

PROJE SONUÇ RAPORU

Sonlu Sıcaklık ve Yoğunluklarda Hadron Parametrelerine Ortam Etkilerinin İncelenmesi

Proje No: 110T284

Prof. Dr. Elşen Veli
Prof. Dr. Altuğ Özpıneci
Doç. Dr. Kazem Azizi
Doç. Dr. Hayriye Sundu Pamuk
Yrd. Doç. Dr. Jale Y. Süngü
Yrd. Doç. Dr. Melahat Bayar Nuhođlu

OCAK 2013
KOCAELİ

Önsöz

Bu projede, parçacık fiziğinin önemli ve güncel araştırma konularından biri olan sonlu sıcaklıklarda hadron parametrelerine ortam etkileri ele alınmıştır. Kuantum Renk Dinamiğinde, uzun mesafelerde kuark-gluon etkileşmeleri kuvvetli olduğu için pertürbatif olmayan katkılar baskındır. Bu bölgede pertürbasyon teorisi ile güvenilir hesaplar yapılamadığından pertürbatif olmayan bir yaklaşım gerekir. Proje çalışmasında KRD Toplam Kuralları yöntemi kullanılmış, mezon ve baryon parametreleri incelenmiştir.

Proje kapsamında, ağır-hafif skaler, pseudoskaler, ağır-ağır skaler, pseudoskaler, vektör ve aksiyal-vektör mezonların termal korelasyon fonksiyonu için Wilson Operatör Açılımı incelenmiş, $T=0$ durumuna ilaveten pertürbatif olmayan katkılar ortaya çıktığı gösterilmiş, Termal KRD Toplam Kuralları elde edilmiştir. Hafif skaler D_{s0} ve hafif pseudoskaler B_s mezonunun, χ_{Q0} ($Q=b,c$) skaler kuarkonyaların, Υ ve J/ψ ağır vektör kuarkonyaların, B_c , η_c ve η_b pseudoskaler mezonlarının, χ_{b1} ve χ_{c1} ağır aksiyal-vektör mezonlarının kütle ve leptonik bozunma sabitleri iki noktalı Termal KRD Toplam Kuralları kullanılarak hesaplanmıştır. İlaveten üç noktalı KRD Toplam Kuralları kullanılarak $D_s^*DK^*[B_s^*BK^*]$, $D_sDK_0^*[B_sBK_0^*]$, $D_s^*DK_0^*[B_s^*BK_0^*]$ köşeleri için güçlü etkileşme sabitleri ve yarıleptonik $\chi_{b0} \rightarrow B_c \ell \bar{\nu}$ bozunma kanalının geçiş yapı faktörleri iki gluon yoğunlaşma katkıları da gözönüne alınarak hesaplanmıştır. Işık Konii Toplam Kuralları kullanılarak Σ_b , Ξ_Q ve Ξ_Q' baryonlarının Ξ ve Σ baryonlarına yarıleptonik geçişleri incelenmiş, yapı faktörleri ve dallanma oranları hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar, literatürde var olan teorik ve deneysel verilerle karşılaştırılmış ve uyumlu olduğu görülmüştür.

Proje süresince her zaman çalışmalarımıza destek veren TÜBİTAK Temel Bilimler Araştırma Grubu (TBAG)' ına teşekkürlerimizi sunarız. Proje kapsamındaki çalışmalarımızı titizlikle inceleyen ve yapıcı eleştirileriyle bizleri yönlendiren TBAG Yürütme Komitesi tarafından görevlendirilen Danışman'a da ayrıca teşekkür ederiz.

İçindekiler

Önsöz.....	2
Özet.....	6
Abstract.....	7
Giriş.....	8
Termal KRD Toplam Kuralları.....	10
Hadron Parametrelerinin Sonlu Sıcaklıkta İncelenmesi.....	13
Σ_b ' nin Σ ' ya Yarıleptonik Geçişinin İncelenmesi.....	21
Ξ_Q ve Ξ_Q' Baryonlarının Ξ ve Σ ' ya Yarıleptonik Geçişinin İncelenmesi.....	23
Sonuç.....	26
Yararlanılan Kaynaklar.....	29

Tablo Listesi

Tablo 1: $D_2^*(2460)$ tensör mezonun kütle ve mezon-akım etkileşme sabiti değerleri.

Tablo 2: χ_{b0} mezonunun bozunma genişlikleri.

Şekil Listesi

Şekil 1: (sol) J/ψ mezonu için leptonik bozunum sabitinin sıcaklığa bağıllığı, (sağ) Υ mezonu için leptonik bozunum sabitinin sıcaklığa bağıllığı.

Özet

Ağır iyon çarpışma deneylerinin analizi, hadron özelliklerinin sonlu sıcaklıklarda ve nükleer madde ortamında incelenmesini gerektirmektedir. Bu özelliklerin incelenmesi pertürbatif olmayan yaklaşımlarla mümkündür. Bu yaklaşımlar arasında en başarılı yöntemlerden biri, KRD Toplam Kuralları metodudur.

Sonlu sıcaklıkta toplam kuralları bazı yeni özelliklere sahiptir. Bu yeni özelliklerden biri ortamda parçacıkların akımlar ile etkileşmesi olup, hadron spektral fonksiyonunun modifiye edilmesini gerektirir. Diğer yenilik ise sonlu sıcaklıkta maddenin durgun halde olduğu referans sisteminin seçimi sebebiyle, Wilson açılımında Lorentz invaryant olmayan ilave operatörlerin ortaya çıkmasıdır.

Bu projenin amacı, sonlu sıcaklık ve yoğunluklarda Termal KRD Toplam Kuralları yöntemini kullanarak, mezon ve baryon parametrelerine ortam etkilerini incelemektir. Pertürbatif katkılar termal kuark propagatörü kullanılarak hesaplanmış, spektral yoğunluğun yok etme ve saçılma kısımları elde edilmiş ve α_s mertebesinde iki ilmekli katkılar gözönüne alınmıştır.

Sonlu sıcaklıklarda $T=0$ durumuna ilaveten ortaya çıkan yeni pertürbatif olmayan katkılar da göz önüne alınarak ağır-hafif skaler, pseudoskaler, ağır-ağır skaler, pseudoskaler, vektör ve aksiyal-vektör mezonların kütle ve leptonik bozunum sabitleri incelenmiştir. Elde edilen ++bu noktadan sonra sıcaklığın artmasıyla, kütle ve bozunma sabitlerinin azalmaya başladığı görülmüştür. Ayrıca $T=0$ ' da tensör mezonların kütle ve leptonik bozunum sabitleri, $B_S BK_0^* [D_S DK_0^*]$, $B_S^* BK [D_S^* DK]$ ve $B_S^* BK_1 [D_S^* DK_1]$ köşelerinin etkileşim sabitleri, bazı mezonların yapı faktörleri hesaplanmıştır. Σ_b , $\Xi_{b(c)}$ ve $\Xi_{b(c)}'$ ağır baryonlarının yarıleptonik bozunumları ışık konisi KRD toplam kuralları çerçevesinde incelenmiş, ilgili geçişlerin bozunma ve dallanma oranları hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçların, yakın gelecekteki LHC deneylerinde test edileceği öngörülmektedir.

Anahtar Kelimeler: Termal KRD Toplam Kuralları, Hadron Parametrelerine Ortam Etkileri, Ağır-ağır ve Ağır-hafif Mezonlar, Ağır Baryonlar, Mezonların Etkileşme Sabiti, Leptonik Bozunum Sabiti, Yapı Faktörleri.

Abstract

The analysis of heavy-ion collisions experiments requires investigating hadron properties at finite temperature and nuclear matter medium. To investigate these features non-perturbative approaches are required. Among these approaches, one of the most successful methods is the QCD Sum Rules method.

Sum rules method at finite temperature has some new features. One of these new properties is the interaction of the current with the particles in medium requiring the modification of hadron spectral function. The other novelty is the breakdown of Lorentz invariance at finite temperature caused by the choice of the reference frame in which matter is at rest and new operators appear in the Wilson expansion.

The aim of this project is to investigate in medium modifications of meson and baryon parameters using Thermal QCD Sum Rules method. Perturbative contributions were calculated using thermal quark propagator, annihilation and scattering parts of spectral density were obtained and the α_s order of two loops contributions were taken into account. Also, in addition to the $T=0$ case, taking into account the appearing new nonperturbative contributions, heavy-light scalar, pseudoscalar, heavy - heavy scalar, vector and axial-vector mesons masses and leptonic decay constants are studied. According to obtained results, the hadronic parameters remain unchanged up to $T \approx 100 \text{ MeV}$, but after this point, masses and decay constants were started to decrease with increasing temperature. Moreover, at $T=0$, tensor mesons masses and leptonic decay constants, $B_S BK_0^* [D_S DK_0^*]$, $B_S^* BK [D_S^* DK]$ and $B_S^* BK_1 [D_S^* DK_1]$ coupling constants and some mesons form factors are calculated. Also, heavy Σ_b , $\Xi_{b(c)}$ and $\Xi'_{b(c)}$ baryons semileptonic decays are examined within the framework of light-cone QCD Sum Rules, and decay and branching ratios of related transitions are calculated. The obtained results can be verified in LHC near future experiments.

Keywords: Thermal QCD Sum Rules, Medium Modifications of Hadron Parameters, Heavy-heavy and heavy-light Mesons, Heavy baryons, Coupling Constant of Mesons, Leptonic Decay Constant, Form Factors.

Giriş

Termal Kuantum Renk Dinamiği (Termal KRD)' ne göre belirli bir kritik sıcaklık ve/veya kritik yoğunluğun üstünde kuarklar ve gluonlar, serbest hale geçerek maddenin yeni hali olarak kabul edilen Kuark Gluon Plazmayı (KGP) oluşturur. Bu faz geçişinin yaklaşık $T_c = 150 - 200 \text{ MeV}$ sıcaklığında olduğu tahmin edilmektedir. Büyük patlamadan yaklaşık $10 \mu\text{s}$ sonra evrenin KGP fazında olduğu ve nötron yıldızlarının merkezinde de KGP bulunabileceği düşünülmektedir (KAPUSTA, 1993, YAGI, 2005).

Laboratuar ortamında KGP' yi oluşturmanın tek yolu, yüksek enerjilerde ağır çekirdekleri çarpıştırmaktır. Avrupa Nükleer Araştırma Organizasyonu (CERN) ve Brookhaven Ulusal Laboratuvarı (BNL)' nda yapılan deneylerde KGP' nin varlığını işaret eden güçlü kanıtlar elde edilmiştir. Elde edilen başlıca KGP sinyallerine örnek olarak acayip parçacıkların sayısındaki artışı, lepton çiftleri sayısındaki artışı ve büyük enine momentumlu fotonları gösterebiliriz (VELIEV, 2003).

Son yıllarda literatürde ağır iyon çarpışmalarında gözlemlenen hadron spektrumları ve KGP sinyalleri geniş bir şekilde tartışılmaktadır. Ağır iyon çarpışma deneylerinde KGP fazında serbest halde bulunan kuarklar, düşük enerjilerde güçlü etkileşmenin renk hapsi özelliği nedeniyle, detektörlere ulaşmadan önce daima renksiz hadronlara dönüştüğünden bu çarpışma deneyleri sonucunda gözlenen tek şey, parçacıklar sağanağıdır. Ağır iyon çarpışma deneyleri sonucunda elde edilen verilerin sağlıklı bir şekilde analiz edilebilmesi için, hadron özelliklerinin sonlu sıcaklıklarda ve nükleer madde ortamında incelenmesi gerekir (HATSUDA, 1993; BELLAC, 1996; LETESSIER, 2002).

Sonlu sıcaklık ve yoğunluklarda hadronların özelliklerinin incelenmesi ile ilgili çok sayıda deneyler yapılmış (SIS, SPS, RHIC, NA38, HELIOS, NA45, PHENIX, CDF, NA50, CERES/NA60) ve günümüzde de yenilerine başlanmıştır (LHC, NLC, BaBar, FAIR/PANDA-CBM Collaboration, KAOS). Önümüzdeki yıllarda CERN' de yapılacak olan LHC deneyinde ağır iyon çarpışma deneylerinde KGP özelliklerinin daha detaylı bir şekilde incelenebileceğine kesin gözüyle bakılmaktadır (BaBar and BELLE Collaboration).

Kuantum Renk Dinamiğinde, kısa mesafelerde (veya büyük momentumlarda) asimtotik özgürlük özelliğinden dolayı güçlü etkileşme sabiti α_s ' ye göre pertürbatif açılım mümkündür ve bu bölgede pertürbasyon teorisi kullanılabilir. Uzun mesafelerde (veya küçük momentumlarda) ise kuark-gluon etkileşmeleri kuvvetli olur ve bu nedenle pertürbatif olmayan etkiler baskındır. Bu nedenle pertürbasyon teorisi ile güvenli hesaplar yapılamadığından, pertürbatif olmayan bir yaklaşım gerekir. Örgü Teorisi, Torba Modeli, Efektif Lagrange Yöntemi, Ağır Kuark Efektif Teorisi, Potansiyel Model, Fenomenolojik Kuark Modeli ve KRD Toplam Kuralları Yöntemi bu yöntemlerden bazılarıdır.

Shifman, Vainshtein ve Zakharov tarafından geliştirilen KRD Toplam Kuralı Yöntemi hadronların kütlelerini, bozunum sabitlerini, yapı faktörlerini, etkileşme sabitlerini, dallanma oranlarını, bozunma genişliklerini bulmamızı sağlayan çok kullanışlı bir yöntemdir. Bu yöntem pertürbatif olmayan yaklaşımda çeşitli hadronik özelliklerin vakum yoğunlaşmaları ile ifade edilmesini sağlar. Son otuz yıldır KRD Toplam Kuralı yöntemi başarıyla uygulanmaktadır ve hadronların birçok özellikleri hakkında bilgi vermektedir (SHIFMAN, 1979).

KRD Toplam Kuralları ile çeşitli hadronik özellikler, KRD parametreleri cinsinden ifade edilebilir. Bu amaçla kuark alanları cinsinden yazılan arakesit akımlarının zaman-sıralama çarpımı ile ifade edilen korelasyon fonksiyonu ele alınır. Arakesit akımlarının incelenen hadronlarla aynı kuantum sayılarına sahip olması gerekir. Arakesit akımı hadronların kuantum sayılarına bağlı olarak skaler, pseudoskaler, vektör, aksiyal-vektör veya tensör

şeklinde olabilir. Toplam kuralları, vakum matris elemanının dispersiyon bağıntısının Wilson Operatör Çarpım Açılımına (OPE) eşitlenmesiyle elde edilir. Wilson açılımındaki $d > 0$ boyutlu operatörler pertürbatif olmayan terimleri ifade etmektedir (WILSON, 1969).

Pertürbatif olmayan KRD bölgesinde, KRD Toplam Kuralları geniş bir uygulama alanına sahiptir (REINDERS, 1985; COLANGELO, 2001). Son otuz yılda, KRD toplam kuralları hadron fiziğinin birçok problemine uygulanmıştır. Bu uygulamalardan bazıları: Hafif (u, d, s) ve ağır (c, b) kuark kütlelerinin belirlenmesi; Baryonların ve mezonların bozunum sabitleri ve kütlelerinin tayin edilmesi; Mezonların ve baryonların yapı faktörlerinin hesaplanması; valans kuark dağılımları ve nükleonların spin yapı fonksiyonlarının tayin edilmesi; ρ mezonun ve pionun yapı fonksiyonlarının belirlenmesi; $K^0 - \bar{K}^0$, $B_d - \bar{B}_d$, $B_s - \bar{B}_s$ karışımlarının incelenmesi için uygun hadronik matris elemanlarının tayin edilmesi; Baryonların ve mezonların manyetik momentleri ve güçlü etkileşimlerinin incelenmesi; Kiral pertürbasyon teorisi (ChPT), Ağır Kuark Efektif Teori (HQET), Rölativistik olmayan KRD (NRKRD) gibi efektif teorilerin parametrelerinin hesaplanması; $q\bar{q}$ olmayan hadronların (egzotik hadronlar, hibritler) özelliklerinin ve spektroskopilerinin belirlenmesi; yüksek sıcaklık ve yoğunlukta hadronik maddenin özelliklerinin tayin edilmesidir.

KRD Toplam Kuralı metodu, vakum matris elemanı ile termal ortalama yer değiştirilerek sonlu sıcaklıklara genelleştirilebilir. Termal KRD Toplam Kuralları ile ilgili ilk orijinal çalışma Bochkarev ve Shaposhnikov tarafından yapılmıştır (BOCHKAREV, 1986). Sonlu sıcaklıklarda toplam kuralı birkaç yeni özelliğe sahiptir. Onlardan biri, ortamda parçacıkların akımlar ile etkileşmesidir. Bu etki hadron spektral fonksiyonunun modifiye edilmesini gerektirir. Diğer yenilik referans çerçevesinin seçimi ile Lorentz invaryanlığın bozulmasıdır. Rezidual $O(3)$ simetrisinden dolayı sonlu sıcaklıkla sıfır sıcaklık karşılaştırıldığında OPE' de aynı boyutlu daha çok operatör gözlenir. İlave operatörlerden kaynaklanan pertürbatif olmayan katkı ilk kez Hatsuda, Koike ve Lee'nin (HATSUDA, 1993) ve Shuryak'ın (SHURYAK, 1993) çalışmalarında incelenmiştir. Bu iki özelliği göz önüne alarak ilk kez Mallik arkaalan metodunu (MALLIK, 1998) kullanarak vektör akımların OPE' sini incelemiş, ve bu sonuçları uygulayarak Mallik ve Mukherjee ρ -mezon parametrelerinin sıcaklığa bağlılığını elde etmiştir (MALLIK, 2000). Hafif mezon parametrelerinin nükleer ortamda modifikasyonları da literatürde kapsamlı şekilde ele alınmıştır (ELETSKY, 1999, MALLIK, 2001, 2002). Şimdiye kadar Termal KRD toplam kuralları ile ilgili çok sayıda çalışma olmasına rağmen, OPE' nin sonlu sıcaklık ve yoğunluklarda uygulanmasındaki birtakım zorluklar hala ortadan kaldırılamamıştır.

Termal KRD toplam kurallarının temel amacı, hadron fazının baskın olduğu düşük enerjilerde hadron parametrelerinin sıcaklığa bağlılığı hakkında bilgi vermektir. Sonlu sıcaklıklarda güçlü etkileşmenin en önemli araştırma konularından biri, ortamda mezonların kütleleri ve kuplajlarındaki değişimlerin hesaplanmasıdır. Güçlü etkileşmenin termal özelliklerinin daha iyi anlaşılabilmesi için ağır iyon çarpışmalarından elde edilen deneysel verileri, hadronların kütle ve kuplajlarındaki sıcaklığa bağlılıkları göz önüne alarak yorumlamak gerekir. Ayrıca hafif skaler mezonların doğası hala açık bir problem olup, günümüzde de teorik ve deneysel araştırmaların konusu olmaya devam etmektedir. Termal KRD Toplam Kurallarını kullanarak yapılan analizlerden skaler mezonların doğası hakkında yeni bilgiler elde edebiliriz (VELIEV, 2008; VELIEV 2012e; YINELEK, 2010).

$T=0$ durumu için elde edilen nümerik sonuçlar ve analizler $T \neq 0$ durumlarına genelleştirilerek mezon ve baryonların ortamdaki özellikleri incelenebilir. Ayrıca $T=0$ durumunun incelenmesi, bize $T \neq 0$ durumunda elde edeceğimiz sonuçların doğruluğunu tespit etmemizi sağlayan bir test aracı olması bakımından önem taşımaktadır.

Bu projede, hadron fiziğinin önemli ve güncel araştırma alanlarından biri olan sonlu sıcaklıklarda hadron parametrelerine ortam etkileri ele alınmıştır. Proje kapsamında, bazı hadronların termal korelasyon fonksiyonu için sonlu sıcaklıkta Wilson Operatör Açılımı incelenmiş, $T = 0$ durumuna ilaveten pertürbatif olmayan katkıların ortaya çıktığı gösterilmiş, Termal KRD Toplam Kuralları elde edilmiştir. Hafif skaler $D_{s_0}(2317)$ mezonunun, hafif pseudoskaler B_s mezonunun, $\chi_{c_0}(Q = b, c)$ skaler kuarkonyaların, $\Upsilon(b\bar{b})$ ve $J/\psi(c\bar{c})$ ağır vektör kuarkonyaların, B_c, η_c ve η_b pseudoskaler mezonlarının, χ_{b_1} ve χ_{c_1} ağır aksiyal-vektör mezonlarının kütle ve leptonik bozunma sabitlerinin sıcaklığa bağlılığı iki noktalı Termal KRD Toplam Kuralları kullanılarak hesaplanmıştır (VELIEV, 2010a; VELIEV, 2010b; VELIEV, 2011a; VELIEV, 2011b; VELIEV, 2011c; VELIEV, 2012a; VELIEV, 2012b; VELIEV, 2012c; VELIEV, 2012d; VELIEV, 2012e; VELIEV, 2013a; VELIEV, 2013b; VELIEV, 2013c). İlaveten üç noktalı KRD Toplam Kuralları kullanılarak $D_s^*DK^*(892)[B_s^*BK^*(892)]$, $D_sDK_0^*[B_sBK_0^*]$ ve $D_s^*DK_0^*[B_s^*BK_0^*]$ köşeleri için güçlü etkileşme sabitleri (AZİZİ, 2011; SUNDU, 2011; SUNGU, 2012a; YINELEK, 2012; SAHİN, 2012), yarıleptonik $\chi_{b_0} \rightarrow B_c \ell \bar{\nu}, (\ell = e, \mu, \tau)$ bozunma kanalının geçiş yapı faktörleri iki gluon yoğunlaşma katkıları da göz önüne alınarak hesaplanmıştır (AZİZİ, 2012c; SUNGU, 2012b). Ayrıca, bazı hafif-hafif ve ağır-hafif skaler, pseudoskaler ve aksiyal-vektör mezonlarının ve D_2^* tensor mezonunun kütle ve leptonik bozunum sabitleri iki noktalı KRD Toplam Kuralları metodu kullanarak hesaplanmıştır (SUNDU, 2012; SUNGU, 2010; SAHİN, 2010; YINELEK, 2010). Işık Konisi Toplam Kuralları kullanılarak ise Σ_b, Ξ_Q ve Ξ_Q' baryonlarının Ξ ve Σ baryonlarına yarıleptonik geçişleri incelenmiş, yapı faktörleri ve dallanma oranları hesaplanmıştır (AZİZİ, 2012a, AZİZİ, 2012b). Elde edilen sonuçlar, literatürde var olan teorik ve deneysel verilerle karşılaştırılmış ve uyumlu olduğu görülmüştür.

Termal KRD Toplam Kuralları

Pertürbatif olmayan yöntemler arasında hadron özellikleri hakkında bilgi veren en güçlü yöntemlerden birisi KRD Toplam Kuralları yöntemidir (SHIFMAN, 1979). Bu yöntemin en önemli avantajı hadron fenomenolojisine çok geniş bir şekilde uygulanabilmesidir. KRD toplam kurallarının ana fikri KRD parametreleri ile hadronik serbestlik dereceleri arasında ilişki kurmaktır. Bu çerçevede ilk olarak incelenen hadronların kuantum sayısına uygun olarak seçilen akımlarla oluşturulan korelasyon fonksiyonu yazılır:

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

Burada $J(x)$, KRD çerçevesinde ele alınan parçacıklara karşılık gelen akımdır. Mezonlar için akım ifadesi

$$J(x) = \bar{q}_i(x) \Gamma q_j(x), \quad (2)$$

baryonlar için ise

$$J(x) = \varepsilon_{abc} (q_i^a(x) \Gamma_1 q_j^b(x) \Gamma_2 q_k^c(x)) \quad (3)$$

şeklinde verilir. Burada i, j, k kuark çeşnilerini, a, b ve c renk indislerini ve $\Gamma = 1, \gamma_5, \gamma_\mu, \gamma_5 \gamma_\mu$ olmak üzere akımın tensör yapısını belirtmektedir.

Önce korelasyon fonksiyonu Operatör Çarpım Açılımı (OPE) kullanılarak hesaplanır (WILSON, 1969, 1971). Bu yöntem ilk olarak Wilson tarafından ortaya atılmıştır. Bu yöntemde yerel olmayan korelasyon fonksiyonu yerel operatörler cinsinden seriye açılır. Bu seriye açılımın katsayıları Wilson katsayıları olarak tanımlanır ve bu katsayılar pertürbatif yöntemle hesaplanırlar. Serideki yüksek boyutlu operatörler pertürbatif olmayan katkıları ifade eder. Diğer taraftan korelasyon fonksiyonu dispersiyon bağıntısı kullanılarak hadronik durumlar üzerinden bir toplamla ifade edilebilir. Toplam kuralları, vakum matris elemanının dispersiyon bağıntısını yeteri kadar büyük momentumlarda buna karşılık gelen Wilson operatör çarpımının seriye açılımına eşitlenerek elde edilir. Bu eşitlemeden hadronların etkileşme sabiti, manyetik momentleri ve kütle gibi parametreleri elde edilir.

Wilson açılımı yukarıda belirtildiği gibi yerel olmayan operatörlerin çarpımının yerel operatörlerin toplamı olarak yazılabileceği varsayımına dayanır:

$$\Pi(q) = C_0 I + \sum_n C_n(q^2) \langle O_n \rangle. \quad (4)$$

Burada $C_n(q^2)$ 'ler Wilson katsayıları, O_n ' ler tam sistem oluşturan operatörler kümesini temsil eder. OPE' de, operatörler d ile gösterilen operatör boyutlarına göre düzenlenir. En düşük boyutlu operatör $d=0$ 'dır ve pertürbatif katkıları ifade eder. Bundan sonraki en düşük boyutlu operatör $d=3$ boyutludur ve $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ kuark yoğunlaşmalarına, $d=4$ boyutlu operatör ise $\langle G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \rangle$ gluon yoğunlaşmalarına karşılık gelir (COLANGELO, 2001). Wick teoremi kullanılarak (1) eşitliğindeki korelasyon fonksiyonu

$$\Pi(q^2) = i \int d^4x e^{iqx} Tr \Gamma_1 S_q(x) \Gamma_2 S_q(x) \quad (5)$$

olarak yazılabilir. Burada $iS_q(x) = \langle 0 | T \bar{q}(x) q(0) | 0 \rangle$ hem pertürbatif hem de pertürbatif olmayan katkıları içeren tam kuark propagatörüdür. Hafif kuarklar için propagatörün açık şekli

$$\begin{aligned} S_q(x) = \langle 0 | T \bar{q}(x) q(0) | 0 \rangle = & \frac{i\mathbf{x}}{2\pi^2 x^4} - \frac{m_q}{4\pi^2 x^2} - \frac{\langle \bar{q}q \rangle}{12} \left(1 - \frac{im_q}{4} x \right) - \frac{x^2}{192} m_0^2 \langle \bar{q}q \rangle \left(1 - \frac{im_q}{6} x \right) \\ & - ig_s \int_0^1 d\nu \left[\frac{\mathbf{x}}{16\pi^2 x^2} G_{\mu\nu}(\nu\mathbf{x}) \sigma_{\mu\nu} - \nu x_\mu G_{\mu\nu}(\nu\mathbf{x}) \gamma_\nu \frac{i}{4\pi^2 x^2} \right. \\ & \left. - \frac{im_q}{32\pi^2} G_{\mu\nu} \sigma_{\mu\nu} \left(\ln \frac{-x^2 \Lambda^2}{4} + 2\gamma_E \right) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

ile verilir. Burada γ_E Euler sabiti, m_0 ise $\langle 0 | \bar{q}\sigma G q | 0 \rangle = m_0^2 \langle \bar{q}q \rangle$ ilişkisi ile tanımlanır ve $q = u, d$ veya s ' dir. Ağır kuarklar için propagatör ifadesi aşağıdaki şekildedir:

$$iS_Q(x) = -i \frac{m_Q^2 x}{4\pi^2 x^2} K_2(m_Q \sqrt{-x^2}) + \frac{m_Q^2}{4\pi^2} \frac{K_1(m_Q \sqrt{-x^2})}{\sqrt{-x^2}} - ig_s \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} e^{-ikx} \int_0^1 dv \left[\frac{k + m_Q}{(m_Q^2 - k^2)^2} G^{\mu\nu}(vx) \sigma_{\mu\nu} + \frac{1}{m_Q^2 - k^2} v x_\mu G^{\mu\nu} \gamma_\nu \right]. \quad (7)$$

Burada K_i 'ler modifiye edilmiş ikinci tür Bessel fonksiyonları, A_μ^a gluon alanı, $G_{\mu\nu}$ 'ler gluon alan tensörü olmak üzere $x_\mu A_\mu^a = 0$ Fock-Schwinger ayarı kullanılmıştır.

Vakum matris elemanını termal ortalama ile değiştirerek toplam kurallarını yüksek sıcaklıklara genelleştirebilir. Operatörlerin termal ortalaması

$$\langle O \rangle = \text{Tr} e^{-\beta H} O / \text{Tr} e^{-\beta H} \quad (8)$$

şeklinde ifade edilir. Burada H sistemin Hamilton operatörü, $\beta = 1/T$ ve $\text{iz}(Tr)$ tüm tam durumlar üzerinden alınır. $T \neq 0$ durumunda OPE hesaplanırken serbest kuark propagatörü olarak aşağıdaki ifade kullanılacaktır:

$$S(q) = (\gamma^\mu q_\mu + m) \left(\frac{1}{q^2 - m^2 + i\epsilon} + 2\pi i n(\omega_q) \delta(q^2 - m^2) \right). \quad (9)$$

Burada $n(\omega_q)$ Fermi dağılım fonksiyonudur ve $n(\omega_q) = [\exp(\beta\omega_q) + 1]^{-1}$ ve $\omega_q = \sqrt{q^2 + m^2}$ şeklindedir.

Şimdiye kadar Termal KRK Toplam Kuralları ile ilgili çok sayıda çalışma olmasına rağmen, OPE' nin sonlu sıcaklık ve yoğunluklarda uygulanmasında birtakım zorluklarla karşılaşmaktadır. Sonlu sıcaklıklarda maddenin durgun halde olduğu referans sisteminin seçimi sebebiyle Lorentz invaryantlığı bozulur ve bunun sonucu olarak Wilson açılımında $T=0$ durumunda mevcut Lorentz invaryant operatörlere ilaveten yeni Lorentz invaryant olmayan operatörler ortaya çıkar. Termal alan teorisinde Lorentz invaryantlığı yeniden sağlamak için ortamın u^μ ile verilen dört boyutlu hız vektörünü kullanabiliriz (durgun referans sisteminde $u^\mu = (1, 0, 0, 0)$). Dört boyutlu hız vektörü ve kuark-gluon alanları kullanılarak, $d=4$ boyuta sahip $\langle u\Theta^f u \rangle$ ve $\langle u\Theta^g u \rangle$ yeni dört boyutlu operatörler oluşturulabilir. Burada $\Theta_{\mu\nu}^f$ ve $\Theta_{\mu\nu}^g$ sırasıyla $\Theta_{\mu\nu}$ ile gösterilen enerji-momentum tensörünün fermiyonik ve gluonik kısımlarıdır. Böylece termal korelasyon fonksiyonu kısa mesafe açılımında sıcaklığa bağlı terimler ortaya çıkmaktadır: kuark yoğunlaşması $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$, gluon yoğunlaşması $\langle G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \rangle$, kuark enerji yoğunluğu $\langle u\Theta^f u \rangle$ ve gluon enerji yoğunluğu $\langle u\Theta^g u \rangle$. Sonuç olarak OPE sonlu sıcaklıklarda $T=0$ durumundan farklı olur. Örneğin termal korelasyon fonksiyonu dört boyutlu operatörler de dahil olmak üzere

$$\Pi(q) = C_1 I + C_2 \langle \bar{\psi}\psi \rangle + C_3 \langle G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \rangle + C_4 \langle u\Theta^f u \rangle + C_5 \langle u\Theta^g u \rangle \quad (10)$$

şeklinde yazılabilir.

Kuark yoğunlaşması ve gluon yoğunlaşmasının sıcaklığa bağlılığı kiral pertürbasyon teorisi ile hesaplanmış olup literatürde mevcuttur (GASSER, 1987; LETESSIER, 2002).

Korelasyon fonksiyonunun hadron dilinde ifade edilmesi için dispersiyon bağıntısı kullanılır. Sonlu sıcaklık ve yoğunluklarda spektral gösterim $T = 0$ durumundan farklıdır ve aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\Pi(q_0^2, |\vec{q}|) = \int_0^\infty dq_0'^2 \frac{N(q_0', |\vec{q}|)}{q_0'^2 + Q_0^2} + \text{çıkarmaterimleri}. \quad (11)$$

Burada $N(q_0, |\vec{q}|) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \mathcal{T}(q_0, |\vec{q}|) \tanh(\beta q_0/2)$ ve $Q_0^2 = -q_0^2$.

Borel dönüşümleri de yapıldıktan sonra KRD Toplam Kuralları elde edilir. Elde edilen toplam kuralları numerik olarak incelenerek hadron parametrelerinin sıcaklık ve yoğunluğa bağlılığı elde edilebilir (MALLIK, 1998, 2000; DOMINGUEZ, 1993, 2007).

Hadron Parametrelerinin Sonlu Sıcaklıklarda İncelenmesi

Sonlu sıcaklık ve yoğunluklarda hadronların özelliklerinin incelenmesi ile ilgili pek çok sayıda deney yapılmış ve gelecekte de yapılması planlanmaktadır. Bu deneylerin amacı hadronların ortamdaki etkileşimlerini, hadron parametrelerinin sonlu sıcaklıklarda ve yoğunluklarda nasıl değiştiğini incelemek ve hadron fiziği ile ilgili daha detaylı bilgi elde etmektir. Ayrıca hadron parametrelerine ortam etkilerinin incelenmesi ağır iyon çarpışma deneylerinin sonuçlarının yorumlanması bakımından önem taşımaktadır. KRD' den direkt olarak sonlu sıcaklık ve yoğunlukta hadronik hesaplama yapmak zordur. Termal KRD, kuark-gluon kayan etkileşme sabitinin küçük olduğu ve pertürbatif yaklaşımların güvenilir bir şekilde kullanıldığı büyük momentum transfer bölgesinde başarılı bir teoridir. Fakat, hadronik ölçekte, etkileşme sabiti büyür ve pertürbasyon teorisi başarısız olur. Bu nedenle, hadronik özelliklerin araştırılması için bir takım pertürbatif olmayan yaklaşımlar gerekir. Bu yöntemlerden biri olan KRD toplam kuralı (SHIFMAN, 1979) ve sonlu sıcaklıklara genelleştirilmiş hali (BOCHKAREV, 1986) hadron fiziği için etkili bir araç olarak yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Vakumda Toplam Kurallarına benzer olarak, Termal Toplam Kurallarında temel amaç hadronik parametreler ile KRD serbestlik derecelerini ilişkilendirebilmektir. KRD toplam kuralları çerçevesinde, hadronlar ara kesit (*interpolating*) kuark akımları ile temsil edilir. Korelasyon fonksiyonunu hesaplamak için KRD Toplam Kuralları çerçevesinde iki farklı yol izlenir: Birincisinde, ilişkilendirme fonksiyonu derin Öklid bölgesinde $q^2 \ll -\Lambda_{KRD}^2$ uzun ve kısa mesafe kuark-gluon etkileşimlerini birbirinden ayıran, operatör çarpım açılımı çerçevesinde ele alınır ve KRD serbestlik derecesi cinsinden hesaplanır. Diğerinde ise, hadronik serbestlik dereceleri kullanılarak korelasyon fonksiyonunun fiziksel ya da fenomenolojik ifadesi elde edilir. KRD nicelikleri, dispersiyon bağıntısı yoluyla aynı ilişkilendirme fonksiyonunun bu iki ifadesinden gelen uygun yapıların katsayıları eşitlenerek elde edilir. Borel dönüşümü ise süreklilikten ve yüksek mertebelerden gelen katkıları bastırmak için uygulanır; böylelikle bu iki temsilin eşleşmesini sağlar. Bu yolla kütle, leptonik bozunum sabiti, etkileşme sabiti ve yapı faktörü gibi hadronik nicelikler hesaplanabilmektedir.

Ağır mezonların deneysel ve teorik olarak incelenmesi KRD'nin pertürbatif olmayan özelliklerini anlamada büyük rol oynamakta, kuark gluon plazma faz geçişi hakkında önemli bilgiler vermekte ve CP bozunumunun temel sebebini anlamamıza yarayan Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matris elemanları hakkında bilgi edinmemizi sağlamaktadır. Bu nedenle proje kapsamında bazı mezonların kütle ve bozunma sabitleri hem vakum

durumunda hem de sonlu sıcaklıklarda KRD Toplam Kuralları metodu kullanılarak hesaplanmıştır. Ayrıca bazı baryonların yarıleptonik geçişleri, bazı ağır-ağır-hafif mezon kuplaj sabitleri ve bazı mezonların yarıleptonik geçişlerinde tanımlı yapı sabitleri vakum durumunda KRD Toplam Kuralları metoduyla hesaplanmıştır. Vakum durumu için elde edilen birikimler $T \neq 0$ durumlarına uygulanarak mezon ve baryonların özelliklerinin incelenmesinde kullanılabilir. Ayrıca $T = 0$ durumunun incelenmesi $T \neq 0$ durumunda elde edilen sonuçların doğruluğunu tespit etmek açısından da önem taşımaktadır.

Bu bağlamda ağır kuarkonya olan $\chi_{b0}(b\bar{b})$ ve $\chi_{c0}(c\bar{c})$ skaler mezonlarının kütle ve leptonik bozunum sabitleri Termal KRD Toplam Kuralları kullanılarak elde edilmiştir (VELIEV, 2010a; VELIEV, 2012d). Kütle ve leptonik bozunum sabitinin hesaplanması için iki nokta termal korelasyon fonksiyonuna ihtiyaç vardır ve bu fonksiyon,

$$\Pi(q, T) = i \int d^4 x e^{iq \cdot x} \langle T(J^S(x) \bar{J}^S(0)) \rangle \quad (12)$$

şeklinde tanımlanır. Burada $Q = b$ ya da c olmak üzere $J^S(x) = \bar{Q}(x)Q(x)$ skaler akımı, T zaman sıralama çarpımıdır. Termal KRD toplam kurallarına göre bu korelasyon fonksiyonu KRD serbestlik derecesi cinsinden (KRD ya da teorik kısım) ve hadronik serbestlik derecesi cinsinden (fiziksel ya da fenomenolojik kısım) hesaplandıktan sonra dispersiyon bağıntısı ile birbirine eşitlenerek istenilen hadronik parametre incelenir.

Korelasyon fonksiyonunun fiziksel kısmını hesaplamak için, (12)'de görülen J^S akımı ile aynı kuantum numaralarına sahip ara kesit durumlara karşılık gelen tam setler akımların arasına yerleştirilir ve x üzerinden integral alınır. Böylece fiziksel kısmın vakumdaki genel ifadesi;

$$\Pi(q, 0) = \frac{\langle 0 | J(0) | S \rangle \langle S | J(0) | 0 \rangle}{m_s^2 - q^2} + \dots \quad (13)$$

şeklinde elde edilir. (13) ifadesindeki '...' yüksek mertebelerden ve süreklilikten gelen katkıları göstermektedir. Boşluktan bir skaler mezon yaratan matris elemanı hadronik parametreler cinsinden aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$\langle 0 | J(0) | S \rangle = f_s m_s. \quad (14)$$

Burada f_s ve m_s sırasıyla skaler mezonun leptonik bozunma sabiti ve küttlesidir. (14) ve (15)'inci eşitlikler sonlu sıcaklıklar için de geçerlidir ve termal korelasyon fonksiyonun fiziksel kısmı;

$$\Pi(q, T) = \frac{f_s^2(T) m_s^2(T)}{m_s^2(T) - q^2} + \dots \quad (15)$$

şeklinde elde edilir. Korelasyon fonksiyonunun KRD kısmı derin Öklid bölgesinde Operatör Çarpım Açılımı (OPE) yoluyla pertürbatif ve pertürbatif olmayan kısımlar ayrılarak hesaplanır. Burada en düşük boyutlu operatör $d=0$ 'dır ve pertürbatif katkıları ifade etmektedir. Vakum Toplam Kurallarında kuark ve gluon alanlarından oluşmuş $d=3$ ve $d=4$ boyutlu operatörler, sırasıyla $\langle \bar{\Psi} \Psi \rangle$ kuark yoğunlaşmaları ve $\langle G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \rangle$ gluon yoğunlaşmalarıdır.

Sonlu sıcaklıkta maddenin durgun halde olduğu referans sisteminin seçimi sebebiyle Lorentz invaryantlığı bozulur ve bunun sonucu olarak Wilson açılımında $T \neq 0$ durumunda mevcut

Lorentz invaryant operatörlere ilaveten yeni Lorentz invaryant olmayan operatörler ortaya çıkar. Termal alan teorilerinde ortamın dört boyutlu hız vektörü u_μ kullanılarak (MALLIK, 1998, 2002) Lorentz invaryantlığı yeniden sağlanabilir. Ağır kuark ve ağır karşıt kuark içeren mezonlar incelendiğinde kuark yoğunlaşmasının katkısı ihmal edilebilir. Çünkü bu katkı ağır kuark kütesinin kuvvetlerinin tersiyle bastırılmaktadır. Böylece termal korelasyon fonksiyonunun OPE'de pertürbatif olmayan kısmı sıcaklığa bağlı iki terim içermektedir: gluon yoğunlaşması $\langle G^a_{\mu\nu} G^{a\mu\nu} \rangle$ ve gluon enerji yoğunluğu $\langle u\Theta^g u \rangle$. Buna göre termal korelasyon fonksiyonu;

$$\Pi^{KRD}(q, T) = \Pi^{pert}(q, T) + \Pi^{pert.olm.}(q, T) \quad (16)$$

olarak yazılabilir. Pertürbatif kısım dispersiyon integrali cinsinden yazılırsa

$$\Pi^{KRD}(q, T) = \int \frac{ds\rho(s, T)}{s - q^2} + \Pi^{pert.olm.}(q, T) \quad (17)$$

elde edilir. Burada $\rho(s, T)$ sonlu sıcaklıktaki spektral yoğunluktur ve

$$\rho(q, T) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi^{pert}(q, T) \tanh\left(\frac{\beta q_0}{2}\right) \quad (18)$$

şekline sahiptir. Spektral yoğunluğunun hesaplanmasında termal fermiyon propagatörü kullanılmıştır:

$$S(k) = (\gamma^\mu k_\mu + m_Q) \left(\frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} - 2\pi n(|k_0|) \delta(k^2 - m_Q^2) \right) \quad (19)$$

Burada $n(x)$ Fermi dağılım fonksiyonu, $n(x) = [\exp(\beta x) + 1]^{-1}$ ile ifade edilmektedir. $|\vec{q}| = 0$ limitinde termal korelasyon fonksiyonunun kompleks kısmı;

$$\text{Im} \Pi(q_0, T) = N_c \int \frac{d\vec{k}}{8\pi^2} \frac{1}{\omega^2} (q_0 \omega - 2m_Q^2) (1 - 2n(\omega) + 2n^2(\omega)) \delta(q_0 - 2\omega) \quad (20)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\omega = \sqrt{m_Q^2 + |\vec{k}|^2}$ dir. Bir takım hesaplamalardan sonra, spektral yoğunluk aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$\rho(s) = \frac{3s}{8\pi^2} \left(1 - \frac{4m_Q^2}{s}\right)^{3/2} \left(1 - 2n\left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right)\right). \quad (21)$$

Termal korelasyon fonksiyonunun KRD kısmında, pertürbatif olmayan kısım Fock-Swinger ayarı ve sonlu sıcaklıkta kuark propagatörünün pertürbatif olmayan kısmı kullanılarak momentum uzayında gluon yoğunlaşmasına $\langle G^a_{\mu\nu} G^{a\mu\nu} \rangle$ ve gluon enerji yoğunluğuna $\langle u\Theta^g u \rangle$ bağlı olarak elde edilir. Daha sonra, termal korelasyon fonksiyonunun elde edilen iki sonucu dispersiyon bağıntısı yoluyla birbirine eşitlenir ve Borel dönüşümünden sonra aşağıdaki eşitlik elde edilir:

$$m_s^2(T)f_s^2(T)\exp\left(-\frac{m_s^2(T)}{M^2}\right)=\left\{\int_{4m_0^2}^{s_0(T)} ds\rho(s)\exp\left(-\frac{s}{M^2}\right)+\hat{B}\Pi^{pert.olm.}\right\} \quad (22)$$

Bu denklemin her iki tarafının $1/M^2$ 'ye göre türevi alınıp, elde edilen ifade (22) denklemine bölüldüğünde skaler mezonun kütlesi

$$m_s^2(T)=\frac{\int_{4m_0^2}^{s_0(T)} ds s\rho(s)\exp\left(-\frac{s}{M^2}\right)-\frac{d}{d(1/M^2)}\hat{B}\Pi^{pert.olm.}(M^2,T)}{\int_{4m_0^2}^{s_0(T)} ds\rho(s)\exp\left(-\frac{s}{M^2}\right)+\hat{B}\Pi^{pert.olm.}} \quad (23)$$

şeklinde yazılabilir. Sayısal analiz için, gluon yoğunlaşmasının ve gluon enerji yoğunluğunun literatürde mevcut sıcaklığa bağlı ifadeleri kullanılmıştır (CHENG 2008; GERBER, 1989). Gluon enerji yoğunluğunun sıcaklığa bağlılığı için $T \geq 0$ 'da geçerli olan kiral pertürbasyon sonucu ve $T \geq 100 MeV$ ' de geçerli olan KR D örgü sonuçları ayrı ayrı göz önüne alınmış ve ikisinden elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. İki nokta KR D Toplam Kuralları, süreklilik eşiği s_0 ve Borel kütle parametresi M^2 olmak üzere iki yardımcı parametre içermektedir. Ancak süreklilik eşiği s_0 tamamıyla keyfi değildir; ara akımlar gibi aynı kuantum sayılarına sahip ilk uyarılmış durumun enerjisine bağlıdır. Sayısal analizlerimizde süreklilik eşiği s_0 ' ın sıcaklığa bağlılığı kullanılmış (DOMINGUEZ, 2007, 2010) ve bu iki yardımcı parametrelerin kararlı olduğu bölgelerde çalışılmıştır.

Yapılan sayısal analizlerde, $T = 100 MeV$ ' e kadar kütle ve bozunma sabitleri değişmezken, bu sıcaklık noktasından sonra sıcaklık arttıkça azalmaya başladığı gözlenmiştir. Kritik veya serbest faz sıcaklığı yakınında kütle değerleri χ_{b0} ve χ_{c0} mezonları için sırasıyla vakumdaki değerlerine göre %6 ve %23 oranında azalırken, bozunma sabitleri vakum değerinin yaklaşık %25' ine ulaşır. Bozunma sabitinin kritik sıcaklığa yakın bölgelerde, vakumdaki değerine kıyasla bu şekilde düşmesi Kuark Gluon Plazma faz geçişi için bir belirti sayılabilir. $T = 0$ sıcaklığındaki sonuçların diğer pertürbatif olmayan yaklaşımların öngörülleri ve var olan deneysel değerlerle uyumlu olduğu görülmüştür. Bu sonuç $T \neq 0$ durumunda elde edilen sonuçlarının doğruluğunu tespit etmek açısından önem taşımaktadır.

Proje kapsamında ağır kuarkonya olan $\Upsilon(b\bar{b})$ ve $J/\psi(c\bar{c})$ vektör mezonlarının kütle ve bozunum sabitleri hem vakumda hem de sonlu sıcaklıklarda KR D Toplam Kuralları metodu kullanılarak elde edilmiştir (VELIEV, 2011a; VELIEV, 2012c; VELIEV, 2012d). Kütlelerin ve bozunum sabitlerinin hesaplanması için bir ilmek yaklaşımında spektral yoğunluk ifadesi termal kuark propagatörü kullanılarak hesaplanmış ve α_s mertebesinde iki ilmekli pertürbatif katkılar göz önüne alınmıştır. Sıcak ve yoğun KR D ortamında vektör mezonların hadronik özellikleri hem deneysel hem de teorik araştırmaların önemli konularından biri olmuştur (MATSUI, 1986). Hesaplamamıza

$$\Pi_{\mu\nu}(q,T)=i\int d^4x e^{iq\cdot x} Tr\left(\rho T(J_\mu(x)J_\nu^+(0))\right) \quad (24)$$

ile verilen iki noktalı termal korelasyon fonksiyonu yazılarak başlanır. Burada $Q = b$ ya da c olmak üzere $J_\mu(x) = : \bar{Q}(x)\gamma_\mu Q(x) :$ vektör akımı, T zaman sıralama çarpımı ve

$\rho = e^{-\beta H} / \text{Tre}^{-\beta H}$ KRD' nin termal yoğunluk matrisidir ($\beta = 1/T$). Sonlu sıcaklıkta maddenin durgun halde olduğu referans sisteminin seçimi sebebiyle Lorentz invaryantlığı bozulur. Ancak maddenin dört boyutlu hız vektörü u_μ kullanılarak $\omega = u \cdot q$ ve $\bar{q} = \sqrt{\omega^2 - q^2}$ gibi Lorentz invaryant nicelikler tanımlanabilir. Bu niceliklerin yardımıyla, (24) ile verilen termal korelasyon fonksiyonu sonlu sıcaklıklarda $P_{\mu\nu}$ ve $Q_{\mu\nu}$ şeklinde ifade edilen iki tane bağımsız tensörler cinsinden yazılabilir (MALLIK, 2000):

$$\Pi_{\mu\nu}(q, T) = Q_{\mu\nu} \Pi_l(q^2, \omega) + P_{\mu\nu} \Pi_t(q^2, \omega). \quad (25)$$

Burada

$$P_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - \frac{q^2}{\bar{q}^2} \tilde{u}_\mu \tilde{u}_\nu, \quad (26)$$

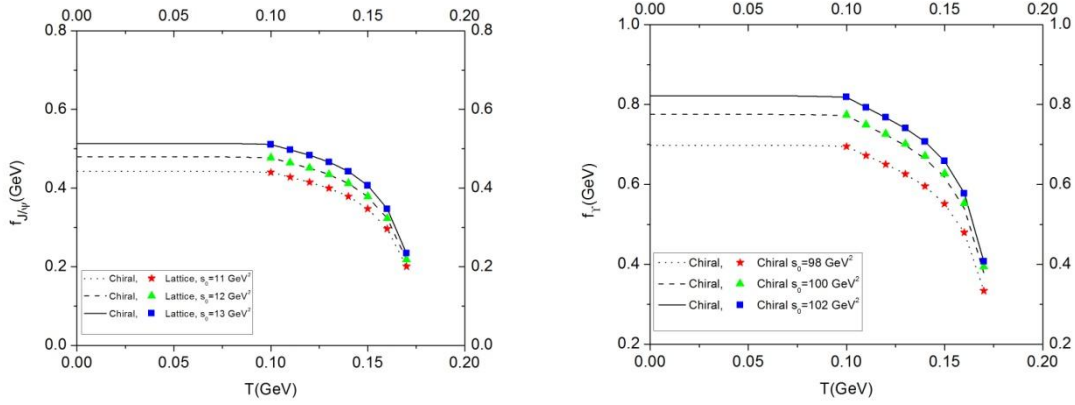
$$Q_{\mu\nu} = \frac{q^4}{\bar{q}^2} \tilde{u}_\mu \tilde{u}_\nu,$$

ve $\tilde{u}_\mu = u_\mu - \omega q_\mu / q^2$ şeklinde tanımlanmış olup, $\Pi_l(q^2, \omega)$ ve $\Pi_t(q^2, \omega)$ ise aşağıdaki şekilde ifade edilen Lorentz invaryant fonksiyonlardır:

$$\Pi_l(q^2, \omega) = \frac{1}{\bar{q}^2} u^\mu \Pi_{\mu\nu}(q) u^\nu, \quad (27)$$

$$\Pi_t(q^2, \omega) = -\frac{1}{2} \left(g^{\mu\nu} \Pi_{\mu\nu} + \frac{q^2}{\bar{q}^2} u^\mu \Pi_{\mu\nu}(q) u^\nu \right). \quad (28)$$

$|\vec{q}| \rightarrow 0$ limitinde $\Pi_t = -\frac{1}{3} g^{\mu\nu} \Pi_{\mu\nu}$ şeklinde ifade edilmekte olup, Π_l ve Π_t fonksiyonları arasında ise $\Pi_t(q_0, |\vec{q}|=0) = q_0^2 \Pi_l(q_0, |\vec{q}|=0)$ ilişkisi vardır. Reel zaman termal alan teorisinde $\Pi_l(q^2, \omega)$ veya $\Pi_t(q^2, \omega)$ fonksiyonu 2×2 şeklinde matrisle ifade edilir ve bu matrisin elemanları tek bir analitik fonksiyona bağlıdır (KOBES, 1985; SARKAR, 2002). Sonuç olarak matrisin 11-bileşeninin hesaplanması iki nokta fonksiyonunun belirlemek için yeterlidir. Termal korelasyon fonksiyonunun KRD ve fiziksel kısmı yukarıda anlatılan yöntem ile hesaplanarak ve dispersiyon bağıntısı ile birbirine bağlanarak incelenen vektör mezonların kütle ve leptonik sabitleri elde edilmiştir. Ayrıca bir ilmek yaklaşımında spektral yoğunluk ifadesi termal kuark propagatörü kullanılarak hesaplanmış ve α_s mertebesinde iki ilmekli pertürbatif katkılar göz önüne alınmıştır. Sayısal analiz sonucunda, kütle ve bozunma sabitlerinin $T=100 \text{ MeV}$ ' e kadar sabit, fakat bu sıcaklık noktasından sonra sıcaklığın artmasıyla azalmaya başladığı gözlenmiştir. Kritik sıcaklığa yakın bölgelerde kütle değerleri Υ ve J/ψ mezonları için sırasıyla %12 ve %2,5 oranında azalırken, bozunma sabitleri vakumdaki değerlerinin yaklaşık %45' ine ulaştığı gözlenmektedir. Aşağıdaki grafiklerde Υ ve J/ψ mezonları için leptonik bozunum sabitinin sıcaklığa bağlılığı gösterilmiştir. $T=0$ sıcaklığında kütle ve bozunma sabitleri için elde edilen sonuçlar diğer pertürbatif olmayan yaklaşımların öngörülleri ve var olan deneysel değerlerle oldukça uyumludur.



Şekil 1: (sol) J/ψ mezonu için leptonik bozunum sabitinin sıcaklığa bağlılığı, (sağ) Υ mezonu için leptonik bozunum sabitinin sıcaklığa bağlılığı. $M^2 = 10 \text{ GeV}^2$ kullanılmıştır.

Proje kapsamında diğer çalışmada B_c , η_c ve η_b pseudoskaler mezonlarının kütle ve bozunum sabitlerinin sıcaklığa bağlılığı hem vakumda hem de sonlu sıcaklıklarda KRD Toplam Kuralları metodu kullanılarak elde edilmiştir (VELIEV, 2011b; VELIEV, 2011c; VELIEV, 2012a; VELIEV, 2012d; VELIEV, 2013c). B_c^+ mezonu uzun-ömürlü bir parçacıktır ve B , D mezonlarının ömürleriyle kıyaslanır bir ömre sahiptir. Bu özellik B_c 'yi η_c ve η_b ağır kuarkonyalarından ayırt eder. Bu nedenle B_c mezon bozunumu çalışmaları ağır kuark fiziğinde önemli bir yere sahiptir. Son zamanlarda, önemli bir gelişme BABAR' da $\gamma(3S) \rightarrow \gamma \eta_b$ foton spektrumunda η_b gözlenmesidir (AUBERT, 2008). Proje kapsamında yapılan çalışmalarda, spektral yoğunluğun yok etme ve saçılma kısımları pertürbasyon teorisi ile hesaplanmıştır. Sonlu sıcaklıkta ortaya çıkan ilave operatörler ve termal spektral yoğunluk ve pertürbatif iki-ilmek α_s düzeltmeleri göz önüne alınarak Termal KRD Toplam Kuralları analiz edilmiştir. Sayısal analizler, kritik sıcaklıkta B_c , η_c ve η_b mezonlarının kütleleri $T=0$ sıcaklıktaki değerleriyle kıyaslandığında sırasıyla %7, %12, %2 azalırken, bozunum sabitlerinin vakumdaki değerlerinin yaklaşık %35' ne ulaştığını göstermektedir. Elde edilen sonuçların mevcut deneysel değerler ve diğer pertürbatif olmayan yaklaşımların sonuçlarıyla iyi bir uyum içinde olduğu görülmüştür.

Diğer çalışmada, ağır-ağır aksiyal-vektör χ_{b1} ve χ_{c1} mezonları sonlu sıcaklıklarda KRD Toplam Kuralları metodu kullanılarak incelenmiştir (VELIEV, 2012b; VELIEV, 2013b). Kuarkonyalar, kendiliğinden kiral simetrisinin kırılması hakkında ve KGP fazının anlaşılmasında önemli bilgiler edinilmesi bakımından büyük rol oynamaktadırlar. Ayrıca bu parçacıkların incelenmesi bize KRD vakumu hakkında önemli bilgiler vermektedir. Hesaplamalarda sonlu sıcaklıkta ortaya çıkan ilave operatörler, pertürbatif iki-ilmek α_s düzeltmeleri ve dört boyuta kadar pertürbatif olmayan yoğunlaşma katkıları göz önüne alınmıştır. Termal KRD Toplam Kurallarına göre başlangıç noktası olan iki nokta Termal Korelasyon fonksiyonu:

$$\Pi_{\mu}(q, T) = i \int d^4 x e^{iqx} \left\langle T \left(J_{\mu}(x) J_{\nu}^{\dagger}(0) \right) \right\rangle \quad (29)$$

şeklinde yazılmıştır. Burada ağır aksiyal-vektör mezonları için arakesit akımı, $Q = b$ veya c kuark olmak üzere, $J_\mu(x) =: \bar{Q}(x) \gamma_\mu \gamma_5 Q(x)$:şeklinde tanımlıdır. KRK Toplam Kuralları yönteminin felsefesine göre bu termal korelasyon fonksiyonu hadronik ve KRK parametreleri cinsinden ayrı ayrı hesaplandıktan sonra dispersiyon bağıntısı ile birbirine eşitlenir ve aşağıdaki toplam kuralı elde edilir:

$$f_A^2(T) m_A^2(T) \exp\left(-\frac{s}{M^2}\right) = \int_{4m^2}^{s_0(T)} ds [\rho_{t,a}(s) + \rho_{\alpha_s}(s)] \exp\left(-\frac{s}{M^2}\right) + \hat{B}\Pi_t^{np}. \quad (30)$$

Burada spektral yoğunluğun yok etme kısmı $\rho_{t,a}(s)$, gerekli hesaplamalardan sonra aşağıdaki şekilde elde edilmiştir:

$$\rho_{t,a}(s) = \frac{s}{4\pi} [v(s)]^3 \left[1 - 2n\left(\frac{\sqrt{s}}{2T}\right) \right]. \quad (31)$$

Pertürbatif iki-ilmek α_s düzeltmesi ρ_{α_s} için aşağıdaki sonuç kullanılmıştır (SHIFMAN, 1979; REINDERS, 1985) :

$$\rho_{\alpha_s}(s) = \alpha_s \frac{s}{3\pi^3} \left[\pi v^3 \left(\frac{\pi}{2v} - \frac{1+v}{2} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{3}{\pi} \right) \right) + (P^A(v) - P(v)) \ln \frac{1+v}{1-v} + Q^A(v) \right]. \quad (32)$$

Burada $P(v)$, $Q(v)$, $P^A(v)$ ve $Q^A(v)$ fonksiyonları

$$\begin{aligned} P(v) &= \frac{5}{4} (1+v^2)^2 - 2, \\ Q(v) &= \frac{3}{2} v(1+v^2), \\ P^A(v) &= \frac{21}{32} + \frac{59}{32} v^2 + \frac{19}{32} v^4 - \frac{3}{32} v^6, \\ Q^A(v) &= -\frac{21}{16} v + \frac{30}{16} v^3 + \frac{3}{16} v^5, \end{aligned} \quad (33)$$

şeklinde ifade edilir ve $v = v(s) = \sqrt{1 - 4m^2/s}$ olarak tanımlanmıştır. Termal Korelasyon Fonksiyonun pertürbatif olmayan kısmı ise Borel dönüşümü uygulandıktan sonra aşağıdaki şekilde elde edilmiştir:

$$\begin{aligned} \hat{B}\Pi_t^{np} &= \int_0^1 dx \frac{\exp\left[\frac{m^2}{M^2(-1+x)x}\right]}{288M^6\pi^2(-1+x)^4x^4} \left[3\langle\alpha_s G^2\rangle \left(8M^6x^4(x-1)^4 + m^6(1-2x)^2(1-2x+x^2) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - m^2M^4(x-1)^2(2x^6-4x^5+4x^4-2x^3-3x^2) + m^4M^2(8x^6-24x^5+13x^4+14x^3-14x^2+3x) \right) \right. \\ &\quad \left. + 4\alpha_s\langle\Theta^g\rangle \left(m^2M^4(x-1)^2(22x^6-44x^5+74x^4-52x^3-x^2) - M^6(x-1)^3(4x^7-8x^6+38x^5 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 34x^4+12x^3) - 3m^6(1-2x)^2(1-2x+2x^2) - m^4M^2(40x^6-120x^5+94x^4-2x^3-28x^2+7x) \right) \right]. \end{aligned} \quad (34)$$

Sayısal analizlerde, gluon yoğunlaşmasının, gluon enerji yoğunluğunun ve süreklilik eşiğinin sıcaklığa bağıllığı kullanılmıştır. Yapılan incelemeler, kütle ve leptonik bozunum sabitlerinin $T \cong 100 \text{ MeV}$ sıcaklığına kadar değişmeden kalmasına rağmen bu sıcaklıktan itibaren sıcaklığın artmasıyla düşmeye başladığını göstermektedir. Kritik sıcaklıkta bozunma sabiti vakumdaki değerine kıyasla $\% (73-78)$ azalırken, kütle değeri χ_{b1} ve χ_{c1} mezonları için sırasıyla $\%4$ ve $\%19$ azalmaktadır. Vakumdaki kütle sonuçları mevcut deneysel değerler ile uyum içerisindedir. Bozunma sabiti değerinin kritik sıcaklık yakınında ani bir şekilde düşmesi KGP fazının sinyali olarak düşünülebilir.

2003 yılında BaBar deneyinde keşfedilen ve daha sonra yapılan CLEO ve BELLE deneylerinde varlığı kanıtlanan $D_{s0}(2317)$ mezonu pozitif pariteye sahip $c\bar{s}$ yapısında skaler bir mezondur. Proje kapsamında $D_{s0}(2317)$ mezonunun kütle ve leptonik bozunum sabitinin sıcaklığa bağıllığı iki ilmek mertebesindeki pertürbatif düzeltmeler ve altı boyuta kadarki pertürbatif olmayan yoğunlaşma düzeltmeleri göz önüne alınarak KRD Toplam Kuralları çerçevesinde incelenmiştir (VELIEV, 2010b; VELIEV, 2012e). İlk olarak iki noktalı termal korelasyon fonksiyonu

$$\Pi(q^2) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle T(J(x)J^+(0)) \rangle \quad (35)$$

şeklinde yazılır. m_c ve m_s , sırasıyla tılsımlı ve acayip kuarkların kütlesi olmak üzere akım $J(x) = (m_c - m_s) \bar{s}(x)c(x)$: şeklinde tanımlanır. Bu çalışmada s kuarkın kütlesi ihmal edilmemiştir. Termal KRD Toplam Kurallarına göre (35) eşitliği KRD ve fiziksel denilen iki farklı çerçevede hesaplanır ve elde edilen ana denklem;

$$\frac{f^2(T)m^4(T)}{Q^2 + m^2(T)} = \int_{(m_c+m_s)^2}^{s_0(T)} ds \frac{\rho_{a,pert}(s,T) + \rho_1(s)}{s + Q^2} + \int_0^{(m_c-m_s)^2} ds \frac{\rho_{s,pert}(s,T)}{s + Q^2} + \Pi_{np}(Q^2, T) \quad (36)$$

şeklini alır. Burada f ve m sırasıyla $D_{s0}(2317)$ mezonunun leptonik bozunum sabitini ve kütlelerini göstermektedir. Spektral fonksiyonun yoketme $\rho_{a,pert}(s,T)$ ve saçılma $\rho_{s,pert}(s,T)$ kısımları

$$\rho_{a,pert}(s,T) = \rho_0(s) \left[1 - n \left[\frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 + \frac{m_c^2 - m_s^2}{s} \right) \right] - n \left[\frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{m_c^2 - m_s^2}{s} \right) \right] \right], \quad (37)$$

$$\rho_{s,pert}(s,T) = \rho_0(s) \left[n \left[\frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 + \frac{m_c^2 - m_s^2}{s} \right) \right] - n \left[-\frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{m_c^2 - m_s^2}{s} \right) \right] \right] \quad (38)$$

şeklinde elde edilmiştir. Sıfır sıcaklıkta pertürbasyon teorisinde spektral yoğunluğa pertürbatif iki ilmek mertebesindeki α_s düzeltmelerinden gelen katkı $\rho_1(s)$ aşağıdaki şekilde ifade edilir (DOMINGUEZ, 1993):

$$\rho_1(s) = \frac{4\alpha_s}{3\pi} \rho_0(s) f(x). \quad (39)$$

Burada $x = m_c^2/s$, $\alpha_s = \alpha_s(m_c^2)$ ve

$$f(x) = \frac{9}{4} + 2Li_2(x) + \ln x \ln(1-x) - \frac{3}{2} \ln(1/x-1) - \ln(1-x) + x \ln(1/x-1) - \frac{x}{1-x} \ln x \quad (40)$$

ile verilmektedir. Termal korelatöre gelen pertürbatif olmayan katkılar;

$$\begin{aligned} \Pi_{np}(q^2, T) = & m_c \lambda \langle \bar{s}s \rangle \left[1 - \frac{1}{2} \varepsilon (3 - \lambda) - \lambda \varepsilon^2 (1 - \lambda) + \frac{1}{2} \varepsilon^3 (1 + \lambda - 4\lambda^2 + 2\lambda^3) \right] \\ & + \frac{\langle \alpha_s G^2 \rangle}{12\pi} \lambda \left[1 - 3\varepsilon \left(1 - \frac{8}{3} \lambda + 2\lambda^2 + 2\lambda(1-\lambda) \ln \frac{1}{\varepsilon\lambda} \right) \right] \\ & + \frac{M_0^2}{2m_c} \langle \bar{s}s \rangle \lambda^2 (1-\lambda) (1-\varepsilon(2-\lambda)) - \frac{8}{27} \frac{\pi\rho}{m_c^2} \alpha_s \langle \bar{s}s \rangle^2 \lambda^2 (2-\lambda-\lambda^2) \end{aligned} \quad (41)$$

şeklinde elde edilmiştir. Burada $\lambda = m_c^2/(Q^2 + m_c^2)$, $\varepsilon = m_s/m_c$ dir. Sayısal analizlerde, kuark, gluon yoğunlaşmalarının ve süreklilik eşiğinin sıcaklığa bağlı ifadeleri kullanılmıştır. Sayısal analizler, kütle ve bozunma sabitinin sıcaklık ile azaldığını ve $T=150 MeV$ kritik sıcaklığında kütle yaklaşık %10-15) azaldığını, bozunma sabitinin ise yaklaşık sıfır olduğunu göstermektedir.

Diğer bir çalışmada, pseudoskaler B_s mezonunun kütle ve leptonik bozunum sabitinin sıcaklığa bağlılığı Hilbert Moment Toplam Kuralları kullanılarak incelenmiştir (VELIEV, 2013a; VELIEV, 2009). B_s mezonu gibi bir hafif ve bir ağır kuark ve karşıt kuarktan oluşan pseudoskaler mezonların özelliklerinin incelenmesi CP kırılmasının doğasının anlaşılması ile ilgili önemli bilgiler verir. Bu çalışmada termal spektral yoğunluk ve iki ilmekli pertürbatif katkılar göz önüne alınarak Termal KRD Toplam Kuralları geliştirilmiştir. Hesaplamalarda kuark ve gluon yoğunlaşmalarının kiral pertürbasyon teorisinden elde edilen sıcaklığa bağlı sonuçları kullanılmıştır. Ayrıca süreklilik eşiğinin sıcaklığa bağlı ifadesi göz önüne alınmıştır. Yapılan sayısal analizlerde, B_s mezonunun kütle ve bozunma sabitleri $T \cong 100 MeV$ e kadar değişmezken, bu sıcaklık noktasından sonra sıcaklık arttıkça azalmaya başladığı gözlenmiştir. Kritik veya serbest faz sıcaklığı yakınında kütle değeri vakumdaki değerlerine göre %16 azalırken, bozunma sabiti %78 azalmaktadır. Bunun yanı sıra, sayısal analizlerde kütle ve bozunma sabitinin n Hilbert momentum parametresine göre kararlı olduğu gözlenmiştir. Elde ettiğimiz kütle ve bozunum sabitinin sıcaklığa bağlı sonuçlarının gelecekte yapılacak deneylerde test edilmesi beklenmektedir.

Σ_b ' nin Σ ' ya Yarıleptonik Geçişinin İncelenmesi

$\Sigma_b \rightarrow \Sigma l^+ l^-$ geçişinin kuark seviyesindeki temsili olan $b \rightarrow s \bar{\ell} \ell$ ' nin çeşni değiştiren nötr akım geçişi (FCNC) yeni fizik etkilerinin gözlenebilmesi için oldukça hassas bir kanaldır. Ayrıca bu geçiş, CKM matris elemanları V_{tb} ve V_{ts} ' nin doğru şekilde belirlenmesinde ve CP bozunumu gibi bazı temel sorulara cevap bulunmasında kullanılabilir. Bu çalışmanın ana konusu, $\Sigma_b \rightarrow \Sigma l^+ l^-$ geçişinden sorumlu on iki yapı faktörünün hesaplanmasıdır (AZIZI, 2012b). Elde edilen yapı faktörleri daha sonra ilgili kanalın dallanma oranını ve toplam bozunum oranını hesaplamak için kullanılmıştır. Bu amaçla, ışık konisi KRD toplam kuralları

kapsamında hafif Σ baryonun dağılım genliği (DA's) ve ağır Σ_b baryonun ara kesit akımı kullanılmıştır. KRD Toplam Kuralları çerçevesinde $b \rightarrow s$ geçişi için korelasyon fonksiyonları,

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu}^I(p, q) &= i \int d^4 x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T \{ J^{\Sigma_b}(0) \bar{b}(x) \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) s(x) \} | \Sigma(p) \rangle, \\ \Pi_{\mu}^{II}(p, q) &= i \int d^4 x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T \{ J^{\Sigma_b}(0) \bar{b}(x) i \sigma_{\mu\nu} q^{\nu} (1 + \gamma_5) s(x) \} | \Sigma(p) \rangle\end{aligned}\quad (42)$$

şeklinde tanımlanır. Burada J^{Σ_b} , Σ_b baryonun ara kesit akımı olup,

$$\begin{aligned}J^{\Sigma_b}(x) &= \frac{-1}{\sqrt{2}} \varepsilon_{abc} \left\{ \left[u_1^{aT}(x) C b^b(x) \right] \gamma_5 d^c(x) + \beta \left[u_1^{aT}(x) C \gamma_5 b^b(x) \right] d^c(x) \right. \\ &\quad \left. - \left[b^{aT}(x) C d^b(x) \right] \gamma_5 u^c(x) - \beta \left[b^{aT}(x) C \gamma_5 d^b(x) \right] u^c(x) \right\}\end{aligned}\quad (43)$$

şeklinde ifade edilir. Burada a , b ve c ise renk indisler, C yük eşleniği operatörü ve β ise keyfi parametredir.

Tanımlanan korelasyon fonksiyonları, KRD Toplam Kuralları metodu ile, hadronik parametreler cinsinden ve KRD parametreleri cinsinden iki ayrı yolla hesaplanır. Korelasyon fonksiyonunda bulunan matris elemanlarının yapı faktörleri cinsinden ifadeleri kullanılarak ilgili korelasyon fonksiyonları hadronik parametreler cinsinden

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu}^I(p, q) &= \frac{\lambda_{\Sigma_b}}{m_{\Sigma_b}^2 - (p+q)^2} \left\{ 2f_1(q^2) p_{\mu} + 2f_2(q^2) p_{\mu} \not{q} + [f_2(q^2) + f_3(q^2)] q_{\mu} \not{q} \right. \\ &\quad \left. - 2g_1(q^2) p_{\mu} \gamma_5 + 2g_2(q^2) p_{\mu} \not{q} \gamma_5 + [g_2(q^2) + g_3(q^2)] q_{\mu} \not{q} \gamma_5 \right. \\ &\quad \left. + \text{diğer yapılar} \right\} u_{\Sigma}(p)\end{aligned}\quad (44)$$

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu}^{II}(p, q) &= \frac{\lambda_{\Sigma_b}}{m_{\Sigma_b}^2 - (p+q)^2} \left\{ 2f_1^T(q^2) p_{\mu} + 2f_2^T(q^2) p_{\mu} \not{q} + [f_2^T(q^2) + f_3^T(q^2)] q_{\mu} \not{q} \right. \\ &\quad \left. - 2g_1^T(q^2) p_{\mu} \gamma_5 + 2g_2^T(q^2) p_{\mu} \not{q} \gamma_5 + [g_2^T(q^2) + g_3^T(q^2)] q_{\mu} \not{q} \gamma_5 \right. \\ &\quad \left. + \text{diğer yapılar} \right\} u_{\Sigma}(p)\end{aligned}$$

şeklinde yazılabilir. Korelasyon fonksiyonu KRD parametreleri cinsinden ise, J^{Σ_b} akımının korelasyon fonksiyonlarında yerine konulması ile,

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu}^I(p, q) &= \frac{-1}{\sqrt{2}} \varepsilon_{abc} \int d^4 x e^{-iqx} \left\{ \left(\left[(C)_{\eta\beta}(\gamma_5)_{\rho\phi} - (C)_{\beta\phi}(\gamma_5)_{\rho\eta} \right] + \beta \left[(C\gamma_5)_{\eta\beta}(I)_{\rho\phi} - (C\gamma_5)_{\beta\phi}(I)_{\rho\eta} \right] \right) \right. \\ &\quad \left. \left[\gamma_{\mu} (1 - \gamma_5)_{\sigma\theta} \right] \right\} S_Q(-x)_{\beta\sigma} \langle 0 | u_{\eta}^a(0) s_{\theta}^b(x) d_{\phi}^c(0) | \Sigma(p) \rangle\end{aligned}\quad (45)$$

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu}^{II}(p, q) &= \frac{-1}{\sqrt{2}} \varepsilon_{abc} \int d^4 x e^{-iqx} \left\{ \left(\left[(C)_{\eta\beta}(\gamma_5)_{\rho\phi} - (C)_{\beta\phi}(\gamma_5)_{\rho\eta} \right] + \beta \left[(C\gamma_5)_{\eta\beta}(I)_{\rho\phi} - (C\gamma_5)_{\beta\phi}(I)_{\rho\eta} \right] \right) \right. \\ &\quad \left. \left[i \sigma_{\mu\nu} q^{\nu} (1 + \gamma_5)_{\sigma\theta} \right] \right\} S_Q(-x)_{\beta\sigma} \langle 0 | u_{\eta}^a(0) s_{\theta}^b(x) d_{\phi}^c(0) | \Sigma(p) \rangle\end{aligned}$$

olarak bulunmuştur.

Elde edilen korelasyon fonksiyonlarına öncelikle Borel dönüşümü uygulanmıştır. Daha sonra bu fonksiyonlardan seçilen uygun yapıların katsayıları eşitlenmiştir. Son olarak yüksek mertebelerden ve süreklilikten gelen katkılar kuark- hadron ikilemi kullanılarak yok edilmiş ve KRD Toplam Kuralları elde edilmiştir. Yapı faktörlerinin nümerik değerleri için gerekli olan rezidü değerleri (AZIZI, 2009)'de hesaplanmıştır.

Yapı faktörleri aracılığı ile elde edilen dallanma oranı için bulunan sonuçlar bu kanalın LHC' de gözlenebileceğini göstermiştir. İlgili baryonlar için bu çalışmada verilen sonuçlar ile yapılan ölçümlerin sonuçları karşılaştırılarak, Σ_b baryonun doğası ve SM ötesi yeni fizik etkileri ile ilgili yararlı bilgiler elde edilebilir.

Ξ_Q ve Ξ'_Q Baryonlarının Ξ ve Σ ' ya Yarıleptonik Geçişinin İncelenmesi

Ağır baryonların, zayıf ve yarıleptonik geçişleri, yalnızca bu baryonların içyapılarının araştırılması için değil, aynı zamanda standart modelin temel konularından biri olan CKM matris elemanları hakkında bilgi edinmemiz için de önemlidir (ALIEV, 2012). Bir ağır kuark içeren baryonların, çeşni değiştiren nötr akımlar (FCNC) ile hafif baryonlara ilmek seviyesinde yarıleptonik geçişleri, süpersimetrik parçacıkların araştırılması, hafif karanlık madde, dördüncü aile ve ekstra boyutlar gibi konuların araştırılmasında en kullanışlı araçlardan biridir (BUCHALLA, 2000; BIRD, 2004).

Bu çalışmada ağır Ξ_Q ve Ξ'_Q baryonlarının hafif Ξ ve Σ baryonlarına geçişi ışık konisi KRD Toplam Kuralları çerçevesinde incelenmiştir (AZIZI, 2012a). İlgili kanallar hem on iki yapı faktörü ile tanımlanan ilmek diyagramları hem de düşük enerji Hamiltonyenine karşılık gelen geçiş matris elemanlarında bulunan altı yapı faktörü ile incelenen ağaç seviyesindedir.

Yapı faktörleri için toplam kuralları kullanılarak, ilgili kanalların bozunma oranları hesaplanmıştır. Bu geçişler için yaşam süreleri bilindiğinden, dallanma oranları elde edilmiştir. Ayrıca benzer baryonik bir geçiş olan $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ geçişi yakın zamanda CDF Collaboration tarafından gözlenmiş, bildirilen sonuçların önceki çalışmamızla oldukça uyumlu olduğu görülmüştür (ALIEV, 2010).

K_0^* , K , K_1 mezonları ile $B, B_s, B_s^* [D, D_s, D_s^*]$ mezonları arasındaki etkileşimin incelenmesi güçlü etkileşimin analizinde büyük rol oynamaktadır. Bu mezonlar arasındaki güçlü etkileşimleri daha iyi anlamak, aralarındaki kuvvetli potansiyelleri kurmak ve bu parçacıkların doğaları ve yapıları hakkında bilgi edinmek için kuplaj sabitlerinin bilinmesine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu sabitler KRD Toplam Kuralları yönteminde üç nokta korelasyon (ilişkilendirme) fonksiyonu kullanılarak hesaplanmaktadır. Bu çalışmada $B_s B K_0^* [D_s D K_0^*]$, $B_s^* B K [D_s^* D K]$ ve $B_s^* B K_1 [D_s^* D K_1]$ köşeleri incelenmiş ve $g_{D_s D K_0^*}$, $g_{B_s B K_0^*}$, $g_{D_s^* D K}$, $g_{B_s^* B K}$, $g_{D_s^* D K_1}$, $g_{B_s^* B K_1}$ güçlü kuplaj sabitleri elde edilmiştir (AZIZI, 2011; SUNDU, 2011; SUNGU, 2012a; YINELEK, 2012; SAHIN, 2012). Pertürbatif olmayan katkılar hesaplanırken kuark ve kuark-gluon yoğunlaşmalarını içeren tüm diyagramlar göz önüne alınmış ve üç nokta korelasyon fonksiyonları için operatör çarpım açılımı elde edilmiştir. $B(D)$ ve $K_0^*(K)(K_1)$ mezonlarının sanal olduğu durumlar göz önüne alınarak KRD toplam kuralları elde edilmiştir. Deneysel olarak $K_1(1270)$ ve $K_1(1430)$ mezonlarının, iki aksiyal-vektör $SU(3)$ sekizlileri $^3P(K_1^A)$ ve $^1P_1(K_1^B)$ ' nin karışımından oluştuğu için, hesaplamalarda bu mezonların karışımları

$$\begin{aligned}
|K_1(1270)\rangle &= |K_1^A\rangle \sin\theta + |K_1^B\rangle \cos\theta & \text{ve} \\
|K_1(1400)\rangle &= |K_1^A\rangle \cos\theta - |K_1^B\rangle \sin\theta & (46)
\end{aligned}$$

şeklinde gözönüne alınmıştır. Burada θ , karışım açısıdır ve $\theta = -(34 \pm 13)^\circ$ olarak alınmıştır. Elde edilen güçlü etkileşim sabiti değerlerinin literatürdeki sonuçlar ile uyumlu olduğu gözlenmiştir.

B mezonların yörüngesel olarak uyarılmış tılsımlı mezonlara ve uyarılmış tılsımlı mezonların diğer tılsımlı mezon durumlarına güçlü etkileşme yoluyla geçişleri son yıllarda pek çok işbirliği' nin odak noktası olmuştur. BaBar ve Belle işbirlikleri yörüngesel olarak uyarılmış tılsımlı mezon kanalları ve B mezonun bazı yarıleptonik ve hadronik bozunumlarının dallanma oranları ile ilgili ölçümleri rapor halinde sunmuştur. Son durumda yörüngesel olarak uyarılmış tılsımlı mezonların bozunum kanalları B mezonun toplam yarıleptonik bozunma genişliğine büyük miktarda katkı sağlar. Bu nedenle $D_2^*(2460)$ gibi tensör mezonların özellikleri hakkında detaylı bilgi sahibi olmak hem deneysel hemde teorik açıdan oldukça önemlidir. Bu proje kapsamında, KRD Toplam Kuralları çerçevesinde kuantum sayısı $I(J^P) = 1/2(2^+)$ olan $D_2^*(2460)$ ' in kütlesi ve mezon-akım etkileşme sabiti hesaplanmış ve varolan deneylerle uyumlu olduğu görülmüştür (SUNDU, 2012).

Tablo 1: $D_2^*(2460)$ tensör mezonun kütle ve mezon-akım etkileşme sabiti değerleri

	Bu çalışma	Deneysel (NAKAMURA, 2010)
$m_{D_2^*}(2460)$	$(2.50 \pm 0.48) \text{ GeV}$	$(2.4626 \pm 0.0007) \text{ GeV}$
$f_{D_2^*}(2460)$	$(0.0317 \pm 0.0092) \text{ GeV}$	–

Kuarkonya, özellikle de $b\bar{b}$ durumları ağır kuarklar içerdiğinden yaklaşık non-rölativistik durumlardır. Bu nedenle bu durumlar KRD' nin pertürbatif ve non-pertürbatif karakteristiklerini ve hadronik dinamikleri incelemek açısından oldukça önemlidir. Geçmişte bu durumların özellikleri hakkında Potansiyel Model ve Coulomb Ayar Modeli kullanılarak, teorik hesaplamalar yapılmıştır. Bu çalışmada, hadron fiziği için en güçlü tekniklerden biri olan KRD Toplam Kuralları yaklaşımını kullanarak yarıleptonik $\chi_{b0} \rightarrow B_c \bar{\nu}, (l = (e, \mu, \tau))$ bozunma kanalının geçiş yapı faktörünü iki gluon katkısını da hesaba katarak hesaplanmıştır (AZIZI, 2012c; SUNGU, 2012b). Ele alınan bozunum ağaç seviyesinde $b \rightarrow c \ell \bar{\nu}$ şeklinde tanımlanır. Bu duruma karşılık gelen etkin Hamiltonyen aşağıdaki formda ifade edilir:

$$H_{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} \bar{\nu} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \ell \bar{c} (1 - \gamma_5) b. \quad (48)$$

Burada G_F Fermi sabiti ve V_{cb} , CKM matrislerinin bir elamanıdır. Ayrıca yapı faktörlerinin fit fonksiyonu kullanılarak ele alınan bozunum modunun farklı lepton kanalları için bozunma genişliği ve ömrü öngörülmüştür.

Tablo 2: χ_{b0} mezonunun bozunma genişlikleri.

	$\Gamma(\text{GeV})$
$\chi_{b0} \rightarrow B_c e \bar{\nu}_e$	1.46×10^{-14}
$\chi_{b0} \rightarrow B_c \mu \bar{\nu}_\mu$	1.45×10^{-14}
$\chi_{b0} \rightarrow B_c \tau \bar{\nu}_\tau$	0.91×10^{-14}

Elde edilen bu sonuçların yakın gelecekte yapılacak olan deneylere ışık tutacağını düşünmekteyiz.

Ayrıca, $D_s^* \rightarrow D_s \eta$ köşesi, üç nokta KRK toplam kuralları yöntemiyle incelenmektedir. Bu çalışmada kuark, karışık kuark-gluon ve gluon yoğunlaşmaları göz önünde bulundurularak pertürbatif olmayan katkılar hesaplanmıştır. Bu çalışma, literatürde çok fazla çalışılmayan η_s mezonunun hadronik özelliklerinin anlaşılması bakımından çok önemlidir. Daha sonra bu çalışmada ele alınan süreç, sonlu sıcaklık durumu için Termal KRK Toplam Kuralları uygulanarak genelleştirilecektir.

Standart modelde, B mezonların bir W bozonu aracılığıyla yarileptonik bozunumları iyi bilinen süreçlerdir. Yüksek kütleli τ lepton içeren bozunmalar yüklü ara parçacık olan Higgs bozonu gibi ek genliklere göre duyarlı olduğundan Higgs bozonunun ve Standart Model dışı katkıların araştırılması açısından oldukça önemlidir. İlk kez 2007 yılında Belle deneyinde $\bar{B} \rightarrow D^* \tau^- \bar{\nu}_\tau$ bozunumu dedekte edilmiştir. O zamandan beri BaBar ve Belle deneylerinde pek çok ölçüm yapılmış ve $\bar{B} \rightarrow D \tau^- \bar{\nu}_\tau$ bozunması da tespit edilmiştir. Geçen yıl Amerika' daki SLAC Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarında yapılan BaBar deneyinde (bak. hep-ex/1205.5442) $\bar{B} \rightarrow D \tau^- \bar{\nu}_\tau$ ve $\bar{B} \rightarrow D^* \tau^- \bar{\nu}_\tau$ bozunumlarının $\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ bozunumuna oranı incelenmiş ve aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir (BaBar ve BELLE Collaboration):

$$\begin{aligned} R(D) &= 0.440 \pm 0.058 \pm 0.042 \\ R(D^*) &= 0.332 \pm 0.024 \pm 0.018. \end{aligned} \tag{49}$$

Bu sonuçlar Belle deneyi ile birlikte 3.4σ ' da Standart Model ile uyuşmaz. Bu $\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau$ bozunumuna etki eden yeni fizik süreçlerinin bir göstergesi olabilir. Bu bağlamda, QCD Toplam kuralları metodunu kullanarak beş boyutta $B_s(B^\pm)(B^0) \rightarrow D_s[1968](D^0)(D^\pm)l\nu$ ve $B_q \rightarrow D_q^* l\nu$ ($q = s, d, u$) bozunumlarının yapı faktörlerini, dallanma oranlarını ve bozunma genişliğini hesaplamak büyük önem taşımaktadır ve bu doğrultuda yapılan hesaplamalar tamamlanmak üzeredir.

Sonuç

Bu projede, günümüz fiziğinin güncel konularından biri olan hadron parametrelerine ortam etkilerinin incelenmesi ele alınmıştır. Termal KRK' ye göre kritik sıcaklığa yakın bölgede hadron parametrelerine ortam etkilerinin incelenmesi pertürbatif olmayan yöntemler kullanılarak analiz edilebilir. Bu konu ile ilgili en etkin yöntemlerden biri, Termal KRK Toplam Kuralları yöntemidir. Şimdiye kadar Termal KRK Toplam Kuralları ile ilgili çok sayıda çalışma olmasına rağmen, Operatör Çarpım Açılımının sonlu sıcaklık ve yoğunluklarda uygulanmasında birtakım zorluklar vardır. Bu nedenle sonlu sıcaklık ve yoğunluklarda hadron parametrelerinin incelenmesi için önce $T=0$ durumunda KRK Toplam Kuralları yöntemi

kullanılarak mezon ve baryonların özelliklerini öğrenmek gerekir. Projenin ilk aşamalarında $T=0$ durumu için elde edilen birikimler $T \neq 0$ durumlarına uygulanarak mezon ve baryonların özelliklerinin incelenmesinde kullanılmıştır. Ayrıca $T=0$ durumunun incelenmesi $T \neq 0$ durumunda elde edilen sonuçların doğruluğunu tespit etmek açısından da önem taşımaktadır.

Elde edilen teorik sonuçların evrensel bilime katkı sağlayacağını ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmasının hadron fenomenolojisinin daha iyi anlaşılmasında önemli rol oynayacağını, yeni deneylerin yapılmasında yönlendirici etki yapacağını düşünmekteyiz. Ayrıca hadron fiziği gelişme aşamasında olup, çekirdek fiziği, kozmoloji ve benzeri fizik dallarının gelişiminde önemli rol oynayan bir bilim dalıdır. Bu nedenle elde ettiğimiz sonuçların çekirdek fiziği, kozmoloji ve benzeri fizik dallarına katkı sağlayacağını düşünmekteyiz.

Projede elde edilen sonuçları aşağıdaki gibi sıralayabiliriz:

1) Bir ağır $b(c)$ kuark ve bir ağır $\bar{b}(\bar{c})$ karşıt kuarkı içeren skaler kuarkonyumların $\chi_{Q_0}(Q=b,c)$ kütle ve bozunma sabitleri hem vakum durumunda hem de sonlu sıcaklıklarda KRD toplam kuralları metodu kullanılarak hesaplanmıştır. Yapılan çalışmada $T=100\text{MeV}$ ' e kadar kütle ve bozunma sabitleri değişmezken, bu sıcaklık noktasından sonra sıcaklık arttıkça, kütle ve bozunma sabitlerinin azalmaya başladığı gözlenmiştir. Kritik veya serbest faz sıcaklığı yakınında kütle değerleri χ_{b_0} ve χ_{c_0} mezonları için sırasıyla vakumdaki değerlerine göre %6 ve %23 oranında azalırken, bozunma sabitlerinin vakumdaki değerlerin yaklaşık %25' ine ulaştığı sonucuna varılmıştır. Bozunma sabitinin kritik sıcaklığa yakın bölgelerde, vakumdaki değerine kıyasla bu şekilde düşmesi Kuark Gluon Plazma (KGP) faz geçişi için bir belirti sayılabilir (VELIEV, 2010a; VELIEV, 2012c).

2) Ağır kuarkonyum olan $\Upsilon(b\bar{b})$ ve $J/\psi(c\bar{c})$ vektör mezonlarının kütle ve bozunum sabitleri hem vakumda hem de sonlu sıcaklıklarda KRD Toplam Kuralları metodu kullanılarak elde edilmiştir. Kütlelerin ve bozunum sabitlerinin hesaplanması için bir ilmek yaklaşımında spektral yoğunluk ifadesi termal kuark propagatörü kullanılarak hesaplanmış, spektral yoğunluğun yoketme ve saçılma kısımları elde edilmiş ve α_s mertebesinde iki ilmekli pertürbatif katkılar göz önüne alınmıştır. Kritik sıcaklığa yakın bölgelerde kütle değerleri $\Upsilon(b\bar{b})$ ve $J/\psi(c\bar{c})$ durumları için sırasıyla %12 ve %2.5 oranında azalırken, bozunma sabitlerinin vakumdaki değerlerinin yaklaşık %45' ine ulaştığı gözlenmektedir. $T=0$ sıcaklığında kütle ve bozunma sabitleri için elde edilen sonuçların diğer pertürbatif olmayan yaklaşımların öngörülleri ve var olan deneysel verilerle oldukça uyumlu olduğu görülmüştür (VELIEV, 2011a; VELIEV, 2012b; VELIEV, 2012c).

3) B_c, η_c ve η_b pseudoskaler mezonlarının kütle ve bozunum sabitlerinin sıcaklığa bağlılığı incelenmiştir. Çalışmada, kuark ve karşıt kuark kütleleri farklı olduğu durumda termal spektral yoğunluk hesaplanmıştır. Maddenin durgun olduğu referans sistemine geçilmiş, Borel dönüşümleri kullanılarak KRD toplam kuralları elde edilmiştir. Nümerik hesaplamalar sonucunda, kütle ve bozunma sabitlerinin sıcaklığın artmasıyla azalmaya başladığı gözlenmiş ve bu niceliklerin sıcaklıkla değişimini ifade eden fit fonksiyonları elde edilmiştir. Kritik sıcaklığa yakın bölgelerde bozunma sabitlerinin vakumdaki değerlerinin yaklaşık %35' ine ulaştığı, kütle değerlerinin ise B_c, η_c ve η_b için sırasıyla %7, %12 ve %2 oranında

azaldığı gözlenmektedir. $T=0$ sıcaklığında kütle ve bozunma sabitleri için elde edilen sonuçlar diğer pertürbatif olmayan yaklaşımların öngörülleri ve var olan deneysel değerlerle oldukça uyumludur (VELIEV, 2011c; VELIEV, 2011b; VELIEV, 2012a; VELIEV, 2012c).

4) $D_{so}(2317)$ ' nin iç yapısının $c\bar{s}$ olduğunu kabul ederek, sonlu sıcaklıklarda iki ilmek mertebesinde etkileşme sabitine pertürbatif düzeltmeleri ve altı boyuta kadarki pertürbatif olmayan yoğunlaşma düzeltmelerini hesaba katarak $D_{so}(2317)$ mezonun kütle sinin ve bozunma sabitinin sıcaklığa bağıllığı KRD toplam kuralları metodu ile incelenmiştir. Hem Borel, hem de Hilbert moment tekniği kullanılarak yapılan nümerik analizlerde, kütle ve bozunma sabitinin sıcaklık ile azaldığını ve $T=150$ MeV kritik sıcaklığında kütle yaklaşık %10–15 azalırken, bozunma sabitinin sıfır olduğu elde edilmiştir (VELIEV, 2010b).

5) KRD toplam kuralları tekniği ile $D_s^*DK^*(892)$ ve $B_s^*BK^*(892)$ köşeleri incelenmiş ve güçlü etkileşme sabitleri $g_{D_s^*DK^*(892)} = (3.74 \pm 1.38) GeV^{-1}$ ve $g_{B_s^*BK^*(892)} = (3.24 \pm 1.08) GeV^{-1}$ elde edilmiştir. Hesaplamalarda korelasyon fonksiyonları, $D(B)$ ve $K^*(892)$ mezonlarının sanal olduğu durumlardaki katıklar (ışınal düzeltmeler hariç) göz önüne alınmış, daha sonra aritmetik ortalama yapılmıştır. Pertürbatif olmayan katıklar hesaplanırken kuark yoğunlaşmaları içeren tüm diyagramlar göz önüne alınmıştır. Elde edilen değerlerin, gelecekteki deneylerde gözlemlenmesi beklenmektedir (AZIZI, 2011).

7) $\Sigma_b \rightarrow \Sigma l^+ l^-$ yarıleptonik geçişi pertürbatif olmayan yöntemlerden biri olan ışık konisi KRD toplam kuralları kullanılarak incelenmiştir. Etkin Hamiltonyenin matris elemanında tanımlanan ve bu geçiştten sorumlu 12 adet yapı faktörü, Σ_b ağır baryon için ara durum akımların genel formundan ve hafif Σ baryonun saçılma genliğinden (DA's) yararlanarak elde edilmiştir. Bu yapı sabitleri $\Sigma_b \rightarrow \Sigma l^+ l^-$ geçişinin dallanma ve bozunma oranlarını elde etmek için kullanılmıştır. Elde ettiğimiz dallanma oranları LHC' de bu kanalların bulunabileceğini göstermektedir (AZIZI, 2012b).

8) $\Xi_{b(c)}$ ve $\Xi'_{b(c)}$ ağır baryonlarının, Ξ ve Σ hafif baryonlarına yarıleptonik bozunumu ışık konisi KRD toplam kuralları çerçevesinde incelenmiştir. İncelediğimiz kanalların düşük enerji Hamiltonyenine göre matris elemanları, ilmek seviyesinde 12, ağaç seviyesinde ise 6 yapı faktörü ile tanımlanmaktadır. Hesaplanan yapı sabitleri aracılığıyla, ilgili geçişlerin bozunma ve dallanma oranları elde edilmiştir. Elde ettiğimiz dallanma oranları LHC' de bu kanalların gözlemlenebileceğini göstermektedir (AZIZI, 2012a).

9) $B_s BK_0^*[D_s DK_0^*]$, $B_s BK[D_s DK]$ ve $B_s BK_1[D_s DK_1]$ köşeleri incelenmiş ve $g_{D_s DK_0^*}$, $g_{B_s BK_0^*}$, $g_{D_s DK}$, $g_{B_s BK}$, $g_{D_s DK_1}$, $g_{B_s BK_1}$ güçlü kuplaj sabitleri KRD toplam kuralları kullanılarak elde edilmiştir. Pertürbatif olmayan katıklar hesaplanırken kuark ve kuark-gluon yoğunlaşmalarını içeren tüm diyagramlar göz önüne alınmış ve üç nokta korelasyon fonksiyonları için operatör çarpım açılımı elde edilmiştir. $B(D)$ ve $K_0^*(K)(K_1)$ mezonlarının sanal olduğu durumlar göz önüne alınarak KRD toplam kuralları elde edilmiştir. Deneysel olarak $K_1(1270)$ ve $K_1(1430)$ mezonlarının, iki aksiyal-vektör $SU(3)$ sekizlileri ${}^3P(K_1^A)$ ve ${}^1P_1(K_1^B)$ ' nin karışımından oluştuğu için, hesaplamalarda bu mezonların karışımları göz önüne alınmıştır. Elde edilen güçlü etkileşim değerlerinin literatürdeki sonuçlar ile uyumlu olduğu gözlenmiştir (AZIZI, 2011; SUNDU, 2011; SUNGU, 2012a; YINELEK, 2012; SAHIN, 2012).

10) KRK Toplam Kuralları yaklaşımı kullanılarak yarıleptonik $\chi_{b0} \rightarrow B_c l \bar{\nu}$, ($l = (e, \mu, \tau)$) bozunma kanalının geçiş yapı faktörü iki gluon katkısını da hesaba katarak hesaplanmıştır. Ele alınan bozunum ağaç seviyesinde, $b \rightarrow c l \bar{\nu}$ şeklinde tanımlanmış ve bu duruma karşılık gelen etkin Hamiltonyen ifade edilmiştir. Ayrıca yapı faktörlerin fit fonksiyonu kullanılarak ele alınan bozunum modunun farklı lepton kanalları için bozunma genişliği ve ömrü öngörölmüştür (AZIZI, 2012c; SUNGU, 2012b).

11) KRK Toplam Kuralları çerçevesinde kuantum sayısı $I(J^P) = 1/2(2^+)$ olan $D_2^*(2460)$ 'ın kütle ve mezon-akım etkileşme sabiti hesaplanmış ve varolan deneylerle uyumlu olduğu görölmüştür (SUNDU, 2012).

12) B_s mezonunun kütle ve leptonik bozunum sabitinin sıcaklığa bağıllığı Hilbert moment toplam kuralları kullanılarak incelenmiştir. B_s mezonunun kütle ve bozunma sabitinin sıcaklık arttıkça azalmaya başladığı görölmüş ve leptonik bozunum sabitinin sıcaklıkla değişimini ifade eden fit fonksiyonları elde edilmiştir. Ayrıca elde edilen sonuçların n Hilbert moment parametresine bağıllığı incelenmiş ve sonuçların kararlı olduğu görölmüştür (VELIEV, 2013a).

13) KRK Toplam kuralları metodunu kullanarak beş boyutta $B_s(B^\pm)(B^0) \rightarrow D_s[1968](D^0)(D^\pm) l \bar{\nu}$ ve $B_q \rightarrow D_q^* l \bar{\nu}$ ($q = s, d, u$) bozunumlarının yapı faktörlerini, dallanma oranlarını ve bozunma genişliğini hesaplama çalışmaları tamamlanmak üzeredir.

14) $D_s^* \rightarrow D_s \eta$ köşesi, üç nokta KRK toplam kuralları yöntemiyle incelenmektedir. Kuark, karışık kuark-gluon ve gluon yoğunlaşmaları göz önünde bulundurularak pertürbatif olmayan katkılar hesaplanmaktadır. Daha sonra bu çalışmada ele alınan süreç, sonlu sıcaklık ortamında Termal KRK Toplam Kuralları uygulanarak genelleştirilecektir.

Yararlanılan Kaynaklar

1. ALIEV T. M., Azizi K., Savcı M., Analysis of the $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ Decay in QCD, *Phys. Rev. D* 81, 056006, (9pp), (2010).
2. ALIEV T. M., Azizi K., Savcı M., Mixing Angle of Doubly Heavy Baryons, *Phys. Lett. B* 715, 149-151, (2012).
3. AUBERT B., et.al, BABAR Collaboration, Observation of the Bottomonium Ground State in the Decay $\Upsilon(3S) \rightarrow \gamma \eta_b$, *Phys. Rev. Lett.* 101, 071801, (7pp), (2008).
4. AZIZI K., Bayar M., Özpineci A., $\Sigma_Q \Lambda_Q \pi$ Coupling Constant in Light Cone QCD Sum Rules, *Phys. Rev. D* 79, 056002, (19pp), (2009).
5. AZIZI K., Sundu H., $\rho_{D_s^* DK^* (892)}$ ve $\rho_{B_s^* BK^* (892)}$ Coupling Constants in QCD Sum Rules, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 38, 045005, (14pp), (2011).
6. AZIZI K., Saraç Y., Sundu H., Light Cone QCD Sum Rules Study of the Semileptonic Heavy Ξ_Q' and Ξ_Q' Transitions to Ξ and Σ Baryons, *Eur. Phys. J. A*, 48: 2, (13pp), (2012 a).

7. AZIZI K., Bayar M., Özpineci A., Saraç Y., Sundu H., Semileptonic Transition of Σ_b to Σ in Light Cone QCD Sum Rules, *Phys. Rev. D* 85, 016002, (15pp), (2012 b).
8. AZIZI K., Sundu H., Süngü J., Semileptonic Transition of P Wave Bottomonium $\chi_{b0}(1P)$ to B_c Meson, *Eur. Phys. J. A*, 48: 108, (13pp), (2012 c).
9. BaBar Collaboration, <http://www.slac.stanford.edu/BF/>; BELLE Collaboration, <http://belle.kek.jp/>.
10. BELLAC, M., *Thermal Field Theory*, Cambridge U.P., Cambridge, (1996).
11. BIRD C., Jackson P., Kowalewski R., Pospelov M., Search for Dark Matter in $b \rightarrow s$ Transitions with Missing Energy, *Phys. Rev. Lett.* 93, 201803, (4pp), (2004).
12. BOCHKAREV A. I., Shaposhnikov M. E., The Spectrum of Hot Hadronic Matter and Finite-temperature QCD Sum Rules, *Nucl. Phys. B*, 268, 220-252, (1986).
13. BUCHALLA G., Hillerand G., Isidori G., Phenomenology of Non-standard Z Couplings in Exclusive Semileptonic $b \rightarrow s$ transition, *Phys. Rev. D* 63, 014015, (28pp), (2000).
14. CHENG M., et.al, QCD Equation of State with Almost Physical Quark Masses, *Phys. Rev. D* 77, 014511, (23pp), (2008).
15. COLANGELO P., Khodjamirian A., QCD Sum Rules, a Modern Perspective "At the Frontier of Particle Physics", Handbook of QCD, edited by Shifman M., *World Scientific* 3, 1495-1576, (2001).
16. DOMINGUEZ C.A., Paver N., Leptonic Decay Constants of D_s and B_s Mesons from QCD Sum Rules, *Phys. Lett. B* 318, 629-634, (1993).
17. DOMINGUEZ C.A., Loewe M., Rojas J.C., Heavy-light Quark Pseudoscalar and Vector Mesons at Finite Temperature, *JHEP* 08, 040, (11pp), (2007).
18. 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* 81, 014007, (7pp), (2010).
19. GASSER J., Leutwyler H., Light Quarks at Low Temperatures, *Phys. Lett. B* 184, 83-88, (1987).
20. GERBER P., Leutwyler, H., Hadrons Below the Chiral Phase Transition, *Nucl. Phys. B* 321, 387-429, (1989).
21. HATSUDA T., Koike Y., Lee S. H., Finite-temperature QCD Sum Rules Reexamined: ρ , ω and A_1 mesons, *Nucl. Phys. B* 394, 221-264, (1993).
22. KAPUSTA J. I., *Finite Temperature Field Theory*, Cambridge University Press, Cambridge, (1993).
23. KOBES R. L., SEMENOFF G. W., Discontinuities of Green Functions in Field Theory at Finite Temperature and Density, *Nucl. Phys. B*, 260, 714-746, (1985).
24. LETESSIER J., Rafelski J., *Hadrons and Quark-Gluon Plasma*, Cambridge University Press, Cambridge, (2002).
25. MALLIK S., Operator Product Expansion at Finite Temperature, *Phys. Lett. B* 416, 373-378, (1998).
26. MALLIK S., Mukherjee, K., Rho Parameters from Odd and Even Chirality, Thermal QCD Sum Rules, *Phys. Rev. D* 58, 096011, (7pp), (1998); *ibid.* D 61, 116007, (6pp), (2000).
27. MALLIK S., Nyffeler, A., QCD Sum Rules for ρ Mesons in Nuclear Matter, *Phys. Rev. C* 63, 065204, (9pp), (2001).

28. MALLIK S., Sarkar, S., Spectral Representation and QCD Sum Rules for the Nucleon at Finite Temperature, *Phys. Rev. D* 65, 016002, (10pp), (2002).
29. MATSUI T., Satz H., J/psi Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation, *Phys. Lett. B* 178, 416-422, (1986).
30. NAKAMURA K. et al., Review of particle physics, *J. Phys. G* 37, 075021, (3pp), (2010).
31. REINDERS L. J., Rubinstein H., Yazaki S., Hadron Properties from QCD Sum Rule, *Phys. Rep.* 127, 1-97, (1985).
32. SARKAR S., Patra B. K., Menon V. J., Mallik S., Indian J., Spectral Representation at Finite Temperature, *Phys. 76A*, 385, (2002).
33. SHIFMAN M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I., QCD and Resonance Physics Theoretical Foundations, *Nucl. Phys. B*147, 385-447, (1979); Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V. I., QCD and Resonance Physics Applications, *Nucl. Phys. B* 147, 448-518, (1979).
34. SHURYAK, E. V., Correlation Functions in the QCD Vacuum, *Rev. Mod. Phys.*, 65, 1-46, (1993).
35. SUNDU H., Süngü J., Şahin S., Yinelek N., Azizi K., Strong Coupling Constants of Bottom and Charmed Mesons with Scalar, Pseudoscalar and Axial Vector Kaons, *Phys. Rev. D* 83, 114009, (14pp), (2011).
36. SUNDU H., Azizi K., Mass and Meson-current Coupling Constant of the Tensor D_2^* (2460), *Eur. Phys. J. A*, 48: 81, (5pp), (2012).
37. SUNGU J., Sundu H., Yinelek N., Şahin S., Heavy-Light Scalar and Axial-Vector Mesons Decay Constants and Masses in QCD Sum Rule Approach, The Many Faces of QCD, Gent, *PoS FACESQCD:045*, (2010), pp:1-10.
38. SUNGU J., Sundu H., Azizi K., Analyses of $g_{D_s^*DK}$ and $g_{B_s^*BK}$ Vertices in QCD Sum Rules, 2nd International Conference on Particle Physics in Memoriam Engin Arık and Her Colleagues, Doğuş University, Istanbul, 2011, *J. Phys. Conf. Ser.*, 347, 012035, (2012 a), pp:1-9.
39. SUNGU Y. J., Azizi K., Sundu H., Transition Form Factors of P Wave Bottomonium $1P \chi_{b0}$ into \bar{B}_c Meson, QCD@Work, International Workshop on QCD-Theory and experiment, Italy, *AIP Conf. Pro. Ser.*, 1492, (2012 b), pp:123-126.
40. SAHİN S., Sundu H., Azizi K., Leptonic Decay Constant and Mass of the Light Axial-Vector mesons in the Framework of QCD Sum Rules, Turkish Physical Society 27th International Physics Congress, İstanbul, BPL, 20, 201011, (2010), pp:99-111.
41. SAHİN S., Azizi K., Sundu H., $\rho_{D_s DK_0^*(800)}$, $\rho_{D_s DK_0^*(1430)}$, $\rho_{B_s BK_0^*(800)}$ and $\rho_{B_s BK_0^*(1430)}$ Coupling Constants in QCD Sum Rules, III. International Conference on Hadron Physics TROIA'11, (2011), Çanakkale, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 348, 012011, (2012), pp:1-3.
42. WILSON, K.G., Non-Lagrangian Models of Current Algebra, *Phys. Rev.* 179, 1499-1512, (1969); Renormalization Group and Strong Interactions, *Phys. Rev. D* 3, 1818-1846, (1971).
43. VELIEV, E. V., Yilmazkaya, J., Quark- Gluon Plasma Signals, *Euro. J. Phys.* 24, 341-349, (2003).
44. VELIEV, E. V., Aliev, T., Thermal QCD Sum Rules for $\sigma(600)$ Meson, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 35, 125002, (9pp), (2008).

45. VELIEV, E. V., Kaya G., Leptonic Decay Constants of D_s and B_s Mesons at Finite Temperature, *Eur. Phys. J. C* 63, 87-91, (2009).
46. VELIEV E.V., Sundu H., Azizi K., Bayar M., Scalar Quarkonia at Finite Temperature, *Phys. Rev. D* 82, 056012, (8pp), (2010 a).
47. VELIEV E.V., Kaya G., The Mass and Leptonic Decay Constant of $D_{s_0}(2317)$ Meson in the Framework of Thermal QCD Sum Rules, *Acta Phys. Pol. B* 41, 1905-1916, (2010 b).
48. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Kaya G., Türkan A., Termal QCD Sum Rules Study of Vector Charmonium and Bottomonium States, *Eur. Phys. J. A* 47, 110, (8pp), (2011 a).
49. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Akşit N., B_C Meson at Finite Temperature, Hadron Structure' 2011, Tatranská Štrba, *Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.*, 219-220, (2011 b), pp:170-173.
50. VELIEV E. V., Azizi K. Sundu H., Akşit N., The Thermal Properties of Pseudoscalar Heavy Quarkonium, The 2011 Europhysics Conference on High Energy Physics-HEP (2011), PoS EPS-HEP2011, 444, (2011 c), pp:1-3.
51. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Akşit N., Investigation of Heavy–Heavy Pseudoscalar Mesons in Thermal QCD Sum Rules, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 39, 015002, (14pp), (2012 a).
52. VELIEV E. V., Azizi K., Sundu H., G. Kaya, Spectrum of the Heavy Axial Vector $\chi_{b1}(1P)$ and $\chi_{c1}(1P)$ Mesons in Thermal QCD, *arXiv:1205.5703*, (14pp), (2012 b).
53. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Kaya G., Türkan A., Decay Constants of Heavy Vector Mesons at Finite Temperature, 2nd International Conference on Particle Physics in Memoriam Engin Arık and Her Colleagues, Doğuş University, Istanbul, Turkey, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 347, 012034, (2012 c), pp:1-5.
54. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Kaya G., Akşit N., Mesons Spectral Functions at Finite Temperature, III. International Conference on Hadron Physics TROIA'11, Çanakkale-Turkey, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 348, 012016, (2012 d), pp:1-3.
55. VELIEV E.V., Türkan A., Akşit N., Improved Sum Rules for Light Mesons and Thermal Hadronic Threshold, III. International Conference on Hadron Physics TROIA'11, Çanakkale-Turkey, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 348, 012015, (2012 e), pp:1-3.
56. VELIEV E.V., Kaya G., Türkan A., Yazıcı E., Improved Hilbert Moment Thermal QCD sum rules for B_s meson and stability with respect to moment parameter, *Turk. J. Phys.*, DOI: 10.3906/fiz-1207-14, (11pp), (2013a).
57. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Kaya G, Thermal Modifications of the Heavy Axial Vector Mesons Properties, Xth Quark Confinement and the Hadron Spectrum, October 8-12, 2012, TUM Campus Garching, Munich, Germany, *PoS dergisine yayınlanmak üzere gönderilmiştir*, (3pp), (2013 b).
58. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Kaya G, Spectral Density of (Pseudo)Scalar Currents at Finite Temperature, 27th International Physics Conference of Turkish Physical Society, 14-17 Sept. 2010, Istanbul, Turkey, *arXiv:1012.0683*, (7pp), (2013 c).

59. YAGI K., Hatsuda T., Miake Y., *Quark-Gluon Plasma*, Cambridge University Press, Cambridge, 17-40, (2005).
60. YINELEK N., Süngü J., Azizi K., Sundu H., Light Scalar Mesons Decay Constants and Masses within QCD Sum Rules, Turkish Physical Society 27th International Physics Congress, İstanbul, BPL, 20, 201015, (2010), pp. 133-143.
61. YINELEK N., Azizi K., Süngü J., Sundu H., Analysis of $D_s^* DK_1 (B_s^* BK_1)$ vertices within QCD Sum Rule, III. International Conference on Hadron Physics TROIA'11, (2011), Çanakkale-Türkiye, J. Phys.: Conf. Ser., 348, 012010, (2012), pp: 1-3.

**TÜBİTAK
PROJE ÖZET BİLGİ FORMU**

Proje No: 110T284
Proje Başlığı: Sonlu Sıcaklık ve Yoğunluklarda Hadron Parametrelerine Ortam Etkilerinin İncelenmesi
Proje Yürütücüsü ve Araştırmacılar: Prof. Dr. Elşen Veli, Prof. Dr. Altuğ Özpınecı, Doç. Dr. Kazem Azizi, Doç. Dr. Hayriye Sundu Pamuk, Yrd. Doç. Dr. Jale Y. Süngü, Yrd. Doç. Dr. Melahat Bayar Nuhođlu
Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi: Kocaeli Üniversitesi, Kocaeli Üniversitesi Umuttepe Yerleşkesi, 41380, Kocaeli
Destekleyen Kuruluş(ların) Adı ve Adresi: TÜBİTAK (Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu) TÜBİTAK Başkanlık TÜBİTAK Tunus Caddesi No:80, 06100 Kavaklıdere/Ankara
Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri: 01 Aralık 2010 – 01 Aralık 2012
Öz <p>Termal KRD Toplam Kuralları çerçevesinde, mezon ve baryon parametrelerine ortam etkileri incelenmiştir. Pertürbatif katkılar termal kuark propagatörü kullanılarak hesaplanmış, spektral yoğunluğun yoketme ve saçılma kısımları elde edilmiş ve α_s mertebesinde iki ilmekli katkılar göz önüne alınmıştır. Sonlu sıcaklıklarda ortaya çıkan yeni pertürbatif olmayan katkılar da göz önüne alınarak bazı mezonların kütle ve leptonik bozunum sabitlerinin sıcaklığa bağılılığı bulunmuştur. Bazı mezonların etkileşim sabitleri, yapı faktörleri ve bazı baryonlarının yarıleptonik bozunumları incelenmiştir.</p>
Anahtar Kelimeler: Termal KRD Toplam Kuralları, Hadron Parametrelerine Ortam Etkileri, Ağır-ağır ve Ağır-hafif Mezonlar, Ağır Baryonlar, Mezonların Etkileşme Sabiti, Leptonik Bozunum Sabiti, Yapı Faktörleri.
Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu mu? Evet <input type="checkbox"/> Gerekli Değil <input checked="" type="checkbox"/> X Fikri Ürün Bildirim Formu'nun tesliminden sonra 3 ay içerisinde patent başvurusu yapılmalıdır.
Projeden Yapılan Yayınlar: SCI Kapsamında Yayınlanan Yayınlar: <ol style="list-style-type: none">1. VELIEV E.V., Sundu H., Azizi K., Bayar M., Scalar Quarkonia at Finite Temperature, <i>Phys. Rev. D</i> 82, 056012, (8pp), (2010 a).2. VELIEV E.V., Kaya G., The Mass and Leptonic Decay Constant of D_{s0}(2317) Meson in the Framework of Thermal QCD Sum Rules, <i>Acta Phys. Pol. B</i> 41, 1905-1916, (2010 b).3. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Kaya G., Türkan A., Termal QCD Sum Rules Study of Vector Charmonium and Bottomonium States, <i>Eur. Phys. J. A</i> 47, 110, (8pp), (2011 a).4. AZIZI K., Sundu H., $\rho_{D_s^*DK^*}$ ve $\rho_{B_s^*BK^*}$ Coupling Constants in QCD Sum Rules, <i>J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.</i> 38, 045005, (14pp), (2011).

5. SUNDU H., Süngü J., Şahin S., Yinelek N., Azizi K., Strong Coupling Constants of Bottom and Charmed Mesons with Scalar, Pseudoscalar and Axial Vector Kaons, *Phys. Rev. D* 83, 114009, (14pp),(2011).
6. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Akşit N., Investigation of Heavy-heavy Pseudoscalar Mesons in Thermal QCD Sum Rules, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 39, 015002,(pp14), (2012 a).
7. AZIZI K., Saraç Y., Sundu H., Light cone QCD sum rules study of the semileptonic Heavy Ξ_Q and Ξ'_Q Transitions to Ξ and Σ Baryons, *Eur. Phys. J. A* 48: 2,(13pp), (2012 a).
8. AZIZI K., Bayar M., Özpıneci A., Saraç Y., Sundu H., Semileptonic transition of Σ_b to Σ in light cone QCD Sum Rules, *Phys. Rev. D* 85, 016002, (15pp), (2012 b).
9. AZIZI K., Sundu H., Süngü J., Semileptonic Transition of P Wave Bottomonium χ_{b0} (1P) to B_c Meson, *Eur. Phys. J. A*, 48:108, (13pp)(2012 c).
10. SUNDU H., Azizi K. , Mass and Meson-current Coupling Constant of the Tensor $D_2^*(2460)$, *Eur. Phys. J. A*, 48: 81, (5pp), (2012).

Diğer Yayınlar:

1. VELIEV E.V., Kaya G., Türkan A., Yazıcı E., Improved Hilbert moment thermal QCD sum rules for B_s meson and stability with respect to moment parameter, *Turk. J. Phys.*, DOI: 10.3906/fiz-1207-14, (11pp), (2013a).

Yayınlanmak Üzere Gönderilenler:

1. VELIEV E. V., Azizi K., Sundu H., Akşit N., E. Veli Veliev, K. Azizi, H. Sundu, G. Kaya, Spectrum of the Heavy Axial Vector $\chi_{b1}(1P)$ and $\chi_{c1}(1P)$ Mesons in Thermal QCD, *arXiv:1205.5703*, (14pp), (2012b).
2. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Kaya G, Thermal Modifications of the Heavy Axial Vector Mesons Properties, Xth Quark Confinement and the Hadron Spectrum, October 8-12, 2012, TUM Campus Garching, Munich, Germany, *PoS* dergisine yayınlanmak üzere gönderilmiştir, (3pp), (2013b).

Kongreler, Bildiriler ve Çalıştaylar:

1. SUNGU J., Sundu H.,Yinelek N., Şahin S., Heavy-Light Scalar and Axial-Vector Mesons Decay Constants and Masses in QCD Sum Rule Approach, The Many Faces of QCD, Gent, *PoS FACESQCD:045*, (2010), pp:1-10.
2. SAHIN S., Sundu H., Azizi K., Leptonic Decay Constant and Mass of the Light Axial-Vector mesons in the Framework of QCD Sum Rules, Turkish Physical Society 27th International Physics Congress, İstanbul, *BPL*, 20, 201011, (2010), pp:99-111.
3. YINELEK N., Süngü J., Azizi K., Sundu H., Light Scalar Mesons Decay

- Constants and Masses within QCD Sum Rules, Turkish Physical Society 27th International Physics Congress, İstanbul, *BPL*, 20, 201015, (2010), pp. 133-143.
4. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Akşit N., B_c Meson at Finite Temperature, Hadron Structure' 2011, Tatranská Štrba, *Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.* 219-220, (2011 c), pp:170-173.
 5. VELIEV E. V., Azizi K. Sundu H., Akşit N., The Thermal Properties of Pseudoscalar Heavy Quarkonium, The 2011 Europhysics Conference on High Energy Physics-HEP (2011), *PoS EPS-HEP2011*, 444, (2011 d), pp:1-3.
 6. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Kaya G., Türkan A., Decay Constants of Heavy Vector Mesons at Finite Temperature, 2nd International Conference on Particle Physics in Memoriam Engin Arık and Her Colleagues, Doğuş University, İstanbul, Turkey, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 347, 012034, (2012 c), pp:1-5.
 7. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Kaya G., Akşit N., Mesons Spectral Functions at Finite Temperature, III. International Conference on Hadron Physics TROIA'11, Çanakkale-Turkey, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 348, 012016, (2012 d), pp:1-3.
 8. VELIEV E.V., Türkan A., Akşit N., Improved Sum Rules for Light Mesons and Thermal Hadronic Threshold, III. International Conference on Hadron Physics TROIA'11, Çanakkale-Turkey, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 348, 012015, (2012 e), pp:1-3
 9. VELIEV E.V., Azizi K., Sundu H., Kaya G, Spectral Density of (Pseudo)Scalar Currents at Finite Temperature, 27th International Physics Conference of Turkish Physical Society, 14-17 Sept. 2010, İstanbul, Turkey, *arXiv:1012.0683*, (7pp), (2013 c).
 10. SUNGU J., Sundu H., Azizi K., Analyses of $g_{D_s^* DK}$ and $g_{B_s^* BK}$ Vertices in QCD Sum Rules, 2nd International Conference on Particle Physics in Memoriam Engin Arık and Her Colleagues, Doğuş University, İstanbul, 2011, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 347, 012035, (2012 a), pp:1-9.
 11. SUNGU Y. J., Azizi K., Sundu H., Transition Form Factors of P Wave Bottomonium $1P \chi_{b0}$ into B_c Meson, QCD@Work, International Workshop on QCD-Theory and experiment, Italy, *AIP Conf. Proc. Ser.*, 1492, (2012 b), pp:123-126.
 12. SAHIN S., Azizi K., Sundu H., $\rho_{D_s DK_0'(800)}$, $\rho_{D_s DK_0'(1430)}$, $\rho_{B_s BK_0'(800)}$ and $\rho_{B_s BK_0'(1430)}$ Coupling Constants in QCD Sum Rules, III. International Conference on Hadron Physics TROIA'11, (2011), Çanakkale, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 348, 012011, (2012), pp:1-3.
 13. YINELEK N., Azizi K., Süngü J., Sundu H., Analysis of $D_s^* DK_1(B_s^* BK_1)$ vertices within QCD Sum Rule, III. International Conference on Hadron Physics TROIA'11, (2011), Çanakkale-Türkiye, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 348, 012010, (2012), pp: 1-3.