

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

MEZON MOLEKÜLLERİNE KUARKONYUM KATKISI

Elif CİNCİOĞLU

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**ANKARA
2016**

Her hakkı saklıdır

ETİK

Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez içindeki bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, bilgilerin üretilmesi aşamasında bilimsel etiğe uygun davrandığımı, yararlandığım bütün kaynakları atıf yaparak belirttiğimi beyan ederim.

04/11/2016

Elif CİNCİOĞLU

ÖZET

Doktora Tezi

MEZON MOLEKÜLLERİNE KUARKONYUM KATKISI

Elif CİNCİOĞLU

Ankara Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. A. Ulvi YILMAZER

Eş Danışman: Prof. Dr. Altuğ ÖZPİNECİ

$X(3872)$ rezonansı için moleküler bir resimden başlanarak, bu durum ve bunun $J^{PC} = 2^{++}$ ağır kuark spin simetri eşi [$X_2(4012)$], $2P$ çarmonyum $c\bar{c}$ durumlarıyla olası karışımları birleştiren bir model kapsamında analiz edilmiştir. 1^{++} ve 2^{++} yalın çarmonyum tekillikleri $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ ilmek etkilerinden dolayı değişir ve bunlardan ilki kompleks düzleme taşınır. Böylece, mezon ilmekleri çarmonyum kütlelerinde bir miktar kaymaya neden olmakla birlikte, 1^{++} giydirilmiş çarmonyum durumu için sonlu bir genişlik üretir. Diğer taraftan, $X(3872)$ ve $X_2(4012)$ durumları, kompozitlik Weinberg toplam-kuralıyla hesaplanan, bir miktar çarmonyum bileşeni ihtiva etmeye başlar. Ağır kuark limitinde, $2P$ çarmonyum ve $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ çifti arasında yalnızca tek bir bağlaşım olduğu ortaya çıkar. Bu bağlaşımın, $X(3872)$ için %70 – 90 civarında moleküler olasılığa yol açan makul değerleri için, $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ saçılma çizgisindeki azalan etkisiyle X_2 rezonansının kararlı olmadığı ve sanal bir durum haline gelerek ya da kompleks düzlemin derinliklerine lokalize olarak gözden kaybolduğu gösterilmiştir. Buna ek olarak, $X(3872)$ 'deki %10 – 30 çarmonyum olasılığının söz konusu rezonansın $\psi(2S)\gamma$ ve $J/\psi\gamma$ 'ya olan ışınımsal bozunumları oranını nasıl açıklayabileceği tartışılmıştır. Son olarak, bu çerçevede dahilinde gizli alt çeşni sektörü, $X(3872)$ 'nin ağır kuark spin çeşni eşleri X_b ve X_{b_2} durumları için dolaylı etkiler göz önünde bulundurularak incelenmiştir.

Kasım 2016, 96 sayfa

Anahtar Kelimeler: Ağır kuark etkin teorisi, Mezon molekülleri, Egzotik mezonlar, Hadro-kuarkonyum durumları.

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

QUARKONIUM CONTRIBUTION TO MESON MOLECULES

Elif CİNCİOĞLU

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Engineering Physics

Supervisor: Prof. Dr. A. Ulvi YILMAZER
Co-Supervisor: Prof. Dr. Altuğ ÖZPİNECİ

Starting from a molecular picture for the $X(3872)$ resonance, this state and its $J^{PC} = 2^{++}$ heavy quark spin symmetry partner [$X_2(4012)$] are analyzed within a model which incorporates the possible mixings with $2P$ charmonium ($c\bar{c}$) states. The 1^{++} and 2^{++} bare charmonium poles are modified due to the $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ loop effects, and the first one is moved to the complex plane. Thus, the meson loops produce, besides some shifts in the masses of the charmonia, a finite width for the 1^{++} dressed charmonium state. On the other hand, the $X(3872)$ and $X(4012)$ start developing some charmonium content, which is estimated by means of the compositeness Weinberg sum-rule. It turns out that in the heavy quark limit, there is only one coupling between the $2P$ charmonia and the $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ pairs. We also show that for reasonable values of this coupling, leading to $X(3872)$ molecular probabilities of around 70 – 90%, the X_2 resonance destabilizes and disappears from the spectrum, becoming either a virtual state or being located deep into the complex plane, with decreasingly influence in the $D^*\bar{D}^*$ scattering line. Moreover, we also discuss how around 10 – 30% charmonium probability in the $X(3872)$ might explain the ratio of radiative decays of this resonance into $\psi(2S)\gamma$ and $J/\psi\gamma$. Finally, we study within this scheme the hidden bottom flavor sector, paying a special attention to the implications for the X_b and X_{b_2} states, heavy quark spinflavor partners of the $X(3872)$.

November 2016, 96 pages

Key Words: Heavy quark effective theory, Meson molecules, Exotic mesons, Hadro-quarkonium states.

TEŞEKKÜR

Doktora tez çalışmalarım süresince, gösterdiği anlayış, hoşgörü ve sağladığı katkılardan dolayı, tez danışmanım Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü öğretim üyesi Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER'e teşekkür ederim.

Tez çalışmamın planlanmasında, yürütülmesinde ve değerlendirilmesinde değerli katkılarını esirgemeyen, yapıcı eleştirileriyle çalışmamın her aşamasında destek olan eş danışmanım, Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü öğretim üyesi Prof. Dr. Altuğ ÖZPİNECİ'ye sonsuz teşekkürlerimi sunar, kendisiyle çalışmaktan onur duyduğumu belirtmek isterim.

Bu tez kapsamında çıkan yayın ve henüz devam etmekte olan çalışmalar için, değerli fikir ve görüşlerini esirgemeyen, Valencia Üniversitesi Teorik Fizik Enstitüsü (IFIC) Senior Araştırmacı Dr. Juan Miguel NIEVES'e, gerek yardımları gerekse IFIC ziyaretim sırasında gösterdiği konuk severliği için çok teşekkür ederim.

Her ne kadar fiziğin farklı alanlarında doktora çalışmalarımızı yürütsek de, değerli ilgisini ve eleştirilerini esirgemeyen, ailemden biri olarak saydığım M. Gökhan ŞENSOY'a, gösterdiği sevgi, sabır ve hoşgörüsü için çok teşekkür ederim.

Son olarak, sevgili anne-babam Hülya-Zeki CİNCİOĞLU'na ve kardeşim Gökhan CİNCİOĞLU'na, hayatımın her aşamasında gösterdikleri anlayış ve sevgiden dolayı çok teşekkür ederim.

Tezimin gerçekleşmesinde, 114F234 numaralı proje (Proje yürütücüsü: Prof. Dr. Altuğ ÖZPİNECİ) ile finansal destek sağlayan TÜBİTAK'a teşekkür ederim.

Dr. Juan Miguel NIEVES ile olan ortak çalışmalar için yaptığım İspanya ziyareti sırasında, sağladığı finansal destek için, Instituto de Fisica Corpuscular'a teşekkür ederim.

Elif CİNCİOĞLU

Ankara, Kasım 2016

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAY SAYFASI

ETİK.....	i
ÖZET.....	ii
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	iv
SİMGELER DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	8
2.1 Kuantum Renk Dinamiği ve Simetrileri	8
2.2 Noether Teoremi	11
2.3 KR D'nin Sürekli Simetrileri	13
2.3 KR D'nin Kesikli Simetrileri	18
2.4 Ağır Kuark Spin Simetrisi	20
2.5 Öncül Mertebede Etkin Lagranjiyanlar	27
2.5.1 $P^{(*)}\bar{P}^{(*)} \rightarrow P^{(*)}\bar{P}^{(*)}$ etkileşimi.....	30
2.5.2 $Q\bar{Q} n^{2s+1}P_J$ kuorkonyum- $P^{(*)}\bar{P}^{(*)}$ geçiş Hamiltonyeni.....	33
2.6.3 Çarmonyumun ışınımsal geçişleri	34
2.6 T-Matris ve Lippmann-Schwinger Denklemi.....	35
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	43
3.1 Öncül Mertebede AKSS Potansiyellerden İzoskaler Genliklerin Üniterize Edilmesi.....	43
3.1.1 Kuantum mekaniksel potansiyeller	44
3.1.2 Tedirgemersiz Lippmann-Schwinger denklemi toplamı.....	46
3.2 Üniterize Edilen Genliklerin Tekillikleri ve Kompozitlik Şartı.....	49
3.2.1 Bağlı durumlar, rezonans durumları ve bağlaşımlar	49
3.2.2 Durumların bileşenleri ve kompozitlik şartı	50
3.3 Kuarkonyum ve $1^{++}, 2^{++}$ Mezon Molekülleri.....	53
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	58

4.1 X(3872) ve χ_{c1} 2P için Nümerik Sonuçlar	58
4.1.1 X(3872)'nin ışınımsal bozunumları ve çarmonyum bileşeni	64
4.2 2⁺⁺ Gizli Tılsım Sektörü için Nümerik Sonuçlar	71
4.3 1⁺⁺ ve 2⁺⁺ Gizli Alt Kuark Sektörü için Nümerik Sonuçlar	74
5. TARTIŞMA ve SONUÇ	79
KAYNAKLAR	81
EKLER.....	86
EK 1 $\Lambda = 500$ MeV UV Sonuçları	87
EK 2 $P^{(*)}P^{(*)}\pi$ Etkileşimleri ve TPD Potansiyeli.....	90
ÖZGEÇMİŞ.....	95

SİMGELER DİZİNİ

J^{PC}	P parite, C yük eşleniği ve J toplam açısai momentum olmak üzere, ele alınan sistemin korunumlu kuantum sayıları
M_D	D mezonunun kütlesi
M_{D^*}	D^* mezonunun kütlesi
M_X	$X(3872)$ rezonansının kütlesi
M_{X_2}	$X(3872)$ 'nin 2^{++} kuantum sayılı ağır kuark spin eşinin kütlesi
M_B	B mezonunun kütlesi
M_{B^*}	B^* mezonunun kütlesi
M_{X_b}	$X(3872)$ 'nin 1^{++} kuantum sayılı ağır kuark spin-çeşni eşinin kütlesi
$M_{X_{b_2}}$	X_2 mezonunun ağır kuark spin-çeşni eşinin kütlesi
$m_{\chi_{c1}}^0$	1^{++} kuantum sayılı $2P c\bar{c}$ çarmonyum durumunun yalın kütlesi
$m_{\chi_{c2}}^0$	2^{++} kuantum sayılı $2P c\bar{c}$ çarmonyum durumunun yalın kütlesi
$m_{\chi_{c1}}$	1^{++} kuantum sayılı $2P c\bar{c}$ çarmonyum durumunun giydirilmiş kütlesi
$m_{\chi_{c2}}$	2^{++} kuantum sayılı $2P c\bar{c}$ çarmonyum durumunun giydirilmiş kütlesi
$R_{\psi\gamma}$	$X(3872)$ 'nin bir fotonla J/ψ ya da $\psi(2S)$ son durumlarına dallanma fraksiyonları oranı
s_l^P	$Q\bar{q}$ sistemi için hafif serbestlik derecelerinin kuantum sayıları
s_h^P	$Q\bar{q}$ sistemi için ağır serbestlik derecelerinin kuantum sayıları
v^μ	Ağır mezonun hızı
$P_{a\mu}^{*(Q)}$	Tek ağır kuark içerikli vektör mezon alanı
$P_a^{(Q)}$	Tek ağır kuark içerikli psödoskaler mezon alanı
$H_a^{(Q)}$	Belli bir v hızına sahip olan P ve P^* mezonlarını yok eden matris alanı
$H_a^{(\bar{Q})}$	Belli bir v hızına sahip olan \bar{P} ve \bar{P}^* mezonlarını yok eden matris alanı
ψ_μ	Vektör kuarkonyum alanı
η	Psödoskaler kuarkonyum alanı
\hat{f}	$l = 0$ durumu için kuarkonyum matris alanı
$\chi_2^{\mu\alpha}$	2^{++} kuantum sayılı tensör kuarkonyum alanı
$\chi_{1\gamma}$	1^{++} kuantum sayılı vektör kuarkonyum alanı

χ_0	0^{++} kuantum sayılı skaler kuarkonyum alanı
h_μ	$1^+ -$ kuantum sayılı vektör kuarkonyum alanı
J^μ	$l = 1$ durumu için kuarkonyum matris alanı
C_{0A}, C_{0B}	$I = 0$ izospin kanalına karşılık gelen dört mezon etkileşimi için kontak operatörler
C_{1A}, C_{1B}	$I = 1$ izospin kanalına karşılık gelen dört mezon etkileşimi için kontak operatörler
C_{0X}	İzoskaler limitte 1^{++} ve 2^{++} durumları için dört-mezon kontak işlemcisi
d	Kuarkonyum ve $P^{(*)}\bar{P}^{(*)}$ mezon moleküllerinin etkileşimlerini parametrize eden DES
$V^{QM}(J^{PC})$	Uygun J^{PC} sektörüne karşılık gelen kontak-menzil potansiyeli
$V_{c\bar{c}}^{QM}(J^{PC})$	Uygun J^{PC} sektörüne karşılık gelen $\Psi_{c\bar{c}}(2P) \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ geçiş genlikleri
$\Sigma_{c\bar{c}}$	Çarmonyumun içsel enerjisi
$\Gamma_{c\bar{c}}$	Giydirilmiş çarmonyum- $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ köşe fonksiyonu
G_{QM}	Moleküler ilmek fonksiyonu
$G_{c\bar{c}}^0$	Yalın kuarkonyum propagatörü
$G_{c\bar{c}}$	Tam kuarkonyum propagatörü
Λ	Regülerizasyon ölçeği
f_Λ	Form faktör
t_{VQM}	$D^{(*)}\bar{D}^{(*)} \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ için, çarmonyum geçişlerini içermeyen “kısmi” mezonik geçiş matrisi
t_{4H}	$D^{(*)}\bar{D}^{(*)} \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ için, “tam” mezonik geçiş matrisi
V_{eff}	Kuarkonyum geçişlerinin dahil edilmesiyle elde edilen etkin potansiyel
$g_{D\bar{D}^*}^X$	$X - D\bar{D}^*$ bağlaşım sabiti
$g_{D\bar{D}^*}^{\chi_{qj}}$	$q = c, b$ kuark için, $\chi_{qj} - D\bar{D}^*$ bağlaşım sabiti
\tilde{X}	Moleküler olasılık
\tilde{Z}	Çarmonyum olasılığı
g	$J/\psi D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ bağlaşım sabiti
g'	$\psi(2S) D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ bağlaşım sabiti
$\delta(n)$	Çarmonyumun ışınımsal $2P \rightarrow 1S, 2S$ geçişlerinin etkileşim parametresi

$G^{\overline{MS}}(s, \mu)$ \overline{MS} çıkarım tasviriyle, boyutsal regülarizasyon kullanılarak hesaplanan mezon ilmek fonksiyonu

Kısaltmalar

AKSS	Ağır Kuark Spin Simetrisi
BRK	Birinci Riemann Katmanı
DES	Düşük Enerji Sabiti
EAT	Etkin Alan Teorisi
İRK	İkinci Riemann Katmanı
KED	Kuantum Elektrodinamiği
KM	Kütle Merkezi
KRD	Kuantum Renkdinamiği
ÖKRD	Örgü Kuantum Renkdinamiği
PVG	Parçacık Veri Grubu
TPD	Tek Pion Değiş-tokuşu
UV	Ultraviyole

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1	Kuark-gluon bağlaşım sabitinin momentumla değişimi	10
Şekil 2.2	Parçacık kütlelerinin sıfır olduğu durumda sağ-elli ve sol elli (pozitif ve negatif helisite durumları) parçacık gösterimleri	16
Şekil 2.3	T -matrisinin diyagramsal gösterimi.....	41
Şekil 3.1	Tam mezonik saçılma matrisi için Feynman Diyagramları	47
Şekil 4.1	Gizli tılsım $J^{PC} = 1^{++}$ sektörü için birinci ve ikinci Riemann kabukları	62
Şekil 4.2	d parametresinin değiştirilmesi ile İRK'deki konjüga çiftlerin enerji düzlemindeki hareketleri.....	64
Şekil 4.3	$X(3872)$ 'nin ışıınımsal bozumu için, Guo vd. (2015) çalışmasında verilen üçlü-köşe terimi	66
Şekil 4.4	$\chi_{c1}(2P)$ ara durumu yoluyla, $X(3872) \rightarrow \psi(nS)$ geçişi için bozunum mekanizması.....	67
Şekil 4.5	a. $R_{\psi\gamma}$ oranındaki $f(\tilde{Z}_{X(3872)})$ fonksiyonunun çarmonyum olasılığı ile değişimi b. tez kapsamında kurulan modele göre, $g'/g = 1, \sqrt{2}, 2$ değerleri için, $X(3872)$ 'nin ışıınımsal geçişlerinin dallanma fraksiyonları oranının, rezonansın çarmonyum içeriği ile olan değişimi	69
Şekil 4.6	Gizli tılsım 2^{++} sektörü için birinci ve ikinci Riemann kabukları.....	72

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1	Kuark çeşnileri ve özellikleri.....	12
Çizelge 4.1	d 'nin bir fonksiyonu olarak, 1^{++} gizli tılsım tekilliklerinin özellikleri	60
Çizelge 4.2	d 'nin bir fonksiyonu olarak, 2^{++} gizli tılsım tekilliklerinin özellikleri	73
Çizelge 4.3	Bazı gizli alt durumların, MeV cinsinden kütleleri ve kütle eşikleri...	75
Çizelge 4.4	d 'nin bir fonksiyonu olarak, 1^{++} gizli alt tekilliklerin özellikleri.....	76
Çizelge 4.5	d 'nin bir fonksiyonu olarak 2^{++} gizli alt tekilliklerin özellikleri.....	77

1. GİRİŞ

Ağır mezon spektroskopisi, son yıllarda keşfedilen birçok yeni rezonansla oldukça genişlemiştir (Olsen 2014). Ancak söz konusu rezonansların tümü, mezonların standart kuark-karşıtkuark resminin içine kolayca yerleştirilebilir türden değildir. Bu nedenle dörtlü kuarklar, mezon molekülleri, hibritler gibi yeni birçok bakış açısı geliştirilmiştir.

Genel olarak, mezon dalga fonksiyonları

$$|M\rangle = a|q\bar{q}\rangle + b|q\bar{q}g\rangle + c|qq\bar{q}\bar{q}\rangle + \dots \quad (1.1)$$

gibi terimlerin sonsuz bir toplamı olarak yazılabilir. Geleneksel mezonlarda a terimi, hibritlerde b terimi dominanttır, dörtlü kuarklar ve mezon moleküllerinde ise c terimi baskındır (Barnes 2000). Bunlardan mezon molekülü durumunu ele alalım ve m_1 ve m_2 kütleli iki mezonun M kütleli bir bağlı durum oluşturduğunu varsayalım. Bu durumda sınır mezonun bağlanma enerjisi $M - m_1 - m_2$ olacaktır. Eğer bu bağlanma enerjisi görece düşükse o zaman mezonlar rölativistik olmayan mezon molekülleri oluşturacaklardır. Böyle bir sistem tıpkı rölativistik olmayan kuark modellerdeki gibi, potansiyel modeller kullanılarak ele alınabilir. Dahası, bunların küçük bağlanma enerjilerinden dolayı, mezonlar büyük ölçüde ayrık olacaklardır. Dolayısıyla birbirlerinin içyapısını hissedemeyeceklerdir. Bu da böyle sistemlere etkin bir teori uygulamayı makul hale getirir (Nieves vd. 2011, Ozpineci vd. 2013).

Bu tezde yapılan çalışma kapsamında, yukarıda bahsedilen egzotik durumlardan biri olan $X(3872)$ parçacığının dinamikleri tartışılacaktır. $X(3872)$ ilk olarak $B^\pm \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^\pm$ kanalında dar bir pik formunda Belle ekibi tarafından gözlemlendi (Choi vd. 2003). Sonraları başka deneylerce de teyit edildi (Acosta vd. (CDF) 2004, Abazov vd. (D0) 2004, Aubert vd. (BaBar) 2005 ve Aaij vd. (LHCb) 2012). $X(3872)$ 'nin ortalama kütlesi 3871.69 ± 0.17 MeV'dir ve bu kütle değeri, $D^0\bar{D}^{*0}$ eşliğinin yalnızca 16 MeV altındadır. Söz konusu rezonansın tam genişliği ise 1.2 MeV'den azdır (Olive vd. (PDG) 2014). Bunlara ek olarak LHCb deneyi parçacığın J^{PC} kuantum sayısını 1^{++} olarak belirlemiştir (Aaij vd. 2013). $X(3872)$ 'nin özelliklerini, potansiyel kuark model

çerçevesinde (Barnes ve Godfrey 2004, Suzuki 2005), bir $c\bar{c}$ durumuyla açıklamak zordur. Bu rezonansın yapısını anlamak için birçok alternatif teorik model öne sürülmüştür. $X(3872)$ 'nin en popüler tanımlarından biri, parçacığın bir D ve bir \bar{D}^* 'dan oluşan moleküler yorumudur (Swanson 2004b, Braaten ve Kusunoki 2005, Gamermann vd. 2010).

$X(3872)$ ile ilgili şaşırtıcı gözlemlerden biri, izospin-0 ve izospin-1 son durumlarına olan bozunma oranıdır. İlk olarak Belle ekibi tarafından gözlemlenen $X(3872)$ 'nin $J/\psi\pi^+\pi^-$ ve $J/\psi\pi^+\pi^-\pi^0$ 'ya bozunum fraksiyonları oranı

$$\frac{Br(J/\psi\pi^+\pi^-\pi^0)}{Br(J/\psi\pi^+\pi^-)} = 1.0 \pm 0.4 \pm 0.3 \quad (1.2)$$

şeklindedir (Abe vd. 2005). Aynı oran için, BABAR ekibinin ölçümü $1.0 \pm 0.8 \pm 0.3$ 'tür (Sanchez vd. 2010). Son olarak Belle, $J/\psi\pi^+\pi^-\pi^0$ ölçüm sonuçlarını açıklamıştır ve böylece Belle ve BABAR'dan gelen sonuçlar birleştirilip söz konusu oran, 0.8 ± 0.3 olarak kabul edilmiştir (Choi vd. 2011). İki pion ve üç pion son durumlarına olan bozunumlar sanal ρ ve ω mezonları yoluyla ilerler. Bu mezonlar arasındaki faz uzayı farklılıkları düşünüldüğünde, üretim genliği oranı

$$\left| \frac{A(J/\psi\rho)}{A(J/\psi\omega)} \right| = 0.26 \pm 0.07 \quad (1.3)$$

olarak bulunur (Hanhart vd. 2012). Böyle büyük bir izospin ihlali, $X(3872)$ 'nin dalga fonksiyonundaki $D^0\bar{D}^{*0}$ ve D^+D^{*-} bileşenleri arasındaki kütle farkından dolayı, moleküler resimde doğal olarak meydana gelir (Gamermann vd. 2009, Gamermann ve Oset 2010).

$X(3872)$ ile ilgili bir diğer ilginç ölçüm ışınımsal bozunumlarıdır. Bu rezonansın bir fotonla J/ψ ya da $\psi(2S)$ son durumlarına dallanma fraksiyonları oranı

$$R_{\psi\gamma} = \frac{Br(X \rightarrow \psi(2S)\gamma)}{Br(X \rightarrow J/\psi\gamma)} = 2.46 \pm 0.64 \pm 0.29 \quad (1.4)$$

olarak ölçülmüştür (Aubert vd. 2009 ve Aaij vd. 2014). Böyle büyük bir oranın, moleküler resim kapsamında, doğal olarak açıklanamayacağına dair iddialar vardır (Swanson 2004a). Bununla birlikte, söz konusu oran moleküler duruma ek olarak bir miktar çarmonyum olduğu varsayılırsa elde edilebilir (Eichten vd. 2006, Mehen vd. 2011, Wang vd. 2011, Dong vd. 2011 ve Badalian vd. 2012,). Örneğin, $X(3872)$ 'nin $J/\psi\gamma$ 'ya kıyasla $\psi(2S)\gamma$ kanalına olan artırılmış bozunumu, rezonansın ağırlıklı olarak molekül olan doğasıyla çelişmez (Dong vd. 2011). $X(3872)$ 'nin hem moleküler hem de kompakt bir bileşenden oluştuğu düşünülen Dong'un bu fenomenolojik çalışmasında, deneysel veriyi açıklamak için %5 – 12 oranında bir $c\bar{c}$ karışımının yeterli olduğu belirtilmiştir. Bu karışım, $\psi(2S)$ oranının yaklaşık 1/20 olduğu, $p\bar{p}$ çarpışmalarındaki $X(3872)$ üretim oranı için de uygundur. $X(3872)$ 'deki $c\bar{c}$ bileşeninin %5 civarında olduğu düşünülürse bu üretim oranı kolayca açıklanabilir (Takizawa ve Takeuchi 2013).

Dong vd. (2011)'nin çalışmasındaki iddianın geçerliliği, etkin alan teorisi (EAT) çerçevesinde, Guo vd. (2015)'nin çalışmasında gözden geçirilmiştir. Burada, önceki iddiaların aksine, ışınımsal bozunumların $X(3872)$ 'nin doğasıyla ilgili bir sonuç çıkarmaya olanak sağlamadığı belirtilmiştir. Dong vd. (2011)'nin bulguları niteliksel olarak teyit edilmiş ve gözlemlenen oranın $X(3872)$ 'nin dominant moleküler doğasıyla uyumsuzluk içinde olmadığına kanaat getirilmiştir. Ayrıca, söz konusu rezonansın ışınımsal bozunumları için kısa-menzilli katkılarla uzun-menzilli katkılarının benzer bir öneme sahip oldukları öne sürülmüştür.

Ağır kuark limitinde, $X(3872)$ ve diğer olası $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ moleküllerini tanımlamak için Nieves ve Valderrama (2012) ve Hidalgo-Duque vd. (2013b)'nin çalışmalarında bir EAT önerilmiştir. Bu etkin teoriye göre, çok düşük enerjilerde, $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ mezonları arasındaki öncül merteye etkileşimleri, ağır kuark spin simetrisi (AKSS) ile sınırlandırmalar getirilen, kontak menzil potansiyellerine göre tanımlanabilir. Diğer olası katkılar yani pion değiş-tokuş (ayrıntılar EK 2'de verilmiştir) ve parçacık çiftlenim

kanalı¹ etkileri ise alt-öncül mertebede ortaya çıkar (Nieves ve Valderrama 2012, Valderrama 2012).

Ayrıca, $X(3872)$ 'nin moleküler tanımı kapsamında, Nieves ve Valderrama (2012) ve Hidalgo-Duque vd. (2013b)'nin çalışmalarındaki EAT yaklaşımıyla, bir $X_2[J^{PC} = 2^{++}]$ S –dalga $D^*\bar{D}^*$ bağlı durumunun varlığı da öngörülmüştür. Bu fazladan durumun bağlanma enerjisi $X(3872)$ 'ninkine benzerdir ($M_{X_2} - M_{X(3872)} \approx M_{D^*} - M_D \approx 140$ MeV). Bununla birlikte, söz konusu teori kapsamında, hem $X(3872)$ hem de X_2 alt kuark sektöründe eşlere sahip olacaklardır (Guo vd. 2013)². Kütleleri $M_{X_{b_2}} - M_{X_b} \approx M_{B^*} - M_B \approx 46$ MeV şeklinde bir yaklaşımla ilişkilendirilen bu durumlar, yaptığımız çalışma kapsamında X_b ve X_{b_2} olarak adlandırılmıştır. Hem 2^{++} kuantum sayılı durumlar hem de onların spin eşleri olan 1^{++} durumları geleneksel ağır kuarkonya ve tetrakuark spektrumlarında da bulunmaktadır. Ancak, kütle yarılmasının tılsım kuark içerikli vektör ve psödoskaler mezonlar arasındaki yarılma ile aynı olması yalnızca tesadüftür.

Bazı egzotik gizli tılsım sektörleri örgü (lattice) üzerinde de incelenmiştir (Liu vd. 2012, Prelovsek ve Leskovec 2013, Prelovsek vd. 2013 ve Patmanath vd. 2015) ve Prelovsek ve Leskovec (2013)'in çalışmasında örgü üzerinde $D\bar{D}^*$ saçılmasından gelen $X(3872)$ için kanıt bulunmuştur. 2^{++} sektörü ise henüz ayrıntılı bir şekilde ele alınmamıştır. Yine de Nieves ve Valderrama (2012) ve Hidalgo-Duque vd. (2013b)'nin çalışmalarında öngörülen 2^{++} kütle değerine yakın bir durum ($m_{\eta_c} + 1041 \pm 12$ MeV = 4025 ± 12 MeV), Liu vd. (2012)'nin çalışmasında rapor edilmiştir. Ayrıca Nieves ve Valderrama (2012) ve Hidalgo-Duque vd. (2013b)'nin çalışmalarındaki EAT yaklaşımının sonlu bir kutuda formüle edildiği, örgü KRD (ÖKRD/LQCD)'nin uygulanabilirliği üzerine de bir çalışma (Albaladejo vd. 2013) mevcuttur.

¹ Burada çiftlenim kanalından kasıt, yüklü kanallar arasındaki karışımdan ziyade $D\bar{D}, D\bar{D}^*, D^*\bar{D}^*$ çiftleri arasındaki karışımdır. Ayrıca, s –daga tipi etkileşimler söz konusu olduğunda 1^{++} ve 2^{++} J^{PC} durumları için aynı kuantum sayılı farklı kanallar yoktur.

² Bu çalışmada, alt ve tılsımlı sektörler etkileşim Lagranjiyanındaki yalın bağlaşımların ağır kuarkın külesinden bağımsız olduğu varsayılarak ilişkilendirilmiştir.

X_2, X_b ve X_{b_2} durumlarının varlığıyla ilgili teorik yaklaşımlara karşın, hipotez olarak öngörülen bu parçacıkların hiçbiri şimdiye kadar gözlenmemiştir. Yine de, BESIII, LHCb, CMS, Belle-II ve PANDA gibi deneylerde aranmaktadır.

Nieves ve Valderrama (2012) ve Hidalgo-Duque vd. (2013b)'nin çalışmalarındaki AKSS EAT yaklaşımı çerçevesinde, moleküler ağır-hafif mezon-karşıtmezon ve kuarkonyum durumları arasında olası bir karışımın olup olmadığı ele alınmamaktadır. Ancak, Prelovsek ve Leskovec (2013)'in çalışmasında gerçekleştirilen ÖKRD simülasyonunda, $X(3872)$ 'ye dair bir işaret bulmak için $c\bar{c}$ –çarmonyum ve $D\bar{D}^*$ –moleküler yapılarının bir karışımına ihtiyaç duyulmuştur³. Yukarıda tartışıldığı gibi, $X(3872)$ 'deki $c\bar{c}$ bileşenlerinin varlığı, denklem (1.4)'te verilen ışınımsal dallanma fraksiyonları oranı $R_{\psi\gamma}$ 'nın deneysel değerini elde etmek için de gereklidir. Dahası, $X(3872)$ ile aynı kuantum sayısına sahip $\chi_{c1}(2P) (1^{++})$ çarmonyum durumu henüz gözlenmemiştir.

Ortega vd. (2010), Dong vd. (2011), Takizawa ve Takeuchi (2013)'nin çalışmalarında, $X(3872)$ 'nin moleküler bir resminde çarmonyum karışımı ele alınmıştır. Takizawa ve Takeuchi (2013)'nin çalışmasında D ve \bar{D}^* mezonları arasındaki doğrudan etkileşimlerin küçük bir rol oynadığı, yaratılan $X(3872)$ 'de, $c\bar{c}$ koruna olan bağlaşımın doğrudan $D\bar{D}^*$ çekiminden daha önemli olduğu düşünülmüştür. Ayrıca, etkileşimlerin hem izospinden hem de ağır kuark kütlelerinden bağımsız olduğu kabul edilmiştir. $D\bar{D}^*$ çekiminin gerilimi, $B\bar{B}^*$ ve $B^*\bar{B}^*$ eşiklerine oldukça yakın olarak yerleşen, izovektör $Z_b(10610)$ ve $Z_b(10650)$ rezonanslarının deneysel kütlelerini göz önünde bulundurularak, zayıf olduğu tahmin edilmiştir. Ancak, izospin-1 $D\bar{D}^*$ etkileşimleri, izoskaler sektörüne nazaran büyük N_c (renk sayısı) sayımında baskılandığından bu akıl yürütme doğru olmayabilir. Ortega vd. (2010)'da rölativistik olmayan kuark model kullanılmıştır ve iki ve dört-kuark konfigürasyonları fenomenolojik 3P_0 modeli temel alınarak çiftlendirilmiştir. Son olarak Dong vd. (2011)'nin çalışmasındaki yaklaşım fenomenolojik hadron Lagranjiyanları ve Swanson (2004b)'in kuark model sonuçları

³ Bu çalışmada $J/\psi\omega$ kanalının etkisine de bakılmıştır ancak söz konusu kanalın $X(3872)$ 'nin dinamikleriyle ilişkisi yoktur.

üzerine inşa edilmiştir. Burada $X(3872)$, $\omega J/\psi$ ve $\rho J/\psi$ karışımlarıyla kararlı hale getirilen hadronik bir $D^0\bar{D}^{*0}$ rezonansıdır. Bahsedilen çalışmalarda, ne AKSS kullanılmış ne de $X(3872)$ durumunun ağır kuark spin-çeşni eşlerinin dinamiklerinden söz edilmiştir. Yalnızca, $X(3872)$ 'nin ağır kuark spin-çeşni eşlerinin olası varlığı ile ilgili, Ortega vd. (2010)'un kuark modeli kapsamında elde edilen, ön inceleme niteliğinde bazı sonuçlar vardır (Entem vd. 2016).

Bu tez kapsamında yapılan çalışmada, Nieves ve Valderrama (2012) ve Hidalgo-Duque vd. (2013b)'nin çalışmalarındaki AKSS modeli, kuarkonyum serbestlik dereceleri⁴ ile mezon moleküllerinin olası karışımlarını analiz etmek için, genişletilmiştir. Kurulan model çerçevesinde, $R_{\psi\gamma}$ oranı hesaplanıp, AKSS kullanılarak elde edilen $2P$ çarmonyum ve $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ çiftlerinin etkileşimlerine, bu oranın deneysel değerinden sınırlamalar getirilmiştir. Yeni etkileşim parametresine getirilen bu sınırlar dahilinde, kuarkonyum bileşenlerinin $X(3872)$ 'nin ağır kuark spin çeşni eşleri X_2, X_b ve X_{b_2} durumları üzerine etkileri analiz edilmiştir. X_2 durumunda, çarmonyum ve moleküler bileşenler arasında küçük bir karışım olsa dahi bu durumun gerçel bir KRD durumuna karşılık gelmeyebileceği gösterilerek, deneysel olarak neden hala gözlenemediğine olası bir açıklama getirilmiştir. Bununla birlikte, gizli alt kuark sektörü için, kuarkonyum karışımıyla indüklenen değişimlere rağmen X_b ve X_{b_2} rezonanslarının gerçel KRD durumları olması gerektiği sonucuna varılmış yakın gelecekte gözlenebileceği çıkarımında bulunulmuştur.

İkinci bölümde, KRD ve simetrisi için genel bir çerçeve verilmiştir. Burada yapılan çalışma özel olarak ağır kuark spin simetrisini temel aldığından, söz konusu simetriye daha detaylı bir şekilde değinilmiştir. Ardından, yukarıda bahsedilen analizleri gerçekleştirebilmek için, öncül merteye mezon-mezon ve kuarkonyum-mezon etkileşimlerini veren etkin Lagranjiyanlar detaylandırılmıştır. Kurulan modele göre $R_{\psi\gamma}$ oranını elde etmek adına, ışınımsal çarmonyum $2P \rightarrow 1S, 2S$ geçişleri için AKSS Lagranjiyan ve kuark model formülasyonu arasında ilişki kurulmuştur.

⁴ Burada $X(3872)$ 'deki çarmonyum karışımı, kütlelerin birbirine yakın oluşundan dolayı $2P$ $c\bar{c}$ durumuna karşılık gelmelidir.

“Materyal ve Yöntem” bölümünde, kurulan modeldeki olası etkileşimler için, izospin simetrik limitte, ilgili potansiyeller türetilmiş ve çarmonyum-molekül karışımındaki olası tüm geçişler için saçılma matrisleri elde edilmiştir. Ayrıca, bağlı durumlar ve rezonans durumları için bağlaşım sabitleri formüle edilmiş ve söz konusu durumlardaki bileşenlerin olasılıklarını belirlemek adına Weinberg toplam-kuralının nasıl uygulanabileceği tartışılmıştır.

“Araştırma Bulguları” başlığında, $X(3872)$ ve ağır kuark spin-çeşni eşleri X_2 , X_b ve X_{b_2} için yapılan analiz sonuçları verilmiştir. Bunun yanı sıra, karşılık gelen J^{PC} kuantum sayılarıyla $c\bar{c}$ çarmonyum durumlarının $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ ilmeklerinden nasıl etkilendiği tartışılmıştır. Bahsedilen tüm analizler, kurulan model çerçevesinde $R_{\psi\gamma}$ hesaplanıp, kuarkonyum ve mezon molekülü arasındaki etkileşimin gerilimini belirleyen d parametresi üzerine getirilen sınırlamalar dahilinde gerçekleştirilmiştir.

Son olarak, “Tartışma ve Sonuç” kısmında, kurulan model ve bu model çerçevesinde yapılan analizler tartışılmıştır. Bununla birlikte, elde edilen sonuçlar derlenerek literatürle ve deneysel bulgularla karşılaştırılmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

Bu bölümde, ilk olarak KRD ve simetrisi için genel bir çerçeve verilmiştir. Tez kapsamında yapılan çalışmada, özellikle ağır kuark spin simetrisi temel alındığından, söz konusu simetriye daha detaylı bir şekilde değinilmiştir. Ardından, kurulan model çerçevesinde, $X(3872)$ 'nin ışınımsal geçişlerini ve ağır spin-çeşni eşlerini analiz etmek için gerekli olan, öncül mertebeye mezon-mezon ve kuarkonyum-mezon etkileşimlerini veren etkin Lagranjiyanlar üzerinde durulmuştur. Ayrıca, tedirgemesiz yaklaşımlar için oldukça kullanışlı olan Lippmann-Schwinger denklemi tartışılmıştır. Son olarak, $R_{\psi\gamma}$ oranını elde etmek adına, ışınımsal çarmonyum $2P \rightarrow 1S, 2S$ geçişleri için AKSS Lagranjiyanı ve kuark model formülasyonu arasında ilişki kurulmuştur.

2.1 Kuantum Renk Dinamiği ve Simetrisi

Kuantum Renk Dinamiği (KRD)'nin etkileşimleri, kuantum elektrodinamiği (KED) ile benzer şekilde elde edilebilir. Daha açık ifade edecek olursak, etkileşim halinde olmayan kuarkların Lagranjiyan yoğunluğunun ayar dönüşümü altındaki değişmezliği baz alınabilir. Ancak KRD'de, basit bir faz olan ayar dönüşümü ($U(1)$ -grubu) yerine abelian olmayan $SU(N_c)$ grubu ele alınır. Bu, bir kaç önemli sonucu beraberinde getirir:

- Teori, adına renk dediğimiz, N_c tane farklı fermiyon yükünü ihtiva eder.
- KED'de herhangi bir değeri alabilen elektrik yükü e 'nin aksine KRD'nin yükleri kuantumlanmıştır.
- KED'de foton-foton etkileşimi izinli değilken, KRD'de ayar bozonları kendi aralarında etkileşirler.

$N \times N$ uniter matrislerin oluşturduğu $SU(N)$ grubuna ait bir U matrisi

$$UU^\dagger = 1, \quad \det U = 1 \quad (2.1)$$

özelliklerini sağlar. U matrisi, sonsuz küçük bir parametre cinsinden, birim matristeki küçük bir değişim olarak ifade edilebilir.

$$U = 1 + iG \quad (2.2)$$

Burada sonsuz küçük parametre olarak seçilen G 'nin, hermitsel ($G = G^\dagger$) ve izsiz ($Tr[G] = 0$) olması gerektiği denklem (2.1)'den elde edilir. Söz konusu özelliklere sahip herhangi bir matris aşağıdaki formda yazılabilir.

$$G = \sum_A^{N^2-1} \epsilon^A t^A \quad (2.3)$$

Burada ϵ^A , $N^2 - 1$ tane sonsuz küçük sayıya karşılık gelir ve t^A grubun üretici olarak isimlendirilir. $[t^A, t^B]$ ifadesi, karşıt-hermitik ve izsiz olduğundan t^C 'nin lineer bir kombinasyonu olarak yazılabilir.

$$[t^A, t^B] = i f^{ABC} t^C \quad (2.4)$$

f^{ABC} , grubun yapı sabitleri olarak isimlendirilen, tüm indislerine göre karşıt-simetrik olan gerçel sabitlerdir. (2.4) eşitliği grubun Lie cebirini tanımlar. Aynı cebiri sağlayan $N^2 - 1 \times N^2 - 1$ matris seti, grubun adjoint temsilini oluşturur.

$$[T^A, T^B] = i f^{ABC} T^C$$

U sonsuz sayıda, sonsuz küçük elemanlı bir limit durumu olarak ele alınır:

$$\begin{aligned} U &= \lim_{N \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{i\theta^A t^A}{N} \right)^N \\ &= e^{it \cdot \theta} \end{aligned} \quad (2.5)$$

şeklinde elde edilir. Bununla birlikte, U uniter ve t^A hermitsel olduğundan U 'nun tersi $e^{-it \cdot \theta}$ olarak bulunur.

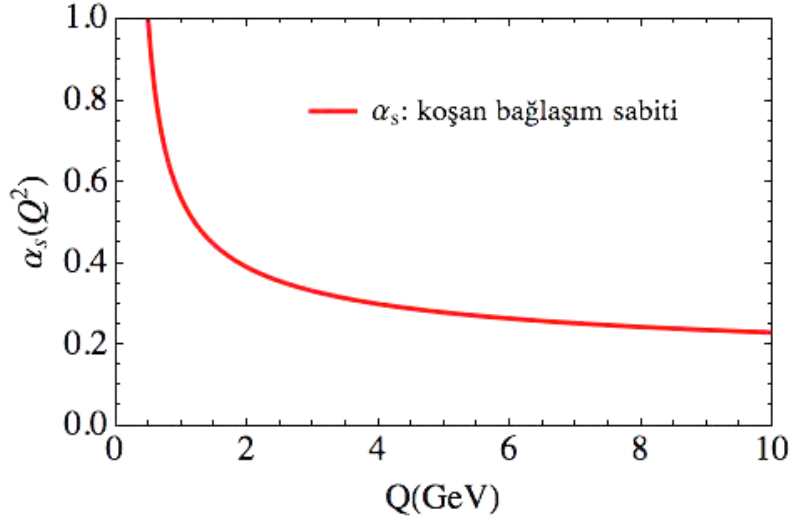
Grubun üreticilerinin kimi özellikleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$Tr[t^A t^B] = \frac{1}{2} \delta^{AB} \equiv T_R \delta^{AB} \quad (2.6)$$

$$\sum_A t_{ab}^A t_{ab}^B = \frac{N^2-1}{2N} \delta_{AC} \equiv C_F \delta_{AC} \quad (2.7)$$

$$Tr[T^C T^D] = \sum_{A,B} f^{ABC} f^{ABD} = N\delta^{CD} \equiv C_A\delta^{CD} \quad (2.8)$$

Buradaki C_F ve C_A sabitleri Casimir operatörleri olarak isimlendirilir. KRD'nin ayar grubu $SU(3)$ için bu sabitlerin nümerik değerleri $T_R = 1/2$, $C_F = 4/3$ ve $C_A = 3$ şeklindedir.



Şekil 2.1 Kuark-gluon bağlaşım sabitinin momentumla değişimi

Görüldüğü üzere görece büyük momentum değerlerinde α_s sabitken, başka bir deyişle tedirgeme teorisi uygulanabilirken, küçük momentum değerlerinde α_s artmaktadır.

Yukarıda bahsedilen bu abelian olmayan grup yapısı, gluon-gluon etkileşiminin bir sonucudur. KRD Lagranjiyanının detaylarına girmeden önce, ayar bozonları arasındaki bu etkileşimin kuark-gluon bağlaşım sabitini nasıl etkilediğini ele alalım. Yüksek enerjilerde tedirgeme teorisini uygulamaya izin veren KRD, düşük enerjilerde KRD toplam kuralları, ÖKRD ve etkin alan teorileri gibi tedirgemesiz yaklaşımların yapılmasına izin verir. Bunun sebebi, kuark-gluon köşesine ilmeklerden gelen katkıların yüksek mertebelerde artmasıdır. KRD'nin renormalizasyon grup eşitliği tek ilmek katkısı için çözüldüğünde, momentum bağımlı kuark-gluon bağlaşım sabiti

$$\alpha_s(Q) = \frac{1}{\beta_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{KRD}^2}\right)}, \quad \beta_0 = \frac{11C_A - 4T_R N_f}{12\pi} \quad (2.9)$$

olarak elde edilir. KRD etkileşimleri için enerji ölçeği $\Lambda_{KRD} \sim 200$ MeV kadardır. KRD Lagranjiyanında kuark-gluon bağlaşımının gerilimine karşılık gelen g_s parametresi ve α_s bağlaşım sabiti arasındaki ilişki ise

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \quad (2.10)$$

şeklinindedir. Momentum ölçeğiyle bağlaşım sabiti arasındaki ilişki şekil 2.1'de verilmiştir.

2.2 Noether Teoremi

Bu teoremin parçacık etkileşimleri için önemini kavrayabilmek adına öncelikle simetri kavramını anlamak gerekir. Bir fiziksel sistemin simetrisi, söz konusu sistemin fiziksel ya da matematiksel özelliklerinin bazı dönüşümler altında değişmemesidir. Sürekli dönüşümler (örneğin dönme) Lie grubu ile tanımlanırken, kesikli dönüşümler (örneğin yansıma) sonlu simetri grupları ile tanımlanır. Fizikte en önemli simetrilere biri ışık hızının tüm referans çerçevelerinde değişmeden kalmasıdır. Matematik dilinde bu, özel rölativitenin simetri grubu olan Poincare grubuyla anlatılır.







Noether'in teoremi, fiziksel bir sistemin eyleminin her diferansiyellenebilir simetrisi ona karşılık gelen bir korunum yasasına sahiptir der. Başka bir deyişle, lokal eylemler tarafından üretilebilen her diferansiyellenebilir simetri için korunumlu bir akım vardır. Örneğin, herhangi bir fiziksel sistemin Lagranjiyanı dönmeler altında değişmeden kalıyorsa, Noether teoremi bu simetrinin bir karşılığı olarak sistemin açısal momentumunun korunumlu olduğunu dikte eder.

Kuark ve gluonlar arasındaki etkileşimler lokal $SU(3)$ ayar simetrisi ve bazı global simetrier üzerine kuruludur. Söz konusu etkileşimler için Lagranjiyan aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\mathcal{L}_{KRD} = \bar{\psi}(x)[i\gamma_\mu D^\mu - m]\psi(x) - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a(x)G_a^{\mu\nu}(x) \quad (2.11)$$

Burada $a = 1, \dots, 8$ renk indisi olup $D^\mu = \partial^\mu - ig_s A^\mu(x)$ şeklinde tanımlıdır ve m (Çizelge 2.1) kuark kütle matrisidir. Gluon alanları $SU(3)$ grubunun üreteçleri olan Gell-Mann matrisleri cinsinden $A^\mu(x) = A_x^\mu(x) \frac{\lambda_a}{2}$ olarak ifade edilirken, $\psi(x) = (u, d, s)$ olup kuark alanlarını tanımlar. Lagranjiyanın üçüncü terimi gluon etkileşimlerini verir ve burada $G_{\mu\nu}^a(x) = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_{\mu,b} A_{\nu,c}$ olarak tanımlıdır. Görüldüğü üzere kuarklar ve gluonlar arasındaki etkileşimler kuark kütlelerinin eşit olduğu limitte çeşniden bağımsızdır. $SU(3)$ grubunun üreteçleri olan Gell-Mann matrisleri, yukarıda bahsettiğimiz $SU(N)$ grubunun üreteçleri olan t_A matrisleri ile aynı özellikleri taşır.

Çizelge 2.1 Kuark çeşnileri ve özellikleri

Kütle \rightarrow	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$
Yük \rightarrow	$2/3$	$2/3$	$2/3$
Spin \rightarrow	$1/2$	$1/2$	$1/2$
			
	yukarı (up)	tılsım (charm)	üst (top)
Kütle \rightarrow	$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$	$95 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$
Yük \rightarrow	$-1/3$	$-1/3$	$-1/3$
Spin \rightarrow	$1/2$	$1/2$	$1/2$
			
	aşağı (down)	acayip (strange)	alt (bottom)

Şimdi Noether akımını bulmaya çalışalım. \mathcal{L}_{KRD} kuark alanlarının global bir dönüşümü altında değişmez olsun:

$$\begin{aligned} \psi(x) &\rightarrow \psi'(x) = \exp(i\Gamma^a \Theta_a) \psi(x) \\ &= 1 + i\Gamma^a \Theta_a \psi(x) + \dots \end{aligned} \quad (2.12)$$

Burada Γ^a , $U(1)$ ya da $SU(N)$ gruplarına ait üreteçlerdir ve Θ_a uzay-zamanın herhangi bir noktasında lokal değildir. Bu varsayımlar dikkate alındığında Noether akımı

$$\begin{aligned}
J_\mu^a(x) &= \frac{\partial \mathcal{L}_{KRD}}{\partial(\partial^\mu \psi)} \frac{\partial \psi'}{\partial \Theta_a} \\
&= \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \Gamma^a \psi(x)
\end{aligned} \tag{2.13}$$

olarak bulunur. Eğer \mathcal{L}_{KRD} söz konusu global dönüşüm altında değişmez ise bu akım korunumludur,

$$\partial_\mu J_\mu^a(x) = 0 \tag{2.14}$$

ve Noether akımının korunumlu bir yükü vardır:

$$\begin{aligned}
Q_a &= \int d^3(x) J_a^0(x) \\
&= \int d^3(x) \psi^\dagger(x) \Gamma^a \psi(x)
\end{aligned} \tag{2.15}$$

Süreklilik denklemleri kullanılarak yükün zamanla değişmediği görülebilir.

2.3 KRD'nin Sürekli Simetrisi

İlk olarak, global $U(1)$ simetrisinin KRD etkileşimleri için sonuçlarına bakalım. Kuark alanları bu simetri altında aşağıdaki gibi dönüşür.

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\theta} \psi(x) \tag{2.16}$$

Eşitlik (2.13) dikkate alınırsa Noether akımı

$$J_\mu^a(x) = \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \psi(x) \tag{2.17}$$

olarak bulunur. Bu akıma karşılık gelen korunumlu yük ise

$$B = \int d^3(x) \psi^\dagger(x) \psi(x) \tag{2.18}$$

olup baryon sayısının korunumuna karşılık gelir. Baryon sayısı korunumu KRD için tam bir simetri.

Şimdi, KRD Lagranjiyanının $SU(2)$ dönüşümleri altındaki değişmezliğine karşılık gelen, izospin korunumuna bakalım. İzospin korunumu u ve d kuark kütlelerinin eşit olduğu limite karşılık gelir. Dolayısıyla KRD Lagranjiyanındaki kuark alanları

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} u(x) \\ d(x) \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

şeklinde tanımlanır ve izospin çiftlisi olarak isimlendirilir. Bu alanın $SU(2)$ dönüşümü

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \exp\left(i\frac{\tau_i}{2}\theta^i\right)\psi(x) \quad (2.20)$$

ile verilir. Burada, $\tau_i/2$, $SU(2)$ grubunun üreteçleridir ve $i = 1,2,3$ olmak üzere τ_i Pauli matrislerine karşılık gelir. \mathcal{L}_{KRD} , $m_u = m_d$ limitinde bu dönüşüm altında değişmezdir ve korunumlu akım

$$V_i^\mu(x) = \bar{\psi}(x)\gamma_\mu\frac{\tau_i}{2}\psi(x) \quad (2.21)$$

olarak bulunur. Bu akıma karşılık gelen korunumlu izospin yükleri ($i = 1,2,3$) ise aşağıdaki formda elde edilir.

$$\begin{aligned} Q_i &= \int d^3(x)V_i^0(x) \\ &= \int d^3(x)\psi^\dagger(x)\frac{\tau_i}{2}\psi(x) \end{aligned} \quad (2.22)$$

Daha açık olarak,

$$\begin{aligned} Q_1 &= \int d^3(x)\frac{1}{2}(u^*(x)d(x) + d^*(x)u(x)) \\ Q_2 &= \int d^3(x)\frac{i}{2}(u^*(x)d(x) - d^*(x)u(x)) \\ Q_3 &= \int d^3(x)\frac{1}{2}(|u(x)|^2 - |d(x)|^2) \end{aligned}$$

şeklinde ifade edilebilir. Eşitlik (2.19)'da, spinör kuarkların iki çeşnisi üzerinden tanımlanmıştır. Bunun yerine $\psi(x) = (u, d, s)$ ya da $\psi(x) = (c, b, t)$ olarak tanımlanıp, KRD Lagranjiyanının

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \exp\left(i\frac{\lambda_j}{2}\theta^j\right)\psi(x) \quad (2.23)$$

$SU(3)$ dönüşümü altındaki davranımı incelenirse, kuark kütlelerinin eşit olduğu limitte korunumlu akım

$$V_i^\mu(x) = \bar{\psi}(x)\gamma_\mu\frac{\lambda_i}{2}\psi(x) \quad (2.24)$$

olarak bulunur. Burada $j = 1, \dots, 8$ olup renk indisine karşılık gelir. Bu akıma karşılık gelen korunumlu yükler ise:

$$Q_i = \int d^3(x) \psi^\dagger(x)\frac{\lambda_i}{2}\psi(x) \quad (2.25)$$

olarak ifade edilir. Ancak, bilindiği üzere kuark kütleleri birbirine eşit değildir (Çizelge 2.1) özellikle de s kuarkın kütlesi u ve d kuarkın kütlelerine kıyasla oldukça büyüktür. Eşitlik (2.11) için kütlelerin $m_s \neq m_{u,d} = m$ limitini dikkate alınacak olursa, Lagranjiyanın kütle terimi

$$\mathcal{L}_{k\u00fctle} = \bar{\psi}(x) \begin{pmatrix} m & 0 & 0 \\ 0 & m & 0 \\ 0 & 0 & m_s \end{pmatrix} \psi(x) \quad (2.26)$$

olarak bulunur. Bu durumda, akım korunumlu değildir ve türevi $(m_s - m)$ ile orantılıdır. Diğer taraftan, Lagranjiyanın kuark-gluon etkileşimlerini veren terimine dikkat edilirse, bu terim (2.23)'teki dönüşüm altında değişmezdir. Bu da bize, kuark ve gluonlar arasındaki etkileşimlerin, kuarkın çeşnisinden bağımsız olduğunu göstermektedir.

Kütlelerin eşit olduğu durumda, Lagranjiyan çeşni simetrisini empoze ederken, kütlelerin sıfır olduğu durumda da kiral simetriyi dikte eder. Kiral simetrisinin varlığı, herhangi bir fermiyon alanının sağ ve sol-elli bileşenlerine ait dönmelerin birbirinden bağımsız olduğunun göstergesidir. Bunu daha iyi anlayabilmek için $N = 2$ durumunu düşünelim.

$$\mathcal{L}_{KRD} = \bar{\psi}(x)i\gamma_\mu D^\mu\psi(x) - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a(x)G_a^{\mu\nu}(x) + \mathcal{L}_{k\u00fctle} \quad (2.27)$$

$$\mathcal{L}_{k\u00fctle} = \bar{\psi}(x) \begin{pmatrix} m_u & 0 \\ 0 & m_d \end{pmatrix} \psi(x) \quad (2.28)$$

Sağ ve sol-elli kuark alanları $\psi = \psi_R + \psi_L$ ile tanımlanabilir. Aşağıdaki projeksiyon operatörlerinin yardımıyla bu alanlar birbirlerinden bağımsız olarak elde edilebilir.

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi, \quad \psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \quad (2.29)$$



Şekil 2.2 Parçacık kütlelerinin sıfır olduğu durumda sağ-elli ve sol-elli (pozitif ve negatif helisite durumları) parçacık gösterimleri

Kütlesiz durum için Lagranjiyan, elli alanlar cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\mathcal{L}_{KRD}^0 = \bar{\psi}_L(x) i\gamma_\mu D^\mu \psi_L(x) + \bar{\psi}_R(x) i\gamma_\mu D^\mu \psi_R(x) + \mathcal{L}_{glue} \quad (2.30)$$

Buradaki üçüncü terim, gluonların kinetik enerjilerini ve etkileşimlerini içermektedir. \mathcal{L}_{KRD}^0 , global $SU(2)_R \times SU(2)_L$ dönüşümü altında değişmezdir ve kiral simetriye sahiptir. Sağ-elli ve sol-elli alanların dönüşümleri aşağıdaki gibi verilir:

$$\psi_R(x) \rightarrow \exp\left(\frac{i\tau_j}{2} \theta_R^j\right) \psi_R(x), \quad \psi_L(x) \rightarrow \exp\left(\frac{i\tau_k}{2} \theta_L^k\right) \psi_L(x) \quad (2.31)$$

Bu simetrinin yarattığı korunumlu akımlar,

$$J_{R,i}^\mu(x) = \bar{\psi}_R(x) \gamma^\mu \frac{\tau_i}{2} \psi_R(x) \quad (2.32)$$

$$J_{L,i}^\mu(x) = \bar{\psi}_L(x) \gamma^\mu \frac{\tau_i}{2} \psi_L(x) \quad (2.33)$$

olarak bulunur. Vektör ve aksiyal akımlar ise bu akımların sırasıyla toplamı ve farkı alınarak elde edilir.

$$V_{R,i}^\mu(x) = \bar{\psi}_R(x) \gamma^\mu \frac{\tau_i}{2} \psi_R(x) \quad (2.34)$$

$$A_{R,i}^\mu(x) = \bar{\psi}_R(x) \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\tau_i}{2} \psi_R(x) \quad (2.35)$$

Bunlara karşılık gelen korunumlu yükler ise

$$Q_i^V(t) = \int d^3(x) \psi^\dagger(x) \frac{\tau_i}{2} \psi(x) \quad (\text{vektör akım}) \quad (2.36)$$

$$Q_i^A(t) = \int d^3(x) \psi^\dagger(x) \gamma_5 \frac{\tau_i}{2} \psi(x) \quad (\text{aksiyal akım}) \quad (2.37)$$

şeklinde ve Hamiltonyen ile komütasyonları sıfırdır. Kuark kütlelerinin sıfır olduğu bu limitte, söz konusu simetri üç çeşnili durum için de incelenebilir. Formalizm olarak tek değişiklik grubun üreteçlerinden gelecektir. Başka bir deyişle $SU(3)_R \times SU(3)_L$ simetrisi, Lie cebirini Pauli matrisleri yerine Gell-Mann matrisleri için tanımlayacaktır. Dolayısıyla vektör ve aksiyal yükler için komütasyon ifadeleri $SU(3)$ 'ün yapı sabiti (f_{ijk}) ile ilişkili olur.

$$\begin{aligned} [Q_i^V(t), Q_j^V(t)] &= if_{ijk} Q_k^V(t) \\ [Q_i^V(t), Q_j^A(t)] &= if_{ijk} Q_k^A(t) \\ [Q_i^A(t), Q_j^A(t)] &= if_{ijk} Q_k^V(t) \end{aligned} \quad (2.38)$$

Ancak, kütle terimi Lagranjiyana dahil edildiğinde, bu alanlar cinsinden,

$$\mathcal{L}_{k\u00fctle} = \bar{\psi}_R(x) \mathbf{m} \psi_L(x) + \bar{\psi}_L(x) \mathbf{m} \psi_R(x) \quad (2.39)$$

olarak yazılır⁵ ve bu terim sağ ve sol-elli kuarkları karıştırır. $SU(3)_R \times SU(3)_L$ simetri dönüşümleri, vektör akımı değiştirmezken, bu dönüşüm altında aksiyal akım artık korunumlu değildir. Dolayısıyla elimizde belirgin olarak kırılan bir aksiyal $SU(3)_V \times SU(3)_A$ simetrisi vardır.

⁵ Denklemdaki \mathbf{m} , 3×3 kuark kütle matrisini temsil eder.

Tüm bu simetri dönüşümlerini bir araya getirirsek kuarkların kütsesiz olduğu limitte KRD Lagranjyanının $SU(3)_R \times SU(3)_L \times U(1)_V \times U(1)_A$ global simetrisine⁶ sahip olduğunu söyleyebiliriz. Bu simetri kendiliğinden $SU(3)_V \times U(1)_V$ simetrisine kırılır. Goldstone teoremine göre, kendiliğinden kırılan her global simetri için, karşılık gelen simetri yükünün kuantum sayılarını taşıyan, kütsesiz bir durum vardır. Dolayısıyla bu dinamik kırılma bize 8 tane kütsesiz Goldstone bozonu verir. Bunlar 3 pion: π^\pm, π^0 , 4 kaon: K^\pm, K^0, \bar{K}^0 ve bir nötral parçacık η_8 'dir. Ancak u, d ve s kuarkları kütlelidir ve KRD Lagranjyanı kendiliğinden simetri kırınımı öncesi açıkça kırılmıştır. Dolayısıyla, bu 8 Goldstone bozonu hafif kütleli mezonlara karşılık gelecektir⁷.

2.3 KRD'nin Kesikli Simetrileri

Yük eşleniği (C), parite (P) ve zaman terslenimi (T) KRD'nin kesikli simetrileridir. Yük eşleniği işlemi, parçacıkları karşıt-parçacıklarına dönüştüren işlemken, parite işlemi ise, $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ işlemine karşılık gelir. Benzer şekilde, zaman terslenimi işlemi de zaman koordinatındaki işaret değişikliği, yani $t \rightarrow -t$ işlemidir. KRD'nin etkileşimleri zaman terslenim işlemi altında değişmezdir. Daha genel olarak, tüm lokal Lorentz değişmez kuantum alan teorileri, C, P ve T işlemlerinin kombinasyonu altında yani CPT altında değişmezdir. CPT simetrisinin bir sonucu olarak, parçacık ve karşıt-parçacıklar aynı kütselere, aynı manyetik momentlere vs. sahiptir. Bu değişmezlik üzerine en iyi deneysel limit nötral kaonlar $K^0(d\bar{s})$ ve $\bar{K}^0(s\bar{d})$ 'in çeşni öz durumlarının kütselerinin eşit olmasından gelir (Adler vd. 1995).

$$\frac{|m(K^0) - m(\bar{K}^0)|}{m(K^0)} < 6.10^{-19} \quad (2.40)$$

CPT 'nin evrenin tam bir simetrisi olduğuna inanılmaktadır. Bu şu anlama gelir: eğer fizik yasaları C ve P işlemlerinin bir kombinasyonu altında değişmeden kalıyorsa, o halde zaman terslenim işlemi de fizik yasalarını değiştirmez. Bunun tersi de geçerlidir,

⁶ $U(1)_A$ aksiyal simetrisi klasik teoreminin tam bir simetrisiyken kuantum teorisi için kırılmıştır. Bu durum aksiyal anomali olarak bilinir.

⁷ Bu mezon sekizlisi dışında bir de tekli η' mezonu vardır ve simetri kırınımı bu mezonu η_8 ile karıştırır. Fiziksel η mezonu bu iki durumun bir karışımıdır.

yani CP simetrisini ihlal eden bir durum varsa bu, T simetrisinin de ihlal edildiği anlamına gelir. KRD'nin etkileşimleri CP simetrisini korur, dolayısıyla T simetrisinin de ihlali söz konusu değildir.

Tez kapsamında mezon durumlarının sınıflandırılması için C ve P kuantum sayıları kullanılmıştır. Dolayısıyla, yük eşleniği ve parite işlemlerinin mezon durumlarına nasıl etkilediği tartışılmalıdır. Şimdilik geleneksel mezonları yani bir kuark ve bir karşıt kuarkın bağlı olduğu durumları inceleyelim. Mezon için dalga fonksiyonu aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$|M\rangle = \int d^3r \varphi_{ss'}(\vec{r}) |q_s(\vec{r})\bar{q}_{s'}(-\vec{r})\rangle \quad (2.42)$$

Parite işlemcisi $|M\rangle$ 'ye uygulanırsa,

$$P|M\rangle = \int d^3r \varphi_{ss'}(\vec{r}) |q_s(-\vec{r})\bar{q}_{s'}(\vec{r})\rangle P_q P_{\bar{q}} \quad (2.43)$$

denklemini elde edilir. Burada, P_q kuarkın $P_{\bar{q}}$ ise karşıt-kuarkın pariteleridir ve çarpımları -1 'dir (Perkins 2006). $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ için, denklem (2.43) aşağıdaki formda bulunur.

$$P|M\rangle = (-1) \int d^3r \varphi_{ss'}(-\vec{r}) |q_s(\vec{r})\bar{q}_{s'}(-\vec{r})\rangle \quad (2.44)$$

Genliğin açık ifadesi, $\varphi_{ss'}(\vec{r}) = \psi_{ss'} R(\vec{r}) Y_{lm}(\theta, \phi)$ olarak yazılırsa ve $Y_{lm}(\theta, \phi)$ 'nin $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ dönüşümü altında $(-1)^l Y_{lm}(\theta, \phi)$ olarak değiştiği hesaba katılırsa, yukarıdaki ifade,

$$\begin{aligned} P|M\rangle &= (-1)^{l+1} \int d^3r \varphi_{ss'}(\vec{r}) |q_s(\vec{r})\bar{q}_{s'}(-\vec{r})\rangle \\ &= (-1)^{l+1} |M\rangle \end{aligned} \quad (2.45)$$

olur. Böylece, geleneksel bir mezonun paritesinin, sistemin yörüngesel açısal momentumuna göre belirlendiği söylenebilir.

Şimdi de, geleneksel mezonların yük eşleniği altındaki değişimlerine bakalım. Esasında, yük eşleniği işlemi parite ve spin değiş-tokuşu işleminin bir kombinasyonu olarak düşünülebilir. Denklem (2.42)'deki dalga fonksiyonuna C operatörünü uygulayalım.

$$C|M\rangle = \int d^3r \varphi_{s's'}(\vec{r}) |\bar{q}_s(\vec{r})q_{s'}(-\vec{r})\rangle \quad (2.46)$$

Bu iki fermiyonun yeri değiştirilirse, bir " - " işareti gelecektir. Sonra da, $s \rightarrow s'$, $s' \rightarrow s$ geçişi yapılırsa aşağıdaki ifade elde edilir.

$$C|M\rangle = (-1) \int d^3r \varphi_{s's}(\vec{r}) |q_s(-\vec{r})\bar{q}_{s'}(\vec{r})\rangle \quad (2.47)$$

Spin indislerinin yer değiştirmesi, $(-1)^{s+1}$ ve $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ geçişi, $(-1)^l$ katsayılarını getirir. Sonuç olarak

$$\begin{aligned} C|M\rangle &= (-1)(-1)^{s+1}(-1)^l \int d^3r \varphi_{s's'}(\vec{r}) |q_s(\vec{r})\bar{q}_{s'}(-\vec{r})\rangle \\ &= (-1)^{l+s}|M\rangle \end{aligned} \quad (2.48)$$

elde edilir. Yukarıdaki eşitlikten de görüldüğü üzere, geleneksel bir mezon için C işleminin sonucunu, sistemin toplam yörüngesel momentumu ve spini belirler. C işlemi parçacıkları karşıtları ile yer değiştirdiğinden yalnızca karşıtı ile aynı olan parçacık durumları yük eşleniğinin öz durumlarıdır.

2.4 Ağır Kuark Spin Simetrisi

Burada temel anlamda, ele alınması gereken problem, ağır kuarkların (c, b) kütleleri için $m_{c,b} \rightarrow \infty$ limiti göz önünde bulundurulursa, KRD'nin nasıl değişeceği problemidir. Bu limitte ağır kuarklardan kaynaklanan bir simetri olup olmadığı ile ilgilenilmelidir.

Örneğin, bir ağır ve bir hafif kuarktan oluşan $Q\bar{q}$ mezonunu düşünelim. $m_Q \rightarrow \infty$ limitinde, Q 'nun spinini değiştirmek için sonsuz enerji gereklidir. Öyle ki, yaratılması gereken manyetik momentin değeri kütlelerin sonsuz olduğu limitte sıfıra gider.

$$M_B \sim \frac{1}{m_Q} = 0 \quad (2.49)$$

Dolayısıyla, sistemin dinamikleri ağır kuarkın spininden bağımsız olacaktır. Böylece hadronik durumlar hafif serbestlik derecelerinin kuantum sayılarıyla (çeşni, spin, parite vs.) sınıflandırılabilirler. Örneğin, $Q\bar{q}$ sistemi için⁸, $l = 0$ olsun. Bu durumda, $s_h^P = (1/2)^+$ olmak üzere

$$s_l^P = \left(\frac{1}{2}\right)^- \rightarrow J^P = \left(\frac{1}{2}\right)^- \quad (2.50)$$

olur. Bu bize elemanları 0^- ve 1^- olan parite çiftlisini verir. Şimdi de, $l = 1$ durumunu düşünelim. Bu durumda da,

$$s_l^P = \left(\frac{1}{2}\right)^+ \rightarrow J^P = \left(\frac{1}{2}\right)^+, \quad J^P = \left(\frac{3}{2}\right)^+ \quad (2.51)$$

elde edilir. Bu kez, elimizde elemanları 0^+ , 1^+ ve 1^+ , 2^+ olan iki çiftli vardır.

Diğer taraftan, ağır kuark simetrisi tam değildir, kırılır:

$$A(m_Q) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left(\frac{1}{m_Q}\right)^n \quad (2.52)$$

$$m_{Q\bar{q}} - m_Q = \Lambda + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_Q}\right) \quad (2.53)$$

Ağır mezonun momentumu, kütlesi çarpı hızı ve gluonlar ile etkileşimlerinden kaynaklanan rezidüel momentumun toplamı olarak yazılırsa, ağır mezonun kütlesine gelen öncül merteye düzeltmeler bu rezidüel momentumdan dolayı kinetik enerji terimine ve spin etkileşimlerinden dolayı da kromomanyetik moment terimine gelir. Spin etkileşimlerinden ağır kuarkın kütlesine gelen $1/m_Q$ mertebesindeki katkı

$$\delta m_Q = \frac{\mu}{2m_Q} \vec{J}_1 \cdot \vec{S}_Q + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_Q^2}\right)$$

⁸ Burada, yörüngesel açıl momentum l , ağır kuarkın spin ve paritesi s_h^P , hafif kuarkın spin ve paritesi s_l^P ve hafif serbestlik derecelerinin toplam açıl momentum ve paritesi J^P ile temsil edilmektedir.

$$\begin{aligned}
&= \frac{\mu}{4m_Q} (\vec{J}^2 - \vec{J}_1^2 - \vec{S}_Q^2) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_Q^2}\right) \\
&= \frac{\mu}{4m_Q} \left(\vec{J}^2 - \vec{J}_1^2 - \frac{3}{4}\right) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_Q^2}\right) \\
&= \frac{-3\mu}{8m_Q} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_Q^2}\right)
\end{aligned} \tag{2.54}$$

olarak bulunur. Burada, μ , kromomanyetik momenti gösterir. Deneysel olarak kuark kütleleri ölçülemediğinden, kütleye gelen $1/m_Q$ mertebesindeki katkıyı mezonlar için hesaplamak daha kullanışlıdır. Örneğin D ve D^* mezonları için bu katkı:

$$\delta m_D = \frac{-3\mu}{8m_c} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_c^2}\right) \tag{2.55}$$

$$\delta m_{D^*} = \frac{\mu}{8m_c} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_c^2}\right) \tag{2.56}$$

ile ifade edilebilir. İki mezon arasındaki kütle farkı ise

$$m_D - m_{D^*} = \delta m_D - \delta m_{D^*} = \frac{-\mu}{2m_c} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_c^2}\right) \tag{2.57}$$

ile verilir. Bu iki mezonun kütle farkları $1/m_Q$ mertebesinde $-\mu$ kadardır. B ve D mezonları için söz konusu fark kıyaslandığında, B mezonun kütlesi D mezonununkinden büyük olduğundan, çiftliyi oluşturan bileşenler arasındaki fark daha da küçüktür. Sonuç olarak, μ parametresi kuark kütlelerinden bağımsız olduğundan D ve B mezonlar için kütle farkları oranı

$$\frac{m_D - m_{D^*}}{m_B - m_{B^*}} = 1 + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_{c,b}^2}\right) \tag{2.58}$$

olmalıdır. Parçacık veri grubunda (PVG) yer alan güncel mezon kütleleri bu oranda yerine konulursa, ağır kuark simetrisinin ne denli çalıştığı kestirilebilir. PVG'ye göre bu oran

$$\frac{m_D - m_{D^*}}{m_B - m_{B^*}} = 1.1 \tag{2.59}$$

şeklindedir ve sonuç bize ağır kuark spin simetrisinin çalıştığını gösterir. 0.1'lik fark ise, gluonların B ve D mezonlarından farklı momentumlarda olan değiş-tokuşundan kaynaklanır.

Diğer taraftan, $J^P = (1/2)^+$ 'nin bir bileşeni olan 1^+ durumu ile $J^P = (3/2)^+$ 'nin bileşeni olan 1^+ durumunu birbirinden ayıran, sadece hafif serbestlik derecelerinin kuantum sayılarıdır. Dolayısıyla $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ geçişi için, karışım açısı $\theta \sim \Lambda_{KRD}/m_Q$ olan bir karışım söz konusu olabilir.

Şimdi de, tek bir ağır kuark ve bu kuarkın etrafında bir ya da daha fazla hafif serbestlik derecesi içeren sistemleri göz önünde bulunduralım. Ağır kuarkın kütlesi m ve karakteristik momentum ölçeği ω olsun. Ağır kuark yaklaşık olarak hareketsizdir ve dolayısıyla $\omega \ll m$ 'dir. Buradan yola çıkarak, ağır kuarkın momentumu ve enerjisi için $|\vec{p}| \lesssim \omega$, $|p_0 - m| \lesssim \omega$, hafif kuark ve gluonların enerjileri içinse $|\vec{k}_i| \lesssim \omega$, $k_{0i} \lesssim \omega$ yazılabilir. Bu yaklaşımla, KRD Lagranjyanı ω/m mertebesinde açılarak söz konusu sistemler tekrar analiz edilir.

Örneğin, bir ağır kuark Q ve bir hafif kuark q 'nun bağlı durumu $Q\bar{q}$ 'ı ele alalım. Söz konusu mezonun hızındaki değişim

$$\delta v_Q^\mu = \frac{\Delta P_Q^\mu}{m_Q} \ll 1 \quad (2.60)$$

olarak yazılabilir. Böyle bir sistemi analiz etmek için, bir referans vektöre ihtiyaç duyulur: ağır kuarkın momentumu yönündeki bu referans vektör baz alınarak, ağır kuarkın momentumu

$$P_Q^\mu = m_Q v^\mu + \tilde{p}^\mu \quad ; \quad |\tilde{p}^\mu| \ll m \quad (2.61)$$

ile belirlenir. Burada v^μ , ağır kuarka ait hız dört vektörüdür ve $v^2 = 1$ 'dir. r^μ rezidüel (artık) momentumdur ve $\mathcal{O}(\Lambda_{KRD})$ mertebesinde dir.

Ağır kuark momentumunun dominant kısmını elde etmek için, alan, ağır kuarkın hızı ile parametrize edilecek şekilde, yeniden tanımlanarak momentum ayrışımı yapılır. Bu çerçevede ağır kuark alanı⁹,

$$\psi_Q(x) = e^{-im_Q v \cdot x} [h_v(x) + H_v(x)] \quad (2.62)$$

olarak yazılır. Burada $h_v(x)$ büyük bileşenli alana, $H_v(x)$ ise küçük bileşenli alana karşılık gelir ve $1/m_Q$ mertebesinde dir. Kabuk üzerinde ise sadece $h_v(x)$ alanı sıfırdan farklıdır. Bu alanlar, P_+ ve P_- projeksiyon operatörleri olmak üzere, aşağıdaki gibi tanımlanırlar.

$$h_v(x) = e^{im_Q v \cdot x} P_+ \psi(x) \quad (2.63)$$

$$H_v(x) = e^{im_Q v \cdot x} P_- \psi(x) \quad (2.64)$$

P_+ dörtlü spinörün büyük iki bileşenini seçerken, P_- küçük bileşenleri seçer ve söz konusu operatörler

$$P_+ = \frac{1+\not{v}}{2}, \quad P_- = \frac{1-\not{v}}{2} \quad (2.65)$$

ile verilir. Ayrıca, $\not{v}^2 = 1$ olmak üzere $P_+ P_- = 0$, $\not{v} P_+ = P_+$, $\not{v} P_- = -P_-$, özelliklerini sağlarlar.

Ağır kuarkın hızının KRD'ye getirdiği bir simetri varsa, bu KRD Lagranjyanının sadece ağır kuark içeren kısmını etkileyecektir. Dolayısıyla, diğer serbestlik dereceleri (hafif kuarklar ve gluonlar) KRD'dekinden farklı olmayacaktır. O halde, yalnızca ağır kuark serbestlik derecelerini içeren, aşağıdaki KRD Lagranjyanını ele alalım.

$$\mathcal{L}_Q = \bar{\psi}(i\not{D} - m_Q)\psi \quad (2.66)$$

Daha önce tanımlanan ağır kuark alanı $\psi_Q(x)$ 'i yerine koyarsak

$$\mathcal{L}_Q = \bar{h}_v i \not{D} h_v + \bar{H}_v (i \not{D} - 2m_Q) H_v + \bar{H}_v i \not{D} h_v + \bar{h}_v i \not{D} H_v \quad (2.67)$$

⁹ Burada yazılan alan pozitif frekanslıdır: v hızındaki ağır kuark alanını yok eder.

elde edilir. Bu alanlar $\not{v}h_v = h_v$ ve $\not{v}H_v = -H_v$ koşullarını sağlar. $\bar{h}_v \gamma^\mu h_v = v^\mu \bar{h}_v h_v$ ve $\bar{H}_v \gamma^\mu H_v = -v^\mu \bar{H}_v H_v$ özelliklerini kullanarak, söz konusu Lagranjiyanı aşağıdaki formda da yazabiliriz.

$$\mathcal{L}_Q = \bar{h}_v i v \cdot D h_v + \bar{H}_v (i \not{D} - 2m_Q) H_v + \bar{H}_v i \not{D}_\perp h_v + \bar{h}_v i \not{D}_\perp H_v \quad (2.68)$$

Burada $D_\perp = D^\mu - v^\mu v \cdot D$ olarak tanımlıdır ve ağır kuarkın hızına ortogondur ($v \cdot D_\perp = 0$). Sonuç olarak, H_v alanı için hareket denklemi,

$$(-i v \cdot D - 2m_Q) H_v + i \not{D}_\perp h_v = 0 \quad (2.69)$$

şeklinde bulunur ve H_v alanı aşağıdaki formda elde edilir.

$$H_v = \frac{1}{2m_Q} \sum_{u=0}^{\infty} \left(\frac{-iv \cdot D}{2m_Q} \right)^u (i \not{D}_\perp h_v) \quad (2.70)$$

Aynı süreç, \bar{H}_v alanı için de gerçekleştirilip denklem (2.67)'deki Lagranjiyanda $\mathcal{O}(1/m_Q^2)$ mertebesine kadar olan terimler yerine konulursa, ağır kuarklar için yeni Lagranjian aşağıdaki forma dönüşür.

$$\mathcal{L}_Q = \bar{h}_v i v \cdot D h_v + \frac{1}{2m_Q} \bar{h}_v (i \not{D}_\perp)^2 h_v + \frac{g_s}{4m_Q} \bar{h}_v \sigma_{\mu\nu} G^{\mu\nu} h_v \quad (2.71)$$

Böylece ağır kuark Lagranjiyanı, iki bileşenli tek bir spinör cinsinden ifade edilmiş olunur. Burada, $\sigma_{\mu\nu} = i/2 [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ ve ayar alanı $G^{\mu\nu} = 1/g_s [D_\mu^\perp, D_\nu^\perp]$, şeklindedir. Durgun çerçevede yani $v^\mu = (1, \vec{0})$ durumunda, bu ifade

$$\mathcal{L}_Q = \bar{h}_v i D_0 h_v - \frac{1}{2m_Q} \bar{h}_v (i \vec{D})^2 h_v - \frac{g_s}{4m_Q} \bar{h}_v \vec{\sigma} \cdot \vec{B}_c h_v \quad (2.72)$$

olarak yazılır. Lagranjiyanın ikinci terimi kinetik enerji terimi iken, üçüncü terim kromomanyetik moment terimidir. Ağır kuark seçilen bir çerçevede tanımlandığından bu Lagranjiyan Lorentz değişmez değildir.

Diğer taraftan, $1/m_Q$ mertebesindeki katkılar dikkate alınmazsa, durağan kuarkın poropagatörü aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\tilde{S}(\vec{p}) = \frac{1}{\vec{p}_0 + i0} P_+ \quad (2.73)$$

Lagranjyanda, kinetik enerji ihmal edildiğinden, propagatör momentum uzayında \vec{p} 'ye değil sadece \vec{p}_0 'a bağlıdır. KRK'de, $ig\gamma^\mu t^a$ ifadesine karşılık gelen köşe ise $igv^\mu t^a$ ile yer değiştirir.

Sonuç olarak, (2.72) eşitliğinde verilen AKET Lagranjyayı $SU(2)$ ağır kuark spin simetrisine sahiptir. Ağır kuark alanları üzerine $SU(2)$ grubunun eylemini tanımlamak için, genel bir referans çerçevesinde ağır kuarkın dört-hızına ortogonal olan üç tane ortanormal dört-vektör tanımlanabilir.

$$e_{a\mu} e_b^\mu = -\delta_{ab}, \quad v_\mu e_a^\mu = 0, \quad a, b = 1, 2, 3$$

Böylece, sonsuz küçük bir dönüşüm altında ağır kuark alanının dönüşümü

$$h_v^{(Q)} \rightarrow h_v^{(Q)} + \delta h_v^{(Q)}, \quad \delta h_v^{(Q)} = i \sum_a \epsilon^a S^a h_v^{(Q)}$$

ile verilir. Burada ϵ^a , ağır kuarkın dönmelerini parametrize eder, S^a ise 4×4 matrislere karşılık gelir ve ağır kuark spin simetrisinin üreticidir.

$$S^a = \frac{i}{8} \sum_{b,c} \epsilon^{abc} [\not{e}_b, \not{e}_c] = \frac{1}{4} \sum_{b,c} \epsilon^{abc} e_\mu e_\nu \sigma_{bc}^{\mu\nu}, \quad [\not{v}, S^a] = 0$$

Ağır kuarkın durgun çerçevesinde, $h_v^{(Q)}$ iki bileşenli bir Pauli spinörü olur¹⁰. Bu durumda

$$S^a = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_a & 0 \\ 0 & \sigma_a \end{pmatrix}$$

olarak ifade edilir. Bununla birlikte, n_h tane aynı hıza sahip ağır kuark alanı varsa, o zaman AKET Lagranjyayı $SU(n_h)$ spin-çeşni simetrisine sahip olur. Örneğin, $B \rightarrow \bar{D}, \bar{D}^*$ geçişini ele alalım. Burada c kuarkın hızına v , b kuarkın hızına v' diyelim ve $v = v'$ olduğunu farz edelim. Böyle bir varsayım, Lagranjyanın $SU(4)$ simetrisine

¹⁰ Alt iki bileşeni, $\gamma_0 h_v^{(Q)} = h_v^{(Q)}$ olduğundan sıfırdır.

sahip olmasını sağlar (Olsen 2014). $v \neq v'$ durumunda ise, Lagranjiyan sadece $SU(2) \times SU(2)$ spin simetrisine sahip olur. Bu da tüm form faktörlerin $v \cdot v'$ bağımlılığı olan tek bir fonksiyon cinsinden yazılabilmesine olanak sağlar.

Dahası, kuark kütlesi tek bir şekilde tanımlı değildir. Ağır kuarkın kütlesi m_Q , δm_Q kadar ötelenirse, $m_Q = m'_Q + \delta m_Q$ ve $m'_Q \rightarrow \infty$ limitine bakılırsa, AKET Lagranjiyanı

$$\mathcal{L}_Q = \bar{h}_v i (v \cdot D - \delta m_Q) h_v + \dots \quad (2.74)$$

olarak yazılır. δm_Q 'lu terim rezidüel kütle terimi olarak adlandırılır. Ağır kuark kütlesi için en konvensiyonel tanım, δm_Q 'nun sıfır olduğu tanımdır. Bu bize, yukarıda da değindiğimiz, $\tilde{p} \cdot v$ 'de kutbu olan AKET propagatörünü verir. Esasında, $p^2 = m^2$ 'de kutbu olan KRD propagatörüne eşdeğerdir. Söz konusu kütle kutup kütlesi denir. Tedirgeme teorisinin herhangi bir mertebesinde ayar değişmezdir ve iyi tanımlıdır, ancak tedirgemesiz olarak tanımlamak zordur. Bununla birlikte, m_Q büyüdükçe büyümeyen bir rezidüel kütle hesaba katıldığında aynı sonuçlar üretilir.

2.5 Öncül Mertebede Etkin Lagranjiyanlar

Denklem (2.50) ve denklem (2.51)'de sırasıyla, $l = 0$ ve $l = 1$ durumları için, ağır kuark spin simetrisinin uygulanmasıyla oluşan parite çiftlilerini elde etmiştik. Şimdi, mezonlar arasındaki etkileşimleri tanımlamak için bu çiftlilerin kombinasyonlarından oluşan matris alanlarını tanımlayalım.

İlk olarak $l = 0$ durumu için, bir ağır kuark ve bir hafif kuarkın bağlı durumunu ele alalım. Ağır kuark spin simetrisini, bu iki kuark içerikli sisteme empoze ettiğimiz vakit, 0^- ve 1^- kuantum sayılı parçacıkların etkileşimi aynı olacaktır. Dolayısıyla bunlar, KRD'nin simetrisinin elde edilebileceği uygun kombinasyonlar ile, bir matris alanı içinde tanımlanabilir. Bu argüman vasıtasıyla, psödoskaler ağır-mezon alanları $P_a^{(Q)} = (Q\bar{u}, Q\bar{d}) [P_a^{(\bar{Q})} = (u\bar{Q}, d\bar{Q})]$ ve bunların vektör AKSS eşleri $P_a^{*(Q)} [P_a^{*(\bar{Q})}]$ 'in izospin çiftlilerinin kombinasyonları ile söz konusu matris alanı aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$H_a^{(Q)} = \frac{1 + \nu}{2} \left(P_{a\mu}^{*(Q)} \gamma^\mu - P_a^{(Q)} \gamma_5 \right), \quad v \cdot P_a^{*(Q)} = 0,$$

$$H_a^{(\bar{Q})} = \left(P_\mu^{*(\bar{Q})a} \gamma^\mu - P^{(\bar{Q})a} \gamma_5 \right) \frac{1 - \nu}{2}, \quad v \cdot P^{*(\bar{Q})a} = 0 \quad (2.75)$$

$H^Q [H^{\bar{Q}}]$ matris alanı, belli bir v hızına sahip olan $P [\bar{P}]$ ve $P^* [\bar{P}^*]$ mezonlarını yok eder. Parite dönüşümü altında, bu matris alanlarının dönüşümü

$$H^{(Q,\bar{Q})}(x) \rightarrow \gamma^0 H^{(Q,\bar{Q})}(\tilde{x}) \gamma^0, \quad v^\mu \rightarrow v_\mu \quad (2.76)$$

ile tanımlanır. Burada, $\tilde{x} = (x^0, -\vec{x})$ şeklindedir.

$H_a^{(Q)}$ ve hafif serbestlik dereceleri arasındaki ilişki şematik olarak aşağıdaki gibi düşünülebilir.

$$h_\nu^{(Q)} \bar{l}_a \sim H_a^{(Q)}$$

Burada \bar{l}_a , hafif serbestlik derecelerini yaratan (karşıtları ise yok eden) spinör alanına karşılık gelir. Bu kombinasyon, $D(\Lambda)$ Lorentz grubunun 4×4 Dirac temsili olmak üzere, Lorentz dönüşümleri altında $H_a^{(Q)}(v) \rightarrow D(\Lambda^{-1}) H_a^{(Q)}(\Lambda v) D(\Lambda^{-1})^{-1}$ olarak dönüşür¹¹. Söz konusu dönüşüm kuralı, $D(\Lambda^{-1}) \gamma_\mu D(\Lambda^{-1})^{-1} = \Lambda_\mu^\nu \gamma^\mu$ olduğundan, $P^{*\nu} \rightarrow \Lambda_\mu^\nu P^{*\mu}$ 'yü verir. Bununla birlikte, $H^Q [H^{\bar{Q}}]$ matris alanı, $ağır\ spin \otimes SU(2)_V$ izospin simetrisi altında $(2, \bar{2}) [(\bar{2}, 2)]$ olarak dönüşür (Grinstein vd. 1992). Daha açık ifade edilecek olursa,

$$H_a^{(Q)} \rightarrow S_Q (H^{(Q)} U^\dagger)_a, \quad H^{(\bar{Q})a} \rightarrow (U H^{(\bar{Q})})^a S_Q^\dagger \quad (2.77)$$

şeklindedir. Bunların hermitik eşlenik alanları ise,

$$\bar{H}^{(Q)a} = \gamma^0 [H_a^{(Q)}]^\dagger \gamma^0, \quad \bar{H}_a^{(\bar{Q})} = \gamma^0 [H^{(\bar{Q})a}]^\dagger \gamma^0 \quad (2.78)$$

ile verilir ve $ağır\ spin \otimes SU(2)_V$ izospin simetrisi altında

¹¹ Alanın hermitik eşleniği ise $\bar{H}_a^{(Q)} \rightarrow D(\Lambda^{-1}) \bar{H}_a^{(Q)} D(\Lambda^{-1})^{-1}$ şeklinde dönüşür.

$$\bar{H}^{(Q)a} \rightarrow (U\bar{H}^{(Q)})^a S_Q^\dagger, \quad \bar{H}_a^{(\bar{Q})} \rightarrow S_{\bar{Q}}(\bar{H}^{(\bar{Q})}U^\dagger)_a \quad (2.79)$$

olarak dönüşürler.

Son olarak, psödoskaler ve vektör mezon alanları, yük eşleniği altında $CP_a^{(Q)}C^{-1} = P^{(\bar{Q})a}$ ve $CP_{a\mu}^{*(Q)}C^{-1} = -P_\mu^{*(\bar{Q})a}$ olarak dönüşürler. Böylece matris alanların dönüşümü, c , Dirac uzayı yük eşleniği matrisi olmak üzere,

$$CH_a^{(Q)}C^{-1} = cH^{(\bar{Q})at}c^{-1}, \quad C\bar{H}^{(Q)a}C^{-1} = c\bar{H}_a^{(\bar{Q})t}c^{-1} \quad (2.80)$$

ile ifade edilebilir. Burada c , $c\gamma_\mu c^{-1} = -\gamma_\mu^t$ özelliğini sağlar.

Şimdi, bir ağır kuark ve bir ağır-karşıit kuarkın bağlı durumunu düşünelim. Genel olarak böyle bir durum, radyal kuantum sayısı n , yörüngesel açısıl momentum l , spin s ve toplam açısıl momentum J olmak üzere, $n^{2s+1}l_J$ ile karakterize edilebilir. Spin bağımlı etkileşimler ihmal edildiğinde, spin teklisi n^1l_J ve spin üçlüsü n^3l_J 'den oluşan tek bir multiplet, $\hat{J}(n, l)$ tanımlanır. Dolayısıyla, alanların etkileşimleri multipletin etkileşimine indirgenir. $l = 0$ için, üçlü, yani $s = 1$ durumu, toplam açısıl momentumu $j = 1$ olan, tek bir duruma çöker. Böylece, $\hat{J}(n, l = 0)$ multipleri aşağıdaki gibi tanımlanabilir¹² (Jenkins vd. 1993).

$$\hat{J} = \frac{1+\nu}{2}(\psi_\mu\gamma^\mu - \gamma_5\eta) \frac{1-\nu}{2} \quad (2.81)$$

Burada, ν^μ , multiplere ait dört-hızı gösterirken ψ_μ ve η , multipletin spin 1 ve spin 0 bileşenlerine karşılık gelir.

Çift pariteli P-dalga kuarkonyum multipleri ise, aşağıdaki matris alanı ile ifade edilir (Casalbuoni vd. 1993).

$$J^\mu = \frac{1+\nu}{2} \left(\chi_2^{\mu\alpha} \gamma_\alpha + \frac{i}{\sqrt{2}} \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} \chi_{1\gamma} \nu_\alpha \gamma_\beta + \frac{1}{\sqrt{3}} \chi_0 (\gamma_\mu - \nu_\mu) + h_\mu \gamma_5 \right) \frac{1-\nu}{2} \quad (2.82)$$

¹² Radyal kuantum sayısı dahil edilmemiştir ve \hat{J} , hafif kuark çeşnisine ait herhangi bir indis içermez.

Burada, $\epsilon_{0123} = +1$ olarak seçilmiştir ve $J^\mu v_\mu = 0$ 'dır. $\chi_2^{\mu\alpha}, \chi_{1\gamma}, \chi_0$ ve h_μ alanları, $J^{PC} = 0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$ ve 1^{+-} kuantum sayılarına sahip $\chi_{QJ}(nP)$ ($J = 0, 1, 2$) ve $h_Q(nP)$ kuarkonyum durumlarını yok eder. Bununla birlikte, spin-2 alan simetrik, izsiz ve $\chi_{1\mu}$ ve h_μ alanları gibi, v_μ 'ye ortogondur. Ayrıca, parite ve yük eşleniği simetrileri altında J^μ matris alanı aşağıdaki gibi dönüşür.

$$J^\mu(x^0, \vec{x}) \xrightarrow{P} \gamma^0 J^\mu(x^0, -\vec{x}) \gamma^0, \quad v^\mu \xrightarrow{P} v_\mu \quad (2.83)$$

$$J^\mu \xrightarrow{C} c J^{\mu t} c \quad (2.84)$$

ve hermitik eşlenik alan \bar{J}^μ ,

$$\bar{J}^\mu = \gamma^0 J^{\mu\dagger} \gamma^0 \quad (2.85)$$

olarak tanımlanır. Son olarak, ağır kuark/karşıit-kuark dönmeleri altında J^μ ve \bar{J}^μ matris alanlarının dönüşümü aşağıdaki gibidir.

$$J^\mu \rightarrow S_Q J^\mu S_Q^\dagger, \quad \bar{J}^\mu \rightarrow S_{\bar{Q}} \bar{J}^\mu S_{\bar{Q}}^\dagger \quad (2.86)$$

2.5.1 $P^{(*)} \bar{P}^{(*)} \rightarrow P^{(*)} \bar{P}^{(*)}$ etkileşimi

Çok düşük enerjilerde, bir ağır ve bir ağır-karşıit mezon arasındaki etkileşim, öncül mertebede yalnızca kontak-mesafe potansiyeli ile tanımlanabilir. Pion değiş-tokuş terimlerinden gelen katkının, alt-öncül mertebede olduğu belirlenmiştir (Nieves vd. 2012, Valderrama 2012 ve Hidalgo-Duque vd. 2013b). Öncül mertebede ağır kuark spin simetrik Lagranjiyan aşağıdaki gibi yazılır (AlFiky 2006).

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{4H} = & C_A Tr \left[\bar{H}^{(Q)a} H_a^{(Q)} \gamma_\mu \right] Tr \left[H^{(\bar{Q})a} \bar{H}_a^{(\bar{Q})} \gamma^\mu \right] \\ & + C_A^\tau Tr \left[\bar{H}^{(Q)a} \bar{\tau}_{.a}^b H_b^{(Q)} \gamma_\mu \right] Tr \left[H^{(\bar{Q})c} \bar{\tau}_{.c}^d \bar{H}_d^{(\bar{Q})} \gamma^\mu \right] \\ & + C_B Tr \left[\bar{H}^{(Q)a} H_a^{(Q)} \gamma_\mu \gamma_5 \right] Tr \left[H^{(\bar{Q})a} \bar{H}_a^{(\bar{Q})} \gamma^\mu \gamma_5 \right] \end{aligned}$$

$$+C_B^\tau Tr \left[\bar{H}^{(Q)a} \vec{\tau}_{.a}^b H_b^{(Q)} \gamma_\mu \gamma_5 \right] Tr \left[H^{(\bar{Q})c} \vec{\tau}_{.c}^d \bar{H}_d^{(\bar{Q})} \gamma^\mu \gamma_5 \right] \quad (2.87)$$

Burada, $\vec{\tau}_{.a}^b$ izospin uzayında Pauli matrislerinin (a, b) elemanına karşılık gelir. $C_{A,B}^{(\tau)}$ katsayıları ise, hafif çesni bağımsız düşük enerji sabitleridir (DES). Bu sabitlerin aynı zamanda ağır çesni bağımsız olduğu da varsayılır ve E^{-2} boyutundadırlar. Burada seçilen normalizasyonda, ağır mezon alanı $H^{(Q)}$ ve ağır-karşıit mezon alanı $H^{(\bar{Q})}$, $E^{3/2}$ boyutuna sahiptirler. Bunun nedeni, kullandığımız rölativistik olmayan normalizasyon ile geleneksel rölativistik normalizasyon arasındaki $\sqrt{M_H}$ faktörüdür¹³. Detaylar için Manohar vd. (2000) makalesine bakılabilir.

İzoskaler durum için \mathcal{L}_{4H} , psödoskaler ve vektör alanlar cinsinden açılırsa

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{4H} = & -4(C_A - \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 C_A^\tau) [P^{(Q)\dagger} P^{(Q)} P^{(\bar{Q})\dagger} P^{(\bar{Q})} + (P_\mu^{(Q)*\dagger} P^{(Q)*\mu}) (P_\nu^{(\bar{Q})*\dagger} P^{(\bar{Q})*\nu}) \\ & - P^{(Q)\dagger} P^{(Q)} (P_\mu^{(\bar{Q})*\dagger} P^{(\bar{Q})*\mu}) - (P_\mu^{(Q)*\dagger} P^{(Q)*\mu}) P^{(\bar{Q})\dagger} P^{(\bar{Q})}] \\ & + 4(C_B - \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 C_B^\tau) [P^{(Q)} P^{(\bar{Q})} (P_\mu^{(Q)*\dagger} P^{(\bar{Q})*\mu\dagger}) + P^{(Q)} P^{(\bar{Q})\dagger} (P_\mu^{(Q)*\dagger} P^{(\bar{Q})*\mu}) \\ & + P^{(Q)\dagger} P^{(\bar{Q})} (P_\mu^{(Q)*} P^{(\bar{Q})*\mu\dagger}) + P^{(Q)\dagger} P^{(\bar{Q})\dagger} (P_\mu^{(Q)*} P^{(\bar{Q})*\mu}) \\ & - i\epsilon^{\rho\sigma\tau\mu} v_\rho P^{(Q)} P_\sigma^{(\bar{Q})*} P_\tau^{(\bar{Q})*\dagger} P_\mu^{(Q)*\dagger} - i\epsilon^{\rho\sigma\tau\mu} v_\rho P^{(Q)\dagger} P_\sigma^{(\bar{Q})*} P_\tau^{(\bar{Q})*\dagger} P_\mu^{(Q)*} \\ & + i\epsilon^{\rho\sigma\tau\mu} v_\rho P^{(\bar{Q})} P_\sigma^{(Q)*\dagger} P_\tau^{(Q)*} P_\mu^{(\bar{Q})*\dagger} + i\epsilon^{\rho\sigma\tau\mu} v_\rho P^{(\bar{Q})\dagger} P_\sigma^{(Q)*\dagger} P_\tau^{(Q)*} P_\mu^{(\bar{Q})*} \\ & + (P_\mu^{(Q)*} P^{(\bar{Q})*\mu\dagger}) (P_\nu^{(\bar{Q})*} P^{(Q)*\nu\dagger}) + (P_\mu^{(Q)*} P^{(\bar{Q})*\mu}) (P_\nu^{(\bar{Q})*\dagger} P^{(Q)*\nu\dagger})] \quad (2.88) \end{aligned}$$

eşitliği elde edilir. Toplam izospinin 0 ve 1 olduğu durumlar için, $\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 = 2(\vec{T}^2 - 3/2)$ ifadesi sırasıyla -3 ve 1 'e karşılık gelir. Böylece, denklem (2.87)'deki DES'leri, $I = 0$ ve $I = 1$ izospin kanallarına karşılık gelen C_{0A}, C_{0B} ve C_{1A}, C_{1B} DES'leri cinsinden, aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$C_{0\phi} = C_\phi + 3C_\phi^\tau, \quad C_{1\phi} = C_\phi - C_\phi^\tau, \quad \phi = A, B \text{ için}$$

Denklem (2.88)'de verilen Lagranjiyan farklı parçacık kanallarını karıştırabilir. Potansiyel momentum uzayında ve

¹³ M_H ilgili ağır mezonun kütesine karşılık gelir.

$$\mathcal{B}_{H\bar{H}} = \{ |P\bar{P}\rangle, |P^*\bar{P}\rangle, |P\bar{P}^*\rangle, |P^*\bar{P}^*\rangle \}$$

ile verilen çiftlenim kanalı bazında, $I = 0$ durumu için aşağıdaki gibi elde edilir.

$$V_C(\vec{q}) = C_{0A} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \vec{\epsilon}_{1'}^* \cdot \vec{\epsilon}_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \vec{\epsilon}_{2'}^* \cdot \vec{\epsilon}_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \vec{\epsilon}_{1'}^* \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{\epsilon}_{2'}^* \cdot \vec{\epsilon}_2 \end{pmatrix} + C_{0B} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\vec{\epsilon}_{1'}^* \cdot \vec{\epsilon}_{2'}^* \\ 0 & 0 & -\vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{\epsilon}_{2'}^* & \vec{S}_1 \cdot \vec{\epsilon}_{2'}^* \\ 0 & -\vec{\epsilon}_{1'}^* \cdot \vec{\epsilon}_2 & 0 & -\vec{\epsilon}_{1'}^* \cdot \vec{S}_2 \\ -\vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{\epsilon}_2 & \vec{S}_1 \cdot \vec{\epsilon}_2 & -\vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{S}_2 & \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \end{pmatrix}$$

Burada, $\vec{\epsilon}_{1(2)}$ gelen parçacıkların polarizasyonunu temsil ederken, $\vec{\epsilon}_{1'(2')}$ çıkan parçacıkların polarizasyonlarına karşılık gelir. $\vec{S}_{1(2)}$ spin operatörlerinin matris elamanları ise polarizasyon dalga fonksiyonlarının vektör çarpımına eşittir.

Denklem (2.88)'den yola çıkılarak parçacık dalga projeksiyonu yapılırsa konum uzayında potansiyel aşağıdaki gibi elde edilir.

$$(V_C)_{JL'L}^{S'S}(r) = \frac{\delta(r)}{4\pi r^2} C_{0A} \delta_{JS} \delta_{J'S'} \delta_{L0} \delta_{L'0} + \frac{\delta(r)}{4\pi r^2} C_{0B} C_{12}$$

C_{12} matrisi yalnızca J toplam açısal momentum, L yörüngesel açısal momentum ve S spin kuantum sayılarına bağlıdır. Bu tezde yapılan çalışmalar 1^{++} ve 2^{++} durumlarını temel aldığından, söz konusu matrisin açık formu yalnızca bu durumlar için EK 2'de verilmiştir (diğer durumlar için Nieves vd. (2012) makalesine bakılabilir). Yukarıdaki potansiyelin momentum uzayına Fourier dönüşümü

$$V_{JL'L}^{S'S}(p', p) = 4\pi i^{L'-L} \int_0^{+\infty} dr r^2 j_L(pr) j_{L'}(p'r) (V_C)_{JL'L}^{S'S}(r) \quad (2.89)$$

olup burada $j_L(x)$, L mertebesindeki küresel Bessel fonksiyonlarına karşılık gelir.

2.5.2 $Q\bar{Q} n^{2s+1}P_J$ kuarkonyum- $P^{(*)}\bar{P}^{(*)}$ geçiş Hamiltonyeni

$n^{2s+1}P_J$ kuarkonyum durumları ile $P^{(*)}\bar{P}^{(*)}$ -iftlisi arasındaki öncül mertebede etkileşimleri tanımlayan ve AKSS ile uyumlu olacak şekilde yazılabilen tek bir terim vardır.

$$\mathcal{L}_{HHQ\bar{Q}} = \frac{d}{2} Tr \left[H^{a(\bar{Q})} \bar{J}_\mu H_a^{(Q)} \gamma^\mu \right] + \frac{d}{2} Tr \left[\bar{H}^{a(Q)} J_\mu H_a^{(\bar{Q})} \gamma^\mu \right] \quad (2.90)$$

Burada açıkça görüldüğü üzere ikinci terim birinci terimin hermitik eşleniğidir. Tek bir terim yazılabilmesi durumunu şu şekilde anlayabiliriz. S –dalga moleküler durumu tanımlamak için, sistemin toplam spini J , ve toplam izospini, I olmak üzere, belirli bir toplam spin durumu $|j_{P^{(*)}}, j_{\bar{P}^{(*)}}, IJ\rangle$ 'ye çiftlenen mezon-karşıtmезon çifti için olan bazıları kullanmak yerine, belirli spin durumlarına birbirinden bağımsız bir şekilde çiftlenen ağır ve hafif kuarkların bazıları seçilebilir. Böyle bazıların elemanları $|(s_Q s_I)IJ\rangle$ formundadır. Burada $s_Q = 0,1$ ($s_I = 0,1$) olmak üzere, ağır (hafif) kuark- karşıtkuark çiftinin spinidir ve I hafif serbestlik derecelerinin konfigürasyonunun izospinidir. Bu izoskaler moleköl durumları¹⁴ ile kuarkonyum durumları arasındaki olası geçişler aşığıdaki matris elemanlarına göre tanımlanabilir¹⁵.

$$\langle n^{2s+1}l_{J'} | H^{QCD} | (s_Q s_I) J \rangle = \delta_{J,J'} \delta_{s,s_Q} \langle nl | | H^{QCD} | | s_I \rangle \quad (2.91)$$

Burada, ağır-kuark alt sisteminin spini s_Q 'nun korunumlu olmasını dikte eden rotasyonel değişmezlik ve AKSS dikkate alınmıştır. Görüldüğü üzere ağır kuarkın spini ve toplam açısai momentum korunumlu olduğundan $\vec{J} - \vec{s}_Q$ da korunumludur. Kuarkonyum durumu düşünöldüğünde bu ifade $L = 1$ 'e karşılık gelirken, moleköl durumunda, $L = 0$ olduğundan, hafif serbestlik derecelerinin toplam spini $s_I = 0,1$ 'e karşılık gelir. AKSS, $\vec{J} - \vec{s}_Q$ 'nun korunumunu dikte ettiğinden yalnızca $s_I = 1$ olan matris elemanı sıfırdan farklıdır. Öte yandan, denklem (2.90)'daki d parametresi, $E^{-1/2}$ boyutunda, bilinmeyen bir DES'dir. Radyal kuantum sayısı n 'ye bağımlılığı olabilir ve

¹⁴ Burada yalnızca izoskaler S – dalga moleküler durumlar ele alınmıştır.

¹⁵ (2.91) denkleminde, notasyon basitliğı için izospin indisleri dikkate alınmamıştır.

deneysel verilerle ya da başka bir şekilde belirlenmesi gerekir. Bu tez kapsamında kurulan modelde, kuarkonyum serbestlik dereceleri ile ilgili diğer parametreler, söz konusu yeni durumların kütleleridir.

Kuarkonyum ile, bir ağır ve bir hafif kuark içeren mezonlar arasındaki etkileşim, bireysel alanlar cinsinden açılırsa, aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{HHQ\bar{Q}} = & -\sqrt{2}d[-\sqrt{2}\chi_1^{\dagger\eta}(P\bar{P}_\eta^* - P_\eta^*\bar{P}) - \sqrt{3}\chi_0^\dagger\left(P\bar{P} + \frac{1}{3}P_\eta^*\bar{P}^{*\eta}\right) \\
& + h^{\dagger\eta}(P\bar{P}_\eta^* - P_\eta^*\bar{P}) + i\epsilon_{\alpha\mu\rho\eta}v^\alpha h^{\dagger\mu}P^{*\rho}\bar{P}^{*\eta} \\
& + 2\chi_2^{\dagger\rho\eta}P_\rho^*\bar{P}_\eta^*] + h. c.
\end{aligned} \tag{2.92}$$

Örneğin, burada $P^{(*)}\bar{P}^{(*)}$, izospini sıfır olan iki mezon durumunu yok eder. c -kuark içerikli mezonları düşünürsek, $I = 0$ alan kombinasyonu aşağıdaki gibi olacaktır.

$$|00\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}}(D^{0(*)}\bar{D}^{0(*)} + D^{+(*)}D^{-(*)}) \tag{2.93}$$

Burada kullanılan izospin temsili, $\bar{u} = |1/2, -1/2\rangle$ ve $\bar{d} = -|1/2, +1/2\rangle$ şeklindedir ve bu temsille, $D^0 = |1/2, -1/2\rangle$ ve $D^+ = -|1/2, +1/2\rangle$ olarak yazılabilir.

2.6.3 Çarmonyumun ışınımsal geçişleri

Daha sonraki bölümlerde görüleceği üzere, çarmonyumun ışınımsal $2P \rightarrow 1S, 2S$ geçişleri, karışım parametresi d için bazı sınırlandırmalar getirilmesine yardımcı olacaktır. Bu ışınımsal geçişler için Lagranjiyan, dipolar yaklaşım kapsamında, aşağıdaki gibi yazılır (Casalbuoni vd. 1993).

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_\gamma = & \delta(n)Tr\left(\bar{J}^\mu(2P)\hat{J}(nS)\right)v_\nu F^{\mu\nu} + h. c \\
= & \delta(n)v_\nu F^{\mu\nu}\{2\eta_c^\dagger h_c^\mu + 2\chi_{2c}^{\mu\sigma}\Psi_\sigma^\dagger(nS) + \frac{2}{\sqrt{3}}\chi_{0c}\Psi^{\mu\dagger}(nS) \\
& - i\epsilon_{\sigma\alpha\beta}^\mu\Psi^\sigma(nS)v^\alpha\chi_{c1}^\beta\}
\end{aligned} \tag{2.94}$$

Burada n , $\hat{J}(nS)$ alanı ile tanımlanan 0^{-+} ve 1^{-} çarmonyum durumlarının radyal kuantum sayısı, $F^{\mu\nu}$, elektromanyetik alan şiddeti tensörüdür. E^{-1} boyutundaki $\delta(n)$ parametresi ise ağır kuarkın elektrik yüküne bağımlı olduğundan çeşni bağımlılığı vardır. Yukarıda yazılan Lagranjiyan, parite ve yük konjügasyonu simetrilerini korur. Aynı zamanda, elektrik geçişleri kuark spinini değıştirmedeğinden, AKSS dönüşümleri altında değışmezdir. Bu Lagranjiyan kullanılarak, $E1$, $\chi_{c1}(2P) \rightarrow \Psi(nS)\gamma$ geçişı,

$$\Gamma[\chi_{c1}(2P) \rightarrow \Psi(nS)\gamma] = \frac{\delta^2(n)}{3\pi} E_\gamma^3 \frac{M_\Psi(nS)}{m_{\chi_{c1}}} \quad (2.95)$$

şeklinde bulunur (Casalbuoni vd. 1993). Burada E_γ , fotonun enerjisine karşılık gelir. Söz konusu genişlik, kuark model kullanılarak hesaplanan elektirik geçişı (T. Barnes 2005) sonuçları ile kıyaslanırsa, $\delta(n)$ parametresini radyal dalga fonksiyonlarına bağılı olarak yazmak mümkün olur.

$$\delta(n) = \left(\frac{4\pi\alpha}{3} e_c^2\right)^{\frac{1}{2}} \langle nS|r|2P\rangle, \quad \langle nS|r|2P\rangle = \int_0^{+\infty} dr r^2 R_{nS}(r) r R_{2P}(r) \quad (2.96)$$

Buradaki radyal dalga fonksiyonunun normalizasyonu aşığıdaki gibidir.

$$\int_0^{+\infty} dr r^2 R_{nL}(r) R_{n'L}(r) = \delta_{nn'} \quad (2.97)$$

2.6 T -Matris ve Lippmann-Schwinger Denklemi

T -matris, daha genel olarak S -matris yani saçılma matrisi formalizmi, kısa-menzilli etkileşimler sonucu oluşan saçılma süreçlerini tanımlamak için kullanılır. Kuantum prensipleri ve simetrileri yardımıyla, saçılma sürecindeki başlangıç ve son durumlar arasında ilişki kurulur. Bir $|i\rangle$ başlangıç durumunun $|f\rangle$ son durumuna saçılması, olasılık genliğı S_{fi} ile tanımlanır.

$$S_{fi} = \langle f|S|i\rangle \quad (2.98)$$

Buradaki S , S -matris ya da gelişim operatörü olarak adlandırılır. Başlangıç durumu $|i\rangle$ 'nin, herhangi bir $|f\rangle$ son durumunda bulunmasının toplam olasılığı, 1 olması gerektiğinden, S operatörü üniter olmalıdır.

$$SS^\dagger = S^\dagger S = \mathbb{1} \quad (2.99)$$

Başlangıç durumlarında saçılmayan, yani etkileşime girmeyen parçacıklar da söz konusu olabileceğinden, S -matrisi aşağıdaki formda yazmak elverişli olabilir.

$$S = \mathbb{1} - iT \quad (2.100)$$

Denklemdaki birim matris etkileşime girmeyen durumları temsil ederken, etkileşimle ilgili bilgiyi T -matris taşır. S -matrisin üniter olma şartı, T -matris üzerine de sınırlama getirir.

$$T - T^\dagger = -iT^\dagger T \quad (2.101)$$

Denklem (2.101), $|i\rangle$ ve $|f\rangle$ arasına yerleştirilirse,

$$\langle f|T|i\rangle - \langle f|T^\dagger|i\rangle = -i\langle f|T^\dagger T|i\rangle \quad (2.102)$$

elde edilir. Olası her ara durum $|a\rangle$ için, PS faz uzayı olmak üzere: $1 = \sum_a (PS|a\rangle\langle a|)$ özelliği bu denklemin sağ tarafına uygulanırsa,

$$\langle f|T|i\rangle - \langle f|T^\dagger|i\rangle = -i \sum_a PS \langle f|T^\dagger|a\rangle \langle a|T|i\rangle \quad (2.103)$$

denklemini bulunur. Örneğin, yalnızca iki-parçacık $a + b \rightarrow c + d$ durumlarını ara durum olarak ele alalım. Bu süreçle ilgili faz uzayı (PS),

$$PS = \int \frac{d^3\vec{p}_c}{(2\pi)^3 2E_c} \frac{d^3\vec{p}_d}{(2\pi)^3 2E_d} (2\pi)^4 \delta^4(P - p_c - p_d) = \frac{|\vec{p}|}{4\pi E} \quad (2.104)$$

ile verilir. Burada, $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$, i . parçacığın dört-momentumu, $P = p_a + p_b = p_c + p_d$, sürecin dört-momentumu, E , sistemin toplam enerjisi ve $|\vec{p}|$, kütle merkezi (KM) çerçevesinde parçacık momentumlarının mutlak değeridir. Bu sonuç denklem (2.103)'te yerine konursa aşağıdaki ifade bulunur.

$$\langle f|T|i\rangle - \langle f|T^\dagger|i\rangle = -i \sum_a \langle f|T^\dagger|a\rangle \langle a|T|i\rangle \frac{|\vec{p}|}{4\pi E}$$

Buradan, saçılma teorisinde oldukça önemli sonuçlara sahip olan optiksel teorem (optical theorem) ortaya çıkar.

$$\begin{aligned} \frac{|\vec{p}|}{8\pi E} \mathbb{1} &= -\frac{1}{2i} [(T^\dagger)^{-1}(T - T^\dagger)(T)] \\ &= -\frac{1}{2i} [(T^{-1})^\dagger - T^{-1}] \\ &= \text{Im}(T^{-1}) \end{aligned} \tag{2.105}$$

Elde edilen sonuç, iki-parçacık saçılma sürecine ait tüm dinamiklerin genliğin tersinin gerçel kısmıyla ilişkili olduğunu söyler. Çünkü sanal kısım üniterlik ile sabitlenmiştir.

Optiksel teorem dışında T -matris, faz kaymaları ya da saçılma uzunluğu gibi bazı nicelikler için de ilişkiler üretir. Söz konusu bu nicelikler, burada yapılan çalışma kapsamında olmadığından, T -matris ile ilgili bu detaylara girilmemiştir.

Aslında, saçılma teorisi sürekli bir spektruma zamandan bağımsız tedirgeme teorisi uygulamak için gereklidir. Bu tez kapsamında yapılan çalışmada, T -matrisi çözebilmek için Lippmann-Schwinger denklemi¹⁶ çözülmüştür. Bu formalizm, bağlı durumların analizlerine tedirgeme teorisi uygulamak için oldukça kullanışlıdır. Pertürbatif bir seride,

$$1 + A + A^2 + A^3 + \dots \simeq \frac{1}{1 - A}$$

şeklinde, yalnızca sonsuz terim üzerinden toplam alınırsa tekillikler elde edilebilirken, tedirgemesiz bir toplamın kendiliğinden sağlandığı Lippmann-Schwinger denkleminin çözümleri, söz konusu genlikte tekilliklerin ortaya çıkmasına yol açar.

¹⁶ Lippmann-Schwinger denkleminin rölativistik süreçler için genelleştirilmiş hali Bethe-Salpeter denklemdir.

Şimdi, yukarıda bahsedilen bu formalizmi oluşturmaya çalışalım. $|\psi_0\rangle$ durumundaki olay parçacık V potansiyeliyle saçılıp, $|\psi_s\rangle$ durumuna geçsin. $|\psi_0\rangle$ başlangıç durumunun etkileşimleri içermeyen Hamiltonyen H_0 'ın, E özdeğerli bir öz durumu olduğu varsayılırsa, özdeğer denklemi

$$(E - H_0)|\psi_0\rangle = 0 \quad (2.106)$$

şeklinde kurulur. Aksi belirtilmediği sürece, H_0 , serbest parçacık Hamiltonyenine karşılık gelir ($H_0 = P^2/2M$) ve başlangıç durumu bir düzlem dalga olarak alınır.

$$\langle \vec{r} | \psi_0 \rangle = \psi_0(\vec{r}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (2.107)$$

Saçılma teorisinin amacı, aşağıdaki tam enerji-öz durum problemini çözmektir.

$$(E - H_0 - V)|\psi\rangle = 0 \quad (2.108)$$

Burada, $E > 0$ 'dır ve $|\psi\rangle$, E enerjili $H = H_0 + V$ Hamiltonyeninin öz durumdur¹⁷.

Saçılma durumu $|\psi_s\rangle$, serbest parçacık Hamiltonyeninin dalga fonksiyonu ve ful Hamiltonyenin dalga fonksiyonu cinsinden,

$$|\psi_s\rangle = |\psi\rangle - |\psi_0\rangle \quad (2.109)$$

olarak yazılabilir. Denklem (2.106), (2.108) ve (2.109) kullanılarak,

$$(E - H_0)|\psi_s\rangle = V|\psi\rangle \quad (2.110)$$

elde edilir. Yukarıdaki denklemin her iki tarafı $(E - H_0)^{-1}$ ile çarpılırsa,

$$|\psi_s\rangle = (E - H_0)^{-1}V|\psi\rangle \quad (2.111)$$

olarak bulunur ve böylece sistemin toplam dalga fonksiyonu

$$|\psi\rangle = |\psi_0\rangle + (E - H_0)^{-1}V|\psi\rangle \quad (2.112)$$

¹⁷ Kullanılan notasyonda açık olarak gösterilmese de, her E enerjisine karşılık gelen farklı bir $|\psi_0\rangle$ ve farklı bir $|\psi\rangle$ durumu vardır.

olur. Bu denklem, Lippman-Schwinger denklemi olarak adlandırılır. Denklemdeki $(E - H_0)^{-1}$ niceliği Green fonksiyonudur¹⁸.

$$G_H(E) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} (E - H + i\epsilon)^{-1}$$

Tedirgemesiz Green fonksiyonu $G_0 \equiv G_{H_0}$ ile gösterilirse Lippmann-Schwinger denklemi aşağıdaki gibi yazılır.

$$|\psi\rangle = |\psi_0\rangle + G_0 V |\psi\rangle \quad (2.113)$$

$|\psi\rangle$ için olan çözümü ise,

$$|\psi\rangle = (1 - G_0 V)^{-1} |\psi_0\rangle \quad (2.114)$$

denklemini verir.

Diğer taraftan, Lippmann-Schwinger denklemi iterasyon yöntemi ile de çözülebilir. Bunu yapmak için, denklem (2.113)'ü aşağıdaki formda yeniden yazalım.

$$|\psi_{yeni}\rangle = |\psi_0\rangle + G_0 V |\psi_{eski}\rangle \quad (2.115)$$

Sıfıncı mertebe yaklaşımla başlarsak, yani $|\psi_{eski}\rangle = |\psi_0\rangle$ durumu ile, yukarıdaki denklem,

$$|\psi_{yeni}\rangle = (1 + G_0 V) |\psi_0\rangle \quad (2.116)$$

olur. Sonsuz sayıda iterasyon için bu denklem,

$$|\psi\rangle = (1 + G_0 V + G_0 V G_0 V + G_0 V G_0 V G_0 V + \dots) |\psi_0\rangle \quad (2.117)$$

şeklinde yazılır ve yukarıdaki seri Born serisi olarak bilir. Bu denklemin integral formu ise,

¹⁸Denklemdeki $i\epsilon$ terimi, nedensellik ilkesiyle ilişkili olarak elle konulmuştur.

$$\begin{aligned}\psi(\vec{r}) = & \psi_0(\vec{r}) + \int dV' G_0(\vec{r}, \vec{r}') V(\vec{r}') \psi_0(\vec{r}') \\ & + \int dV' dV'' G_0(\vec{r}, \vec{r}') V(\vec{r}') G_0(\vec{r}', \vec{r}'') V(\vec{r}'') \psi_0(\vec{r}'') + \dots\end{aligned}\quad (2.118)$$

ile ifade edilebilir. Denklemdaki her bir terimin, potansiyelin küresel olduğunu varsayarak, ne anlama geldiğine bakalım. İlk olarak, \vec{r} pozisyonuna bir dedektör konulacak olursa, çarpışma sonrası söz konusu dedektör parçacıkları $|\psi(\vec{r})|^2$ ile orantılı olarak algılayacaktır. Sağ taraftaki ilk terim, yani $\psi_0(\vec{r})$ ise, saçılmaya maruz kalmadan ($V = 0$) dedektöre düşen parçacıklar için olasılık genliğine karşılık gelir. İkinci terim, \vec{r}' noktasındaki tek seferlik parçacık saçılımını ve sonrasında merkezi \vec{r}' olan serbest küresel dalga olarak dedektöre ilerlemeyi tanımlar. Bu parçacıkların genliği $V(\vec{r}')$ faktörüyle artar ya da azalır. Tüm \vec{r}' lar üzerinden alınan integrale, olası tüm çarpışma lokasyonlarının toplamıdır. Bir sonraki terim, iki kez parçacık saçılımını tanımlar ve hem \vec{r}' hem de \vec{r}'' için olası tüm çarpışma lokasyonları üzerinden toplam söz konusudur. Eklenebilecek diğer terimler de benzer şekilde yorumlanabilir. Böylece toplam genlik, parçacığı dedektöre ulaştırabilecek olası tüm eğriler üzerinden alınan toplam olarak tanımlanmış olur.

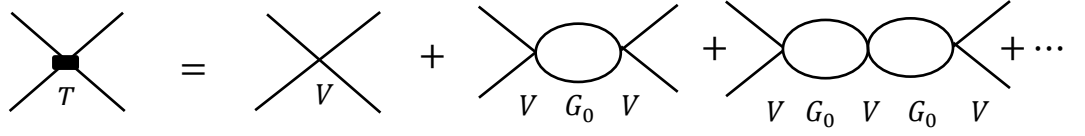
Diğer taraftan, cebirsel formu yukarıda verilen Born serisini, denklem (2.109)'a uygulayacak olursak,

$$|\psi_s\rangle = (G_0V + G_0VG_0V + G_0VG_0VG_0V + \dots)|\psi_0\rangle \quad (2.119)$$

elde edilir. Görüldüğü üzere, her bir terim en az bir saçılma olayı içermektedir. Bu terimlerin her biri için, saçılan dalga son saçılma noktasından dedektöre serbest olarak ilerler. Söz konusu serbest-ilerleyiş tüm saçılmaların ortak çarpanı olarak yazılırsa,

$$|\psi_s\rangle = G_0(V + VG_0V + VG_0VG_0V + \dots)|\psi_0\rangle \quad (2.120)$$

denklemini bulunur. O halde, parantez içerisindeki terimler, parçacığı son saçılma olayının lokasyonuna götürecektir olan olası tüm yolların toplamıdır. Söz konusu terimlerin toplamı aslında T -matrisi temsil eder ve diyagramsal olarak şekil 2.3'te gösterilmiştir.



Şekil 2.3 T -matrisin diyagramsal gösterimi

Böylece denklem (2.120),

$$|\psi_s\rangle = G_0 T |\psi_0\rangle \quad (2.121)$$

olarak yazılabilir. Bu denklem, denklem (2.111) ve (2.113)'ten elde edilen,

$$|\psi_s\rangle = G_0 V (1 - G_0 V)^{-1} |\psi_0\rangle \quad (2.122)$$

denklemini ile karşılaştırılırsa, Lippmann-Schwinger denkleminin cebirsel formu,

$$T = (1 - V G_0)^{-1} V \quad (2.123)$$

olarak bulunur. Denklemdeki V potansiyeli, EAT kapsamında, Feynmann diyagramları üzerinden sonsuz bir toplamla temsil edilir ancak, katkı veren diyagramlar indirgenir etkileşim kerneli kavramıyla limitlendirilir. Belli bir açılımda V 'nin herhangi bir mertebesi için Lippmann-Schwinger denklemi tedirgemesiz bir toplam sağlar. Sonuçlar daha yüksek mertebeden V kerneli hesaplanarak geliştirilebilir. Bunun yanı sıra, Lippmann-Schwinger denkleminin çözümü, seçilen herhangi bir V için, üniterlik koşulunu sağlar.

Diğer taraftan, bağlı durumlar ve rezonanslar dinamik olarak üretilebilir. Bir bağlı durum, yukarıdaki denklemin tekilliği olarak eşğin altında birinci Riemann katmanında (BRK) gerçel eksende görünürken, rezonanslar eşğin üstünde sanal enerji düzleminin ikinci Riemann katmanındaki (İRK) tekillikle temsil edilir. İRK'de eşğin altında bir tekillik varsa, bu da sanal durum olarak adlandırılır. Söz konusu katmanda genlik

$$T_{II}(E) = \frac{1}{1 - V(E)G_{II}(E)} V(E) \quad (2.124)$$

ile verilir. $G_{II}(E)$, İRK'deki Green fonksiyona karşılık gelir. Böylece tekillik pozisyonları için

$$\begin{aligned} (1 - V(E_R)G_I(E_R)) &= 0, & \text{bağlı durumlar için} \\ (1 - V(E_R)G_{II}(E_R)) &= 0, & \text{rezonans ya da sanal durumlar için} \end{aligned}$$

denklemleri elde edilir. Burada E_R , tekilliğin pozisyonunu göstermektedir. Çiftlenim kanalı durumundaysa, $\mathcal{A} = [\det(1 - VG)](1 - VG)^{-1}$ olmak üzere T -matrisi aşağıdaki gibi yazılır.

$$T = \frac{\mathcal{A}V}{\det(1 - VG)} \quad (2.125)$$

Dolayısıyla tekillik pozisyonları aşağıdaki şarta bağlı olur.

$$\det(1 - VG) = 0 \quad (2.126)$$

Burada da Green fonksiyonun birinci ya da ikinci Riemann kabuğunda tanımlamasına göre, söz konusu tekillik bağlı durum ya da rezonans/sanal durum olarak karşımıza çıkar.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

Bu bölümünde, kurulan modeldeki olası etkileşimler için izospin simetrik limitte, ilgili potansiyeller türetilmiş ve çarmonyum-molekül karışımındaki olası tüm geçişler için saçılma matrisleri elde edilmiştir. Ayrıca, bağlı durumlar ve rezonans durumları için bağlaşım sabitleri formüle edilmiş ve söz konusu durumlardaki bileşenlerin olasılıklarını belirlemek adına Weinberg toplam-kuralının nasıl uygulanabileceği tartışılmıştır. Elde edilen sonuçlar, 1^{++} ve 2^{++} mezon molekülleri ve kuarkonyum karışımı için spesifik hale getirilmiş ve söz konusu kuarkonyum katkısının, bu durumlar üzerine etkileri detaylandırılmıştır.

3.1 Öncül Mertebede AKSS Potansiyellerden İzoskaler Genliklerin Üniterize Edilmesi

Bu başlık altında, öncül mertebedeki AKSS Lagranjiyanlardan elde edilen potansiyelleri kernel olarak kullanıp, çiftlenim kanallarındaki Lippmann-Schwinger denklemlerini çözerek, izoskaler genlikler elde edildi. Hesaplar, özel olarak gizli c kuark içerikli moleküller ve $2P$ kuarkonyum durumları için yapıldı. Ancak tüm sonuçlar doğrudan b -kuark içerikli sistemlere de uyarlanabilir.

Farklı J^{PC} sektörlerindeki ilgili kanallar aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned} J^{PC} = 0^{++} &: \{D\bar{D}, D^*\bar{D}^*, \chi_{c0}(2P)\} \\ J^{PC} = 1^{++} &: \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}}(D\bar{D}^* - D^*\bar{D}), \chi_{c1}(2P) \right\} \\ J^{PC} = 2^{++} &: \{D^*\bar{D}^*, \chi_{c2}(2P)\} \\ J^{PC} = 1^{+-} &: \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}}(D\bar{D}^* + D^*\bar{D}), D^*\bar{D}^*, h_c(2P) \right\} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Burada $D\bar{D}^*$ için $C -$ parite durumları $[D\bar{D}^*]_{\pm} = (D\bar{D}^* \mp D^*\bar{D})/\sqrt{2}$ olarak alınmıştır ve $C -$ parite'nin vektör mezon molekülü durumuna etkisi $C[D\bar{D}^*]_{\pm} = \pm[D\bar{D}^*]_{\pm}$

şeklinindedir. Kullanılan temsile göre durumların $C -$ paritesi, izospinden bağımsızdır ve ± 1 'e eşittir.

3.1.1 Kuantum mekaniksel potansiyeller

Denklem (2.88) ve (2.92)'deki Lagranjiyanlardan, rölativistik olmayan kuantum mekaniksel potansiyelleri tanımlamak için kullanılan Feynman genlikleri (T^{FT}) elde edilir. Söz konusu potansiyeller, bu temsile göre, aşağıdaki formda yazılabilir.

$$V^{QM}[D^{(*)}\bar{D}^{(*)} \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}] = \frac{T^{FT}[D^{(*)}\bar{D}^{(*)} \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}]}{\sqrt{2M_{D^{(*)}}2M_{\bar{D}^{(*)}}2M_{D^{(*)}}2M_{\bar{D}^{(*)}}}} = -\frac{\mathcal{L}_{4H}}{4} \quad (3.2)$$

$$V_{c\bar{c}}^{QM}[\Psi_{c\bar{c}}(2P) \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}] = \frac{T^{FT}[\Psi_{c\bar{c}}(2P) \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}]}{\sqrt{2m_{c\bar{c}}^0 2M_{D^{(*)}} 2M_{\bar{D}^{(*)}}}} = -\frac{\mathcal{L}_{HHQ\bar{Q}}}{2\sqrt{2}} \quad (3.3)$$

Burada $\Psi_{c\bar{c}}$, $P -$ dalgası kuarkonyum alanları $\chi_{cJ}(2P)$ ve $h_c(2P)$ 'yi temsil etmektedir, $m_{c\bar{c}}^0$ ise, bunların yalın kütlelerine karşılık gelmektedir.

İzoskaler $[D^{(*)}\bar{D}^{(*)} \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}]$ potansiyelleri denklem (2.89)'dan

$$\begin{aligned} V^{QM}(1^{++}) &= C_{0A} + C_{0B} \\ V^{QM}(0^{++}) &= \begin{pmatrix} C_{0A} & \sqrt{3}C_{0B} \\ \sqrt{3}C_{0B} & C_{0A} - 2C_{0B} \end{pmatrix} \\ V^{QM}(1^{+-}) &= \begin{pmatrix} C_{0A} - C_{0B} & 2C_{0B} \\ 2C_{0B} & C_{0A} - C_{0B} \end{pmatrix} \\ V^{QM}(2^{++}) &= C_{0A} + C_{0B} \end{aligned} \quad (3.4)$$

olarak elde edilir (Nieves vd. 2012). Pion değiş-tokuşu gibi, parçacık çiftlenim kanalı etkisinin de, tılsım ve alt ölçeklerinde, alt-öncül mertebeden olduğu sonucuna varılmıştır (Nieves vd. 2012, Valderrama 2012). Bu sebeple, Hidalgo-Duque vd. (2013b) ve Guo vd. (2013) makalelerindeki fenomenolojik analizlerde, 0^{++} ve 1^{+-} potansiyellerinin köşegen elemanları dışındaki matris elemanları sıfır alınmıştır. Ancak, tam ağır kuark limitinde, psödoskopler ve vektör ağır-hafif mezonlar dejenere hale gelir. Dolayısıyla çiftlenim kanalı etkilerini göz ardı etmemek gerekir. Bu limitte, matrisleri

köşegenleştirdikten sonra, hafif serbestlik derecelerinin $s_l = 0, 1$ konfigürasyonlarına karşılık gelen, iki farklı özdeğer $(C_{0A} - 3C_{0B})$ ve $(C_{0A} + C_{0B})$ ortaya çıkar. Bu da, ağır kuark limitinde çok sayıda dejenere molekül durumu olacağı anlamına gelir (Hidalgo-Duque vd. 2013a).

Diğer taraftan, $[\Psi_{c\bar{c}}(2P) \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}]$ geçiş genlikleri, denklem (2.92)'deki Lagranjiyan kullanılarak, aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned}
V_{c\bar{c}}^{QM}(1^{++}) &= d & \chi_{c1}(2P) &\rightarrow [D\bar{D}^*]_+ \\
V_{c\bar{c}}^{QM}(0^{++}) &= -\frac{d}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{3} \\ 1 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \chi_{c0}(2P) \rightarrow D\bar{D} \\ \chi_{c0}(2P) \rightarrow D^*\bar{D}^* \end{pmatrix} \\
V_{c\bar{c}}^{QM}(1^{+-}) &= -\frac{d}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} h_c(2P) \rightarrow [D\bar{D}^*]_- \\ h_c(2P) \rightarrow D^*\bar{D}^* \end{pmatrix} \\
V_{c\bar{c}}^{QM}(2^{++}) &= d & \chi_{c1}(2P) &\rightarrow D^*\bar{D}^*
\end{aligned} \tag{3.5}$$

Kontak etkileşimlerin kullanımından dolayı, Lippmann-Schwinger denklemi kötü-tanımlı bir ultraviyole (UV) davranış gösterir. Bu da, regülarizasyon ve renormalizasyon gereksinimini ortaya çıkarır. Burada yapılan hesaplamalarda, Gaussal regülatör $f_\Lambda(\vec{p}) = e^{-\vec{p}^2/\Lambda^2}$, kullanıldı. Detaylar için Epelbaum vd. (2009) makalesine bakılabilir. Regülarize potansiyeller,

$$\langle \vec{p}'; D^{(*)}\bar{D}^{(*)} | V_\Lambda^{QM} | \vec{p}; D^{(*)}\bar{D}^{(*)} \rangle = C_{0H} f_\Lambda(\vec{p}') f_\Lambda(\vec{p}) \tag{3.6}$$

$$\langle \vec{p}; D^{(*)}\bar{D}^{(*)} | V_{c\bar{c};\Lambda}^{QM} | \Psi_{c\bar{c}}(2P) \rangle \propto d f_\Lambda(\vec{p}) \tag{3.7}$$

ile verilir. Burada C_{0H} , denklem (3.4)'te karşımıza çıkan DES'lerinin kombinasyonlarına karşılık gelir. Kesilim ölçeği, Nieves vd. (2012) ve Hidalgo-Duque vd. (2013b) makalelerinde, $\Lambda = 0.5 - 1$ GeV olarak seçilmiştir. Çünkü Λ 'nın, durumların dalga sayısından büyük ve aynı zamanda AKSS'yi koruyacak kadar küçük olması lazım. Aksi takdirde, teori kısa-menzilli dinamiklere hassas hale gelebilir. Sonuçların kesilim ölçeğine olan bağımlılığı, alt-öncül mertebenin getireceği katkının büyüklüğü ile ilgili bilgi verir.

3.1.2 Tedirgemesiz Lippmann-Schwinger denklemi toplama

Eşğin yakınındaki bir rezonans için, kuark ve mezon serbestlik derecelerinin karşılıklı etkileşimleri, Baru vd. (2010)'nin makalesinde, detaylı bir şekilde tartışılmıştır. Buna istinaden, tez kapsamında yapılan çalışmada, $Q\bar{Q}$ durumu ve bazı moleküler bileşenlerin karışımı olan fiziksel durumlar ele alınmıştır. $n + 1$ tane çiftlenim kanalı olan, özel bir J^{PC} sektörü düşünülürse ve n tane kanalın molekül tipli olduğu varsayılırsa, $n + 1$ boyuta genelleştirilmiş, E enerjili böyle bir sistemin dinamiği, $t -$ matrisi ile verilir.

$$\langle \vec{p}' | T(E) | \vec{p} \rangle = F_\Lambda(\vec{p}') \begin{pmatrix} [t_{VQM} + \Gamma_{c\bar{c}} G_{c\bar{c}} \Gamma_{c\bar{c}}^t]_{n \times n} & \begin{bmatrix} \Gamma_{c\bar{c}} \\ 1 - G_{c\bar{c}}^0 \Sigma_{c\bar{c}} \end{bmatrix}_{n \times 1} \\ \begin{bmatrix} \Gamma_{c\bar{c}}^t \\ 1 - G_{c\bar{c}}^0 \Sigma_{c\bar{c}} \end{bmatrix}_{1 \times n} & \begin{bmatrix} \Sigma_{c\bar{c}} \\ 1 - G_{c\bar{c}}^0 \Sigma_{c\bar{c}} \end{bmatrix}_{1 \times 1} \end{pmatrix} F_\Lambda(\vec{p}) \quad (3.8)$$

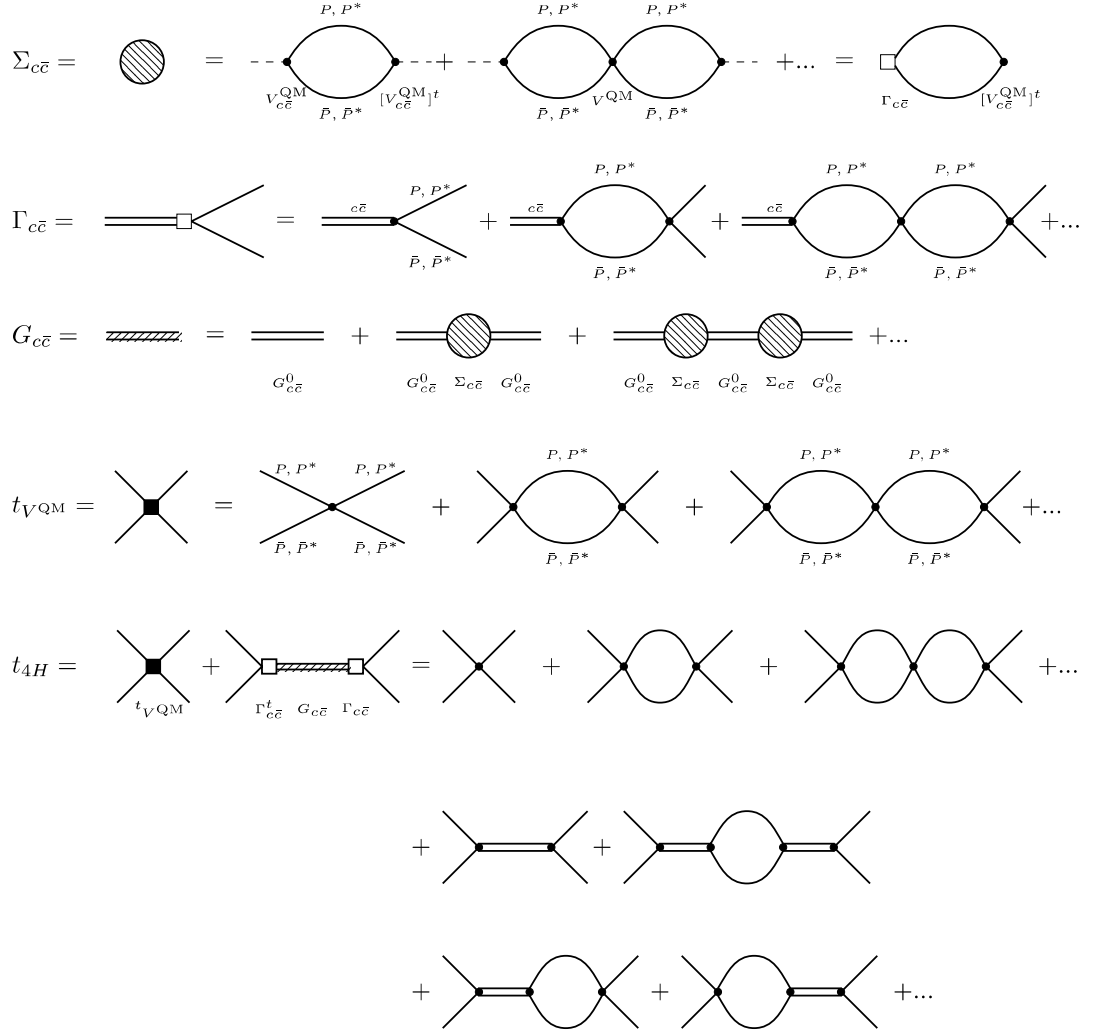
Tek bir kanalın molekül tipli olduğu düşünülürse, yukarıdaki matrisin, $\langle \vec{p}' | T(E) | \vec{p} \rangle_{11}$ elemanı $D^{(*)} \bar{D}^{(*)} \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)}$ geçişine, $\langle \vec{p}' | T(E) | \vec{p} \rangle_{12}$ elemanı $\Psi_{c\bar{c}}(2P) \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)}$ geçişine, $\langle \vec{p}' | T(E) | \vec{p} \rangle_{21}$ elemanı $D^{(*)} \bar{D}^{(*)} \rightarrow \Psi_{c\bar{c}}(2P)$ geçişine ve son olarak $\langle \vec{p}' | T(E) | \vec{p} \rangle_{22}$ elemanı $\Psi_{c\bar{c}}(2P) \rightarrow \Psi_{c\bar{c}}(2P)$ geçişine karşılık gelir. Şekil 3.1 de bu geçişlerin Feynman diyagramları verilmiştir. Burada, form faktörlerin Gaussal matrisi,

$$F_\Lambda(\vec{p}) = \begin{pmatrix} \text{Diag} [f_\Lambda(\vec{p})]_{n \times n} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

ile ifade edilir ve $f_\Lambda(\vec{p})$, köşegen bir matristir. Kabuk üzerindeki mezonlar için, form faktör, içerikteki mezonların kütlelerine, yani mezon kanalına bağlıdır. Diğer taraftan, “kısmi” mezonik $t -$ matris t_{VQM} , V_{QM} kernelli Lippmann-Schwinger denkleminin çözümüdür ve

$$t_{VQM} = \left(1 - V^{QM} G_{QM}(E) \right)^{-1} V^{QM} \quad (3.10)$$

olarak tanımlanabilir. Yukarıdaki denklem için, “kısmi” ifadesinin kullanmasındaki gerekçe, bu matrisin mezon-mezon saçılmalarında $Q\bar{Q}$ etkilerini içermiyor oluşudur. Burada, $G_{QM}(E)$, köşegen mezon ilmek fonksiyonu olup, Gaussal form faktörle regülerize edilmiştir. Keyfi bir E enerjisi için aşağıdaki gibi ifade edilir.



Şekil 3.1 Tam mezonik saçılma matrisi için Feynman diyagramları

Çarmonyumun içsel enerjisi $\Sigma_{c\bar{c}}$, giydirilmiş çarmonyum- $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ köşe fonksiyonu $\Gamma_{c\bar{c}}$, tam kuarkonyum propagatörü $G_{c\bar{c}}$, “kısmi” mezonik t- matris t_{VQM} , ve son olarak tam mezonik t- matris t_{4H} ’ın diyagramsal gösterimi.

$$\begin{aligned}
 G_{QM}(E) &= \int \frac{d^3\vec{q}}{(2\pi)^3} \frac{e^{-\frac{2\vec{q}^2}{\Lambda^2}}}{E - M_1 - M_2 - \vec{q}^2/2\mu \pm i0^+} \\
 &= -\frac{\mu\Lambda}{(2\pi)^{3/2}} + \frac{\mu k}{\pi^{3/2}} \phi(\sqrt{2}k/\Lambda) \mp i \frac{\mu k}{2\pi} e^{-2k^2/\Lambda^2}
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

Yukarıdaki denklemde, μ indirgenmiş kütleyle ($\mu^{-1} = M_1^{-1} + M_2^{-1}$) karşılık gelir ve $k^2 = 2\mu(E - M_1 - M_2)$ şeklindedir. Dawson integralini temsil eden ϕ ise, aşağıdaki

gibi tanımlıdır.

$$\phi(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{y^2} dy \quad (3.12)$$

Denklem (3.8)'de yer alan, diğer fiziksel niceliklere gelecek olursak, bunlardan rölativistik olmayan yalın kuarkonyum propagatörü ve giydirilmiş kuarkonyum propagatörü aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$G_{c\bar{c}}^0(E) = \frac{1}{E - m_{c\bar{c}}^0}, \quad G_{c\bar{c}} = \frac{1}{E - m_{c\bar{c}}^0 - \Sigma_{c\bar{c}}(E)} \quad (3.13)$$

Mezon ilmekleri ile indüklenen içsel enerji ise

$$\Sigma_{c\bar{c}}(E) = [V_{c\bar{c}}^{QM}]^t G_{QM}(E) \Gamma_{c\bar{c}}(E) \quad (3.14)$$

ile verilmiştir. Son olarak giydirilmiş köşe faktörü,

$$\Gamma_{c\bar{c}}(E) = \left(1 - V^{QM} G_{QM}(E)\right)^{-1} V_{c\bar{c}}^{QM} \quad (3.15)$$

formundadır. Nihayetinde, iki önemli sonuç karşımıza çıkar. Bunlardan ilki, (3.8) eşitliğinde verilen t – matrisinin, Lippmann-Schwinger denkleminin bir çözümü olarak da ifade edilebilmesidir. Bunu sağlayan Lippmann-Schwinger denklemi aşağıda verilen \hat{V} ve $\hat{G}(E)$ matrislerini içermelidir.

$$\langle \vec{p}' | T(E) | \vec{p} \rangle = F_\Lambda(\vec{p}') \left(\hat{V}^{-1} - \hat{G}(E) \right)^{-1} F_\Lambda(\vec{p}) \quad (3.16)$$

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} V^{QM} & V_{c\bar{c}}^{QM} \\ [V_{c\bar{c}}^{QM}]^t & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{G}(E) = \begin{pmatrix} G_{QM}(E) & 0 \\ 0 & G_{c\bar{c}}^0(E) \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

İkincisi ise, $(n \times n)$ mezonik t – matrisinin, enerji bağımlı bir etkin potansiyel cinsinden, Lippmann-Schwinger denkleminin bir çözümü olarak yazılabilesidir.

$$\begin{aligned}
\langle \vec{p}' | t_{4H}(E) | \vec{p} \rangle &= f_{\Lambda}(\vec{p}') [t_{V^{QM}} + \Gamma_{c\bar{c}} G_{c\bar{c}} \Gamma_{c\bar{c}}^t] f_{\Lambda}(\vec{p}) \\
&= \left(f_{\Lambda}^{-1}(\vec{p}) [-G_{QM}(E) + V_{\text{eff}}^{-1}(E)] f_{\Lambda}^{-1}(\vec{p}') \right)^{-1}
\end{aligned} \tag{3.18}$$

Etkin potansiyel $V_{\text{eff}}(E)$,

$$\begin{aligned}
V_{\text{eff}}(E) &= V^{QM} + V_{c\bar{c}}^{QM} G_{c\bar{c}}^0(E) [V_{c\bar{c}}^{QM}]^t \\
&= V^{QM} + \frac{V_{c\bar{c}}^{QM} [V_{c\bar{c}}^{QM}]^t}{E - m_{c\bar{c}}^0}
\end{aligned} \tag{3.19}$$

olarak bulunur. Tüm çiftlenim kanalı etkilerinin düşünülmesi gereken tam ağır kuark limitinde, etkin potansiyel matrisi $V_{\text{eff}}(E)$, iki farklı özdeğere sahiptir: $(C_{0A} - 3C_{0B})$ ve $(C_{0A} + C_{0B}) + d^2/(E - m_{c\bar{c}}^0)$. Bunlar, V^{QM} 'den elde edilen sonuçlarla kıyaslandığında, $s_l = 0$ konfigürasyonundaki etkileşim değişmezken, $s_l = 1$ 'deki etkileşimin kuarkonyum durumlarına olan bağlaşımdan etkilendiği görülür. Ekstra etkileşim, E enerjisinin yalın kuarkonyum kütlesi $m_{c\bar{c}}^0$ 'dan büyük ya da küçük olmasına göre itici ya da çekici hale gelir.

3.2 Üniterize Edilen Genliklerin Tekillikleri ve Kompozitlik Şartı

Burada, genel olarak, yukarıda oluşturulan Lippmann-Schwinger denkleminin çözümleri, başka bir deyişle tekillikler ve bu tekillikleri oluşturan bileşenlerin, Weinberg'in kompozitlik şartı çerçevesinde yapılabilecek olan, olasılıksal yorumları tartışıldı. Ayrıca, rezonansların kuarkonyum ve moleküler duruma olan bağlaşımları ilişkilendirildi.

3.2.1 Bağlı durumlar, rezonans durumları ve bağlaşımlar

Dinamik olarak üretilen mezon durumları, kompleks enerji düzleminde ($E -$ düzlemi), saçılma genliklerinin tekillikleri olarak ortaya çıkar. Daha önce de bahsedildiği gibi, BRK üzerinde saçılma genliğinin tekillikleri, eşğin altında, gerçel eksen üzerinde görülür ve bağlı durum olarak yorumlanır. Gerçel eksenin altında ve eşğin üstünde, İRK'de bulunan tekillikler ise, rezonans olarak tanımlanır. Durumun kütlesi ve

genişliği, kompleks enerji düzlemi üzerindeki tekilliğin pozisyonundan bulunabilir. Tekilliğin yakınında, genlik aşağıdaki gibi davranır.

$$T_{ij} \sim \frac{g_i g_j}{E - E_R} \quad (3.20)$$

Rezonans enerjisi E_R , durumun kütlesi M_R ve genişliği Γ_R cinsinden, $E_R = M_R - i\Gamma_R/2$ olarak ifade edilir. İlgili kanala olan bağlaşım ise g_a , ($a = i, j$) ile gösterilmiştir.

Denklem (3.11)'de verilen mezon ilmek fonksiyonu dikkate alınırsa, dalga sayısı k , E 'nin çok-değerli bir fonksiyonudur ve eşiğteki dallanma noktası $E = M_1 + M_2$ 'dir. $(E - M_1 - M_2)$ 'nin temel argümanı $[0, 2\pi[$ aralığında alınmalıdır. $k\phi(\sqrt{2}k/\Lambda)$ fonksiyonu, eşiğin üstünde gerçel E için, herhangi bir süreksizlik göstermez ve $G_{QM}(E)$, ik teriminden dolayı, çok-değerli fonksiyon haline gelir. Aslında, $G_{QM}(E)$ iki Riemann katmanına sahiptir. İlkinde $0 \leq \text{Arg}(E - M_1 - M_2) < 2\pi$, olmak üzere $E > (M_1 + M_2)$ için, $G_{QM}^I(E + i\epsilon) - G_{QM}^I(E - i\epsilon) = 2i \text{Im} G_{QM}^I(E + i\epsilon)$ şeklinde bir süreksizlik mevcuttur. İkincisinde ise, $2\pi \leq \text{Arg}(E - M_1 - M_2) < 4\pi$ olmak üzere, eşiğin üstünde ve gerçel enerjiler için, $G_{QM}^{II}(E \mp i\epsilon) = G_{QM}^I(E \pm i\epsilon)$ ilişkisi elde edilir. İRK'de elde edilecek tekillikler eşlenik tekillikler olarak karşımıza çıkacaktır. Bunlardan biri İRK'nin dördüncü çeyreğinde, diğeri ise birinci çeyreğinde lokalize olur ve sırasıyla rezonans parçacık ve anti-rezonans parçacık olarak isimlendirilir. Yapılan alışma sonuçlarında İRK'nin birinci çeyreğinde bulunan tekilliklere izelge ve şekillerde yer verilmemiştir. Yine de rezonansların (E_R) eşlenikleri olan bu anti-rezonans (E_R^*) parçacıkların da spektrumda yer aldığını belirtelim.

3.2.2 Durumların bileşenleri ve kompozitlik şartı

Dalga fonksiyonlarının kendileri gözlenebilir olmadığından, hadronik bir durumun tam olarak doğasını saptamak zordur. Bir dalga fonksiyonunun en büyük Fock bileşenlerine ilişkin öngörülerin model bağımlılığı vardır. İlk olarak, dteronu bir nötron ve bir protonun bağlı durumu olarak ele almak için Weinberg tarafından öne sürülen

kompozitlik koşulu (Weinberg 1963, 1965), moleküler bir durum için, hadron-hadron bileşenlerinin ilişkisini modelden bağımsız olarak belirlemek maksadıyla kullanılır. Ancak, bu yalnızca bağlı durumlar için geçerlidir. Rezonanslar için olan durumda söz konusu ilişki kompleks sayıları içerir, dolayısıyla tam bir olasılıksal yorum yapılamaz. Kompozitlik koşulunun olasılıksal yorumu aşağıdaki toplam kuralına dayanır (Hyodo 2013, Sekihara vd. 2015 ve Garcia-Recio vd. 2015).

$$-1 = \sum_{ij} g_i g_j \left(\delta_{ij} \left[\frac{\partial G_i^{II}(E)}{\partial E} \right]_{E=E_R} + \left[G_i^{II}(E) \frac{\partial V_{ij}(E)}{\partial E} G_j^{II}(E) \right]_{E=E_R} \right) \quad (3.21)$$

Yukarıdaki denklem, İRK'nin dördüncü çeyreğinde lokalize olan bir tekilliğin rezidüleri ile sağlanır. Bu tekillik, çiftlenim-kanalı için yazılan Lippmann-Schwinger denkleminin t-matrisi çözümüne ($T^{-1} = -G + V^{-1}$) aittir. Söz konusu toplam kuralında, $G^{II} \rightarrow G^I$ yer değiştirmesi yapılırsa, denklem bağlı durumlar için de geçerli olur. Bu kez tekillik, eşğin altında, BRK'nin gerçel eksenlerinde lokalize olacaktır. Burada kompozit bir parçacık için hadron-hadron bileşeninin ağırlığını tanımlamak mümkündür.

$$X_i = Re\tilde{X}_i = Re \left(-g_i^2 \left[\frac{\partial G_i^{II}(E)}{\partial E} \right]_{E=E_R} \right) \quad (3.22)$$

Gamermann vd. (2010) ve Aceti vd. (2014) makalelerindeki analizleri ele alırsak, bağlı durumlar için \tilde{X}_i niceliği gerçeldir ve durumu, i kanalında bulma olasılığı ile ilişkilidir. Rezonanslar içinse, \tilde{X}_i , i kanalının dalga fonksiyonunun karesi ile alakalıdır. Bir faz yorumuyla, bağlı durumlar için kendiliğinden gerçel olan dalga fonksiyonunu tasvir eder. Dolayısıyla rezonans durumunun bileşimindeki mezon-baryon kanalının ağırlığının bir ölçüsü olarak kullanılabilir (Aceti vd. 2014 ve Sekihara vd. 2015). X_i toplamının birden sapsması, S – dalga potansiyelin enerji bağımlılığı ile ilişkilidir.

$$\sum_i X_i = 1 - Z \quad (3.23)$$

Burada Z aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$Z = Re\tilde{Z} = Re \left(-\sum_{ij} \left[g_i G_i^{II}(E) \frac{\partial V_{ij}(E)}{\partial E} G_j^{II}(E) \right]_{E=E_R} \right) \quad (3.24)$$

Denklem (3.21)'den, $\sum_i \tilde{X}_i$ ve \tilde{Z} 'nin imajiner kısımlarının birbirini yok ettiği açıkça görülmektedir. Alan renormalizasyon sabiti \tilde{Z} genel olarak kompleks olduğu halde rezonanslar için bile iyi tanımlıdır. Çünkü renormalize iki-nokta fonksiyonunun rezidüsüne karşılık gelir (Hyodo vd. 2012). Ancak olasılıksal yorumu o kadar aşikâr değildir. Bu yüzden, \tilde{X}_i iki-cisim bileşeninin bir bağlı durumda bulunma olasılığı olarak yorumlanabilirken, bir rezonans durumunda bu yorum yapılamaz. Yine de, kanal dalga fonksiyonunun toplam normalizasyona katkısını temsil ettiği için, \tilde{X}_i kompozitliği rezonansın yapısı ile ilgili önemli bir bilgi içerecektir. Dahası, Guo ve Oller (2016)'in çalışmasında, S – matrisin uygun bir dönüşümü sayesinde, yalnızca pozitif katsayılı anlamlı bir kompozitlik ilişkisi formüle edilebileceği açıklanmıştır. Pratikte bu, bir hadronun dalga fonksiyonunda spesifik bir bileşenin bulunma olasılığını ölçmenin, \tilde{X}_i 'nin mutlak değerini almaya karşılık gelmesi olarak yorumlanabilir. Ancak, bu her tip tekillik için uygulanabilir değildir. Olasılıksal yorum, yalnızca $Re(E_R) > M_i$ durumunda $|\tilde{X}_i|$ ile verilir. Burada M_i , i . kanalın eşiğine karşılık gelir.

Tez kapsamında yapılan bu çalışmada, V^{QM} ve $V_{c\bar{c}}$ potansiyellerinin enerji bağımlılığı olmadığından, $\langle \vec{p}' | T(E) | \vec{p} \rangle$ 'nin tekilliklerinin rezidüleri aşağıdaki eşitliği sağlayacaktır.

$$-\sum_i g_i^2 \left(\frac{\partial [\hat{G}_i(E)/F_{\Lambda i}^{-2}]}{\partial E} \right)_{E=E_R} = 1 \quad (3.25)$$

Burada, ilmek fonksiyonu uygun olan BRK ya da İRK'de hesaplanmalıdır. Aslında, bu ifade tam olarak doğru değildir. Form faktör matrisi $F_\Lambda(E)$ 'den dolayı, potansiyelerde indüklenen düşük enerji bağımlılıkları küçük düzeltmelere neden olur. Daha sonraki bölümlerde, yukarıdaki toplam kuralı kullanılarak çeşitli tekilliklerin moleküler mezon-mezon bileşeni ele alınacaktır.

Diğer taraftan, yapılacak hesaplamalar denklem (3.18)'deki tam mezonik t – matrisi ile sınırlandırılırsa (3.23) ve (3.24) denklemlerindeki gibi bir durumla karşılaşırız. Bunun nedeni t_{4H} 'ın, kuarkonyum serbestlik derecelerinin dışarı atılmasıyla oluşan, enerji bağımlı bir etkin potansiyel ile tanımlı olmasıdır. Bu kapsamda, X_i ve Z iki-cisim

moleküler bileşenlerin ağırlığı ve dışarı atılan temel bileşenler yani kuarkonyum bileşenlerinin ağırlığı ile ilişkili olacaktır.

3.3 Kuarkonyum ve 1^{++} , 2^{++} Mezon Molekülleri

AKSS ağır kuark limitinde 1^{++} ve 2^{++} sektörlerindeki etkileşimlerin aynı olması gerektiğini söyler. Dahası bu sektörlerde, dinamikler hafif serbestlik derecelerinin $s_l = 1$ konfigürasyonu ile belirlenir. Aynı zamanda, bu konfigürasyon kuarkonyum ve mezon-karşıtmezon durumları arasındaki bağlaşımdan da etkilenir. Tılsım ölçeğinde, $D - D^*$ ve $\chi_{c1}(2P) - \chi_{c2}(2P)$ kütle farklarından dolayı, bazı AKSS kırımını etkileri beklenir.

$X(3872)$ 'nin bir $D\bar{D}^*$ molekülü olduğu varsayılırsa, $X(3872)$ 'ninkine benzer bir bağlanma enerjisi ile bir $X_2[J^{PC} = 2^{++}]$ durumunun varlığı söz konusu olur (Nieves vd. 2012 ve Hidago-Duque vd. 2013). X_2 , parçacık çiftlenim kanalı etkilerinden etkilenmezken, tek mezon değiş tokuşu potansiyeli hesaba katıldığında kütlesi yalnızca 2 – 3 MeV kadar değişir (Nieves vd. 2012). Bu yorum, AKSS'nin doğasından dolayı bazı belirsizlikler içerir. Dolayısıyla, $D^*\bar{D}^*$ eşliğinin üstüne hafifçe kayabilir ve sanal durum haline gelebilir ya da daha aşağıda bir kütle bölgesine inebilir (Guo vd. 2013).

EAT yaklaşımıyla, Nieves vd. (2012) ve Hidago-Duque vd. (2013)'nin çalışmalarında, dört-mezon kontak operatörlerin, sistemde verilen tüm kısa-menzilli dinamiklerin yarattığı etkiyi absorbe ettiği varsayılmıştır. Bu kısa menzilli etkiler, tılsım kuark içeren mezonlar arasındaki hafif vektör mezon değiş-tokuşu ya da $X(3872)$ ve $X_2(4012)$ 'nin dalga fonksiyonundaki diğer Fock bileşenleri ihtiva eder. Ancak, $2P$ kuarkonyum durumunun varlığından dolayı, özellikle de 1^{++} durumu için, söz konusu etkiler oldukça büyük olacaktır. Çünkü ilgili kuantum durumuna karşılık gelen $c\bar{c}$ kütlelerinin, bağlı durum kütlelerine yakın olması beklenmektedir (Barnes vd. 2015). Deneysel $\chi_{c2}(2P)$ kütlesi, $m_{\chi_{c2}}^{doney} = 3927.2 \pm 2.6$ MeV'dir (Olive vd. 2014) ve $D^*\bar{D}^*$ eşliğinden büyük oranda düşüktür. Bu yüzden, $D^*\bar{D}^*$ eşliği civarında lokalize olmuş gevşek bağlı bir 2^{++} durumunun dinamiklerinde, çarmonyum seviyesinin limitli bir etkisi olacağını

beklemek makuldür. Bununla birlikte, $\chi_{c1}(2P)$ kütlesi $D\bar{D}^*$ eşliğinin üstünde ancak görece yakınsa çarmonyum durumunun varlığı etkin bir çekim sağlayacaktır ki, bu da, $X(3872)$ 'nin bağlanma enerjisine katkıda bulunacaktır. 2^{++} sektöründe ise $\chi_{c1}(2P)$ 'nin kütlesi $D^*\bar{D}^*$ eşliğinin altındadır bu da etkin bir itmeye neden olacağından böyle bir durum meydana gelmez.

$X(3872)$ esasında, $D\bar{D}^*$ 'in farklı izospin kanallarının, yani $I = 0$ ve $I = 1$ 'in, karışımından oluşur. Ancak, kurulan modelin fiziksel niceliklere etkisini daha iyi anlamak adına, kolaylık olması için, Nieves vd. (2012) ve Guo vd. (2013) makaleleri ve Prelovsek ve Leskovec (2013)'in örgü kuantum renk dinamiği (ÖKRD) çalışmasındaki gibi, izospin simetrik limit düşünülmüştür. Bununla birlikte, ağır mezonların ortalama kütleleri $M_D = 1867.24$ MeV, $M_{D^*} = 2008.63$ MeV olarak alınırken, $X(3872)$ için parçacık veri grubunun $M_X = 3871.69 \pm 0.17$ MeV olarak belirlediği kütle değeri kullanılmıştır. Burada, izospin kırınımının rezonansın dinamiklerine olan etkileri, özellikle de güçlü bozunumlar için, göz ardı edilmemelidir. Detaylı bir tartışma için Hidago-Duque vd. (2013) ve Albaladejo vd. (2015) çalışmaları incelenebilir. Ancak, böyle etkileri de dahil etmek, niteliksel olması gereken bu çalışmayı, yalın $\chi_{c1}(2P)$, $\chi_{c2}(2P)$ durumlarının kütleleri ve moleküler-mezon ile kuarkonyum bileşenlerini karıştıran DES d 'nin değerindeki belirsizlikten dolayı, burada yapılan yaklaşımı anlaşılabilir hale getirebilir.

İzokaler 1^{++} ve 2^{++} sektörlerinde, denklem (3.8) ile verilen kabuk üzerindeki t – matris aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$T(E) = \frac{\Sigma_{c\bar{c}}}{1 - G_{c\bar{c}}^0 \Sigma_{c\bar{c}}} \begin{pmatrix} f_\Lambda^2(E) \left[(dG_{QM})^{-2} - \frac{1 - G_{c\bar{c}}^0 \Sigma_{c\bar{c}}}{G_{QM} \Sigma_{c\bar{c}}} \right] & f_\Lambda(E) (dG_{QM})^{-1} \\ f_\Lambda(E) (dG_{QM})^{-1} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

Burada, kabuk üzeri form faktör $f_\Lambda(E) = \exp\{-2\mu(E - M_1 - M_2)/\Lambda^2\}$ ile verilir ve $C_{0X} = C_{0A} + C_{0B}$ olmak üzere kuarkonyum içsel enerjisi,

$$\Sigma_{c\bar{c}}(E) = \frac{d^2 G_{QM}(E)}{1 - C_{0X} G_{QM}(E)} \quad (3.27)$$

olarak bulunabilir. 1^{++} ve 2^{++} sektörleri arasındaki tek fark, ilmek fonksiyonu $G_{QM}(E)$, $c\bar{c}$ yalın propagatörü $G_{c\bar{c}}^0$ ve Gaussal form faktörde karşımıza çıkan, mezon ve yalın çarmonyum kütleleridir. Söz konusu sektörler için sırasıyla ($M_1 = M_D, M_2 = M_{D^*}, m_{\chi_{c1}}^0$) ve ($M_1 = M_2 = M_{D^*}, m_{\chi_{c2}}^0$) temsilleri kullanılmıştır. $d \neq 0$ olduğu sürece, $T(E)$ 'nin tekillikleri giydirilmiş propogatörün tersinin sıfır olduğu noktalara karşılık gelir.

$$G_{c\bar{c}}(E_R)^{-1} = 0 \leftrightarrow 1 - G_{c\bar{c}}^0(E_R)\Sigma_{c\bar{c}}(E_R) = 0, \quad E_R = M_R - i\Gamma_R/2 \quad (3.28)$$

$d \rightarrow 0$ limitinde ise, t – matris aşağıdaki forma indirgenebilir.

$$\lim_{d \rightarrow 0} T(E) = \begin{pmatrix} f_\Lambda^2 \frac{C_{0X}}{1 - C_{0X}G_{QM}} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

Tekillığın civarında, karşılık gelen Riemann katmanında aşağıdaki ilişki elde edilebilir.

$$\frac{\Sigma_{c\bar{c}}(E)}{1 - G_{c\bar{c}}^0(E)\Sigma_{c\bar{c}}(E)} \sim \frac{1}{E - E_R} \frac{\Sigma_{c\bar{c}}^2(E_R)}{1 - \Sigma_{c\bar{c}}'(E_R)}, \quad \Sigma_{c\bar{c}}'(E_R) = \left. \frac{d\Sigma_{c\bar{c}}(E)}{dE} \right|_{E=E_R} \quad (3.30)$$

Mezon-karşıtmezon ve yalın çarmonyum durumları için bağlaşımlar ise,

$$g_1^2 = \frac{\Sigma_{c\bar{c}}^2(E_R)}{1 - \Sigma_{c\bar{c}}'(E_R)} \frac{f_\Lambda^2}{d^2 [G_{QM}(E_R)]^2} = \frac{\Sigma_{c\bar{c}}'(E_R)}{1 - \Sigma_{c\bar{c}}'(E_R)} \frac{f_\Lambda^2}{G_{QM}'(E_R)} \quad (3.31)$$

$$g_2^2 = \frac{\Sigma_{c\bar{c}}^2(E_R)}{1 - \Sigma_{c\bar{c}}'(E_R)} = \frac{(E_R - m_{c\bar{c}}^0)^2}{1 - \Sigma_{c\bar{c}}'(E_R)} = - \frac{1}{1 - \Sigma_{c\bar{c}}'(E_R)} \frac{1}{G_{c\bar{c}}^0(E_R)} \quad (3.32)$$

ile ifade edilebilir. Burada türev temsilleri aşağıdaki gibidir.

$$G_{QM}'(E_R) = \left. \frac{dG_{QM}(E)}{dE} \right|_{E=E_R}, \quad G_{c\bar{c}}^0'(E_R) = \left. \frac{dG_{c\bar{c}}^0(E)}{dE} \right|_{E=E_R} \quad (3.33)$$

Diğer taraftan, (3.25) denklemi sağlanmaktadır ve

$$\begin{aligned} g_1^2 \left(\frac{d[G_{QM}(E)/f_\Lambda^2]}{dE} \right)_{E=E_R} + g_2^2 \left(\frac{dG_{c\bar{c}}^0(E)}{dE} \right)_{E=E_R} &= \frac{\Sigma_{c\bar{c}}'(E_R)}{1 - \Sigma_{c\bar{c}}'(E_R)} - \frac{1}{1 - \Sigma_{c\bar{c}}'(E_R)} + \dots \\ &= -1 + \dots \end{aligned} \quad (3.34)$$

şeklinde açıkça ifade edilebilir. Buradaki düzeltmeler, form faktörün $4H$ potansiyelinde hafif bir enerji bağımlılığı yaratmasından kaynaklanır ve yukarıdaki toplamda $\mathcal{O}\left(\frac{f'_\Lambda(E_R)/f_\Lambda(E_R)}{V_{\text{eff}}^{-1'}(E_R)/V_{\text{eff}}^{-1}(E_R)}\right)$ mertebesinde ihmal edilmiştir.

Olasılıksal yoruma gelince, molekül-molekül kanalı için geçiş matrisi $T(E) = -G_{QM}^{-1}(E) + V_{\text{eff}}(E)$ olarak verilir. Saf molekül durumunda, toplam kuralı yalnızca form faktör ve ilmek fonksiyonu ile parametrize edilebilir.

$$g_1^2 \left(\frac{d[-G_{QM}(E)/f_\Lambda^2]}{dE} \right)_{E=E_R} = 1 \quad (3.35)$$

Molekül olasılığına gelen katkı, etkin potansiyele bağlıdır ve aşağıdaki gibi elde edilir.

$$g_1^2 \left(\frac{d[V_{\text{eff}}^{-1}(E_R)/f_\Lambda^2]}{dE} \right)_{E=E_R} = \frac{1}{1-\Sigma'_{c\bar{c}}(E_R)} + \mathcal{O}\left(\frac{f'_\Lambda(E_R)/f_\Lambda(E_R)}{V_{\text{eff}}^{-1'}(E_R)/V_{\text{eff}}^{-1}(E_R)}\right) \quad (3.3.11)$$

Böylece, 1^{++} ve 2^{++} sektörleri için $E_R = M_R - i\Gamma_R/2$ 'de lokalize olan tekilliğin moleküler olasılığı (\tilde{X}) ve çarmonyum olasılığı (\tilde{Z}), daha genel olarak molekül ve çarmonyum ağırlıkları, tanımlanabilir.

$$\tilde{X} = -\frac{\Sigma'_{c\bar{c}}(E_R)}{1-\Sigma'_{c\bar{c}}(E_R)}, \quad \tilde{Z} = \frac{1}{1-\Sigma'_{c\bar{c}}(E_R)} \quad (3.12)$$

Burada, çarmonyum içsel enerjisinin $E = E_R$ 'deki türevi

$$\Sigma'_{c\bar{c}}(E_R) = \frac{G'_{QM}(E_R)(E_R - m_{c\bar{c}}^0)^2}{d^2 G_{QM}^2(E_R)} \quad (3.13)$$

ile verilir. Diğer taraftan, iki bağlaşım arasındaki

$$g_2 = d \frac{g_1}{f_\Lambda} G_{QM}(E_R) \quad (3.14)$$

ilişkisi, rezonansın çarmonyum durumuna mezon ilmekleri yoluyla çiftlendiği bilgisini verir. Dahası, C_{0X} , $X(3872)$ rezonansının $D\bar{D}^*$ eşiği altında BRK'de lokalize olan bir

1^{++} bağı durumu olduğu varsayımıyla, DES karışım d parametresine bağı olarak sabitlenebilir.

$$C_{0X} = \frac{1}{G_{QM}^I(M_X)} - \frac{d^2}{M_X - m_{cc}^0} \quad (3.15)$$

Buradan yola çıkarak, kurulan modelde, 1^{++} ve 2^{++} sektörleri için yapılacak analizlerin, tam olarak belirlenmemiş, yalnızca üç parametreye bağı olduğu söylenebilir. Bu parametreler, DES d ve ilgili kuantum durumlarının yalın çarmonyum kütleleri $m_{\chi_{c1}}^0$, $m_{\chi_{c2}}^0$ 'dir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

Bu bölümde, $X(3872)$ ve ağır kuark spin-çeşni eşleri X_2 , X_b ve X_{b_2} için yapılan analiz sonuçları verilmiştir. Bunun yanı sıra, karşılık gelen J^{PC} kuantum sayılarıyla $c\bar{c}$ çarmonyum durumlarının, $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ ilmeklerinden nasıl etkilendiği tartışılmıştır. Bahsedilen tüm analizler, kurulan model çerçevesinde $R_{\psi\gamma}$ hesaplanıp, kuarkonyum ve mezon molekülü arasındaki etkileşimin gerilimini belirleyen d parametresi üzerine getirilen sınırlamalar dahilinde gerçekleştirilmiştir.

4.1 $X(3872)$ ve $\chi_{c1}(2P)$ için Nümerik Sonuçlar

Verilen yaklaşımdaki en büyük belirsizlik, yalın $\chi_{c1}(2P)$ durumunun kütesidir. Söz konusu durumun kütesini, yaklaşık 3947.4 MeV (Segovia vd. 2013) ile 3906 MeV (Ebert vd. 2011) aralığında hesaplayan, bir çok çalışma mevcuttur. Barnes vd. (2005)'nin klasik çalışmasının ise, bu parçacık için öngördüğü değer, 3925 MeV'dir. Ancak, tüm bu modeller, $\chi_{c2}(2P)$ durumunun kütesini, deneysel olarak ölçülen değerinin çok üzerinde öngörmüşlerdir (sırasıyla 3969, 3949 ve 3975 MeV). Burada yapılan hesaplarda, $\chi_{c1}(2P)$ durumunun kütlesi için Ebert vd. (2011) makalesindeki kütle değeri alınmıştır.

$$m_{\chi_{c1}}^0 = 3906 \text{ MeV} \quad (4.1)$$

Çünkü bu çalışma, χ_{c2} durumunun kütesine ait deneysel bulgularla en çok uyumluluk gösteren çalışmadır.

Bu tez kapsamında kurulan etkin teori modelinde serbest parametre olarak kullanılacak olan yalın kütle ($J^{PC} = 1^{++}$ için) için renormalizasyon ve regülarizasyon ile ilgili açıklama yapmakta fayda var. Öncelikle, burada yalın kütle düşük enerji sabiti d 'nin sıfır olduğu durumdaki kütedir ve kurulan model çerçevesinde $D\bar{D}^*$ bağlaşımı ile renormalize edilecektir. Dolayısıyla yalın kütle kendisi fiziksel bir gözlenebilir

değildir. Etkin teorilerin sonlu bir UV regülatör bağımlılığı olduğundan fiziksel çarmonyum ve yalın çarmonyum kütleleri arasındaki fark sonlu bir renormalizasyondur.

Çizelge 4.1 d 'nin bir fonksiyonu olarak, 1^{++} gizli tılsım tekilliklerinin özellikleri

d [fm ^{1/2}]	C_{0X} [fm ²]	$g_{D\bar{D}^*}^{X(3872)}$ [GeV ^{-1/2}]	$\tilde{X}_{X(3872)}$	$(m_{\chi_{c1}}, \Gamma_{\chi_{c1}})$ [MeV]	$g_{D\bar{D}^*}^{\chi_{c1}}$ [GeV ^{-1/2}]	$ \tilde{X}_{\chi_{c1}} $	$\tilde{Z}_{\chi_{c1}}$
0.	-0.789	0.90	1	(3906.0, 0)	0.	0.	1.
0.05	-0.774	0.89	0.98	(3906.6, 1.9)	0.01 + 0.16 i	0.02	0.99 + 0.01 i
0.1	-0.731	0.87	0.92	(3908.2, 7.9)	0.03 + 0.31 i	0.06	0.96 + 0.05 i
0.15	-0.659	0.83	0.84	(3910.5, 19.2)	0.07 + 0.44 i	0.14	0.92 + 0.11 i
0.20	-0.559	0.78	0.75	(3912.4, 37.8)	0.14 + 0.56 i	0.23	0.87 + 0.19 i
0.25	-0.429	0.73	0.66	(3912.0, 67.0)	0.24 + 0.65 i	0.36	0.82 + 0.31 i
0.30	-0.271	0.68	0.57	(3903.9, 112.8)	0.38 + 0.73 i	0.55	0.77 + 0.50 i
0.35	-0.084	0.63	0.49	(3864.5, 185.2)	0.63 + 0.85 i	> 1	0.70 + 1.01 i
d^{krit}	0.000	0.61	0.46	(3798.3, 209.4)	0.93 + 1.09 i	> 1	0.53 + 2.12 i
0.375	0.020	0.61	0.46	(3754.4, 186.4)	1.21 + 1.37 i	> 1	0.29 + 3.66 i
0.3775	0.031	0.61	0.46	(3701.6, 93.5)	2.19 + 2.39 i	> 1	-0.44 + 12.27 i
0.40	0.132	0.59	0.43	(3827.1, 0) İRK'de	0.96	$\tilde{X}_{\chi_{c1}} < 0$	2.07
0.45	0.376	0.55	0.37	(3850.9, 0) İRK'de	0.63	$\tilde{X}_{\chi_{c1}} < 0$	1.52
0.5	0.649	0.51	0.32	(3858.4, 0) İRK'de	0.51	$\tilde{X}_{\chi_{c1}} < 0$	1.36
1.0	4.963	0.29	0.11	(3869.7, 0) İRK'de	0.21	$\tilde{X}_{\chi_{c1}} < 0$	1.08
2.0	22.217	0.15	0.03	(3871.3, 0) İRK'de	0.10	$\tilde{X}_{\chi_{c1}} < 0$	1.02
$d \gg d^{krit}$	$\sim \frac{d^2}{m_{\chi_{c1}}^0 - M_X}$	$\mathcal{O}(1/d)$	$\mathcal{O}(1/d)$	$(M_X - \mathcal{O}(1/d^2), 0)$ İRK'de	$\mathcal{O}(1/d^2)$	$\tilde{X}_{\chi_{c1}} = -\mathcal{O}(1/d^2)$	$1 + \mathcal{O}(1/d^2)$

$X(3872)$ 'nin pozisyonu, BRK'de $M_X = 3871.69$ MeV'de, sabitlenmiştir. $\chi_{c1}(2P)$ 'nin tekilliği ise, İRK'de lokalizedir.

$d^{krit}(\Lambda = 1\text{GeV}) = \sqrt{(M_X - m_{\chi_{c1}}^0)/G_{QM}^I(M_X)} = 0.370 \text{ fm}^{1/2}$ şeklinde tanımlıdır.

Dolayısıyla yalın çarmonyum kütlesi renormalizasyon şemasına bağlı olduğundan kütleler arasındaki fark UV kesilim ölçeğine bağlı olur. Burada ele aldığımız çalışmada ise asıl problem, kuark model ölçeği ile EAT ölçeğini eşleştirmek olacaktır. Bu kapsamda, yapılan çalışmada fiziksel olarak motivasyonu olan ölçek aralığı düşünülerek iki farklı kesilim ölçeği kullanıldı. Beklentimiz UV regülatör bağımlılığının düşük enerji sabitlerince absorbe edilerek sonuçların daha yumuşak bir ölçek bağımlılığı ihtiva etmesidir.

$X(3872)$ 'nin pozisyonunu, $M_X = 3871.69$ MeV'e sabitleyen C_{0X} seçiminden dolayı, moleküler olasılık $\tilde{X}_{X(3872)}$ ve DD^* bağlaşımı d ile azalır. Bunun nedeni, $G_{QM}^I(M_X)$ 'in yalnızca üniter logaritmalardan sorumlu olması ve burada uygulanan UV-kesilim resmi çerçevesinde C_{0X} 'ten bağımsız olmasıyla, C_{0X} 'in d 'nin tüm bağımlılığını absorbe etmesidir.

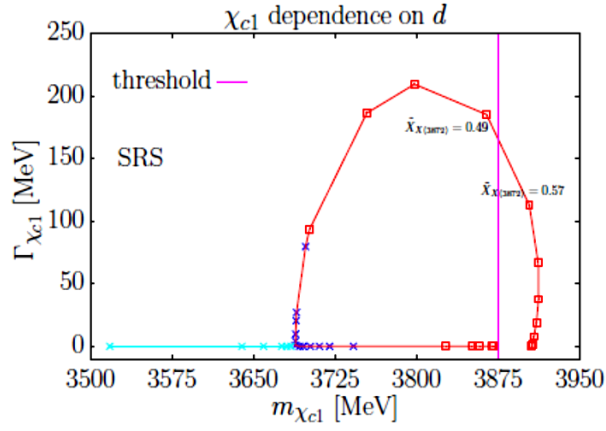
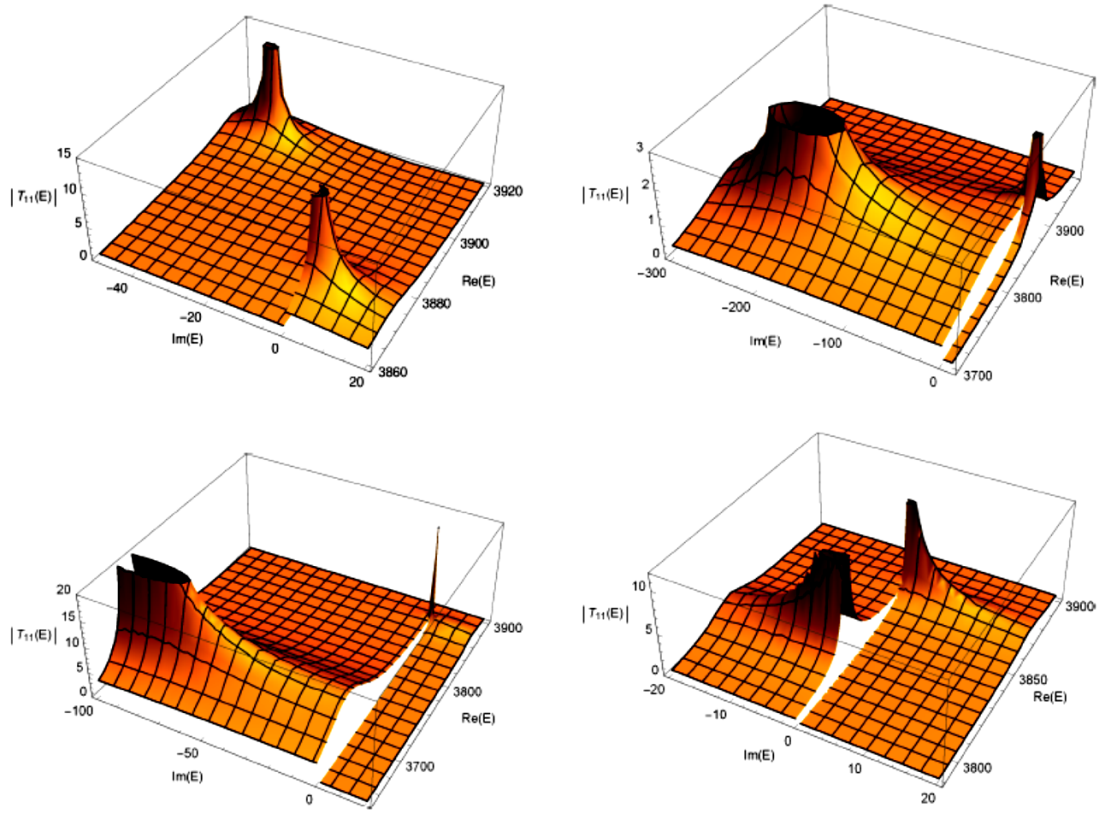
Diğer taraftan, $\chi_{c1}(2P)$ giydirilmiş durumunun kütlesi ve bozunum genişliğinin güçlü bir d bağımlılığı vardır. Bu DES'nin değeri, $\tilde{X}_{X(3872)} > 0.57$ 'yi sağlayacak kadar değiştirildiğinde, tekillik eşiğin üstünde İRK'de kalır ve genişliği hızlı bir artış gösterir (Şekil 4.1'in üst sol paneli). Kontak operatörün sıfır olduğu durumda ise, tekillik pozisyonu denklemi aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$E_R = m_{\chi_{c1}}^0 + (M_X - m_{\chi_{c1}}^0) \frac{G_{QM}(E_R)}{G_{QM}^I(M_X)}, \quad E_R = M_R - i\Gamma_R/2 \quad (4.2)$$

Üstelik $E_R = M_X$ için, İRK'de çözümler vardır, ancak bu tekillikler eşiğin altındadır. C_{0X} , pozitif yani itici olmaya başladığında, tekillik hızlıca gerçel eksene doğru hareket eder. Çünkü burada yalnızca, $M_R < m_{\chi_{c1}}^0$ durumunda çözüm vardır ve denklem (3.28)'in sanal kısmından aşağıdaki sonuç çıkarılabilir.

$$\frac{C_{0X}}{d^2} \left((M_R - m_{\chi_{c1}}^0)^2 + \frac{\Gamma_R^2}{4} \right) \leq |M_R - m_{\chi_{c1}}^0| \quad (4.3)$$

Tekillik, İRK'de gerçel eksene ulaşmışsa (şekil 4.1'de ortada, sağdaki grafik), M_R aşağıdaki denklemin çözümünden elde edilir.



Şekil 4.1 Gizli tılsım $J^{PC} = 1^{++}$ sektörü için birinci ve ikinci Riemann kabukları

Üst ve orta paneller: $d = 0.20, d^{krit}, 0.3775$ ve $0.40 \text{ fm}^{1/2}$ için, kompleks enerji $E [\text{MeV}]$ 'nin bir fonksiyonu olarak, $|T_{11}(E)| [\text{fm}^2]$ 'nin birinci ve ikinci Riemann kabukları. Burada, BRK ve İRK'nin yarı düzlemleri gösterildiğinden figürlerde İRK'deki tekilliğin konjüga eşi görülmemektedir. Alt panel: $\chi_{c1}(2P)$ kütle ve genişliğinin d parametresine olan bağımlılıkları. Şekildeki kutucuklar, çizelge 4.1'deki farklı d değerleri için bulunan sonuçları gösterirken, çarpı işaretleri, d 'nin $[0.3776 - 0.3785] \text{ fm}^{1/2}$ aralığındaki değerleri için, büyük ölçüde doğrusal olmayan davranışını gösterir. $d = 0.377825 \text{ fm}^{1/2}$ değerinde gerçel eksene ulaşan konjüga çiftler, d 'nin değerini artırdıkça yine reel eksene zıt yönlere doğru hareket ediyorlar. Tüm hesaplar, $\Lambda = 1 \text{ GeV}$ UV kesilimi için yapılmıştır.

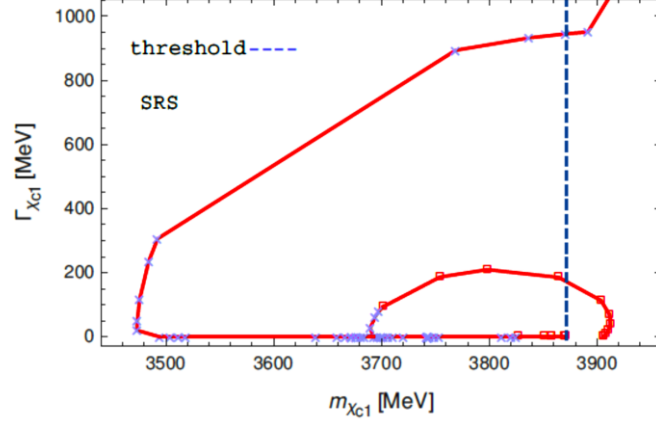
$$(M_R - m_{\chi_{c1}}^0) \left(\frac{1}{G_{QM}^{II}(M_R)} - \frac{1}{G_{QM}^I(M_X)} \right) = d^2 \left(1 - \frac{(M_R - m_{\chi_{c1}}^0)}{(M_X - m_{\chi_{c1}}^0)} \right) \quad (4.4)$$

$G_{QM}^I(M_X) \neq G_{QM}^{II}(M_X)$ olduğundan, M_R ve M_X birbirinden farklıdır. Dikkate alınması gereken d 'nin bu davranışı, şekil 4.1'in alt panelinde gösterilmiştir. Burada düşük enerji sabiti d 'nin $0.377825 \text{ fm}^{1/2}$ olduğu değerde İRK'nin üst ve alt enerji düzleminde bulunan konjüga çiftler gerçel eksene ulaşır (burada rezonansın kütle değeri yaklaşık 3688 MeV 'dir.) ve d 'nin değerini artırdıkça yine reel eksende zıt yönlere doğru hareket ederler. Çizelge 4.1'de, enerji düzleminin alt yarısında bulunan tekliğin konjüga çifti olan ve üst yarı düzleme yerleşen teklik verilmemiştir. Söz konusu bu teklik karşılaşma noktasından ($d = 0.377825 \text{ fm}^{1/2}$) sonra eşiğin bulunduğu noktanın aksi yönüne doğru hareket eder. d 'nin değeri yeterince artırıldıgındaysa hızlıca sonlu bir genişlik kazanmaya başlar ($d = 0.37854 \text{ fm}^{1/2}$), yeni bir konjüga çift ortaya çıkar ve bu çiftlerin gerçel kısımları eşiğe yaklaşır. Ancak eşiğe yaklaşılan durumlar için genişlik oldukça büyüktür. Örneğin, $d = 0.39 \text{ fm}^{1/2}$ için genişlik yaklaşık 900 MeV kadardır. Sonuç olarak bu tekliğin gerek reel eksene yakın olup eşikten uzaklaştığı, gerekse eşiğe yakın olup genişliğinin görece çok büyük olduğu her iki durumu için de deneysel olarak gözlenir etkiler söz konusu değildir.

Enerji düzleminin alt yarısında lokalize olup gerçel eksene ulaşan diğer eş ise eşiğe doğru hareket eder. Burada teklik, birbiriyle bağlantılı olan BRK ve İRK'de, eşiğe fazlasıyla yakın olduğundan, moleküler bileşeni ve $D\bar{D}^*$ bağlaşımı $\mathcal{O}(1/d^2)$ ölçeğinde olmasına karşın, saçılma gözlenebilirlerinde dikkate değer etkilere sahip olabilir. Bahsedilen bu konjüga çiftin hareketi şekil 4.2'de verilmiştir. Aynısı $d \gg d^{krit}$ limitinde, $X(3872)$ için de meydana gelir. Bu limitte, $X(3872)$ bir çarmonyum durumu olarak görünür. Bu davranım literatürdeki, genel argümanlar kullanarak yapılan çalışmanın (Baru V. vd 2004) bulguları ile uyumludur.

$d \gg d^{krit}$ limitinde her iki tekliğin de baskın olarak çarmonyum durumu oluşu, $X(3872)$ 'nin kütlelerini sabitleyip d değerini artırdıkça, söz konusu kütlelerin lokalizasyonunun bozulmaması için D ve \bar{D}^* mezonları arasındaki kontak kuvvetin

artan itici bir kuvvet oluşu ile açıklanabilir. Bu güçlü itici kuvvet rezonansın moleküler katkısını absorbe eder.



Şekil 4.2 d parametresinin değiştirilmesi ile İRK'deki konjüga çiftlerin enerji düzlemindeki hareketleri

Tüm hesaplar, $\Lambda = 1$ GeV UV kesilimi için yapılmıştır ve İRK'nin yalnızca alt yarı düzlemi gösterilmiştir.

$m_{\chi_{c1}}^0$ 'in daha büyük ya da daha küçük değerleri için, sonuçlar nitelik bakımından benzerdir. Aynı miktarda çarmonyum bileşeni için, daha büyük ya da daha küçük d değerlerine ihtiyaç duyulur.

4.1.1 $X(3872)$ 'nin ışınımsal bozunumları ve çarmonyum bileşeni

Vektör mezon baskınlığı kullanılarak ve dominant bileşen $D^0 D^{*0}$ olmak üzere küçük bir $\rho J/\psi$ ve $\omega J/\psi$ karışımıyla, $X(3872)$ 'nin hadronik bir molekül olduğu varsayıлып, bu parçacığın $\psi(2S)\gamma$ ve $J/\psi\gamma$ 'ya olan dallanma fraksiyonlarının oranı Swanson (2004a)'ın çalışmasında, yaklaşık 4×10^{-3} olarak hesaplanmıştır. Bu değer, denklem (1.4)'te verilen deneysel değerden oldukça farklıdır. Buradaki durumun aksine, kuark model hesaplamaları, $X(3872)$ 'nin $c\bar{c} 2^3P^1$ durumu olduğunu varsayarak, söz konusu oran için oldukça geniş bir aralık öngörür. Dolayısıyla, bu modellerde deneysel değer kolayca elde edilebilir.

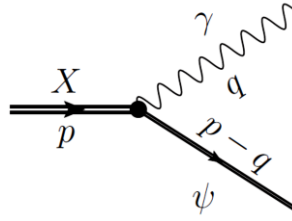
$X(3872)$ 'nin ışınımsal bozunumları için yapılan Guo vd. (2015) çalışmasında ise, kısa-menzilli katkıların uzun-menzilli katkılar kadar önemli olduğu belirtilmiş ve $R_{\psi\gamma}$ için ölçülen değer, $X(3872)$ 'nin baskın moleküler doğasıyla uyumsuzluk içinde olmadığı gösterilmiştir. Söz konusu çalışmada, boyutsal regülarizasyon kullanılarak, $X(3872)$ 'nin ışınımsal bozunumlarına, üçgensel $DD^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ ve $D\bar{D}^*$ ilmeklerinden gelen katkılar hesaplanmıştır. Değiştirilmiş minimal çıkarım (\overline{MS}) tasviri için, $\mu = M_X/2, M_X, 2M_X$ ölçekleri kullanılmıştır. Guo vd. (2015)'nin yapmış oldukları çalışmada yer alan çizelge 2'deki sonuçlar, μ ölçeğine ve $X(3872)$ 'nin kütlesine bağlı olarak, aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\Gamma^{\text{ilmek}}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma) = \left(9.7 + 19.9 \log \frac{2\mu}{M_X}\right) (r_x r_g)^2 [\text{keV}] \quad (4.5)$$

$$\Gamma^{\text{ilmek}}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma) = \left(3.8 + 1.6 \log \frac{2\mu}{M_X}\right) (r_x r'_g)^2 [\text{keV}] \quad (4.6)$$

Yukarıdaki denklemler, bahsedilen çizelgedeki her bir bozunum için, $\mu = M_X/2$ ve $\mu = M_X$ ölçeklerindeki sonuçları vermek üzere ayarlanmıştır. İnterpole eden fonksiyon $\psi(2S)\gamma$ modundaki durum için oldukça iyi çalışırken, Guo vd. (2015)'nin çalışmasındaki $\mu = 2M_X$ ölçeğinde hesaplanan $J/\psi\gamma$ bozunumu için elde edilen sonuçla kıyaslandığında, %15 civarında bir hata payı mevcuttur. Bu ifadelerde, $r_x = g_{XD\bar{D}^*}/(0.97 \text{ GeV}^{-1/2})$, $r_g = g/(2 \text{ GeV}^{-3/2})$, $r'_g = g'/(2 \text{ GeV}^{-3/2})$ olarak tanımlıdır ve g, g' spin-simetrik $J/\psi D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ ve $\psi(2S)D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ bağlaşım sabitlerine karşılık gelir. Bu tez kapsamında yapılan çalışmada, $\Lambda = 1 \text{ GeV}$ ve $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$ için, $g_{XD\bar{D}^*}$ bağlaşımı $0.90 \text{ GeV}^{-1/2}$ (Çizelge 4.1) ve $1.05 \text{ GeV}^{-1/2}$ (EK 1 Çizelge 1) olarak bulunmuştu. Dolayısıyla, Guo vd. (2015)'nin makalesinde baz alınan bağlaşım sabiti değeri ile nitel açıdan uyumludur. Tılsımlı mezonların J/ψ ve $\psi(2S)$ 'ye olan bağlaşım sabitleri doğrudan ölçülemezler. Söz konusu çalışmada, g için olan $2 \text{ GeV}^{-3/2}$ değeri, Colangelo vd. (2004) ve Guo vd. (2011)'nin çalışmalarındaki model tahminlerine dayanır. g' için olan öngörü ise, Dong vd. (2011)'nin analizlerindeki, $g'/g \sim 0.67$ değerini elde etmek için bu şekilde alınmıştır.

$\Gamma(X(3872) \rightarrow \psi(nS)\gamma)$ bozunumuna gelen ilmek katkıları, özellikle $J/\psi\gamma$ modunda, önemli bir ölçek bağımlılığı gösterir. Aslında, Guo vd. (2015)'nin çalışmasında hesaplanan $X(3872)$ 'nin, $\psi(2S)\gamma$ ve $J/\psi\gamma$ 'ya olan dallanma fraksiyonlarının oranı $(0.14 - 0.39)(g'/g)^2$ aralığındadır. Swanson (2004a)'ın çalışmasında belirlenenden çok daha az olmasına karşın, burada da $\psi(2S)$ kanalı bastırılmıştır. Yine de bu, $X(3872)$ 'nin ışınımsal bozunumları için kısa-menzilli katkıların önemli olduğu anlamına gelir.



Şekil 4.3 $X(3872)$ 'nin ışınımsal bozumu için, Guo vd. (2015) çalışmasında verilen üçlü-köşe terimi

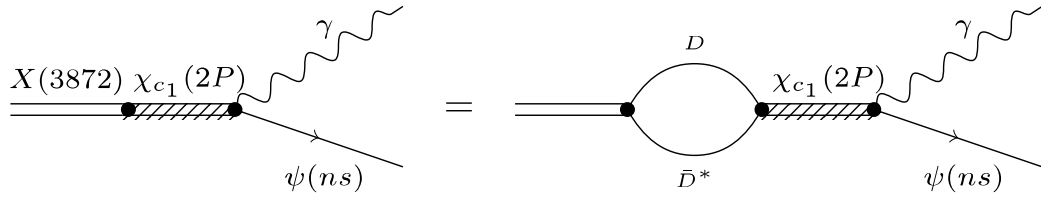
Herhangi bir fiziksel genliğin ölçek bağımlılığı olmaması gerektiğinden, denklem (4.5) ve (4.6)'daki bağımlılık, şekil 4.3'te gösterilen üçlü köşe terimi katkısındaki karşılık gelen varyasyonla giderilmelidir. Bu tez kapsamında sunulan modelde ise, üçlü köşe teriminin büyüklüğü, şekil 4.4'te gösterilen Feynmann diyagramına göre, aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\Gamma[X(3872) \rightarrow \psi(nS)\gamma] = \frac{(M_X - m_{\chi_{c1}}^0)^2}{(M_X - m_{\chi_{c1}}^0)^2 + \frac{\Gamma_{\chi_{c1}}^2}{4}} \times \frac{1}{1 - \Sigma'_{c\bar{c}}(M_X)} \times \frac{\delta^2(n)}{3\pi} E_\gamma^3 \frac{M_{\psi(nS)}}{M_X} \quad (4.7)$$

Burada, $E_\gamma = (M_X^2 - M_{\psi(nS)}^2)/(2M_X)$ şeklindedir. Yukarıda verilen denklemdeki ilk faktör, giydirilmiş $\chi_{c1}(2P)$ durumunun genişliği büyümeğe başladığında ve $M_X - m_{\chi_{c1}}^0$ ile kıyaslanabilir hale geldiğinde, 1'den farklıdır. $1/(1 - \Sigma'_{c\bar{c}}(M_X))$ faktörü ise, $\tilde{Z}_{X(3872)} = 1 - \tilde{X}_{X(3872)}$ 'ye karşılık gelir ve $X(3872)$ 'nin fiziksel dalga fonksiyonundaki kompakt bileşeni bulma olasılığı olarak tanımlanabilir. Denklemdeki son faktör ise, $\delta(1S) = 0.046 \text{ GeV}^{-1}$ ve $\delta(2S) = 0.38 \text{ GeV}^{-1}$ matris elemanları kullanılarak aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\frac{\delta^2(n)}{3\pi} E_\gamma^3 \frac{M_{\Psi(nS)}}{M_X} = \begin{cases} 89 \text{ keV}, & 2S \\ 60 \text{ keV}, & 1S \end{cases} \quad (4.8)$$

Burada $\delta(nS)$ değerleri, Barnes vd. (2005)'nin makalelerinde, rölativistik olmayan potansiyel model kullanılarak elde edilen $2P$ $E1$ ışınımsal geçişleri için verilen çizelge 3'teki genişliklerden hesaplanmıştır. Ayrıca, $c\bar{c}(nS)$ durumlarının kütleleri $M_{J/\psi} = 3096.92$ MeV ve $M_{\Psi(2S)} = 3686.11$ MeV olarak alınmıştır.



Şekil 4.4 Bir $\chi_{c1}(2P)$ ara durumu yoluyla $X(3872) \rightarrow \psi(nS)$ geçişi için bozunum mekanizması

Denklem (4.7)'deki yaklaşım, renormalizasyon tasvirine bağlıdır ve bu bağımlılık mezon ilmek katkılarının ölçek bağımlılığı ile yok edilmelidir. Burada, söz konusu niceliği hesaplamak için $\Lambda = 1 \text{ GeV}$ UV kesilimi kullanılırken, Guo vd. (2015)'nin çalışmasındaki mezon ilmekleri, $\mu = M_X/2, M_X, 2M_X$ için, \overline{MS} çıkarım tasviriyle boyutsal regülarizasyon kullanarak hesaplanmıştır.

Bu çerçevede, iki-mezon ilmek fonksiyonunun tanımına dikkat edilmelidir ve aşağıdaki gibi tanımlanan $G^{\overline{MS}}(s, \mu)$ ile $G_{QM}(E)$ değil, $G_{QM}(E)/(4M_D M_{D^*} e^{-k^2/\Lambda^2})$ kıyaslanmalıdır.

$$\begin{aligned} G^{\overline{MS}}(s, \mu) &= i \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{1}{q^2 - M_D^2} \frac{1}{(P-q)^2 - M_{D^*}^2} \\ &= \bar{G}(s) + \frac{1}{16\pi^2} \left\{ -2 + \frac{1}{M_D + M_{D^*}} \left(M_D \log \frac{M_D^2}{\mu^2} + M_{D^*} \log \frac{M_{D^*}^2}{\mu^2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Yukarıdaki ifadede P^μ , toplam dört momentumdur ($P^2 = s$) ve $\bar{G}(s) = G^{\overline{MS}}(s, \mu) - G^{\overline{MS}}(s = (M_D + M_{D^*})^2, \mu)$ olarak tanımlı fonksiyon, sonlu olmakla birlikte ölçekten

bağımsızdır. Bu karşılaştırmadan, BRK'ye ve $s = M_X^2$ civarına bakılarak, M_X mertebesindeki μ ölçeğinin, 1 GeV'den çok daha büyük bir UV kesilimi Λ 'ya karşılık geldiği, ya da $\Lambda = 1$ GeV durumunun, 1 GeV mertebesinde olan \overline{MS} ölçeği μ değerine tekabül ettiği anlaşılır. Öyle ki, bu ölçek M_X 'den oldukça küçüktür.

$X(3872)$ 'yi tanımlamak için, Nieves vd. (2012) ve Hidalgo-Duque vd. (2013b)'nin çalışmalarında verilen EAT kapsamında UV kesiliminin büyüklüğünü artıramayız. Çünkü böyle bir durumda, AKSS kırılmış olur ve üçlü köşe terimiyle ilgili tahminimiz gerçekçi olmaz. Ancak, Guo vd. (2015)'nin makalesinde hesaplanan tıslımlı mezon ilmek katkısını $\mu \sim 1$ GeV olarak ölçeklendirip tekrar hesaplayabiliriz. Bu ölçeğe göre, $\psi(2S)\gamma$ kanalı için genlik hesabı kararlı olup aşağıdaki gibi ifade edilirken,

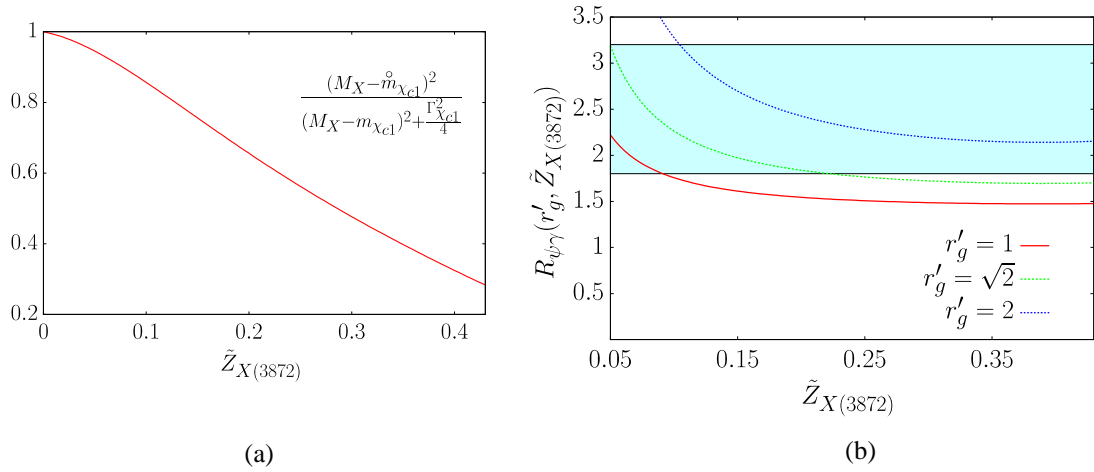
$$\Gamma^{\text{loops}}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma) \sim 2.7(r_x r_g')^2 [\text{keV}], \quad \mu = 1 \text{ GeV için} \quad (4.10)$$

denklem (4.5)'teki, $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ bozunumuna gelen hadron ilmek katkısının, 1 GeV mertebesindeki ölçek için, 1 keV'den çok daha küçük olduğu varsayılmıştır. Sonuç olarak, $X(3872)$ 'nin ışınımsal bozunumları için dallanma fraksiyonları oranı, burada kurulan model kapsamında, aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$R_{\psi\gamma}(r_g', \tilde{Z}_{X(3872)}) = \frac{Br(X \rightarrow \psi(2S)\gamma)}{Br(X \rightarrow J/\psi\gamma)} \Big|_{\text{ilmek+üçlü-köşe terimi (şekil 4.4)}} \sim \frac{70\tilde{Z}_{X(3872)} \times f(\tilde{Z}_{X(3872)}) + (1 - \tilde{Z}_{X(3872)}) 2.7r_g'^2}{56\tilde{Z}_{X(3872)} \times f(\tilde{Z}_{X(3872)})} \quad (4.11)$$

Burada $f(\tilde{Z}_{X(3872)})$, denklem (4.7)'deki giydirilmiş ve yalın çarmonyum propagatörlerin oranının karesidir. $R_{\psi\gamma}$ için yapılan yaklaşım, yalnızca $\tilde{Z}_{X(3872)}$ 'nin 0.05'ten büyük olduğu durumlar için anlamlıdır. Çünkü daha küçük çarmonyum bileşeni düşünülürse, $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ modundaki mezon ilmek katkıları da göz önünde bulundurulmalıdır. Bunun yanı sıra, $\psi(2S)\gamma$ bozunumundaki mezon ilmekleri ve üçlü köşe terimi arasındaki girişimlerden (kuark-ilmek) gelen katkı da ihmal edilmiştir. Söz konusu katkının etkisi büyük olabilir (Dong vd. 2011), ancak burada yaptığımız niteliksel çalışmada bunlar kesin olarak belirlenemez. Bu çalışmanın amacı

daha çok, $X(3872)$ ve onun AKSS eşi $X_2(4012)$ 'nin ve aynı zamanda bu tılsım kuark içerikli rezonansların alt kuark sektöründeki olası eşlerine ait dinamiklerin, kuarkonyum bileşenlerinden nasıl etkileneceğini tartışmaktır.



Şekil 4.5 a. $R_{\psi\gamma}$ oranındaki $f(\tilde{Z}_{X(3872)})$ fonksiyonunun çarmonyum olasılığı ile değişimi b. tez kapsamında kurulan modele göre, $g'/g = 1, \sqrt{2}, 2$ değerleri için, $X(3872)$ 'nin ışınımsal geçişlerinin dallanma fraksiyonları oranının, rezonansın çarmonyum içeriği ile olan değişimi

Grafikteki mavi bant, bu oran için öngörülen deneysel aralığı göstermektedir (Aaij vd. (LHCb) 2014). Tüm hesaplamalar $\Lambda = 1$ GeV UV kesiliminde yapılmıştır.

Şekil 4.5.b'de, $R_{\psi\gamma}(r'_g, \tilde{Z}_{X(3872)})$ oranı $\tilde{Z}_{X(3872)}$ 'nin bir fonksiyonu olarak, $\psi(2S)D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ bağlaşım sabitinin farklı değerleri için, denklem (1.4)'te verilen deneysel bantla birlikte gösterilmiştir. Buradan, Dong vd. (2011)'deki bağlaşım sabitleri oranı için belirtilen bulgular göz önünde bulundurulduğunda, yani $g'/g > 1$ için, $\tilde{Z}_{X(3872)} = 0.1 - 0.3$ aralığında çarmonyum bileşenine sahip $X(3872)$ 'nin, bu oranı sağladığı sonucuna varılır. Hatta söz konusu oran 2 mertebesindeyse, daha büyük oranda çarmonyum bileşeni içeren $X(3872)$ tasviri için de sağlanabilir. Ancak bu durumda, $X(3872)$ 'nin, $J/\psi \pi^+ \pi^-$ ve $J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^0$ son durumlarına bozunum fraksiyonları oranı için deneysel veriden gelen değeri elde etmek zorlaşır. O halde, çizelge 4.1'deki sonuçlar göz önünde bulundurulursa, DES $d(\Lambda = 1$ GeV) karışımını

$0.1 - 0.25 \text{ fm}^{1/2}$ aralığında almak makul olur. Söz konusu aralıkta, $X(3872)$ 'nin mezon molekülü olasılığı $0.9 - 0.65$ aralığındadır.

Yukarıdaki çıkarımlara dayanarak, $\chi_{c1}(2P)$ giydirilmiş çarmonyum durumunun, d 'nin aldığı değerlere bağlı olarak, $10 - 65 \text{ MeV}$ aralığında bir genişlik ve $\%6 - 40$ oranında bir moleküler $D\bar{D}^*$ bileşeniyle, $3910 - 3925 \text{ MeV}$ civarında bir kütleyle sahip olması gerektiği sonucuna varılır (bkz. Çizelge 4.1 ve EK 1 Çizelge 1). Bu sonuçlar, 3P_0 yaklaşımını kullanarak çarmonyum ve $D\bar{D}^*$ konfigürasyonlarını çiftleyen Ortega vd. (2010)'da yapılan çalışmanın bulgularıyla benzerdir. Burada, $X(3872)$ yüksek olasılıklı bir $D\bar{D}^*$ moleküler konfigürasyonu ve dikkate değer ölçüde bir $c\bar{c} 2^3P_1$ bileşeniyle yeni bir durum olarak ortaya çıkar. Çarmonyum bileşenindeki oran, 3P_0 etkileşimlerini kontrol eden dayanım parametresine bağlı olarak $\%7 - 30$ civarındadır. Ayrıca burada, orijinal $\chi_{c1}(2P)$ durumu büyük ölçüde bir mezon molekülü içeriği kazanır ($\%10 - 20$), ve bu durum Ortega vd. (2010)'nin yaptığı çalışmada, PVG bulgularına (Olive vd. 2014) göre kütlesi $3942 \pm 9 \text{ MeV}$ ve genişliği $37_{-17}^{+27} \text{ MeV}$ 'e olan, $X(3940)$ durumu olarak tanımlanmıştır. Giydirilmiş çarmonyum durumu için, tez kapsamında yapılan bu çalışmanın ön gördüğü genişlik ise, $X(3940)$ 'ın genişliği ile uyumludur ancak kütlesi düşüktür. Diğer taraftan, Ortega vd. (2010)'nin hesaplarında kullanılan yalın $c\bar{c} 2^3P_1$ durumunun kütlesi (3947.4 MeV), bizim burada kullandığımızdan (3906 MeV) oldukça büyüktür. Bu da, Ortega vd. (2010)'nin elde ettiği giydirilmiş çarmonyum durumunun kütlesini, $X(3940)$ rezonansının kütlesine doğal olarak yaklaştırır. Ancak, söz konusu çalışmada ne giydirilmiş $c\bar{c} 2^3P_1$ durumunun genişliği, ne de $X(3872)$ 'nin ışınımsal bozunumlarının $R_{\psi\gamma}$ oranı hesaplanmamıştır. Dahası, bu çalışmadaki yaklaşım çerçevesinde mezon ilmekleri, bizim burada bulduğumuzun aksine, çarmonyum durumunun kütlesini azaltmaktadır.

Dong vd. (2011)'nin yaptığı fenomenolojik çalışmada, $X(3872)$ 'nin moleküler bileşenlerini ölçeklendirmek için, Swanson (2004b)'in kuark model bulgularından esinlenilirken, söz konusu rezonansın moleküler ve çarmonyum bileşenleri arasındaki etkileşim, bizim burada yaptığımız gibi, ışınımsal bozunumların $R_{\psi\gamma}$ oranından

belirlenmiştir. Dong vd. (2011)'nin bulguları, %5 – 12 oranında bir $c\bar{c}$ karışımını destekler niteliktedir. Bu oran bizim sonuçlarımız dahilinde kolayca elde edilebilir.

Sonuç olarak, bu tez kapsamında elde edilen bulgularla birlikte, Ortega vd. (2010) ve Dong vd. (2011)'nin bulguları da, $X(3872)$ ile ilgili yapılan diğer öngörülerle çelişir. Örneğin, Ferretti vd. (2014)'nin çalışmasında, söz konusu rezonans, $c\bar{c}$ koru artı bu korun mezon-mezon sürekliliğine olan bağlaşımdan kaynaklanan, yüksek Fock bileşenleri olarak tanımlanmıştır. Bu bakış açısı daha çok $\chi_{c1}(2P)$ mezonuyla uyumludur.

4.2 2^{++} Gizli Tılsım Sektörü için Nümerik Sonuçlar

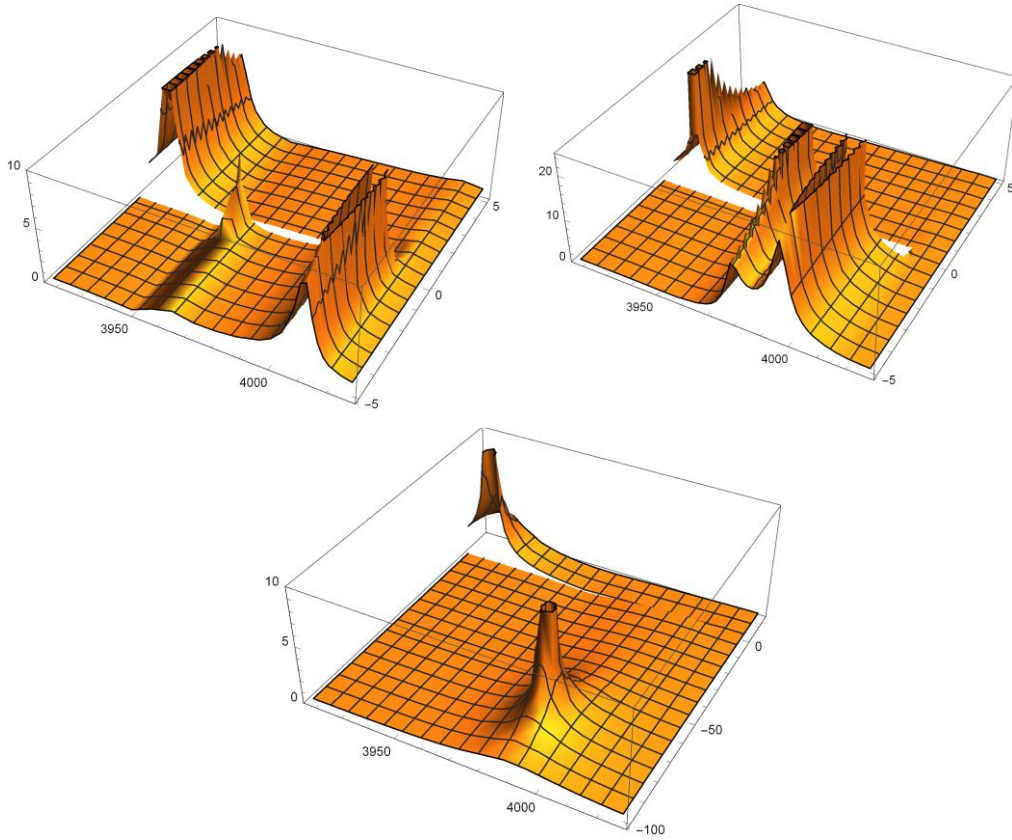
1^{++} ve 2^{++} sektörleri için, $X(3872)$ ve $D^*\bar{D}^*$ eşiğinde,

$$V_{\text{eff}}^{1^{++}}(E = M_X) = \frac{1}{G_{QM}(M_X)} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} V_{\text{eff}}^{2^{++}}(E = 2M_{D^*}) &= V_{\text{eff}}^{1^{++}}(E = M_X) + d^2 \left(\frac{1}{2M_{D^*} - m_{\chi_{c2}}^0} - \frac{1}{M_X - m_{\chi_{c1}}^0} \right) \\ &= V_{\text{eff}}^{1^{++}}(E = M_X) + d^2 \left(\frac{(2M_{D^*} - M_X) - (m_{\chi_{c2}}^0 - m_{\chi_{c1}}^0)}{(2M_{D^*} - m_{\chi_{c2}}^0)(m_{\chi_{c1}}^0 - M_X)} \right) \end{aligned} \quad (4.13)$$

ile verilen etkin etkileşimler, $(2M_{D^*} - M_X) \sim m_\pi > (m_{\chi_{c2}}^0 - m_{\chi_{c1}}^0)$ ilişkisinden dolayı, $D^*\bar{D}^*$ eşiği civarındaki E için, $V_{\text{eff}}^{2^{++}}(E) - V_{\text{eff}}^{1^{++}}(E = M_X) > 0$ olur. Ayrıca, $d = d^{\text{krit}}$ için, 2^{++} sektöründeki etkileşim itici olacaktır.

Söz konusu sektör için yapılan analizlerde, giydirilmiş $2P$ çarmonyum kütlesi ($m_{\chi_{c2}}$), $m_{\chi_{c2}}^{\text{deney}} = 3927.2$ MeV alınarak, $m_{\chi_{c2}}^0$ kütlesi sabitlenmiştir. Çizelge 4.2'de, 2^{++} gizli tılsım sektörü için, DES d karışım parametresinin bir fonksiyonuna bağlı olarak, bulunan tekilliklerin özellikleri verilmiştir. Burada, $m_{\chi_{c2}}^0$ ve $m_{\chi_{c2}}^{\text{deney}}$ kütle değeri arasında yalnızca birkaç MeV kadar fark olduğu görülmektedir. Dolayısıyla, $D^*\bar{D}^*$ ilmekleri için, mezon çiftine oldukça büyük bir bağlaşım oluşturdukları halde,



Şekil 4.6 Gizli tılsım 2^{++} sektörü için birinci ve ikinci Riemann kabukları

$d = 0.20 \text{ fm}^{1/2}$ (üst-sol), $d = 0.22 \text{ fm}^{1/2}$ (üst-sağ) ve $d = 0.25 \text{ fm}^{1/2}$ (alt-orta) için kompleks enerji E 'nin bir fonksiyonu olarak $|T_{11}(E)|$ 'nin ($[\text{fm}^2]$) birinci ve ikinci Riemann kabukları gösterilmiştir. Burada, BRK ve İRK'nin yarı düzlemleri gösterildiğinden figürlerde İRK'deki tekilliğin konjüga eşi görülmemektedir. Üst iki grafikte BRK'de 3927.2 MeV 'de bir tekillik ($\chi_{c2}(2P)$), İRK'de gerçel eksen eşiğin altında iki tekillik görülmektedir. Soldaki (sağdaki) grafikte, 4010.9 (3996.0) MeV 'e lokalize olan tekillik $X_2(4012)$ 'ye karşılık gelirken, 3959.5 (3978.1) MeV 'e lokalize olan bir diğeri de genliklerde indüklenen yalnız χ_{c2} tekilliğinden dolayı ortaya çıkar. Son olarak, alt-orta grafikte, BRK'de $\chi_{c2}(2P)$ tekilliği ve İRK'de kompleks düzlemin derinliklerinde ikinci bir tekillik görülür. Tüm hesaplamalar $\Lambda = 1 \text{ GeV}$ 'lik UV kesilimi için gerçekleştirilmiştir.

çarmonyum seviyesi üzerinde az denilebilecek bir etkiye sahip oldukları söylenebilir. Dahası, çizelge 4.2'de verilen d parametresi aralığı için bulunan negatif C_{0X} değerleri, $\Sigma_{c\bar{c}}(m_{\chi_{c2}}^{\text{deny}})$ niceliğinin sıfırdan küçük olduğu bölgeye karşılık gelir. Böylece, seçilen aralıkta $m_{\chi_{c2}}^0 > m_{\chi_{c2}}^{\text{deny}}$ olur. d arttıkça, $X(3872)$ 'nin AKSS eşi olan moleküler $X_2(4012)$ durumu, $2M_{D^*}$ eşiğine yaklaşır ve $d = 0.15 \text{ fm}^{1/2}$ iken, İRK'ye geçer. d 'nin değeri daha da artırıldıkça, gerçel eksen boyunca eşikten hızla uzaklaşır. Aslında,

İRK'deki $X_2(4012)$ tekilliği, yalnız $\chi_{c_2}(2P)$ tekilliğinin bir kopyasıyla karşılaşır ve şekil 4.6'da gösterildiği üzere, yeni tekillik, d 'nin $0.22 \text{ fm}^{1/2}$ 'den büyük değerleri için, kompleks düzlemin derinliklerine ulaşır.

Bölüm 4.1.1'de verilen, $X(3872)$ 'nin ışınımsal bozunumları üzerine yapılan analizlerden yola çıkılırsa, $\Lambda = 1 \text{ GeV}$ için DES d karışımının $0.1 - 0.25 \text{ fm}^{1/2}$ aralığında olması beklenir. O halde, $X_2(4012)$, eşğin üstünde İRK'de yer alacaktır. $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$ için elde edilen sonuçlar, niteliksel olarak, 1 GeV 'lik UV keslimi için elde edilenler ile benzerdir ve EK 1 çizelge 1'de verilmiştir.

Çizelge 4.2 d 'nin bir fonksiyonu olarak, 2^{++} gizli tılsım tekilliklerinin özellikleri

d [fm ^{1/2}]	$\tilde{X}_{X(3872)}$	$g_{D^*\bar{D}^*}^{\chi_{c_2}}$ [GeV ^{-1/2}]	$\tilde{X}_{\chi_{c_2}}$	$m_{\chi_{c_1}}^0$ [MeV]	$M_{X_2} - 2M_D^* - i\frac{\Gamma_{X_2}}{2}$ [MeV]	$g_{D^*\bar{D}^*}^{X_2}$ [GeV ^{-1/2}]	\tilde{X}_{X_2}
0.	1	0.0	0.0	3927.2	-5.6	0.97	1.
0.05	0.98	0.27	0.01	3927.8	-4.5	0.90	0.996
0.10	0.92	0.51	0.02	3929.6	-1.8	0.67	0.991
0.15	0.84	0.69	0.04	3932.2	-0.0 İRK'de	-0.12 i	> 1
0.20	0.75	0.82	0.05	3935.2	-6.4 İRK'de	-0.76 i	> 1
0.22	0.71	0.86	0.06	3936.4	-21.2 İRK'de	-1.24 i	> 1
0.25	0.66	0.90	0.06	3938.3	$-28.3 - \frac{72.9}{2}i$	$0.23 - 0.65 i$	$0.47 + 0.32 i$
0.30	0.57	0.95	0.07	3941.2	$-31.2 - \frac{162.8}{2}i$	$0.03 + 0.67 i$	$0.48 - 0.04 i$
0.35	0.49	0.96	0.07	3943.8	$-59.5 - \frac{312.6}{2}i$	$0.30 + 0.71i$	$0.52 - 0.39i$

Giydirilmiş $\chi_{c_2}(2P)$ durumunun kütlesi BRK'de, $m_{\chi_{c_2}}^{exp} = 3927.2 \text{ MeV}$, olarak alınmıştır. Ayrıca her farklı d değerine karşılık gelen $X(3872)$ 'nin mezon-moleküler olasılıkları da verilmiştir. ($\Lambda = 1 \text{ GeV}$ için, $C_{0X}(d)$ değerleri çizelge 4.1'de mevcuttur.)

$X(3872)$ ve onun hipotez olarak öngörülen 2^{++} AKSS eşindeki çarmonyum bileşenlerinin farklı etkisi, söz konusu spin-2 parçacığın doğrudan gözlemlerde

erişilebilir olmamasını makul kılar. Başka bir deyişle 2^{++} gerçek bir KRD durumu¹⁹ olarak bulunmaz. Ortega vd. (2010)'da geliştirilen model çerçevesinde, 2^{++} sektöründe, ağırlıklı olarak $D^*\bar{D}^*$ olan ek bir durum yaratmak için, yetersiz bir çekim olduğu sonucuna varılmıştır. 2^{++} sektöründeki bu durum, Nieves vd. (2012), Hidalgo-Duque vd. (2013b) ve Guo vd. (2013)'nin çalışmalarında öngörülmektedir. Dahası, burada söz konusu durumun var olabilmesi için %15 – 20 oranında AKSS kırımını olması gerektiği gösterilmiştir. Ancak, $X_2(4012)$ henüz gözlemlenmemiştir. Dolayısıyla, bu tez kapsamında yapılan çalışma bahsedilen duruma açıklık getirebilir.

4.3 1^{++} ve 2^{++} Gizli Alt Kuark Sektörü için Nümerik Sonuçlar

Çizelge 4.3'te, Guo vd. (2013) tarafından yapılan çalışmada öngörülen, $X(3872)$ ve $X_2(4012)$ 'nin gizli alt eşlerinin kütleleri ve 1^{++} ve 2^{++} sektörleri için PVG tarafından belirlenen botomonyum durumlarının kütleleri derlenmiştir. Alt ve tılsım sektörler, $4H$ etkileşim Lagranjiyanındaki yalın bağlaşımların, ağır kuarkın kütesinden bağımsız olduğu varsayımıyla, ilişkilendirilmişlerdir.

$X_2(4012)$ durumunda olduğu gibi, ne X_b ne de X_{b2} henüz gözlemlenmemiştir. Dahası, söz konusu durumların öngörülen kütleleri önemli bir UV kesilim bağımlılığı gösterir. Burada yapılan çalışmada, ilk olarak $\Lambda = 1$ GeV durumuna odaklanılmıştır. Çünkü kesilim ölçeğinin bu değeri, $\Lambda = 0.5$ GeV ile karşılaştırıldığında, elde edilen kütlelerin bağlanma enerjileri çok daha büyüktür ($\simeq 65$ MeV'e karşılık 25 MeV). 0.5 GeV UV kesilimi için elde edilen sonuçlarsa EK 1'de mevcuttur.

¹⁹ Burada gerçek KRD durumundan kasıt, gözlenebilir etkiler üreten durumdur. İRK'deki bir tekillik eşiğin üstünde ancak sanal düzlemin çok derinlerinde ortaya çıkmışsa ya da gerçel eksene yakın ancak eşiğin oldukça altında bulunuyorsa, herhangi bir gözlenebilir etki yaratmayacaktır. Dolayısıyla böyle durumların dedektörde gözlenmesi mümkün değildir.

Çizelge 4.3 Bazı gizli alt durumların, MeV cinsinden kütleleri ve kütle eşikleri

1 ⁺⁺			2 ⁺⁺		
durum	kütle	$B\bar{B}^*$ eşiği	durum	kütle	$B^*\bar{B}^*$ eşiği
$X_b(\Lambda = 1 \text{ GeV})$	10539_{-27}^{+25}	10604.2	$X_{b2}(\Lambda = 1 \text{ GeV})$	10584_{-27}^{+25}	10649.7
$X_b(\Lambda = 0.5 \text{ GeV})$	10580_{-8}^{+9}		$X_{b2}(\Lambda = 0.5 \text{ GeV})$	10629_{-9}^{+8}	
$\chi_{b1}(1P)$	9892.78 ± 0.40		$\chi_{b2}(1P)$	9912.21 ± 0.40	
$\chi_{b1}(2P)$	10255.46 ± 0.55		$\chi_{b2}(2P)$	10268.65 ± 0.55	
$\chi_{b1}(3P)$	10512.1 ± 2.3		$\chi_{b2}(3P)$	10522.1	

$B^{(*)}$ mezonları için, $M_B = 5279.40 \text{ MeV}$ ve $M_{B^*} = 5324.83 \text{ MeV}$ olmak üzere, izospin ortalama kütleler kullanılmıştır (Olive vd. 2014). X_b ve X_{b2} , $X(3872)$ 'nin ağır-kuark spin-çeşni eşleridir (Guo vd. 2013). Kütlelerdeki hata payları ağır kuark simetri kırınımından gelmektedir. 2^{++} $3P$ durumu dışında, $\chi_{bJ}(nP)$ durumlarının kütleleri parçacık veri grubundan (PVG) alınmıştır (Olive vd. 2014). $\chi_{b2}(3P) - \chi_{b1}(3P)$ kütle yarılması için teorik öngörüler, 8 MeV ile 12 MeV arasında değişmektedir. Burada yapılan analizlerde, söz konusu yarılma 10 MeV olarak alınmıştır.

Kuark modeller, fazladan botomonyum durumları öngörmektedir. Burada yapılan analizler için, literatürdeki son çalışmalardan biri olan Segovia vd. (2016)'nin çalışmasında elde edilen spektrum dikkate alınmıştır. Söz konusu çalışmadaki spektrum dikkate alındığında, yüksek seviyeli $4^3P_1(10737)$, $2^3F_2(10569)$, $4^3P_2(10744)$ ve $3^3F_2(10782)$ durumlarının moleküler durumlara katkıları olabilir. Bunlardan $4P$ durumları X_b ve X_{b2} durumlarından daha ağırdır. Bunun yanı sıra $B\bar{B}^*$ ve $B^*\bar{B}^*$ eşiklerinin yaklaşık 130 MeV ve 95 MeV kadar üzerindedirler. Dolayısıyla, bu seviyeler fazladan çekim üreteceklerdir. Diğer taraftan, 2^{++} sektöründeki $F -$ durumlarının, büyük yörüngesel açısız momentumdan dolayı, χ_{b2} 'nin dinamikleri üzerinde alt-baskın bir rol oynadığı görülür (Entem vd. 2016). Tez kapsamında bu sektör için yapılan hesaplamalarda, yalnızca $3P$ botomonyum durumlarından gelen katkı dikkate alınmıştır ve $4P$ durumlarından gelecek olan fazladan çekim ihmal edilmiştir.

Öte yandan, ağır kuark limitinde, molekül ve kuarkonyum bileşenlerindeki karışımın hem çeşni hem de $Q\bar{Q}$ 'in radyal kuantum sayısından bağımsız olduğu varsayılmıştır. Bu yaklaşım tüm katkıları içermese bile, en azından nitel olarak, kuarkonyum-molekül konfigürasyonu karışımının X_b ve X_{b2} durumları üzerine etkileri ile ilgili bir fikir

edinmemize olanak sağlar. Karışım parametresi için bir aralık belirlemek adına, $X(3872)$ 'nin ışınımsal bozunumu analizinde elde edilen sonuçlardan yararlanabiliriz. Bu çerçevede, $d(\Lambda = 1 \text{ GeV})$, $0.1 - 0.25 \text{ fm}^{1/2}$ aralığında olmalıdır. 1^{++} ve 2^{++}

Çizelge 4.4 d 'nin bir fonksiyonu olarak, 1^{++} gizli alt tekilliklerin özellikleri

d [fm ^{1/2}]	$\tilde{X}_{X(3872)}$	$g_{B^*\bar{B}^*}^{\chi_{b1}}$ [GeV ^{-1/2}]	$\tilde{X}_{\chi_{b1}}$	$m_{\chi_{b1}}^0$ [MeV]	$E_{X_b} - M_B - M_{B^*}$ [MeV]	$g_{B^*\bar{B}^*}^{X_b}$ [GeV ^{-1/2}]	\tilde{X}_{X_b}
0.	1	0.0	0.0	10512.1	-65.9	2.30	1.
0.05	0.98	0.98	0.09	10515.0	-60.7	2.04	0.91
0.10	0.92	1.46	0.20	10521.4	-47.6	1.55	0.80
0.15	0.84	1.59	0.24	10527.8	-30.8	1.11	0.77
0.20	0.75	1.57	0.23	10532.6	-13.1	0.69	0.80
0.25	0.66	1.49	0.21	10536.1	-0.1	0.16	0.96
0.30	0.57	1.40	0.18	10538.5	$-4.9 - \frac{68.2}{2}i$	$0.05 + 0.26i$	$0.43 + 0.16i$
0.35	0.49	1.29	0.16	10540.2	$-44.8 - \frac{181.4}{2}i$	$0.12 + 0.28i$	$0.55 - 0.21i$

Giydirilmiş $\chi_{b1}(3P)$ durumunun kütlesi, BRK'de $m_{\chi_{b1}}^{exp} = 10512.1 \text{ MeV}$ olarak alınmıştır. Ayrıca, her farklı d değerine karşılık gelen, $X(3872)$ 'nin mezon-moleküler olasılıkları da verilmiştir. ($\Lambda = 1 \text{ GeV}$ için $C_{0X}(d)$ değerleri çizelge 4.1'de mevcuttur.)

sektörlerine ait tekillikler, $\Lambda = 1 \text{ GeV}$ ve karışım parametresi d 'nin farklı değerleri için, çizelge 4.4'te verilmiştir. d bağımlılığı, her iki sektör için de oldukça benzerdir. $\chi_{b1}(3P)$ [$\chi_{b2}(3P)$] durumu için, yalın-giydirilmiş kuarkoyum kütle farkı $5 - 25$ [$5 - 20$] MeV mertebesinde bulunurken, giydirilmiş durumun mezon molekülü içeriği $\% 10 - 20$ [$\%5 - 10$] aralığında bulunmaktadır. Diğer taraftan, $X(3872)$ 'nin mezon molekülü bileşeni $\%65$ 'ten büyük olduğu sürece ($\tilde{Z}_{X(3872)} < \%35$), hem X_b durumu hem de X_{b2} durumu var olmalı ve yakın zamanda deneysel olarak gözlemlenmelidir. Bununla birlikte, $X(3872)$ ve onun hipotez olarak öngörülen 1^{++} , 2^{++} gizli alt eşlerindeki kuarkonyum bileşenlerinin farklı ilişkisi, söz konusu eşlerin kütlelerinde önemli ölçüde değişiklik gösterir. Bu sebeple, 65 MeV mertebesindeki bağlanma enerjisi yerine, moleküler alt durumlarının, karşılık gelen iki-mezon eşğine yakın olacak şekilde, en fazla $45 - 50 \text{ MeV}$ civarında bağlanma enerjileri vardır.

Aslında, ele alınan en büyük karışım için ($d(\Lambda = 1 \text{ GeV}) = 0.2 - 0.25 \text{ fm}^{1/2}$), X_b ve X_{b2} durumları yalnızca birkaç MeV ya da daha az bağlanma enerjisine sahip olacaklardır.

Çizelge 4.5 d 'nin bir fonksiyonu olarak, 2^{++} gizli alt tekliklerin özellikleri

d [fm ^{1/2}]	$\tilde{X}_{X(3872)}$	$g_{B^*B^*}^{X_{b2}}$ [GeV ^{-1/2}]	$\tilde{X}_{X_{b2}}$	$m_{X_{b2}}^0$ [MeV]	$E_{X_{b2}} - 2M_{B^*}$ [MeV]	$g_{B^*B^*}^{X_{b2}}$ [GeV ^{-1/2}]	$\tilde{X}_{X_{b2}}$
0.	1	0.0	0.0	10522.1	-66.2	2.31	1.
0.05	0.98	0.69	0.02	10523.4	-62.5	2.17	0.98
0.10	0.92	1.20	0.06	10526.9	-52.3	1.82	0.94
0.15	0.84	1.50	0.10	10531.3	-37.2	1.37	0.91
0.20	0.75	1.64	0.11	10535.7	-139.4	0.90	0.90
0.25	0.66	1.67	0.12	10539.5	-3.1	0.41	0.93
0.30	0.57	1.64	0.11	10542.5	$-18.0 - \frac{37.4}{2}i$	$0.16 - 0.28i$	$0.46 + 0.75i$
0.35	0.49	1.59	0.11	10545.0	$-27.1 - \frac{195.1}{2}i$	$0.09 + 0.28i$	$0.57 - 0.15i$

Giydirilmiş $\chi_{b2}(3P)$ durumunun kütlesi, BRK'de $m_{\chi_{b2}}^{deney} = 10522.1 \text{ MeV}$ olarak alınmıştır. Ayrıca, her farklı d değerine karşılık gelen $X(3872)$ 'nin mezon-moleküler olasılıkları da verilmiştir. ($\Lambda = 1 \text{ GeV}$ için $C_{0X}(d)$ değerleri çizelge 4.1'de mevcuttur.)

$\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$ kullanılarak elde edilen sonuçlar, EK 1 çizelge 2'de verilmiştir. Karışım parametresi d ve $g_{B\bar{B}^*}^{X_{b1}}$, $g_{B^*B^*}^{X_{b2}}$ bağlaşımlarının, UV kesilimine bağımlılığını yorumlamak basittir. Bağlaşımların Λ bağımlılığı f_Λ 'dan kaynaklanır. Dolayısıyla, sonuçlar $\Lambda = 1 \text{ GeV}$ için elde edilenlere nitelik bakımından oldukça benzerdir. Mezon moleküler bileşeni %65'ten daha büyük olan $X(3872)$ durumu ($\tilde{Z}_{X(3872)} < \%35$) için, $\Lambda = 1 \text{ GeV}$ durumuyla kıyaslandığında daha az bağlı olsa bile, $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$ durumunda da X_b ve X_{b2} durumları var olmalıdır. Moleküler bileşenin en az olduğu $X(3872)$ senaryosu için, söz konusu durumlar karşılık gelen eşiklerine görece yakın olarak İRK'de ortaya çıkacaklardır. Bu iki rezonans bağlı durumlar olarak kalırlarsa, kuarkonyum bileşenleri $b\bar{b}3^3P_{1,2}$ oldukça küçük olacak ($\leq \%5$) ve daha çok moleküler bir doğaya sahip olacaklardır. $\Lambda = 1 \text{ GeV}$ durumunda, bu rezonansların kuarkonyum

olasılıkları daha da büyüyebilir (%10 – 20). Tekillikler İRK’de ortaya çıkarsa, bunların moleküler içerikleri büyük oranda azalmış olacaktır.

1^{++} ve 2^{++} gizli alt kuark sektörleri, Ortega vd. (2010)’nin ele aldığı kuark model çerçevesinde Entem vd. (2016) tarafından da analiz edilmiştir. Buradaki 3P_0 fenomenolojik yaklaşımı, kuarkonyumun iki-mezon serbestlik derecesine çiftlenimi olgusuna dayanır. $J^{PC} = 1^{++}$ için, burada yapılan çalışmada öngörüldüğü gibi, Entem vd. (2016)’nin yaptığı çalışmada da, $B\bar{B}^*$ eşiğinin altındaki kuarkonyum durumundan kaynaklanan bir miktar itme olduğu ifade edilmiştir. Ancak, söz konusu makalede X_b durumunun var olup olmadığı ile ilgili net bir cevap verilememektedir. Bunun nedeni, elde edilen sonuçların, belli belirsizlikler dahilinde, 3P_0 modelinin dayanım parametresine önemli ölçüde bağlılık göstermesidir. 2^{++} sektöründe ise, söz konusu çalışmada 10648 MeV kütleli fazladan bir durum öngörülmüştür. Burada eşiğin altındaki ($3P$) durumundan ve eşiğin üstündeki ($4P$) durumundan gelen itme ve çekmenin benzer olduğu belirtilmiştir. Bahsedilen rezonans, $B^*\bar{B}^*$ eşiğinin yalnızca 1 – 2 MeV kadar üstünde olacaktır. Bu da bizim X_2 rezonansı için ön gördüğümüz kütle değerleri ile uyumaktadır.

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Burada sunulan çalışmada, $X(3872)$ ve henüz gözlemlenmeyen ağır-kuark spin çeşni eşleri X_2 , X_b ve X_{b2} gibi moleküler durumların kuarkonyum karışımını incelemek için, AKSS üzerine temellenen bir model kuruldu. $X(3872)$ 'deki çarmonyum bileşenlerinin nasıl ilave bir çekim ürettiği ve bunun sonucu olarak da, söz konusu durumun oluşabilmesi için, ihtiyaç duyulan mezon-mezon etkileşiminin yarattığı çekim miktarının ne oranda değişebileceği tartışıldı. Bunun yanı sıra, 1^{++} yalın çarmonyum tekilliğinin, $D\bar{D}^*$ ilmek etkilerinden dolayı değişeceği ve sonlu bir genişlik kazanarak kompleks düzleme doğru hareket edeceği sonucu çıkarıldı. İzospin kırınım terimlerinin ihmal edilmesine ve ağır kuark açılımında öncül mertebede çalışılmasına karşın, bu etkiler yine de iki bilinmeyen DES'ne bağlıdır. $X(3872)$ 'nin kütlesi bu parametrelerin ilişkilendirilmesine olanak sağlar. Yapılan çalışmada, söz konusu bu iki parametreye fazladan sınırlamaların, $X(3872)$ 'nin ışınımsal bozunumuyla ilgili deneysel veriden getirilebileceği düşünülmüştür. Bu sınırlama, tam olarak $X(3872)$ 'nin $J/\psi\gamma$ ve $\psi(2S)\gamma$ 'ya olan dallanma oranı $R_{\psi\gamma}$ 'dan gelir. Mezon ilmek katkılarının hesaplandığı Guo vd. (2015)'nin makalesinde, $R_{\psi\gamma}$ için EAT yaklaşımı kullanılmıştır. Bu tez kapsamında yapılan çalışmada, kurduğumuz modele uygun olarak, $X(3872) \rightarrow \chi_{c1}(2P)$ geçişinden gelen kuark-ilmek katkısı da dahil edilmiştir. $X(3872)$ 'nin, %10 – 30 oranında çarmonyum olasılığına sahip olması durumunda, $R_{\psi\gamma}$ 'nın deneysel değerinin karşılanacağı bulunmuştur. Bu oran, kompozitlik kavramı dahilinde, Weinberg'in toplam kuralı kullanılarak elde edilmiştir. Söz konusu rezonansın çarmonyum bileşeninin bu oranı, parçacığın ağırlıklı olarak moleküler olan doğası ile çelişmemektedir.

$X(3872)$ 'nin %10 – 30 oranında ihtiva ettiği $c\bar{c}2^3P_1$ bileşeni için, X_2 rezonansı kararlı değildir ve $D^*\bar{D}^*$ saçılma çizgisindeki etkinin azalmasıyla sanal bir durum haline gelerek ya da kompleks düzlemin derinliklerinde lokalize olarak, spektrumda görünmez hale gelir. Buradaki kritik nokta, $\chi_{c2}(2P)$ durumunun $D^*\bar{D}^*$ eşliğinden uzakta ve beklenen X_2 kütlesinin altında lokalize olmasıdır. $\chi_{c1}(2P)$ durumunun iki mezon eşliğine yakın olduğu (ancak eşğin üstünde) $X(3872)$ sektöründeki durumun aksine,

burada $\chi_{c2}(2P)$ itici bir mezon-mezon etkileşimi üretir. AKSS beklentilerinin (Guo vd. 2013) aksine, $X_2(4012)$ henüz gözlemlenmemiştir. O halde, burada yapılan çalışma, söz konusu 2^{++} moleküler durumla ilgili gerçekte neler olduğunu anlamamıza olanak sağlayabilir. Çünkü analizler, $X_2(4012)$ rezonansının gerçek bir KRD durumu olmayabileceğini göstermiştir.

Gizli alt kuark sektöründe, kuarkonyum karışımları tarafından indüklenen değişimlere rağmen X_b ve X_{b2} rezonanslarının her ikisinin de gerçek bir KRD durumu olmalarını beklemek makuldür. Bu da söz konusu rezonansların yakın bir zamanda gözlenebileceği anlamına gelir. Yine de, bu sektör için yapılan analizlerin bazı varsayımlara dayandığını hatırlatmakta fayda vardır. Bu varsayımlardan ilki, $4H$ Lagranjiyanındaki kontak terimlerin ve kuarkonyumla iki mezon konfigürasyonunun karışımını kontrol eden DES d 'nin ağır çeşniden bağımsız olmasıdır. İkincisi ise, d 'nin $Q\bar{Q}$ 'in radyal kuantum sayısına bağlı olmamasıdır. Yapılan analizler, $\chi_{c1}(2P) - X(3872)$ 'deki durumun aksine, botomonyum durumlarının X_b ve X_{b2} 'den uzakta (≈ 100 MeV) olduğunu göstermektedir. Bu sebeple, söz konusu moleküler alt durumlarda $3P$ botomonyum ile indüklenen fazladan itme kaynaklı etkilerin $X(3872)$ 'deki kadar önemli bir rol oynamamasını beklemek makuldür.

Burada yapılan çalışmadan ortaya çıkan resim, Ortega vd. (2010) ve Entem vd. (2016)'nin kuark model bulguları ile, en azından niteliksel olarak, uyum içindedir. Söz konusu makalelerde, 3P_0 fenomenolojik yaklaşımı, iki-mezon serbestlik derecesine çiftlenen kuarkonyum tasvirine dayanmaktadır. Ortega vd. (2010)'nin yaptığı çalışmada, belli bir çarmonyum bileşeni ile $X(3872)$ var olurken X_2 durumu yoktur. Bu çalışmada öngörülen çarmonyum içeriği ile bizim söz konusu durumun ışınımsal bozunumları yoluyla elde ettiğimiz çarmonyum bileşeni oranı uyumludur. 2^{++} alt kuark sektöründe ise, Entem vd. (2016)'nin çalışmasında, 10648 MeV kütleli fazladan bir durum bildirilmiştir. Bu rezonans, yaptığımız çalışmada X_{b2} kütle tahminleri ile uyum sağlar. Alt kuark sektörünün 1^{++} kuantum sayılı moleküler durumu X_b 'nin varlığı içinse, Entem vd. (2016)'nin kesin bir cevabı yoktur. Bunun sebebi söz konusu çalışmadaki sonuçların model parametresine olan aşırı hassasiyetidir.

KAYNAKLAR

- Aaij, R., Abellan Beteta, C., Adeva, B. and Bressieux, J. (LHCb Collaboration) 2012. Observation of $X(3872)$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Eur. Phys. J. C72, 1972.
- Aaij, R., Abellan Beteta, C., Adeva, B. and Bressieux, J. (LHCb Collaboration) 2013. Determination of the $X(3872)$ meson quantum numbers. Phys. Rev. Lett. 110, 222001.
- Aaij, R., Abellan Beteta, C., Adeva, B. and Bressieux, J. (LHCb Collaboration) 2014. Evidence for the decay $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$. Nucl. Phys. B886, 665.
- Abazov, V. M., Abbott, B., Abolins, M. and Acharya, B. S. (D0 Collaboration) 2004. Observation and Properties of the $X(3872)$ Decaying to $J/\psi\pi^+\pi^-$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. Phys. Rev. Lett. 93, 162002.
- Abe, K. (Belle Collaboration) edited by Brenner, R., Heros, C.P. and Rathsman, J. 2005. Lepton and photon interactions at high energies. Proceedings, 22nd International Symposium, LP 2005, Uppsala, Sweden, June 30-July 5, 2005.
- Aceti, F., Dai, L. R., Geng, L. S., Oset, E. and Zhang, Y. 2014. Meson baryon components in the states of the baryon decuplet. Eur. Phys. J. A50, 57.
- Acosta, D., Affolder, T., Ahn, T. and Akimoto, M.G. (CDF II Collaboration) 2004. Observation of the Narrow State $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. Phys. Rev. Lett. 93, 072001.
- Adler, R., Angelopoulos, A., Apostolakis, A. and Aslanides, E. (CPLEAR Collaboration). 1995. Test of CPT symmetry and quantum mechanics with experimental data from CPLEAR. Phys. Lett. B364, 239.
- Albaladejo, M., Hidalgo-Duque, C., Nieves, J. and Oset, E. 2013. Hidden charm molecules in finite volume. Phys. Rev. D88, 014510.
- Albaladejo, M., Guo, F. K., Hidalgo-Duque, C., Nieves, J., and Valderrama, M. P. 2015. Decay widths of the spin-2 partners of the $X(3872)$. Eur. Phys. J. C75, 547.
- AlFiky, M. T., Gabbiani, F. and Petrov, A. A. 2006. $X(3872)$: Hadronic Molecules in Effective Field Theory. Phys. Lett. B640, 238.
- Aubert, B., Barate, R., Boutigny, D. and Couderc, F. (BaBar Collaboration) 2005. Study of the $B^- \rightarrow J/\psi K^- \pi^+ \pi^-$ Decay and Measurement of the $B^- \rightarrow X(3872) K^-$ Branching Fraction. Phys. Rev. D71, 071103.

- Aubert, B., Bona, M., Karyotakis, Y. and Lees, J. P. (BaBar Collaboration) 2009. Evidence for $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ in $B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm$ Decays and a Study of $B \rightarrow c\bar{c}\gamma K$. Phys. Rev. Lett. 102, 132001.
- Badalian, A. M., Orlovsky, V. D., Simonov, Y. A. and Bakker, B. L. G. 2012. The ratio of decay widths of $X(3872)$ to $\psi'\gamma$ and $J/\psi\gamma$ as a test of the $X(3872)$ dynamical structure. Phys. Rev. D85, 114002.
- Barnes, T. 2000. Exotic mesons, theory and experiment. Acta Phys. Polon. B31, 2545-2556.
- Barnes, T., Godfrey, S. and Swanson, E. S. 2005, Higher Charmonia, Phys. Rev. D72,054026.
- Baru, V., Hanhart, C., Kalashnikova, Y. S., Kudryavtsev, A. E. and Nefediev, A. V. 2010. Interplay of quark and meson degrees of freedom in a near-threshold resonance. Eur. Phys. J. A44, 93.
- Baru, V., Haidenbauer, J., Hanhart, C., Kalashnikova, Y. and Kudryavtsev, A.E. 2004. Evidence that the $a_0(980)$ and $f_0(980)$ are not elementary particles. Phys. Lett. B586, 53.
- Casalbuoni, R., Deandrea, A., Bartolomeo, N.D., Gatto, R., Feruglio, F. and Nardulli, G.1993. Effective lagrangian for quarkonia and light mesons in a soft-exchange-approximation. Phys. Lett. B302, 95.
- Choi, S. K., Olsen, S. L., Abe, K. and Adachi, I. (Belle Collaboration). 2003. Observation of a Narrow Charmoniumlike State in Exclusive $B^\pm \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^\pm$ Decays. Phys. Rev. Lett., 91, 262001.
- Choi, S. K., Olsen, S. L., Trabelsi, K. and Adachi, I. (Belle Collaboration) 2011. Bounds on the width, mass difference and other properties of $X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ decays. Phys. Rev. D84, 052004.
- Colangelo, P., Fazio, F. D. and Pham, T. N. 2004. Nonfactorizable contributions in B decays to charmonium: the case of $B^- \rightarrow K^-h_c$. Phys. Rev. D69, 054023.
- Dong, Y., Faessler, A., Gutsche, T. and Lyubovitskij, V. E. 2011. $J/\psi\gamma$ and $\psi(2S)\gamma$ decay modes of the $X(3872)$. J. Phys. G38, 015001.
- Ebert, D., Faustov, R. N. and Galkin, V. O. 2011. Spectroscopy and Regge trajectories of heavy quarkonia and B_c mesons. Eur. Phys. J. C71, 1825.
- Eichten, E. J., Lane, K. and Quigg, C. 2006. New states above charm threshold. Phys. Rev. D73, 014014 [Erratum: Phys. Rev. D73,079903(2006)].
- Entem, D. R., Ortega, P.G. and Fernandez, F. 2016. Partners of the $X(3872)$ and HQSS breaking. arXiv:1601.03901 [hep-ph].

- Epelbaum, E., Hammer, H. W. and Meissner, U. G. 2009. Modern Theory of Nuclear Forces. *Rev. Mod. Phys.* 81, 1773.
- Ferretti, J., Galat, G. and Santopinto, E. 2014. Quark structure of the $X(3872)$ and $\chi_b(3P)$ resonances. *Phys. Rev. D* 90, 054010.
- Gamermann, D. and Oset, E. 2009. Isospin breaking effects in the $X(3872)$ resonance. *Phys. Rev. D* 80, 014003.
- Gamermann, D., Nieves, J., Oset, E. and Arriola, R. 2010. Couplings in coupled channels versus wave functions: Application to the $X(3872)$ resonance. *Phys. Rev. D* 81, 014029.
- Garcia-Recio, C., Hidalgo-Duque, C., Nieves, J., Salcedo, L. L. and Tolos, L. 2015. Compositeness of the strange, charm and beauty odd parity Λ states. *Phys. Rev. D* 92, 034011.
- Grinstein B., Jenkins, E. E., Manohar, A. V., Savage, M. J. and Wise, M. B. 1992. Chiral perturbation theory for $f D(s)/f D$ and $B B(s)/B B$. *Nucl. Phys. Vol. B380*, p.369.
- Guo, F. K., Hanhart, C., Li, G., Meisner, U. G. and Zhao, Q. 2011. Effect of charmed meson loops on charmonium transitions. *Phys. Rev. D* 83, 034013.
- Guo, F. K., Hidalgo-Duque, C., Nieves, J., and Valderrama, M. P. 2013. Consequences of Heavy Quark Symmetries for Hadronic Molecules. *Phys. Rev. D* 88, 054007.
- Guo, F. K., Hanhart, C., Kalashnikova, Y. S., Meisner, U. G. and Nefediev, A. V. 2015. What can radiative decays of the $X(3872)$ teach us about its nature? *Phys. Lett. B* 742, 39.
- Guo, Z. H. and Oller, J. A. 2016. Probabilistic interpretation of compositeness relation for resonances. *Phys. Rev. D* 93, 096001.
- Hanhart, C., Kalashnikova, Y. S., Kudryavtsev, A. E. and Nefediev, A. V. 2012. Remarks on the quantum numbers of $X(3872)$ from the invariant mass distributions of the $\rho J/\psi$ and $\omega J/\psi$ final states. *Phys. Rev. D* 85, 011501.
- Hidalgo-Duque, C., Nieves, J., Ozpineci, A. and Zamiralov, V. 2013a. $X(3872)$ and its Partners in the Heavy Quark Limit of QCD. *Phys. Lett. B* 727, 432.
- Hidalgo-Duque, C., Nieves, J. and Valderrama, M. P. 2013b. Light Flavour and Heavy Quark Spin Symmetry in Heavy Meson Molecules, *Phys. Rev. D* 87, 076006.
- Hyodo, T., Jido, D., and Hosaka, A. 2012. Compositeness of dynamically generated states in a chiral unitary approach. *Phys. Rev. C* 85, 015201.

- Hyodo, T. 2013. Structure and compositeness of hadron resonances. *Int. J. Mod. Phys. A*28, 1330045.
- Jenkins E., Luke, M. E., Manohar, A. V. and Savage, M. J. 1993. Semileptonic B_c Decay and Heavy Quark Spin Symmetry. *Nucl. Phys. B*390, 463.
- Liu, L., Moir, G., Peardon, M., Ryan, S. M., Thomas, C. E., Vilaseca, P., Dudek, J. J., Edwards, R. G., Joo, B. and Richards, D. G. (Hadron Spectrum) 2012. Excited and exotic charmonium spectroscopy from lattice QCD. *JHEP* 07, 126.
- Mehen, T. and Springer, R. 2011. Radiative Decays $X(3872) \rightarrow \psi(2S) + \gamma$ and $\psi(4040) \rightarrow X(3872) + \gamma$ in Effective Field Theory. *Phys. Rev. D*83, 094009.
- Manohar, A. V. and Wise, M. B. 2000. Heavy Quark Physics. *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* 10, 1.
- Nieves, J. and Valderrama, M. P. 2011. Deriving the existence of $B\bar{B}^*$ bound states from the $X(3872)$ and Heavy Quark Symmetry, *Phys.Rev. D*84; 056015.
- Nieves, J. and Valderrama, M. P. 2012. The Heavy Quark Spin Symmetry Partners of the $X(3872)$. *Phys. Rev. D*86, 056004.
- Olive, K. A. (Particle Data Group) 2014. Review of Particle Physics. *Chin. Phys. C*38, 090001.
- Olsen, S. L. 2014. New hadron spectroscopies. *International Journal of Modern Physics*, Vol. 29.
- Ortega, P.G., Segovia, J., Entem, D. R., and Fernandez, F. 2010. The $X(3872)$ and other possible XYZ molecular states. *Phys. Rev. D*81, 054023.
- Padmanath, M., Lang, C. B. and Prelovsek, S. 2015. $X(3872)$ and $Y(4140)$ using diquark-antidiquark operators with lattice QCD. *Phys. Rev. D*92, 034501.
- Perkins, D. 2006. Introduction to high energy physics. Cambridge Univ. Press, 426, New York.
- Prelovsek, S. and Leskovec, L. 2013. Evidence for $X(3872)$ from DD^* scattering on the lattice. *Phys. Rev. Lett.* 111, 192001.
- Prelovsek, S., C. B. Lang, Leskovec, L., and Mohler, D. 2015. Study of the Z_c^+ channel using lattice QCD. *Phys. Rev. D*91, 014504.
- Sanchez, P. D. A., Lees, J., Poireau, V. and Prencipe, E. (BaBar Collaboration) 2010. Evidence for the decay $X(3872) \rightarrow J/\psi\omega$. *Phys. Rev. D*82, 011101.
- Swanson, E. S. 2004a. Diagnostic Decays of the $X(3872)$. *Phys. Lett. B*598, 197.

- Swanson, E. S. 2004b. Short Range Structure in the $X(3872)$. Phys. Lett. B588, 189.
- Segovia, J., Entem, D. R., Fernandez, F. and Hernandez, E. 2013. Constituent quark model description of charmonium phenomenology. Int. J. Mod. Phys. E22, 1330026.
- Segovia, J., Ortega, P.G., Entem, D. R. and Fernandez, F. 2016. Quark structure of the $X(3872)$ and $\chi_b(3P)$ resonances. Phys. Rev. D 93, 074027.
- Sekihara, T., Hyodo, T. and Jido, D. 2015. Comprehensive analysis of the wave function of a hadronic resonance and its compositeness. PTEP 2015, 063D04.
- Suzuki, M. 2005. $X(3872)$ boson: Molecule or charmonium. Phys.Rev. D, 72, 114013.
- Takizawa, M. and Takeuchi, S. 2013. $X(3872)$ as a Hybrid State of Charmonium and the Hadronic Molecule. Prog. Theor. Exp. Phys., 0903D01.
- Valderrama, M. P. 2012. Power Counting and Perturbative One Pion Exchange in Heavy Meson Molecules. Phys. Rev. D85, 114037.
- Wang, T.H. and Wang, G. L. 2011. Radiative E1 decays of $X(3872)$. Phys. Lett. B697, 233.
- Weinberg, S. 1963. Elementary Particle Theory of Composite Particles. Phys. Rev. 130, 776.
- Weinberg, S. 1965. Evidence That the Deuteron Is Not an Elementary Particle. Phys. Rev. 137, B672.
- Wise, M. B. 1992. Chiral perturbation theory for hadrons containing a heavy quark. Phys. Rev. vol. D45, p. 2188.

EKLER

EK 1 $\Lambda = 500$ MeV UV Sonuçları

EK 2 $P^{(*)}P^{(*)}\pi$ Etkileşimleri ve TPD Potansiyeli

EK 1 $\Lambda = 500 \text{ MeV}$ UV Sonuçları

Burada, $4H$ etkileşimlerini regülarize etmek için kullanılan UV kesiliminin $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$ olduğu durum için, 1^{++} ve 2^{++} gizli tılsım (Çizelge 1) ve gizli alt (Çizelge 2) sektörlerine ait tekilliklerin özellikleri, DES d karışım parametresinin bir fonksiyonu olarak derlenmiştir. Bu sonuçlar daha önce $\Lambda = 1 \text{ GeV}$ için elde edilen sonuçları tamamlayıcı niteliktedir.

Çizelge 1 d 'nin bir fonksiyonu olarak, 1^{++} ve 2^{++} gizli alt tekilliklerinin özellikleri

		X(3872)		$\chi_{c1}(2P)$			$\chi_{c2}(2P)$			X_2		
d [fm ^{1/2}]	C_{0X} [fm ²]	$g_{D\bar{D}^*}^{X(3872)}$ [GeV ^{-1/2}]	\tilde{X}	$(m_{\chi_{c1}}, \Gamma_{\chi_{c1}})$ [MeV]	$g_{D\bar{D}^*}^{\chi_{c1}}$ [GeV ^{-1/2}]	\tilde{Z}	$g_{D\bar{D}^*}^{\chi_{c2}}$ [GeV ^{-1/2}]	\tilde{X}	$m_{\chi_{c1}}^0$ [MeV]	B_{X_2} [MeV]	$g_{D\bar{D}^*}^{X_2}$ [GeV ^{-1/2}]	\tilde{X}
0	-1.94	1.05	1	(3906, 0)	0	1	0	0	3927.2	-4.8	1.10	1
0.1	-1.88	1.04	0.98	(3906.7, 1.5)	0.06 + 0.13 i	0.99 + 0.01 i	0.66	0.0	3927.7	-3.9	1.00	1.00
0.2	-1.71	1.02	0.93	(3908.8, 6.3)	0.13 + 0.24 i	0.96 + 0.05 i	1.26	0.02	3928.9	-1.7	0.73	0.99
0.3	-1.42	0.98	0.86	(3912.3, 15.6)	0.21 + 0.33 i	0.92 + 0.11 i	1.77	0.03	3930.9	-0.0 İRK'de	-0.08 i	> 1
0.4	-1.02	0.93	0.78	(3917.5, 31.9)	0.30 + 0.40 i	0.87 + 0.21 i	2.16	0.05	3933.2	-8.3 İRK'de	-0.69 i	> 1
0.5	-0.50	0.87	0.69	(3925.4, 61.2)	0.41 + 0.45 i	0.77 + 0.37 i	2.44	0.06	3935.7	$-10.6 - \frac{102.6}{2} i$	0.05 + 0.49 i	0.53 + 0.01 i
d^{krit}	0.0	0.83	0.62	(3938.6, 102.6)	0.51 + 0.51 i	0.57 + 0.56 i	2.60	0.07	3937.8	$27.7 - \frac{181.9}{2} i$	0.26 + 0.55 i	0.77 - 0.25 i
0.7	0.88	0.77	0.53	(3809.7, 0) İRK'de	0.38	1.36	2.74	0.08	3940.7	$107.9 - \frac{187.8}{2} i$	0.37 + 0.57 i	0.94 - 0.12 i

C_{0X} parametresi, farklı d değerleri için $\Lambda = 0.5$ GeV kesilim ölçeğinde elde edilmiştir. X(3872)'nin kütlesi, BRK'de 3871.69 MeV'de sabitlenmiştir. Burada, $B_{X_2} = M_{X_2} - 2M_D^* - i\Gamma_{X_2}/2$ olarak tanımlıdır ve d^{krit} , X(3872)'nin kütlesi $C_{0X} = 0$ ve $\Lambda = 0.5$ GeV için yeniden üretilerek elde edilmiştir ($d^{krit} = 0.580$ fm^{1/2}).

Çizelge 2 d 'nin bir fonksiyonu olarak, 1^{++} ve 2^{++} gizli alt tekiliklerinin özellikleri

		$\chi_{b1}(3P)$			X_b			$\chi_{b2}(3P)$			X_{b2}		
d [fm $^{1/2}$]	$\tilde{X}_{X(3872)}$	$g_{B\bar{B}^*}^{X_{b1}}$ [GeV $^{-1/2}$]	\tilde{X}	$m_{\chi_{b1}}^0$ [MeV]	B_{X_b} [MeV]	$g_{BB^*}^{X_b}$ [GeV $^{-1/2}$]	\tilde{X}	$g_{BB^*}^{X_{b2}}$ [GeV $^{-1/2}$]	\tilde{X}	$m_{\chi_{b2}}^0$ [MeV]	$B_{X_{b2}}$ [MeV]	$g_{BB^*}^{X_{b2}}$ [GeV $^{-1/2}$]	\tilde{X}
0	1	0	0	10512.1	-24.2	2.43	1	0	0	10522.1	-24.2	2.44	1
0.1	0.98	2.60	0.01	10512.8	-22.3	2.21	0.99	4.91	0.0	10522.6	-22.6	2.24	1.00
0.2	0.93	4.85	0.03	10514.7	-16.9	1.65	0.97	9.32	0.02	10523.8	-17.7	1.74	0.99
0.3	0.86	6.56	0.06	10517.4	-8.9	0.96	0.95	13.04	0.03	10525.8	-10.3	1.08	0.97
0.4	0.78	7.72	0.08	10520.4	-0.8	0.30	0.96	15.92	0.04	10528.2	-2.1	0.43	0.97
0.5	0.69	8.42	0.10	10523.6	$-3.2 - \frac{48.2i}{2}$	$0.02 + 0.20i$	$0.57 + 0.07i$	17.99	0.06	10530.7	$-\frac{13.7}{2} - \frac{30.3i}{2}$	$-0.06 + 0.20i$	$0.55 + 0.52i$
d^{krit}	0.62	8.72	0.10	10526.0	$41.6 - \frac{63.6i}{2}$	$0.14 + 0.21i$	$0.82 - 0.12i$	19.13	0.06	10532.8	$35.6 - \frac{71.2i}{2}$	$0.12 + 0.21i$	$0.86 - 0.09i$
0.7	0.53	8.87	0.11	10529.1	$81.5 - \frac{43.3i}{2}$	$0.19 + 0.14i$	$0.90 - 0.06i$	20.13	0.07	10535.7	$78.1 - \frac{46.9i}{2}$	$0.18 + 0.15i$	$0.93 - 0.04i$

C_{0X} parametresinin değerleri çizelge 1'da verilmiştir ($\Lambda = 0.5$ GeV). $\chi_{b1}(3P)$ ve $\chi_{b2}(3P)$ için kütle değerleri BRK'de 10512.1 MeV ve 10522.1 MeV'de sabitlenmiştir. X_b ve X_{b2} tekilikleri $B_{X_b} = M_{X_b} - M_B - M_B^* - i\Gamma_{X_b}/2$ ve $B_{X_{b2}} = M_{X_{b2}} - M_B - M_B^* - i\Gamma_{X_{b2}}/2$ ile belirlenir. Burada d^{krit} , $X(3872)$ 'nin kütlesi $C_{0X} = 0$ ve $\Lambda = 0.5$ GeV için yeniden üretilerek elde edilmiştir ($d^{krit} = 0.580$ fm $^{1/2}$).

EK 2 $P^{(*)}P^{(*)}\pi$ Etkileşimleri ve TPD Potansiyeli

Burada, tek ağır kuark içeren iki mezon ve bir pion arasındaki etkileşimler verilmiştir. TPD potansiyelini kurmak için gerekli olan $P^{(*)}P^{(*)}\pi$ ve $\bar{P}^{(*)}\bar{P}^{(*)}\pi$ (şekil 1.a) bağlaşımları, kiral simetri ile belirlenir. Ağır mezonlarla pionların²⁰ etkileşimlerini tanımlayan EAT, Ağır Mezon Kiral Tedirgeme Teorisi olarak adlandırılır. Etkileşim Lagranjyanı ise,

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{H\bar{H}\pi} &= \frac{ig}{2} Tr \bar{H}^{(Q)} H^{(Q)} \gamma_\mu \gamma_5 [\xi^\dagger \partial^\mu \xi - \xi \partial^\mu \xi^\dagger] + h.c. \\ &= \frac{g}{2f_\pi} (Tr [\bar{H}^{(Q)j} H_i^{(Q)} \gamma_\mu \gamma_5] + Tr [H^{(\bar{Q})j} \bar{H}_i^{(\bar{Q})} \gamma_\mu \gamma_5]) \cdot (\vec{\tau} \partial_\mu \vec{\phi})^i + \dots\end{aligned}$$

şeklinde verilir (Grinstein vd. 1992, Wise 1992). Burada, $\xi = \exp\left(\frac{i\phi}{\sqrt{2}f_\pi}\right)$ olarak tanımlıdır. Ayrıca, $f_\pi \simeq 92.2$ MeV olup pion bozunum sabitine karşılık gelirken g , $P^{(*)}P^{(*)}\pi$ bağlaşım sabitidir²¹ ve $D^* \rightarrow D\pi$ bozunumundan $g \simeq 0.6$ olarak bulunur. Lagranjiyadaki $\phi [E]$ çoklusu ise, en hafif psödoskaler mezon sekizlisidir ve aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\phi = \sum_{a=1}^8 \lambda_a \phi^a = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta \end{pmatrix}$$

Yukarıdaki Lagranjiyan, genel olarak,

$$V_{H\bar{H}\pi} = \eta \frac{g^2 (\vec{a} \cdot \vec{q})(\vec{b} \cdot \vec{q})}{f_\pi^2 \vec{q}^2 + m_\pi^2}$$

şeklinde yazılabilen, s –dalga tek pion değiş-tokuş potansiyelini verir. Burada, ağır mezon-antimezon çifti arasında değiş-tokuş eden pionun momentumu, $\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}'$ olup başlangıç ve son durumların momentumları arasındaki farka tekabül eder. Ayrıca, η faz

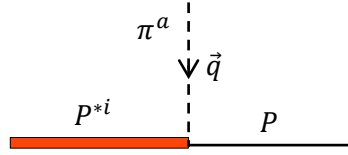
²⁰ Pionlar genel olarak kiral simetrinin Goldstone bozonlarıdır.

²¹ Ağır mezonlarla sekizli içerisinde yer alan, hangi hafif mezonun etkileşimi ele alınmak isteniyorsa, o hafif mezonun bozunum sabiti alınabilir. Ayrıca g bağlaşım sabiti, ağır mezonlarla sekizlideki hafif mezonlardan herhangi birinin etkileşiminin dayanımını belirler.

parametresi ve \vec{a}, \vec{b} ilgili $H\bar{H}\pi$ köşesine karşılık gelen polarizasyon vektörleridir. Son olarak, pion propagatörü, iki ağır parçacık arasındaki enerji transferi ihmal edilerek

$$\frac{i}{q^2 - m_\pi^2} \simeq \frac{-i}{\vec{q}^2 + m_\pi^2}$$

şeklinde yazılır.



Şekil 1 Pion-vektör-psödoskaler mezon köşesini temsil eden Feynman diyagramı

İnce çizgi psödoskaler mezona karşılık gelirken, kalın çizgi polarizasyon indisi i olan vektör mezona karşılık gelir. Son olarak kesikli çizgi, a izospin indisi olmak üzere, \vec{q} momentumuna sahip olan pionu göstermektedir.

1,2 ve 1',2' başlangıç ve son durumları temsil ediyor olsun. $P^{(*)}(1)\bar{P}^{(*)}(2) \rightarrow P^{(*)}(1')\bar{P}^{(*)}(2')$ geçişi için rölativistik olmayan potansiyeli, ağaç seviyesi genlik $\mathcal{T}_{tree} = -i\mathcal{V}(\vec{p}, \sigma \rightarrow \vec{p}', \sigma')$ 'ne göre tanımlarız. Burada, söz konusu genlik başlangıç ve son durum mezonlarının KM momentumları \vec{p}, \vec{p}' ve parçacık spinlerinin²² üçüncü bileşenine bağlıdır. Genel Feynman kurallarına göre $\mathcal{V}(\vec{p}, \sigma \rightarrow \vec{p}', \sigma')$ hesaplanırsa, rölativistik olmayan potansiyel ve değişmez saçılma genliği arasındaki ilişki aşağıdaki gibi bulunur²³.

$$\langle \vec{p}'; \sigma' | V | \vec{p}; \sigma \rangle = \frac{1}{4} \mathcal{V}(\vec{p}, \sigma \rightarrow \vec{p}', \sigma')$$

Burada, $|\vec{p}; \sigma\rangle = |\vec{p}; (S_1 m_1)(S_2 m_2)\rangle$ düzlem dalga durumları, $(2\pi)^3 \delta^3(\vec{p} - \vec{p}')$ değerine normalizedir. TPD potansiyelleri, aktarılan momentuma ($\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}'$) bağlı

²² Başlangıç ve son durum parçacık spinleri, $\sigma = \{(S_1 m_1)(S_2 m_2)\}$ ve $\sigma' = \{(S'_1 m'_1)(S'_2 m'_2)\}$ şeklinde tanımlıdır.

²³ Ağır mezon alanlarının $\sqrt{M_H}$ normalizasyonundan dolayı, Genel rölativistik faktör $\frac{1}{4\sqrt{M_1 M_2 M_3 M_4}}$ yerine, $\frac{1}{4}$ faktörü dikkate alındı.

olduğundan lokaldirler. $P^{(*)}\bar{P}^{(*)}$ çiftine ait spin, yörüngesel ve toplam açısal momentum S, L, J olmak üzere, $^{2S+1}L_J$ KM küresel dalgaları arasındaki potansiyelin matris elemanı olarak tanımlanan kısmi dalga katkısı $V_{JL'L}^{S'S}(p', p)$ 'yi elde etmek için, bu özellikten yararlanılabilir. $V_{H\bar{H}\pi}$ potansiyelinin Fourier dönüşümü alınarak konum uzayındaki potansiyel,

$$\begin{aligned} \int \frac{d^3\vec{q}}{(2\pi)^3} \frac{(\vec{a}\cdot\vec{q})(\vec{b}\cdot\vec{q})}{\vec{q}^2 + m_\pi^2} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} &= -a_i b_j \partial_i \partial_j \left(\frac{e^{-m_\pi r}}{4\pi r} \right) \\ &= \frac{1}{3} \vec{a}\cdot\vec{b} \delta^3(\vec{r}) - \left(v_C(r) \vec{a}\cdot\vec{b} + v_T(r) S_{12}(\vec{a}, \vec{b}) \right) \end{aligned}$$

olarak bulunur. Burada $v_C(r)$ ve $v_T(r)$, potansiyelin merkezi ve tensör parçaları iken $S_{12}(\vec{a}, \vec{b})$ tensör bir operatördür. Söz konusu nicelikler aşağıdaki gibi tanımlıdır.

$$\begin{aligned} S_{12}(\vec{a}, \vec{b}) &= \frac{3(\vec{a}\cdot\vec{r})(\vec{b}\cdot\vec{r})}{r^2} - \vec{a}\cdot\vec{b} \\ v_C(r) &= \frac{m_\pi^3}{12\pi} \left(\frac{e^{-m_\pi r}}{m_\pi r} \right) \\ v_T(r) &= v_C(r) \left(1 + \frac{3}{m_\pi r} + \frac{3}{(m_\pi r)^2} \right) \end{aligned}$$

Potansiyelin kısmi dalga projeksiyonu (detaylar için Valderrama (2012) çalışması incelenebilir)

$$V_{JL'L}^{S'S}(r) = \left\{ -\frac{g^2}{12f_\pi^2} C_{12} \frac{\delta(r)}{4\pi r^2} + \frac{g^2}{4f_\pi^2} [v_C(r) C_{12} + v_T(r) S_{12}] \right\} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2$$

şeklinde bulunur. Toplam izospinin 0 ve 1 olduğu durumlar için, $\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 = 2(\vec{T}^2 - 3/2)$ ifadesi sırasıyla -3 ve 1 değerlerini alır. \vec{a}, \vec{b} ve $S_{12}(\vec{a}, \vec{b})$ operatörlerinin kısmi dalga projeksiyonları ile ilgili tüm bilgi J, L, L' ve S 'ye bağlı olan C_{12} ve S_{12} matrislerinde bulunmaktadır. Sonuç olarak, momentum uzayındaki potansiyel aşağıdaki Fourier dönüşümü ile elde edilebilir.

$$V_{JL'L}^{S'S}(p', p) = 4\pi (i^{L-L'}) \int_0^{+\infty} dr r^2 j_L(pr) j_{L'}(p'r) V_{JL'L}^{S'S}(r)$$

Burada, $j_L(x)$, L mertebesinde küresel Bessel fonksiyonunu temsil eder. Valderrama (2012)'nin yaptığı çalışmada C_{12} ve S_{12} , $P^{(*)}\bar{P}^{(*)}$ çiftinin farklı J^{PC} bazları için hesaplanmıştır.

$\mathcal{B}(1^{++}) = \{[P\bar{P}^*]_+(^3S_1), [P\bar{P}^*]_+(^3D_1), [P^*\bar{P}^*]_+(^5D_1)\}$ bazı için,

$$C_{12}(1^{++}) = \begin{pmatrix} 0 & & & & \\ -\sqrt{3} & 2 & & & \\ 0 & 0 & -1 & & \end{pmatrix}, \quad S_{12}(1^{++}) = \begin{pmatrix} 0 & & & & \\ 0 & 0 & & & \\ \sqrt{6} & \sqrt{2} & 2 & & \end{pmatrix}$$

olarak bulunurken,

$\mathcal{B}(2^{++}) = \{P\bar{P} (^1D_2), [P\bar{P}^*]_+(^3D_2), P^*\bar{P}^*(^1D_2), P^*\bar{P}^*(^5S_2), P^*\bar{P}^*(^5D_2), P^*\bar{P}^*(^5G_2)\}$

ile verilen $2^{++} \ ^{2S+1}L_J$ bazı için,

$$C_{12}(2^{++}) = \begin{pmatrix} 0 & & & & & & & & \\ 0 & -1 & & & & & & & \\ -\sqrt{3} & 0 & 2 & & & & & & \\ 0 & 0 & 0 & -1 & & & & & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & & & & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & & & \end{pmatrix}$$

$$S_{12}(2^{++}) = \begin{pmatrix} 0 & & & & & & & & \\ 0 & 1 & & & & & & & \\ 0 & 0 & 0 & & & & & & \\ \sqrt{\frac{6}{5}} & -3\sqrt{\frac{2}{5}} & \sqrt{\frac{2}{5}} & 0 & & & & & \\ -2\sqrt{\frac{3}{7}} & \frac{3}{\sqrt{7}} & -\frac{2}{\sqrt{7}} & -\sqrt{\frac{14}{5}} & -\frac{3}{7} & & & & \\ 6\sqrt{\frac{3}{35}} & \frac{12}{\sqrt{35}} & \frac{6}{\sqrt{35}} & 0 & -\frac{12}{7\sqrt{5}} & \frac{10}{7} & & & \end{pmatrix}$$

şeklinde bulunur. $X(3872)$ 'nin diğer J^{PC} eşleri için, sonuçlar Valderrama (2012)'nin makalesinde mevcuttur. Yukarıdaki bazlarda yer alan $[P\bar{P}^*]_+$ ifadesi, $C -$ parite seçimine işaret eder. Öyle ki, $C -$ parite'nin pozitif veya negatif oluşu,

$$[P\bar{P}^*(\eta)] = \frac{1}{\sqrt{2}}[P\bar{P}^* - \eta P^*\bar{P}]$$

konfigürasyonunda, η 'nın +1 ya da -1 olarak seçilmesine bağlıdır. 1^{++} ve 2^{++} için pozitif $C -$ pariteli durum $\eta = +1$ durumudur.

Sonuç olarak, yukarıda bahsedilen TPD potansiyeli hesaba katıldığında molekül-molekül etkileşimlerini parametrize eden düşük enerji sabitlerine $-\frac{g^2}{2f_\pi^2} \sim 0.4 \text{ fm}^2$ mertebesinde bir düzeltme gelecektir. Analiz sonuçları Nieves vd. (2012)'nin ele aldığı çalışmada verilmiştir. Bu faktör, söz konusu referansta da görüleceği üzere 2^{++} durumunun kütesini değiştirmemektedir (Aslında $\sim 0.5 \text{ MeV}$ kadar küçük bir değişim vardır ancak, uygulanan etkin teori yaklaşımındaki kesilim ölçeği belirsizlikleri dikkate alındığında bu değişim ihmal edilebilir. Öyle ki söz konusu değişim bahsedilen makalede verilmemiştir.)

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Elif CİNCİOĞLU
Doğum Yeri : Şebinkarahisar
Doğum Tarihi : 20/06/1986
Medeni Hali : Bekâr
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Behçet Kemal Çağlar Anadolu Lisesi (2003)
Lisans : Balıkesir Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü (2008)
Yüksek Lisans: Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek Enerji Fiziği
Anabilim Dalı (2010)

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl

Balıkesir Üniversitesi Fizik Bölümü, Laboratuvar asistanı, 2011-2012
Elvanköy İMKB Mesleki ve Teknik Anadolu Lisesi, Fizik Öğretmeni, 2012-2013
Akıllı Okul İvedik OSB Teknik Koleji, Fizik öğretmeni, 2013-2014
TÜBİTAK 1001 Projesi (Proje no:114F234), Araştırmacı bursiyer, 2014-...

Yayımlar (SCI)

Cincioglu, E., Hayreter, A., Sabanci, A., Solmaz, L. 2009. Neutral Higgs Sector of the MSSM with Explicit CP violation and Non-Holomorphic Soft Breaking. Physics Letters B 678 387-394
Sert, H., **Cincioglu, E.**, Demir, D. A., Solmaz, L. 2010. Tevatron Higgs mass bounds: Projecting $U(1)'$ models to LHC domain. Physics Letters B 692 327-335
Cincioglu, E., Kirca, Z., Sert, H., Solmaz, S., Solmaz, L., Hicyilmaz, Y. 2010. Muon anomalous magnetic moment constraints on supersymmetric $U(1)'$ models. Phys.Rev.D 82 055009
Cincioglu, E., Nieves, J., Ozpineci, A. and Yilmazer, A. U. 2016. Quarkonium

Contribution to Meson Molecules. . Eur. Phys. J. C. DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4413-1.

Ulusal Kongre Sunum

Cincioğlu, E. Bazı süpersimetrik modellerin çarpıştırıcılar üzerine Analizleri. 2012.
Ankara Üniversitesi POP Fizik seminerleri.

Cincioğlu, E. Mezon Moleküllerine Kuarkonyum Bileşenlerinin Katkıları. 2015.
İstanbul Yüksek enerji Fiziği Çalıştayı (İSTYEF).

Uluslararası Kongre Sunum

Cincioğlu, E. Neutral Higgs Sector of the MSSM with Explicit CP violation and Non-Holomorphic Soft Breaking. 2009. International Conference on Hadron Physics (TROIA-09).

Cincioğlu, E. Muon anomalous magnetic moment constraints on supersymmetric $U(1)'$ models. 2010. International Summer School & Conference on High Energy Physics: Standard Model and Beyond/(ISSCSMB'09). 2010.