

**T.C.**  
**ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**  
**DOKTORA TEZİ**

**HAFİF BARYON YAPI FAKTÖRLERİNİN IŞIK KONİSİ**  
**KRD TOPLAM KURALLARINDA HESAPLANMASI**

**Ulaş ÖZDEM**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Tezin Sunulduğu Tarih: 16/06/2016**

**Tez Danışmanı:**

**Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN**

**ÇANAKKALE**

Ulaş ÖZDEM tarafından Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN yönetiminde hazırlanan ve **16/06/2016** tarihinde aşağıdaki jüri karşısında sunulan “**Hafif Baryon Yapı Faktörlerinin Işık Konisi KRD Toplam Kurallarında Hesaplanması**” başlıklı çalışma, Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı**’nda **DOKTORA TEZİ** olarak oybirliği ile kabul edilmiştir.

**JÜRİ**

Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN .....

**Başkan**

Prof. Dr. Altuğ ÖZPİNECİ .....

**Üye**

Prof. Dr. Vildan BİLGİN .....

**Üye**

Doç. Dr. Güray ERKOL .....

**Üye**

Doç. Dr. Saime KERMAN .....

**Üye**

Prof. Dr. Levent GENÇ

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

Sıra No:.....

Bu tez çalışmalarının bir kısmı TÜBİTAK tarafından 110T245, 114F278 numaralı projelerden ve TÜBİTAK - 2214-A Yurt Dışı Doktora Sırası Araştırma Burs Programı tarafından desteklenmiştir.

## 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.**

Ulaş ÖZDEM

## TEŞEKKÜR

Bu tezin gerçekleştirilmesinde, çalışmam boyunca benden bir an olsun yardımlarını esirgemeyen saygıdeğer danışman hocam Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN'a teőekkürlerimi sunarım. Tez çalışmam boyunca benden yardımlarını esirgemeyen Sayın Prof. Dr. Altuğ ÖZPİNECİ'ye teşekkür ederim. Ayrıca, Sayın Doç. Dr. Güray ERKOL, Sayın Prof. Dr. Vildan Bilgin ve Sayın Doç. Dr. Saime KERMAN'a teşekkür ederim.

Hayatımdaki tüm zorlukları benimle göğüsleyen, sevinçleri ve hüznü benimle paylaşan değerli arkadaşlarım ve yoldaşlarım Yasemin ÜNAL, Buket CEYLAN, Eren Can ÖNDEŐ, Ali Can GÜN, Dilege GÜLMEZ ve Ayşeğül TURUPCU'ya sonsuz teşekkür ve minnettarlığımı sunarım.

Hayatımın her aşamasında bana destek olan değerli AİLEME sonsuz teőekkürlerimi sunarım. Bu tezi üyesi olmaktan onur ve gurur duyduğum AİLEME ithaf ediyorum.

Ulaş ÖZDEM  
anakkale, Haziran 2016

## SİMGELER VE KISALTMALAR

$KRD$	Kuantum Renk Dinamiği
$J_\mu$	Arakeştirim akımı
$O_n$	Alan işlemcileri
$C_l^{AB}, C_n^{AB}$	Wilson katsayıları
$C_n(q^2)$	Katsayı fonksiyonları
$\psi_\beta(x)$	Fermiyon alanı
$d$	Boyut
$\rho_{\mu\nu}(s)$	Spektral yoğunluk
$OPE$	İşlemci Çarpım Açılımı (Operator Product Expansion)
$I$	Birim işlemcisi
$G^{\mu\nu}$	Gluon alan tensörü
$m_q$	Kuark kütlesi
$M$	Borel kütlesi
$\varepsilon_\mu$	Polarizasyon (kutuplanma) vektörü
$DAs$	Dağılım Genlikleri
$GPD$	Genelleştirilmiş Parton Dağılımı
$PDF$	Parton Dağılım Fonksiyonu
$\Lambda_{KRD}$	KRD ölçeği

## ÖZET

### HAFİF BARYON YAPI FAKTÖRLERİNİN IŞIK KONİSİ KRD TOPLAM KURALLARINDA HESAPLANMASI

Ulaş ÖZDEM

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Doktora Tezi

Danışman: Doç. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

16/06/2016, 77

Hafif baryon yapı faktörleri ışık konisi KRD toplam kuralları çerçevesinde incelenmiştir. Özellikle  $\Sigma$  ve  $\Lambda$  baryonlarının dağılım genlikleri ifadelerinin en yeni hali dikkate alınmıştır.  $N-\Delta$ ,  $\Delta-\Delta$ ,  $\Sigma-\Sigma^*$ ,  $\Xi-\Xi^*$  ve  $\Lambda-\Sigma^*$  geçişlerinin aksiyal yapı faktörleri ve  $\Delta-\Delta$  geçişinin sözdeskaler yapı faktörleri hesaplanmıştır. Ayrıca, tensör yapı faktörler baryonların özelliklerinin belirlenmesinde önemli parametrelerdendir. Bu nedenle,  $\Sigma-\Sigma$ ,  $\Xi-\Xi$  ve  $\Lambda-\Sigma$  geçişlerinin tensör yapı faktörleri hesaplanmıştır.

**Anahtar sözcükler:** Yapı Faktör, Aksiyal, Tensör, Sözdeskaler, Baryonlar, Işık Konisi KRD Toplam Kuralları.

## ABSTRACT

# CALCULATIONS OF LIGHT BARYON FORM FACTORS IN LIGHT-CONE QCD SUM RULES

Ulaş ÖZDEM

Çanakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Doctoral Dissertation in Physics

Advisor: Assoc. Prof. Dr. Ayşe KÜÇÜKARSLAN

16/06/2016, 77

The form factors of baryons within the framework of Light-cone QCD Sum Rules are investigated. In particular, we consider the most recent version of the  $\Sigma$  and  $\Lambda$  baryons distribution amplitudes are taken into account. The axial form factors of  $N-\Delta$ ,  $\Delta-\Delta$ ,  $\Sigma-\Sigma^*$ ,  $\Xi-\Xi^*$  and  $\Lambda-\Sigma^*$  transitions and also the pseudoscalar form factors of  $\Delta-\Delta$  transition are computed. Besides, the tensor form factors are one of the main parameters that characterize the properties of the baryons. Therefore, the tensor form factors of the  $\Sigma-\Sigma$ ,  $\Xi-\Xi$  and  $\Lambda-\Sigma$  transitions are calculated.

**Keywords:** Form Factors, Axial, Tensor, Pseudoscalar, Baryons, Light-cone Sum Rules.

# İÇİNDEKİLER

Sayfa No

TEZ SINAV SONUÇ FORMU .....	ii
İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI.....	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR .....	v
ÖZET .....	vi
ABSTRACT.....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	xii
BÖLÜM 1	
GİRİŞ .....	1
BÖLÜM 2	
ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR .....	6
2.1. Oktet - Dekuplet İzovektör Aksiyal Vektör Geçişleri .....	6
2.2. Dekuplet - Dekuplet İzovektör Aksiyal Vektör ve Sözdeskaler Geçiş.....	7
2.3. Oktet - Oktet İzovektör Tensör Geçişleri .....	7
BÖLÜM 3	
MATERYAL VE METOT .....	9
3.1. KR D Toplam Kuralları .....	9
3.1.1. İlişkilendirme Fonksiyonu .....	9
3.1.1.1. İlişkilendirme Fonksiyonunun Fiziksel Kısmı.....	11
3.1.1.2 İlişkilendirme Fonksiyonunun KR D Kısmı .....	11
3.1.2. Dispersiyon Bağıntısı, Borel Dönüşümü ve Kuark Hadron İkilemi .....	14
3.1.3. Üç Nokta ve Işık Konisi KR D Toplam Kuralları .....	16
3.2. Oktet-Dekuplet İzovektör Aksiyal Vektör Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi.....	19
3.3. Dekuplet-Dekuplet İzovektör Aksiyal Vektör Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi ...	27
3.4. Oktet - Oktet İzovektör Tensör Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi .....	31
BÖLÜM 4	
ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA .....	35
4.1. Oktet-Dekuplet İzovektör Aksiyal Vektör Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi.....	35
4.2. Dekuplet-Dekuplet İzovektör Aksiyal Vektör ve Sözdeskaler Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi.....	54



4.3. Oktet - Oktet İzovektör Tensör Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi .....	57
BÖLÜM 5	
SONUÇ VE ÖNERİLER.....	72
KAYNAKLAR .....	74
EKLERİ .....	I
EK 1. Wick Teoremi .....	II
EK 2. Borel Dönüşümü.....	III
EK 3. $F_i$ fonksiyonlarının Analitik İfadeleri;.....	IV
EK 4. Dağılım Genliği İfadeleri .....	X
EK 5. Fourier Dönüşümü.....	XXVII
ÖZGEÇMİŞ .....	XXIX



## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa No

Şekil 3.1.Countor İntegrali.....	14
Şekil 4.1.N- $\Delta$ aksiyal geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ değerlerinde yakınsaklık analizi grafikleri .....	36
Şekil 4.2.N- $\Delta$ aksiyal geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve $Q^2 = 4,0 \text{ GeV}^2$ ve süreklilik eşiğinin $2,0 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,0 \text{ GeV}^2$ aralığında Borel kütlesi $M^2$ bağımlılığı.....	37
Şekil 4.3.N- $\Delta$ aksiyal geçiş yapı faktörlerinin $s_0 = 2,0 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ , $s_0=3,0 \text{ GeV}^2$ ve Borel parametresinin $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ değerinde $Q^2$ bağımlılığı.....	38
Şekil 4.4. $\Sigma$ - $\Sigma^*$ aksiyal geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$ değerlerinde yakınsaklık analizi grafikleri .....	40
Şekil 4.5. $\Sigma$ - $\Sigma^*$ aksiyal geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve süreklilik eşiğinin $2,5 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,5 \text{ GeV}^2$ aralığında Borel kütlesi $M^2$ bağımlılığı.....	41
Şekil 4.6. $\Sigma$ - $\Sigma^*$ aksiyal geçiş yapı faktörlerinin $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$ , $s_0=3,5 \text{ GeV}^2$ ve Borel parametresinin $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ değerinde $Q^2$ bağımlılığı.....	42
Şekil 4.7. $\Xi$ - $\Xi^*$ aksiyal geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve $s_0 = 3,5 \text{ GeV}^2$ değerlerinde yakınsaklık analizi grafikleri .....	44
Şekil 4.8. $\Xi$ - $\Xi^*$ aksiyal geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve süreklilik eşiğinin $2,5 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,5 \text{ GeV}^2$ aralığında Borel kütlesi $M^2$ bağımlılığı.....	45
Şekil 4.9. $\Xi$ - $\Xi^*$ aksiyal geçiş yapı faktörlerinin $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 3,5 \text{ GeV}^2$ , $s_0=4,0 \text{ GeV}^2$ ve Borel parametresinin $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ değerinde $Q^2$ bağımlılığı.....	46
Şekil 4.10. $\Lambda$ - $\Sigma^*$ aksiyal geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$ değerlerinde yakınsaklık analizi grafikleri .....	47
Şekil 4.11. $\Lambda$ - $\Sigma^*$ aksiyal geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve süreklilik eşiğinin $2,5 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,5 \text{ GeV}^2$ aralığında Borel kütlesi $M^2$ bağımlılığı.....	48
Şekil 4.12. $\Lambda$ - $\Sigma^*$ aksiyal geçiş yapı faktörlerinin $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$ , $s_0=3,5 \text{ GeV}^2$ ve Borel parametresinin $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ değerinde $Q^2$ bağımlılığı.....	49
Şekil 4.13. $\Delta$ - $\Delta$ aksiyal ve sözdeskaler geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve $Q^2 = 4,0 \text{ GeV}^2$ ve süreklilik eşiğinin $2,0 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,0 \text{ GeV}^2$ aralığında Borel kütlesi $M^2$ bağımlılığı.....	55

Şekil 4.14. $\Delta$ - $\Delta$ aksiyal ve sözdeskaler geçiş yapı faktörlerinin $s_0 = 2,0 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ , $s_0=3,0 \text{ GeV}^2$ ve Borel parametresinin $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ değerinde $Q^2$ bağımlılığı.....	56
Şekil 4.15. $\Sigma$ - $\Sigma$ tensör geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ değerlerinde yakınsaklık analizi grafikleri .....	58
Şekil 4.16. $\Sigma$ - $\Sigma$ tensör geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve süreklilik eşiğinin $2,0 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,0 \text{ GeV}^2$ aralığında Borel kütlesi $M^2$ bağımlılığı.....	59
Şekil 4.17. $\Sigma$ - $\Sigma$ tensör geçiş yapı faktörlerinin $s_0 = 2,0 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ , $s_0=3,0 \text{ GeV}^2$ ve Borel parametresinin $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ değerinde $Q^2$ bağımlılığı.....	60
Şekil 4.18. $\Xi$ - $\Xi$ tensör geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ değerlerinde yakınsaklık analizi grafikleri .....	62
Şekil 4.19. $\Xi$ - $\Xi$ tensör geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve süreklilik eşiğinin $2,0 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,0 \text{ GeV}^2$ aralığında Borel kütlesi $M^2$ bağımlılığı.....	63
Şekil 4.20. $\Xi$ - $\Xi$ tensör geçiş yapı faktörlerinin $s_0 = 2,0 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ , $s_0=3,0 \text{ GeV}^2$ ve Borel parametresinin $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ değerinde $Q^2$ bağımlılığı.....	64
Şekil 4.21. $\Lambda$ - $\Sigma$ tensör geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$ değerlerinde yakınsaklık analizi grafikleri .....	66
Şekil 4.22. $\Lambda$ - $\Sigma$ tensör geçiş yapı faktörlerinin $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ve süreklilik eşiğinin $2,0 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,0 \text{ GeV}^2$ aralığında Borel kütlesi $M^2$ bağımlılığı.....	67
Şekil 4.23. $\Lambda$ - $\Sigma$ tensör geçiş yapı faktörlerinin $s_0 = 2,0 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ , $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$ ve Borel parametresinin $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ değerinde $Q^2$ bağımlılığı.....	68

## ÇİZELGELER DİZİNİ

### Sayfa No

Çizelge 4.1.N- $\Delta$ geçiş yapı faktörleri için elde edilen aksiyal yüklerin değerleri.....	51
Çizelge4.2.Toplam Kuralları analizinde dağılım genliklerinin ilk ve yeni ifadesi kullanılarak hesaplanan hiperon oktet-dekuplet aksiyal geçiş yapı faktörleri için elde edilen aksiyal yüklerin değerleri.....	53
Çizelge 4.3.Toplam kuralları analizinde dağılım genliklerinin ilk ve yeni ifadesi kullanılarak hesaplanan tensör yapı faktörleri için exponansiyel fit parametrelerinin değerleri.....	70



## BÖLÜM 1

### GİRİŞ

Standart Model elektrozayıf ve güçlü etkileşimlerin ayar teorisidir. Bu etkileşimler ayar bozonları sayesinde etkileşirler. Zayıf etkileşimler  $W^\pm$  ve  $Z^0$  bozonları aracılığıyla, elektromanyetik etkileşimler foton aracılığıyla ve güçlü etkileşimler gluonlar aracılığıyla etkileşime girerler. Elektrozayıf etkileşimlerin doğası Standart Model çerçevesinde açıklanabiliyorken güçlü etkileşimlerin hesaplanması bir sorun olarak durmaktadır.

Kuantum Renk Dinamiği (KRD) güçlü etkileşimlerin teorisidir ve kuarkların gluonlar aracılığıyla etkileşimlerini açıklar. KRD renormalize edilebilen abeliyan olmayan bir kuantum alan teorisidir. Abeliyan olmayan doğasından dolayı teori bazı yeni özelliklere sahiptir. KRD’de diğer etkileşimlerde olmayan yeni bir kuantum sayısı vardır ve bu kuantum sayısı “renk” olarak tanımlanır. Bu yeni kuantum sayısı KRD’de diğer etkileşimlerden farklı olarak iki yeni özellik ortaya çıkarır. Bu yeni özelliklerden biri “asimptotik” özgürlük diğeri ise “hapsolma” durumudur. Asimptotik özgürlük, kuarklar arası etkileşimlerin minimum olduğu durumdur. Bu durumda kuarklar, serbest parçacık gibi davranırlar. Diğeri bir ifade ile asimptotik özgürlük çok küçük mesafelerde kuarkların serbest parçacık gibi davrandığını söyler. Hapsolma ise kuarkların tek başlarına gözlemlenememesine neden olur. Kuantum Renk Dinamiğinde asimptotik 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 çiftlenim sabitinin büyük olmasından dolayı yani kuarklar arası etkileşimler çok büyük olduğundan pertürbatif olmayan etkiler söz konusu olur. Dolayısıyla, bu bölgede pertürbatif olmayan yaklaşımlara ihtiyaç duyulur. Pertürbatif olmayan yöntemlere birkaç örnek; Örgü (Lattice) KRD, KRD Toplam Kuralları, Kiral Tedirgeme Teorisi (ChPT), Ağır Kuark Etkin Teori (HQET) ve Kuark model olarak verilir. Her yöntemin avantajları ve dezavantajları vardır. Örneğin, Örgü KRD modeli oldukça iyi bir model olmasına rağmen bilgisayarların hesaplama gücü ile sınırlıdır. Kiral Tedirgeme Teorisi pion ve kaon sistemlerinde oldukça güvenilir sonuçlar vermektedir. Ağır kuark etkin teori  $b \rightarrow c$  kuark geçişlerinde gayet iyi çalışmasına rağmen  $b \rightarrow u$  geçişlerinde güvenilir değildir (Eğer b kuark ağır kuark kabul edilirse sonuçlar daha güvenilir olmaktadır). Kuark model özellikle ağır kuarklarda oldukça iyi çalışmaktadır, bunun yanında hafif kuarklı sistemlerde kısmi başarılar elde edilmiştir. Bu modelde, kuarklar arasında

$$V(r) = -\frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (1.1)$$

şeklinde bir potansiyel olduğu kabul edilir (Eichten ve ark., 1975) ve bu potansiyel kullanılarak Schrödinger denklemi çözülür. Bu ifadedeki ilk terim, tek gluon alışverişinden gelen Coulomb benzeri bir etkileşimden kaynaklanmaktadır, ikinci terim ise renk hapsini açıklamak için elle yerleştirilen fenomenolojik bir terimdir. Her ne kadar çoğu sistem için başarılı bir şekilde kullanılmış olsa da KRD ile doğrudan ilişki kurmakta sorunlar oluşmaktadır. Özellikle renk hapsi terimini KRD'den hesaplanmanın bir yolu henüz mevcut değildir. Pertürbatif olmayan diğer bir yaklaşım KRD Toplam Kuralları yöntemidir.

KRD Toplam Kuralları Shifman, Vainstein ve Zakharov (Shifman ve ark., 1979a, b) tarafından 1979 yılında geliştirilmiştir, KRD Toplam Kuralları hadronların özelliklerini araştırmada kullanılan güçlü bir yöntemdir. KRD Toplam Kurallarında hadronlar arakeştirim akımları ile ifade edilir. Bu akımlar daha sonra İşlemci Çarpım Açılımı yardımı ile hesaplanır. Burada kısa ve uzun mesafe kuark-gluon etkileşimleri ayırt edilir. Daha önce pertürbatif KRD ile hesaplanan nicelikler daha sonra vakum yoğunlukları veya dağılım genlikleri cinsinden tanımlanır. KRD sonuçları dispersiyon bağıntısı yolu ile elde edilen hadron durumları üzerinden toplam alınarak eşitlenir. Böylece istenen hadronik parametre için toplam kuralları elde edilmiş olur. KRD Toplam Kuralları kullanılarak kütle hesabı, leptonik bozunum sabiti gibi basit hesaplamalar veya bunlardan daha karmaşık yapıda olan hadronik dalga fonksiyonu, çiftlenim sabiti ve yapı faktör hesaplamaları yapılabilir.

Yapı faktörler parçacıkların içyapısı hakkında bilgi edinilmesini sağlayan önemli fiziksel niceliklerdir (Hofstadter ve ark., 1956). Parçacıkların yapı faktörleri hesaplandığında o parçacıklar ile ilgili; büyüklük, şekil, yarıçap, elektrik ve manyetik yük dağılımları, aksiyal ve tensörel yükleri gibi önemli bilgiler elde edilir. İncelenen geçişlere bağlı olarak değişik nicelikler hesaplanır. Örneğin, eğer elektromanyetik geçiş yapı faktörleri çalışılırsa bu geçişte incelenen parçacıklara ait yarıçap, elektrik yükünün dağılımı ve manyetizasyonun kökeni ve gücü, aksiyal geçiş yapı faktörleri çalışılırsa, incelenen parçacıklara ait aksiyal yükü hesaplanmış olur. Tensör geçiş yapı faktörleri çalışıldığında ise ele alınan hadronların enine spin yapısının anlaşılması ile ilgili veriler elde edilir. Yapı faktör hesaplamaları yapıldığında hadronların iç parametreleri elde edilir ve doğada karşılaşılan ve içyapısı olan parçacıkların anlaşılması kolaylaşır.

Parçacık fiziğinde güçlü ve elektrozayıf etkileşimlerin doğasının daha iyi

anlaşılabilmesinin yollarından biri baryonların aksiyal yüklerinin çalışılmasıdır. Aksiyal yük sadece zayıf etkileşimleri değil aynı zamanda güçlü ve zayıf kuvvetin iç içe geçtiği durumları da açıklamaktadır. Bunu anlatan en iyi ifade Goldberger-Treiman bağıntısıdır,  $g_A = f_\pi g_{\pi NN}/m_N$ , (Choi ve ark., 2010). Bu bağıntıda aksiyal yük pionun yapı sabiti, nükleonun kütlesi ve  $g_{\pi NN}$  çiftlenim sabiti ile orantılı olarak elde edilir. Düşük ve orta enerjili hadron fiziğinde pionun serbestlik dereceleri önemli parametrelerdir. Bu durumda aksiyal yük, pionun serbestlik derecelerine duyarlı hale gelir. Buradan görülür ki aksiyal yük kiral simetrisinin kendiliğinden kırılmasının bir ölçütü olarak ortaya çıkar. Bu nedenle aksiyal yük düşük enerjili etkin modellerde oldukça önemli bir parametredir. Bu tez kapsamında N- $\Delta$ ,  $\Sigma$ - $\Sigma^*$ ,  $\Xi$ - $\Xi^*$ ,  $\Lambda$ - $\Sigma^*$  ve  $\Delta$ - $\Delta$  geçişlerinin aksiyal yükleri elde edilmiştir.

N- $\Delta$  axial geçişi oldukça önemli bir geçiştir. Bu geçişin en önemli avantajlarından birisi, bu geçişte  $\Delta$  parçacığı baskın ve net bir şekilde gözlenir. Bu gözlemden faydalanarak baryonların dalga fonksiyonları spin parite kurallarının belirlenmesinde önemli olduğu bulunur. Bunun yanı sıra bu geçişin çalışılması içyapı hakkında değerli bilgiler sunar, dolayısıyla elektromanyetik geçişin tamamlayıcısı olan bir geçiştir. Örneğin; N- $\Delta$  aksiyal geçişinde aksiyal yükün korunumu kullanılarak Goldberger-Treiman bağıntısının sınırlarının yeniden belirlenmesi sağlanır (Alexandrou ve ark., 2007a, b).

Bu tezde ayrıca,  $\Sigma$ - $\Sigma^*$ ,  $\Xi$ - $\Xi^*$  ve  $\Lambda$ - $\Sigma^*$  geçişlerinin aksiyal geçişleri çalışılmıştır. Acayip kuark içeren baryonlar (hiperonlar) oldukça ilginç bir sektördür, çünkü SU(3) çeşni simetrisi kırılmasının çalışılması için ideal bir sistemdir (Lin ve ark., 2009). Hiperonların aksiyal yüklerinin çalışılması oldukça önemlidir, çünkü elde edilen aksiyal yük düşük enerjili etkin modeller için önemli bir parametredir. Fakat bu parçacıkların aksiyal yükleri ile ilgili bilimiz oldukça sınırlıdır çünkü bu parçacıklar kararsız yapıya sahiptirler. Bu durum deneysel olarak çalışılmaları oldukça zorlaştırmaktadır. Bu da teorik çalışmaların önemini daha da arttırmaktadır.

Ele alınan diğer bir geçiş olan  $\Delta$ - $\Delta$  axial geçişi nükleer fenomenolojide oldukça önemlidir.  $\Delta$  parçacığı nükleonun spin uyarılmış durumu gibidir ve geniş bir rezonansa sahip olduğu için pion-nükleon eşliğine yakın bir bölgede yer alır. Bu özelliğinden dolayı pion ve nükleonla güçlü çiftlenime sahiptir ve bu da  $\Delta$  parçacığını kiral açılımı için oldukça önemli bir parametre haline getirir (Bernard ve ark., 2005). Bunun dışında  $\Delta$  parçacığının yaşam ömrü oldukça kısadır ( $10^{-23}$  sn) bu durum deneysel olarak çalışılmasını zorlaştırmaktadır (Lopez ve ark., 2001). Dolayısı ile teorik çalışmaların önemi artmaktadır.

Tensör yapı faktörlerin araştırılması son yılların önemi gittikçe artan bir araştırma alanıdır. Parçacıkların içyapısı Parton Dağılım Fonksiyonları (PDF) kullanılarak

tanımlanabilir. Twist-2'de baryonların içyapısı üç PDF ile betimlenir. Bu PDF'ler  $f_1(x)$ ,  $g_1(x)$  ve  $h_1(x)$  şeklinde tanımlanır (Jaffe ve ark., 1991).  $f_1(x)$ , polarize olmayan dağılım fonksiyonudur ve  $g_1(x)$ , spin bağımlı helisite dağılım fonksiyonudur. Bu fonksiyonların ölçülmesi baryonun içindeki kuarkların boylamsal momentumuna yapılan katkıyı ve baryonun sahip olduğu net helisiteyi verir. Bu iki PDF hakkında deneysel ve teorik veriler mevcuttur çünkü bu PDF'ler kiral-çift doğaya sahiptirler. Enine dağılım fonksiyonu,  $h_1(x)$ , kuark ve baryonun Compton forward genliği ile ilişkilidir (Cloet ve ark., 2008). Ve bu genlikte hem kuarkların hem de baryonun helisiteleri değişmektedir. Bu yüzden  $h_1(x)$  dağılım fonksiyonları kiral-tek yapıya sahiptir. Elektrozayıf ve güçlü etkileşimler kiraliteyi korudukları için  $h_1(x)$  dağılım fonksiyonları bir kiral-tek parametreyle kuplaj yapmak zorundadır. Bu yüzden  $h_1(x)$  dağılım fonksiyonu Derin İnelastik Saçılma (DIS) deney süreçleri kullanılarak elde edilemez. Fakat Drell-Yan ve yarı-kapsayıcı derin inelastik saçılma (SIDIS) süreçleri kullanılarak elde edilebilir. Nükleonun  $h_1(x)$  dağılım fonksiyonu ilk defa BELLLE, COMPASS ve HERMES deney gruplarının verileri kullanılarak elde edilmiştir (Anselmino ve ark., 2006). Diğer parçacıklar için bu fonksiyonlar hala açık ve anlaşılmayı bekleyen bir alan olarak durmaktadır. Baryonların içyapısının daha iyi anlaşılması için Genelleştirilmiş Parton Dağılım (GPD) fonksiyonları yazılır, ve baryonların içyapısı sekiz GPD ile tanımlanır. Bunlar iki kiral-çift spin bağımsız GPD,  $H$  ve  $E$ , iki kiral-çift spin bağımlı GPD,  $\tilde{H}$  ve  $\tilde{E}$ , ve dört kiral-tek spin bağımlı GPD,  $H_T$ ,  $E_T$ ,  $\tilde{H}_T$  ve  $\tilde{E}_T$  şeklinde tanımlanır. Bu GPD'ler baryonların kuark ve gluon yapılarına dair oldukça önemli veriler içermektedirler. Örneğin, bu GPD'ler ile kuarkların açısız momentumunun baryonun toplam spinine ne kadar katkısı olduğu veya partonların baryonun hareket yönünün tersine olan düzlemde nasıl bir dağılım sergiledikleri anlaşılabilir. Bu tez çalışmasında  $\Sigma-\Sigma$ ,  $\Xi-\Xi$  ve  $\Lambda-\Sigma$  geçişlerinin tensörel yükleri elde edilmiştir.

Sözdeskaler geçiş yapı faktörleri düşük enerjili hadron fiziğinin önemli test araçlarından biridir. Bu yapı faktörler çalışılarak kiral Ward özdeşliği ve kiral simetrisinin kırılmasının nasıl olduğu anlaşılabilir. Diğer yapı faktörlerin (elektromanyetik, aksiyal ve tensör yapı faktörler) aksine sözdeskaler yapı faktörler hem deneysel hem de teorik olarak çok çalışılmamıştır. Bu tez kapsamında  $\Delta-\Delta$  sözdeskaler geçiş yapı faktörleride ele alınmıştır. Momentum transferinin sıfır olduğu durumda ( $Q^2 = 0$ )  $\Delta$  sözdeskaler yapı faktörü,  $\pi$ -N çiftlenim sabiti şeklinde düşünülebilir. Ve bu çiftlenim sabiti pionun elektro-üretim ve foto-üretim süreçleri için önemli bir parametre olur.

Bu çalışma aşağıda verildiği gibi organize edilmiştir. İkinci bölümde, tezde çalışılan



oktet-dekuplet ve dekuplet-dekuplet baryonların izovektör axial vektör geçiş yapı faktörleri, dekuplet-dekuplet sözdeskaler geçi yapı faktörleri ve oktet-oktet baryonların izovektör tensör geçiş yapı faktörleri ile ilgili daha önce yapılmış çalışmalar tartışılmıştır. Üçüncü bölümde, KRD toplam kuralları yönteminin genel yapısı incelenmiştir. Ayrıca tezin temel konusunu oluşturan oktet-dekuplet ve dekuplet-dekuplet baryonların izovektör aksiyal vektör geçiş yapı faktörleri, dekuplet-dekuplet sözdeskaler geçiş yapı faktörleri ve oktet-oktet baryonların izovektör tensör geçiş yapı faktörleri hesabı için gerekli analitik ifadeler elde edilmiştir. Dördüncü bölümde, ele alınan yapı faktörler için sayısal hesaplamalar yapılmıştır. Sonuçların ilgili parametrelere bağlı olarak grafikleri çizilmiştir. Beşinci bölümde, yapılan çalışma genel olarak değerlendirilmiş sonuçlar karşılaştırılmış ve önemi tartışılmıştır.



## BÖLÜM 2

### ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Oktet-dekuplet ve dekuplet-dekuplet izovektör aksiyal vektör, dekuplet-dekuplet izovektör sözdeskalere ve oktet-oktet izovektör tensör geçiş yapı faktörleri ışık konisi KRD toplam kuralları dışında farklı pertürbatif ve pertürbatif olmayan yöntemler ile çalışılmıştır. Bu yöntemler örgü KRD metodu, kiral tedirgeme teorisi, zayıf pion üretimi, kiral kuark soliton model ve kuark modelleridir.

#### 2.1. Oktet - Dekuplet İzovektör Aksiyal Vektör Geçişleri

Bu bölümde  $N-\Delta$ ,  $\Sigma-\Sigma^*$ ,  $\Xi-\Xi^*$  ve  $\Lambda-\Sigma^*$  geçişleri ele alınmıştır. Bu geçişlerden  $N-\Delta$  aksiyal vektör geçişi ile ilgili olarak teorik ve deneysel sonuçlar mevcuttur. Pariteyi bozan elastik olmayan elektron-nükleon saçılımı kullanılarak bu geçiş için aksiyal yük ilk defa deneysel olarak bulunmuştur (Androic ve ark., 2012). Bu analiz sonucunda bu geçiş için  $G_{A=}^{N\Delta} = -0.05 \pm (0.35)_{stat} \pm (0.34)_{sys} \pm (0.06)_{th}$  sonucu elde edilmiştir. Deneysel çalışmada elde edilen sonucun literatürde var olan teorik sonuçlar ile uyumlu olduğu gösterilmiştir. Teorik açıdan  $N-\Delta$  geçişi farklı yöntemler kullanılarak ele alınmıştır. Kiral constituent kuark model, kiral tedirgeme teorisi, örgü KRD yöntemi, ışık konisi KRD toplam kuralları, zayıf pion üretimi metodu yöntemleri kullanılarak çalışılmıştır. Kiral constituent kuark model kullanılarak  $N \rightarrow \Delta$  aksiyal geçiş yapı faktörleri çalışılmıştır. Aksiyal yükün kısmi korunumu (PCAC) gereği aksiyal akımın bir ve iki vücutlu (one and two body) değişimi de ilave edilmiştir (Barquillano-Cano ve ark., 2007).  $N \rightarrow \Delta$  aksiyal geçiş yapı faktörleri bir halka diyagramı mertebesinde relativistik baryon kiral tedirgeme metodu ile çalışılmıştır. Lagranjiyen sadece spin-3/2 terimlerin katkısını içerecek bir ayar simetrisine göre düzenlenmiştir ve bu sayede istenmeyen spin-1/2 terimleri ve ayar sabitleme parametresi elenmiştir (Geng ve ark., 2008). Örgü KRD yöntemi kullanılarak  $N \rightarrow \Delta$  geçişi çalışılmış ve yapı faktörler elde edilmiştir. Ve bu yapı faktörler kullanılarak diyagonal ve diyagonal olmayan Goldberger-Treiman bağıntısının geçerli olup olmadığı incelenmiştir (Alexandrou ve ark., 2007a, b). Zayıf pion üretimi yöntemi kullanılarak  $N \rightarrow \Delta$  geçişinin aksiyal yükü elde edilmiştir. Bu analizlerde ANL ve BNL deney gruplarının verileri kullanılmıştır (Hernandez ve ark., 2010, Graczyk ve ark., 2009). Bu analizlerden birinde diyagonal olmayan Goldberger-Treiman bağıntısının bozulduğu gözlenmiştir (Hernandez ve ark., 2010). Işık konisi KRD toplam kuralları kullanılarak bu geçiş için yapı faktörler elde edilmiş ve literatürde var olan sonuçlar ile kıyaslamaları yapılmıştır. Bu tez kapsamında

ışık konisi KRD toplam kuralları ile bu çalışmalar yürütülmüştür. Daha önce ışık konisi KRD toplam kuralları kullanılarak yapılan hesaptan farklı olarak  $N-\Delta$  geçişinde hem farklı yapılar seçilmiş hem de önceki yapılan hesapta ihmal edilen baryon kütle terimlerinin katkısı ilave edilmiştir. Bu farklılıkların hesapta ciddi değişikliklere yol açtığı görülmüştür.  $\Sigma-\Sigma^*$ ,  $\Xi-\Xi^*$  ve  $\Lambda-\Sigma^*$  geçişleri ise daha önce hiç çalışılmamış ilk defa bu tez kapsamında hesaplanmışlardır. Ve bu geçişlerin analitik ifadeleri ve nümerik değerleri elde edilmiş ve grafikleri çizilip karşılaştırılması yapılmıştır

## 2.2. Dekuplet - Dekuplet Izovektör Aksiyal Vektör ve Sözdeskaler Geçiş

Bu bölümde  $\Delta-\Delta$  aksiyal vektör ve sözdeskaler geçişleri çalışılmıştır. Aksiyal vektör geçiş yapı faktörleri örgü KRD metodu (Alexandrou ve ark., 2013), kiral tedirgeme teorisi (Jiang ve ark., 2008) ve kuark modeller (Choi ve ark., 2010, Theussl ve ark., 2000, Glozman ve ark., 1997, Glantschnig ve ark., 2004) yöntemlerinde incelenmiştir. Örgü KRD metodu kullanılarak  $\Delta$  baryonun aksiyal yükü hesaplanmış ve Goldberger-Treiman bağıntısı türetilmiş ve test edilmiştir (Alexandrou ve ark., 2013). Ağır baryon kiral tedirgeme teorisi ile  $\Delta$  baryonunun aksiyal yükü bir halka mertebesinde hesaplanmış ve pion kütlesi bağımlılığı incelenmiştir (Jiang ve ark., 2008). Relativistik kuark model ile  $\Delta$  baryonunun aksiyal yükü hesaplanmış ve aksiyal yükün kiral simetrisinin kendiliğinden kırılması ile olan ilişkisi tartışılmıştır (Choi ve ark., 2010). Kiral kuark model kullanılarak bu geçiş çalışılmış ve aksiyal yük elde edilmiştir (Theussl ve ark., 2000, Glozman ve ark., 1997, Glantschnig ve ark., 2004).

Sözdeskaler geçiş yapı faktörleri daha önce sadece örgü KRD metodu ile incelenmiştir (Alexandrou ve ark., 2011, 2013). Örgü KRD metodu kullanılarak  $\Delta-\Delta$  geçişinin yapı faktörleri elde edilmiştir. Ve bu yapı faktörler kullanılarak Goldberger-Treiman bağıntısı türetilmiştir. Bu tez kapsamında bu geçişler çalışılmış analitik ifadeleri ve nümerik değerleri elde edilmiş ve grafikleri çizilip literatürde var olan sonuçlarla karşılaştırılması yapılmıştır.

## 2.3. Oktet - Oktet Izovektör Tensör Geçişleri

Tensör geçiş yapı faktörleri ile ilgili çalışmalar literatürde ağırlıklı olarak  $N-N$  geçişi için bulunmaktadır. Nükleonun tensör yükünün fiziksel özellikleri anlaşılmaya çalışılmış ve KRD toplam kurallarında ve fenomenolojik modellerde büyüklüğü tahmin edilmeye çalışılmıştır (He ve ark., 1994). Nükleonun tensör yükü KRD toplam kuralları yaklaşımı kullanılarak analiz edilmiştir. Sekiz boyuta kadar terimler sonuçlara olumlu etkiler

vereceği düşünöldüğü için hesaplamalara ilave edilmiştir (He ve ark., 1994). Nökleonun enine spin yapısının anlaşılmasında önemli bir rol oynayan izovektör tensör nükleon yapı faktörleri ışık konisi KRD toplam kuralları kullanılarak hesaplanmıştır. KRD’de önde gelen seviyede ve dağılım genliği twist-6’ya kadar olacak şekilde üç tensör yapı faktörü nükleon için hesaplanmıştır (Erkol ve ark., 2011). Nökleonun arakeştirim akımının en genel formunu kullanarak nükleonun izovektör ve izoskaler tensör yapı faktörleri ışık konisi KRD toplam kuralları çerçevesinde incelenmiştir. Işık konisi KRD toplam kurallarının temelinde ışık konisine yakın operatörlerin twist üzerinden operatör çarpım dağılımı vardır ve bu çalışmada altıya kadar düşünölmüştür (Aliev ve ark., 2011). Nökleonun tensör özelliklerinin sonuçları kiral kuark soliton model çerçevesinde çalışılmıştır. Tensör ve anomalyus tensör manyetik yapı faktörleri  $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$ ’ye kadar momentum transferi ve  $0.36 \text{ GeV}^2$ ’ye kadar yeniden normalize edilebilir ölçekte hesaplamalar yapılmıştır (Ledwig ve ark., 2010).

Bu bölümde yürütölen çalışmalar  $\Sigma-\Sigma$ ,  $\Xi-\Xi$  ve  $\Lambda-\Sigma$  geçişleridir. Baryon oktetin tensör yapı faktörleri kiral kuark soliton model kullanılarak analiz edilmiştir. İncelemede lineer  $1/N_c$  rotasyonel alınmış lineer  $m_s$  düzeltmeleri hesaba katılmış ve simetri-korunumu uygulanmıştır. Tensör yapı faktörleri  $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$ ’ye kadar momentum transferi ve  $0.36 \text{ GeV}^2$  yeniden normalize edilebilir ölçek kullanılmıştır (Ledwig ve ark., 2010). Bu tez kapsamında bu geçişler ışık konisi KRD toplam kuralları çalışılmış analitik ifadeleri ve nümerik değerleri elde edilmiş ve grafikleri çizilip literatürde var olan sonuçlarla karşılaştırılması yapılmıştır.

Yürütölen çalışmaların daha sağlıklı değeriendirilmesi için deneysel verilere ihtiyaç duyulmaktadır. Fakat bu geçişlerden elde edilen yapı faktörlerin deneysel olarak tespiti oldukça zordur. Bu tez kapsamında yürütölen çalışmalardan sadece  $N-\Delta$  geçişi için deneysel çalışma bulunmaktadır. Bu tez kapsamında yürütölen diğer çalışmalar için henüz deneysel sonuç bulunmamaktadır. Bu nedenle deneysel kıyaslama yapmak şu an için mümkün görünmemektedir.

## BÖLÜM 3

### MATERYAL VE METOT

#### 3.1. KRD Toplam Kuralları

Güçlü etkileşimlerin teorisi olan KRD’de hapsolme ve güçlü etkileşim sabitinin doğasından dolayı pertürbasyon teorisi uygulanamamaktadır. KRD toplam kuralları 1979 yılında KRD’deki bu problemi çözmek için geliştirilmiş ve hadron özelliklerini çalışmada başarılı uygulamaları olan pertürbatif olmayan güçlü bir yaklaşımdır (Shifman ve ark., 1979a, b). Bu yöntemin avantajı hem analitik bir yöntem olması hem de doğrudan KRD parametrelerini içermesidir. Yöntemde iki aşamalı bir yaklaşım söz konusudur. İlk önce ilişkilendirme fonksiyonu kuark özellikleri cinsinden hesaplanır. İkinci olarak ise bu parametreler hadron özellikleri cinsinden elde edilir. Kuark özellikleri cinsinden hesap yapılırken düşük enerjili süreçler ile KRD vakumu arasında bir bağlantı kurulur ve bu bağlantı kuark ve gluonların yoğunlaşmaları cinsinden ifade edilir. Bu yaklaşımda hadronlar arakesitirim akımları ile temsil edilir. Bu akımlar ilişkilendirme fonksiyonunun içine yazılır ve işlemci çarpım açılımı (OPE) kullanılarak kısa ve uzun mesafe etkileşimleri tanımlanır. Pertürbatif KRD kullanılarak elde edilen sonuçlar bu şekilde vakum yoğunlaşmaları ve dağılım genlikleri türünden hesaplanmış olur. İki farklı bölgede elde edilen sonuçlar dağılım bağıntısı kullanılarak birbirine eşitlenir. Böylece, istenen hadronik özellikler hesaplanmış olur. Bu bölümde KRD toplam kuralları ve geliştirilmiş hali olan ışık konisi KRD toplam kuralları ve bu yöntem kullanılarak yapılan hesaplamalar anlatılacaktır.

##### 3.1.1. İlişkilendirme Fonksiyonu

İlişkilendirme fonksiyonu KRD vakumunun yapısını çalışmak için kullanılan temel araçlardan bir tanesidir, ve kuantum alan teorisi yöntemi kullanılarak hesap edilir. Vakum özelliklerini çalışmak için KRD vakumuna uzay-zamanda  $x = 0$  noktasında kuarklar yerleştirilir ve süreç incelenir. Bu süreci betimleyen ilişkilendirme fonksiyonu,

$$\Pi(q^2) = i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T \{ j(x) \bar{j}(0) \} | 0 \rangle \quad (3.1)$$

olarak tanımlanır. Burada T zaman sıralı çarpım,  $j(x)$  kuarklardan oluşan arakesitirim akımı ve q kuarkların toplam momentumudur.

Momentum transferinin büyük ve negatif,  $q^2 = -Q^2 \gg -\Lambda_{KRD}^2$ , [ $\Lambda_{KRD}$  KRD ölçeğidir ve  $\Lambda_{KRD} \simeq 250 MeV$ 'dir], olduğu durumda ilişkilendirme fonksiyonuna temel katkı kısa mesafelerden gelir ve dolayısıyla ilişkilendirme fonksiyonu kuark ve gluon özellikleri cinsinden hesaplanabilir. Denk. (3.1)'e Fourier dönüşümü uygulandığında,

$$\langle 0|T\{j(x)j(0)\}|0\rangle = \int d\tau e^{i\tau x^2} f(\tau) \quad (3.2)$$

ifadesi elde edilir, Denk. (3.2), Denk. (3.1)'de yerine yazıldığında,

$$\Pi(q^2) = i \int d\tau \int d^4x e^{i\frac{Q^2}{4\tau}} e^{i\tau x^2} f(\tau) \quad (3.3)$$

şeklinde bir denklem bulunur. Denk. (3.3)'te üstel fonksiyonların çok hızlı salınım yapmalarından kaynaklı sağ taraftan gelen katkı baskılanmış durumdadır, çok büyük  $Q^2$  değerlerinde büyük katkı  $\tau \sim Q^2$  ve  $x^2 \sim \frac{1}{\tau}$  olduğu durumlarda söz konusu olur. Bu iki koşul kullanılarak;

$$x^2 \sim \frac{1}{Q^2}, \quad (3.4)$$

ifadesi yazılır.  $Q^2 \rightarrow \infty$  olduğu durumlarda  $x^2 \sim 0$  olur. Bu koşul gerekli ama baskın katkıların kısa mesafelerden gelmesi için yeterli değildir. Momentum transferinin çok küçük olduğu durumda,  $q^2 < 0$ , her zaman  $q_0 = 0$  yani  $\vec{q}^2 = Q^2$  olduğu bir referans sistemi olabilir. Bu referans sisteminde Denk. (3.1)'deki üstel ifade  $e^{-i\vec{q} \cdot \vec{x}}$  şekline dönüşür. Burada karşımıza yine salınımlar çıkar. Üstel fonksiyondaki salınımlardan kaçınmak için

$$|\vec{x}| \sim \frac{1}{\sqrt{Q^2}} \quad (3.5)$$

ifadesi yazılır. Bu durumda hafif kütleli kuarkların olduğu durumlarda katkılar artık kısa mesafelerden gelmektedir. Ağır kuark limitinde ise  $M_{c,b} \gg \Lambda_{KRD}$  olduğundan durum biraz daha basittir. Çünkü iletici ifadesi  $1/M_{c,b}^2$  şeklinde olduğundan buradaki katkı da kısa mesafelerden gelecektir.

Momentum transferi pozitif ve yeterince büyük değere sahip ise kuarklar hadronları oluştururlar. Ve bu bölgede hadron özellikleri cinsinden hesaplamalar yapılabilir. Bunu yapabilmek için Denk. (3.1)'de arakes tirim akımlarının arasına tam bir hadronik durum yerleştirilir.

$$2Im\Pi(q^2) = \sum_n \langle 0|j(0)|n\rangle \langle n|j(0)|0\rangle d\tau_n (2\pi)^4 \delta^4(q - p_n) \quad (3.6)$$

burada toplam işle mi akımların yaratabileceği olası tüm hadron durumları üzerindedir ve  $d\tau$  bütün faz uzayının kapladığı hacim integralidir.

### 3.1.1.1. İlişkilendirme Fonksiyonunun Fiziksel Kısmı

İlişkilendirme fonksiyonunun hadron parametreleri cinsinden ifadesi fiziksel kısmı oluşturur. Bu işlem yapılırken ilişkilendirme fonksiyonunda akımların arasına tam bir hadronik durum yerleştirilir ve fonksiyon

$$2Im\Pi_{\mu\nu}(q^2) = \sum_V \langle 0|J_\mu(0)|V\rangle \langle V|j_\nu(0)|0\rangle d\tau_n (2\pi)^4 \delta^4(q - p_n) \quad (3.7)$$

şekline dönüşür. Burada V bir vektör mezon durumunu gösterir.

$$\langle V|j_\nu(0)|0\rangle = f_V m_V \varepsilon_\nu \quad (3.8)$$

ifadesinde  $f_V$  bozunum sabiti ve  $\varepsilon_\nu$  ise polarizasyon vektörüdür. Denk. (3.8), Denk. (3.7)'de yerine yazıldığında fiziksel kısım için elde edilen eşitlik;

$$\frac{1}{\pi} Im\Pi(q^2) = f_V^2 \delta(q^2 - m_V^2) + \rho^h(q^2) \theta(q^2 - s_0^h) \quad (3.9)$$

şeklinde olur. Bu ifadede  $\rho^h$  spektral yoğunluk ve  $s_0^h$  ise süreklilik eşiğidir.

### 3.1.1.2 İlişkilendirme Fonksiyonunun KRD Kısmı

İlişkilendirme fonksiyonunun kuark - gluon terimleri cinsinden elde edilen ifadesi KRD kısmını oluşturur. Bu kısım için, işlemci çarpım açılımı (Operator Product Expansion, OPE) yapılır ve vakum yoğunmaları oluşturulur.

Hadronlar arakesitirim kuark akımlarıyla gösterilirler. Bu akımlar ile ilişkilendirme fonksiyonu OPE çerçevesinde tanımlanır ve çözümlenir. OPE, uzun ve kısa mesafe kuark gluon etkileşimlerini içerir. Kısaca, OPE, iki ya da üç yerel işlemcinin zaman sıralı çarpımıdır. İlişkilendirme fonksiyonu

$$T\{j_\mu(x)J_\nu(0)\} = (q_\mu q_\nu - g_{\mu\nu}q^2) \sum_d C_d(q^2)O_d$$

olarak yazılıp yeniden düzenlendiğinde;

$$i \int d^4x e^{iqx} \langle 0|T\{j_\mu(x)j_\nu(0)\}|0\rangle = (q_\mu q_\nu - g_{\mu\nu}q^2) \sum_d C_d(q^2)O_d \quad (3.10)$$

şekline dönüşür. Bu ifade daha düzgün biçimde yazılmak istenirse

$$\Pi(q^2) = \sum_d C_d(q^2) \langle 0|O_d|0\rangle \quad (3.11)$$

ifadesi kullanılır. Burada  $C_d$  Wilson katsayıları olarak isimlendirilir ve pertürbatif olarak hesaplanabilir.  $O_d$  yerel işlemcilerden oluşan bir kümedir ve boyutlarına göre sıralanırlar. En düşük boyutlu işlemci "0" boyutlu birim işlemcidir. Sonraki düşük boyutlu işlemci üç boyutludur ve  $\bar{q}q$  şeklinde verilen kuark işlemcisidir, dört boyutlu işlemci ise  $G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$  şeklinde verilen gluon işlemcileridir. Bu açılım yüksek boyutlu işlemcileri içerecek şekilde genişletilebilir.

İlişkilendirme fonksiyonunu OPE parametreleri cinsinden daha düzgün ifade edebilmek için temsili bir akım ( $j_\mu = \bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)$ ) seçilir ve Wick teoremi (Wick Teoremi ile ilgili bilgiler Ek. I'de verilmiştir) uygulanır. Daha sonra, ilişkilendirme fonksiyonu,

$$i \int d^4x e^{iqx} \langle 0|\{\bar{\psi}^a(x)\gamma_\mu S^{ab}(x,0)\gamma_\nu\psi^b(0) + \bar{\psi}^b(x)\gamma_\nu S^{ba}(0,x)\gamma_\mu\psi^a(0)\}|0\rangle \quad (3.12)$$

olarak elde edilir.

Burada  $iS(x) = \langle 0|\bar{q}(x)q(0)|0\rangle$  şeklinde tanımlanan tam kuark ileticisidir. Pertürbatif ve pertürbatif olmayan katkıları içerir. Bu tez kapsamında sadece hafif kuarklar ile hesap yapılacağı için sadece hafif kuarklar için iletici ifadesi verilecektir. Hafif



kuarklar için kuark ilerleticisinin genel ifadesi (Balitsky ve ark., 1988),

$$S_q(x) = \frac{i\not{x}}{2\pi^2 x^4} - \frac{\langle q\bar{q} \rangle}{12} \left[ 1 + \frac{m_0^2 x^2}{16} \right] - i g_s \int_0^1 dv \left[ \frac{\not{x}}{16\pi^2 x^4} G_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} - v x^\mu G_{\mu\nu} \gamma^\nu \frac{i}{4\pi^2 x^2} \right]. \quad (3.13)$$

şeklinindedir. Arakeştirim akımları yerine yazılıp Wick teoremi uygulandığında Denk. (3.12) de sadece normal sıralı çarpımlar kalır. Ve bu normal sıralı çarpımların vakum beklenen değerlerinin hesaplanması gerekmektedir. Bunun yapabilmesi için  $\psi(x)$  ve  $\bar{\psi}(x)$ 'in  $x = 0$  olduğu bölgede Taylor açılımı yapılır,

$$\begin{aligned} \psi(x) &= \psi(0) + x^\alpha \overrightarrow{D}_\alpha|_{x=0} \psi + \dots \\ \bar{\psi}(x) &= \bar{\psi}(0) + \bar{\psi} \overleftarrow{D}_\alpha x^\alpha|_{x=0} + \dots \end{aligned} \quad (3.14)$$

Burada  $D_\alpha$  kovaryant türevidir. Bu ifadeler Denk. (3.12)'de yerine yazıldığında aşağıdaki gibi matris elemanları ile karşılaşılır,

$$\begin{aligned} \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^i \psi_\beta^j | 0 \rangle &= A \delta^{ij} \delta_{\alpha\beta} \\ \langle 0 | \bar{\psi}_\alpha^i \overrightarrow{D}_\rho \psi_\beta^j | 0 \rangle &= B \delta^{ij} \gamma_{\rho\beta\alpha} \end{aligned} \quad (3.15)$$

buradaki A ve B katsayılarını elde etmek için Denk. (3.15)'te yer alan ilk ifade  $\delta^{ij} \delta_{\alpha\beta}$  ile ikinci ifade ise  $\delta^{ij} \gamma_{\rho\alpha\beta}$  ile çarpılır ve iz ifadeleri alınır. Katsayılar;  $A = \frac{1}{12} \langle \bar{\psi} \psi \rangle$ ,  $B = -\frac{im_q}{48} \langle \bar{\psi} \psi \rangle$  olarak bulunur. Buna benzer işlemler yapıldığında ilk birkaç terim için OPE sonuçları;

$$\Pi(q^2) = -\frac{1}{4\pi^2} \left( 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \right) \ln\left(-\frac{q^2}{4m^2}\right) + \frac{2m}{q^4} \langle \bar{\psi} \psi \rangle + \frac{\alpha_s}{12\pi q^4} \langle G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \rangle + \dots \quad (3.16)$$

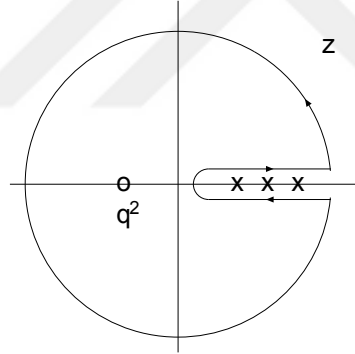
şeklinde elde edilir. Burada,  $\alpha_s$  güçlü etkileşim sabitidir,  $\langle \bar{\psi} \psi \rangle$  ve  $\langle \alpha_s G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \rangle$  şeklinde gelen ifadeler vakum yoğunlukları ve pertürbatif olmayan katılardır. KRD vakumunun boş olmadığının göstergeleridir ve değerleri,

$$\begin{aligned}\langle \bar{\psi}\psi \rangle &= -(243 \pm 10)^3 GeV^3 \\ \frac{\alpha_s}{\pi} \langle G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \rangle &= 0,012 \pm 0,0036 GeV^4\end{aligned}\quad (3.17)$$

olarak verilir (Colangelo ve ark., 2000).

### 3.1.2. Dağılım Bağntısı, Borel Dönüşümü ve Kuark Hadron İkilemi

İlişkilendirme fonksiyonunun ikili doğası hakkında yukarıda bilgi verilmiştir. Momentum transferinin büyük negatif değerlerinde kısa mesafelerden gelen katkı yani kuark ve gluon özellikleri cinsinden bir ifade düşünülür. Momentum transferinin pozitif değerlerinde ise uzun mesafelerden gelen katkı yani hadron parametreleri cinsinden gelen bir ifade düşünülür. Denk. (3.1) analitik olduğundan Cauchy integrali kullanılarak bu iki farklı bölgede yapılan hesap arasında bir bağlantı kurulabilir.



Şekil 3.1: Countor integrali ( $z = q^2$ ). Burada çarpı ile gösterilen bölge  $q^2 > 0$  bölgesini, kapalı çizgi ise  $q^2 < 0$  bölgesini göstermektedir

$$\begin{aligned}\Pi(q^2) &= \frac{1}{2\pi i} \oint_c dz \frac{\Pi(z)}{z - q^2} \\ &= \frac{1}{2\pi i} \oint_{|z|=R} dz \frac{\Pi(z)}{z - q^2} + \frac{1}{2\pi i} \int_{t_{min}}^R dz \frac{\Pi(z + i\varepsilon) - \Pi(z - i\varepsilon)}{z - q^2}\end{aligned}\quad (3.18)$$

burada,  $t_{min}$  gerçek durumların yaratılma eşiğidir. R sonsuza gönderilirse Denk. (3.18)'in ilk tarafı daha basite indirgenmiş olur. Eğer  $z \rightarrow \infty$  durumunda  $\Pi(z)$  yeterince hızlı yok oluyorsa integral ifadesi de yok olur. Eğer  $\Pi(z)$  yeterince hızlı yok olmuyorsa veya

integral yok olmuyorsa, bu durumda Denk.(3.18)'in ilk teriminde  $1/q^2$  ile orantılı terimler kalır. Yani  $z \rightarrow \infty$  giderken Denk. (3.18)'in ilk ifadesi polinomsal ifadeler indirgenmiş olur ve bu polinomsal ifadeler çıkarılabilir terimler denir. Schwartz yansıma prensibi ifadesi,  $\Pi(z + i\varepsilon) - \Pi(z - i\varepsilon) = 2i \text{Im}\Pi(q^2)$ , kullanıldığında dispersiyon bağıntısı:

$$\Pi(q^2) = \frac{1}{\pi} \int_{t_{min}}^{\infty} ds \frac{\text{Im}\Pi(s)}{s - q^2 - i\varepsilon} + \text{polinomsal ifadeler} \quad (3.19)$$

olarak elde edilir. Burada,  $\text{Im}\Pi(q^2)/\pi = \rho(s)$  ifadesi spektral yoğunluk olarak tanımlanır. Dağılım bağıntısı ile  $\Pi(q^2)$ 'nin negatif ve pozitif  $q^2$  değerleri arasında bir bağlantı sağlanmış olur. Spektral yoğunluk Denk. (3.6) kullanılarak hadron parametreleri cinsinden yazılabilir, aynı zamanda öklidyen bölgede,  $q^2 < 0$ , kuark-gluon parametreleri cinsinden de yazılabilir,  $q^2 = -Q^2 \gg \Lambda_{KRD}$  limitinde spektral yoğunluk,

$$\Pi(q^2) = \int_0^{\infty} ds \frac{\rho^{KRD}(s)}{s - q^2} \quad (3.20)$$

olarak yazılır. Denk. (3.19) ve Denk. (3.6) düzenlendiğinde dağılım bağıntısı,

$$\int_0^{\infty} ds \frac{\rho^{KRD}(s)}{s - q^2} = \frac{f_V^2}{m_V^2 - q^2} + \int_{s_0^h}^{\infty} ds \frac{\rho^h(s)}{s - q^2} + \text{polinomsal ifadeler} \quad (3.21)$$

şekline dönüşür. Denk. (3.21)'deki polinomsal ifadelerin, yüksek kütleli durumların ve sürekli durumlardan gelen katkıların elenmesi gerekmektedir. Bunu yapmak için Borel dönüşümü kullanılır. Borel dönüşümü ile ilgili bilgi Ek.II'de verilmiştir. Borel dönüşümü uygulandıktan sonra Denk. (3.21),

$$\int_0^{\infty} ds \rho^{KRD}(s) e^{-\frac{s}{M^2}} = f_V^2 e^{-\frac{m_V^2}{M^2}} + \int_{s_0^h}^{\infty} ds \rho^h(s) e^{-\frac{s}{M^2}} \quad (3.22)$$

şeklinde elde edilir. Denk. (3.21) ifadesinde sağ taraftaki denklemindeki sürekli ve yüksek durumlu terimlerin katkıları  $Q^2 \rightarrow \infty$  durumunda tamamen perturbatif katkılara dönüşür ve bu yüzden  $Q^2$ 'nin yeterince büyük limitinde

$$\int_0^{\infty} ds \rho^{KRD}(s) e^{-\frac{s}{M^2}} \simeq \int_{s_0}^{\infty} ds \rho^h(s) e^{-\frac{s}{M^2}} \quad (3.23)$$

varsayımı yapılabilir. Bu varsayıma ‘‘Kuark-Hadron İkilemi’’ denir. Ve burada  $s_0$  süreklilik eşiği olarak adlandırılır. Denk. (3.23), Denk. (3.22)’de yerine yazıldığında toplam kuralları

$$f_V^2 e^{-\frac{m_V^2}{M^2}} = \int_0^{s_0} ds \rho^{KRD}(s) e^{-\frac{s}{M^2}} \quad (3.24)$$

olarak elde edilir. Denk. (3.24)’te keyfi iki parametre mevcuttur; Borel kütlesi  $M^2$  ve süreklilik eşiği  $s_0$ . Süreklilik eşiği uyarılmış durumların enerjisi ile ilişkili olduğundan tamamen keyfi değildir ve kullanım aralığı hesaplamalar için  $s_0 = (m_h + 0.3 \text{ GeV})^2$  olarak verilir. Elde edilen sonuçlar bu parametrenin küçük değişimlerinde kararlı olmak durumundadır. Borel parametresi ise biraz daha keyfi bir seçime tabidir, fakat yöntemde kullanılan yaklaşımlardan kaynaklı olarak belirli bir aralıkta kalmak durumundadır. Bu bölge dışında ya süreklilik katkıları ya da ihmal edilen daha yüksek boyutlu işlemcilerin katkıları büyük olur. Bu durum çok küçük olamaz,  $M^2$ ’nin kuvvetleri ile ters orantılı daha yüksek boyuttaki işlemcilerin katkısı önemli olur ve böylece ihmal edilemezler.  $M^2$ ’nin alt sınırı, açılımda toplam sonucun küçük bir kesirinden daha büyük olmayan, en yüksek boyutlu işlemcinin katkısından elde edilir. Diğer yandan, Borel kütlelerinin çok büyük olduğu bölgede, kuark-hadron ikilemine güvenilmez.  $s_0$ ’dan büyük durumların üstel olarak azalan katkısının, dispersiyon bağıntısının küçük bir kısmı olarak kalması için,  $M^2$ ’ye bir üst sınır belirlenmesi gerekir.  $M^2$ ’nin üst sınırı, uyarılmış durumların katkısından elde edilir. Bu sınırlar arasındaki bölgede herhangi bir fiziksel nicelik  $M^2$ ’nin değerlerinden tamamen bağımsız toplam kuralları kullanılarak hesaplanır (Colangelo ve ark., 2000).

### 3.1.3. Üç Nokta ve Işık Konisi KRD Toplam Kuralları

İki nokta KRD toplam kuralları kütle ve bozunum sabitinin hesaplanmasında kullanılabilir. Geçiş genliklerini çalışmak için KRD toplam kuralları genelleştirilebilir. Bunun için üç nokta ilişkilendirme fonksiyonu ve çift dispersiyon bağıntısı kullanılır ve yeni ilişkilendirme fonksiyonunun formu aşağıdaki gibi yazılır;

$$\Pi(p^2, p'^2; q^2) = i^2 \int d^4x d^4y e^{i(p'x - py)} \langle 0 | T \{ j_1(x) j_3(0) j_2(y) \} | 0 \rangle. \quad (3.25)$$

İki nokta KRD toplam kurallarında olduğu gibi üç nokta KRD toplam kurallarında da  $p^2$  ve  $p'^2$ 'nin pozitif değerlerinde arakesirim akımlarının arasına tam hadronik durumlar yerleştirilir, ve aşağıdaki ifade elde edilir;

$$\begin{aligned} \Pi(p^2, p'^2; q^2) &= \frac{f_1 f_2 \langle H_1 | J_3 | H_2 \rangle}{(p^2 - m_{H_1}^2)(p'^2 - m_{H_2}^2)} \\ &+ \int_{s_0^h}^{\infty} ds_1 \int_{s_0^h}^{\infty} ds_2 \frac{\rho^h(s_1, s_2)}{(s_1 - p^2)(s_2 - p'^2)} + \dots \end{aligned} \quad (3.26)$$

Burada,  $H_i$  hadronları,  $J_i$  arakesirim akımlarını,  $m_{H_i}$  hadronların kütlesi ve  $\langle H_1 | J_3 | H_2 \rangle$  ise incelenecek olan matris elemanını göstermektedir. Denk. (3.26)'daki yüksek durumlu terimleri ve süreklilik katkılarını elemek için iki nokta KRD toplam kurallarından farklı olarak Borel dönüşümü iki defa uygulanır. Bu yöntemde ilişkilendirme fonksiyonunun KRD tarafı iki nokta KRD toplam kuralları ile benzerdir. Diğer taraftan Denk. (3.25) öklidyen bölgede de hesaplanabilir fakat bu bölgede beklenmeyen bir problem ile karşılaşılır.  $Q^2$ 'nin büyük değerlerinde yüksek boyutlu terimler  $\frac{Q^2}{M^2}$  terimi ile orantılı olur. Bu yüzden bu bölgede yüksek boyutlu terimlerin katkısı düşük boyutlu terimlerin katkısından daha önemli hale gelir ve bu durum işlemci çarpım açılımında daha fazla terimin hesaplanmasını gerektirir. İşlemci çarpım açılımındaki bu sıkıntı üç nokta KRD toplam kurallarına bir kısıtlama getirir, bu bölgede yapılacak hesaplar sadece  $q \sim 0$ 'da güvenilir olabileceği sonucunu doğurur. Bu kısıtlamadan kurtulmak için yeni bir yol denenir ve ışık konisi KRD toplam kuralları yöntemi kullanılır.

Işık konisi KRD toplam kurallarında (Braun ve ark., 1989, Balitsky ve ark., 1989 ve Chernyak ve ark., 1990), üç nokta KRD toplam kurallarında işlemci çarpım açılımından farklı olarak, OPE, seriye açılan terimlerin bir noktada kesilme zorunluluğunun getirdiği düzensizlikler mevcut değildir. Ve bu yaklaşım lokal operatörler üzerinden kısmi bir toplam içermektedir. İki ve üç nokta KRD toplam kurallarında kullanılan ilişkilendirme fonksiyonu vakum - vakum arasında yazılırken ışık konisi KRD toplam kurallarındaki ilişkilendirme fonksiyonu vakum ve dış alan arasında yazılır. Bu durumda kullanılan dış alan

foton veya hadron durumları olabilir. Fotondan oluşan dış alana yerleştirilmiş ilişkilendirme fonksiyonu aşağıdaki şekilde yazılır

$$\Pi(p^2, p'^2; q^2) = i \int d^4x e^{ipx} \langle \gamma | T \{ j_1(x) j_2(0) \} | 0 \rangle. \quad (3.27)$$

Bu ifade öklidyen bölgede hesap yapılırken  $\langle \gamma | \bar{q}(x) \gamma_\mu \gamma_5 q(0) | 0 \rangle$  şeklinde matris elemanları ile karşılaşılır. Bu matris elemanı aşağıdaki gibi seriye açılır;

$$\begin{aligned} \langle \gamma | \bar{q}(x) \gamma_\mu \gamma_5 q(0) | 0 \rangle &= \sum_n \frac{1}{n!} x_{\alpha_1} x_{\alpha_2} \dots x_{\alpha_n} \\ &\langle \gamma | \bar{q}(0) \overleftarrow{D}_{\alpha_1} \overleftarrow{D}_{\alpha_2} \dots \overleftarrow{D}_{\alpha_n} \gamma_\mu \gamma_5 q(0) | 0 \rangle. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Bu seri ifadesinin sağ tarafı

$$\begin{aligned} \langle \gamma | \bar{q}(0) \overleftarrow{D}_{\alpha_1} \overleftarrow{D}_{\alpha_2} \dots \overleftarrow{D}_{\alpha_n} \gamma_\mu \gamma_5 q(0) | 0 \rangle &= i^n \varepsilon_{\mu\nu\rho\alpha_1} \epsilon^\nu q_{\alpha_2} q_{\alpha_3} \dots q_{\alpha_n} M_n \\ &+ i^n \varepsilon_{\mu\nu\rho\alpha_1} \epsilon^\nu g_{\alpha_2\alpha_3} \dots q_{\alpha_n} M'_n \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (3.29)$$

olarak yazılır. Denk. (3.29) kullanılarak Denk. (3.28) ifadesini tekrar yazarsak,

$$\begin{aligned} \langle \gamma | \bar{q}(x) \gamma_\mu \gamma_5 q(0) | 0 \rangle &= \varepsilon_{\mu\nu\rho\alpha} \epsilon^\nu q^\rho x^\alpha \sum_n \frac{i}{n!} (iqx)^{n-1} M_n \\ &- x^2 \varepsilon_{\mu\nu\rho\alpha} \epsilon^\nu q^\rho x^\alpha \sum_n \frac{i}{n!} (iqx)^{n-3} M'_n \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (3.30)$$

elde edilir. Denk. (3.30), Denk. (3.27)'de yerine yazıldığında ve  $x$  üzerinden integral alındığında ilişkilendirme fonksiyonu

$$\Pi(p^2, p'^2; q^2) = \sum_n \frac{(2pq)^n}{(-p^2)^n} q_\mu M_n + \sum_n \frac{(2pq)^n}{(-p^2)^{n+1}} q_\mu M'_n + \dots \quad (3.31)$$

olarak yazılır. Burada her terim bir boyutsuz  $\xi = \frac{2pq}{-p^2}$  terim ile çarpılmıştır. Burada ki sorun,

eğer  $\xi$  parametresi küçük ise seri açılım yapılabilir fakat  $\xi$  parametresi küçük değil ise tüm  $M_n$  matris elemanları hesaplanmak zorundadır. Işık konisi KRD toplam kuralları bu zorluğun üstesinden gelmek için geliştirilmiştir. Burada artık  $x \simeq 0$ 'da değil  $x^2 \simeq 0$  seriye açılarak hesaplama yapılır. Bu durumda vakum yoğunlaşmaları yerine operatörlerin twistleri gelir. Twist, operatörün boyutu ve spini arasındaki farktır. Örneğin; en düşük twist ifadesi

$$\frac{i}{n}M_n = \frac{f}{4}e_q \int_0^1 du u^n \phi(u), \quad (3.32)$$

şeklinde yazılır. Bu ifade Denk. (3.30)'da kullanıldığında en düşük twist için

$$\langle \gamma | \bar{q}(x) \gamma_\mu \gamma_5 q(0) | 0 \rangle = \frac{f}{4} e_q \varepsilon_{\mu\nu\rho\alpha} \epsilon^\nu q^\rho x^\alpha \int_0^1 du u^n \phi(u) \quad (3.33)$$

eşitliği elde edilir. Burada  $e_q$  kuarkların elektrik yükü,  $\phi(u)$  fotonun twist-2 dalga fonksiyonudur. Bu fonksiyon, foton tarafından taşınan momentumdan sorumludur. Bundan sonra uygulanacak işlemlerin sırası üç nokta KRD toplam kurallarında anlatılan hesaplama yöntemiyle aynıdır.

### 3.2. Oktet - Dekuplet İzovektör Aksiyal Vektör Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi

Bu bölümde  $N-\Delta$ ,  $\Sigma - \Sigma^*$ ,  $\Xi - \Xi^*$  ve  $\Lambda - \Sigma^*$  geçişlerinin yapı faktörleri ışık konisi KRD toplam kurallarında incelenecektir. Yapı faktörlerinin ışık konisi KRD toplam kurallarında incelenmesi için ilgili ilişkilendirme fonksiyonu aşağıdaki gibi yazılır.

$$\Pi_{\mu\nu}(p, q) = i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T [j_\mu^D(0) j_\nu(x)] | O(p) \rangle, \quad (3.34)$$

burada  $j_\mu^D$  dekuplet baryonların arakesirim akımlarını, O oktet baryonları ve  $j_\nu(x)$  izovektör aksiyal vektör akımı temsil etmektedir. İlk olarak hadron özellikleri cinsinden hesap yapılır, bunun için ilişkilendirme fonksiyonunun içine tam bir hadronik durum yerleştirilir ve ilişkilendirme fonksiyonu

$$\Pi_{\mu\nu}(p, q) = \sum_{p'} \frac{\langle 0 | J_\mu | D(p') \rangle \langle D(p') | J_\nu | O(p) \rangle}{m_D^2 - p'^2} + \dots \quad (3.35)$$

olarak yazılır. İfadede yer alan ilk matris elemanı için

$$\langle 0|J_\mu(0)|D(p')\rangle = \lambda_D u^\mu(p') \quad (3.36)$$

eşitliği yazılır. Burada,  $\lambda_D$  rezidü ve  $u^\mu$  Rarita-Schwinger spin vektörüdür.

KRD Toplam kurallarının hadronik kısmı için  $\langle D(p')|J_\nu|O(p)\rangle$  matris elemanının yapı faktörler cinsinden ifadesine ihtiyaç vardır ve bunun için aşağıdaki eşitlik kullanılır (Adler,1968, 1975, Llewellyn Smith, 1972),

$$\begin{aligned} \langle D(p', s')|j_\nu(x)|O(p, s)\rangle = i\bar{u}^\lambda(p', s') \left[ \left\{ \frac{C_3^D(q^2)}{M_O} \gamma_\mu + \frac{C_4^D(q^2)}{M_O^2} p'_\mu \right\} (g_{\lambda\nu} g_{\rho\mu} \right. \\ \left. - g_{\lambda\rho} g_{\mu\nu}) q^\rho + C_5^D(q^2) g_{\lambda\nu} + \frac{C_6^D(q^2)}{M_O^2} q_\lambda q_\nu \right] u^\rho(p', s') \end{aligned} \quad (3.37)$$

Burada,  $C_3$ ,  $C_4$ ,  $C_5$  ve  $C_6$  ilgili geçişlerin aksiyal yapı faktörleridir.

Rarita - Schwinger spinörlerinin spini üzerinden alınan toplam için aşağıda verilen ifade kullanılır,

$$\sum_{s'} u_\mu(p', s') \bar{u}_\lambda(p', s') = (\not{p}' - M_D) \left[ g_{\mu\lambda} - \frac{1}{3} \gamma_\mu \gamma_\lambda - \frac{2}{3M_D^2} p'_\mu p'_\lambda + \frac{(p'_\mu \gamma_\lambda - p'_\lambda \gamma_\mu)}{3M_D} \right] \quad (3.38)$$

Denk. (3.36), Denk. (3.37) ve Denk. (3.38) kullanılarak Denk. (3.35) ifadesi

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}(p, q) = -i \frac{\lambda_D}{M_D^2 - p'^2} \left[ g_{\mu\lambda} - \frac{1}{3} \gamma_\mu \gamma_\lambda - \frac{2}{3M_D^2} p'_\mu p'_\lambda + \frac{1}{3M_D} (p'_\mu \gamma_\lambda - p'_\lambda \gamma_\mu) \right] \\ (p' - M_D) \left[ \frac{C_3^D(q^2)}{M_O} (g_{\lambda\nu} \not{q} - \gamma_\nu q_\lambda) + \frac{C_4^D(q^2)}{M_O^2} (g_{\lambda\nu} (p' \cdot q) - p'_\nu q_\lambda) \right. \\ \left. + C_5^D(q^2) g_{\lambda\nu} + \frac{C_6^D(q^2)}{M_O^2} \right] O(p, s) \end{aligned} \quad (3.39)$$

olarak elde edilir. Bu ifadede sadece spin-3/2 dekuplet baryonların katkısı verilmektedir. Temelde, ilişkilendirme fonksiyonu spin-1/2 durumlarının da katkılarını içermektedir. Bu katkıların elenmesi için spin-1/2 durumları ile çakışan dekuplet baryon akımları

$$\langle 1/2(p')|J_\mu^\Delta|0\rangle = (A p'_\mu + B \gamma_\mu) u(p') \quad (3.40)$$



şeklinde yazılır. Bu istenmeyen katkıları elemek için Dirac matrislerinden oluşan bir sıralama seçilir. Bu durumda seçilecek sıralama  $\gamma_\mu \gamma_\nu \not{p}$  şeklindedir ve  $\not{p}$  içeren matris elemanları hareket denklemleri kullanılarak elenir. Bu işlemlerden sonra  $p'_\mu$  ve  $\gamma_\mu$  içermeyen tüm terimler spin-3/2 terimlerden gelen katılardır. Dolayısıyla, istenmeyen spin-1/2 terimlerinin katkısı bu şekilde elenmiş olur (Belyaev, 1982, 1993).

Denk. (3.39) ile verilen ilişkilendirme fonksiyonuna Borel dönüşümü uygulandığında hadronik kısım için

$$\begin{aligned}
\Pi_{\mu\nu}(p, q) = & -i\lambda_D e^{-\frac{M_D^2}{M_B^2}} \left[ C_3^D(q^2) \left\{ 1 - \frac{M_D}{M_O} \right\} (q_\mu \gamma_\nu - g_{\mu\nu} \not{q}) \right. \\
& + \left\{ C_5^D(q^2) + C_4^D(q^2) \frac{p' \cdot q}{M_O^2} \right\} g_{\mu\nu} \not{q} + \frac{C_3^D(q^2)}{M_O} (q_\mu \gamma_\nu - g_{\mu\nu} \not{q}) \not{q} \\
& + \left\{ -\frac{2C_3^D(q^2)}{M_O} - \frac{C_4^D(q^2)}{M_O} \left( 1 + \frac{M_D}{M_O} \right) \right\} (q_\mu p'_\nu - g_{\mu\nu} p' \cdot q) \\
& + \left\{ C_5^D(q^2) (M_D + M_O) \right\} g_{\mu\nu} + \left\{ C_6^D(q^2) \left( \frac{M_D + M_O}{M_O^2} \right) \right\} q_\mu q_\nu \\
& \left. - \left\{ \frac{C_4^D(q^2)}{M_O^2} \right\} q_\mu p'_\nu \not{q} + \left\{ \frac{C_6^D(q^2)}{M_O^2} \right\} q_\mu q_\nu \not{q} \right] O(p, s) \tag{3.41}
\end{aligned}$$

ifadesi elde edilir. Yapı faktörleri hesaplanırken belirli bir yapı seçilir. Bu hesaplamalarda  $C_3$  için  $q_\mu \gamma_\nu \not{q}$ ,  $C_4$  için  $q_\mu p'_\nu \not{q}$ ,  $C_5$  için  $(q_\mu \gamma_\nu \not{q} - g_{\mu\nu} \not{q})$  ve  $C_6$  için  $q_\mu q_\nu \not{q}$  yapıları seçilerek analitik ifadeleri yazılmıştır.

İlgili geçişlerin kuark özellikleri cinsinden hesaplanmasına bakıldığında hadronların arakeştirim akımları cinsinden ifadelerine ihtiyaç duyulur. Dekuplet baryonların arakeştirim akımları için;

$$\begin{aligned}
J_\mu^\Delta(0) &= \frac{\epsilon^{abc}}{\sqrt{3}} [2(u^{aT}(0)C\gamma_\mu d^b(0))u^c(0) + (u^{aT}(0)C\gamma_\mu u^b(0))d^c(0)] \\
J_\mu^{\Sigma^*}(0) &= \frac{\epsilon^{abc}}{\sqrt{3}} [2(u^{aT}(0)C\gamma_\mu s^b(0))u^c(0) + (u^{aT}(0)C\gamma_\mu u^b(0))s^c(0)] \\
J_\mu^{\Xi^*}(0) &= \frac{\epsilon^{abc}}{\sqrt{3}} [2(s^{aT}(0)C\gamma_\mu u^b(0))s^c(0) + (s^{aT}(0)C\gamma_\mu s^b(0))u^c(0)]
\end{aligned} \tag{3.42}$$

ve aksiyal akım için

$$j_\nu(x) = \frac{1}{2} (\bar{u}^a(x) \gamma_\nu \gamma_5 u^a(x) - \bar{d}^b(x) \gamma_\nu \gamma_5 d^b(x)) \tag{3.43}$$

ifadeleri kullanılır. Burada  $C$  yük eşleniği operatörü,  $a, b$  ve  $c$  renk indisleridir. Bu akımlar ilişkilendirme fonksiyonunun içine yerleştirilir ve geçişler için kuark özellikleri cinsinden aşağıdaki ifade elde edilir,

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu} = & \frac{i}{8\sqrt{3}} \int d^4x e^{iqx} (C\gamma_\mu)_{\alpha\beta} (\gamma_\nu\gamma_5)_{\rho\sigma} \left\{ 4\epsilon^{abc} \langle 0|q_{1\sigma}^a(0)q_{2\theta}^b(x)q_{3\phi}^c(0)|O(p)\rangle \right. \\ & \left[ 2\delta_\alpha^\eta\delta_\sigma^\theta\delta_\beta^\phi S(-x)_{\lambda\rho} + 2\delta_\lambda^\eta\delta_\sigma^\theta\delta_\beta^\phi S(-x)_{\alpha\rho} + \delta_\alpha^\eta\delta_\theta^\sigma\delta_\lambda^\phi S(-x)_{\beta\rho} \right] \\ & + \delta_\beta^\eta\delta_\sigma^\theta\delta_\phi^\lambda S(-x)_{\alpha\rho} - 4\epsilon^{abc} \langle 0|q_{1\sigma}^a(0)q_{2\theta}^b(0)q_{3\phi}^c(x)|O(p)\rangle \left[ 2\delta_\alpha^\eta\delta_\lambda^\theta\delta_\sigma^\phi S(-x)_{\beta\rho} \right. \\ & \left. \left. + \delta_\alpha^\eta\delta_\beta^\theta\delta_\sigma^\phi S(-x)_{\lambda\rho} \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.44)$$

burada  $4\epsilon^{abc} \langle 0|q_{1\sigma}^a(0) q_{2\theta}^b(0) q_{3\phi}^c(x)|O(p)\rangle$  matris elemanı dağılım genliklerini içeren ifadedir ve önemlidir. Hesaplamaların devamı için bu ifadeler gerekmektedir.  $N - \Delta$  geçişi için ve  $\Sigma - \Sigma^*$ ,  $\Xi - \Xi^*$  ve  $\Lambda - \Sigma^*$  geçişleri için dağılım genlikleri ifadeleri sırasıyla (Braun ve ark., 2006) ve (Liu ve ark., 2009a, 2009b, 2014, 2015) çalışmalarından alınmıştır. İlgili geçişler için kuark çeşni yapıları  $N - \Delta$  için  $uud$ ,  $\Sigma - \Sigma^*$  ve  $\Lambda - \Sigma^*$  için  $uus$  ve  $\Xi - \Xi^*$  için ise  $uss$  olarak düşünülmüştür. Bu dağılım genliklerinin analitik ifadelerinin açık hali Ek. IV'te verilmiştir.  $S(x)$  ifadesi ise kuark propagatörünü göstermektedir,

$$S_q(x) = \frac{i\not{x}}{2\pi^2x^4} - \frac{\langle q\bar{q} \rangle}{12} \left[ 1 + \frac{m_0^2x^2}{16} \right] - ig_s \int_0^1 dv \left[ \frac{\not{x}}{16\pi^2x^4} G_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu} - vx^\mu G_{\mu\nu}\gamma^\nu \frac{i}{4\pi^2x^2} \right]. \quad (3.45)$$

Bu ifadede sadece ilk terimden katkı gelmektedir. İkinci terim Borel dönüşümünden sonra elenir.  $G_{\mu\nu}$  gluon güç alan tensörünü içeren ifade dört yada beş terimli dağılım genlikleri ifadeleri ile orantılı olmasından dolayı küçük katkı vermesi beklendiği için ihmal edilir (Diehl ve ark., 1998).

Denk. (3.44)'e Borel dönüşümü uygulanması ve süreklilik eşliğinin çıkarılması için aşağıda verilen kurallar kullanılır (Braun ve ark., 2006),

$$\int dx \frac{\rho(x)}{(q-xp)^2} \rightarrow - \int_{x_0}^1 \frac{dx}{x} \rho(x) e^{-s(x)/M^2},$$

$$\int dx \frac{\rho(x)}{(q-xp)^4} \rightarrow \frac{1}{M^2} \int_{x_0}^1 \frac{dx}{x^2} \rho(x) e^{-s(x)/M^2} + \frac{\rho(x)}{Q^2 + x_0^2 M_O^2} e^{-s_0/M^2},$$

$$\begin{aligned} \int dt \frac{\rho(t)}{(q-tp)^6} &\rightarrow -\frac{1}{2M^4} \int_{x_0}^1 \frac{dx}{x^3} \rho(x) e^{-s(x)/M^2} - \frac{1}{2M^2} \frac{\rho(x) e^{-s_0/M^2}}{x_0(Q^2 + x_0^2 M_O^2)} \\ &+ \frac{1}{2} \frac{x_0^2}{Q^2 + x_0^2 M_O^2} \left[ \frac{d}{dx_0} \frac{\rho(x_0) e^{-s_0/M^2}}{x_0(Q^2 + x_0^2 M_O^2)} \right]. \end{aligned}$$

Burada

$$\begin{aligned} s(x) &= (1-x)M_O^2 + \frac{1-x}{x}Q^2, \\ x_0 &= \left[ \sqrt{(Q^2 + s_0 - M_O^2)^2 + 4M_O^2 Q^2} - (Q^2 + s_0 - M_O^2) \right] / (2M_O^2). \end{aligned}$$

şeklinde tanımlanır.

Bu işlemler yapıldıktan sonra ilişkilendirme fonksiyonu iki farklı şekilde elde edilmiş olur. KRD toplam kurallarında istenilen büyüklükleri elde etmek için, bu ifadeler eşitlenir. İlgili geçişlerin aksiyal yapı faktörleri için aşağıdaki toplam kuralları ifadeleri bulunur.

N- $\Delta$  geçişi için

$$\begin{aligned} C_3^{N\Delta}(Q^2) \frac{\lambda_\Delta}{M_\Delta - p'^2} &= -\frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\alpha \frac{(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} [F_9 - F_{10}] \\ &+ \frac{M_N}{\sqrt{3}} \int_0^1 dx_i \frac{1}{(q-px_i)^2} [2F_{11} - F_{12}] \\ &- \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 dx_i \frac{1}{(q-px_i)^4} [2F_{13} - F_{14}] \\ &- \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\beta \frac{1}{(q-p\beta)^4} [2F_{15} - F_{16}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_4^{N\Delta}(Q^2) \frac{\lambda_\Delta}{M_\Delta - p'^2} &= -\frac{M_N^5}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)^2}{(q-p\beta)^6} [4F_5 - 2F_7] \\ &+ \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\alpha \frac{(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} [2F_6 + F_8] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_5^{N\Delta}(Q^2) \frac{\lambda_\Delta}{M_\Delta - p'^2} &= \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\beta \frac{1}{(q - p\beta)^4} [F_{17} - F_{18}] \\
&- \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 dx_i \frac{1}{(q - px_i)^4} [F_{19} + F_{20}] \\
&+ \frac{M_N}{\sqrt{3}} \int_0^1 dx_i \frac{1}{(q - px_i)^2} [F_{21} - F_{22}] \\
&- \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\beta \frac{2}{(q - p\beta)^4} [F_{23} - F_{24}] \\
&+ \frac{M_N}{\sqrt{3}} \int_0^1 dx_i \frac{1 - x_i}{(q - px_i)^2} [F_{25} - F_{26}] \\
&- \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 dx_i \frac{1}{(q - px_i)^4} [F_{27} - F_{28}] \\
&+ \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\beta \frac{1 - \beta}{(q - p\beta)^4} [F_{29} - F_{30}] \\
&+ \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\alpha \frac{1 - \alpha}{(q - p\alpha)^4} [F_{31} - F_{32}] \\
&- \frac{M_N}{\sqrt{3}} \int_0^1 dx_i \frac{1}{(q - px_i)^2} [2F_{33} - F_{34}] \\
&+ \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 dx_i \frac{1}{(q - px_i)^4} [2F_{35} + F_{36}] \\
&+ \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\beta \frac{1}{(q - p\beta)^4} [2F_{37} - F_{38}] \\
&+ \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\beta \frac{1 - \beta}{(q - p\beta)^4} [2F_{39} + F_{40}] \\
&- \frac{M_N}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\alpha \frac{1}{(q - p\alpha)^2} [F_{41} + F_{42}] \\
\\
C_6^{N\Delta}(Q^2) \frac{\lambda_\Delta}{M_\Delta - p'^2} &= \frac{M_N^5}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\beta \frac{(1 - \beta)^2}{(q - p\beta)^6} [4F_1 + 2F_3] \\
&- \frac{M_N^3}{\sqrt{3}} \int_0^1 d\alpha \frac{(1 - \alpha)}{(q - p\alpha)^4} [F_2 - F_4]
\end{aligned} \tag{3.46}$$

aksiyal yapı faktör ifadeleri elde edilir.

$\Sigma - \Sigma^*$  geçişi için,

$$C_3^{\Sigma\Sigma^*}(q^2) \frac{\lambda_{\Sigma^*}}{M_{\Sigma^*}^2 - p'^2} = \frac{M_{\Sigma}}{\sqrt{3}} \left[ M_{\Sigma}^2 \int_0^1 d\alpha \frac{(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} F_{43} + 2 \int_0^1 dx_2 \frac{1}{(q-px_2)^2} F_{44} - 2M_{\Sigma}^2 \int_0^1 d\beta \frac{1}{(q-p\beta)^4} F_{45} \right]$$

$$C_4^{\Sigma\Sigma^*}(q^2) \frac{\lambda_{\Sigma^*}}{M_{\Sigma^*}^2 - p'^2} = \frac{M_{\Sigma}^3}{\sqrt{3}} \left[ 4M_{\Sigma}^2 \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)}{(q-p\beta)^6} F_{46} - \int_0^1 d\alpha \frac{\alpha}{(q-p\alpha)^4} F_{47} + 2 \int_0^1 d\alpha \frac{(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} F_{48} \right]$$

$$C_5^{\Sigma\Sigma^*}(q^2) \frac{\lambda_{\Sigma^*}}{M_{\Sigma^*}^2 - p'^2} = \frac{M_{\Sigma}}{\sqrt{3}} \left[ M_{\Sigma}^2 \int_0^1 d\beta \frac{1}{(q-p\beta)^4} F_{49} + \int_0^1 dx_2 \frac{1}{(q-px_2)^2} F_{50} - 2M_{\Sigma}^2 \int_0^1 d\beta \frac{1}{(q-p\beta)^4} F_{51} + \int_0^1 dx_2 \frac{(1-x_2)}{(q-px_2)^2} F_{52} + M_{\Sigma}^2 \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)}{(q-p\beta)^4} F_{53} + M_{\Sigma}^2 \int_0^1 d\alpha \frac{\alpha(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} F_{54} - 2 \int_0^1 dx_2 \frac{x_2}{(q-px_2)^2} F_{55} + 2M_{\Sigma}^2 \int_0^1 d\beta \frac{\beta}{(q-p\beta)^4} F_{56} + 2M_{\Sigma}^2 \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)}{(q-p\beta)^4} F_{57} - \int_0^1 d\alpha \frac{1}{(q-p\alpha)^2} F_{58} \right]$$

$$C_6^{\Sigma\Sigma^*}(q^2) \frac{\lambda_{\Sigma^*}}{M_{\Sigma^*}^2 - p'^2} = -\frac{4M_{\Sigma}^3}{\sqrt{3}} \left[ M_{\Sigma}^2 \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)^2}{(q-p\beta)^6} F_{59} - \int_0^1 d\alpha \frac{(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} F_{60} \right]$$

(3.47)

aksiyal yapı faktör ifadeleri elde edilir.

$\Xi - \Xi^*$  geçişi için,

$$C_3^{\Xi\Xi^*}(q^2) \frac{\lambda_{\Xi^*}}{M_{\Xi^*}^2 - p'^2} = \frac{M_{\Xi}}{4\sqrt{3}} \left[ \frac{M_{\Xi}^2}{2} \int_0^1 d\alpha \frac{(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} F_{61} - M_{\Xi}^2 \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)}{(q-p\beta)^4} F_{62} + 2M_{\Xi}^2 \int_0^1 d\beta \frac{1}{(q-p\beta)^4} F_{63} + \int_0^1 dx_2 \frac{1}{(q-px_2)^2} F_{64} \right]$$

$$\begin{aligned}
C_4^{\Xi\Xi^*}(q^2) \frac{\lambda_{\Xi^*}}{M_{\Xi^*}^2 - p'^2} &= \frac{M_{\Xi}^3}{2\sqrt{3}} \left[ -M_{\Xi}^2 \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)}{(q-p\beta)^6} F_{65} + \int_0^1 d\alpha \frac{\alpha}{(q-p\alpha)^4} F_{66} \right. \\
&\quad \left. + \int_0^1 d\alpha \frac{(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} F_{67} \right] \\
C_5^{\Xi\Xi^*}(q^2) \frac{\lambda_{\Xi^*}}{M_{\Xi^*}^2 - p'^2} &= \frac{M_{\Xi}}{\sqrt{3}} \left[ \frac{M_{\Xi}^2}{4} \int_0^1 d\beta \frac{1}{(q-p\beta)^4} F_{68} + \frac{1}{8} \int_0^1 dx_2 \frac{1}{(q-px_2)^2} F_{69} \right. \\
&\quad + \frac{M_{\Xi}^2}{8} \int_0^1 d\beta \frac{1}{(q-p\beta)^4} F_{70} + \frac{1}{8} \int_0^1 dx_2 \frac{(1-x_2)}{(q-px_2)^2} F_{71} \\
&\quad + \frac{M_{\Xi}^2}{4} \int_0^1 d\beta \frac{\beta(1-\beta)}{(q-p\beta)^4} F_{72} + \frac{M_{\Xi}^2}{4} \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)}{(q-p\beta)^4} F_{73} \\
&\quad + \frac{M_{\Xi}^2}{8} \int_0^1 d\alpha \frac{\alpha(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} F_{74} - \frac{1}{2} \int_0^1 dx_2 \frac{x_2}{(q-px_2)^2} F_{75} \\
&\quad + \frac{M_{\Xi}^2}{2} \int_0^1 d\beta \frac{\beta}{(q-p\beta)^4} F_{76} + \frac{M_{\Xi}^2}{8} \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)}{(q-p\beta)^4} F_{77} \\
&\quad \left. - \frac{1}{4} \int_0^1 d\alpha \frac{1}{(q-p\alpha)^2} F_{78} \right] \\
C_6^{\Xi\Xi^*}(q^2) \frac{\lambda_{\Xi^*}}{M_{\Xi^*}^2 - p'^2} &= -\frac{M_{\Xi}^3}{2\sqrt{3}} \left[ M_{\Xi}^2 \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)^2}{(q-p\beta)^6} F_{79} + \int_0^1 d\alpha \frac{1-\alpha}{(q-p\alpha)^4} F_{80} \right]
\end{aligned} \tag{3.48}$$

aksiyal yapı faktör ifadeleri elde edilir.

$\Lambda - \Sigma^*$  için,

$$\begin{aligned}
C_3^{\Lambda\Sigma^*}(q^2) \frac{\lambda_{\Sigma^*}}{M_{\Sigma^*}^2 - p'^2} &= \frac{M_{\Lambda}}{\sqrt{3}} \left[ M_{\Lambda}^2 \int_0^1 d\alpha \frac{(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} F_{21} + 2 \int_0^1 dx_2 \frac{1}{(q-px_2)^2} F_{22} \right. \\
&\quad \left. - 2M_{\Lambda}^2 \int_0^1 d\beta \frac{1}{(q-p\beta)^4} F_{23} \right] \\
C_4^{\Lambda\Sigma^*}(q^2) \frac{\lambda_{\Sigma^*}}{M_{\Sigma^*}^2 - p'^2} &= \frac{M_{\Lambda}^3}{\sqrt{3}} \left[ M_{\Lambda}^2 \int_0^1 d\beta \frac{\beta(1-\beta)}{(q-p\beta)^6} F_{24} - \int_0^1 d\alpha \frac{\alpha}{(q-p\alpha)^4} F_{25} \right. \\
&\quad \left. - 2 \int_0^1 d\alpha \frac{(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} F_{26} \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_5^{\Lambda\Sigma^*}(q^2) \frac{\lambda_{\Sigma^*}}{M_{\Sigma^*}^2 - p'^2} = & \frac{M_\Lambda}{\sqrt{3}} \left[ M_\Lambda^2 \int_0^1 d\beta \frac{1}{(q-p\beta)^4} F_{27} + \int_0^1 dx_2 \frac{1}{(q-px_2)^2} F_{28} \right. \\
& - 2M_\Lambda^2 \int_0^1 d\beta \frac{1}{(q-p\beta)^4} F_{29} + \int_0^1 dx_2 \frac{(1-x_2)}{(q-px_2)^2} F_{30} \\
& + M_\Lambda^2 \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)}{(q-p\beta)^4} F_{31} + M_\Lambda^2 \int_0^1 d\alpha \frac{\alpha(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} F_{32} \\
& - 2 \int_0^1 dx_2 \frac{x_2}{(q-px_2)^2} F_{33} + 2M_\Lambda^2 \int_0^1 d\beta \frac{\beta}{(q-p\beta)^4} F_{34} \\
& \left. + 2M_\Lambda^2 \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)}{(q-p\beta)^4} F_{35} - \int_0^1 d\alpha \frac{1}{(q-p\alpha)^4} F_{36} \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_6^{\Lambda\Sigma^*}(q^2) \frac{\lambda_{\Sigma^*}}{M_{\Sigma^*}^2 - p'^2} = & - \frac{4M_\Lambda^3}{\sqrt{3}} \left[ M_\Lambda^2 \int_0^1 d\beta \frac{(1-\beta)^2}{(q-p\beta)^6} F_{37} - \int_0^1 d\alpha \frac{(1-\alpha)}{(q-p\alpha)^4} F_{38} \right]
\end{aligned} \tag{3.49}$$

aksiyal yapı faktör ifadeleri elde edilir. İlgili geçişler için yukarıda verilen ifadelerdeki  $F_i$  fonksiyonlarının açık formu dağılım genlikleri cinsinden ifade edilir. Bu fonksiyonların açık ifadeleri Ek III'te verilmiştir.

### 3.3. Dekuplet - Dekuplet İzovektör Aksiyal Vektör ve Sözdeskaler Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi

Bu bölümde  $\Delta - \Delta$  geçişi için aksiyal ve sözdeskaler yapı faktörleri incelenecektir. Başlangıç olarak ilişkilendirme fonksiyonu aksiyal yapı faktörleri için

$$\Pi_{\mu\nu}(p, q) = i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T [j_\mu^\Delta(0) j_\nu(x)] | \Delta(p) \rangle, \tag{3.50}$$

olarak yazılır. Burada  $J_\nu$  aksiyal akımı gösterir. Benzer ilişkilendirme fonksiyonu  $J_\nu$  akımı yerine  $J_P$  sözdeskaler akım yazılarak sözdeskaler yapı faktörleri içinde yazılır.

Hadronik özellikleri cinsinden ilişkilendirme fonksiyonunu hesaplamak için aşağıdaki ifade kullanılır,

$$\Pi_{\mu\nu}(p, q) = \sum_{p'} \frac{\langle 0 | J_\mu^\Delta | \Delta(p') \rangle \langle \Delta(p') | J_\nu | \Delta(p) \rangle}{m_\Delta^2 - p'^2} + \dots \tag{3.51}$$

burada vakum ve  $\Delta$ -baryon durumları arasındaki arakesitirim akımının matris elemanı

$$\langle 0|J_\mu(0)|\Delta(p')\rangle = \lambda_\Delta v^\mu(p') \quad (3.52)$$

olarak tanımlanır. Burada,  $\lambda_\Delta$  rezidü ve  $v^\mu$  Rarita-Schwinger spinörüdür.

KRD toplam kurallarının hadronik kısmının yazabilmesi için  $\langle \Delta(p')|J_\nu|\Delta(p)\rangle$  ve  $\langle \Delta(p')|J_P|\Delta(p)\rangle$  matris elemanlarının yapı faktörleri cinsinden yazılmış hali gerekmektedir ve bu matris elemanları aşağıdaki gibi tanımlanır (Alexandrou ve ark., 2013),

$$\begin{aligned} \langle \Delta(p', s')|J_\nu(x)|\Delta(p, s)\rangle &= -\frac{i}{2}\bar{v}^\alpha(p', s') \left[ g_{\alpha\beta} \left( g_1(q^2)\gamma_\nu\gamma_5 + g_3(q^2)\frac{q_\nu\gamma_5}{2M_\Delta} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{q^\alpha q^\beta}{4M_\Delta^2} \left( h_1(q^2)\gamma_\nu\gamma_5 + h_3(q^2)\frac{q_\nu\gamma_5}{2M_\Delta} \right) \right] v^\beta(p, s) \quad (3.53) \end{aligned}$$

burada,  $g_1, g_3, h_1, h_3$   $\Delta$ -baryon aksiyal yapı faktörleridir,

$$\langle \Delta(p', s')|J_P|\Delta(p, s)\rangle = -\frac{1}{2}\bar{v}_\sigma(p', s') \left[ g^{\sigma\tau} (\tilde{g}^P \gamma^5) + \frac{q^\sigma q^\tau}{4M_\Delta^2} (\tilde{h}^P \gamma^5) \right] v_\tau(p, s) \quad (3.54)$$

burada,  $\tilde{g}$  ve  $\tilde{h}$   $\Delta$ -baryon sözdeskaler yapı faktörleridir.  $\Delta$ -baryon aksiyal geçişi için Denk. (3.38), Denk. (3.52) ve Denk. (3.53) ve Denk. (3.54), Denk. (3.51)'de yerine yazılır ve ilişkilendirme fonksiyonu aşağıdaki gibi elde edilir,

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^\Delta &= i\frac{\lambda_\Delta}{2} e^{-\frac{M_\Delta^2}{M_B^2}} \left[ \left\{ -\frac{(3M_\Delta^2 + 4q^2)}{24M_\Delta^5} h_3(q^2) - \frac{g_3(q^2)}{3M_\Delta^3} \right\} q_\mu q_\nu \not{q} \gamma_5 q^\beta \Delta_\beta \right. \\ &\quad \left. + g_1(q^2) \left\{ -\frac{4}{3} q_\mu \gamma_5 \Delta_\nu + p_\nu \gamma_5 \Delta_\mu + \gamma_\nu \not{q} \gamma_5 \Delta_\mu - \frac{2}{3M_\Delta} q_\mu \not{q} \gamma_5 \Delta_\nu \right\} \right. \\ &\quad \left. + \left\{ \frac{(M_\Delta^2 + 2q^2)}{6M_\Delta^4} h_1(q^2) + \frac{2g_1(q^2)}{3M_\Delta^2} \right\} q_\mu \gamma_\nu \not{q} \gamma_5 q^\beta \Delta_\beta \right. \\ &\quad \left. + \left\{ \frac{(3M_\Delta^2 - 4q^2)}{6M_\Delta^4} h_1(q^2) + \frac{2g_1(q^2)}{3M_\Delta^2} \right\} q_\mu p_\nu \gamma_5 q^\beta \Delta_\beta \right. \\ &\quad \left. - \frac{h_1(q^2)}{M_\Delta^3} q_\mu p_\nu \not{q} \gamma_5 q^\beta \Delta_\beta - \frac{g_3(q^2)}{2M_\Delta} q_\nu \not{q} \gamma_5 \Delta_\mu \right. \\ &\quad \left. + \left\{ -\frac{(3M_\Delta^2 + 2q^2)}{12M_\Delta^3} h_1(q^2) \right\} q_\mu \gamma_\nu \gamma_5 q^\beta \Delta_\beta \right] \end{aligned}$$



$$+ \left\{ -\frac{(-3M_\Delta^2 + 5q^2)}{12M_\Delta^4} h_3(q^2) - \frac{(5M_\Delta^2 + 2q^2)}{6M_\Delta^4} h_1(q^2) - \frac{4g_1(q^2)}{3M_\Delta^2} - \frac{2g_3(q^2)}{3M_\Delta^2} \right\} q_\mu q_\nu \gamma_5 q^\beta \Delta_\beta - \{g_3(q^2) + 2g_1(q^2)\} q_\nu \gamma_5 \Delta_\mu \quad (3.55)$$

Bu ifade için genel bir  $\gamma_\mu \not{p} \not{p} \gamma_5$  yapısı seçilmiştir. Benzer şekilde  $\Delta - \Delta$  geçişinin sözdeskaler yapı faktörleri için Denk. (3.54) kullanılarak ilişkilendirme fonksiyonu

$$\Pi_{\mu\nu} = -\frac{\lambda_\Delta}{(M_\Delta^2 - p^2)} \left[ \frac{\tilde{g}^P M_\Delta}{6} \gamma_5 \Delta_\mu + \frac{\tilde{h}^P}{24M_\Delta} q_\mu \gamma_5 q^\tau \Delta_\tau \right] \quad (3.56)$$

olarak elde edilir, burada  $\gamma_\mu \not{p} \not{p} \gamma_5$  yapısı seçilmiştir. Yapı faktörleri ifadeleri için de belirli bir yapı seçilir;  $g_1$  için  $p_\mu \gamma_5 \Delta_\nu$  yapısı,  $g_3$  için  $(q_\nu \gamma_5 \Delta_\mu - p_\mu \gamma_5 \Delta_\nu)$  yapısı ve  $\tilde{g}$  için  $\gamma_5 \Delta_\mu$  yapısı düşünülmüştür.

İkinci aşamada kuark özellikleri türünden yapılacak hesap için  $\Delta$  baryonunun arakeştirim akımı, aksiyal vektör ve sözdeskaler akım ilişkilendirme fonksiyonunun içine yerleştirilir ve Wick teoremi uygulanır.  $\Delta$ -baryon aksiyal geçişi için ilişkilendirme fonksiyonu

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu} = & \frac{i}{16\sqrt{3}} \int d^4x e^{iqx} (C\gamma_\mu)_{\alpha\beta} (\gamma_\nu \gamma_5)_{\rho\sigma} \left\{ 4\epsilon^{abc} \langle 0 | u_\sigma^a(0) u_\theta^b(x) d_\phi^c(0) | \Delta(p, s) \rangle \right. \\ & \left[ 2\delta_\alpha^\eta \delta_\sigma^\theta \delta_\beta^\phi S(-x)_{\lambda\rho} + 2\delta_\lambda^\eta \delta_\sigma^\theta \delta_\beta^\phi S(-x)_{\alpha\rho} + \delta_\alpha^\eta \delta_\sigma^\theta \delta_\lambda^\phi S(-x)_{\beta\rho} \right. \\ & \left. + \delta_\beta^\eta \delta_\sigma^\theta \delta_\phi^\lambda S(-x)_{\alpha\rho} \right] - 4\epsilon^{abc} \langle 0 | u_\sigma^a(0) u_\theta^b(0) d_\phi^c(x) | \Delta(p, s) \rangle \left[ 2\delta_\alpha^\eta \delta_\lambda^\theta \delta_\sigma^\phi S(-x)_{\beta\rho} \right. \\ & \left. \left. + \delta_\alpha^\eta \delta_\beta^\theta \delta_\sigma^\phi S(-x)_{\lambda\rho} \right] \right\} \quad (3.57) \end{aligned}$$

olarak elde edilir.  $\Delta$ -baryonun sözdeskaler geçişi için ilişkilendirme fonksiyonu

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu} = & \frac{i}{16\sqrt{3}} \int d^4x e^{iqx} (C\gamma_\mu)_{\alpha\beta} (\gamma_\nu)_{\rho\sigma} \left\{ 4\epsilon^{abc} \langle 0 | u_\sigma^a(0) u_\theta^b(x) d_\phi^c(0) | \Delta(p, s) \rangle \right. \\ & \left[ 2\delta_\alpha^\eta \delta_\sigma^\theta \delta_\beta^\phi S(-x)_{\lambda\rho} + 2\delta_\lambda^\eta \delta_\sigma^\theta \delta_\beta^\phi S(-x)_{\alpha\rho} + \delta_\alpha^\eta \delta_\sigma^\theta \delta_\lambda^\phi S(-x)_{\beta\rho} \right. \\ & \left. + \delta_\beta^\eta \delta_\sigma^\theta \delta_\phi^\lambda S(-x)_{\alpha\rho} \right] - 4\epsilon^{abc} \langle 0 | u_\sigma^a(0) u_\theta^b(0) d_\phi^c(x) | \Delta(p, s) \rangle \left[ 2\delta_\alpha^\eta \delta_\lambda^\theta \delta_\sigma^\phi S(-x)_{\beta\rho} \right. \\ & \left. \left. + \delta_\alpha^\eta \delta_\beta^\theta \delta_\sigma^\phi S(-x)_{\lambda\rho} \right] \right\} \quad (3.58) \end{aligned}$$

şeklinde bulunur.

Burada lokal üç-kuark operatörünün matris elemanı  $4\epsilon^{abc}\langle 0|u_\sigma^a(0)u_\theta^b(x)d_\phi^c(0)|\Delta(p,s)\rangle$  ifadesi önemlidir ve dağılım genlikleri cinsinden ifade edilir. Bu çalışmada  $\Delta$  baryonu için (Carlson ve ark., 1988);

$$\epsilon^{abc}\langle 0|u_\sigma^a(0)u_\theta^b(x)d_\phi^c(0)|\Delta(p,s)\rangle = \frac{f_\Delta}{4} \left[ M_\Delta(\gamma_\mu C)_{\sigma\theta}\Delta_\phi^\mu V(x_i) + M_\Delta(\gamma_\mu\gamma_5 C)_{\sigma\theta}(\gamma_5\Delta_\phi^\mu)A(x_i) \right. \\ \left. (i\sigma_{\mu\nu}p^\nu C)_{\sigma\theta}\Delta_\phi^\mu T(x_i) \right] \quad (3.59)$$

ifadesi düşünülmüştür. Burada V, A ve T terimleri dağılım genlikleridir,  $\Delta^\mu$  terimi ise  $\Delta$  baryonunun spinörüdür. İfadelerin yardımıyla  $\Delta - \Delta$  geçişi için aksiyal yapı faktörleri ifadeleri

$$g_1(q^2)\frac{\lambda_\Delta}{M_\Delta - p'^2} = -\frac{f_\Delta M_\Delta}{\sqrt{3}} \int_0^1 dx_i \frac{1}{(q - px_i)^2} \left\{ \int_0^{1-x_2} dx_1 4V(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \right. \\ \left. - \int_0^{1-x_3} dx_1 [-T + A - 2V](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3) \right\}$$

$$g_3(q^2)\frac{\lambda_\Delta}{M_\Delta - p'^2} = -\frac{f_\Delta M_\Delta}{\sqrt{3}} \int_0^1 dx_i \frac{1}{(q - px_i)^2} \left\{ \int_0^{1-x_2} dx_1 [2T + 4A + 8V] \right. \\ (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\ \left. + \int_0^{1-x_3} dx_1 [-3T + 3A + 2V](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3) \right\} \quad (3.60)$$

olarak elde edilir.  $\Delta - \Delta$  geçişinin sözdeskaler yapı faktörü ifadesi

$$\tilde{g}^P(q^2)\frac{\lambda_\Delta}{M_\Delta - p'^2} = \frac{6f_\Delta M_\Delta}{\sqrt{3}} \left[ \int_0^1 dx_2 \frac{x_2^2}{(q - px_2)^2} \int_0^{1-x_2} dx_1 T(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \right. \\ \left. + \int_0^1 dx_3 \frac{x_3^2}{(q - px_3)^2} \int_0^{1-x_3} dx_1 T(x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3) \right] \quad (3.61)$$

olarak elde edilir.  $\Delta - \Delta$  aksiyal geçişi için tanımlanan dört yapı aktöründen iki tanesi, sözdeskaler geçiş için ise tanımlanan iki yapı faktöründen bir tanesi elde edilmiştir. Bunun sebebi dağılım genlikleri ifadesinden kaynaklanmaktadır. Dağılım genliklerinin sadece önde gelen terimi hesaplanmıştır. Elde edilemeyen yapı faktörleri daha yüksek boyutlu

dağılım genlikleri ile ilişkili olduklarından hesaplanamamışlardır.

### 3.4. Oktet - Oktet İzovektör Tensör Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi

Bu bölümde  $\Sigma - \Sigma$ ,  $\Xi - \Xi$  ve  $\Lambda - \Sigma$  geçişleri için tensör yapı faktörleri incelenecektir.

Bu geçişler için ilişkilendirme fonksiyonu

$$\Pi_{\mu\nu}(p, q) = i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T [j_H(0) j_{\mu\nu}(x)] | H(p) \rangle, \quad (3.62)$$

olarak yazılır, burada  $H = \Sigma, \Xi$  ve  $\Lambda$  baryonları,  $j_{\mu\nu}$  tensör akımdır ve  $j_{\mu\nu} = u(\bar{x}) i \sigma_{\mu\nu} u(x) - d(\bar{x}) i \sigma_{\mu\nu} d(x)$  olarak tanımlanır.  $j^H$  oktet baryon akımını gösterir ve  $p' = p - q$  şeklindedir.

Hadron parametrelerini içeren ifade için ilişkilendirme fonksiyonu

$$\Pi_{\mu\nu}(p, q) = \sum_{p'} \frac{\langle 0 | J_H | H(p') \rangle \langle H(p') | J_{\mu\nu} | H(p) \rangle}{m_H^2 - p'^2} + \dots \quad (3.63)$$

şeklinde yazılır. Burada vakum ve hiperonlar arasındaki matris elemanı için

$$\langle 0 | J_H(0) | H(p') \rangle = \lambda_H u(p') \quad (3.64)$$

ifadesi kullanılır ve bu ifadede  $\lambda_H$  rezidü ve  $u(p')$  ise hiperon spinörüdür.

Ayrıca  $\langle H(p') | J_{\mu\nu} | H(p) \rangle$  matris elemanının yapı faktörlerini içeren ifadesi aşağıda verildiği gibi düşünülmüştür (Hagler, 2010);

$$\begin{aligned} \langle H(p') | j_{\mu\nu} | H(p) \rangle = & \bar{u}(p') \left[ i \sigma_{\mu\nu} H_T(q^2) + \frac{\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu}{2m_H} E_T(q^2) \right. \\ & \left. + \frac{p'_\mu q_\nu - p'_\nu q_\mu}{2m_H^2} \tilde{H}_T(q^2) \right] u(p). \end{aligned} \quad (3.65)$$

Hiperon spinörleri için

$$\sum_p \bar{u}(p') u(p) = \not{p}' + m_H \quad (3.66)$$

ifadesi kullanılmıştır. İlişkilendirme fonksiyonu, Denk. (3.66), Denk. (3.65) ve Denk. (3.64)'de yer alan ifadeler Denk. (3.63)'te yerine yazıldığında

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}(p, q) = & \frac{\lambda_H}{m_H^2 - p'^2} (\not{p}' + m_H) \left[ i\sigma_{\mu\nu} H_T(q^2) + \frac{\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu}{2m_H} \right. \\ & \left. + E_T(q^2) \frac{p'_\mu q_\nu - p'_\nu q_\mu}{2m_H^2} \tilde{H}_T(q^2) \right] \end{aligned} \quad (3.67)$$

olarak elde edilir. Burada  $\gamma_\mu \gamma_\nu \not{p}'$  yapısı seçilmiştir. Daha sonra yapı faktörlerini içeren terimleri seçerken de belirli bir yapı seçilir.  $H_T$  için  $\not{p}' \sigma_{\mu\nu}$ ,  $E_T$  için  $q_\mu \gamma_\nu - q_\nu \gamma_\mu$  ve  $\tilde{H}_T$  için ise  $q_\mu p_\nu \not{p}'$  yapısı düşünülmüştür.

İlişkilendirme fonksiyonunun kuark özellikleri cinsinden ifadesi için baryonların arakestim akımları

$$\begin{aligned} j_\Sigma &= 2\epsilon^{abc} \sum_{\ell=1}^2 (u^{aT}(x) C J_1^\ell s^b(x)) J_2^\ell u^c(x) \\ J_\Xi &= J_\Sigma (u \leftrightarrow s) \end{aligned} \quad (3.68)$$

olarak tanımlanır. Burada  $J_1^1 = I$ ,  $J_1^2 = J_2^1 = \gamma_5$  ve  $J_2^2 = \beta$  terimleri alınır.  $\beta$  ise serbest parametredir ve iki lokal operatörün karışımını sağlar. Hesaplarımızda  $\beta = -1$  olarak seçilmiştir. Arakestim akımları yerine yazıldığında ilişkilendirme fonksiyonu  $\Sigma - \Sigma$ ,  $\Lambda - \Sigma$  ve  $\Xi - \Xi$  için

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu} &= \frac{i}{2} \int d^4x e^{iqx} \sum_{\ell=1}^2 (C J_1^\ell)_{\alpha\beta} (J_2^\ell)_{\gamma\delta} (\sigma_{\mu\nu})_{\omega\rho} [\delta_\sigma^\delta \delta_\theta^\rho \delta_\phi^\beta S(-x)_{\alpha\omega} + \delta_\sigma^\alpha \delta_\theta^\rho \delta_\phi^\beta S(-x)_{\delta\omega}] \\ & 4\epsilon^{abc} \langle 0 | q_{1\sigma}^a(0) q_{2\theta}^b(x) q_{3\phi}^c(0) | H(p) \rangle \end{aligned} \quad (3.69)$$

olarak elde edilir. Hadronik kısımdan elde edilen sonuç ile KRD kısmından elde edilen sonuçlar birbirine eşitlenip, Borel dönüşümü ve süreklilik katkıları çıkarıldığında da tensör yapı faktörleri elde edilir.

$\Sigma - \Sigma$  geçişi için,

$$\begin{aligned}
H_T(q^2) \frac{\lambda_\Sigma}{M_\Sigma^2 - p'^2} &= \int_0^1 dx_2 \frac{M_\Sigma}{(q - px_2)^2} \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ -P_1 + T_1 - T_2 + T_7 \right] \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
&\quad - 2 \int_0^1 d\beta \frac{M_\Sigma^3}{(q - p\beta)^4} \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ T_1 - T_2 - T_5 \right. \\
&\quad \left. + T_6 - 2T_7 - 2T_8 \right] (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
E_T(q^2) \frac{\lambda_\Sigma}{M_\Sigma^2 - p'^2} &= 2 \int_0^1 dx_2 \frac{M_\Sigma}{(q - px_2)^2} \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ S_1 - P_1 + 2T_1 - T_3 - T_7 \right] \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
&\quad - 2 \int_0^1 d\beta \frac{M_\Sigma^3}{(q - p\beta)^4} \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ T_1 - T_2 - T_5 \right. \\
&\quad \left. + T_6 - 2T_7 - 2T_8 \right] (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
\tilde{H}_T(q^2) \frac{\lambda_\Sigma}{M_\Sigma^2 - p'^2} &= 4M_\Sigma^3 \int_0^1 d\alpha \frac{1 - \alpha}{(q - p\alpha)^4} \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ T_1 - T_3 - T_7 \right] \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \tag{3.70}
\end{aligned}$$

tensör yapı faktörleri bulunur.  $\Xi - \Xi$  geçişi için,

$$\begin{aligned}
H_T(q^2) \frac{\lambda_\Xi}{m_\Xi^2 - p'^2} &= \int_0^1 dx_2 \frac{M_\Xi}{(q - px_2)^2} \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ -V_1 - V_3 + A_1 - A_3 \right] \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
&\quad + 2 \int_0^1 d\beta \frac{M_\Xi^3}{(q - p\beta)^4} \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ V_1 - V_2 - V_3 \right. \\
&\quad \left. - V_4 - V_5 + V_6 - A_1 + A_2 - A_3 - A_4 + A_5 - A_6 \right] \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_T(q^2) \frac{\lambda_{\Xi}}{m_{\Xi}^2 - p'^2} &= 4M_{\Xi} \int_0^1 dx_2 \frac{1-x_2}{(q-px_2)^2} \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ A_1 - A_2 + V_1 - V_2 \right] \\
&\quad (x_1, x_2, 1-x_1-x_2) \\
&\quad + \int_0^1 d\beta \frac{M_{\Xi}^3}{(q-p\beta)^4} \int_0^{\beta} d\alpha \int_{\alpha}^1 dx_3 \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ -V_1 + V_2 + V_3 \right. \\
&\quad \left. + V_4 + V_5 - V_6 - A_1 + A_2 - A_3 - A_4 + A_5 - A_6 \right] \\
&\quad (x_1, x_2, 1-x_1-x_2) \\
\tilde{H}_T(q^2) \frac{\lambda_{\Xi}}{M_{\Xi}^2 - p'^2} &= 4M_{\Xi}^3 \int_0^1 d\alpha \frac{1-\alpha}{(q-p\alpha)^4} \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ -V_1 + V_2 + V_3 + A_1 \right. \\
&\quad \left. - A_2 + A_3 \right] (x_1, x_2, 1-x_1-x_2) \tag{3.71}
\end{aligned}$$

tensör yapı faktörleri bulunur.  $\Lambda - \Sigma$  geçişi için,

$$\begin{aligned}
H_T(q^2) \frac{\lambda_{\Sigma}}{M_{\Lambda}^2 - p'^2} &= \int_0^1 dx_2 \frac{M_{\Lambda}}{(q-px_2)^2} \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ -P_1 + T_1 - T_2 + T_7 \right] \\
&\quad (x_1, x_2, 1-x_1-x_2) \\
&\quad - 2 \int_0^1 d\beta \frac{M_{\Lambda}^3}{(q-p\beta)^4} \int_0^{\beta} d\alpha \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ T_1 - T_2 - T_5 \right. \\
&\quad \left. + T_6 - 2T_7 - 2T_8 \right] (x_1, x_2, 1-x_1-x_2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_T(q^2) \frac{\lambda_{\Sigma}}{M_{\Lambda}^2 - p'^2} &= 2 \int_0^1 dx_2 \frac{M_{\Lambda}}{(q-px_2)^2} \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ S_1 - P_1 + 2T_1 - T_3 - T_7 \right] \\
&\quad (x_1, x_2, 1-x_1-x_2) \\
&\quad - 2 \int_0^1 d\beta \frac{M_{\Lambda}^3}{(q-p\beta)^4} \int_0^{\beta} d\alpha \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ T_1 - T_2 - T_5 \right. \\
&\quad \left. + T_6 - 2T_7 - 2T_8 \right] (x_1, x_2, 1-x_1-x_2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{H}_T(q^2) \frac{\lambda_{\Sigma}}{M_{\Lambda}^2 - p'^2} &= 4M_{\Lambda}^3 \int_0^1 d\alpha \frac{1-\alpha}{(q-p\alpha)^4} \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 \left[ T_1 - T_3 - T_7 \right] \\
&\quad (x_1, x_2, 1-x_1-x_2) \tag{3.72}
\end{aligned}$$

tensör yapı faktörleri bulunur.

## BÖLÜM 4

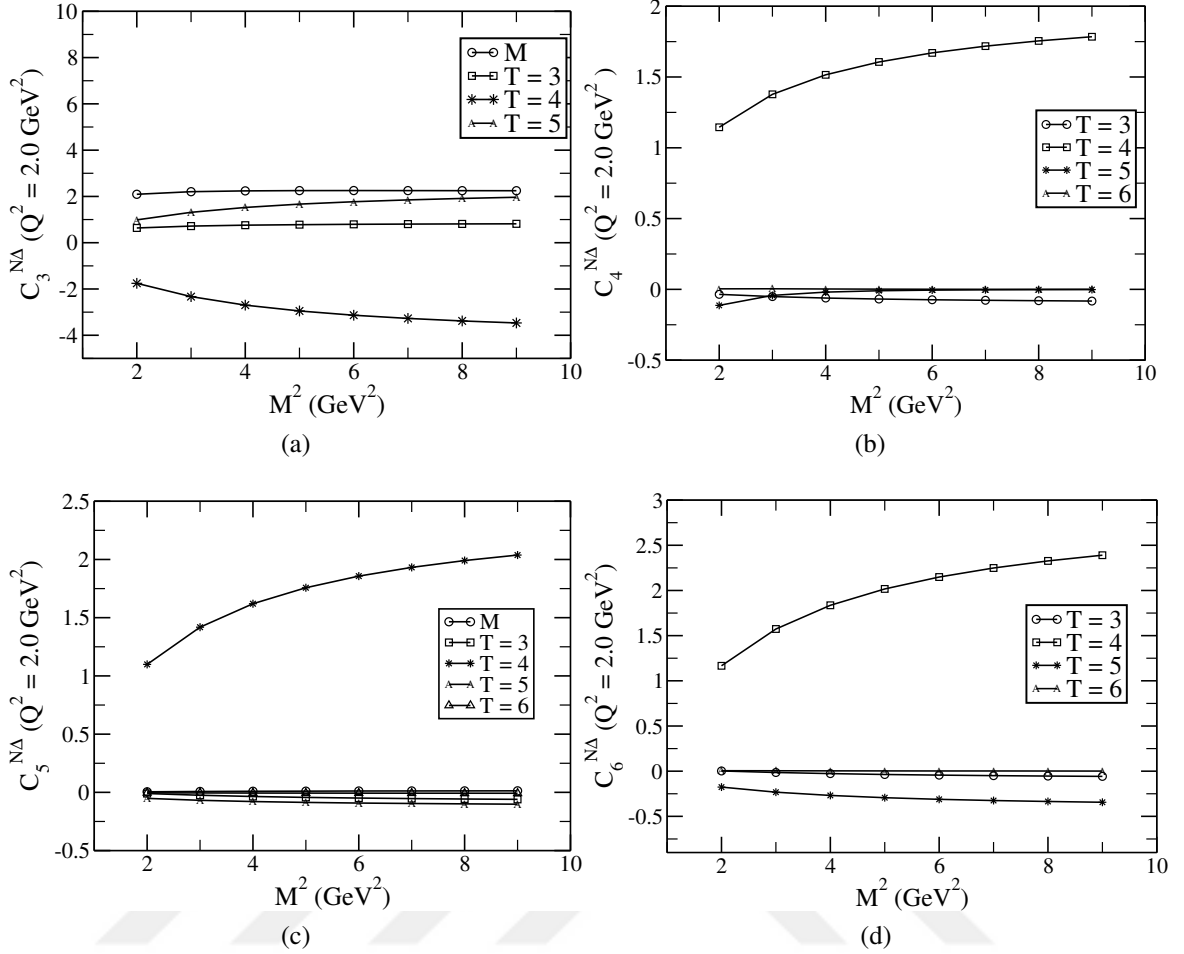
### ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında oktet - dekuplet, dekuplet - dekuplet izovektör aksiyal vektör, dekuplet - dekuplet sözdeskaler ve oktet - oktet izovektör tensör geçiş yapı faktörleri pertürbatif olmayan yöntem ışık konisi KRD toplam kuralları kullanılarak hesaplanmıştır. Bu geçişler incelenirken kullanılan parametrelerin sayısal değerleri: kütleler için  $M_N = 0,94 \text{ GeV}$ ,  $M_\Delta = 1,23 \text{ GeV}$ ,  $M_\Sigma = 1,18 \text{ GeV}$ ,  $M_{\Sigma^*} = 1,38 \text{ GeV}$ ,  $M_\Xi = 1,31 \text{ GeV}$ ,  $M_{\Xi^*} = 1,53 \text{ GeV}$  ve  $M_\Lambda = 1,11 \text{ GeV}$  ve pertürbatif olmayan parametreler için,  $\lambda_\Delta = 0,038 \text{ GeV}^3$  (Ioffe ve ark., 1981),  $\lambda_\Sigma = 0,039 \text{ GeV}^3$ ,  $\lambda_\Xi = 0,04 \text{ GeV}^3$  (Aliev ve ark., 2010),  $\lambda_{\Sigma^*} = 0,043 \text{ GeV}^3$ ,  $\lambda_{\Xi^*} = 0,053 \text{ GeV}^3$  (Lee, 1998),  $f_N = 5,0 \pm 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$  (Braun ve ark., 2006),  $f_\Delta = 5,1 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$  (Carlson ve ark., 1988),  $f_\Sigma = 9,4 \pm 0,4 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$  (Liu ve ark., 2009a),  $f_\Xi = 9,9 \pm 0,4 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$  (Liu ve ark., 2009b) olarak alınmıştır.

#### 4.1. Oktet - Dekuplet İzovektör Aksiyal Vektör Geçiş Yapı Faktörlerinin

##### Analizi

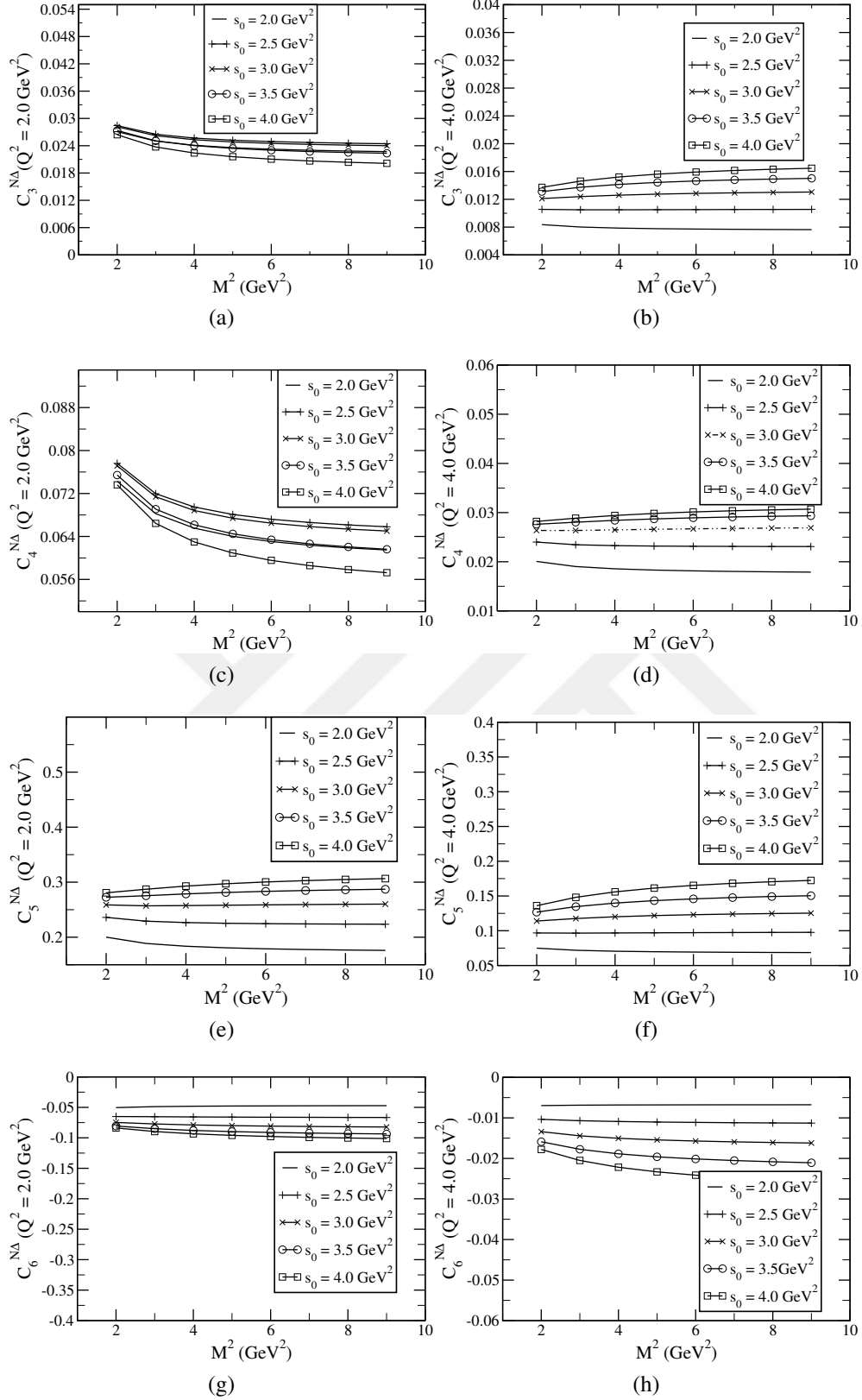
Bu bölümde  $N - \Delta$ ,  $\Xi - \Xi^*$ ,  $\Sigma - \Sigma^*$  ve  $\Lambda - \Sigma^*$  geçişleri için yapı faktörleri incelenmiştir. İlgili geçişlerin yapı faktörleri hesaplanırken kullanılan dağılım genlikleri ifadesi KRD toplam kuralları yöntemi ile elde edilmiştir. DAs ifadesi öncelikle  $\Sigma$ ,  $\Xi$  ve  $\Lambda$  baryonlar için yüksek boyutlu terimlerin katkısı ihmal edilerek bulunmuştur (Liu ve ark., 2009a, b). Daha sonra ihmal edilen bu terimler  $\Sigma$  ve  $\Lambda$  baryonlar için dikkate alınarak DAs ifadesi tekrar elde edilmiştir (Liu ve ark., 2014, 2015). Bu bölümde bu iki DAs ifadeleri kullanılarak elde edilen sonuçlar verilmiştir ve kıyaslamaları yapılmıştır. Bu geçişler incelenip elde edilen grafiklerin analizleri yapılmıştır ve literatürde var olan diğer sonuçlar ile kıyaslanmıştır. Bu geçişler için elde edilen analitik ifadeler Denk. (3.46), Denk. (3.47), Denk. (3.48) ve Denk. (3.49) ile verilmiştir. Elde edilen denklemlere Borel dönüşümü uygulanıp ve süreklilik katkıları çıkarıldığında elde edilen sonuçların grafikleri aşağıda verildiği gibidir;



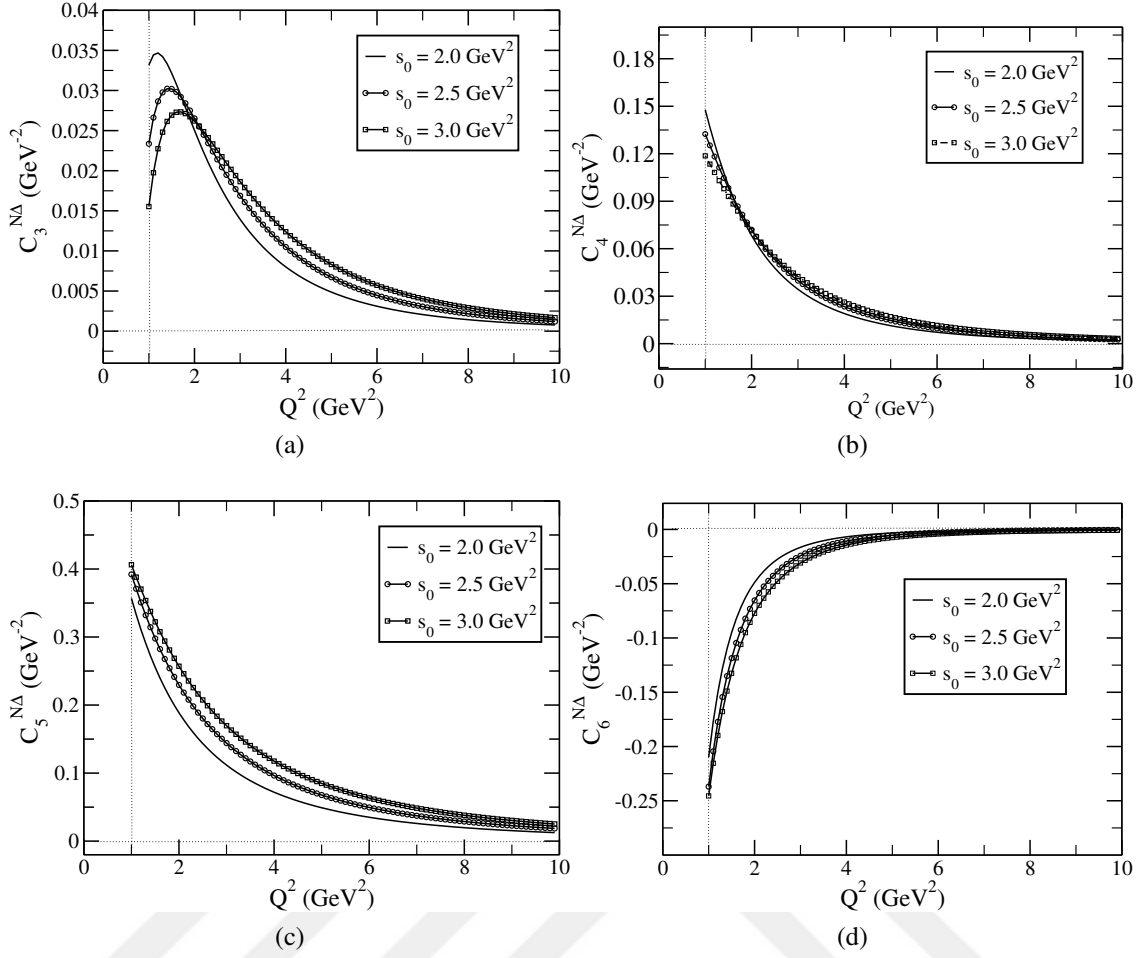
Şekil 4.1. N -  $\Delta$  aksiyal geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve  $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$  değerlerinde yakınsaklık analizi; (a)  $C_3$  yapı faktörü için, (b)  $C_4$  yapı faktörü için, (c)  $C_5$  yapı faktörü için ve (d)  $C_6$  yapı faktörü için. T3, T4, T5, T6 ve M ise sırasıyla twist-3, twist-4, twist-5, twist-6 ve baryon kütle düzeltme terimlerinden gelen katkı

Şekil 4.1'de N -  $\Delta$  geçişi için aksiyal yapı faktörlerinin yakınsaklık analizi gösterilmektedir. Yakınsaklık analizi yapılırken  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve  $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$  olarak seçilmiştir. Grafiklerden de görüldüğü gibi baskın katkı twist-4'ten gelmektedir.  $C_4$ ,  $C_5$  ve  $C_6$  yapı faktörlerinde dağılım genliğinden gelen diğer katkılar karşılaştırılabilir katkılar vermektedir.  $C_3$  durumunda ise bütün twist katkıları neredeyse benzer katkı vermektedir. Bu durumda bir twist yakınsaklığı durumu söz konusu değildir. Bu analizlerde dikkat edilmesi gereken baryon kütle teriminden gelen katılardır. Bu dağılım genliği ifadeleri sadece  $C_3$  ve  $C_5$  yapı faktörlerine katkı vermektedir.  $C_5$  yapı faktöründe bu katkı ihmal edilebilecek durumda iken  $C_3$  yapı faktörü için bu katkı oldukça büyüktür. Bu yakınsaklık analizlerinden de görülmektedir ki baryon düzeltme terimlerinden gelen katkı ihmal edilmemelidir.





Şekil 4.2. N- $\Delta$  aksiyal geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve  $Q^2 = 4,0 \text{ GeV}^2$  ve süreklilik eşiğinin  $2,0 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,0 \text{ GeV}^2$  aralığında Borel kütlesi  $M^2$  bağımlılığı; (a) ve (b)  $C_3$  yapı faktörü için, (c) ve (d)  $C_4$  yapı faktörü için, (e) ve (f)  $C_5$  yapı faktörü için ve (g) ve (h)  $C_6$  yapı faktörü için



Şekil 4.3.  $N - \Delta$  aksiyal geçiş yapı faktörlerinin süreklilik eşiğinin  $s_0 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$  ve Borel parametresinin  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değerinde  $Q^2$  bağımlılığı; (a)  $C_3$  yapı faktörü için, (b)  $C_4$  yapı faktörü için, (c)  $C_5$  yapı faktörü için ve (d)  $C_6$  yapı faktörü için

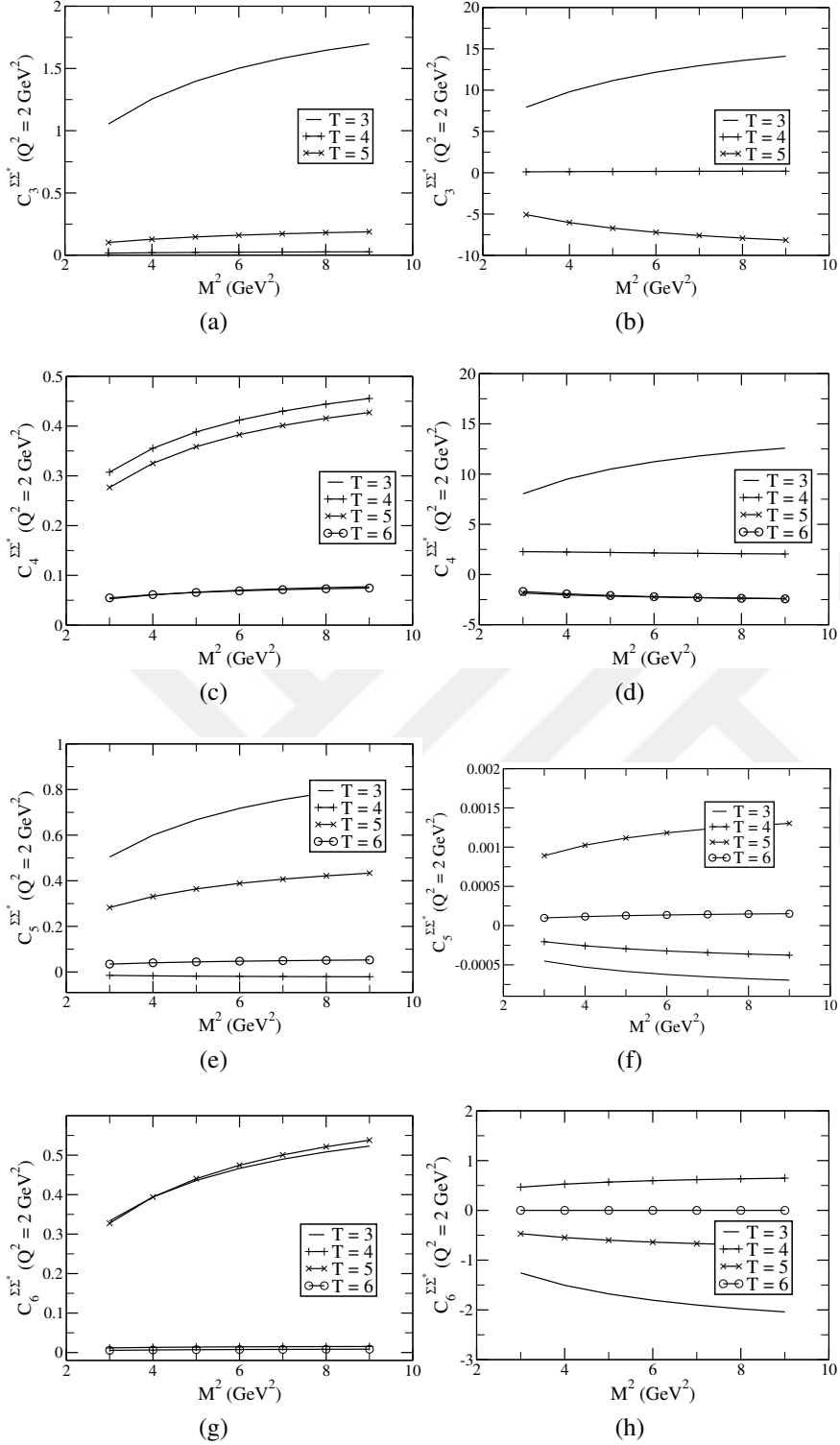
KRD toplam kurallarında belirlenmesi gereken pek çok parametre vardır. Çalışmada ele alınan yapı faktörlerinin hesabı için iki parametrenin belirlenmesi önemlidir. Bu iki parametre Borel Kütle  $M^2$  ve süreklilik eşiği  $s_0$ . Süreklilik eşiği, sürekli ve yüksek durumlu katkıların ilişkilendirme fonksiyonuna katkısının başladığı noktadır. Bu parametrenin belirlenmesi için çeşitli yaklaşımlar kullanılmaktadır. Bu yaklaşımlardan biri, hesaplanan niceliklerin Borel kütesinden bağımsız olduğu bölge seçilir. Hesaplamalarda Borel kütle bağımlılığı ortaya çıkana kadar çeşitli  $s_0$  değerleri belirlenir ve hesaplamalarda bu değerler kullanılır. Bir diğer yaklaşım ise  $s_0$  Borel kütesinin fonksiyonu olarak belirlenir ve incelenen niceliğin Borel kütesinden bağımsız olduğu bölge bu parametrenin değeri olarak belirlenir. Fakat genelde bu parametrenin  $s_0 \simeq (m_B + 0.3 \text{ GeV})^2$  gibi bir noktadan sonra başladığı kabul edilir ve sonuçlar bu parametrenin küçük değişimlerinde

kararlı olmak durumundadır. Değişimin en az olduğu aralık tayin edilir. Borel kütlesi fiziksel olmayan bir parametredir ve hesapların bu parametreden bağımsız olması gerekir.

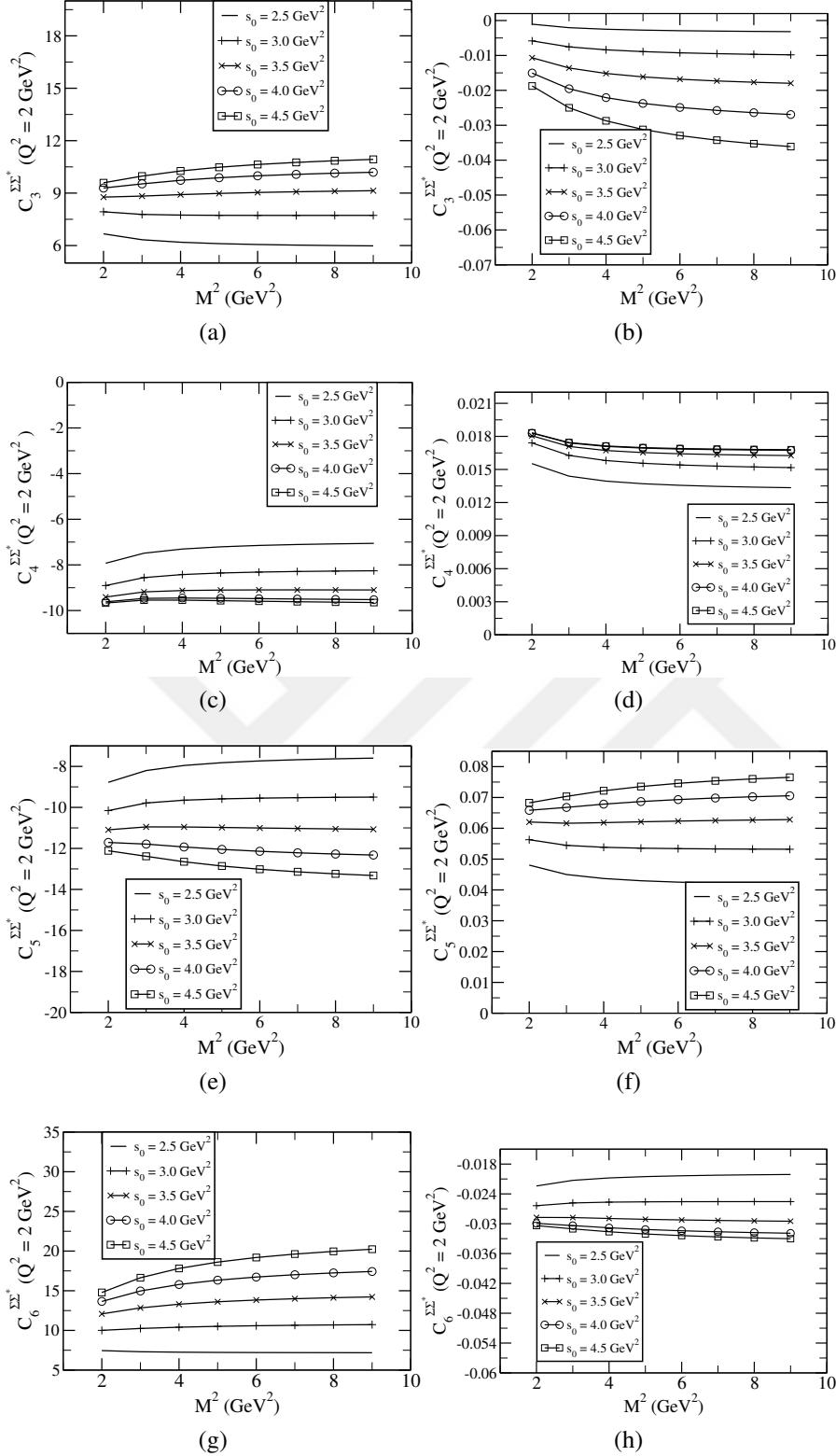
Şekil 4.2’de N- $\Delta$  geçişi için aksiyal yapı faktörlerinin Borel kütlesine göre değişim grafikleri görülmektedir. Elde edilen grafiklerde yapı faktörlerinin  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ ’den sonra oldukça kararlı davrandıkları gözlenmiştir. Bu yüzden hesaplamalarda  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  alınmıştır.

Şekil 4.3’te N- $\Delta$  geçişi için aksiyal yapı faktörlerinin momentum transferi  $Q^2$ ’ye göre davranışı gösterilmiştir. Grafiklerden görülebileceği gibi yapı faktörleri beklenen davranışları sergilemektedir. Momentum transferinin arttığı bölgede yapı faktörlerinin değerleri azalmaktadır.

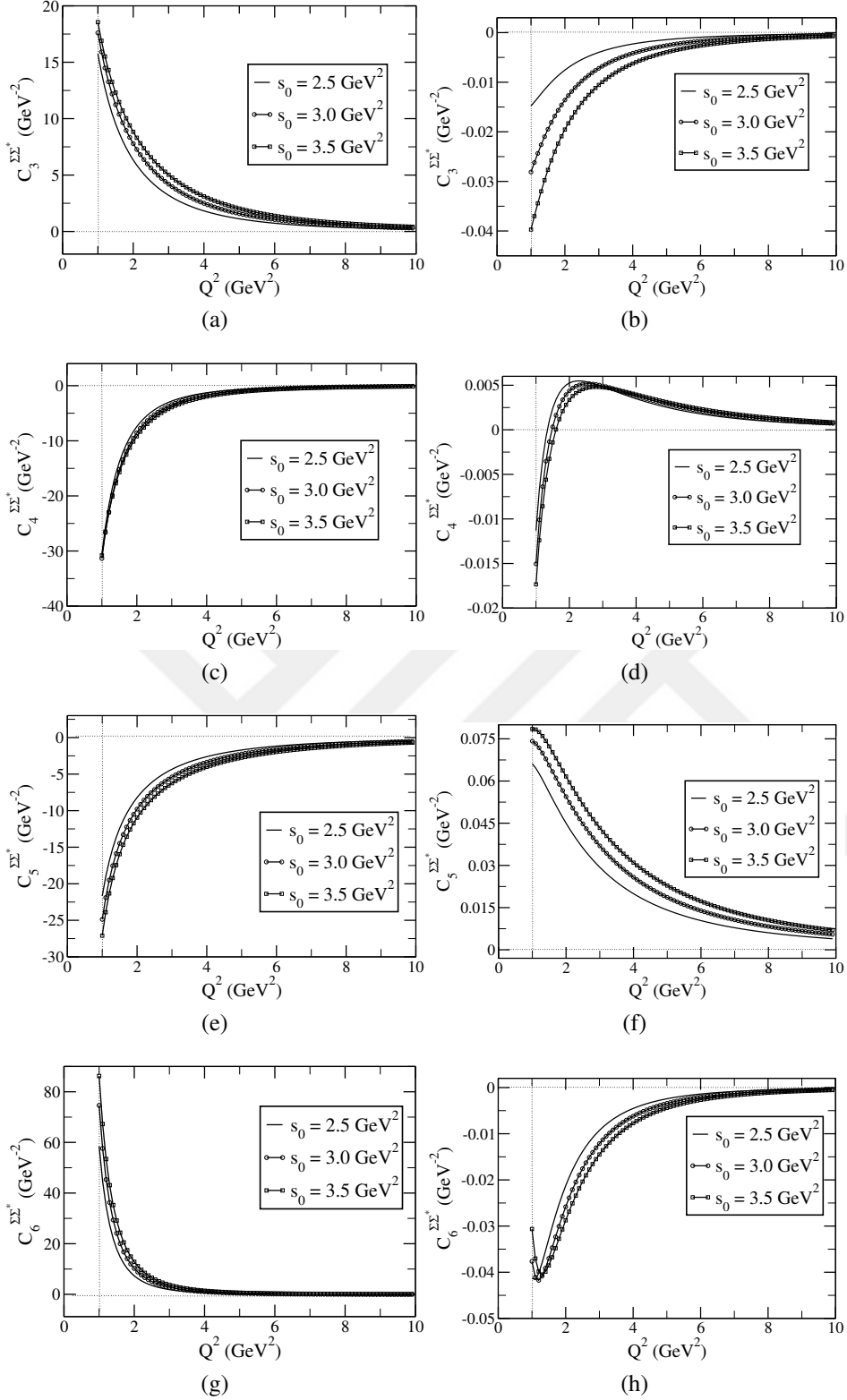




Şekil 4.4.  $\Sigma - \Sigma^*$  aksiyal geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve  $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değerlerinde yakınsaklık analizi; (a) ve (b)  $C_3$  yapı faktörü için (c) ve (d)  $C_4$  yapı faktörü için, (e) ve (f)  $C_5$  yapı faktörü için ve (g) ve (h)  $C_6$  yapı faktörü için. T3, T4, T5 ve T6 ise sırasıyla twist-3, twist-4, twist-5 ve twist-6 terimlerinden gelen katkıyı göstermektedir. Burada (a), (c), (e) ve (g) yeni DAs sonuçlarını, (b), (d), (f) ve (h) eski DAs sonuçlarını göstermektedir



Şekil 4.5.  $\Sigma - \Sigma^*$  aksiyal geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2, 0 \text{ GeV}^2$  ve süreklilik eşliğinin  $2, 5 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4, 5 \text{ GeV}^2$  aralığında Borel kütlesi  $M^2$  bağımlılığı; (a) ve (b)  $C_3$  yapı faktörü için, (c) ve (d)  $C_4$  yapı faktörü için, (e) ve (f)  $C_5$  yapı faktörü için ve (g) ve (h)  $C_6$  yapı faktörü için. Burada (a), (c), (e) ve (g) yeni DAs sonuçlarını, (b), (d), (f) ve (h) eski DAs sonuçlarını göstermektedir

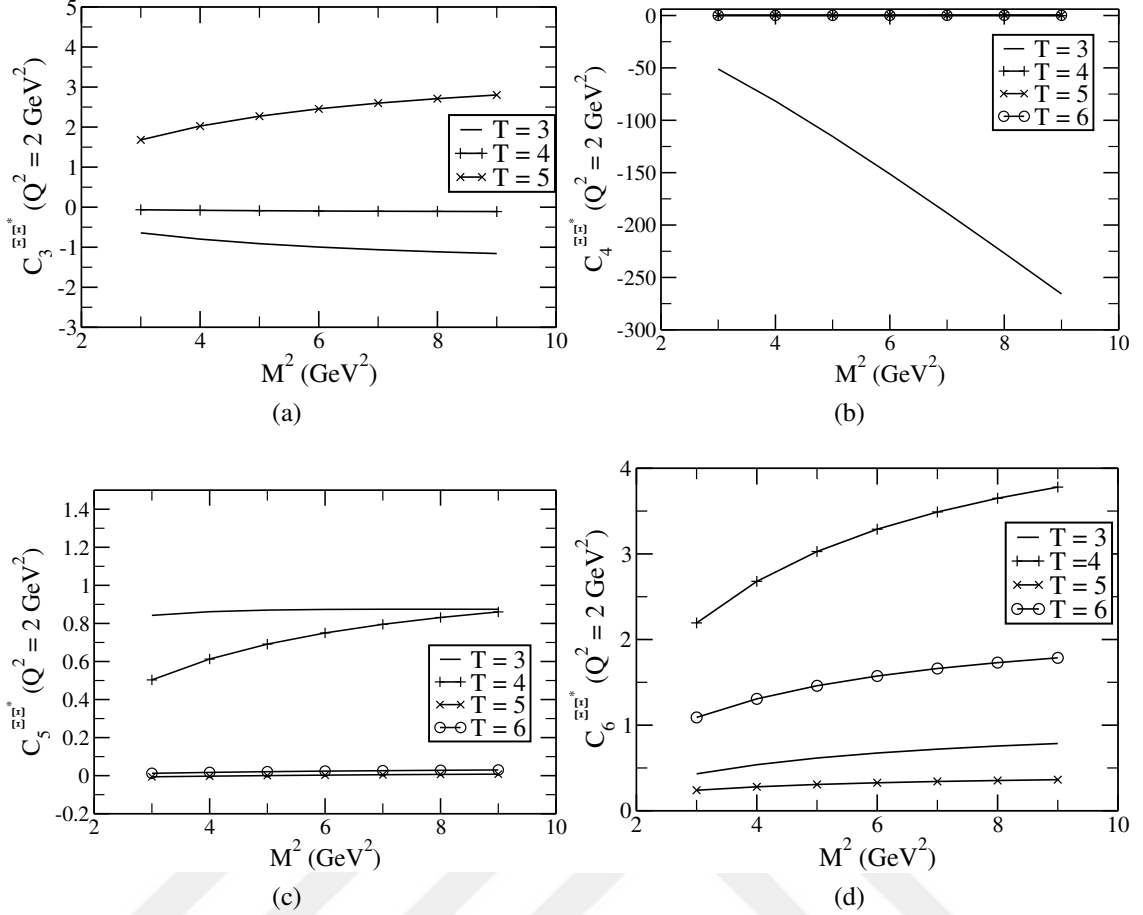


Şekil 4.6.  $\Sigma - \Sigma^*$  aksiyal geçiş yapı faktörlerinin süreklilik eşliğinin  $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 3,5 \text{ GeV}^2$  ve Borel parametresinin  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değerinde  $Q^2$  bağımlılığı; (a) ve (b)  $C_3$  yapı faktörü için, (c) ve (d)  $C_4$  yapı faktörü için, (e) ve (f)  $C_5$  yapı faktörü için ve (g) ve (h)  $C_6$  yapı faktörü için. Burada (a), (c), (e) ve (g) yeni DAs sonuçlarını, (b), (d), (f) ve (h) eski DAs sonuçlarını göstermektedir

Şekil 4.4'te  $\Sigma - \Sigma^*$  geçişi için aksiyal yapı faktörlerinin yakınsaklık analizi gösterilmektedir. Yeni dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen sonuçlar incelendiğinde;  $C_3$  ve  $C_5$  yapı faktörleri için baskın katkının twist-3'ten geldiği görülmektedir. Diğer twist katkılarının birbirlerine yakın katkı verdiği ve twist -3 ile kıyaslandığında oldukça küçük oldukları gözlenmektedir.  $C_4$  yapı faktörü durumunda baskın katkılar twist-4 ve twist-5'ten gelmektedir. Diğer katkılar ise ihmal edilecek kadar küçük katkı vermektedir.  $C_6$  yapı faktöründe baskın katkılar twist-3 ve twist-5'ten gelmektedir. Diğer twist katkıları sıfır seviyesindedir. Eski dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen sonuçlar incelendiğinde;  $C_3$ ,  $C_4$  ve  $C_6$  yapı faktörlerine baskın katkının twist-3'ten geldiği görülmektedir. Bu yapı faktörlerine gelen diğer büyük twist katkısı ise twist-5'ten gelmektedir. Diğer twist katkıları bu iki twist katkısı ile kıyaslandığında ihmal edilebilecek seviyede katkı verdiği görülür.  $C_5$  yapı faktörüne bakıldığında ise baskın katkının twist-5'ten geldiği görülmektedir. Sonraki baskın katkı ise twist-3'ten gelmektedir. Diğer twist katkıları ihmal edilebilecek durumdadır.

Şekil 4.5'te  $\Sigma - \Sigma^*$  geçişi için aksiyal yapı faktörlerinin Borel kütesine göre değişim grafikleri görülmektedir. Hem eski dağılım genlikleri ifadeleri hem de yeni dağılım genlikleri ifadeleri kullanılarak elde edilen grafiklerde yapı faktörlerinin  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  den sonra kararlı davrandıkları gözlenmiştir. Bu yüzden hesaplamalarda  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değeri kullanılmıştır.

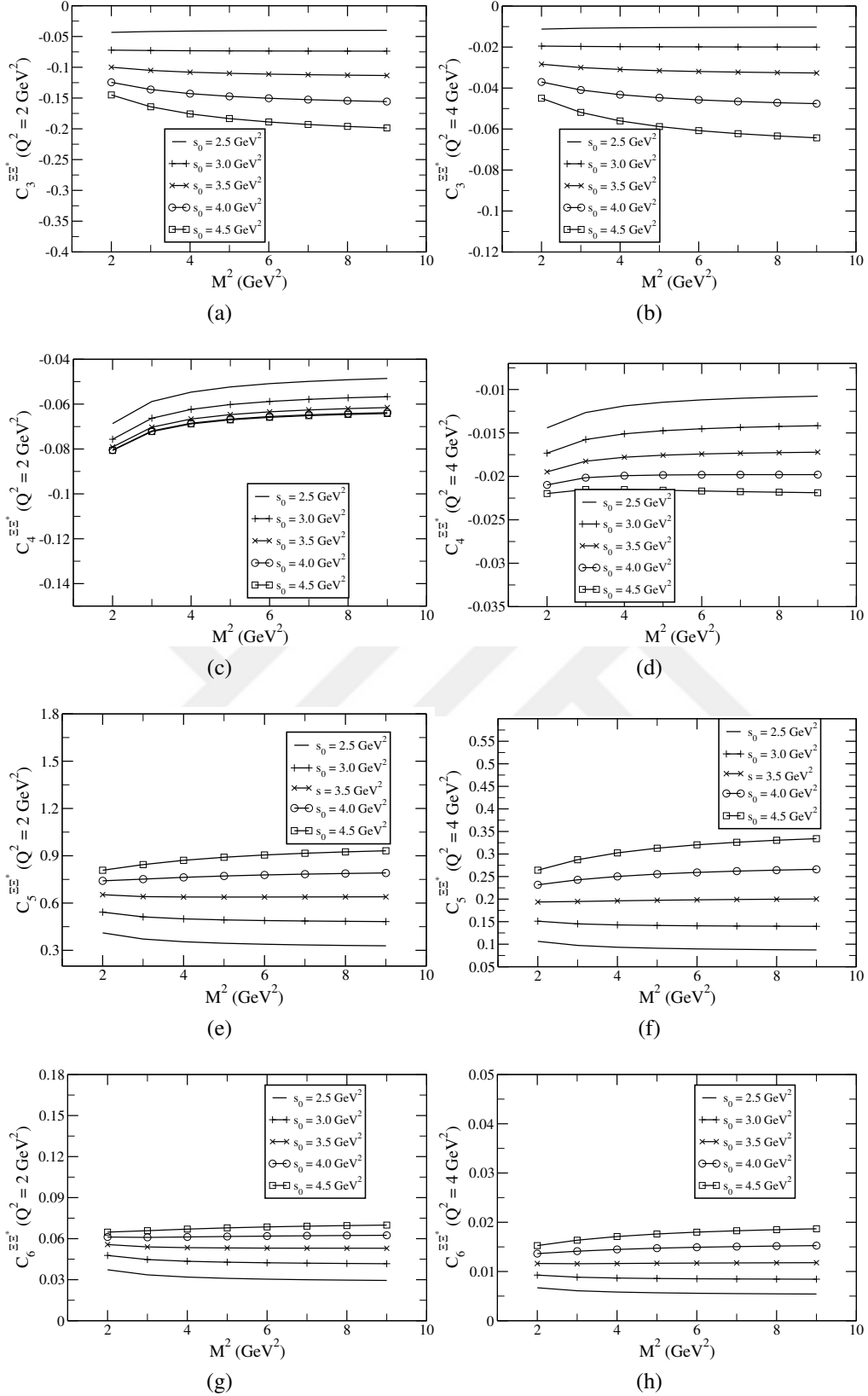
Şekil 4.6'da  $\Sigma - \Sigma^*$  geçişi için dağılım genliklerinin hem eski hem de yeni ifadeleri kullanılarak elde edilen aksiyal yapı faktörlerinin momentum transferi  $Q^2$ 'ye göre davranışları gösterilmektedir.  $C_3$ ,  $C_5$  ve  $C_6$  yapı faktörlerine bakıldığında eski dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen sonuçlar küçük görünmektedir ve yapı faktörlerinin davranışları beklenen davranışları sergilemektedir. Bu yapı faktörler için yeni dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen sonuçlara bakıldığında yüksek boyutlu terimlerden gelen katkıların baskın katkı verdikleri görülmekte ve bu baskın katkı yapı faktörlerinin hem davranışlarında hem de sayısal değerlerinde büyük bir değişim yaratmaktadır.  $C_4$  yapı faktörünün davranışları incelendiğinde ise eski dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen sonuçlar tutarlı görünmemektedir. Belli bir momentum transferinden sonra yapı faktör negatif bölgeden pozitif bölgeye geçerek işaret değiştirmektedir. Yeni dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen yapı faktör ise tutarlı ve kararlı bir davranış sergilemektedir.



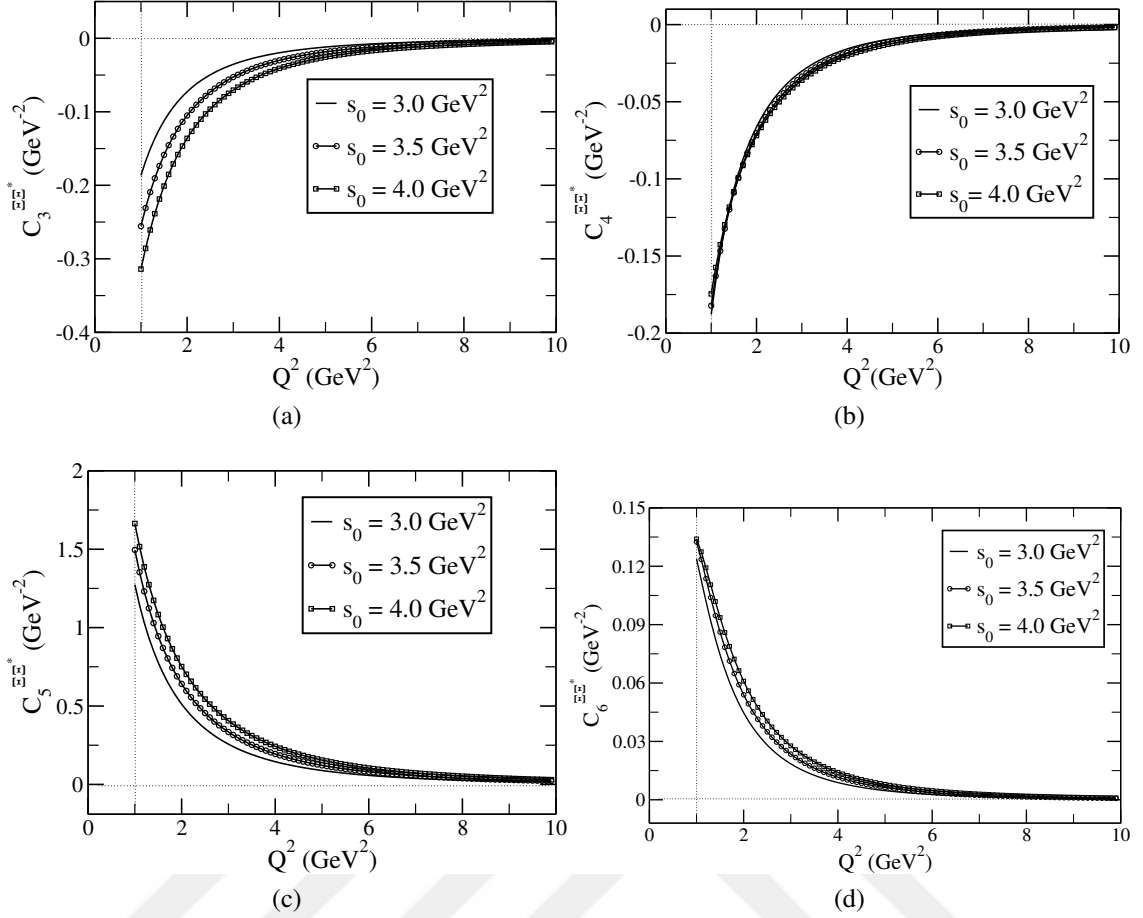
Şekil 4.7.  $\Xi - \Xi^*$  aksiyal geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve  $s_0 = 3,5 \text{ GeV}^2$  değerlerinde yakınsaklık analizi; (a)  $C_3$  yapı faktörü için (b)  $C_4$  yapı faktörü için, (c)  $C_5$  yapı faktörü için ve (d)  $C_6$  yapı faktörü için. T3, T4, T5, ve T6 ise sırasıyla twist-3, twist-4, twist-5 ve twist-6 terimlerinden gelen katkıyı göstermektedir

Şekil 4.7’de  $\Xi - \Xi^*$  geçişi için aksiyal yapı faktörlerinin yakınsaklık analizi gösterilmektedir.  $C_3$  yapı faktörünün twist dağılımına bakıldığında baskın katkının twist 5’ten geldiği görülmektedir. Bir sonraki baskın katkıyı twist-3 vermektedir. Twist-4’ün katkısı ise sıfır düzeyindedir.  $C_4$  yapı faktörüne bakıldığında ise twist-3 katkısı baskındır. Diğer twist katkıları sıfır seviyesinde katkı sunmaktadır.  $C_5$  yapı faktörü için baskın katkı twist-3 teriminden gelmektedir, twist-4’ün katkısı ise artmaktadır. Diğer twistlerden gelen katkı  $C_5$  yapı faktörü için ihmal edilebilir büyüklüktedir.  $C_6$  yapı faktörü için baskın katkı twist-4’ten gelmektedir. Bir sonraki baskın katkıyı twist-6 vermektedir. Diğer twist katkıları  $C_6$  için ihmal edilecek seviyededir.





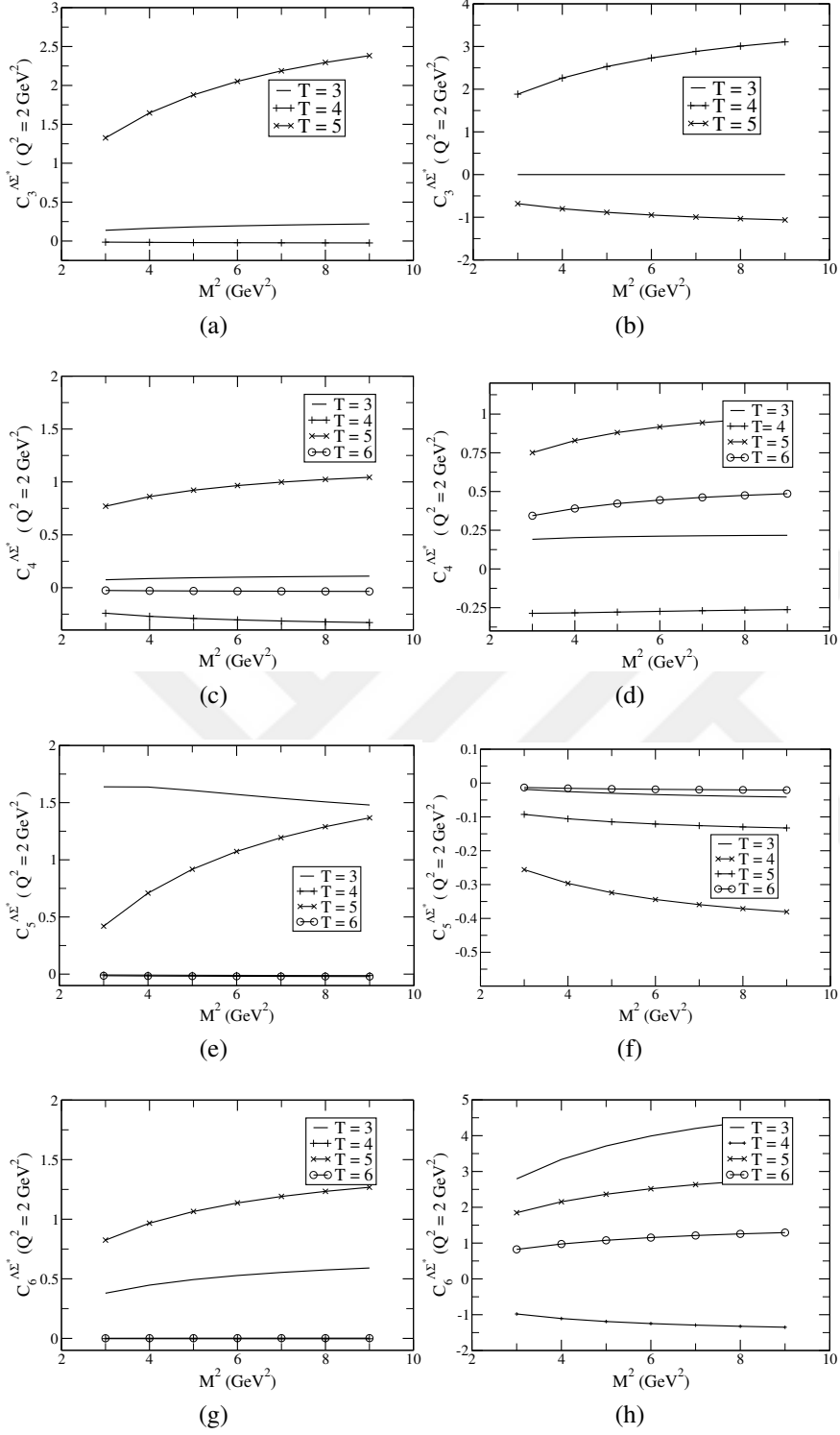
Şekil 4.8.  $\Xi - \Xi^*$  aksiyal geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve  $Q^2 = 4,0 \text{ GeV}^2$ , süreklilik eşliğinin ise  $2,5 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,5 \text{ GeV}^2$  aralığında Borel kütlesi  $M^2$  bağımlığı; (a) ve (b)  $C_3$  yapı faktörü için, (c) ve (d)  $C_4$  yapı faktörü için, (e) ve (f)  $C_5$  yapı faktörü için ve (g) ve (h)  $C_6$  yapı faktörü için



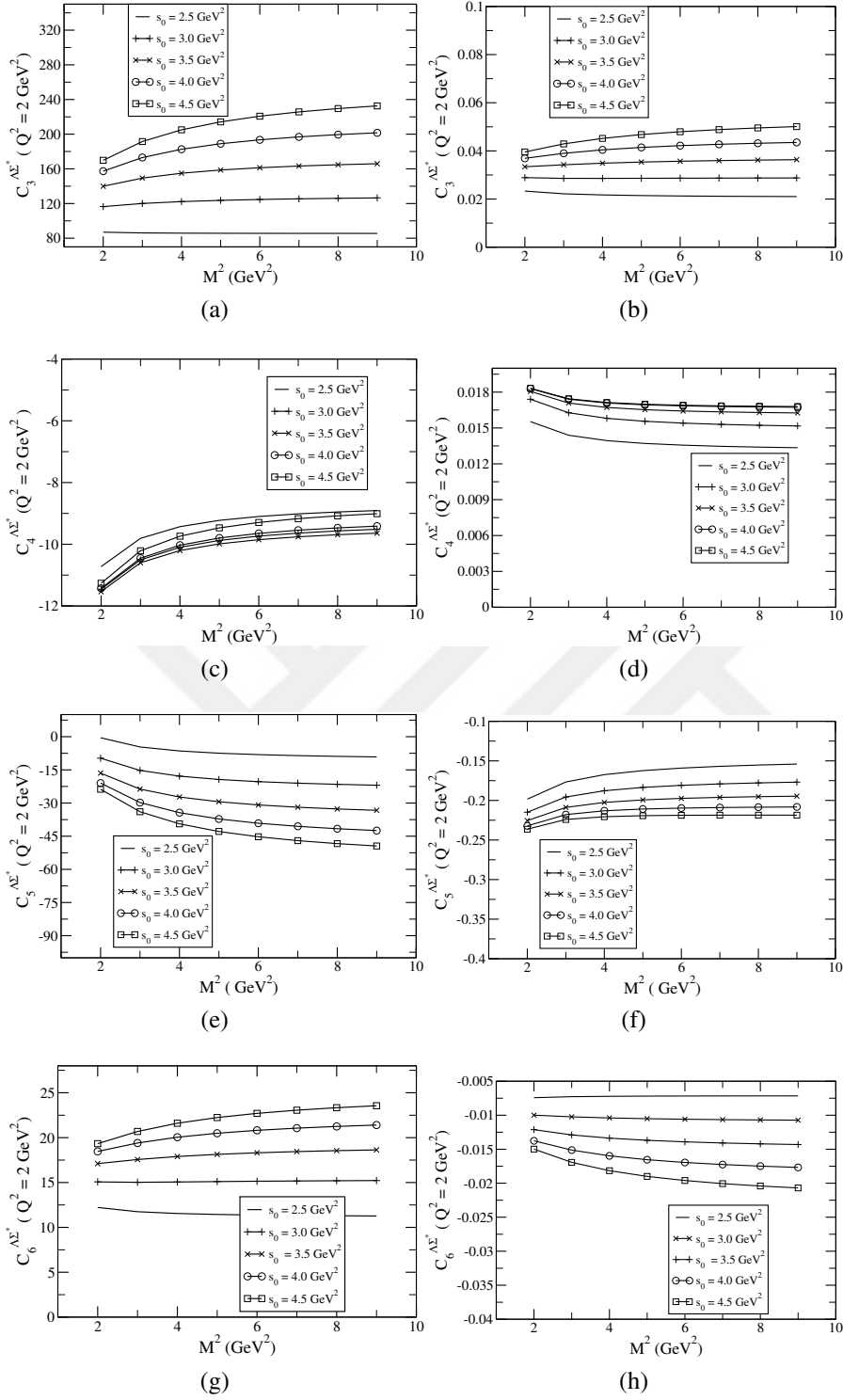
Şekil 4.9.  $\Xi - \Xi^*$  aksiyal geçiş yapı faktörlerinin süreklilik eşliğinin  $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 3,5 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 4,0 \text{ GeV}^2$  ve Borel parametresinin  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değerinde  $Q^2$  bağımlılığı; (a)  $C_3$  yapı faktörü için, (b)  $C_4$  yapı faktörü için, (c)  $C_5$  yapı faktörü için ve (d)  $C_6$  yapı faktörü için

Şekil 4.8’de  $\Xi - \Xi^*$  geçişi için aksiyal yapı faktörlerinin Borel kütesine göre değişim grafikleri görülmektedir. Grafiklerden de görüldüğü gibi yapı faktörleri  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ ’den sonra oldukça kararlı davranırlar. Bu nedenle hesaplamalarda  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  alınmıştır.

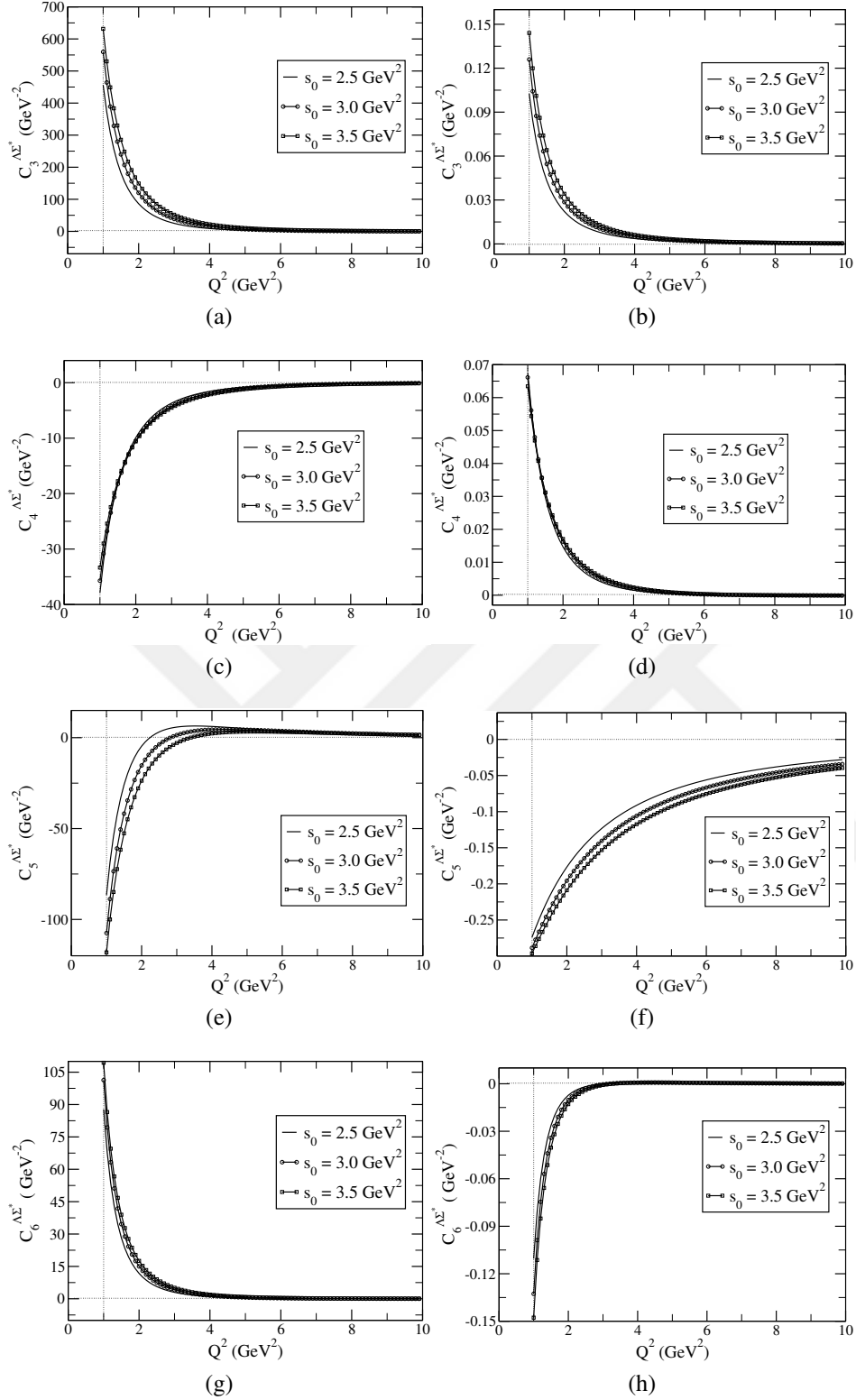
Şekil 4.9’da  $\Xi - \Xi^*$  geçişi için aksiyal yapı faktörlerinin momentum transferi  $Q^2$ ’ye göre değişim grafikleri gösterilmektedir. Momentum transferi artarken yapı faktörlerinin değerleri azalan bir eğilim göstermektedir. Tüm yapı faktörleri beklenen davranışları sergilemektedirler.



Şekil 4.10.  $\Lambda - \Sigma^*$  aksiyal geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve  $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değerlerinde yakınsaklık analizi; (a) ve (b)  $C_3$  yapı faktörü için (c) ve (d)  $C_4$  yapı faktörü için, (e) ve (f)  $C_5$  yapı faktörü için ve (g) ve (h)  $C_6$  yapı faktörü için. T3, T4, T5, T6 ve M ise sırasıyla twist-3, twist-4, twist-5 ve twist-6 terimlerinden gelen katkıyı göstermektedir. Burada (a), (c), (e) ve (g) yeni DAs sonuçlarını, (b), (d), (f) ve (h) eski DAs sonuçlarını göstermektedir



Şekil 4.11.  $\Lambda - \Sigma^*$  aksiyal geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve süreklilik eşiğinin  $2,5 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,5 \text{ GeV}^2$  aralığında Borel kütlesi  $M^2$  bağımlılığı; (a) ve (b)  $C_3$  yapı faktörü için, (c) ve (d)  $C_4$  yapı faktörü için, (e) ve (f)  $C_5$  yapı faktörü için ve (g) ve (h)  $C_6$  yapı faktörü için. Burada (a), (c), (e) ve (g) yeni DAs sonuçlarını, (b), (d), (f) ve (h) eski DAs sonuçlarını göstermektedir



Şekil 4.12.  $\Lambda - \Sigma^*$  aksiyal geçiş yapı faktörlerinin süreklilik eşliğinin  $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 3,5 \text{ GeV}^2$  ve Borel parametresinin  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değerinde  $Q^2$  bağımlılığı; (a) ve (b)  $C_3$  yapı faktörü için, (c) ve (d)  $C_4$  yapı faktörü için, (e) ve (f)  $C_5$  yapı faktörü için ve (g) ve (h)  $C_6$  yapı faktörü için. Burada (a), (c), (e) ve (g) yeni DAs sonuçlarını, (b), (d), (f) ve (h) eski DAs sonuçlarını göstermektedir

Şekil 4.10'da  $\Lambda - \Sigma^*$  geçişi için aksiyal yapı faktörlerinin yakınsaklık analizi gösterilmektedir. Yeni dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen sonuçlar incelendiğinde;  $C_3$ ,  $C_4$  ve  $C_6$  yapı faktörlerinin twist yakınsaklığına baskın katkının twist-5'ten geldiği görülmektedir. Sonraki katkı ise twist-3'ten gelmektedir.  $C_5$  yapı faktöründe ise baskın katkı twist-3'ten gelmektedir, twist-5'in katkısının ise arttığı görülmektedir. Eski dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen sonuçlar incelendiğinde;  $C_3$  ve  $C_5$  yapı faktörlerine baskın katkı twist-4'ten gelmektedir. Sonraki katkı ise twist-5'ten gelmektedir. Diğer twistlerin katkısı sıfır mertebesindedir.  $C_4$  yapı faktörüne bakıldığında baskın katkı twist-5'ten gelmektedir. Sonraki katkılar twist-4 ve twist-6'dan gelmektedir. Twist-3'ün katkısı sıfır seviyesindedir.  $C_6$  yapı faktörü incelendiğinde baskın katkı twist-3'ten gelmektedir. Sonraki katkılar twist-5 ve twist-4'ten gelmektedir. Twist-6'nın katkısı ise twist-4 ve twist-5'in katkısının yarısı seviyesindedir.

Şekil 4.11'de  $\Lambda - \Sigma^*$  geçişi için aksiyal yapı faktörlerinin Borel kütesine bağlı olarak değişim grafikleri gösterilmektedir. Bu grafiklerden yapı faktörleri  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ 'den sonra kararlı bir davranış sergilemektedir. Bu yüzden hesaplamalarda  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değeri dikkate alınmıştır.

Şekil 4.12'de  $\Lambda - \Sigma^*$  geçişi için aksiyal yapı faktörlerinin momentum transferi  $Q^2$ 'ye göre değişimleri gösterilmektedir. Eski dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen sonuçlara bakıldığında tüm yapı faktörleri oldukça kararlı bir davranış sergilemektedirler. Yeni dağılım genlikleri ifadeleri kullanılarak elde edilen sonuçlara bakıldığında  $C_3$ ,  $C_4$  ve  $C_6$  yapı faktörleri beklenen davranışları sergilemektedirler.  $C_5$  yapı faktörü ise  $1 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 2 \text{ GeV}^2$  bölgesinde işareti pozitif iken  $2 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 10 \text{ GeV}^2$  bölgesinde işaret değiştirerek negatif bir değere ulaşmaktadır. Bu durum bu yapı faktörü hakkında sağlıklı bir yorumu zorlaştırmaktadır. Çünkü yapı faktörü kararlı bir davranış sergilememektedir. Yeni dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen yapı faktörlerinin sayısal değerleri eski dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen sonuçlara göre oldukça büyüktür. Yüksek boyutlu terimlerin katkısının baskınlığı dikkat çekicidir.

Çizelge 4.1. N- $\Delta$  geçiş yapı faktörleri için elde edilen aksiyal yüklerin değerleri

Yapı Faktör	$C_i^{N\Delta}(0)(GeV^{-2})$
$C_3$	$0,12 \pm 0,02$
$C_4$	$0,31 \pm 0,05$
$C_5$	$1,13 \pm 0,21$
$C_6$	$-1,61 \pm 0,42$

Yapı faktörlerinin momentum transferinin sıfıra eşit olduğu,  $Q^2 = 0$ , durumda geçiş ile ilgili yükler elde edilir. Işık konisi KRD toplam kuralları ancak momentum transferininin büyük olduğu bölgelerde ( $Q^2 > 1-2 GeV^2$ ) güvenilir sonuç vermektedir. Bu geçiş için aksiyal yük sonuçları da elde edilmiştir. Bu sonuçlar elde edilirken aşağıda verildiği gibi bir dipol fit fonksiyonu kullanılmıştır;

$$C_i^{N\Delta}(Q^2) = \frac{C_i^{N\Delta}(0)}{(1 + Q^2/m_A^2)^n} \quad (4.1)$$

burada  $n = 2$ 'dir,  $i = 3, 4, 5$  veya  $6$ 'dır.  $m_A$  serbest parametre olan aksiyal kütle deneysel değeri  $m_A = 1,28_{-0,10}^{+0,08}$  olarak bulunmuştur (Kitagaki ve ark., 1990). Bu aksiyal kütle kullanılarak elde edilen fit sonuçları Çizelge 4.1'de gösterilmiştir. Ve burada momentum transferi  $Q^2 > 2$  alınmıştır. Bu fit fonksiyonu  $C_3^{N\Delta}$ ,  $C_4^{N\Delta}$  ve  $C_5^{N\Delta}$  için güvenilir sonuçlar vermektedir fakat  $C_6^{N\Delta}$  için elde edilen sonuçlar güvenilir değildir.  $C_6^{N\Delta}$  yapı faktörü için en güvenilir sonuçlar  $n = 4$  değerinde elde edilmektedir. Dolayısı ile bu yapı faktörün hesabında  $n = 4$  alınmıştır.

$C_3^{N\Delta}$  yapı faktörü elektromanyetik kuadrupol geçiş yapı faktörü olan  $G_{E_2}$  yapı faktörüne karşılık gelir (Buchman ve ark., 1997) ve bu yapı faktör etkileşime giren ve çıkan parçacıkların şeklinin belirlenmesinde temel rol oynar (Buchman ve ark., 1998).  $C_3^{N\Delta}$  yapı faktörü deneysel olarak elde edilmesi oldukça zor bir büyüklüktür. Teorik olarak ise literatürde var olan sonuçlar genellikle sıfır olarak elde edilmiştir. Kuark - Model kullanılarak elde edilen sonuçlar  $C_3^{N\Delta}(0) = 0, -0,05$  aralığında değişmektedir (Barquilla Cano ve ark., 2007). Kiral tedirgeme teorisi kullanılarak bu yapı faktörünün değeri  $C_3^{N\Delta}(0) = 0$  olarak bulunmuştur (Geng ve ark., 2008). Örgü KRD yöntemi kullanılarak elde edilen sonuç  $C_3^{N\Delta}(0) = 0$  şeklindedir (Alexandrou ve ark., 2007). Bu tez kapsamında momentum transferine göre değişime bakıldığında literatürde var olan yaklaşıma yakın sonuçlar elde edilmiştir. Fakat fit fonksiyonu kullanılarak  $C_3^{N\Delta} = 0,12 \pm 0,02$  değeri elde

edilmiştir. Elde edilen bu değer diğer çalışmalardan elde edilen değerlerden farklıdır. Elde edilen bu sonuç bu geçiş için nükleon ve  $\Delta$  parçacıklarının şeklinin küresel olmadığını göstermektedir.

SU(6) simetri limitinde  $C_4^{N\Delta}$  yapı faktörü skaler helisite genliği ile bağlantılıdır (Liu ve ark., 1995). Bu yapı faktörü elektromanyetik geçiş yapı faktörü ile karşılaştırıldığında  $G_{C_2}$  kuadropol geçiş yapı faktörü ile benzerdir. Kuark - Model kullanılarak elde edilen sonuçlar  $C_4^{N\Delta}(0) = -0,66$  ile  $0,14$  aralığında değişmektedir (Barquilla-Cano ve ark., 2007). Fenomenolojik model kullanılarak elde edilen sonuç  $C_4^{N\Delta}(0) = -0,3$ 'tür (Adler, 1968). Kiral tedirgeme teorisi kullanılarak elde edilen sonuç  $C_4^{N\Delta}(0) = -0,3$ 'tür (Geng ve ark., 2008). Örgü KRD kuralları kullanılarak elde edilen sonuç ise  $C_4^{N\Delta}(0) = 0$  şeklindedir (Alexandrou ve ark., 2007). Bu tez kapsamında elde edilen sonuç literatürde var olan örgü KRD haricindeki sonuçlar ile uyumludur.

Deneyssel olarak  $Q^2 = 0$ 'da en kolay elde edilebilen yapı faktör  $C_5^{N\Delta}$ 'tir. Ve bu yapı faktörü aynı zamanda bu geçişin aksiyal yükü olarak tanımlanır. Bu çalışmada bu geçiş için elde edilen aksiyal yük:  $C_5^{N\Delta}(0) = 1,13 \pm 0,21$  olarak bulunmuştur. Bu sonuç literatürde yer alan ve farklı teorik yöntemlerle elde edilmiş aksiyal yük sonuçları ile kıyaslanabilir. Kuark-Model ile elde edilen sonuçlara bakıldığında bu sonuçların  $C_5^{N\Delta}(0) = 0,81$  ile  $1,53$  aralığında değiştiği görülmektedir (Barquillano-Cano ve ark., 2007). Kiral tedirgeme teorisinden elde edilen sonuç  $C_5^{N\Delta}(0) = 1,16$  (Geng ve ark., 2008), Örgü KRD yöntemi ile elde edilen sonuç  $C_5^{N\Delta}(0) = 0,9 \pm 0,02$  (Alexandrou ve ark., 2006), zayıf pion üretimi metodu ile elde edilen sonuç  $C_5^{N\Delta}(0) = 1,08 \pm 0,1$  (Hernandez ve ark., 2010),  $C_5^{N\Delta}(0) = 1,19 \pm 0,08$  (Graczyk ve ark., 2009). Aksiyal yük için literatürde olan sonuçlarla kıyaslama yapıldığında, sonucun uyumlu olduğu görülür.

Deneyssel olarak aksiyal yük,  $G_A^{N\Delta}$ , aşağıda verildiği gibi tanımlanır,

$$G_A^{N\Delta}(Q^2) = \frac{1}{2} [M_N^2 - M_\Delta^2 + Q^2] C_4^A(Q^2) - M_N^2 C_5^A(Q^2). \quad (4.2)$$

Bu ifadeden elde edilen sonuç,

$$G_A^{N\Delta}(Q^2 = 0.34 \text{ GeV}^2) = -0,05 \pm (0.35)_{stat} \pm (0,34)_{sys} \pm (0,06)_{theory} \quad (4.3)$$

şeklindedir (Androic ve ark., 2012). Çizelge 4.1'de elde edilen sonuçlar kullanıldığında



Çizelge 4.2. Toplam kuralları analizinde dağılım genliklerinin ilk ve yeni ifadesi kullanılarak hesaplanan hiperon oktet-dekuplet aksiyal geçiş yapı faktörleri için elde edilen aksiyal yüklerin değerleri

	Yeni DAs için sonuçlar	Eski DAs için sonuçlar
Geçişler	$C_i^{HH^*}(0)(GeV^{-2})$	$C_i^{HH^*}(0)(GeV^{-2})$
$\Sigma - \Sigma^*$	$C_3(0) = 32,54 \pm 6,54$ $C_4(0) = -27,53 \pm 5,23$ $C_5(0) = -40,92 \pm 7,10$ $C_6(0) = 30,56 \pm 6,49$	$C_3(0) = -0,04 \pm 0,01$ $C_4(0) = 0,02 \pm 0,002$ $C_5(0) = 0,22 \pm 0,04$ $C_6(0) = -0,09 \pm 0,01$
$\Lambda - \Sigma^*$	$C_3(0) = 302,70 \pm 90,20$ $C_4(0) = -30,27 \pm 6,14$ $C_5(0) = -43,58 \pm 12,11$ $C_6(0) = 34,70 \pm 8,02$	$C_3(0) = 0,07 \pm 0,02$ $C_4(0) = 0,04 \pm 0,01$ $C_5(0) = -0,86 \pm 0,14$ $C_6(0) = -0,012 \pm 0,004$
$\Xi - \Xi^*$	-	$C_3(0) = -0,35 \pm 0,09$ $C_4(0) = -0,25 \pm 0,07$ $C_5(0) = 2,20 \pm 0,45$ $C_6(0) = 0,16 \pm 0,04$

$G_A^{N\Delta} = -1.04 \pm 0.19$  değeri elde edilir. Elde edilen bu sonuç deneysel olarak bulunan sonuç ile uyumludur.

$C_6^{N\Delta}$  yapı faktörü elastik olmayan analogide nükleonun indüklenmiş sözdeskaler yapı faktörüne karşılık gelmektedir. Kuark - Model kullanılarak elde edilen sonuçlar  $C_6^{N\Delta}(0) = -0,72$  ile  $1,13$  aralığında değişmektedir (Barquilla-Cano., 2007). Ağır baryon kiral tedirgeme teorisi kullanılarak elde edilen sonuç  $C_6^{N\Delta}(0) = -(1,73 \text{ ve } 2,07)$  (Zhu ve ark., 2002). Kiral tedirgeme teorisi kullanılarak elde edilen sonuç  $C_6^{N\Delta}(0) = 52,29$  (Geng ve ark., 2008). Örgü KRD kullanılarak elde edilen sonuç  $C_6^{N\Delta}(0) = 3.5 \pm 0.3$ . Bu tez kapsamında elde edilen sonuç ağır baryon kiral tedirgeme teorisi ile elde edilen sonuçlar ile uyumludur. Literatürde var olan diğer sonuçlar ile uyumlu değildir.

Oktet-Dekuplet hiperon geçişleri için de aksiyal yük değerleri elde edilmiştir. N -  $\Delta$  geçişi analiz edilirken verilen sistematığe benzer sistematik kullanılmıştır. Önce fit fonksiyonun en genel hali olan Denk. (4.1)'de verilen ifade kullanılmıştır. Fakat bu fit fonksiyonu kullanılarak elde edilen sonuçlar güvenilir olmadığından bu geçiş için aksiyal yükler elde edilirken exponansiyel fit fonksiyonu kullanılmıştır. Exponansiyel fit fonksiyonu,

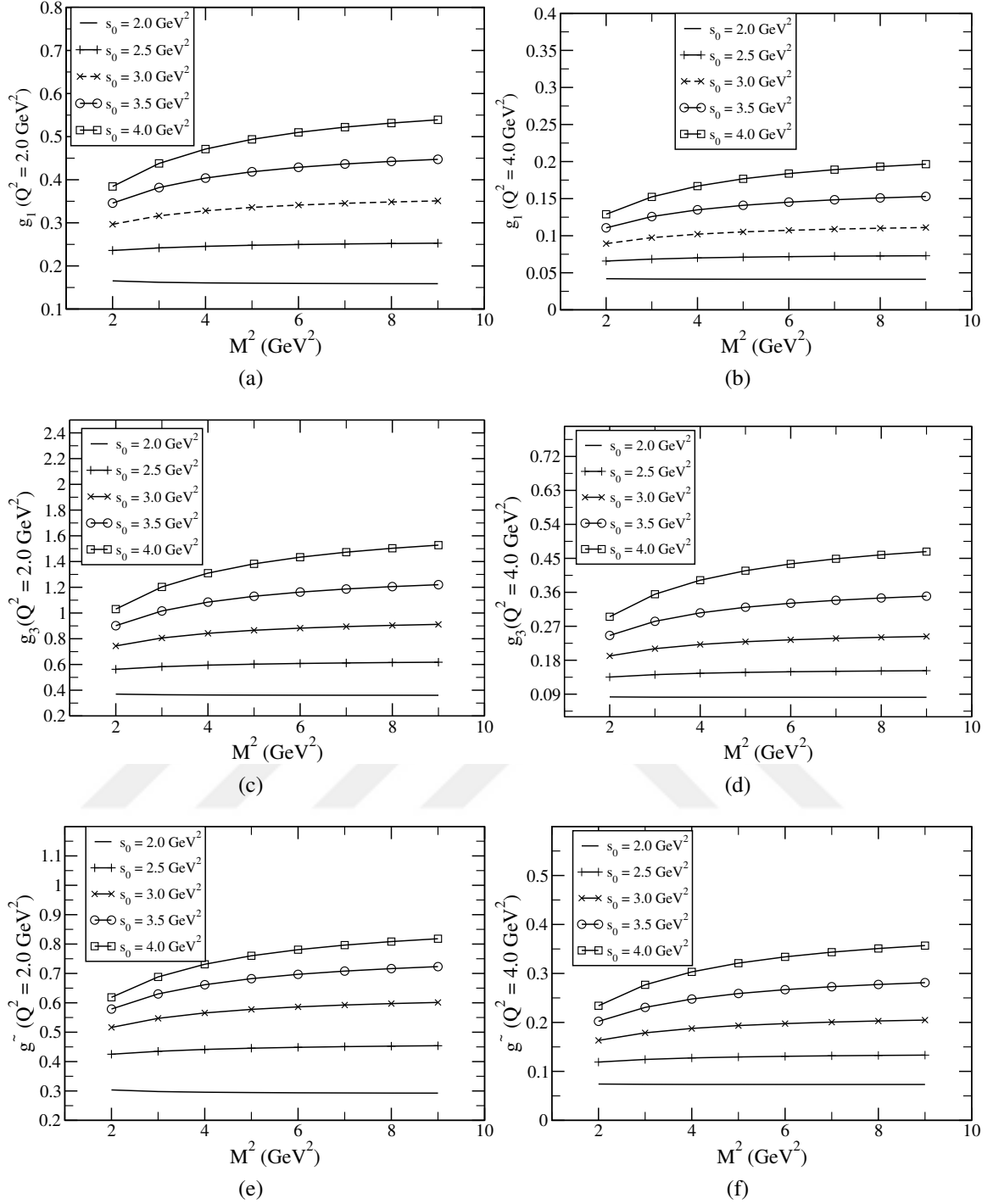
$$C_i^{HH^*}(Q^2) = C_i^{HH^*}(0) \exp[-Q^2/1,28^2] \quad (4.4)$$

şeklindedir. Burada  $i = 3, 4, 5$  ve  $6$ 'dır.

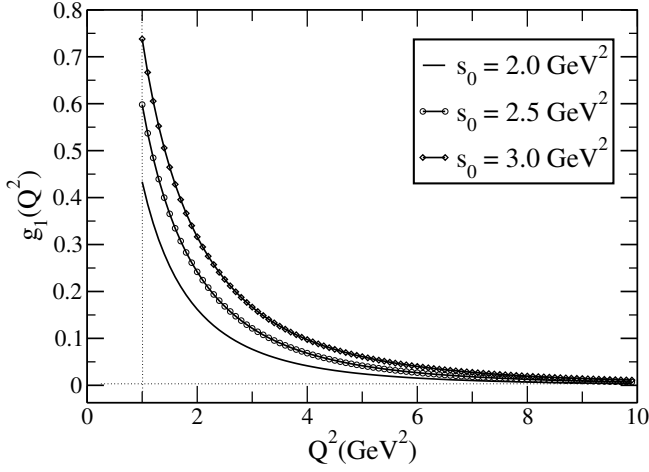
Bu geçişler için elde edilen aksiyal yük sonuçları Çizelge 4.2.'de verilmiştir. Bu değerler ilk defa bu tez kapsamında çalışıldığı için bu sonuçların kıyaslanabileceği teorik ve deneysel sonuçlar bulunmamaktadır. Fakat benzer geçişler olduğu için  $N - \Delta$  sonuçları ile kıyaslama yapılabilir. Bu sonuçlar ile kıyaslama yapıldığında dağılım genliklerinin eski ifadeleri kullanılarak elde edilen aksiyal yük sonuçlarının tutarlı olduğu görölmektedir. Dağılım genliklerinin yeni ifadesi kullanılarak elde edilen sonuçlar ise oldukça büyük ve yorumlanmasının şimdilik güç olduğu görölmektedir.

#### **4.2. Dekuplet - Dekuplet İzovektör Aksiyal Vektör ve Sözdeskaler Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi**

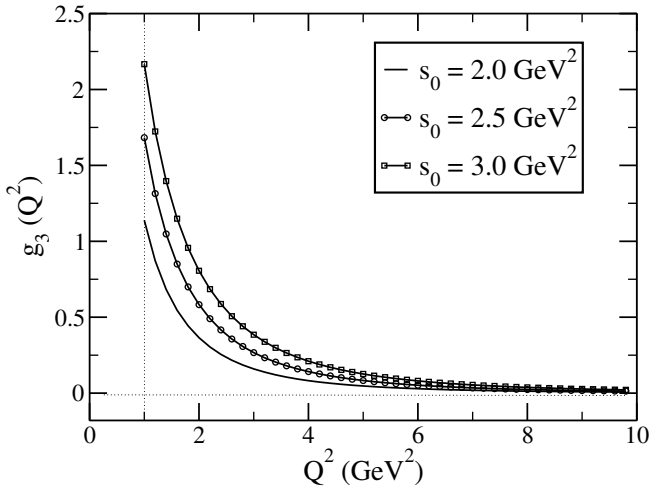
Bu bölümde  $\Delta - \Delta$  izovektör aksiyal vektör ve sözdeskaler geçişlerinin yapı faktörlerinin ışık konisi KRD toplam kurallarında hesaplanması yapılmıştır. İlgili geçişler için elde edilen genel ifadeler Denk. (3.60) ve Denk. (3.61)'de verildiği gibidir. Bu ifadelere Borel dönüşümü uygulandığında ve süreklilik katkıları çıkarıldığında elde edilen sonuçların grafikleri aşağıda verildiği gibidir;



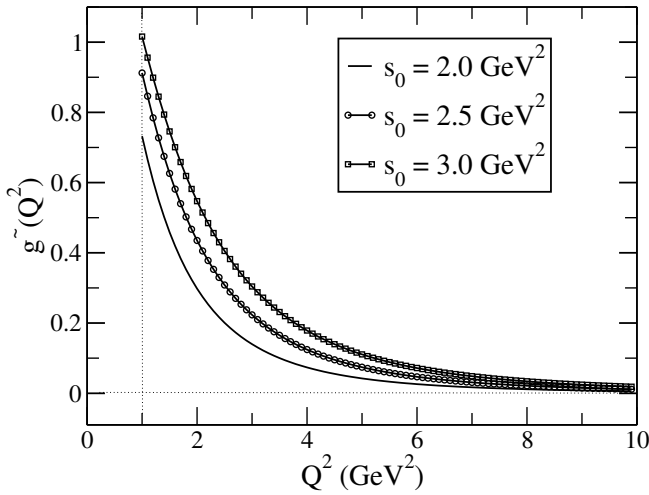
Şekil 4.13.  $\Delta - \Delta$  aksiyal ve sözdeskaler geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ,  $Q^2 = 4,0 \text{ GeV}^2$  ve süreklilik eşiğinin  $2,0 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,0$  aralığında Borel kütlesi  $M^2$  bağımlılığı; (a) ve (b)  $g_1$  aksiyal yapı faktörü için, (c) ve (d)  $g_3$  aksiyal yapı faktörü için, (e) ve (f)  $\tilde{g}$  sözdeskaler yapı faktörü için



(a)



(b)



(c)

Şekil 4.14.  $\Delta - \Delta$  aksiyal ve sözdeskaler geçiş yapı faktörlerinin süreklilik eşiğinin  $s_0 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$  ve Borel parametresinin  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değerinde  $Q^2$  bağımlılığı; (a)  $g_1$  aksiyal yapı faktörü için, (b)  $g_3$  aksiyal yapı faktörü için, (c)  $\tilde{g}$  sözdeskaler yapı faktörü için

Şekil 4.13'te  $\Delta - \Delta$  geçişi için aksiyal ve sözdeskaler yapı faktörlerinin Borel kütesine bağlı olarak değişim grafikleri gösterilmektedir. Bu grafiklerden görüldüğü gibi yapı faktörler  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ 'den sonra kararlı bir davranış sergilemektedir. Bu yüzden hesaplamalarda  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değeri kullanılmıştır.

Şekil 4.14'te  $\Delta - \Delta$  geçişi için aksiyal ve sözdeskaler yapı faktörlerinin momentum transferi  $Q^2$ 'ye göre değişim grafikleri gösterilmektedir. Grafiklerden görüldüğü gibi yapı faktörleri beklenen davranışları sergilemektedir.

$\Delta - \Delta$  aksiyal ve sözdeskaler geçiş yapı faktörleri için fit sonuçları hesaplanmıştır. Bu hesaplamalar da eksponansiyel fit fonksiyonu aşağıda verildiği gibi düşünülmüştür;

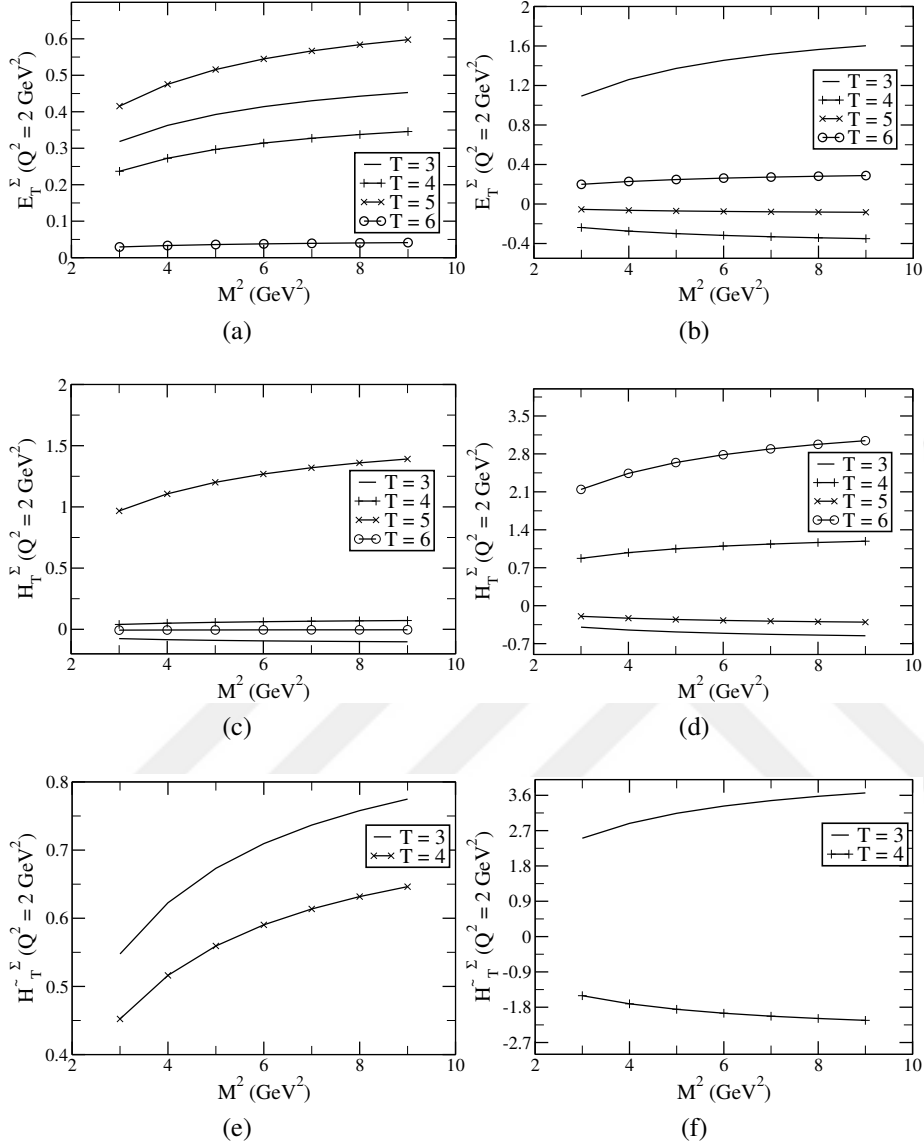
$$g_{A(P)}(Q^2) = g_{A(P)}(0) \exp[-Q^2/m_{A(P)}^2]. \quad (4.5)$$

Aksiyal yük için elde edilen sonuçlar:  $g_1^A(0) = -2,43 \pm 0,54$ ,  $g_3^A(0) = -1.84 \pm 0,4$  sözdeskaler geçiş için elde edilen sonuç ise  $\tilde{g}(0) = 1,31 \pm 0,15$  şeklindedir. Elde edilen aksiyal yük ve sözdeskaler geçiş sonuçları literatürde var olan diğer yöntemler kullanılarak hesaplanan sonuçlar ile karşılaştırılabilir. Örgü KRD yönteminde elde edilen sonuçlar  $g_1^A(0) = -1,90 \pm 0,10$ ,  $g_3^A(0) = -15,40 \pm 1,6$ ,  $\tilde{g}(0) = 11,60 \pm 2,8$  (Alexandrou ve ark., 2011, 2013), Kiral tedirgeme teorisi kullanılarak elde edilen sonuç,  $g_1^A(0) = -4,50$  (Jiang ve ark., 2008), Kuark-model kullanılarak elde edilen sonuçlar ise  $g_1^A(0) = -4,47$  (Theussl ve ark., 2000),  $g_1^A(0) = -4,48$  (Glozman ve ark., 1997) ve  $g_1^A(0) = -4,30$  (Glantschnig ve ark., 2004) şeklindedir. Görüldüğü üzere kiral tedirgeme teorisi ve kuark modelden elde edilen sonuçlar birbirleri ile uyumlu iken örgü KRD ve bu tez kapsamında elde edilen sonuçlar birbirinden ve diğer sonuçlardan farklıdır.

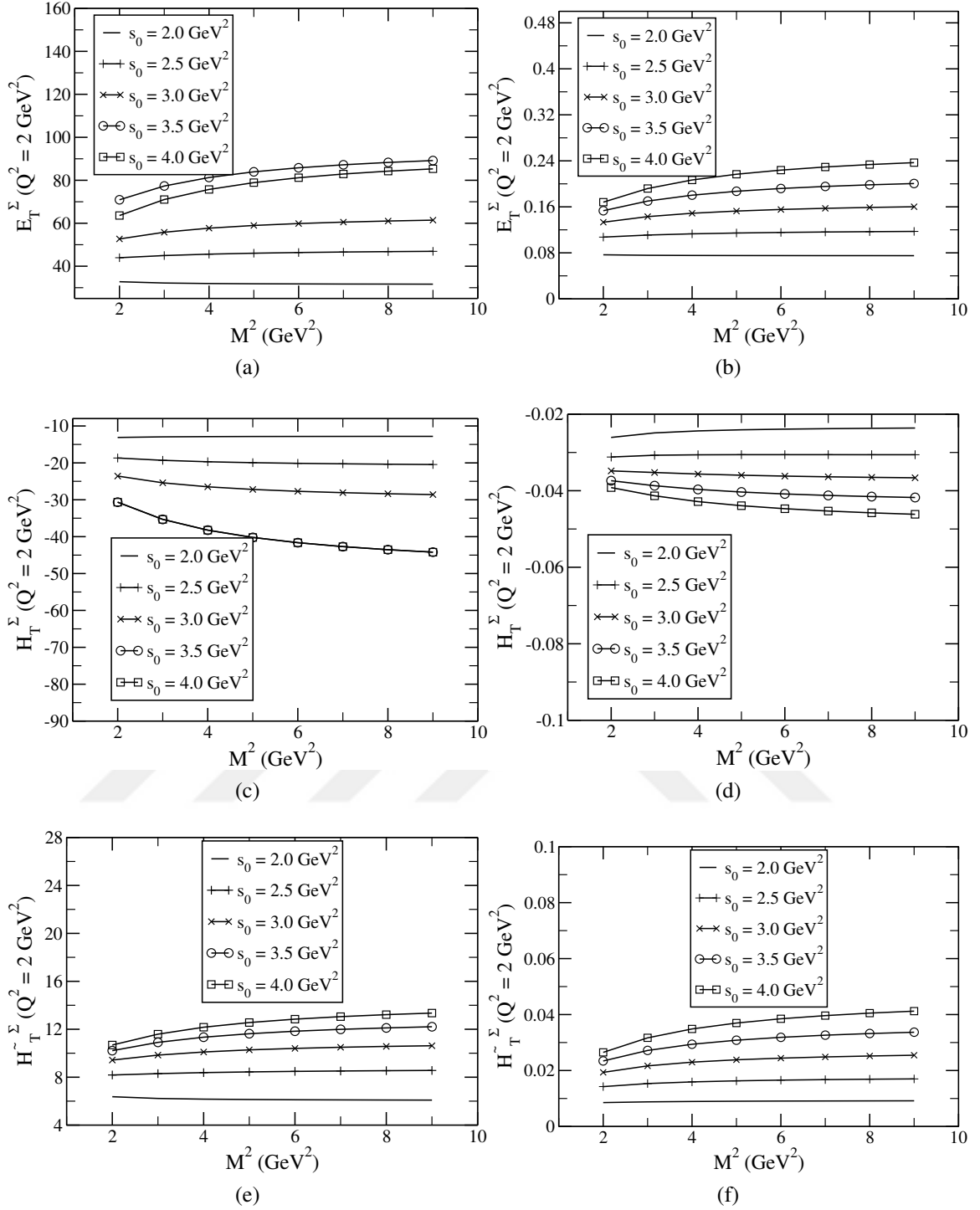
### 4.3. Oktet - Oktet İzovektör Tensör Geçiş Yapı Faktörlerinin Analizi

Bu bölümde  $\Sigma - \Sigma$ ,  $\Xi - \Xi$  ve  $\Lambda - \Sigma$  geçişleri için tensör yapı faktörleri analiz edilmiştir. İlgili geçişlerin yapı faktörleri hesaplanırken kullanılan dağılım genlikleri (DAs) ifadeleri KRD toplam kuralları ile elde edilmiştir. DAs ifadeleri öncelikle  $\Sigma$ ,  $\Xi$  ve  $\Lambda$  baryonlar için yüksek boyutlu terimlerin katkısı ihmal edilerek bulunmuştur (Liu ve ark., 2009a, b). Daha sonra ihmal edilen bu terimler  $\Sigma$  ve  $\Lambda$  baryonlar için DAs ifadeleri tekrar elde edilmiştir (Liu ve ark., 2014, 2015).  $\Sigma - \Sigma$  ve  $\Lambda - \Sigma$  geçişleri için iki dağılım genlikleri ifadesi de kullanılmış ve ayrı ayrı sonuçlar elde edilmiştir. Bu geçişler için elde edilen analitik ifadeler Denk. (3.70), Denk. (3.71) ve Denk. (3.72) ile verilmiştir. Elde edilen denklemlere Borel

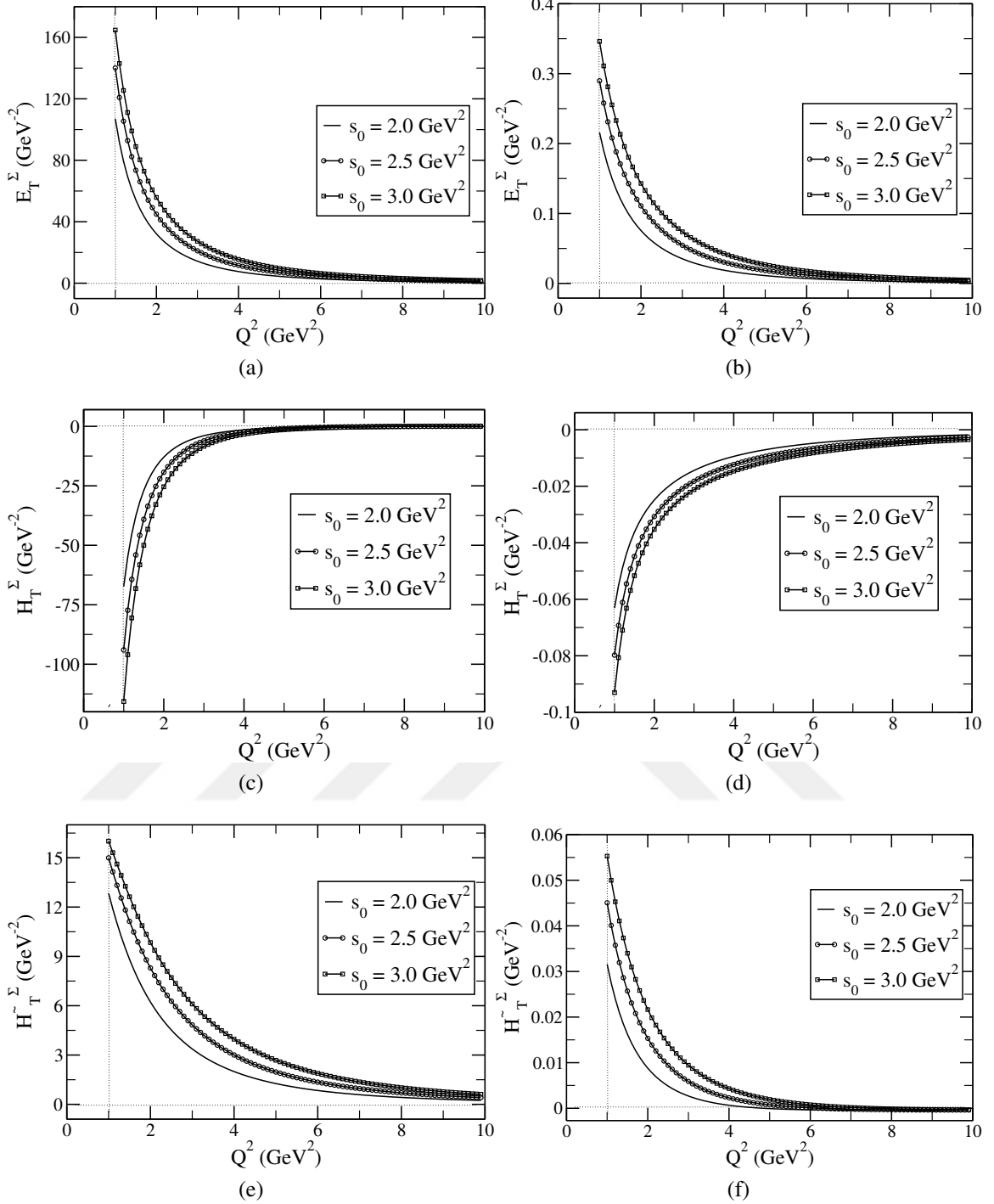
dönüşümü uygulandığında ve süreklilik terimleri çıkarıldığında elde edilen ifadelerin grafikleri aşağıda verildiği gibidir:



Şekil 4.15.  $\Sigma - \Sigma$  tensör geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve  $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$  değerlerinde yakınsaklık analizi; (a) ve (b)  $E_T^\Sigma$  yapı faktörü için, (c) ve (d)  $H_T^\Sigma$  yapı faktörü için ve (e) ve (f)  $\tilde{H}_T^\Sigma$  yapı faktörü için. T3, T4, T5 ve T6 ise sırasıyla twist-3, twist-4 ve twist-5 ve twist-6 terimlerinden gelen katkıyı göstermektedir. Burada (a), (c) ve (e) yeni DAs sonuçlarını, (b), (d) ve (f) ise eski DAs sonuçlarını göstermektedir



Şekil 4.16.  $\Sigma - \Sigma$  tensor geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve süreklilik eşiğinin  $2,0 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,0 \text{ GeV}^2$  aralığında Borel kütlesi  $M^2$  bağımlılığı; (a) ve (b)  $E_T^\Sigma$  yapı faktörü için, (c) ve (d)  $H_T^\Sigma$  yapı faktörü için ve (e) ve (f)  $\tilde{H}_T^\Sigma$  yapı faktörü için. Burada (a), (c) ve (e) yeni DAs sonuçlarını ve (b), (d) ve (f) eski DAs sonuçlarını göstermektedir



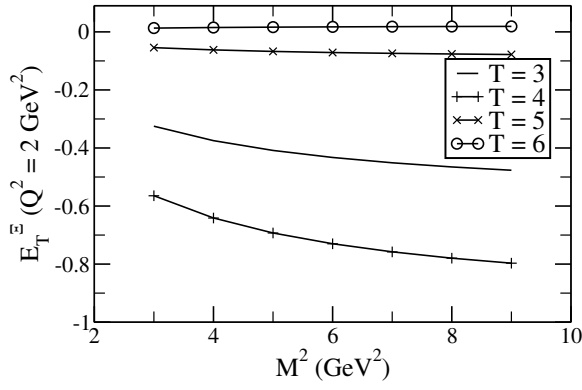
Şekil 4.17.  $\Sigma - \Sigma$  tensör geçiş yapı faktörlerinin süreklilik eşliğinin  $s_0 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$  ve Borel parametresinin  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değerinde  $Q^2$  bağımlılığı; (a) ve (b)  $E_T^\Sigma$  yapı faktörü için, (c) ve (d)  $H_T^\Sigma$  yapı faktörü için ve (e) ve (f)  $\tilde{H}_T^\Sigma$  yapı faktörü için. Burada (a), (c) ve (e) yeni DAs sonuçlarını ve (b), (d) ve (f) eski DAs sonuçlarını göstermektedir



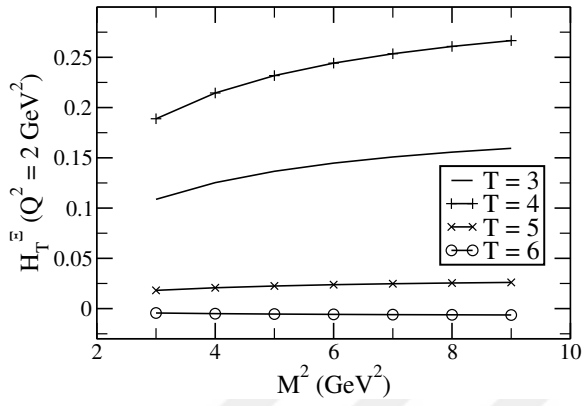
Şekil 4.15'te  $\Sigma - \Sigma$  geçişi için tensör yapı faktörlerinin yakınsaklık analizi gösterilmektedir. Yeni dağılım genlikleri ifadeleri kullanılarak elde edilen sonuçlar incelendiğinde;  $E_T$  yapı faktörüne bakıldığında baskın katkının twist-5'ten geldiği görülmektedir. Bir sonraki katkı twist-3'ten gelmektedir. Twist-4'ün katkısı twist-5'in yarı seviyesindedir. Twist-6'nın katkısı sıfır seviyesindedir.  $H_T$  yapı faktörü incelendiğinde baskın katkı twist-5'ten gelmektedir. Diğer twistlerin katkısı sıfır seviyesindedir.  $\tilde{H}_T$  yapı faktörüne bakıldığında bu yapı faktöründe sadece twist-3 ve twist-4 katkıları görülmektedir. Baskın katkı twist-3'ten gelmektedir. Eski dağılım genlikleri ifadeleri kullanılarak elde edilen sonuçlar incelendiğinde;  $E_T$  yapı faktörüne bakıldığında baskın katkının twist-3'ten geldiği görülmektedir. Diğer twist katkıları birbirilerine yakın katkı vermektedir ve bu katkılar twist-3'ten gelen katkı ile kıyaslandığında ihmal edilebilir seviyededir.  $H_T$  yapı faktörü incelendiğinde baskın katkının twist-6'dan geldiği görülmektedir. Sonraki baskın katkı twist-4'ten gelmektedir. Twist-3 ve twist-5 katkıları birbirilerine yakın ve küçük katkı vermektedirler.  $\tilde{H}_T$  yapı faktörü için sadece twist-3 ve twist-4 katkıları görülmektedir. Baskın katkı twist-3'ten gelmektedir.

Şekil 4.16'da  $\Sigma - \Sigma$  geçişi için tensör yapı faktörlerinin Borel kütesine bağlı olarak değişim grafikleri gösterilmektedir. Bu grafiklerden görüldüğü gibi yapı faktörleri  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ 'den sonra kararlı bir davranış sergilemektedir. Bu yüzden hesaplamalarda  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  alınmıştır.

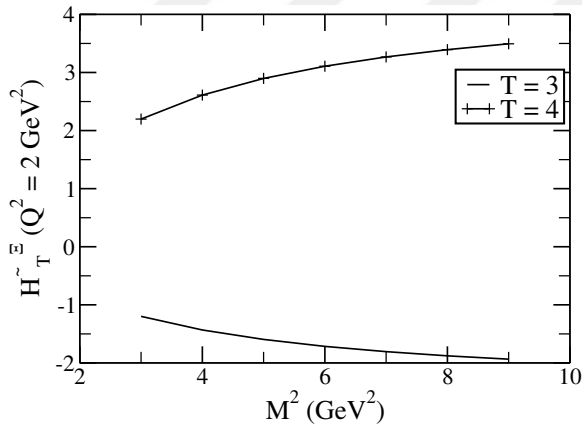
Şekil 4.17'de  $\Sigma - \Sigma$  tensör yapı faktörlerinin momentum transferi  $Q^2$ 'ye göre değişim grafikleri gösterilmektedir. Grafiklerden tensör yapı faktörlerinin davranışlarının beklentilerimize uygun olduğu görülmüştür. Tensör yapı faktörlerinin değerleri momentum transferi arttıkça hızlıca düşmektedir. Hem yeni hem de eski dağılım genlikleri elde edilen sonuçlara bakıldığında her iki durumda da yapı faktörlerinin  $Q^2$  bağımlılığı benzerdir fakat yeni dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen sayısal veriler eski dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen verilerden daha büyüktür. Dolayısı ile, dağılım genliklerinin daha yüksek seviyelerdeki terimlerinin katkısının oldukça yüksek olduğu görülür.



(a)

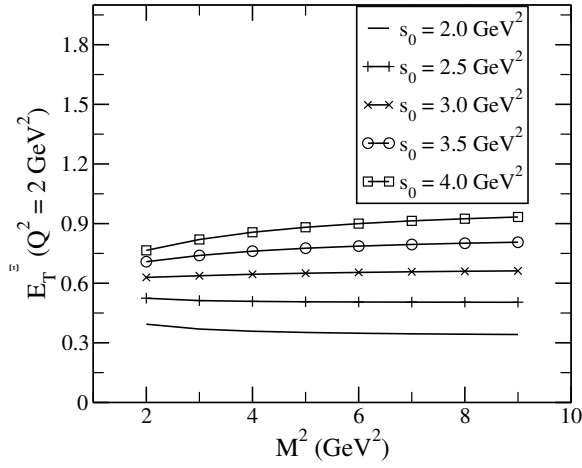


(b)

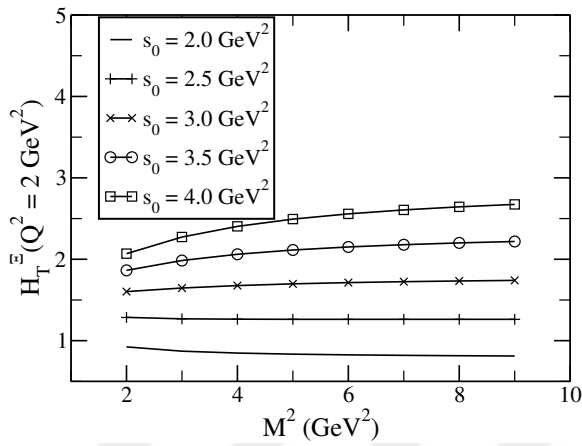


(c)

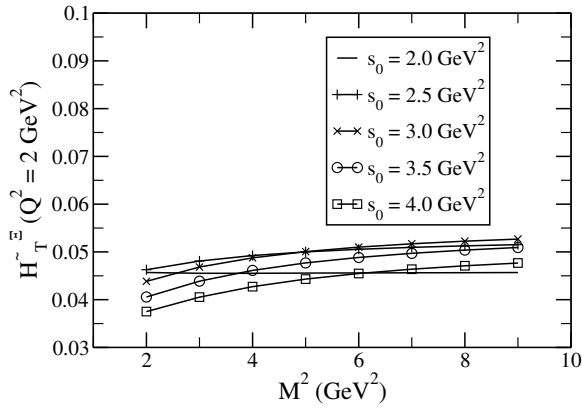
Şekil 4.18.  $\Xi - \Xi$  tensör geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve  $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$  değerlerinde yakınsaklık analizi; (a)  $E_T^{\Xi}$  yapı faktörü için, (b)  $H_T^{\Xi}$  yapı faktörü için ve (c)  $\tilde{H}_T^{\Xi}$  yapı faktörü için. T3, T4, T5 ve T6 ise sırasıyla twist-3, twist-4, twist-5 ve twist-6 terimlerinden gelen katkıyı göstermektedir



(a)

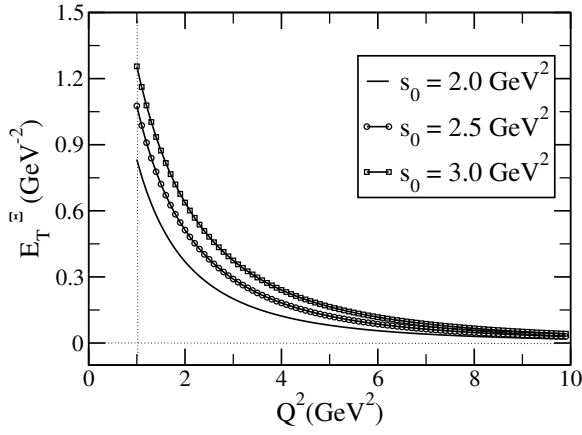


(b)

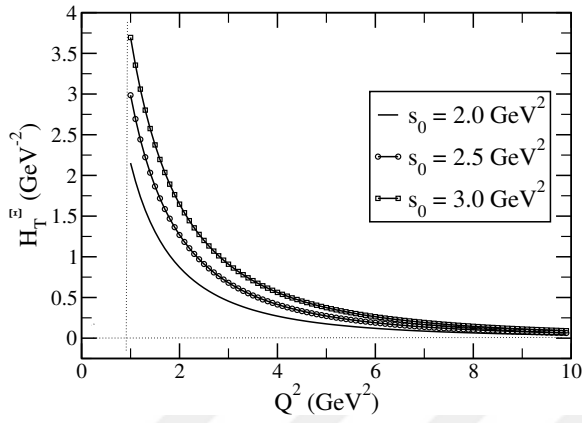


(c)

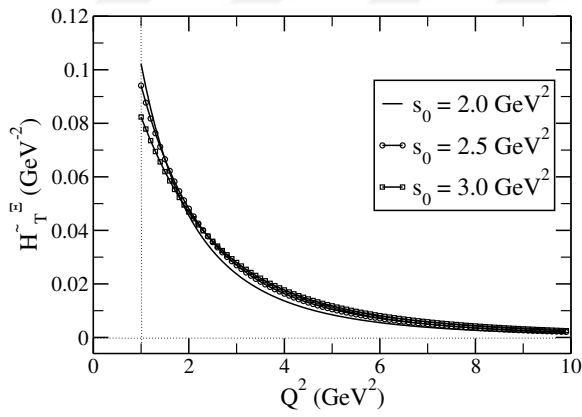
Şekil 4.19.  $\Xi - \Xi$  tensor geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve süreklilik eşiğinin  $2,0 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,0 \text{ GeV}^2$  aralığında Borel kütlesi  $M^2$  bağımlılığı; (a)  $E_T^{\Xi\Xi}$  yapı faktörü için, (b)  $H_T^{\Xi\Xi}$  yapı faktörü için ve (c)  $\tilde{H}_T^{\Xi\Xi}$  yapı faktörü için



(a)



(b)



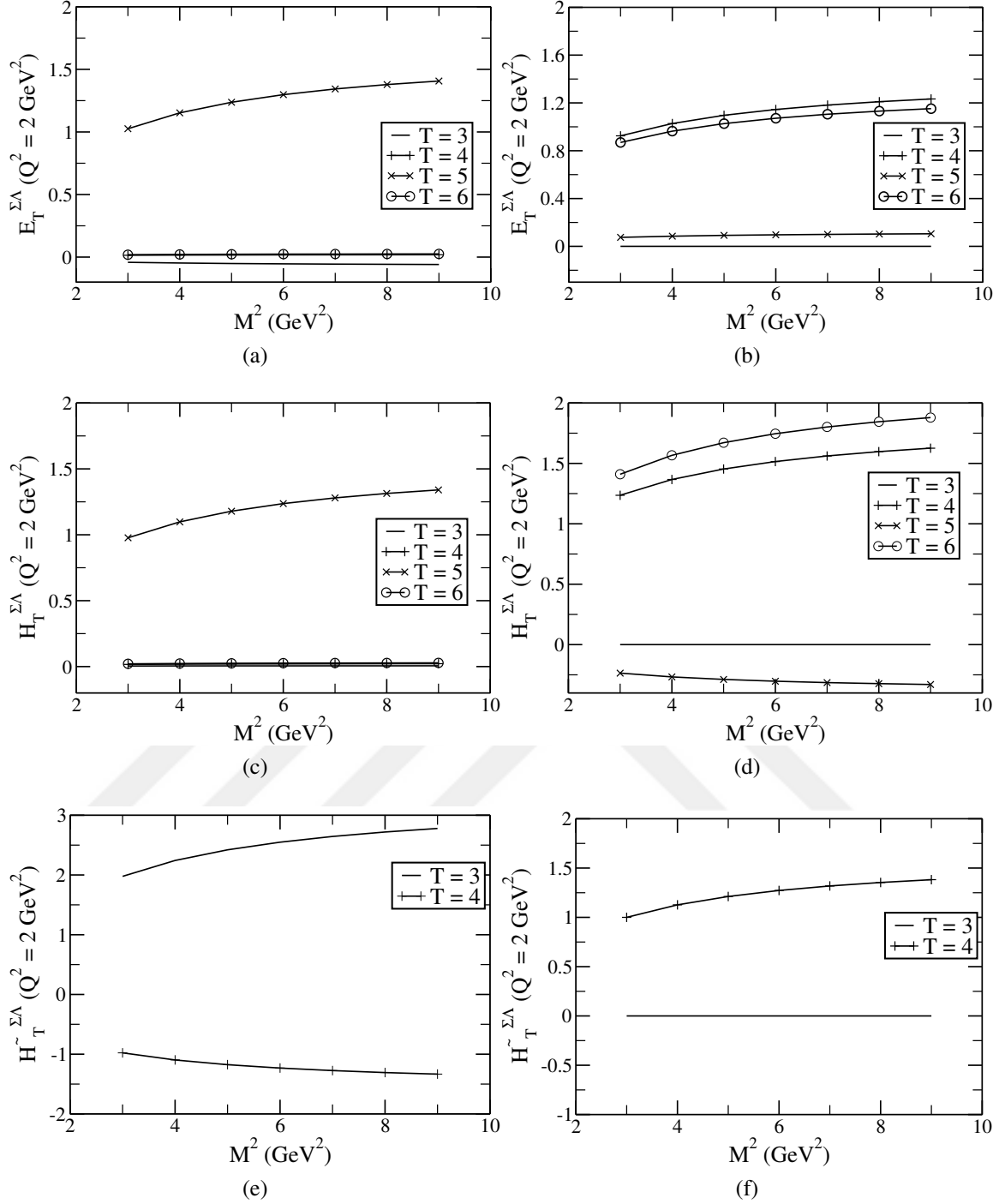
(c)

Şekil 4.20.  $\Xi - \Xi$  tensör geçiş yapı faktörlerinin süreklilik eşiğinin  $s_0 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$  ve Borel parametresinin  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değerinde  $Q^2$  bağımlılığı; (a)  $E_T^{\Xi}$  yapı faktörü için, (b)  $H_T^{\Xi}$  yapı faktörü için ve (c)  $\tilde{H}_T^{\Xi}$  yapı faktörü için

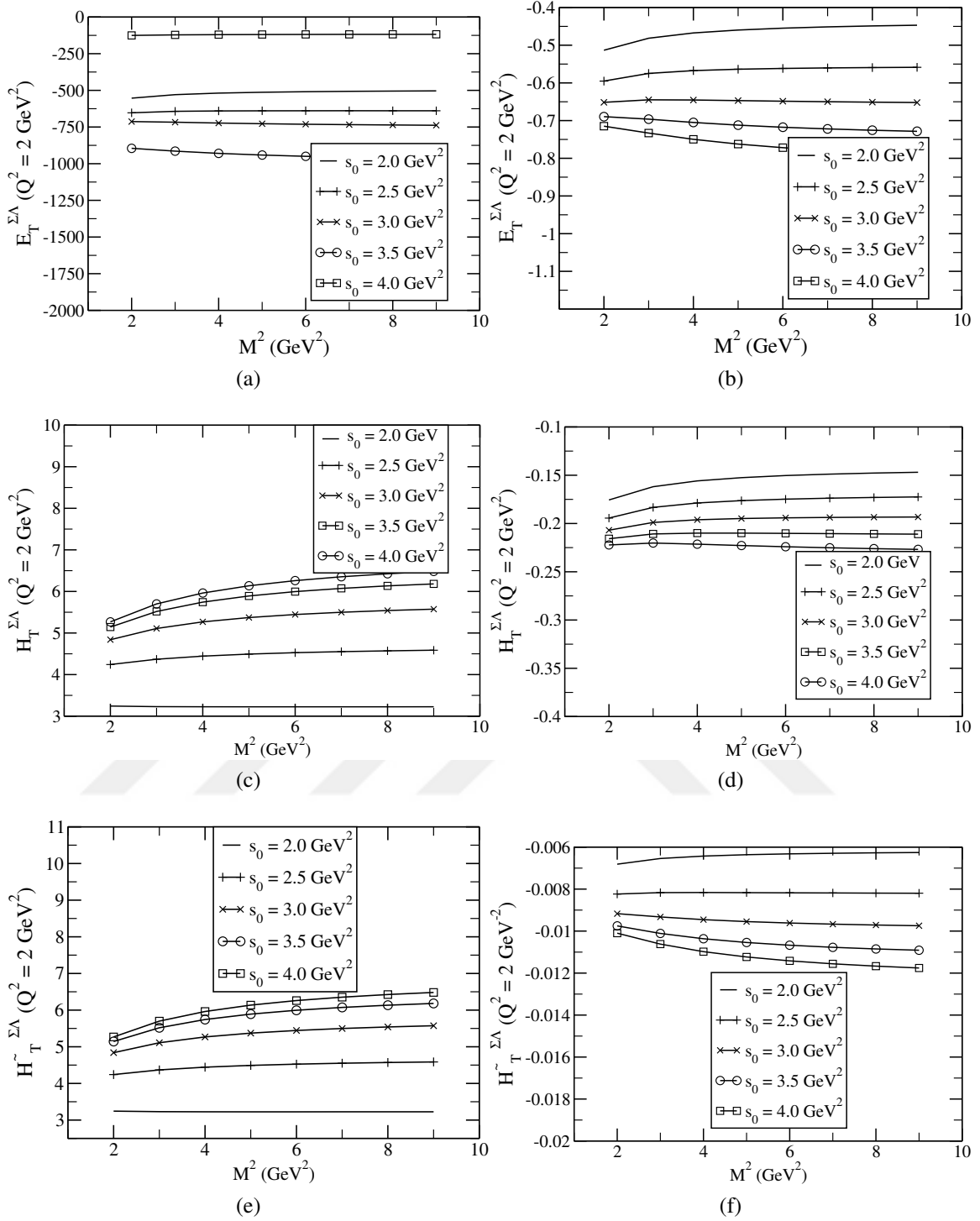
Şekil 4.18’de  $\Xi - \Xi$  geçişi için tensör yapı faktörlerinin yakınsaklık analizi gösterilmektedir.  $E_T$  yapı faktörü incelendiğinde baskın katkının twist-4’ten geldiği görülmektedir. Bir sonraki baskın katkı twist-3’ten gelmektedir. Diğer twistlerden gelen katkılar sıfır seviyesindedir.  $H_T$  yapı faktörü incelendiğinde baskın katkının twist-4’ten geldiği görülmektedir. Bir sonraki baskın katkı twist-3’ten gelmektedir. Diğer twistlerden gelen katkılar sıfır seviyesindedir.  $\tilde{H}_T$  yapı faktörüne bakıldığında bu yapı faktöründe sadece twist-3 ve twist-4 katkıları görülmektedir. Baskın katkı twist-3 ten gelmektedir.

Şekil 4.19’da  $\Xi - \Xi$  geçişi için tensör yapı faktörlerinin Borel kütlesine bağlı olarak değişim grafikleri gösterilmektedir. Grafiklerden yapı faktörlerin Borel kütlesinin  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değerinden sonra kararlı bir davranış sergilediği görülür. Bu nedenle hesaplamalarda  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değeri kullanılmıştır.

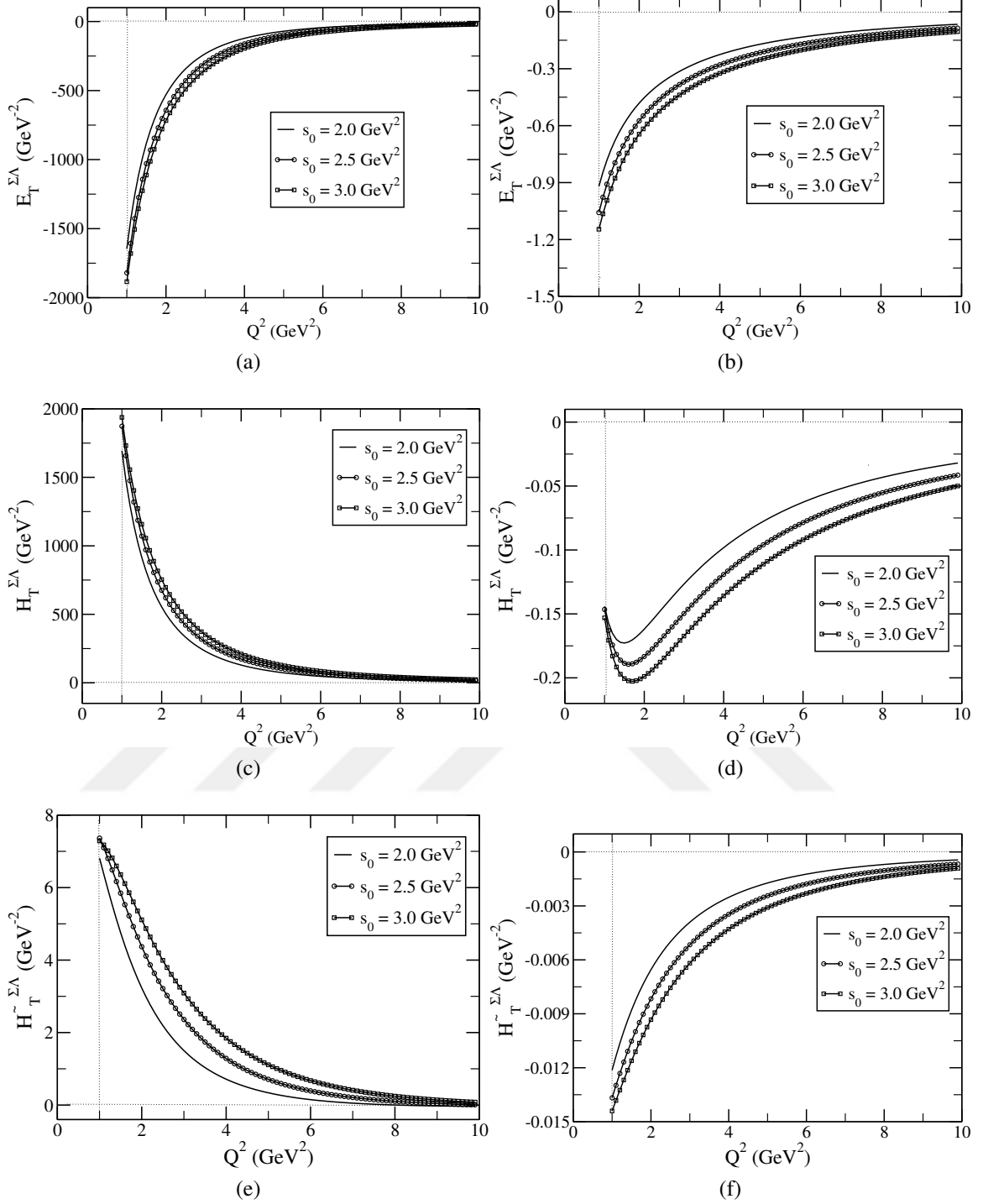
Şekil 4.20’de  $\Xi - \Xi$  geçişi için tensör yapı faktörlerinin momentum transferi  $Q^2$ ’ye göre değişimleri gösterilmektedir. Bu çalışmada ele alınan diğer baryon geçişlerinin aksine  $\Xi$  baryonu için henüz daha yüksek terimleri içeren dağılım genlikleri hesabı yapılmamıştır. Dolayısı ile hesaplamalarda kullanılan bir dağılım genlikleri ifadesi bulunmaktadır. Bu ifade kullanılarak elde edilen sonuçlar tahmin edilen sonuçlar ile uyumludur.  $\Xi - \Xi$  geçişi için tensör yapı faktörleri artan momentum transferlerine karşılık hızlı bir şekilde azalmaktadır.



Şekil 4.21.  $\Sigma - \Lambda$  tensör geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve  $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$  değerlerinde yakınsaklık analizi; (a) ve (b)  $E_T^{\Sigma\Lambda}$  yapı faktörü için, (c) ve (d)  $H_T^{\Sigma\Lambda}$  yapı faktörü için ve (e) ve (f)  $\tilde{H}_T^{\Sigma\Lambda}$  yapı faktörü için. T3, T4, T5 ve T6 ise sırasıyla twist-3, twist-4, twist 5 ve twist-6 terimlerinden gelen katkıyı göstermektedir. Burada (a), (c) ve (e) yeni DAs sonuçlarını, (b), (d) ve (f) ise eski DAs sonuçlarını göstermektedir



Şekil 4.22.  $\Sigma - \Lambda$  tensör geçiş yapı faktörlerinin  $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}^2$  ve süreklilik eşliğinin  $2,0 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 4,0 \text{ GeV}^2$  aralığında Borel kütlesi  $M^2$  bağımlılığı; (a) ve (b) for  $E_T^{\Lambda\Sigma}$  yapı faktörü için, (c) ve (d) for  $H_T^{\Lambda\Sigma}$  yapı faktörü için ve (e) ve (f) for  $\tilde{H}_T^{\Lambda\Sigma}$  yapı faktörü için. Burada (a), (c) ve (e) yeni DAs sonuçlarını ve (b), (d) ve (f) eski DAs sonuçlarını göstermektedir



Şekil 4.23.  $\Sigma - \Lambda$  tensör geçiş yapı faktörlerinin süreklilik eşliğinin  $s_0 = 2,0 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 2,5 \text{ GeV}^2$ ,  $s_0 = 3,0 \text{ GeV}^2$  ve Borel parametresinin  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  değerinde  $Q^2$  bağımlılığı; (a) ve (b)  $E_T^{\Lambda\Sigma}$  yapı faktörü için, (c) ve (d)  $H_T^{\Lambda\Sigma}$  yapı faktörü için ve (e) (f)  $\tilde{H}_T^{\Lambda\Sigma}$  yapı faktörü için. Burada (a), (c) ve (e) yeni DAs sonuçlarını ve (b), (d) ve (f) eski DAs sonuçlarını göstermektedir



Şekil 4.21’de  $\Sigma - \Lambda$  geçişi için tensör yapı faktörlerinin yakınsaklık analizi gösterilmektedir. Yeni dağılım genlikleri ifadeleri kullanılarak elde edilen sonuçlar incelendiğinde;  $E_T$  ve  $H_T$  yapı faktörlerine bakıldığında baskın katkının twist-5’ten geldiği görülmektedir. Diğer katkılar sıfır seviyesinde katkı sunmaktadır.  $\tilde{H}_T$  incelendiğinde sadece twist-3 ve twist-4’ten katkı gelmektedir. Baskın katkı twist-3’ten gelmektedir. Eski dağılım genlikleri ifadeleri kullanılarak elde edilen sonuçlar incelendiğinde:  $E_T$  ve  $H_T$  yapı faktörlerine bakıldığında baskın katkının twist-4 ve twist-6’dan geldiği görülmektedir. Twist-5’in katkısına bakıldığında bu iki twiste göre ihmal edilebilecek seviyede bir katkı sunmaktadır. Twist-3’ün katkısı ise sıfırdır.  $\tilde{H}_T$  incelendiğinde sadece twist-4’ten katkı gelmektedir.

Şekil 4.22’de  $\Sigma - \Lambda$  geçişi için tensör yapı faktörlerinin Borel kütesine bağlı olarak değişim grafikleri gösterilmektedir. Bu grafiklerden yapı faktörlerinin  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$ ’den sonra kararlı bir davranış sergilediği görülür. Bu yüzden hesaplamalarda  $M^2 = 3,0 \text{ GeV}^2$  alınmıştır.

Şekil 4.22’de  $\Sigma - \Lambda$  geçişi için tensör yapı faktörlerinin momentum transferi  $Q^2$ ’ye göre değişimi gösterilmektedir.  $E_T$  yapı faktörünün  $Q^2$  bağımlılığının her iki durumda da benzer davranışlar gösterdiği ve düzenli olduğu görülür, fakat yeni dağılım genliğinden elde edilen sayısal verilerin eski dağılım genliğinden elde edilen sayısal verilerden daha büyük olarak bulunur. Ayrıca grafiklerden,  $H_T$  ve  $\tilde{H}_T$  yapı faktörleri için eski dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen grafiklerin negatif bölgede olduğu fakat yeni dağılım genliklerinden bu durumun değiştiği görülmektedir.

Aksiyal, elektromanyetik ve sözdeskaler yapı faktörlerinden farklı olarak tensör yapı faktörleri yeniden normalize edilebilir bir ölçeğe sahiptir (He ve ark., 1995). Bu analizlerde kullanılan dağılım genliklerinin sayısal değerleri  $\mu^2 = 1 \text{ GeV}^2$  ölçeği kullanılarak elde edilmiştir (Chernyak ve ark., 1984), bu nedenle bu çalışmadaki sonuçlarımız bu ölçeğe bağlıdır. Sonuçları karşılaştırmak için aşağıdaki ifade kullanılmıştır (Barone ve ark., 2001);

$$F(\mu^2) = \left[ \frac{\alpha_s(\mu^2)}{\alpha_s(\mu_i^2)} \right]^{\frac{4}{33-2n_f}} \left[ 1 - \frac{337}{468\pi} [\alpha_s(\mu_i^2) - \alpha_s(\mu^2)] \right] F(\mu_i^2), \quad (4.6)$$

burada  $n_f$  çeşni sayısıdır,  $\mu_i$  başlangıç yeniden normalize edilebilir ölçeğidir ve

Çizelge 4.3. Toplam kuralları analizinde dağılım genliklerinin ilk ve yeni ifadesi kullanılarak hesaplanan tensör yapı faktörleri için exponansiyel fit parametrelerinin,  $F_T(0)$  ve  $m_T$ , değerleri

	Eski DAs için sonuçlar		Yeni DAs için sonuçlar	
Geçişler	$F_T(0)(GeV^{-2})$	$m_T(GeV)$	$F_T(0)(GeV^{-2})$	$m_T(GeV)$
$\Sigma - \Sigma$	$E_T(0) = 1,16 \pm 0,3$ $H_T(0) = -0,11 \pm 0,002$ $\tilde{H}_T(0) = 0,35 \pm 0,04$	1,29 1,30 1,18	$E_T(0) = 140,39 \pm 18,44$ $H_T(0) = -160,72 \pm 35,74$ $\tilde{H}_T(0) = -19,28 \pm 2,50$	1,28 0,96 1,48
$\Sigma - \Lambda$	$E_T(0) = -1,25 \pm 0,11$ $H_T(0) = -0,27 \pm 0,03$ $\tilde{H}_T(0) = -0,0019 \pm 0,0002$	1,68 2,22 1,54	$E_T(0) = -2100,45 \pm 120,44$ $H_T(0) = 135,14 \pm 30,144$ $\tilde{H}_T(0) = 14,76 \pm 0,50$	1,26 360136,76 1,28
$\Xi - \Xi$	$E_T(0) = 1,72 \pm 0,31$ $H_T(0) = 3,00 \pm 0,6$ $\tilde{H}_T(0) = 0,15 \pm 0,03$	1,32 1,23 1,32	– – –	– – –

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{9 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \left[ 1 - \frac{64 \ln(\ln(\mu^2/\Lambda^2))}{81 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \right]. \quad (4.7)$$

Yapı faktörlerinin sıfır momentum transferindeki,  $Q^2 = 0$ , değerleri ilgili yükleri tanımlar. Ancak bu çalışmada ışık konisi KRD toplam kurallarının (LCSR) çalışma bölgesi doğrudan bu değerde elde edilemez. LCSR sonuçları  $Q^2 > 1 GeV^2$  bölgesinde kabul görür. Dolayısı ile tensör yapı faktörleri eksponansiyel formda aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$F_T(Q^2) = F_T(0) \exp[-Q^2/m_T^2]. \quad (4.8)$$

Bu ifade iki-parametreyi fitleyerek verinin uygun tanımlamasını yapar. Çalışmada elde edilen veriler Çizelge 4.3'te verilmiştir. Çizelgeden görüleceği gibi, eski dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen veriler yeni dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen verilerden daha kabul edilebilir ve uygundur. Yeni dağılım genliklerini kullanarak elde edilen değerler çok büyük ve yorum yapılabilmesi zor değerlerdir.

Relativistik olmayan limit düşünüldüğünde, izovektör tensör yük izovektör aksiyal vektör yük ile özdeş olur (Jaffe ve ark., 1991), oktet hyperon aksiyal vektör yüklerle [ $g_A^\Sigma \simeq 1$ ,  $g_A^\Xi \simeq 0.3$  (Erkol ve ark., 2011; Erkol ve ark., 2010)] benzer seviyededir. Bu sonuca göre, yeni ve iyileştirilmiş dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen veriler uygunluk açısından geçerli değildirlir, daha yüksek terimlerin katkıları da düşünülerek oluşturulmuş dağılım genlikleri

ele alınan geçişler için şimdilik geçerli sonuçlar vermemektedir. Daha yüksek katkıların düşünülmediği eski dağılım genlikleri kullanılarak elde edilen verilerin daha geçerli ve uyumlu olduğu görülmektedir.

Tensör yapı faktörleri  $\mu = 0.36 \text{ GeV}^2$  yeniden normalize edilebilir ölçekte kiral kuark soliton modelde ele alınan geçişler için hesaplanmıştır ve  $H_T^\Sigma = 1.10$  ve  $H_T^\Xi = -0.30$  sonuçları elde edilmiştir (Ledwig ve ark., 2010). Bu sonuçlar ile bu çalışmada elde edilen sonuçları karşılaştırmak için Denk. (4.6)'daki ifade kullanılmıştır ve  $H_T^\Sigma(0) = 1.00$  ve  $H_T^\Xi(0) = -0.27$  değerleri elde edilmiştir. İlgili geçişler için elde edilen tensör yükleri Çizelge 4.3'te verilmiştir. Bu sonuçlardan da görüleceği gibi kiral kuark soliton modelde elde edilen sonuçlar ile uyum içerisinde değildirler.



## BÖLÜM 5

### SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada baryon yapı faktörleri pertürbatif olmayan yöntemlerden biri olan ışık konisi KRD toplam kuralları kullanılarak hesaplanmıştır.  $N-\Delta$ ,  $\Sigma - \Sigma^*$ ,  $\Xi - \Xi^*$  ve  $\Lambda - \Sigma^*$  geçişleri için izovektör aksiyal vektör yapı faktörleri,  $\Delta - \Delta$  geçişi için izovektör aksiyal vektör ve sözdeskaler yapı faktörleri ve  $\Sigma - \Sigma$ ,  $\Xi - \Xi$  ve  $\Lambda - \Sigma$  geçişleri için izovektör tensör yapı faktörleri hesaplanmıştır.

$N-\Delta$  aksiyal geçiş yapı faktörleri DAs ifadesinde yer alan baryon kütle düzeltme terimlerinden gelen katkı da düşünülerek hesaplanmıştır. Bu terimler daha önce yapılan çalışmalarda ihmal edilmiştir. Bunun yanında analitik ifadelerin oluşturulmasında farklı bir yapı sıralaması seçilmiştir. Ele alınan bakış açısı yapılan hesaplamalara güzel katkılar vermiştir ve sonuçları olumlu yönde etkilemiştir.  $N-\Delta$  aksiyal geçişi için ayrıca aksiyal yüklerde bulunmuştur. Elde edilen veriler literatürde yer alan teorik ve deneysel veriler ile karşılaştırılmış ve sonuçların uyumluluğu tartışılmıştır.

Daha sonra  $\Sigma - \Sigma^*$ ,  $\Xi - \Xi^*$  ve  $\Lambda - \Sigma^*$  geçişleri için aksiyal yapı faktörleri hesaplanmıştır. Bu yapı faktörleri daha önce hesaplanmadığı için elde edilen veriler önemlidir. Hesaplamalarda önemli bir parametre olan DAs ifadeleri  $\Sigma$ ,  $\Xi$  ve  $\Lambda$  baryonlar için yüksek boyutlu terimlerin ihmal edildiği durum için kullanılmıştır (Liu ve ark., 2009a, b). Daha sonra  $\Sigma$  ve  $\Lambda$  baryonlar için ihmal edilen bu terimler dikkate alınarak oluşturulmuş DAs ifadeleri düşünülmüştür (Liu ve ark., 2014, 2015). Dolayısı ile tezin bu kısmında  $\Sigma - \Sigma^*$  ve  $\Lambda - \Sigma^*$  geçişleri için kullanılan DAs ifadelerinin her iki versiyonu düşünülerek hesap yapılmıştır. Yüksek boyutlu düzeltme terimlerini içeren DAs ifadeleri kullanılarak elde edilen veriler ile yüksek boyutlu düzeltme terimlerini içermeyen DAs ifadeleri kullanılarak bulunan veriler karşılaştırılmıştır. Yüksek boyutlu terimleri içeren DAs ifadeden elde edilen sonuçların sayısal ifadeleri diğer ifadeden elde edilen sayısal sonuçlardan oldukça büyük olduğu görülmüştür. Bu sonuçlar  $\Sigma - \Sigma^*$  ve  $\Lambda - \Sigma^*$  geçişleri için yüksek boyutlu terimlerin uygun sonuçlar vermediğini göstermektedir. Bunun yanında  $\Xi$  baryon için yüksek boyutlu terimleri içeren DAs ifadeleri henüz mevcut değildir. Dalayısı ile  $\Xi - \Xi^*$  geçişi için bu terimlerin ihmal edildiği DAs ifadeleri kullanılmıştır. Her üç geçiş için aksiyal yapı faktörlerinin yanında aksiyal yükleride hesaplanmıştır. Elde edilen verileri karşılaştıracak farklı yöntemlerle elde edilen sonuçlar henüz mevcut değildir. Bunun yanında  $N-\Delta$  geçişiyle benzer geçişler olduğu için elde edilen aksiyal yük

sonuçları  $N-\Delta$  aksiyal yük sonuçları ile kıyaslanmıştır. Elde edilen verilerden yüksek boyutlu terimlerin ihmal edildiği DAs ifadeleri içeren hesaplamalar kabul edilebilir sonuçlar vermiştir.

$\Delta - \Delta$  geçişi için aksiyal vektör ve sözdeskaler geçiş yapı faktörleri hesaplanmıştır. Bu geçiş için yüksek boyutlu düzeltme terimlerini içeren DAs ifadeleri mevcut olmadığı için bu terimlerin ihmal edildiği DAs ifadeleri kullanılmıştır. Bu DAs ifadelerinde sadece önde gelen terimler düşünülmüştür. Dolayısıyla  $\Delta - \Delta$  geçişinin aksiyal yapı faktörlerinden sadece iki tanesi ( $g_1$  ve  $g_3$ ), sözdeskaler yapı faktörlerinden bir tanesi ( $\tilde{g}$ ) hesaplanmıştır. Ayrıca,  $\Delta - \Delta$  geçişi için aksiyal yük ve sözdeskaler fit sonuçları hesabında yapılmıştır. Bu geçiş için elde edilen bütün veriler literatürde var olan veriler ile kıyaslanmıştır.

Son olarak  $\Sigma - \Sigma$ ,  $\Xi - \Xi$  ve  $\Lambda - \Sigma$  geçişleri için tensör yapı faktörleri hesaplanmıştır. Bu geçişler için de yine yüksek boyutlu terimleri içeren ve içermeyen DAs ifadeleri düşünülerek hesaplanmıştır. Oktet - dekuplet hiperon geçişlerine benzer şekilde yüksek boyutlu terimleri içeren DAs ifadeleri diğer ifadelere göre oldukça büyük sonuçlar verdiği görülmüştür. Bu üç geçiş için de tensör yük hesabında yapılmıştır. Elde edilen veriler literatürde var olan veriler ile kıyaslanmıştır.

Bu tezde ele alınan  $N-\Delta$  geçişi hariç diğerleri için henüz deneysel veriler bulunmamaktadır. Dolayısıyla deneysel veriler ile kıyaslanamamıştır. Yakın gelecekte yapılması beklenen deneylerden elde edilen sonuçlar bu tezdeki çalışmalar için önemli olacaktır. Düşünülmesi gereken diğer bir nokta bu çalışma yapılacak deneylere yol gösterici olacağından önemlidir.

## KAYNAKLAR

- Adler S.L., 1968. Photoproduction, Electroproduction and Weak Single Pion Production in the (3,3) Resonance Region. *Annals. Phys.* 50: 189-311.
- Adler S.L., 1975. Application of Current Algebra Techniques to Soft Pion Production by the Weak Neutral Current: S, P, T Case. *Phys. Rev. D* 12: 2644.
- Alexandrou C., Kotsou G., Negele J.W., Tsapalis A., 2007a. Axial N to  $\Delta$  form factors from Lattice QCD. *Phys. Rev. Lett.* 98: 052003.
- Alexandrou C., Kotsou G., Negele J.W., Tsapalis A., 2007b. Axial Nucleon and Nucleon to  $\Delta$  form factors and Goldberger-Treiman Relations from Lattice QCD. *Phys. Rev. D* 76: 094511. Erratum: *Phys. Rev. D* 80: 099901(2009).
- Alexandrou C., Gregory E.B., Korzec T., Koutsou G., Negele J.W., Sato T., Tsapalis A., 2011. The  $\Delta(1232)$  Axial Charge and Form Factors from Lattice QCD. *Phys. Rev. Lett.* 107:141601.
- Alexandrou C., Gregory E.B., Korzec T., Koutsou G., Negele J.W., Sato T., Tsapalis A., 2013. The  $\Delta(1232)$  Axial and Pseudoscalar Form Factors from Lattice QCD. *Phys. Rev. D* 87: 114513.
- Aliev T.M., Azizi K., Ozpineci A., 2008. Light-cone QCD Sum Rules Analysis of the Axial  $N \rightarrow \Delta$  Transitions Form Factors. *Nucl. Phys. A* 799: 105-126.
- Aliev T.M., Ozpineci A., Savcı M., 2002. Octet Baryon Magnetic Moments in Light Cone QCD Sum Rules. *Phys. Rev. D* 66: 016002. Erratum: *Phys. Rev. D* 67: 039901(2003).
- Aliev T.M., Azizi K., Savcı M., 2011. Nucleon Tensor Form Factors Induced by Isovector and Isoscalar Currents in QCD. *Phys. Rev. D* 84: 076005.
- Androic D., ve ark., (G0 Collaboration), 2012. First Measurement of the Neutral Current Excitation of the Delta Resonance on a Proton Target. [arxiv:1212.1637v1](https://arxiv.org/abs/1212.1637v1)[nucl-ex].
- Anselmino M., Boglione M., D'Alesio U., Kotzinian A., Murgia A., Prokudin A., Melis S., 2006. The General Partonic Structure for Hadronic Spin Asymmetries. *Phys. Rev. D* 73: 014020.
- Balitskiy I.I., V.M. Braun., Kolesnichenko A.V. 1989. Radiative Decay  $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$  in Quantum Chromodynamics. *Nucl. Phys. B* 312: 509-550.
- Balitskiy I.I., Braun V. M. 1988. Evolution equations for QCD string operators. *Nucl. Phys. B* 311: 541-584.

- Barone V., Alessandria U., Drago A., Rathcliffe P.G., 2002. Transverse Polarisation of Quarks in Hadrons. Phys. Rept. 359: 1-168.
- Barquilla-Cano D., Buchmann A.J., Hernandez E., 2007. Axial  $N \rightarrow \Delta(1232)$  and  $N \rightarrow N^*(440)$  Transition Form Factors. Phys. Rev. C75: 065203. Erratum: Phys Rev. C77: 019903(2008).
- Belyaev V.M., 1993. Delta Isobar Magnetic Form Factor in QCD. hep-ph/9301257.
- Belyaev V.M., Ioffe B.L., 1982. Determination of Baryon and Baryonic Resonance Masses from QCD Sum Rules. 1.Nonstrange Baryons. Sov. Phys. JETP., 56: 493.
- Bernard V., Hemmert T.R., Meissner Ulf-G., 2005. Chiral Extrapolations and the Covariant Small Scale Expansion. Phys. Lett. B622: 141-150.
- Braun V.M., Filyanov I.E., 1989. QCD Sum Rules in Exclusive Kinematics and Pion Wave Function. Z. Phys. C44: 157.
- Braun V.M., Lenz A., Wittmann M., 2006. Nucleon Form Factors in QCD. Phys. Rev. D73: 094019.
- Buchman A. J., Hernandez E., Faesler A. 1997. Electromagnetic Properties of the  $\Delta(1232)$ . Phys. Rev. C55: 448-463.
- Buchman A. J., Hernandez E., Meyer U., Faesler A. 1998.  $N \rightarrow \Delta(1232)$  E2 Transition and Siegert's Theorem. Phys. Rev. C58: 2478-2488.
- Carlson C.E., Poor J.L., 1988. Distribution Amplitudes of the Delta and Other Low-lying Resonances. Phys. Rev. D38: 9.
- Chernyak V.L., Zhitnitsky I.R., 1990. B Meson Exclusive Decays into Baryons. Nucl. Phys. B345: 137-172.
- Chernyak V.L., Zhitnitsky I.R., 1984. Nucleon Wave Function and Nucleon Form Factors. Nucl. Phys. B246: 52-74.
- Colangelo P., Khodjamirian A., 2001. QCD Sum Rules, A Modern Perspective. arxiv:hep-ph/001175v1.
- Choi Ki-Seok, Plessas W., Wagenbrunn R.F., 2010. Axial Charges of Octet and Decuplet baryons. Phys. Rev D82: 014007.
- Cloet I.C., Bentz W., Thomas A.W., 2008. Transversity Quark Distributions in a Covariant Quark-Diquark Model. Phys. Lett. B659: 214-220.
- Diehl M., Feldmann T., Jakob R., Kroll P., 1999. Linking Parton Distributions to Form Factors and Compton Scattering. Eur. Phys. C8: 409-434.
- Eichten E., Gotfried K., Kinoshita T., Kogut J., Lane K. D., Yan T. M. 1975. Spectrum of Charmed Quark-antiquark Bound States. Phys. Rev. Lett. 34: 369-372.

- Erkol G., Ozpineci A., 2011a. Tensor Form Factors of Nucleon in QCD. *Phys. Lett. B*704: 551.
- Erkol G., Ozpineci A., 2011b. Isovector Axial-Vector Form Factors of Octet Baryons in QCD. *Phys. Rev. D*83: 114022.
- Erkol G., Oka M., Takahashi T.T., 2010. Axial Charges of Octet Baryons in Two-flavor Lattice QCD. *Phys. Lett. B*686: 36-40.
- Geng L.J., Camalich J.M., Alvarez-Ruso L., Vicente-Vacas M.J., 2008. Nucleon to Delta Axial Transition Form Factors in Relativistic Baryon Chiral Perturbation Theory. *Phys. Rev. D*78: 014011.
- Glanstchnig K., Kainhofer R., Plessas W., Sengl B., Wagenbrunn R.F., 2005. Extended Goldstone Exchange Constituent Quark Model. *Eur. Phys. J.* A23: 507-515.
- Glozman L.Ya., Plessas W., Varga K., Wagenbrunn R.F., 1998. Unified Description of Light Strange Baryon Spectra. *Phys. Rev. D*58: 094030.
- Graczyk K.M., Kielczewska D., Przewlocki P., Sobzyck J.T., 2009.  $C_5^A$  Axial Form Factors from Bubble Chamber Experiments. *Phys. Rev. D*80: 093001.
- Hagler Ph., 2010. Hadron Structure from Lattice Quantum Chromodynamics. *Phys. Rept.* 90: 49-175.
- He H., Ji X., 1994. The Nucleon's Tensor Charge. *Phys. Rev. D*52: 2960-2963.
- Hernandez E., Nieves J., Valverde M., Vicente-Vacas M.J., 2010.  $N-\Delta(1232)$  Axial Form Factors from Weak Pion Production. *Phys. Rev. D*81: 085046.
- Hofstadter R., 1956. Electron Scattering and Nuclear structure. *Rev. Mod. Phys.*, 28: 214-254.
- Jaffe R.L., Ji X., 1991. Chiral-Odd Distributions and Polarized Drell-Yan Process. *Phys. Rev. Lett.* 67: 5.
- Jiang Fu-Jiun, Tiburzi B.C., 2008. Chiral Corrections and The Axial Charge of the Delta. *Phys. Rev. D*78: 017504.
- Kitagaki T., Yuta H., Tanaka S., Yamaguchi A., Abe K., Hasegawa K., Tamai K., Sagawa H., Akatsuka K., Furuno K., Tamae K., Higuchi M., Sato M., Kahn S.A., Murtagh M.J., Palmer R.B., Samios N.P., Tanaka M., 1990. Study  $vd \rightarrow \mu^+ pp$  and  $vd \rightarrow \mu^- \Delta^{++}(1232)n$  Using BNL-7-foot Deuterium -Filled Bubble Chamber. *Phys. Rev. D*42: 5.
- Ledwig T., Silva A., Kim H.C., 2010. Tensor Form Factors of SU(3) Baryons in the Self Consistent SU(3) Chiral Quark Soliton Model. *Phys. Rev. D*82: 034022.



- Lee F.X., 1998. Determination of Decuplet Baryon Magnetic Moments from QCD Sum Rules. *Phys. Rev. D*57: 1801-1821.
- Llewellyn Smith C.H., 1972. Neutrino Reaction at Accelerator Energies. *Phys. Rept.* 3: 261-379.
- Lin H.W. 2009. Hyperon Physics from Lattice QCD. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 187: 200-207.
- Liu j., Mukhopadhyay N.C., Zhang L.S., 1995. Nucleon to Delta Weak Excitation Amplitudes in the Nonrelativistic Quark Model. *Phys. Rev. C*52: 1630-1647.
- Liu Yong-Lu., Huang Ming-Qui. 2009a. Distribution Amplitudes of  $\Sigma$  and  $\Lambda$  and Their Electromagnetic Form Factors. *Nucl. Phys. A*821: 80-105.
- Liu Yong-Lu., Huang Ming-Qui. 2009b. Distribution Amplitudes of  $\Xi$  and Their Applications. *Phys. Rev. D*80: 055015.
- Liu Yong-Lu., Cui, Chun-Yu., Huang, Ming-Qui. 2014. Higher Order Corrections to the Light-cone Distributions Amplitudes of the Sigma Baryon. *Phys. Rev. D*89: 035005.
- Liu Yong-Lu; Cui C.Y., Huang Ming Qui., 2015. Higher Order Corrections to the Light-cone Distributions of the Lambda Baryon. *Eur. Phys. C*74: 3041.
- Lopez G., Mariano A., 2001. Determination of the  $\Delta^{++}$  Magnetic Dipole Moment. *Phys. Lett. B*517: 339-344.
- Shifman M.N., Vainsthein A.I. ve Zakharov V.I., 1979a. QCD and Resonance Physics. *Nucl. Phys. B*147: 447-518.
- Shifman M.N., Vainsthein A.I. ve Zakharov V.I., 1979b. QCD and Resonance Physics. Theoretical Foundations. *Nucl. Phys. B*147: 385-447.
- Theussl L., Wagenbrunn R.F., Desplanques B., Plesses W., 2001. Hadronic decays of N and Delta Resonances in a Chiral Quark Model. *Eur. Phys. J. A*12: 91-101.
- Zhu S.L., Ramsey-Musolf M.J., 2002. The Off-diagonal Goldberger-Treiman Relation and Its Discrepancy. *Phys. Rev. D*66: 076008.



## EK 1. Wick Teoremi

Wick Teoremi herhangi bir zaman sıralı çarpımın ilerleticiler ve normal çarpımlar cinsinden yazılabileceğini söyler. Herhangi iki işlemcinin zaman sıralı çarpımı

$$T\{A(x_1)B(x_2)\} = N(A(x_1)B(x_2)) + \langle \phi | T\{A(x_1)B(x_2)\} | \phi \rangle,$$

olarak ifade edilir. Burada,

$$A \underbrace{B(x_2)} = \langle \phi | T\{A(x_1)B(x_2)\} | \phi \rangle$$

şeklindedir. Bu işlem  $A(x_1)$  ve  $B(x_2)$ 'in eşleşmesi olarak adlandırılır. Wick teoreminin uygulanabilmesi için eşleme yapılan alanlar (işlemciler) yaratma ve yok etme işlemcileri olmalı. Yani eşleme bir yaratma ve yok etme işlemcisi arasında yapılmalı ve bu işlemciler yan yana olmalıdır. Örneğin fermiyon alanları üzerinden tanımlanırsa;

$$\psi_\beta \underbrace{\bar{\psi}_\alpha}(x_1) = -\frac{1}{2} S_{\alpha\beta}(x_2 - x_1),$$

burada  $S_{\alpha\beta}$  ilerletici ifadesidir. Wick teoremini genelleştirildiğinde;

$$\begin{aligned} T(ABCD\dots WXYZ) &= N(ABC\dots WXYZ) \\ &+ N(\underbrace{AB}CD\dots WXYZ) + N(ABCD\dots \underbrace{WX}YZ) \\ &+ N(\underbrace{AB}\underbrace{CD}\dots WXYZ) + N(ABCD\dots \underbrace{WX}\underbrace{YZ}) \\ &+ \dots \end{aligned}$$

denklemin sağ tarafındaki ilk satır olası tüm normal çarpımları, ikinci satır tekli eşlemeleri, üçüncü satır ikili eşlemeleri ve ... ile gösterilen kısım ise diğer tüm olası eşlemeleri göstermektedir.

## EK 2. Borel Dönüşümü

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 kullanılır. Borel dönüşümünün en genel ifadesi;

$$B_{M^2}(q^2)f(q^2) = \lim_{Q^2, n \rightarrow \infty, \frac{Q^2}{n} = M^2} \frac{(-q^2)^n}{(n-1)!} \left( \frac{d}{dq^2} \right)^2 f(q^2)$$

olarak tanımlanır. Bu dönüşüm yapıldıktan sonra hesapta istenilmeyen bütün terimlerin katkısı elenmiş olur. Borel dönüşümünün birkaç örneği aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$B_{M^2}(q^2) \left( \frac{1}{(s^2 - q^2)^k} \right) = \frac{e^{-\frac{s^2}{M^2}}}{(k-1)!(M^2)^{(k-1)}},$$

$$B_{M^2}(q^2)e^{\alpha q^2} = \delta \left( \frac{1}{M^2} - \alpha \right),$$

$$B_{M^2}(q^2) \ln q^2 = -M^2,$$

$$B_{M^2}(q^2)(q^2)^k = 0.$$

EK 3.  $F_i$  Fonksiyonlarının Analitik İfadeleri;

$$F_1 = \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 2[T_1 - T_3 - T_4 + T_6 - T_7 - T_8 - A_1 + A_5 - A_4 + A_5 - A_6](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2),$$

$$F_2 = \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 4[A_1 - A_2 + A_3 - T_1 + T_3 + T_7](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2),$$

$$F_3 = \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_3 \int_0^{1-x_3} dx_1 2[V_1 - V_2 - V_3 - V_4 - V_5 + V_6 + T_1 - T_3 - T_4 + T_6 - T_7 - T_8 + A_1 - A_2 + A_3 + A_4 - A_5 + A_6](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3),$$

$$F_4 = \int_\alpha^1 dx_3 \int_0^{1-x_3} dx_1 2[V_1 - V_2 - V_3 + A_1 - A_2 + A_3 + T_1 - T_3 - T_7](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3),$$

$$F_5 = \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_3 \int_0^{1-x_3} dx_1 2[T_1 - T_3 - T_4 + T_6 - T_7 - T_8 - A_1 + A_2 - A_3 - A_4 + A_5 - A_6](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3),$$

$$F_6 = \int_\alpha^1 dx_3 \int_\alpha^{1-x_3} dx_1 2[T_1 - T_3 - T_7](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3),$$

$$F_7 = \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 2[-A_1 + A_2 - A_3 - A_4 + A_5 - A_6 + T_1 - T_3 - T_4 + T_6 - T_7 - T_8](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2),$$

$$F_8 = \int_\alpha^1 dx_2 \int_\alpha^{1-x_2} dx_1 [2V_1 - 2V_2 - 2V_3 + 2A_1 - 2A_2 + 2A_3 - 4T_1 + 4T_3 + 4T_7](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2),$$

$$F_9 = \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 [2T_1 - T_3 - T_4 - T_7 - T_8 + A_3 - A_4 - S_1 + S_2 + P_1 - P_2 - 2V_1 + 2V_2 + V_3 + V_4](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2),$$

$$F_{10} = \int_\alpha^1 dx_3 \int_0^{1-x_3} dx_1 [-V_1 + V_3 + V_5 + T_1 - T_3 - T_7 - A_1 - A_3 - A_5](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3),$$

$$F_{11} = \int_0^{1-x_2} dx_1 [V_1 - T_1](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2),$$

$$F_{12} = \int_0^{1-x_3} dx_1 [V_1 - T_1 + A_1](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3),$$

$$F_{13} = \int_0^{1-x_2} dx_1 [V_1^M - T_1^M](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2),$$

$$\begin{aligned}
F_{14} &= \int_0^{1-x_3} dx_1 [V_1^M - T_1^M + A_1^M](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{15} &= \int_0^\beta d_\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 [T_2 - T_3 - T_4 + T_5 + T_7 + T_8] \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{16} &= \int_0^\beta d_\alpha \int_\alpha^1 dx_3 \int_0^{1-x_3} dx_1 [-T_2 + T_3 + T_4 - T_5 - T_7 - T_8] \\
&\quad (x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{17} &= \int_0^\beta d_\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 [-T_1 - T_2 + 2T_3 + 2T_4 - T_5 - T_6 + 2A_1 - 2A_2 \\
&\quad + 2A_3 + 2A_4 - 2A_5 + 2A_6](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{18} &= \int_0^\beta d_\alpha \int_\alpha^1 dx_3 \int_0^{1-x_3} dx_1 [T_1 - T_2 - T_5 + T_6 - 2T_7 - 2T_8] \\
&\quad (x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{19} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 [V_1^M - T_1^M](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{20} &= \int_0^{1-x_3} dx_1 [V_1^M](x_1, 1 - x_1 - x_2, x_3), \\
F_{21} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 [P_1 - S_1 + V_1 + V_2 - A_1 + A_2 - T_3 - T_7](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{22} &= \int_0^{1-x_3} dx_1 [V_3 - T_1 - A_3](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{23} &= \int_0^\beta d_\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 [-T_1 + T_3 + T_4 - T_6 + T_7 + T_8 + A_1 - A_2 + A_3 \\
&\quad + A_4 - A_5 + A_6](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{24} &= \int_0^\beta d_\alpha \int_\alpha^1 dx_3 \int_0^{1-x_3} dx_1 [T_1 - T_3 - T_4 + T_6 - T_7 - T_8 + A_1 - A_2 + A_3 \\
&\quad + A_4 - A_5 + A_6 + V_1 - V_2 - V_3 - V_4 - V_5 + V_6](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{25} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 [S_1 - P_1 - V_3 - 2V_2 - A_3 + T_3 + T_7](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{26} &= \int_0^{1-x_3} dx_1 [-V_3 + T_1 + T_7 + A_3](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{27} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 [-2V_1^M + T_1^M](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{28} &= \int_0^{1-x_3} dx_1 [T_1^M](x_1, 1 - x_1 - x_2, x_3), \\
F_{29} &= \int_0^\beta d_\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 [-T_1 + T_2 + T_5 - T_6 + 2T_7 + 2T_8] \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_{30} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_3 \int_0^{1-x_3} dx_1 [T_2 - T_3 - T_4 + T_5 + T_7 + T_8 - V_1 + V_2 + V_3 + V_4 \\
&\quad + V_5 - V_6 - A_1 + A_2 + A_3 - A_4 + A_5 - A_6](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{31} &= \int_\alpha^1 dx_2 \int_\alpha^{1-x_2} dx_1 [2T_1 - T_3 - T_4 - T_7 - T_8 + A_3 - A_4 - S - 1 + S_2 + P_1 \\
&\quad - P_2 - 2V_1 + 2V_2 + V_3 + V_4](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{32} &= \int_\alpha^1 dx_3 \int_\alpha^{1-x_3} dx_1 [T_1 - T_3 - T_7 - V_1 + V_3 + V_5 - A_1 - A_3 - A_5] \\
&\quad (x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{33} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 [V_1 - T_1](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{34} &= \int_0^{1-x_3} dx_1 [V_1 - T_1 + A_1](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{35} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 [V_1^M - T_1^M](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{36} &= \int_0^{1-x_3} dx_1 [V_1^M - T_1^M + A_1^M](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{37} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 [T_2 - T_3 - T_4 + T_5 + T_7 + T_8](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{38} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_3 \int_0^{1-x_3} dx_1 [T_2 - T_3 - T_4 + T_5 + T_7 + T_8](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{39} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 [T_1 - T_3 - T_4 + T_6 - T_7 - T_8 - A_1 + A_2 - A_3 \\
&\quad - A_4 + A_5 - A_6](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{40} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_3 \int_0^{1-x_3} dx_1 [T_1 - T_3 - T_4 + T_6 - T_7 - T_8 + A_1 - A_2 + A_3 \\
&\quad + A_4 - A_5 + A_6 - V_1 + V_2 + V_3 + V_4 + V_5 - V_6](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{41} &= \int_\alpha^1 dx_2 \int_\alpha^{1-x_2} dx_1 [A_1 - A_2 + A_3 - V_1 + V_2 + V_3](x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2), \\
F_{42} &= \int_\alpha^1 dx_3 \int_\alpha^{1-x_3} dx_1 [T_1 - T_3 + T_7](x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3), \\
F_{43} &= \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (2T_1 - T_3 - T_4 - T_7 - T_8 + A_3 - A_4 + S_2 - S_1 + P_1 \\
&\quad - P_2 - 2V_1 + 2V_2 + V_3 + V_4)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{44} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 (V_1 - T_1)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{45} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (T_2 - T_3 - T_4 + T_5 + T_7 + T_8)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_{46} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (T_1 - T_3 - T_4 + T_6 - T_7 - T_8 - A_1 + A_2 - A_3 \\
&\quad - A_4 + A_5 - A_6)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{47} &= \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (2A_1 - 2A_2 + 2A_3 - 4T_1 + 4T_3 + 4T_7 - 2V_1 - 2V_2 - 2V_3) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{48} &= \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (A_1 - A_2 + A_3 - V_1 + V_2 + V_3)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{49} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (-T_1 - T_2 + 2T_3 + T_4 - T_5 - T_6 + 2A_1 + 2A_3 \\
&\quad + 2A_4 - 2A_5 - 2A_6)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{50} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 (P_1 - S_1 + V_1 + V_2 - A_1 + A_2 - T_3 - T_7)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{51} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (-T_1 + T_3 + T_4 - T_6 + T_7 + T_8 + A_1 - A_2 + A_3 \\
&\quad + A_4 - A_5 + A_6)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{52} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 (-P_1 + S_1 - 2V_2 - V_3 - A_3 + T_3 + T_7)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{53} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (-T_1 + T_2 + T_5 - T_6 + 2T_7 + 2T_8) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{54} &= \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (2T_1 - T_3 - T_4 - T_7 - T_8 + A_3 - A_4 + S_2 - S_1 + P_1 \\
&\quad - P_2 - 2V_1 + 2V_2 + V_3 + V_4)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{55} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 (V_1 - T_1)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{56} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (T_1 - T_3 - T_4 + T_6 - T_7 - T_8 - A_1 + A_2 \\
&\quad - A_3 - A_4 + A_5 - A_6)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{57} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (T_2 - T_3 - T_4 + T_5 + T_7 + T_8)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{58} &= \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (A_1 - A_2 + A_3 - V_1 + V_2 + V_3)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{59} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (T_1 - T_3 - T_4 + T_6 - T_7 - T_8 - A_1 + A_2 \\
&\quad - A_3 - A_4 + A_5 - A_6)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{60} &= \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (A_1 - A_2 + A_3 - T_1 + T_3 + T_7)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2)
\end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
F_{61} &= \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (2S_1 - 2S_2 + 2P_2 - 2P_1 - 10V_1 + 10V_2 + 4V_3 + 6V_4 \\
&\quad - 2A_1 + 2A_2 + 4A_3 - 6A_4 + 4T_1 - 2T_2 - 2T_5 - 4T_7 - 4T_8) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{62} &= \int_0^{\beta} d\alpha \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (T_2 - T_3 - T_4 + T_5 + T_7 + T_8)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{63} &= \int_0^{\beta} d\alpha \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (T_2 - T_3 - T_4 + T_5 + T_7 + T_8) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{64} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 (5V_1 - T_1 + A_1)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{65} &= \int_0^{\beta} d\alpha \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (-V_1 + V_2 + V_3 + V_4 + V_5 - V_6 + 3A_1 - 3A_2 \\
&\quad + 3A_3 + 3A_4 - 3A_5 + 3A_6 + 2T_2 - 2T_3 - 2T_4 + 2T_5 + 2T_7 + 2T_8) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{66} &= \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (A_1 - A_2 + A_3 - T_1 - T_2 + 2T_3 + 3V_1 - 3V_2 - 3V_3) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{67} &= \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (A_1 - A_2 + A_3 - V_1 + V_2 + V_3)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{68} &= \int_0^{\beta} d\alpha \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (5A_1 - 5A_2 + 5A_3 + 5A_4 - 5A_5 + 5A_6 + V_1 - V_2 \\
&\quad - V_3 - V_4 - V_5 + V_6 - T_1 - T_2 + 2T_3 + 2T_4 - T_5 - T_6)(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{69} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 (2P_1 - 2S_1 - 14V_1 + 6V_2 + A_1 + A_2 + 5A_3 - 2T_3 - 2T_7) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{70} &= \int_0^{\beta} d\alpha \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (-V_1 + V_2 + V_3 + V_4 + V_5 - V_6 + 3A_1 - 3A_2 \\
&\quad + 3A_3 + 3A_4 - 3A_5 + 3A_6 + 2T_2 - 2T_3 - 2T_4 + 2T_5 + 2T_7 + 2T_8) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{71} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 (-2P_1 + 2S_1 + 4V_1 - 6V_2 - 2A_2 - 4A_3 + 2T_3 + 2T_7) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{72} &= \int_0^{\beta} d\alpha \int_{\alpha}^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (T_2 - T_3 - T_4 + T_5 + T_7 + T_8) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_{73} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (-T_1 + T_2 T_5 - T_6 + 2T_7 + 2T_8) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{74} &= \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (2S_1 - 2S_2 + 2P_2 - 2P_1 - 10V_1 + 10V_2 + 4V_3 + 6V_4 \\
&\quad - 2A_1 + 2A_2 + 4A_3 - 6A_4 + 4T_1 - 2T_2 - 2T_5 - 4T_7 - 4T_8) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{75} &= \int_0^{1-x_2} dx_1 (5V_1 - T_1 + A_1) (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{76} &= \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (T_2 - T_3 - T_4 + T_5 + T_7 + T_8) (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{77} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (-V_1 + V_2 + V_3 + V_4 + V_5 - V_6 + 3A_1 - 3A_2 \\
&\quad + 3A_3 + 3A_4 - 3A_5 + 3A_6 + 2T_2 - 2T_3 - 2T_4 + 2T_5 + 2T_7 + 2T_8) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{78} &= \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (-2V_1 + 2V_2 + 2V_3 - T_1 - 3T_2 + 4T_3 - 2T_7) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{79} &= \int_0^\beta d\alpha \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (-V_1 + V_2 + V_3 + V_4 + V_5 - V_6 + 3A_1 \\
&\quad - 3A_2 + 3A_3) (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) \\
F_{80} &= \int_\alpha^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_1 (3A_1 - 3A_2 + 3A_3 - T_1 - T_2 + 2T_3 + V_1 - V_2 - V_3) \\
&\quad (x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2)
\end{aligned}$$

#### EK 4. Dağılım Genliği İfadeleri

Lokal üç kuark operatörün matris elemanı baryon dağılım genlikleri şeklinde ifade edilir. Dağılım genliği ifadelerinin en genel hali aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned}
4\langle 0 | \epsilon^{abc} u_\alpha^a(a_1 x) u_\beta^b(a_2 x) d_\gamma^c(a_3 x) | P \rangle = & \mathcal{S}_1 m_B C_{\alpha\beta}(\gamma_5 N)_\gamma + \mathcal{S}_2 m_B^2 C_{\alpha\beta}(k\gamma_5 N)_\gamma \\
& + \mathcal{P}_1 m_B (\gamma_5 C)_{\alpha\beta} N_\gamma + \mathcal{P}_2 m_B^2 (\gamma_5 C)_{\alpha\beta} (kN)_\gamma + (\mathcal{V}_1 + \frac{x^2 m_B^2}{4} \mathcal{V}_1^M) (\not{p} C)_{\alpha\beta} (\gamma_5 N)_\gamma \\
& + \mathcal{V}_2 m_B (\not{p} C)_{\alpha\beta} (k\gamma_5 N)_\gamma + \mathcal{V}_3 m_B (\gamma_\mu C)_{\alpha\beta} (\gamma^\mu \gamma_5 N)_\gamma + \mathcal{V}_4 m_B^2 (kC)_{\alpha\beta} (\gamma_5 N)_\gamma \\
& + \mathcal{V}_5 m_B^2 (\gamma_\mu C)_{\alpha\beta} (i\sigma^{\mu\nu} x_\nu \gamma_5 N)_\gamma + \mathcal{V}_6 m_B^3 (kC)_{\alpha\beta} (k\gamma_5 N)_\gamma + (\mathcal{A}_1 \\
& + \frac{x^2 m_B^2}{4} \mathcal{A}_1^M) (\not{p} \gamma_5 C)_{\alpha\beta} N_\gamma + \mathcal{A}_2 m_B (\not{p} \gamma_5 C)_{\alpha\beta} (kN)_\gamma + \mathcal{A}_3 m_B (\gamma_\mu \gamma_5 C)_{\alpha\beta} (\gamma^\mu N)_\gamma \\
& + \mathcal{A}_4 m_B^2 (k\gamma_5 C)_{\alpha\beta} N_\gamma + \mathcal{A}_5 m_B^2 (\gamma_\mu \gamma_5 C)_{\alpha\beta} (i\sigma^{\mu\nu} x_\nu N)_\gamma + \mathcal{A}_6 m_B^3 (k\gamma_5 C)_{\alpha\beta} (kN)_\gamma \\
& + (\mathcal{T}_1 + \frac{x^2 m_B^2}{4} \mathcal{T}_1^M) (p^\nu i\sigma_{\mu\nu} C)_{\alpha\beta} (\gamma^\mu \gamma_5 N)_\gamma + \mathcal{T}_2 m_B (x^\mu p^\nu i\sigma_{\mu\nu} C)_{\alpha\beta} (\gamma_5 N)_\gamma \\
& + \mathcal{T}_3 m_B (\sigma_{\mu\nu} C)_{\alpha\beta} (\sigma^{\mu\nu} \gamma_5 N)_\gamma + \mathcal{T}_4 m_B (p^\nu \sigma_{\mu\nu} C)_{\alpha\beta} (\sigma^{\mu\rho} x_\rho \gamma_5 N)_\gamma \\
& + \mathcal{T}_5 m_B^2 (x^\nu i\sigma_{\mu\nu} C)_{\alpha\beta} (\gamma^\mu \gamma_5 N)_\gamma + \mathcal{T}_6 m_B^2 (x^\mu p^\nu i\sigma_{\mu\nu} C)_{\alpha\beta} (k\gamma_5 N)_\gamma \\
& + \mathcal{T}_7 m_B^2 (\sigma_{\mu\nu} C)_{\alpha\beta} (\sigma^{\mu\nu} k\gamma_5 N)_\gamma + \mathcal{T}_8 m_B^3 (x^\nu \sigma_{\mu\nu} C)_{\alpha\beta} (\sigma^{\mu\rho} x_\rho \gamma_5 N)_\gamma .
\end{aligned}$$

Kaligrafik ifadelerin açık halleri ise şu şekildedir:

$$\begin{aligned}
\mathcal{S}_1 = S_1, & \quad 2px\mathcal{S}_2 = S_1 - S_2, \\
\mathcal{P}_1 = P_1, & \quad 2px\mathcal{P}_2 = P_1 - P_2 \\
\mathcal{V}_1 = V_1, & \quad 2px\mathcal{V}_2 = V_1 - V_2 - V_3, \\
2\mathcal{V}_3 = V_3, & \quad 4px\mathcal{V}_4 = -2V_1 + V_3 + V_4 + 2V_5, \\
4px\mathcal{V}_5 = V_4 - V_3, & \quad 4(px)^2\mathcal{V}_6 = -V_1 + V_2 + V_3 + V_4 + V_5 - V_6 \\
\mathcal{A}_1 = A_1, & \quad 2px\mathcal{A}_2 = -A_1 + A_2 - A_3, \\
2\mathcal{A}_3 = A_3, & \quad 4px\mathcal{A}_4 = -2A_1 - A_3 - A_4 + 2A_5, \\
4px\mathcal{A}_5 = A_3 - A_4, & \quad 4(px)^2\mathcal{A}_6 = A_1 - A_2 + A_3 + A_4 - A_5 + A_6 \\
\mathcal{T}_1 = T_1, & \quad 2px\mathcal{T}_2 = T_1 + T_2 - 2T_3, \\
2\mathcal{T}_3 = T_7, & \quad 2px\mathcal{T}_4 = T_1 - T_2 - 2T_7, \\
2px\mathcal{T}_5 = -T_1 + T_5 + 2T_8, & \quad 4(px)^2\mathcal{T}_6 = 2T_2 - 2T_3 - 2T_4 + 2T_5 + 2T_7 + 2T_8, \\
4px\mathcal{T}_7 = T_7 - T_8, & \quad 4(px)^2\mathcal{T}_8 = -T_1 + T_2 + T_5 - T_6 + 2T_7 + 2T_8
\end{aligned}$$

Nükleona ait dağılım genliklerindeki dalga fonksiyonlarının analitik ve nümerik ifadeleri;

$$\begin{aligned}
V_1(x_i, \mu) &= 120x_1x_2x_3[\phi_3^0(\mu) + \phi_3^+(\mu)(1 - 3x_3)], \\
V_2(x_i, \mu) &= 24x_1x_2[\phi_4^0(\mu) + \phi_4^+(\mu)(1 - 5x_3)], \\
V_3(x_i, \mu) &= 12x_3\{\psi_4^0(\mu)(1 - x_3) + \psi_4^-(\mu)[x_1^2 + x_2^2 - x_3(1 - x_3)] \\
&\quad + \psi_4^+(\mu)(1 - x_3 - 10x_1x_2)\}, \\
V_4(x_i, \mu) &= 3\{\psi_5^0(\mu)(1 - x_3) + \psi_5^-(\mu)[2x_1x_2 - x_3(1 - x_3)] \\
&\quad + \psi_5^+(\mu)[1 - x_3 - 2(x_1^2 + x_2^2)]\}, \\
V_5(x_i, \mu) &= 6x_3[\phi_5^0(\mu) + \phi_5^+(\mu)(1 - 2x_3)], \\
V_6(x_i, \mu) &= 2[\phi_6^0(\mu) + \phi_6^+(\mu)(1 - 3x_3)], \\
A_1(x_i, \mu) &= 120x_1x_2x_3\phi_3^-(\mu)(x_2 - x_1), \\
A_2(x_i, \mu) &= 24x_1x_2\phi_4^-(\mu)(x_2 - x_1), \\
A_3(x_i, \mu) &= 12x_3(x_2 - x_1)\{(\psi_4^0(\mu) + \psi_4^+(\mu)) + \psi_4^-(\mu)(1 - 2x_3)\}, \\
A_4(x_i, \mu) &= 3(x_2 - x_1)\{-\psi_5^0(\mu) + \psi_5^+(\mu)(1 - 2x_3) + \psi_5^-(\mu)x_3\}, \\
A_5(x_i, \mu) &= 6x_3(x_2 - x_1)\phi_5^-(\mu) \\
A_6(x_i, \mu) &= 2(x_2 - x_1)\phi_6^-(\mu), \\
T_1(x_i, \mu) &= 120x_1x_2x_3[\phi_3^0(\mu) + \frac{1}{2}(\phi_3^- - \phi_3^+)(\mu)(1 - 3x_3)], \\
T_2(x_i, \mu) &= 24x_1x_2[\xi_4^0(\mu) + \xi_4^+(\mu)(1 - 5x_3)], \\
T_3(x_i, \mu) &= 6x_3\{(\xi_4^0 + \phi_4^0 + \psi_4^0)(\mu)(1 - x_3) + (\xi_4^- + \phi_4^- - \psi_4^-)(\mu)[x_1^2 + x_2^2 - x_3 \\
&\quad (1 - x_3)] + (\xi_4^+ + \phi_4^+ + \psi_4^+)(\mu)(1 - x_3 - 10x_1x_2)\}, \\
T_4(x_i, \mu) &= \frac{3}{2}\{(\xi_5^0 + \phi_5^0 + \psi_5^0)(\mu)(1 - x_3) + (\xi_5^- + \phi_5^- - \psi_5^-)(\mu)[2x_1x_2 - x_3(1 - x_3)] \\
&\quad + (\xi_5^+ + \phi_5^+ + \psi_5^+)(\mu)(1 - x_3 - 2(x_1^2 + x_2^2))\}, \\
T_5(x_i, \mu) &= 6x_3[\xi_5^0(\mu) + \xi_5^+(\mu)(1 - 2x_3)], \\
T_6(x_i, \mu) &= 2[\phi_6^0(\mu) + \frac{1}{2}(\phi_6^- - \phi_6^+)(\mu)(1 - 3x_3)], \\
T_7(x_i, \mu) &= 6x_3\{(-\xi_4^0 + \phi_4^0 + \psi_4^0)(\mu)(1 - x_3) + (-\xi_4^- + \phi_4^- - \psi_4^-)(\mu)[x_1^2 + x_2^2 \\
&\quad - x_3(1 - x_3)](1 - x_3) + (-\xi_4^+ + \phi_4^+ + \psi_4^+)(\mu)(1 - x_3 - 10x_1x_2)\},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T_8(x_i, \mu) &= \frac{3}{2} \{ (-\xi_5^0 + \phi_5^0 + \psi_5^0)(\mu)(1 - x_3) + (-\xi_5^- + \phi_5^- - \psi_5^-)(\mu)[2x_1x_2 - \\
&\quad + x_3(1 - x_3)](1 - x_3) \} + (-\xi_5^+ + \phi_5^+ + \psi_5^+)(\mu)(1 - x_3 - 2(x_1^2 + x_2^2)), \\
S_1(x_i, \mu) &= 6x_3(x_2 - x_1) [(\xi_4^0 + \phi_4^0 + \psi_4^0 + \xi_4^+ + \phi_4^+ + \psi_4^+)(\mu) \\
&\quad + (\xi_4^- + \phi_4^- - \psi_4^-)(\mu)(1 - 2x_3)] \\
S_2(x_i, \mu) &= \frac{3}{2}(x_2 - x_1) [- (\psi_5^0 + \phi_5^0 + \xi_5^0)(\mu) + (\xi_5^- + \phi_5^- - \psi_5^-)(\mu)x_3 \\
&\quad + (\xi_5^+ + \phi_5^+ + \psi_5^0)(\mu)(1 - 2x_3)] \\
P_1(x_i, \mu) &= 6x_3(x_2 - x_1) [(\xi_4^0 - \phi_4^0 - \psi_4^0 + \xi_4^+ - \phi_4^+ - \psi_4^+)(\mu) \\
&\quad + (\xi_4^- - \phi_4^- + \psi_4^-)(\mu)(1 - 2x_3)] \\
P_2(x_i, \mu) &= \frac{3}{2}(x_2 - x_1) [(\psi_5^0 + \psi_5^0 - \xi_5^0)(\mu) + (\xi_5^- - \phi_5^- + \psi_5^-)(\mu)x_3 \\
&\quad + (\xi_5^+ - \phi_5^+ - \psi_5^+)(\mu)(1 - 2x_3)] . \\
\mathcal{V}_1^{M(u)}(x_2) &= \int_0^{1-x_2} dx_1 V_1^M(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) = \frac{x_2^2}{24} (f_N C_f^u + \lambda_1 C_\lambda^u) , \\
\mathcal{V}_1^{M(d)}(x_3) &= \int_0^{1-x_3} dx_1 V_1^M(x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3) = \frac{x_3^2}{24} (f_N C_f^d + \lambda_1 C_\lambda^d) \\
A_1^{M(u)}(x_2) &= \int_0^{1-x_2} dx_1 A_1^M(x_1, x_2, 1 - x_1 - x_2) = \frac{x_2^2}{24} (1 - x_2)^3 (f_N D_f^u + \lambda_1 D_\lambda^u) , \\
A_1^{M(d)}(x_3) &= \int_0^{1-x_3} dx_1 A_1^M(x_1, 1 - x_1 - x_3, x_3) = 0 , \\
T_1^{M(u)}(x) &= \frac{x^2}{48} (f_N E_f^u + \lambda_1 E_\lambda^u) , \\
T_1^{M(d)}(x) &= \frac{x^2(1-x)^3}{6} (f_N E_f^d + \lambda_1 E_\lambda^d)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\phi_3^0 &= \phi_6^0 = f_N \\
\phi_4^0 &= \phi_5^0 = \frac{1}{2}(\lambda_1 + f_N) \\
\xi_4^0 &= \xi_5^0 = \frac{1}{6}\lambda_2 \\
\psi_4^0 &= \psi_5^0 = \frac{1}{2}(f_N - \lambda_1) \\
\phi_3^+ &= \frac{7}{2}(1 - 3V_1^d), \\
\phi_3^- &= \frac{21}{2}A_1^u, \\
\phi_4^+ &= \frac{1}{4}(\lambda_1(3 - 10f_1^d) - f_N(10V_1^d - 3)) , \\
\phi_4^- &= \frac{5}{4}(\lambda_1(1 - 2f_1^d - 4f_1^u) + f_N(2A_1^u - 1)) , \\
\psi_4^+ &= -\frac{1}{4}(\lambda_1(-2 + 5f_1^d + 5f_1^u) + f_N(2 + 5A_1^u - 5V_1^d)) , \\
\psi_4^- &= -\frac{5}{4}(\lambda_1(2 - 7f_1^d + f_1^u) + f_N(A_1^u + 3V_1^d - 2)) , \\
\xi_4^+ &= \frac{1}{16}\lambda_2(4 - 15f_2^d), \\
\xi_4^- &= \frac{5}{16}\lambda_2(4 - 15f_2^d), \\
\phi_5^+ &= -\frac{5}{6}(\lambda_1(4f_1^d - 1) + f_N(3 + 4V_1^d)) , \\
\phi_5^- &= \frac{5}{3}(\lambda_1(f_1^d - f_1^u) + f_N(2A_1^u - 1)) , \\
\psi_5^+ &= -\frac{5}{6}(\lambda_1(-1 + 2f_1^d + 2f_1^u) + f_N(5 + 2A_1^u - 2V_1^d)) , \\
\psi_5^- &= \frac{5}{3}(\lambda_1(f_1^d - f_1^u) + f_N(2 - A_1^u - 3V_1^d)) , \\
\xi_5^+ &= \frac{5}{36}\lambda_2(2 - 9f_2^d), \\
\xi_5^- &= -\frac{5}{4}\lambda_2f_2^d, \\
\phi_6^+ &= -\frac{1}{2}(\lambda_1(1 - 2f_1^d) + f_N(4V_1^d - 1)) \\
\phi_6^- &= \frac{1}{2}(\lambda_1(1 - 4f_1^d - 2f_1^u) + f_N(1 + 4A_1^u)) , \\
C_f^u &= (1 - x_2)^3[113 + 495x_2 - 552x_2^2 - 10A_1^u(1 - 3x_2) + 2V_1^d(113 - 951x_2 \\
&\quad + 828x_2^2)], \\
C_\lambda^u &= -(1 - x_2)^3[13 - 20f_1^d + 3x_2 + 10f_1^u(1 - 3x_2)],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_f^d &= -(1-x_3)[1441 + 505x_3 - 3371x_3^2 + 3405x_3^3 - 1104x_3^4 - 12(73 \\
&\quad - 220V_1^d)\ln[x_3] \\
&\quad - 24V_1^d(207 - 3x_3 - 368x_3^2 + 412x_3^3 - 138x_3^4)], \\
C_\lambda^d &= -(1-x_3)[11 + 131x_3 - 169x_3^2 + 63x_3^3 - 30f_1^d(3 + 11x_3 - 17x_3^2 + 7x_3^3)] \\
&\quad - 12(3 - 10f_1^d)\ln[x_3]. \\
D_f^u &= 11 + 45x_2 - 2A_1^u(113 - 951x_2 + 828x_2^2) + 10V_1^d(1 - 30x_2), \\
D_\lambda^u &= 29 - 45x_2 - 10f_1^u(7 - 9x_2) - 20f_1^d(5 - 6x_2). \\
E_f^u &= -\left[(1-x)(1339 + 259x - 2021x^2 + 1851x^3 - 552x^4 - 72A_1^u(1-x)^3 \right. \\
&\quad \left. (3 - 23x) - 24V_1^d(216 - 99x - 134x^2 + 196x^3 - 69x^4))\right] - 12(73 \\
&\quad - 220V_1^d)\ln[x], \\
E_\lambda^u &= -\left[(1-x)(53 + 5x - 43x^2 + 21x^3 - 30(7 - x - 5x^2 + 3x^3)f_1^d \right. \\
&\quad \left. - 60(1-x)^3f_1^u)\right] - 12(3 - 10f_1^d)\ln[x], \\
E_f^d &= 31 + 135x - 138x^2 - (59 - 483x + 414x^2)(A_1^u - V_1^d), \\
E_\lambda^d &= 4(1 - 3x) - 10(2 - 3x)(f_1^d + f_1^u) \\
f_N &= (5.0 \pm 0.5) \times 10^{-3} \text{ GeV}^2, \\
\lambda_1 &= -(2.7 \pm 0.9) \times 10^{-2} \text{ GeV}^2, \\
\lambda_2 &= (5.4 \pm 1.9) \times 10^{-2} \text{ GeV}^2 \\
A_1^u &= 0.38 \pm 0.15, \\
V_1^d &= 0.23 \pm 0.03, \\
f_1^d &= 0.40 \pm 0.05, \\
f_2^d &= 0.22 \pm 0.05, \\
f_1^u &= 0.07 \pm 0.05.
\end{aligned}$$

$\Xi$  baryonunun dağılım genliğindeki dalga fonksiyonları ve bu dalga fonksiyonlarındaki ifadelerin analitik ve nümerik değerleri;

$$\Phi_3(x_i) = 120x_1x_2x_3\phi_3^0(\mu),$$

$$T_1(x_i) = 120x_1x_2x_3\phi_3^{\prime 0}(\mu),$$

$$\Phi_4(x_i) = 24x_1x_2\phi_4^0(\mu),$$

$$\Psi_4(x_i) = 24x_1x_3\psi_4^0(\mu),$$

$$\Xi_4(x_i) = 24x_2x_3\xi_4^0(\mu),$$

$$\Xi_4^{\prime 0}(x_i) = 24x_2x_3\xi_4^{\prime 0}(\mu),$$

$$T_2(x_i) = 24x_1x_2\phi_4^{\prime}(\mu),$$

$$\Phi_5(x_i) = 6x_3\phi_5^0(\mu),$$

$$\Psi_5(x_i) = 6x_2\psi_5^0(\mu),$$

$$\Xi_5(x_i) = 6x_1\xi_5^0(\mu),$$

$$\Xi_5^{\prime 0}(x_i) = 6x_1\xi_5^{\prime 0}(\mu),$$

$$T_5(x_i) = 6x_3\phi_5^{\prime}(\mu),$$

$$\Phi_6(x_i) = 2\phi_6^0(\mu),$$

$$T_6(x_i) = 2\phi_6^{\prime}(\mu)$$

$$\phi_3^0 = \phi_6^0 = f_{\Xi},$$

$$\psi_4^0 = \psi_5^0 = \frac{1}{2}(f_{\Xi} - \lambda_1),$$

$$\phi_4^0 = \phi_5^0 = \frac{1}{2}(f_{\Xi} + \lambda_1),$$

$$\phi_3^{\prime 0} = \phi_6^{\prime 0} = -\xi_5^0 = \frac{1}{6}(4\lambda_3 - \lambda_2),$$

$$\phi_4^{\prime 0} = \xi_4^0 = \frac{1}{6}(8\lambda_3 - 3\lambda_2),$$

$$\phi_5^{\prime 0} = -\xi_5^{\prime 0} = \frac{1}{6}\lambda_2,$$

$$\xi_4^{\prime 0} = \frac{1}{6}(12\lambda_3 - 5\lambda_2)$$

$$f_{\Xi} = (9.9 \pm 0.4) \times 10^{-3} \text{ GeV}^2,$$

$$\lambda_1 = -(2.8 \pm 0.1) \times 10^{-2} \text{ GeV}^2,$$

$$\lambda_2 = (5.2 \pm 0.2) \times 10^{-2} \text{ GeV}^2,$$

$$\lambda_3 = (1.7 \pm 0.1) \times 10^{-2} \text{ GeV}^2.$$



$\Sigma$  baryonunun eski dağılım genliğindeki (yüksek boyutlu katkıların dahil edilmediği) dalga fonksiyonları ve bu dalga fonksiyonlarındaki ifadelerin analitik ve nümerik değerleri;

$$V_1(x_i) = 120x_1x_2x_3\phi_3^0,$$

$$A_1(x_i) = 0,$$

$$T_1(x_i) = 120x_1x_2x_3\phi_3^{\prime 0}$$

$$S_1(x_i) = 6(x_2 - x_1)x_3(\xi_4^0 + \xi_4^{\prime 0}),$$

$$P_1(x_i) = 6(x_2 - x_1)x_3(\xi_4^0 - \xi_4^{\prime 0}),$$

$$V_2(x_i) = 24x_1x_2\phi_4^0,$$

$$A_2(x_i) = 0,$$

$$V_3(x_i) = 12x_3(1 - x_3)\psi_4^0,$$

$$A_3(x_i) = -12x_3(x_1 - x_2)\psi_4^0,$$

$$T_2(x_i) = 24x_1x_2\phi_4^{\prime 0},$$

$$T_3(x_i) = 6x_3(1 - x_3)(\xi_4^0 + \xi_4^{\prime 0}),$$

$$T_7(x_i) = 6x_3(1 - x_3)(\xi_4^{\prime 0} - \xi_4^0),$$

$$S_2(x_i) = \frac{3}{2}(x_1 - x_2)(\xi_5^0 + \xi_5^{\prime 0}),$$

$$P_2(x_i) = \frac{3}{2}(x_1 - x_2)(\xi_5^0 - \xi_5^{\prime 0}),$$

$$V_4(x_i) = 3(1 - x_3)\psi_5^0,$$

$$A_4(x_i) = 3(x_1 - x_2)\psi_5^0,$$

$$V_5(x_i) = 6x_3\phi_5^0,$$

$$A_5(x_i) = 0,$$

$$T_4(x_i) = -\frac{3}{2}(x_1 + x_2)(\xi_5^{\prime 0} + \xi_5^0),$$

$$T_5(x_i) = 6x_3\phi_5^{\prime 0},$$

$$T_8(x_i) = \frac{3}{2}(x_1 + x_2)(\xi_5^{\prime 0} - \xi_5^0),$$

$$V_6(x_i) = 2\phi_6^0,$$

$$A_6(x_i) = 0,$$

$$T_6(x_i) = 2\phi_6^{\prime 0}.$$

$$\begin{aligned}
\phi_3^0 &= \phi_6^0 = f_{\Sigma^+}, \\
\psi_4^0 &= \psi_5^0 = \frac{1}{2}(f_{\Sigma^+} - \lambda_1), \\
\phi_4^0 &= \phi_5^0 = \frac{1}{2}(f_{\Sigma^+} + \lambda_1), \\
\phi_3^{\prime 0} &= \phi_6^{\prime 0} = -\xi_5^0 = \frac{1}{6}(4\lambda_3 - \lambda_2), \\
\phi_4^{\prime 0} &= \xi_4^0 = \frac{1}{6}(8\lambda_3 - 3\lambda_2), \\
\phi_5^{\prime 0} &= -\xi_5^{\prime 0} = \frac{1}{6}\lambda_2, \\
\xi_4^{\prime 0} &= \frac{1}{6}(12\lambda_3 - 5\lambda_2), \\
f_{\Sigma} &= (9.4 \pm 0.4) \times 10^{-3} \text{ GeV}^2, \\
\lambda_1 &= -(2.5 \pm 0.1) \times 10^{-2} \text{ GeV}^2, \\
\lambda_2 &= (4.4 \pm 0.1) \times 10^{-2} \text{ GeV}^2, \\
\lambda_3 &= (2.0 \pm 0.1) \times 10^{-2} \text{ GeV}^2.
\end{aligned}$$

$\Sigma$  baryonunun yeni dağılım genliğindeki (yüksek boyutlu katkıların dahil edildiği) dalga fonksiyonları ve bu dalga fonksiyonlarındaki ifadelerin analitik ve nümerik değerleri;

$$\begin{aligned}
V_1(x_i) &= 120x_1x_2x_3[\phi_3^0 + \phi_3^+(1 - 3x_3)] \\
A_1(x_i) &= -120x_1x_2x_3(x_1 - x_2)\phi_3^-, \\
T_1(x_i) &= 120x_1x_2x_3[t_1^0 + t_1^-(x_1 - x_2) + t_1^+(1 - 3x_3)] \\
S_1(x_i) &= 6(x_2 - x_1)x_3(\xi_4^0 + \xi_4'^0 + \xi_4^+ + \xi_4'^+) + 6(x_2^2 - x_1^2)x_3(\xi_4^- + \xi_4'^-) \\
&\quad - 6(x_2 - x_1)x_3^2(\xi_4^- + \xi_4'^-), \\
P_1(x_i) &= 6(x_2 - x_1)x_3(\xi_4^0 - \xi_4'^0 + \xi_4^+ - \xi_4'^+) + 6(x_2^2 - x_1^2)x_3(\xi_4^- - \xi_4'^-) \\
&\quad - 6(x_2 - x_1)x_3^2(\xi_4^- - \xi_4'^-), \\
V_2(x_i) &= 24x_1x_2[\phi_4^0 + \phi_4^+(1 - 5x_3)], \\
A_2(x_i) &= -24x_1x_2(x_1 - x_2)\phi_4^-, \\
V_3(x_i) &= 12x_3(1 - x_3)[\psi_4^0 + \psi_4^+] + 12[(x_1^2 + x_2^2)x_3 - (x_1 + x_2)x_3^2]\psi_4^- - 120x_1x_2x_3\psi_4^+, \\
A_3(x_i) &= -12x_3(x_1 - x_2)[\psi_4^0 + \psi_4^-] - 12(x_1^2 - x_2^2)x_3\psi_4^- + 12(x_1 - x_2)x_3^2\psi_4^-, \\
T_2(x_i) &= 24x_1x_2[t_2^0 + t_2^-(x_1 - x_2) + t_2^+(1 - 5x_3)], \\
T_3(x_i) &= 6x_3(1 - x_3)(\xi_4^0 + \xi_4'^0 + \xi_4^+ + \xi_4'^+) + 6(x_1^2 + x_2^2)x_3(\xi_4^- + \xi_4'^-) \\
&\quad - 6(x_1 + x_2)x_3^2(\xi_4^- + \xi_4'^-) - 60x_1x_2x_3(\xi_4^+ + \xi_4'^+), \\
T_7(x_i) &= 6x_3(1 - x_3)(-\xi_4^0 + \xi_4'^0 - \xi_4^+ + \xi_4'^+) + 6(x_1^2 + x_2^2)x_3(-\xi_4^- + \xi_4'^-) \\
&\quad - 6(x_1 + x_2)x_3^2(-\xi_4^- + \xi_4'^-) - 60x_1x_2x_3(-\xi_4^+ + \xi_4'^+). \\
S_2(x_i) &= \frac{3}{2}(x_1 - x_2)(\xi_5^0 + \xi_5'^0 + \xi_5^+ + \xi_5'^+) - 3(x_1^2 - x_2^2)(\xi_5^+ + \xi_5'^+) \\
&\quad - \frac{3}{2}(x_1 - x_2)x_3(\xi_5^- + \xi_5'^-), \\
P_2(x_i) &= \frac{3}{2}(x_1 - x_2)(\xi_5^0 - \xi_5'^0 + \xi_5^+ - \xi_5'^+) - 3(x_1^2 - x_2^2)(\xi_5^+ - \xi_5'^+) \\
&\quad - \frac{3}{2}(x_1 - x_2)x_3(\xi_5^- - \xi_5'^-), \\
V_4(x_i) &= 3(1 - x_3)[\psi_5^0 + \psi_5^+] + 6x_1x_2\psi_5^- - 3(1 - x_3)x_3\psi_5^- - 6(x_1^2 + x_2^2)\psi_5^+, \\
A_4(x_i) &= 3(x_1 - x_2)[\psi_5^0 + \psi_5^+] - 3(x_1 - x_2)x_3\psi_5^- + 6(x_2^2 - x_1^2)\psi_5^+, \\
V_5(x_i) &= 6x_3[\phi_5^0 + \phi_5^+(1 - 2x_3)], \\
A_5(x_i) &= -6x_3(x_1 - x_2)\phi_5^-,
\end{aligned}$$

$$T_4(x_i) = -\frac{3}{2}(x_1 + x_2)(\xi_5'^0 + \xi_5^0 + \xi_5'^+ + \xi_5^+) - \frac{3}{2}x_1x_2(\xi_5'^- + \xi_5^-) \\ + \frac{3}{2}(1 - x_3)x_3(\xi_5'^- + \xi_5^-) + 3(x_1^2 + x_2^2)(\xi_5'^+ + \xi_5^+),$$

$$T_5(x_i) = 6x_3[t_5^0 + t_5^-(x_1 - x_2) + t_5^+(1 - 2x_3)],$$

$$T_8(x_i) = \frac{3}{2}(x_1 + x_2)(\xi_5'^0 - \xi_5^0 + \xi_5'^+ - \xi_5^+) + \frac{3}{2}x_1x_2(\xi_5'^- + \xi_5^-) + \frac{3}{2}(1 - x_3) \\ x_3(\xi_5'^- - \xi_5^-) - 3(x_1^2 + x_2^2)(\xi_5'^+ - \xi_5^+).$$

$$V_6(x_i) = 2[\phi_6^0 + \phi_6^+(1 - 3x_3)],$$

$$A_6(x_i) = -2\phi_6^-(x_1 - x_2),$$

$$T_6(x_i) = 2[t_6^0 + t_6^-(x_1 - x_2) + t_6^+(1 - 3x_3)],$$

$$\phi_3^0 = \phi_6^0 = \mathcal{V}_1^0, \quad \psi_4^0 = \psi_5^0 = 2\mathcal{V}_3^0,$$

$$\phi_4^0 = \phi_5^0 = \mathcal{V}_1^0 - 2\mathcal{V}_3^0, \quad t_1^0 = \xi_4'^0 = -\xi_5^0 = \mathcal{T}_1^0,$$

$$t_2^0 = t_5^0 = \xi_4^0 = -\xi_5^0 = \mathcal{T}_1^0 - 4\mathcal{T}_3^0,$$

$$-\xi_5^0 = t_6^0 = \mathcal{T}_1^0, \quad \phi_3^+ = \frac{21}{6}\mathcal{V}_1^0 - \mathcal{V}_1^s,$$

$$\phi_6^+ = 2\mathcal{V}_1^0 - 6\mathcal{V}_1^s + 12\mathcal{V}_2^0 - 12\mathcal{V}_4^0 - 12\mathcal{V}_5^0,$$

$$t_1^+ = \frac{1}{2}(7\mathcal{T}_1^0 - 21\mathcal{T}_1^s),$$

$$\phi_4^+ = \frac{3}{2}(\mathcal{V}_1^0 - 2\mathcal{V}_3^0) - \frac{15}{2}(\mathcal{V}_1^s - 2\mathcal{V}_2^0 - 2\mathcal{V}_3^s),$$

$$t_6^+ = 2\mathcal{T}_1^0 - 6\mathcal{T}_1^s + 12\mathcal{T}_4^0 - 12\mathcal{T}_5^0,$$

$$t_1^- = t_2^- = t_5^- = t_6^- = 0$$

$$\phi_5^+ = 5\mathcal{V}_1^0 - 10\mathcal{V}_3^0 - 10\mathcal{V}_1^s - 20\mathcal{V}_4^0 + 20\mathcal{V}_5^0 + 20\mathcal{V}_3^s,$$

$$t_5^+ = 5\mathcal{T}_1^0 + 20\mathcal{T}_3^0 - 10\mathcal{T}_1^s - 20\mathcal{T}_5^0 - 80\mathcal{T}_7^0,$$

$$t_2^+ = \frac{3}{2}(\mathcal{T}_1^0 - 4\mathcal{T}_3^0) - 15(\mathcal{T}_1^s - 2\mathcal{T}_4^0 - 4\mathcal{T}_3^s),$$

$$\phi_3^- = -\frac{21}{2}\mathcal{A}_1^u,$$

$$\phi_6^- = -6(\mathcal{A}_1^u + 2\mathcal{A}_2^0 + 2\mathcal{A}_4^0 + 2\mathcal{A}_5^0),$$

$$\phi_4^- = \frac{15}{2}(\mathcal{A}_1^u + 2\mathcal{A}_2^0 - 2\mathcal{A}_3^u),$$

$$\phi_5^- = -10(\mathcal{A}_1^u + 2\mathcal{A}_4^0 - 2\mathcal{A}_5^0 + 2\mathcal{A}_3^u),$$

$$\psi_4^+ = \frac{15}{2}(\mathcal{V}_3^s - \mathcal{A}_3^u) - \frac{9}{2}\mathcal{V}_3^0,$$

$$\begin{aligned}
\psi_4^- &= \frac{15}{2}(\mathcal{V}_3^0 - \mathcal{A}_3^u) - \frac{45}{2}\mathcal{V}_3^s, \\
\psi_5^+ &= 40(\mathcal{V}_3^s + 2\mathcal{V}_5^0 - \mathcal{A}_3^u + 2\mathcal{A}_5^0), \\
\psi_5^- &= 10(\mathcal{V}_3^0 - 3\mathcal{V}_3^s - 6\mathcal{V}_5^0 - \mathcal{A}_3^u + 2\mathcal{A}_5^0), \\
\xi_4'^+ &= 3(2\mathcal{S}_1^u - 2\mathcal{P}_1^u - \mathcal{T}_1^s + 2\mathcal{T}_2^0), \\
\xi_4'^- &= -3(\mathcal{S}_1^u - \mathcal{P}_1^u) - 3\mathcal{T}_1^0 + 9(\mathcal{T}_1^s - \mathcal{T}_2^0), \\
\xi_4^+ &= 6(\mathcal{S}_1^u + \mathcal{P}_1^u) + \frac{3}{10}(\mathcal{T}_1^0 - 4\mathcal{T}_3^0 + 10\mathcal{T}_2^0 - 5\mathcal{T}_1^s + 8\mathcal{T}_3^s), \\
\xi_4^- &= -3(\mathcal{S}_1^u + \mathcal{P}_1^u) - \frac{9}{10}\left(\frac{13}{10}\mathcal{T}_1^0 - \frac{26}{5}\mathcal{T}_3^0 + 10\mathcal{T}_2^0 - 5\mathcal{T}_1^s + 8\mathcal{T}_3^s\right), \\
\xi_5^+ &= 20(\mathcal{T}_3^0 - 2\mathcal{T}_7^0) - 15(\mathcal{T}_1^s + 2\mathcal{T}_5^0 + \mathcal{T}_2^0 - \mathcal{T}_4^0) + 5(\mathcal{S}_1^u + \mathcal{P}_1^u - 2\mathcal{S}_2^0 + 2\mathcal{P}_2^0), \\
\xi_5^- &= -5\mathcal{T}_1^0 - 6(\mathcal{T}_3^0 - 2\mathcal{T}_7^0) + 45(\mathcal{T}_1^s + 2\mathcal{T}_5^0 + \mathcal{T}_2^0 - \mathcal{T}_4^0) + 5(\mathcal{S}_1^u \\
&\quad + \mathcal{P}_1^u - 2\mathcal{S}_2^0 + 2\mathcal{P}_2^0), \\
\xi_5'^+ &= 40(\mathcal{T}_3^0 - 2\mathcal{T}_7^0) - 30(\mathcal{T}_1^s + 2\mathcal{T}_5^0 + \mathcal{T}_2^0 - \mathcal{T}_4^0) + 5(\mathcal{S}_1^u - \mathcal{P}_1^u - 2\mathcal{S}_2^0 - 2\mathcal{P}_2^0), \\
\xi_5'^- &= -5(\mathcal{T}_1^0 - 4\mathcal{T}_3^0) - 120(\mathcal{T}_3^0 - 2\mathcal{T}_7^0) + 90(\mathcal{T}_1^s + 2\mathcal{T}_5^0 + \mathcal{T}_2^0 - \mathcal{T}_4^0) \\
&\quad + 5(\mathcal{S}_1^u - \mathcal{P}_1^u - 2\mathcal{S}_2^0 - 2\mathcal{P}_2^0) \\
\mathcal{V}_2^0 &= \frac{1}{4}(\mathcal{V}_1^s - 2\mathcal{V}_3^s), \\
\mathcal{V}_4^0 &= \frac{1}{16}(4\mathcal{V}_1^0 - 4\mathcal{V}_3^0 - 3\mathcal{V}_1^s + 2\mathcal{V}_3^s), \\
\mathcal{V}_5^0 &= \frac{1}{48}(-4\mathcal{V}_1^0 + 4\mathcal{V}_3^0 + 3\mathcal{V}_1^s - 50\mathcal{V}_3^s), \\
\mathcal{T}_2^0 &= \frac{1}{10}(3\mathcal{S}_1^u - 3\mathcal{T}_1^0 + 6\mathcal{T}_3^0 + 2\mathcal{T}_1^s - 2\mathcal{T}_3^s), \\
\mathcal{T}_4^0 &= \frac{1}{10}(\mathcal{S}_1^u - \mathcal{T}_1^s + 2\mathcal{T}_3^0 + 4\mathcal{T}_1^s - 14\mathcal{T}_3^s), \\
\mathcal{T}_5^0 &= -\mathcal{T}_3^s, \\
\mathcal{T}_7^0 &= \frac{1}{30}(5\mathcal{P}_2^0 - \mathcal{S}_1^u + \mathcal{T}_1^0 - 12\mathcal{T}_3^0 - 4\mathcal{T}_1^s + 24\mathcal{T}_3^s), \\
\mathcal{A}_2^0 &= \frac{1}{4}(4\mathcal{A}_3^u - 4\mathcal{V}_3^0 - \mathcal{V}_1^s + 6\mathcal{V}_3^s), \\
\mathcal{A}_4^0 &= \frac{1}{16}(-4\mathcal{A}_1^u - 8\mathcal{A}_3^u + 4\mathcal{V}_3^0 + \mathcal{V}_1^s - 6\mathcal{V}_3^s), \\
\mathcal{A}_5^0 &= \frac{1}{48}(4\mathcal{V}_1^0 + 20\mathcal{V}_3^0 + 3\mathcal{V}_1^s + 14\mathcal{V}_3^s), \\
\mathcal{S}_2^0 &= \frac{1}{10}(-10\mathcal{P}_2^0 + 3\mathcal{S}_1^u + 7\mathcal{T}_1^0 + 6\mathcal{T}_3^0 + 2\mathcal{T}_1^s - 12\mathcal{T}_3^s), \\
\mathcal{P}_1^u &= \frac{1}{5}(-\mathcal{S}_1^u + \mathcal{T}_1^0 - 12\mathcal{T}_3^0 - 4\mathcal{T}_1^s + 24\mathcal{T}_3^s) \\
\mathcal{T}_1^s &= \frac{62}{33}\mathcal{P}_2^0 - \frac{13}{22}\mathcal{S}_1^u + \frac{31}{99}\lambda_2 - \frac{19}{66}f_2^s\lambda_2 - \frac{85}{198}\lambda_3 - \frac{31}{33}f_3^s\lambda_3,
\end{aligned}$$

$$\mathcal{T}_3^s = \frac{4}{11}P_2^0 - \frac{5}{22}S_1^u + \frac{2}{33}\lambda_2 - \frac{3}{22}f_2^s\lambda_2 - \frac{1}{22}\lambda_3 - \frac{2}{11}f_3^s\lambda_3,$$

$$A_3^u = \frac{1}{12}(f_\Sigma - 2f_1A_1^u + f_\Sigma V_1^s - \lambda_1 - 3f_1^s\lambda_1 + 2f_1^u\lambda_1),$$

$$\mathcal{V}_3^0 = \frac{1}{4}(f_\Sigma - \lambda_1),$$

$$\mathcal{V}_1^s = f_\Sigma V_1^s,$$

$$\mathcal{V}_3^s = \frac{1}{2}f_1^s\lambda_1,$$

$$\mathcal{T}_1^0 = \frac{1}{6}(-\lambda_2 + 4\lambda_3),$$

$$\mathcal{T}_3^0 = \frac{1}{12}(-\lambda_2 + 2\lambda_3),$$

$$\mathcal{A}_1^u = f_\Sigma A_1^u,$$



$\Lambda$  baryonunun eski dağılım genliğindeki (yüksek boyutlu katkıların dahil edilmediği) dalga fonksiyonları ve bu dalga fonksiyonlarındaki ifadelerin analitik ve nümerik değerleri;

$$V_1(x_i) = T_1(x_i) = 0$$

$$A_1(x_i) = -120x_1x_2x_3\phi_3^0,$$

$$S_1(x_i) = 6x_3(1 - x_3)(\xi_4^0 + \xi_4'^0),$$

$$P_1(x_i) = 6(1 - x_3)(\xi_4^0 - \xi_4'^0),$$

$$V_2(x_i) = T_2(x_i) = 0$$

$$A_2(x_i) = -24x_1x_2\phi_4^0,$$

$$V_3(x_i) = 12(x_1 - x_2)x_3\psi_4^0,$$

$$A_3(x_i) = -12x_3(1 - x_3)\psi_4^0,$$

$$T_3(x_i) = 6(x_2 - x_1)x_3(-\xi_4^0 + \xi_4'^0),$$

$$T_7(x_i) = -6(x_1 - x_2)x_3(\xi_4^0 + \xi_4'^0).$$

$$S_2(x_i) = \frac{3}{2}(x_1 + x_2)(\xi_5^0 + \xi_5'^0),$$

$$P_2(x_i) = \frac{3}{2}(x_1 + x_2)(\xi_5^0 - \xi_5'^0),$$

$$V_4(x_i) = 3(x_2 - x_1)\psi_5^0,$$

$$A_4(x_i) = -3(1 - x_3)\psi_5^0,$$

$$V_5(x_i) = T_5(x_i) = 0$$

$$A_5(x_i) = -6x_3\phi_5^0,$$

$$T_4(x_i) = -\frac{3}{2}(x_1 - x_2)(\xi_5^0 + \xi_5'^0),$$

$$T_8(x_i) = -\frac{3}{2}(x_1 - x_2)(\xi_5^0 - \xi_5'^0)$$

$$V_6(x_i) = 0, T_6(x_i) = 0.$$

$$A_6(x_i) = -2\phi_6^0,$$

$$\phi_3^0 = \phi_6^0 = -f_\Lambda,$$

$$\phi_4^0 = \phi_5^0 = -\frac{1}{2}(f_\Lambda + \lambda_1),$$

$$\psi_4^0 = \psi_5^0 = \frac{1}{2}(f_\Lambda - \lambda_1),$$

$$\xi_4^0 = \xi_5^0 = \lambda_2 + \lambda_3,$$

$$\xi_4'^0 = \xi_5'^0 = \lambda_3 - \lambda_2.$$

$\Lambda$  baryonunun yeni dağılım genliğindeki (yüksek boyutlu katkıların dahil edildiği) dalga fonksiyonları ve bu dalga fonksiyonlarındaki ifadelerin analitik ve nümerik değerleri;

$$V_1(x_i) = 120x_1x_2x_3(x_1 - x_2)\phi_3^-,$$

$$A_1(x_i) = -120x_1x_2x_3[\phi_3^0 + \phi_3^+(1 - 3x_3)],$$

$$T_1(x_i) = 120x_1x_2x_3[t_1^0 + t_1^-(x_1 - x_2) + t_1^+(1 - 3x_3)],$$

$$S_1(x_i) = 6(x_2 + x_1)x_3(\xi_4^0 + \xi_4'^0) + 6(x_2^2 + x_1^2 - (x_2 + x_1)x_3)x_3(\xi_4^- + \xi_4'^-)$$

$$+ 6(x_2 + x_1 - 10x_1x_2)x_3(\xi_4^+ + \xi_4'^+),$$

$$P_1(x_i) = 6(x_2 + x_1)x_3(\xi_4^0 - \xi_4'^0) + 6(x_2^2 + x_1^2 - (x_2 + x_1)x_3)x_3(\xi_4^- - \xi_4'^-)$$

$$+ 6(x_2 + x_1 - 10x_1x_2)x_3(\xi_4^+ - \xi_4'^+),$$

$$V_2(x_i) = 24x_1x_2(x_1 - x_2)\phi_4^-,$$

$$A_2(x_i) = -24x_1x_2[\phi_4^0 + \phi_4^+(1 - 5x_3)],$$

$$V_3(x_i) = 12x_3(x_1 - x_2)\psi_4^0 + 12(x_1^2 - x_2^2 - (x_1 - x_2)x_3)x_3\psi_4^-$$

$$+ 12(x_1 - x_2)x_3\psi_4^-,$$

$$A_3(x_i) = -12x_3(1 - x_3)\psi_4^0 - 12[(x_1^2 + x_2^2)x_3 - (x_1 + x_2)x_3^2]\psi_4^-$$

$$- 12x_3(x_1 + x_2 - 10x_1x_2)\psi_4^+,$$

$$T_2(x_i) = 24x_1x_2[t_2^0 + t_2^-(x_1 - x_2) + t_2^+(1 - 5x_3)],$$

$$T_3(x_i) = 6x_3(x_2 - x_1)(\xi_4^0 + \xi_4'^0) + 6(x_1^2 - x_2^2 - x_3(x_2 - x_1))x_3(\xi_4^- + \xi_4'^-)$$

$$+ 6(x_2 - x_1)x_3(\xi_4^+ + \xi_4'^+),$$

$$T_7(x_i) = -6x_3(x_2 - x_1)(\xi_4^0 - \xi_4'^0) - 6(x_2^2 - x_1^2 - x_3(x_2 - x_1))x_3(\xi_4^- - \xi_4'^-)$$

$$- 6(x_2 - x_1)x_3(\xi_4^+ - \xi_4'^+),$$

$$S_2(x_i) = \frac{3}{2}(x_1 + x_2)(\xi_5^0 + \xi_5'^0) + \frac{3}{2}(x_1 + x_2 - 2(x_1^2 + x_2^2))(\xi_5^+ + \xi_5'^+)$$

$$+ \frac{3}{2}(2x_1x_2 - (x_1 + x_2)x_3)(\xi_5^- + \xi_5'^-),$$

$$P_2(x_i) = \frac{3}{2}(x_1 + x_2)(\xi_5^0 - \xi_5'^0) + \frac{3}{2}(x_1 + x_2 - 2(x_1^2 + x_2^2))(\xi_5^+ - \xi_5'^+)$$

$$+ \frac{3}{2}(2x_1x_2 - (x_1 + x_2)x_3)(\xi_5^- - \xi_5'^-),$$

$$V_4(x_i) = 3(x_2 - x_1)\psi_5^0 - 3(x_2 - x_1)x_3\psi_5^- + 3(x_2 - x_1)(1 - 2x_2 - 2x_1)\psi_5^+,$$



$$A_4(x_i) = -3(1-x_3)\psi_5^0 - 3(2x_1x_2 - (x_1+x_2))\psi_5^- - 3(x_1+x_2)(1-2x_1-2x_2)\psi_5^+,$$

$$V_5(x_i) = 6x_3(x_1-x_2)\phi_5^-,$$

$$A_5(x_i) = -6x_3[\phi_5^0 + \phi_5^+(1-2x_3)],$$

$$T_4(x_i) = -\frac{3}{2}(x_1-x_2)(\xi_5'^0 + \xi_5^0) - \frac{3}{2}x_3(x_2-x_1)(\xi_5'^- + \xi_5^-) - \frac{3}{2}(x_1-x_2)(1-2x_1-2x_2)(\xi_5'^+ + \xi_5^+),$$

$$T_5(x_i) = 6x_3[t_5^0 + t_5^-(x_1-x_2) + t_5^+(1-2x_3)],$$

$$T_8(x_i) = -\frac{3}{2}(x_1-x_2)(\xi_5^0 - \xi_5'^0) - \frac{3}{2}x_3(x_2-x_1)(\xi_5^- - \xi_5'^-) - \frac{3}{2}(x_1-x_2)(1-2x_1-2x_2)(\xi_5^+ - \xi_5'^+)$$

$$V_6(x_i) = 2\phi_6^-(x_1-x_2),$$

$$A_6(x_i) = -2[\phi_6^0 + \phi_6^+(1-3x_3)],$$

$$T_6(x_i) = 2[t_6^0 + t_6^-(x_1-x_2) + t_6^+(1-3x_3)]$$

$$\phi_3^0 = \phi_6^0 = \mathcal{A}_1^0,$$

$$\psi_4^0 = \psi_5^0 = -2\mathcal{A}_3^0,$$

$$\phi_4^0 = \phi_5^0 = -\mathcal{A}_1^0 - 2\mathcal{A}_3^0,$$

$$\xi_4^0 = \frac{1}{2}(\mathcal{P}_1^0 + 2\mathcal{S}_1^0),$$

$$\xi_4'^0 = -\frac{1}{2}(\mathcal{P}_1^0 - 2\mathcal{S}_1^0),$$

$$\xi_5^0 = \mathcal{P}_1^0 + \mathcal{S}_1^0,$$

$$\xi_5'^0 = \mathcal{P}_1^0 - \mathcal{S}_1^0,$$

$$t_1^0 = t_2^0 = t_5^0 = t_6^0 = 0$$

$$\phi_3^+ = \frac{7}{2}\mathcal{A}_1^0 - \frac{21}{2}\mathcal{A}_1^s,$$

$$\phi_6^+ = -2\mathcal{A}_1^0 + 12(\mathcal{A}_1^s + \mathcal{A}_2^0 + \mathcal{A}_4^0 + \mathcal{A}_5^0),$$

$$\phi_3^- = -\frac{21}{2}\mathcal{V}_1^0,$$

$$\phi_4^- = \frac{15}{2}(\mathcal{V}_1^0 + 2\mathcal{V}_3^0),$$

$$\phi_5^- = -10(\mathcal{V}_1^0 - 2\mathcal{V}_3^0 + 2\mathcal{V}_4^0 - 2\mathcal{V}_5^0),$$

$$\phi_6^- = -6(\mathcal{V}_1^0 - 2\mathcal{V}_2^0 + 2\mathcal{V}_4^0 + 2\mathcal{V}_5^0),$$

$$\begin{aligned}
\phi_4^+ &= -\frac{3}{2}(\mathcal{A}_1^0 - 5\mathcal{A}_1^s - 10\mathcal{A}_2^0 + 6\mathcal{A}_3^0 - 10\mathcal{A}_3^s), \\
\phi_5^+ &= -5\mathcal{A}_1^0 - 10\mathcal{A}_3^0 + 20\mathcal{A}_3^s + 20\mathcal{A}_4^0 - 20\mathcal{A}_5^0, \\
\xi_4^- &= \frac{15}{2}\mathcal{S}_1^0 - \frac{45}{2}\mathcal{S}_1^s - 15\mathcal{T}_1^0 + 15\mathcal{T}_2^0 + 30\mathcal{T}_3^0, \\
\xi_4'^- &= -\frac{15}{4}\mathcal{P}_1^0 + \frac{45}{2}\mathcal{P}_1^s + \frac{15}{2}\mathcal{S}_1^0 - \frac{45}{2}\mathcal{S}_1^s - 15\mathcal{T}_1^0 + 15\mathcal{T}_2^0 + 60\mathcal{T}_3^0, \\
\xi_4^+ &= -3\mathcal{P}_1^0 + 15\mathcal{P}_1^s + \frac{3}{2}\mathcal{S}_1^0 - \frac{15}{2}\mathcal{S}_1^s - 15\mathcal{T}_1^0 + 15\mathcal{T}_2^0 + 30\mathcal{T}_3^0, \\
\xi_4'^+ &= -\frac{3}{4}\mathcal{P}_1^0 + \frac{15}{2}\mathcal{P}_1^s + \frac{3}{2}\mathcal{S}_1^0 - \frac{15}{2}\mathcal{S}_1^s - 15\mathcal{T}_1^0 + 15\mathcal{T}_2^0 + 60\mathcal{T}_3^0, \\
\xi_5^- &= -25\mathcal{P}_1^0 + 40\mathcal{P}_2^0 + 20\mathcal{P}_1^s + 45\mathcal{S}_1^0 - 20\mathcal{S}_1^s + \frac{315}{4}\mathcal{T}_1^0 + 20\mathcal{T}_3^0 - 15\mathcal{T}_5^0 - 40\mathcal{T}_7^0, \\
\xi_5'^- &= -5\mathcal{P}_1^0 + 40\mathcal{P}_2^0 + 20(\mathcal{P}_1^s + 45\mathcal{S}_1^0) - 20\mathcal{S}_1^s, \\
\xi_5^+ &= -10\mathcal{P}_1^0 + 40\mathcal{P}_2^0 + 20\mathcal{P}_1^s + \frac{105}{4}\mathcal{T}_1^0 - 5\mathcal{T}_5^0, \\
\xi_5'^+ &= -20(\mathcal{P}_1^0 + 40\mathcal{P}_2^0) + 20(\mathcal{P}_1^s + \frac{105}{2}\mathcal{T}_1^0 + 20\mathcal{T}_3^0 - 10\mathcal{T}_5^0 - 40\mathcal{T}_7^0), \\
\psi_4^+ &= -\frac{15}{2}(\mathcal{A}_3^s + \mathcal{V}_3^0) + \frac{9}{2}\mathcal{A}_3^0, \\
\psi_4^- &= -\frac{15}{2}(\mathcal{A}_3^0 + \mathcal{V}_3^0 - 3\mathcal{A}_3^s), \\
\psi_5^+ &= -10\mathcal{A}_3^s + 20\mathcal{A}_5^0 - 10\mathcal{V}_3^0 - 20\mathcal{V}_5^0, \\
\psi_5^- &= 10\mathcal{A}_3^0 + 30\mathcal{A}_3^s - 60\mathcal{A}_5^0 - 10\mathcal{V}_3^0 - 20\mathcal{V}_5^0, \\
t_1^- &= -\frac{21}{2}\mathcal{T}_1^0, \\
t_2^- &= \frac{15}{2}\mathcal{T}_1^0 + 30\mathcal{T}_3^0 - 15\mathcal{T}_4^0, \\
t_6^- &= -12(\mathcal{T}_1^0 + \mathcal{T}_4^0 + \mathcal{T}_5^0), \\
t_5^- &= -6\mathcal{P}_1^0 + 16\mathcal{P}_2^0 + 8\mathcal{P}_1^s + 4\mathcal{S}_1^0 - 2\mathcal{S}_1^s + \frac{63}{4}\mathcal{T}_1^0 + 2\mathcal{T}_2^0 + 2\mathcal{T}_3^0 - 3\mathcal{T}_5^0 - 4\mathcal{T}_7^0, \\
t_1^+ &= t_2^+ = t_5^+ = t_6^+ = 0. \\
\mathcal{A}_2^0 &= \frac{1}{4}(-\mathcal{A}_1^s - 2\mathcal{A}_3^s), \\
\mathcal{A}_4^0 &= \frac{1}{16}(4\mathcal{A}_1^0 + 4\mathcal{A}_3^0 - 3\mathcal{A}_1^s - 2\mathcal{A}_3^s), \\
\mathcal{A}_2^0 &= \frac{1}{4}(-\mathcal{A}_1^s - 2\mathcal{A}_3^s), \\
\mathcal{A}_4^0 &= \frac{1}{16}(4\mathcal{A}_1^0 + 4\mathcal{A}_3^0 - 3\mathcal{A}_1^s - 2\mathcal{A}_3^s), \\
\mathcal{A}_5^0 &= \frac{1}{48}(-4\mathcal{A}_1^0 + 4\mathcal{A}_3^0 + 3\mathcal{A}_1^s + \mathcal{A}_3^s), \\
\mathcal{V}_3^0 &= \frac{1}{4}(-\mathcal{A}_3^0 + \mathcal{A}_1^s + 2\mathcal{A}_3^s + \mathcal{V}_2^0),
\end{aligned}$$

$$\mathcal{V}_2^0 = \frac{1}{12}(-2f_\Lambda + A_1^s f_\Lambda + 2\lambda_1 - 2f_1^q \lambda_1 - 3f_1^s \lambda_1 - 2f_\Lambda A_1^q),$$

$$\mathcal{V}_4^0 = \frac{1}{16}(4\mathcal{A}_3^0 - \mathcal{A}_1^s - 6\mathcal{A}_3^s + 4\mathcal{V}_1^0 - 8\mathcal{V}_2^0),$$

$$\mathcal{V}_5^0 = \frac{1}{48}(4\mathcal{A}_1^0 - 36\mathcal{A}_3^0 - 9\mathcal{A}_1^s - 38\mathcal{A}_3^s),$$

$$\mathcal{T}_3^0 = \frac{1}{3}(\mathcal{T}_1^0 - 3\mathcal{T}_2^0),$$

$$\mathcal{T}_4^0 = \frac{1}{3}(\mathcal{T}_1^0 - 3\mathcal{T}_2^0),$$

$$\mathcal{T}_5^0 = -6\mathcal{T}_2^0, \mathcal{T}_7^0 = 0,$$

$$\mathcal{P}_1^s = \mathcal{P}_1^0, \mathcal{P}_2^0 = 0$$

$$\mathcal{S}_1^s = \mathcal{S}_1^0, \mathcal{S}_2^0 = 0$$

$$\mathcal{A}_3^s = -\frac{1}{4}(A_1^s f_\Lambda - f_1^s \lambda_1),$$

$$\mathcal{T}_2^0 = \frac{1}{192}(7f_3^q + 8f_4^q),$$

$$\mathcal{A}_3^0 = -\frac{1}{4}(f_\Lambda - \lambda_1),$$

$$\mathcal{A}_1^s = f_\Lambda A_1^s,$$

$$\mathcal{A}_1^0 = f_\Lambda,$$

$$\mathcal{A}_3^0 = -\frac{1}{4}(f_\Lambda - \lambda_1),$$

$$\mathcal{A}_1^s = f_\Lambda A_1^s,$$

$$\mathcal{V}_1^0 = -f_\Lambda A_1^q,$$

$$\mathcal{T}_1^0 = \frac{1}{32}(f_3^q + 8f_4^q),$$

$$\mathcal{T}_2^0 = \frac{1}{192}(7f_3^q + 8f_4^q),$$

$$\mathcal{P}_1^0 = \lambda_2, \mathcal{S}_1^0 = \lambda_3.$$

## EK 5. Fourier Dönüşümü

Kuark özellikleri cinsinden yapılan hesaplamalarda şu şekilde ifadelerle karşılaşılır;

$$\int_0^1 Dx_i \int d^4x e^{iPx} [x_\mu] \frac{1}{(-x^2)^n} F(x_i)$$

burada  $F(x_i)$  dalga fonksiyonlarını göstermektedir. Ve  $P = q - px_i$  şeklindedir.

$$\int_0^1 Dx_i = \int_0^1 dx_1 dx_2 dx_3 \delta(x_1 + x_2 + x_3 - 1)$$

şeklindedir. Burada  $x_1$ ,  $x_2$  ve  $x_3$  ifadeleri baryonlar içindeki kuarkların momentumlarını göstermektedir. Burada ilk olarak

$$x_\mu = -i \frac{\partial}{\partial p_\mu}$$

dönüşümünün yapılması gerekir. Bu dönüşüm yapıldıktan sonra ifade

$$\int_0^1 Dx_i \int d^4x e^{iPx} [x_\mu] \frac{1}{(-x^2)^n} F(x_i) = -i \int_0^1 Dx_i \frac{\partial}{\partial p_\mu} \int d^4x e^{iPx} \frac{1}{(-x^2)^n} F(x_i)$$

olarak elde edilir. Bu kısım kadar yapılan tüm işlemler Minkowski uzayında uygulanmaktadır. Bu adımdan sonra işlem yapılan uzayın değiştirilmesi gerekmektedir. Minkowski uzayından Öklit uzayına geçilmesi gerekmektedir ve  $1/(x^2)^n$  ifadesi yerine

$$\frac{1}{(a^2)^n} = \frac{(-i)}{\Gamma(n)} \int_0^\infty dt t^{n-1} e^{-ty^2}$$

ifadesi yerleştirildiğinde

$$\int_0^1 Dx_i \int d^4x e^{iPx} [x_\mu] \frac{1}{(-x^2)^n} F(x_i) = -i \frac{(-i)}{\Gamma(n)} \int_0^1 Dx_i \frac{\partial}{\partial p_\mu} \int d^4x e^{-iPx} \int_0^\infty dt t^{n-1} e^{-ty^2} F(x_i)$$

şekline dönüşür. Buradaki dört boyutlu integral alındığında ifade,

$$\int_0^1 Dx_i \int d^4x e^{iPx} [x_\mu] \frac{1}{(-x^2)^n} F(x_i) = -i \frac{(-i)}{\Gamma(n)} \pi^2 \int_0^1 Dx_i \frac{\partial}{\partial p_\mu} \int_0^\infty dt e^{-P^2/4t} t^{n-3} F(x_i)$$

şekline dönüşür. Bu ifadedeki türev alınmak istendiğinde dikkat edilmeli. Çünkü türev ifadesi Minkowski uzayında, üstel fonksiyon ise Öklit uzayında tanımlıdır. Burada yapılması gereken ise üstel fonksiyonun Minkowski uzayına taşınıp türevi aldıktan sonra tekrar Öklit uzayına geçilmesidir. Bu işlemler yapıldığında elde edilecek son ifade,

$$\int_0^1 Dx_i \int d^4x e^{iPx} [x_\mu] \frac{1}{(-x^2)^n} F(x_i) = \frac{(-i)}{\Gamma(n)} \pi^2 \int_0^1 Dx_i \int_0^\infty dt \frac{-iP_\mu}{2t} e^{-P^2/4t} t^{n-3} F(x_i)$$

şeklinde olur. Benzer şekilde yukarıda yazılan ifadelere ek olarak

$$\frac{1}{px} \int_0^1 Dx_i \int d^4x e^{iPx} [x_\mu] \frac{1}{(-x^2)^n} F(x_i)$$

$$\frac{1}{(px)^2} \int_0^1 Dx_i \int d^4x e^{iPx} [x_\mu] \frac{1}{(-x^2)^n} F(x_i)$$

içeren ifadelerle karşılaştırılır. O zaman yapılacak işlem ise

$$\frac{1}{px} \int_0^1 Dx_i e^{ipxx_i} \rightarrow -i \int_0^1 Dx_i \int_0^{x_i} du e^{-ipxu}$$

$$\frac{1}{(px)^2} \int_0^1 Dx_i e^{ipxx_i} \rightarrow - \int_0^1 Dx_i \int_0^{x_i} du \int_a^u da e^{-ipxa}$$

şeklinde dönüşümler uygulanarak yukarıda tanımlanan işlemler tekrarlanarak yapılır.

## 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 : 2007-2010 Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Doktora Öğrenimi : 2010-2016 Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Bildiği Yabancı Diller : İngilizce

### BİLİMSEL FAALİYETLERİ

a) Yayınlar –

A. KUCUKARSLAN, U. **OZDEM**, 2013. The coupling constants  $g(V \text{ sigma } \gamma)$  in QCD sum rules. Phys. Part. Nucl. Lett. 10: 11-15.

A. KUCUKARSLAN, U. **OZDEM**, 2013. Radiative  $S \rightarrow V\gamma$  vertex in QCD sum rules. Acta. Phys. Polon. B44: 1321-1332.

A. KUCUKARSLAN, U. **OZDEM**, A. OZPINECİ, 2014. Isovector axial vector and pseudoscalar transition form factors on  $\Delta$  in QCD. Phys. Rev. D90: 054002.

A. KUCUKARSLAN, U. **OZDEM**, A. OZPINECİ, 2015. Isovector Axial Vector Form Factors of Octet-Decuplet Hyperon Transition in QCD. J. Phys. G42: no.1, 015001.

A. KUCUKARSLAN, U. **OZDEM**, A. OZPINECİ, 2016. Axial vector transition form factors of  $N \rightarrow \Delta$  in QCD. <https://arxiv.org/abs/1512.01015>.

A. KUCUKARSLAN, U. **OZDEM**, A. OZPINECİ, 2016. Tensor form factors of octet hyperons in QCD (yayına hazırlanıyor).

b) Bildiriler –

U. **ÖZDEM**, A. KÜÇÜKARSLAN, 2010. “The coupling constants  $g_{\rho a_0 \gamma}$  in QCD sum rules” (Poster). International Summer School and Conference on High Energy Physics: Standart Model and Beyond, Muğla, TÜRKİYE.

U. **ÖZDEM**, A. KÜÇÜKARSLAN, 2010. “The coupling constants  $g_{\rho_0 \rho \gamma}$  and  $g_{\rho_0 \omega \gamma}$  in QCD sum rules” (Sözlü sunum). Türk Fizik Derneği: 27. Fizik Kongresi, İstanbul, TÜRKİYE.

**U. ÖZDEM, A. KÜÇÜKARSLAN, 2010.** “The coupling constants  $g_{a_0\rho\gamma}$  and  $g_{a_0\omega\gamma}$  in QCD sum rules” (Poster). Türk Fizik Derneği: 27. Fizik Kongresi, İstanbul, TÜRKİYE.

**A. KÜÇÜKARSLAN, U. ÖZDEM, Y. ÜNAL, 2011.** “Radiative  $\phi \rightarrow \sigma\gamma$  Vertex in QCD Sum Rules and Phenomenological Approach” (Poster). International Congress on Advances in Applied Physics and Materials Science, Antalya, TÜRKİYE.

**U. ÖZDEM, A. ÖZPİNECİ, 2011.** “KRD’de N- $\Delta$  İzovektör Aksiyal Vektör Geçiş Form Faktörleri” (Sözlü sunum). Ankara Yüksek Enerji Fiziği Günleri Çalıştayı, Ankara, TÜRKİYE.

**U. ÖZDEM, A. ÖZPİNECİ, 2012.** “KRD’de  $\Delta$ - $\Delta$  İzovektör Aksiyal Vektör Geçiş Form Faktörleri” (Sözlü sunum). İzmir Yüksek Enerji Fiziği ve Uygulamaları Çalıştayı, İzmir, TÜRKİYE.

**U. ÖZDEM, 2013.** “KRD’de Oktet-Dekuplet Hiperon İzovektör Aksiyal Vektör Geçiş Form Faktörleri” (Sözlü sunum). Türk Fizik Derneği: 30. Fizik Kongresi, İstanbul, TÜRKİYE.

**U. ÖZDEM, 2015.** “ $\Delta$ -  $\Delta$  Isovector Axial Vector Form Factors in QCD” (Sözlü sunum). The XXII International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory, Samara, RUSYA.

c) Katıldığı Projeler –

Kuantum Renk Dinamiğinde Pertürbatif Olmayan Hadron Etkileşimleri, TÜBİTAK-110T245, 01/2011-01/2014, Bursiyer.

2214 A Doktora Sırası Araştırma Burs Programı, TÜBİTAK, 11/2014-11/2015, Bursiyer.

## **İŞ DENEYİMİ**

## **İLETİŞİM**

E-posta Adresi : [ulasozdem@gmail.com](mailto:ulasozdem@gmail.com)