

AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASININ TƏHSİL NAZİRLİYİ
BAKİ DÖVLƏT UNİVERSİTETİ

Əlyazması hüququnda

AZƏR İNŞALLA oğlu ƏHMƏDOV

SƏRT İNKLÜZİV VƏ EKSKLÜZİV PROSESLƏRDƏ
HADRONLARIN KVANTXROMODİNAMİK XASSƏLƏRİ

2212.01-Nəzəri fizika

Fizika üzrə elmlər doktoru alimlik dərəcəsi
almaq üçün təqdim olunmuş dissertasiyanın

A V T O R E F E R A T I

BAKİ – 2016

Dissertasiya işi Bakı Dövlət Universitetinin Nəzəri fizika kafedrasında yerinə yetirilmişdir.

Rəsmi opponetlər: – fizika-riyaziyyat elmlər doktoru,
professor **C. Q. Əbdülvahabova**
– fizika-riyaziyyat elmlər doktoru,
professor **A. B. Ефремов**
– fizika-riyaziyyat elmlər doktoru,
professor **H. S. Orucov**

Aparıcı təşkilat: **Tbilisi Dövlət Universitetinin Yüksək Enerjilər Fizikası İnstitutu**

Dissertasiyanın müdafiəsi " ____ " _____ 2016 il saat «16⁰⁰»-da Bakı Dövlət Universitetinin nəzdində fəaliyyət göstərən D.02.012 Dissertasiya Şurasının iclasında keçiriləcəkdir.

Ünvan: AZ-1148, Bakı şəh., Z. Xəlilov küç. 23, Bakı Dövlət Universiteti, əsas korpus, 437 saylı auditoriya.

Dissertasiya işi ilə Bakı Dövlət Universitetinin Elmi Kitabxanasında tanış olmaq olar.

Avtoreferat " ____ " " _____ " 2016-cı ildə göndərilmişdir

**D.02.012 Dissertasiya Şurasının
Elmi katibi:**

dos. M.R. RƏCƏBOV

İŞİN ÜMUMİ XARAKTERİSTİKASI

Mövzunun aktuallığı. Hal-hazırda güclü qarşılıqlı təsirin ümumi qəbul edilən nəzəriyyəsi kvant xromodinamikasıdır (KXD). Bu nəzəriyyə özünün bir sıra üstünlüklərinə malikdir. Birinci bu nəzəriyyə yenidən normallandır, ikinci nəzəriyyə asimptotik sərbəstliyə malikdir və bu da həyəcanlaşma nəzəriyyəsinin tətbiq olunmasına imkan yaradır. Üçüncü, ümid etmək olar ki, bu nəzəriyyənin tədqiqat oblastında kvark və qlüonlar arasında mövcud olan konfayment problemini izah etmək mümkün olsun.

Birinci iki xassə ötürmə impulslarının böyük qiymətlərində həyəcanlaşma nəzəriyyəsinə tətbiq edərək bir çox prosesləri öyrənmək və onları izah etməyə imkan verir. Hazırkı tədqiqatlar göstərir ki, yüksək enerjilər fizikası özünün kritik anlarını yaşayır. Son tədqiqatlar, istər nəzəri və istərsə də eksperimental tədqiqatlar, göstərir ki, yüksək enerjilər fizikası Standard Modelin elementar zərrəciklərə və onların qarşılıqlı təsirinə öyrənilməsinə tətbiqinin sərhədinin müəyyənləşdirməsinə çox yaxındır. Baxmayaraq ki, yüksək enerjilərdə aparılan eksperimentlərdə müşahidə edilən bir çox hadisələr Standart Modelin nəticələri ilə uyğunlaşır, amma buna baxmayaraq bir çox kənar faktorlar – enerjinin müəyyən miqyasında yeni fiziki hadisələrin və effektlərin meydana çıxması qaçılmazdır. Təbii ki, belə fenomen hadisələrdən biri də Standart Modelin eksperimental kəşf olunan sonuncu zərrəciyi Hiqqz bozundur. Onun 2012-ci ildə Böyük Hadron Kollayderində (BHK) ATLAS və CMS eksperimentlərində kəşf olunduğu elan edildi və ilkin olaraq onun kütləsinin 126 QeV olduğu elan edilmişdir. Amma onun kütləsinin 126 QeV civarında olması onun daha çox supersimmetrik nəzəriyyənin Hiqqz zərrəciyi olduğunu göstərir. Bu yaranan problemə son qoyulması üçün hal-hazırda BHK-də eksperimentlər davam etdirilir və həmçinin 2020-ci ildə işə başlayacaq Beynəlxalq Xətti Kollayderdə də (BXK) davam etdirilməsi planlaşdırılır.

Ümumiyyətlə, müasir elementar zərrəciklər fizikasının qarşısında bir sıra həll olunmamış problemlər var ki, bunların da cavablandırılması bir sıra fundamental təbiət qanunlarının tətbiqinə aydınlıq gətirəcəkdir. Bu baxımdan BHK-də aparılan tədqiqatlar bir çox problemlərin həllinə kömək edəcəkdir. Belə ciddi problemlərdən biri də fotonun hadron quruluşunun tədqiqidir. Xüsusi ilə kvark və qlüonların Byorken dəyişənlərinin kiçik qiymətlərində fotonda paylanma funksiyalarının öyrənilməsidir. Çünki bu funksiyaların öyrənilməsi və analitik ifadələrinin tapılması Beynəlxalq Xətti Kollayderdə aparılacaq eksperimentlər üçün açar rolunu oynayacaq. Qaranlıq materiyanın iki forması mövcuddur: 1) yüngül relyativistik

zərrəciklərdən təşkil olunmuş isti tünd materiya, 2) ağır zəif qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklərdən təşkil olması güman edilən soyuq qaranlıq materiya, Standart Modeldə soyuq tünd materiya zərrəciyi üçün heç bir namizəd mövcud deyildir. Supersimmetriya isə soyuq tünd materiya zərrəciyi üçün neytralinonu uyğun namizəd göstərir, bu zərrəcik ağır, yüksüz və spini $1/2$ olan Mayorano fermionudur. Bu baxımdan BHK, Böyük Elektron-Pozitron Kollayderindən (LEP) fərqli olaraq bir çox yeniliklərin və perspektivlərin olacağına imkan yaradır.

BHK TeV intervalında yeni fizikanın axtarışı üçün təyin olunmuşdur və onun parametrləri imkan verir ki, Minimal Supersimmetrik Standart Modelin geniş fəzasını əhatə etsin. BHK-nin ölçü miqyası imkan verir ki, kütləsi 2 TeV civarında olan supersimmetrik zərrəcikləri qeyd etsin. Ümid etmək olar ki, bu MSSM üçün kritik bir test olacaqdır.

Məlumdur ki, hadron-hadron toqquşmasında supersimmetrik zərrəciklər cüt halda doğulurlar və tez bir zamanda parçalanırlar və sonda hadron simləri və leptonlar yaranır. Fundamental qarşılıqlı təsirlər adətən yüksək enerjilərdə ətalət mərkəzi sistemlərində hadron-hadron və foton-foton toqquşmalarında öyrənilir. Bunlar da öz növbəsində inklüziv və eksklüziv olaraq mezonların və supersimmetrik zərrəciklərin yaranmasına gətirir. Yüksək enerjilərdə prosesin son nəticəsi olaraq çoxlu zərrəcik yaranarsa, belə prosesi inklüziv olaraq öyrənirlər. Amma prosesin sonunda yaranan bütün zərrəcikləri tədqiq etmək tələb olunursa bu halda belə prosesi eksklüziv olaraq tədqiq edirlər. Hər iki tədqiqat üsulundan alınan nəticələr həmişə eksperimental nəticələrlə uyğunluq vermir. Ona görə də oxşar proseslər elementar zərrəciklərin müasir nəzəriyyələrinə əsaslanan modellərdə öyrənilməsi olduqca vacibdir. Sərt proseslərin kvant xromodinamikası çərçivəsində tədqiqi (dərin qeyri-elastiki səpilmə, yüksək enerjili elektron-pozitron toqquşması, Drell-Yan prosesi) onların mükəmməl başa düşülməsinə, güclü qarşılıqlı təsirin asimptotik sərbəstlik dərəcəsinə malik olması nəzərə alınmaqla, kəmiyyətə təsvir olunmasına imkan yaradır. Belə proseslərdə güclü qarşılıqlı təsir sabitinin kiçik olması həyəcanlaşma nəzəriyyəsinin tətbiqinə geniş imkan yaradır.

Bu baxımdan sərt proseslər arasında hadron-hadron toqquşmalarında kütləli lepton cütünün yaranması prosesi, yəni Drell-Yan prosesi xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Proton-proton, antiproton-nuklon, pion-nuklon və kaon-nuklon toqquşmalarında lepton cütünün yaranması proseslərinin eksperimental nəticələri də kifayət qədərdir.

Drell-Yan prosesinin öyrənilməsinin vacibliyi aşağıdakı xüsusiyyətlərinə görə ciddi maraq kəsb edir: birincisi diferensial effektiv kəsiyin ölçülməsi

hadronun quruluş funksiyasının ötürmə impulsunun zamana oxşar oblastlarında öyrənilməsinə imkan verir; ikincisi virtual fotonun kütləsinin (m^*) kvadratının lepton cütünün kütləsinin (m_e) kvadratından $m^{*2} \gg 4m_e^2$ belə böyük olması intervalında öyrənilməsinə imkan yaradır. Həmçinin prosesin sonunda güclü qarşılıqlı təsirin nəzərə alınmaması şərti Drell-Yan prosesinin nəzəri tədqiqini xeyli sadələşdirir. Hal-hazırda Drell-Yan prosesi güclü qarşılıqlı təsirlə bağlı modellərin öyrənilməsində aparıcı proseslərdən biridir. Drell-Yan prosesinin nəzəri və eksperimental tədqiqi, digər proseslərə nəzərən, fotoyaranma və dərin qeyri-elastiki proseslərə nəzərən hadronların kvark-qlüon quruluşu haqqında daha müfəssəl məlumat almağa imkan verir.

Son zamanlar hadronlar, xüsusilə nuklonlar haqqında vacib məlumatlar hadron-hadron toqquşmasında baş verən inklüziv proseslərin öyrənilməsiylə sıx bağlıdır. Inklüziv proseslərin mahiyyəti ondadır ki, detektə olunan zərrəcik öyrənilir və digər zərrəciklər üzrə cəmləmə aparılır. İstər Drell-Yan prosesi və istərsə də dərin qeyri-elastiki lepton-nuklon səpilməsi ötürmə impulslarının böyük qiymətlərində və kiçik məsafələrdə baş verdiyindən sərt proseslərdir. Amma son zamanlar yeni sürətləndiricilərin inkişaf etdirilməsi (yüksək işıqlanmaya malik) imkan verir ki, hadronların kvark-qlüon quruluşunu Byorken oblastında eksklüziv proseslərlə də öyrənmək mümkün olsun. Eksklüziv prosesin mahiyyəti odur ki, prosesin sonunda yaranan bütün zərrəciklər detektə olunurlar.

Kvant xromodinamikasında rəng konfaynmentinin kənarında öyrənməyə imkan verən metod, dinamikanın kvant xromodinamik faktorizasiyası metodudur. Bu metod yaxın və uzaq məsafələrlə bağlıdır. Əgər proses yaxın məsafələrdə baş verirsə, deməli həmin proses ötürmə impulsunun böyük qiymətlərində və tərsinə böyük məsafələrdə baş verirsə deməli onun ötürmə impulsunun kiçik qiymətlərində baş verməsinə ekvivalentdir. Bu metod prosesi həyəcənlaşma nəzəriyyəsini tətbiq etməklə perturbativ kvant xromodinamikasında öyrənməyə imkan verir. Həmçinin öyrənilən prosesin alt prosesləri böyük məsafələrin və ya kiçik enerjilərin dinamikasından asılı deyildir. Digər tərəfdən mezonla baş verən proseslərdə mezonların paylanma amplitudunun nəzərə alınması olduqca vacibdir. Mezonun paylanma amplitudu qeyri-perturbativ təbiətə malikdir və onun perturbativ kvant xromodinamikasında hesablanması mümkün deyildir. Ona görə də bu paylanma amplitudu təcrübi nəticələrdən istifadə etməklə qurulur və həmçinin qeyri-perturbativ metodlar vasitəsilə hesablanır.

Səpilmə proseslərində başlanğıc və son hadisələrin dinamikası, yəni on-

ların iki dinamikaya ayrılması faktorizasiya teoreminin tətbiqi ilə mümkündür. Faktorizasiya teoremi asimptotik rejimdə ötürmə impulsunun böyük qiymətlərində, hansiki, ötürmə impulsu qlüonun virtuallığı ilə Q^2 ifadə olunur, belə halda prosesin amplitudunu $1/Q^2$ -nin tərtibinə görə qiymətləndirmək olur, yəni böyük və kiçik məsafələrin dinamikası faktorizasiya olunmuş olur.

Son zamanlar hadronların spin xassələrinin ciddi və geniş spektrdə araşdırılmasının planlaşdırılması ilə əlaqədar olaraq polyarizasiya və spin effektlərinin nəzəri öyrənilməsi intensivləşmişdir. Nəzəri hesablamalar konkret hadronların yeni spin təbiətinə malik olduğunu deməyə imkan yaradır. Ona görə də spin və polyarizasiya effektlərinin öyrənilməsi yüksək enerjilər fizikasının aktual problemlərindən biridir. Qeyd etmək lazımdır ki, yüksək enerjilərdə spin effektlərinin eksperimental öyrənilməsi aşağı enerjilərdə aparılan tədqiqatların ənənəvi davamıdır. Amma təbii olaraq göstərmək olar ki, kvark və qlüonların qarşılıqlı təsirində spinin rolu olduqca ciddidir.

Spin fizikasının tədqiqi son nəzəri təsəvvürlərə və yüksək enerjilərdə mövcud olub modellərə təsir edə biləcək yeni nəticələrin alınmasına səbəb olacaq.

Böyük eninə p_T impulslarda spin sərbəstlik dərəcələrinin analizi kvant xromodinamikasında güclü qarşılıqlı təsirin dinamikasının qurulmasının xüsusi əhəmiyyətə malik olduğunu göstərir. Perturbativ kvant xromodinamikasında sərt alt proseslərdə kvarkların polyarizasiyası kvant xromodinamikasının vektor təbiətinə malik olması ilə əlaqədar olaraq çox kiçikdir, amma kvarkın spirallığı $O(m/\sqrt{s})$ həddinə qədər saxlanılır.

Spin effektlərinin tədqiqindən alınan məlumatlar spinsiz hala nəzərən daha genişdir. Bu baxımdan spin effektlərinin verdiyi məlumatları yüksək tvistlərə görə kvalifikasiya etmək daha maraqlıdır. Ona görə də $1/Q^2$ ilə mütənasib əlavələri əlaqələndirmək üçün həndəsi tvist anlayışı daxil edilir və bu da kütlə ölçülü operator ilə onun Lorens spininin fərqiindən ibarətdir, yəni $\tau = d - j$. Həndəsi tvist anlayışı yalnız lokal kvark-qlüon operatorları üçün təyin olunur və məlum Lorens çevirmələri ilə çevrilirlər və həmçinin konkret spinə malikdirlər. Fenomenoloji baxımdan yüksək tvist əlavələri dedikdə isə qlüon xətlərinin prosesin effektiv en kəsiklərinə verdiyi əlavələr başa düşülür. Həmçinin tvistlər müəyyən sərbəstlik dərəcələri ilə də əlaqədardırlar, məsələn $(1/Q^2)^r$. Bu baxımdan $1/Q^2$ ilə mütənasib əlavələrin

hesablanması, güclü qarşılıqlı təsir sabitinə nəzərən həyəcanlaşma nəzəriyyəsinin müxtəlif tərtiblərində effektiv metodların işlənməsi və tətbiqi kifayət qədər aktualdır. Bu düzəlişlər ötürmə impulslarının Q^2 mümkün qiymətlərində sərt proseslərin nəzəri və eksperimental analizində olduqca vacibdir.

Yüksək tvistlərin tədqiqi müxtəlif səbəblərdən maraqlıdır. Məsələn, protonla bağlı olan modellərdə quruluş funksiyalarının tədqiqi göstərir ki, yüksək tvistlərin prosesin effektiv kəsiklərinə verdiyi əlavələr paylanma və fraqmentasiya funksiyalarının tərsinə çevrilməsinə ekvivalentdir.

Twistlərin müxtəlif əlavələri əsas prosesin və alt prosesin paylanma funksiyalarının və partonların fraqmentasiya funksiyalarının öyrənilməsinə imkan yaradır.

Hadronlar ümumiyyətlə mürəkkəb sistemdir, onlar zəngin daxili quruluşa və mürəkkəb dinamikaya malikdir. Müxtəlif faktorizasiya sxemləri ilə hadronların quruluş və xassələrinin öyrənilməsi, yüksək tvist effektlərini nəzərə almaqla müxtəlif sərt proseslərin, tək və cüt neytralinonun əsas tərtibdə və ondan sonrakı yaxınlaşmada yaranmasının Böyük Hadron Kollayderində MSSM, MMSSM və digər ssenarilərdə öyrənilməsi, diferensial və tam effektiv kəsiklərinin analitik hesablanması, onların əsas kinematik dəyişənlərdən asılılıqlarının araşdırılması, həmçinin Drell-Yan prosesində bir spinli və iki spinli asimmetriyaların Standard və E_6 modellərində və nəhayət ümumiləşmiş Sullivan prosesinin öyrənilməsi bu dissertasiyanın əsas predmetidir.

Dissertasiyada mövcud olan elmi materialı üç istiqamətə bölmək olar: a) proton-proton, foton-foton toqquşmalarında psevdoskalyar və vektor mezonların, pion-proton toqquşmalarında birbaşa fotonun və qlüonun yaranmasında yüksək tvist və renormalon effektlərinin öyrənilməsi və onların prosesin effektiv en kəsiklərinə verdiyi əlavələrin hesablanması, Böyük Hadron Kollayderində tək və cüt neytralinonların əsas tərtibdə və ondan sonrakı tərtibdə yaranmalarının diferensial və tam effektiv kəsiklərinin, MSSM, MMSSM və tərəfimizdən verilən üç müxtəlif ssenarilərdə hesablanması, elektrozəif əlavənin verdiyi loqarifmik düzəlişlərin hesablanması; b) Drell-Yan prosesində bütün zərrəciklərin spirallığı nəzərə alınmaqla bir və iki spinli asimmetriyanın Standard və E_6 modellərində öyrənilməsi, və həmçinin ümumiləşmiş Sullivan prosesində Σ barionun yaranması prosesinin öyrənilməsidir.

Sərt inklüziv proseslərin öyrənilməsinə intensivliyin artmasının başlıca səbəbi ondan ibarətdir ki, bu proseslərdə KXD korrelyatorları haqqında

məlumat almaq olur. Bu korrelyatorlar da hadronların dalğa funksiyasını özündə birləşdirir. Ümumiləşmiş paylanma funksiyaları və ümumiləşmiş paylanma amplitudları partonların yeni paylanma funksiyalarının və paylanma amplitudlarının daxil edilməsi, bilavasitə bu funksiyalardan KXD korrelyatorları haqqında müfəssəl məlumat almağa imkan verir.

Sərt inklüziv proseslərin tədqiqinin təqdim olunan faktorizasiya çərçivəsində vacib elementlərindən biri də miqyasın Brodski-Lepaje-Makkenzi metodu ilə fiksə olunmasıdır. Dissertasiyada göstərilmişdir ki, kvarkların mübadilə mexanizminin dominantlıq etdiyi mezonların yaranması prosesində Brodski-Lepaje-Makkenzi metodu uğursuzluğa məhkumdur, çünki, güclü qarşılıqlı təsir sabitində dağılma meydana çıxır. Ona görə də belə olan halda miqyasın fiksə olunması metodu tətbiq edilir. Digər tərəfdən güclü qarşılıqlı təsir sabitini fiksə etmək yox, elə onun özünün miqyasa görə dəyişməsinə nəzərə alaraq dəyişən qarşılıqlı təsir metodunu tətbiq etməklə ölçülən kəmiyyəti, yəni effektiv kəsiyi hesablamaq mümkündür.

Dissertasiyada sərt inklüziv proseslə yanaşı eksklüziv proseslərdə tədqiq olunmuşdur. Xüsusilə, proton-proton toqquşmasında tək və cüt halda neytralinonun yaranması MSSM, MMSSM modellərində ətraflı öyrənilmişdir. Drell-Yan prosesində başlanğıc protonlar polyarizə olunmuş olduğu hallarda bütün zərrəciklərin spirallığı nəzərə alınmaqla bir və iki spinli asimmetriyalar Standard və E_6 modellərində hesablanmış və analiz edilmişdir. Bu proseslərdə əsas ölçülən kəmiyyət bir və iki spinli asimmetriyalardır ki, onlar da bilavasitə lepton və hadron tenzorlarının hasil formasında təyin olunurlar. Prosesdə iştirak edən bütün zərrəciklərin spirallığı nəzərə alınmaqla kvant xromodinamikasında ilk dəfə olaraq uzununa polyarizə olunmuş proton-proton toqquşmasında bir və iki spinli asimmetriyalar hesablanmışdır.

Dissertasiyanın məqsədi proton-proton və foton-foton toqquşmalarında psevdoskalyar və vektor mezonların, pion-proton toqquşmasında birbaşa qlüonun və fotonun inklüziv yaranmasında yüksək tvist və renormalon effektlərinin dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodları ilə öyrənilməsi, hər iki yaxınlaşmada yüksək tvist və renormalon effektlərinin prosesin effektiv kəsiklərinə verdiyi təmiz paylarının mezonların müxtəlif paylanma amplitudlarından asılılıqlarının hesablanmasıdır; əsas tərtibdə və ondan sonrakı yaxınlaşmada tək və cüt neytralinonun yaranmasının Böyük Hadron Kollayderində tədqiqi, K faktorunun hesablanması, elektrozəif əlavələrin hesablanması, Drell-Yan prosesində bir və iki spinli asimmetriyaların Standard və E_6 modellərində hesablanması və analizi, ümumiləşmiş

Sallivav prosesində Σ barionunun yaranması prosesinin müfəssəl öyrənilməsidir.

Elmi nəticələrin alınmasında müəllifin rolu. Müdafiəyə təqdim olunan dissertasiyanın elmi nəticələri bilavasitə müəllif tərəfindən alınmışdır. Alınan nəticələrin formulə olunmasında, məsələnin həllinin istiqamətləndirilməsində, metodların seçilməsi və məsələnin mükəmməl şəkildə həll edilməsində, lazımı riyazi aparatın təkmilləşdirilməsində, nəzəri tədqiqatın və alınmış nəticələrin analizində, alınmış nəticələrin məqalə şəklində yazılmasında və elmi jurnalların redaksiyaları ilə yazışmalarda müəllifin rolu həlledicidir.

Elmi yenilik. Müdafiəyə təqdim olunan dissertasiyanın elmi nəticələri yenidir və müasir yüksək enerjilər fizikasında mühüm əhəmiyyətə malikdir. Dissertasiyada dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodu təkmilləşdirilmiş və inkişaf etdirilmişdir. İlk dəfə olaraq proton-proton və foton-foton toqquşmalarında psevdoskalyar və vektor mezonların, həmçinin pion-proton toqquşmasında birbaşa fotonun və qlüonun inklüziv yaranması proseslərində, yüksək tvist və renormalon effektləri perturbativ və holoqrafik kvant xromodinamikası çərçivəsində dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodları ilə hesablanmış və həmin effektlərin prosesin ən kəsiyinə verdiyi əlavələr mezonların müxtəlif paylanma amplitudlarına görə müəyyən edilmişdir. Böyük Hadron Kollayderində tək və cüt neytralinoların yaranması yeni ssenarilərdə tədqiq olunmuş, dominantlıq edən proses və alt proseslər müəyyən edilmişdir. K faktoruna verilən əlavələrin təbiəti müəyyən olunmuşdur. Proseslərin effektiv en kəsiklərinin kinematik dəyişənlərdən və supersimmetrik parametrlərdən asılılıqları mükəmməl öyrənilmişdir. Həmçinin Drell-Yan prosesində bütün zərrəciklərin spirallığı nəzərə alınmaqla toqquşan protonlar uzununa polyarizə olunduqları halda bir və iki spinli asimmetriyalar Standard və E_6 modellərində hesablanmış və mükəmməl analiz olunmuşdur.

İşin elmi və praktiki əhəmiyyəti. Dissertasiya işinin əsas elmi əhəmiyyəti hadron-hadron və foton-fotonla gedən proseslərdə ötürmə impulslarının müxtəlif tərtiblərində üstlü düzəlişlərin prosesin effektiv kəsiyinə verdiyi əlavələrin dəqiq hesablanması üçün əlverişli üsulun işlənilməsi və hazırlanmasıdır.

Bu metodlar effektiv kəsiklərin, form faktorların hesablanmasında və digər hadron proseslərində tətbiq oluna bilər. Alınmış nəticələr perturbativ və holoqrafik kvant xromodinamikasının və elementar zərrəciklərin supersimmetrik nəzəriyyəsinin əsas müddələrinin yoxlanmasında yeni

imkanlar yaradır. Kvarq və qlüonların protonda və ümumiyyətlə hadronlarda paylanması nəzəri və eksperimental tədqiqində, yüksək enerjilərdə kvant xromodinamikasının tətbiq olunma sərhədinin müəyyənləşdirilməsində, fotonun hadron quruluşunun tədqiqində və həmçinin partonların fonda paylanma funksiyalarının analitik ifadələrinin alınmasında tətbiq oluna bilər.

Dissertasiyada alınan nəticələr BHK (CERN, Cenevrə), BNTİ (Dubna, Rusiya), Fermilab (Bataviya, ABD), DEZİ (Almaniya) və sairə laboratoriyalarda tətbiq oluna bilər.

Alınmış nəticələrin dürüstlüyü.

Dissertasiya işinin nəticələri əsaslandırılmışdır. Dissertasiyada alınmış elmi nəticələrin doğruluğu və etibarlılığı müasir metodlardan istifadə olunması, alınmış nəticələrin ədəbiyyatlarda mövcud olan nəzəri məlumatlarla uzlaşması ilə təmin olunur.

Dissertasiyada yerinə yetirilən hesablamalar kvant sahə nəzəriyyəsinin və perturbativ kvant xromodinamikasının standard metodlarına əsaslanır. Butun alınmış yeni nəticələr asimptotik halda adi kvant xromodinamikasının nəticələri ilə üst-üstə düşür. Analitik şəkildə alınmış bütün nəticələr ədədi hesablamalarla yoxlanmışdır.

İşin aprobeşiyası. Dissertasiya işi geniş aprobeşiyadan keçmişdir. Dissertasiyanın əsas nəticələri BDU nəzəri fizika kafedrasında (2007-2015), Erciyəz Universitetində (Kayseri, 2006, Türkiyə), Karadəniz Texniki Universitetində (Trabzon, 2011, 2012, Türkiyə) Vuppertal, Bonn və Axen Universitetlərində (2002, 2006, 2009, 2014) seminarlarda müzakirə olunmaqla yanaşı, respublika konfranslarında «Fizikanın müasir problemləri», BDU, Fizika problemləri İnstitutu (2007), «Fizikanın aktual problemləri», BDU, (2008), CERN-də (2009, 2010, 2013, 2015), The XXIII International Conference on Integrable Systems and quantum symmetries (Prague, June 23-29, 2015) məruzə edilmişdir.

Müdafiyyə çıxarılan əsas müddəalar:

1. İlk dəfə olaraq proton-proton toqquşmasında mezonun inklüziv yaranması prosesində yüksək tvist effektinin prosesin effektiv en kəşiyinə verdiyi əlavələr dondurulmuş qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə mezonun müxtəlif paylanma amplitudları üçün mezonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları hesablanmış və həmin effektiv kəsiklər aparıcı tvistin effektiv kəşiyi ilə müqayisə edilmişdir.

2. İlk dəfə olaraq proton-proton toqquşmasında mezonun inklüziv yaranması prosesində yüksək tvist effektinin prosesin effektiv en kəşiyinə verdiyi əlavələr dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmış,

renormalon effektinin prosesin en kəsiyinə verdiyi əlavələr müxtəlif paylanma amplitudları üçün mezonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları öyrənilmişdir. Effektiv en kəsiyi bə brel cəmi üçün analitik ifadələr alınmışdır.

3. Foton-foton toqquşmasında psevdoskalyar və vektor mezonların inklüziv yaranması prosesinin effektiv en kəsiyi dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodu ilə mezonun müxtəlif paylanma amplitudları üçün mezonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları hesablanmış, bir-biriləri və əsas tvistin en kəsiyi ilə müqayisə olunmuşdur. Effektiv kəsiyin bə brel cəmi tapılmışdır.

4. Holoqrafik kvant xromodinamikası çərçivəsində foton-foton toqquşmasında mezonun inklüziv yaranması prosesinin effektiv en kəsikləri dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodu ilə mezonun müxtəlif paylanma amplitudları üçün mezonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları hesablanmış, ədədi qiymətləri müqayisə və analiz olunmuşdur. Həmçinin həmin effektiv kəsiklərin qiymətləri aparıcı tvistin qiymətləri ilə müqayisə edilmişdir. Effektiv en kəsiyin bə brel cəmi üçün analitik ifadə alınmışdır.

5. Holoqrafik kvant xromodinamikası çərçivəsində proton-proton toqquşmasında mezonun inklüziv yaranması prosesinin effektiv en kəsikləri dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodu ilə mezonun müxtəlif paylanma amplitudları üçün mezonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları hesablanmış, ədədi qiymətləri müqayisə və analiz olunmuşdur. Həmçinin həmin effektiv kəsiklərin qiymətləri aparıcı tvistin qiymətləri ilə müqayisə edilmişdir. Effektiv en kəsiyin bə brel cəmi üçün analitik ifadə alınmışdır.

6. Pion-proton toqquşmasında fotonun birbaşa yaranması prosesinin en kəsiyinin fotonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları, pionun müxtəlif paylanma amplitudundan asılılıqları ətraflı öyrənilmişdir. Renormalon effektinin prosesin effektiv en kəsiyinə verdiyi əlavələrin ədədi qiymətləri hesablanmışdır. Effektiv kəsiyin yenidən cəmlənmiş bə brel cəmi üçün analitik ifadələr tapılmışdır.

7. Pion-proton toqquşmasında qlüonun birbaşa inklüziv yaranması prosesi maksimum konformallıq prinsipi yaxınlaşmasında tədqiq olunmuşdur və pionun tvist-2 və tvist-3 paylanma amplitudları üçün prosesin effektiv kəsiyinə yüksək tvistin təmiz payı hesablanmış və analiz edilmişdir.

8. Proton-proton toqquşmasında tək neytralinonun yaranması prosesi əsas tərtibdə və ondan sonrakı yaxınlaşmada Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə, Məhdudlaşdırılmış Minimal Supersimmetrik Standart

Modeldə və tərəfimizdən təklif olunan üç müxtəlif ssenarilərdə proseslərin diferensial və tam effektiv kəsikləri prosesin Laqranj funksiyasına daxil olan parametrlərdən, başlanğıc enerjiden və neytralino cütünün eninə impulsundan asılılıqları ətraflı öyrənilmiş və analiz edilmişdir.

9. Proton-proton toqquşmasında cüt neytralinonun yaranması prosesi əsas tərtibdə və ondan sonrakı yaxınlaşmada Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə, Məhdudlaşdırılmış Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə və tərəfimizdən təklif olunan üç müxtəlif ssenarilərdə proseslərin diferensial və tam effektiv kəsikləri prosesin Laqranj funksiyasına daxil olan parametrlərdən, başlanğıc enerjiden və neytralino cütünün eninə impulsundan asılılıqları ətraflı öyrənilmiş və analiz edilmişdir.

10. Polyarizə olunmuş proton-proton toqquşmasında lepton cütünün yaranmasında bütün zərrəciklərin spirallığını nəzərə almaqla Standart və E_6 modellərində bir spinli və iki spinli asimmetriyalar üçün analitik ifadələr alınmış və lepton cütünün invariant kütləsinin müxtəlif qiymətlərində həmin cütün eninə impulsundan asılılıqları ətraflı öyrənilmişdir.

Ümumiləşmiş Sallivan prosesində Σ barionun yaranması mexanizmi öyrənilmişdir və onun fraqmentasiya mexanizmi ilə müqayisəsi təhlil olunmuşdur.

Nəşrlər. Dissertasiya işinin nəticələri 29 məqalə şəklində Thomson Reuters bazasında olan impakt faktorlu jurnallarda çap olunub.

Dissertasiyanın həcmi və strukturu. Dissertasiya işi A4 formatlı 398 səhifədən ibarət olub 23 paragrafın, 260 şəklin, 20 cədvəlin daxil olduğu girişdən, 6 fəsildən, 259 adda istifadə edilmiş ədəbiyyat siyahısından və müəllifin elmi işlərinin siyahısından ibarətdir.

İŞİN QISA MƏZMUNU

Dissertasiya işi giriş, altı fəsil, əsas nəticələr və istifadə edilmiş ədəbiyyatın biblioqrafik siyahısından ibarətdir.

Girişdə işin mövzusunun aktuallığı və məqsədi, qoyulmuş məqsədə nail olmaq üçün həll edilmiş nəzəri məsələlər, işin elmi yeniliyi və elmi-praktiki əhəmiyyəti, eləcə də aprobasiya və nəşrlər haqqında yığcam məlumat verilir.

Dissertasiyanın birinci fəsili xülasə xarakteri daşıyır, burada böyük ötürülmə impulslarında eksklüziv və inklüziv proseslər, həmçinin mezonun paylanma amplitudu üçün evalyusiya tənliyi təhlil olunur. Brodski-Lepaj-Makkenzinin «scale-setting» əməliyyatının, infraqırmızı renormalonların qısa xülasəsi verilir. Həmçinin mezonların paylanma amplitudlarının müasir

vəziyyəti təhlil olunur.

§1.1-də perturbativ kvant xromodinamikasında inklüziv proseslər haqqında məlumat verilir. Göstərilmişdir ki, qeydə alınan zərrəciklərin eninə impulslarının dəyişmə intervalında effektiv kəsiklərin inklüziv spektri sürətlə azalma tendensiyasına malikdir və inklüziv proseslərin en kəsiklərinin davranışı hadronların paylanma amplitudlarının verdiyi paylarla təyin olunur.

§1.2-də böyük ötürülmə impulslarında eksklüziv proseslər haqqında qısa informasiya verilir. Göstərilmişdir ki, dalğa funksiyası hadronun strukturunu, o cümlədən hadronun fok hallarından birinə keçidinin amplitudu olan

$$\Phi_{\lambda}^h(x_i, \lambda_i, Q) \sim \int_{k_{T_i}^2 < Q^2} [d^2 k_{T_i}] \psi_{\lambda}^h(x_i, \bar{k}_{T_i}, \lambda_i,)$$

paylanma amplitudunu tam təyin edir.

$\Phi_{\lambda}^h(x_i, \lambda_i, Q)$ paylanma amplitudu h hadronun iştirakı ilə gedən istənilən proses üçün universaldır.

§1.3-də mezonların paylanma amplitudu üçün evolyusiya tənliyinin quruluşu haqqında məlumat verilir. Paylanma amplitudu faktorizasiya sxemi çərçivəsində universaldır. Lakin, onun μ_F^2 faktorizasiya miqyasından asılılığı aşağıdakı kimi təyin olunan evolyusiya tənliyi vasitəsilə analiz oluna bilər:

$$\frac{\partial \Phi(x_i, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \int_0^1 [dy] V(x_i, y_i, \alpha_s(Q^2)) \Phi(x_i, Q^2), \quad (1)$$

$$V(x_i, y_i, \alpha_s(\mu_F^2)) = C_F \left[\frac{\alpha_s(\mu_F^2)}{2\pi} V_1(x_i, y_i) + \frac{\alpha_s^2(\mu_F^2)}{(2\pi)^2} V_2(x_i, y_i) + \dots \right]. \quad (2)$$

§1.4-də mezonun işıq konusunda cəmlər qaydası çərçivəsində alınmış yeni paylanma amplitudları haqqında məlumat verilir.

Dissertasiyanın ikinci fəslində proton-proton toqquşmasında mezonun inklüziv yaranmasında yüksək twist və renormalon effektləri dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodları ilə mezonun müxtəlif paylanma amplitudlarından asılı olaraq öyrənilmişdir. Həmin effektlərin mezonun paylanma amplitudlarından asılı olaraq effektiv en kəsiyə verdiyi əlavələrin

təmiz payı hesablanmışdır və həmçinin prosesin effektiv en kəsiklərinin müxtəlif paylanma amplitudları üçün yenidən cəmlənmiş borel cəmi üçün analitik ifadə tapılmışdır.

Yüksək tvist və renormalon effektləri mezonun paylanma amplitudunun «sadə qeyri-abbelləşdirmədə» alınmış formasından istifadə etməklə də hesablanmış, həmin effektlərin prosesin en kəsiyinə verdiyi təmiz payları göstərilmişdir. Hesablamaları analiz etdikdə məlum olur ki, effektiv kəsiklərin ədədi qiymətləri hər iki metod yaxınlaşmasında mezonun paylanma amplitudlarının seçilməsinə həssasdır.

Proton-proton toqquşmasında mezonun inklüziv yaranması prosesi əsas tərtiblə yanaşı, növbəti yaxınlaşmada dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodları ilə hesablanmışdır. Növbəti yaxınlaşmanın əsas tərtibə verdiyi əlavələr mezonun müxtəlif paylanma amplitudları üçün hər iki metodu tətbiq etməklə hesablanmış və qarşılıqlı müqayisə edilmişdir.

§2.1-də proton-proton toqquşmasında mezonun inklüziv yaranması prosesinin effektiv kəsiyi dondurulmuş qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmışdır. Bu proseslərin amplitudu Brodski-Lepaje tənliyi vasitəsi ilə tapılır:

$$M(\hat{s}, \hat{t}) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \delta(1-x_1-x_2) \Phi_M(x_1, x_2, Q^2) T_H(\hat{s}, \hat{t}, x_1, x_2). \quad (3)$$

Burada T_H $q_1 \bar{q}_2 \rightarrow \pi + \gamma$ alt prosesin effektiv kəsiyinə pay verən Feynman diaqramlarının sərt səpilmə hissələrinin cəmidir. Hesablamalarda yaxşı məlum olan $\Phi_{asy}(x)$ – asimptotik paylanma ampilitudundan, Φ_{CZ} - Çer-nyak-Zitniski paylanma ampilitudundan, Φ_{p_2} və Φ_{p_3} , paylanma ampilitudlarından və həmçinin CLEO əməkdaşlığının $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ keçid formfaktoruna aid təcrübi nəticələrə əsasən təyin etdiyi qeyri trivial iki a_2 və a_4 Qeqenbauer parametrlərinin daxil olduğu pionun paylanma ampilitudundan istifadə edilmişdir. Yüksək tvist effektlərini nəzərə almaqla $pp \rightarrow \pi X$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyi belə təyin olunur:

$$\sum_M^{HT} \equiv E \frac{d\sigma}{d^3 p} = \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 G_{q_1/h_1}(x_1) G_{q_2/h_2}(x_2) \frac{\hat{s}}{\pi} \times$$

$$\times \frac{d\sigma}{d\hat{t}}(q\bar{q} \rightarrow \pi\gamma)\delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}). \quad (4)$$

Biz yüksək tvistin kovariant effektiv kəsiyə əlavələr verən aşağıdakı alt proseslərini seçmişik:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^1}{d\hat{t}}(u\bar{d} \rightarrow \pi^+\gamma), \quad \frac{d\sigma^2}{d\hat{t}}(\bar{d}u \rightarrow \pi^+\gamma), \\ \frac{d\sigma^3}{d\hat{t}}(\bar{u}d \rightarrow \pi^-\gamma), \quad \frac{d\sigma^4}{d\hat{t}}(d\bar{u} \rightarrow \pi^-\gamma). \end{aligned} \quad (5)$$

Yük qoşmasını nəzərə alsaq:

$$\frac{d\sigma^1}{d\hat{t}}(u\bar{d} \rightarrow \pi^+\gamma) = \frac{d\sigma^3}{d\hat{t}}(\bar{u}d \rightarrow \pi^-\gamma),$$

və

$$\frac{d\sigma^2}{d\hat{t}}(\bar{d}u \rightarrow \pi^+\gamma) = \frac{d\sigma^4}{d\hat{t}}(d\bar{u} \rightarrow \pi^-\gamma). \quad (6)$$

Tam analiz üçün $\Sigma_{\pi^+}^{HT}$ və $\Sigma_{\pi^-}^{HT}$ effektiv kəsiklərinin fərqi də hesablanmışdır:

$$\Delta_{\pi}^{HT} = \Sigma_{\pi^+}^{HT} - \Sigma_{\pi^-}^{HT} = E_{\pi^+} \frac{d\sigma}{d^3p}(pp \rightarrow \pi^+\gamma) - E_{\pi^-} \frac{d\sigma}{d^3p}(pp \rightarrow \pi^-\gamma). \quad (7)$$

§2.2-də aparıcı tvistin $pp \rightarrow \gamma\pi X$ prosesinə verdiyi əlavələr hesablanmışdır. Tədqiqatımızın əsas məqsədi yüksək tvistin effektiv kəsiyə verdiyi əlavələri hesablamaq və bu əlavələri aparıcı tvistin effektiv kəsiyi ilə müqayisə etməkdir. Aparıcı tvistin əlavələrini hesablamaq üçün $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ alt prosesindən istifadə olunmuşdur. Burada son halda olan qlüon mezonla fragmentasiya edir, $g \rightarrow \pi^+(\pi^-)$. Aparıcı tvistin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı kimi hesablanır:

$$\sum_M^{LT} \equiv E \frac{d\sigma}{d^3 p} = \sum_q \int_0^1 dx_1 dx_2 dz G_{q_1/h_1}(x_1) G_{q_2/h_2}(x_2) D_g^\pi(z) \times \\ \times \frac{\hat{s}}{\pi z^2} \frac{d\sigma}{d\hat{t}}(q\bar{q} \rightarrow g\gamma) \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}). \quad (8)$$

§2.3-də yüksək twist effektləri dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmışdır. Bu prosədə renormalaşma miqyası

$$\mu_{R_1}^2 = (x-1)\hat{u}, \quad \mu_{R_2}^2 = -x\hat{t}, \quad (9)$$

şəklində seçilmişdir və bu da bilavasitə prosesin Feynman diaqramlarından alınır. İnküziv proseslərdə KXD-nin güclü qarşılıqlı təsir sabiti partonların daşdığı impulsun hissəsindən asılı olur ki, bu da miqyasın başlanğıc və son nöqtələrində $x \rightarrow 0, 1$ uyğun inteqralın dağılmasına gətirir. Dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablamalarda bu problem Borel çevrilməsinin və Koşinin baş qiymət metodunun köməyiylə aradan qaldırılır. Müxtəlif eksklüziv və inklüziv proseslərdə renormalon effektlərinin tədqiqi perturbativ KXD-nin əsas və maraqlı problemlərindən biridir.

$\sqrt{s} = 62.4$ QeV və $\sqrt{s} = 200$ QeV enerjilərində proton-proton toqquşmasında mezonların inklüziv yaranması RHIC-Fermilab (Bataviya) laboratoriyasının əsas proqramına daxildir.

Tədqiqatımızın digər məqsədi mezonların müxtəlif paylanma amplitudlarının seçilməsidir.

$q_1\bar{q}_2 \rightarrow \pi^+(\pi^-)\gamma$ alt prosesinin effektiv kəsiyi belə təyin olunur

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) = \frac{8\pi^2 \alpha_E C_F}{27} \cdot \frac{[D(\hat{t}, \hat{u})]^2}{\hat{s}^3} \cdot \left[\frac{1}{\hat{u}^2} + \frac{1}{\hat{t}^2} \right], \quad (10)$$

burada, $D(\hat{t}, \hat{u})$ aşağıdakı formada təyin olunur:

$$D(\hat{t}, \hat{u}) = e_1 \hat{t} \int_0^1 dx \left[\frac{\alpha_s(\lambda Q_1^2) \Phi_\pi(x, Q_1^2)}{1-x} \right] + e_2 \hat{u} \int_0^1 dx \left[\frac{\alpha_s(\lambda Q_2^2) \Phi_\pi(x, Q_2^2)}{1-x} \right]. \quad (11)$$

Bu inteqralı hesablamak üçün biz dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodunu tətbiq edirik. $D(\hat{t}, \hat{u})$ -nin ifadəsindən görüldüyü kimi güclü qarşılıqlı təsir sabiti, $x \rightarrow 0$, $x \rightarrow 1$ nöqtələrində infraqırmızı sinqulyarlığa malikdir. Bu problemi dəyişən qarşılıqlı təsir metodu çərçivəsində aradan qaldırmaq olar. Bunun üçün dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti $\alpha_s(\lambda Q^2)$ -ni $\alpha_s(Q^2)$ -lə əlaqələndirmək üçün renormqrup tənliyindən ifadə edirik:

$$\alpha_s(\lambda Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{1 + (\alpha_s(Q^2)\beta_0 / 4\pi) \ln \lambda}, \quad (12)$$

burada, $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f$ – bir ilgəkli halda beta funksiyanın əmsalıdır.

(12) ifadəsini (11)-də nəzərə alsaq onda alırıq:

$$\begin{aligned} D(\hat{t}, \hat{u}) &= e_1 \hat{t} \int_0^1 dx \left[\frac{\alpha_s(-(1-x)\hat{u})\Phi_M(x, Q_1^2)}{1-x} \right] + \\ &+ e_2 \hat{u} \int_0^1 dx \left[\frac{\alpha_s(-x\hat{t})\Phi_M(x, Q_2^2)}{1-x} \right] = e_1 \hat{t} \alpha_s(-\hat{u}) \int_0^1 dx \frac{\Phi_M(x, Q_1^2)}{(1-x)(1 + \ln \lambda_1 / t_1)} + \\ &+ e_2 \hat{u} \alpha_s(-\hat{t}) \int_0^1 dx \frac{\Phi_M(x, Q_2^2)}{(1-x)(1 + \ln \lambda_2 / t_2)} \end{aligned} \quad (14)$$

burada

$$t_1 = \frac{4\pi}{\alpha_s(-\bar{u})\beta_0}, \quad t_2 = \frac{4\pi}{\alpha_s(-\bar{t})\beta_0}.$$

(14) ifadəsindən görünür ki, $x \rightarrow 0$, $x \rightarrow 1$ yaxınlaşdıqda inteqral dağılır.

(14) ifadəsini hesablamak üçün $1/(t+z)$ funksiyasına tərs Laplas çevirməsi tətbiq etsək, alırıq ki:

$$\frac{1}{t+z} = \int_0^\infty e^{-(t+z)u} du. \quad (15)$$

(15) ifadəsini (14) də nəzərə alsaq:

$$\begin{aligned}
D(\hat{t}, \hat{u}) = & e_1 \hat{t} \alpha_s(-\hat{u}) t_1 \int_0^1 \int_0^\infty \frac{\Phi_M(x, Q_1^2) e^{-(t_1+z)}}{(1-x)} dudu + \\
& + e_2 \hat{u} \alpha_s(-\hat{t}) t_2 \int_0^1 \int_0^\infty \frac{\Phi_M(x, Q_2^2) e^{-(t_2+z)}}{(1-x)} dudu. \quad (16)
\end{aligned}$$

Dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu çərçivəsində $\Phi_{asy}(x)$ – paylanma amplitudu halında $D(\hat{t}, \hat{u})$ -üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$\begin{aligned}
D(\hat{t}, \hat{u}) = & \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi e_1 \hat{t}}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right] + \\
& \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi e_2 \hat{u}}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right]. \quad (17)
\end{aligned}$$

$\Phi_{CZ}(x, Q^2)$, $\Phi_{CLEO}(x, Q^2)$, $\Phi_{BF}(x, Q^2)$, $\Phi_{BMS}(x, Q^2)$ paylanma amplitudları üçün $D(\hat{t}, \hat{u})$ -nin aşkar ifadəsi dissertasiyada verilmişdir. $\Phi_{asy}(x)$ paylanma amplitudu üçün perturbativ sıraların Borel çevrilməsi aşağıdakı şəkllə malikdir

$$B[D](u) = \frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u}. \quad (18)$$

$\Phi_{CZ}(x, Q^2)$, $\Phi_{CLEO}(x, Q^2)$, $\Phi_{BF}(x, Q^2)$, $\Phi_{BMS}(x, Q^2)$ paylanma amplitudları üçün perturbativ sıraların Borel cəmi dissertasiyada verilmişdir. Şəkil 1-də yüksək tvistin dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmış effektiv kəsiyinin dondurulmuş qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmış effektiv kəsiyə olan nisbətinin kütlə mərkəzi enerjisinin $\sqrt{s} = 62.4$ QeV qiymətində mezonun beş müxtəlif paylanma amplitudu üçün mezonun p_T -eninə impulsundan asılılıq qrafiki verilmişdir.

Qeyd edək ki, R -in qiyməti \sqrt{s} və y -in verilmiş qiymətində paylanma amplitudunun seçilməsindən asılıdır. Şəkil 1-dən görüldüyü kimi $2 \text{ QeV}/c < p_T < 10 \text{ QeV}/c$ intervalında yüksək tvistin dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmış effektiv kəsiyinin qiyməti dondurulmuş qarşılıqlı təsir

sabiti üsulu ilə hesablanmış effektiv kəsiyinin qiymətini 0.5-1 tərtib üstələyir.

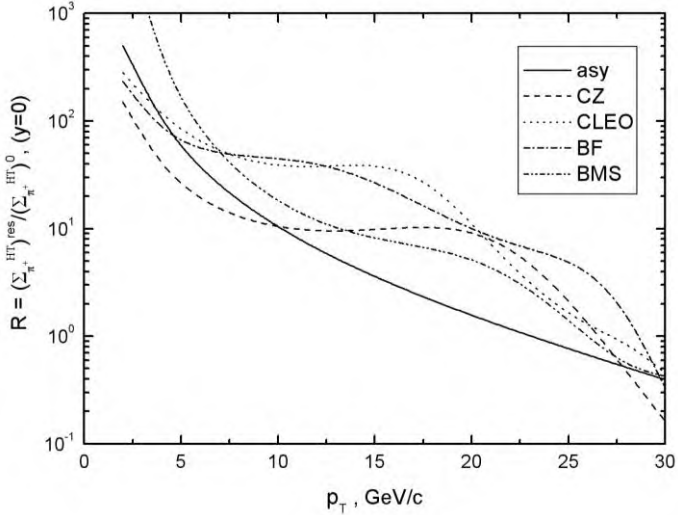
Hesablamalarımızın nəticələri göstərir ki, $2 \text{ QeV}/c < p_T < 5 \text{ QeV}/c$ intervalında yüksək tvistin dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmış effektiv kəsiyinin qiyməti aparıcı tvistin effektiv kəsiyinin qiymətini iki tərtib üstələyir, $5 \text{ QeV}/c < p_T < 30 \text{ QeV}/c$ intervalında yüksək və aparıcı tvistin effektiv kəsiklərinin qiymətləri bir-birinə çox yaxındır. Uyğun hesablamaları biz kütlə mərkəzi enerjisinin $\sqrt{s} = 200 \text{ QeV}$ qiymətində də aparmışıq.

Hesablamalardan belə nəticə alınır ki, kütlə mərkəzi enerjisinin artması ilə yüksək tvist və renormalion effektlərinin baxılan prosesin effektiv en kəsiklərinə verdiyi paylar azalır.

§2.4-də yüksək tvist effektləri proton-proton toqquşmasında tək mezonun inklüziv yaranması prosesinin effektiv kəsiyi dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə «sadə qeyri abelləşdirmə» yaxınlaşmasında hesablanmışdır. Hesablamalarda paylanma amplitudunun faktorizasiya miqyasından asılılığı nəzərə alınmışdır.

Hesablamalarda mezonun asimptotik $\Phi_{asy}(x, \alpha)$ və Qosdzinskiy-Kivel $\Phi_{GK}(x, \alpha, Q^2)$ paylanma amplitudlarından istifadə olunmuşdur. Burada $\alpha = \beta_0 \alpha_s(Q^2)/4\pi$.

Asimptotik $\Phi_{asy}(x, \alpha)$ paylanma amplitudu üçün $D(\hat{t}, \hat{u})$ faktoru aşağıdakı kimidir:



Şəkil 1. Kütlə mərkəzi enerjisinin $\sqrt{s} = 62.4$ QeV və yeyinliyin $y = 0$ qiymətində $R = (\sum_{\pi^+}^{HT})^{res} / (\sum_{\pi^+}^{HT})^0$ nisbətinin mezonun p_T eninə impulsundan asılılığı.

$$\begin{aligned}
 D(\hat{t}, \hat{u}) = & \frac{4\pi f_{\pi} e_1 \hat{t}}{\beta_0} \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{2\sqrt{3}\Gamma^2(2+\alpha)} \int_0^{\infty} du e^{-t_1 u} B(2+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
 & + \frac{4\pi f_{\pi} e_2 \hat{u}}{\beta_0} \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{2\sqrt{3}\Gamma^2(2+\alpha)} \int_0^{\infty} du e^{-t_2 u} B(2+\alpha, 1+\alpha-u). \quad (19)
 \end{aligned}$$

$\Phi_{GK1}(x, \alpha, Q^2)$ paylanma amplitudu üçün alırıq:

$$\begin{aligned}
 D(\hat{t}, \hat{u}) = & \frac{4\pi f_{\pi} e_1 \hat{t}}{\beta_0} \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{2\sqrt{3}\Gamma^2(2+\alpha)} \int_0^{\infty} du e^{-t_1 u} [A_0(\alpha_s) B(2+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
 & + 1.7 A_2(\alpha_s) \frac{3+2\alpha}{2} \exp\left(\frac{4\pi}{\beta_0} \int_{\alpha_s(\mu_0^2)}^{\alpha_s(p_T^2)} \frac{\gamma_k(x) + C_{kk}(x)}{x^2} dx\right) \times \\
 & \times ((5+2\alpha)(4B(4+\alpha, 1+\alpha-u) - 4B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
 & + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) - B(2+\alpha, 1+\alpha-u))] + \frac{4\pi f_{\pi} e_2 \hat{u}}{\beta_0} \times
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{2\sqrt{3}\Gamma^2(2+\alpha)} \int_0^\infty due^{-t_2u} [A_0 B(2+\alpha, 1+\alpha-u) + 1.7A_2(\alpha_s) \frac{3+2\alpha}{2} \times \\
& \times \exp\left(\frac{4\pi}{\beta_0} \int_{\alpha_s(\mu_0^2)}^{\alpha_s(p_T^2)} \frac{\gamma_k(x) + C_{kk}(x)}{x^2} dx\right) ((5+2\alpha)(4B(4+\alpha, 1+\alpha-u) - \\
& - 4B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) - B(2+\alpha, 1+\alpha-u)]. \quad (20)
\end{aligned}$$

$\Phi_{GK2}(x, Q^2, \alpha)$ paylanma amplitudu için alarık:

$$\begin{aligned}
D(\hat{t}, \hat{u}) &= \frac{4\pi f_\pi e^{\hat{t}}}{\beta_0} \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{2\sqrt{3}\Gamma^2(2+\alpha)} \int_0^\infty due^{-t_1u} [A_0(\alpha_s) B(2+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
& + 1.7A_2(\alpha_s) \frac{3+2\alpha}{2} \exp\left(\frac{4\pi}{\beta_0} \int_{\alpha_s(\mu_0^2)}^{\alpha_s(p_T^2)} \frac{\gamma_k(x) + C_{kk}(x)}{x^2} dx\right) \times \\
& \times ((5+2\alpha)(4B(4+\alpha, 1+\alpha-u) - 4B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
& + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) - B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) + 1.6A_4(\alpha_s) \times \\
& \times \frac{(3+2\alpha)(5+2\alpha)}{24} \exp\left(\frac{4\pi}{\beta_0} \int_{\alpha_s(\mu_0^2)}^{\alpha_s(p_T^2)} \frac{\gamma_k(x) + C_{kk}(x)}{x^2} dx\right) \times \\
& \times ((9+2\alpha)(7+2\alpha)(16B(6+\alpha, 1+\alpha-u) - 32B(5+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
& + 24B(4+\alpha, 1+\alpha-u) - 8B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) - \\
& - 6(7+2\alpha)(4B(4+\alpha, 1+\alpha-u) - 4B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
& + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) + 3B(2+\alpha, 1+\alpha-u)] + \frac{4\pi f_\pi e_2 \hat{u}}{\beta_0} \times \\
& \times \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{2\sqrt{3}\Gamma^2(2+\alpha)} \int_0^\infty due^{-t_2u} [A_0(\alpha_s) B(2+\alpha, 1+\alpha-u) + 1.7A_2(\alpha_s) \times \\
& \times \frac{3+2\alpha}{2} \exp\left(\frac{4\pi}{\beta_0} \int_{\alpha_s(\mu_0^2)}^{\alpha_s(p_T^2)} \frac{\gamma_k(x) + C_{kk}(x)}{x^2} dx\right) ((5+2\alpha)(4B(4+\alpha, 1+\alpha-u) - \\
& - (4B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) - B(2+\alpha, 1+\alpha-u)] + \\
& + 1.6A_2(\alpha_s) \frac{(3+2\alpha)(5+2\alpha)}{24} \exp\left(\frac{4\pi}{\beta_0} \int_{\alpha_s(\mu_0^2)}^{\alpha_s(p_T^2)} \frac{\gamma_k(x) + C_{kk}(x)}{x^2} dx\right) \times
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times ((9 + 2\alpha)(7 + 2\alpha)(16B(6 + \alpha, 1 + \alpha - u) - 8B(3 + \alpha, 1 + \alpha - u) + \\ & + B(2 + \alpha, 1 + \alpha - u)) - 6(7 + 2\alpha)(4B(4 + \alpha, 1 + \alpha - u) + \\ & + B(2 + \alpha, 1 + \alpha - u)) + 3B(2 + \alpha, 1 + \alpha - u)]. \end{aligned} \quad (21)$$

$$\Gamma(1 + z) = z(\Gamma(z), \psi(z) = -C + (z - 1) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(m+1)(m+z)}, \quad (22)$$

$$\psi(z+n) = \psi(z) + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k+z)}, \quad (23)$$

$$B(\alpha, \beta) = \frac{\alpha + \beta}{\alpha\beta} \prod_{k=1}^{\infty} \frac{k(k + \alpha + \beta)}{(k + \alpha)(k + \beta)}, \quad (24)$$

«Sadə qeyri abelləşdirmə» yaxınlaşmasında dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablamalarda effektiv kəsiyin qiyməti mezonun eninə impulsundan asılılığı ($10^{-8} - 10^{-20}$)mb/ $\Gamma\Delta B^2$ intervalında dəyişir. Effektiv kəsiyin bu intervalı BAK-da ölçülməsi mümkündür.

§2.5-də yüksək tvist effektləri proton-proton toqquşmasında tək mezonun inklüziv yaranması prosesi əsas tərtibdən sonrakı növbəti yaxınlaşmada (NLO) dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu hesablanmışdır. Əsas tərtibdən sonrakı növbəti yaxınlaşmada güclü qarşılıqlı təsir sabitinin aşağıdakı ifadəsindən istifadə edilir:

$$\alpha((1-x)Q^2) = \frac{\alpha_s}{1 + \ln \lambda/t} - \frac{\alpha_s^2 \beta_1 \ln[1 + \ln \lambda/t]}{4\pi\beta_0 \ln[1 + \ln \lambda/t]^2} \quad (25)$$

Onda $\Phi_{asy}(x)$ asimptotik paylanma amplitudu halında $D(\hat{t}, \hat{u})$ üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\begin{aligned} D(\hat{t}, \hat{u}) &= \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_1 \hat{t}}{\beta_0} \int_0^{\infty} du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right] - \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_1 \beta_1 \hat{t}}{\beta_0^3} \int_0^{\infty} du e^{-t_1 u} \times \\ & \times \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right] (1 - C - \ln u - \ln t_1) u + \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_2 \hat{u}}{\beta_0} \int_0^{\infty} du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2-u} \right] - \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_2 \beta_1 \hat{u}}{\beta_0^3} \int_0^{\infty} du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right] (1 - C - \ln u - \ln t_2) u. \end{aligned} \quad (26)$$

Çernyak-Jitnitskiy $\Phi_{CZ}(x, Q^2)$ paylanma amplitudu için $D(\hat{t}, \hat{u})$ faktoru aşağıdaki kimi hesaplanır:

$$\begin{aligned}
 D(\hat{t}, \hat{u}) = & \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_1 \hat{t}}{\beta_0} \int_0^{\infty} due^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.84 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \right. \\
 & \times \left. \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] \right] - \\
 & - \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_1 \beta_1 \hat{t}}{\beta_0^3} \int_0^{\infty} due^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.84 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \right. \\
 & \times \left. \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] \right] (1-C - \ln u - \ln t_2) u + \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_2 \hat{u}}{\beta_0} \int_0^{\infty} due^{-t_2 u} \times \\
 & \times \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.84 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] \right] - \\
 & \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_2 \beta_1 \hat{u}}{\beta_0^3} \int_0^{\infty} due^{-t_2 u} \times \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.84 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \right. \\
 & \times \left. \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] \right] (1-C - \ln u - \ln t_2) u . \tag{27}
 \end{aligned}$$

$\Phi_{CLEO}(x, Q^2)$ paylanma amplitudu için alarıq :

$$\begin{aligned}
 D(\hat{t}, \hat{u}) = & \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_1 \hat{t}}{\beta_0} \int_0^{\infty} due^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.405 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \right. \\
 & \times \left. \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] - 0.4125 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{364/405} \right. \\
 & \times \left. \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left[\frac{8}{1-u} - \frac{120}{2-u} + \frac{560}{3-u} - \frac{1112}{4-u} + \frac{1008}{5-u} - \frac{336}{6-u} \right] - \\
& - \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_1 \beta_1 \hat{t}}{\beta_0^3} \int_0^{\infty} du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.405 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \right] \times \\
& \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] - 0.4125 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{364/405} \times \\
& \times \left[\frac{8}{1-u} - \frac{120}{2-u} + \frac{560}{3-u} - \frac{1112}{4-u} + \frac{1008}{5-u} - \frac{336}{6-u} \right] (1-C - \ln u - \ln t_2) u + \\
& \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_2 \hat{u}}{\beta_0} \int_0^{\infty} du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.405 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \right] \times \\
& \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] - 0.4125 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{364/405} \times \\
& \times \left[\frac{8}{1-u} - \frac{120}{2-u} + \frac{560}{3-u} - \frac{1112}{4-u} + \frac{1008}{5-u} - \frac{336}{6-u} \right] - \\
& - \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_2 \beta_1 \hat{u}}{\beta_0^3} \int_0^{\infty} du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.405 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \right] \times \\
& \times \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] - 0.4125 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{364/405} \left[\frac{8}{1-u} - \right. \\
& \left. - \frac{120}{2-u} + \frac{560}{3-u} - \frac{1112}{4-u} + \frac{1008}{5-u} - \frac{336}{6-u} \right] \cdot (1-C - \ln u - \ln t_2) u. \quad (28)
\end{aligned}$$

Növbəti yaxınlaşmanın verdiyi əlavələr mənfəi işarəli olduğundan effektiv kəsiyin ümumi qiyməti əsas tərtibə nəzərən 20-25% azalmış olur.

Dissertasiyanın üçüncü fəslində fotot-foton toqquşmasında psevdoskalyar və vektor mezonların inklüziv yaranması prosesində yüksək tvist, aparıcı tvist və renormalon effektləri mezonların müxtəlif paylanma amplitudları üçün öyrənilmişdir. Hesablamalarda mezonların Çernyak-Jitnitskiy, Braun-Filyanov, Bakulev-Mixaylov-Stefanis, CLEO və ρ -mezon üçün isə

Boll-Braun paylanma amplitudlarından istifadə olunmuşdur. Yüksək tvist və renormalon effektləri nəzərə alınmaqla, həmin paylanma amplitudları üçün prosesin effektiv en kəsiklərinin analitik ifadəsi alınmış, yüksək tvist və renormalon effektlərinin effektiv en kəsiklərinə verdiyi əlavələr hesablanmışdır. Effektiv en kəsiklərinin dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodları ilə qiymətləri həmin paylanma amplitudları üçün bir-biriləri və aparıcı tvist ilə qrafik şəklində müqayisə edilmişdir. Həmin paylanma amplitudları üçün prosesin effektiv en kəsiklərinin yenidən cəmlənmiş borel cəmi tapılmışdır.

§3.1-də yüksək tvistin $\gamma\gamma \rightarrow MX$ prosesinə verdiyi əlavələr dondurulmuş qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmışdır. Effektiv kəsiyi hesablayarkən $\Phi_{asy}(x)$ asimptotik, $\Phi_{CZ}(x, Q^2)$ Çernyak-Zitniski, $\Phi_{CLEO}(x, Q^2)$ və $\Phi_{BF}(x, Q^2)$ Braun-Filyanov paylanma amplitudlarından istifadə olunmuşdur. ρ -mezon üçün isə Bol-Braun funksiyasından istifadə etmişik. Yüksək tvist əlavələrini nəzərə almaqla $\gamma\gamma \rightarrow MX$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı ifadə ilə hesablanır:

$$E \frac{d\sigma}{d^3 p}(\gamma\gamma \rightarrow MX) = \frac{3}{\pi} \sum_{q\bar{q}} \int_0^1 dx \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \hat{s} G_{q/\gamma}(x, -\hat{t}) \times \\ \times \frac{d\sigma}{dt}(\gamma q \rightarrow Mq) + (\hat{t} \leftrightarrow \hat{u}).$$

Burada $G_{q/\gamma}(x, -\hat{t})$ – kvarkların fotonda paylanma funksiyasıdır. π , ρ_L və ρ_T mezonları üçün yüksək tvistin alt prosesinin effektiv kəsiyi aşağıdakı kimidir.

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma q \rightarrow Mq) = \begin{cases} \frac{8\pi^2 \alpha_E C_F}{9} [D(\hat{s}, \hat{u})]^2 \frac{1}{\hat{s}^2(-\hat{t})} \left[\frac{1}{\hat{s}^2} + \frac{1}{\hat{u}^2} \right], & M = \pi, \rho_L. \\ \frac{8\pi^2 \alpha_E C_F}{9} [D(\hat{s}, \hat{u})]^2 \frac{8(-\hat{t})}{\hat{s}^4 \hat{u}^2}, & M = \rho_T \end{cases} \quad (29)$$

$$D(\hat{s}, \hat{u}) = e_1 \hat{u} \int_0^1 \alpha_s(Q_1^2) \frac{\Phi_M(x, Q_1^2) dx}{(1-x)} + e_2 \hat{s} \int_0^1 \alpha_s(Q_2^2) \frac{\Phi_M(x, Q_2^2) dx}{(1-x)} \quad (30)$$

burada $Q_1^2 = \hat{s}/2$ və $Q_2^2 = -\hat{u}/2$ $\gamma q \rightarrow Mq$ prosesində sərbəst qlüonun daşdığı 4 - ölçülü impulsun kvadratıdır. $e_1(e_2)$ – kvarkın (antikvarkın) yükü, $C_F = 4/3$ – rəng faktorudur.

§3.2-də aparıcı tvistin $\gamma\gamma \rightarrow MX$ prosesinin effektiv kəsiyinə verdiyi əlavələr hesablanmışdır. Aparıcı tvist əlavələrini hesablamaq üçün $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ alt prosesi götürülmüşdür, burada son haldakı kvark mezona fraqmentasiya edir $q \rightarrow \pi^+(\pi^-)$. Böyük p_T -lərdə $\gamma\gamma \rightarrow MX$ prosesində mezonların inklüziv yaranmasına aparıcı tvistin verdiyi əlavələri hesablamaq üçün yekun düstur

$$\begin{aligned} \sum_M^{LT} &\equiv E \frac{d\sigma}{dp} = \frac{3}{\pi} \sum_{q, \bar{q}0} \int \frac{dz}{z^2} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \hat{s} D_q^M(z, -\hat{t}) \frac{d\sigma}{dt}(\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}) = \\ &= \frac{3}{\pi} \sum_{q, \bar{q}0} \int \frac{dz}{z} \delta(\hat{s} + \frac{1}{2}(\hat{t} + \hat{u})) \hat{s} D_q^M(z, -\hat{t}) \frac{d\sigma}{dt}(\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}) = \\ &= \frac{34}{27} \alpha_E^2 \frac{1}{z} D_q^M(z) \frac{1}{\hat{s}^2} \left[\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right]. \end{aligned} \quad (31)$$

şəklindədir.

§3.3-də yüksək tvist effektləri dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmışdır. Bu prosedə renomallaşma miqyası belə təyin olunur:

$$\mu_{R_1}^2 = (x_1 - 1)\hat{u}, \quad \mu_{R_2}^2 = -x_1\hat{t}. \quad (32)$$

Bu ifadələr bilavasitə $\gamma q \rightarrow Mq$ altprosesinin Feynman diaqramlarından alınır. $\gamma q \rightarrow Mq$ alt prosesinin effektiv kəsiyi aşağıdakı kimidir:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}^{HT}(e_1, e_2)}{d\hat{t}} &= \frac{32\pi^2 \alpha_E C_F}{9\hat{s}^2} \left[-\frac{e_1^2}{\hat{s}^2} \left[I_1^2 \hat{t} - 2I_1(I_1 \hat{s} + I_2 \hat{u}) \frac{\hat{u}}{\hat{t}} + I_2^2 \frac{\hat{u}^2}{\hat{t}} \right] - \right. \\ &\quad \left. \frac{e_2^2}{\hat{u}^2} \left[K_1^2 \hat{t} - 2K_1(K_1 \hat{u} + K_2 \hat{s}) \frac{\hat{s}}{\hat{t}} + K_2^2 \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}} \right] - \right. \\ &\quad \left. \frac{2e_1 e_2}{\hat{s} \hat{u} \hat{t}} \left[I_1 K_1 \hat{t}^2 - I_1(K_2 \hat{s} + K_1 \hat{u}) \hat{s} - K_1(I_1 \hat{s} + I_2 \hat{u}) \hat{u} \right] \right] \end{aligned} \quad (33)$$

$M = \pi, \rho_L$ -mezonları üçün,

$$\frac{d\hat{\sigma}^{HT}(e_1, e_2)}{d\hat{t}} = \frac{64\pi^2 \alpha_E C_F}{9\hat{s}^4} \frac{-\hat{t}}{\hat{u}^2} [e_1 \hat{u} I_2 - e_2 \hat{s} K_2]^2 \quad M = \rho_T. \quad (34)$$

Dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə $\Phi_{asy}(x)$ -paylanma amplitudu üçün I_1, I_2, K_1, K_2 parametrləri aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$I_1(\hat{s}) = \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right], \quad (35)$$

$$I_2(\hat{s}) = \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} \right], \quad (36)$$

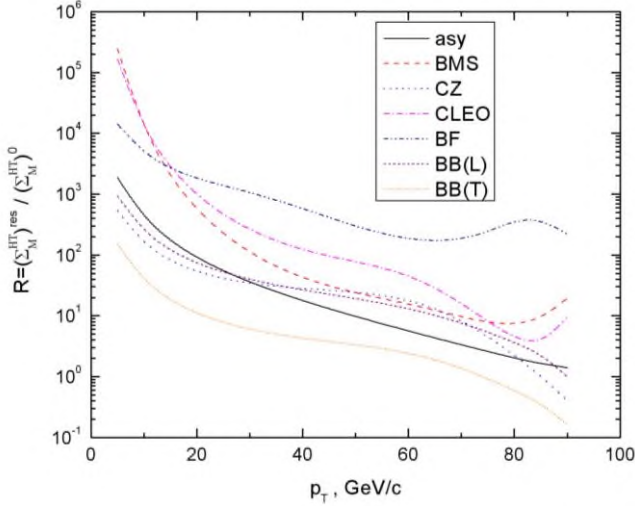
$$K_1(\hat{u}) = \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right], \quad (37)$$

$$K_2(\hat{u}) = \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} \right]. \quad (38)$$

$\Phi_{asy}(x)$ – paylanma amplitudu halında perturbativ sıraların Borel çevrilməsi aşağıdakı kimidir.

$$B[I_1](u) = \frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u}, \quad B[I_2](u) = \frac{1}{1-u}, \quad (39)$$

$$B[K_1](u) = \frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u}, \quad B[K_2](u) = \frac{1}{1-u}. \quad (40)$$



Şəkil 2. Kütlə mərkəzi enerjisinin $\sqrt{s} = 183$ QeV və yeyinliyin $y = 0$ qiymətində $R = (\Sigma_{\pi^+}^{HT})^{res} / (\Sigma_{\pi^+}^{HT})^0$ nisbətinin mezonun p_T eninə impulsundan asılılığı.

Şəkil 2-də kütlə mərkəzi enerjisinin $\sqrt{s} = 183$ QeV qiymətində $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ X$ prosesində yüksək tvistin dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmış effektiv kəsiyinin qiymətinin, dondurulmuş qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmış effektiv kəsiyin qiymətinə olan nisbətinin yeddi müxtəlif pion paylanma amplitudu üçün pionun p_T eninə impulsundan asılılıq qrafiki verilib.

Şəkil 2-dən görüldüyü kimi $5 \text{ QeV}/c < p_T < 80 \text{ QeV}/c$ intervalında yüksək tvistin dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmış effektiv kəsiyinin qiyməti dondurulmuş qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmış effektiv kəsiyin qiymətini 2-

4 tərtib üstələyir. Uyğun hesablamaları biz kütlə mərkəzi enerjisinin $\sqrt{s} = 209$ QeV qiymətində də aparmışıq. Hesablamalarımızın nəticələri göstərir ki, proton-proton toqquşmasında olduğu kimi foton-foton toqquşmasında da kütlə mərkəzi enerjisinin artması ilə hər iki halda: dəyişən və dondurulmuş qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmış effektiv kəsiyə yüksək tvist əlavələri azalır.

Dissertasiyanın dördüncü fəslində mezonun paylanma amplitudunun ho-loqrafik kvant xromodinamikasında hesablanmış analitik ifadələrindən istifadə etməklə mezonun inklüziv yaranması prosesi foton-foton və proton-proton

toqquşmasında dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodu ilə hesablanmış, hər iki metodla prosesin effektiv en kəsiklərinin analitik ifadələri tapılmış və həmçinin tədqiq olunan mezonun paylanma amplitudları üçün effektiv en kəsiklərinin yenidən cəmlənmiş borel cəmi tapılmışdır. Hər iki metodla hesablanmış en kəsiklərinin ədədi qiymətləri bir-biriləri və aparıcı tvist ilə müqayisə olunmuş və analiz edilmişdir. Həmçinin yüksək tvist effektlərinin prosesin effektiv en kəsiklərə verdiyi təmiz payları hesablanmışdır.

§4.1-də Hesablamalarda holoqrafik kvant xromodinamikasında alınmış mezonun aşağıdakı paylanma amplitudlarından istifadə olunmuşdur:

$$\Phi^{hol}(x, \mu_0^2) = \frac{4}{\sqrt{3}\pi} f_\pi \sqrt{x(1-x)} \quad (41)$$

$$\Phi_{VSBGL}^{hol}(x, \mu_0^2) = \frac{A_1 k_1}{2\pi} \sqrt{x(1-x)} \exp\left(-\frac{m^2}{2k_1^2 x(1-x)}\right). \quad (42)$$

$\gamma\gamma \rightarrow MX$ prosesində yüksək tvistin altprosesi üçün aşağıdakı proseslər götürülmüşdür:

$$\gamma q_1 \rightarrow (q_1 \bar{q}_2) q_1, \quad \gamma \bar{q}_2 \rightarrow (q_1 \bar{q}_2) \bar{q}_2. \quad (43)$$

Mezonun $\Phi^{hol}(x, \mu_0^2)$ paylanma amplitudu üçün $D(\hat{s}, \hat{u})$ faktoru aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$D(\hat{s}, \hat{u}) = \frac{16 f_\pi e_1 \hat{u}}{\sqrt{3} \beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} B\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - u\right) + \frac{16 f_\pi e_2 \hat{s}}{\sqrt{3} \beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} B\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - u\right). \quad (44)$$

Effektiv kəsiyin holoqrafik kvant xromodinamikasında alınmış paylanma amplitudları üçün hesablanmış ədədi qiymətləri perturbativ kvant xromodinamikasında alınmış paylanma amplitudları üçün hesablanmış ədədi qiymətlərini həm mezonun eninə impulsundan və həmçinin də mezonun yeyinliyindən asılı olaraq üstələyir.

§4.2-də yüksək tvistin $pp \rightarrow MX$ prosesinə verdiyi əlavələr dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə mezonların holoqrafik kvant xromodinamikasında alınmış paylanma amplitudlarından istifadə etməklə hesablanmışdır.

$\Phi^{hol}(x, \mu_0^2)$ paylanma amplitudu halında $D(\hat{t}, \hat{u})$ üçün alarıq:

$$D(\hat{t}, \hat{u}) = \frac{16f_{\pi}e_1\hat{t}}{\sqrt{3}\beta_0} \int_0^{\infty} due^{-u} B\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2} - u\right) + \frac{16f_{\pi}e_2\hat{u}}{\sqrt{3}\beta_0} \int_0^{\infty} due^{-u} B\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2} - u\right). \quad (45)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablamalarda effektiv kəsiyin qiyməti mezonun eninə impulsundan asılılığı $(10^{-8} - 10^{-26})mb/\Gamma\partial B^2$ intervalında dəyişir. Effektiv kəsiyin bu intervalının BAK-da ölçülməsi mümkündür.

Pion-proton toqquşmasında $\sqrt{s} = 62.4$ QeV ətalət mərkəzi enerjisində aparılan tədqiqatlar Enriko Fermi adına milli laboratoriyanın əsas proqramlarından biridir. Məlumdurki, yüksək enerjilərdə birbaşa fotonun yaranması prosesi Böyük Hadron Kollayderində müşahidə oluna bilən fundamental proseslərdən biridir.

Əgər foton partonların qarşılıqlı təsirindən bilavasitə yaranırsa onda belə fotonu birbaşa yaranan foton deyilir. Belə fotonlarla çox kiçik məsafələrdə hadronun quruluşunu öyrənmək olur, çünki, onlar Standart Modelin parametrlərinə çox həssasdırlar. Bu işə yeni fiziki proseslərin öyrənilməsinə geniş imkanlar yaradır.

Əsas halda birbaşa fotonların yaranmasının iki mühüm mexanizmi mövcuddur: birinci – kvark və antikvarkın foton və qlüona annihilasiyası $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ və ikinci – tərs Kompton effekti $qg \rightarrow \gamma q$

§4.3-də holoqrafik kvant xromodinamikasında pion-proton toqquşmasında fotonun birbaşa yaranması prosesində yüksək tvist və renormalon effektləri dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə öyrənilmişdir.

$\pi p \rightarrow \gamma X$ prosesi üçün yüksək tvist alt prosesi olaraq $\pi q_p \rightarrow \gamma q$ prosesi götürülmüşdür, burada q_p – protonun valent kvarklarından biridir. $\pi^+ p \rightarrow \gamma X$, $\pi^- p \rightarrow \gamma X$ proseslərini öyrənmək üçün uyğun olaraq $\pi^+ d_p \rightarrow \gamma u$, $\pi^- u_p \rightarrow \gamma d$ alt prosesləri götürülmüşdür.

$\pi q_p \rightarrow \gamma q$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) = \frac{16\pi^2\alpha_E C_F}{9} \frac{[D(\hat{s}, \hat{u})]^2}{\hat{s}^2(-\hat{t})} \left[\frac{1}{\hat{u}^2} + \frac{1}{\hat{s}^2} \right]. \quad (46)$$

$D(\hat{s}, \hat{u})$ – dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti yaxınlaşmasında aşağıdakı ifadə ilə

təyin olunur:

$$D(\hat{s}, \hat{u}) = e_1 \hat{u} \int_0^1 \frac{\alpha_s(\lambda, \mu_{R_1}^2) \Phi_M(x, \mu_F^2) dx}{x(1-x)} + e_2 \hat{s} \int_0^1 \frac{\alpha_s(\lambda, \mu_{R_2}^2) \Phi_M(x, \mu_F^2) dx}{x(1-x)} \quad (47)$$

$\Phi^{hol}(x)$ halında $D(\hat{s}, \hat{u})$ üçün alırıq:

$$D(\hat{s}, \hat{u}) = \frac{16f_\pi e_1 \hat{u}}{\sqrt{3}\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} B\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - u\right) + \frac{16f_\pi e_2 \hat{s}}{\sqrt{3}\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} B\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - u\right). \quad (48)$$

$\pi p \rightarrow \gamma X$ prosesində aparıcı tvistin alt prosesi üçün $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ prosesi götürülmüşdür. Bu prosesin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$\frac{d\sigma}{dt}(q\bar{q} \rightarrow g\gamma) = \frac{8}{9} \pi \alpha_E \alpha_s(Q^2) \frac{e_q^2}{\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right). \quad (49)$$

$\pi^- p \rightarrow \gamma X / \pi^+ p \rightarrow \gamma X$ proseslərinin nisbəti həm dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir yaxınlaşmalarında aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\begin{aligned} & \frac{d\sigma(\pi^- p \rightarrow \gamma X)}{d\sigma(\pi^+ p \rightarrow \gamma X)} = \\ & \frac{xu_p \left(\frac{-1}{3} \hat{u} \alpha_s(Q_1^2) \int_0^1 dx \left[\frac{\Phi_\pi(x, Q_1^2)}{x(1-x)} \right] + \frac{2}{3} \hat{s} \alpha_s(Q_2^2) \int_0^1 dx \left[\frac{\Phi_\pi(x, Q_2^2)}{x(1-x)} \right] \right)}{xd_p \left(\frac{2}{3} \hat{u} \alpha_s(Q_1^2) \int_0^1 dx \left[\frac{\Phi_\pi(x, Q_1^2)}{x(1-x)} \right] - \frac{1}{3} \hat{s} \alpha_s(Q_2^2) \int_0^1 dx \left[\frac{\Phi_\pi(x, Q_2^2)}{x(1-x)} \right] \right)}, \quad (50) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{d\sigma(\pi^- p \rightarrow \gamma X)}{d\sigma(\pi^+ p \rightarrow \gamma X)} = \\ & \frac{xu_p \left(\frac{-1}{3} \hat{u} \int_0^1 \int_0^\infty \frac{\Phi_\pi(x, Q_1^2) e^{-(t_1+z_1)u} dudx}{x(1-x)} + \frac{2}{3} \hat{s} \int_0^1 \int_0^\infty \frac{\Phi_\pi(x, Q_2^2) e^{-(t_2+z_2)u} dudx}{x(1-x)} \right)}{xd_p \left(\frac{2}{3} \hat{u} \int_0^1 \int_0^\infty \frac{\Phi_\pi(x, Q_1^2) e^{-(t_1+z_1)u} dudx}{x(1-x)} - \frac{1}{3} \hat{s} \int_0^1 \int_0^\infty \frac{\Phi_\pi(x, Q_2^2) e^{-(t_2+z_2)u} dudx}{x(1-x)} \right)} \quad (51) \end{aligned}$$

§4.3-4.4-də pion-proton toqquşmasında birbaşa fotonun $\pi p \rightarrow \gamma X$ və qlüonun $\pi p \rightarrow gX$ inklüziv yaranmaları prosesləri öyrənilmişdir. Fotonun birbaşa yaranmasında yüksək tvist və renormalon effektlərinin prosesin effektiv kəsiyinə verdiyi əlavələr hər iki yaxınlaşmasında fotonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılı olaraq ciddi tədqiq və analiz edilmişdir.

§4.4-də Pion-proton toqquşmasında qlüonun $\pi p \rightarrow gX$ birbaşa yaranması prosesi isə maksimum konformallıq prinsipi əsasında hesablanmış və analiz edilmişdir. Göstərilmişdir ki, maksimum konformallıq prinsipi əsasında hesablanmış effektiv en kəsiyinin qiyməti dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodu ilə hesablanmış qiymətlərinə çox yaxındır.

$\pi q_p \rightarrow gq$ alt prosesinin diferensial effektiv kəsiyinin analitik ifadəsi aşağıdakı kimidir:

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) = \frac{256\pi^2}{81\hat{s}^2} [D(\hat{s}, \hat{u})]^2 \left(-\frac{\hat{t}}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{t}}{\hat{u}^2} \right) \quad (52)$$

Burada

$$D(\hat{s}, \hat{u}) = \int_0^1 dx \alpha_s^{3/2}(Q_1^2) \left[\frac{\Phi_\pi(x, Q_1^2)}{x(1-x)} \right] + \int_0^1 dx \alpha_s^{3/2}(Q_2^2) \left[\frac{\Phi_\pi(x, Q_2^2)}{x(1-x)} \right] \quad (53)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, renormallaşma miqyası maksimum konformallıq prinsipində aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$(\mu_1^2)^{PMM} = (1-x)\hat{s}e^{-5/3}; \quad (\mu_2^2)^{PMM} = -x\hat{u}e^{-5/3}, \quad (53)$$

Brodski-Lepaj-Makkenzi yaxınlaşmasında renormallaşma miqyası aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$(\mu_1^2)^{BLM} = (1-x)\hat{s}; \quad (\mu_2^2)^{BLM} = -x\hat{u}. \quad (54)$$

Bu paragrafda $\pi^+ p \rightarrow gX$ prosesinin effektiv kəsikləri qlüonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları öyrənilmişdir. Effektiv kəsiyin qiyməti qlüonun eninə impulsundan asılılığı $1.72 \cdot 10^{-2} \mu b / QeV^2 - 2.13 \cdot 10^{-13} \mu b / QeV^2$ intervalında dəyişir. Effektiv kəsiyin bu qiymətinin BHK-da ölçülməsi mümkündür.

Dissertasiyanın beşinci fəslində proton-proton toqquşmasında tək və

cüt halda neytralinonun yaranması prosesi Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə, Məhdudlaşdırılmış Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə müxtəlif ssenarilər və müəllif tərəfindən işlənib hazırlanan ssenarilərdə proseslərin diferensial və tam effektiv kəsikləri başlanğıc enerjidən, skalyar kvarkların kütləsindən, neytralino cütünün eninə impulsundan, kalibrino və Hiqqsinonun kütlələrindən asılılıqları ətraflı öyrənilmiş və analiz edilmişdir. Proton-proton toqquşmasında neytralino cütünün yaranması əsas tərtiblə yanaşı növbəti yaxınlaşmada da öyrənilmişdir. Uyğun olaraq növbəti yaxınlaşmadakı effektiv kəsiyin, əsas tərtibdə hesablanan asılılıqları da ətraflı öyrənilmişdir. Bu hal üçün çox vacib olan “ K ” faktoru hesablanmışdır. Effektiv kəsiklərin və “ K ” faktorunun ədədi qiymətləri tədqiq olunan bütün ssenarilər üzrə qiymətləri qarşılıqlı analiz edilmiş və cədvəl şəklində verilmişdir. Həmçinin proton-proton toqquşmasında neytralino cütünün yaranmasına elektrozəif əlavələr də hesablanmış, prosesin Laqranjianına daxil olan parametrlərdən asılılıqları öyrənilmişdir. Prosesin kinematikasını əsaslı şəkildə öyrənilmişdir.

§5.1-də proton-proton toqquşmasında $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ -cütünün yaranması prosesinin parton modelinin tam kinematikasını təsvir olunmuşdur.

§5.2-də $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ alt prosesinin matris elementi təqdim olunur, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ prosesinin diferensial və tam effektiv kəsikləri hesablanmış və təhlil edilmişdir. Eyni zamanda $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ prosesi növbəti yaxınlaşmada Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə, Məhdudlaşdırılmış Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə müxtəlif ssenarilər və digər müxtəlif Hiqqsinoya oxşar, kalibrinoya oxşar və qarışıq ssenarilərdə öyrənilmiş və proseslərin diferensial və tam effektiv kəsikləri başlanğıc enerjidən, skalyar kvarkların kütləsindən, neytralino cütünün eninə impulsundan, kalibrino və Hiqqsinonun kütlələrindən asılılıqları ətraflı tədqiq və analiz edilmişdir. Bu hal üçün çox vacib olan “ K ” faktoru hesablanmışdır. Göstərilmişdir ki, “ K ” faktoruna əsas əlavə kvantxromodinamik və supersimmetrik qarşılıqlı təsir hesabına daxil olur.

Göstərilmişdir ki, kalibrinoya oxşar ssenaridə $u\bar{u} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ alt prosesinin tam effektiv kəsiyi $2 fb \div 140 fb$ arasında dəyişir ki, bu da BHK-da ölçülə bilər. Həmçinin biz bütün ssenarilərdə üstünlük təşkil edən $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ alt prosesini müəyyənləşdirmişik. Bu da eksperimentin predmeti ola bilər.

§5.3-də BHK-da proton-proton toqquşmasında tək neytralinonun

yanarması prosesi öyrənilmişdir. Alt proses üçün aşağıdakı proseslər seçilmişdir:

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{g}, \quad qg \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_{L,R}, \quad q\bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^+, \quad gg \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{g}. \quad (55)$$

Hesablamalardan alınır ki, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_{L,R} (\tilde{\chi}_2^0 \tilde{q}_{L,R})$ prosesinin effektiv kəsiyi $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ -də kalibrinoya oxşar ssenaridə $57(90) \text{ fb}$ civarında olur. Qeyd etmək lazımdır ki, $pp(gg) \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{g}$ prosesinin ədədi qiymətləri bütün ssenarilərdəki effektiv kəsiklərin ədədi qiymətlərini üstələyir. Digər proseslərin effektiv kəsiklərinin ədədi qiymətləri BHK-nın ölçülən oblastında yerləşir. Məsələn, $\sqrt{s} = 14 \text{ QeV}$ -də $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{g}$ prosesi üçün 10^0 fb , $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_{L,R}$ prosesi üçün 10^1 fb , $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^0$ prosesi üçün $10^{-1} - 10^3 \text{ fb}$ qiymətlərini alır.

§5.3 bölməsində proton-proton toqquşmasında tək neytralinonun yaranması öyrənilir. Bu məqsədlə aşağıdakı alt proseslər tədqiq olunur:

$$a^k(p_1)b^l(p_2) \rightarrow \begin{cases} \tilde{\chi}_i^0(k_1, E_1, m_i) \tilde{g}^m(k_2, E_2, m_j) \\ \tilde{\chi}_i^0(k_1, E_1, m_i) \tilde{q}_{L,R}^m(k_2, E_2, m_j) \\ \tilde{\chi}_i^0(k_1, E_1, m_i) \tilde{\chi}_j^\pm(k_2, E_2, m_j) \end{cases}. \quad (56)$$

Burada $a, b = q, \bar{q}, g$ başlanğıc partonları təsvir edir və onların kütləsi nəzərə alınmır.

$g(p_1)g(p_2) \rightarrow \tilde{\chi}_i^0(k_1) \tilde{g}(k_2)$ prosesinin matris elementi «Matematika» proqram paketinin bazasında olan FEYNARTS proqramı ilə yazılmışdır. Matris elementinin modulunun kvadratı isə Fortran proqramının bazasında işləyən FORMCALC proqramı ilə hesablanmışdır. Bir çox ilgəkli diaqramları hesablamaq üçün isə LOOPTOOLS paket proqramından istifadə olunmuşdur. İşdə əsas yaxınlaşmalardan biri ssenarilərin seçilməsidir. Tərəfimizdən verilən ssenarilərdə üç sərbəst parametrlər var, iki çarçınoların kütləsi və birdə $\tan \beta$ -dir. Digər mövcud ssenarilərlə müqayisə etmək üçün MMSSM 40.2.2 ssenarisində də hesablamalar edilmişdir. Hesablamalar göstərir ki, effektiv kəsiyə əlavəni təkcə neytralinonun qarışma matrisi deyil həm də çarçınonun qarışma matrisi verir. Bir ilgəkli yaxınlaşmada $gg \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{g}$ prosesinin effektiv kəsiyinin qiyməti Hiqqsqə oxşar ssenaridə hesablanmış qiyməti digər

ssenarilərdəki qiymətləri üstələyir.

Qeyd etmək lazımdır ki, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{g}$ prosesinin MMSSM 40.2.2 ssenarisindəki effektiv kəsiyinin qiyməti kalibrinoya-oxşar, hiqqsinoya-oxşar və qarışıq ssenarilərdəki qiymətlərini təqribən 9 dəfə üstələyir.

Həmçinin $pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{g}$ prosesinin MMSSM 40.2.2 ssenarisindəki effektiv kəsiyinin qiyməti kalibrinoya-oxşar, Hiqqsinoya-oxşar və qarışıq ssenarilərdəki qiymətlərini təqribən 7, 9 və 11 dəfə üstələyir.

$pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{q}_{L,R}$ prosesinin effektiv kəsiyinin kalibrinoya-oxşar ssenaridə qiyməti Hiqqsinoya-oxşar, qarışıq ssenaridə və MMSSM 40.2.2 ssenarilərdəki qiymətlərini uyğun olaraq 17%, 6% və 4 dəfə üstələyir. Həmçinin $pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{q}_{L,R}$ $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{q}_{L,R}$ prosesinin effektiv kəsiyinin kalibrinoya-oxşar ssenaridə qiyməti hiqqsinoya-oxşar, qarışıq ssenaridə və MMSSM 40.2.2 ssenarilərdəki qiymətlərini uyğun olaraq 87%, 34% və 5 dəfə üstələyir.

$pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^+$ prosesinin effektiv kəsiyinin Hiqqsinoya-oxşar ssenaridə qiyməti kalibrinoya-oxşar, qarışıq ssenaridə və MMSSM 40.2.2 ssenarilərdəki qiymətlərini uyğun olaraq 3.2 dəfə, 96%, və 3 dəfə üstələyir.

$pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^+$ prosesinin effektiv kəsiyinin kalibrinoya-oxşar ssenaridə qiyməti Hiqqsinoya-oxşar, qarışıq ssenaridə və MMSSM 40.2.2 ssenarilərdəki qiymətlərini uyğun olaraq 2 dəfə, 44% və bir tərtib üstələyir.

Həmçinin $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^+$ prosesinin effektiv kəsiyinin kalibrinoya-oxşar ssenaridə qiyməti Hiqqsinoya-oxşar, qarışıq ssenaridə və MMSSM 40.2.2 ssenarilərdəki qiymətlərini uyğun olaraq 3.6 dəfə, 1.4 dəfə və bir tərtib üstələyir.

$pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^+$ prosesinin effektiv kəsiyinin qarışıq ssenaridə qiyməti Hiqqsinoya-oxşar, kalibrinoya-oxşar və MMSSM 40.2.2 ssenarilərdəki qiymətlərini uyğun olaraq 11%, 27% və üç tərtib üstələyir.

$gg \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{g}$ prosesinin effektiv kəsiyinin MMSSM 40.2.2 ssenaridəki qiyməti Hiqqsinoya-oxşar, kalibrinoya-oxşar və qarışıq ssenarilərdəki qiymətlərini uyğun olaraq 7.4, 7.1 və 7 dəfə üstələyir.

$gg \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{g}$ prosesinin effektiv kəsiyinin MMSSM 40.2.2 ssenaridəki qiyməti kalibrinoya-oxşar, qarışıq və Hiqqsinoya-oxşar ssenarilərdəki qiymətlərini uyğun olaraq 6.7, 2.8 və 10% üstələyir. Effektiv kəsiklərin bu qiymətləri ölçülmə oblastunda yerləşir, misal üçün başlanğıc enerjisinin $\sqrt{s} = 14 \text{QeV}$ qiymətində $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{g}$ prosesi üçün 1fb , $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_{L,R}$

prosesi üçün $10 fb$, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^0$ prosesi üçün $10^{-1} - 10^3 fb$ və $10^{-4} - 10^{-2} fb$, $pp(gg) \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{g}$ prosesi üçün $10^{-4} - 10^{-3} fb$ -dir.

§5.4-də $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ ($i, j = 1, 2$) prosesinə bir ilgəkli elektrozəif loqarifmik əlavələr hesablanmışdır. Bir ilgəkli yaxınlaşmada bu əlavələr üç hissəyə bölünür. 1. Renormqrup əlavəsi, universal və qeyri universal əlavələr. $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ və $pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$ proseslərinin effektiv kəsiklərinə loqarifmik elektrozəif əlavələr hesablanmışdır. Uyğun olaraq born effektiv kəsiyinə σ_0 elektrozəif loqarifmik $\Delta\sigma$ əlavələr və həmçinin nisbi δ əlavələrin kalibrino, Hiqqsinə və neytralino cütünün eninə impulsundan k_T asılılıqları öyrənilmişdir.

Dissertasiyanın altıncı fəslində polyarizə olunmuş proton-proton toqquşmasında lepton cütünün $pp \rightarrow (\gamma^*, Z^0) + X$ yaranması prosesində bir spinli və iki spinli asimmetriyalar Standart və E_6 modellərində öyrənilmişdir.

§6.1-də bir və iki spinli asimmetriyalar Standart Modeldə öyrənilmişdir. Asimmetriyaları hesablamaq üçün aşağıdakı alt proseslər tədqiq olunmuşdur.

$$\begin{aligned} 1) \quad & g + q \rightarrow l^+ l^- + q, \\ 2) \quad & q + \bar{q} \rightarrow l^+ l^- + g. \end{aligned} \tag{57}$$

Prosesin spiral amplitudu $M(\lambda_1, \lambda_2; \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5)$ ilə ifadə olunmuşdur, burada λ_1 və λ_2 – başlanğıc partonların spirallığı, λ_3, λ_4 və λ_5 - lepton cütünün və son partonun spirallığıdır.

$$M(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5) = \begin{cases} M(\lambda_1, \lambda_2; \lambda_3, -\lambda_3, \lambda_2) & g + q \rightarrow l^+ l^- + q, \\ M(\lambda_1, -\lambda_1; \lambda_3, -\lambda_3, \lambda_5) & q + \bar{q} \rightarrow l^+ l^- + g. \end{cases} \tag{58}$$

§6.2-də bir və iki spinli asimmetriyalar $pp \rightarrow (\gamma^*, Z^0, Z') + X$ prosesində E_6 modelində öyrənilmişdir. Yəni Z' -bozoun asimmetriyalara verdiyi əlavələr hesablanmışdır.

Hər iki modeldə uyğun asimmetriyalar üçün analitik ifadələr alınmış,

lepton cütünün invariant kütləsinin $Q=10QeV$, $60QeV$, $M_z QeV$ qiymətlərində lepton cütünün eninə impulsundan asılılıqları hesablanmış və qrafik şəklində göstərilmişdir. E_6 modelində supersimmetrik Z' bozonun uyğun asimmetriyalara verdiyi təmiz paylar hesablanmışdır.

Z' -bozonun təmiz payı aşağıdakı düstur ilə hesablanmışdır.

$$\Delta A_{L(LL)} = A_{L(LL)} - A_{L(LL)}^{\gamma, Z^0} \quad (59)$$

Hesablamalar göstərir ki, Z' bozonun asimmetriyalara verdiyi əlavələr ciddidir və aşağıdakı intervalda dəyişir: bir spinli asimmetriya üçün lepton cütünün $Q=10,60$, $M_z QeV$ qiymətlərində uyğun olaraq $7.1 \div 10$, $16.9 \div 19.9$, $19.4 \div 23.3$ faiz, iki spinli asimmetriya üçün isə $23.3 \div 28.8$, $22.8 \div 26.8$, $16.9 \div 20.9$ faiz qiymətlərini alır.

Bir və iki spinli asimmetriyaların öyrənilməsi protonun spin quruluş funksiyalarının və həmçinin partonun protonda dinamikasının tədqiqində ciddi əhəmiyyətə malikdir.

§6.3-də ümumiləşmiş Sullivan prosesində Σ barionun yaranması mexanizmi verilmiş və həmin barionun fraqmentasiya mexanizmi ilə yaranması ilə müqayisə edilərək analiz olunmuşdur.

Ümumiləşmiş Sullivan prosesində Σ barionun yaranması prosesinə, elektronun protondan dərin qeyri-elastiki səpilməsi zamanı virtual fotonun proton hədəfini əhatə edən K mezon örtüyündən səpilməsi kimi baxılmışdır.

İkinci mexanizm isə fraqmentasiya mexanizmidir ki, burada protonu təşkil edən partonlardan biri Σ barionuna fraqmentasiya edərək yaranmış olur. Burada ümumiləşmiş Sullivan prosesində Σ barionun yaranmasının iki alternativ forması verilmiş və həmin barionun fraqmentasiya mexanizmi ilə yaranması ilə müqayisə edilərək analiz olunmuşdur. Uyğun effektiv kəsiklərin nisbəti hesablanmışdır.

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{dx dy dz} = \frac{\int_x^{z'_{\max}} dz' F_2^K \left(\frac{x}{z'} \right) G_K^P(z', z)}{\sum_q e_q^2 x f_q^p D_q^\Sigma(z)}. \quad (60)$$

Hesablamaların nəticəsi göstərir ki, kinematik parametrlərin müəyyən qiymətlərində ümumiləşmiş Sallivan prosesinin effektiv kəsiyinin qiyməti fraqmentasiya mexanizminin effektiv kəsiyinin qiymətini üstələyir. Bu nəticələr nuklonun quruluşunun miqyasa görə paylanmasını və dinamikasının öyrənilməsində mühüm rol oynayır.

ƏSAS NƏTİCƏLƏR

1. İlk dəfə olaraq proton-proton toqquşmasında mezonun inklüziv yaranması prosesində yüksək tvist effektinin prosesin effektiv en kəsiyinə verdiyi əlavələri hesablamaq üçün dondurulmuş qarşılıqlı təsir sabiti metodu yaxınlaşmasında analitik ifadə alınmışdır. Yüksək tvist effektinin prosesin effektiv en kəsiyinə verdiyi əlavələr mezonun müxtəlif paylanma amplitudları üçün mezonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları hesablanmış və həmin effektiv kəsiklərin qiymətləri aparıcı tvistin effektiv kəsiklərin qiymətləri ilə müqayisə edilərək analiz olunmuşdur.
2. İlk dəfə olaraq proton-proton toqquşmasında mezonun inklüziv yaranması prosesinin effektiv en kəsiyinə renormalon effektinin verdiyi əlavələrin dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanması üçün analitik ifadə alınmış, renormalon effektinin prosesin en kəsiyinə verdiyi əlavələr mezonun müxtəlif paylanma amplitudları üçün mezonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları hesablanmışdır. Hesablamalarda tətbiq olunan mezonun paylanma amplitudları üçün effektiv en kəsiklərinin borel cəminin analitik ifadəsi tapılmışdır.
3. Foton-foton toqquşmasında psevdoskalyar və vektor mezonların inklüziv yaranması prosesinin effektiv en kəsiyi dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodu ilə mezonun müxtəlif paylanma amplitudları üçün mezonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları hesablanmış, bir-biriləri və əsas tvistin en kəsiyi ilə müqayisə olunmuşdur.
4. Foton-foton toqquşmasında psevdoskalyar və vektor mezonların inklüziv yaranması prosesinin effektiv en kəsiyi dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodu ilə mezonun müxtəlif paylanma amplitudları üçün mezonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları hesablanmış, bir-biriləri və aparıcı tvistin en kəsiyi ilə müqayisə olunmuşdur. Effektiv kəsiyin yenidən cəmlənmiş borel cəmi üçün analitik ifadə tapılmışdır.
5. İlk dəfə olaraq holoqrafik kvant xromodinamikası çərçivəsində foton-

foton toqquşmasında mezonun inklüziv yaranması prosesinin effektiv en kəsikləri dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodu ilə mezonun müxtəlif paylanma amplitudları üçün mezonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları hesablanmış, ədədi qiymətləri müqayisə və analiz olunmuşdur. Həmçinin həmin effektiv kəsiklərin qiymətləri aparıcı tvistin qiymətləri ilə müqayisə edilmişdir. Effektiv en kəsiklərinin yenidən cəmlənmiş borel cəmi üçün analitik ifadələr alınmışdır.

6. İlk dəfə olaraq holoqrafik kvant xromodinamikası çərçivəsində proton-proton toqquşmasında mezonun inklüziv yaranması prosesinin effektiv en kəsikləri dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodu ilə mezonun müxtəlif paylanma amplitudları üçün mezonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları hesablanmış, ədədi qiymətləri müqayisə və analiz olunmuşdur. Yüksək tvistin təmiz payı hesablanmışdır. Həmçinin yüksək tvistin effektiv kəsiklərinin qiymətləri aparıcı tvistin qiymətləri ilə müqayisə edilmişdir. Effektiv en kəsiklərinin yenidən cəmlənmiş borel cəmi tapılmışdır.
7. İlk dəfə olaraq pion-proton toqquşmasında fotonun birbaşa yaranması prosesinin effektiv en kəsiyinin fotonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları, pionun holoqrafik kvant xromodinamikası çərçivəsində alınmış paylanma amplitudları üçün asılılıqları ətraflı öyrənilmişdir. Effektiv kəsiyin yenidən cəmlənmiş borel cəmi üçün analitik ifadə tapılmışdır.
8. İlk dəfə olaraq pion-proton toqquşmasında qlüonun birbaşa inklüziv yaranması prosesi maksimum konformallıq prinsipi yaxınlaşmasında tədqiq olunmuş və pionun tvist-2 və tvist-3 paylanma amplitudları üçün prosesin effektiv kəsiyinə yüksək tvistin təmiz payı hesablanmışdır. Göstərilmişdir ki, maksimum konformallıq prinsipi əsasında hesablanmış effektiv kəsiyin qiyməti, dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodu ilə hesablanmış qiymətinə ekvivalentdir.
9. İlk dəfə olaraq pion-proton toqquşmasında qlüonun birbaşa inklüziv yaranması prosesinin effektiv en kəsikləri dondurulmuş və dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti metodu ilə mezonun müxtəlif paylanma amplitudları üçün qlüonun eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları hesablanmış, ədədi qiymətləri müqayisə və analiz olunmuşdur. Həmçinin həmin effektiv kəsiklərin qiymətləri aparıcı tvistin qiymətləri ilə müqayisə edilmişdir. Effektiv en kəsiklərinin yenidən cəmlənmiş borel cəmi üçün analitik ifadələr alınmışdır.
10. İlk dəfə olaraq proton-proton toqquşmasında tək neytralinonun yaran-

ması prosesi Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə, Məhdudlaşdırılmış Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə müxtəlif ssenarilər və müəllif tərəfindən işlənib hazırlanan ssenarilərdə proseslərin diferensial və tam effektiv kəsikləri başlanğıc enerjiden, skalyar kvarkların kütləsindən, neytralino cütünün eninə impulsundan, kalibrino və Hiqqsinonun kütlələrindən asılılıqları ətraflı öyrənilmiş və analiz edilmişdir. Prosesin effektiv kəsiyi üçün alınan qiymətinin BHK-də ölçülməsinin mümkünlüyü göstərilmişdir.

11. İlk dəfə olaraq proton-proton toqquşmasında neytralino cütünün yaranması prosesi əsas tərtibdə (LO) və ondan sonrakı tərtibdə (NLO) Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə, Məhdudlaşdırılmış Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə müxtəlif ssenarilər və müəllif tərəfindən işlənib hazırlanan ssenarilərdə proseslərin diferensial və tam effektiv kəsikləri başlanğıc enerjiden, skalyar kvarkların kütləsindən, neytralino cütünün eninə impulsundan, kalibrino və Hiqqsinonun kütlələrindən asılılıqları ətraflı öyrənilmiş və analiz edilmişdir. Prosesin əsas xarakteristikası olan K faktoru üçün analitik ifadə alınmış və bütün ssenarilərdə ədədi qiymətləri hesablanmışdır. Həmçinin neytralino cütünün yaranması prosesinin effektiv kəsiyinə elektrozəif loqarifmik əlavələrin hesablanması üçün analitik ifadələr alınmışdır. Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə elektrozəif əlavələrin ədədi qiymətləri hesablanmışdır.
12. İlk dəfə olaraq polyarizə olunmuş proton-proton toqquşmasında lepton cütünün yaranmasında bütün zərrəciklərin spirallığını nəzərə almaqla Standart və E_6 modellərində bir spinli və iki spinli asimetriyalar üçün analitik ifadələr alınmış və lepton cütünün invariant kütləsinin müxtəlif qiymətlərində həmin cütün eninə impulsundan asılılıqları ətraflı öyrənilmişdir.
13. İlk dəfə olaraq ümumiləşmiş Sallivan prosesində Σ barionun yaranması mexanizmi öyrənilmişdir və onun fraqmentasiya mexanizmi ilə yaranması müqayisə olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, kinematik dəyişənlərin müəyyən oblastında Σ -nın ümumiləşmiş Sallivan prosesində yaranmasının effektiv kəsiyi fraqmentasiya mexanizmi ilə yaranması effektiv kəsiyini üstələyir. Bu nəticə partonların hadrona paylanması öyrənməyə imkan verir.

DİSSERTASIYA MÖVZUSU ÜZRƏ ÇAP OLUNMUŞ ELMİ İŞLƏRİN SİYAHISI

1. **Ahmadov A.I.**, Aydin C., Myrzakulov R. and Uzun O. Inclusive gluon production in pion-proton collisions and the role of infrared renormalons // **Int. J. Modern. Phys. A** **30**, 1550219 (2015).
2. Demirci M. and **Ahmadov A. I.** Search Neutralino Pair Production at CERN LHC // **Phys. Rev. D.** **89**, 075015 (2014).
3. **Ahmadov A.I.**, Aydin C. and Uzun O. Inclusive gluon production in pion-proton collisions and the principle maximum conformality renormalization scale // **Phys. Rev. D.** **89**, 014018 (2014).
4. **Ahmadov A.I.**, Aydin C. and Uzun O. Analytical solutions of the Klein-Fock- Gordon equation with the Manning-Rosen potential plus a Ring-Shaped like potential // **Int. J. Modern. Phys. A** **29**, 1450002 (2014).
5. **Ahmadov A.I.** and M. Demirci. Single neutralino production at the LHC // **Phys. Rev. D** **88**, 015017 (2013).
6. **Ahmadov A.I.**, Aydin C. and Uzun O. Higher Twist Effects in the Direct Photon Production and the Role of Infrared Renormalons // **Phys. Rev. D** **87**, 014006 (2013).
7. **Ahmadov A.I.** and Demirci M. Electroweak Corrections to the Neutralino Pair Production at CERN LHC // **Int. J. Modern Physics A** **28**, 1350077 (2013).
8. **Ahmadov A.I.**, Aydin C. and Keskin F. Pion wave functions from holographic QCD and the role of infrared renormalons in photon-photon collisions // **Phys. ReV.** **D85**, 034009 (2012).
9. **Ahmadov A.I.**, Aydin C. and Keskin F. Pion wave functions from holographic QCD and the role of infrared renormalons in photon-photon collisions // **Annals of Physics** **327**, 1472 (2012)
10. **Ahmadov A.I.**, Nagiyev Sh.M. and Dadashov E.A. Meson production in proton-proton collisions in the naive non abelianization approximation and the role of infrared renormalons // **Int. J. Mod. Phys. E** **21**, No.2, 1250014 (2012).
11. **Ahmadov A.I.** and Burjaliyev R.M. The meson production in proton-proton collisions in next-to-leading order and infrared renormalons // **Int. J. Mod. Phys. E**, Vol.20, No.5, pp. 1243 -1270 (2011).
12. **Ahmadov A.I.**, Coskun Aydin, Dadashov E.A. and Nagiyev Sh.M. Single meson production in photon-photon collisions and infrared renormalons // **Phys. Rev.** **D81**, 054016 (2010)
13. **Ahmadov A.I.**, Coskun Aydin, Nagiyev Sh.M., Yilmaz A. Hakan and E.A. Dadashov. Infrared renormalons and single meson production in proton-proton collisions // **Phys. Rev.** **D80**, 016003 (2009).

14. Badalov V. H., Ahmadov H. I., **Ahmadov A.I.** Analytical solutions of the Shredinger equation with the Woods-Saxon potential for arbitrary l state // **Int. J. Mod. Phys. E, Vol.18, No.3, pp.631-641 (2009).**
15. **Ahmadov A.I.**, Boztosun I., Soylu A. and Dadashov E.A. Higher twist effects in photon-photon collisions // **Int. J. Mod. Phys. E, Vol.17, No.6, pp.1041-1059 (2008).**
16. Sadykhov F.S., Coskun Aydin and **Ahmadov A.I.** High twist contributions, quantum chromodynamics, and inclusive meson photoproduction at large p_T // **News Baku State University ISSN 1609-0586, №4, pp.181-190 (2007).**
17. **Ahmadov A.I.**, Boztosun I., Muradov R.Kh., Soylu A. and Dadashov E.A. Higher twist effects in proton-proton Collisions // **Int. J. Mod. Phys. E 15, No.6, pp.1209-1232 (2006).**
18. **Ahmadov A.I.**, Boztosun I., Muradov R.Kh., Soylu A. and Dadashov E.A. Investigation of the neutralino pair production at LHC // **Int. J. Mod. Phys. E 15, No.6, pp.1183-1208 (2006).**
19. Muradov R.Kh. and **Ahmadov A.I.** Contribution of superstring Z' boson on the polarization effects in proton-proton collisions // **Central Eur. J. Phys., 3(3), pp.433-455 (2005).**
20. **Azar Ahmadov** and Muradov R.Kh. Role of generalized Sullivan processes in semi-inclusive Σ production // **Russian Physics Journal, Vol.48, No.7, pp.60-69 (2005).**
21. **Azar Ahmadov.** Radiative Production at the Lightest Neutralino in Electron-Positron Annihilation // **Russian Physics Journal, Vol.48, No.6, pp. 48-57 (2005).**
22. **Ahmadov Azar.** Radiative production at the lightest neutralino // **Physics of Particles and Nuclei Letters, Vol.2, No.2, pp.85-91 (2005).**
23. Muradov R.Kh., **Ahmadov A.I.**, Adilova Kh.M.. Nonperturbative corrections for deep inelastic scattering cross-section ratio $R = \sigma_L / \sigma_T$ // **Baku State University News, ISSN 1609-0586, №2, pp.15-24 (2002).**
24. Muradov R.Kh., **Akhmedov A.I.**, Burjaliev R.M. Polarization effects in proton-proton collisions // **Physics of Atomic Nuclei, Vol.65, №7, pp.1352-1358 (2002); Translated from «Yadernaya Fizika», Vol. 65, №7, pp.1385-1391 (2002)**
25. Muradov R.Kh., **Akhmedov A.I.**, Burjaliev R.M. Spin effects at the proton-proton collisions // **Russian Physics Journal, Vol.43, №8, pp.95-103 (2000)**
26. Muradov R.Kh., **Akhmedov A.I.**, Burjaliev R.M. The contribution of

- the sea quark and gluon in the spin of proton // **Russian Physics Journal, Vol.43, №8, pp.88-94 (2000)**
- 27.** Muradov R.Kh, **Ahmadov A.I.**, Burjaliev R.M. Violation of the scaling in the deep inelastic electron-proton scattering // **Baku University News, №3, pp.75-81 (2000)**
- 28.** **Akhmedov A.I.**, Muradov R.Kh. Single-transverse spin asymmetry in direct photon production / I Eurasia Conference on Nuclear Science and its Application. **23-27 October 2000, Izmir Turkey, pp.450-451**
- 29.** Muradov R.Kh., **Akhmedov A.I.**, Burjaliev R.M. Polarization effects at the proton-proton collisions / I Eurasia Conference on Nuclear Science and its Application. **23-27 October 2000, Izmir Turkey, pp.202-203**

АЗЕР ИНШАЛЛА оглы АХМЕДОВ

**КВАНТОВОХРОМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
АДРОНОВ В ЖЕСТКИХ ИНКЛЮЗИВНЫХ И
ЭКСКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССАХ**

Резюме

В диссертации изучены вклады высших твистов в рамках метода замороженной и бегущей константы взаимодействий при инклюзивном рождении псевдоскалярных и векторных мезонов в протон-протонном и фотон-фотонном столкновениях, а также при инклюзивном рождении прямых фотонов и глюонов в пион-протонном столкновении в рамках пертурбативной и голографической квантовой хромодинамики для разных мезонных амплитуд распределения. Получено аналитическое выражение для бореловской суммы эффективного сечения, используемых при вычислениях амплитуд распределений мезона. Выделен и проанализирован чистый вклад высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуды распределения мезонов.

Вычислены вклады высших твистов в рамках метода замороженной константы взаимодействия при выбранном масштабе принципа максимума конформальности при инклюзивном рождении глюона в пион-протонном столкновении $\pi p \rightarrow gX$ для разных мезонных амплитуд распределения в рамках голографической квантовой хромодинамики. Выделен и проанализирован чистый вклад высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуды распределения пионов. Показано, что эффективное сечение высшего твиста при масштабе, выбранном на основе принципа максимума конформальности, эквивалентно тому же эффективному сечению, полученному в рамках метода бегущей константы взаимодействия.

Получено аналитическое выражение для дифференциального и полного эффективного сечения рождения одиночного и парного нейтрально в древесном и однопетлевом приближении в Большом Адронном Коллайдере (ЛНС). Вычислены значения дифференциального, полного эффективного сечения и K фактора в зависимости от разных кинематических переменных.

Аналитически получено выражение для односпиновой и двухспиновой асимметрии в процессах Дрелла-Яна с учетом всевозможных спиральных состояний всех частиц, участвующих в процессах в рамках

Стандартного и E_6 моделях. Вычислены односпиновая и двухспиновая асимметрии в зависимости от поперечного импульса лептонной пары для разных значений инвариантной массы пары. Впервые изучено полуинклюзивное рождение Σ адронов с помощью обобщенного процесса Салливана в электрон-протонном столкновении, и проведено сравнение эффективного сечения данного процесса с сечением процесса, при котором Σ адрон рождается с помощью картины фрагментации, т.е. конечный кварк фрагментируется в Σ адрон. Показано, что в определенной кинематической области эффективное сечение обобщенного процесса Салливана подавляет эффективное сечение картины фрагментации. Полученные результаты позволяют изучить партонное распределения в протоне.

AZAR INSHALLA oglu AHMADOV

**QUANTUM CHROMODYNAMICAL PROPERTIES
OF HADRONS IN HARD INCLUSIVE AND
EXCLUSIVE PROCESSES**

Summary

In this work the inclusive production of pseudoscalar, vector mesons and direct photon production studied in proton-proton $pp \rightarrow MX$, photon-photon $\gamma\gamma \rightarrow MX$, and pion-proton $\pi p \rightarrow gX$ collisions within frozen and running coupling constant approaches. The contribution of higher-twist and renormalon effects to cross section, the dependence of transverse momentum and rapidity of mesons and photon has been calculated for different meson distribution amplitudes. Also the pure contribution of higher-twist and renormalon effects to cross section has been calculated. In this processes the cross section of inclusive meson and direct photon production calculated by running coupling approach is compared with cross section calculated by frozen coupling approach and also with leading-twist cross section. Also the structure of infrared renormalon singularities of higher-twist subprocess cross section and its resummed expression Borel sum are found. It is shown that the infrared renormalon singularities strongly depend on distribution amplitudes of mesons in the resummed higher-twist cross sections.

The contribution of the higher-twist mechanism to the large- p_T inclusive gluon production cross section in pion-proton $\pi p \rightarrow gX$ collisions are calculated in case of the principle of maximum conformality (PMC) and Brodsky-Lepage-Mackenzie (BLM) approaches for the dependence of the pion distribution amplitudes. The higher-twist cross sections have obtained in the framework of the PMC and BLM approaches and they are compared and analyzed with leading-twist cross sections and each other.

At Large Hadron Collider in the proton-proton collisions processes the cross sections and K factor of single and pair neutralino production have been calculated within the MSSM, CMSSM and for three extremely different scenarios and dominated process (subprocess) has been defined. It has been found an analytic expression for calculation leading and subleading electroweak corrections to the Drell-Yan processes of the neutralino pair production at proton-proton collision, this helps to calculate the effects of these corrections on the neutralino production at the LHC.

Calculation for the single and double spin asymmetries lepton pair production at the collisions of polarized protons $pp \rightarrow l^+l^-X$ is within the frame work of QCD, electroweak interaction and superstring E_6 theory. By using the helicity amplitude method analytical expressions for single and the double spin asymmetries are obtained and their dependence on the transverse momentum of the lepton pair is investigated at the three different values of invariant masses of lepton pair. Pure contribution coming from superstring Z' boson into single and double spin asymmetries has been extracted. The obtained results allow to investigate the spin structure of the proton.

The semi-inclusive production of the Σ hadron within the generalized Sullivan process has been studied and the cross section of this process is compared with a cross section of the process by using fragmentation mechanism, which is the finite quark fragmenting in hadron. It is shown that in the kinematic region typical small x , large z and small y the cross section obtained of a generalized Sullivan process is enhancing fragmentation mechanism cross section.

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ РЕСПУБЛИКИ**

БАКИНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

АЗЕР ИНШАЛЛА ОГЛЫ АХМЕДОВ

**КВАНТОВОХРОМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
АДРОНОВ В ЖЕСТКИХ ИНКЛЮЗИВНЫХ И
ЭКСКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССАХ**

2212.01- Теоретическая физика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени
доктора физических наук

БАКУ – 2016