

**AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI TƏHSİL NAZİRLİYİ**

**BAKİ DÖVLƏT UNİVERSİTETİ**

---

*Əlyazması hüququnda*

**ANAR CANMƏMMƏD oğlu RÜSTƏMOV**

**MÜXTƏLİF NÜVƏLƏRİN 1 GeV-157 GeV KİNETİK ENERJİ  
İNTERVALINDA TOQQUŞMA PROSESLƏRİNDƏ YARANMIŞ  
ADRONLARIN SPEKTRLERİ VƏ KİMYƏVİ FLUKTUASIYALARI**

**2207.01 – Atom və nüvə fizikası**

**Fizika üzrə elmlər doktoru elmi dərəcəsi  
almaq üçün təqdim edilmiş dissertasiyanın**

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

**Bakı – 2017**

**Dissertasiya işi Almaniyanın Ağır İonların Elmi Tədqiqatları Mərkəzi (GSI) və Avropa Nüvə Tədqiqatları Təşkilatında (CERN) yerinə yetirilmişdir.**

- Elmi məsləhətçilər:**
- Hötə adına Frankfurt Universiteti, professor **M. Gazdzicki**;
  - AMEA-nın həqiqi üzvü, kimya elmləri doktoru, professor **A. A. Qəribov**.
- Rəsmi Opponentlər:**
- Rusiya Elmlər Akademiyasının həqiqi üzvü, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor **R. Z. Saqdeyev**;
  - AMEA-nın müxbir üzvü, kimya elmləri doktoru, professor **İ. İ. Mustafayev**;
  - fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor **S. Q. Əbdülvahabova**.

**Aparıcı təşkilat:** **Azərbaycan Dövlət Neft və Sənaye Universiteti (fizika kafedrası)**

Müdafiə " \_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2018-ci ildə saat \_\_\_\_-da Bakı Dövlət Universiteti nəzdində fəaliyyət göstərən D.02.012 Dissertasiya Şurasının iclasında keçiriləcəkdir.

**Ünvan:** AZ 1148, Bakı şəhəri, Z.Xəlilov küçəsi 23, Bakı Dövlət Universiteti, əsas bina 437 saylı auditoriya.

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

**Avtoreferat " \_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2017-ci ildə göndərilmişdir.**

**D.02.012 Dissertasiya Şurasının  
Elmi katibi, f.-r.e.n.,**

**dos. M. R. Rəcəbov**

## İŞİN ÜMUMİ SƏCİYYƏSİ

**Mövzunun aktuallığı.** Müasir fizikanın ən aktual və sürətlə inkişaf edən sahələrindən biri yüksək enerjili zərrəciklər və nüvə fizikası sahəsidir. Bu sahədə elmi tədqiqatlar aparmaq məqsədi ilə milyardlarla avro dəyəri olan nəhəng qurğular quraşdırılmışdır. Buna ən parlaq nümunə kimi İsveçrə ilə Fransanın sərhəddində quraşdırılmış və hal-hazırda fəaliyyət göstərən Avropa Nüvə Tədqiqatları Təşkilatının Böyük Adron Kollayderini (*BAK*) göstərmək olar.

Nüvə-nüvə toqquşmalarında yaranan adron mühitinin tədqiqi müasir nüvə fizikasının ən aktual problemlərindən biridir. Məlumdur ki, nuklon, kütlələri təxminən 2-6 *MeV* olan üç valent kvarklardan təşkil olunmuşdur. Kvarkların bu kütlələri onların Hiqqs sahəsi ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində yaranır. Lakin, nuklonun kütləsi onu təşkil edən kvarkların kütlələrinin cəmindən az qala 100 dəfə böyükdür. Bundan başqa, adronların təməl daşları olan kvarklar indiyə kimi sərbəst halda müşahidə edilməmişdir. Buna kvarkların əsirliliyi və yaxud konfaynment deyilir. Son illər aparılan tədqiqatlardan məlum olur ki, nuklonun kütləsinin yerdə qalan 99 faizi, eləcə də kvarkların adronların daxilində əsirlikdə olması bilavasitə güclü qarşılıqlı təsirdə olan materiyanın faza quruluşu ilə əlaqəlidir. Hiqqs mexanizminə uyğun olaraq, adronların kütləsi Kiral simmetriyanın vaku-umda spontan pozulması nəticəsində yaranır. Nüvə-nüvə toqquşmalarında yaranan isti və böyük sıxlığa malik olan materiyada Kiral simmetriyanın bərpa olunması reaksiya prosesində yaranmış yüngül *u* və *d* kvarklardan ibarət olan adronların xassələrinə bilavasitə təsir edir.

Dissertasiyada təqdim olunan elmi-tədqiqat işləri İsveçrə ilə Fransa sərhəddində yerləşən Avropa Nüvə Tədqiqatları Təşkilatı (*CERN*) və Almaniya Federativ Respublikasının Darmştadt şəhərində yerləşən Ağır İonların Elmi Tədqiqatları Mərkəzində (*GSI*) yerinə yetirilmişdir. Dissertasiyanın tədqiqat sahəsi yüksək enerjili zərrəciklər fizikası və nüvə toqquşmalarıdır. Bir qayda olaraq yüksək enerjili zərrəciklər fizikası dedikdə müxtəlif zərrəciklərin (məsələn leptonların, adronların və s.) qarşılıqlı təsirləri ilə əlaqədar olan proseslərin fizikası nəzərdə tutulur. Digər tərəfdən, yüksək enerjilər fizikasında daha mürəkkəb obyektlərin, yəni nüvələrin də qarşılıqlı təsirləri öyrənilir. Dissertasiya işində yüksək enerjili nüvə toqquşmalarında yaranmış isti və sıx adron mühiti, elementar qarşılıqlı təsirlər vasitəsi ilə tədqiq olunmuşdur. Toqquşma nəticəsində yaranmış belə mühitin xassələri bir çox hallarda adronların spektral funksiyalarını tədqiq etməklə yerinə yetirilir. Adətən adronların belə

mühitdə kütlə və spektral enlərinin modifikasiyası, vakuumda spontan pozulmuş kiral simmetriyanın bərpa olunması kontekstində araşdırılır. Bu problem bilavasitə adronların kütlə əldə etməsi mexanizmi ilə də əlaqəlidir. Təcrübi baxımdan yalnız mühitin içərisində parçalanan adronlar, məsələn, kiçik yaşama müddətinə malik olan  $\rho(770)$  mezon daha əlverişlidir. Doğrudan da, cəmi  $c\tau \approx 1.3fm$  yaşama müddətinə malik olan  $\rho(770)$  mezon yarandığı adron mühitinin içərisində parçalanır və onun spektral eni, eləcə də kütləsi, parçalandığı zərrəciklərin invariant kütləsini qurmaqla tədqiq olunur. Məlumdur ki,  $\rho(770)$  mezon 99% ehtimalla yüklü pion cütlərinə parçalanır. Digər tərəfdən, pionlar özləri adronlar sinfinə daxil olduğundan, yəni güclü qarşılıqlı təsirdə iştirak etdiyindən, onların impulsları mühit tərəfindən modifikasiya olunur və nəticədə parçalandığı pionlar vasitəsi ilə əldə edilmiş  $\rho(770)$  mezonların spektral xüsusiyyətləri də dəyişmiş olur və mühitin bilavasitə  $\rho(770)$  mezonun özündə yaratdığı dəyişikliyi aşkar etmək çətinləşir. Ona görə də dissertasiya işində adronların spektral xassələri, onların parçalandığı elektron-pozitron (dielektron yaxud dilepton) cütlərinin invariant kütləsini qurmaqla tədqiq edilir. Leptonlar (elektron, pozitron və. s.) güclü qarşılıqlı təsirdə iştirak etmədiyindən, onların invariant kütlə paylanması bilavasitə parçalanan adronun xüsusiyyətlərini əks etdirir. Nüvə-nüvə toqquşmalarında əldə edilmiş bu cür invariant kütlə paylanmalarını anlamaq üçün bu paylanmaları eyni enerjiddə ölçülmüş elementar proton-proton reaksiyalarında uyğun paylanmalarla müqayisə etmək, eləcə də müxtəlif modellərdən alınmış nəticələrlə müqayisəli təhlil etmək lazımdır. Qeyd edək ki, dinamik modellərdə, məsələn, *Hadron String Dynamics (HSD)*, *Ultra Relativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD)* və s., proton-proton toqquşmalarında yaranmış zərrəciklərin effektiv en kəsikləri giriş parametrləri kimi əvvəlcədən verilir. Bu baxımdan, proton-proton toqquşmalarında adronların spektr və en kəsiklərinin təcrübədə ölçülməsi mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Nisbətən kiçik enerjilərdə (1-5 GeV) yüngül vektor mezonların en kəsikləri və spektral paylanmaları indiyə kimi təcrübədə ölçülməmişdir. Digər problem barion rezonanslarının Dalitz parçalanmaları, yəni onların nuklona və kütləli fotonla daha sonra isə fotonun elektron-pozitron cütlərinə parçalanması prosesi ilə əlaqədardır.

Müasir təsəvvürlərə əsasən Kainat təxminən 13.8 milyard il əvvəl baş vermiş Böyük Partlayış nəticəsində yaranmışdır. Əsas problemlərdən biri Kainatın Böyük Partlayış anından hal-hazırkı dövrə qədər olan təkamül mexanizmini mövcud fizika qanunları ilə izah etməkdən ibarətdir. Bu, bir tərəfdən yaşadığımız Kainatın indiki vəziyyətini anlamağa, digər tərəfdən

isə onun təkamülünün gələcək istiqamətləri haqqında təsəvvür əldə etməyə imkan verəcəkdir. Bu problemin həllinin ən optimal yollarından biri Kainatın ilk anlarına uyğun olan halının laboratoriya şəraitində yaradılmasıdır. Yüksək enerjili nüvə toqquşmalarında yaranan nüvə mühitinin temperaturu 2000 milyard dərəcədən (təqribən  $160 \text{ MeV}$ ) artıq, yəni Günəşin mərkəzindəki temperaturdan 100 min dəfədən çox olur. Kainatda bu cür şərait Böyük Partlayışdan bir neçə mikrosaniyə sonra mövcud olmuşdur. Nəzəri hesablamalar göstərir ki, güclü qarşılıqlı təsirdə olan materiyanın temperaturu  $160 \text{ MeV}$ -ə bərabər kritik qiyməti keçdikdən sonra maddə adron halından kvark qlüon plazması halına keçir.

Yüksək enerjili ağır nüvələrin toqquşması vasitəsi ilə əldə edilmiş materiyanın müxtəlif halları arasındakı keçidi araşdırmaqla Kainatın başlanğıcında mövcud olan zərrəciklər aləmində nələrin baş verdiyini öyrənmək mümkündür. Bu məqsədlə toqquşma nəticəsində yaranmış müxtəlif zərrəciklərin saylarına görə paylanmaları və onların arasındakı mümkün korrelyasiyalar tədqiq olunur. Bu cür paylanmaları qurmaq üçün hər bir nüvə toqquşmasında (hadisədə) yaranan müxtəlif zərrəciklərin saylarını müəyyən etmək lazımdır. Mühitin temperaturu kritik qiymətə yaxınlaşdıqda isə zərrəciklərin saylarına görə paylanma əyriləri statistik gözləntilərdən kəskin fərqlənməlidir. Xüsusilə paylanmaların eni kəskin artmış olur, yəni hadisədən-hadisəyə zərrəciklərin sayı kəskin fərqlənir, fluktuasiyaya uğrayır. Dissertasiya işində bu sahədə ilk dəfə olaraq yeni üsuldan istifadə olunmuşdur. Zərrəciklərin saylarına görə paylanmalarını qurmaq əvəzinə onların bilavasitə xarakteristikaları (məsələn, paylanmaların orta qiymətləri, onların ikinci momentləri, iki paylanma arasındakı korrelyasiya və s.) təyin olunmuşdur.

**İşin məqsədi.** Dissertasiya işinin tədqiqat obyektini yüksək enerjili zərrəciklər və nüvə toqquşmalarıdır. Bununla əlaqədar olaraq dissertasiya işinin əsas məqsədi iki hissədən ibarətdir.

Birinci hissə  $3.5 \text{ GeV}$  kinetik enerjili proton-proton toqquşmalarında yaranmış adronların yaranma en kəsiklərini, eləcə də onların elektron-pozitron cütlərinə parçalanma kanalından istifadə edərək spektral formalarını təcrübədə ölçməkdən, bu toqquşma prosesində onların yaranma mexanizmlərinə aydınlıq gətirməkdən ibarət olmuşdur. Bu məqsədlə  $GS\bar{I}$  -də fəaliyyət göstərən *HADES* (*High Acceptance DiElectron Spectrometer*) təcrübəsində proton-proton toqquşmaları yerinə yetirilmişdir. Bu hissədə həmçinin, *HADES* təcrübəsində ölçülmüş  $1A$  və  $2A \text{ GeV}$  kinetik enerjili  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ,  $1.76A \text{ GeV}$  kinetik enerjili  $^{40}\text{Ar}+KCl$  və  $1.25 \text{ GeV}$  kinetik enerjili  $p+p$  və  $n+p$  toqquşmalarından alınmış nəticələr də ətraflı müzakirə və təhlil

edilmişdir.

İkinci hissədə əsas məqsəd nüvə-nüvə toqquşmalarında yaranmış isti və sıx materiyanın faza quruluşunu və fazalar arasındakı keçidləri tədqiq etməkdən ibarət olmuşdur. Bu hissədə təcrübi ölçmələrlə yanaşı nəzəri işlər də yerinə yetirilmişdir. CERN-in NA49 təcrübəsində  $^{208}Pb+^{208}Pb$  toqquşmalarının beş müxtəlif enerjide analizi yerinə yetirilmişdir. Amerika Birləşmiş Ştatlarının STAR təcrübəsi ilə NA49 təcrübəsində alınmış ziddiyətli nəticələrin səbəblərinin müəyyən edilməsi də bu hissənin əsas məqsədlərindən biridir. Digər tərəfdən, bu hissədə nüvə toqquşmaları sahəsində ilk dəfə olaraq hadisədən-hadisəyə fluktuasiya siqnallarını tədqiq etmək üçün yeni üsul təcrübi məlumatlara tətbiq edilmişdir. Məhz bu üslun tətbiqi sayəsində fluktuasiya siqnallarının diferensial analizi mümkün olmuşdur.

**Tədqiqat metodları.** Adronların yaranma en kəsikləri və spektral formalarının təyini onların parçalandığı elektron-pozitron cütlərinin invariant kütlə, eninə impuls və yürüklülük paylanmalarını ölçməklə yerinə yetirilmişdir. Faza keçidlərini araşdırmaq məqsədi ilə, ilk dəfə olaraq, ehtimal nəzəriyyəsinə əsaslanan yeni üsul təcrübədə tətbiq edilmişdir. Dissertasiya işində bu üsulun nəzəri hissəsi genişləndirilmiş və ümumiləşdirilmişdir. Həmçinin işdə *Monte Karlo* metodundan istifadə edilmişdir.

**Elmi yeniliklər.** Dissertasiya işində əldə edilmiş elmi yeniliklər aşağıdakılardır:

1. Kinetik enerjisi  $3.5 \text{ GeV}$  olan protonların hədəf protonlarla toqquşmalarında elektron-pozitron cütlərinin invariant kütlə, eninə impuls və yürüklülük spektrlərinin alınması. Alınmış nəticələri anlamaq məqsədi ilə onların *PYTHIA* və *UrQMD* hadisə generatorları ilə müqayisəli təhlil olunması;

2. Kinetik enerjisi  $3.5 \text{ GeV}$  olan protonların hədəf protonlarla toqquşmalarında neytral pionların,  $\eta$ ,  $\omega$  və  $\rho$  mezonların, eləcə də  $\Delta$  - barionunun inklyuziv yaranma en kəsiklərinin ölçülməsi;

3. Psevdoskalyar  $\eta$  - mezonların bilavasitə elektron-pozitron cütlərinə parçalanma ehtimalının yuxarı sərhəddinin 6 dəfə dəqiqləşdirilməsi. 2012 - ci ildə bu nəticənin bu sahədə ən dəqiq ölçmə kimi, *Particle Data Group* jurnalına daxil edilməsi;

4. Nüvə-nüvə toqquşmalarında yaranmış adronların kimyəvi fluktuasiyalarını təhlil etmək üçün yeni üsuldan istifadə olunması. CERN təcrübələrində  $^{208}Pb+^{208}Pb$  toqquşmalarının beş müxtəlif enerjilərdə təhlil edilməsi;

5. Fluktuasiya siqnallarının faza fəzasından asılılığının təyin olunması. Müxtəlif yüklü adronlar üçün fluktuasiya siqnalının ölçülməsi;

6. Amerika Birləşmiş Ştatlarında fəaliyyət göstərən STAR təcrübəsi ilə

*CERN*-in *NA49* təcrübəsində alınmış nəticələr arasındakı, uzun müddət mübahisə doğuran fərqlərin fiziki izahının verilməsi;

7. Fluktuasiya siqnallarını tədqiq etmək üçün istifadə olunmuş *Identity* üsulunun üçüncü momentlər üçün genişləndirilməsi və daha yüksək momentlər üçün ümumiləşdirilməsi;

**İşin nəzəri və praktiki əhəmiyyəti.** Dissertasiya işində yüksək enerjili zərrəciklər fizikası, eləcə də nüvə fizikası sahəsində alınmış nəticələr, ayrı-ayrı kataloqlar, monoqrafiyalar və məqalələr üçün məlumat mənbəyidir.

Dissertasiya işində alınmış nəticələr *CERN* təcrübələrində, eləcə də uyğun profilli elmi-tədqiqat müəssisələrində, həmçinin müxtəlif nəzəri və praktik işlərdə tətbiq oluna bilər.

Dissertasiya işində eksperimental nəticələrin təhlili üçün yeni üsullar təklif edilmişdir. Bu üsullar statistik xarakter daşıyan digər elmi tədqiqatlarda da istifadə oluna bilər.

#### **Müdafiəyə çıxarılan əsas nəticələr:**

1. Kinetik enerjisi  $3.5 \text{ GeV}$  olan protonların hədəf protonlarla toqquşmalarında elektron pozitron cütlərinin invariant kütlə, eninə impuls və yürüklülük spektrlərinin alınması;

2. Kinetik enerjisi  $3.5 \text{ GeV}$  olan protonların hədəf protonlarla toqquşmalarında neytral pionların,  $\eta$ ,  $\omega$  və  $\rho$  mezonların, eləcə də  $\Delta$  - barionunun inklyuziv yaranma en kəsiklərinin ölçülməsi;

3. Psevdoskalyar  $\eta$ -mezonların bilavasitə elektron-pozitron cütələrinə parçalanma ehtimalının yuxarı sərhəddinin 6 dəfə dəqiqləşdirilməsi. 2012 - ci ildə bu nəticənin bu sahədə yerinə yetirilmiş ən dəqiq ölçmə kimi, *Particle Data Group* jurnalına daxil edilməsi;

4. *CERN* təcrübələrində beş müxtəlif enerjiddə  $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$  nüvələrinin toqquşmaları nəticəsində yaranmış müxtəlif adronlar cütü üçün fluktuasiya siqnallarının ölçülməsi;

5. Ölçülmüş fluktuasiya siqnallarının faza fəzasından asılılığının müəyyən edilməsi;

6. Amerika Birləşmiş Ştatlarında fəaliyyət göstərən *STAR* təcrübəsi ilə *CERN*-in *NA49* təcrübəsində alınmış nəticələr arasındakı fərqlərin fiziki izahının verilməsi;

7. Fluktuasiya siqnallarını tədqiq etmək üçün istifadə olunmuş üsulun ümumiləşdirilməsi və müxtəlif simulyasiyalarda, eləcə də bilavasitə təcrübədə yoxlanılması.

**Nəticələrin etibarlılığı.** Dissertasiya işində ayrı-ayrı mənbələrdən götürülmüş məlumatların işlənməsində müasir riyazi statistikanın və ehtimal nəzəriyyəsinin üsullarından geniş istifadə olunması, yeni üsulların təklifi və

tətbiqi, alınan nəticələrin uyğun elmi ədəbiyyatlarda mövcud olan nəticələrlə uzlaşması, dissertasiyanın əsas nəticələrinin nüfuzlu beynəlxalq konfranslarda məruzə edilməsi, nəticələrin yüksək impakt faktorlu xarici jurnallarda çap olunması, alınmış nəticələrdən birinin bu sahədə ən dəqiq ölçmə kimi *Particle Data Group* jurnalına daxil edilməsi, çap olunmuş məqalələrə çoxlu sayda istinadların olunması, müəllifin müxtəlif beynəlxalq konfranslara dissertasiyanın mövzusu ətrafında plenar çıxışlara dəvət alması, təqdim olunan dissertasiya işində alınmış elmi nəticələrin etibarlılığını göstərən amillərdir.

**İşin aprobasiyası.** Dissertasiya işində şərh olunan elmi tədqiqat işləri və alınmış nəticələr müxtəlif səviyyəli beynəlxalq əhəmiyyətli konfranslarda və simpoziumlarda dəfələrlə məruzə edilmiş, həmçinin *CERN* - in elmi seminarlarında, *HADES*, *NA49* və *NA61/SHINE* təcrübələrinin bütün toplantılarında dəfələrlə geniş müzakirə olunmuşdur.

Dissertasiyanın mövzusu istiqamətində dəvət olunmuş plenar çıxışlar və beynəlxalq konfranslardakı çıxışlar:

1. XIII International Conference on Hadron Spectroscopy, Florida State University, USA, November 29 - December 4, 2009. Məruzənin adı: Dilepton production in  $p+p$  collisions.

2. 11<sup>th</sup> International Workshop on Meson Production, Properties and Interaction, Krakow, Poland, June 10-15, 2010. Məruzənin adı: Dilepton production studied with the HADES spectrometer.

3. 6<sup>th</sup> International Workshop on Critical Point and Onset of Deconfinement, Dubna, Russia, August 23-29, 2010. Məruzənin adı: Dilepton and strangeness production probed with HADES.

4. Dəvət olunmuş plenar çıxış. International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Kleinwalsertal, Austria, January 16-22, 2011. Məruzənin adı: Probing electromagnetic form factors with HADES.

5. Beynəlxalq konfransda çıxış. International School of Nuclear Physics, 33<sup>rd</sup> Course, From Quarks and Gluons to Hadrons and Nuclei, Erice-Sicily, September 16-24, 2011. Məruzənin adı: Dilepton production in elementary reactions studied with HADES.

6. Dəvət olunmuş plenar çıxış. 7<sup>th</sup> International Workshop on Critical Point and Onset of Deconfinement, Wuhan, China, November 7-11, 2011. Məruzənin adı: The Horn, Kink and Step, Dale: from few GeV to few TeV.

7. Dəvət olunmuş plenar çıxış. NICA/JINR-FAIR Bilateral Workshop "Matter at highest baryon densities in the laboratory and in space", Frankfurt Institute for Advanced Studies, Frankfurt am Main, Germany, April 2-4,



2012. Məruzənin adı: How to measure event-by-event fluctuations of identified particles.

8. Beynəlxalq konfransda çıxış. Quark Matter 2012, Washington DC, USA, August 13-18, 2012. Məruzənin adı: Report from NA49 and NA61/SHINE at the CERN SPS.

9. Dəvət olunmuş plenar çıxış. Workshop for young scientists with research interests focused on physics at FAIR, Hershey, Greese, September 2-9, 2012. Məruzənin adı: Recent results from NA61/SHINE and NA49.

10. VIII Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy, Frankfurt am Main, Germany, September 10-14, 2012. Məruzənin adı: Energy dependence of Identified hadron multiplicity fluctuations in Heavy Ion collisions at the CERN SPS.

11. Xth Quark Confinement and the Hadron Spectrum, TUM, Campus Garching, Munich, Germany, October 8-12, 2012. Məruzənin adı: Identified hadron multiplicity fluctuations at the CERN SPS.

12. Dəvət olunmuş plenar çıxış. Particle Production in Proton-Proton Interactions and Beyond, Bad Liebenzell, 29 April - 3 May, 2013. Məruzənin adı: Multiplicity fluctuations of identified particles using a novel approach.

13. Dəvət olunmuş plenar çıxış. 8<sup>th</sup> International Workshop on Critical Point and Onset of Deconfinement, Napa, California, USA, March 11-15, 2013. Məruzənin adı: Multiplicity Fluctuations of Identified Hadrons in Central Pb+Pb Collisions at the CERN SPS.

14. Dəvət olunmuş plenar çıxış. International Conference on Science and Technology for FAIR in Europe 2014, Worms, Germany, October 13-17, 2014. Məruzənin adı: Probing the nuclear matter with NA61/Shine.

15. Dəvət olunmuş plenar çıxış. HIC for FAIR Workshop on Fluctuation and Correlation Measures in Nuclear Collisions 2015, Frankfurt am Main, Germany, July 29-31, 2015. Məruzənin adı: Unfolding the Moments of Multiplicity Distributions.

16. Dəvət olunmuş plenar çıxış. ALICE Workshop on Event-by-event Fluctuations, CERN, May 17-20, 2016. Məruzə 1: On the approximation of efficiency losses with Binomial distributions in ALICE. Məruzə 2: Net-Particle Fluctuations.

17. Dəvət olunmuş plenar çıxış. Critical Point and Onset of Deconfinement 2016, Wrocław, Poland, May 30 - June 4, 2016. Məruzənin adı: Energy scan programs in HIC

18. Dəvət olunmuş plenar çıxış. QCD thermodynamics – pressure and passion, August 24-26, 2016. Budenheim, Germany. Məruzənin adı: Probing the phase structure of strongly interacting matter with fluctuation signals.

19. Dəvət olunmuş plenar çıxış. The 2<sup>nd</sup> International Conference on Particle Physics and Astrophysics, October 10-14, 2016. Moscow, Russia. Məruzənin adı: Probing the phase structure of strongly interacting matter with fluctuation signals.

**Nəşrlər.** Dissertasiyada şərh edilən elmi-tədqiqat işləri və alınmış əsas nəticələr 28 elmi məqalə şəklində, əsasən xarici ölkələrin nüfuzlu və yüksək impakt faktorlu elmi jurnallarında çapdan çıxmışdır. Məqalələrin siyahısı avtoreferatın sonunda təqdim edilmişdir.

**İşin quruluşu və həcmi.** Dissertasiya giriş, səkkiz fəsil, yekun və 203 sayda istinadı olan ədəbiyyat siyahısından ibarətdir. Dissertasiyada cəmi 80 şəkil və 18 cədvəl vardır. Dissertasiyanın ümumi həcmi 238 səhifədir.

## DİSSERTASIYANIN QISA MƏZMUNU

**Girişdə** mövzunun aktuallığı, tədqiqatın məqsədi və qoyulan məsələlər əsaslandırılmış, elmi yeniliklər, nəticələrin praktiki əhəmiyyəti göstərilmiş, işin aprobasiyası və müdafiəyə çıxarılan əsas nəticələr haqqında ətraflı məlumat verilmişdir. Bu bölmənin ikinci hissəsində işin qısa məzmunu şərh edilmişdir.

**Birinci fəsildə** nüvə toqquşmaları haqqında icmal və tədqiqat zamanı işdə istifadə olunmuş kəmiyyətlər haqqında ətraflı məlumatlar verilmişdir. Bu hissədə relyativistik kinematikanın əsasları, dissertasiya işində istifadə olunmuş düstur və kəmiyyətlər ətraflı müzakirə edilmişdir. Nüvə toqquşmalarının qlobal xüsusiyyətləri və bu xüsusiyyətlərin təcrübədə təyin edilməsi haqqında ətraflı məlumatlar verilmişdir.

**İkinci fəsildə** dissertasiya işinin əsas məqsədi olan kvark qlüon plazması və müxtəlif növ faza keçidləri haqqında nəzəri məlumatlar şərh edilmişdir. Güclü qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsinə qısa giriş verildikdən sonra, bu cür mühitin təcrübə şəraitlərdə əldə edilməsi müzakirə edilmişdir. Adronların kütlə problemi, dekonfaynment və kiral faza keçidləri ətraflı şərh edilmiş, onların təcrübələrdə ölçülməsi istiqamətində yerinə yetirilən işlər barəsində məlumatlar verilmişdir.

**Üçüncü fəsildə** dissertasiyanın mövzusu istiqamətində indiyə kimi yerinə yetirilmiş elmi tədqiqat işləri və alınmış elmi nəticələr haqqında icmal verilmişdir. Əvvəlcə adronların nüvə materiyasındakı xassələri müzakirə edilmişdir. Bu hissədə dielektron fizikasına qısa giriş verilmiş, indiyə kimi alınmış nəticələr göstərilmişdir. Daha sonra, faza keçidlərini araşdırmaq məqsədi ilə hadisədən-hadisəyə fluktuasiya ölçüləri izah edilmiş, bu sahədə indiyə kimi əldə edilmiş nəticələr göstərilmişdir.

Müxtəlif fluktuasiya siqnalları və onların xassələri ətraflı şərh edilmişdir. Bu kəmiyyətlərin nəzəri hesablamalarla müqayisəsi zamanı yaranan çətinliklər və onların aradan qaldırılması yolları göstərilmişdir.

**Dördüncü fəsildə** *HADES* təcrübəsi haqqında ümumi məlumat verilmiş, onun qarşısında duran məsələlər şərh edilmiş, zərrəcikləri qeyd edən detektor sisteminin izahı verilmişdir. Bu fəsildə həmçinin təcrübi məlumatların toplanılması və qeyd edilməsi üçün yerinə yetirilmiş addımlar göstərilmişdir. *HADES* təcrübəsinin əsas məqsədlərindən biri yüngül vektor mezonların elektron-pozitron cütlərinə parçalanmalarını tədqiq etməkdən ibarətdir. *HADES* spektrometri aşağıdakı detektorlardan ibarətdir: toroid maqnit, drift kameraları, Çerenkov detektoru, zamanı ölçən detektorlar, elektromaqnit şırnaq detektoru. Bu detektorların hamısından dissertasiya işində yerinə yetirilmiş elmi-tədqiqatlar zamanı istifadə edilmişdir. Dissertasiya işində onların hər biri haqqında qısa məlumat verilmişdir.

**Beşinci fəsildə** *HADES* təcrübəsində yerinə yetirilmiş işlərin texniki detalları müzakirə edilmiş, istifadə olunmuş üsullar geniş müzakirə olunmuşdur. Bu fəsildə elastik proton-proton ( $p+p$ ) toqquşmalarının kinematikasından istifadə etməklə, *HADES* detektorunun impuls ayırdetməsi müəyyən edilmiş və adronların yaranma en kəsiklərini mütləq vahidlərdə almaq üçün normallaşma faktoru hesablanmışdır.

Qeyd edək ki, spektrometr reaksiyanın məhdud faza fəzasını əhatə edir, yəni səpilmiş protonların hamısı spektrometrin əhatə etdiyi oblasta düşür. Bu baxımdan elastik  $p+p$  toqquşmalarının sayı, eləcə də qeyri elastik proseslərdə yaranan adronların sayı təcrübənin faza fəzasında təyin edilir. Ölçülmüş en kəsiklərinin tam faza fəzasına ekstrapolyasiyası üçün müxtəlif hadisə generatorlarından, məsələn, *PYTHIA*, *UrQMD* modellərindən istifadə edilmişdir.

Bu fəsildə dissertasiya işinin əsas məqsədlərindən biri olan  $p+p$  toqquşmalarında elektron-pozitron cütlərinin inklyuziv yaranması, yəni  $p + p \rightarrow e^+ + e^- + X$  prosesi təhlil edilmişdir. Burada  $X$  ilə reaksiyada yaranan digər zərrəciklər işarə edilmişdir. Elektron və pozitronların ayırd edilməsi üçün istifadə edilmiş detektor komponentlərindən, təcrübi siqnallara qoyulmuş şərtlər və statistik üsullar haqda ətraflı məlumat verilmişdir. Ayırd edilmiş elektron və pozitronlardan cütlərin qurulması, bu proses zamanı yaranmış kombinator fonun çıxarılması yolları bu fəsildə izah edilmişdir. *HADES* təcrübəsi ilə əlaqədar yerinə yetirilmiş elmi tədqiqat işləri və bu tədqiqatlar nəticəsində alınmış nəticələr göstərilmiş və müxtəlif nəzəri hesablamalarla qarşılaşdırılmışdır. Adronların elektron və pozitron cütlərinə parçalanma kanalından istifadə etməklə ilk dəfə olaraq

onların inklyuziv yaranma en kəsikləri təcrübədə təyin edilmişdir. Eyni zamanda, elektron-pozitron cütlərinin invariant kütlə, eninə impuls və yürüklülük spektrləri ölçülmüşdür. Alınmış nəticələri anlamaq məqsədi ilə onlar iki müxtəlif modellə qarşılaşdırılmışdır. Bu qarşılaşdırma ilə adronların yaranma mexanizminə aydınlıq gətirilmişdir. Bu fəsilə həmcinin, psevdoskalyar  $\eta$  zərrəciyin bilavasitə elektron-pozitron cütlərinə parçalanma ehtimalı dəqiqləşdirilmişdir.

Elastik  $p+p$  hadisələrinin təhlilindən fərqli olaraq, dielektronların tədqiqatında əvvəlcə reaksiyada yaranmış elektron və pozitron cütləri ayırd edilməlidir. Qeyd edək ki, elastik toqquşmaların təhlili zamanı zərrəciyin proton olması yalnız kinematik şərtlərdən istifadə edilərək müəyyən olunmuşdur, digər sözlə desək zərrəciyin ayırd edilməsi yerinə yetirilməmişdir. Reaksiyada yaranan zərrəciklərin əksəriyyəti adronlar (pionlar, protonlar) olduğundan, həmçinin inklyuziv prosesə baxıldığından, elektron və pozitronları yalnız kinematik şərtlərlə ayırd etmək mümkün olmur. Bir neçə detektordan alınmış informasiyaların birgə istifadə olunması zəruridir. Digər tərəfdən, müxtəlif detektorlardakı siqnalların eyni zərrəciyə aid olmasını müəyyən etmək əsas çətinliklərdən biridir. Bunun üçün müxtəlif detektorlarda ölçülmüş siqnallar müqayisə edilir və müəyyən meyarlar vasitəsi ilə eyni zərrəciyə aid olub olmaması haqqında qərar verilir. İlkin halda, Çerenkov detektorunda qeyd edilmiş həlqələrin vəziyyətindən istifadə etməklə zərrəciyin polyar və azimutal bucaqları hesablanılır. Bu məqsədlə ayrıca alqoritmdən istifadə olunur. İkinci addımda, drift kameralarında ölçülmüş bucaqlarla Çerenkov detektorunda müəyyən edilmiş bucaqlar müqayisə olunur və onların eyni zərrəciyə aid olması müəyyən edilir. Növbəti addımda zamanı ölçən və şırnaq detektorlarında ölçülmüş siqnallardan istifadə olunur. Elektron və pozitronların kütlələri az olduğundan, onları digər zərrəciklərdən ayırd etmək üçün, yalnız işıq sürətinə yaxın sürətlərlə hərəkət edən zərrəcilər seçilir.

Bu prosesin sonunda hadisə daxilində yaranmış elektronlar və pozitronlar ayırd olunur. Əlbəttə, bu ayırdetmə prosesində müəyyən itkilərə də yol verilir. Belə ki, əvvəla detektorlar siqnalı qeyd etdikdə müəyyən itkilərə yol verilir. Digər tərəfdən isə, müxtəlif detektorlardakı informasiyaları müqayisə edən alqoritmlər də 100 faiz effektiv olmur, yəni bəzən bu proses nəticəsində zərrəciklər itirilir. Bütün bu itkilər ayrıca alqoritmlər vasitəsi ilə hesablanılır və son nəticələrə düzəlişlər edilir.

Hər bir hadisə daxilindəki elektron və pozitronları ayırd etdikdən sonra onlardan bütün mümkün cütlər qurulmuşdur. Bunun üçün əvvəlcə elektron və pozitronların 4-ölçülü impulslarının komponentləri təyin olunmuşdur.

Bu impulsların fəza komponentləri təcrübədə ölçülmüş impuls və bucaqlar vasitəsilə, zaman komponentləri isə impuls və elektronun kütləsi ilə müəyyən olunur. Daha sonra, elektron və pozitronun impulslarının uyğun komponentlərini toplayaraq elektron-pozitron cütünün 4-ölçülü impulsu müəyyən edilmişdir. Aydınır ki, bu cür təyin edilmiş 4-ölçülü impulsun kvadratı bilavasitə axtardığımız invariant kütlənin kvadratını verir. Lakin, bu məsələ görüldüyü qədər sadə deyil. Elektronlarla pozitronları cütləşdirdikdə çoxlu sayda yanlış cütlər də qurulmuş olur. Bu cür qurulmuş yanlış cütlər iki növ olur: korrelyasiya olunmuş və olunmamış cütlər. Yanlış elektron-pozitron cütlərindən irəli gələn spektrə elmi ədəbiyyatda kombinator fon deyilir. Məsələn, psevdoskalyar zərrəciklərin (pion,  $\eta$  mezon və s.) Dalitz parçalanmalarına nəzər salaq. Bu parçalanma zamanı adron (pion və ya  $\eta$  mezon) biri virtual olmaqla iki qamma fotonə parçalanır, növbəti addımda isə virtual qamma foton elektron-pozitron cütlərinə parçalanır. Nəticədə, hadisə daxilində bir psevdoskalyar zərrəciyin Dalitz parçalanması nəticəsində elektron və pozitron, və ya bir elektron-pozitron cütü yaranır. Real təcrübədə isə belə olmur. Əlbəttə, sərbəst halda real qamma foton elektron-pozitron cütünə parçalana bilmir. Lakin, qamma foton mühit ilə, məsələn, detektorun materialı ilə qarşılıqlı təsirdə olduqda elektron-pozitron cütünə parçalana bilər. Real qamma fotonun bu cür parçalanmasına konversiya prosesi deyilir. Əgər hadisədə iki elektron və iki pozitron yaranarsa, onda dörd elektron-pozitron cütü qurulur. Bu dörd cütdən yalnız ikisi doğru cüt (siqnal cütü) digər ikisi isə kombinator fon adlanır. Doğru cütlər məhz qamma fotonların parçalanmasından irəli gəlir, yanlış cütlərə isə müxtəlif qamma fotonlardan irəli gələn elektron və pozitronlar daxil olur. Yanlış cütlərin digər mənbəyi psevdoskalyar zərrəciklərin bilavasitə iki real qamma fotonə parçalanma kanalıdır. Belə fotonlar da detektor materialı ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində elektron-pozitron cütünə çevrilir (konversiya prosesi). Bu cür kombinator fon korrelyasiya olunmuş fon adlanır, elektron və pozitronə parçalanan fotonlar özləri eyni adronun parçalanması nəticəsində yaranır, yəni iki foton bir-birinə kinematika ilə bağlı olur. Korrelyasiya olunmamış kombinator fon iki adronun parçalanmasından irəli gəlir. Məsələn, iki pion və yaxud pion və  $\eta$  mezon iki qamma fotonə parçalanır, fotonlar isə öz növbəsində konversiya prosesi ilə elektron-pozitron cütləri yaradır. Yanlış cütə daxil olan elektron və pozitron müxtəlif adronların parçalandığı fotonlardan irəli gəlir və onlar arasında korrelyasiya olmur. Deməli, kombinator fonun əsas mənbələrindən biri konversiya prosesidir. Məlumdur ki, konversiya prosesində yaranmış cütlərin impuls vektorları arasındakı bucaq kiçik olur.

Bu səbəbdən, kombinator fonu azaltmaq məqsədi ilə, dissertasiya işində yalnız impuls vektorları arasındakı bucağın 9 dərəcədən böyük olan elektron-pozitron cütlərinə baxılır. Kombinator fonu tamam aradan qaldırmaq üçün isə elektron-pozitron cütləri ilə yanaşı, elektron-elektron və pozitron-pozitron cütlərinin invariant kütlə spektrləri də qurulur. Nəzəri hesablamalar və *Monte Karlo* simulyasiyaları vasitəsi ilə sübut olunmuşdur ki, elektron-pozitron spektrindəki mövcud kombinator fon, elektron-elektron və pozitron-pozitron spektrlərinin cəmi ilə üst-üstə düşür.

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, dissertasiya işində alınmış spektrlər toquşmanın tam faza fəzasında deyil, təcrübi qurğunun əhatə etdiyi oblastda ölçülmüşdür. Müəyyən bucaqlar altında yaranan elektron və pozitronlar detektorun aktiv hissəsinə düşümlər. Həmçinin, kiçik impulsu elektron və pozitronların trayektoriyaları maqnit sahəsində əylirək detektorun əhatə etdiyi oblastdan kənara çıxır. Nəzəri hesablamalarla müqayisə etdikdə, hesablamaların da təcrübənin əhatə etdiyi oblasta gətirilməsi vacibdir. Bundan başqa, təcrübi spektrin qurulmasında istifadə olunan bütün şərtlər (məsələn, yuxarıda qeyd olunmuş 9 dərəcə şərti) nəzəri hesablamalarda nəzərə alınmalıdır.

Ümumiyyətlə,  $p + p \rightarrow e^+ + e^- + X$  prosesi üç sərbəstlik dərəcəsi ilə xarakterizə olunur. Məsələn, cütlərin invariant kütlə paylanmaları ilə yanaşı onların yaranma en kəsiklərinin, və yaxud yaranma mexanizmlərinin, dielektronların impulslarının eninə və uzununa komponentlərindən asılılığı da araşdırılmalıdır. Bir qayda olaraq impulsun uzununa komponenti kimi yüklülükdən istifadə edilir. Buna səbəb yüklülüyün Lorens çevirmələrinə nəzərən faydalı xüsusiyyətə malik olmasıdır, belə ki, laboratoriya sistemindən ətalət mərkəzi sistemə keçdikdə yüklülük paylanmasının forması dəyişmir, sadəcə olaraq paylanma bütövlükdə sürüşmüş olur. İşdə dielektronların invariant kütlə ( $M_{ee}$ ), eninə impuls ( $p_t^{ee}$ ) və yüklülük ( $y^{ee}$ ) spektrləri də ölçülmüşdür. Bu üç kəmiyyət aşağıdakı ifadələrlə hesablanır:

$$M_{ee} = \sqrt{(\wp_{e^+} + \wp_{e^-})^2} = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2} \quad (1)$$

$$p_t^{ee} = \sqrt{(p_{e^+}^x + p_{e^-}^x)^2 + (p_{e^+}^y + p_{e^-}^y)^2} \quad (2)$$

$$y^{ee} = \frac{1}{2} \ln \frac{(E_{e^+} + E_{e^-}) + (p_{e^+}^z + p_{e^-}^z)}{(E_{e^+} + E_{e^-}) - (p_{e^+}^z + p_{e^-}^z)} \quad (3)$$

Burada  $\vartheta_{e^+}(E_{e^+}, p_{e^+}^x, p_{e^+}^y, p_{e^+}^z)$  və  $\vartheta_{e^-}(E_{e^-}, p_{e^-}^x, p_{e^-}^y, p_{e^-}^z)$  uyğun olaraq dielektron cütünü təşkil edən elektron və pozitronların 4-ölçülü impulslarıdır. Təcrübədə elektronlar və pozitronların 3-ölçülü impulslarının modulu  $80 - 2000 \text{ MeV}/c$  intervalında seçilmişdir. Digər tərəfdən, elektron və pozitronların kütlələri  $m_{e^+} = m_{e^-} = 0.5 \text{ MeV}/c^2$  təşkil edir. Bu baxımdan (1) ifadəsində elektron və pozitronların kütlələrini nəzərə almasaq, yəni  $E_{e^+} = \sqrt{|\vec{p}_{e^+}|^2 + m_{e^+}^2} = |\vec{p}_{e^+}|$  və  $E_{e^-} = \sqrt{|\vec{p}_{e^-}|^2 + m_{e^-}^2} = |\vec{p}_{e^-}|$  olduğunu qəbul etsək, dielektronların invariant kütlə ifadəsi daha sadə şəkil alır:

$$M_{ee} = \sqrt{2|\vec{p}_{e^+}||\vec{p}_{e^-}|\left[1 - \cos(\theta)\right]} \quad (4)$$

Burada  $\theta_{ee}$  – elektron və pozitronların 3-ölçülü impuls vektorları arasındakı bucaqdır. Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, bu bucağın qiyməti 9 dərəcədən böyük götürülür. (4) ifadəsindən görüldüyü kimi, dielektronların invariant kütləsi onları təşkil edən elektron və pozitronun 3-ölçülü impulsları və onların arasındakı bucaqdan asılıdır.

Yuxarıdakı şərh edilmiş üsulla qeyri elastik  $p+p$  toqquşmalarında yaranmış elektron-pozitron cütlərinin invariant kütlə spektri dissertasiya işində göstərilmişdir. Invariant kütlə paylanması kiçik kütləli hissəsi əsasən neytral pionların,  $\eta$  və  $\omega$  mezonların, eləcə də  $\Delta$  izobarının Dalitz parçalanması nəticəsində yaranmış cütlərin invariant kütləsindən irəli gəlir. Bu parçalanmalar üç zərrəcikli olduğundan (məsələn, psevdoskalyar zərrəciklərin Dalitz parçalanması zamanı elektron və pozitronun başqa foton da yaranır) spektrdə pik müşahidə olunmur. Digər tərəfdən, kombinator fon eyni işarəli cütlərdən qurur. Odur ki, dielektronların kütləsinin pionun kütləsindən yüksək oblastlarında kombinator fonda da struktur müşahidə olunmur, çünki bu oblastda eyni işarəli cütlərə daxil olan elektron və pozitronlar əsasən müxtəlif fotonların parçalanmasından yaranırlar. Invariant kütlə paylanmasında  $\omega$  vektor zərrəciyinin kütləsi ətrafında ( $M_\omega \approx 782 \text{ MeV}/c^2$ ) müşahidə edilən struktur  $\omega$  mezonların bilavasitə elektron-pozitron cütlərinə parçalanmasından irəli gəlir. Bu oblastda eyni zamanda  $\rho(770)$  vektor mezonunun da payı var. Lakin,  $\rho(770)$  mezonu daha enli adron olduğundan o aydın şəkildə müşahidə edilmir. Məhz  $\omega$  zərrəciyin eninin kiçik olması, eləcə də təcrübənin yüksək kütlə ayırdetməsinə malik olmasının nəticəsidir ki, belə piki aydın şəkildə görmək mümkün olur. Müşahidə edilmiş bu pikin enini müəyyən etməklə *HADES* təcrübəsində ilk

dəfə olaraq vektor mezonun kütləsi oblastında spektrometrin kütlə ayırdetməsinin təxminən 2% olduğu müəyyən edilmişdir.

Ölçülmüş spektrləri daha dərindən anlamaq məqsədi ilə eyni enerjili  $p+p$  toqquşmaları *PYTHIA* modeli ilə simulyasiya edilmiş və elektron-pozitron cütlərinin təcrübədə ölçülmüş paylanmaları model ilə müqayisə olunmuşdur. *PYTHIA* hadisə generatorunda kvark və antikvark arasındakı xətti potensial əsas götürülür və *Lund* fraqmentasiya modeli *Monte Karlo* üsulu ilə gerçəkləşdirilir. Bu model əsasən yüksək enerjili toqquşmalarda istifadə olunur. Dissertasiya işində *PYTHIA* modeli kiçik enerjiddə istifadə edilmiş və bu, çoxlu sayda yeni elmi nəticələrin alınmasına səbəb olmuşdur. Fraqmentasiya nəticəsində yaranmış adronların çoxu qeyri stabil olub parçalanırlar. Lakin, dissertasiya işində qeyd edildiyi kimi, *PYTHIA* modelində kiçik enerjilərdə daha önəmli olan bəzi məqamlar nəzərə alınmışdır. Bu baxımdan, işdə *PYTHIA* modelindən yalnız toqquşma prosesində yaranan adronların sayı (yaxud yaranma en kəsikləri) və onların 4-ölçülü impulslarının komponentləri götürülmüşdür. Növbəti mərhələdə bu adronları elektron-pozitron cütlərinə parçalamaq üçün ayrıca proqram paketi yaradılmışdır. Yaradılmış paketə aşağıdakı parçalanmalar daxil edilmişdir:

- Psevdoskalyar zərrəciklərin Dalitz parçalanması,  $\pi^0, \eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ ;
- Vektor  $\omega$  mezonun Dalitz parçalanması,  $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ ;
- Delta barioununun Dalitz parçalanması,  $\Delta^{+,0} \rightarrow N e^+ e^-$ ;
- Vektor mezonların elektron-pozitron cütələrinə parçalanması,  $\rho, \omega \rightarrow e^+ e^-$ .

Adronların Dalitz parçalanmaları iki mərhələdə yerinə yetirilmişdir. Əvvəlcə adron kütləli foton (virtual foton) və digər zərrəciyə, ikinci mərhələdə isə virtual fotonun dielektron cütünə parçalanması yerinə yetirilmişdir:

$$\pi^0, \eta \rightarrow \gamma \gamma^* \rightarrow \gamma e^+ e^- \quad (5)$$

$$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma^* \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \quad (6)$$

$$\Delta \rightarrow N \gamma^* \rightarrow N e^+ e^- \quad (7)$$

Burada  $\gamma^*$  ilə virtual foton işarə edilmişdir. Əslində, təcrübədə ölçülən dielektronların kütlə paylanması virtual fotonun kütlə paylanmasıdır, yəni dielektronun müəyyən kütləyə malik olma ehtimalı adronun həmin kütləli virtual fotona parçalanma ehtimalına bərabərdir. Digər tərəfdən, adronun müəyyən kütləli fotona parçalanma ehtimalı adron-virtual foton keçid



nöqtəsinin elektromaqnit strukturundan asılıdır. Bu struktur elektromaqnit keçid form-faktorları ilə xarakterizə olunur. Virtual fotonun 4-ölçülü impulsunun kvadratı onun parçalandığı dielektronun 4-ölçülü impulsunun kvadratına bərabərdir, yəni müsbət kəmiyyətdir. Belə fotonlara zamanabənzər fotonlar, form-faktorlara isə zamanabənzər form-faktorlar deyilir. Əgər tədqiq olunan adronlar struktura malik olmasaydılar, onların parçalanması nəticəsində yaranan dielektronların kütlə paylanmasını kvant elektrodinamikası (*KED*) çərçivəsində hesablamaq olardı. Belə strukturun mövcud olması təcrübədə ölçülmüş spektrlərin modifikasiyasına gətirir. İşdə aşağıdakı form-faktorlardan istifadə edilmişdir:

$$F_{\pi^0}(M_{ee}) = 1 + b_{\pi^0} M_{ee}^2 \quad (8)$$

$$F_{\eta}(M_{ee}) = \left( 1 - \frac{M_{ee}^2}{\Lambda_{\eta}^2} \right)^{-1} \quad (9)$$

$$\left| F_{\omega}(M_{ee}) \right|^2 = \frac{\Lambda_{\omega}^4}{(\Lambda_{\omega}^2 - M_{ee}^2)^2 + \Lambda_{\omega}^2 \Gamma_{\omega}^2} \quad (10)$$

Burada  $b_{\pi^0} = 5.5 \text{ GeV}^{-2}$ ,  $\Lambda_{\eta} = 0.67 \text{ GeV}$  və  $\Lambda_{\omega} = 0.65 \text{ GeV}$  olduğu nəzərə alınmışdır. (10) ifadəsindəki  $\Gamma_{\omega} = 8.49 \text{ MeV}$ ,  $\omega$  mezonun enidir.

Delta izobarın zamana-bənzər keçid form-faktorunun kütlədən asılılığı indiyə kimi təcrübədə ölçülməmişdir. Ona görə də dissertasiya işində form-faktorun foton nöqtəsində (real foton) fiksə olunmuş qiymətindən istifadə olunmuşdur, yəni onun dielektronun kütləsindən asılılığı nəzərə alınmamışdır. Bunun üçün Delta izobarının parçalanma enində  $M_{ee} = 0$  olduğunu qəbul edərək (real foton yaxınlaşması) form-faktor elə seçilmişdir ki, təcrübədə ölçülmüş  $\Gamma_{\Delta \rightarrow N\gamma} = 0.61 - 0.71 \text{ MeV}$  eni ilə nəzəri hesablanmış en eyni qiymət alsın. Bu üsulu tətbiq etməklə form-faktor üçün  $F_{\Delta}(0) = 3.029$  qiyməti alınmışdır.

Dalitz parçalanma proseslərinin diferensial enləri üçün elektrodinamika qanunları ilə hesablanmış ifadələrdən istifadə edilmişdir.

Vektor mezonların dielektronlara parçalanma eni üçün vektor mezonların dominantlığı modelindən istifadə edilmişdir.

Delta,  $\rho$  və  $\omega$  zərrəciklərinin enləri böyük olduğundan onların kütləsi fiksə olunmuş deyil, paylanma şəklində istifadə edilmişdir. Bu paylanmalar

*PYTHIA* kodunun daxilində və uyğun zərrəcikləri parçalamaq üçün yazılan paketdə nəzərə alınmışdır. Kütlə paylanmaları relyativistik Brayt-Viqner ifadəsi şəklində daxil edilmişdir.

Enli rezonansların en kəsikləri onların kütləsindən asılı olur. Təbii ki, diferensial en kəsiyini kütləyə görə inteqrallamaqla enli adronun da tam en kəsiyini müəyyən etmək mümkündür. Lakin, enli adronların elektron-pozitron cütlərinə parçalanma ehtimalı da onların kütləsindən asılı olduğu üçün, parçalanma prosesində məhz adronların *PYTHIA* hadisə generatorundakı diferensial en kəsiyindən istifadə olunmuşdur.

Yuxarıdakıları nəzərə alaraq, simulyasiya edilmiş elektron-pozitron cütlərinin kütlə paylanmasını aşağıdakı kimi təsvir etmək olar:

$$\frac{d\sigma_{\Delta+\rho+\omega}}{dM_{e^+e^-}} = \sum_{i=\Delta,\rho,\omega} \int \frac{d\sigma_i}{d\mu} \frac{d\Gamma_i(\mu)}{\Gamma_i^{tot}(\mu) dM_{e^+e^-}} d\mu \quad (11)$$

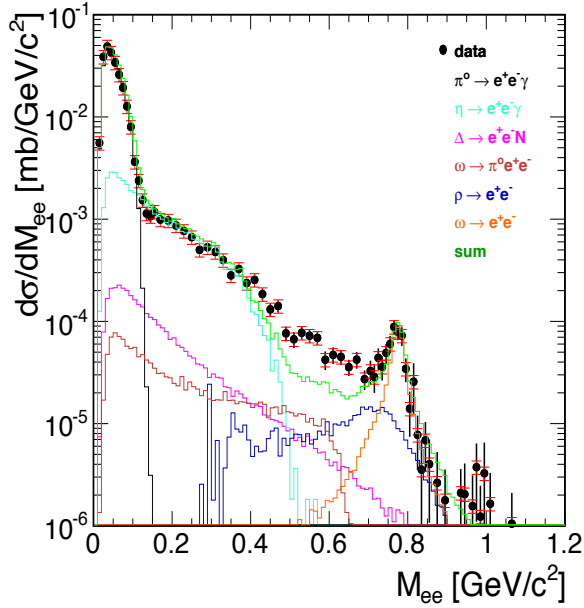
burada  $d\sigma_i/d\mu$  -  $p+p$  toqquşması zamanı yaranmış  $\mu$  kütləli  $i$  adronunun diferensial en kəsiyi,  $d\Gamma_i(\mu)/dM_{ee}$  - həmin adronun elektron-pozitron cütlərinə parçalanma eni,  $\Gamma_i^{tot}(\mu)$  isə  $i$  adronunun tam spektral eni olub həmin adronun cari kütləsindən ( $\mu$ ) asılıdır. Ensiz  $\pi^0$  və  $\eta$  psevdoskalyar mezonlar üçün (11) ifadəsi aşağıdakı kimi olur:

$$\frac{d\sigma_{\pi^0+\eta}}{dM_{e^+e^-}} = \sum_{i=\pi,\eta} \sigma_i \frac{d\Gamma_i}{\Gamma_i^{tot} dM_{e^+e^-}} \quad (12)$$

(11) ifadəsinə uyğun olaraq burada  $\sigma_i$  yaranmış  $i$  adronunun en kəsiyidir.

Şəkil 1-də *PYTHIA* hadisə generatoru ilə simulyasiya edilmiş invariant kütlə paylanması təcrübədə ölçülmüş spektrlə müqayisə edilmişdir. Müxtəlif zərrəciklərin *PYTHIA* modelindən alınmış paylanmaları fərqli rənglərlə göstərilmişdir. Paylanmaların cəmi isə yaşıl rənglə göstərilmişdir. Bu şəkildən görüldüyü kimi,  $0.6 \text{ GeV}/c^2$  kütlə oblastından başqa, simulyasiya olunmuş spektr təcrübədə ölçülmüş spektri kifayət qədər yaxşı izah edir. İnvariant kütlənin  $0.6 \text{ GeV}/c^2$  ətrafındakı müşahidə edilmiş fərq  $\Delta$  izobarının keçid form-faktorunun sabit götürülməsindən və hesablamalarda digər barion rezonanslarının nəzərə alınmamasından irəli gəlir.

Dissertasiya işində elektron-pozitron cütləri üçün əldə edilmiş eninə impuls



**Şəkil 1.** Dielektronların *HADES* təcrübəsində ölçülmüş invariant kütlə paylanmasının *PYTHIA* modelindən alınmış uyğun nəticə ilə müqayisəsi.

və yürlüklük spektrləri beşinci fəsildə göstərilmişdir. Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, alınmış təcrübə spektri anlamaq üçün yalnız invariant kütlə paylanmasının model vasitəsi ilə izahı kifayət deyildir. Bu məqsədlə də təcrübədə ölçülmüş dielektronların eninə impuls spektrləri müxtəlif invariant kütlə intervallarında göstərilmiş və *PYTHIA*, eləcə də *UrQMD* modellərinin nəticələri ilə müqayisə edilmişdir. İnnvariant kütlə spektrin  $M_{ee}[GeV/c^2] < 0.15$  intervalında elektron-pozitron cütləri əsasən pionların Dalitz parçalanmasından irəli gəlir və *PYTHIA* modelinin nəticələrinə uyğun gəlir. İnnvariant kütlənin  $0.15 < M_{ee}[GeV/c^2] < 0.47$  intervalında da eninə impuls paylanmaları *PYTHIA* modeli ilə izah olunur. Bu intervalın digər önəmli əhəmiyyəti də var. Kiçik eninə impuls oblastı əsasən  $\eta$  - mezonların, böyük eninə impuls oblastı isə  $\eta$  mezonlarla yanaşı  $\Delta$  barionlardan da təşkil olunmuşdur. Bu intervalda spektrin həm aşağı həm də yuxarı hissəsinin model ilə uyğun gəlməsi  $\eta$  və  $\Delta$  zərrəciklərinin modeldəki saylarının düzgün olduğunu göstərir. İnnvariant kütlənin  $0.47 < M_{ee}[GeV/c^2] < 0.7$  intervalında *PYTHIA* modelindən alınmış eninə impuls spektri təcrübədən alınmış spektrlə uyğun

gəlmir. Şəkil 1-dən göründüyü kimi, bu problem artıq invariant kütlə paylanmasında müşahidə edilmişdir və delta barionların keçid form-faktorunun sabit götürülməsi, eləcə də digər barion rezonanslarının modeldə nəzərə alınmaması ilə əlaqədardır. Sonuncu,  $M_{ee}[GeV/c^2] > 0.7$  kütlə intervalında *PYTHIA* modelində simulyasiya edilmiş eninə impuls paylanmaları yenə təcrübi paylanmaya uyğun gəlir.

Dissertasiyada simulyasiya edilmiş yürüklülük spektrləri də eyni invariant kütlə intervallarında təcrübi ölçmələrlə müqayisə edilmişdir. Elektron-pozitron cütlərinin  $0.47 < M_{ee}[GeV/c^2] < 0.7$  invariant kütlə intervalından başqa bütün intervallarda yürüklülük spektri *PYTHIA* modeli ilə izah edilə bilər.

Növbəti addımda təcrübədə ölçülmüş invariant kütlə, eninə impuls və yürüklülük spektrləri *UrQMD* modeli ilə müqayisəli təhlil edilmişdir. *PYTHIA* hadisə generatorunda istifadə edilmiş *Lund* fraqmentasiya mexanizmindən fərqli olaraq, *UrQMD* hadisə generatorunda adronlar iki nuklonun ( $N$ ) iştirakı ilə baş verən  $NN \rightarrow NNR$  yaxud  $NN \rightarrow RR$  reaksiyalarında yaranmış  $R$  rezonansları vasitəsi ilə əmələ gəlir. Rezonanslar nuklonların həyəcanlanmış hallarına deyilir. Əvvəlcə iki nuklonun qarşılıqlı təsiri nəticəsində bir və ya iki rezonans yaranır. Növbəti addımda yaranmış rezonans adronlara parçalanır və nəhayət adronlar elektron-pozitron cütlərinə parçalanırlar. İşdə məhz son mərhələdə yaranmış elektron-pozitron cütlərinin xüsusiyyətləri tədqiq olunur. Maraqlıdır ki, son mərhələdə yaranmış bu cütlərin tədqiqi adronların *Lund* modeli və yaxud rezonanslar vasitəsilə yaranmasını müəyyən etməyə imkan yaradır. Daxil edilmiş rezonansların bir çoxunun yaranma matris elementləri onların pionlara,  $\eta$  mezonlara və  $\rho$  mezonlara parçalanma kanalları vasitəsilə təcrübədə ölçülmüşdür. Rezonanslar izospinlərinə görə iki sinifə,  $N^*$  və ya  $\Delta$  siniflərinə bölünürlər. Belə ki, izospinləri  $3/2$  olan rezonanslar  $\Delta$  rezonanslar, izospinləri  $1/2$  olan rezonanslar isə  $N^*$  rezonanslar adlanır. İşdə istifadə edilmiş *UrQMD* modelində kütlələri  $2.2 GeV$  - ə kimi olan bütün məlum  $N^*$  və kütlələri  $1.95 GeV$  - ə kimi olan  $\Delta$  rezonanslarından istifadə edilmişdir. *UrQMD* modelində çoxlu sayda rezonanslardan istifadə edilməsinə baxmayaraq, yalnız  $\Delta(1232)$  rezonansının Dalitz parçalanması nəzərə alınmışdır. Digər rezonanslar  $\rho$  mezonu vasitəsi ilə elektron pozitron cütlərinə parçalanır. Bu model vasitəsi ilə generasiya edilmiş invariant kütlə paylanması dissertasiya işində təcrübi nəticələrlə müqayisə edilmişdir. Bu müqayisə ilk növbədə onu göstərir ki, *PYTHIA* modeli ilə müqayisədə *UrQMD* modelində daha az  $\eta$  və  $\omega$  mezonları yaranır. Delta barionlar isə əksinə, *UrQMD* modelində

daha çox alınır. Bundan başqa, Şəkil 1 – dən fərqli olaraq, dielektronların invariant kütləsinin  $0.6 \text{ GeV}/c^2$  oblastında  $UrQMD$  modelində daha çox elektron-pozitron cütləri alınır. İki model arasında bu ziddiyət əsasən  $\rho$  mezonlar və  $\Delta$  izobarlarının saylarındakı fərqdən irəli gəlir.  $UrQMD$  modelində  $\eta$  mezonların az olması onların yalnız  $N^*(1535)$  rezonansı vasitəsi ilə yaranmasından irəli gəlir. Bu cür yaxınlaşma adətən  $\eta$  mezonların eksklyuziv yaranması, yəni bir  $\eta$  mezon və iki nuklonun yaranması zamanı istifadə olunur. İşdə tədqiq olunmuş inkyuziv analiz zamanı isə hadisədə  $\eta$  mezonlarla yanaşı bir neçə pion və ya digər zərrəciklər də yarana bilər.  $UrQMD$  modelində  $\rho$  mezonların da daha çox olması anlaşılındır. Yuxarıda qeyd edildiyi kimi,  $UrQMD$  modelində bütün rezonansların  $\rho$  mezonlara parçalanması nəzərə alınmışdır. Bu parçalanma ehtimallarının əksəriyyəti indiyə kimi təcrübədə ölçülməyib. Görünür  $UrQMD$  modelində bəzi rezonanslar üçün  $\rho$  mezona parçalanma ehtimalı yüksək götürülüb. Bəs onda bu zərrəciklərin sayı hansı modeldə doğrudur, *PYTHIA* yoxsa  $UrQMD$  modelində? Doğrudan da, elektron-pozitron cütlərinin təcrübədə ölçülmüş invariant kütlə paylanması, kütlənin  $500 \text{ MeV}/c^2$  qiymətindən kiçik oblastlarda hər iki model vasitəsi ilə izah olunur. Lakin, invariant kütlənin  $800 \text{ MeV}/c^2$  qiyməti ətrafında  $UrQMD$  modeli təcrübəni izah edə bilmir. Belə ki,  $UrQMD$  modelində Delta barionların sayı daha çoxdur. Digər tərəfdən  $\rho$  mezonların da  $UrQMD$  modelində daha artıq olması aşkar görünür. Bu problemlər elektron-pozitron cütlərinin eninə impuls paylanmasında da görünür. Dissertasiya işində təcrübədə ölçülmüş eninə impuls spektrləri  $UrQMD$  modelində simulyasiya edilmiş uyğun spektrlərlə dielektronların invariant kütləsinin dörd müxtəlif oblastında müqayisə edilmişdir. İvariant kütlənin bütün seçilmiş oblastlarında  $UrQMD$  modeli ilə simulyasiya edilmiş eninə impuls spektrləri təcrübə ölçmələri izah edə bilmir. İvariant kütlənin  $M_{ee}[\text{GeV}/c^2] < 0.15$  oblastında simulyasiya olunmuş eninə impuls spektrində Delta barionların təcrübə ölçmələrdən daha çox olması aşkar görünür. Kütlənin növbəti  $0.15 < M_{ee}[\text{GeV}/c^2] < 0.47$  oblastında ölçülmüş dielektronların eninə impuls paylanmasından  $UrQMD$  modelində  $\eta$  mezonların az,  $\Delta$  barionların isə çox olması bəlli olur. İvariant kütlənin  $0.47 < M_{ee}[\text{GeV}/c^2] < 0.7$  oblastındakı eninə impuls paylanması bir daha  $\Delta$  barionların  $UrQMD$  modelində təcrübə ölçmələrdən artıq olduğunu göstərir. Nəhayət, invariant kütlənin  $M_{ee}[\text{GeV}/c^2] > 0.7$  oblastında ölçülmüş eninə impuls paylanmasından  $UrQMD$  modelində  $\rho$  mezonların daha artıq olması aydın görünür. Göründüyü kimi, dielektronların invariant kütlə paylanması ilə yanaşı onların eninə impulslarının da ölçülməsi adronların yaranma

mexanizmlərini tədqiq etməyə imkan yaradır. Dielektronların təcrübədə ölçülmüş yürüklülük spektrlərinin dielektronların invariant kütləsinin dörd müxtəlif oblastlarında *UrQMD* modeli ilə müqayisəsi göstərilmişdir. Bu müqayisədən aydın olur ki, bütün invariant kütlə oblastlarında *UrQMD* modeli ilə simulyasiya edilmiş dielektronların yürüklülük spektrləri təcrübi ölçmələrə uyğun gəlir. Eyni nəticə *PYTHIA* modeli üçün də alınmışdır. Yəni, yürüklülük spektrləri modeldən çox az asılıdır. Bunun səbəbi yürüklülük spektrlərinin eninə impuls üzrə inteqrallanmasıdır. Doğrudan da, yürüklülük spektrlərindəki fərqləri müşahidə etmək üçün invariant kütlə ilə yanaşı eninə impulsun da kiçik oblastlarını tədqiq etmək lazımdır. Bu isə invariant kütlə və eninə impuls vahidlərində iki ölçülü analizin yerinə yetirilməsini tələb edir. Təcrübədə toplanmış statistika məhdud olduğu üçün bu cür iki ölçülü təhlil yerinə yetirilməmişdir. Digər tərəfdən, dielektronların eninə impuls və invariant kütlə paylanmaları adronların sayını müəyyən etməyə imkan verdiyi üçün belə təhlilə ehtiyac qalmamışdır.

Beləliklə, kinetik enerjisi  $3.5 \text{ GeV}$  olan  $p+p$  toqquşmalarında yaranmış dielektronların spektrlərinin təhlili göstərir ki, ölçülmüş spektrlər əsasən psevdoskalyar pion,  $\eta$  zərrəciklərin,  $\omega$  vektor mezonunun,  $\Delta$  izobarının Dalitz parçalanmaları və  $\rho$ ,  $\omega$  vektor mezonların bilavasitə dielektronlara parçalanması ilə izah olunur. Lakin, ölçülmüş invariant kütlə spektrinin  $0.6 \text{ GeV}/c^2$  oblastı tam izah etmək üçün  $\Delta$  barionunun keçid formfaktorunun virtual fotonun kütləsindən asılılığını, eləcə də digər barion rezonanslarının Dalitz parçalanmalarının hesablamalarda nəzərə alınmasının vacib olması da aydın olur. Digər tərəfdən təcrübədə ölçülmüş invariant kütlə və eninə impuls paylanmalarının *PYTHIA* və *UrQMD* modeli ilə müqayisəsindən görünür ki, *PYTHIA*-da istifadə edilmiş *Lund* fraqmentasiya modeli ilə generasiya olunmuş adronların spektrləri təcrübi ölçmələrə daha yaxındır.

Şəkil 1-də göstərilmiş spektrdən istifadə edərək, ilk dəfə  $3.5 \text{ GeV}$  kinetik enerjili proton+proton toqquşmalarında adronların inklyuziv yaranma en kəsikləri təyin olunmuşdur. Neytral pionların təcrübənin faza fəzasında inklyuziv yaranma en kəsiklərini hesablamaq məqsədi ilə, Şəkil 1-də göstərilmiş təcrübi invariant kütlə paylanmasını  $0-0.15 \text{ GeV}/c^2$  intervalında inteqralladıqdan sonra, nəticə pionların Dalitz parçalanma ehtimalına normallaşdırılmışdır, yəni  $(1.198 \pm 0.32)\%$ -ə bölünmüşdür. Alınmış en kəsiyi daha sonra bütün faza fəzasına ekstrapolyasiya edilmişdir. Ekstrapolyasiya məqsədi ilə *PYTHIA* və *UrQMD* modelindən istifadə edilmişdir. Bunun üçün modellərdə  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  prosesi əvvəlcə bütün faza fəzasında simulyasiya edilmişdir. Sonra bu prosesdə yaranmış

elektron-pozitron cütlərinin invariant kütlə spektri təcrübənin faza fəzasına gətirilmişdir. Bunun üçün dielektronu təşkil edən hər elektron və pozitronun polyar və azimutal bucaqları və impulslarının modulları hesablanmışdır. Əvvəlcədən hesablanmış 3-ölçülü matrisdən həmin qiymətlərdə təcrübənin həndəsi qavrayıcılığı götürülmüşdür. Bu prosesə filtrasiya prosesi deyilir. Növbəti addımda filtrasiya olunduqdan sonra olan dielektronların sayını filtrasiyadan əvvəlki dielektronların sayına bölərək korreksiya faktoru təyin olunmuşdur. Alınmış en kəsiyini bu korreksiya faktoruna bölməklə tam faza fəzasında en kəsiyi əldə edilmişdir. Psevdoskalyar η mezonların en kəsiklərini müəyyən etmək üçün Şəkil 1-də göstərilmiş spektrdə bilavasitə *PYTHIA* modeli ilə simulyasiya edilmiş η mezonların parçalanması nəticəsində yaranmış elektron-pozitron cütlərinin kütlə paylanmasının inteqralı alınmışdır. Daha sonra, pionlar halında olduğu kimi, alınmış nəticə η Dalitz parçalanma ehtimalına bölünmüş və tam faza fəzasına ekstrapolyasiya edilmişdir.

Beşinci fəsildə daha bir mühüm nəticə əldə edilmişdir. 90% etibarlılıq səviyyəsinə η mezonun bilavasitə elektron-pozitron cütlərinə parçalanma prosesinin yuxarı sərhəddi üçün  $(4.9+0.7-1.2)\times 10^{-6}$  qiyməti alınmışdır. Bu qiymət əvvəllər ölçülmüş  $2.7\times 10^{-5}$  qiymətindən təxminən 6 dəfə kiçikdir. Qeyd edək ki, alınmış bu nəticə bu sahədə ən dəqiq ölçmə kimi 2012-ci ildə *Particle Data Group* jurnalına daxil edilmişdir.

**Altıncı fəsildə** *NA49* təcrübəsi daxil edilmiş, orada istifadə olunmuş detektorlar haqqında ətraflı məlumatlar verilmişdir. Bu hissədə, həmçinin  $^{208}\text{Pb}$  nüvələrinin beş müxtəlif enerjilərdə toqquşması zamanı yaranan zərrəciklərin izlərinin seçilməsi yolları və müxtəlif zərrəciklərin növlərinin ayırd edilməsi şərh edilmişdir. Zərrəciklərin növünü müəyyən etmək məqsədi ilə onların təcrübədə ölçülmüş impulslarından və detektor qazında enerji itkilərindən istifadə edilmişdir. Bunun üçün ayrıca alqoritm yaradılmışdır. Zərrəciklərin impulsu onların maqnit sahəsində hərəkət tənliklərindən və detektorda ölçülmüş 3-ölçülü koordinatlarından istifadə etməklə təyin edilmişdir.

**Yeddinci fəsildə** *NA49* təcrübəsində beş müxtəlif enerjilərdə ölçülmüş  $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$  toqquşmaları tədqiq edilmişdir. Alınmış nəticələrin statistik və sistematik xətlərinin hesablanması yolları göstərilmişdir. Bundan başqa, detektor effektivliyinin, məsələn onların effektivliyinin, nəticələrə təsiri izah edilmişdir. Faza keçidlərinin tədqiq edilməsi üçün, *Identity* üsulu adlanan yeni üsul, iddiaçı tərəfindən təkmilləşdirilərək ilk dəfə təcrübə məlumatları təhlil etmək üçün tətbiq edilmişdir. Zərrəciklərin saylarına görə paylanmalarını qurmaq əvəzinə onların bilavasitə ölçülə bilən xarakteristikaları

(məsələn, say paylanmalarının orta qiymətləri, onların ikinci momentləri, iki paylanma arasındakı korrelyasiya və s.) təyin olunmuşdur. Burada yenilik ondan ibarətdir ki, bütün bu xarakteristikalar zərrəcikləri bilvasitə saymadan təyin olunur. *CERN*-in *NA49* təcrübəsində *20A*, *30A*, *40A*, *80A* və *158A GeV* enerjili  $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$  toqquşmalarında ilk dəfə olaraq hadisədən-hadisəyə fluktuasiya siqnallarının diferensial tədqiqi yerinə yetirilmişdir. İlk dəfə təcrübədə hadisədən hadisəyə fluktuasiya siqnallarının zərrəciklərin faza fəzasından asılılığı ölçülmüşdür. Amerika Birləşmiş Ştatlarında fəaliyyət göstərən *STAR* təcrübəsi ilə *NA49* təcrübəsindən alınmış nəticələr arasındakı ziddiyyət ilk dəfə izah edilmişdir.

İşdə aşağıdakı üç müxtəlif fluktuasiya siqnalları tədqiq edilmişdir:

$$v_{dyn}[A,B] = \frac{\langle A^2 \rangle}{\langle A \rangle^2} + \frac{\langle B^2 \rangle}{\langle B \rangle^2} - 2 \frac{\langle AB \rangle}{\langle A \rangle \langle B \rangle} - \left( \frac{1}{\langle A \rangle} + \frac{1}{\langle B \rangle} \right), \quad (13)$$

$$\Sigma[A,B] = \frac{\langle A \rangle \langle B \rangle}{\langle A \rangle + \langle B \rangle} v_{dyn}[A,B] + 1, \quad (14)$$

$$\Phi[A,B] = \frac{\sqrt{\langle A \rangle \langle B \rangle}}{\langle A \rangle + \langle B \rangle} \left[ \sqrt{\Sigma[A,B]} - 1 \right], \quad (15)$$

yuxarıdakı ifadələrə daxil olan,  $\langle A^2 \rangle$  və  $\langle B^2 \rangle$  – uyğun olaraq  $A$  və  $B$  növ zərrəciklərinin saylarına görə paylanmalarının ikinci momentləri,  $\langle A \rangle$  və  $\langle B \rangle$  həmin paylanmaların orta qiymətləri,  $\langle AB \rangle$  isə iki paylanmanın arasındakı korrelyasiyanı göstərən qarışıq ikinci momentdir. (13), (14) və (15) ifadələrindən görüldüyü kimi,  $A$  və  $B$  zərrəciklərinin say paylanmaları Puasson paylanması kimi olarsa, yəni  $\langle A^2 \rangle = \langle A \rangle^2 + \langle A \rangle$  və  $\langle B^2 \rangle = \langle B \rangle^2 + \langle B \rangle$  olarsa və iki paylanma arasında korrelyasiya olmazsa ( $\langle AB \rangle = \langle A \rangle \langle B \rangle$ ),  $v_{dyn}[A,B] = 0$ ,  $\Sigma[A,B] = 1$  və  $\Phi[A,B] = 0$  olur.

Təcrübələrdə nüvələrin toqquşma prosesində, toqquşmanın mərkəzliyindən asılı olaraq, yalnız nüvələri təşkil edən bəzi nuklonlar reaksiyada iştirak edir. Bu nuklonlara iştirakçı, yaxud zədələnmiş nuklonlar deyilir. Toqquşma zamanı zədələnmiş nuklonların sayı hadisədən hadisəyə dəyişir, yəni nuklonlar özləri fluktuasiyaya uğrayır bu isə öz növbəsində ölçülmüş dinamik fluktuasiya siqnallarına təsir edir. Zədələnmiş nuklonların fluktuasiyasına qeyri dinamik yaxud trivial fluktuasiyalar deyilir. Termodinamika dilində buna reaksiya həcmnin hadisədən-hadisəyə dəyişməsi, yaxud reaksiya həcmnin fluktuasiyası deyilir. Bu baxımdan, elə



fluktuasiya siqnallarına baxmaq lazımdır ki, onlar reaksiyada iştirak edən nuklonların fluktuasiyasından asılı olmasın. Termodinamikada maddənin miqdarından asılı olmayan kəmiyyətlərə intensiv kəmiyyətlər deyilir (məsələn, temperatur, sıxlıq və s.). Maddənin miqdarı ilə düz mütənəsb olan kəmiyyətlərə (məsələn kütlə, həcm və s.) isə ekstensiv kəmiyyətlər deyilir. Aydınır ki, iki ekstensiv kəmiyyətlərin nisbəti (məsələn, kütlənin həcmə nisbəti, yəni sıxlıq) intensiv kəmiyyət olacaqdır. Bir qayda olaraq qeyri dinamik fluktuasiyalar Zədələnmiş Nuklonlar Modeli ilə hesablanır. Bu modeldə nüvə-nüvə toqquşmalarında zərrəciklər zədələnmiş nuklonların parçalanması nəticəsində yaranır. Bundan başqa, zədələnmiş nuklonların hamısı statistik baxımdan eyni götürülür, yəni zərrəciklərin ehtimal paylanması bütün zədələnmiş nuklonlar üçün eyni götürülür və zədələnmiş nuklonlar arasında korrelyasiyanın olmadığı qəbul edilir.

(13), (14) və (15) düsturları ilə təyin olunmuş fluktuasiya siqnalları yuxarıda müzakirə edilmiş zədələnmiş nuklonların fluktuasiyalarından asılı deyillər. Qeyd edək ki, (13) ifadəsinə mötərizə daxilindəki sonuncu hədd statistik fluktuasiyaları aradan qaldırmaq üçün daxil edilmişdir, yəni yuxarıda göstərilmiş ifadələr bilavasitə dinamik fluktuasiyaları xarakterizə edir.  $\nu_{dyn}[A, B]$  dinamik fluktuasiya ölçüsü olsa da, o zədələnmiş nuklonların orta sayı ilə tərs mütənəsbdir,  $\nu_{dyn}[A, B] \sim 1/\langle N_W \rangle$ , bu isə öz növbəsində müxtəlif ölçülü nüvələrin, eləcə də elementar  $p+p$  toqquşmalarında ölçülmüş siqnalları müqayisə etdikdə çətinliklər yaradır. Aydınır ki,  $p+p$  toqquşmalarında zədələnmiş nuklonların sayı bütün hadisələrdə 2 olur. Lakin,  $\Sigma[A, B]$  və  $\Phi[A, B]$  dinamik fluktuasiya ölçüləri belə çatışmaz cəhətə malik deyillər, onlar nə zədələnmiş nuklonların fluktuasiyalarından, nə də onların orta qiymətindən asılıdır. Ədəbiyyatda bu kəmiyyətlərə güclü intensiv kəmiyyətlər deyilir. Əslində,  $\nu_{dyn}[A, B]$  fluktuasiya ölçüsünün ifadəsində müəyyən dəyişikliklər etməklə onu da güclü intensiv kəmiyyətə çevirmək mümkündür.

Yeddinci fəsildə həmçinin fluktuasiya ölçüləri beş müxtəlif enerjili  $^{208}Pb+^{208}Pb$  toqquşmalarında ölçülmüşdür. Üç müxtəlif zərrəciklər cütünə baxılmışdır; (a) protonlarla (proton + antiproton) pionlar (müsbət və mənfi yüklü pionların cəmi), (b) kaonlarla (müsbət və mənfi yüklü kaonların cəmi) protonlar (proton+antiproton) və (c) kaonlarla (müsbət və mənfi yüklü kaonların cəmi) pionlar (müsbət və mənfi yüklü pionların cəmi). Göstərilmişdir ki, proton və pionlar üçün  $\nu_{dyn}[A, B]$  fluktuasiya ölçüsünün qiyməti tədqiq olunmuş enerji intervalında mənfi qiymət alır. Digər tərəfdən enerji azaldıqca fluktuasiya ölçüsünün də qiyməti azalır. Elmi ədəbiyyatdan məlumdur ki, kiçik enerjilərdə pionlar əsasən barion

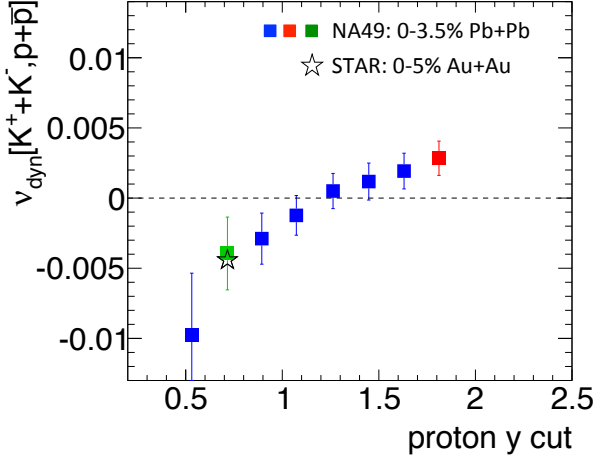
rezonanslarının parçalanması nəticəsində yaranır. Digər tərəfdən, barion ədədinin saxlanması qanununa görə bu parçalanma nəticəsində proton (yaxud neytron) da yaranmalıdır. Bu isə pionlarla protonların sayı arasında güclü korrelyasiyanın olması deməkdir. Məhz bu korrelyasiyalar ölçülmüş fluktuasiya siqnalının mənfi olmasına və kiçik enerjilərə doğru azalmasına səbəb olur. Doğrudan da (13) ifadəsi ilə təyin olunmuş  $\nu_{dyn}[A, B]$  fluktuasiya ölçüsündə korrelyasiya həddi mənfi işarə ilə daxildir. Beləliklə, proton və pionlar üçün ölçülmüş fluktuasiya ölçüsünün enerjidən asılılığı əsasən saxlanma qanunlarından qaynaqlanır və heç bir qeyri monoton struktur müşahidə edilmir. Lakin, kaon-proton və kaon-pion cütləri üçün mənzərə kifayət qədər dəyişir. Kiçik enerjilərə doğru  $\nu_{dyn}[K^+ + K^-, p + \bar{p}]$  fluktuasiya siqnalının qiyməti artır və toqquşan nüvələrin ətalət mərkəzindəki enerjisinin təxminən  $7.2A \text{ GeV}$  qiymətində, yəni  $40A \text{ GeV}$  laboratoriya enerjisində, fluktuasiya siqnalının işarəsi dəyişir. Kaon-pion cütü üçün alınmış  $\nu_{dyn}[K^+ + K^-, \pi^+ + \pi^-]$  fluktuasiya ölçüsündə də kiçik enerjilərə doğru artım müşahidə olunur, lakin işarə dəyişikliyi baş vermir. Bu cütün maraqlı cəhəti onun bilavasitə qəribəlik kvant ədədi və entropiya ilə əlaqəli olmasıdır. Nüvələrin toqquşması və yaranmış mühitin sonradan genişlənərək adronlaşması proseslərində entropiya və qəribəlik kvant ədədi saxlanılır, yəni bu cütlərin təcrübədə ölçülmüş fluktuasiya siqnalları genişlənmə və adronlaşma prosesləri zamanı modifikasiya olunmur.

*STAR* və *NA49* təcrübələrində ölçülmüş  $\nu_{dyn}[A, B]$  fluktuasiya siqnalı arasındakı fərq dissertasiya işində araşdırılmışdır. *STAR* kollayder təcrübəsi olduğundan toqquşma prosesində yaranan zərrəciklər ətalət mərkəzi sistemində, yürlüklüyün sıfır qiyməti ətrafında ölçülür. *NA49* təcrübəsində isə sürətləndirilmiş zərrəciklər sükunətdəki hədəflə toqquşdurulur, yəni ətalət mərkəzi sistemində zərrəciklər əsasən yürlüklüyün müsbət qiymətlərində qeyd olunur. Bundan başqa, *NA49* təcrübəsinin faza fəzası zərrəciklərin növündən (pion, proton, kaon) və nüvələrin toqquşma enerjisindən asılıdır. Qeyd edək ki, *NA49* təcrübəsində faza fəzasının enerjidən asılılığı maqnit sahəsini enerjiyə mütənasib şəkildə dəyişməklə minimuma endirilmişdir. Dissertasiya işində *STAR* və *NA49* təcrübələrinin faza fəzaları müqayisə edilmişdir. Gözlənilməli kimi *STAR* təcrübəsinin faza fəzası zərrəciklərin növündən və toqquşan nüvələrin enerjisindən demək olar ki, asılı deyil. Deməli, *STAR* və *NA49* təcrübələrində ölçülmüş fluktuasiya siqnalları faza fəzasının fərqli oblastlarında yerinə yetirilmişdir.

Odur ki, dissertasiya işində ilk dəfə olaraq  $\nu_{dyn}[A, B]$  fluktuasiya siqnalının faza fəzasından asılılığı tədqiq edilmişdir və iki təcrübə arasındakı fərq izah edilmişdir. Bu məqsədlə texniki baxımdan aşağıdakı

addımlar yerinə yetirilmişdir:

1. təcrübi məlumatlar zərrəciklərin impulsuna görə müxtəlif siniflərə bölünmüşdür. Məsələn, impulsları müəyyən  $p_i$  qiymətindən kiçik olan zərrəciklər  $i$  sinifinə daxil edilmişdir;



**Şəkil 2.** Kaon-proton cütləri üçün ölçülmüş  $v_{dyn}$  fluktuasiya ölçüsünün *NA49* təcrübəsinin faza fəzasından asılılığı.

2. hər bir  $i$  sinifi üçün faza fəzası paylanmaları, yəni eninə impulsun yüüklülükdən asılılığı qurulmuşdur.

3. protonlar üçün eninə impulsun sıfır qiymətində yüüklülüyn maksimum qiyməti təyin olunmuşdur. Məhz bu kəmiyyətlə faza fəzasından asılılıq tədqiq edilmişdir.

Şəkil 2-də  $v_{dyn}[K^+ + K^-, p + \bar{p}]$  fluktuasiya siqnalının faza fəzasından asılılığı göstərilmişdir. Absis oxunda protonların eninə impulsunun sıfır qiymətində yüüklülüyn maksimum qiyməti göstərilmişdir. Göründüyü kimi, fluktuasiya siqnalının ölçülmüş qiyməti faza fəzasından asılıdır. Şəkil 2-də yaşıl rənglə göstərilmiş 2-ci faza fəzası sinifində *NA49* və *STAR* (Şəkil 2-də ulduz işarəsi ilə göstərilmişdir) təcrübələri üçün alınmış nəticələr üst-üstə düşür. Qeyd edək ki, *NA49* təcrübəsinin ədəbiyyatda göstərdiyi nəticələri Şəkil 2-də qırmızı rənglə göstərilmiş faza fəzasında yerinə yetirilmişdir.

Dissertasiya işində  $v_{dyn}[A, B]$  fluktuasiya siqnalının faza fəzasından asılılığı digər zərrəcik cütləri üçün müxtəlif toqquşma enerjilərində yerinə

yetirilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki,  $v_{dyn}[p + \bar{p}, \pi^+ + \pi^-]$  fluktuasiya signalı enerjidən, demək olar ki, asılı deyil. Təsadüfi deyil ki, bu fluktuasiya signalı üçün *NA49* və *STAR* təcrübələri arasında fərq müşahidə edilməmişdir.  $v_{dyn}[K^+ + K^-, p + \bar{p}]$  fluktuasiya signalı yalnız *20A* və *30A GeV* enerjili toqquşmalarda faza fəzasından asılıdır, yəni *40A GeV* və yüksək enerjilərdə nəticələr faza fəzasından asılı deyil. Qeyd edək ki, bu fluktuasiya ölçüsünün iki təcrübə arasındakı fərq məhz aşağı enerjilərdə (*30A GeV*) müşahidə edilmişdir.

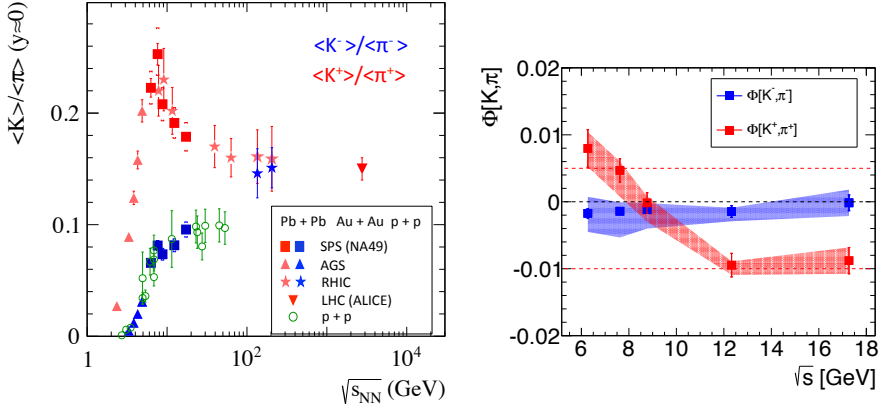
Eyni qayda ilə,  $v_{dyn}[K^+ + K^-, \pi^+ + \pi^-]$  fluktuasiya signalının da yalnız *40A GeV*-dən kiçik toqquşma enerjilərində faza fəzasından asılı olması göstərilmişdir. Beləliklə, *STAR* və *NA49* təcrübələrində eyni fluktuasiya signalı üçün kiçik enerjilərdə müşahidə olunmuş fərqlərin iki təcrübənin faza fəzasının müxtəlif oblastlarını əhatə etməsindən irəli gəlməsi göstərilmişdir. Bu nəticə təqdim olunan dissertasiyanın ən mühüm nəticələrindən biridir.

İlk dəfə  $\Phi[A, B]$  və  $\Sigma[A, B]$  fluktuasiya ölçülərinin toqquşan nüvələrin enerjisindən asılılığı proton-pion, kaon-proton və kaon-pion cütləri üçün göstərilmişdir. Bu fluktuasiya ölçüləri mühüm xüsusiyyətə malikdir. Zədələnmiş nuklon modelində onların qiymətləri toqquşan nüvələrin ölçüsündən asılı deyil, yəni nüvə-nüvə toqquşmalarında alınmış nəticələr bilavasitə  $p+p$  toqquşmalarında alınmış nəticələrlə müqayisə oluna bilər. Lakin, yuxarıda qeyd olunduğu kimi, bu müqayisələr eyni faza fəzasında yerinə yetirilməlidir.

Kaon-pion cütləri aydın anlaşılan fiziki xüsusiyyətlərə malikdir. Tədqiq edilmiş enerji intervalında müsbət yüklü kaonların sayı toqquşan nüvələrin enerjisindən asılı olmayaraq sistemdəki qəribə kvarkların sayının yarısına bərabər olur.

Doğrudan da, qəribə antikvarklar toqquşma prosesi zamanı yaranmış ən yüngül qəribə zərrəciklər olan  $K^+$ ,  $K^0$  mezonları və  $\bar{\Lambda}$  antihiperonu təşkil edirlər. Toqquşan sistem simmetrik olduğundan ( $^{208}Pb + ^{208}Pb$ ) yaranan  $K^+$  və  $K^0$  mezonlarının sayı təqribən eyni olur. Nəzərə alsaq ki, *20A – 158A GeV* enerjili toqquşmalarda yaranan antihiperonların sayı çox kiçik olur, qəribə antikvarklar sayları bir birinə bərabər şəkildə  $K^+$  və  $K^0$  mezonlar arasında paylaşır. Deməli təqribən  $K^+$  mezonlar qəribə antikvarkların sayının təxminən yarısına bərabər olur. Qəribəlik kvant ədədi saxlanıldığından,  $K^+$  mezonların sayı həm də qəribə kvarkların sayının yarısına bərabər olur. Bu səbəbdən  $K^+$  mezonlar sistemdəki qəribəlik kvant ədədini xarakterizə edir. Eyni qayda ilə düşünmək olardı ki,  $K^-$  mezonların sayı da sistemdəki qəribə

kvarkların sayının yarısına bərabər olur. Lakin, bu belə deyil.



**Şəkil 3.** Müxtəlif yüklü kaonların sayının pionların sayına olan nisbətinin enerjiden asılılığı şəkilin sol panelində göstərilmişdir. Sağ paneldə müsbət və mənfi yüklü kaon və pionlar üçün ölçülmüş  $\Phi[A, B]$  fluktuasiya signalının enerjiden asılılığı göstərilmişdir.

Qəribə kvarklar əsasən  $K^-$ ,  $\bar{K}^0$ , və  $\Lambda$  hiperonların daxilində olurlar.  $\bar{\Lambda}$  antihiperonundan fərqli olaraq sistemdə kifayət qədər  $\Lambda$  hiperonlar yaranır və onların kaonlara nisbəti enerjiden kəskin asılı olur. Deməli,  $K^-$  mezonlar ilə qəribə kvarkların sayının nisbəti enerjiden daha çox sistemdəki barion sıxlığından asılıdır. Digər tərəfdən, toqquşma prosesində yaranan zərrəciklərin əksəriyyəti pionlar olduğundan, müsbət və mənfi yüklü pionların sayları bərabər olub, sistemin entropiyasını xarakterizə edir. Deməli  $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$  nisbəti sistemdəki qəribə zərrəciklərin sayının sistemin entropiyasına olan nisbəti ilə mütənəsbdir və mütənəsblik əmsalı enerjiden asılı deyil.

Təsadüfi deyil ki, şəkil 3-ün sol tərəfində göstəriləndiyi kimi, təcrübələrdə məhz  $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$  nisbətinin enerji asılılığında qeyri monoton struktur aşkar edilmişdir və bu strukturun adron fazasından kvark qlüon fazasına keçidi xarakterizə etməsi iddia edilmişdir. Bundan başqa, şəkildə yaşıl dairelərlə təsvir edilmiş proton-proton toqquşmalarında ölçülmüş  $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$  nisbətinin enerji asılılığında da heç bir struktur görünmür. Əgər  $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$  nisbətinin enerji asılılığında müşahidə edilmiş qeyri monoton struktur doğrudan da faza keçidi ilə əlaqədirdisə, oxşar signal fluktuasiyalarda da müşahidə edilməlidir. Başqa sözlə desək, əgər müsbət yüklü kaonlarla pionların paylanma funksiyalarının birinci momentləri faza keçidi

nəticəsində enerjiden qeyri-monoton asılılığa malikdirsə, oxşar asılılıq paylanmaların ikinci momentlərində də, yəni fluktuasiya ölçülərində də müşahidə edilməlidir. Doğrudan da, ixtiyarı faza keçidi zamanı saxlanılan kəmiyyətlərin (məsələn, qəribəlik kvant ədədi) fluktuasiya siqnallarının kəskin dəyişməsi müşahidə edilməlidir.

Dissertasiya işində ilk dəfə olaraq müxtəlif yüklü kaon və pionlar üçün  $\Phi[A, B]$  fluktuasiya siqnalı ölçülmüşdür. Alınmış nəticələr Şəkil 3-ün sağ panelində təsvir edilmişdir. Maraqlıdır ki,  $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$  nisbətinin enerjiden asılılığına uyğun olaraq, yalnız müsbət yüklü kaon və pionlar üçün  $\Phi_{dyn}[A, B]$ -nin enerji asılılığında qeyri-monoton struktur aşkar edilmişdir. Mənfi yüklü zərrəciklər üçün isə  $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$  nisbətinin, istərsə də  $\Phi_{dyn}[A, B]$  fluktuasiya ölçüsünün enerjiden asılılığında qeyri-monotonluq müşahidə edilməmişdir. Yuxarıda qeyd edildiyi kimi yalnız müsbət yüklü kaonlar qəribəlik kvant ədədini xarakterizə edir. Fluktuasiya siqnalının ayrı-ayrılıqda müsbət və mənfi yüklü zərrəciklər üçün ölçülməsi digər mühüm xüsusiyyətə də malikdir. Məlumdur ki, zərrəciklər əsasən rezonanslar vasitəsi ilə yaranır. Eyni qayda ilə kaonlar hiperonların parçalanması nəticəsində yaranır. Belə olan halda zərrəciklər arasında korrelyasiya yaranır. Lakin, belə korrelyasiyalar əsasən mənfi və müsbət yüklü cütlər arasında mövcud olur. Əksər rezonanslar neytral və müsbət bir yükünə malik olur, beləliklə də həmin rezonanslar iki müsbət və ya iki mənfi zərrəciklərə parçalana bilmirlər (elektrik yükünün saxlanma qanununa görə). Yəni, müsbət-müsbət və mənfi-mənfi yüklü zərrəciklərin cütlərinə baxdıqda rezonansların parçalanmasından irəli gələn korrelyasiyalar aradan qalxır və sistemdə yalnız dinamik, yəni faza keçidi ilə əlaqəli korrelyasiyalar qalır.  $\Phi[K^+, \pi^+]$  fluktuasiya ölçüsünün enerji asılılığı  $p+p$  toqquşmalarında da ölçülməli və yuxarıda göstərilmiş  $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$  nəticələri ilə müqayisə edilməlidir. Hal-hazırda bu fluktuasiya ölçüsünün enerji asılılığı *CERN*-in *NA61/SHINE* təcrübəsində toplanmış  $p+p$  toqquşmaları üçün yerinə yetirilir.

**Səkkizinci fəsil**də dissertasiya işində istifadə edilmiş *Identity* üsulu izah edilmiş və ümumiləşdirilmişdir. Həmçinin, bu üsul üçün *C++* proqramlaşdırma dilində ayrıca proqram paketi qurulmuşdur. Bu fəsilə istifadə edilmiş üsul müxtəlif *Monte Karlo* simulyasiyalarında yoxlanılmışdır. Sonda üsulun bilavasitə təcrübədə yoxlanılması yolları göstərilmişdir, üsul genişləndirilmiş və paylanma funksiyalarının üçüncü momentlərini hesablamaq üçün istifadə edilmişdir.

Dissertasiyanın sonunda, nəticələr hissəsində işə yekun vurularaq alınan əsas nəticələr göstərilmişdir.

## Dissertasiyada aşağıdakı nəticələr alınmışdır:

1. Kinetik enerjisi  $3.5 \text{ GeV}$  olan protonların hədəf protonlarla toqquşmalarında elektron-pozitron cütlərinin invariant kütlə, eninə impuls və yürüklülük spektrləri alınmışdır. Alınmış nəticələri anlamaq məqsədi ilə onlar *PYTHIA* və *UrQMD* hadisə generatorları ilə müqayisəli təhlil edilmişdir. Göstərilmişdir ki, *PYTHIA* hadisə generatoruna kiçik toqquşma enerjilərində vacib olan bəzi dəyişiklikləri etdikdə təcrübi nəticələri izah etmək olur. Həmçinin  $\Delta$  barionunun zamana-bənzər keçid form-faktorunun kütlədən asılılığının vacib olması göstərilmişdir;

2. Kinetik enerjisi  $3.5 \text{ GeV}$  olan protonların hədəf protonlarla toqquşmalarında neytral pionların,  $\eta$ ,  $\omega$  və  $\rho$  mezonların, eləcə də  $\Delta$  barionunun inklyuziv yaranma en kəsikləri təcrübədə ölçülmüşdür. Bu məqsədlə həmin adronların elektron-pozitron cütlərinə parçalanma kanalından istifadə edilmişdir;

3. Psevdoskalyar  $\eta$  mezonların bilavasitə elektron-pozitron cütlərinə parçalanma ehtimalının yuxarı sərhəddi 6 dəfə dəqiqləşdirilmişdir. Qeyd edək ki, 2012-ci ildə bu nəticə bu sahədə yerinə yetirilmiş ən dəqiq ölçmə kimi, *Particle Data Group* jurnalına daxil edilmişdir;

4. Nüvə-nüvə toqquşmalarında yaranmış adronların kimyəvi fluktuasiyalarını tədqiq etmək üçün yeni üsuldən istifadə olunmuşdur.  $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$  toqquşmalarında fluktuasiya siqnallarının enerjiddən asılılığı alınmışdır;

5. Beş müxtəlif enerjili  $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$  toqquşmalarında fluktuasiya siqnallarının faza fəzasından asılılığı müəyyən edilmişdir;

6. Amerika Birləşmiş Ştatlarında fəaliyyət göstərən *STAR* təcrübəsi ilə *CERN*-in *NA49* təcrübəsində alınmış nəticələr arasındakı, uzun müddət mübahisə doğuran fərqlərin fiziki izahı verilmişdir;

7. Fluktuasiya siqnallarını tədqiq etmək üçün istifadə olunmuş *Identity* üsulu üçüncü momentlər üçün genişləndirilmiş və daha yüksək momentlər üçün ümumiləşdirilmişdir. İkinci və üçüncü momentlər üçün çıxarılmış düsturlar müxtəlif simulyasiyalarda, eləcə də bilavasitə təcrübədə yoxlanılmışdır.

## Müəllifin təcrübə əməkdaşları ilə birlikdə aldığı nəticələr:

1. Nüvələrin toqquşması prosesində yaranan dielektronların spektrində müşahidə olunan artımın enerji asılılığı müəyyən edilmişdir və onun fiziki mənbəyi təyin olunmuşdur.

2. Bu artımın toqquşan nüvələrin ölçüsündən asılılığı alınmışdır.

**Dissertasiya işinin materialları aşağıdakı  
elmi əsərlərdə öz əksini tapmışdır:**

1. A. Rustamov, HADES təcrübəsi ilə, Dielectron production in  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  collisions at 2-AGeV with HADES. // Phys. Rev. Lett., 2007, vol. 98 p. 052302.
2. A. Rustamov, HADES təcrübəsi ilə, Study of dielectron production in C+C collisions at 1-A-GeV. // Phys. Lett. B, 2008, vol. 663, p. 43-48.
3. A. Rustamov, HADES təcrübəsi ilə, The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES. // Eur. Phys. J. A, 2009, vol. 41, p. 243-277.
4. A. Rustamov, HADES təcrübəsi ilə, Origin of the low-mass electron pair excess in light nucleus-nucleus collisions. // Phys. Lett. B, 2010, vol. 690, p. 118-122.
5. A. Rustamov, Inclusive meson production in 3.5-GeV p p collisions studied with the HADES spectrometer. // AIP Conf. Proc., 2010, vol. 1257, p. 736-740.
6. A. Rustamov, HADES təcrübəsi ilə, Study of elementary reactions with the HADES dielectron spectrometer. // Acta Phys. Polon. B, 2010, vol. 41, p. 365-378.
7. A. Rustamov, HADES təcrübəsi ilə, Dilepton Production at SIS Energies Studied with HADES. // Nucl. Phys. A, 2010, vol. 384, p. 298-302.
8. A. Rustamov, HADES təcrübəsi ilə, Dielectron production in Ar+KCl collisions at 1.76A GeV. // Phys. Rev. C, 2011, vol. 84, p. 014902.
9. A. Rustamov, Dilepton production studied with the HADES spectrometer. // Int. J. Mod. Phys. A, 2011, vol. 26, p. 384-389.
10. A. Rustamov, HADES təcrübəsi ilə, Study of exclusive one-pion and one-eta production using hadron and dielectron channels in pp reactions at kinetic beam energies of 1.25 GeV and 2.2 GeV with HADES. // Eur. Phys. J. A, 2012, vol. 48, no. 74, p. 1-17.
11. A. Rustamov, HADES təcrübəsi ilə, Inclusive dielectron production in proton-proton collisions at 2.2 GeV beam energy. // Phys.Rev. C, 2012, vol. 85, p. 054005.
12. A. Rustamov, HADES təcrübəsi ilə, First measurement of proton-induced low-momentum dielectron radiation off cold nuclear matter. // Phys.Lett. B, 2012, vol. 715, p. 304-309.
13. A. Rustamov (əsas müəllif) və HADES təcrübəsi, Inclusive dielectron spectra in p+p collisions at 3.5 GeV. // Eur. Phys. J. A, 2012, vol. 48, no. 64, p. 1-11.
14. A. Rustamov, The Horn, Kink and Step, Dale: from few GeV to few



TeV. // Central Eur. J. Phys., 2012, vol. 10, p. 1267-1270.

15. A. Rustamov, M. I. Gorenstein, Identity Method for Moments of Multiplicity Distribution. // Phys. Rev. C, 2012, vol. 86, p. 044906.
16. A. Rustamov, Dilepton and strangeness production probed with HADES. // Phys. Atom. Nucl., 2012, vol. 75, p. 576-579.
17. A. Rustamov, HADES təcrübəsi ilə, Inclusive pion and  $\eta$  production in p+Pb collisions at 3.5 GeV beam energy. // Phys. Rev. C, 2013, vol. 88, p. 024904.
18. A. Rustamov, Recent results from NA61/SHINE and NA49. // J. Phys. Conf. Ser., 2013, vol. 426, p. 012027.
19. A. Rustamov, Results from the NA61/SHINE and NA49 experiments. // Nucl. Phys. A, 2013, vol. 904-905, p. 915-918.
20. A. Rustamov, Multiplicity fluctuations of identified hadrons in central Pb+Pb collisions at the CERN SPS. // Proceedings of Science, 2013, vol. 005, p. 1-10.
21. A. Rustamov, HADES təcrübəsi ilə, Baryon resonance production and dielectron decays in proton-proton collisions at 3.5 GeV. // Eur. Phys. J. A, 2014, vol. 50, no. 82, p. 1-16.
22. A. Rustamov, Phase structure of strongly interacting matter. // Journal of Qafqaz University, 2014, vol 2, p. 1-13.
23. M. I. Gorenstein, W. Greiner, A. Rustamov, Strangeness Production in Light and Intermediate size Nucleus-Nucleus Collisions. // Phys. Lett. B, 2014, vol. 731, p. 302-306.
24. A. Rustamov (əsas müəllif) və NA49 təcrübəsi, Phase-space dependence of particle-ratio fluctuations in  $Pb + Pb$  collisions from 20 A to 158 A GeV beam energy. // Phys. Rev. C, 2014, vol. 89, p. 054902.
25. A. Rustamov, NA49 təcrübəsi ilə, Critical fluctuations of the proton density in A+A collisions at 158A GeV. // Eur. Phys. J. C., 2015, vol. 75, no. 587, p. 1-10.
26. A. Rustamov, NA49 təcrübəsi ilə, Measurements of event-by-event transverse momentum and multiplicity fluctuations using strongly intensive measures  $\Delta[p_T, N]$  and  $\Sigma[p_T, N]$  in nucleus-nucleus collisions at the CERN Super Proton Synchrotron. // Phys. Rev. C, 92, 2015, 044905.
27. A. Rustamov, The quest for phase transitions at the CERN SPS. // Gənc Tədqiqatçıların III Beynəlxalq Elmi Konfransının Materialları, 2015, I Kitab, səh. 6-8.
28. A. Rustamov, Locating Phase Boundaries With the Fluctuation signals. // Gənc Tədqiqatçıların IV Beynəlxalq Elmi Konfransının Materialları, 2016, I Kitab, səh. 10-11.

## Рустамов Анар Джанмаммед оглы

### Спектры и химические флуктуации адронов рожденных в ядерных столкновениях при кинетической энергий пучка от 1 до 157 ГэВ на нуклон

#### Резюме

Определение свойств сильно-взаимодействующей материи является ключевой задачей научных исследований в области современной ядерной физики. Было установлено, что нуклон является составной частицей из трех валентных кварков с голыми массами около  $2-6 \text{ МэВ}/c^2$ . Голые массы кварков в Стандартной модели элементарных частиц объясняются наличием в электрослабом секторе поля Хиггса. Но откуда тогда происходит масса нуклона, которая порядка  $940 \text{ МэВ}/c^2$ ? Важно отметить, что до сих пор не было обнаружено свободных кварков – они всегда заключены в адроны и существуют в форме барионов или мезонов. Оказывается, что конфайнмент и происхождение массы тесно связаны с фазовой структурой сильно-взаимодействующей материи. Массы адронов определяются структурой вакуума квантовой хромодинамики (КХД) – теории сильного взаимодействия, в которой основными степенями свободы являются кварки и глюоны. Подобно механизму Хиггса, массы адронов происходят в результате спонтанного нарушения киральной симметрии, вызванного наличием ненулевого значения для вакуумного ожидания антикварк-кваркового конденсата. Действительно, наблюдаемая разница вакуумных масс у киральных мультиплетов является доказательством спонтанного нарушения киральной симметрии. Фазовая структура сильно-взаимодействующей материи может быть установлена путем исследования эволюции конденсата в столкновениях ядер при различных энергиях. Однако, прямое измерение конденсата невозможно. Но, так как адроны являются возбуждением вакуума в КХД, любое изменение в структуре вакуума, такое как исчезновение конденсата, будет отражаться в изменении адронного спектра в области малых масс. Это основная мотивация для измерений векторных мезонов с малыми массами. Интересно отметить, что восстановление киральной симметрии, которое ожидается при больших температурах, сопровождается расщеплением адронов на кварки, т.е. переходом материи в состояние деконфайнмента. Для интерпретация данных по столкновени-

ям ядер требуется соответствующий набор измерений для протон-протонных ( $p+p$ ) столкновений. Эти исследования также важны для расчетов в рамках транспортных моделей, так как спектры дилептонов для элементарных взаимодействий являются для них входными данными. Фазовая структура сильно-взаимодействующей материи может быть установлена путем исследования сингулярностей у так называемой термодинамической восприимчивости. В термодинамическом равновесии восприимчивость непосредственно связана с экспериментально измеряемыми кумулянтами для относительного распределения частица-античастица, но только при условии, что экспериментальные измерения поправлены на эффекты не связанные с динамическими флуктуациями.

Следуя вышеизложенной мотивации, в диссертации рассматриваются две основные темы: (а) рождение адронов в протон-протонных столкновениях при энергиях  $3.5 \text{ ГэВ}$  записанных экспериментом *HADES* в *GSISIS-18*, и (б) пособытийные химические флуктуации числа адронов в  $Pb+Pb$  столкновениях при энергиях  $20A, 30A, 40A, 80A$  и  $158A \text{ ГэВ}/c$  записанных экспериментом *NA49* в *CERN SPS*.

В работе представлены измерения инклюзивных распределений по инвариантной массе, поперечному импульсу и скорости для электрон-позитронных пар в  $p+p$  столкновениях при кинетической энергии пучка равной  $3.5 \text{ ГэВ}$ . В области масс векторных мезонов обнаружен четкий пик с разрешением по массе в 2%, который соответствует распаду  $\omega$ -мезона. Впервые измерены инклюзивные сечения рождения нейтральных пионов,  $\eta$ ,  $\omega$  и  $\rho$ -мезонов. Проведено сравнение экспериментальных данных с расчетами *PYTHIA* и *UrQMD* генераторов событий. Примерно в шесть раз улучшена верхняя граница для прямого распада  $\eta \rightarrow e^+e^-$ . Полученные результаты являются важной точкой отсчета для изучения рождения векторных мезонов в протон-ядерных соударениях и столкновениях тяжелых ионов.

Был разработан Метод идентификации - новый подход для изучения флуктуаций отношения выходов частиц в  $Pb+Pb$  столкновениях на экспериментах в *CERN SPS*. Новый метод позволяет извлечь моменты распределений по множественности протонов, каонов, пионов и электронов. На основе извлеченных моментов были измерены функции возбуждения для флуктуационных наблюдаемых  $v_{dyn}[A, B]$  построенных для различных пар частиц  $A$  и  $B$ . Было обнаружено что измененная величина для  $v_{dyn}[A, B]$  зависит от фазового пространства покрываемого экспериментом. Эта объяснило различие между измере-

ниями на экспериментах *NA49* и *STAR* для центральных столкновений ядер. Кроме того, новый Метод идентификации был адаптирован для измерения моментов распределения множественности высшего порядка. Впервые  $\Phi[K, \pi]$  была измерена для различных комбинаций зарядов, что выявило ее немонотонную зависимость от энергии для комбинации двух положительных зарядов.

**Spectra and chemical fluctuations of hadrons produced  
in nuclear collisions at 1-157 GeV beam kinetic energies per nucleon**

**Summary**

The exploration of strongly interacting matter is at the forefront of contemporary research activities in nuclear physics. It was discovered that the nucleon is a composite object built up of three valence quarks with bare masses of about  $2-6 \text{ MeV}/c^2$ . These masses are believed to be generated by a Higgs field in the electroweak sector of the Standard Model of Elementary Particles. How then does the nucleon mass around  $940 \text{ MeV}/c^2$  arise? Furthermore, no individual quarks have been observed thus far, they are always confined in hadrons, either in forms of baryons or mesons. Quark confinement and mass generation are intimately connected with the phase structure of the strongly interacting matter. The masses of hadrons are closely related to the vacuum structure of Quantum Chromodynamics (QCD), which is the quantum theory of strong interactions with the basic degrees of freedom being quarks and gluons. Similar to the Higgs mechanism, the mass generation of hadrons happens through spontaneous breaking of the chiral symmetry of QCD caused by the non-vanishing vacuum expectation value of the antiquark-quark condensate. Indeed, the observed mass differences in vacuum for chiral multiplets encode further evidence for the spontaneous breaking of chiral symmetry. The phase structure of strongly interacting matter can be studied by examining the evolution of the condensate in collisions of nuclei at different energies. However, the condensate cannot be directly observed. Nevertheless, since hadrons are excitations of the QCD vacuum, any changes in the structure of the vacuum (like vanishing of the condensate) will ultimately be reflected in the measured low mass hadron spectrum. Therefore, measurements of low-mass vector mesons via their dilepton decay channels are important. Interestingly, the restoration of chiral symmetry, which is expected to happen at high temperatures, is accompanied by the dissolution of hadrons into quarks: the deconfinement transition. The interpretation of nuclear data requires firm knowledge of the corresponding data from proton-proton ( $p+p$ ) collisions. These investigations are also important for transport model calculations, which require the dilepton spectra from elementary interactions as input. The phase structure of strongly interacting matter can be explored by look-

ing at singularities in the excitation functions of several physical quantities such as thermodynamic response functions encoded in the thermodynamic susceptibilities. In the thermal system susceptibilities are directly connected to the experimentally measurable cumulants of net-particle distributions, provided that the experimental measurements are corrected for the unavoidable contributions from non-dynamical fluctuations. In addition to the critical point, such singularities in the susceptibilities are also predicted for the crossover phase transition at vanishing net-baryon density.

Given these motivations, two different topics are addressed in the thesis; (i) production of hadrons in  $3.5 \text{ GeV } p+p$  collisions measured by the *HADES* experiment at the *GSI SIS*, and (ii) event-by-event chemical fluctuations of different hadron species in  $Pb+Pb$  collisions at  $20A, 30A, 40A, 80A$  and  $158A \text{ GeV}/c$ , measured by the *NA49* experiment at the *CERN SPS*.

The inclusive invariant mass, transverse momentum and rapidity distributions of electron-positron pairs are measured in  $p+p$  interactions at  $3.5 \text{ GeV}$  beam kinetic energy. In the vector-meson mass region, a distinct peak corresponding to direct  $\omega$  decays is reconstructed with 2% mass resolution. For the first time the inclusive production cross sections for neutral pions and  $\eta$ ,  $\omega$  and  $\rho$  mesons are determined from measured experimental data. The experimental results are compared to the corresponding distributions from the *PYTHIA* and *UrQMD* event generators. Moreover, the upper bound on the direct  $\eta \rightarrow e^+e^-$  decay rate is improved by a factor of about 6 compared to the previous measurement. These results will serve as an important reference for the study of vector meson production in proton-nucleus and heavy-ion collisions.

A novel approach, the Identity method, is used for particle identification in order to study fluctuations of particle yield ratios in  $Pb+Pb$  collisions at the *CERN SPS*. This procedure makes it possible to unfold the moments of the unknown multiplicity distributions of protons, kaons, pions and electrons. Using these moments the excitation function of the fluctuation measure  $v_{dyn}[A, B]$  was measured, with  $A$  and  $B$  denoting different particle types ( $p, \pi, K, e$ ). The fluctuation signal  $v_{dyn}[A, B]$  was found to depend on the phase space coverage. This feature explains the reported differences between measurements in *NA49* and those from the *STAR* experiment in central  $Au+Au$  collisions. Moreover, the Identity method has been further developed to calculate arbitrarily higher moments of multiplicity distributions. For the first time  $\Phi[K, \pi]$  was investigated for separate charges, which indicated non-monotonic energy dependence for the positively-charged combinations.

Kağız formatı 60 × 84 1/16. Tiraj 100  
AMEA-nın mətbəəsində çap olunub

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ  
АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ РЕСПУБЛИКИ**

**БАКИНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

---

*На правах рукописи*

**АНАР ДЖАНМАММЕД оглы РУСТАМОВ**

**СПЕКТРЫ И ХИМИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ АДРОНОВ  
РОЖДЕННЫХ В ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ  
ПРИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ПУЧКА  
ОТ 1 ДО 157 ГэВ НА НУКЛОН**

**2207.01 – Атомная и ядерная физика**

**А В Т О Р Е Ф Е Р А Т**

диссертации на соискание ученой  
степени доктора наук по физике

**БАКУ – 2017**