaryant türev
$F_{\mu\nu}^\alpha$: Alan şiddet tensörü
f : Bozunma sabiti
G : G parite
g, α_s : Güçlü etkileşme sabiti
I : Birim operatör
I_3 : İzospin
J(x) : Parçacıklara karşılık gelen akım
J, *J* : Toplam açısal momentum
L_D : Dirac lagranjiyen yoğunluğu
L_{KRD} : Kuantum renk dinamiği lagranjiyeni
l : Yörüngesel açısal momentum
M^2 : Borel kütlesi
m : Kütle
O_d : Yerel ayar değişmez (invaryant) operatör
P : Parite (Ayna Simetrisi)
S : Spin
s_0, s_0^* : Süreklilik eşiği
T : Sıcaklık
T_c : Kritik sıcaklık
T : Zaman sıralama operatörü
Λ_{KRD} : KRD parametresi
q_f : Kuark çeşni sayısı
$\Psi(x)$: Kuark alanı
$\gamma_\mu, \gamma_\nu, \gamma_5$: Dirac matrisleri
δ : Dirac-delta fonksiyonu
λ_{ij}^α : 3x3 Gell-Mann matrisleri
Π : Korelasyon fonksiyonu
σ : Tesir kesiti

$|0\rangle$: Taban (vakum) durumu

μ, ν : Lorentz indisleri

ρ : Spektral yoğunluk

$\varepsilon, \varepsilon'$: Polarizasyon vektörleri

$\Theta^{f}_{\mu\nu}$: Fermiyonik enerji-momentum tensörü

$< \bar{\Psi}\Psi >$: Kuark yoğuşması

$< G^{\alpha}_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_{\alpha} >$: Gluon yoğuşması

Kısaltmalar

KED : Kuantum Elektrodinamiği

KGP : Kuark-Gluon Plazma

KRD : Kuantum Renk Dinamiği

KRDTK : Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları

LHC : Large Hadron Collider (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)

OPE : Operator Product Expansion (Operatör Çarpım Açılımı)

PC : Pole Contribution (Kutup Katkısı)

PDG : Particle Data Group (Parçacık Veri Grubu)

RHIC : Relativistic Heavy-Ion Collision (Rölativistik Ağır iyon Çarpıştıcısı)

RY : Regge Trajectory Model (Regge Yörünge Model)

SM : Standart Model

TKRDTK : Termal Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları

TERMAL KRD TOPLAM KURALLARI YÖNTEMİ İLE EKSENEL TENSÖR MEZONLARIN İNCELENMESİ

ÖZET

Kuantum Renk Dinamiği (KRD) kuarklar ve gluonlar arasındaki güçlü etkileşmeyi inceleyen teoridir. KRD'nin pertürbatif olmayan bölgesinde parçacıkların kütle ve bozunma sabiti gibi hadronik parametrelerin hassas bir şekilde hesaplanması için çeşitli pertürbatif olmayan yöntemler geliştirilmiştir. Bu yöntemlerden en güvenilir olanlarından biri KRD toplam kuralları (KRDTK) metodudur. Bu yöntem daha sonra hadronik parametrelerin sonlu sıcaklıktaki değişimlerini analiz etmek için Termal KRD toplam kuralları yöntemine genişletilmiştir.

Bu tezde, Termal KRD toplam kuralları (TKRDTK) yöntemini kullanarak bazı eksenel tensör mezonların spektroskobik özellikleri teorik olarak incelenmiştir. Ele aldığımız mezonların hadronik parametreleri varolan deneysel ve teorik çalışmalarla kıyaslanmıştır. Bu tür araştırmalar kuarkların hadronlar içerisinde ebediyen hapsolması (confinement), kuarkların serbest hale geçmesi (deconfinement), kiral simetri kırılması gibi pek çok KRD dinamiğinin araştırılması ve evrenin başlangıç aşamalarında varolduğu düşünülen ve maddenin yeni hali olarak kabul edilen kuark-gluon plazmanın (KGP) daha iyi anlaşılması bakımından oldukça önemlidir.

Çalışmanın ilk aşamasında, olan $I^G(J^{PC}) = 1^+(2^{--})$ kuantum sayısına sahip dokuzluya (nonet) ait $\rho_2(1940)$ ile onun birinci uyarılmış durumu olan $\rho_2^*(2225)$ ve $\omega_2(1975)$ ile birinci uyarılmış durumu olan $\omega_2^*(2195)$ parçacıkları PDG öngörüleri gözönüne alınarak incelenmiştir. Bu dokuzluya ait olan diğer üye ise henüz tespit edilememiştir.

İkinci aşamada ise PDG verilerinden farklı olarak Regge Yörünge (RY) Model tarafından 2^{--} ailesinin üyelerinin temel durum ve birinci uyarılmış durumları için öngördüğü $\rho_2(1696)$, $\rho_2^*(1940)$, $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$, $\phi_2(1904)$ ve $\phi_2^*(2151)$ mezonlar için Termal KRD toplam kuralları yaklaşımı ile kütle ve bozunma sabitlerinin sıcaklığa bağlı olarak değişimi incelenmiş ve ayrıca vakum durumundaki değerleri de hesaplanmıştır. Bulduğumuz sonuçlar RY Model tarafından tahmin edilen değerler ile karşılaştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Eksenel-Tensör Mezon, Hadronik Parametreler, Termal KRD Toplam Kuralları.

INVESTIGATION OF AXIAL TENSOR MESONS BY THERMAL QCD SUM RULES

ABSTRACT

Quantum chromodynamics (QCD) is the theory that studies the strong interactions between quarks and gluons. Varios nonperturbative methods have been developed to precisely calculate hadronic parameters such as mass and decay constant of particles in non-perturbative region of the QCD. One of the most reliable of these methods is the QCD sum rules method. This method was later extended to the Thermal QCD sum rule method to analyze the changes of hadronic parameters at finite temperature.

In this thesis, the spectroscopic properties of some axial-tensor mesons are theoretically investigated using the method of Thermal QCD sum rules. The hadronic parameters of the mesons we have considered were compared with the experimental and theoretical studies available in the literature. Such researches are very important in terms of searching many QCD dynamics such as the confinement of quarks in hadrons, deconfinement, chiral symmetry breaking and better understanding quark-gluon plasma (QGP), which is thought to exist in the early stages of the universe and is accepted as the new state of matter.

In the first step of the study, $\rho_2(1940)$ and its first excited state $\rho_2^*(2225)$, $\omega_2(1975)$ and its first excited state $\omega_2^*(2195)$ belonging to nonet with a quantum numbers $I^G(J^{PC}) = 1^+(2^{--})$ were examined taking into account the PDG predictions. The other member belonging to this nonet has not been identified yet.

In the second step, the 2^{--} family members $\rho_2(1696)$, $\rho_2^*(1940)$, $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$ and $\phi_2(1904)$, $\phi_2^*(2151)$ for the ground and first excited states predicted by the Regge Trajectory (RY) model, the change of mass and decay constants depending on the temperature is determined by the Thermal QCD sum rules approch and their values in vacuum is calculated as well. The obtained results is compared with the values suggested by the RY Model.

Keywords: Axial-Tensor Meson, Hadronic Parameters, Thermal QCD Sum Rules.

GİRİŞ

Yüksek Enerji Fiziği diğer bir adıyla "Parçacık Fiziği" olarak adlandırılan fizik dalının amacı, maddenin en temel yapıtaşlarını bulmak ve bu temel yapıtaşlarının etkileşme mekanizmalarını teorik ve deneysel olarak ortaya sunmaktır. İnsanoğlu yüzyıllarca maddenin yapısını merak etmiş, maddeyi oluşturan en küçük yapının nelerden oluştuğunu bulmaya çalışmıştır. 19. yüzyılın başlarına kadar maddeyi oluşturan en küçük parçacığın atom olduğu düşünülmekteydi. Ancak 1897'de J.J. Thomson elektronu, 1910'da Rutherford çekirdeği keşfetmiş ve 1911'de N. Bohr çekirdeğin pozitif yüklü protonlardan oluştuğunu ve etrafında elektronların belirli dairesel yörüngelerde dolandığı görüşünü ortaya atmıştır. 1932'de Chadwick tarafından nötronun varlığı ile atomun bir içyapısı olduğu gösterilmiştir. 1964 yılına kadar maddenin en temel yapı taşlarının elektron, proton ve nötron olduğu düşünüldü. Ancak Murray Gell-Mann ve George Zweig birbirinden bağımsız yaptıkları çalışmalarda çekirdeği oluşturan proton ve nötronun kuark adı verilen alt parçacıklardan oluştuğunu öngördüler [1, 2].

Daha sonra yapılan deneysel çalışmalarda hadron adı verilen çok sayıda parçacık keşfedildi. Hadronlar; Mezonlar ve Baryonlar olarak iki gruba ayrılır. Mezonlar bir kuark ve bir antikuark çiftinden, baryonlar ise üç kuark ya da üç antikuarktan oluşan parçacıklardır. Kuarkların keşfinin ardından hadronların içyapısı Kuark Model ile açıklanmaya çalışıldı. Bu model, Standart Model olarak adlandırılan, güçlü ve zayıf parçacık etkileşimlerinin yerleşik kuantum alan teorisinin bir bileşeni olarak kullanılmaktadır.

Doğada bulunan temel parçacıklar arasındaki etkileşmeyi inceleyen ve parçacıkların sınıflandırmasını yapan SM oldukça başarılı bir kuramdır. SM doğada bilinen dört temel kuvvetten (güçlü çekirdek kuvveti, elektromanyetik kuvvet, zayıf çekirdek kuvveti, kütle-çekim kuvveti) üçünü (güçlü çekirdek kuvvet, elektromanyetik kuvvet, zayıf çekirdek kuvvet) açıklayabilmektedir. SM 4 temel kuvvet olan kütle çekim etkileşmesini içermemektedir.

SM çerçevesinde hadronlar arasındaki güçlü etkileşmeyi daha iyi anlayabilmek için Kuantum Renk Dinamiği'nin pertürbatif olmayan bölgelerini incelemek gerekir. Pertürbatif olmayan bölgelerde kullanılan yöntemlerden TKRDTK yöntemi kuark ve gluon yoğuşmalarıyla orantılı olarak bozunma sabiti, etkileşme sabiti, kütle ve form faktör gibi hadronik parametreleri güvenli bir şekilde hesaplamamızı sağlayan bir yöntemdir.

Bu tezde TKRDTK kullanılarak $J^{PC} = 2^{--}$ kuantum sayılı eksenel tensör ailesinin spektroskobik özellikleri sonlu sıcaklıklarda incelenmiştir. İlk olarak Bölüm 1'de temel parçacıklar, temel kuvvetler ve KRD'nin bazı özellikleri hakkında bilgi verilmiştir. Bölüm 2'de KRD toplam kuralları ve TKRDTK yöntemi hakkında temel bilgiler verilmiştir. Bölüm 3'de eksenel tensör mezon $\rho_2(1940)$, $\rho_2^*(2225)$, $\omega_2(1975)$, $\omega_2^*(2195)$, $\rho_2(1696)$, $\rho_2^*(1940)$, $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$, $\phi_2(1904)$, $\phi_2^*(2151)$ 'in kütle ve bozunma sabitleri TKRDTK ile hesaplanmıştır. Bölüm 4'de yapılan çalışmalarda gerekli veriler analiz edilerek bu parçacıkların hadronik parametreleri hakkında öngörülerde bulunulmuştur.

İlk olarak PDG (Parçacık veri grubu) tarafından öngörülen ve $I^G(J^{PC}) = 1^+(2^{--})$ kuantum sayısına ve (ud) kuark içeriğine sahip $\rho_2(1940)$, $\rho_2^*(2225)$ ve kuantum sayısı $I^G(J^{PC}) = 0^-(2^{--})$ ve $(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$ kuark içeriğine sahip $\omega_2(1975)$, $\omega_2^*(2195)$ eksenel tensör mezonlar TKRDTK metodu ile hesaplanmıştır.

Daha sonra RY Model tarafından yapılan çalışmalarda $I^G(J^{PC}) = 1^+(2^{--})$ kuantum sayısına ve (ud) kuark içeriğine sahip $\rho_2(1696)$ ve $\rho_2^*(1940)$ ile $I^G(J^{PC}) = 0^-(2^{--})$ kuantum sayısına, $(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$ kuark içeriğine sahip $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$ ve kuantum sayısı hakkında net bilgi olmasa da kuark içeriği $(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$ olarak bilinen ve eksenel tensör mezon olduğu öne sürülen $\phi_2(1904)$ ve $\phi_2^*(2151)$ parçacıkları TKRDTK metodu kullanılarak incelenmiştir. Her iki çalışmanın sonuçları karşılaştırılmıştır [3, 4].

1. KUARK MODEL

1964'de Gell - Mann ve Zweig tarafından hadronların içyapısını açıklamaya çalışan Kuark Model oluşturulmuştur [1, 2]. Bu modele göre, tüm hadronlar kuark adı verilen parçacıkların bağlı durumları olarak tanımlanır.

Maddenin en küçük yapı taşları kuarklar ve leptonlar olarak belirlenmiştir. Kuarklar, elektronlar gibi içyapısı olmayan temel parçacıklardır. İlk olarak üç kuark çeşidi; yukarı kuark (u), aşağı kuark (d), acayip kuark (s) ve bunların antikuarkları; ($\bar{u}$), ($\bar{d}$), ($\bar{s}$) dedekte edilmiştir. Sonraki yapılan deneylerde üç çeşit kuark daha olduğu gözlenmiştir. Keşfedilen bu kuark çeşnileri; tılsımlı kuark (c), alt kuark (b), üst kuark (t)'dir. Bunların da antikuarkları; ($\bar{c}$), ($\bar{b}$), ($\bar{t}$) olmak üzere toplam da 12 çeşit kuark olduğu bilinmektedir. Kuark adı verilen bu parçacıklar çiftler halinde bulunurlar ve doğada bulunan tüm parçacıklar bu kuarkların birbirleri ile etkileşmesi sonucunda ortaya çıkmıştır. Kuarkların en önemli özelliklerinden biri elektronun elektrik yükünün $\pm 1/3$ ve $\pm 2/3$ katı yani kesikli yük değerlerine sahip olmalarıdır [4, 5].

Tablo 1.1. Kuark çeşnileri ve kuantum sayıları [4].

Kuark çeşidi	J	I_3	S	C	B′	T
u	1/2	1/2	0	0	0	0
d	1/2	-1/2	0	0	0	0
c	1/2	0	0	+1	0	0
s	1/2	0	-1	0	0	0
t	1/2	0	0	0	0	+1
b	1/2	0	0	0	-1	0

Kuarkların sahip olduğu kuantum sayıları Tablo 1.1'de verilmiştir. Burada J toplam açısal momentumu I_3 izospin sayısını gösterir.

S acayiplik kuantum sayısı ve n sayıyı temsil etmek üzere $S = -(n_s - n_{\bar{s}})$ ile C tılsımlı kuantum sayısı $C = (n_c - n_{\bar{c}})$ ile, T üst kuantum sayısı $T = (n_t - n_{\bar{t}})$, B' alt kuantum sayısı $B' = -(n_b - n_{\bar{b}})$ ile verilir.

1.1. Mezonlar

1935 yılında Yukawa proton ve nötronların aralarındaki etkileşimini açıklamak üzere düşük kütleli parçacık alışverişinde bulunmaları gerektiğini ileri sürdü. Bu parçacıkların kütlesinin elektronun kütlesinden büyük, protonun ve nötronun kütlesinden daha küçük olması nedeniyle orta kütleli parçacık anlamına gelen "mezon" adı verildi. Mezonlar güçlü etkileşim ile bağlı olan bir kuark ve bir antikuarktan oluşan parçacıklardır.

Mezonlar kuarklardan oluştuğu için güçlü ve zayıf etkileşim de bulundukları gibi taşıdıkları elektrik yükünden dolayı elektromanyetik etkileşmeye de girerler. Her bir mezona karşılık gelen karşıt parçacığı olan bir antimezon bulunmaktadır. Antimezonlar kuark ve antikuarkların kendi arasında yer değiştirmesi sonucu oluşurlar. Örneğin; pion (π^+) bir yukarı ve bir aşağı kuarktan oluşmaktadır. Ona karşılık gelen karşıt parçacığı olan (π^-) de bir yukarı ve bir aşağı kuarktan oluşmuştur [5].

Pion Yukawa'nın orta kütleli parçacık olarak tanımladığı parçacığa uyduğu için "π mezon" ya da pion adı verildi. Pionlar üç türlüdür π^0, π^+, π^- ve kütleleri yaklaşık $140\,\mathrm{MeV}/c^2$'dir. Spinleri sıfırdır. π^+ ve π^- pionu;

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu, \tag{1.1}$$

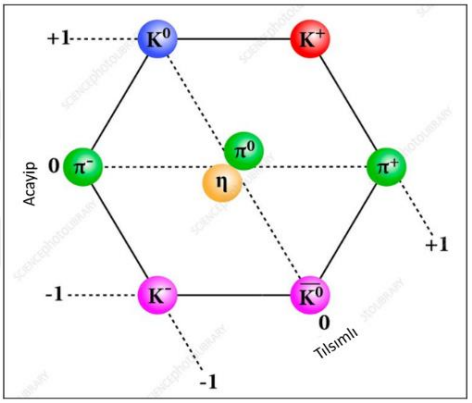
$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu} \tag{1.2}$$

reaksiyonları ile bozunarak müon ve nötrinoya dönüşürler. π^0 pionu ise;

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \tag{1.3}$$

reaksiyonu ile bozunarak iki fotona dönüşür. Yüksüz pionun (π^0) ortalama ömrü 10^{-17} s iken yüklü pionlar (π^+, π^-) ise 10^{-8} s ortalama ömre sahiptir. Bunun sebebi yüksüz pionların elektromanyetik etkileşme ile bozunmasıdır. Yüklü pionların bozunmasında ise zayıf etkileşme etkindir.

Pionların dışında bulunan bazı mezonlar ise kaon (K) ve eta (η) mezonudur. K mezonları yaklaşık 495 MeV/ c^2 kütleli, sıfır spinli ve ortalama ömrü 10^{-8} s mertebesindedir. Yüklü ve yüksüz kaonlar vardır. Yüksüz η mezonu ise 550 MeV/c^2 kütleli, sıfır spinli ve 10^{-19} s ortalama ömre sahiptir. Mezonları yüklerine ve acayiplik sayılarına göre sekizli olarak düzenlenen bir diyagram şeklinde gruplandırabiliriz.



Şekil 1.1. Mezon sekizlisi [6].

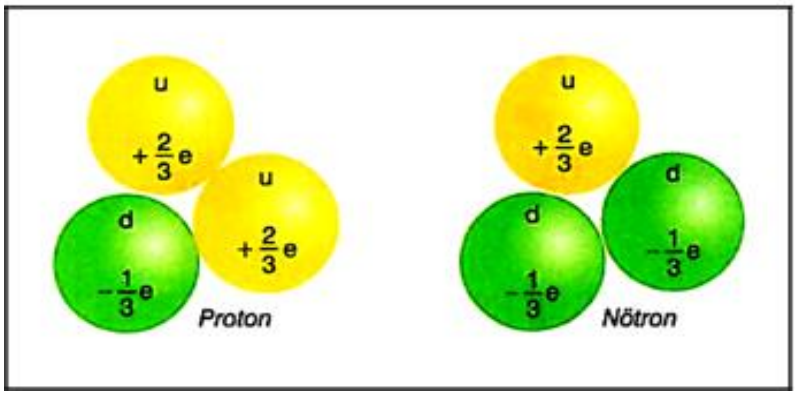
Şekil 1.1'de mezon sekizlisi içerisinde aynı çapraz çizgi üzerinde bulunan parçacıklar aynı yükü; pozitif (+1), nötr (0) veya negatif (-1) şeklinde paylaşırlar. Aynı yatay çizgi üzerinde bulunan parçacıklar ise aynı acayiplik sayısını içerirler. Acayiplik sayısı, güçlü ve elektromanyetik etkileşimlerde, parçacıklar arasında korunan, ancak zayıf etkileşimlerde korunmayan bir niceliktir.

Üst satırdaki kaonlar (mavi ve kırmızı) acayiplik sayısı (+1) olan parçacıklar ve bir acayip antikuark içerirler. Orta çizgideki pion mezonları (yeşil) ve eta mezon (sarı) acayiplik sayısı sıfır olan parçacıklar acayip kuarklar içermez. En alt satırdaki anti parçacık kaonlar (mor) acayiplik sayıları (-1) olan parçacıklar ve bir acayip kuark içerirler [6].

Ayrıca mezonlar J^{PC} kuantum sayılarına göre sınıflandırılırlar. C yük eşlenik durumlarını, P ise parite değerini ifade eder. Yörüngesel açısal momentum sayısı I=0 olan mezonlara sözdeskaler (Pseudoscalar), mezon (0^{+-}) ve vektör mezon (1^{+-}) olarak adlandırılır ve l =1 olan mezonlar ise skaler (0^{++}), eksenel vektör $(1^{++})-(1^{--})$ ve tensör (2^{++}) olarak adlandırılır.

1.2. Baryonlar

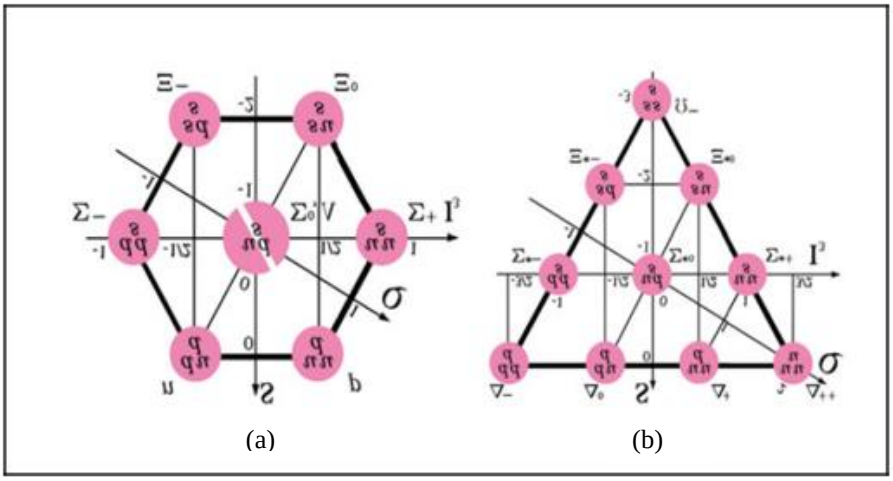
Baryonlar üç kuark veya üç antikuarktan oluşan parçacıklardır. Baryonlar yarım tamsayılı (s=1/2, 3/2, 5/2,…) spine sahip parçacıklardır. En hafif baryon protondur ve kütlesi 938.3 MeV/c^2, yükü +1, spini 1/2'dir. Şekil 1.2'de verilen proton yapısı (uud) kuarklardan oluşan kararlı bir baryondur. Diğer baryonların hepsi protondan daha yüksek kütleye sahiptir. Bir diğer baryon ise nötrondur ve kütlesi 939.6 MeV/c^2, spini 1/2 ve nötrdür. Nötronun içyapısında (udd) kuarklar bulunur. Çekirdekte kararlı olan serbest nötronlar boş uzayda kararsızlardır.



Şekil 1.2. Proton ve nötronun kuark içeriğinin gösterimi [7].

Baryonlar da güçlü etkileşmeye katılan parçacıklardır. Her baryona karşılık gelen bir antibaryon bulunur. Baryonlar izospin (I) ve kuark (q) içeriğine göre sınıflandırılırlar. Daha ağır olan baryonlardan bazıları $\lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$ ve Ω'dır ve baryonların hepsi 10^{-9} s'den küçük ortalama ömür ile farklı formlarda bozunurlar. Her bir parçacığın spin-parite J^P değeri bulunmaktadır.

Güçlü bir şekilde bozunan parçacıkların kuantum sayıları parçacıkların gruplandırılmasında önemli rol oynamaktadır. 27 olası üçlü kuark kombinasyonları, bir onlu (dekuplet), iki sekizli (sextet) ve bir tekli (singlet) olarak düzenlenir. Şekil 1.3'de düzenlenen bir onlu ve sekizli yer almaktadır.



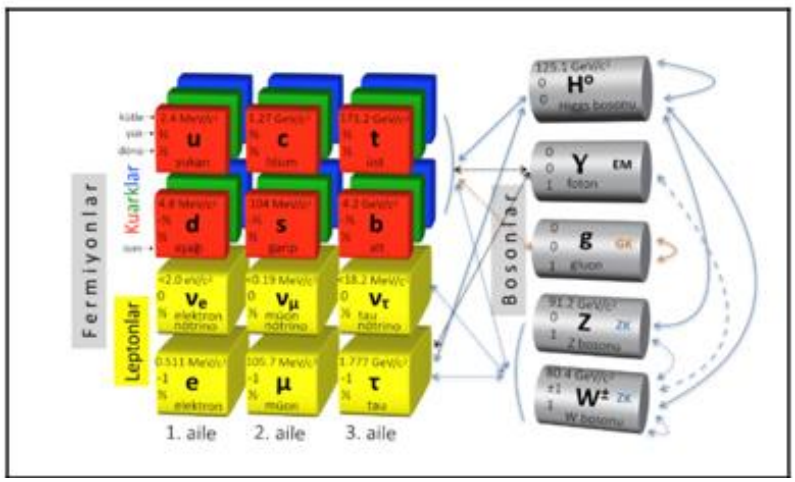
(a) (b)

Şekil 1.3. a) spin 1/2 sekizli baryonlar, b) spin 3/2 onlu baryonlar [8].

Renk kuantum sayısı, güçlü etkileşim teorisi KRD'nin temelini oluşturur ve Δ^{++} bulmacasını çözer. Δ^{++}'nın açısal momentumu l=0 (temel durum) ve aynı spin durumunda (toplam spin J=3/2) üç u kuarktan oluşur. Antibaryonlar üç antikuarkın birleşmesi ile mezonlar ise bir kuark ve bir antikuarkın bir araya gelmesi ile elde edilen tekli durumlarıdır. Tüm kararlı hadronlar renk teklileridir, yani nötr renktedirler [9]. Doğada bilinen hadronlar dışında kuark yapısı mezon ve baryon gibi olmayan parçacıklar da bulunur ve bu parçacıklar "egzotik hadron" olarak adlandırılır. Egzotik hadronlar sıradan hadronlar yerine yapısında iki ya da üç kuarktan daha fazlasını içeren parçacıklarıdır. Sıradan hadronlarda olduğu gibi baryonlar, fermiyon ve mezonlar, bozon olarak sınıflandırılabilir. Egzotik hadron dört kuarktan oluşan tetrakuark veya molekül, beş kuarktan oluşan pentakuark, altı kuarktan oluşan hegzakuark, gluontopu (glueball) ve hibritler olarak gruplara ayrılırlar [10].

2. STANDART MODEL

SM doğada bulunan dört temel kuvvetten (güçlü kuvvet, elektromanyetik kuvvet, zayıf kuvvet ve kütle çekim kuvvet) üçünü içeren bir kuramdır. SM'de elektromanyetik etkileşmenin aracı parçacığı fotonlar elektrik yükü olan parçacıklar arasındaki alışveriş sonucu ortaya çıkan parçacıklardır. Fakat fotonlar yüksüz parçacık olduklarından dolayı elektromanyetik kuvvetin aracı parçacığı yani kuvveti taşıyan parçacık olsa bile kendi üzerinde etkisini hissetmeyen parçacıklardır ve kendi kendileri ile etkileşmeye girmezler. SM parçacıkları fermiyon ve bozonlar olarak sınıflandırır. Fermiyonlar doğada serbest halde bulunan leptonlar ile bir araya gelerek hadronları oluşturan parçacıklardır. Bozonlar ise etkileşme kuvvetlerinin aracı parçacıkları olarak yer alır. Bütün kuarklar ve leptonlar arasında etkili olan kuvvet ise zayıf kuvvettir. SM'in sınıflandırılması ve etkileşimlerin aracı parçacıkları Şekil 2.1'de gösterilmektedir.



Şekil 2.1. Standart modelin öngördüğü temel parçacıklar [11].

Zayıf etkileşimler $W^{\pm}$ bozonu ve Z^{0} bozonu alışverişi ile gerçekleşir. Proton elektrik yükünün $2/3e$ katı elektrik yüküne sahip (u), (c), (t) kuarklar, artı yüklü bir W^{+} bozonu yayıp veya eksi yüklü bir W^{-} bozonu ile birleşip elektrik yükünün $-1/3e$ elektrik yüküne sahip (b), (d), (s) kuarklardan birine dönüşebilir.

Aynı şekilde bu dönüşümün tam tersi de gerçekleşebilir. Fakat Z^0 bozonu ile yapılan bir alışveriş sonucu ortaya farklı türde herhangi bir parçacık çıkmaz. Bu olay SM'in en büyük başarılarından biridir. SM'in açıkladığı üçüncü etkileşme ise Güçlü kuvvettir. Bu kuvvet kuark ve gluonlar arasındaki etkileşmeyi açıklayan bir nükleer kuvvettir. Kuarkları birbirine bağlayarak hadronların oluşmasını sağlar. Güçlü kuvvetin taşıyıcı yüküne "renk" adı verilir. Kuarklar üç renge sahiptir; kırmızı, sarı ve mavi. Aracı parçacık olan gluonlar da yapısında renk yükü barındıran parçacıklardır. Bu nedenle renk yükü taşıyan diğer parçacıklarda gluon alışverişi içerisinde bulunabilirler.

SM'in en büyük başarısı deneylerde ölçülen elektronun anormal manyetik momentinin onbirinci anlamlı basamağa kadar SM hesaplamalarıyla birebir aynı olmasıdır. SM, $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar simetrisine dayalı bir kuantum alan teorisidir. Elektromanyetik etkileşim simetri grubu $U(1)_{em}$ ise SM içinde $SU(2)_L \times U(1)_Y$'ye ait bir alt grup olarak karşımıza çıkar. Böylece zayıf ve elektromanyetik etkileşimlerin birleştirilmiş olduğunu söyleyebiliriz. SM'in ayar grubu sekiz gluon içeren $SU(3)_C$ ile $SU(2)_L \times U(1)_Y$'nin $\gamma, W^{\pm}, Z$ ayar bozonları ile etkileşmelerinden meydana gelir.

Sonuç olarak SM, altı tane lepton (elektron, müon, tau ve bunların sırasıyla nötrinoları), altı tane kuark (yukarı, aşağı, acayip, tılsım, alt ve üst), bir tane foton, sekiz tane gluon, üç tane zayıf etkileşme ara bozonu ve temel parçacıklar ile etkileşen ve onlara kütle kazandıran Higgs bozonundan oluşur. Öngörülen parçacıkların zaman içinde bulunması kuramı doğrulamıştır. Fakat dört temel kuvvetten hepsini içermediği için tam bir kuram olarak görülmez. SM birçok açıdan başarılı sonuçlar vermiş olsa da, kütle çekim etkileşimini teoriye dâhil edememiştir. Bu durum bilim insanlarını SM Ötesi fizik arayışına itmektedir [12].

2.1. Kuantum Renk Dinamiği (KRD)

Kuantum Renk Dinamiği (KRD) kuark ve gluonların renk yükü aracılığıyla etkileşmelerini açıklayan bir kuramdır. KRD'de abelyan olmayan SU(3) grubundaki Yang-Mills yerel ayar simetri grubu ile tanımlanır.

KRD Lagranjiyeni;

$$L = \bar{\Psi}_j (i\gamma_\mu D^\mu_{jk} - m_{jk})\Psi_k - \frac{1}{4} F^{\mu\nu}_\alpha F^\alpha_{\mu\nu} \tag{2.1}$$

şeklinde tanımlanır. Burada γ_μ Dirac matrislerini, m_{jk} kütle matrisini, α, j, k renk indislerini Ψ ve $\bar{\Psi}$ sırasıyla kuark ve antikuark alanlarını, $F^\alpha_{\mu\nu}$ gluon alanın antisimetrik şiddet tensörünü ve D^μ_{jk} kovaryant türevi temsil eder. Kovaryant türev ise;

$$D^\mu_{jk} = \delta_{jk}\partial^\mu + ig_s (T_\alpha)_{jk} G^\mu_\alpha \tag{2.2}$$

olarak verilir. Burada G^μ_α gluon alanları, T_α ise SU(3) grubu renk üreticisidir ve g_s güçlü etkileşme sabiti $\alpha_s = g_s^2 / 4\pi$'dir. Aynı zamanda $F^{\mu\nu}_\alpha$ şiddet tensörü G^μ_α 'ler cinsinden

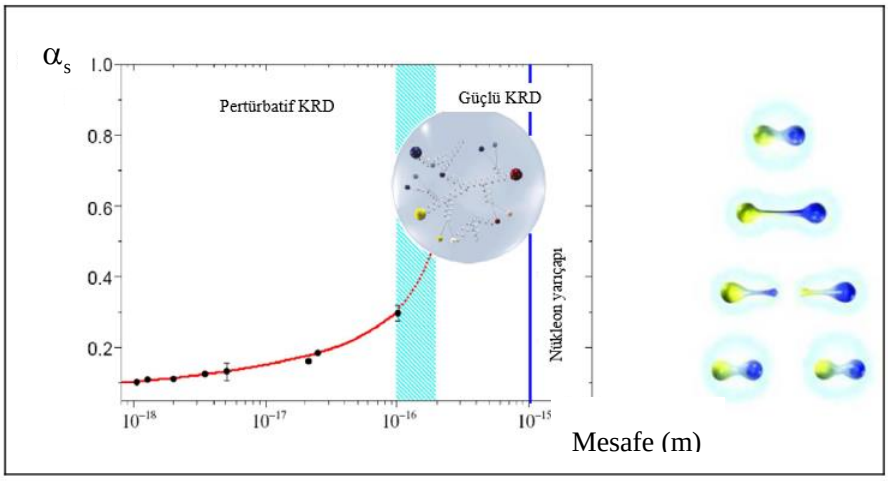
$$F^\mu_\alpha = \partial^\mu G^\nu_\alpha - \partial^\nu G^\mu_\alpha - g_s f_{abc} G^\mu_b G^\nu_c \tag{2.3}$$

ifade edilir. Burada f_{abc} ise SU(3) renk ayar grubu yapı sabitidir. KRD yerel ayar simetrisi altında abelyan olmayan bir gruba sahip olduğu için diğer kuramlarda bulunmayan "Asimptotik Özgürlük ve Hapsolma" gibi farklı özelliklere sahiptir [13, 14].

2.1.1. Asimptotik özgürlük ve hapsolma

KRD, renkli parçacıklar arasındaki etkileşmeleri $SU(3)_c$ ayar simetri grubunu temel alarak tanımlayan abelyan olmayan bir alan teorisidir. KRD teorisinin önemli iki özelliği asimptotik özgürlük ve hapsolmadır [15, 16]. Asimptotik özgürlüğü abelyan olmayan Yang-Mills alanlarının temel özelliklerinden biri olarak ele alabiliriz. KED'de çıplak (bare) bir noktasal yük etrafında elektron-pozitron çiftleri bulutlar oluştururlar ve bunlar çıplak yükü perdelerler. Böylece çıplak yük, ölçülen yükten daha büyüktür. Abelyan olmayan alanlarda bu durum tam tersidir. Oluşan alanların kendileri alan kaynağı durumuna geldiklerinde ilk yükün etrafında "renk yükleri" oluşturur ve yükün büyüklüğü uzaklıkla orantılı olarak artar. Bir başka deyişle, bulutun içinden geçip gerçek yükü bulmaya çalıştıkça, yük küçülür.

Enerji açısından bu durum, etkileşmeyi daha kısa mesafelerde incelediğimizde yani enerji büyüdükçe etkileşmenin giderek azalan yük dolayısıyla, coulomb kuvvetinden daha zayıf olması demektir. Bu olay asimptotik özgürlük olarak ifade edilir [17].



Şekil 2.2. Güçlü etkileşme sabiti α_s 'in mesafeye bağlı grafiği [18].

Şekil 2.2'deki grafik üzerinde yer alan veri noktaları deneysel değerleri temsil eder. Pertürbatif KRD ile güçlü KRD arasındaki geçiş bölgesi açık mavi bölge ile gösterilmiştir. Hadronlaşma sürecinin oluştuğu kısımda bir kuark-antikuark çifti birbirlerinden ayrılmaya çalışıldığında, verilen enerji kuarkların ayrılmasına değil, iki yeni kuark-antikuark çifti oluşumuna harcanır. KRD'de kısa mesafelerde (yani Q momentumunun büyük olduğu bölgede) asimptotik özgürlük özelliğinden dolayı etkileşme sabiti $\alpha_s(Q^2) = 12\pi/(33-n_f)\ln(Q^2-\Lambda_{KRD})$ şeklinde ifade edilir ve etkileşme şiddeti bu mesafede küçük olur. Burada α_s, Q momentumuna bağlı olarak ifade edilir. n_f kuark çeşni sayısı ve Λ_{KRD} ($\cong 200\,\text{MeV}$), KRD enerji ölçeğidir. Bu durumda küçük mesafelerde α_s 'ye göre pertürbatif açılım yapmak mümkündür. Bu bölgelerde pertürbasyon teorisi kullanılır. Q 'nun küçük değerinde yani kuarklar arası mesafe büyük olduğunda gluon bulutlarından gelen katkıdan dolayı artar. Bu durum serbest halde bulunan kuarkların, hadronlar (mezon ve baryon) içerisinde ebediyen hapsolduğunu gösterir. Bu olay "ebedi hapsolma (confinement)" olarak adlandırılır. Bu bölgelerde, hadronların sahip olduğu hadronik özellikleri açıklayabilmek için pertürbatif olmayan yöntemler kullanılır [19].

3. KRD TOPLAM KURALLARI

KRD toplam kuralları, 1979 yılında M. A. Shifman, A. I. Vainshtein ve V. I. Zakharov tarafından mezonlar için oluşturulmuş, 1981 yılında L. B. Ioffe tarafından baryonlar için genişletilmiş ve pertürbatif olmayan bölgelerde kullanılan güçlü bir yöntemdir. Bu yöntem, KRD Lagranj fonksiyonunu temel alarak, KRD parametreleri ile hadronik parametreleri uzun mesafe durumunda ilişkilendirerek olayları açıklar. KRD toplam kuralı yöntemi hadronik parametreleri (kütle, bozunma sabiti, form faktör ve etkileşme sabiti) hesaplamamızı sağlayan güçlü bir teoridir [20-22].

Bu yöntemin başlangıç parametresi olarak hesaplanacak hadronik parametreye uygun korelasyon (ilişkilendirme) fonksiyonu belirlenir. Belirlenen korelasyon fonksiyonu seçilen hadronik parametrelerin kütle veya bozunma sabiti için iki şekilde hesaplanır. İlk kısım teorik yani KRD kısmı olarak ele alınır. Bu kısım da Operatör Çarpım Açılımı (OPE) kullanılarak korelasyon fonksiyonu kuark serbestlik derecesine bağlı olarak yazılır. OPE'de pertürbatif kısım da α_s 'nin pertürbatif olmayan kısım da ise Borel parametresinin kuvvet serisine göre seri açılımı yapılmaktadır. İkinci kısım ise Fiziksel (veya Fenomolojik) kısımdır. Bu kısımda ise korelasyon fonksiyonu hadronların serbestlik derecesine bağlı olarak yazılır. Kütle ve bozunma sabitini hesaplamak için iki noktalı korelasyon fonksiyonu yazılır:

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

Burada T zaman sıralama işlemcisi, $|0\rangle$ vakumu temsil eder ve $J(x)$ ara kesit kuark akımıdır. Mezon ve baryon akımları, kuantum sayıları ve karşılık gelen hadronun çeşni içeriğine göre belirlenir. Tablo 3.1'de verilen akımlar için mezonlar kuark modelinde, I izospin, J toplam açısal momentum, P parite, C yük eşleniği ve kuark içeriğine göre sınıflandırılır. Bir mezonun toplam açısal momentumu J=L+S olarak ifade edilir.

Bir mezonun paritesi P=$(-1)^{1+l}$ olarak verilir. Mezonlar ayrıca $n^{2S+1}L_J$ spektroskobik notasyona göre gösterilebilir. Radyal kuantum sayısı n, yörünge açısal momentumu L, toplam açısal momentumu J ile mezonlar sınıflandırılır. Akımın en genel formu $J_\Gamma(x)=\bar{q}_i\Gamma q_j$ şeklindedir. Burada i ve j kuark alanlarının çeşnilerini, $\Gamma = 1, \gamma_5, \gamma_\mu, \gamma_5\gamma_\mu, \sigma_{\mu\nu}$ parçacıkların tensör yapısını gösterir.

Tablo 3.1. Mezonlara karşılık gelen olası akımlar [23].

Mezon çeşitleri	$n^{2S+1}L_J$	J^{PC}	S	L	Hermityen kuark operatörleri
Sözde skaler	1^1S_0	0^{-+}	0	0	$P_{ij}=\bar{q}_j i\gamma^5 q_i$
Vektör	1^3S_1	1^{--}	1	0	$V_{ij}^{\mu}=\bar{q}_j\gamma^{\mu}q_i$
Sözde vektör	1^1P_1	1^{+-}	0	1	$P_{ij}^{\mu}=\bar{q}_j\gamma^5\overleftrightarrow{\partial}_{\mu}q_i$
Skaler	1^3P_0	0^{++}	1	1	$S_{ij}=\bar{q}_j q_i$
Eksenel vektör	1^3P_1	1^{++}	1	1	$A_{ij}^{\mu}=\bar{q}_j\gamma^5\gamma^{\mu}q_i$
Tensör	1^3P_2	2^{++}	1	1	$X_{ij}^{\mu\nu}=\bar{q}_j i\left[\gamma^{\mu}\overleftrightarrow{\partial}^{\nu}+\gamma^{\nu}\overleftrightarrow{\partial}^{\mu}-\frac{2}{3}\tilde{G}^{\mu\nu}\overleftrightarrow{\partial}\right]q_i$
Sözde tensör	1^1D_2	2^{-+}	0	2	$T_{ij}^{\mu\nu}=\bar{q}_j i\left[\gamma^5\overleftrightarrow{\partial}^{\mu}\overleftrightarrow{\partial}^{\nu}-\frac{2}{3}\tilde{G}^{\mu\nu}\overleftrightarrow{\partial}_{\alpha}\overleftrightarrow{\partial}^{\alpha}\right]q_i$
Uyarılmış vektör	1^3D_1	1^{--}	1	2	$S_{ij}^{\mu}=\bar{q}_j\overleftrightarrow{\partial}^{\mu}q_i$
Eksenel tensör	1^3D_2	2^{--}	1	2	$B_{ij}^{\mu\nu}=\bar{q}_j\left[\gamma^5\gamma^{\mu}\overleftrightarrow{\partial}^{\nu}+\gamma^5\gamma^{\nu}\overleftrightarrow{\partial}^{\mu}-\frac{2}{3}\tilde{G}^{\mu\nu}\gamma^5\overleftrightarrow{\partial}\right]q_i$
Spin-3 tensör	1^3D_3	3^{--}	1	2	...

Burada korelasyon fonksiyonunun KRD kısmını hesaplamak istediğimizde iki ya da daha fazla akımın zaman sıralama çarpımı için, Wilson Operatör Çarpım Açılımı yazılır ve Wilson katsayıları cinsinden seriye açılarak KRD parametrelerinin hesaplanabilir. Seriye açılan zaman sıralama çarpımı

$$T\left\{J(x)\bar{J}(x)\right\}=\sum_d C_d(x^2)O_d \tag{3.2}$$

olarak tanımlanır. Burada $C_d(x^2)$ Wilson katsayıları ve kısa mesafe fiziğini kapsar ve pertürbatif olarak hesaplanır. O_d, uzun mesafelerden gelen katkıları içerir ve operatör boyutlarına göre kuark ve gluon alanları tarafından oluşturulan yerel ayar değişmezliğini temsil eder.

Bu ifade korelasyon fonksiyonunda yerine yerleştirilirse aşağıdaki fonksiyon elde edilir:

$$\Pi(q^2) = \sum_d C_d(q^2)\langle O_d \rangle. \tag{3.3}$$

Burada $\langle O_d \rangle$ yoğuşma olarak tanımlanır ve KRD operatörlerinin vakum beklenen değerini temsil eder. Ara kesit akımları ve Wick teoremi kullanılarak korelasyon fonksiyonu aşağıdaki formda yazılabilir:

$$\Pi(q^2) = i\int d^4x\, e^{iq\cdot x} Tr[\Gamma_1 S_q(x)\Gamma_2 S_Q(x)]. \tag{3.4}$$

Burada $S_q(x)$ ve $S_Q(x)$ terimleri sırasıyla hafif ve ağır kuark ilerleticileridirler. İkinci kısım hadronik parametrelerin hesaplandığı fiziksel kısımdır. Bu kısım da korelasyon fonksiyonuna ara kesit kuark akımları ile aynı kuantum sayılarına sahip hadronik durumlar yerleştirilir. Elde edilen korelasyon fonksiyonunda "h" hadronu temsil etmek üzere Denklem (3.5) yazılabilir:

$$\begin{aligned} 2\,\mathrm{Im}\,\Pi(q^2) &= \sum_h \int \langle 0|J|h\rangle\langle h|\bar{J}|0\rangle d\tau_h (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q-p_h) \\ &= 2\pi f_h^2 \delta(q^2 - m_h^2) + 2\pi\rho_h(q^2). \end{aligned} \tag{3.5}$$

Burada $\rho_h(q^2)$ uyarılmış durumlardan gelen süreklilik katkısı ve $f_h = \langle 0|J|h\rangle$ leptonik bozunma sabitidir. Korelasyon fonksiyonunun her iki kısmı hesaplanarak birbirine eşitlenir ve aranan hadronik parametre için KRD toplam kuralları elde edilir. Korelasyon fonksiyonunun KRD kısmında kuark serbestlik derecelerine göre elde edilir. Yüksek boyutlu operatörlerden gelen katkıları bastırabilmek için her iki kısımda da Borel dönüşümü (Q^2'ye göre türev alma) uygulanır.

Bu durumda Q^2'nin değeri büyüdükçe türev sayısı artar ve limit alınır. Burada $\frac{Q^2}{n} = M^2$ sabitlemesi yapılır. Ayrıca Q^2'nin yerine Borel kütlesi olarak yardımcı parametre olan M^2 değişkeni tanımlanır. Fiziksel bir anlamı olmayan bu keyfi parametre hesaplamalarda kolaylık sağlamaktadır.

KRD toplam kuralları yönteminde yüksek boyutlu terimlerden gelen katkılar bastırıldığı için M^2'nin çok küçük değerleri uygulanmaz ve ayrıca M^2'nin büyük değerlerinde de kuark-hadron ikiliği yaklaşımı güvenilir sayılmaz. Borel dönüşümü

$$B_{M^2}\Pi(Q^2) = \lim_{\substack{Q^2,n\to\infty \\ \frac{Q^2}{n}\to M^2}} \frac{(Q^2)^{n+1}}{n!}\left(\frac{d}{dQ^2}\right)\Pi(Q^2) \tag{3.6}$$

şeklinde tanımlanır [24]. Özel durumda:

$$B_{M^2}(Q^2)^n = 0,\ n \geq 0 \tag{3.7}$$

$$B\frac{1}{(p^2-m^2)^s} \to (-1)^s \frac{1}{\Gamma(s)} e^{-\frac{m^2}{M^2}} \frac{1}{(M^2)^{s-1}}. \tag{3.8}$$

3.1. Termal KRD Toplam Kuralları

KRD toplam kuralları pertürbatif olmayan bölgede parçacıkların spektroskobik özelliklerini belirleyebilen güçlü bir yöntemdir. Bu yöntem sonlu sıcaklıklara da genişletilebilir. Bu konu ile ilgili ilk çalışma Bochkarev ve Shaposhnikov tarafından yapılmış ve yönteme Termal KRD toplam kuralları adı verilmiştir. Sonlu sıcaklıklarda yeni özellikler ortaya çıkmıştır. Bunlardan biri parçacıkların akımlar ile etkileşmesidir. Bu durumda hadron spektral yoğunluk fonksiyonunun tekrar tanımlanması gerekir. Diğer bir yeni özellik ise Lorentz değişmezliğinin kırılmasıdır. Bu yöntem ile çok fazla çalışma olmasına rağmen, OPE'nin sonlu sıcaklık ve yoğunluklarda uygulanmasında ortaya çıkan zorluklar hala devam etmektedir [25-43].

KRD toplam kurallarında olduğu gibi TKRD toplam kurallarında da KRD ve fiziksel kısım ayrı ayrı hesaplanır. Hesaplamaya önce iki nokta korelasyon fonksiyonu belirlenerek başlanır:

$$\Pi(q,T) = i\int d^4x\, e^{iq\cdot x} \left\langle T(J(x)\bar{J}(0))\right\rangle \tag{3.9}$$

olarak verilir. Burada $J(x)$ her bir mezon çeşidine göre yazılan ara kesit akımıdır. Zaman sıralama operatörü T ve termal operatörün ortalaması $A = T(J(x)\bar{J}(0))$ olmak üzere aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$\langle A \rangle = \frac{\mathrm{Tr}(e^{-\beta H} A)}{\mathrm{Tr}(e^{-\beta H})}, \tag{3.10}$$

burada H KRD hamiltonyeni ve $\beta = 1/T$ 'dir. Burada T sıcaklıktır. Daha öncede ifade edildiği gibi hadronik parametreleri belirleyecek olan korelasyon fonksiyonu iki farklı şekilde hesaplanır. Korelasyon fonksiyonu KRD kısmında kısa mesafelerde (pertürbatif bölgeler için) ve uzun mesafelerde (pertürbatif olmayan bölgeler için) katkıların ayrıldığı OPE açılımı ile hesaplanır:

$$\Pi^{KRD}(q,T) = \Pi^{pert}(q,T) + \Pi^{\text{pert. olmayan}}(q,T). \tag{3.11}$$

Burada pertürbatif katkı, pertürbasyon teorisi kullanılarak hesaplanır, pertürbatif olmayan kısım ise kuark ve gluon yoğuşmalarının beklenen değeri ve enerji yoğunluğunun termal ortalaması ile elde edilir. Her iki kısımda da yüksek enerji durumlarından gelen katkıları bastırmak için Borel dönüşümü uygulanır. Daha sonra iki kısım birbirine eşitlenir ve parçacığın hadronik parametreleri için Termal KRD toplam kuralları belirlenmiş olur.

4. 2^{--} AİLESİNİN TERMAL KRD TOPLAM KURALLARI METODU İLE İNCELENMESİ

Son yıllarda sonlu sıcaklıklardaki güçlü etkileşmelerin dinamiklerini belirleyebilmek için hem deneysel hem de teorik pek çok çalışma yapılmaktadır [38-43]. Sonlu sıcaklık veya yoğunluklarda kuarklar ve gluonlar, serbest hale geçerek maddenin yeni hali olan kuark-gluon plazmayı oluştururlar. Ağır iyon çarpışmalarında sıcak hadronik maddedeki kiral faz geçişi, araştırılması gereken önemli konulardan biridir. Bununla birlikte kiral simetri kırılması ile ilgili nicel bir açıklama henüz olmadığından yeni bir araştırma konusu da ortaya çıkmaktadır.

KGP'nin faz yapısının anlaşılması, sıcak ortamdaki kuarklar ve gluonlar arasındaki güçlü etkileşimler, evrende gözlemlenen madde ve maddenin evrimi hakkında oluşan sorulara ışık tutabilir [43]. Erken evrendeki ortam, ağır iyon çarpışmaları yapılarak laboratuvarda yeniden oluşturulabilir. Bu deneylerin KRD'nin sonlu sıcaklıktaki temel özellikleri hakkında bilgi vermesi beklenmektedir [44]. Yüksek sıcaklıklarda KRD'nin faz diyagramının netleşmesi ve hadronik maddeden KGP durumuna geçiş için Darmstadt'da FAIR ve Dubna'da NICA deneylerinin yapılması planlanmıştır [45-47].

Hadronik maddeden KGP'ye geçiş sıcaklığı T_c'nin deneysel olarak doğrulanması hem sıcak ortamdaki KRD dinamiklerinin anlaşılması, hem de KRD faz diyagramının belirlenmesi bakımından oldukça önemlidir. Faz geçiş sıcaklığı T_c'de kuarkların serbest hale geçtiği ve kiral simetrinin restore edildiği öngörülür [48-50]. Kiral simetrinin varlığı, örgü (lattice) teori tarafından T_c kritik sıcaklığının üstünde kuark yoğuşmalarının sıfıra doğru gittiği bilgisinden yola çıkılarak doğrulanmıştır [51].

KGP için kritik sıcaklığın $T_c \cong 155\,\mathrm{MeV}$ olduğu tahmin edilmektedir [52]. LHC ve RHIC'de ağır iyon çarpışmalarından gelen deneysel veriler teorik çalışmalarla karşılaştırılmış [48-53], ancak UrQMD hibrit modelinde sıcak madde için faz geçiş sıcaklığının 160-165 MeV arasında olduğu öngörülmüştür [54].

Örgü teorisi çalışmalarından bazıları KGP faz geçişinin bu kritik sıcaklığın üzerinde olduğunu öngörmektedir [55, 56]. Deneysel araştırmalara ek olarak bu konuda teorik çalışmalara da ihtiyaç vardır. Literatürde, sıcaklığın farklı mezonların hadronik parametreleri üzerindeki etkisi hakkında birçok çalışma bulunmaktadır [57, 58]. Bunlar arasında, hafif eksenel tensör mezonlar ve ilk uyarılmış durumları, KGP'nin oluşumu hakkında önemli bilgiler içerebilir. Bu araştırmalar hafif eksenel tensör mezonların termal davranışını ve özellikle kuarkların ayrışmasının sıcaklığına bağlılığını anlamak bakımından önemlidir. Aynı zamanda kuantum sayısı $J^{PC} = 2^{--}$ olan eksenel tensör mezonların incelenmesi hadron spektrumunun tamamlanması için gereklidir [3,59-64]. Bununla birlikte RY Model'in tahmini ile PDG verileri arasında eksenel tensör mezonların temel ve ilk uyarılmış durumları arasında farklılık vardır. Bu nedenle KRD toplam kuralları hesapları kullanılarak hangisinin daha tutarlı olduğunu araştırmak istiyoruz. Tablo 4.1. vakum durumunda eksenel tensör mezonların temel özelliklerini verir.

Tablo 4.1. Eksenel tensör mezonların T=0'daki kütle ve bozunma genişliği [4].

Durum	Kütle (MeV)	Bozunma genişliği (MeV)
ρ_2	1940 ± 40	155 ± 40
ω_2	1975 ± 20	175 ± 25
$\rho_2^{(*)}$	2225 ± 35	335^{+100}_{-50}
$\omega_2^{(*)}$	2195 ± 30	225 ± 40
ϕ_2	?	?
$\phi_2^{(*)}$	?	?

Bunlardan ρ_2 mezonunun kuark içeriği PDG'de $(u\bar{d})$ olarak verilmiştir [4]. Ayrıca izoskaler ω_2 ve ϕ_2, SU(3) dalga fonksiyonu ψ_8 ve ψ_1'in karışımıdır:

$$\omega = \psi_8 \sin\theta + \psi_1 \cos\theta,$$

$$\phi = \psi_8 \cos\theta - \psi_1 \sin\theta. \qquad (4.1)$$

Burada θ karışım açısıdır ve ω_2, ϕ_2 'nin fiziksel durumları SU(3) tekli ve sekizli durumlarının doğrusal birleşimi;

$$\psi_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}),$$

$$\psi_8 = \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) \tag{4.2}$$

olarak ifade edilir. Karışım açısının küçük olduğunu kabul ederek KRD toplam kuralları yaklaşımının belirsizlik sınırları içinde olmasından dolayı tekli ve sekizli durumların karışımını ihmal edebiliriz. Bu durumda ω_2 ve ϕ_2 sadece bir sekizli ve bir tekli durum olarak ele alınabilir.

İlk olarak ρ_2, ω_2 ve ϕ_2 'nin temel durum ve ilk uyarılmış durumlarının sonlu sıcaklıktaki kütle ve bozunma sabitleri incelenmiştir. Termal KRD toplam kuralları yöntemi kullanılarak, eksenel tensör mezonların kütle ve bozunma sabitleri beşinci boyuta kadar kuark, gluon ve bunların karışık yoğuşmalarını içerecek şekilde hesaplanmıştır. Kuark-hadron ikiliğinin sonlu sıcaklıklarda da geçerli olduğunu kabul edip, yoğuşmaların vakum beklenen değerleri termal olanlar ile değiştirilmiştir. Çalışmada elde edilen hadronik parametreler sonucunda eksenel tensör mezonların sınıflandırılmasındaki belirsizliğe bir açıklama getirebilmek amaçlanmıştır.

4.1. Eksenel Tensör Mezonların Kütle ve Bozunma Sabitlerinin Sonlu Sıcaklıklarda ve Vakumda PDG Verilerine Göre Hesaplanması

KRD toplam kuralları hadronların spektroskobik özelliklerini belirlemek için kullandığımız güçlü bir yöntemdir. KRD'de uzun mesafelerde veya düşük enerji bölgesinde belirlenen iki nokta korelasyon fonksiyonu iki farklı yol ile hesaplanabilir. Hadronik parametrelerin hesaplandığı yollardan biri fiziksel (veya Fenomolojik) kısım, ancak kısa mesafelerde yani yüksek enerji bölgesinde kuark-gluon yoğuşmasındaki KRD parametrelerinin hesaplandığı kısım teorik (veya KRD) kısmı olarak adlandırılır.

KRD toplam kuralı yöntemine göre her iki kısmın korelasyon fonksiyonu hesaplandıktan sonra kuark-hadron ikiliği yaklaşımı kullanılarak her iki kısmında eşitlenebildiği bir q^2 bölgesi vardır [20, 21, 25].

KRD toplam kuralları ilk olarak Bochkarev ve Shaposhnikov tarafından sonlu sıcaklıklara genişletilmiştir [25]. KRD toplam kurallarının bu versiyonu vakum toplamına benzer şekilde hem OPE, hem de kuark-hadron ikiliği yaklaşımı kullanılarak mezon ve baryonlar için ayrı sıcak ortamlardaki spektroskobik özellikleri hakkında bilgi vermektedir. Ancak vakum yoğuşma değerleri termal değerler ile yeniden yazılır.

Termal KRD toplam kuralları hadronik parametreler üzerindeki termal etkilerin araştırılmasın da bazı yeni özelliklere sahiptir. ρ_2, ω_2, ϕ_2 eksenel tensör mezonlarının ve bunların ilk uyarılmış durumlarının kütle ve bozunma sabitini hesaplamak için Termal KRD toplam kuralları yöntemin de hesaplara sıcaklığa bağlı iki nokta korelasyon fonksiyonunu belirleyerek başlarız:

$$\Pi_{\mu\nu,\alpha\beta}(q,T) = i\int d^4x\, e^{iq\cdot(x-y)} \mathrm{Tr}\{\sigma T[J_{\mu\nu}(x)J^{\dagger}_{\alpha\beta}(y)]\}_{y\to 0}. \tag{4.3}$$

Burada $J_{\mu\nu}$, $\rho_2^{(*)}$, $\omega_2^{(*)}$ ve $\phi_2^{(*)}$ eksenel tensör mezonları için ara kesit akımıdır. *T*, zaman sıralama operatörü ve σ termal yoğunluk matrisidir:

$$\sigma = \frac{e^{-H/T}}{\mathrm{Tr}(e^{-H/T})}. \tag{4.4}$$

Burada H, KRD Hamiltonyeni ve T sıcaklık parametresidir. Bu durumda ara kesit akımı [64, 65];

$$J^{\rho_2^{(*)}}_{\mu\nu}(x) = \frac{i}{2}[\bar{u}(x)\gamma_\mu\gamma_5\overleftrightarrow{D}_\nu(x)d(x) + \bar{u}(x)\gamma_\nu\gamma_5\overleftrightarrow{D}_\mu(x)d(x)], \tag{4.5}$$

$$\begin{aligned} J^{\omega_2^{(*)}}_{\mu\nu}(x) = \frac{1}{2\sqrt{3}}\{&[\bar{u}(x)\gamma_\mu\gamma_5\overleftrightarrow{D}_\nu(x)u(x) + \bar{d}(x)\gamma_\mu\gamma_5\overleftrightarrow{D}_\nu(x)d(x) + \bar{s}(x) \\ &\times\gamma_\mu\gamma_5\overleftrightarrow{D}_\nu(x)s(x)] + [\mu\to\nu]\}, \end{aligned} \tag{4.6}$$

$$J_{\mu\nu}^{\phi_2^{(*)}}(x)=\frac{1}{2\sqrt{6}}\{[\bar{u}(x)\gamma_\mu\gamma_5\overleftrightarrow{D}_\nu(x)u(x)+\bar{d}(x)\gamma_\mu\gamma_5\overleftrightarrow{D}_\nu(x)d(x) \\ -2\bar{s}(x)\gamma_\mu\gamma_5\overleftrightarrow{D}_\nu(x)s(x)]+[\mu\rightarrow\nu]\}. \tag{4.7}$$

$\rho_2^{(*)}$, $\omega_2^{(*)}$ ve $\phi_2^{(*)}$ mezon durumları için tanımlanır. Burada $\overleftrightarrow{D}_\mu(x)$, sağ ve sol aynı anda hareket eden dört-x'e göre türevi ifade eder. Genel ifadesi;

$$\overleftrightarrow{D}_\mu(x)=\frac{1}{2}[\vec{D}_\mu(x)-\overleftarrow{D}_\mu(x)], \tag{4.8}$$

$$\vec{D}_\mu(x)=\vec{\partial}_\mu+\frac{i}{2}g\lambda^\alpha G_\mu^\alpha, \tag{4.9}$$

$$\overleftarrow{D}_\mu(x)=\overleftarrow{\partial}_\mu-\frac{i}{2}g\lambda^\alpha G_\mu^\alpha, \tag{4.10}$$

olarak verilmektedir. Burada $\lambda^\alpha(\alpha=1,8)$ Gell-Mann matrislerini ve G_μ^α gluon alanını temsil eder. İlk olarak korelasyon fonksiyonunun fiziksel kısmını hesaplıyoruz. Burada aynı kuantum sayısına sahip eksenel tensör mezon durumları fiziksel kısmın içerisine yerleştirilir ve dört-x üzerinden integrali alınır. Burada "A" eksenel tensör mezonlar ile $A^{(*)}$ aynı mezonların ilk uyarılmış durumlarını temsil eder ve korelasyon fonksiyonunun ara kesit akımlarının matris elemanı olarak ifade edilebilir [65-67]:

$$\Pi_{\mu\nu,\alpha\beta}^{\text{fiziksel}}(q,T)=\frac{\langle\Omega|J_{\mu\nu}(0)|A\rangle\langle A|\bar{J}_{\alpha\beta}(0)|\Omega\rangle}{m_A^2(T)-q^2}+\frac{\langle\Omega|J_{\mu\nu}(0)|A^*\rangle\langle A^*|\bar{J}_{\alpha\beta}(0)|\Omega\rangle}{m_{A^{(*)}}^2(T)-q^2}. \tag{4.11}$$

Burada, Ω sıcak ortamı temsil eder. Matris elemanları $\langle\Omega|J_\mu(0)|A^{(*)}\rangle$ ve $\langle A^{(*)}|\bar{J}_{\alpha\beta}|\Omega\rangle$, bozunma sabiti $f_{A^{(*)}}$ ve kütle $m_{A^{(*)}}$ olarak tanımlanmıştır: $\langle\Omega|J_{\mu\nu}(0)|A^{(*)}\rangle=f_{A^{(*)}}(T)m_{A^{(*)}}^3(T)\varepsilon_{\mu\nu}$,

$$\langle A^{(*)}|\bar{J}_{\alpha\beta}(0)|\Omega\rangle=f_{A^{(*)}}(T)m_{A^{(*)}}^3(T)\varepsilon'_{\mu\nu}. \tag{4.12}$$

Denklem (4.12)'de $\varepsilon_{\mu\nu}$, polarizasyon tensörünü temsil eder:

$$\varepsilon_{\mu\nu}\varepsilon'_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\eta_{\mu\alpha}\eta_{\nu\beta} + \frac{1}{2}\eta_{\mu\beta}\eta_{\nu\alpha} - \frac{1}{3}\eta_{\mu\nu}\eta_{\alpha\beta}. \tag{4.13}$$

$\eta_{\mu\nu}$, aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\eta_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{m^2_{A^{(*)}}}. \tag{4.14}$$

Sonuç olarak Denklem (4.3)'deki korelasyon fonksiyonunda bu ifadeler yerleştirilir ve fiziksel kısım elde edilir:

$$\Pi^{\text{fiziksel}}_{\mu\nu,\alpha\beta}(q,T) = \left[\frac{f^2_A(T)m^6_A(T)}{m^2_A(T)-q^2} + \frac{f^2_{A^{(*)}}(T)m^6_{A^{(*)}}(T)}{m^2_{A^{(*)}}(T)-q^2}\right]\frac{1}{2}(g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta}+g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha}) + \text{diğer durumlar.} \tag{4.15}$$

Daha sonra KRD kısmındaki korelasyon fonksiyonu hesaplanır. Korelasyon fonksiyonunu pertürbatif kısım $\Gamma(q^2,T)$ ve pertürbatif olmayan kısım $\tilde{\Gamma}(q^2,T)$ olarak ikiye ayırabiliriz:

$$\Pi^{\text{KRD}}(q^2,T) = \Gamma(q^2,T) + \tilde{\Gamma}(q^2,T). \tag{4.16}$$

Korelasyon fonksiyonunu hadron serbestlik derecelerine göre yazabilmek için spektral yoğunluk fonksiyonu dispersiyon bağıntısından yararlanılarak ifade edilebilir:

$$\Gamma(q,T) = \int \frac{\rho(s)}{s-q^2}\,ds. \tag{4.17}$$

Burada $\rho(s)$ spektral yoğunluk fonksiyonudur:

$$\rho(s) \equiv \sum_n \delta(s-m_n^2)\langle\Omega|J|n\rangle\langle n|J^\dagger|\Omega\rangle = f_A^2 m_A^6 \delta(s-m_A^2) + f_{A^*}^2 m_{A^*}^6 \delta(s-m_{A^*}^2). \tag{4.18}$$

Bu denklemde A'yı $A^{(*)}$ ile değiştirdiğimizde uyarılmış durumlar için de geçerli olur. Ayrıca korelasyon fonksiyonunda pertürbatif olmayan katkılar, enerji yoğunluğunun termal ortalamasına ve kuark-gluon yoğuşmalarının termal beklenen değerine göre ifade edilir.

KRD kısmındaki tüm katkıları hesaplayabilmek için ara kesit akımları korelasyon fonksiyonu içerisine yerleştirilir. Bu durumda herbir parçacık için KRD kısmı için elde edilen korelasyon fonksiyonları:

$$\Pi^{\rho_2^{(*)}}_{\mu\nu,\alpha\beta}(q,T)=\frac{3i}{16}\int d^4x e^{iq\cdot(x-y)}\{Tr[(-\vec{D}_\beta(y)S_d(y-x)\gamma_\mu\gamma_5\vec{D}_\nu(x)S_u(x-y)\gamma_\alpha\gamma_5+S_d(y-x)$$
$$\times\gamma_\mu\gamma_5\vec{D}_\nu(x)\vec{D}_\beta(y)\,S_u(x-y)\gamma_\alpha\gamma_5+\vec{D}_\beta(y)\vec{D}_\nu(x)S_d(y-x)\gamma_\mu\gamma_5S_u(x-y)\gamma_\alpha\gamma_5$$
$$-\vec{D}_\nu(x)S_d(y-x)\gamma_\mu\gamma_5\vec{D}_\beta(y)S_u(x-y)\gamma_\alpha\gamma_5)$$
$$+(\beta\leftrightarrow\alpha)+(\nu\leftrightarrow\mu)+(\beta\leftrightarrow\alpha,\nu\leftrightarrow\mu)]\}_{y\to0}, \qquad (4.19)$$

$$\Pi^{\omega_2^{(*)}}_{\mu\nu,\alpha\beta}(q,T)=\frac{i}{16}\int d^4x e^{iq\cdot(x-y)}\{Tr[(-\vec{D}_\beta(y)(S_u(y-x)\gamma_\mu\gamma_5\vec{D}_\nu(x)S_u(x-y)\gamma_\alpha\gamma_5+S_u(y-x)$$
$$\times\gamma_\mu\gamma_5\vec{D}_\nu(x)\vec{D}_\beta(y)S_u(x-y)\gamma_\alpha\gamma_5+\vec{D}_\beta(y)\vec{D}_\nu(x)S_u(y-x)\gamma_\mu\gamma_5S_u(x-y)\gamma_\alpha\gamma_5$$
$$-\vec{D}_\nu(x)S_u(y-x)\gamma_\mu\gamma_5\vec{D}_\beta(y)S_u(x-y)\gamma_\alpha\gamma_5)+(\beta\leftrightarrow\alpha)+(\nu\leftrightarrow\mu)$$
$$+(\beta\leftrightarrow\alpha,\nu\leftrightarrow\mu)]+[u\to d]+[u\to s]\}_{y\to0}, \qquad (4.20)$$

$$\Pi^{\phi_2^{(*)}}_{\mu\nu,\alpha\beta}(q,T)=\frac{i}{32}\int d^4x\, e^{iq\cdot(x-y)}\{Tr[(-\vec{D}_\beta(y)(S_u(y-x)\gamma_\mu\gamma_5\,\vec{D}_\nu(x)S_u(x-y)\gamma_\alpha\gamma_5$$
$$+S_u(y-x)\gamma_\mu\gamma_5\,\vec{D}_\nu(x)\vec{D}_\beta(y)S_u(x-y)\gamma_\alpha\gamma_5+\vec{D}_\beta(y)\vec{D}_\nu(x)\,S_u(y-x)$$
$$\times\,\gamma_\mu\gamma_5S_u(x-y)\gamma_\alpha\gamma_5-\vec{D}_\nu(x)S_u(y-x)\gamma_\mu\gamma_5\vec{D}_\beta(y)S_u(x-y)\gamma_\alpha\gamma_5)$$
$$+\,(\beta\leftrightarrow\alpha)+(\nu\leftrightarrow\mu)+(\beta\leftrightarrow\alpha,\nu\leftrightarrow\mu)]+[u\to d]+4[u\to s]\}_{y\to0}. \qquad (4.21)$$

Daha sonra yüksek katkılardan gelen durumları bastırabilmek için kuark-hadron ikiliği yaklaşımı kullanılarak hesaplanan fiziksel ve KRD kısımlarına Borel dönüşümü uygulanır:

$$\hat{B}\Pi^{\text{fiziksel}}(q^2,T)=\hat{B}\Pi^{\text{KRD}}(q^2,T). \qquad (4.22)$$

Burada $\hat{B}$ Borel dönüşümü q^2 cinsinden ifade edilmektedir. KRD kısmına ait korelasyon fonksiyonu seçilen Lorentz yapılarına göre yazılabilir:

$$\Pi^{\text{KRD}}_{\mu\nu,\alpha\beta}(q^2,T)=\Pi^{\text{KRD}}(q^2,T)\left\{\frac{1}{2}(g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta}+g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha})\right\}+\text{diğer durumlar.} \qquad (4.23)$$

Hesaplamalarda kullanılan hafif kuark ilerleticisi $S_q(x-y)$ aşağıdaki şekilde yazılır:

$$S_q^{ij}(x-y) = i\frac{(\not{x}-\not{y})}{2\pi(x-y)^4}\delta_{ij} - \frac{m_q}{4\pi^2(x-y)^2}\delta_{ij} - \frac{\langle\bar{q}q\rangle_T}{12}\delta_{ij} - \frac{(x-y)^2}{192}m_0^2\langle\bar{q}q\rangle_T[1-i\frac{m_q}{6}$$
$$\times(\not{x}-\not{y})]\delta_{ij} + \frac{i}{3}\left[(\not{x}-\not{y})\left(\frac{m_q}{16}\langle\bar{q}q\rangle_T - \frac{1}{12}\left\langle u^\mu\Theta^f_{\mu\nu}u^\nu\right\rangle\right) + \frac{1}{3}\left(u\cdot(x-y)\not{u}\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\left\langle u^\mu\Theta^f_{\mu\nu}u^\nu\right\rangle\right)\right]\delta_{ij} - \frac{ig_sG_{\mu\nu}}{32\pi^2(x-y)^2}\left((\not{x}-\not{y})\sigma^{\mu\nu} + \sigma^{\mu\nu}(\not{x}-\not{y})\right)\delta_{ij}. \qquad (4.24)$$

Burada sıcak ortamlarda $\Theta^f_{\mu\nu}$ fermiyonik kısım enerji momentum tensörü ve u_μ sıcak ortamın dört-vektör hızıdır. Sıcaklığa bağlı kuark yoğuşmaları $u^2=1$ durumda vakum yoğuşmaları ile ilişkili olarak $u_\mu=(1,0,0,0)$ şekilde ifade edilir. Sonuç olarak temel durumdaki ρ_2, ω_2 ve ϕ_2 eksenel tensör mezonları için bozunma sabitleri için aşağıdaki toplam kuralı elde edilir:

$$f_A^2(T) = \left[\int_{s_{min}}^{s_0(T)} ds\,\rho^{pert.}(s)e^{-s/M^2} + \tilde{B}\tilde{\Gamma}(q,T)\right]m_A^{-6}e^{m_A^2/M^2}. \qquad (4.25)$$

Burada $\tilde{\Gamma}$ pertürbatif olmayan katkıyı temsil eder. Kütle ifadesini yazmak için denklem (4.25)'in $(-1/M^2)$ 'ye göre türevi alınır ve kütle toplam kuralı;

$$m_A^2(T) = \frac{\int_{s_{min}}^{s_0(T)} ds\,\rho^{pert.}(s)s\,e^{-s/M^2} + \frac{d}{d(-1/M^2)}\tilde{B}\tilde{\Gamma}(q,T)}{\int_{s_{min}}^{s_0(T)} ds\,\rho^{pert.}(s)e^{-s/M^2} + \tilde{B}\tilde{\Gamma}(q,T)} \qquad (4.26)$$

şeklinde yazılır. Burada $\sqrt{s_{min}}$ ilgili yoğuşmaların kuark içeriklerinin toplamı ve M^2 Borel kütle parametresidir. Uyarılmış durumlar için bozunma sabiti ve kütle ifadeleri aşağıdaki şekilde yazılır:

$$m_{A^{(*)}}^2(T) = \frac{\int_{s_{min}}^{s_0^*(T)} ds\,\rho^{pert.}(s)s\,e^{-s/M^2} - f_A^2m_A^8e^{-m_A^2/M^2}}{\int_{s_{min}^*}^{s_0^*(T)} ds\,\rho^{pert.}(s)e^{-s/M^2} + \tilde{B}\tilde{\Gamma}(q,T) - f_A^2m_A^6e^{-m_A^2/M^2}}, \qquad (4.27)$$

$$f^2_{A^{(*)}}(T)=\frac{1}{m^6_{A^{(*)}}}\left[\int_{s_{min}}^{s_0^*(T)} ds\,\rho^{OPE}(s)\,e^{(m^2_{A^{(*)}}-s)/M^2}+e^{m^2_{A^{(*)}}/M^2}+\tilde{B}\tilde{\Gamma}(q,T)\right.$$
$$\left.-f^2_A m^6_A e^{(m^2_{A^{(*)}}-m^2_A)/M^2}\right]. \qquad (4.28)$$

Burada s_0^* uyarılmış durum için termal süreklilik eşiği parametresidir ve $A+A^*$ yüksek durumlardan ve süreklilikten gelen katkıyı ayırır. Burada toplam kuralları temel ve uyarılmış durumlar için aynı $\rho^{KRD}(s)$ spektral yoğunluğa bağlı olarak alınmıştır. Ayrıca $s_0<s_0^*$ şeklinde alınır ve $s_0(0)$, $s_0^*(0)$ süreklilik eşiklerinin vakum durumundaki değerleridir. Burada sözü edilen parametreler temel durumdaki kütle ve bozunma sabiti içerisine yerleştirilir. Spektral yoğunluk fonksiyonu;

$$\rho(s)=\rho^{KRD}(s)\Theta(s-s_0(T)) \qquad (4.29)$$

şeklinde tanımlanır. Spektral yoğunluk fonksiyonunda bulunan $s_0(T)$ sıcak ortamda, $s_0(0)$ ise vakum ortamındaki ayırma (cutoff) parametresidir [42, 68, 69]:

$$\frac{s_0(T)}{s_0(0)}=\left[\frac{\langle qq\rangle_T}{\langle\bar{q}q\rangle_0}\right]^{2/3}. \qquad (4.30)$$

4.2. Eksenel Tensör Mezonların TKRDTK Yöntemi ile RY Model Öngörüleri Çerçevesinde İncelenmesi

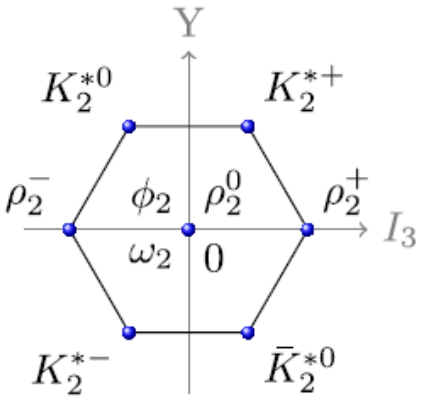
1964 yılında Kuark Modelin [1] ortaya atılması ile birlikte hem teorik hem de deneysel yapılan çalışmalar sonucunda hafif hadron spektrumunda oldukça ilerleme kaydedilmiştir. Hafif hadron ailesi içerisinde hafif mezonlar önemli bir yere sahiptir. Bunlardan bazılarının yapısı hala belirsizdir ve bu da BESII, COMPASS, GLUEX ve PANDA gibi deneylerin hafif mezonları araştırması için önemli bir sebeptir.

RY Model kullanılarak $J^{PC}=2^{--}$ kuantum sayısına sahip hafif mezonlar için yapılan bir çalışmada [3] bazı hafif mezonların temel ve uyarılmış durumlarının PDG'deki diğer ileri durumlarla (other further states) uyumlu olmadığı öngörülmüştür.

Regge Yörünge Modeli, açısal momentumun bir tamsayı katı ile sınırlı olmadığı, herhangi bir karmaşık değer almasına izin verildiği ve saçılmanın açısal momentumun birfonksiyonu olarak analitik özelliklerinin incelendiği bir kuramdır. Rölativistik olmayan bu teori 1959'da Tullio Regge tarafından geliştirilmiştir [70].

Regge teorisinin temel fikri, saçılma genliklerinin toplam açısal momentum J'nin analitik fonksiyonları olduğu ve m kütleli ve σ spinli bir parçacığın t kütle merkezi enerjisinin karesi olmak üzere bir $\alpha(t)$ Regge yörüngesi üzerinde bulunacağıdır. Öyle ki kısmi dalga genliği $[J-\alpha(t)]^{-1}$ ve $\alpha(m^2)=\sigma$ dır. $\alpha(t)$ birkaç tam sayı değerinden geçebileceği için artan spinli parçacıklar aynı yörünge üzerinde yer alır [71].

RY Model ile $J^{PC}=2^{--}$ kuantum sayısına sahip $\rho_2(1940)$, $\rho_2^*(2225)$, $\omega_2(1975)$, $\omega_2^*(2195)$ parçacıklarının deneysel kütle ve bozunma sabitleri incelenmiştir. Ayrıca bu model Şekil 4.1'de verilen aynı dokuzlu grubunda olması gereken ve literatürde ϕ_2 olarak adlandırılan mezonun özellikleri hakkında tahminlerde bulunmuştur [3].



Şekil 4.1. 2^{--} Dokuzlusu [3].

RY Model daha önce yaptığı çalışmada izoskaler $\omega(1650)$ ve izovektör $\rho(1700)$ parçacıklarını $^3D_1$ 'in temel durumu ve izoskaler $\omega_3(1670)$ ve $\rho_3(1690)$ parçacıklarını ise $^3D_3$ 'ün temel durumu olarak ön görmüştür. Aynı açısal momentum ve orbital açısal momentuma sahip olmaları nedeni ile ρ_2 ve ω_2 parçacıklarının temel durumlarının kütle değerlerinin $^3D_1$ ve $^3D_3$ durumunun kütle değerleri ile karşılaştırıldığında 1.7 GeV civarında olması gerektiği sonucuna varılmıştır.

Benzer şekilde ϕ_2 'nin temel durumunun kütle değeri yaklaşık 1.9 GeV olmalıdır [3, 72]. Kütle spektrumu Godfrey-Isgur (GI) modelinde elde edilen sonuçlara bakılarak kıyaslama yapılabilir [73].

Bu mezonların ilk uyarılmış durumlarının kütle değerleri daha önceleri RY Model kullanılarak elde edilmiştir [72]. Yapılan bu çalışmalar sonucunda K_2^* mezonu ile bütünleşmiş bir nonet kurulur ve böylece kuantum sayısı $J^{PC} = 2^{--}$ olan mezonlar tam olarak anlaşılabilir. Daha sonra yine RY Model kulanılarak elde edilen bir çalışmaya göre [3], 2^{--} ailesinin temel ve uyarılmış durumları için Tablo 4.2.'de elde edilen sonuçlara ulaşılmıştır.

Tablo 4.2. RY Modelin 2^{--} dokuzlusundaki mezonların temel ve uyarılmış durumlarının kütleleri için elde ettiği sonuçlar [3].

	ρ_2	ω_2	ϕ_2
Temel Durum (MeV)	1696	1696	1904
Birinci Uyarılmış Durum (MeV)	1940	1975	2151

Biz çalışmamız da bu parçacıkları RY Model tarafından önerilen değerleri göz önüne alarak TKRDTK yöntemi ile inceledik. Elde ettiğimiz sonuçlar RY Model ile uyum içerisindedir. Ancak durumun netleşmesi için daha çok teorik ve deneysel çalışmaya ihtiyaç vardır.

5. NÜMERİK ANALİZ

Bu bölümde denklem (4.25) ve (4.26)'yı analiz etmek için Termal KRD toplam kurallarında kullandığımız giriş parametrelerini ve sayısal değerleri sunuyoruz. Kuark-gluon karışık yoğuşmaları için $\langle \bar{q} g_s \sigma G_q \rangle = m_0^2 \langle \bar{q} q \rangle$ ifadesini kullandık. Burada, $m_0^2 = (0.8 \pm 0.2)\,\mathrm{GeV}^2$, $\langle 0|\bar{u}u|0\rangle = \langle 0|\bar{d}d|0\rangle = -(0.24 \pm 0.01)\,\mathrm{GeV}^3$ u ve d kuark için yoğuşma değerleri ve s kuark için ise $\langle 0|\bar{s}s|0\rangle = -0.8\langle \bar{d}d \rangle\,\mathrm{GeV}^3$ değerleri kullanıldı [20, 74-76]. Vakum yoğuşmaları parçacıklara bağlı olmayan parametrelerdir. Bu parametrelerin sayısal değeri bir kez hesaplanır ve bütün toplam kuralları hesaplarında geçerli olur. Hesaplamalarda u, d ve s kuark kütleleri: $m_u = (2.16^{+0.49}_{-0.26})\,\mathrm{MeV}$, $m_d = (4.67^{+0.48}_{-0.17})\,\mathrm{MeV}$ ve $m_s = (93^{+11}_{-5})\,\mathrm{MeV}$ olarak alınmıştır [4].

Hesaplamalar esnasında Denklem (4.24)'de örgü teori verileri normalize edilerek termal kuark yoğuşmaları elde edilmiştir [77]:

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle_T}{\langle 0|\bar{q}q|0\rangle} = C_1 e^{aT} + C_2, \tag{5.1}$$

s kuark için:

$$\frac{\langle \bar{s}s \rangle_T}{\langle 0|\bar{s}s|0\rangle} = C_3 e^{bT} + C_4. \tag{5.2}$$

Burada q, u veya d kuarkları temsil eder. $a = 0.040\,\mathrm{MeV}^{-1}$, $b = 0.516\,\mathrm{MeV}^{-1}$, $C_1 = -6.534\mathrm{x}10^{-4}$, $C_2 = 1.015$, $C_3 = -2.169\mathrm{x}10^{-5}$, $C_4 = 1002$ fit fonksiyonunun katsayılarıdır. Kuark yoğuşmalarının sıcaklığa bağlılığı $T = 300\,\mathrm{MeV}$ sıcaklığa kadar elde edilmiştir [78], ama $T_c = 165\,\mathrm{MeV}$'e kadar parametrelendirilmiştir. Daha sonra enerji yoğunluğunun fermiyonik kısmı aşağıdaki formda parametrelendirilir [79]:

$$\left\langle u^{\mu}\Theta^{f}_{\mu\nu}u^{\nu}\right\rangle_{T} = T^{4}e^{(\lambda_1 T^2-\lambda_2 T)} - \lambda_3 T^5. \tag{5.3}$$

Burada $\Theta^{f}_{\mu\nu}$ fermiyonik kısma ait enerji yoğunluk parametresi, T sıcaklık parametresi ve $\lambda_1 = 113.867\,\mathrm{GeV}^{-2}$, $\lambda_2 = 12.190\,\mathrm{GeV}^{-1}$, $\lambda_3 = 10.141\mathrm{GeV}^{-1}$ değerlerine sahiptir. Elde edilen termal toplam kurallarının doğruluğunu test etmek için, incelenen parçacıkların hadronik parametrelerin vakumdaki değerini kontrol ediyoruz. Daha sonra Denklem (4.25) ve (4.26)'da kütle ve bozunma sabiti için bulunan KRD toplam kurallarının Borel kütle parametresi M^2 ve süreklilik eşiği s_0 aralıklarını belirleriz. Bu parametreler tam olarak fiziksel nicelik olmadığından, sonuçlarımız, bunların değişimlerine karşı duyarsız olmalıdır. Bu koşullar göz önüne alınarak OPE yakınsaması için ilgili mezonların temel ve uyarılmış durumları için en iyi sonuç veren $(s_0^{(*)} = m_{A^{(*)}} + 0.5)^2$ ifadesini kullandık. Bu koşulların dışında s_0 ve M^2'deki küçük değişimlere göre fiziksel değerlerin kararlı olması gerekir. KRD toplam kuralı yönteminde Borel kütle parametresinin aralığı aşağıdaki koşullar altında belirlenir:

a) M^2'nin alt sınırı, OPE yakınsama koşulu kullanılarak sabitlenir, böylece en yüksek boyutlu operatörlerin katkıları tüm OPE terimlerinin toplamının %20'sinden az olacak şekilde belirlenir. Bu hesaplamada oran aşağıdaki şekilde ifade edilir:

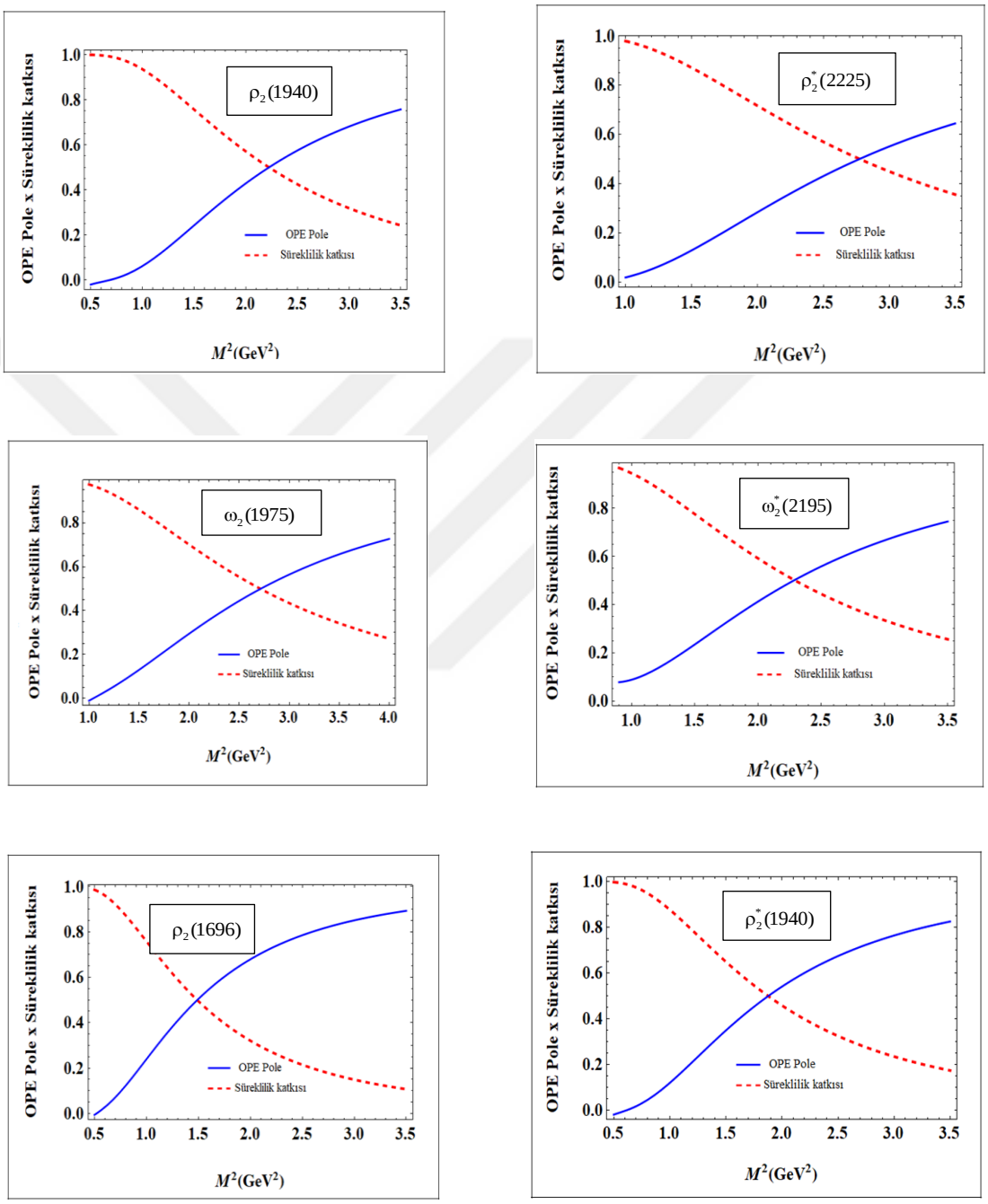
$$\frac{\Pi^{\mathrm{Dim5}}}{\Pi^{\text{tüm katkılar}}} < \%20. \tag{5.4}$$

Burada, Π^{Dim5} beşinci boyuttaki operatörlerden gelen katkıyı temsil eder.

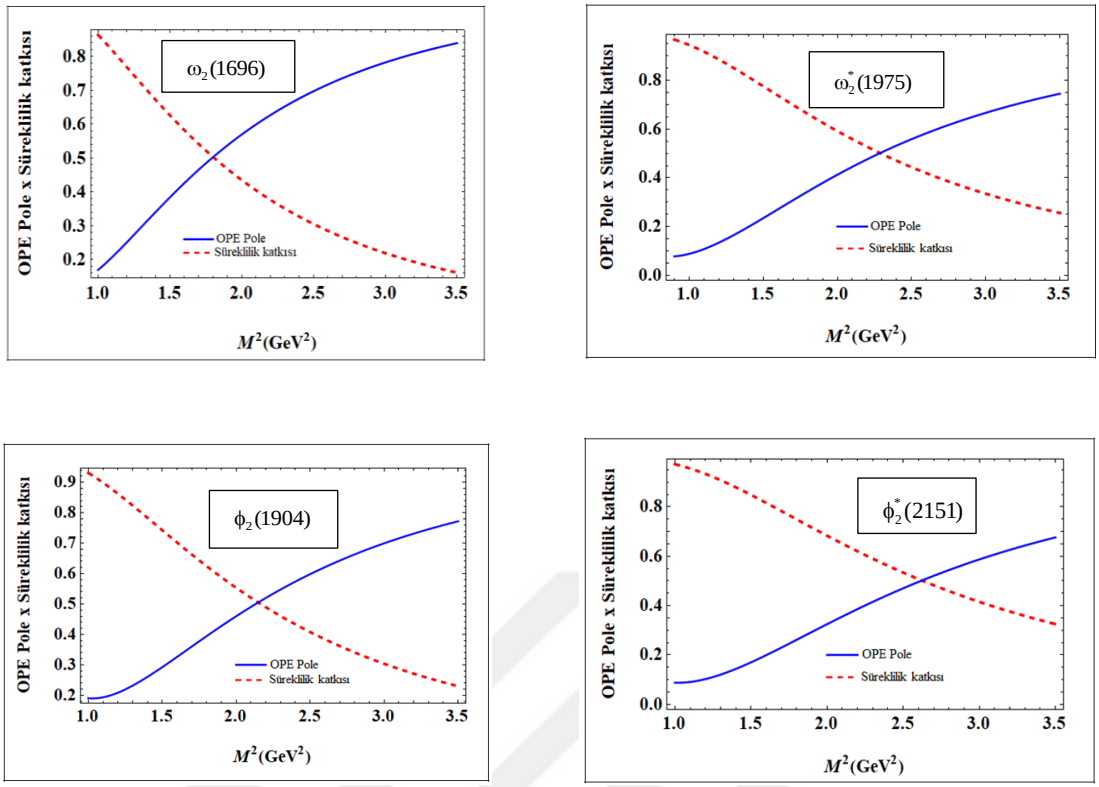
b) M^2'nin üst sınırı için, süreklilik durumlarının katkısını bastırmak için kutup (pole) baskınlığı koşulu kullanılır. KRDTK yaklaşımı, parçacıkların temel durumu hakkında bilgi verdiği için kutup katkısının (PC) süreklilikten daha büyük olduğundan emin olmamız gerekir. T=0'da s_0 ve M^2'yi belirlemek için PC için aşağıdaki koşulu kullanırız:

$$\mathrm{PC} = \frac{\Pi(s_0, M^2, T=0)}{\Pi(\infty, M^2, T=0)} \geq \%50. \tag{5.5}$$

Sonuç olarak, yukarıdaki koşullara uymayan toplam kuralı geçerli değildir. Bu durumu hesaba katarak belirlenen eksenel tensör mezonlara ait çizilen grafikleri Şekil 5.1 ve Şekil 5.2'da aşağıda sunuyoruz.



Şekil 5.1. $\rho_2(1940)$, $\rho_2^*(2225)$, $\omega_2(1975)$, $\omega_2^*(2195)$, $\rho_2(1696)$, $\rho_2^*(1940)$ 'ın OPE kutup ve süreklilik katkısının Borel kütlesi M^2'ye bağlı grafiği.



Şekil 5.2 $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$, $\phi_2(1904)$, $\phi_2^*(2151)$ 'in OPE kutup ve süreklilik katkısının Borel kütlesi M^2 'ye bağlı grafiği.

Yukarıda belirtilen koşullara uygun şekilde s_0 ve M^2 için aşağıdaki tabloda yer alan değerler belirlendi. PDG verileri dikkate alınarak $\rho_2^{(*)}$ ve $\omega_2^{(*)}$ için Borel ve süreklilik eşiği parametrelerinin kabul edilen aralıklardaki değerleri Tablo 5.1' de verilmiştir:

Tablo 5.1. Borel kütlesi M^2 ve süreklilik eşiği s_0 için aralık değerleri (PDG verilerine göre).

Parametre	ρ_2	$\rho_2^{(*)}$	ω_2	$\omega_2^{(*)}$
$M^2\,(GeV^2)$	1.6-2.0	1.6-2.0	1.8-2.1	1.8-2.1
$s_0^{(*)}(GeV^2)$	5.95	7.43	6.13	7.26

Tablo 5.2'de ise T=0'da elde edilen eksenel tensör mezonların kütle değerlerinin PDG'den alınan deneysel verilerle karşılaştırılması yer almaktadır.

Tablo 5.2. Eksenel tensör mezonların kütle değerleri (PDG verilerine göre).

	m_{ρ_2} (MeV)	$m_{\rho_2^*}$ (MeV)	m_{ω_2} (MeV)	$m_{\omega_2^*}$ (MeV)
Sonucumuz [80, 81]	1882	2258	1923	2288
Deney [4]	1940±40	2225±35	1975±20	2195±30

Tablo 5.3'de ise T=0'da eksenel tensör mezonların bozunma sabiti ve sayısal sonuçların diğer teorik tahmin ve deneysel verilerle karşılaştırılmas verilmiştir.

Tablo 5.3. Eksenel tensör mezonların bozunma sabiti değerleri (PDG verilerine göre).

	f_{ρ_2}	$f_{\rho_2^*}$	f_{ω_2}	$f_{\omega_2^*}$
Sonucumuz ($x10^{-2}$) [80, 81]	6.96	3.32	5.98	1.85
KRDTK ($x10^{-2}$) [61]	7.4±0.1	–	6.2±0.4	–
Deney	–	–	–	–

Bu sonuçlar, PDG'de temel durum için deneylerde saptanan $\rho_2(1940)$ ve $\omega_2(1975)$ parçacıkların temel durum olmadığını öne süren RY Modelin tahminleri ile de uyumludur. RY Model dikkate alınarak yapılan çalışmada seçilen aralıklar ve sonuç bilgileri aşağıdaki tablolarda yer almaktadır. Tablo 5.4'de $\rho_2^{(*)}$ ve $\omega_2^{(*)}$ için kütle ve bozunma sabiti için M^2 ve s_0 aralıkları için belirlenen değerler yer almaktadır.

Tablo 5.4. Borel kütlesi M^2 ve süreklilik eşiği s_0 için aralık değerleri (RY Model verilerine göre).

Parametre	ρ_2	$\rho_2^{(*)}$	ω_2	$\omega_2^{(*)}$
M^2 (GeV^2)	1.6-1.8	1.6-1.8	1.3-1.5	1.3-1.5
$s_0^{(*)}$ (GeV^2)	4.82	5.95	4.82	6.67

Tablo 5.5'de ise T=0'da eksenel tensör mezonların kütleleri ve sayısal değerlerin diğer modellerin tahmini ile karşılaştırılması yer almaktadır. Tablo 5.6'da ise bozunma sabitlerinin sayısal değerleri bulunmaktadır.

Tablo 5.5. Eksenel tensör mezonların kütle değerleri ve "RY Modelin" sonuçları ile karşılaştırılması.

	m_{ρ_2} (MeV)	$m_{\rho_2^*}$ (MeV)	m_{ω_2} (MeV)	$m_{\omega_2^*}$ (MeV)
Sonucumuz [78, 79]	1604	1998	1668	1993
RY Model [3]	1696	1940	1696	1975

Tablo 5.6. "RY Model" kütle verileri gözönüne alınarak eksenel tensör mezonlar için elde edilen bozunma sabitleri.

	f_{ρ_2}	$f_{\rho_2^*}$	f_{ω_2}	$f_{\omega_2^*}$
Sonucumuz ($x10^{-2}$) [78, 79]	6.42	3.54	6.92	4.21
Deney	–	–	–	–

Analize bakıldığında ρ_2, ω_2 ve $\rho_2^{(*)}$, $\omega_2^{(*)}$'ın kütle ve bozunma sabiti PDG verileri ve RY Model tahminleri için $T \cong 0.12\,\text{GeV}$'e kadar değişim göstermez. Bu sıcaklık değerinden sonra, artan sıcaklık ile vakum değerinden sapmaya başlar. PDG verileri için vakum değerleri karşılaştırıldığında $\rho_2^{(*)}$ ve $\omega_2^{(*)}$ için kütle ve bozunma sabitinin yüzde değişimi aşağıdaki Tablo 5.7'de verilmiştir.

Tablo 5.7. "PDG verileri" ile kıyaslandığında kütle ve bozunma sabitlerinin vakum durumundaki değerlerine göre yüzde değişimleri.

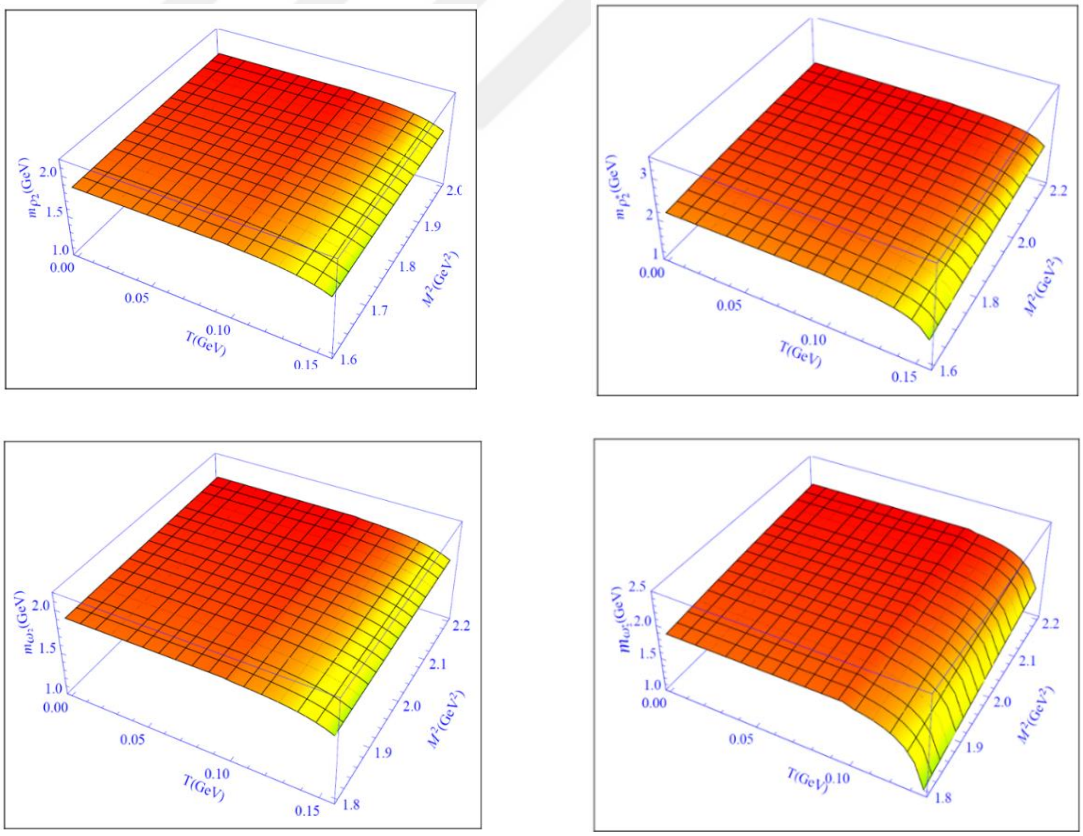
Parametre	ρ_2	$\rho_2^{(*)}$	ω_2	$\omega_2^{(*)}$
Kütle (%)	9	14	10	35
Bozunma sabiti (%)	4	1	3	14

RY Model verileri açısından vakum değerleri ile karşılaştırıldığında $\rho_2^{(*)}$, $\omega_2^{(*)}$ ve $\phi_2^{(*)}$ 'ın kütle ve bozunma sabitlerinin yüzde değişimi aşağıdaki Tablo 5.8'de yer almaktadır.

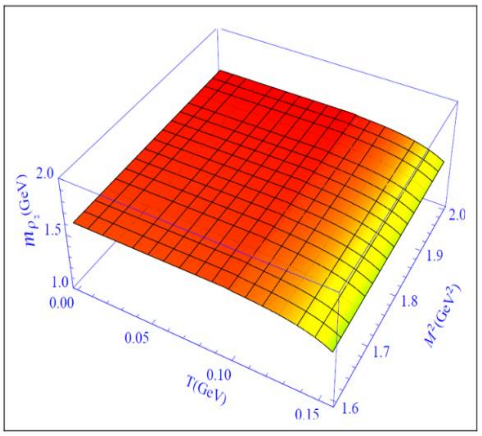
Tablo 5.8. "RY Model" verilerine göre kütle ve bozunma sabitlerinin vakum durumundaki değerlerine göre yüzde değişimleri.

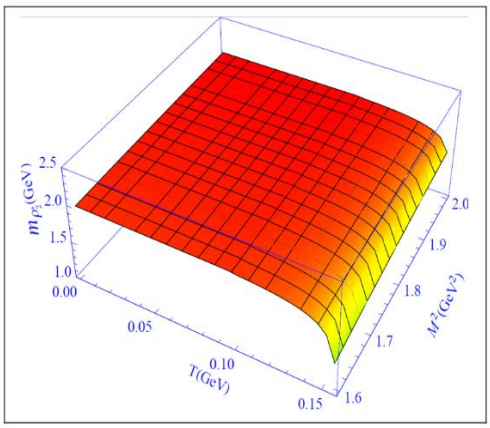
Parametre	ρ_2	$\rho_2^{(*)}$	ω_2	$\omega_2^{(*)}$	ϕ_2	$\phi_2^{(*)}$
Kütle (%)	10	26	9	19	10	25
Bozunma sabiti (%)	3	34	2	18	2	14

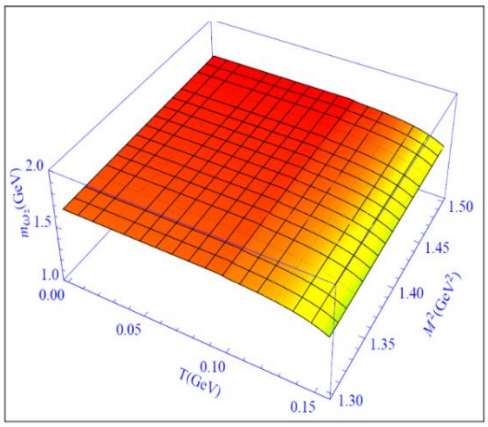
Ayrıca ρ_2, ω_2, ϕ_2 ve $\rho_2^{(*)}$, $\omega_2^{(*)}$, ϕ_2^* eksenel tensör mezonlar için PDG verileri ve RY Model tahminleri için kütle ve bozunma sabitlerinin sıcaklık ve Borel kütlesine bağlı üç boyutlu grafikler Şekil 5.3, Şekil 5.4, Şekil 5.5, Şekil 5.6'da yer almaktadır:

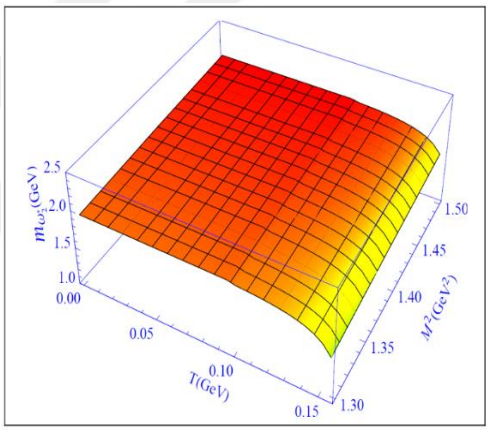


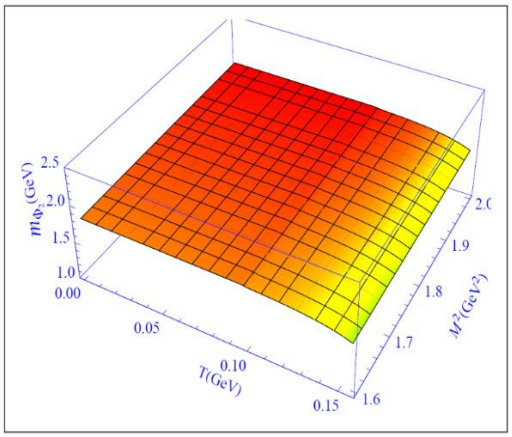
Şekil 5.3. $\rho_2(1940)$, $\rho_2^*(2225)$, $\omega_2(1975)$, $\omega_2^*(2195)$ 'in kütlesinin sıcaklık ve Borel kütlesine bağlı grafiği.

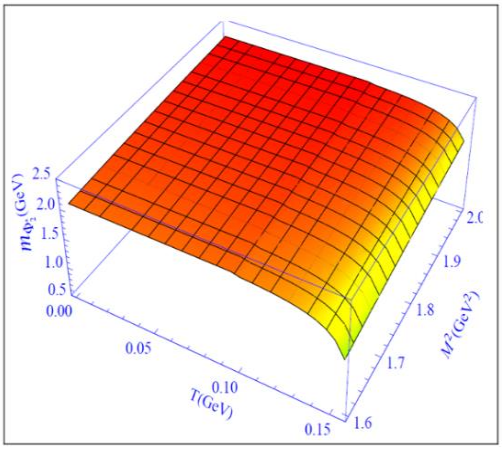




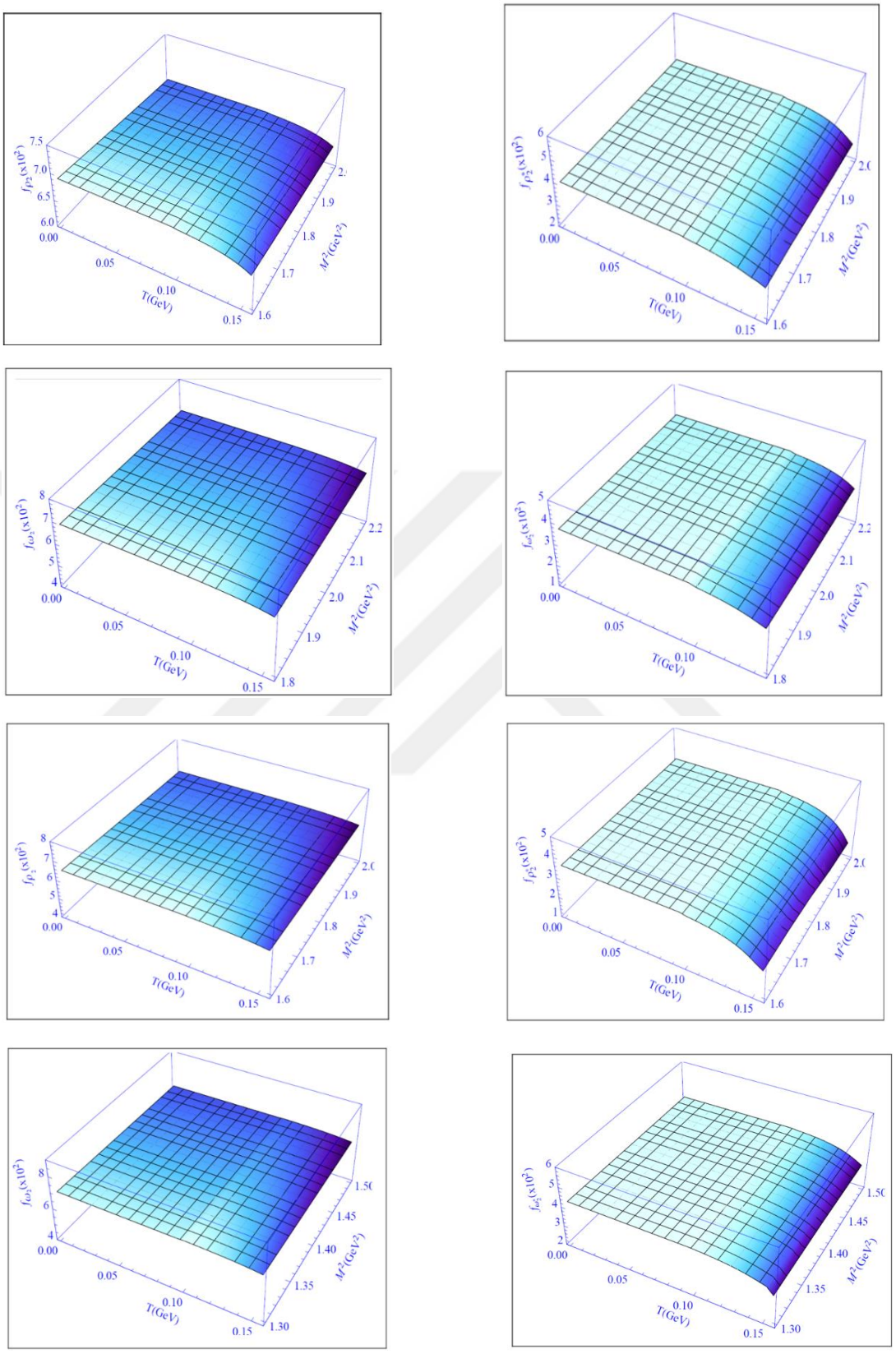




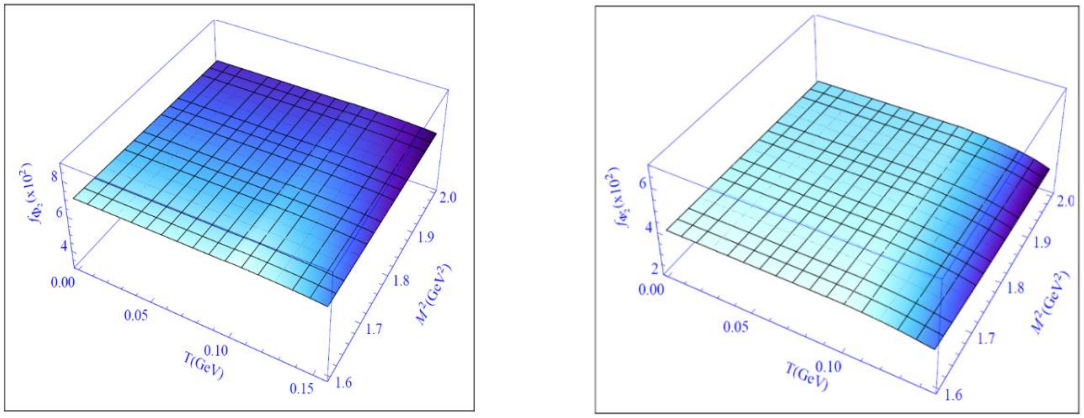




Şekil 5.4. $\rho_2(1696)$, $\rho_2^*(1940)$, $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$, $\phi_2(1904)$, $\phi_2^*(2151)$' in kütlesinin sıcaklık ve Borel kütlesine bağlı grafiği.



Şekil 5.5. $\rho_2(1940)$, $\rho_2^*(2225)$, $\omega_2(1975)$, $\omega_2^*(2195)$, $\rho_2(1696)$, $\rho_2^*(1940)$, $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$ 'in bozunma sabitinin sıcaklık ve Borel kütlesine bağlı grafiği.



Şekil 5.6. $\phi_2(1904), \phi_2^*(2151)$ 'in bozunma sabitinin sıcaklık ve Borel kütlesine bağlı grafiği.

RY Model tarafından ön görülen 2^{--} ailesinde şimdiye kadar deneysel olarak dedekte edilememiş olan ϕ_2 için kütle ve bozunma sabiti değerlerini KRD toplam kuralları yöntemini kullanarak aşağıdaki şekilde hesapladık [80, 82]:

$$m_{\phi_2} = 1846\,\text{MeV}, \qquad f_{\phi_2} = 6.83\text{x}10^{-2},$$
$$m_{\phi_2^*} = 2195\,\text{MeV}, \qquad f_{\phi_2^*} = 3.96\text{x}10^{-2}.$$

Bu sonuçlar için Borel aralığı $1.1\text{GeV}^2 \le M^2 \le 1.3\text{GeV}^2$ ve süreklilik eşiğini ise $s_0 = 5.77\,\text{GeV}^2$, $s_0^* = 7.02\,\text{GeV}^2$ olarak belirledik. ϕ_2 parçacığının temel durum kütlesi için sonucumuz, KRD için Coulomb ayarı Hamiltonyen yaklaşımı ile bulunan $m_{\phi_2} = 1850\,\text{MeV}$ kütle değeri tahminiyle tutarlıdır [83]. Ayrıca bu sonuç ilgili parçacığın içeriğini $\bar{q}s$ olarak kabul eden [62] ile de uyumludur. Sonuç olarak 2^{--} ailesindeki mezonların temel ve uyarılmış durumlarının kütleleri için PDG verileri ve RY Modelin ön görüleri farklılık göstermekte ve bu çelişkili durumu açığa kavuşturmak için daha fazla ve hassas deneysel veriye ihtiyaç duyulmaktadır. Sayısal sonuçlarımız gelecekte hem teorik hem de deneysel araştırmalarla kontrol edilebileceği gibi, sonlu sıcaklıklarda da güçlü etkileşmelerin doğası hakkında ipuçları verebileceğini umuyoruz.

6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Termal KRD toplam kuralları yüksek sıcaklık ve yoğunluklardaki ağır-iyon çarpışma deneylerinin yorumlanması ve büyük patlamadan birkaç mikrosaniye sonra evrende bulunduğu tahmin edilen KGP'nin karakteristik özelliklerinin ve dolayısıyla KRD'nin dinamiklerinin anlaşılabilmesi bakımından oldukça önemlidir. Bu tezde, TKRDTK yöntemi kullanılarak bazı eksenel tensör mezonların hadronik özellikleri analiz edilmiştir. Yapmış olduğumuz çalışmada elde edilen sonuçlar aşağıda özetlenmiştir:

İlk olarak PDG tarafından deneysel olarak ön görülen ve kuantum sayısı $J^{PC} = 2^{--}$ olan $\rho_2(1940)$, $\rho_2^*(2225)$, $\omega_2(1975)$, $\omega_2^*(2195)$ durumları ele alınmıştır. Bu parçacıkların kütle ve bozunma sabitleri iki nokta TKRDTK ile beş boyuta kadar kuark, gluon, kuark-gluon karışık yoğuşmaları göz önüne alınarak elde edilmiştir. Hesaplamalarda kullanılan Borel parametresi M^2 ve süreklilik eşiği s_0 çalışma aralıkları Bölüm 5'deki Tablo 5.1.'de yer almaktadır. $\rho_2(1940)$, $\rho_2^*(2225)$, $\omega_2(1975)$, $\omega_2^*(2195)$ için kütle ve bozunma sabiti değerleri için elde edilen sonuçlar ise Tablo 5.2 ve Tablo 5.3'de verilmiştir. Sonuçların varolan deneysel veriler ile uyumlu olduğu görülmüştür.

İkinci aşamada, RY Model tarafından öne sürülen ve kuantum sayısı $J^{PC} = 2^{--}$ olan $\rho_2(1696)$, $\rho_2^*(1940)$, $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$, $\phi_2(1904)$, $\phi_2^*(2151)$ mezonların kütle ve bozunma sabitleri TKRDTK yöntemi ile beş boyuta kadar hesaplanmıştır. Elde edilen kütle ve bozunma sabitleri için kullanılan M^2 ve s_0 aralıkları Bölüm 5'deki Tablo 5.4'de, $\rho_2(1696)$, $\rho_2^*(1940)$, $\omega_2(1696)$, $\omega_2^*(1975)$ 'in kütle değerleri Tablo 5.5'de, Tablo 5.6'da bozunma sabitleri ve yine Bölüm 5 içerisinde $\phi_2(1904)$, $\phi_2^*(2151)$ parçacıklarına ait kütle ve bozunma sabiti değerleri ise nümerik analiz kısmında sunulmuştur. Sonuçlarımız RY Model'in verileri ile karşılaştırılmış ve aynen PDG verilerinde olduğu gibi uyumlu olduğu görülmüştür.

Diğer deyişle, sonuçlardaki farklılıklar KRD toplam kurallarının hata payı sınırları içerisinde yer aldığından kesin bir kanaate varmak mümkün olmamaktadır. İncelenen parçacıklar hakkında kesin bilgi elde edilebilmesi için daha fazla teorik ve deneysel çalışmaya ihtiyaç olduğu görülmektedir.

Yüksek sıcaklıklarda, 2^{--} ailesinde ele alınan mezonların hadronik parametrelerini vakum değerleri ile karşılaştırdığımızda, $T = 0$'daki temel durum ve ilk uyarılmış durumlarının kütlelerinin PDG verilerine göre (%1-13), bozunma sabitlerinin ise (%10-26) arasında azaldığı görülmüştür. RY Model ile yapılan karşılaştırmada ise parçacıkların kütlelerinin (%9-26) ve bozunma sabitlerinin (%2-34) aralığında azaldığı tespit edilmiştir.

Sonuç olarak, 2^{--} ailesine ait ρ_2, ω_2, ϕ_2 , $\rho_2^{(*)}$, $\omega_2^{(*)}$ ve ϕ_2^* mezonlarının kütle ve bozunma sabitlerinin sıcaklık arttıkça kritik sıcaklığa yakın sıcaklıklarda ($\cong 120\,\mathrm{MeV}$) vakumdaki değerine kıyasla azaldığını belirledik. Ekstrem koşullarda hafif çeşnisiz mezonları araştırmak, KRD vakumunu, KGP'nin hadronlaşma aşamasını ve ayrıca evrenin ilk aşamalarında mezonların mı yoksa baryonların mı oluştuğunu anlamak bakımından oldukça önemlidir. Bu kıyaslamalar KRD'nin pertürbatif ve pertürbatif olmayan karakteristik özellikleri hakkında da bilgi verebilir. Sayısal sonuçlarımızın yakın gelecekte hem deneysel hem de teorik çalışmalarla doğrulanacağını ve sonlu sıcaklıklarda güçlü etkileşimlerin doğasını anlamaya yardımcı olacağını umuyoruz.

KAYNAKLAR

[1] Zweig G., *Developments in the Quark Theory of Hadrons*, Volume 1, Edited by D. Lichtenberg and S. Rosen, 1980, 22-101.

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

[3] Guo D., Pang C. Q., Liu Z.W. and Liu X., Study of Unflavored Light Mesons with $J^{PC} = 2^{--}$, *Phys. Rev. D*, 2019, **99**, 5, 056001.

[4] Zyla P.A. and et al. [Particle Data Group], Review of Particle Physics, *Prog. Theory. Exp. Phys.* 2020, **2020**, 083C01.

[5] Griffiths D., *Introduction to Elementary Particles*, Second Revised Edition, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 29-37, 2008.

[6] https://www.sciencephoto.com/media/476068/view/meson-octet-diagram, (Ziyaret Tarihi: 1 Ocak 2021).

[7] https://www.fizik.net.tr/site/atomlardan-kuarklara/, (Ziyaret Tarihi: 5 Mayıs 2020).

[8] https://en.wikipedia.org/wiki/Baryon, (Ziyaret Tarihi: 3 Ocak 2021).

[9] Angelis A.D., Pimenta M., *Introduction to Particle and Astroparticle Physics*, 2nd Edition, Springer International Publishing AG, part of Springer Nature, Gewerbestrasse 11, 6330 Cham, Switzerland, 2018.

[10] Brambilla N. and et al., The XYZ States: Experimental and Theoretical Status and Perspectives, *Phys.Rept.*, 2020, **873**, 1-154.

[11] https://tr.wikipedia.org/wiki/Standart_Model, (Ziyaret Tarihi: 1 Ocak 2021).

[12] Greiner W. et al., *Quantum Chromodynamics*, World Scientific, U.S.A., 1987.

[13] Gross D. J., Wilczek F., Ultraviolet Behaviour of Non-Abelian Gauge Theories, *Phys. Rev. Lett*., 1973, **30**, 1343-1346.

[14] Bethke S.,Determination of the QCD Coupling α_s, *J. Phys. G*, 2000, **26,** R27-R66.

[15] Yılmazkaya J., Kuark-Gluon Plazma' nın Termodinamik Potansiyelinin Işık-Koni Ayarında Hesaplanması, Doktora Tezi, Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 2004.

[16] Okun L.B., *Particle Physics: The Quest for the Substance of Substance,* Harwood Academic Publishers, New York, 1985.

[17] Nambu Y., *Kuarklar: Temel Parçacık Fiziğinin Sınırları*, Birinci Baskı,Sarmal Yayınevi, Türkiye, 1994.

[18] Nakamura K., Review of Particle Physics, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2010, **37**, 7, 075021.

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

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

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

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

[23] Koenigstein A., Giacosa F., Phenomenology of Pseudotensor Mesons and the Pseudotensor Glueball, *Eur. Phys. J.A*, 2016, **52**, 12, 356.

[24] Colangelo P., Khodjamirian A., *QCD Sum Rules, a Modern Perspective*, At the Frontier of Particle Physics/ Handbook of QCD, Edited by Shifman, World Scientific, Singapore, 2001.

[25] Bochkarev A. I., Shaposhnikov M. E., The Spectrum of Hot Hadronic Matter and Finite-Temperature QCD Sum Rules, *Nucl. Phys. B*, 1986, **268**, 220-252.

[26] Shuryak E. V., Correlation Functions in the QCD Vacuum, *Rev. Mod. Phys.*, 1993, **65**, 1-46.

[27] Hatsuda T., Koike Y., Lee S.H., Finite-Temperature QCD Sum Rules Reexamined: ρ, ω and A_1 Mesons, *Nucl. Phys. B.*, 1993, **394**, 221-264.

[28] Eletsky V. L., Ioffe B. L., Meson Masses in Nuclear Matter, *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**, 1010-1013.

[29] Veliev V.E., Operator Product Expansion for the Thermal Correlator of Scalar Currents, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 2008, **35**, 035004.

[30] Veliev V.E., Aliev T. M., Thermal QCD Sum Rules for $\sigma(600)$ Meson, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 2008, **35**, 125002.

[31] Veliev V.E., Kaya G., Leptonic Decay Constants of D_s and B_s Mesons at Finite Temperature, Eur. Phys. J. C., 2009, **63**, 87-91.

[32] Veliev V.E., Sundu H., Azizi K., Bayar M., Scalar Quarkonia at Finite Temperature, *Phys.Rev.D.,* 2010, **82**, 056012.

[33] Dominguez C.A., Loewe M., Rojas J.C., Heavy-Light Quark Pseudoscalar and Vektor Mezons at Finite Temperature, 2007, **0708**, 040.

[34] Dominguez C. A., Loewe M., Roja J. C., Zhang Y., Charmonium in the Vector Channel at Finite Temperature From QCD Sum Rules, *Phys. Rev. D,* 2010, **81**, 014007.

[35] Morita K., Lee S.H., Heavy Quarkonium Correlators at Finite Temperature: QCD Sum Rule Approach, *Phys. Rev. D*, 2010, **82**, 054008.

[36] Morita K., Lee S.H., Chritical Behavior of Charmonia Across the Phase Transition: A QCD Sum Rule Approach, *Phys. Rev. C*, 2008, **77**, 064904.

[37] Veliev V.E., Azizi K., Sundu H., Aksit N., Investigation of Heavy-Heavy Pseudoscalar Mesons in Thermal QCD Sum Rules, *J. High Energy Phys.*, 2012, **39**, 015002.

[38] Türkan A., Süngü Y.J., Veliev V.E., Modifications on the Properties of $D_{s_0}^{*}(2317)$ as Four-quark State in Thermal Medium, [arXiv:2011.02416 [hep-ph]], 2020.

[39] Ayala A., Dominguez C. A., Loewe M., Finite Temperature QCD Sum Rules: a Review, *Adv. High Energy Phys,* 2017, **2017**, 9291623.

[40] Mallik S., Mukherjee K., QCD Sum Rules at Finite Temperature, *Phys. Rev. D,* 1998, **58**, 096011.

[41] Ayala A., Dominguez C. A., Loewe M. and Zhang Y., Weinberg Sum Rules at Finite Temperature, *Phys. Rev. D*, 2014, **90**, 034012.

[42] Dominguez C.A. and Hernandez L.A., Determination of the Temperature Dependence of the Up and Down Quark Masses in QCD, *Mod. Phys. Lett. A,* 2016, **31,** 36, 1630042.

[43] Yagi K., Hatsuda T. and Miake Y., Quark-Gluon Plasma: From Big Bang to Little Bang, *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys.* Cosmol. 2005, **23**, 1.

[44] Veliev V.E., Yılmazkaya J., Quark-Gluon Plasma Signals, *European Journal of Physics*, 2003, **24**, 341.

[45] Fukushima K., Mohanty B., Xu N., Little-Bang and Femto-Nova in Nucleus-Nucleus Collisions, [arXiv:2009.03006 [hep-ph]], 2020.

[46] Bugaev K.A., et al., Possible Signals of Two QCD Phase Transitions at NICA-FAIR Eenergies, *EPJ Web Conf.*, 2019, **204**, 03001.

[47] Ablyazov T. et al. [CBM Collaboration], Challenges in QCD Matter Physics the Compressed Baryonic Matter Experiment at FAIR, *Eur. Phys. J.A.*, 2017, **53**, 3, 60.

[48] Steinbrecher P. [HotQCD Collaboration], The QCD Crossover at Zero and Nonzero Baryon Densities From Lattice QCD, *Nucl. Phys. A*, 2019, **982**, 847.

[49] Aoki Y., Endrodi G., Fodor Z., Katz S. and Szabo K., The Order of the Quantum Chromodynamics Transition Predicted by the Standard Model of Particle Physics, *Nature*, 2006, **443**, 675-678.

[50] Cheng M. et al., Transition Temperature in QCD, *Phys. Rev. D*, 2006, **74**, 054507.

[51] Rohrhofer C. et al., Symmetries of Spatial Meson Correlators in High Temperature QCD, *Phys. Rev. D*, 2019, **100**, 1, 014502.

[52] Andronic A., Braun-Munzinger P., Redlich K. and Stachel J., Decoding the Phase Structure of QCD via Particle Production at High Energy, *Nature*, 2018, **561**,7723, 321.

[53] Bazavov A. et al., Chiral Phase Structure of Three Flavor QCD at Vanishing Baryon Number Density, *Phys. Rev. D*, 2017, **95**, 5, 054504.

[54] Becattini F. et al., Hadron Formation in Relativistic Nuclear Collisions and the QCD Phase Diagram, *Phys. Rev. Lett.*, 2013, **111**, 082302.

[55] Borsanyi S., Endrodi G., Fodor Z., Katz S., Szabo K., Precision SU(3) Lattice Thermodynamics for a Large Temperature Range, *JHEP*, 2012, **07**, 056.

[56] Boyd G., Engels J., Karsch F., Laermann E., Legeland C., Luetgemeier M., Petersson B., Thermodynamics of SU(3) Lattice Gauge Theory, *Nuclear Physics B*, 1996, **469**, 419- 444.

[57] Süngü Y.J., Türkan A., Veliev V.E., In the Pursuit of X(5568) and its Charmed Partner, A*cta Phys. Polon. B*, 2019, **50**, 1501.

[58] Süngü Y.J., Türkan A., Dağ H., Veliev V.E., Hidden-Beauty Broad Resonanse $Y_b(10890)$ in Thermal QCD, *Adv.High Energy Phys.*, 2019, **2019**, 8091865.

[59] Ebert D., Faustov R. N. and Galkin V.O., Mass Spectra and Regge Trajectories of Light Mesons in the Relativistic Quark Model *Phys. Rev. D*, 2009, **79**, 114029.

[60] Godfrey S., Napolitano J., Light Meson Spectroscopy, *Rev. Mod. Phys.*, 1999, **71**, 1411.

[61] Aliev T.M., Bilmis S., Yang K.C., Light-cone Distribution Amplitudes of Ligh $J^{PC} = 2^{--}$ Tensor Mesons in QCD, *Nucl. Phys. B*, 2018, **931**, 132.

[62] Chen W., Cai Z. X. and Zhu S. L., Masses of the Tensor Mesons $J^P = 2^-$ with, *Nucl. Phys. B*, 2014, **887**, 201.

[63] Türkan A., Dağ H., Süngü J.Y and Veliev E.V., Light D-wave Axial-Tensor $K_2(1820)$ Meson at Finite Temperature, *EPL*, 2019, **126**, 5, 51001.

[64] Pang C. Q., Wang J.Z., Liu X., Matsuki T., Regge Trajectories for the Mesons Consisting of Different Quarks, *Eur. Phys. J. C.*, 2017, **77**, 861.

[65] Agaev S. S., Azizi K. and Sundu H., Treating $Z_c(3900)$ and $Z(4430)$ as the Ground State and First Radially Excited Tetraquarks, *Phys. Rev. D*, 2017, **96**, 3, 034026.

[66] Agaev S. S., Azizi K. and Sundu H., On the Nature of the Newly Discovered Ω States, *EPL*, 2017, **118**, 6, 61001.

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

[68] Borsanyi S. et al., (Wuppertal-Budapest Collaboration), Is There Still any T_c Mystery in Lattice QCD Results with Physical Masses in the Continuum Limit III, *JHEP*, 2010, **09**, 073.

[69] Bhattacharya T. et al., QCD Phase Transition with Chiral Quarks and Physical Quark Masses, *Phys. Rev. Lett*., 2014, **113**, 8, 082001.

[70] Regge T., Introduction to Complex Orbital Momenta. *II Nuovo Cimento*, **14** (5), 951-975, 1959.

[71] Collins P.D.B., Regge Theory and Particle Physics, *Physics Reports*, **1**, 4, 103-234, 1971.

[72] Chew G. F., Frautschi S. C., Regge Trajectories and the Principle of Maximum Strength for Strong Interactions, *Phys. Rev. Lett.*, 1962, **8**, 41.

[73] Godfrey S., Isgur N., Mesons in a Relativized Quark Model with Chromodynamics, *Phys. Rev. D*, 1985, **32**, 189-231.

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

[75] Ioffe B. L., QCD at Low Energies, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 2006, **56**, 232.

[76] Narison S., Open Charm and Beauty Chiral Multiplets in QCD, *Phys. Lett. B.*, 2005, **605**, 319.

[77] Gubler P. and Satow D., Recent Progress in QCD Condensate Evaluations and Sum Rules, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 2019, **106**, 1.

[78] Azizi K., Türkan A., S-wave Heavy Baryons with Spin 3/2 at Finite Temperature, *Eur. Phys. J. C*, 2020, **80**, 425.

[79] Azizi K. and Kaya G., Modifications on Nucleon Parameters at Finite Temperature Modifications on Nucleon Parameters at Finite Temperature, *Eur. Phys. J. Plus*, 2015, **130**, 8, 172.

[80] Süngü Y.J., Türkan A., Sertbakan E., Veliev V.E., Axial-tensor Meson Family at T≠0, *Eur. Phys. J. C.*, 2020, **80**, 10, 943.

[81] Sertbakan E., Süngü Y.J., Türkan A., Veliev V.E., Melting of ρ_2 Meson at Extreme Temperatures, *Türk Fizik Derneği 35. Uluslararası Fizik Kongresi*, Bodrum/Türkiye, 03-08 Eylül 2019.

[82] Süngü Y.J., Türkan A., Sertbakan E., Veliev V.E., Missing Member of the $J^{PC} = 2^{--}$ Nonet in Extreme Conditions, *Türk Fizik Derneği 36. Uluslararası Fizik Kongresi*, Bodrum/Türkiye, 01-05 Eylül 2020.

[83] Abreu L.M., Junior Costa F.M., Favero A.G., Revisiting the Tensor $J^{PC} = 2^{--}$ Meson Spectrum, *Phys. Rev. D*, 2020, **101**, 116016.

KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

[1] **Sertbakan** E., Süngü Y.J., Türkan A., Veliev V.E., Melting of ρ_2 Meson at Extreme Temperatures, *Türk Fizik Derneği 35. Uluslararası Fizik Kongresi*, Bodrum/Türkiye, 03-08 Eylül 2019.

[2] Süngü Y.J., Türkan A., **Sertbakan** E., Veliev V.E., Missing Member of the $J^{PC} = 2^{--}$ Nonet in Extreme Conditions, *Türk Fizik Derneği 36. Uluslararası Fizik Kongresi*, Bodrum/Türkiye, 01-05 Eylül 2020.

[3] Süngü Y.J., Türkan A., **Sertbakan** E., Veliev V.E., Axial-tensor Meson Family at T≠0, *Eur. Phys. J.C.*, 2020, **80**, 10, 943.

ÖZGEÇMİŞ

Elif SERTBAKAN, ilk, orta ve lise öğrenimini İstanbul'da tamamladı. 2011 yılında girdiği İstanbul Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden 2015 yılında mezun oldu. 2019 yılında Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek lisansına başladı.