

T.C.
ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
YÜKSEK LİSANS TEZİ

$g_{V\sigma\gamma}$ ÇİFTLENİM SABİTLERİNİN
KRD TOPLAM KURALLARINDA
İNCELENMESİ
Ulaş ÖZDEM
Fizik Anabilim Dalı
Tezin sunulduğu tarih: **08.01.2010**

Danışman

Yrd. Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

ÇANAKKALE

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

Ulaş ÖZDEM, tarafından Yrd. Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN yönetiminde hazırlanan “ $g_{\sigma\gamma}$ ÇİFTLENİM SABİTİNİN KRD TOPLAM KURALLARINDA İNCELENMESİ” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. İsmail TARHAN

Jüri Başkanı

Yrd. Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

Doç. Dr. Vildan BİLGİN

Jüri Üyesi

Jüri Üyesi

Yrd. Doç. Dr. Saime SOLMAZ

Yrd. Doç. Dr. Hayriye SUNDU

Jüri Üyesi

Jüri Üyesi

Sıra No:.....

Tez Savunma Tarihi: 08/01/2010

Prof. Dr. Ahmet ERDEM

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI

Bu tezde görsel, işitsel ve yazılı biçimde sunulan tüm bilgi ve sonuçların akademik ve etik kurallara uyularak tarafımdan elde edildiğini, tez içinde yer alan ancak bu çalışmaya özgü olmayan tüm sonuç ve bilgileri tezde kaynak göstererek belirttiğimi beyan ederim.

TEŞEKKÜR

Bu güncel konuyu yüksek lisans tezi olarak bana öneren ve Yüksek Enerji Fiziğini sevmemi sağlayan, çalışmalarım sırasında ilgi ve desteğini esirgemeyen, sevgili hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN' a teşekkürlerimi sunarım. Tez çalışmam boyunca benden yardımlarını esirgemeyen ODTÜ Fizik Bölümü öğretim üyesi Sayın Doç. Dr. Altuğ ÖZPİNECİ' ye teşekkür ederim. Ayrıca Sayın Prof. Dr. İsmail TARHAN, Doç. Dr. Vildan BİLGİN, Yrd. Doç. Dr. Saime SOLMAZ ve Yrd. Doç. Dr. Hayriye SUNDU' ya ilgilerinden dolayı teşekkür ederim.

Her zaman yanımda olan ve benimle tüm sıkıntılarımı paylaşan arkadaşım Özlem SÖNMEZ' e teşekkürü bir borç bilirim. Tez çalışmalarım sırasında yaşadığım sıkıntıları benimle paylaşan Arş. Gör. Yasemin ÜNAL' a teşekkür ederim.

Tüm hayatım boyunca benden maddi ve manevi desteğini esirgemeyen AİLEME sonsuz teşekkür ederim.

Ulaş ÖZDEM

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

<u>Kısaltma</u>	<u>Açıklama</u>
KRD	: Kuantum Renk Dinamiği
J_μ	: Enterpolasyon akımı
$A_\rho^a(k)$: Potansiyel alanı
O_n	: Alan işlemcileri
C_I^{AB}, C_n^{AB}	: Wilson katsayıları
$C_n(q^2)$: Katsayı fonksiyonları
$\psi_\beta(x)$: Fermiyon alanı
d	: Boyut
$\rho_{\mu\nu}(s)$: Spektral yoğunluk
λ^a	: SU(3) Gell-mann matrisleri
OPE	: İşlemci Çarpım Açılımı (Operator Product Expansion)
I	: Birim işlemcisi
$G^{\mu\nu}$: Gluon alan tensörü
m_q	: Kuark kütlesi
M	: Borel kütlesi
χ	: Manyetik alınganlık
e_q	: Kuark elektrik yükü
N_c	: Kuark renk sayısı

$g_{\mu\nu}$: Metrik tensör
$K(q^2)$: Yapı çarpanı
ε_μ	: Polarizasyon (kutuplanma) vektörü
$\delta_{\mu\nu}$: Delta fonksiyonu
λ_ω	: ω -Mezon çakışma genliği
λ_ρ	: ρ - Mezon çakışma genliği
λ_σ	: σ - Mezon çakışma genliği
V	: Vektör mezon

ÖZET

$g_{V\sigma\gamma}$ ÇİFTLENİM SABİTLERİNİN KRD TOPLAM KURALLARINDA İNCELENMESİ

Ulaş ÖZDEM

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

08.01.2010, 55

KRD toplam kurallarında $g_{V\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti hesabı yapılmıştır. Bu hesaplamada kuark yoğunluğu manyetik alınganlık terimi de düşünülmüştür. Dış alan ile tanımlanan bu parametre oldukça önemlidir ve çiftlenim sabiti hesabına ve toplam kurallarına katkısının ihmal edilemez olduğu görülmüştür. Sonuçlarımız literatürde var olan diğer sonuçlarla karşılaştırılmıştır ve farklı yöntemlerle bulunan bu çiftlenim sabitlerinin bazı değerleri ile uyum içerisinde olduğu görülmüştür.

Anahtar kelimeler: KRD Toplam Kuralları, Çiftlenim Sabiti, Manyetik Alınganlık.

ABSTRACT

$g_{V\sigma\gamma}$ COUPLING CONSTANTS IN QCD SUM RULES

Ulaş ÖZDEM

Çanakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Science and Engineering

Chair for Physics Thesis of Master of Science

Advisor: Assist. Prof. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

08.01.2010, 55

We employ QCD sum rules to calculate the coupling constant $g_{V\sigma\gamma}$ by considering the quark condensate magnetic susceptibility which is not included other similar calculations. This parameter induced by the external field is quite significant and its contribution our estimation and the sum rules can by no means be neglected. A comparison of our results with the ones existing in the literature is presented, and they are consistent with the value of these coupling constants obtained different methods.

Keywords: QCD Sum Rules, Coupling Constant, Magnetic susceptibility.

İÇERİK

	Sayfa
TEZ SINAVI SONUÇ BELGESİ.....	ii
İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI.....	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	v
ÖZET.....	vii
ABSTRACT.....	viii
BÖLÜM 1 GİRİŞ	1
1.1 Kuantum Renk Dinamiği Lagranjyeni.....	3
BÖLÜM 2 ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	8
2.1. $g_{\omega\sigma\gamma}$ Çiftlenim Sabiti.....	8
2.1. $g_{\rho\sigma\gamma}$ Çiftlenim Sabiti.....	10
BÖLÜM 3 MATERYAL VE YÖNTEM.....	12
3.1. KRD Toplam Kuralları.....	12
3.1.1. İlişkilendirme Fonksiyonunun Teorik Kısmı	13
3.1.2. İlişkilendirme Fonksiyonunun Fiziksel kısmı.....	22
3.2. KRD Toplam Kurallarının $V \rightarrow \sigma\gamma$ Bozunmasına Uygulanması.....	25
3.2.1. $V \rightarrow \sigma\gamma$ Bozunması için KRD Toplam Kurallarının Fiziksel Kısmının Hesabı.....	25
3.2.2. $V \rightarrow \sigma\gamma$ Bozunması için KRD Toplam Kurallarının Teorik Kısmının Hesabı.....	26
3.2.2.1. $g_{V\sigma\gamma}$ Çiftlenim Sabitinin Pertürbatif Kısmının Hesabı	27
3.2.2.2. $g_{V\sigma\gamma}$ Çiftlenim Sabitinin Pertürbatif Olmayan Kısmının Hesabı.....	28
BÖLÜM 4 ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	37
4.1. $g_{\omega\sigma\gamma}$ Çiftlenim Sabitinin Analizi.....	38
4.2. $g_{\rho\sigma\gamma}$ Çiftlenim Sabitinin Analizi	43

BÖLÜM 5 SONUÇLAR VE ÖNERİLER	51
KAYNAKLAR.....	53
Ekler	I
Çizelgeler.....	VII
Şekiller.....	VIII
Özgeçmiş	X

BÖLÜM 1**GİRİŞ**

Yüksek enerji fiziği veya parçacık fiziği maddenin en temel yapıtaşlarının neler olduğunu ve bu yapıtaşlarının kendi aralarında ve diğer parçacıklarla nasıl etkileştiklerini araştıran fizik dalıdır.

Standart modele göre; doğada gözlenen üç çeşit etkileşme vardır. Bunlar sırasıyla elektromanyetik, zayıf ve güçlü etkileşmelerdir. Bu etkileşmeler kendilerine aracılık eden parçacıklar aracılığıyla etkileşirler. Örneğin; elektromanyetik etkileşme foton, zayıf etkileşme W ve Z bozonları ile güçlü etkileşme ise gluonlar aracılığı ile etkileşirler.

Kuantum Renk Dinamiği (KRD) güçlü etkileşmelerin teorisidir, ve kuarkların gluonlar aracılığı ile etkileşmelerini açıklar. KRD renormalize edilebilen abeliyan olmayan bir kuantum alan teorisidir. Abeliyan olmayan doğasından dolayı teori bazı yeni özelliklere sahiptir. KRD’ de diğer etkileşmelerde olmayan yeni bir kuantum sayısı vardır, ve bu kuantum sayısı renk olarak adlandırılır. Bu yeni kuantum sayısı KRD ’de diğer etkileşmelerden farklı iki yeni özellik ortaya çıkarır. Bu yeni özelliklerden biri asimtotik özgürlük (Asymptotic freedom) diğeri ise hapsolme (Confinement) durumudur. Asimtotik özgürlük, kuarklar arası etkileşmelerin minimum olduğu durumdur. Bu durumda kuarklar, serbest parçacık gibi davranırlar. Hapsolme ise kuarklar arası etkileşmelerin çok güçlü olduğu durumdur. Bu etkileşmelerin çok güçlü olması kuarkların hadronlar içinde hapsolmesine ve kuarkların tek başlarına gözlemlenememesine neden olur. Diğeri bir deyişle asimtotik özgürlük çok küçük mesafelerde kuarkların serbest parçacık gibi davrandığını söyler. Güçlü etkileşmelerin bu özelliğinin nedeni gluonların renk yükü taşımasıdır. Renk yükleri sayesinde gluonlar bir diğeri gluonu yayıp soğurabilir. Kuarklar arası etkileşme ise yalnız kuarkların renk yüküne değil ayrıca bu kuarkları çevreleyen gluon bulutunun renk yüküne de bağlıdır. Kuarklar arasındaki mesafe büyüdükçe gluon bulutlarının katkılarından dolayı etkileşme kuvveti büyür. Sonuçta kuarkların

renk yükleri kuarklar arası mesafenin artmasıyla büyür. Bu durum kuarkların hapsolmesine neden olur.

KRD' de asimtotik özgürlük özelliğinden dolayı, yüksek enerjilerde veya kısa mesafelerde kuarklar serbest parçacıklar gibi davranır. Bu yüzden bu bölgelerde pertürbasyon teorisi ile güvenilir hesaplamalar yapılabilir. Fakat düşük enerjilerde veya uzun mesafelerde α_s çiftlenim sabitinin büyük olmasından dolayı yani kuarklar arası etkileşimlerin çok büyük olmasından pertürbatif olmayan etkiler söz konusu olur. Etkin çiftlenim sabitinin değeri yaklaşık olarak

$$\alpha_s(Q^2) \approx \frac{1}{4\pi\beta_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (1.1)$$

ifadesiyle verilir. Buradaki β_0 düşük derecede Gell-Mann–Low fonksiyonu sabitidir. Λ , KRK ölçek parametresi ve Q momentumdur. (1.1) ifadesinde $Q = \Lambda$ olduğu zaman α_s değeri çok büyür ve hadronlaşma oluşur. Bu durum mesafenin artması veya momentumun azalmasına karşılık gelir. Artık bu bölgede pertürbasyon teorisi kullanılamaz pertürbatif olmayan teorilere ihtiyaç vardır. KRK Toplam Kuralları, Chiral Pertürbasyon Teorisi (ChPT), Ağır Kuark Etkin Model (HQET), Bag Model, Etkin Lagrange Metodu ve Kuark Model olmak üzere günümüzde kullanılan pertürbatif olmayan yaklaşımlardır.

KRK Toplam Kuralları Shifman, Vainstein ve Zakharov (Shifman ve ark., 1979a, Shifman ve ark., 1979b) tarafından 70' li yılların sonlarında geliştirilmiştir, KRK Toplam Kuralları Lagrange fonksiyonunu temel alan ve hadronların özelliklerini araştırmada kullanılan güçlü bir yöntemdir. Bu tezinin temel üstünlüğü Lagrange fonksiyonunu temel almasıdır. KRK Toplam Kurallarında hadronlar enterpolasyon (interpolating) akımları ile ifade edilir. Bu akımlar daha sonra işlemci çarpım açılımı (OPE) yardımı ile türetilir. Burada kısa ve uzun mesafe kuark- gluon etkileşimleri ayırt edilir. Daha önce pertürbatif KRK ile hesaplanan nicelikler daha sonra vakum yoğunmaları veya dağılım genlikleri cinsinden tanımlanır. KRK sonuçları dispersiyon bağıntısı yolu ile elde edilen hadron durumları üzerinden toplam alınarak eşitlenir. Ve böylece istenen hadronik parametre için toplam kuralları elde edilmiş olur. KRK Toplam Kuralları kullanılarak kütle hesabı, leptonik

bozunum sabiti gibi basit hesaplamalar veya bunlardan daha kompleks yapıda olan hadronik dalga fonksiyonu, çiftlenim sabiti ve form faktör hesapları yapılabilir.

Düşük enerjilerde (1 GeV) KRD teorisinin anlaşılabilmesi parçacık fiziğinin en önemli konularından biridir. KRD teorisi skaler mezonların doğalarının aydınlatılmasına ışık tutmaktadır. Vektör, tensör ve sözde skaler mezonların aksine skaler mezonların yapısı henüz tam olarak bilinmemektedir. Bu parçacıkların kuark yapısı ve diğer parçacıklarla olan etkileşimleri tam olarak bilinmez ve bu durum skaler mezonların çalışılmasını önemli kılmaktadır. Skaler mezonların yapısının aydınlatılması pertürbatif olmayan KRD' nin önemli problemlerinden biridir. Bu skaler mezonların yapısının aydınlatılması hem KRD' deki hapsolme olayını hem de Chiral simetrisinin anlaşılmasına ışık tutacaktır. Hafif skaler mezonlar, KRD Toplam Kuralları formalizmi çerçevesinde analiz edilebilirler. Bu mezonların en önemlilerinden biri sigma mezonudur. Sigma mezonu oldukça tartışmalı bir parçacıktır ve yapısı ve kütlesi henüz tam olarak bilinmemektedir. Rezonans bir parçacık olmasından dolayı çok geniş bir kütle (400-1200 MeV) ve bozunum aralığına (600-1000 MeV) sahiptir. Hafif skaler mezonlar özellikle sigma mezonu KRD' nin özgürlük derecesiyle ilişkili olduğu için bu parçacıkla ilgili çalışmalar önemlidir.

Vektör mezonların $V = \rho, \omega$ olmak üzere, $V \rightarrow \sigma\gamma$ bozunum kanalının çalışılmasında ve σ mezonunun rolünün araştırılmasında etkin çiftlenim sabitleri olan $g_{\omega\sigma\gamma}$ ve $g_{\rho\sigma\gamma}$ gerekli ve önemlidir. Bu tezde $\omega \rightarrow \sigma\gamma$ ve $\rho \rightarrow \sigma\gamma$ bozunum kanalları KRD Toplam Kuralları formalizmi çerçevesinde çalışılmış, $g_{\omega\sigma\gamma}$ ve $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitleri hesaplanmıştır.

1.1 Kuantum Renk Dinamiği Lagranjyeni

Kuark ve gluonların dinamikleri KRD lagranjyeni ile kontrol edilir. Bu dinamikleri daha iyi anlayabilmek için Lagranjyenin genel yapısını bilmek iyi bir başlangıç olur. q_f kuark alanını göstermek üzere serbest lagranjyeni aşağıdaki gibi yazabiliriz;

$$L_0 = \sum_f \bar{q}_f (i\not{D} - m_f) q_f \quad (1.2)$$

Burada f çeşnidir. Bu lagranjiyen renk uzayında keyfi global $SU(3)_c$ dönüşümleri altında değişmezdir.

$$q_f^\alpha \rightarrow (q_f^\alpha)' = U_\beta^\alpha q_f^\alpha,$$

$$U^\dagger U = U U^\dagger = 1, \quad \det U = 1 \quad (1.3)$$

$$U = \exp\left\{-ig_s \frac{\lambda_a}{2} \theta_a\right\} \quad (1.4)$$

Burada g_s özgün $SU(3)_c$ sabitidir. λ^a ($a=1,2,\dots,8$), $SU(3)_c$ cebirini oluşturan temel üreticileri gösterir ve θ_a ise keyfi parametredir. λ^a matrisleri izsizdir ve aşağıdaki komutasyon bağıntılarını sağlarlar,

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc}\lambda^c \quad (1.5)$$

Burada f^{abc} , $SU(3)_c$ yapı sabitleridir. Lagranjiyenin yerel $SU(3)_c$ dönüşümleri altında da değişmez kalması gerekmektedir. Bunun için kuark türevlerini kovaryant formda düşünmeliyiz. Sekiz tane ayar parametresine sahip olduğumuzdan, gluonlar olarak adlandırılan sekiz farklı ayar bozonuna, $G^\mu(x)$, ihtiyacımız duyulduğundan,

$$D^\mu q_f \equiv \left[\partial^\mu - ig_s \frac{\lambda_a}{2} G_a^\mu(x) \right] q_f = \left[\partial^\mu - ig_s G^\mu(x) \right] q_f \quad (1.6)$$

şeklinde yazılır. Burada

$$[G^\mu(x)]_{\alpha\beta} \equiv \left(\frac{\lambda_a}{2} \right)_{\alpha\beta} G^\mu(x) \quad (1.7)$$

olarak alınmıştır. $D^\mu q_f$ ' in renk vektörü q_f gibi aynı yolla dönüştürmek istersek, ayar alanlarının dönüşüm özellikleri kullanılabilir.

$$D^\mu \rightarrow (D^\mu)' = U D^\mu U^\dagger \quad (1.8)$$

$$G^\mu \rightarrow (G^\mu)' = U G^\mu U^\dagger - \frac{i}{g_s} (\partial^\mu U) U^\dagger. \quad (1.9)$$

Sonsuz küçük $SU(3)_c$ dönüşümleri altında

$$q_f^\alpha \rightarrow (q_f^\alpha)' = q_f^\alpha - i g_s \left(\frac{\lambda_a}{2} \right)_{\alpha\beta} \delta\theta_a q_f^\beta, \quad (1.10)$$

$$G_a^\mu \rightarrow (G_a^\mu)' = G_a^\mu - \partial^\mu (\delta\theta_a) + g_s f^{abc} \delta\theta_b G_c^\mu \quad (1.11)$$

yazılabilir. Gluon alanları için ayar-değişmez kinetik terimi elde etmek için ilgili alan şiddetlerini aşağıdaki gibi yazabiliriz,

$$G^{\mu\nu}(x) \equiv \frac{i}{g_s} [D^\mu, D^\nu] = \partial^\mu G^\nu - \partial^\nu G^\mu - i g_s [G^\mu, G^\nu] \equiv \frac{\lambda_a}{2} G_a^{\mu\nu}(x) \quad (1.12)$$

$$G_a^{\mu\nu}(x) = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu + g_s f^{abc} G_b^\mu G_c^\nu \quad (1.13)$$

Bu alan şiddetleri ayar dönüşümleri altında

$$G^{\mu\nu} \rightarrow (G^{\mu\nu})' = U G^{\mu\nu} U^\dagger. \quad (1.14)$$

olur ve renk izi $\text{Tr}(G^{\mu\nu} G_{\mu\nu}) = \frac{1}{2} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a$ değişmez kalır. Sonunda, $SU(3)_c$ değişmez

Lagranjiyeni aşağıdaki gibi yazabiliriz,

$$L_{\text{KRD}} = -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a + \sum_f \bar{q}_f (i\not{\partial} - m_f) q_f \quad (1.15)$$

Ancak lagranjiyeni farklı kısımlarına ayırarak tekrar yazarsak

$$\begin{aligned} L_{\text{KRD}} = & -\frac{1}{4} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) (\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) + \sum_f \bar{q}_f^\alpha (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f^\alpha \\ & + g_s G_a^\mu \sum_f \bar{q}_f^\alpha \gamma_\mu \left(\frac{\lambda_a}{2} \right)_{\alpha\beta} q_f^\beta \\ & - \frac{g_s}{2} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c - \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{abc} G_b^\mu G_c^\nu G_\mu^d G_\nu^e \end{aligned} \quad (1.16)$$

olur.

Bu ifadede ilk satır farklı alanlar için kinetik terimleri içermektedir. İkinci satırda kuarkların ve gluonlar arasındaki renk etkileşmeleri verilmiştir. Son satırda ise renk grubunun abeliyan olmayan özelliğinden gluon öz-etkileşmelerini üreten terimler bulunmaktadır, bu etkileşmelerin şiddeti g_s çiftlenim sabiti ile gösterilmektedir (Pich, 2000).

KRD Lagranjyeni zengin fizik içermektedir, ayrıca renk simetrisi özelliklerinden dolayı oldukça basittir. Bütün etkileşmeler basit bir g_s evrensel sabiti ile verilmektedir ve bu sabit “güçlü etkileşme sabiti” olarak adlandırılmaktadır.

$\omega\sigma$ köşesi hadron fiziğinin farklı alanlarında önemli bir çalışma konusudur. Döteronun elektromanyetik form faktörünün çalışılmasında $\omega\sigma$ köşesi önemli bir rol oynar (Garcon ve ark., 2001). Elastik elektron-döteron saçılmasının hesaplanmasında $\omega\sigma$ köşesi baskın bir katkı vermektedir, bu yüzden $g_{\omega\sigma}$ çiftlenim sabitinin hesaplanması önemlidir. Eşiğe yakın düşük enerjilerde nükleonlardaki vektör mezonların elektromanyetik üretim reaksiyonlarında skaler ve sözdeskaler mezon değişim mekanizmaları önemli hale gelmektedir (Friman ve ark., 1996) ve özellikle eşiğe yakın nükleonlardaki ω mezonunun fotoüretim çalışmalarında $g_{\omega\sigma}$ çiftlenim sabitinin olması gereken fiziksel bir parametredir. Eşiğe yakın protonlardaki ρ -mezon fotoüretim çalışmaları ise mezon değişim mekanizmaları ile tanımlanır. Buradan σ -mezonun değişimi için $g_{\rho\sigma}$ çiftlenim sabitinin hesaplanmasına gereksinim vardır.

Bu çalışma şu şekilde organize edilmiştir. İkinci bölümde, tezde çalışılan $g_{V\sigma}$ çiftlenim sabiti ile ilgili daha önce yapılmış çalışmalar tartışılmıştır. Farklı yöntemler kullanılarak yapılmış hesaplamaların sonuçları ve sonuçların analizleri yapılmıştır. Üçüncü bölümde, KRD Toplam Kuralları yönteminin genel yapısı incelenmiştir. Üç nokta ilişkilendirme fonksiyonu ve iki nokta ilişkilendirme fonksiyonu tanıtılmıştır. Ayrıca tezin temel konusunu oluşturan $V \rightarrow \sigma\gamma$ bozunumlarının ayrıntılı çözümü yapılmış ve ilgili çiftlenim sabitleri hesabı için gerekli analitik ifadeler elde edilmiştir. Dördüncü bölümde, $g_{V\sigma}$ çiftlenim sabiti için üçüncü bölümde elde edilen analitik ifade kullanılarak sayısal hesaplar yapılmıştır. Sonuçlar tablolar halinde

değerlendirilmiş ve ilgili parametrelere bağlı olarak grafikler çizilmiştir. Beşinci bölümde, yapılan çalışma genel olarak değerlendirilmiş, sonuçlar karşılaştırılmış ve önemi tartışılmıştır.

BÖLÜM 2

ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

$g_{V\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitleri farklı yöntemler kullanılarak daha önce de ele alınmışlardır. Üç Nokta ve Işık Konisi KRD Toplam Kurallarında bu çiftlenim sabitleri analiz edilmiştir. Ancak daha önceki hesaplamalarda iyi bir katkı veren manyetik alınganlık terimi ihmal edilmiştir. Bu terim ilave edildiğinde hesapta ne gibi bir değişime neden olacağı sayısal değerler hesap edilerek ve ilgili grafikler çizilerek tartışılmıştır. Bu tartışmaya geçmeden önce $g_{V\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitlerinin daha önce yapılan çalışmalardaki durumunun ne olduğunu gözden geçirelim.

2.1. $g_{\omega\sigma\gamma}$ Çiftlenim Sabiti

$g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti, $\omega \rightarrow \pi\pi\gamma$ bozunumu fenomenolojik yaklaşımla incelenirken ele alınmıştır (Gökalp ve ark., 2000). Bu çalışmada $\omega \rightarrow \pi\pi\gamma$ bozunması için ρ -pole ve σ -pole vektör mezon baskın genlikleri düşünülmüş bozunum oranını veren ifade $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için ikinci dereceden bir denklem olarak elde edilmiştir. Bozunum oranlarının deneysel değerleri kullanılarak $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin değeri σ -mezon parametrelerine bağlı olarak elde edilmiştir. σ -mezonun kütlesi ve bozunum aralığı için $500 \text{ MeV} \leq m_\sigma \leq 900 \text{ MeV}$ ve $600 \text{ MeV} \leq \Gamma_\sigma \leq 900 \text{ MeV}$ değer aralıkları kullanıldığında, $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunmasından $0.18 \leq g_{\omega\sigma\gamma} \leq -0.33$ ve $0.37 \leq g_{\omega\sigma\gamma} \leq -0.71$ değerleri, $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ bozunmasından $1.58 \leq g_{\omega\sigma\gamma} \leq -1.73$ ve $3.37 \leq g_{\omega\sigma\gamma} \leq -3.65$ değerleri elde edilmiştir. Ayrıca σ -mezon parametreleri için iki farklı deneyden elde edilen değerler kullanıldığında $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için hesaplanan değerler; $m_\sigma = 555 \text{ MeV}$ ve $\Gamma_\sigma = 540 \text{ MeV}$ (Asner ve ark., 1999) için $0.18 \leq g_{\omega\sigma\gamma} \leq -0.36$ ($\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunmasında) ve $1.68 \leq g_{\omega\sigma\gamma} \leq -1.85$ ($\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ bozunmasında) değerleri, $m_\sigma = 478 \text{ MeV}$ ve $\Gamma_\sigma = 324 \text{ MeV}$ (Aitala ve ark., 2000) için

$0.13 \leq g_{\omega\sigma\gamma} \leq -0.27$ ($\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunmasında) ve $1.20 \leq g_{\omega\sigma\gamma} \leq -1.34$ ($\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ bozunmasında) değerleri bulunmuştur.

Daha sonra $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti KRD Toplam Kurallarında üç nokta korelasyon fonksiyonu çalışılarak elde edilmiştir (Gökalp ve ark., 2001). Hesapta kullanılan λ_ω , ω -mezon çakışma genliğine bağlı olarak iki değer elde edilmiştir. $\lambda_\omega = (0.108 \pm 0.003) \text{ GeV}^2$ değeri için $g_{\omega\sigma\gamma} = 0.78 \pm 0.14$ ve $\lambda_\omega = (0.16 \pm 0.01) \text{ GeV}^2$ için $g_{\omega\sigma\gamma} = 0.58 \pm 0.12$ değeri bulunmuştur. Elde edilen değerler bir önceki çalışmada (Gökalp ve ark., 2000) elde edilen değerler ile karşılaştırılmış ve birbiri ile uyum içerisinde olmadığı görülmüştür, ve bu çiftlenim sabitinin çalışılmasına devam edilmesi gerektiği öngörüsünde bulunulmuştur.

Aynı grup Işık Konisi Toplam Kuralları çerçevesinde $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitini hesap edebilmek için $\omega\sigma\gamma$ -köşesini çalışmışlardır (Gökalp ve ark., 2002). Fotonlu iki nokta korelasyon fonksiyonunu düşünerek hesap yapılmış ve gerekli parametrelerin sayısal değerlerini kullanarak $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti $|g_{\omega\sigma\gamma}| = (0.72 \pm 0.08)$ olarak bulunmuştur.

Fenomenolojik yaklaşımla $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunması tekrar ele alındığında vektör mezon baskın, kiral halkaları, σ - mezon ara durum genlikleri ve ω - ρ karışımının etkileri düşünülmüştür (Gökalp ve ark., 2003). Ve bu çerçevede $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti tekrar hesaplanmıştır (Gökalp ve ark., 2003). $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunmasının deneysel değerleri kullanılarak elde edilen ikinci dereceden denklem $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için çözüldüğünde $g_{\omega\sigma\gamma} = 0.11 \pm 0.01$ ve $g_{\omega\sigma\gamma} = -0.21 \pm 0.02$ değerleri elde edilmiştir. Elde edilen değerler diğer değerler ile karşılaştırıldığında fenomenolojik yaklaşımda ω - ρ karışımının azaltıcı etkisinin $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti değerinde etkin olduğu sonucuna varılmış (Gökalp ve ark., 2000), KRD Toplam Kurallarında elde edilen sonuçlardan (Gökalp ve ark., 2001, Gökalp ve ark., 2002) oldukça küçük olduğu görülmüştür.

2.1. $g_{\rho\sigma\gamma}$ Çiftlenim Sabiti

Fenomenolojik yaklaşımla $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ bozunumu incelenerek $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti çalışılmıştır (Gökalp ve ark., 2000). $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ bozunumun deneysel değeri kullanılarak elde edilen $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitine bağlı ikinci dereceden denklemin çözümlerinden, σ -mezon parametrelerine bağlı olarak $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti değerleri elde edilmiştir. σ -mezon parametreleri için $500 \text{ MeV} \leq m_\sigma \leq 900 \text{ MeV}$ ve $600 \text{ MeV} \leq \Gamma_\sigma \leq 900 \text{ MeV}$ değer aralıkları kullanılarak $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti $7.64 \pm 1.56 \leq g_{\rho\sigma\gamma} \leq -6.00 \pm 1.58$ ve $17.78 \pm 3.23 \leq g_{\rho\sigma\gamma} \leq -11.35 \pm 3.23$ değer aralıklarında bulunmuştur. Bu değerler dışında $m_\sigma = 520 \text{ MeV}$ ve $\Gamma_\sigma \simeq 1700 \text{ MeV}$ değerleri için $g_{\rho\sigma\gamma} = 11.91$, $m_\sigma = 500 \text{ MeV}$ ve $\Gamma_\sigma \simeq 250 \text{ MeV}$ değerleri için $g_{\rho\sigma\gamma} = 6.08$ elde edilmiştir. Sonuçlar literatürdeki değerler ile karşılaştırıldığında oldukça farklı değerler elde edildiği görülmüştür.

KRD Toplam Kuralları kullanılarak üç nokta $\rho\sigma\gamma$ -korelasyon fonksiyonu ile $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti çalışılmıştır (Gökalp ve ark., 2001). Bu çalışmada çiftlenim sabiti için $g_{\rho\sigma\gamma} = 3.2 \pm 0.6$ değeri elde edilmiştir.

Daha sonra $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti ışık konisi KRD Toplam Kuralları çerçevesinde tekrar ele alınmıştır (Aliev ve ark., 2003). Elde edilen ifadedeki parametrelere bağlı olarak $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitini $g_{\rho\sigma\gamma} = 2.2 \pm 0.4$ olarak elde etmişlerdir. Üç nokta KRD Toplam Kurallarından elde edilen değerin (Gökalp ve ark., 2001) yaklaşık yarısı olduğu ve bu farkların λ_σ , sigma çakışma genliğinin, farklı değerinden kaynaklandığı düşünülmüştür, ayrıca etkin lagranjiyen yaklaşımı ile elde edilen değere (Friman ve ark., 1996) oldukça yakın olduğu görülmüştür.

ρ -mezon fotoüretim basitçe mezon değişimi ile ya da daha hassas bir şekilde skaler σ mezon değişimi ile tanımlanabilir. Skaler σ mezon değişimi B.Friman ve arkadaşları tarafından ρ -fotoüretimi tanımlanırken geliştirilmiştir (Friman ve ark., 1996). Bu çalışma ρ -mezon üretiminde iki pion (π) değişimini açıklamak için etkin bir yol olarak düşünülebilir. (Friman ve ark.,1996) referansı

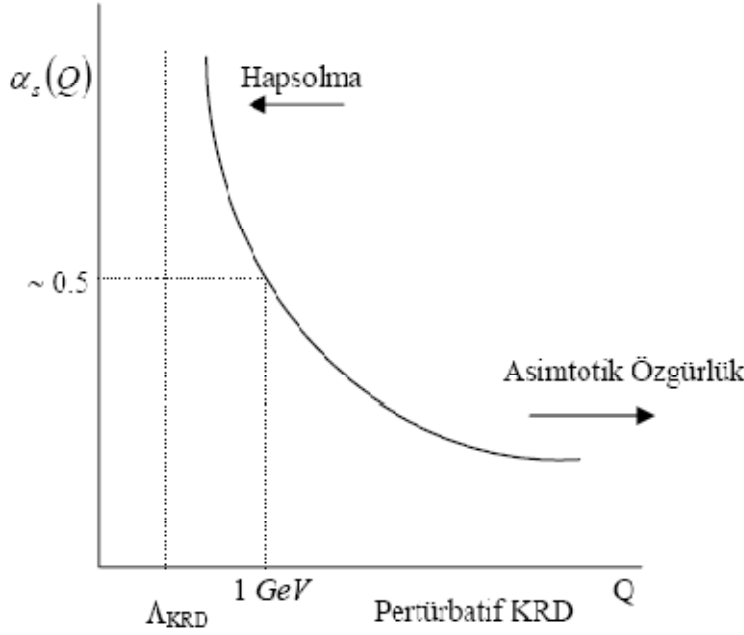
izlenerek ve aynı parametre değerleri kullanılarak $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti yaklaşık olarak $g_{\rho\sigma\gamma} = 3.0$ hesaplanmıştır (OH ve ark., 2000). Aynı sonuç düşük enerjilerde σ -mezon değişim mekanizması ρ -mezon fotoüretim için tekrar ele alındığında bulunmuştur (OH ve ark., 2003). Elde edilen bu değer KRD Toplam Kuralları ile yapılan hesap sonuçları ile karşılaştırıldığında oldukça yakın bir değer olduğu görülmüştür.

$g_{\nu\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitini tam olarak yorumlayabilmek için deneysel verilerden elde edebileceğimiz mekanizmaları inceleyebiliriz. σ -mezon parçacığının özellikleri net olmadığından deneysel verilerin elde edilmesi oldukça zordur. $\omega\sigma\gamma$ geçişi için günümüze kadar net bir çalışma yapılamamıştır, ancak $\rho\sigma\gamma$ geçişi için elde edilen model-bağımlı bir veri kullanılabilir ve ölçülen dallanma oranı yardımı ile fenomenolojik olarak $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti elde edilebilir.

BÖLÜM 3

MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. KR D Toplam Kuralları



Şekil 3.1. α_s ' in Q ' ya göre değişimi (Khodjamirian, 2004).

Kuantum Renk Dinamiğinde (KR D) asimtotik özgürlük özelliği veya momentumun büyük olduğu bölgelerde pertürbatif metotlarla (α_s 'e göre) hesaplamalar yapmak mümkündür, fakat hapsolma veya momentumun küçük olduğu bölgelerde kuark-gluon etkileşmeleri kuvvetli olduğundan ve artık bu bölgede pertürbatif olmayan etkiler baskın olacağından pertürbatif yöntemlerle hesaplar yapmak mümkün değildir. KR D Toplam Kuralları ortaya çıkan bu pertürbatif olmayan etkileri hesaplamak için öne sürülmüş bir yöntemdir. Shifmann, Vainsthein ve Zakharov (Shifman ve ark., 1979a, Shifman ve ark., 1979b) tarafından mezonlar için geliştirilmiş ve Ioffe (1981), tarafından baryonlar için genelleştirilmiş çok güçlü bir yöntemdir.

Bu yöntem kuarkların kısa mesafelerde geçerli olan asimtotik özgürlük halinden başlayarak KR D' deki bağlı durumların oluştuğu uzun mesafelere adım adım yaklaşmaktan ibarettir. Bu süreçte asimtotik özgürlük durumu bozulmaya

başlar ve hadronlar içinde hapsolan bağlı kuark durumlarına karşılık gelen rezonanslar ortaya çıkar. Asimtotik özgürlüğün bozulmaya başlaması ile KRD boşluğunda pertürbatif olmayan etkiler oluşur (Belavin ve ark., 1975). Bunlar kuark gluon yoğunluk işlemcilerinin boşlukta sıfırdan farklı beklenen değerleri olarak kendini gösterir.

KRD Toplam Kuralları, uygun seçilen ilişkilendirme fonksiyonu aracılığı ile iki farklı şekilde hesap yapılmasına olanak verir; i) KRD serbestlik dereceleri terimleri cinsinden hesaplanan teorik kısım ii) hadron durumlarının terimleri cinsinden hesaplanan fiziksel kısım.

3.1.1. İlişkilendirme Fonksiyonunun Teorik Kısım

KRD Toplam Kuralları için ilişkilendirme fonksiyonu

$$\Pi_{\mu\nu}(p, p', q) = i \int d^4x d^4y e^{ip'y} e^{-ipx} \langle 0 | T \{ J_{\mu}^C(y) J_{\nu}^A(x) J_{\lambda}^B(0) \} | 0 \rangle \quad (3.1)$$

şeklinde verilir.

Bu ilişkilendirme fonksiyonu KRD Toplam Kurallarının temelini oluşturur. Burada T sağdan sola doğru işlemcilerin zaman sıralı çarpımını, $J(x)$ kuark alanlarından oluşturulan enterpolasyon akımını, $|0\rangle$ vakum durumunu gösterir.

Gözlenen mezon yapıları için enterpolasyon akımları aşağıdaki gibi verilir;

$$\begin{aligned} J^{PC} = 0^{++} & \quad J_S = \bar{\psi}_i \psi_j & \quad \text{Skaler mezon} \\ J^{PC} = 0^{-+} & \quad J_P = \bar{\psi}_i \gamma_5 \psi_j & \quad \text{Sözde skaler mezon} \\ J^{PC} = 1^{-} & \quad J_V = \bar{\psi}_i \gamma_{\mu} \psi_j & \quad \text{Vektör mezon} \\ J^{PC} = 1^{+-} & \quad J_A = \bar{\psi}_i \gamma_{\mu} \gamma_5 \psi_j & \quad \text{Aksiyal mezon} \end{aligned}$$

KRD Toplam Kurallarında iki farklı şekilde hesap yapılabilmektedir. Bir tarafta J' nin kuark yapısına girmeden $J(x)$ alanının spinörler ile betimlendiği fermiyon ileticilerine benzer terimler ve yüksek enerji uyarılmalarından gelen katkıların oluşturduğu çift dağılım (dispersiyon) bağıntısı ile betimlenen hadronik kısım, diğer tarafta, zaman düzenleme işlemcisi için KRD parametrelerini içeren işlemci çarpım açılımı (OPE) bulunur. Sonuçta çok farklı bölgelerde olmalarına rağmen Borel dönüşümü uygulanarak bu iki ilişkilendirme fonksiyonu birbirine eşitlenir.

İlişkilendirme fonksiyonunu yüksek enerjilerde kullanabilmek için işlemci çarpım açılımı kullanılır. OPE, iki ya da üç yerel işlemcinin zaman sıralı çarpımıdır. K.G.Wilson (1969), tarafından geliştirilmiştir.

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu\nu}(p, p', q) &= i \int d^4x d^4y e^{ip'y} e^{-ipx} \langle 0 | T \{ j_\mu^C(y) j_\nu^A(x) j_\lambda^B(0) \} | 0 \rangle \\ &= \sum_k C_k(p, p', q) O_k\end{aligned}\quad (3.2)$$

C_k Wilson katsayıları, O_k ise kuark-gluon alanlarında oluşan yerel işlemcilerdir.

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu\nu}(p, p', q) &= \sum_k C_d(p, p', q) \langle 0 | O_k | 0 \rangle \\ \Pi_{\mu\nu}(p, p', q) &= C_1 \langle 0 | I | 0 \rangle + \sum_{d=3,4,\dots} C_d(p, p', q) \langle 0 | O_d | 0 \rangle\end{aligned}\quad (3.3)$$

O_d işlemcileri Lorentz spinlerine ve boyutlarına göre sınıflandırılır. Örneğin; kuark alanını boyutu 3/2, gluon alanının boyutu 2 ve $d \leq 6$ için

$d=0$	I (birim işlemci)	
$d=3$	$O_3 = \bar{\psi}\psi$	
$d=4$	$O_4 = m\bar{\psi}\psi$	
$d=4$	$O_4 = G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$	
$d=5$	$O_5 = \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2} G^{a\mu\nu} \psi$	(3.4)
$d=6$	$O_6^\Psi = (\bar{\psi} \Gamma_r \psi)(\bar{\psi} \Gamma_s \psi)$	
$d=6$	$O_6^G = f_{abc} G_{\mu\nu}^a G_\sigma^{bv} G^{c\sigma\mu}$	

Burada ψ hafif kuark (u,d,s) alanları, $G_{\mu\nu}^a$ gluon alan tensörü, $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ ve λ^a Gell-mann SU(3) matrisleridir. KRD' de düşük boyutlu $d=1,2$ renksiz işlemciler yoktur. Bu yüzden toplam kuralları $d=3$ 'ten başlar. Sıfır boyutlu ilk işlemcilerin Wilson katsayısı perturbatif katkılara karşılık gelir. (3.4) ifadesinde daha yüksek boyutlu işlemcilerin vakumdaki beklenen değeri perturbatif hesaplamalara perturbatif olmayan katkılar verir. (3.3)' teki C_1 ve C_d Wilson katsayıları kısa mesafelerdeki davranışı belirlerler ve perturbasyon yöntemiyle hesaplanabilirler. Ancak uzun mesafelerdeki davranışlar O_d işlemcilerinin matris elemanları içinde

vardır. O_d pertürbasyon teorisinde sıfırdır fakat KR D' deki pertürbatif olmayan etkiler vakumun doğasını değiştirdiği için bu işlemcilerin değeri sıfırdan farklı olur. İşlemci çarpım açılımının (OPE) kilit noktası ve fiziksel anlamı burada ortaya çıkar. İşlemci çarpım açılımının (OPE) faktörizasyon (ayırma) özelliği sayesinde kısa ve uzun mesafe davranışları birbirinden ayrılır (Colangelo ve ark., 2000). Kısa mesafeler pertürbasyon teorisi ile hesaplanır ve Wilson katsayıları ile karakterize edilir. Uzun mesafeler ise fenomenolojik olarak hesaplanır ve farklı operatörlerin vakumdaki beklenen değerlerine gelen düzeltmeler ile karakterize edilir.

KRD Toplam Kurallarının teorik kısmı üç nokta ilişkilendirme fonksiyonu kullanılarak farklı boyutlardaki işlemcilerden gelen pertürbatif ve pertürbatif olmayan katkılar hesaplanarak bulunur. Pertürbatif katkılar için en düşük seviye yalın-ilmek Feynman diyagramı hesaplanır. Pertürbatif olmayan katkılar için ise $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$, $\bar{\psi}G.\sigma\psi$, $\langle G_{\mu\nu}G_{\mu\nu} \rangle$ ve vakum yoğunlaşmaları ile orantılı olan farklı boyutlardaki işlemcilerden gelir. Feynman diyagramları dilinde ortaya çıkan asimtotik özgürlüğe gelen düzeltmeler önemlidir. Bu hesaplar uygun bir ayar (Gauge) kullanılarak yapılmalıdır. Kullanılabilecek en önemli ayar

$$x^\mu A_\mu(x) = 0 \quad (3.5)$$

Fock-Schwinger ayarıdır. Bu ayarın en önemli özelliği kuark ve potansiyel alanının ayar değişmez Taylor açılımı kullanılarak seriye açılmasına izin vermesidir. Böylece fermiyon alanı $x=0$

$$\begin{aligned} \psi_\beta(x) = & \psi_\beta(0) + x_\lambda \nabla_\lambda \psi_\beta(0) + \frac{1}{2} x_\lambda x_{\lambda'} \nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \psi_\beta(0) \\ & + \frac{1}{6} x_\lambda x_{\lambda'} x_{\lambda''} \nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \nabla_{\lambda''} \psi_\beta(0) + \dots \end{aligned} \quad (3.6)$$

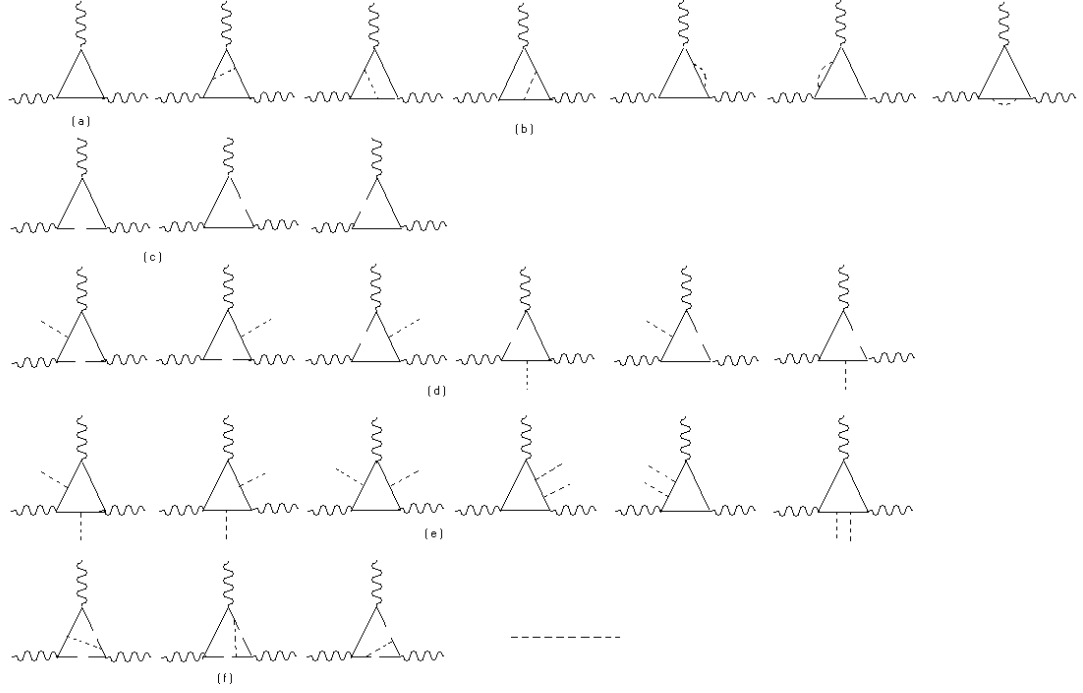
Potansiyel alanı $k=0$

$$A_\rho^k(k) = -\frac{i}{2}(2\pi)^4 G_{\rho\sigma}(0) \frac{\partial}{\partial k_\rho} \delta^4(k) - \frac{1}{3}(2\pi)^4 (D_\theta G_{\rho\sigma}(0))^a \frac{\partial^2}{\partial k_\rho \partial k_\theta} \delta^4(k) + \dots \quad (3.7)$$

şeklinde seriye açılır. Fock-Schwinger ayarının diğer bir özelliği ise bu ayarda momentumun korunmamasıdır. Fakat hesaplamalardan sonra dış alanın momentumu sıfır alınarak momentumun korunması sağlanır ve böylece ayar değişmez sonuçlar

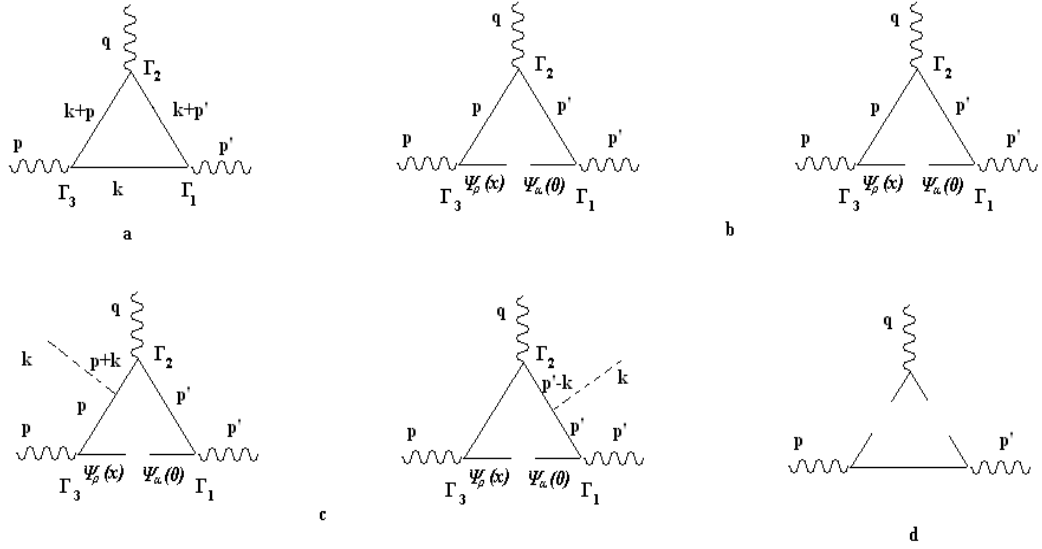
elde edilir. Bu ayarda dikkat edilmesi gereken bir hususta tüm Feynman diyagramları için aynı sabit nokta seçilmelidir.

KRD Toplam Kurallarının teorik kısmı için altı ve daha küçük boyutta ($d \leq 6$) katkı veren Feynman diyagramları; Şekil 3.2' de verilmiştir,

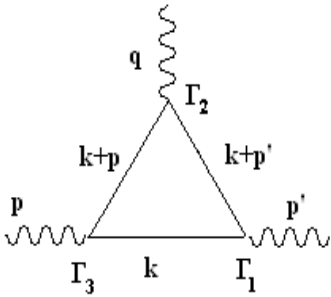


Şekil 3.2. $d \leq 6$ boyutlu üç nokta ilişkilendirme fonksiyonu için olası bütün Feynman diyagramları: (a) en düşük seviye yalın halka veya serbest kuark halka diyagramı, (b) sanal gluonlu yalın halka diyagramları, (c) kuark yoğunlaşma diyagramları, (d) bir alanlı kuark yoğunlaşma diyagramları, (e) gluon yoğunlaşma diyagramları ve (f) iki kuark çizgisinin aynı anda kırılması ile elde edilen Feynman diyagramları.

Bu tezde yapılan çalışmaya katkı veren Feynman diyagramları Şekil 3.3’ de gösterildiği gibidir.



Şekil 3.3. $g_{V\sigma\gamma}$ köşesi için Feynman Diyagramları. a)Yalın halka Feynman diyagramı, b) Kuark yoğunlaşma diyagramı, c) Bir dış alanlı kuark yoğunlaşma diyagramları, d) İki kuarkın vakuma kaçmasından oluşan Feynman diyagramı

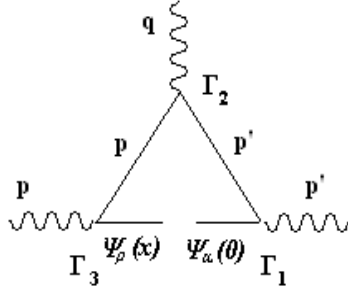


Şekil 3.4. En düşük seviye yalın halka diyagramı.

Şekil 3.4 de verilen en düşük seviye yalın halka diyagramından elde edilen pertürbatif katkının analitik ifadesi

$$M = N_c \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr} [D(k)\Gamma_1 D(k+p)\Gamma_2 D(k+p)\Gamma_3] \quad (3.8)$$

şekindedir. N_c kuark renk sayısı, $D(k)$ kuark ileticisi ve Γ ise köşeye karşılık gelen dış akımlarla ilgili terimdir.



Şekil 3.5. Kuark yoğunlaşma diyagramı.

Şekil 3.5’ de verilen kuark yoğunlaşma diyagramının analitik ifadesi

$$M1 = N_c \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \psi_\beta^a(x) | 0 \rangle$$

$$M1 = N_c \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \psi_\beta^a(x) | 0 \rangle \quad (3.9)$$

olarak yazılır. (3.6) ifadesinde seriye açtığımız fermiyon alanı yerine konulduğunda

$$\begin{aligned} M1 = N_c \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \{ & \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \\ & + x_\lambda \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) [\nabla_\lambda \psi_\beta^a(x)]_{x=0} | 0 \rangle \\ & + \frac{1}{2} x_\lambda x_{\lambda'} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) [\nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \psi_\beta^a(x)]_{x=0} | 0 \rangle \\ & + \frac{1}{6} x_\lambda x_{\lambda'} x_{\lambda''} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) [\nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \nabla_{\lambda''} \psi_\beta^a(x)]_{x=0} | 0 \rangle + \dots \} \end{aligned} \quad (3.10)$$

elde edilir. Burada ifadede yer alan noktalar $d > 6$ terimlerine karşılık gelir. (3.10)

$\langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle$ teriminin vakum ortalaması $d=3$ boyutlu terimi ifadesinde geçen

verir ve analitik ifadesi

$$\begin{aligned} M1(3d) &= N_c \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \\ &= N_c \langle \bar{\psi} \psi \rangle \frac{1}{4} \text{Tr} \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right] \end{aligned} \quad (3.11)$$

şeklinde olur. Burada $\langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \psi_\beta^b(0) | 0 \rangle = \frac{1}{12} g_{\alpha\beta} \delta^{ab} \langle \bar{\psi} \psi \rangle$ olarak kullanılır. Bu

terimin boyutu $d=3$ olup $\langle \bar{\psi} \psi \rangle$ tarafından tayin edilir. Fermiyon alanının açılım

ifadesinde ikinci terim $\langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) [\nabla_\lambda \psi_\beta^a(0)] | 0 \rangle$ kullanılırsa, d=4 boyutlu analitik ifade

$$M1(4d) = N_c \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} x_\lambda \nabla_\lambda \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \quad (3.12)$$

$$= N_c x_\lambda \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \nabla_\lambda \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \quad (3.13)$$

olarak bulunur. Burada $x_\lambda \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial p_\lambda}$ ve $\langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \nabla_\lambda \psi_\beta^b(0) | 0 \rangle = \frac{im_q}{48} \langle \bar{\psi} \psi \rangle (\gamma_\lambda) \delta^{ab}$

olarak kullanılır. Fermiyon alanının açılım ifadesinde üçüncü terim $\langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) [\nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \psi_\beta^a(0)] | 0 \rangle$ kullanılırsa, d=5 boyutlu terim elde edilir ve analitik ifade

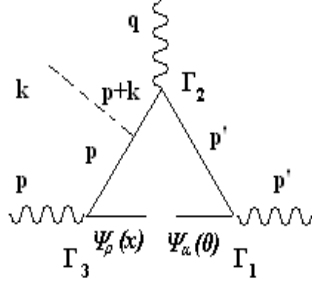
$$M1(5d) = \frac{N_c}{2} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} x_\lambda x_{\lambda'} \nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} M1(5d) &= \frac{N_c}{32} m_q^2 x_\lambda x_{\lambda'} \text{Tr} \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right] \\ &+ \frac{N_c}{64} x_\lambda x_{\lambda'} \left\langle \bar{\psi} g G_{\lambda\lambda'} \frac{\lambda^a}{2} \sigma_{\lambda\lambda'} \psi \right\rangle g_{\lambda\lambda'} \text{Tr} \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right] \\ &- i \frac{N_c}{192} x_\lambda x_{\lambda'} \left\langle \bar{\psi} g G_{\lambda\lambda'} \frac{\lambda^a}{2} \sigma_{\lambda\lambda'} \psi \right\rangle \sigma_{\lambda\lambda'} \text{Tr} \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right] \end{aligned} \quad (3.15)$$

şeklinde yazılır. İfadede

$$\begin{aligned} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle &= -\frac{m_q^2}{16} \langle \bar{\psi} \psi \rangle + \frac{1}{32} \left\langle \bar{\psi} g G_{\lambda\lambda'} \frac{\lambda^a}{2} \sigma_{\lambda\lambda'} \psi \right\rangle (g_{\lambda\lambda'})_{\beta\alpha} \\ &- \frac{i}{96} \left\langle \bar{\psi} g G_{\lambda\lambda'} \frac{\lambda^a}{2} \sigma_{\lambda\lambda'} \psi \right\rangle (\sigma_{\lambda\lambda'})_{\beta\alpha} \end{aligned} \quad (3.16)$$

açılımı kullanılır.



Şekil 3.6. Bir dış alanlı kuark yoğunlaşma diyagramı.

Şekil 3.6’ da verilen bir dış alanlı kuark yoğunlaşma diyagramının analitik ifadesi

$$M2 = N_c \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p+k) (-ig\gamma_\rho \frac{\lambda_c}{2}) A_\rho^a(k) D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \quad (3.17)$$

şeklinde yazılır. (3.6) ve (3.7) ifadelerinde verilen fermiyon ve potansiyel alanlarının açılımları kullanılırsa,

$$M2 = N_c \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p+k) (-ig\gamma_\rho \frac{\lambda_c}{2}) \times \left(-\frac{i}{2} (2\pi)^4 G_{\rho\sigma}(0) \frac{\partial}{\partial k_\rho} \delta^4(k) - \frac{1}{3} (2\pi)^4 (D_\theta G_{\rho\sigma}(0))^a \frac{\partial^2}{\partial k_\rho \partial k_\theta} \delta^4(k) + \dots \right) D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \{ \psi_\beta^a(0) + x_\lambda \left[\nabla_\lambda \psi_\beta^a(x) \right]_{x=0} + \frac{1}{2} x_\lambda x_{\lambda'} \left[\nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \psi_\beta^a(x) \right]_{x=0} + \frac{1}{6} x_\lambda x_{\lambda'} x_{\lambda''} \left[\nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \nabla_{\lambda''} \psi_\beta^a(x) \right]_{x=0} + \dots \} | 0 \rangle \quad (3.18)$$

elde edilir. Buradan d=5 boyutlu terimin ifadesi

$$M2(5d) = N_c \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p+k) \times (-ig\gamma_\rho \frac{\lambda_c}{2}) \left(-\frac{i}{2} (2\pi)^4 G_{\rho\sigma}(0) \frac{\partial}{\partial k_\rho} \delta^4(k) \right) D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \quad (3.19)$$

$$M2(5d) = \frac{N_c}{192} 2g \langle 0 | \bar{\psi}(0) G_{\rho\sigma} \frac{\lambda_c}{2} \sigma_{\lambda\rho} \psi(0) | 0 \rangle \times \frac{\partial}{\partial k_\lambda} \text{Tr} \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p+k) \gamma_\rho D(p) \Gamma_3 \sigma_{\lambda\rho} \right]_{k=0} \quad (3.20)$$

olarak yazılır.

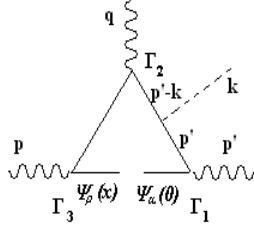
Burada

$$\int (2\pi)^4 \frac{\partial}{\partial k_p} \delta^4(k) f(k-a) = -\frac{\partial}{\partial k} f(a),$$

$$\langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) G_{\mu\nu} \psi_\beta^b(0) | 0 \rangle = \frac{1}{192} \left\langle \bar{\psi} g G_{\mu\nu} \frac{\lambda^c}{2} \sigma_{\mu\nu} \psi \right\rangle (\sigma_{\mu\nu})_{\beta\alpha} \frac{\lambda^c}{2} \quad \text{ve}$$

$$\text{Tr} \left(\frac{\lambda^c}{2} \frac{\lambda^c}{2} \right) = 4$$

ifadeleri kullanılır.



Şekil 3.7. Bir dış alanlı kuark yoğunlaşma diyagramı.

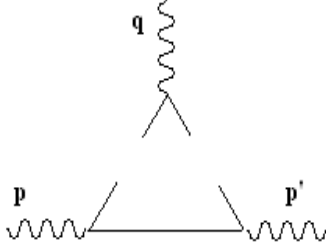
Şekil 3.7’ de gösterilen bir dış alanlı kuark yoğunlaşma diyagramının analitik ifadesi

$$M3 = N_c \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p'-k) (-ig\gamma_\rho \frac{\lambda_c}{2}) A_\rho^a(k) D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \quad (3.21)$$

şeklinde yazılır. Yukarıdaki işlemlere benzer şekilde hesaplamalar yapıldığında ifade,

$$M3(5d) = N_c \frac{2g}{192} \langle 0 | \bar{\psi}(0) G_{\rho\sigma} \frac{\lambda_c}{2} \sigma_{\lambda\rho} \psi(0) | 0 \rangle \times \frac{\partial}{\partial k_\lambda} \left[\Gamma_1 D(p') \gamma_\rho D(p'-k) \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \sigma_{\lambda\rho} \right]_{\alpha\beta} \quad (3.22)$$

olarak elde edilir.



Şekil 3.8. İki kuark çizgisinin aynı anda kırılması ile oluşan Feynman diyagramı.

Şekil 3.8 de gösterilen iki kuark çizgisinin aynı anda kırılması ile oluşan Feynman diyagramı için gerekli formalizm bir sonraki bölümde verilmiştir. Üç nokta KRD Toplam Kuralları çerçevesinde yapılan hesap Borel dönüşümleri yüzünden sıfır verdiği için analitik ifade farklı yolla elde edilmiştir.

3.1.2. İlişkilendirme Fonksiyonunun Fiziksel kısmı

İlişkilendirme fonksiyonu çift dağılım (Dispersiyon) bağıntısı ile de ifade edilebilir. Genel olarak çift dağılım bağıntısı;

$$\Pi(p^2, p'^2, Q^2) = \int_0^\infty ds \int_0^\infty ds' \frac{\rho(s, s')}{(s + p^2)(s' + p'^2)} + \text{kalan terimler} \quad (3.23)$$

şeklinde yazılır. Burada $Q^2 = -q^2$ ve $\rho(s, s')$ spektral yoğunluk fonksiyonudur. Fiziksel kısım için dispersiyon bağıntısı;

$$\Pi_i^{\text{fiziksel}}(p^2, p'^2; q^2) = \int_0^\infty ds \int_0^\infty ds' \frac{\rho(s, s')}{(s + p^2)(s' + p'^2)} + \text{kalan terimler} \quad (3.24)$$

olarak verilir. Burada spektral yoğunluk fonksiyonu $\rho(s, s')$;

$$\rho(s, s') = \frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi_i \quad (3.25)$$

olarak ifade edilir. Fiziksel anlamı ise spektral yoğunluk çoğu zaman bir saçılma tesir kesitini verir, s saçılan parçacıkların ağırlık merkezinin enerjisidir.

Spektral fonksiyon iki kısma ayrılabilir; $A(p) \rightarrow B(p') + C(q)$ bozunması düşünüldüğünde küçük s ve s' değerleri için $\rho(s, s')$ keskin rezonanslar içerdiğinden $\delta(s - m_A^2)\delta(s' - m_B^2)$ şeklinde kullanılır. Ve s ve s' 'nin büyük değerleri için ise spektral fonksiyon daha yüksek durumları veren sürekli spektruma sahip olduğu için $\theta(s - s_0)\theta(s' - s'_0)$ şeklinde yazılabilir. Burada s_0 ve s'_0 sürekli spektrumun eşik değerleridir. Böylece spektral yoğunluk

$$\rho = \sum \langle 0 | J_1 | n \rangle \langle n | J_2 | m \rangle \delta(s - m_A^2) \delta(s' - m_B^2) + \rho^{\text{sür}} \theta(s - s_0) \theta(s' - s'_0) \quad (3.26)$$

olarak yazılır. Burada $|n\rangle, |m\rangle$ durumları, kuark akımı J_i tarafından yaratılan hadron durumlarını gösterir. Minkowsky fiziksel bölgesinde $p^2, p'^2 > 0$ olduğundan, temel durumdan başlayarak hadron durumları üzerinden tam bir toplam alınır. Böylece fiziksel kısım için ilişkilendirme fonksiyonu;

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu, \lambda}^{\text{fiz}}(p, p'; q) &= \frac{\langle 0 | j_\nu^A | A(p) \rangle \langle A(p) | j_\mu^C | B(p') \rangle \langle B(p') | j_\lambda^B | 0 \rangle}{(p^2 - m_A^2)(p'^2 - m_B^2)} \\ &+ \int_0^\infty ds \int_0^\infty ds' \frac{\rho_{\mu\nu, \lambda}^{\text{sür}}(s, s')}{(s + p^2)(s' + p'^2)} + \text{kalan terimler} \end{aligned} \quad (3.27)$$

şeklinde yazılır. Burada, hadronik spektral yoğunluk $\rho^{\text{sür}}(s, s')$ kuantum sayıları geçerli olan bütün yüksek rezonansları ve rezonans olmayan sürekli spektrumu içerir.

Aynı bozunma için ilişkilendirme fonksiyonunu iki farklı şekilde hesaplayabiliriz. Birincisi işlemcilerin vakumdaki beklenen değerlerinin elde edilen teorik kısım. Diğeri ise fiziksel rezonans parametreleri cinsinden verilen genel dağılım bağıntısıdır. (3.27) denklemi bilinmeyen çıkarma (subtraction) terimlerini içerdiğinden çok kullanışlı değildir. Bu çıkarma terimleri, Borel dönüşümleri olarak da bilinen ve ilişkilendirme fonksiyonunun Q^2 'ye göre yeterli sayıda türevlerinin alınması ile elenebilirler (Colangelo ve ark., 2000). Borel dönüşümü

$$\frac{1}{q^2 + m^2} \rightarrow B_{M^2} \left(\frac{1}{q^2 + m^2} \right) \rightarrow e^{-\frac{s}{M^2}} \quad (3.28)$$

olacak şekilde, hadronik gösterimi üstel azalanlar üzerinden toplama dönüştürerek (3.27) denklemine kalan terimler ifadeden çıkarılır. Bu ifadeye Borel dönüşümü uyguladığımızda;

$$\begin{aligned}
\Pi_{\mu\nu,\lambda}^{\text{fiz}}(p, p'; q) &= \\
&\langle 0 | j_\nu^A | A(p) \rangle \langle A(p) | j_\mu^C | B(p') \rangle \langle B(p') | j_\lambda^B | 0 \rangle e^{-\frac{s}{M_1^2}} e^{-\frac{s'}{M_2^2}} \\
&+ \int_0^\infty ds \int_0^\infty ds' \rho^{\text{sür}}(s, s') e^{-\frac{s}{M_1^2}} e^{-\frac{s'}{M_2^2}} \\
&= \int_0^\infty ds \int_0^\infty ds' \rho^{\text{pert}}(s, s') e^{-\frac{s}{M_1^2}} e^{-\frac{s'}{M_2^2}} + B_{M_1^2} B_{M_2^2} \Pi^{\text{non-pert}}
\end{aligned} \tag{3.29}$$

elde ederiz. (3.29) denklemindeki pertürbatif katkılar, spektrum parametrelerinin eşik değerleri ve daha yüksek değerler olmak üzere iki parçaya ayrılarak incelenebilir.

$$\begin{aligned}
\int_0^\infty ds \int_0^\infty ds' \rho^{\text{pert}}(s, s') e^{-\frac{s}{M_1^2}} e^{-\frac{s'}{M_2^2}} &= \int_0^{s_0} ds \int_0^{s'_0} ds' \rho^{\text{pert}}(s, s') e^{-\frac{s}{M_1^2}} e^{-\frac{s'}{M_2^2}} \\
&+ \int_{s_0}^\infty ds \int_{s'_0}^\infty ds' \rho^{\text{pert}}(s, s') e^{-\frac{s}{M_1^2}} e^{-\frac{s'}{M_2^2}}
\end{aligned} \tag{3.30}$$

(3.30) denklemindeki ikinci integral daha yüksek rezonans ve sürekli spektrum katkılarını içerir. Dispersiyon bağıntısındaki spektral yoğunluk fonksiyonu $\rho^{\text{sür}}(s, s')$ tarafından içerilen daha yüksek hadron durumlarına kuark-hadron ikilemi (duality) uygulanır. Bu durumda $p^2, p'^2 < 0$ bölgesinde pertürbatif yöntemle hesaplanan $\rho^{\text{pert}}(s, s'), \rho^{\text{sür}}(s, s')$ [$\rho^{\text{pert}}(s, s') \rightarrow \rho^{\text{sür}}(s, s')$] ile yer değiştirebilir. Böylece, ilk uyarılmış rezonansın kütlelerinin etkin parametreleri yerine daha yüksek hadron durumların tanımlayan parametreler kullanılır.

Böylece sonuç olarak,

$$\begin{aligned}
\Pi_{\mu\nu,\lambda}^{\text{fiz}}(p, p'; q) &= \langle 0 | j_\nu^A | A(p) \rangle \langle A(p) | j_\mu^C | B(p') \rangle \langle B(p') | j_\lambda^B | 0 \rangle e^{-\frac{s}{M_1^2}} e^{-\frac{s'}{M_2^2}} \\
&+ \int_0^{s_0} ds \int_0^{s'_0} ds' \rho^{\text{pert}}(s, s') e^{-\frac{s}{M_1^2}} e^{-\frac{s'}{M_2^2}} + B_{M_1^2} B_{M_2^2} \Pi^{\text{non-pert}}
\end{aligned} \tag{3.31}$$

ifadesi elde edilir. Bu işlemten dolayı pertürbatif olarak hesaplanan spektral fonksiyona bazı düzeltmeler yapılmalıdır. Bunun için Feynman diyagramları kullanılarak hesaplanan pertürbatif katkı içindeki $(M^2)^{n+1}$ ($n \geq 0$) terimlerinin

$$f_n(s_0 / M^2) = 1 - e^{-s_0/M^2} \sum_{k=0}^n \frac{(s_0 - M)^k}{k!} \tag{3.32}$$

ifadesi ile çarpılması gerekir. Eğer pertürbatif katkılar sıfır ise yani hesaba katkı vermiyorsa ilişkilendirme fonksiyonu

$$\Pi_{\mu\nu,\lambda}^{\text{fiz}}(p, p'; q) = \langle 0 | j_\nu^A | A(p) \rangle \langle A(p) | j_\mu^C | B(p') \rangle \langle B(p') | j_\lambda^B | 0 \rangle e^{-\frac{s}{M_1^2}} e^{-\frac{s'}{M_2^2}} \quad (3.33)$$

şeklinde yazılır.

3.2. KR D Toplam Kurallarının $V \rightarrow \sigma\gamma$ Bozunmasına Uygulanması

3.2.1. $V \rightarrow \sigma\gamma$ Bozunması için KR D Toplam Kurallarının Fiziksel

Kısımının Hesabı

$V \rightarrow \sigma\gamma$ bozunması için ilgili üç nokta ilişkilendirme (Correlation) fonksiyonu aşağıdaki gibi verilir.

$$\Pi_{\mu\nu}(p, p') = i \int d^4x d^4y e^{ip'y} e^{-ipx} \langle 0 | T \{ j_\mu^\gamma(0) j^\sigma(x) j_\nu^V(y) \} | 0 \rangle \quad (3.34)$$

Burada V , ω ve ρ vektör mezonlardır. Fenomenolojik olarak ilişkilendirme fonksiyonu hadron durumlarının terimleri cinsinden çift dağılım bağıntısı şeklinde yazılır,

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}(p, p') = & \frac{\langle 0 | j_\nu^V(y) | V(p) \rangle \langle V(p) | j_\mu^\gamma(0) | \sigma(p') \rangle \langle \sigma(p') | j^\sigma(x) | 0 \rangle}{(p^2 - m_V^2)(p'^2 - m_\sigma^2)} \\ & + \frac{1}{\pi^2} \int_{s_1}^{\infty} ds_1 \int_{s_2}^{\infty} ds_2 \frac{\rho^{\text{sürekli}}(s_1 s_2; Q^2)}{(s_1 - p^2)(s_2 - p'^2)} + \text{kalan terimler} . \end{aligned} \quad (3.35)$$

Burada s_1 ve s_2 süreklilik eşikleridir. λ_V , ω ve ρ mezonlarının çakışma genlikleri, ε^μ vektör mezonların polarizasyon vektörü olmak üzere,

$$\langle 0 | j_\mu^V(y) | V \rangle = \lambda_V \varepsilon^\mu \quad (3.36)$$

olarak yazılır. Ayrıca σ skaler mezonu ile vakum durumu arasındaki matris elemanı, σ skaler mezonun çakışma genliğini verir,

$$\langle \sigma | j^\sigma(x) | 0 \rangle = \lambda_\sigma \quad (3.37)$$

elektromanyetik akımın matris elemanı

$$\langle V(p) | j_V^\gamma(0) | \sigma(p') \rangle = -i \frac{e}{m_V} g_{V\sigma\gamma} K(q^2) (p \cdot q \varepsilon_\mu - \varepsilon \cdot q p_\mu) \quad (3.38)$$

olarak tanımlanır; burada $q = p - p'$ ve $K(q^2)$ yapı sabitidir, $K(q^2 = 0) = 1$ olarak alınır. (3.35) denkleminde (3.36), (3.37) ve (3.38) ifadeleri yerine yazıldığında, ilişkilendirme fonksiyonunun fiziksel kısmı

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}(p, p') = & -ie g_{V\sigma\gamma} \frac{\lambda_\sigma \lambda_V \varepsilon^\mu K(q^2) (p \cdot q \varepsilon_\mu - \varepsilon \cdot q p_\mu)}{m_V (p^2 - m_V^2) (p'^2 - m_\sigma^2)} \\ & + \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty ds_1 \int_0^\infty ds_2 \frac{\rho^{\text{süreklı}}(s_1 s_2; Q^2)}{(s_1 - p^2)(s_2 - p'^2)} + \text{kalan terimler} \end{aligned} \quad (3.39)$$

şeklinde elde edilir. Çift Borel dönüşümü uygulandığında ifade

$$B_{M_1} B_{M_2} \Pi_{\mu\nu}(p, p') = -ie g_{V\sigma\gamma} \lambda_\sigma \lambda_V e^{-\frac{m_\sigma^2}{M_1^2} - \frac{m_V^2}{M_2^2}} \quad (3.40)$$

şekline dönüşür. $\rho^{\text{süreklı}}(s_1 s_2; Q^2) = 0$ olarak alınır bu çalışmada perturbatif katkılar olmadığından spektral yoğunluk sıfıra eşit olur.

3.2.2. $V \rightarrow \sigma\gamma$ Bozunması için KRD Toplam Kurallarının Teorik Kısımının Hesabı

$V \rightarrow \sigma\gamma$ bozunmasında KRD Toplam Kuralları için aşağıdaki üç nokta ilişkilendirme fonksiyonunu düşünürüz,

$$\Pi_{\mu\nu}(p, p') = i \int d^4x d^4y e^{ip'y} e^{-ipx} \langle 0 | T \{ j_\mu^\gamma(0) j^\sigma(x) j_\nu^V(y) \} | 0 \rangle \quad (3.41)$$

bu ifade de $V = \omega$ ve ρ , vektör mezonu göstermek üzere, J_μ^V, J_ν^V ve J_σ terimleri sırasıyla vektör mezonlar için enterpolasyon akımlar, elektromanyetik ve skaler akımlardır, ve sırasıyla aşağıdaki gibi tanımlanırlar

$$J_{\mu}^{\circ} = \frac{1}{2}(\bar{u}\gamma_{\mu}u + \bar{d}\gamma_{\mu}d)$$

$$J_{\mu}^{\rho} = \frac{1}{2}(\bar{u}\gamma_{\mu}u - \bar{d}\gamma_{\mu}d) \quad (3.42)$$

$$J_{\nu}^{\gamma} = \frac{1}{2}e_q(\bar{u}\gamma_{\nu}u + \bar{d}\gamma_{\nu}d)$$

$$J^{\sigma} = \frac{1}{2}(\bar{u}u + \bar{d}d)$$

Akım ifadeleri görüldüğü gibi u ve d kuarklarını içermektedir, u ve d kuarklarının kütleleri birbirine çok yakın olduğundan $m_u = m_d = m_q$ olarak düşünülür ve bu çalışmada u ve d kuark kütleleri çok küçük olduğundan $m_q \rightarrow 0$ limitinde çalışıldı. Teorik kısım hesabında, fiziksel kısımda elde edilen $(p_{\mu}p'_{\nu} - p \cdot p' g_{\mu\nu})$ değişmez ayar yapısı düşünüldü.

Teorik kısım hesabında, pertürbatif ve pertürbatif olmayan kısımlar mevcuttur ve her iki kısım da ayrı ayrı hesaplanır. Pertürbatif ve pertürbatif olmayan katkılar hesaplanırken köşeler için

$$\Gamma_1 = -\frac{i}{2}\gamma_{\mu}, \Gamma_2 = -ie_q\gamma_{\nu}, \Gamma_3 = -\frac{i}{2}I \quad (3.43)$$

ifadeleri kullanılır.

3.2.2.1. $g_{\nu\sigma\gamma}$ Çiftlenim Sabitinin Pertürbatif Kısımının Hesabı

Pertürbatif kısmın hesabı için kuark halka Feynman diyagramı kullanılarak hesap yapılır. Şekil 3.3. a' da verilen en düşük seviye yalın halka Feynman diyagramı için analitik ifade;

$$M = N_c \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr} [D(k)\Gamma_1 D(k+p')\Gamma_2 D(k+p)\Gamma_3] \quad (3.44)$$

şeklinde yazılır. İlerleticiler ve köşe fonksiyonları yerine yazıldığında

$$M = N_c \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[\frac{i}{\not{k} - m_q} \left(\frac{-i}{2} \gamma_\mu \right) \frac{i}{\not{k} + \not{p}' - m_q} (-ie_q \gamma_\nu) \frac{i}{\not{k} + \not{p}' - m_q} \left(-\frac{i}{2} I \right) \right] \quad (3.45)$$

$$M = e_q \frac{N_c}{4} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[\frac{1}{\not{k}} \gamma_\mu \frac{1}{\not{k} + \not{p}'} \gamma_\nu \frac{1}{\not{k} + \not{p}'} \right] \quad (3.46)$$

$$M = e_q \frac{N_c}{4} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{(k^2)(k+p')(k+p)} \text{Tr} \left[\not{k} \gamma_\mu (\not{k} + \not{p}') \gamma_\nu (\not{k} + \not{p}') \right] \quad (3.47)$$

elde edilir. Burada

$$\text{Tr} \left[\not{k} \gamma_\mu (\not{k} + \not{p}') \gamma_\nu (\not{k} + \not{p}') \right] = 0 \quad (3.48)$$

olduğundan, hesabımıza pertürbatif katkı gelmemektedir.

3.2.2.2. $g_{\nu\sigma\gamma}$ Çiftlenim Sabitinin Pertürbatif Olmayan Kısmının Hesabı

Pertürbatif olmayan kısmın hesabı için Şekil 3.3 b' de gösterilen kuark yoğunlaşma, Şekil 3.3 c' de verilen bir dış alanlı kuark yoğunlaşma ve Şekil 3.3 d' de verilen manyetik alınganlık Feynman diyagramları düşünülmüştür. Şekil 3.3. b' de verilen Feynman diyagramı için analitik ifade;

$$M1 = N_c \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \psi_\beta^a(x) | 0 \rangle \quad (3.49)$$

şeklinde yazılır. Fermiyon alanı yerine konulduğunda, elde edilen ifadedeki her bir terim 3, 4, 5 ve 6 boyutlu katkılar için analitik ifadeleri verir, noktalar $d > 6$ terimlerini içerir.

$$M1 = N_c \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \psi_\beta^a(x) | 0 \rangle \quad (3.50)$$

$$\begin{aligned} M1 = N_c \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \{ & \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \\ & + x_\lambda \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) [\nabla_\lambda \psi_\beta^a(x)]_{x=0} | 0 \rangle \\ & + \frac{1}{2} x_\lambda x_{\lambda'} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) [\nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \psi_\beta^a(x)]_{x=0} | 0 \rangle \\ & + \frac{1}{6} x_\lambda x_{\lambda'} x_{\lambda''} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) [\nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \nabla_{\lambda''} \psi_\beta^a(x)]_{x=0} | 0 \rangle + \dots \} \end{aligned} \quad (3.51)$$

eşitlikte ki ilk terim $d=3$ boyutlu ifadeyi verir, ve

$\langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \psi_\beta^b(0) | 0 \rangle = \frac{1}{12} g_{\alpha\beta} \delta^{ab} \langle \bar{\psi}\psi \rangle$ tanımı kullanılarak $d=3$ boyutlu analitik ifade

$$M1(3d) = \frac{N_c}{4} \langle \bar{\psi}\psi \rangle \text{Tr} \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right] \quad (3.52)$$

olarak yazılır. Terimin boyutu $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ tarafından tayin edilir. Bu ifadede ileticiler ve köşe fonksiyonları yerine yazılırsa

$$M1(3d) = \frac{N_c}{4} \left(-\frac{i}{2} \right) \left(-\frac{i}{2} \right) \langle \bar{\psi}\psi \rangle \text{Tr} \left[\gamma_\mu \frac{i}{\not{p}' - m_q} \gamma_\nu (-ie_q) \frac{i}{\not{p} - m_q} \right] \quad (3.53)$$

elde edilir. $m_q \rightarrow 0$ limitinde bu ifadeden gelen katkı

$$M1(3d) = -ie_q \frac{N_c}{16} \langle \bar{\psi}\psi \rangle \text{Tr} \left[\gamma_\mu \frac{1}{\not{p}'} \gamma_\nu \frac{1}{\not{p}} \right] \quad (3.54)$$

olarak bulunur. İz hesapları yapıldıktan sonra

$$M1(3d) = -ie_q \frac{N_c}{4} \langle \bar{\psi}\psi \rangle \frac{1}{p^2 p'^2} \left\{ p_\mu p'_\nu - p_\nu p'_\mu + g_{\mu\nu} p \cdot p' \right\} \quad (3.55)$$

elde edilir. Fermiyon alanının açılım ifadesindeki ikinci terim kullanılırsa, $d=4$ boyutlu analitik ifade

$$M1(4d) = N_c \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} x_\lambda \nabla_\lambda \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \quad (3.56)$$

$$= N_c x_\lambda \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \nabla_\lambda \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \quad (3.57)$$

olarak bulunur. Bu ifadede $x_\lambda \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial p_\lambda}$ ve $\langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \nabla_\lambda \psi_\beta^b(0) | 0 \rangle = \frac{im_q}{48} \langle \bar{\psi}\psi \rangle (\gamma_\lambda) \delta^{ab}$

tanımları kullanılırsa

$$M1(4d) = N_c \frac{im_q}{48} \langle \bar{\psi}\psi \rangle (-i \frac{\partial}{\partial p_\lambda}) (\gamma_\lambda) \delta^{ab} \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \quad (3.58)$$

olur. $m_q \rightarrow 0$ limitinde bu terim katkı vermez. Fermiyon alanının üçüncü terimi $d=5$ boyutlu analitik ifadeyi verir,

$$M1(5d) = \frac{N_c}{2} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} x_\lambda x_{\lambda'} \nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \quad (3.59)$$

Bu ifadede $\langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle$ terimi için aşağıda verilen eşitlik kullanılırsa $d=5$ boyutlu ifadeyi elde ederiz.

$$\begin{aligned} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle = & - \frac{m_q^2}{16} \langle \bar{\psi}\psi \rangle + \frac{1}{32} \left\langle \bar{\psi} g G_{\lambda\lambda'} \frac{\lambda^a}{2} \sigma_{\lambda\lambda'} \psi \right\rangle (g_{\lambda\lambda'})_{\beta\alpha} \\ & - \frac{i}{96} \left\langle \bar{\psi} g G_{\lambda\lambda'} \frac{\lambda^a}{2} \sigma_{\lambda\lambda'} \psi \right\rangle (\sigma_{\lambda\lambda'})_{\beta\alpha} \end{aligned} \quad (3.60)$$

$$\begin{aligned} M1(5d) = & \frac{N_c}{32} m_q^2 x_\lambda x_{\lambda'} \text{Tr} \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right] \\ & + \frac{N_c}{64} x_\lambda x_{\lambda'} \left\langle \bar{\psi} g G_{\lambda\lambda'} \frac{\lambda^a}{2} \sigma_{\lambda\lambda'} \psi \right\rangle g_{\lambda\lambda'} \text{Tr} \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right] \\ & - i \frac{N_c}{192} x_\lambda x_{\lambda'} \left\langle \bar{\psi} g G_{\lambda\lambda'} \frac{\lambda^a}{2} \sigma_{\lambda\lambda'} \psi \right\rangle \sigma_{\lambda\lambda'} \text{Tr} \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p) \Gamma_3 \right] \end{aligned} \quad (3.61)$$

Burada $m_q \rightarrow 0$ limitinde hafif kuarklar için $m_q^2=0$ olacağından (3.61) eşitliği

$$\begin{aligned} M1(5d) = & \frac{N_c}{64} \left(-\frac{i}{2} \right) \left(-\frac{i}{2} \right) m_0^2 \langle \bar{\psi}\psi \rangle \frac{\partial}{\partial p_\lambda} \frac{\partial}{\partial p_{\lambda'}} \text{Tr} \left[\gamma_\mu \frac{i}{\not{p}'} \gamma_\nu (-ie_q) \frac{i}{\not{p}'} \right] g_{\lambda\lambda'} \\ & - i \frac{N_c}{192} \left(-\frac{i}{2} \right) \left(-\frac{i}{2} \right) m_0^2 \langle \bar{\psi}\psi \rangle \frac{\partial}{\partial p_\lambda} \frac{\partial}{\partial p_{\lambda'}} \text{Tr} \left[\gamma_\mu \frac{i}{\not{p}'} \gamma_\nu (-ie_q) \frac{i}{\not{p}'} \right] \sigma_{\lambda\lambda'} \end{aligned} \quad (3.62)$$

şeklinde yazılır ve türevler alındıktan sonra

$$\begin{aligned}
&= ie_q \frac{N_c}{64} \left(-\frac{i}{2}\right) \left(-\frac{i}{2}\right) m_0^2 \langle \bar{\psi} \psi \rangle - ie_q \left(-\frac{i}{2}\right) \left(-\frac{i}{2}\right) \frac{N_c}{192} m_0^2 \langle \bar{\psi} \psi \rangle \left\{ \gamma_\mu \frac{1}{\not{p}'} \gamma_\lambda \frac{1}{\not{p}'} \gamma_{\lambda'} \frac{1}{\not{p}'} \gamma_{\nu'} \frac{1}{\not{p}'} \right. \\
&\quad + \gamma_\mu \frac{1}{\not{p}'} \gamma_{\lambda'} \frac{1}{\not{p}'} \gamma_\lambda \frac{1}{\not{p}'} \gamma_{\nu'} \frac{1}{\not{p}'} + \gamma_\mu \frac{1}{\not{p}'} \gamma_{\lambda'} \frac{1}{\not{p}'} \gamma_{\nu'} \frac{1}{\not{p}'} \gamma_\lambda \frac{1}{\not{p}'} + \gamma_\mu \frac{1}{\not{p}'} \gamma_\lambda \frac{1}{\not{p}'} \gamma_{\nu'} \frac{1}{\not{p}'} \gamma_{\lambda'} \frac{1}{\not{p}'} \\
&\quad \left. + \gamma_\mu \frac{1}{\not{p}'} \gamma_{\nu'} \frac{1}{\not{p}'} \gamma_\lambda \frac{1}{\not{p}'} \gamma_{\lambda'} \frac{1}{\not{p}'} + \gamma_\mu \frac{1}{\not{p}'} \gamma_{\nu'} \frac{1}{\not{p}'} \gamma_{\lambda'} \frac{1}{\not{p}'} \gamma_\lambda \frac{1}{\not{p}'} \right\} \quad (3.63)
\end{aligned}$$

olur. İz hesapları yapıldıktan sonra d=5 boyutlu ifade

$$M1(5d) = -\frac{3i}{4} e_q m_0^2 \langle \bar{\psi} \psi \rangle \left\{ \frac{1}{p'^4 p^2} + \frac{1}{p'^2 p^4} \right\} \left\{ p'_\mu p'_\nu - g_{\mu\nu} p \cdot p' \right\} \quad (3.64)$$

olur. Şekil 3.3. c' de verilen bir dış alanlı kuark yoğunlaşma diyagramlarından birincisinin katkısı için analitik ifade

$$M2 = N_c \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p+k) (-ig\gamma_\rho \frac{\lambda_c}{2}) A_\rho^a(k) D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \quad (3.65)$$

şeklindedir. Bu ifadede fermiyon ve potansiyel alanları yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned}
M2 &= N_c \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p+k) (-ig\gamma_\rho \frac{\lambda_c}{2}) \right. \\
&\quad \times \left(-\frac{i}{2} (2\pi)^4 G_{\rho\sigma}(0) \frac{\partial}{\partial k_\rho} \delta^4(k) - \frac{1}{3} (2\pi)^4 (D_\theta G_{\rho\sigma}(0))^a \frac{\partial^2}{\partial k_\rho \partial k_\theta} \delta^4(k) + \dots \right) D(p) \Gamma_3 \left. \right]_{\alpha\beta} \\
&\quad \left\{ \psi_\beta^a(0) + x_\lambda \left[\nabla_\lambda \psi_\beta^a(x) \right]_{x=0} + \frac{1}{2} x_\lambda x_{\lambda'} \left[\nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \psi_\beta^a(x) \right]_{x=0} \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{6} x_\lambda x_{\lambda'} x_{\lambda''} \left[\nabla_\lambda \nabla_{\lambda'} \nabla_{\lambda''} \psi_\beta^a(x) \right]_{x=0} + \dots \right\} | 0 \rangle \quad (3.66)
\end{aligned}$$

elde edilir. Buradan d=5 boyutlu ifade

$$\begin{aligned}
M2(5d) &= N_c \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p+k) \right. \\
&\quad \times (-ig\gamma_\rho \frac{\lambda_c}{2}) \left(-\frac{i}{2} (2\pi)^4 G_{\rho\sigma}(0) \frac{\partial}{\partial k_\rho} \delta^4(k) \right) D(p) \Gamma_3 \left. \right]_{\alpha\beta} \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \\
&= N_c (2\pi)^4 \frac{\partial}{\partial k_\rho} \delta^4(k) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p+k) (-ig\gamma_\rho \frac{\lambda_c}{2}) D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \\
&\quad \times \frac{1}{2} g \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) G_{\rho\sigma}(0) \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \quad (3.67)
\end{aligned}$$

olarak yazılır. Bu ifadede $\int (2\pi)^4 \frac{\partial}{\partial k_p} \delta^4(k) f(k-a) = -\frac{\partial}{\partial k} f(a)$ tanımı kullanıldı. (3.67)

$$\text{eşitliğinde } \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) G_{\mu\nu} \psi_\beta^b(0) | 0 \rangle = \frac{1}{192} \left\langle \bar{\psi} g G_{\mu\nu} \frac{\lambda^c}{2} \sigma_{\mu\nu} \psi \right\rangle (\sigma_{\mu\nu})_{\beta\alpha} \frac{\lambda^c}{2} \text{ ve } \text{Tr} \left(\frac{\lambda^c}{2} \frac{\lambda^c}{2} \right) = 4$$

ifadeleri kullanılır, iletici ve köşe fonksiyonları da yazılırsa d=5 boyutlu ifade

$$\begin{aligned} M2(5d) = & 2N_c \left(-\frac{i}{2} \right) \left(-\frac{i}{2} \right) \frac{1}{192} \left\langle \bar{\psi} g G_{\lambda\lambda'} \frac{\lambda^c}{2} \sigma_{\lambda\lambda'} \psi \right\rangle \\ & \times \frac{\partial}{\partial k_\lambda} \text{Tr} \left[\gamma_\mu \frac{i}{\not{p}'} (-ie_q) \gamma_\nu \frac{i}{\not{p} + \not{k}} (\gamma_\rho) \frac{i}{\not{p}} \sigma_{\lambda\rho} \right] \end{aligned} \quad (3.68)$$

olarak elde edilir.

$$(3.68) \text{ eşitliğinde } \left\langle \bar{\psi} g G_{\lambda\lambda'} \frac{\lambda^c}{2} \sigma_{\lambda\lambda'} \psi \right\rangle = m_0^2 \langle \bar{\psi} \psi \rangle \text{ tanımı yerine yazılır ve eşitlik}$$

düzenlenirse,

$$M2(5d) = e_q 2N_c \frac{1}{192} \frac{1}{4} m_0^2 \langle \bar{\psi} \psi \rangle \text{Tr} \left\{ \gamma_\mu \frac{1}{\not{p}'} \gamma_\nu \frac{1}{\not{p} + \not{k}} \gamma_\lambda \frac{1}{\not{p} + \not{k}} \gamma_\rho \frac{1}{\not{p}} \sigma_{\lambda\rho} \right\} \quad (3.69)$$

elde edilir. İz hesapları yapıldığında, d=5 boyutlu analitik ifade

$$M2(5d) = \frac{3i}{4} e_q m_0^2 \langle \bar{\psi} \psi \rangle \frac{1}{8p'^2 p^4} (p_\nu p'_\mu - p p' g_{\mu\nu}) \quad (3.70)$$

olur. Şekil 3.3. c' de verilen ikinci verilen bir dış alanlı kuark yoğunlaşma diyagramının analitik ifadesi birinci diyagramın ifadesine benzer şekilde,

$$M3 = N_c \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p'-k) (-ig\gamma_\rho \frac{\lambda^c}{2}) A_p^a(k) D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \quad (3.71)$$

olarak yazılır. Yukarıdaki işlemlere benzer şekilde hesaplamalar yapılırsa,

$$\begin{aligned} M3(5d) = & \frac{N_c}{2} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^a(0) G_{\rho\sigma} \psi_\beta^a(0) | 0 \rangle \\ & \times \frac{\partial}{\partial k_\lambda} \left[\Gamma_1 D(p') \Gamma_2 D(p'-k) (g\gamma_\rho \frac{\lambda^c}{2}) D(p) \Gamma_3 \right]_{\alpha\beta} \end{aligned} \quad (3.72)$$

ifadesi elde edilir. İlerletici ve köşe fonksiyonları da yerine yazıldığında d=5 boyutlu ifade

$$M3(5d) = 2N_c \left(-\frac{i}{2}\right) \left(-\frac{i}{2}\right) \frac{1}{192} \left\langle \bar{\psi} g G_{\lambda\lambda'} \frac{\lambda^c}{2} \sigma_{\lambda\lambda'} \psi \right\rangle \quad (3.73)$$

$$\times \frac{\partial}{\partial k_\lambda} \text{Tr} \left[\gamma_\mu \frac{i}{\not{p}'} (-ie_q) \gamma_\nu \frac{i}{\not{p}' - \not{k}} (\gamma_\rho) \frac{i}{\not{p}} \sigma_{\lambda\rho} \right]$$

$$M3(5d) = e_q 2N_c \frac{1}{192} \frac{1}{4} m_0^2 \langle \bar{\psi} \psi \rangle \text{Tr} \left\{ \gamma_\mu \frac{1}{\not{p}'} \gamma_\rho \frac{1}{\not{p}' - \not{k}} \gamma_\lambda \frac{1}{\not{p}' - \not{k}} \gamma_\nu \frac{1}{\not{p}} \sigma_{\lambda\rho} \right\} \quad (3.74)$$

olarak bulunur. İz hesapları yapıldığında

$$M3(5d) = \frac{3i}{4} e_q m_0^2 \langle \bar{\psi} \psi \rangle \frac{1}{24 p^2 p'^4} \{-p_\nu p'_\mu + g_{\mu\nu} p \cdot p'\} \quad (3.75)$$

elde edilir.

Son olarak şekil 3.3. d' de verilen iki kuark çizgisinin aynı anda kırılması ile oluşan Feynman diyagramının analitik ifadesi

$$M_\chi = iN_c \int d^4x d^4y e^{ipx} e^{iqy} \langle 0 | T \left\{ e_q \left(\bar{\psi} \left(-\frac{i}{2} \right) \gamma_\nu \psi \right) (y) \left(\bar{\psi} \left(-\frac{i}{2} \right) \gamma_\mu \psi \right) (0) \left(\bar{\psi} \psi \right) (x) \right\} | 0 \rangle \quad (3.76)$$

şeklindedir. Burada parantez içerisindeki ifadeye Wick teoremini uygularsak

$$T \left\{ \bar{\psi} \gamma_\nu \psi (y) \underbrace{\left(\bar{\psi} \gamma_\mu \psi \right) (0)}_{S_q(0-x)_{\alpha\beta}} \left(\bar{\psi} \psi \right) (x) \right\} \quad (3.77)$$

elde edilir. İfadedeki $S_q(0-x)_{\alpha\beta}$ kuark ilerleticisidir; kalan terim için

$$d^4y e^{iqy} \langle 0 | T \left\{ \left(\bar{\psi} \gamma_\nu \psi \right) (y) \left(\bar{\psi} \psi \right) (x) \right\} | 0 \rangle = \chi(\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha)_{\beta\alpha} \langle \bar{\psi} \psi \rangle \quad (3.78)$$

yazılır. Kuark ilerletici için

$$S_q(0-x) = \frac{i}{\not{p} - m_q} \quad (3.79)$$

ifadesi kullanılır. (3.78) ve (3.79) tanımları kullanılırsa manyetik alınganlık için

$$M_\chi = -\frac{ie_q}{4} N_c \int d^4x e^{ipx} (\gamma_\mu)_{\alpha\beta} \chi(\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha)_{\beta\alpha} \langle \bar{\psi}\psi \rangle S_q(0-x)_{\alpha\beta} \quad (3.80)$$

ifadesi elde edilir. Daha sonra konum uzayından momentum uzayına geçiş yapılırsa ifade

$$M_\chi = i\chi N_c e_q \langle \bar{\psi}\psi \rangle \text{Tr}[\gamma_\mu \frac{i}{\not{p} - m_q} \sigma_{\nu\alpha}] q^\alpha \quad (3.81)$$

$$M_\chi = i\chi N_c e_q \langle \bar{\psi}\psi \rangle \text{Tr}[\gamma_\mu \frac{i}{\not{p}} \frac{i}{2} [\gamma_\nu, \gamma_\alpha]] q^\alpha \quad (3.82)$$

olarak yazılır. İz hesapları yapıldıktan sonra

$$M_\chi = -iN_c e_q \langle \bar{\psi}\psi \rangle \frac{1}{p^2} (p_\alpha q_\mu - g_{\mu\alpha} p \cdot q) \quad (3.83)$$

elde edilir. Bu ifadeye çift Borel dönüşümü uygulandığında

$$M_\chi = 0 \quad (3.84)$$

olur. Sonuç olarak, manyetik alınganlıktan gelecek katkıyı verecek ifade bulunamadı. Dolayısıyla bu katkıyı verecek terimi elde edebilmek için farklı bir yoldan durumu açıklayabiliriz.

Üç Nokta KRD Toplam Kuralları $q \sim 0$ durumunda güvenilirdir. Bu limiti gidermek için Işık Konisi KRD Toplam Kuralları yöntemi kullanılabilir. Bu sayede manyetik alınganlık terimini de elde edebiliriz. Işık Konisi KRD Toplam Kurallarında, üç nokta ilişkilendirme fonksiyonu yerine dış alanda iki nokta ilişkilendirme fonksiyonu düşünülebilir. Şekil 3.3 d' de verilen iki kuark çizgisinin aynı anda kırılması ile oluşan Feynman diyagramından gelecek katkı dış alanın etkileşimine bağlı olacaktır. Buradan (3.34) denkleminde verilen üç nokta ilişkilendirme fonksiyonunu

$$\Pi_\nu(p, q) = i \int d^4x \langle \gamma(q) | T \{ J_\nu^Y(x) J^\sigma(0) \} | 0 \rangle \quad (3.85)$$

şeklinde yazabiliriz. Bu denklemi çözmek için $\langle \gamma(q) | \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \psi | 0 \rangle$ gibi bir matris elemanını bilmemiz gerekir. Bu matris elemanları foton dalga fonksiyonları yardımı ile tanımlanabilir (Ali ve ark., 1995)

$$\begin{aligned} \langle \gamma(q) | \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \psi | 0 \rangle &= ie_q \langle \bar{\psi} \psi \rangle \int_0^1 du e^{iqux} \{ (\varepsilon_\mu q_\nu - \varepsilon_\nu q_\mu) \\ &\times [\chi \varphi_\gamma(u) + x^2 (g_1(u) - g_2(u)) + \dots] \} \end{aligned} \quad (3.86)$$

Burada χ parametresi kuark yoğunlaşmasının manyetik alınganlığı, e_q kuark yükü, $\varphi_\gamma(u)$ temel düğüm (twist)-2 foton fonksiyonu, $g_1(u)$ ve $g_2(u)$ düğüm-4'ün iki-parçacık foton dalga fonksiyonlarıdır. Buradan manyetik alınganlık parametresini içeren analitik ifade için

$$M_\chi = ie_q \langle \bar{\psi} \psi \rangle \int_0^1 du e^{iqux} \{ (\varepsilon_\mu q_\nu - \varepsilon_\nu q_\mu) \chi \varphi_\gamma(u) \} \quad (3.87)$$

yazılabilir. İfadeyi

$$M_\chi = ie_q \langle \bar{\psi} \psi \rangle \chi \int_0^1 du \frac{\varphi_\gamma(u)}{(p+qu)^2} (\varepsilon_\mu q_\nu - \varepsilon_\nu q_\mu) \quad (3.88)$$

gibi bir forma getirebiliriz. Burada $\varphi_\gamma(u_0) = 6u_0(1-u_0)$, $u_0 = \frac{M_2^2}{M_1^2 + M_2^2}$,

$M^2 = \frac{M_1^2 M_2^2}{M_1^2 + M_2^2}$, M_1^2 ve M_2^2 Borel parametreleridir. p^2 ve p'^2 exponansiyel olarak

açılırsa

$$\frac{1}{(p+qu)^2} = \frac{1}{p^2 \bar{u} + p'^2 u} = \int_0^\infty dt \exp(-t(p^2 \bar{u} + p'^2 u)) \quad (3.89)$$

elde edilir. (3.89) ifadesine çift Borel dönüşümü uygulandığında

$$\int_0^\infty dt \delta\left(\frac{1}{M_1^2} - t\bar{u}\right) \delta\left(\frac{1}{M_2^2} - tu\right) \quad (3.90)$$

şekline dönüşür. Daha sonra Dirac delta fonksiyonunun özelliğini kullanıp bu integral alındığında

$$\frac{1}{(p+qu)^2} = M^2 \delta(u - u_0) \quad (3.91)$$

elde edilir. (3.91) ifadesi (3.88) ifadesinde yerine konulursa;

$$M_\chi = ie_q \chi \langle \bar{\psi} \psi \rangle \int_0^1 du \varphi_\gamma(u) \frac{1}{\Gamma(1)} \delta(u - u_0) M^2 \quad (3.92)$$

$$M_\chi = ie_q \chi \langle \bar{\psi} \psi \rangle \varphi_\gamma(u_0) M^2 \left(1 - e^{-\frac{s_0}{M^2}}\right) \quad (3.93)$$

elde edilir. Burada $\left(1 - e^{-\frac{s_0}{M^2}}\right)$ faktörü sürekliliği çıkarmak için kullanıldı, s_0 ise süreklilik eşiğidir.

BÖLÜM 4

ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Bu tezde $V \rightarrow \sigma\gamma$ bozunması pertürbatif olmayan KRK Toplam Kuralları kullanılarak tartışıldı. Bozunmanın analizinde üç nokta ilişkilendirme fonksiyonu göz önüne alındı ve fonksiyonun teorik ve fiziksel kısımlarının eşleştirilmesinden aşağıdaki ifade elde edildi;

$$g_{V\sigma\gamma} \frac{\lambda_V \lambda_\sigma}{m_V} e^{\frac{m_\sigma^2}{M_1^2}} e^{\frac{m_V^2}{M_2^2}} = e_q \langle \bar{\psi}\psi \rangle \left[\frac{3}{4} + \frac{3}{32} \frac{m_0^2}{M_1^2} + \frac{5}{32} \frac{m_0^2}{M_2^2} \right]. \quad (4.1)$$

İki kuark çizgisinin aynı anda kırılmasından oluşan Feynman diyagramının hesabından elde edilen manyetik alınganlık, χ , terimi de düşünüldüğünde $g_{V\sigma\gamma}$ çiftlenin sabitleri ifadesi

$$g_{V\sigma\gamma} = \frac{m_V}{\lambda_V \lambda_\sigma} (e_u \pm e_d) e^{\frac{m_\sigma^2}{M_1^2}} e^{\frac{m_V^2}{M_2^2}} \langle \bar{\psi}\psi \rangle \times \left[-\varphi_\gamma(u_0) \chi M^2 (1 - e^{-\frac{s_0}{M^2}}) + \frac{3}{4} + \frac{3}{32} \frac{m_0^2}{M_1^2} + \frac{5}{32} \frac{m_0^2}{M_2^2} \right] \quad (4.2)$$

şeklinde yazılır. Burada foton dalga fonksiyonu $\varphi_\gamma(u_0) = 6u_0(1-u_0)$ ' dır. Ve

$$u_0 = \frac{M_2^2}{M_1^2 + M_2^2}, \quad M^2 = \frac{M_1^2 M_2^2}{M_1^2 + M_2^2} \quad (4.3)$$

olarak alınmıştır. Elde edilen çiftlenim sabitlerinin, $g_{V\sigma\gamma}$, nümerik hesapların da kullanılan değerler, $m_0^2 = 0.8 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$, $\langle u\bar{u} \rangle = \langle d\bar{d} \rangle = -0.014 \pm 0.002 \text{ GeV}^3$ (Colangelo ve ark., 2001), $m_\omega = 0.782 \text{ GeV}$, $m_\rho = 0.77 \text{ GeV}$, $m_\sigma = 0.4 - 1.2 \text{ GeV}$ şeklindedir. λ_σ çakışma genliği için iki ayrı hesap yapılmış $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ (Gökalp A. ve ark., 2002) ve $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ (Aliev ve ark., 2003) değerleri bulunmuştur, ayrıca λ_ρ ve λ_ω çakışma genlikleri için

$\lambda_p = 0.17 \pm 0.01 \text{ GeV}^2$ ve $\lambda_\omega = 0.16 \pm 0.01 \text{ GeV}^2$ (Zhu ve ark., 1998) değerleri kullanılmıştır. Manyetik alınganlık için $\chi = -3.15 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-2}$ (Ball ve ark., 2002) değeri kullanılmıştır. $g_{V\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitlerinin toplam kurallarında olan hesabı için s_0 süreklilik eşiği ve M_1^2 ve M_2^2 Borel parametrelerinin bağımsız değerleri ele alınmıştır. Toplam kurallarının $M_1^2 = 1 \text{ GeV}^2$ ve $0.6 \leq M_2^2 \leq 1.4 \text{ GeV}^2$ değerlerinde oldukça istikrarlı oldukları görülmüştür, burada M_2^2 'nin limit değerleri vektör kanalı için izinli aralıktaki değerlerdir (Eletsy ve ark., 1983). Skaler mezonun kütlesi için $m_\sigma \approx 0.7 \text{ GeV}$ ve süreklilik eşiğinin değerleri için $s_0 = 1.4, 1.6$ ve 1.8 GeV^2 değerleri düşünülmüştür. Yukarıda verilen değerler kullanılarak $g_{V\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitleri için manyetik alınganlığın, ilave edildiği ve edilmediği durumlarda hesaplar yapılmıştır.

4.1. $g_{\omega\sigma\gamma}$ Çiftlenim Sabitinin Analizi

$g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin KRD Toplam Kurallarında manyetik alınganlığı da içeren genel ifadesi aşağıda verildiği gibidir,

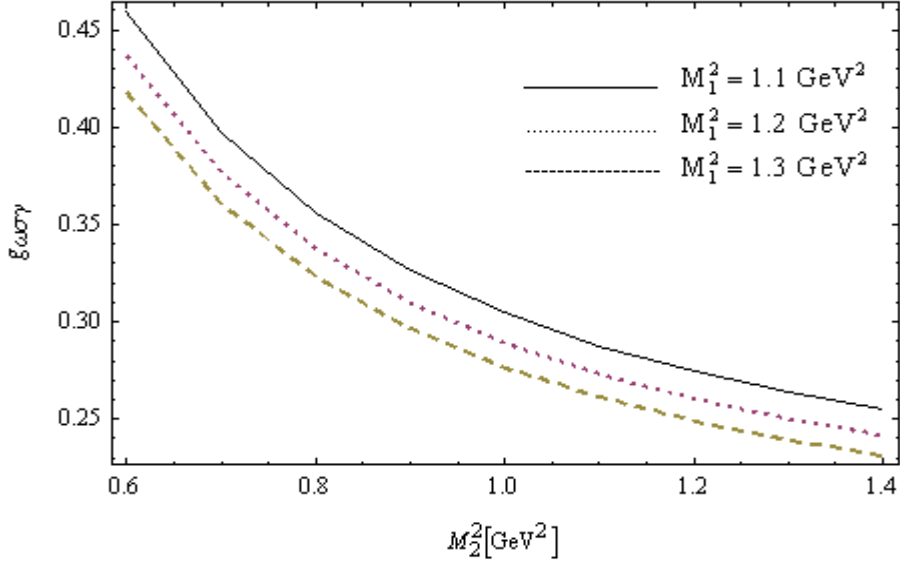
$$g_{\omega\sigma\gamma} = \frac{m_\omega}{\lambda_\omega \lambda_\sigma} (e_u + e_d) e^{\frac{m_\sigma^2}{M_1^2}} e^{\frac{m_\omega^2}{M_2^2}} \langle \bar{\psi}\psi \rangle \times \left[-\varphi_\gamma(u_0) \chi M^2 \left(1 - e^{-\frac{s_0}{M^2}}\right) + \frac{3}{4} + \frac{3}{32} \frac{m_0^2}{M_1^2} + \frac{5}{32} \frac{m_0^2}{M_2^2} \right] \quad (4.4)$$

ilgili parametrelerin değerleri kullanılarak, λ_σ çakışma genliğinin iki farklı değeri için, manyetik alınganlığın dahil edildiği ve edilmediği durumlar da hesaplanan $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin değerleri Çizelge 4.1'de bir araya getirilmiştir.

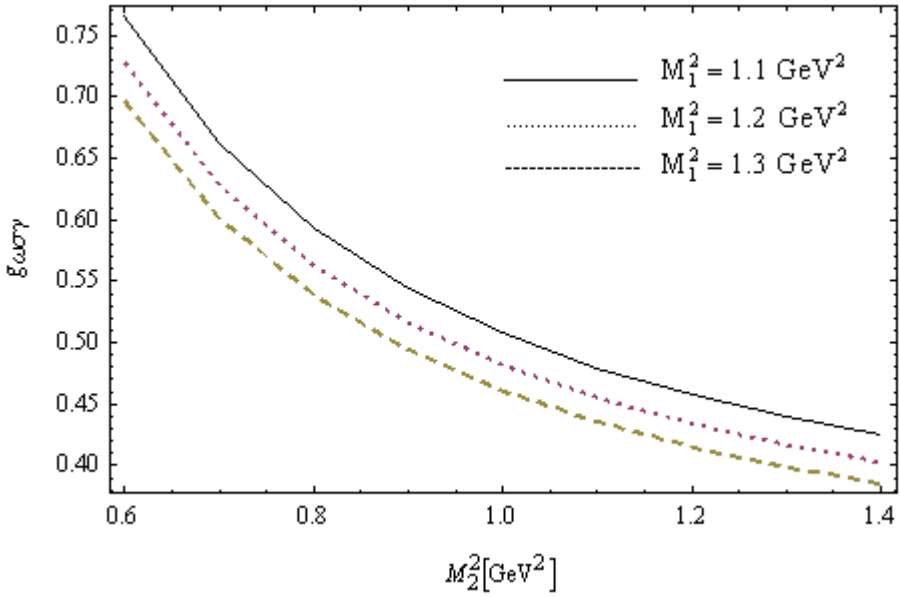
Çizelge 4.1. λ_σ çakışma genliği değerlerine göre, χ manyetik alınganlığın dahil edilmediği ve dahil edildiği durumlarda $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin hesaplanan değerleri.

Çakışma Genliği λ_σ (GeV ²)	Çiftlenim sabiti $ g_{\omega\sigma\gamma} $	(manyetik alınganlık faktörü) χ
0.12 ± 0.03	0.540 ± 0.093	-----
0.2 ± 0.02	0.324 ± 0.056	-----
0.12 ± 0.03	1.828 ± 0.382	Hesaba dahil edildiğinde...
0.2 ± 0.02	1.097 ± 0.229	Hesaba dahil edildiğinde...

$g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin Borel parametresine, bağımlılığı şekil.4.1 ve şekil.4.2'de grafik çizilerek gösterilmiştir. Şekillerde sırasıyla $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03$ GeV² ve $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02$ GeV² değerleri için $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin değişimi farklı M_1^2 değerlerine karşılık M_2^2 Borel parametresinin bir fonksiyonu olarak çizilmiştir.



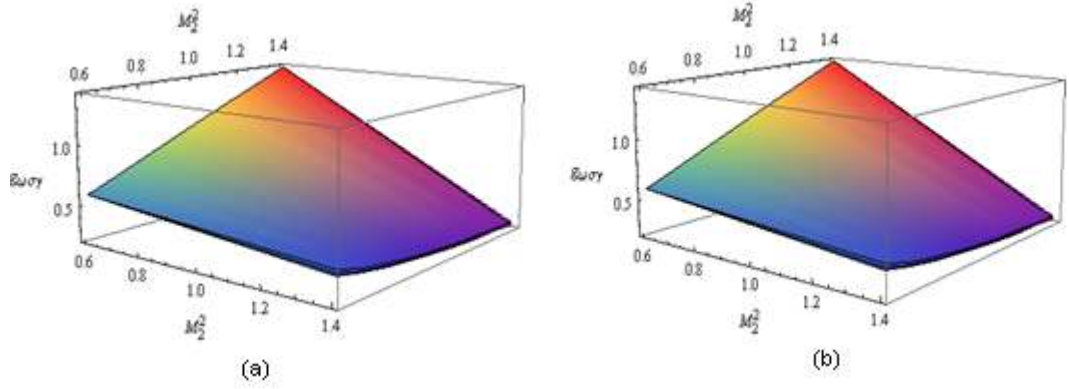
Şekil 4.1. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_{\sigma} = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ olduğu durumda farklı M_1^2 değerleri için M_2^2 ile değişimi.



Şekil 4.2. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_{\sigma} = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ olduğu durumda farklı M_1^2 değerleri için M_2^2 ile değişimi.

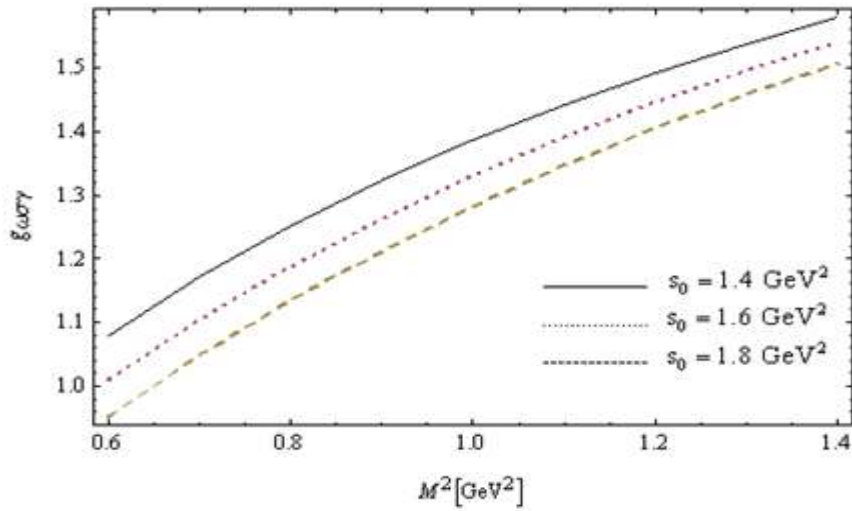
Şekil 4.1 ve Şekil 4.2 'deki grafikler M_1^2 ve M_2^2 'nin verilen değerlerinin oldukça uygun olduğu görülür. λ_{σ} 'nin farklı değerlerine rağmen sonuçlar grafiksel olarak uyum içerisindedir. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin kararlılık bölgesini anlamak için

M_2^2 parametresine göre üç boyutlu davranışı M_1^2 'nin değeri için Şekil 4.3' de çizilmiştir.

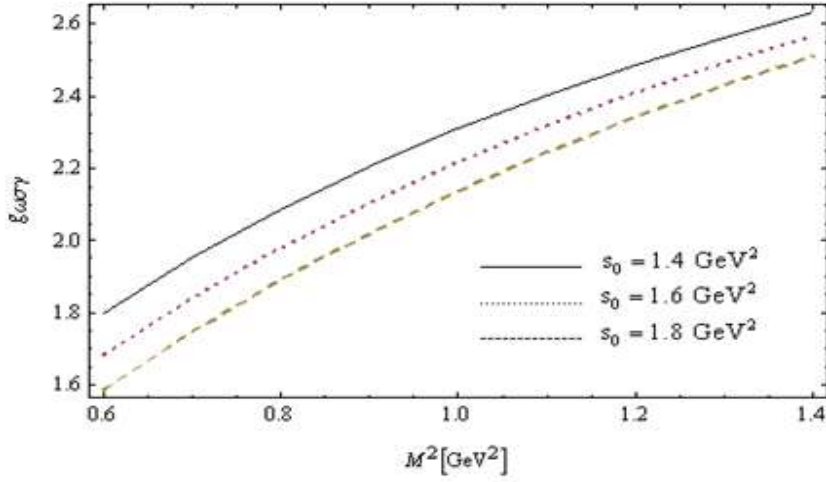


Şekil 4.3. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin a) $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ b) $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ değerleri için Borel parametresi M_2^2 ile değişimi.

Manyetik alınganlık teriminin hesaba katkısını analiz etmek için terimin dahil edildiği ifade kullanılarak $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin M^2 bağımlılığı Şekil 4.4. ve Şekil 4.5' de grafiksel olarak çalışılmıştır. Çizimler sırasıyla $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ ve $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ değerleri için ayrı ayrı çizilmiştir.

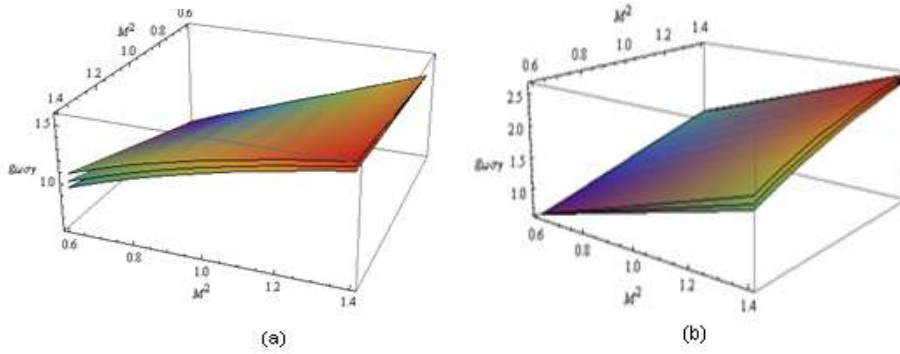


Şekil 4.4. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ değeri düşünüldüğünde Manyetik alınganlık teriminin de dahil edildiği durumda farklı s_0 değerleri için M^2 ile değişimi.



Şekil 4.5. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ değeri düşünüldüğünde Manyetik alınganlık teriminin de dahil edildiği durumda farklı s_0 değerleri için M^2 ile değişimi.

Şekil 4.4 ve Şekil 4.5’de $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin M^2 Borel parametresinin bir fonksiyonu olarak $s_0 = 1.4, 1.6$ ve 1.8 GeV^2 değerleri için değişimi görülmektedir. Grafiklerden $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin s_0 süreklilik eşğine bağlı olarak değiştiği yorumu yapılabilir. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin manyetik alınganlık teriminin de düşünüldüğü durumda M^2 parametresine göre üç boyutlu davranışı farklı s_0 değerleri için Şekil 4.6 ‘da gösterilmiştir.



Şekil 4.6. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin sabitinin a) $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ b) $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ değerleri için farklı s_0 eşik parametresi değerlerine göre M^2 ile değişimi.

4.2. $g_{\rho\sigma\gamma}$ Çiftlenim Sabitinin Analizi

$g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin manyetik alınganlık teriminin de ilave edildiği genel ifadesini

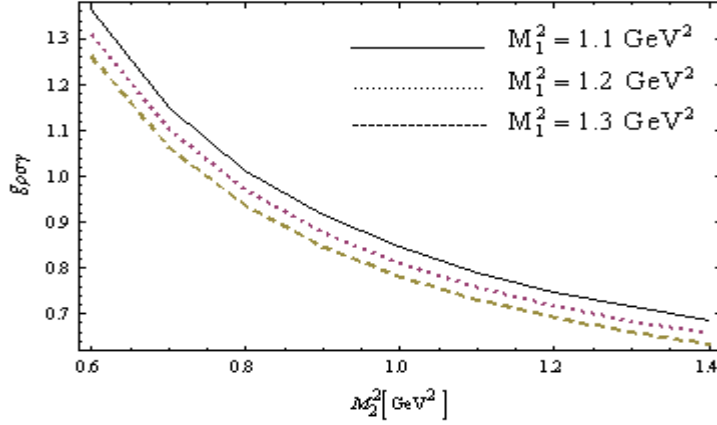
$$g_{\rho\sigma\gamma} = \frac{m_\rho}{\lambda_\rho \lambda_\sigma} (e_u - e_d) e^{\frac{m_\sigma^2}{M_1^2}} e^{\frac{m_\rho^2}{M_2^2}} \langle \bar{\psi} \psi \rangle \times \left[-\phi_\gamma(u_0) \chi M^2 (1 - e^{-\frac{s_0}{M^2}}) + \frac{3}{4} + \frac{3}{32} \frac{m_0^2}{M_1^2} + \frac{5}{32} \frac{m_0^2}{M_2^2} \right] \quad (4.5)$$

olarak yazabiliriz. İfadede geçen parametrelerin sayısal değerleri kullanılarak λ_σ çakışma genliğinin iki değerine göre, manyetik alınganlığın dahil edildiği ve edilmediği durumlarda hesabı yapılan $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin değerleri Çizelge 4.2’de verilmiştir.

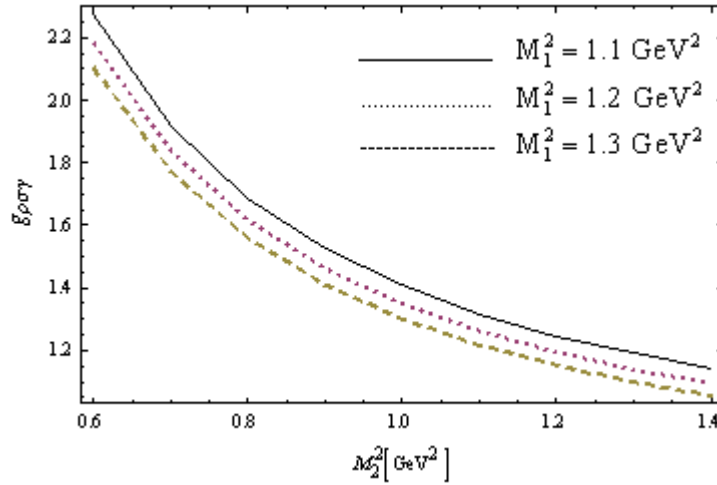
Çizelge 4.2. λ_σ çakışma genliği değerlerine göre, χ manyetik alınganlığın dahil edilmediği ve edildiği durumlarda $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin değerleri.

Çakışma Genliği λ_σ (GeV ²)	Çiftlenim sabiti $ g_{\rho\sigma\gamma} $	(manyetik alınganlık faktörü) χ
0.12 ± 0.03	1.482 ± 0.265	-----
0.2 ± 0.02	0.889 ± 0.160	-----
0.12 ± 0.03	5.019 ± 1.086	Hesaba dahil edildiğinde
0.2 ± 0.02	3.011 ± 0.752	Hesaba dahil edildiğinde

Şekil 4.7 ve Şekil 4.8’de $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin M_2^2 Borel parametresine bağımlılığını görmek için sırasıyla $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ ve $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ değerlerine göre grafikler çizilmiştir. Grafiklerde farklı M_1^2 değerlerine karşılık M_2^2 Borel parametresi ile değişiminin nasıl olduğu gösterilmiştir.



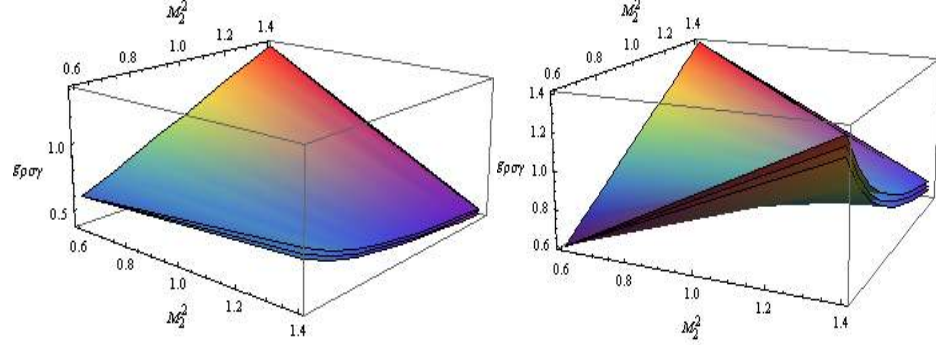
Şekil 4.7. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ değeri için farklı M_1^2 değerlerine karşılık M_2^2 ile değişimi.



Şekil 4.8. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ değeri için farklı M_1^2 değerlerine karşılık M_2^2 ile değişimi.

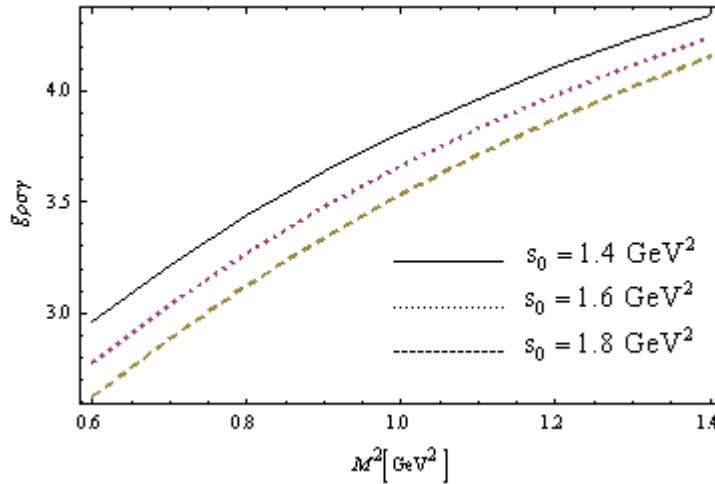
Şekil 4.7 ve Şekil 4.8’de verilen grafiklerden $M_1^2 = 1.1, 1.2$ ve 1.3 GeV^2 değerleri için çiftlenim sabitinin değişimi oldukça kararlı olduğu görülür. $g_{\rho\sigma\gamma}$

çiftlenim sabitinin kararlılık bölgesini anlamak için M_2^2 Borel parametresine göre üç boyutlu davranışı M_1^2 'nin değerlerine göre Şekil 4.9' da gösterilmiştir.

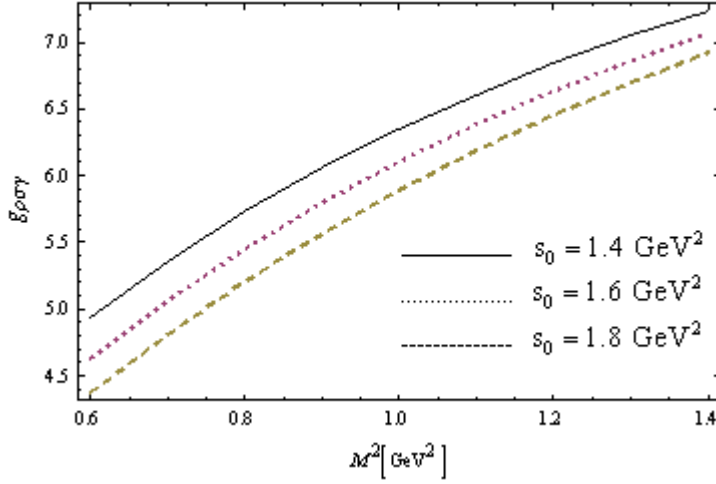


Şekil 4.9. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin a) $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ b) $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ değerleri için Borel parametresi M_2^2 ile değişimi.

$g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitine manyetik alınganlık teriminin katkısını görmek için Şekil 4.10 ve Şekil 4.11'de manyetik alınganlık teriminin dahil edildiği durum da grafikler çizilmiştir. Çizimler iki λ_σ çakışma genliği değeri düşünülerek $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin M_2^2 ile değişimini göstermektedir.

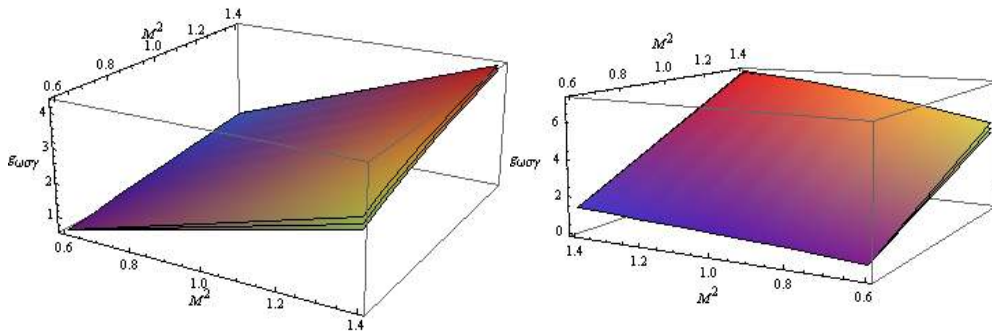


Şekil 4.10. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ değeri için Manyetik alınganlık teriminin de dahil edildiği durumda farklı s_0 değerleri için M_2^2 ile değişimi.



Şekil 4.11. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ değeri için farklı s_0 değerlerine karşılık M^2 ile değişimi.

$g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için manyetik alınganlığında dahil edildiği grafikleri gösteren Şekil 4.10 ve Şekil 4.11'de s_0 süreklilik eşliğinin farklı değerlerine bağlı olarak çiftlenim sabitinin değiştiği gösterilmiştir. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin üç boyutlu davranışını manyetik alınganlık teriminin dahil edildiği durumda görmek için farklı s_0 değerlerine karşılık M^2 ile değişimi Şekil 4.12.' de verilmiştir.



Şekil4.12. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin a) $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ b) $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ değerleri için Borel parametresi M^2 ile değişimi.

Şimdi $g_{V\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitleri için yapılan çalışmalar ile bu tezde elde edilen değerleri karşılaştıralım.

$g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti, λ_{σ} , çakışma genliğinin iki değeri için χ manyetik alınganlık terimini içermeyen ve içeren durumda elde ettiğimiz değerler literatürdeki bazı değerler ile uyum içerisinde iken bazı değerlerden oldukça küçük olarak elde edilmiştir. χ manyetik alınganlık terimini ilave ettiğimizde elde edilen değerlerin özellikle fenomenolojik yaklaşım ile elde edilen değerlerle (Gökalp ve ark., 2000) oldukça uyum içerisinde olduğu görülmüştür. Diğer değerlerle karşılaştırıldığında ise değerler arasındaki farkın kullanılan yöntemlerden ve yöntemlerdeki parametrelerin farklılığından kaynaklandığı düşünülmektedir. χ manyetik alınganlık teriminin hesaba oldukça büyük bir katkı verdiği görülmektedir, bu nedenle daha önce yapılan ve üç nokta KRD Toplam Kuralları çerçevesindeki hesap sonuçlarındaki farkın bu noktadan kaynaklandığı düşünülmektedir.

$g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin değeri literatürden oldukça farklı sonuçlar vermiştir. Bu çalışmada $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti içinde λ_{σ} , çakışma genliğinin iki değerine bağlı χ manyetik alınganlık terimini içermeyen ve içeren hesaplar yapılmıştır. χ manyetik alınganlık terimini içermeyen hesap sonucunda elde edilen değerlerin KRD Toplam Kuralları çerçevesinde elde edilen değerler ile biraz uyum içerisinde olduğu görülürken, diğer çalışmalardan oldukça farklı olduğu görülmüştür. Üç Nokta KRD Toplam Kuralları ile elde edilen değer (Gökalp ve ark., 2001) yaklaşık yarısı kadar bir değer elde edilirken, Işık Konisi KRD Toplam Kuralları ile elde edilen değer (Aliev ve ark., 2003) ile iyi bir uyum içerisinde olduğu görülmüştür. χ manyetik alınganlık terimini içeren hesap sonuçlarına bakacak olursak yine bazı çalışmalarla uyum içerisinde olduğu görülür. Bu terimle birlikte elde edilen değerler, üç nokta KRD toplam kuralları ile elde edilen değer (Gökalp ve ark., 2001) ve Fenomenolojik yaklaşım ile elde edilen değerler (Gökalp ve ark., 2000) ile uyum içerisinde.

$g_{\omega\sigma\gamma}$ ve $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitlerinin, önceden yapılan çalışmalarla karşılaştırılması çizelgeler şeklinde aşağıda verilmiştir.

Çizelge 4.3. Farklı yaklaşımlarla hesaplanan $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti değerleri. Son iki sütunda bu çalışmada elde edilen değerler gösterilmiştir.

Çiftlenim sabiti $ g_{\omega\sigma\gamma} $		Kullanılan Metodlar	Referanslar
0.13 – 0.27		Fenomonolojik yaklaşım	Gökalp ve ark., (2000).
1.58 – 1.73		Fenomonolojik yaklaşım	Gökalp ve ark., (2000).
0.78 ± 0.14		Üç-nokta KRD Toplam Kuralları	Gökalp ve ark., (2001).
– 0.72 ± 0.08		Işık konisi KRD Toplam Kuralları	Gökalp ve ark., (2002).
0.11 ± 0.01 – 0.21 ± 0.02		Fenomonolojik yaklaşım	Gökalp ve ark., (2003).
$\lambda_{\sigma} = 0.12$	0.540 ± 0.093	KRD Toplam Kuralları	Bu çalışmada
$\lambda_{\sigma} = 0.2$	0.324 ± 0.056		
$\lambda_{\sigma} = 0.12$	1.828 ± 0.382 (χ^2 'li)	KRD Toplam Kuralları	Bu çalışmada
$\lambda_{\sigma} = 0.2$	1.097 ± 0.229 (χ^2 'li)		

Çizelge 4.4. Farklı yaklaşımlarla hesaplanan $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti değerleri. Son iki sütunda bu çalışmada elde edilen değerler gösterilmiştir.

Çiftlenim Sabiti $ g_{\rho\sigma\gamma} $		Kullanılan Metodlar	Referanslar
2.71		Etkin Lagrange Yaklaşımı	Friman ve ark., (1996).
8.45 ± 1.77 – 6.96 ± 1.78		Fenomenolojik Yaklaşım	Gökalp ve ark., (2000).
3.2 ± 0.6		Üç Nokta KRD Toplam Kuralları	Gökalp ve ark.,(2001).
3.0		ρ -mezon Photoproduction	OH ve ark., (2003).
2.2 ± 0.4		Işık Konisi KRD Toplam Kuralları	Aliev ve ark., (2003).
$\lambda_\sigma = 0.12$	1.482 ± 0.265	KRD Toplam Kuralları	Bu çalışmada
$\lambda_\sigma = 0.2$	0.889 ± 0.160		
$\lambda_\sigma = 0.12$	5.019 ± 1.086 (χ^2 'li)	KRD Toplam Kuralları	Bu çalışmada
$\lambda_\sigma = 0.2$	3.011 ± 0.752 (χ^2 'li)		

Bu çizelgelerden elde edilen değerlerin literatürdeki değerler ile karşılaştırıldığında kabul edilebilir olduğu görülür.

Son olarak, $V \rightarrow \sigma\gamma$ geçişini deneysel olarak yorumlamak, deneysel veriler olmadığı için oldukça güçtür. Ancak $\rho \rightarrow \sigma\gamma$ geçişi için yapılan bir çalışmanın sonuçları kullanılırsa, $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için yeni bir yorum elde edebiliriz. Bu durumu aşağıdaki gibi açıklayabiliriz.

$g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti $\rho \rightarrow \sigma\gamma$ geçişine bağlıdır ve bu skaler durum $\rho \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ bozunumu için oldukça baskın bir katkı verir. $\rho\sigma\gamma$ geçişi için aşağıdaki gibi bir etkin lagranjiyen tanımlayabiliriz, (Friman ve ark., 1996, Oh ve ark., 2000);

$$L_{\rho\sigma\gamma} = \frac{e}{M_\rho} g_{\rho\sigma\gamma} \left(\partial^\mu \rho^\nu \partial_\mu A_\nu - \partial^\mu \rho^\nu \partial_\nu A_\mu \right) \sigma.$$

Bu lagranjiyen kullanarak bozunum aralığını hesaplırsak,

$$\Gamma(\rho \rightarrow \sigma\gamma) = \frac{\alpha}{24M_\rho^5} (M_\rho^2 - M_\sigma^2)^2 g_{\rho\sigma\gamma}^2.$$

elde ederiz. Eğer SND (Spherical Neutral Detektor) deneyinin model bağımlı (deneysel olarak tahmin edilebilir) değerini düşünürsek $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için tahmini bir değer elde edebiliriz. $\rho \rightarrow \sigma\gamma$ bozunumu için deneysel olarak elde edilen $\text{Br}(\rho \rightarrow \sigma\gamma) = (1.9_{-0.8}^{+0.9} \pm 0.4) \times 10^{-5}$ değerini kullanırsak, buradan bozunum aralığı $\Gamma(\rho \rightarrow \sigma\gamma) \approx 2.83 \text{ keV}$ olarak elde edilir ve bu değer bozunum aralığı ifadesinde kullanılırsa $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için $|g_{\rho\sigma\gamma}| = 0.25$ değeri bulunur. Deneysel verilerden elde edilen bu sonuç diğer bütün sonuçlardan oldukça küçük bir değerdir. Bu sonuç düşük enerjilerde ρ -mezon fotoüretimin incelendiği çalışmada da (Oh ve ark., 2003), ele alınmış ve yorumlanmıştır. Bu çalışmada σ -değişim modelinin $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin belirsizliği yüzünden sıkıntılı olduğu, σ -mezonunun parçacık özelliklerinin net olmaması yüzünden NN potansiyeli tanımlanırken σ -değişim mekanizmasının ciddi bir şekilde sorgulanması gerektiği sonucuna varılmıştır.

BÖLÜM 5**SONUÇLAR VE ÖNERİLER**

Bu çalışmada $g_{V\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti KRD Toplam Kuralları kullanılarak hesaplanmıştır. $g_{V\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitini KRD Toplam Kurallarından elde etmek için üç nokta ilişkilendirme fonksiyonu kullanılmıştır. Aynı yöntem ile daha önce bu çiftlenim sabiti hesap edilmiştir ancak bu çalışmada kullanılan χ manyetik alınganlık terimi ihmal edilmiştir. Bu çalışmada χ manyetik alınganlık teriminin $g_{V\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitine oldukça güzel bir katkı verdiği görülmüş, sonuçlar farklı yöntemler kullanılarak elde edilen değerler ile karşılaştırılmıştır. Elde edilen sonuçların diğer sonuçlardan bazıları ile uyum içerisinde iken bazıları ile oldukça farklı olduğu görülmüştür.

σ -mezonu içeren hadronik süreçlerin analizinde $g_{V\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti önemli bir büyüklüktür; bu nedenle farklı yaklaşımlarla bu çiftlenim sabitinin hesaplanması kesin sonuç elde etmek için gereklidir.

σ -mezonu içeren deneysel verilerin şimdilik yetersizliğinden dolayı bu çiftlenim sabiti için elde edilen değerler deneysel değerler ile karşılaştırılamamıştır. Ancak daha sonra yapılacak olası ölçümlere ışık tutması açısından yapılan bu çalışma ve elde edilen sonuçlar önemlidir.

Elde edilen sonuçlar grafiksel olarak da diğer çalışmalar ile karşılaştırılmıştır.

$g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için manyetik alınganlık terimi içermeyen grafikler üç nokta KRD Toplam Kuralları kullanılarak yapılan hesaptaki grafikler ile uyum içerisindeyken manyetik alınganlık terimi içeren grafikler ışık konisi KRD Toplam Kuralları ile yapılan hesaplardaki grafiklerle uyum içerisinde olduğu görülmüştür.

$g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti için manyetik alınganlık teriminin dahil edildiği grafiğin daha önce Işık Konisi KRD Toplam Kuralları kullanılarak yapılan hesaptaki çizim ile uyum içerisinde olması beklenebilirdi, ancak uyum içerisinde olmamasının sebebi

kullanılan ortak parametreler dışında Üç Nokta KRD Toplam Kurallarında farklı daha fazla parametre olmasından kaynaklanıyor olabilir.

Manyetik alınganlık teriminin etkisine grafiklerde genel olarak bakılırsa beklenen şekillerin elde edildiği görülür. Terimin değerinin negatif oluşu ve bu çalışmada büyük katkı veriyor oluşu beklenen etkiyi yaratmıştır.

Bu çalışmada ayrıca ilgili Feynman diyagramlarına bize manyetik alınganlık terimini veren iki kuark çizgisinin aynı anda kırılması ile oluşan Feynman diyagramı ilave edilmiştir.

KRD Toplam Kuralları kullanılarak yapılan bu çalışma pertürbatif kısımdan gelebilecek daha yüksek katkılar düşünülerek geliştirilebilir.

Daha önce $g_{V\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin KRD Toplam Kurallarında yapılan hesaplarda kullanılmayan manyetik alınganlık terimi hesaba oldukça güçlü bir katkı vermektedir. Bu tür hesaplamalarda bu terimin mutlaka göz önüne alınması gerekmektedir.

KAYNAKLAR

- Aitala E.M. ve ark., 2000. (E791 Collaboration), Experimental Evidence for a Light and Broad Scalar Resonance in $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ Decay. *arxiv:hep-ex/0007028*.
- Ali A. ve Braun V.M., 1995. Estimates of the Weak Annihilation Contributions to the decays $B \rightarrow \rho + \gamma$ and $B \rightarrow \omega + \gamma$. *Phys. Lett. B*, 359: 223-235.
- Aliev T.M., Özpineci A. ve Savcı M., 2003. $g_{\rho\sigma\gamma}$ Coupling Constants in Light-cone QCD. *arxiv:hep-ph/0109050v2*.
- Asner D.M. ve ark., 1999. (CLEO collaboration), Hadronic Structure in the decay $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0 \pi^0$ and the sign of the Neutrino Helicity. *Phys. Rev. D*, 61: 012002.
- Ball P., Braun V.M. ve Kivel N., 2002. Photon Distribution Amplitudes in QCD. *arxiv:hep-ph/0207307v1*.
- Belavin A., Polyakov A., Schwarz A. ve Tyupkin T., 1975. Pseudoparticle solution of Yang-Mills Equations. *Phys. Lett.B*, 59: 85-87.
- Belyaev V.M. ve Ioffe B.L., 1982. Determination of Baryon and Baryonic Resonance Masses from QCD Sum Rules. 1.Nonstrange Baryons. *Sov. Phys. JETP*, 56:493.
- Bayar M., 2007. Üç Nokta Toplama Kurallarının Hadron Fiziğine Uygulanması. Doktora Tezi, KTÜ, Trabzon.
- Colangelo P. ve Khodjamirian A., 2001. QCD Sum Rules, A modern Perspective. *arxiv:hep-ph/001175v1*.
- Eletsky V.L., Ioffe B.L. ve Kogan Ya I., 1983. The $g_{\omega\rho\pi}$ Coupling Constant from QCD Sum Rules. *Phys. Lett. B*, 122: 423-426.
- Garçon M. ve Van Orden J.W., 2001. The Deuteron Structure and Form factors. *arxiv:nucl-th/0102049*.
- Gökalp A. ve Yılmaz O., 2000. The Decay $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ and The Coupling Constant $g_{\rho\sigma\gamma}$. *arxiv:nucl-th/0004041v2*.

- Gökalp A. ve Yılmaz O., 2000. The Role of σ - Meson in $\omega \rightarrow \pi\pi\gamma$ decays and Coupling Constant $g_{\omega\sigma\gamma}$. *Phys. Lett. B*, 494: 69-74.
- Gökalp A. ve Yılmaz O., 2001. Coupling Constant $g_{\rho\sigma\gamma}$ as Derived From QCD Sum Rules. *Phys. Rev.D.*, 64: 034012.
- Gökalp A. ve Yılmaz O., 2002. The vertex $\omega\sigma\gamma$ in Light cone QCD Sum Rules. *arxiv:hep-ph/02002091v2*.
- Gökalp A. ve Yılmaz O., 2001. QCD Sum rules analysis of the Coupling Constant $g_{\omega\sigma\gamma}$. *EPJ direct C*, 10: 1-6.
- Gökalp A., Küçükarslan A. ve Yılmaz O., 2003. Vector Meson Dominance, Chiral Loops, σ Meson, and $\omega-\rho$ Mixing $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ Decay. *Physical Review D*, 6 : 073008.
- Ioffe B.L., 1981. Calculation of Baryon Masses in Quantum Chromodynamics. *Nucl.Phys. B*, 188, 317.
- Khodjamirian A., 2003. QCD and Hadrons: An Elementary Introduction. European School of High Energy Physics. Armenia. *arxiv:hep-ph/0403145*.
- Oh Y., Titov A.I. ve Lee T.-S.H., 2000. Electromagnetic Production of Vector Mesons at Low energies. *arxiv:nucl-th/0004055*.
- Oh Y. ve Lee T.-S.H., 2003. ρ Meson Photoproduction at Low Energies. *arxiv:nucl-th/0306033v3*.
- Pich A., 1999. Aspects of Quantum Chromodynamics. ICTP Summer School in Particle Physics. Trieste. *arxiv:hep-ph/0001118v1*.
- Shifman M.N., Vainshtein A.I. ve Zakharov V.I., 1979. QCD and Resonance Physics. Theoretical Foundations. *Nucl. Phys. B*, 147: 385-447.
- Shifman M.N., Vainshtein A.I. ve Zakharov V.I., 1979. QCD and Resonance Physics. *Nucl. Phys. B*, 147: 447-518.
- Yılmaz B., 2005. Skaler $a_0(980)$ Mezon Bozunmalarının QCD Toplam Kuralları Çerçevesinde İncelenmesi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Ankara.

Wilson K.G., 1969. Non-Lagrangian of Current Algebra. *Phys. Rev.*, 179:1499-1512.

Zhu S-L., Hwang W.Y.P., Hwang ve Yang Z-S., 1998. Electromagnetic Decay of Vector Mesons as Derived QCD Sum Rules. *Phys. Lett. B*, 420: 8-12.

EKLER

Ekin Adı	Sayfa No
Ek 1. Dirac Gama Matrisleri ve özellikleri	II
Ek 2. İz Hesaplarının Bazı Özellikleri	IV
Ek 3. Borel Transformasyonu	V
Ek 4. Kuark-Gluon İleticileri	VI

Ek 1. Dirac Gama Matrisleri ve Özellikleri

$$\{\gamma_\mu, \gamma_\nu\} = \gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu = 2g_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

$$\gamma^{\mu\dagger} = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0 \quad (1.2)$$

$$\gamma^5 = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 \quad (1.3)$$

$$\{\gamma_\mu, \gamma_5\} = 0 \quad (1.4)$$

$$(\gamma^5)^2 = 1 \quad (1.6)$$

$$(\gamma^0)^2 = 1 \quad (1.7)$$

$$\gamma^{5\dagger} = \gamma^5 \quad (1.8)$$

$$\gamma^{0\dagger} = \gamma^0 \quad (1.9)$$

$$(\gamma^\mu)^\dagger = -\gamma^\mu \quad (1.10)$$

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu] \quad (1.11)$$

$$\sigma^{\mu\nu\dagger} = \gamma^0 \sigma^{\mu\nu} \gamma^0 \quad (1.12)$$

$$\gamma^\mu \gamma_\mu = 4 \quad (1.13)$$

$$\gamma^\mu \gamma_\nu \gamma_\mu = -2\gamma_\nu \quad (1.14)$$

$$\gamma^\mu \gamma_\alpha \gamma_\beta \gamma_\mu = 4g_{\alpha\beta} \quad (1.15)$$

$$\gamma^\mu \gamma_\alpha \gamma_\beta \gamma_\gamma \gamma_\mu = -2\gamma_\gamma \gamma_\beta \gamma_\alpha \quad (1.16)$$

$$\gamma^\mu \gamma_\alpha \gamma_\beta \gamma_\gamma \gamma_\lambda \gamma_\mu = 2(\gamma_\lambda \gamma_\alpha \gamma_\beta \gamma_\gamma + \gamma_\gamma \gamma_\beta \gamma_\alpha \gamma_\lambda) \quad (1.17)$$

$$\gamma^\mu \sigma^{\mu\nu} \gamma_\mu = 0 \quad (1.18)$$

Feynmann Slash Notasyonu

$$\cancel{A} = \gamma_\alpha A^\alpha \quad (1.19)$$

$$\cancel{A}\cancel{A} = A^2 \quad (1.20)$$

$$\cancel{A}\cancel{B} = -\cancel{B}\cancel{A} \text{ eğer } AB=0 \text{ ise} \quad (1.21)$$

$$\gamma^\lambda \cancel{A}\gamma_\lambda = -2\cancel{A} \quad (1.22)$$

$$\gamma^\lambda \cancel{A}\cancel{B}\gamma_\lambda = 4AB \quad (1.23)$$

$$\gamma^\lambda \cancel{A}\cancel{B}\cancel{C}\gamma_\lambda = -2\cancel{C}\cancel{B}\cancel{A} \quad (1.24)$$

$$\gamma^\lambda \cancel{A}\cancel{B}\cancel{C}\cancel{D}\gamma_\lambda = 2(\cancel{D}\cancel{A}\cancel{B}\cancel{C} + \cancel{C}\cancel{B}\cancel{A}\cancel{D}) \quad (1.25)$$

Ek 2. İz Hesaplarının Bazı Özellikleri

1- $n \times n$ tipindeki matrisler için;

$$\text{Tr}(AB) = \text{Tr}(BA) \quad (2.1)$$

$$\text{Tr}(A + B) = \text{Tr}(A) + \text{Tr}(B) \quad (2.2)$$

$$\text{Tr}(rA) = r\text{Tr}(A) \quad (2.3)$$

$$\text{Tr}(ABC) = \text{Tr}(CAB) = \text{Tr}(BCA) \quad (2.4)$$

2- Tek sayıda gama matrisinin izi sıfırdır.

$$\text{Tr}(\gamma_\alpha) = 0 \quad (2.5)$$

$$\text{Tr}(\gamma_\alpha \gamma_\beta \gamma_\gamma) = 0 \quad (2.6)$$

$$\text{Tr}(\gamma_\alpha \gamma_\beta \gamma_\gamma \gamma_\lambda \gamma_\mu) = 0 \quad (2.7)$$

.....

3- Çift sayıda gama matrisli iz ifadelerinin bazı özellikleri;

$$\text{Tr}(I) = 4 \quad (2.8)$$

$$\text{Tr}(\gamma_\mu \gamma_\nu) = 4g_{\mu\nu} \quad (2.9)$$

$$\text{Tr}(\sigma_{\mu\nu}) = 0 \quad (2.10)$$

$$\text{Tr}(\gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\alpha \gamma_\beta) = 4(g_{\mu\nu}g_{\alpha\beta} - g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} + g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha}) \quad (2.11)$$

$$\text{Tr}(\gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\alpha \gamma_\beta \dots) = \text{Tr}(\dots \gamma_\beta \gamma_\alpha \gamma_\nu \gamma_\mu) \quad (2.12)$$

$$\text{Tr}(\cancel{A}\cancel{B}) = 4AB \quad (2.13)$$

$$\text{Tr}(\cancel{A}\cancel{B}\cancel{C}\cancel{D}) = 4(AB)(CD) - (AC)(BD) + (AD)(BC) \quad (2.14)$$

$$\text{Tr}(\cancel{A}_1\cancel{A}_2\cancel{A}_3 \dots \cancel{A}_{2n}) = \text{Tr}(\cancel{A}_{2n} \dots \cancel{A}_3\cancel{A}_2\cancel{A}_1) \quad (2.15)$$

Ek 3. Borel Transformasyonu

Borel dönüşümünün özü Q^2 'ye göre yeteri kadar türev almaktır. Fakat Q^2 sonsuza giderse türevlerin sayısı n keyfi olarak büyür. Bu durumdan kaynaklı olarak $Q^2 \rightarrow \infty, n \rightarrow \infty$ ve $\frac{Q^2}{n} = M^2$ limiti seçilebilir. Bu yolla Q^2 'nin yerine Borel kütlesi adıyla yeni bir değişken M^2 kullanılır.

$$B_{M^2} \Pi(q^2) = \lim_{\substack{Q^2, n \rightarrow \infty \\ \frac{Q^2}{n} \rightarrow M^2}} \frac{(Q^2)^{n+1}}{n!} \left(\frac{d}{dq^2} \right)^n \Pi(q^2) \quad (3.1)$$

olarak tanımlanır.

$$B_{M^2} (Q^2)^n = 0 \quad (3.2)$$

$$B_{M^2} \left(\frac{1}{(Q^2)^n} \right) = \frac{1}{(n-1)! (M^2)^{n-1}} \quad (3.3)$$

$$B_{M^2} \left(\frac{1}{(s+Q^2)^n} \right) = \frac{e^{-\frac{s}{M^2}}}{(n-1)! (M^2)^{n-1}} \quad (3.4)$$

$$B_{M^2} (e^{\alpha Q^2}) = \delta \left(\frac{1}{M^2} - \alpha \right) \quad (3.5)$$

Ek 4. Kuark-Gluon İlerleticileri

Kuark ilerleticisi	$D_F(p) = \frac{i}{\not{p} - m_q}$
Gluon ilerleticisi	$D_{\alpha\beta}^{ab}(k) = -g_{\alpha\beta} \delta^{ab} \frac{i}{k^2}$
Kuark-gluon köşesi	$ig\gamma_\mu \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)$

ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge No

Sayfa No

Çizelge 4.1. Verilen λ_σ çakışma değerlerine göre, χ manyetik alınganlığın dahil edilmediği ve dahil edildiği durumlarda $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin değerleri.....	39
Çizelge 4.2. λ_σ çakışma genliği değerlerine göre, χ manyetik alınganlığın dahil edildiği ve edilmediği durumlarda $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin değerleri.....	43
Çizelge 4.3. Farklı yaklaşımlarla hesaplanan $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti. Son iki sütunda bu çalışmada elde edilen değerler gösterilmiştir.....	48
Çizelge 4.4. Farklı yaklaşımlarla hesaplanan $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabiti. Son iki sütunda bu çalışmada elde edilen değerler gösterilmiştir.....	49

ŞEKİL LİSTESİ

<u>Şekil No</u>	<u>Sayfa No</u>
Şekil 3.1. α_s 'in Q'ya göre değişimi	12
Şekil 3.2. $d \leq 6$ boyutlu üç nokta ilişkilendirme fonksiyonu için olası bütün Feynman diyagramları	16
Şekil 3.3. $g_{V\sigma\gamma}$ köşesi için Feynman Diyagramları.....	17
Şekil 3.4. En düşük seviye yalın halka diyagramı.....	17
Şekil 3.5. Kuark yoğunlaşma diyagramı.....	18
Şekil 3.6. Bir dış alanlı kuark yoğunlaşma diyagramı.....	20
Şekil 3.7. Bir dış alanlı kuark yoğunlaşma diyagramı.....	21
Şekil 3.8. İki kuark çizigisinin aynı anda kırılması ile oluşan Feynman diyagramı...22	
Şekil 4.1. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ olduğu durumda farklı M_1^2 değerleri için M_2^2 ile değişimi.....	40
Şekil 4.2. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ olduğu durumda farklı M_1^2 değerleri için M_2^2 ile değişimi.....	40
Şekil 4.3. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin a) $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ b) $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ olduğu durumlarda Borel parametresi M_2^2 ile değişimi.....	41
Şekil 4.4. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ değeri düşünüldüğünde Manyetik alınganlık teriminin de dahil edildiği durumda farklı s_0 değerleri için M^2 ile değişimi.....	41

Şekil 4.5. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ değeri düşünülüğünde Manyetik alınganlık teriminin de dahil edildiği durumda farklı s_0 değerleri için M^2 ile değişimi.....	42
Şekil 4.6. $g_{\omega\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin sabitinin a) $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ b) $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ olduğu durumlarda farklı s_0 eşik parametresi değerlerine göre M^2 ile değişimi.....	42
Şekil 4.7. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ değeri için farklı M_1^2 değerlerine karşılık M_2^2 ile değişimi.....	44
Şekil 4.8. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ değeri için farklı M_1^2 değerlerine karşılık M_2^2 ile değişimi.....	44
Şekil 4.9. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin a) $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ b) $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ olduğu durumlarda Borel parametresi M_2^2 ile değişimi.....	45
Şekil 4.10. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ değeri için Manyetik alınganlık teriminin de dahil edildiği durumda farklı s_0 değerleri için M^2 ile değişimi.....	45
Şekil 4.11. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ değeri için farklı s_0 değerlerine karşılık M^2 ile değişimi.....	46
Şekil 4.12. $g_{\rho\sigma\gamma}$ çiftlenim sabitinin a) $\lambda_\sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ b) $\lambda_\sigma = 0.12 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$ olduğu durumlarda Borel parametresi M^2 ile değişimi.....	46

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Ulaş ÖZDEM

Doğum Yeri : Varto – MUŞ

Doğum Tarihi : 01.01.1985

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi : 2003-2007 Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Yüksek Lisans Öğrenimi : 2007 Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimler Enstitüsü. Fizik Anabilim Dalı (devam ediyor).

Bildiği Yabancı Diller : İngilizce

BİLİMSEL FAALİYETLERİ

- a) Yayınlar –
- b) Bildiriler –
- c) Katıldığı Projeler –

İŞ DENEYİMİ

İLETİŞİM

E-posta Adresi : ulasozdem@gmail.com