

# AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI

*Əlyazması hüququnda*

## **SONLU TEMPERATURDA ADRON QARŞILIQLI TƏSİRLƏRİNİN HOLOQRAFİK KVANT XROMODİNAMİKASINDA TƏDQIQI**

İxtisas: 2212.01-Nəzəri fizika

Elm sahəsi: Fizika

İddiaçı: **Nərmin Əliməmməd qızı Nəsibova**

Fəlsəfə doktoru elmi dərəcəsi almaq üçün təqdim edilmiş  
dissertasiyanın

### **AVTOREFERATI**

**Bakı – 2024**

Dissertasiya işi Elm və Təhsil Nazirliyinin Fizika İnstitutunun "Nüvə və Yüksək enerjilər fizikası" laboratoriyasında yerinə yetirilmişdir.

Elmi rəhbər:

fizika-riyaziyyat elmləri namizədi, dosent  
**Şahin Əlisəttar oğlu Məmmədov**

Rəsmi opponentlər:

fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor  
**Təhmasib Məmməd oğlu Əliyev**



AMEA-nın müxbir üzvü, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor  
**Səlimə İbrahim qızı Mehdiyeva**

fizika-riyaziyyat elmləri namizədi, dosent  
**Məmməd Rəcəb oğlu Rəcəbov**

Azərbaycan Respublikasının Prezidenti yanında Ali Attestasiya Komissiyasının Bakı Dövlət Universitetinin nəzdində fəaliyyət göstərən ED 2.19 Dissertasiya şurası.

Dissertasiya

şurasının sədri:

fizika elmləri doktoru, dosent  
**Hüseyin Mikayıl oğlu Məmmədov**

Dissertasiya şurasının

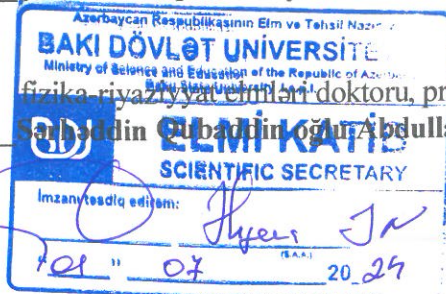
elmi katibi:

fizika üzrə fəlsəfə doktoru  
**Səhla Nəbi qızı Hacıyeva**

Elmi seminarın

sədri:

fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor  
**Səhla Nəbi qızı Hacıyeva**



## İŞİN ÜMUMİ XARAKTERİSTİKASI

**Mövzunun aktuallığı və işlənmə dərəcəsi.** Ağır ionların toqquşması nəticəsində yaranan yüksək sıxlıqlı nüvə mühiti ilə bağlı aparılan elmi-tədqiqat işləri yüksək enerjilər fizikasının aktual tədqiqat sahələrindən biridir. Ağır ionların toqquşması müxtəlif adronların yaranmasına səbəb olur. Bu yaranmış adronlar bir – biri ilə və mühiti təşkil edən nuklonlarla qarşılıqlı təsirdə olur. Elektromaqnit qarşılıqlı təsirdən fərqli olaraq adronların güclü qarşılıqlı təsir prosesləri heç də istənilən enerji oblastında həyəcanlanma nəzəriyyəsi ilə təsvir edilə bilmir. Buna səbəb güclü qarşılıqlı təsir sabitinin kiçik enerji oblastında kifayət qədər böyük olmasıdır. Ona görə də, belə məsələlərin öyrənilməsində qeyri-həyəcanlanma metodlarından istifadə etmək lazımdır. Belə metodlardan biri holoqrafik kvant nəzəriyyəsidir. Holoqrafik nəzəriyyələr holoqrafik uyğunluq prinsipi əsasında qurulur. Holoqrafik uyğunluq prinsipinə əsasən 5-ölçülü Anti-de-Sitter (AdS) fəzasındakı qravitasiya nəzəriyyəsi ilə bu fəzanın 4-ölçülü sərhəddindəki kalibrəmə sahə nəzəriyyəsi (KSN) arasında uyğunluq var. Holoqrafik uyğun model və nəzəriyyələr təkə elementar zərrəciklər fizikasında deyil, nəzəri fizikanın bir çox sahələrində, o cümlədən kondensə olunmuş hallar nəzəriyyəsində tətbiq olunur. Eyni zamanda holoqrafik kvant xromodinamikası (KXD) vasitəsilə adron mühitinin temperaturunu nəzərə almaqla, adronların güclü qarşılıqlı təsir proseslərini öyrənmək mümkündür. Bu proseslərin temperatur asılılıqlarını öyrənmək dissertasiya işi çərçivəsində qarşıya məqsəd kimi qoyulur. Dissertasiya işində holoqrafik uyğunluq prinsipinə əsaslanan nəzəriyyə əsasında qurulmuş modellərin tətbiqi ilə bəzi güclü qarşılıqlı təsir məsələləri nəzəri analiz edilir. Bundan əlavə adron mühitinin özünün xassələrinin tədqiqi də holoqrafik nəzəriyyə daxilində mümkündür. Bu nəzəriyyənin əsasında qurulan modellər 4-ölçülü fəzada mövcud olan kiral simmetriyanın pozulması və konfaynment kimi xassələri özündə saxlamaqla, 5-ölçülü AdS fəzasında güclü qarşılıqlı təsir məsələlərini hesablamağa imkan yaradır. Holoqrafik nəzəriyyəyə əsaslanan AdS/KXD-nin sərt-divar və yumşaq-divar modelləri güclü

qarşılıqlı təsirdə olan kvark-qlüon plazmasının öyrənilməsi, o cümlədən adronların güclü qarşılıqlı təsir sabitlərinin, formfaktorlarının hesablanması və temperatur asılılığının öyrənilməsi kimi məsələlərin həlli üçün effektivdir. Adronların qarşılıqlı təsir sabitləri və formfaktorları KXD cəm qaydası əsasında və başqa modellərdə nəzəri olaraq hesablanmış, həmçinin temperatur asılılıqları öyrənilmişdir. Müxtəlif adronların qarşılıqlı təsirlərinin temperatur asılılıqlarının öyrənilməsi erkən Kainatın təkamülü və kvark-qlüon plazmasında baş verən faza keçidləri haqqında daha aydın təsəvvürlərin yaranmasına imkan verir. Həmçinin, bu kəmiyyətlərin temperatur asılılığının holoqrafik modellər çərçivəsində alınan qiymətlərinin başqa modellərdə onlar üçün alınan nəzəri və təcrübi qiymətlər ilə müqayisə etmək bu məsələlərə olan marağı daha da artırır.

**Tədqiqatın obyektı və predmeti.** Tədqiqat işinin obyektı sonlu temperaturalarda barionların mezonlarla qarşılıqlı təsirinin temperatur asılılığıdır. Tədqiqatın predmeti isə nuklon və  $\Delta$ -barionların  $\rho$ -mezon,  $\omega$ -mezon,  $\mathbf{a}_1$ -mezonla qarşılıqlı təsir təpələrinə uyğun sabit və formfaktorlardır.

**Tədqiqatın məqsəd və vəzifələri.** Holoqrafik KXD-nin yumşaq-divar modeli çərçivəsində sonlu temperaturalarda sıx nuklon mühitində nuklonların vektor mezonla qarşılıqlı təsirinin mühitin temperaturundan asılılığını, bundan əlavə spini  $3/2$  olan barionun vektor və aksial vektor mezonla qarşılıqlı təsirinin mühitin temperaturundan asılılığını aşkar etməkdir. İşdə həmçinin nuklonun aksial vektor formfaktorunun və aksial radiusunun temperatur asılığını analiz etmək və mühitin temperaturunun adronların biri-biri ilə qarşılıqlı təsirinə necə təsir etdiyini aşkar etməkdir. Qarşıya qoyulmuş bu məqsədləri həyata keçirmək üçün aşağıda göstərilən məsələlər tədqiq edilmişdir:

1. AdS/KXD-nin yumşaq-divar modeli çərçivəsində, sonlu temperaturda mezon və barionlar üçün alınmış ifadələrə uyğun olaraq, vektor mezon və nuklon sahələri üçün profil funksiyalarının aşkar ifadələrini əldə etmək;

2. Sonlu temperaturda holoqrafik KXD-nin yumşaq-divar modeli çərçivəsində  $\rho$ -mezon-nuklon və  $\omega$ -mezon-nuklon qarşılıqlı

təsirini xarakterizə edən laqranjiani müəyyən etmək və  $\rho$ -mezon-nuklon və  $\omega$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabitlərinin temperaturdan asılılığını tədqiq etmək. Sonlu temperaturda yumşaq-divar modelində əldə edilən nəticələri digər nəzəri modellərdən və təcrübədən alınan qiymətlərlə müqayisə etmək;

3. Holoqrafik KXD-nin yumşaq-divar modeli çərçivəsində  $\Delta$ -barionlar üçün Rarita-Şvinger tənliyini sonlu temperaturda həll etmək.  $\rho$ -mezon- $\Delta$ -barion  $\omega$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $a_1$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $\rho$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion  $\omega$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion,  $a_1$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion keçid qarşılıqlı təsirini təsvir edən laqranjianın ifadəsini sonlu temperaturlu hal üçün müəyyən etmək. Uyğun laqranjian əsasında qarşılıqlı təsir sabitlərinin ifadələrini almaq, qarşılıqlı təsir sabitlərinin temperatur asılılıqlarını analiz etmək. Alınmış nəticələri digər nəzəri modellərdən və təcrübədən alınan qiymətlərlə müqayisə etmək;

4. Sonlu temperaturda holoqrafik KXD-nin yumşaq-divar modeli çərçivəsində nuklonların aksial vektor formfaktorunu, aksial vektor keçid formfaktorunu və bu formfaktorlara uyğun radiusların temperatur asılılığını tədqiq etmək. Bu məqsədlə aksial vektor mezonun propaqatorunun ifadəsini hesablamaq və nuklonların aksial vektor formfaktorunun, aksial vektor keçid formfaktorunun və onlara uyğun radiusların temperaturdan asılılığını tədqiq etmək.

**Tədqiqat metodları.** İşdə diferensial tənliklər üsulundan, hesablama nəzəriyyəsinin metodlarından, müasir proqramlaşdırma və hesablama texnologiyalarından, təbiiqi proqramlardan istifadə edilmişdir.

### **Müdafiəyə çıxarılan əsas elmi müddəalar:**

1. Holoqrafik KXD-nin termal dilatonlu yumşaq-divar modelində öyrənilmiş  $\rho$ -mezon-nuklon,  $\omega$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabitlərinin ədədi qiyməti  $N_f$  kvark rayihə sayından və  $F$  pion parçalanma sabitindən çox zəif asılıdır.

2.  $\rho$ -mezon-nuklon,  $\omega$ -mezon-nuklon,  $\rho$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $\omega$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $a_1$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $\rho$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion,  $\omega$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion keçid qarşılıqlı təsir sabitlərinin, nuklonların aksial vektor formfaktorunun, aksial vektor keçid formfaktorunun, aksial vektor radiusunun və aksial vektor keçid

radiusunun ədədi qiyməti temperaturun artması ilə kəskin azalaraq konfaynment-dekonfaynment faza keçid temperaturu ətrafında sıfıra bərabər olur.

4. Sonlu temperaturda holoqrafik KXD-nin yumşaq-divar modelində tədqiq edilmiş aksial vektor formfaktorun ötürülən impulsun kvadratından ( $Q^2$ ) asılılığı, eyni adlı nəzəriyyənin sərt-divar modelindən və təcrübədən alınan nəticələrə yaxındır.

4.  $\beta$  çevrilmə prosesində nuklon mühitinin temperaturunun artması ilə çevrilmə prosesinin ehtimalı azalır.

5. Holoqrafik KXD-nin yumşaq-divar modelində nuklonların aksial-vektor radiusu üçün tapılan qiymət təcrübədən və digər nəzəri modellərdən tapılan qiymətə yaxındır.

### **Tədqiqatın elmi yeniliyi.**

1. Dissertasiya işində ilk dəfə olaraq, AdS/KXD-nin yumşaq-divar modeli əsasında  $\rho$ -mezon-nuklon,  $\omega$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabitləri üçün temperaturdan asılı ifadələr alınmış və bu sabitlərin temperaturdan asılılıqları öyrənilmişdir. Temperaturun artması ilə qarşılıqlı təsir sabitlərinin qiyməti azalaraq, konfaynment-dekonfaynment faza keçid temperaturu yaxınlığında sıfıra bərabər olduğu müəyyən edilmişdir.

2.  $\rho$ -mezon-nuklon,  $\omega$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabitlərinin müqayisəsi əsasında bu adronların izospin simmetriyasının sonlu temperaturda pozulmadığı aşkar edilmişdir.

3.  $\rho$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $\omega$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $a_1$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $\rho$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion,  $\omega$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion keçid qarşılıqlı təsir sabitlərinin temperaturdan asılılığı əsas və həyəcanlanmış hal üçün temperatur daxil edilmiş yumşaq-divar modeli çərçivəsində nəzəri olaraq ilk dəfə öyrənilmişdir. Baş kvant ədədinin qiyməti artdıqca bu sabitlərin qiymətlərinin azaldığı və konfaynment-dekonfaynment faza keçid temperaturu yaxınlığında sıfıra bərabər olduğu müəyyən olunmuşdur.

4. Holoqrafik uyğun nəzəriyyənin yumşaq-divar modeli çərçivəsində sonlu temperaturda aksial vektor sahəsi üçün daxildən-sərhəddə propaqatorunun ifadəsi alınmışdır. Qara dəlik daxil edilmiş AdS fəzası daxilində aksial vektor və fermion sahələri arasında qarşılıqlı təsiri xarakterizə edən laqranjianın ifadəsindən istifadə

edilərək, nuklonların aksial vektor formfaktorunun ötürülən impulsun kvadratından və temperaturdan, eləcə də nuklonların aksial vektor radiusunun və aksial vektor keçid radiusunun temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. Nuklonların aksial vektor formfaktorunun və radiusunun temperaturun artması ilə azalaraq, konfaynment-dekonfaynment faza keçid temperaturu ətrafında sıfıra bərabər olduğu aşkar edilmişdir.

5. Temperaturun artması ilə beta parçalanmanın baş vermə ehtimalının azaldığı müəyyən olunmuşdur.

**Tədqiqatın nəzəri və praktiki əhəmiyyəti.** Temperatur daxil edilmiş yumşaq-divar modelində  $\rho$ -mezon-nuklon,  $\omega$ -mezon-nuklon,  $\rho$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $\omega$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $a_1$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $\rho$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion,  $\omega$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion keçid qarşılıqlı təsir sabitlərinin və nuklonların aksial vektor və aksial vektor keçid formfaktorları üçün aldığımız nəticələr qarşılıqlı təsir proseslərinin effektiv kəsiklərinin hesablanmasında istifadə oluna bilər. Həmçinin aksial vektor formfaktor üçün sonlu temperaturda alınan nəticələr neytrinonun iştirakı ilə baş verən proseslərə temperaturun təsirinin nəticəsi haqqında məlumat verə bilər. Bu məsələlərin tədqiqi CERN və bir çox beynəlxalq sürətləndirici mərkəzlərdə aparılan təcrübələrin nəticələrini izah etmək üçün də əhəmiyyətlidir.

**Aprobasiyası və tətbiqi.** Dissertasiya işinin əsas nəticələri:

-Nəzəri fizika üzrə yay məktəbi və Beynəlxalq Konfransı (ODTÜ, Türkiyə, Ankara 2020);

- 7<sup>th</sup> International Conference MTP-2021: Modern Trends In Physics (Azerbaijan, Baku, Baku State University, 15-17 December, 2021);

- Doktorant və Gənc tədqiqatçıların Respublika Elmi Konfransı (SDU, Sumqayıt, 2021);

-World Congress on Quantum Physics Conference (Amsterdam, May 23-24, 2022);

-1 st International Conference of Holography and its Applications (Research and Technology of Damghan Universty, Iran on March, 9th -10t, 2022);

- В стажировку молодых ученых и специалистов стран

СНГ (Дубна, Россия, 2022);

-Phd School of the Regional doctoral program in Theoretical and Experimental particle Physics “Recent advances in Fundamental physics” Tbilisi, Georgia, 24-26 September 2022);

- 2<sup>st</sup> International Conference of Holography and its Applications (Research and Technology of Damghan Universty, Iran on January, 25- 26<sup>th</sup>, 2023);

- “Frontiers in Nuclear and Hadronic Physics” School at the Galileo Galilei Institute for Theoretical Physics, Florence, Italy, February 27 - March 10, 2023);

- Azərbaycan Xalqının Ümummilli Lideri Heydər Əliyevin anadan olmasının 100-cü il dönümünə həsr olunmuş «Müasir təbiət və iqtisad elmlərinin problemləri» mövzusunda Beynəlxalq elmi konfransda (Gəncə Dövlət Universiteti, Gəncə, 2023);

– 8 th International Conference MTP-2021: Modern Trends In Physics (Azerbaijan, Baku, Baku State University, 2023);

- Bakı Dövlət Universitetinin və Fizika fakültəsinin elmi seminarlarında (Bakı, 2019-2024) məruzə edilmişdir.

### **Dissertasiya işinin yerinə yetirildiyi təşkilatın adı.**

Dissertasiya işi Elm və Təhsil Nazirliyi Fizika İnstitutunun “Nüvə və Yüksək enerjilər fizikası” laboratoriyasında yerinə yetirilmişdir.

**Dissertasiyanın struktur bölmələrinin ayrılıqda həcmi qeyd olunmaqla dissertasiyanın ümumi həcmi.** Dissertasiya işi giriş, 4 (dörd) fəsil, nəticələr, işdə istinad olunmuş 110 adda mənbənin ədəbiyyat siyahısından ibarət olub, 46 şəkil daxil olmaqla ümumilikdə 151 səhifəni əhtə edir. Dissertasiyanın həcmi (məntdəki boşluqlar və şəkillər, cədvəllər, qrafiklər, əlavələr və ədəbiyyat siyahısı istisna edilməklə) – 204000 (o cümlədən, Giriş – 14000, I fəsil – 62000, II fəsil – 64000, III fəsil – 34000, IV fəsil – 28000, nəticə – 2000) işarədir.

**Dissertasiyanın əsas məzmunu.** Girişdə dissertasiya işinin mövzusunun aktuallığı, əsas məqsədi, elmi yenilikləri, elmi və praktik əhəmiyyəti, müdafiəyə çıxarılan müddəalar, işin aprobeiasiyası, tədqiqat metodları haqqında məlumat verilmişdir.

**I fəsil** icmal xarakterli olmaqla, temperatur nəzərə alınmayan halda AdS/KSN uyğunluğu prinsipinin geniş şərhə verilmişdir.

Burada AdS/KSN uyğunluğunun birinci tərəfi olan 5-ölçülü Anti-de-Sitter fəzası, bu fəzanın metrikası, koordinatları, əyrilik radiusu və bu prinsipin ikinci tərəfində dayanan 4-ölçülü konform sahə nəzəriyyəsi, bu nəzəriyyənin ödənildiyi konform qrup haqqında informasiya öz əksini tapmışdır. Fəslin sonunda bu iki müxtəlif ölçülü nəzəriyyəni bir-biri ilə əlaqələndirən korrelyasiya funksiyaları haqqında məlumat verilmişdir. Holoqrafik *KXD*-nin yumşaq-divar modelinin yaranması məsələsinə aydınlıq gətirilmiş,  $T \rightarrow 0$  halında yumşaq-divar modeli geniş şəkildə şərh edilmiş, həmin modeldə vektor və fermion sahələri üçün hərəkət tənliyinin alınması və həlli göstərilmişdir.

**II fəslin** ilk iki paragrafı temperatur nəzərə alınan hal üçün AdS/KSN uyğunluq prinsipi haqqında məlumat verilməklə icmal xarakterlidir. Burada, qara dəlik daxil edilmiş AdS fəzası haqqında məlumat verilmiş, temperaturdan asılı dilaton sahəsi daxil edilmiş yumşaq-divar modeli və bu modeldə mezon və barionlar üçün hərəkət tənlikləri və onların həlli göstərilmişdir. Sonlu temperaturda alınmış bu tənliklərdən xüsusi hal kimi nuklon və vektor mezon üçün hərəkət tənliyinin ifadəsi alınmış, həll edilərək mezon və nuklonlar üçün profil funksiyalarının ifadələri əsas və həyəcənlanmış hal üçün əldə edilmişdir. Növbəti paragraflarda, holoqrafik *KXD*-nin temperatur daxil edilmiş yumşaq divar modelində *AdS* fəzasının sərhəddindəki nəzəriyyədə  $\rho$ -mezon-nuklon və  $\omega$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsirini təsvir edən laqranjian hədlərinin ifadələri temperaturdan asılı olaraq yazılmışdır. Laqranjian hədləri təsirin ifadəsində nəzərə alınaraq, 5-ci ölçü üzrə integral ifadə hesablanmışdır. Holoqrafik uyğunluq prinsipi tətbiq edilməklə uyğun təsir hədlərindən  $\rho$ -mezon-nuklon və  $\omega$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabitinin əlavələri üçün temperaturdan asılı ifadələr alınmışdır. Modelin parametrlərinin müxtəlif qiymətlərində əsas və həyəcənlanmış halda bu sabitin ayrı-ayrı hədlərinin ədədi qiymətinin temperatur asılılığı öyrənilmişdir.

Modelə temperatur *AdS*-Şvarşild metrikası vasitəsilə daxil edilir. Temperaturun modelə daxil edilməsinin digər yolu dilaton sahəsi vasitəsilədir. *AdS*-Şvarşild metrikası aşağıdakı şəkildədir:

$$ds^2 = e^{2A(z)} \left[ f_T(z) dt^2 - (d\vec{x})^2 - \frac{dz^2}{f_T(z)} \right]. \quad (1)$$

Aşağı temperaturlarda *AdS*-Şvarşild metriyası, temperaturdan asılı dilaton sahəsi ilə Puankare metriyasına ekvivalent olur. Əlverişlilik üçün sonlu temperaturda yumşaq-divar modelində  $z$  holoqrafik koordinatından  $r$  koordinatına keçilir<sup>1</sup>.  $r$  koordinatı ilə ifadə olunan dilaton sahəsi

$$\varphi(r, T) = K_T^2 r^2 = (1 + \rho_T) k^2 r^2 \quad (2)$$

şəklində ifadə olunur.  $\rho_T$  -nin ifadəsi aşağıdakı şəkildə təyin olunur<sup>1</sup>:

$$\rho_T = \left[ 1 - \left( \frac{\partial \alpha \pi^2}{16} + \frac{N_f^2 - 1}{N_f} \right) \frac{T^2}{12F^2} - \frac{N_f^2 - 1}{2N_f^2} \left( \frac{T^2}{12F^2} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Kiral simmetriyanın bərpasına qravitasiyanın əlavəsi kimi çıxış edən  $\alpha$  parametri  $T^2$  ilə mütənasibdir və onun əlavəsi (3) düsturundan görüldüyü kimi temperaturun qiymətini artırır.  $\alpha$  -nın daha kiçik qiymətində Şvarşild metriyası Puankare metriyasının üzərinə düşür. Aşağı temperaturlarda yumşaq-divar modelində bu parametrin  $\alpha = 0.1, 0.2, 0.3$ . qiymətlər aldığı nəzərə alınır.

Sonlu temperaturda vektor mezon profil funksiyası aşağıdakı ifadəyə malikdir<sup>1</sup>:

$$M_0(r, T) = \sqrt{2} K_T^2 r^{3/2} e^{-\varphi(r, T)/2}. \quad (4)$$

Sonlu temperaturda nuklon profil funksiyası aşağıdakı şəkildədir<sup>2</sup>:

---

<sup>1</sup> Gutsche T. Mesons in a soft-wall AdS-Schwarzschild approach at low temperature / T. Gutsche, V. E. Lyubovitskij, I. Schmidt [et al.] // Physical Review D, - College Park: - 2019. - 99, - p. 054030.

<sup>2</sup> Gutsche T. Baryons in a soft-wall AdS-Schwarzschild approach at low temperature / T. Gutsche, V. E. Lyubovitskij, I. Schmidt [et al.] // Physical Review D, - College Park: - 2019. - 99, - p. 114023.

$$F_{nJ}^{L,R}(r, T) = \sqrt{2}K_T^{m_{L,R}+1} r^{m_{L,R}+\frac{1}{2}} e^{\frac{-\varphi(r,T)}{2}} L_n^{m_{L,R}}(K_T^2 r^2). \quad (5)$$

$\rho$ -mezonla nuklonların qarşılıqlı təsir sabitinin temperaturdan asılılığını tədqiq etmək üçün laqranjian  $AdS/KXD$  modelinin kalibrlemə invariantlığı əsasında qurulur.  $AdS$  fəzasına analogi olaraq qara dəlik daxil edilmiş  $AdS$  fəzasının daxilində olan vektor, skalyar və spinor sahələrin bir-birilə qarşılıqlı təsir laqranjianını  $r$ -tısbağa koordinatları və  $T$ -temperaturu ilə ayrı-ayrı hədlərin cəmi şəkilində aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\mathcal{L}_{q.t}(x, r, T) = \mathcal{L}_{\rho NN}^{(0)}(x, r, T) + \mathcal{L}_{\rho NN}^{(1)}(x, r, T) + \mathcal{L}_{\rho NN}^{(2)}(x, r, T). \quad (6)$$

Sonlu temperaturda vektor sahə ilə spinor sahənin minimal qarşılıqlı təsir laqranjianına daxil olan sahələr temperaturdan asılı seçilir. Nəticədə, laqranjian aşağıdakı formaya düşür:

$$\mathcal{L}_{\rho NN}^{(0)}(x, r, T) = \bar{N}_1(x, r, T) e_A^M \Gamma^A M_M(x, r, T) N_1(x, r, T) + \bar{N}_2(x, r, T) e_A^M \Gamma^A M_M(x, r, T) N_2(x, r, T). \quad (7)$$

Temperaturdan asılı 5-ölçülü  $N_1(x, r, T)$  və  $N_2(x, r, T)$  spinorları Furye çevirməsi vasitəsilə impuls fəzasında temperaturun təsirinin nəzərə alınmadığı hala uyğun olaraq aşağıdakı formada yazılır:

$$\begin{aligned} N_1(x, r, T) &= N_{1L}(x, r, T) + N_{1R}(x, r, T) = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4 p' e^{-ipx} [F_{1L}(r, T) u_L(p) + F_{1R}(r, T) u_R(p)], \\ N_2(x, r, T) &= N_{2L}(x, r, T) + N_{2R}(x, r, T) = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4 p' e^{-ipx} [F_{2L}(r, T) u_L(p) + F_{2R}(r, T) u_R(p)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Eyni qayda ilə  $\bar{N}_1(x, r, T)$  və  $\bar{N}_2(x, r, T)$  spinorlarının ifadələri

$$\bar{N}_1(x, r, T) = \bar{N}_{1L}(x, r, T) + \bar{N}_{1R}(x, r, T) =$$

$$\frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4 p' e^{ip'x} [F_{1L}^*(r, T) \bar{u}_L(p') + F_{1R}^*(r, T) \bar{u}_R(p')],$$

$$\bar{N}_2(x, r, T) = \bar{N}_{2L}(x, r, T) + \bar{N}_{2R}(x, r, T) =$$

$$\frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4 p' e^{ip'x} [F_{2L}^*(r, T) \bar{u}_L(p') + F_{2R}^*(r, T) \bar{u}_R(p')]. \quad (9)$$

şəklində yazılır. Burada,  $F_{1L}(r, T)$  və  $F_{1R}(r, T)$  nuklonlar üçün sonlu temperaturda sol və sağ profil funksiyalardır. (9) çevrilmələri (7) laqranjianının ifadəsində nəzərə alınır. Daha sonra müəyyən hesablamalar aparılır və sonlu temperaturda 5-ölçülü  $S_{\rho NN}^{(0)nm}(T)$  təsirinin ifadəsi üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$S_{\rho NN}^{(0)nm}(T) = \int d^4 p d^4 p' \bar{u} \gamma^\mu u V_\mu(q) \int_0^\infty \frac{dr}{r^4} e^{-\varphi(r, T)} M_0(r, T) =$$

$$= \left( F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{1L}^{(m)}(r, T) + F_{2L}^{(n)*}(r, T) F_{2L}^{(m)}(r, T) \right). \quad (10)$$

(10) təsiri üçün əldə edilmiş ifadəyə həloqrafik uyğunluq prinsipi tətbiq edilir. Həloqrafik uyğunluq prinsipinə görə 5-ölçülü AdS fəzasının sərhəddindəki nəzəriyyənin törədici funksiyası, bu fəzanın daxilindəki nəzəriyyənin törədici funksiyasına bərabərdir. İki nəzəriyyə arasındakı törədici funksiyaların uyğun bərabərliyi temperaturdan asılı olaraq aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$Z_{KXD}(T) = e^{iS_{q,t}(T)} = Z_{AdS}(T). \quad (11)$$

Sonlu temperaturda nuklon cərəyanını tapmaq üçün  $Z_{KXD}(T)$ -dən mezon sahəsinin  $M_\mu^a(q)$  sərhəddəki vakuüm qiymətinə görə aşağıdakı şəkildə variasiya alınır:

$$\langle J_\mu(T) \rangle = -i \frac{\delta Z_{KXD}(T)}{\delta M_\mu^a(q)} \Big|_{M_\mu^a=0}. \quad (12)$$

Burada  $J_\mu$  - sonlu temperaturda 5-ölçülü fəzada mənbəyi  $M_\mu^a$  vektor mezon sahəsi olan nuklonlar üçün vektor cərəyandır və (12) ifadəsindən aşağıdakı şəkildə alınır:

$$J_\mu(p', p, T) = g_{\rho NN}(T) \bar{u}(p') \gamma_\mu u(p). \quad (13)$$

Burada  $p'$  nuklon sahəsinin qarşılıqlı təsirdən əvvəl,  $p$  isə sonraki impulsudur. 4-ölçülü  $q$ ,  $p'$  və  $p$  impulsları arasında  $q = p' - p$  kimi enerji-impuls saxlanma qanunu var.

(13) ifadəsində vektor mezon-nuklon cərəyanından  $g_{\rho NN}^{(y.d)nm}(T)$  qarşılıqlı təsir sabitinin  $g_{\rho NN}^{(0)nm}(r, T)$  əlavəsi

$$g_{\rho NN}^{(0)nm}(T) = \int_0^\infty \frac{dr}{r^4} e^{-\varphi(r, T)} M_0(r, T) \times \\ \times \left( F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{1L}^{(m)}(r, T) + F_{2L}^{(n)*}(r, T) F_{2L}^{(m)}(r, T) \right) \quad (14)$$

tapılır. Burada  $M_0(r, T)$  vektor mezon sahəsinin,  $F_{1L}^{(n)}(r, T)$  və  $F_{1L}^{(m)}(r, T)$  isə nuklonların sonlu temperatur halında profil funksiyalarıdır.  $n, m$  indeksləri isə başlanğıc və son nuklonların həyəcanlanmış halını göstərir.

Nuklonlar maqnit momentinə malik olduğundan, onlar bu moment vasitəsilə də qarşılıqlı təsirdə ola bilərlər. 5-ölçülü nəzəriyyədə belə maqnit tip qarşılıqlı təsir laqranjian hədləri qurulmuş və onun mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabitinə verdiyi əlavə sərt-divar modelində hesablanmışdır. 5-ölçülü fəza daxilindəki fermion sahələrinin də vektor sahə ilə maqnit tip qarşılıqlı təsirdə olduğu nəzərə alınır.  $AdS$  fəzasının daxilindəki nuklonların  $\Gamma^{AB}$  ilə təsvir edilən qarşılıqlı təsiri maqnit momenti ilə bağlı həddir.  $\Gamma^{MN}$  tenzorun dörd ölçülü komponentləri fermionların maqnit momentinə uyğun gəlir. Bu qarşılıqlı təsiri təsvir edən laqranjian həddi Lorens, kalibrəmə və cütlük simmetriyalarına görə invariantdır. 5-ölçülü nəzəriyyədə sonlu temperaturda bu qarşılıqlı təsire uyğun  $\mathcal{L}_{FNN}^{(1)}(x, r, T)$  laqranjianı aşağıdakı şəkildə qurulur:

$$\mathcal{L}_{\rho NN}^{(1)}(x, r, T) = \\ ik_1 e_A^M e_B^N (\bar{N}_1(x, r, T) \Gamma^{AB} (F_L)_{MN} N_1(x, r, T) -$$

$$\bar{N}_2(x, r, T) \Gamma^{AB} (F_R)_{MN} N_2(x, r, T) - h. c. ). \quad (15)$$

Burada  $i$ -kompleks ədəd,  $k_1$ -əmsaldır. (8) və (9) ifadələrini (15) təsirində nəzərə aldıqdan sonra  $S_{\rho NN}^{(1)nm}(T)$  təsiri üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$\begin{aligned} S_{\rho NN}^{(1)nm}(T) = & -2 \int d^4 p d^4 p' \bar{u} \gamma^\mu u V_\mu(q, T) \int_0^\infty \frac{dr}{r^3} e^{-\varphi(r, T)} * \\ & * M'_0(r, T) [k_1 (F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{1L}^{(m)}(r, T) - F_{2L}^{(n)*}(r, T) F_{2L}^{(m)}(r, T)) + \\ & + k_2 v(r, T) (F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{2L}^{(m)}(r, T) + F_{2L}^{(n)*}(r, T) F_{1L}^{(m)}(r, T))]. \quad (16) \end{aligned}$$

(16) ifadəsinə (11) holoqrafik uyğunluq prinsipini tətbiq etdikdən sonra (13) cərəyanındakı  $g_{\rho NN}^{(y.d)nm}(T)$  qarşılıqlı təsir sabitinə  $g_{\rho NN}^{(1)nm}(r, T)$  əlavəsi aşağıdakı integral ifadəni verir:

$$\begin{aligned} g_{\rho NN}^{(1)nm}(T) = & -2 \int_0^\infty \frac{dr}{r^3} e^{-\varphi(r, T)} M'_0(r, T) * \\ & * [k_1 (F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{1L}^{(m)}(r, T) - F_{2L}^{(n)*}(r, T) F_{2L}^{(m)}(r, T)) + \\ & + k_2 v(r, T) (F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{2L}^{(m)}(r, T) + F_{2L}^{(n)*}(r, T) F_{1L}^{(m)}(r, T))]. \quad (17) \end{aligned}$$

Sonlu temperaturda 5-ölçülü  $AdS$  fəzasının daxilindəki fermion və mezon sahələrinin maqnit tip qarşılıqlı təsirindən başqa  $X(r, T)$  skalyar sahəsi ilə də qarşılıqlı təsiri baş verir. Sonlu temperaturda yumşaq-dıvar modelində bu sahənin qarşılıqlı təsirini də nəzərə alan Laqranj funksiyası aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{MNN}^{(2)}(x, r, T) = & \\ & \frac{i}{2} k_2 e_A^M e_B^N (\bar{N}_1(x, r, T) X(r, T) \Gamma^{AB} (F_R)_{MN} N_2(x, r, T) + \\ & + \bar{N}_2(x, r, T) X^+(r, T) \Gamma^{AB} (F_L)_{MN} N_1(x, r, T) - h. c. ). \quad (18) \end{aligned}$$

(18) laqranjianı  $AdS$  fəzasında fermionların maqnit tip və kalibrələmə sahələri, eləcə də  $X(r, T)$  sahəsi ilə qarşılıqlı təsirini ifadə edir. Üç sahənin bir-biri ilə bu cür qarşılıqlı təsiri nəticəsində fermionların kirallığı dəyişir. Sonlu temperaturda ümumi maqnit tip qarşılıqlı təsir həddi birinci və ikinci hədlərin cəminə bərabərdir:

$$\mathcal{L}_{MNN}^{q.t}(x, r, T) = \mathcal{L}_{MNN}^{(1)}(x, r, T) + \mathcal{L}_{MNN}^{(2)}(x, r, T). \quad (19)$$

$\mathcal{L}_{MNN}^{(2)}$  laqranjianını təsir inteqralında nəzərə aldıqda  $S_{\rho NN}^{(2)nm}(T)$  təsiri üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$\begin{aligned} & S_{\rho NN}^{(2)nm}(T) \\ = & 4m_N \int d^4p d^4p' \bar{u} \gamma^\mu u V_\mu(q, T) \int_0^\infty \frac{dr}{r^3} e^{-\varphi(r, T)} M_0(r, T) \\ & [k_1 (F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{1R}^{(m)}(r, T) - F_{2L}^{(n)*}(r, T) F_{2R}^{(m)}(r, T)) + \\ & + k_2 v(r, T) (F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{2R}^{(m)}(r, T) + F_{2L}^{(n)*}(r, T) F_{1R}^{(m)}(r, T))]. \quad (20) \end{aligned}$$

(20) ifadəsinə də holografik uyğunluq prinsipi tətbiq edilir və cərəyan üçün  $J_\mu(p', p, T) = f_\rho^{nm}(T) \bar{u}(p') \gamma_\mu u(p)$  ifadəsi alınır.  $f_\rho^{nm}(T)$  qarşılıqlı təsir sabiti üçün temperaturdan asılı ifadə aşağıdakı şəkildə tapılır:

$$\begin{aligned} f_\rho^{nm}(T) = & 4m_N \int_0^\infty \frac{dr}{r^3} e^{-\varphi(r, T)} M_0(r, T) * \\ & * [k_1 (F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{1R}^{(m)}(r, T) - F_{2L}^{(n)*}(r, T) F_{2R}^{(m)}(r, T)) + \\ & + k_2 v(r, T) (F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{2R}^{(m)}(r, T) + F_{2L}^{(n)*}(r, T) F_{1R}^{(m)}(r, T))]. \quad (21) \end{aligned}$$

Burada  $v(r, T) = \frac{1}{2} M_q ar + \frac{1}{2a} \Sigma(T) r^3$ .  $M_q$ -u və  $d$  kvarkların kütləsi,  $\Sigma(T) = \rho_T$  ( $\rho_T$ -nin təyini (3) ifadəsində göstərilmişdir),  $a = \sqrt{N_c}/2\pi$  ( $N_c = 3$ ) olmaqla normallayıcı parametrdir. Yekun qarşılıqlı təsir həddi  $g_{\rho NN}^{y.d.}(T) = g_{\rho NN}^{(0)nm}(T) + g_{\rho NN}^{(1)nm}(T)$  olmaqla iki

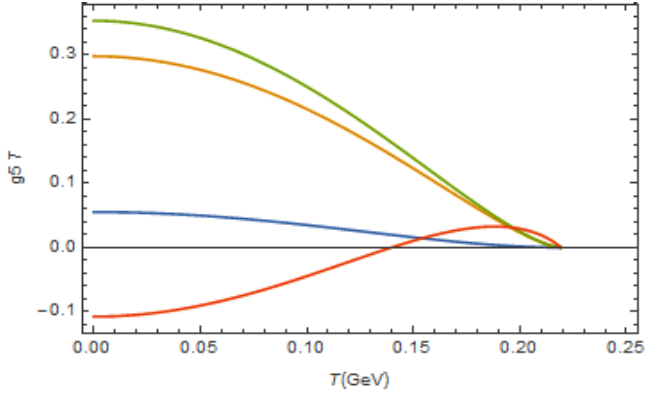
qarşılıqlı təsir əlavəsinin cəminə bərabərdir. Daha sonra  $M_0(r, T)$  mezon,  $F_{L,R}^{(n,m)}(r, T)$  nuklon və  $v(r, T)$  skalyar sahə profil funksiyaları qarşılıqlı təsir sabitlərinin ifadəsində nəzərə alınır və  $r$  tısbağa koordinatına görə ədədi inteqrallama aparılır. İnteqrallamanın nəticəsində qarşılıqlı təsir sabitlərinin əlavələrinin ifadələri yalnız temperaturdan asılı olur. Bu ifadələrin temperatur asılılığını tapmaq üçün “Matematika” proqramı tətbiq edilərək,  $\rho$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabitinin ədədi qiymətinin temperaturdan asılı olaraq necə dəyişdiyini müəyyən edilir.

Sonra isə bu qarşılıqlı təsir sabitlərinin hər biri üçün temperatur asılılığı kvark rayihə sayı  $N_f = 2, N_f = 3, N_f = 4, N_f = 5$  və ona uyğun  $F = 0.87 GeV, F = 0.1 GeV, F = 0.13 GeV, F = 0.14 GeV$  pion parçalanma sabitinin qiymətləri nəzərə alınaraq tədqiq edilmişdir. Bu hesablamaları apararkən sərt-divar modelində  $k=0.383 GeV, k_1 = -0.78, k_2 = 0.5, \Sigma = (0.363)^3 GeV^3$  və  $m_q = 0.000145 GeV$  şəklində fiksə edilmiş qiymətlərdən istifadə edilmişdir. Laqranjyanın müxtəlif hədlərinin qarşılıqlı təsir sabitinə verdiyi əlavələri müəyyən etmək məqsədilə, bu hədlərin temperaturdan asılılığı ayrı-ayrılıqda tədqiq edilmişdir. Qarşılıqlı təsir sabitinin və ona olan əlavələrin temperatur asılılığı kvark rayihə sayının və ona uyğun olaraq pion parçalanma sayının müxtəlif qiymətlərində müqayisəli şəkildə qurulmuşdur<sup>3</sup>.

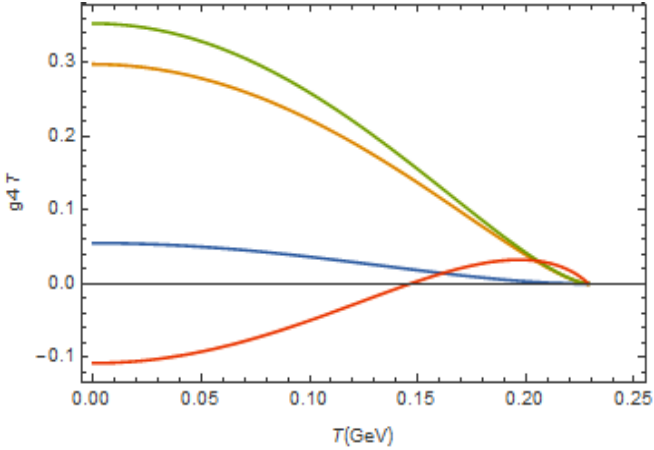
Aşağıdakı şəkillərdə mavi rəngli əyri  $\rho$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabitinin  $g_{\rho NN}^{(0)nm}(T)$ , narıncı rəngli əyri  $g_{\rho NN}^{(1)nm}(T)$ , yaşıl  $g_{\rho NN}^{y.d.}(T)$  və qırmızı  $f_{\rho}^{nm}(T)$  əlavəsinin temperatur asılılığını göstərir.

---

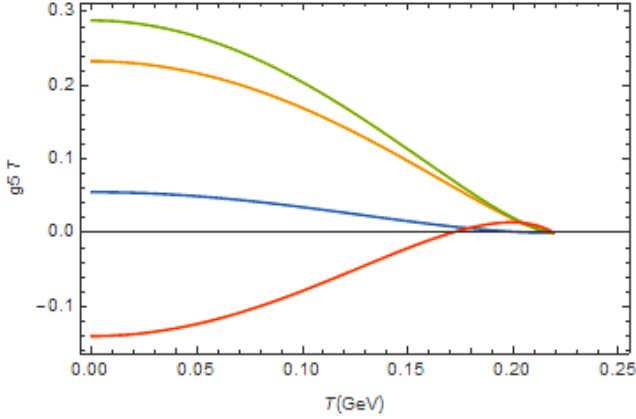
<sup>3</sup> Mamedov, Sh. Temperature dependence of  $\rho$  meson-nucleon coupling constant from the AdS/QCD soft-wall model / Sh. Mamedov, N. Nasibova // Physical Review D, - College Park: - 2021. - 104, - p. 036010.



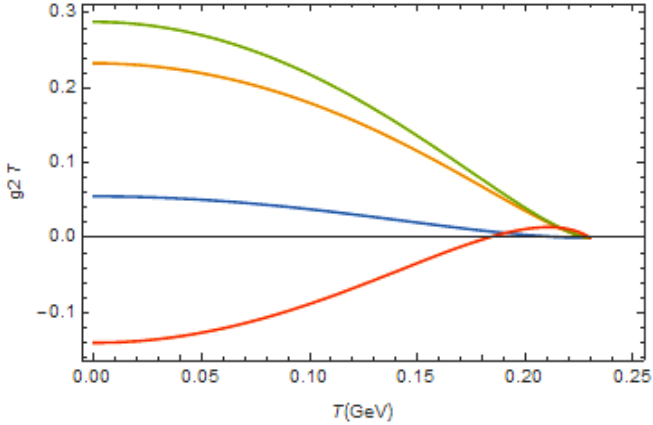
**Şəkil 1.**  $N_f = 2$  qiymətində əsas halda olan nuklonlarla  $\rho$ -mezon  $g_{\rho NN}^{y.d.}(T)$  qarşılıqlı təsir sabitinin əlavələrinin temperatur asılılığı



**Şəkil 2.**  $N_f = 3$ , qiymətində əsas halda olan nuklonlarla  $\rho$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabiti  $g_{\rho NN}^{y.d.}(T)$  əlavələrinin temperatur asılılığı



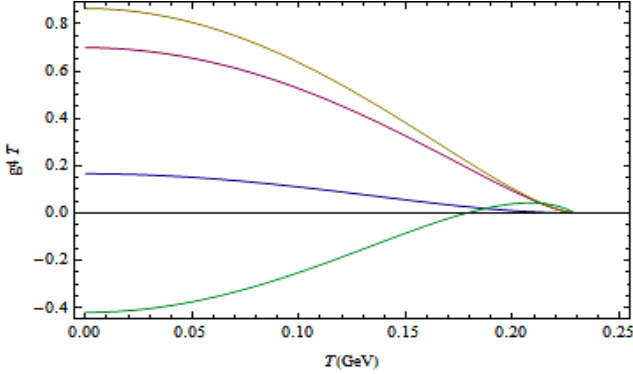
**Şəkil 3.**  $N_f = 2$  qiymətində həyəcanlanmış halda olan nuklonlarla  $\rho$ -mezonun  $g_{\rho NN}^{y.d.}(T)$  qarşılıqlı təsir sabiti əlavələrinin temperatur asılılığı



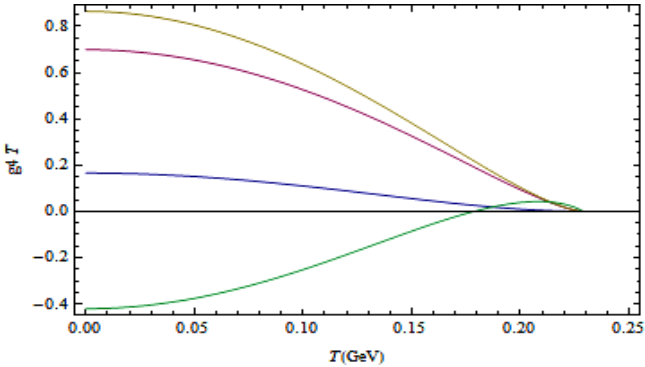
**Şəkil 4.**  $N_f = 3$  qiymətində həyəcanlanmış halda olan nuklonlarla  $\rho$ -mezon  $g_{\rho NN}^{y.d.}(T)$  qarşılıqlı təsir sabiti əlavələrinin temperatur asılılığı

$\omega$ -mezon-nuklon və  $\rho$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabitləri arasında  $N_c g_\rho(T) = g_\omega(T)$  münasibəti ödənilir ( $N_c = 3$  olmaqla kvark rəng ədədidir).

Aşağıdakı şəkillərdə mavi rəngli qrafik  $g_{\omega NN}^{(0)nm}(T)$ , bənövşəyi rəngli əyri  $g_{\omega NN}^{(1)nm}(T)$ , sarı rəngli əyri  $g_{\omega NN}^{y.m.}(T)$ , yaşıl rəngə uyğun gələn əyri isə  $f_{\omega}^{nm}(T)$  qarşılıqlı təsir sabitinin əlavəsinin temperatur asılılığını göstərir.



**Şəkil 5.**  $N_f = 2$  qiymətlərində əsas halda olan nuklonlarla  $\omega$ -mezon-nuklon  $g_{\omega NN}^{y.d.}(T)$  qarşılıqlı təsir sabitinin əlavələrinin temperatur asılılıqları.



**Şəkil 6.**  $N_f = 3$  qiymətində əsas halda olan nuklonlarla  $\omega$ -mezon-nuklon  $g_{\omega NN}^{y.d.}(T)$  qarşılıqlı təsir sabitinin əlavələrinin temperatur asılılığı.

**III fəsilə** sonlu temperaturda yumşaq-divar modelində AdS fəzasının daxilindəki nəzəriyyədə sonlu temperaturlu hal üçün Rarita-Şvinger hərəkət tənliyi yazılmış və həll edilmişdir. Sonlu temperaturda vektor və aksial vektor mezon-barion qarşılıqlı təsirini təsvir edən uyğun laqranjianların ifadəsi yazılmışdır. Bu ifadələr əsasında AdS fəzasındakı sahələr arasında qarşılıqlı təsiri xarakterizə edən təsirin ifadələri alınmışdır. Holoqrafik uyğunluq prinsipi tətbiq edilməklə, holoqrafik *KXD*-nin yumşaq-divar modelində  $\rho$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $\omega$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $a_1$ -mezon- $\Delta$ -barion və  $\rho$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion,  $\omega$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion keçid qarşılıqlı təsir sabitlərinin ifadələri alınmış və temperatur asılılığı araşdırılmışdır. Daha sonra modelə daxil olan parametrlərin müxtəlif qiymətlərində bu adronların minimal qarşılıqlı təsir sabitinin temperaturdan asılılıq qrafikləri çəkilərək, temperaturun qarşılıqlı təsir sabitlərinə təsiri öyrənilmişdir.

*AdS/KSN* uyğunluğuna əsasən, *AdS* fəzasının sərhəddində təyin edilmiş nuklon və  $\Delta$ -barion operatorlarına qarşı qoyulan daxili sahələr bir-birindən fərqlənir. Belə ki,  $1/2$  spinə malik nuklonlara *AdS* fəzası daxilində Dirak sahəsi uyğun gəlidiyi halda spini  $3/2$  olan  $\Delta$ -barion operatorlarına Rarita-Şvinger  $\Psi_M$  sahəsi qarşı qoyulur. Qeyd edək ki, nəzəri fizikada Rarita-Şvinger tənliyi spini  $3/2$  olan fermionların relyativistik sahə tənliyidir. Bu tənlik ilk dəfə 1941-ci ildə Villiam Rarita və Julian Şvinger tərəfindən təqdim edilmişdir və spini  $1/2$  olan fermionların Dirak tənliyinə bənzərdir.

Sonlu temperaturda  $\Delta$ -barion profil funksiyasını holoqrafik *KXD*-nin yumşaq-divar modelində tapmaq üçün 4-ölçülü təsirə uyğun 5-ölçülü temperaturdan asılı təsir aşağıdakı formada yazılır:

$$S(T) = \int d^5x \sqrt{g} e^{-\varphi(r,T)} (i\bar{\Psi}_A \Gamma^{ABC} D_B \Psi_C - m_1 \bar{\Psi}_A \Psi^A - m_2 \bar{\Psi}_A \Gamma^{AB} \Psi_B). \quad (22)$$

Təsirdən variasiya alıb, müəyyən hesablamalar etdikdən sonra aşağıdakı şəkildə hərəkət tənliyi alınır:

$$i\Gamma^A (D_A \Psi_B(x, r, T) - D_B \Psi_A(x, r, T)) - m_- \Psi_B(x, r, T) +$$

$$+ \frac{m_+}{3} \Gamma_B \Gamma^A \Psi_A(x, r, T) = 0. \quad (23)$$

Burada  $m_{\mp} = m_1 \mp m_2$ . Spinorların  $AdS$  fəzasındaki harmonikalari (kütlələri)  $m_1$  və  $m_2$ -nin qiymətinə uyğundur. 4-ölçülü fəzada Rarita-Şvinger sahəsi həm spini  $3/2$  olan, həm də  $1/2$  olan sahələrin hallarını özündə saxlayır. Lakin bizi yalnız spini  $3/2$  olan barionlar maraqlandırdığından, spini  $1/2$  olan halları aradan qaldırmaq lazım gəlir. Bunu etmək üçün 4-ölçülü fəzadakı  $\gamma^\mu \Psi_\mu = 0$  şərtinə uyğun 5-ölçülü fəzada şərt qoyulur. Sonlu temperaturda  $AdS$  fəzasında Rarita-Şvinger sahəsinin üzərinə aşağıdakı şəkildə Lorens şərti qoyulur

$$e_A^M \Gamma^A \Psi_M(x, r, T) = 0. \quad (24)$$

(24) şərti spini  $1/2$  olan komponentlərdən yalnız birini aradan qaldırır. (24) şərtini (23) ifadəsində nəzərə aldıqda, sərbəst zərrəcik üçün  $\partial^M \Psi_M(x, r, T) = 0$  ifadəsi alınır. Spini  $1/2$  olan  $\Psi_r(x, r, T)$  komponenti isə 5-ölçülü fəzadan 4-ölçülü fəzaya keçid zamanı ortaya çıxır. Bu əlavə halı aradan qaldırmaq üçün onu sadəcə olaraq sıfır götürmək olar:

$$\Psi_r(x, r, T) = 0. \quad (25)$$

Çünki bu komponent 4-ölçülü fəzada heç bir fiziki hala uyğun gəlmir.  $\Delta$ -barionlar üçün Dirak matrislərinin, kovariant törəmənin, dilaton sahəsinin, metrikanın ifadələrini (24) Lorens şərtini də (23) təsirinin ifadəsində nəzərə aldıqdan və müəyyən hesablamalar apardıqdan sonra alınan hərəkət tənliyi aşağıdakı formada olur:

$$(ir\Gamma^A \partial_A + 2i\Gamma^5 - m_-)\Psi_\mu = 0. \quad (26)$$

Sonlu temperaturda  $AdS/KXD$ -nin yumşaq-divar modelində spini  $3/2$  olan barionları (rezonanslar) təsvir etmək üçün bir cüt daxili, temperaturdan asılı Rarita-Şvinger tənliyini ödəyən sahələrin

$\psi_i = \frac{1}{2\pi} \int d^4p e^{-ipx} [f_{1L}(p, z)\psi_{1L}(p) + f_{1R}(p, z)\psi_{1R}(p)]$  Furrye çevirmələri (26) tənliyində nəzərə alınır.

Beləliklə, sol və sağ Rarita-Şvinger sahələri və spinorların, Dirak matrislərinin ifadələrini (26) tənliyində nəzərə aldıqdan və müəyyən hesablamalar apardıqdan sonra aşağıdakı formada differensial tənliklər sistemi alınır<sup>4</sup>:

$$\left[ \partial_r^2 - \frac{2(m_- + K^2(T)r^2)}{r} \partial_r + \frac{2(m_- - K^2(T)r^2)}{r^2} + p^2 \right] f_R = 0, \\ \left[ \partial_r^2 - \frac{2(m_+ + K^2(T)r^2)}{r} \partial_r + p^2 \right] f_L = 0. \quad (27)$$

Bu tənliklər cütünü həll etməklə, sonlu temperaturda spini 3/2 olan  $\Delta$ -barionlar üçün aşağıdakı şəkildə sol

$$f_{nJ}^L(r, T) = \sqrt{\frac{2\Gamma(n+1)}{\Gamma(n+3)}} K_T^3 r^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{K_T^2 r^2}{2}} L_n^2(K_T^2 r^2),$$

və sağ

$$f_{nJ}^R(r, T) = \sqrt{\frac{2\Gamma(n+1)}{\Gamma(n+2)}} K_T^2 r^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{K_T^2 r^2}{2}} L_n^1(K_T^2 r^2) \quad (28)$$

profil funksiyaları alınır. Bu həllər normallaşma şərtini ödəyir.

Sonlu temperaturda daxili vektor mezon sahəsinin  $\Delta$ -barion cərəyanı ilə qarşılıqlı təsirini ifadə edən  $\mathcal{L}_{\rho\Delta\Delta}^{(0)}(x, r, T)$  laqranjiani aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\mathcal{L}_{\rho\Delta\Delta}^{(0)}(x, r, T) = \bar{\Psi}_1^\nu(x, r, T) \Gamma^\mu M_\mu(x, r, T) \Psi_{1\nu}(x, r, T) + \\ + \bar{\Psi}_2^\nu(x, r, T) \Gamma^\mu M_\mu(x, r, T) \Psi_{2\nu}(x, r, T). \quad (29)$$

$AdS$  fəzasının daxilindəki  $\Delta$ -barion sahəsinin  $\rho$ -mezon sahəsi ilə, həmçinin  $X(x, r, T)$  skalyar sahəsi ilə qarşılıqlı təsirini ifadə

---

<sup>4</sup> Nasibova, N. Meson-delta and meson-nucleon-delta transition coupling constants in the soft-wall model of holographic QCD at finite temperature / Letters in High Energy Physics, 2022. - 326, - p. 31526.

edən qarşılıqlı təsir laqranjianı sonlu temperaturda aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\rho\Delta\Delta}^{(1)}(x, r, T) = & \\ & ik_3(\bar{\Psi}_1^M \Gamma^{NP}(F_L)_{NP} \Psi_{1M} - \bar{\Psi}_2^M \Gamma^{NP}(F_R)_{NP} \Psi_{2M}) \\ & + \frac{i}{2} k_4(\bar{\Psi}_1^M(x, r, T) X^3(x, r, T) \Gamma^{NP}(F_R)_{NP} \Psi_{2M}(x, r, T) + \\ & \bar{\Psi}_2^M(x, r, T) (X^+)^3(x, r, T) \Gamma^{NP}(F_L)_{NP} \Psi_{2M}(x, r, T)) \end{aligned} \quad (30)$$

$\mathcal{L}_{\rho\Delta\Delta}^{(0)}$  və  $\mathcal{L}_{\rho\Delta\Delta}^{(1)}(x, r, T)$  laqranjianlarından uyğun olaraq  $g_{\rho\Delta\Delta}^{(0)nm}(T)$  üçün

$$\begin{aligned} g_{\rho\Delta\Delta}^{(0)nm}(T) = & \\ & \int_0^\infty \frac{dr}{r^2} e^{-\Phi(r, T)} M_0(r, T) \left( f_{1L}^{(n)*}(r, T) f_{1L}^{(m)}(r, T) + \right. \\ & \left. f_{2L}^{(n)*}(r, T) f_{2L}^{(m)}(r, T) \right), \end{aligned} \quad (31)$$

$g_{\rho\Delta\Delta}^{(1)nm}(r, T)$  qarşılıqlı təsir sabiti üçün

$$\begin{aligned} g_{\rho\Delta\Delta}^{(1)nm}(T) = & \\ & -2 \int_0^\infty \frac{dr}{r} e^{-\Phi(r, T)} M'_0(r, T) [k_3 \left( f_{1L}^{(n)*}(r, T) f_{1L}^{(m)}(r, T) - \right. \\ & \left. - f_{2L}^{(n)*}(r, T) f_{2L}^{(m)}(r, T) \right)] + k_4 [(v(r, T))^3 \left( f_{1L}^{(n)*}(r, T) f_{2L}^{(m)}(r, T) + \right. \\ & \left. f_{2L}^{(n)*}(r, T) f_{1L}^{(m)}(r, T) \right)] \end{aligned} \quad (32)$$

ifadələri alınır.

$\mathcal{L}_{\rho N\Delta}^{(0)}(x, r, T)$  qarşılıqlı təsir laqranjianının aşkar ifadəsi aşağıdakı şəkildədir:

$$\mathcal{L}_{\rho N\Delta}^{(0)} = \alpha_1 (\bar{\Psi}_1^M \Gamma^N(F_L)_{MN} N_1 - \bar{\Psi}_2^M \Gamma^N(F_R)_{MN} N_2). \quad (33)$$

Eyni qaydada  $g_{\rho N\Delta}^{(0)}(T)$  qarşılıqlı təsir sabiti üçün aşağıdakı şəkildə temperaturdan asılı ifadə tapılır:

$$\begin{aligned}
& g_{\rho N \Delta}^{nm}(T) = \\
& \int_0^\infty dr e^{-\varphi(r,T)} \left[ \frac{1}{r^2} M_0'(r, T) \left( k_1 (F_{1L}^{(n)*}(r, T) f_{1R}^{(m)}(r, T) - \right. \right. \\
& \left. \left. - F_{2L}^{(n)*}(r, T) f_{2R}^{(m)}(r, T) \right) \right]. \quad (34)
\end{aligned}$$

Aksial vektor sahənin  $\Psi_M$  Rarita-Şvinger sahəsi ilə qarşılıqlı təsirinə uyğun  $L^{(0)}(x, z)$  qarşılıqlı təsir laqranjianı əsasında temperaturdan asılı  $L^{(0)}(x, r, T)$  laqranjianı aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{a_1 \Delta \Delta}^{(0)}(x, r, T) = & \frac{1}{2} (\bar{\Psi}_1^M(x, r, T) e_A^M \Gamma^M A_M(r, T) \Psi_{1M}(x, r, T) - \\
& - \bar{\Psi}_2^M(x, r, T) e_A^M \Gamma^M A_M(r, T) \Psi_{2M}(x, r, T)). \quad (35)
\end{aligned}$$

$a_1$ -mezonun  $\Delta$ -barionlarla maqnit tip  $\mathcal{L}_{a_1 \Delta \Delta}^{(1)}(x, r, T)$  qarşılıqlı təsirinə laqranjianı isə

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{a_1 \Delta \Delta}^{(1)}(x, r, T) = & \frac{i}{2} k_1 e_A^M e_B^N (\bar{\Psi}_1^M(x, r, T) \Gamma^{MN} F_{MN} \Psi_{1M}(x, r, T) + \\
& + \bar{\Psi}_2^M(x, r, T) \Gamma^{MN} F_{MN} \Psi_{2M}(x, r, T)) \quad (36)
\end{aligned}$$

şəklində yazılır. Uyğun laqranjianların ifadələrindən  $g_{a_1 \Delta \Delta}^{(0)}(T)$  üçün

$$g_{a_1 \Delta \Delta}^{(0)}(T) = \frac{1}{2} \int_0^\infty e^{-\varphi(r,T)} \frac{dr}{r^2} A_n(r, T) [|f_{1R}(r, T)|^2 - |f_{1L}(r, T)|^2], \quad (37)$$

$g_{a_1 \Delta \Delta}^{(1)}(T)$  qarşılıqlı təsir sabiti üçün

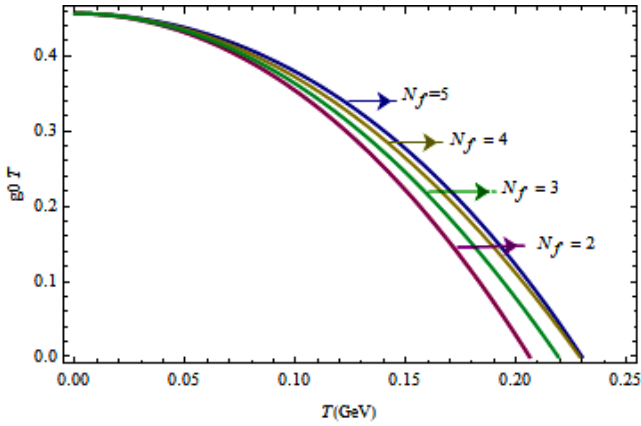
$$\begin{aligned}
g_{a_1 \Delta \Delta}^{(1)}(T) = & \frac{k_1}{2} \int_0^\infty e^{-\varphi(r,T)} \frac{dr}{r^3} (\partial_r A_n(r, T)) [|f_{1R}(r, T)|^2 + \\
& + |f_{1L}(r, T)|^2] \quad (38)
\end{aligned}$$

ifadəsi alınır.

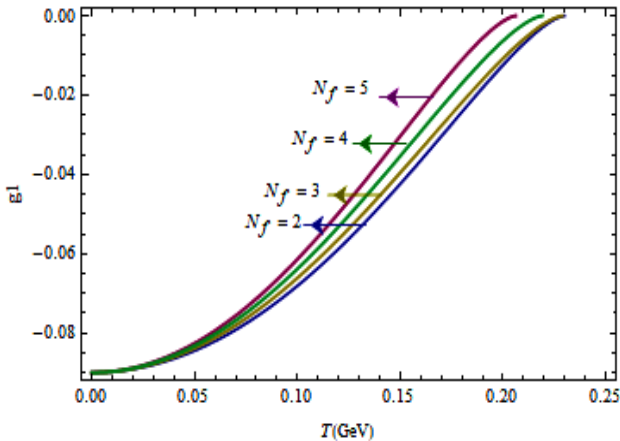
Sonlu temperaturda  $g_{\rho \Delta \Delta}^{(0)nm}(T)$   $\rho$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $g_{\rho N \Delta}^{(0)nm}(T)$   $\rho$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion,  $g_{\omega \Delta \Delta}^{(0)nm}(T)$   $\omega$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $g_{\omega N \Delta}^{(0)nm}(T)$   $\omega$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion,  $g_{\omega \Delta \Delta}^{(0)nm}(T)$   $a_1$ -mezon- $\Delta$ -

barion kalibrəmə qarşılıqlı təsir əlavələrinin integral ifadələri tapıldıqdan sonra uyğun ifadələrdə  $r$  koordinatına görə ədədi inteqrallama aparılmış və qarşılıqlı təsir sabitlərinin temperatur asılılıqları qurulmuşdur.

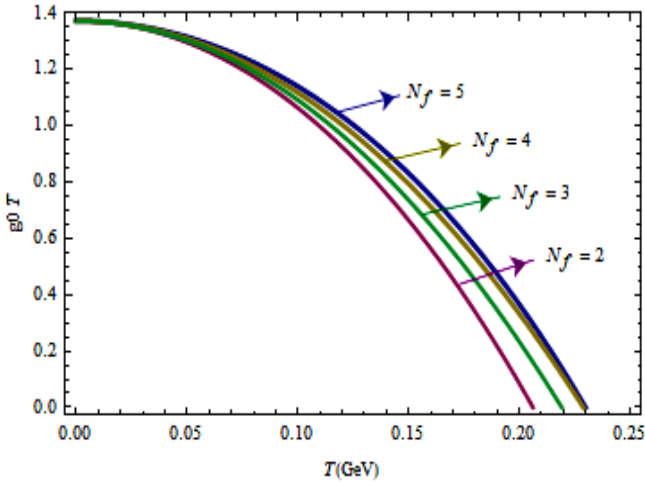
Şəkillərdə uyğun göy rəngli əyri pion parçalanma sabitinin  $F = 0.087 \text{ GeV}$ , sarı rəngli əyri  $F = 0.1 \text{ GeV}$ , yaşıl rəngli əyri  $F = 0.13 \text{ GeV}$ , bənövşəyi rəngli əyri isə  $F = 0.14 \text{ GeV}$  qiymətinə uyğundur. Nəticələr əsas halda olan  $\Delta$  barion qarışılıqlı təsirləri üçün alınmışdır.



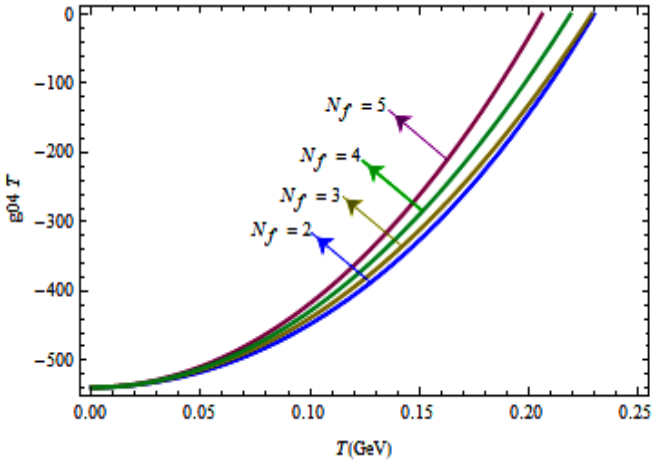
**Şəkil 7.**  $g^0_{\rho\Delta\Delta}(T)$  qarşılıqlı təsir sabitinin  $N_f$ -rayihə parametrinin müxtəlif qiymətlərində temperatur asılılığı



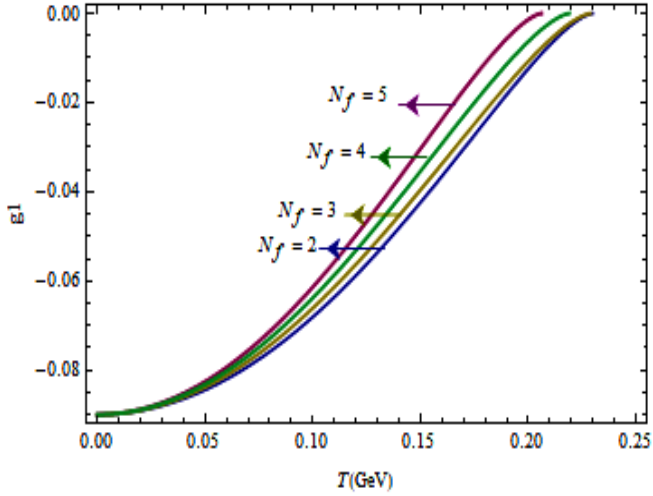
**Şəkil 8.**  $g_{\rho N\Delta}^0(T)$  qarşılıqlı təsir sabitinin  $N_f$ -rayihə parametrinin müxtəlif qiymətlərində temperatur asılılığı



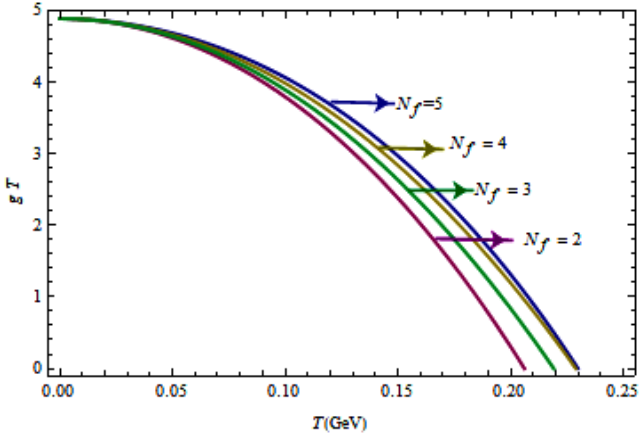
**Şəkil 9.**  $g_{\omega\Delta\Delta}^0(T)$  qarşılıqlı təsir sabitinin  $N_f$  rayihə parametrinin müxtəlif qiymətlərində temperatur asılılığı



**Şəkil 10.**  $g_{\omega N\Delta}^0(T)$  qarşılıqlı təsir sabitinin  $N_f$  rayihə parametrinin müxtəlif qiymətlərində temperatur asılılığı



**Şəkil 11.**  $g_{a_1 \Delta \Delta}^{(0)nm}(T)$  qarşılıqlı təsir sabitinin  $N_f$  -rayihə parametrinin müxtəlif qiymətlərində temperatur asılıqları



**Şəkil 12.**  $g_{a_1 \Delta \Delta}^{(1)nm}(r, T)$  qarşılıqlı təsir sabitinin  $N_f$  -rayihə parametrinin müxtəlif qiymətlərində temperatur asılıqları

**IV fəsilə** isə sonlu temperaturda nuklonların aksial vektor propaqatorunun ifadəsinin alınması, aksial vektor sahə ilə nuklon

sahəsinin qarşılıqlı təsirini təsvir edən laqranjian hədləri əsasında ayrı-ayrı aksial vektor və aksial vektor keçid formfaktor hədlərinin temperaturdan asılı ifadələrinin tapılması göstərilmişdir. AdS fəzasındakı sahələr üçün alınmış ifadələrdən istifadə edərək, nuklonların aksial vektor və keçid formfaktorunun və radiusunun modelin parametrlərinin müxtəlif qiymətlərində temperatur asılılığı tədqiq edilmişdir.

Sonlu temperaturda  $A_N(x, r, T)$  aksial vektor sahənin tənliyi  $V_N(x, r, T)$  vektor sahənin tənliyi ilə üst-üstə düşür. Aksial vektor sahə üçün sonlu temperaturda təsirin ifadəsi vektor sahə üçün yazılmış təsirin ifadəsinə bənzər olaraq aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$S = -\frac{1}{2} \int d^4 x dr e^{-\varphi_T(r)} \partial_M A_N(x, r, T) \partial^M A^N(x, r, T). \quad (39)$$

Burada  $A^N(x, r, T)$  aksial vektor sahəsinin daxildən-sərhəddə  $A(-q^2, r, T)$  propaqatoru Furry çevirməsi ilə

$$A_N(x, r, T) = \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} e^{-iqx} A_N(q) A_N(-q^2, r, T) \quad (40)$$

şəklində yazılır. Daha sonra (39) təsir ifadəsindən  $A_N(q)$ -ə görə variasiya almaqla,  $-q^2 = Q^2$  əvəzləməsi etməklə aşağıdakı şəkildə hərəkət tənliyi alınır<sup>5</sup>:

$$\partial_r \left( -\frac{e^{-\varphi_T(r)}}{dr} \partial_r A(Q, r, T) \right) - Q^2 \frac{e^{-\varphi_T(r)}}{dr} A(Q, r, T) = 0. \quad (41)$$

(41) ifadəsi mühitdə temperaturun təsiri alınmadıqda vektor sahə üçün alınmış hərəkət tənliyindən  $z \rightarrow r$ ,  $k \rightarrow K(T)$  əvəzləməsi ilə fərqlənməklə, sonlu temperaturda vektor sahə üçün tapılmış hərəkət tənliyi ilə üst-üstə düşür<sup>1</sup>. (41) tənliyinin həlli aksial vektor sahə

---

<sup>5</sup> Mamedov, Sh. Axial-vector form factor of nucleons at finite temperature from the AdS/QCD soft-wall model / Sh. Mamedov, N. Nasibova // International Journal Modern Physics A, - Singapore: - 2023. - 38, №24, - p. 2350131.

üçün daxildən-sərhəddə propaqatoru adlanır və aşağıdakı şəkildə ifadəyə malikdir:

$$A(Q, r, T) = (\Gamma(1 + a_T))U(a_T, 0, K^2(T)r^2)^* \\ * \int_0^1 \frac{dx}{(1-x)^2} x^{a_T} e^{-K^2(T)r^2 \frac{x}{1-x}}. \quad (42)$$

Burada  $a_T = \frac{Q^2}{4K^2(T)}$ ,  $\Gamma(1 + a_T)$  qamma funksiya,  $U(x, y, z)$ -Trikomi funksiyasıdır.

Sonlu temperaturda aksial vektor formfaktora əlavə verən qarşılıqlı təsir laqranjian hədləri uyğun olaraq aşağıdakı formada yazılır:

$$L^{(0)}(x, r, T) = \frac{1}{2}(\bar{\Psi}_1(x, r, T)\Gamma^M A_M(x, r, T)\Psi_1(x, r, T) - \\ - \bar{\Psi}_2(x, r, T)\Gamma^M A_M(x, r, T)\Psi_2(x, r, T)). \quad (43)$$

Aksial vektor formfaktora əlavə verən maqnit tip qarşılıqlı təsir laqranjianı aşağıdakı ifadəyə malikdir:

$$L^{(1)}(x, r, T) = \frac{i}{2}k_1(\bar{\Psi}_1(x, r, T)\Gamma^{MN}F_{MN}\Psi_1(x, r, T) + \\ + \bar{\Psi}_2(x, r, T)\Gamma^{MN}F_{MN}\Psi_2(x, r, T)). \quad (44)$$

Spinor, skalyar və aksial vektor sahənin qarşılıqlı təsir laqranjianı aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$L^{(2)}(x, r, T) = \\ = \frac{g_Y}{2}(\bar{\Psi}_1(x, r, T)\Gamma^M A_M\Psi_1(x, r, T) + \\ + \bar{\Psi}_2(x, r, T)X^*(x, r, T)\Gamma^M A_M(x, r, T)\Psi_1(x, r, T)). \quad (45)$$

Qarşılıqlı təsir laqranjianı ümumi şəkildə üç həddin cəmindən ibarətdir:

$$L(x, r, T) = L^{(0)}(x, r, T) + L^{(1)}(x, r, T) + L^{(2)}(x, r, T). \quad (46)$$

(46) ifadələri ilə göstərilmiş laqranjian hədləri uyğun təsirin ifadəsində profil funksiyalar üçün ödənilən  $F_{1L}^{(n)}(r, T) = -F_{2R}^{(m)}(r, T)$  və  $F_{1R}^{(n)}(r, T) = F_{2L}^{(m)}(r, T)$  münasibəti nəzərə alınmaqla yazılır<sup>6</sup>.

Təsirin yekun ifadəsinə holoqrafik uyğunluq prinsipi tətbiq edilərək sonlu temperaturda aksial vektor formfaktor üçün aşağıdakı əlavələr alınır:

$$G_A^{(0)}(Q^2, T) = \frac{1}{2} \int_0^\infty e^{-\varphi(r, T)} dr A(Q, r, T) [|F_{1R}(r, T)|^2 - |F_{1L}(r, T)|^2], \quad (47)$$

$$G_A^{(1)}(Q^2, T) = \frac{k_1}{2} \int_0^\infty e^{-\varphi(r, T)} dr r (\partial_r A(Q, r, T)) [|F_{1R}(r, T)|^2 + |F_{1L}(r, T)|^2], \quad (48)$$

$$G_A^{(2)}(Q^2, T) = 2g_Y \int_0^\infty e^{-\varphi(r, T)} dr A(Q, r, T) 2v(r, T) F_{1L}(r, T) F_{1R}(r, T). \quad (49)$$

$G_A(Q^2, T)$  aksial vektor formfaktorunu bu üç həddin cəminə bərabərdir.

Sonlu temperaturda nuklonların  $r_A^2(T)$  aksial vektor radiusunun kvadratının orta qiyməti normallaşan aksial vektor formfaktorunun  $Q^2$ -na görə variasiyasından aşağıda göstəriləni kimi təyin olunur:

---

<sup>6</sup> Gutsche T. Electromagnetic properties of the nucleon and the Roper resonance in soft-wall AdS/QCD at finite temperature / T. Gutsche, V. E. Lyubovitskij, I. Schmidt // Nuclear Physics B, - London: - 2020. - 952, - p. 114934.

$$\langle r_A^2(T) \rangle = -\frac{-6dG_A(Q^2, T)}{G_A(Q^2, 0)dQ^2}. \quad (50)$$

Nuklonların aksial vektor keçid formfaktorunun ifadəsini əldə etmək üçün  $\bar{\Psi}_{1,2}$  ilə həyəcanlanmış halda olan,  $\Psi_{2,1}$  ilə isə əsas halda olan nuklonların halı təsvir olunur. Nuklonların həyəcanlanmış halını təsvir etmək üçün profil funksiyasına  $F_{1,2L}^{(n)*}$  daxil olan kvant ədədi  $n = 1$  və həyəcanlaşmış nuklon kütləsi  $|p|' = m^*$  olaraq seçilir. Əsas halda olan nuklon profil funksiyası  $F_{1,2L}^{(n)}$  üçün  $n = 0$  və əsas halda olan nuklon kütləsi  $|p| = m$  götürülür.  $G_{AT}^{(i)}(Q, T)$  aksial vektor keçid formfaktorunun  $G_{AT}^{(0)}(Q^2, T)$  əlavəsi üçün temperaturdan asılı aşağıdakı ifadə alınır<sup>7</sup>:

$$G_{AT}^{(0)}(Q^2, T) = \frac{1}{2} \int_0^\infty e^{-\varphi(r, T)} dr A(Q, r, T) [F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{1L}^{(m)}(r, T) - F_{2L}^{(n)*}(r, T) F_{2L}^{(m)}(r, T)]. \quad (51)$$

Maqnit tip qarşılıqlı təsir laqranjianının nuklonların keçid aksial formfaktoruna verdiyi  $G_{AT}^{(1)}(Q^2, T)$  əlavəsi üçün

$$G_{AT}^{(1)}(Q^2, T) = \frac{k_1}{2} \int_0^\infty e^{-\varphi(r, T)} dr r (\partial_r A(Q, r, T)) [F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{1L}^{(m)}(r, T) + F_{2L}^{(n)*}(r, T) F_{2L}^{(m)}(r, T)] \quad (52)$$

və Yukava qarşılıqlı təsir laqranjianının nuklonların keçid aksial formfaktoruna verdiyi  $G_{AT}^{(2)}(Q^2, T)$  əlavəsi üçün isə

$$G_{AT}^{(2)}(Q^2, T) = 2g_Y \int_0^\infty e^{-\varphi(r, T)} dr A(Q, r, T) 2v(r, T) [F_{1L}^{(n)*}(r, T) F_{1L}^{(m)}(r, T) -$$

---

<sup>7</sup> Nasibova, N. Form factor of excited baryon at finite temperature / - Baku: Journal of Radiation Researches, - 2021. - 8, №1, - p. 36-41.

$$- F_{2L}^{(n)*}(r, T)F_{2R}^{(m)}(r, T)] \quad (53)$$

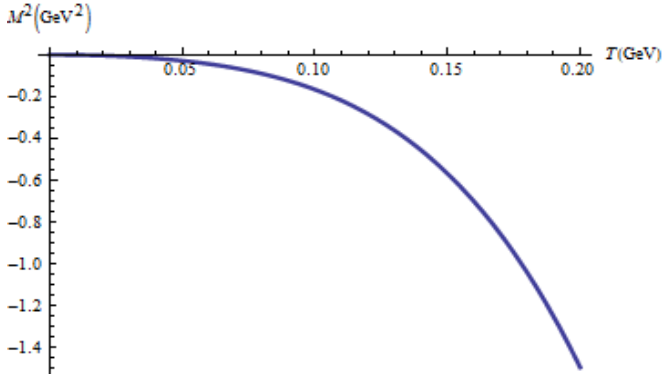
ifadəsi alınır. Nuklonlar üçün aksial vektor formfaktorun yekun ifadəsi  $G_{AT}(Q^2, T)$  bu üç həddin cəmi şəklində müəyyən edilir:

$$G_{AT}(Q^2, T) = G_{AT}^{(0)}(Q^2, T) + G_{AT}^{(1)}(Q^2, T) + G_{AT}^{(2)}(Q^2, T). \quad (54)$$

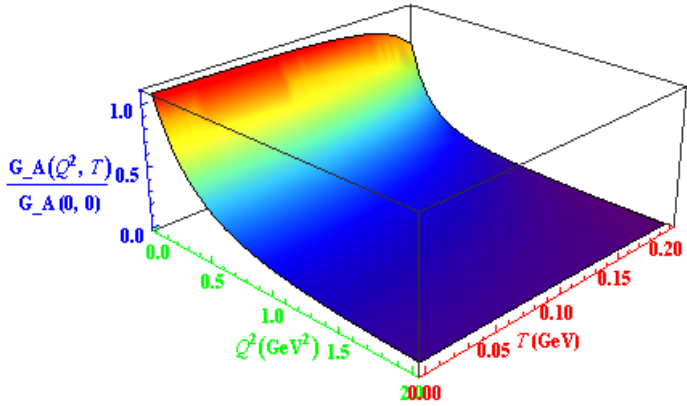
Sonlu temperaturda aksial vektor keçid radiusunun temperaturdan asılı ifadəsi uyğun formfaktordan aşağıdakı şəkildə tapılır:

$$\langle r_{AT}^2(T) \rangle = - \frac{6dG_{AT}(Q^2, T)}{G_{AT}(Q^2, 0)dQ^2}. \quad (55)$$

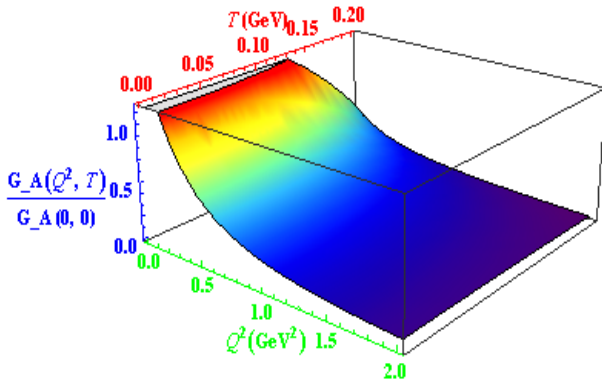
Aşağıdakı şəkillərdə nuklonun effektiv kütləsinin, aksial vektor formfaktorunun, aksial vektor keçid formfaktorunun, aksial vektor radiusunun və aksial vektor keçid radiusunun temperaturdan ( $Q^2$ ), ötürülən impulsun kvadratından ( $Q^2$ ) və (3) ifadəsindəki kiral simmetriyanın bərpasına qravitasiyanın əlavəsi təmin edən  $\alpha$  parametrinin müxtəlif qiymətləri üçün asılılıqları göstərilmişdir.



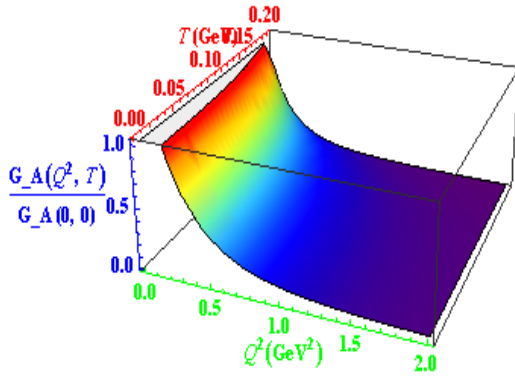
**Şəkil 13.** Nuklonların effektiv kütləsinin temperaturdan asılılığı



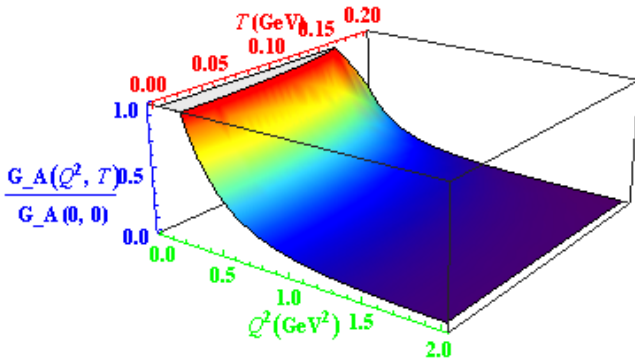
**Şəkil 14.**  $\alpha = 0.1$  qiymətində əsas halda olan nuklonların normallanmış aksial vektor formfaktorunun temperatur və ötürülən impulsun kvadratından asılılığı



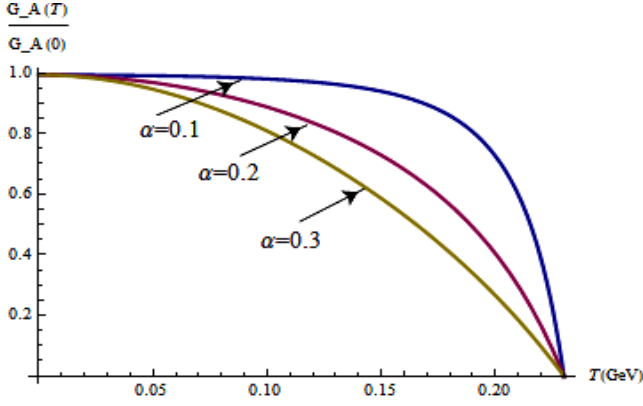
**Şəkil 15.**  $\alpha = 0.2$  qiymətində əsas halda olan nuklonların normallanmış aksial vektor formfaktorunun temperatur və ötürülən impulsun kvadratından asılılığı



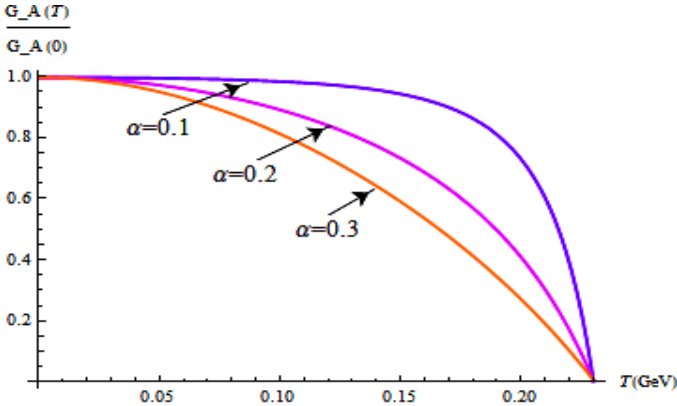
**Şəkil 16.**  $\alpha = 0.1$  qiymətində həyəcanlanmış halda olan nuklonların normallanmış aksial vektor formfaktorunun temperatur və ötürülən impulsun kvadratından asılılığı



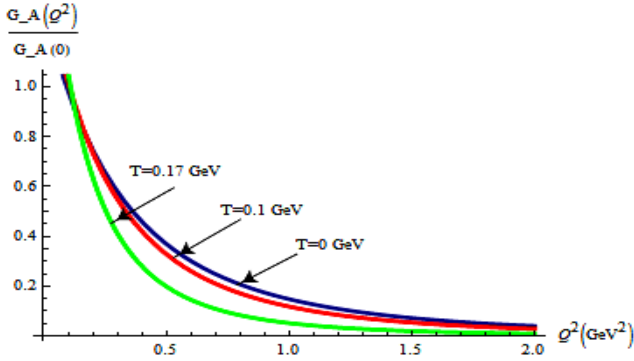
**Şəkil 17.**  $\alpha = 0.2$  qiymətində həyəcanlanmış halda olan nuklonların normallanmış aksial vektor formfaktorunun temperatur və ötürülən impulsun kvadratından asılılığı



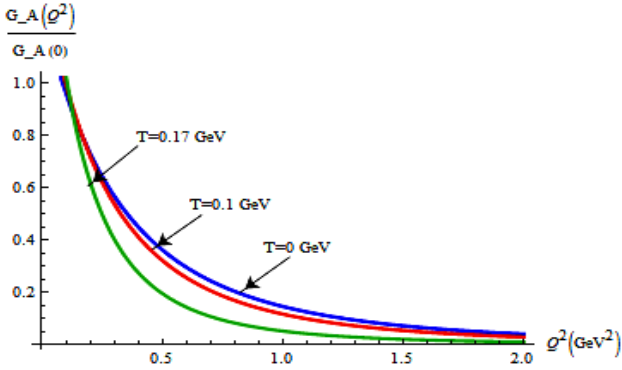
**Şəkil 18.**  $\alpha$ -nın müxtəlif qiymətlərində, əsas halda olan nuklonların normallanmış aksial vektor formfaktorunun temperaturdan asılılığı



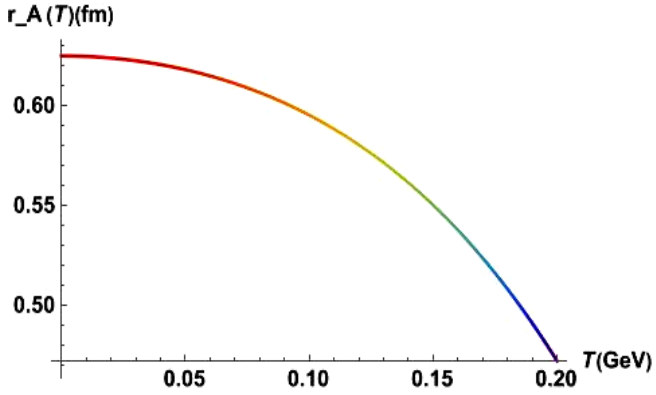
**Şəkil 19.**  $\alpha$ -nın müxtəlif qiymətlərində həyəcanlanmış halda olan nuklonların normallanmış aksial vektor formfaktorunun temperaturdan asılılığı



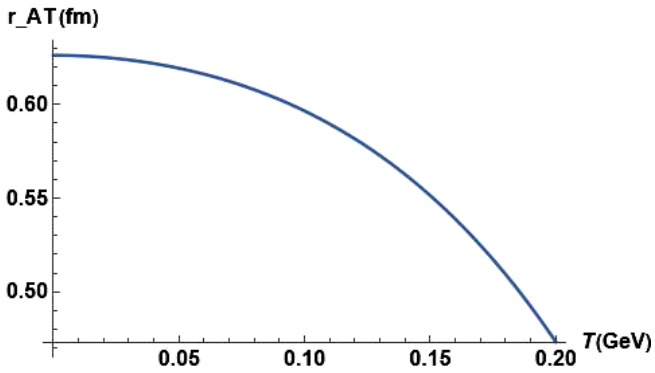
**Şəkil 20.** Temperaturun müxtəlif qiymətlərində əsas halda olan nuklonların normallanmış aksial vektor formfaktorunun ötürülən impulsun kvadratından asılılığı



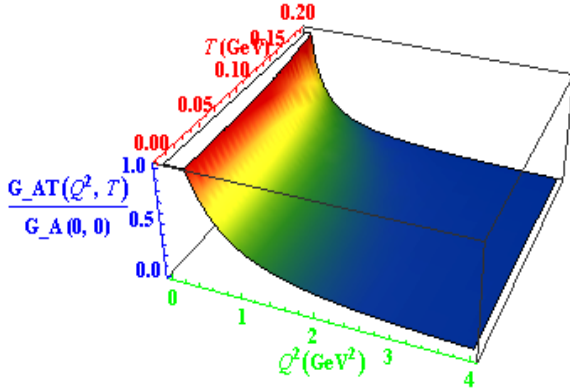
**Şəkil 21.** Temperaturun müxtəlif qiymətlərində əsas halda olan nuklonun normallanmış aksial vektor formfaktorunun ötürülən impulsun kvadratından asılılığı



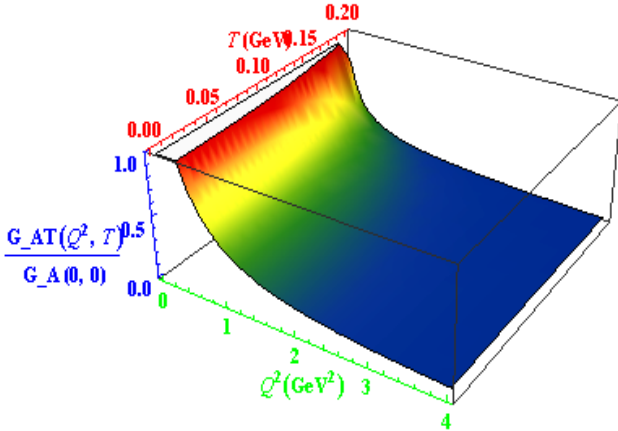
**Şekil 22.** Nuklonların aksial vektor radiusunun temperaturdan asılılığı



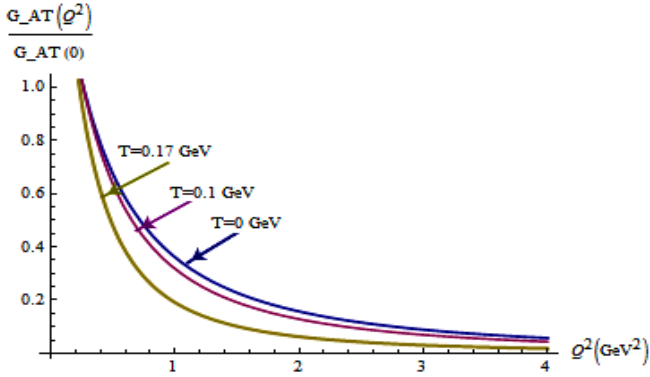
**Şekil 23.** Nuklonların aksial vektor geçid radiusunun temperaturdan asılılığı



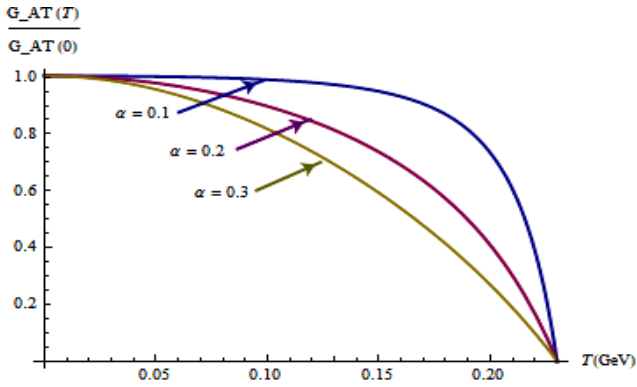
Şəkil 24.  $\alpha = 0.1$  qiymətində aksial vektor keçid formfaktorunun temperatur və ötürülən impulsun kvadratından asılılığı



Şəkil 25.  $\alpha = 0.2$  qiymətində aksial vektor keçid formfaktorunun temperatur və ötürülən impulsun kvadratından asılılığı



**Şəkil 26.** Aksial vektor keçid formfaktorunun temperaturun müxtəlif qiymətlərində ötürülən impulsun kvadratından asılılığı



**Şəkil 27.** Aksial vektor keçid formfaktorunun  $\alpha$ -nın müxtəlif qiymətlərində temperaturdan asılılığı

## NƏTİCƏ

1. Holoqrafik  $KXD$ -nin yumşaq-divar modelində ilk dəfə olaraq  $\rho$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabitinin temperaturdan asılı ifadələri nəzəri olaraq hesablanmış və bu ifadələrin ədədi analizindən  $\rho$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabitinin temperaturun artması ilə azalaraq, böhran temperaturun yaxınlığında sıfıra bərabər olduğu tapılmışdır.

2. Sonlu temperaturda  $\omega$ -mezon-nuklon və  $\rho$ -mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabitlərinin nisbəti sabit qalır. Bu isə bu mezonların malik olduğu izospin simmetriyasının sonlu temperaturda pozulmadığını göstərir.

3. İlk dəfə olaraq Rarita-Şvinger tənliyi sonlu temperaturda yumşaq-divar modelində tədqiq edilmişdir. Sonlu temperaturda  $\rho$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $\omega$ -mezon- $\Delta$ -barion,  $a_1$ -mezon- $\Delta$ -barion və  $\rho$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion,  $\omega$ -mezon-nuklon- $\Delta$ -barion qarşılıqlı təsir sabitlərinin temperaturun artması ilə azaldığı nəticəsi əldə edilmişdir.

4. Temperaturun qiyməti artdıqca aksial vektor form-faktoru azalır. Bu isə o deməkdir ki, temperaturun qiyməti artdıqca  $\beta$  parçalanmanın baş vermə ehtimalı azalır. Bu nəticə neytrino təcrübələrində yoxlanıla bilər.

5.  $T \rightarrow 0$  yaxınlaşmasında nuklonların aksial vektor radiusu üçün əldə edilən nəticə təcrübi qiymətə və digər modellərin nəticələrinə yaxındır.

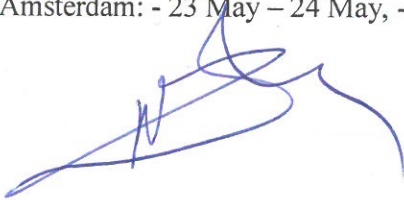
6. Konfaynment-dekonfaynment faza keçid temperaturundan aşağı temperaturlarda adronlar arasında qarşılıqlı təsir olsa da, bu temperaturdan daha yuxarı temperaturlarda heç bir qarşılıqlı təsir olmamasına bütün adronların parçalanması və adron mühitinin kvark-qlüon plazma mühiti ilə əvəz olunması ilə izah oluna bilər.

7. Sonlu temperaturda yumşaq-divar modeli çərçivəsində  $a_1$  mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabiti üçün alınan nəticə digər modellərdən və təcrübədən alınan qiymətlərə yaxın olduğu tapılmışdır.

## Dissertasiya işinin mövzusu üzrə dərc olunmuş elmi işlər:

1. Nəşibova, N.Ə. Sonlu temperaturda həyəcanlanmış mezonun formfaktoru // - Bakı: Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Xəbərləri, Fizika-Texnika və Riyaziyyat Elmləri Seriyası, - 2021. №1, - s. 117-120.
2. Nəşibova, N.Ə. Sonlu temperaturda həyəcanlanmış vektor mezon və barionların minimal qarşılıqlı təsir sabiti // - Bakı:- Azərbaycan Fizika Jurnalı, - 2021. №1, - s. 47.
3. Nəşibova, N.Ə. Sonlu temperaturda  $\rho/a_1$  mezonun həyəcanlanmış halda olan barionlarla minimal qarşılıqlı təsir sabiti // - Bakı: Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Xəbərləri, Fizika-Texnika və Riyaziyyat Elmləri Seriyası, - 2021, №3, - s. 68-72.
4. Nəşibova, N.Ə. Sonlu temperaturda  $\omega$  mezon-nuklon minimal qarşılıqlı təsir sabiti  $g_{\omega NN}(T)$  // - Bakı: - Azərbaycan Fizika Jurnalı, - 2021. №3, - s. 34.
5. Nəşibova, N.Ə. Sonlu temperaturda  $a_1$  aksial mezonun həyəcanlanmış halda olan  $\Delta$  barionlarla  $g_{a_1\Delta\Delta}(T)$  minimal qarşılıqlı təsir sabiti // - Bakı: - Azərbaycan Fizika Jurnalı, - 2021. №2, - s. 36-39.
6. Nəşibova, N.Ə. AdS/KXD – nin yumşaq-divar modelində barionların minimal aksial vektor formfaktorunun temperatur asılılığı // Magistrantların XXI Respublika Elmi konfransı, - Sumqayıt : - 17may - 18 may, - 2021. - s. 38-39.
7. Nəşibova, N.Ə.  $\omega$  meson-excited baryon coupling constant in the thermal soft-wall model of the holographic QCD // Müasir təbiət və iqtisad elmlərinin aktual problemləri, -Gəncə: 5 may – 6 may, - 2023. - s. 116-118.
8. Mamedov, Sh. Axial-vector form factor of nucleons at finite temperature from the AdS/QCD soft-wall model / Sh. Mamedov, N. Nasibova // International Journal Modern Physics A, - Singapore: - 2023. - 38, №24, - p. 2350131.
9. Mamedov, Sh. Temperature dependence of  $\rho$  meson-nucleon coupling constant from the AdS/QCD soft-wall model / Sh. Mamedov, N. Nasibova // Physical Review D, - College Park: -

2021. - 104, - p. 036010.
10. Nasibova, N. Form factor of excited baryon at finite temperature / - Baku: Journal of Radiation Researches, - 2021. - 8, №1, - p. 36-41.
  11. Nasibova, N. Meson-delta and meson-nucleon-delta transition coupling constants in the soft-wall model of holographic QCD at finite temperature / N. Nasibova // Letters in High Energy Physics, 2022. - 326, - p. 31526.
  12. Nasibova, N.A. Temperature Dependence of  $\omega$  Meson-nucleon Coupling Constant from the AdS/QCD Soft-wall Model / International journal Formal Science, - 2021. - 573, - p. 20210913.
  13. Nasibova, N.A., Mamedov, Sh.A. Temperature dependence of  $\rho$  meson-nucleon coupling constant from the AdS/QCD soft-wall mode // Proceeding of the 2th International Conference on Holography and its Applications, - Damghan: - 25 January - 26 January, - 2023. - p. 57.
  14. Nasibova, N.A., Mamedov, Sh.A. Axial-vector form factor of nucleons at finite temperature from the AdS/QCD soft-wall mode // Proceeding of the 1th International Conference on Holography and its Application, - Damghan: - 9 March - 10 March, - 2022. - p. 62.
  15. Nasibova, N., Mamedov Sh. Axial-vector charge radius of nucleons in the soft-wall model of holographic QCD at finite temperature/ 8<sup>th</sup> International Conference MTP-2022: Modern Trends in Physics, - Baku: - 29 November - 01 December, - 2023. - 9, p. 32.
  16. Nasibova, N.A., Minimal coupling constant of  $\rho$  meson  $\Delta$  baryon interactions in the AdS/QCD soft wall model at finite temperature/ 7<sup>th</sup> International Conference MTP-2021: Modern Trends in Physics, - Baku: - 15 December - 17 December, - 2021. - p. 200-202.
  17. Nasibova, N.A. Temperature dependence of  $\rho$  meson-nucleon coupling constant from the AdS/QCD soft-wall model / World Congress on Quantum Physics 2022, J Laser Opt Photonics, ISSN: 2469-410X, Webinar, - Amsterdam: - 23 May - 24 May, - 2022. - 8, - p. 6.



Dissertasiyanın müdafiəsi 04 oktyabr 2024-cü il tarixində saat 15<sup>00</sup>-da Bakı Dövlət Universitetinin nəzdində fəaliyyət göstərən ED 2.19 Dissertasiya şurasının iclasında keçiriləcək.

Ünvan: Bakı şəh., AZ 1148, Z.Xəlilov küç., 23, Bakı Dövlət Universiteti, əsas bina

Dissertasiya ilə Bakı Dövlət Universitetinin Elmi kitabxanasında tanış olmaq mümkündür.

Dissertasiya və avtoreferatın elektron versiyaları Bakı Dövlət Universitetinin rəsmi internet saytında yerləşdirilmişdir.

Avtoreferat 8 iyul 2024-cü il tarixində zəruri ünvanlara göndərilmişdir.

Çapa imzalanıb: 04.06.2024

Kağızın formatı: A5

Həcm: 36866

Tiraj: 100 nüsxə