

ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი



ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტის, ფუნდამენტური ფიზიკის  
მაგისტრანტის

გაგა ლურსმანაშვილის სამაგისტრო ნაშრომი:

## ვექტორული მეზონების დაბადების შესწავლა NICA კოლაიდერზე

ხელმძღვანელები:

ალექსანდრე მაჭავარიანი: ქ.დუბნის ბირთვული კვლევების გაერთიანებული  
ინსტიტუტის წამყვანი მეცნიერ თანამშრომელი; თსუ მაღალი ენერგიების ფიზიკის  
ინსტიტუტის ჰადრონთა ფიზიკის ჯგუფის კონსულტანტი.

რევაზ შანიძე: თსუ ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტის  
ასოცირებული პროფესორი, თსუ მაღალი ენერგიების ფიზიკის ინსტიტუტის მთავარი  
მეცნიერ თანამშრომელი.

თბილისი ივ. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი  
მაღალი ენერგიების ფიზიკის სამეცნიერო-კვლევითი ინსტიტუტი

თბილისი 2019

## ანოტაცია

სამაგისტრო ნაშრომში განხილული იყო ვექტორული მეზონების დაბადება NICA კოლაიდერზე. NICA პროექტის ძირითადი ამოცანაა ჰადრონული მატერიის შესწავლა ბარიონული სიმკვრივის მაქსიმალურ მნიშვნელობებზე და ჰადრონების სპინის სტრუქტურის გამოკვლევა. ამ ამოცანების გადაწყვეტაში დიდი როლი ეთმობა ვექტორული მეზონების და ლეპტონური წყვილების (დილეპტონების) შესწავლას. ნაშრომში დეტალურად იყო განხილული  $\rho$ -მეზონების და დილეპტონების დაბადების თეორიული მოდელები პროტონ-პროტონულ და ბირთ-ბირთულ ურთიერთქმედებებში. განსაკუთრებული ყურადღება დაეთმო ვექტორული მეზონების დომინანტობის მოდელს (VMD), რომლის ფარგლებში მიღებული იყო ვექტორული მეზონების დაბადების ინკლუზიური რეაქციის  $p + p \rightarrow \rho + X$  დიფერენციალური კვეთა და სიმკვრივის მატრიცა. სიმკვრივის მატრიცა საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ რეაქციის შესაბამისი ფიზიკური პარამეტრები, რომლებიც ჰადრონულ მატერიასა და ნაწილაკის პოლარიზაციას ახასიათებს.

## Abstract

The master thesis considers vector meson production at the NICA collider. Main aim of the NICA project is the study of the hadronic matter at the maximum baryon density and investigation of the spin structure of the hadrons. Vector meson and lepton pair (dilepton) production plays very important role in these studies. Models of  $\rho$ -meson and dilepton production in proton-proton and nucleus-nucleus interactions were considered in this thesis. In particular VMD (Vector Meson Dominance) model was studied. In this model differential cross-section and density matrix was obtained for  $p + p \rightarrow \rho + X$  process. With a help of the density matrix it is possible to define physical parameters of this reaction, for example polarization and other characteristics of the hadronic matter.

## სარჩევი

v	შესავალი	3
1	ვექტორული მეზონის დომინანტობის (VMD) მოდელი და $A + B \rightarrow V + X$ რეაქციის კვეთის განსაზღვრა	9
1.1	სიმკვრივის მატრიცა (VMD) მოდელის მიხედვით	11
2	$A + B \rightarrow X + V \rightarrow Xef$ პროცესის დიფერენციალური კვეთის განმარტება	17
2.1	სიმკვრივის მატრიცა	21
2.2	კუთხური განაწილების ფუნქცია	23
3	ვექტორული მეზონების სპინების განლაგება $A+A$ შეჯახებისას	28
4	დილეპტონის წარმოქმნა ვექტორული მეზონის დომინანტობის მეთოდით	31
4.1	ფოტონის პროპაგატორი	31
4.2	ფოტონის საკუთარი ენერგია და ვექტორული მეზონის დომინანტური მეთოდი	35
5	დროზე დამოკიდებულება პროპაგატორი	37
vi	დასკვნა	40
vii	ლიტერატურა	41

## შესავალი

ნაწილაკების ფიზიკის სტანდარტული მოდელის მიხედვით, რომელიც ბუნების ფუნდამენტურ ნაწილაკებს და მათ შორის არსებული ძლიერ, ელექტრომაგნიტურ და სუსტ ურთიერთქმედებებს აღწერს, სამყაროში არსებული ხილული მატერია აგებულია კვარკებისა და ლეპტონებისგან. ამ ფუნდამენტური ნაწილაკების სპინი ტოლია  $\frac{1}{2}$ , ე.ი. ისინი ფერმიონებს მიეკუთვნებიან. ამასთან, კვარკები ხასიათდებიან სამი შესაძლო ფერით, მაშინ როცა მათგან შედგნილი ნაწილაკები უფერო ობიექტებია. სამყაროს ხილული მასის ძირითადი ნაწილი თავმოყრილია ბარიონებში, რომლებიც შედგებიან სამი კვარკისაგან. კვარკული მატერიის ურთიერთქმედება კვანტური ქრომოდინამიკით (QCD) აღიწერება. ამ თეორიის მიხედვით კვარკებს შორის ძლიერი ურთიერთქმედების გადამტანები არიან ვექტორულ უმასო ნაწილაკები – გლუონები. როგორც აღვნიშნეთ, კვარკებისგან შედგნილი სისტემები ბარიონები და მეზონები უფერო ობიექტებია.

ბარიონული მატერია ატომის ბირთვში პროტონების და ნეიტრონების სახით არის წარმოდგენილი. ბარიონებში კვარკების ურთიერთქმედებას ახასიათებს ასიმპტოტური თავისუფლების თვისება, რაც საშუალებას გვაძლევს კვარკები ბარიონში თავისუფალ ნაწილაკებად განვიხილოთ, როდესაც მანძილი კვარკებს შორის ბარიონის ზომაზე ბევრად ნაკლებია. ასიმპტოტიკურ თავისუფლებასთან ერთად კვარკებს ახასიათებთ კონფაინმენტის თვისება, რაც ნიშნავს, რომ გარკვეულ მანძილზე ძლიერი ურთიერთქმედება ბარიონებში იმენად იზრდება, რომ კვარკებს არ შეუძლიათ თავისუფალ მდგომარეობაში გადასვლა. სწორედ ამ თვისების გამო, ფერადი მუხტის მატარებელი კვარკი თავისუფალ მდგომარეობაში არ არის დაკვირვებული.

ბარიონულ მატერია, ზემადალი სიმკვრივის ან/და მაღალი ტემპერატურის პირობებში უნდა გადავიდეს ახალ მდგომარეობაში, რომელიც ცნობილია კვარკ-გლუონური პლაზმის სახელით. კვარკ-გლუონური პლაზმა შესაძლებელია ზემკვრივი ასტროფიზიკური სხეულების (მაგალითად ნეიტრონული ვარსკვლავი) ცენტრალურ ნაწილში იყოს თავმოყრილი და მნიშვნელოვან როლს თამაშობდეს ასტროფიზიკური

სხეულების ევოლუციაში. დიდი აფეთქების კოსმოლოგიური თეორიის მიხედვით, კვარკ-გლუონური პლაზმა სამყაროს ევოლუციის საწყის ეტაპზე არსებობდა, როდესაც მატერიის მდგომარეობა დიდი სიმკვრივით და მაღლი ტემპერატურით ხასიათდებოდა. სიმკვრივისა და ტემპერატურის დაცემის შედეგად ეს მდგომარეობა ბარიონულ მატერიაში გადავიდა, რასაც დღეს ვაკვირდებით. კვარკ-გლუონური პლაზმის მდგომარეობა რთული შესასწავლია, როგორც თეორიულად ისე ექსპერიმენტულად. თეორიულ გამოთვლებს კვანტური ქრომოდინამიკის ფარგლებში ხელს უშლის ურთიერთქმედების სიძლიერე, რაც შეშფოთების თეორიის გამოყენების საშუალებას არ იძლევა. (გამოთვლები მესერზე და მოდელები).

ბარიონული მატერიის ზემკვრვი მდგომარეობების ექსპერიმენტული შესწავლა შესაძლებელია ნაწილაკების ამაჩქარებლებზე მძიმე ბირთვების ურთიერთქმედებებში. არსებობს თეორიული მინიშნება, რომ მაქსიმალური ბარიონული სიმკვრივის მიღწევა შესაძლებელია აჩქარებული ბირთვების ურთიერთქმედებებში, როდესაც ნუკლონზე მოსული ურთიერთქმედების ენერგია მასათა ცენტრის სისტემაში შეადგენს დაახლოებით 11 გევს. სწორედ ამ ენერგიაზეა გათვლილი მძიმე ბირთვების ახალი კოლაიდერი NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility), რომელიც ამჟამად შენდება ქ.დუბნის (რუსეთი) ბირთვული კვლევების გაერთიანებულ ინსტიტუტში[1],[2]. აღსანიშნავია, რომ ეს ინსტიტუტი საერთაშორისო სამეცნიერო ორგანიზაციას წარმოადგენს, რომელშიც მრავალ ქვეყანასთან ერთად საქართველოც მონაწილეობს.

NICA – საერთაშორისო სამეცნიერო პროექტია, რომლის ძირითადი ამოცანებია ა) ცხელი და მკვრივი ბარიონული მატერიის შესწავლა იმ ენერგიებზე, რომლებიც მაქსიმალურ ბარიონულ სიმკვრივეს შეესაბამება, ბ) ნუკლონის სპინის სტრუქტურისა და პოლარიზაციის ფენომენის შესწავლა. ამ კოლაიდერზე შესაძლებელი იქნება რელატივისტური ბირთვების მიღება პროტონიდან ოქროს ბირთვებამდე. მასათა ცენტრის სისტემაში ნუკლონზე მოსული ურთიერთქმედების ენერგია ოქროს ბირთვების (Au) დაჯახებებში იქნება დაახლოებით 11 გევ-ი, ხოლო პროტონ-პროტონულ (p+p) ურთიერთქმედებებში დაახლოებით 27 გევ. ურთიერთქმედების შესწავლა მოხდება კოლაიდერის 2 დეტექტორის MPD და SPD საშუალებით[2]. პირველი, MPD დეტექტორი საერთაშორისო სამეცნიერო თანამშრომლობა ფარგლებში

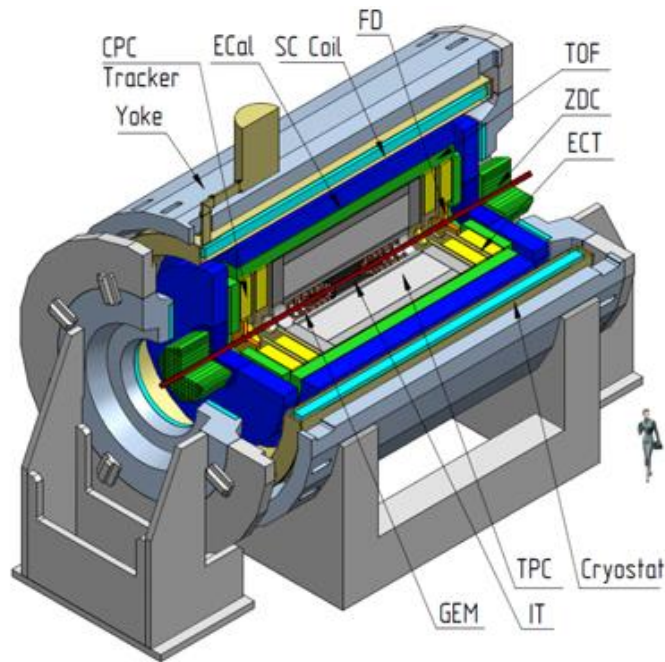
შენდება. ამ თანამშრომლობაში თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის მაღალი ენერჯიების ფიზიკის ინსტიტუტის მეცნიერთა ჯგუფი მონაწილეობს. ოქროს ბირთვების



ურთიერთქმედებებში საშუალო ნათებადობა იქნება  $10^{27}$  სმ<sup>-2</sup>წმ<sup>-1</sup>, ხოლო პოლარიზებული პროტონისთვის  $10^{32}$  სმ<sup>-2</sup>წმ<sup>-1</sup>. NICA კოლაიდერის სქემა და დეტექტორების განლაგება მოყვანილია სურათზე 1.

ექსპერიმენტ MPD-დეტექტორი სქემა მოყვანილია სურათზე 2<sup>1</sup>. სურათი-1. NICA – კომპლექსის სქემა – სქემაზე მოცემულია პროტონების და ბირთვების ამაჩქარებლები (Booster და Nuclotron), კოლაიდერი და მისი ორი ექსპერიმენტი MPD და SPD.

<sup>1</sup> სურათი 2. MPD დეტექტორი და მისი ძირითადი ნაწილები. დეტექტორი განლაგებულია ზეგამტარულ მაგნიტში. სურათზე აღნიშნულია მაგნიტის ზეგამტარული კოჭა (SC Coil) და მაგნიტის კრიოსტატი (Cryostat) და რკინის საფარი (Yoke). დამუხტული ნაწილაკების ტრაექტორიის (ტრეკები) აღდგენის დეტექტორები: TPC (Time Projection Chamber), IT (Inner Tracker) და GEM. ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრი (ECAL). - სადაც გაიზომება მაღალი ენერჯიის ფოტონების და ელექტრონების ენერჯია. TOF (Time of Flight) დეტექტორი, რომელიც დამუხტული ნაწილაკების იდენტიფიკაციისთვის იქნება გამოყენებული. ZDC (Zero Degree Calorimeter) - სადაც მცირე კუთხზე დაბადებული ადრონები გაიზომება.



აღსანიშნავია, მძიმე ბირთვების ურთიერთქმედება კვარკ-გლუონური პლაზმის გამოკვლევის მიზნით შეისწავლება სხვადასხვა ამაჩქარებელზე. მაგალითად ბრუკჰაივენის (ა.შ.შ) რელატივისტური მძიმე იონების კოლაიდერი (RHIC) [3], სადაც ოქროს ბირთვების შეჯახებისას ნუკლონზე მოსული ენერგია მასათა ცენტრის სისტემაში შეადგენს 200 გევს. მძიმე ბირთვების ურთიერთქმედებებში ყველაზე დიდი ენერგია მიღებულია (CERN)-ის დიდ ადრონულ კოლაიდერზე (LHC) [4]. ტყვიის ბირთვების ურთიერთქმედებისას ნუკლონზე მოსული ენერგია LHC-ზე მიახლოებით 5 ტევს შეადგენს.

პროტონ-პროტონულ და რელატივისტური ბირთვების დაჯახებისას წარმოქმნილი სისტემის შესწავლა საჭიროა სხვადასხვა მეთოდით, რადგანაც კვარკ-გლუონური პლაზმის გამოვლენა ერთი რომელიმე მდგომარეობის შესწავლით შეუძლებელია. ერთ-ერთი ასეთი მეთოდია ვექტორული მეზონების ( $\rho, \omega, \phi, j/\psi$ ) დაბადების შესწავლა პროტონ-პროტონულ და ბირთ-ბირთვ ურთიერთქმედებებში. ამ ნაწილაკების დაბადებისა და დაშლების შესწავლა საშუალებას გვაძლევს შევისწავლოთ ის ადრონული გარემო და მისი ევოლუცია, რომელშიც მათი გენერაცია და დაშლები მიმდინარებს.

წარმოდგენილი სამაგისტრო ნაშრომი შედგება 5 თავისაგან.

**შესავალში** მოკლედ არის ჩამოყალიბებული სამაგისტრო ნაშრომში განხილული ამოცანა. მოყვანილია NICA კოლაიდერისა MPD დეტექტორის ძირითადი პარამეტრები, სადაც დაგეგმილი ნაშრომის შესრულებული თეორიული კვლევის ექსპერიმენტული შესწავლა.

**პირველ** თავში განხილულია დიფერენციალური კვეთა ვექტორული მეზონების დომინანტობის მოდელის მიხედვით

$$A + B \rightarrow V + X$$

რეაქციის მაგალითზე, სადაც გათვალისწინებულია პარტონული განაწილების ფუნქცია [5].

**მეორე** თავში განხილულია ინკლუზიური რეაქციები, სადაც გამოყენებული არაა პარტონული განაწილების პირობა. განხილულია პროტონ-პროტონის

$$A + B \rightarrow X + V \rightarrow Xef$$

ინკლუზიური გაფანტვის პროცესის შესაბამისი კვეთა [6].

2.1 ჩამოყალიბებულია სიმკვრივის მატრიცის თვისებები [7,8].

2.2 თავში განმარტებულია

$$\gamma + N \rightarrow V + N$$

რეაქციის შესაბამისი განაწილების ფუნქცია კუთხის მიხედვით [9] და განხილულია ასევე კუთხის მიხედვით განაწილების ფუნქცია

$$V \rightarrow \alpha + \beta$$

რეაქციისათვის [10].

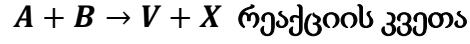
**მესამე** თავში განხილულია A+A ბირთვების შეჯახების ამოცანის მაგალითზე, სიმკვრივის მატრიცის ელემენტების და კუთხის მიხედვით განაწილების ფუნქციის განსაზღვრა.

**მეთხე** თავში განხილულია ვირტუალური ფოტონის პროპაგატორის განსაზღვრის მეთოდი, იმისათვის რომ განისაზღვროს თერმული დილეკტონის წარმოქმნის სიგანე რომლიც, მიიღება განზოგადოებული ფუნქციების დისიპაციური თეორიით [24]. ასევე ამავე თავში განხილულია ვექტორული მეზონის დომინანტური მეთოდი.

**მეხუთე** თავში განხილულია დროზე დამოკიდებული ფუნქციები, მეზონის პროპაგატორი დამეზონით დილეკტონის წარმოქმნის სიგანე. კერძოდ აქ განხილულია მეზონის საკუთარი ენერჯის ბრეიტ-ვიგნერის მეთოდით. დისონის განტოლებას აქვს სახე

# 1 ვექტორული მეზონის დომინანტობის (VMD) მოდელი

ამ თავში ჩამოყალიბებულია ვექტორული მეზონის კვეთის განმარტება და სიმკვრივის მატრიცის განმარტება ვექტორული მეზონების დომინანტობის მოდელის მიხედვით.



განვიხილოთ ვექტორული მეზონის (საუბარი გვექნება რო-მეზონზე) ინკლუზიური დაბადების კვეთა.

$$p_A(\mathbf{P}_A M_A) + p_B(\mathbf{P}_B M_B) \rightarrow \rho(\mathbf{k} M_\rho) + X$$

სადაც  $p_A(\mathbf{P}_A M_A)$  და  $p_B(\mathbf{P}_B M_B)$  დამცემი და სამიზნე ნაწილაკების (ამ შემთხვევაში პრიტენების) მახასიატებელი პარამეტრებია, კერძოდ  $\mathbf{P}_A, M_A$  და  $\mathbf{P}_B, M_B$  ნაწილაკების იმპულსი და მაგნიტური კვანტური რიცხვის.  $\mathbf{k}$  და  $M_\rho$  არის  $\rho$  მეზონის იმპულსი და მაგნიტური კვანტური რიცხვებია,

$A$  და  $B$  პროტონების მასათა ცენტრის სისტემაში  $(\mathbf{P}_A)_Z = -(\mathbf{P}_B)_Z = P$  ხოლო  $\mathbf{k}$  ვექტორი დევს  $XZ$  სიბრტყეში.

$$p_A + p_B \rightarrow \rho^0 X \rightarrow l^- l^+ X$$

ამ რეაქციისათვის **VMD** მოდელის მიხედვით, დიფერენციალური კვეთა ჩაიწერება შემდეგი სახით

$$\frac{d\sigma_{p_A+p_B \rightarrow VX}^{MM'}}{dk_T^2 dy} = \frac{m_N^2}{(4\pi)^2 P_S^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{6(2b^2)} \Gamma_{n\bar{n} \rightarrow V}^{MM'} \sum_{n=u,d} \left[ \frac{2m_1 m_2}{m_V^2} \int d^2 \mathbf{q}_{1T} \times \right. \quad (1)$$

$$\left. \int d^2 \mathbf{q}_{2T} \delta(\mathbf{k}_T - \mathbf{q}_{1T} - \mathbf{q}_{2T}) \left( f_{n/A}(x_1, \mathbf{q}_{1T}) f_{\bar{n}/B}(x_2, \mathbf{q}_{2T}) + (1 \leftrightarrow 2) \right) \right],$$

სადაც  $\mathbf{k}_T$  არის  $\rho^0$  მეზონის განივი იმპულსი,  $1/3$  მამრავლი დაკავშირებულია ფერის კვანტურ რიცხვთან,  $1/2$  იზოტროპულ სტრუქტურასთან.

$$x_1 = \frac{k_0 + \mathbf{k}_Z}{2P} \quad \text{და} \quad x_2 = \frac{k_0 - \mathbf{k}_Z}{2P}, \quad (2)$$

სადაც  $k^0 = (m_V^2 + \mathbf{k}_T^2 + \mathbf{k}_Z^2)^{1/2}$ ,  $\frac{2m_1m_2}{m_V^2}$  წვერი მიიღება ფაზური სივრცის განმარტებიდან  $(\frac{m_1d\mathbf{q}_1}{q_1^0}, \frac{m_2d\mathbf{q}_2}{q_2^0})$ .  $\Gamma_{n\bar{n}\rightarrow V}^{MM'}$  ცხადი სახეა

$$\Gamma_{n\bar{n}\rightarrow V}^{MM'} = \epsilon_V^\mu(\mathbf{k}, M)\epsilon_V^{\nu*}(\mathbf{k}, M')\langle q_1, S_1, n; q_2, S_2, \bar{n}|J_{V\mu}|0\rangle\langle 0|J_{V\nu}|q_1, S_1, n; q_2, S_2, \bar{n}\rangle \quad (3)$$

$\mathbf{q}$ ,  $s$  და  $n$ -ით აღნიშნულია კვარკების იმპულსები, სპინები და არომატი,  $\epsilon_V^{\mu,\nu}(\mathbf{k}, M)$  არის  $V$  ვექტორული მეზონის პოლარიზაციის ფუნქცია.  $J_V(x) = (\partial_\nu\partial^\nu + m_V^2)\phi_V(x)$  წარმოადგენს ნაკადის ოპერატორს.

განვიხილოთ ვექტორული მეზონის შექმნის და ელექტრონ პოზიტრონულ წყვილად დაშლის  $\bar{q}q \rightarrow V \rightarrow l l^+$  პროცესი. კვეთას აქვს სახე

$$d\sigma_{\bar{n}n\rightarrow V\rightarrow ll^+}^{\bar{M}M'MM'} = \frac{4\pi}{3}\Gamma_{n\bar{n}\rightarrow V}^{\bar{M}M'}\frac{1}{(P_l + P_{l^+})^2 - m_V^2}\Gamma_{V\rightarrow ll^+}^{MM'} \quad (4)$$

სადაც  $m_V$  არის ვექტორული მეზონის მასა.  $P_l$  და  $P_{l^+}$  ელექტრონის და პოზიტრონის 4-იმპულსებია.  $\Gamma_{V\rightarrow ll^+}^{MM'}$  ისევე განიმარტება, როგორც (3).

$p_A + p_B \rightarrow VX$  პროცესის შესაბამისი კვეთის განმარტებაში, პარტონების განაწილების ფუნქცია  $f_{n/A}$  განისაზღვრება TMD PDF (განივი იმპულსის დამოკიდებულება პარტონული განაწილების ფუნქციაზე) მოდელის მიხედვით და აქვს სახე

$$f_{n,A}(x, \mathbf{q}_T) = f_{n,A}(x)\frac{e^{-\frac{q_T^2}{2b^2}}}{2b^2} \quad (5)$$

და

$$f_{\bar{n},B}(x, \mathbf{q}_T) = f_{\bar{n},B}(x)\frac{e^{-\frac{q_T^2}{2b^2}}}{2b^2} \quad (6)$$

სადაც  $\mathbf{q}_T$  არის კვარკის განივი იმპულსი.

წვეროში დენის მატრიცულ ელემენტს  $\bar{q}q \rightarrow V$  აქვს სახე

$$\langle q_1, S_1, n; q_2, S_2, \bar{n}|J_\mu(0)|0\rangle = g_V^{\bar{n}n}\bar{v}(\mathbf{q}_2)\gamma^\mu u(\mathbf{q}_1) + g_T^{\bar{n}n}\bar{v}(\mathbf{q}_2)\frac{i\sigma_{\mu\nu}(q_1 + q_2)^\nu}{m_1 + m_2}u(\mathbf{q}_1) \quad (7)$$

$q_1$  და  $q_2$  კვარკების 4-იმპულსებია.  $\bar{v}(\mathbf{q}_2)$ ,  $u(\mathbf{q}_1)$  არის დირაკის სპინორები,  $\gamma^\mu$  დირაკის გამა მატრიცა,  $\sigma_{\mu\nu}$  მატრიცას აქვს შემდეგი სახე  $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$ .

წვეროს განმარტებაში  $q_1 + q_2$  არის  $V$  მეზონის მასა  $(q_1 + q_2)^2 = m_V^2$ .  $g_V^{\bar{n}n}$  და  $g_T^{\bar{n}n}$  არის კაპლინგის კონსტანტები, რომლებსაც  $u$  და  $d$  კვარკებისათვის აქვს შემდეგი სახე

$$g_V^{\bar{u}u} = g_V e_u; \quad g_T^{\bar{u}u} = g_T e_u \quad \text{და} \quad g_V^{\bar{d}d} = g_V e_d; \quad g_T^{\bar{d}d} = g_T e_d \quad (8)$$

სადაც  $e_u = \frac{2}{3}$  და  $e_d = -\frac{1}{3}$  კვარკების მუხტებია.

## 1.1 სიმკვრივის მატრიცა

სიმკვრივის მატრიცის განსაზღვრის მიზნით დიფერენციალური კვეთი ჩავწეროთ  $\rho$ - მეზონის საკუთარ სისტემაში, სადაც  $\mathbf{k}^* = 0$  და  $\mathbf{q}_1^* = -\mathbf{q}_2^*$ , (ფიქტით აღნიშნულია შესაბამისი სიდიდეები  $V$ -მეზონის უძრავ სისტემაში)

$$\mathbf{q}_i^* = \mathbf{q}_i + \frac{\mathbf{k}}{m_V} \left[ \frac{(\mathbf{q}_i \mathbf{k})}{m_V + k^0} - q_i^0 \right]. \quad i = 1, 2 \quad (9)$$

ენერგია-იმპულსის შენახვის კანონი  $V$ -მეზონის უძრავ სისტემაში, გვაძლევს შემდეგ პირობებს  $m_V = q_1^{*0} + q_2^{*0}$  და  $\mathbf{q}_1^* + \mathbf{q}_2^* = 0$ , კვარკების იმპულსის სიდიდის კვადრატისათვის მივიღებთ

$$|\mathbf{q}^*|^2 = \frac{(m_V^2 - (m_1 + m_2)^2)(m_V^2 - (m_1 - m_2)^2)}{4m_V^2} \quad (10)$$

ენერგიის მნიშვნელობა შესაბამისი კვარკებისათვის ტოლია

$$q_{1,2}^{*0} = \frac{m_V^2 \pm m_1^2 \mp m_2^2}{2m_V}. \quad (11)$$

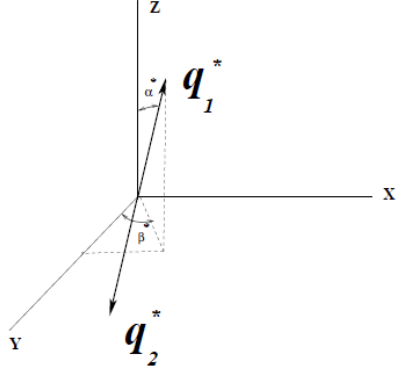
მოსახერხებელია გადავიდეთ სფერულ კოორდინატთა სისტემაზე, რომელშიც კვარკების იმპულსის ვექტორი ტოლია (სურვ)

$$\mathbf{q}^* \equiv \mathbf{q}_1^* = |\mathbf{q}^*| (\sin \alpha^* \cos \beta^*, \sin \alpha^* \sin \beta^*, \cos \alpha^*) \quad (12)$$

სადაც

$$\cos \alpha^* = \frac{\mathbf{q}_1 z}{|\mathbf{q}^*|} - \frac{\mathbf{k}_z}{|\mathbf{q}^*|} \frac{q_1^0 + q_2^0}{m_V + k^0}; \quad \tan \beta^* = \frac{\mathbf{q}_1 y}{\mathbf{q}_{1x} - \mathbf{k}_x \frac{q_1^0 + q_1^{*0}}{m_V + k^0}}. \quad (13)$$

$\mathbf{q}_1^* = -\mathbf{q}_2^*$ , განვიხილოთ შემდეგი წევრი



(სურვ)  $\mathbf{q}_1^*$  და  $\mathbf{q}_2^*$  ვექტორული მეზონის საკუთარ სისტემაში

$$\bar{v}(\mathbf{q}_2^*) \frac{i\sigma_{\mu\nu}(\mathbf{q}_1^* + \mathbf{q}_2^*)^\nu}{m_1 + m_2} u(\mathbf{q}_1^*) = -\bar{v}(\mathbf{q}_2^*) \gamma^\mu u(\mathbf{q}_1^*) + \bar{v}(\mathbf{q}_2^*) \frac{(\mathbf{q}_1^* + \mathbf{q}_2^*)_\mu}{m_1 + m_2} u(\mathbf{q}_1^*). \quad (14)$$

კვება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით

$$\sigma_{\bar{n}n}^{MM'} = e_n^2 \Sigma^{MM'}, \quad (15)$$

სადაც,  $\Sigma^{MM'}$  აქვს შემდეგი სახე

$$\begin{aligned} \Sigma^{MM'} = \epsilon^\mu(0, M) \epsilon^{\nu*}(0, M') Tr & \left[ (g_V - g_T)^2 \gamma_\mu \frac{(p_1^* \gamma) + m_1}{2m_1} \gamma_\nu \frac{(p_2^* \gamma) - m_2}{2m_2} \right. \\ & + g_T^2 \frac{(p_1^* - p_2^*)_\mu}{m_1 + m_2} \frac{(p_1^* - p_2^*)_\nu}{m_1 + m_2} \frac{(p_1^* \gamma) + m_1}{2m_1} \frac{(p_2^* \gamma) - m_2}{2m_2} \\ & + g_T (g_V - g_T) \left( \gamma_\mu \frac{(p_1^* - p_2^*)_\nu}{m_1 + m_2} \frac{(p_1^* \gamma) + m_1}{2m_1} \frac{(p_2^* \gamma) - m_2}{2m_2} \right. \\ & \left. \left. + \frac{(p_1^* - p_2^*)_\mu}{m_1 + m_2} \frac{(p_1^* \gamma) + m_1}{2m_1} \gamma_\nu \frac{(p_2^* \gamma) - m_2}{2m_2} \right) \right] \end{aligned} \quad (16)$$

$p^*$  არის 4-ვექტორი და  $(p^* \gamma) = p_\mu^* \gamma^\mu$ .

მარტივი გამოთვლების შედეგად  $\Sigma^{MM'}$  სიდიდისათვის მივიღებთ

$$\frac{2m_1 m_2}{m_V^2} \Sigma^{MM'} = (g_V - g_T)^2 \frac{m_V^2 - (m_1 - m_2)^2}{m_V^2} [\mathcal{D}^{MM'} - \mathcal{D}Re(\mathcal{A}^{MM'})] \quad (17)$$

$\frac{2m_1m_2}{m_V^2}$  მამრავლი აღებულია კვეთის განმარტებიდან,  $\mathfrak{D}^{MM'}$  აკმაყოფილებს შემდეგ პირობებს

$$\mathfrak{D}^{MM'} = \begin{cases} 1 & \text{როდესაც } M = M' \\ 0 & \text{როდესაც } M \neq M' \end{cases} . \quad (18)$$

$\mathcal{A}^{MM'}$  ამპლიტუდის ცხადი სახეა

$$\mathcal{A}^{MM'} = \begin{pmatrix} \frac{\sin^2(\alpha^*)}{2} & -\frac{\sin(2\alpha^*)}{2\sqrt{2}}e^{-i\beta^*} & -\frac{\sin^2(\alpha^*)}{2}e^{2i\beta^*} \\ -\frac{\sin(2\alpha^*)}{2\sqrt{2}}e^{i\beta^*} & \cos^2(\alpha^*) & \frac{\sin(2\alpha^*)}{2\sqrt{2}}e^{i\beta^*} \\ -\frac{\sin^2(\alpha^*)}{2}e^{-2i\beta^*} & \frac{\sin(2\alpha^*)}{2\sqrt{2}}e^{-i\beta^*} & \frac{\sin^2(\alpha^*)}{2} \end{pmatrix}. \quad (19)$$

$\mathfrak{D}$ -კვეთის განმარტებაში ტოლია

$$\mathfrak{D} = \frac{m_V^2 - (m_1 + m_2)^2}{m_V^2} \left[ \frac{g_T^2}{(g_V - g_T)^2} \cdot \frac{m_V^2 - (m_1 + m_2)^2}{(m_1 + m_2)^2} - \frac{2g_T}{g_V - g_T} - 1 \right]. \quad (20)$$

ამ ყველაფრის მეშვეობით კვეთისათვის მივიღებთ

$$\frac{d\sigma_{p_A+p_B \rightarrow VX}^{MM'}}{d\mathbf{k}_X^2 dy} = \frac{1}{6(4\pi)^2} \frac{m_N^2}{P_S^{1/2}} \frac{1}{2b^2} d \langle \Sigma^{MM'} \rangle \quad (21)$$

სადაც

$$\begin{aligned} \langle \Sigma^{MM'} \rangle = & \frac{1}{d} \int d^2\mathbf{q}_{2T} \left( e_u^2 f_{\frac{A}{u}}(x_1, \mathbf{k}_X - \mathbf{q}_{2T}) \cdot f_{\frac{B}{\bar{u}}}(x_2, \mathbf{q}_{2T}) \right. \\ & \left. + e_d^2 f_{\frac{A}{d}}(x_1, \mathbf{k}_X - \mathbf{q}_{2T}) \cdot f_{\frac{B}{\bar{d}}}(x_2, \mathbf{q}_{2T}) + (1 \leftrightarrow 2) \right) \Sigma^{MM'} \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} d = & \int d^2\mathbf{q}_{2T} \left( e_u^2 f_{\frac{A}{u}}(x_1, \mathbf{k}_X - \mathbf{q}_{2T}) \cdot f_{\frac{B}{\bar{u}}}(x_2, \mathbf{q}_{2T}) + e_d^2 f_{\frac{A}{d}}(x_1, \mathbf{k}_X - \mathbf{q}_{2T}) \right. \\ & \left. \cdot f_{\frac{B}{\bar{d}}}(x_2, \mathbf{q}_{2T}) + (1 \leftrightarrow 2) \right). \end{aligned} \quad (23)$$

სიმკვრივის მატრიცის ელემენტს აქვს სახე

$$\rho_{MM'} = \left( \frac{d\sigma_{p_A+p_B \rightarrow VX}^{MM'}}{dk_X^2 dy} \right) \cdot \left( \frac{d\sigma_{p_A+p_B \rightarrow VX}}{dk_X^2 dy} \right)^{-1} \quad (24)$$

სადაც

$$\frac{d\sigma_{p_A+p_B \rightarrow VX}}{dk_X^2 dy} = \sum_M \frac{d\sigma_{p_A+p_B \rightarrow VX}^{MM'}}{dk_X^2 dy}. \quad (25)$$

სიმკვრივის მატრიცის ელემენტებისათვის მივიღებთ

$$\rho_{00} = \frac{\mathfrak{D} \langle \cos^2(\alpha^*) \rangle + 1}{\mathfrak{D} + 3} \quad (26)$$

$$\rho_{11} = \rho_{-1-1} = \frac{1}{2} \frac{\mathfrak{D} \langle \sin^2(\alpha^*) \rangle + 2}{\mathfrak{D} + 3} \quad (27)$$

$$Re\rho_{1-1} = \frac{1}{2} \langle \sin^2(\alpha^*) \cos(2\beta^*) \rangle > \frac{\mathfrak{D}}{\mathfrak{D} + 3} \quad (28)$$

$$Re\rho_{10} = \frac{1}{2} \langle \sin(2\alpha^*) \cos(\beta^*) \rangle > \frac{\mathfrak{D}}{\mathfrak{D} + 3} \quad (29)$$

$$Im\rho_{1-1} = \frac{1}{2} \langle \sin^2(\alpha^*) \sin(2\beta^*) \rangle > \frac{\mathfrak{D}}{\mathfrak{D} + 3} \quad (30)$$

$$Im\rho_{1-1} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \langle \sin(2\alpha^*) \sin(\beta^*) \rangle > \frac{\mathfrak{D}}{\mathfrak{D} + 3}. \quad (31)$$

სიმკვრივის მატრიცა  $\rho_{MM'}$  იზოტროპიული განაწილებისათვის იღებს შემდეგ მნიშვნელობებს

$$\rho_{MM'} = \begin{cases} \frac{1}{3}, & \text{როდესაც } M = M' \\ 0, & \text{როდესაც } M \neq M' \end{cases} \quad (32)$$

კერძოდ, როდესაც  $\mathfrak{D} = 0$  მაშინ სიმკვრივის მატრიცის ეს მნიშვნელობები მართებულია.

განვიხილოთ კვარკის მასის ის მნიშვნელობები რომლებიც დააკმაყოფილებენ პირობას  $\mathcal{D} = 0$ .

1.  $m_1$  და  $m_2$  ისე შევარჩიოთ, რომ  $|\mathbf{q}^*|^2 = 0$ . ეს პირობა შესრულდება მაშინ როდესაც

$$m_1 + m_2 = m_V \quad \text{ან} \quad m_1 = m_2 = m_V/2. \quad (33)$$

2.  $g_T/g_V$  თუ დააკმაყოფილებს პირობას,

$$\frac{g_T^2}{(g_V - g_T)^2} \cdot \frac{m_V^2 - (m_1 + m_2)^2}{(m_1 + m_2)^2} - \frac{2g_T}{g_V - g_T} - 1 = 0. \quad (34)$$

ამ განტოლების მეშვეობით ვპოულობთ კავშირს  $g_T$  და  $g_V$  შორის,

$$g_T = g_V \frac{m_1 + m_2}{m_V} \quad \text{საიდანაც ვღებულობთ} \quad (g_V - g_T)^2 = g_V^2 \frac{(m_V - m_1 - m_2)^2}{m_V^2}.$$

კვარკების მცირე მნიშვნელობისათვის  $m_1$  და  $m_2 \sim 5 - 10 \text{ MeV}$  მივიღებთ მცირე მნიშვნელობას  $g_T$ . მაგრამ დენის ვექტორის მატრიცული ელემენტის განმარტებაში  $g_T$  არარის უმნიშვნელო. დენის ვექტორის მატრიცული ელემენტის განმარტებაში  $g_T/(m_1 + m_2)$  უნდა შეიცვალოს  $g_V/m_V$ .

თუ გამოვიყენებთ პირობას  $\mathcal{D} = 0$  მაშინ დიფერენციალური კვათისათვის მივირებთ

$$\frac{d\sigma_{p_A+p_B \rightarrow V X}^{MM'}}{d\mathbf{k}_X^2 dy} = \frac{(g_V - g_T)^2}{2(4\pi)^2} \frac{m_N^2}{P_S^{1/2}} \frac{1}{2b^2} \int d^2\mathbf{q}_{2T} \left( e_{uA}^2 f_{\bar{u}}^u(x_1, \mathbf{k}_X - \mathbf{q}_{2T}) \right. \\ \left. \cdot f_{\bar{u}}^u(x_2, \mathbf{q}_{2T}) + e_{dA}^2 f_{\bar{d}}^d(x_1, \mathbf{k}_X - \mathbf{q}_{2T}) \cdot f_{\bar{d}}^d(x_2, \mathbf{q}_{2T}) + (1 \leftrightarrow 2) \right), \quad (35)$$

ვხედავთ, რომ ეს გამოსახულება დამოკიდებულია მხოლოდ  $g_V, g_T, m_1$  და  $m_2$  სიდიდეებზე.

კერძოდ, როდესაც  $m_1$  და  $m_2 \sim 5 - 10 \text{ MeV}$  დიფერენციალური კვთა იგივეა რაც  $(g_V - g_T)^2 \Rightarrow g_V^2$ .

განვიხილოთ შემთხვევა როდესაც, სიმკვრივის მატრიცა იზოტროპულია

$$\rho_{00} = \rho_{-1-1} = \rho_{11} = \frac{1}{3}. \quad (36)$$

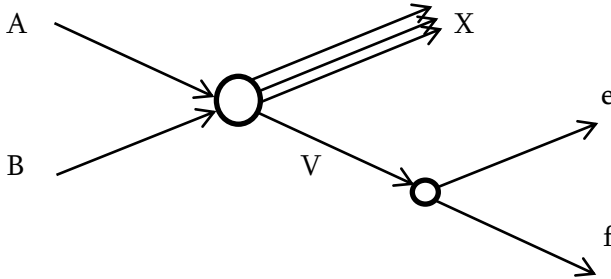
ამ პირობას მივიღებთ თუ

$$\langle \cos^2(\alpha^*) \rangle = \frac{1}{2} \langle \sin^2(\alpha^*) \rangle = \frac{1}{3}. \quad (37)$$

ამ შემთხვევაში სიმკვრივის მატრიცის არადიაგონალური ელემენტები არანულოვანია  $\rho_{MM'} \neq 0$  და განაწილება არის ანიზოტროპიული.

## 2 დიფერენციალური კვეთის განმარტება

პროტონ-პროტონული ინკლუზიური რეაქციის მაგალითზე, განვიხილოთ ვექტორული მეზონების დაშლა  $A + B \rightarrow X + V \rightarrow Xef$



ნაწილაკების მახასიათებელი ფიზიკური სიდიდეები შესაბამისად არიან:  $A$  – ნაწილაკის  $(P_A, S_A, M_A)$ ,  $B$  – ნაწილაკის  $(P_B, S_B, M_B)$ ,  $X$  – ნაწილაკი  $(P_X, S_X, M_X)$ ,  $V$  – ნაწილაკის  $(P_V, S_V, M_V)$ ,  $e$  – ნაწილაკის  $(P_e, S_e, M_e)$  და  $f$  – ნაწილაკის  $(P_f, S_f, M_f)$ . სადაც  $P$ - არის იმპულსი,  $S$ -არის სპინი და  $M$  -არის მაგნიტური მომენტი.

დიფერენციალური კვეთის განსაზღვრისათვის, ვისარგებლოთ დროზე დამოკიდებული შეშფოთების თეორიით.

გვაქვს შესაბამისობა  $\langle m | \hat{H} | l \rangle \sim T(V \rightarrow ef)$ . ამიტომ ვწერთ,  $V$  ნაწილაკის  $e$   $f$  ნაწილაკებად დაშლის  $C_{ef}$  კოეფიციენტს [6],[11]

$$C_{ef} = T(V \rightarrow ef) \times \frac{1}{E_V - E_e - E_f - im\Gamma/2} \quad (38)$$

$\Gamma$  არის  $V$  ნაწილაკის დაშლის სიგანე.

თუ გადავალთ რელატივისტურ განხილვაზე და პროცესს განვიხილავთ  $V$  ნაწილაკის მასათა ცენტრის სისტემაში, ვისარგებლოთ შემდეგი თანაფარდობებით

$$E_e + E_f = \sqrt{s_V} \quad E_V = m_V. \quad (39)$$

სრული პროცესის აღსაწერად შესაბამისი ამპლიტუდა შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით

$$T(AB \rightarrow Xef) = T(AB \rightarrow XV) \phi_V(s_V) T(V \rightarrow ef). \quad (40)$$

გადასვლის ამპლიტუდის ამ განმარტებაში  $\phi_V$  სიდიდეს აქვს შემდეგი სახე

$$\phi_V = \frac{1}{2m} \left( \frac{1}{m + \sqrt{s} - i\Gamma/2} + \frac{1}{m - \sqrt{s} - i\Gamma/2} \right) \quad (41)$$

ანუ

$$\phi_V = \frac{1}{m^2 - s - im\Gamma} \quad (42)$$

ეს არის  $V$  ნაწილაკის რელატივისტური პროპაგატორი, რომელშიც  $i\epsilon$  შეცვლილია  $im\Gamma$  სიდიდით.

პროცესის შესაბამისი დიფერენციალური კვეთაა

$$d\sigma(AB \rightarrow Xef) = \alpha |T(AB \rightarrow Xef)|^2 dLIPS(s; P_X, P_f, P_e) \quad (43)$$

აქ  $dLIPS(s; P_X, P_f, P_e)$  წარმოადგენს ლორენც ინვარიანტულ ფაზურ სივრცეს, რომლის ცხადი სახეა

$$dLIPS(s; P_X, P_f, P_e) = (2\pi)^4 \delta(P_i - P_X - P_e - P_f) d\mathbf{p}_X d\mathbf{p}_e d\mathbf{p}_f \quad (44)$$

და

$$P_i = P_A + P_B = \sqrt{s} . \quad (45)$$

შესაძლებელია სრული დიფერენციალური კვეთის წარმოდგენა ცალკეული პროცესების შესაბამისი დიფერენციალური კვეთების ნამრავლის სახით. ამისათვის საჭიროა ლორენც ინვარიანტული ფაზური სივრცის წარმოდგენა ცალკეული პროცესების შესაბამისი ლორენც ინვარიანტული ფაზური სივრცეების ნამრავლის სახით. ვისარგებლოთ 4-იმპულსის შენახვის კანონით

$$P_V = P_e + P_f , \quad (46)$$

$V$  ნაწილაკის მასათა ცენტრის სისტემაში  $P_V^2 = s_V$ , და დირაკის დელტა ფუნქციის თვისებით  $1 = dP_V \delta(P_V - P_e - P_f)$ .

ჩავსვათ ასე განმარტებული ერთეულოვანი ოპერატორი ლორენც ინვარიანტული ფაზური სივრცის განმარტებაში

$$dLIPS(s; P_X, P_f, P_e) = (2\pi)^4 \delta(P_i - P_X - P_e - P_f) dP_V \delta(P_V - P_e - P_f) d\mathbf{p}_X d\mathbf{p}_e d\mathbf{p}_f \quad (47)$$

ამ გამოსახულებიდან კი შეგვიძლია გამოვყოთ  $V$  ნაწილაკის დაშლის პროცესის შესაბამისი ლორენც ინვარიანტული ფაზური სივრცე, რომელსაც აქვს შემდეგი სახე

$$dLIPS(s_V; P_f, P_e) = (2\pi)^4 \delta(P_V - P_e - P_f) d\mathbf{p}_e d\mathbf{p}_f . \quad (48)$$

$A + B \rightarrow X + V$  პროცესის შესაბამისი ლორენც ინვარიანტული ფაზური სივრცის გამოყოფის მიზნით განვმარტოთ ოთხ-იმპულსის დიფერენციალი დირაკის დელტა ფუნქციის მეშვეობით

$$dP_V = dP_V \delta(P_V^2 - s_V) ds_V = (2\pi)^3 d\mathbf{p}_V ds_V \quad (49)$$

ამ განმარტების მიხედვით, სრული ლორენც ინვარიანტული ფაზური სივრცეს ექნება შემდეგი სახე

$$dLIPS(s; P_X, P_f, P_e) = (2\pi)^3 \delta(P_i - P_X - P_V) d\mathbf{p}_X d\mathbf{p}_V ds_V dLIPS(s_V; P_f, P_e) \quad (50)$$

სადაც ჩანს  $A + B \rightarrow X + V$  პროცესის შესაბამისი ლორენც ინვარიანტული ფაზური სივრცე

$$dLIPS(s; P_X, P_V) = (2\pi)^4 \delta(P_i - P_X - P_V) d\mathbf{p}_X d\mathbf{p}_V . \quad (51)$$

მივიღეთ ჩვენთვის სასურველი შედეგი

$$dLIPS(s; P_X, P_f, P_e) = (2\pi)^{-1} dLIPS(s; P_X, P_V) dLIPS(s_V; P_f, P_e) ds_V . \quad (52)$$

დიფერენციალური კვების (43) განმარტებაში გავითვალისწინოთ (40) და (52) ტოლობები. მივიღებთ

$$\begin{aligned} & d\sigma(AB \rightarrow Xef) \\ &= \alpha(2\pi)^{-1} |T(AB \rightarrow XV)\phi_V(s_V)T(V \rightarrow ef)|^2 dLIPS(s; P_X, P_V) \times \\ & \quad \times dLIPS(s_V; P_f, P_e) ds_V \\ &= \frac{\alpha}{2\pi} |T(AB \rightarrow XV)T(V \rightarrow ef)|^2 \frac{1}{(m_V^2 - s_V)^2 - (m_V \Gamma_V)^2} \times \\ & \quad \times dLIPS(s; P_X, P_V) dLIPS(s_V; P_f, P_e) ds_V \end{aligned} \quad (53)$$

თუ არაა ცნობილი A,B და V ნაწილაკების პოლარიზაცია , მიღებული დიფერენციალური კვეთა უნდა გავასაშუალოთ საწყისი სპინებით და ავჯამოთ V ნაწილაკის M მაგნიტური კვანტური რიცხვით

$$d\sigma(AB \rightarrow Xef) = \frac{\alpha}{2\pi} \times \frac{1}{2S_A + 1} \times \frac{1}{2S_B + 1} \left| \sum_M T(AB \rightarrow XV_M) T(V_M \rightarrow ef) \right|^2 \times \frac{1}{(m_V^2 - s_V)^2 - (m_V \Gamma_V)^2} dLIPS(s; P_X, P_V) dLIPS(s_V; P_f, P_e) ds_V. \quad (54)$$

მაშასადამე შეგვიძლია პროცესის დიფერენციალური კვეთა წარმოვადგინოთ შემადგენელი პროცესების დიფერენციალური კვეთების ნამრავლის სახით

$$d\sigma(AB \rightarrow Xef) = \frac{\alpha}{2\pi} \times \frac{1}{2S_A + 1} \times \frac{1}{2S_B + 1} d\sigma(AB \rightarrow XV) \times \frac{1}{(m_V^2 - s_V)^2 - (m_V \Gamma_V)^2} d\sigma(V \rightarrow ef) ds_V. \quad (55)$$

განვიხილოთ შემდეგი ინტეგრალი

$$\int dLIPS(s_V; P_f, P_e) \sum_{\lambda_e \lambda_f} T^*(V_M \rightarrow ef) T(V_{M'} \rightarrow ef) \quad (56)$$

აქ  $T$  მატრიცას აქვს სახე  $\langle p, \lambda_e \lambda_f, \vartheta | T | M \rangle$ , სადაც  $\lambda_e$  და  $\lambda_f$  არის შესაბამისად  $e$  და  $f$  ნაწილაკების სპირალობები. თუ ამ გამოსახულებას ვაინტეგრებთ კუთხეებით  $\langle p, \lambda_e \lambda_f, \vartheta | T | M \rangle = e^{i\varphi(M-\lambda)} d_{M\lambda}^S(\vartheta) T_S(\lambda_e, \lambda_f)$

$\lambda = \lambda_e - \lambda_f$ ,  $T_S$  არის სპინებით გასაშუალოებული მატრიცა. დაშლის სიგანეს აქვს სახე

$$\begin{aligned} m_V \Gamma(V \rightarrow ef) &= \frac{1}{2} \int dLIPS(s_V; P_f, P_e) \sum_{\lambda_e \lambda_f} |T(V_M \rightarrow ef)|^2 = \\ &= \frac{1}{2} \int \frac{1}{4\pi^2 4E_e E_f} d\mathbf{p}_e d\mathbf{p}_f \delta(\sqrt{s_V} - E_e - E_f) \delta(\mathbf{p}_e + \mathbf{p}_f) \sum_{\lambda_e \lambda_f} |T(V_M \rightarrow ef)|^2 = \\ &= \frac{1}{2} \int \frac{pdE d\Omega}{16\pi^2 E} \delta(\sqrt{s_V} - E_e - E_f) \sum_{\lambda_e \lambda_f} |T(V_M \rightarrow ef)|^2 = \\ &= \frac{1}{2} \frac{p}{16\pi^2 \sqrt{s_V}} \int d\Omega |d_{M\lambda}^S(\vartheta)|^2 \sum_{\lambda_e \lambda_f} |T_S(V_M \rightarrow ef)|^2 \end{aligned} \quad (57)$$

ვისარგებლოთ  $d_{M\lambda}^S(\vartheta)$  ფუნქციების ნორმირების შემდეგი პირობით

$$\int_{-\pi}^{\pi} \sin \theta d\theta d_{M\lambda}^S d_{M\lambda}^{S'} = \frac{2}{2s+1} \delta_{SS'} \quad (58)$$

მაშინ (56) გამოსახულებისათვის მივიღებთ

$$\int dLIPS(s_V; P_f, P_e) \sum_{\lambda_e \lambda_f} T^*(V_M \rightarrow ef) T(V_{M'} \rightarrow ef) = \delta_{MM'} m_V \Gamma(V_M \rightarrow ef). \quad (59)$$

ჩავსვათ (59)-ი (55)-ში

$$d\sigma(AB \rightarrow cef) = \frac{ds_V d\sigma(AB \rightarrow XV) m_V \Gamma(V \rightarrow ef)}{\pi((m_V^2 - s_V)^2 - (m_V \Gamma_V)^2)}. \quad (60)$$

## 2.1 სიმკვრივის მატრიცა

დავუშვათ ნაწილაკის მდგომარეობების შესაბამისი ტალღური ფუნქციებია

$$\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4, \psi_5, \psi_6, \dots$$

როგორც ცნობილია, თუ ნაწილაკს შეუძლია იმყოფებოდეს მოცემულ მდგომარეობებში, მაშინ სუპერპოზიციის პრინციპის ძალით მას შეუძლია იმყოფებოდეს

$$\psi = \sum_I C_i(t) \psi_i = \sum_I C_i(t) |i\rangle \quad (61)$$

მდგომარეობაშიც. ცხადია  $C_i(t)$  არის ნაწილაკის  $|i\rangle$ -ური მდგომარეობის შესაბამისი ალბათობის ამპლიტუდა. ალბათობის სიმკვრივე იქნება

$$W = \sum_I |C_i \psi_i|^2 = \sum_{i,k} C_i^*(t) C_k(t) |k\rangle \langle i| \quad (62)$$

ასე განმარტებულ სიმკვრივის მატრიცას ეწოდება სუფთა მდგომარეობის შესაბამისი სიმკვრივის მატრიცა.

ეხლა განვიხილოთ შემთხვევა, როდესაც ნაწილაკის მდგომარეობების აღმწერი ტალღური ფუნქციები გვხვდება გარკვეული ალბათობებით. ამ შემთხვევაში გვაქვს ნარევი მდგომარეობა

$$\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4, \psi_5, \psi_6, \dots$$

$$p_1, p_2, p_3, p_4, p_5, p_6, \dots$$

რაც იმას ნიშნავს, რომ ნაწილაკი შეგვხვდება  $\psi_i$  მდგომარეობაში  $p_i$  ალბათობით.

ალბათობის სიმკვრივეს კი ექნება შემდეგი სახე[8]

$$W = \sum_{i,k} p_j C_i^*(j) C_k(j) |k\rangle \langle i| . \quad (63)$$

გამოსახულებას

$$\rho_{ik}(t) = p_j C_i^*(t) C_k(t) \quad (64)$$

ეწოდება სიმკვრივის მატრიცა.

თუ რაიმე  $A$  სიდიდის საშუალო მნიშვნელობის განსაზღვრა გვინტერესებს მაშინ განმარტებების მიხედვით გვექნება

$$\bar{A} = \sum_{i,k} \rho_{ik}(t) A_{ki} = Sp(\rho A). \quad (65)$$

სიმკვრივის მატრიცის რანგი შეიძლება იყოს სასრული და უსასრულო.

$\rho$  მატრიცა არის ერმიტული

$$\rho^+ = \rho, \quad (66)$$

შპურს შეიძლება მოვთხოვოთ პირობა

$$Sp(\rho) = 1. \quad (67)$$

### სიმკვრივის მატრიცის ცვლილება დროის მიხედვით

დავწეროთ შრედინგერის განტოლება და მისი ერმიტულად შეუღლებული[7]

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi\rangle = \hat{H} |\psi\rangle \quad - \quad i\hbar \frac{d}{dt} \langle\psi| = \langle\psi| \hat{H} \quad (68)$$

ამ განტოლებების გათვალისწინებით დავწეროთ

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho &= \frac{d}{dt}\{|\psi\rangle\langle\psi|\} = \frac{d|\psi\rangle}{dt}\langle\psi| + |\psi\rangle\frac{d\langle\psi|}{dt} = -\frac{i}{\hbar}\hat{H}|\psi\rangle\langle\psi| + |\psi\rangle\frac{i}{\hbar}\langle\psi|\hat{H} = \\ &= -\frac{i}{\hbar}(\hat{H}\rho - \rho\hat{H}) = -\frac{i}{\hbar}[\rho, \hat{H}] \end{aligned} \quad (69)$$

ვანტეგროთ ეს განტოლება დროით, მივიღებთ

$$\rho(t) = \rho(0) - \frac{i}{\hbar} \int_0^t ds [\rho(s), \hat{H}(s)]. \quad (70)$$

შემოვიღოთ დროში ევოლუციის ოპერატორი

$$U = e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t ds \hat{H}(s)}, \quad (71)$$

რომლის მეშვეობითაც სიმკვრივის მატრიცის დროში ევოლუცია, ჩაიწერება შემდეგი სახით

$$\rho(t) = |\psi(t)\rangle\langle\psi(t)| = U|\psi(0)\rangle\langle\psi(0)|U^\dagger = U\rho(0)U^\dagger. \quad (72)$$

ჩვენ მიერ განხილული  $AB \rightarrow VX \rightarrow Xef$  პროცესისათვის შემოყავთ სიმკვრივის მატრიცა

$$\begin{aligned} \rho_{MM'}(s, t) &= \sum_{\lambda_A \lambda_B \lambda_C} T(AB \rightarrow XV_M) T^*(AB \rightarrow XV_{M'}) \times \\ &\left( \sum_{ABCXV} |T(AB \rightarrow XV)|^2 \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (73)$$

რომელიც აკმაყოფილებს (66), (67) მოთხოვნებს[6].

## 2.2 კუთხური განაწილების ფუნქცია

განვიხილოთ პროცესი  $\gamma + N \rightarrow V + N$  პოლარიზებული მდგომარეობებით გამოსახულ სიმკვრივის მატრიცებს შორის კავშირს შესაბამისად ვექტორულ მეზონსა და ფოტონს შორის აქვს სახე [10]

$$\rho(V)_{\lambda_V \lambda'_V} = \frac{1}{C} \sum_{\lambda_{N'} \lambda_\gamma \lambda_N \lambda'_\gamma} T(\gamma + N \rightarrow V + N)_{\lambda_{N'} \lambda_V, \lambda_N \lambda'_\gamma} \rho(\gamma)_{\lambda_\gamma \lambda'_\gamma} \quad (74)$$

$$T^*(\gamma + N \rightarrow V + N)_{\lambda_N, \lambda_V, \lambda_N \lambda_\gamma}$$

სადაც  $C$  არის ნორმირების კოეფიციენტი და განისაზღვრება შემდეგი ტოლობით

$$C = \frac{1}{2} \sum_{\lambda_N, \lambda_V, \lambda_N \lambda_\gamma} |T(\gamma + N \rightarrow V + N)_{\lambda_N, \lambda_V, \lambda_N \lambda_\gamma}|^2. \quad (75)$$

არაპოლარიზებული ფოტონისა და ვექტორული მეზონის შემთხვევაში დიფერენციალური კვეთა განისაზღვრება ტოლობით

$$d\sigma(\gamma + N \rightarrow V + N) = \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi}{k}\right)^2 \sum_{\lambda_N, \lambda_V, \lambda_N \lambda_\gamma} |T(\gamma + N \rightarrow V + N)_{\lambda_N, \lambda_V, \lambda_N \lambda_\gamma}|^2 d\Omega \quad (76)$$

სადაც  $k$  არის გადაცემული იმპულსი.

კუთხური განაწილების ფუნქცია განისაზღვრება ფორმულით

$$W(\cos \vartheta, \varphi) = \frac{dN}{d\Omega} = A \rho(V) A^+ = \sum_{\lambda_V, \lambda'_V} \langle \vartheta, \varphi | A | \lambda_V \rangle \rho(V)_{\lambda_V \lambda'_V} \langle \lambda'_V | A^+ | \vartheta, \varphi \rangle, \quad (77)$$

სადაც  $A$  არის ამპლიტუდა და ვიგნერის ფუნქციებს უკავშირდება შემდეგი ტოლობით

$$\langle \vartheta, \varphi | A | \lambda_V \rangle = C \sqrt{\frac{3}{4\pi}} D_{\lambda_V 0}^{1*}(\varphi, \theta, -\varphi), \quad (78)$$

$D$  ფუნქციების ცხადი სახეა [12]

$$\begin{aligned} D_{10}^1(\varphi, \theta, -\varphi) &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \vartheta e^{-i\varphi}, \\ D_{00}^1(\varphi, \theta, -\varphi) &= \cos \vartheta, \\ D_{-10}^1(\varphi, \theta, -\varphi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \vartheta e^{i\varphi}. \end{aligned} \quad (79)$$

ამ ყველაფრის დახმარებით ვწერთ

$$W(\cos \vartheta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} \sum_{\lambda_V, \lambda'_V} D_{\lambda_V 0}^1(\varphi, \theta, -\varphi)^* \rho(V)_{\lambda_V \lambda'_V} D_{\lambda_V 0}^1(\varphi, \theta, -\varphi). \quad (80)$$

$\rho(V)$  მატრიცების ერმიტულობის პირობით  $\rho(V)_{\lambda_V \lambda'_V} = \rho^*(V)_{\lambda_V \lambda'_V}$  და Wigner ფუნქციების ცხადი სახის გამოყენებით, კუთხური განაწილების ფუნქცია მიიღებს სახეს

$$\begin{aligned}
W(\cos \vartheta, \varphi) = & \frac{3}{4\pi} \left\{ \frac{1}{2} (\rho_{11} + \rho_{-1-1}) \sin^2 \theta + \rho_{00} \cos^2 \theta \right. \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} [-\operatorname{Re}(\rho_{10}) + \operatorname{Re}(\rho_{-10})] \sin 2\theta \cos \varphi \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} [\operatorname{Im}(\rho_{10}) + \operatorname{Im}(\rho_{-10})] \sin 2\theta \sin \varphi - \operatorname{Re}(\rho_{1-1}) \sin^2 \theta \cos 2\varphi \\
& \left. + \operatorname{Im}(\rho_{1-1}) \sin^2 \theta \sin 2\varphi \right\}.
\end{aligned} \tag{81}$$

### $V \rightarrow \alpha + \beta$ პროცესი

$\alpha$  და  $\beta$  ნაწილაკების სპინები შესაბამისად აღვნიშნოთ  $S_\alpha$  და  $S_\beta$ .  $V$  ნაწილაკის ათვლის სისტემაში  $\alpha$  და  $\beta$  ნაწილაკის იმპულსები იქნება  $\mathbf{p}$  და  $-\mathbf{p}$ .

დაშლის ამპლიტუდას ამ აღნიშვნების მიხედვით ექნება სახე [9]

$$A_m(\mathbf{p}\lambda_\alpha\lambda_\beta) = \langle \mathbf{p}\lambda_\alpha\lambda_\beta | U | S_V m \rangle \tag{82}$$

სადაც  $U$  ოპერატორი არის ინვარიანტული არეკვლებისა და ბრუნვების მიმართ,  $\lambda_\alpha$  და  $\lambda_\beta$  არის სპირალობები  $\alpha$  და  $\beta$  ნაწილაკების.

ამპლიტუდა Wigner ფუნქციის მეშვეობით მიიღებს სახეს

$$\begin{aligned}
A_m(\mathbf{p}\lambda_\alpha\lambda_\beta) &= \langle \mathbf{p}\lambda_\alpha\lambda_\beta | S_V m \lambda_\alpha \lambda_\beta \rangle \langle S_V m \lambda_\alpha \lambda_\beta | U | S_V m \rangle = \\
&= \sqrt{\frac{4\pi}{2S_V + 1}} d_{m\Lambda}^{S_V}(\vartheta) e^{i\varphi(m-\Lambda)} M_V(\lambda_\alpha\lambda_\beta)
\end{aligned} \tag{83}$$

სადაც  $\Lambda$  არის  $\lambda_\alpha - \lambda_\beta$ ,  $\vartheta$  და  $\varphi$  არის  $\mathbf{p}$  ვექტორის პოლარული კუთხეები.  $\mathbf{p}$  არის  $V$  ნაწილაკის იმპულსი,  $m$  კი  $V$  ნაწილაკის მაგნიტური კვანტური რიცხვი.

$M_V$  სიდიდის დამოკიდებულება არეკვლების მიმართ განისაზღვრება ტოლობით

$$M_V(\lambda_\alpha, \lambda_\beta) = \eta_V \eta_\alpha \eta_\beta (-1)^{S_V - S_\alpha - S_\beta} M_V(-\lambda_\alpha, -\lambda_\beta) \tag{84}$$

თუ ვისარგებლებთ ამპლიტუდის (83) განმარტებით მაშინ დაშლის კუთხის მიხედვით განაწილების ფუნქციისათვის მივიღებთ

$$\begin{aligned}
W(\vartheta, \varphi) &= N' \sum_{\lambda_\alpha \lambda_\beta} \langle \mathbf{p} \lambda_\alpha \lambda_\beta | U \rho_V U^\dagger | \mathbf{p} \lambda_\alpha \lambda_\beta \rangle = \\
&= N' \sum_{\lambda_\alpha \lambda_\beta m m'} |M_V(\lambda_\alpha \lambda_\beta)|^2 e^{i\varphi(m-m')} d_{m\Lambda}^{S_V}(\vartheta) d_{m'\Lambda}^{S_V}(\vartheta) \langle m | \rho_V | m' \rangle
\end{aligned} \tag{85}$$

$M_V(\lambda_\alpha \lambda_\beta)$  ფუნქციის არეკვლის თვისება გვაძლევს შემდეგი სიმეტრიის პირობას

$$W(\vartheta, \varphi) = W(\pi - \vartheta, \pi + \varphi), \tag{86}$$

ხოლო, თუ გამოვიყენებთ არეკვლის შემდეგ პირობას  $\langle m | \rho_V | m' \rangle = (-1)^{m-m'} \langle -m | \rho_V | -m' \rangle$ , მაშინ კუთხური განაწილების ფუნქციისათვის მივიღებთ შემდეგ თანაფარდობას

$$W(\vartheta, \varphi) = W(\vartheta, -\varphi). \tag{87}$$

განვიხილოთ ორი შემთხვევა (85)-ის.

1) შემთხვევა, როდესაც  $S_V = 1$  და  $S_\alpha = S_\beta = 0$ .  $\rho_V$  მატრიცის  $\rho_V = \rho_V^\dagger$  და  $Sp(\rho_V)$  პირობებით და სიმეტრიის  $\langle m | \rho_V | m' \rangle = (-1)^{m-m'} \langle -m | \rho_V | -m' \rangle$  თვისებიდან გამომდინარე მივიღებთ

$$\rho_V = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{10} & \rho_{1,-1} \\ \rho_{10}^* & 1 - 2\rho_{11} & -\rho_{10}^* \\ \rho_{1,-1} & -\rho_{10} & \rho_{11} \end{pmatrix} \tag{88}$$

სადაც,  $\rho_{11}$  და  $\rho_{1,-1}$  არიან რეალური სიდიდეები, ხოლო  $\rho_{10}$  კი კომპლექსურები.

კუთხური განაწილების ფუნქციას ამ პირობების გათვალისწინებით ცხადად ექნება სახე

$$\begin{aligned}
W(\cos \vartheta, \varphi) &= C \{ \rho_{11} \sin^2 \theta + (1 - 2\rho_{11}) \cos^2 \theta - \sqrt{2} \operatorname{Re}(\rho_{10}) \sin 2\theta \cos \varphi \\
&\quad - \rho_{1,-1} \sin^2 \theta \cos 2\varphi \}.
\end{aligned} \tag{89}$$

2) შემთხვევა, როდესაც  $S_V = 3/2$  და  $S_\alpha = \frac{1}{2}$  და  $S_\beta = 0$ .  $\rho_V$  სიმკვრივის მატრიცა ამ შემთხვევისათვის იქნება

$$\rho_V = \begin{pmatrix} \rho_{33} & \rho_{31} & \rho_{3,-1} & i\rho_{3,-3} \\ \rho_{31}^* & \frac{1}{2} - \rho_{33} & i\rho_{1,-1} & \rho_{3,-1}^* \\ \rho_{3,-1}^* & -i\rho_{1,-1} & \frac{1}{2} - \rho_{33} & \rho_{31}^* \\ -i\rho_{3,-3} & \rho_{3,-1} & -\rho_{31} & \rho_{33} \end{pmatrix} \quad (90)$$

სადაც  $\rho_{33}$ ,  $\rho_{3,-3}$  და  $\rho_{1,-1}$  არის რეალური.

კუთხური განაწილების ფუნქცია ამ შემთხვევაში არის

$$W(\cos \vartheta, \varphi) = C \left\{ \rho_{33} \sin^2 \theta + \left( \frac{1}{2} - 2\rho_{33} \right) \left( \frac{1}{3} + \cos^2 \theta \right) - \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{Re}(\rho_{3,-1}) \sin^2 \theta \cos 2\varphi - \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{Re}(\rho_{31}) \sin 2\theta \cos \varphi \right\}. \quad (91)$$

$\rho_{3,-3}$  და  $\rho_{1,-1}$  პარამეტრები, რომლებიც შეესაბამებიან წმინდა წარმისახვით ელემენტებს სიმკვრივის მატრიცაში, არ შედიან (91) განაწილებაში,  $W(\vartheta, \varphi) = W(\vartheta, -\varphi)$  პირობის გამო, მაგრამ საშუალებას გვაძლევს სხვა სიდიდეებზე დაკვირვებისას, როგორცაა სპინის კორელაციები.

### 3. ვექტორული მეზონების სპინების განლაგება A+A შეჯახებისას

განვიხილოთ ვექტორული მეზონის სპინის განლაგება, რომელიც გამოწვეულია კავრკების პოლარიზაციით, არა-ცენტრალური A + A შეჯახებისას. თითოეული ბირთვის  $\mathbf{p}$  იმპულსი მიმართულია z-ღერძის გასწვრივ. სამიზნე პარამეტრი  $\mathbf{b}$  აიღება x ღერძის გასწვრივ, რომელიც ახასიათებს განივ ზომას სამიზნე ნუკლონისას. რეაქციის სიბრტყეში ნორმალური განისაზღვრება შემდეგი პირობით

$$\mathbf{n}_b = \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{b}}{|\mathbf{p} \times \mathbf{b}|} \quad (92)$$

და მიმართულია y ღერძის გასწვრივ. არა-ცენტრალური შეჯახებისას, მკვრივი მატერიის იმპულსი, რომელიც წარმოიქმნება შეჯახებისას დახასიათდება იმპულსით რომლის მიმართულება იქნება რეაქციის სიბრტყისადმი დამჯახებელი ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულების საპირისპიროდ. სისტემა რომელიც შეჯახების შედეგად ჩამოყალიბდება მყისიერად ეწოდება კვარკ-გლუონური პლაზმა. გლობალური ორბიტალური კუთხური მომენტი გამოიწვევს გასწვრივი ნაკადის სიჩქარეს. მოცემულია ურთიერთქმედების მანძილი  $\Delta x$ , მაშინ განვსაზღვრავთ გასწვრივ მომენტს

$$\Delta p_z = \frac{dp_z}{dx} \Delta x \quad (93)$$

და ორბიტალურ კუთხურ იმპულსს

$$L_y \sim -\Delta x \Delta p_z \quad (94)$$

შეფასებულია [22] ნახევრად-ცენტრალური შეჯახებისას როდესაც  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$  და  $\Delta x = 1 \text{ fm}$ .

კვარკ-გლუონურ პლაზმაში სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედება გამოიწვევს მსგავს ლოკალური კუთხური ორბიტალური მომენტს  $L_y$ . გლობალური კვარკების პოლარიზაცია დრეკადი გაფანტვისას განსაზღვრული ეფექტური სტატისტიკური პოტენციალის მოდელით განხილულია, რომელიც ტოლია

$$P_q = -\frac{\pi}{4} \frac{\mu p}{E(E + m_q)} \quad (95)$$

სადაც  $E$  და  $p$  არის ენერგია და იმპულსი კვარკების მასათა ცენტრის სისტემაში,  $\mu$  არის კვარკის დეზაის მასა, რომელიც განსაზღვრავს ურთიერთქმედების სიგანეს. პოლარიზაცია გამლიერებული იქნება მრავალჯერადი გაფანტვისას. ამ იდეაზე დაყრდნობით შეიძლება ითქვას, რომ დიდი მნიშვნელობა ენიჭება კვარკის და ანტიკვარკების პოლარიზაციას ადრონებამდე. გლობალური პოლარიზაცია კვარკებისა და ანტიკვარკების უკავშირდება, არა მხოლოდ გლობალური ჰიპერონების პოარიზაციას, არამედ ასევე სპინების განლაგებას ვექტორულ მეზონებში.

ვექტორული მეზონების განლაგება ხასიათდება სპინური სიმკვრივის მატრიცის  $\rho$  მეშვეობით ან მისი  $\rho_{mm'}$  ელემენტებით, სადაც  $m$  და  $m'$  არის სპინის კომპონენტები. დიაგონალური ელემენტები  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{-1-1}$  და  $\rho_{00}$  არის ერთეულოვანი კვალის მქონე მატრიცის კომპონენტის და ვექტორული მეზონების შემთხვევაში უნდა ღებულობდეს მნიშვნელობას შესაბამისად 1, -1 და 0. როდესაც გვაქვს არაპოლარიზებული შემთხვევა მაშინ მათი მნიშვნელობა ტოლია 1/3-ის. ვექტორული მეზონის დაშლისას ორ პსევდოსკალარულ მეზონად, ართულებს  $\rho$  მატრიცის კომპონენტების განსაზღვრას. მაგრამ, ზოგიერთი კომპონენტი სიმკვრივის მატრიცისა შესაძლებელია განისაზღვროს დაშლის კუთხის მიხედვით განაწილების ფუნქციის მეშვეობით. ვექტორული მეზონის უძრავ სისტემაში განხილული  $V \rightarrow h + h'$  პროცესისათვის (აქ  $h$  და  $h'$  არის პსევდოსკალარული მესონები) კუთხის მიხედვით განაწილების ფუნქციას აქვს შემდეგი სახე

$$W(\vartheta, \varphi) = \frac{3}{4} \left\{ \rho_{00} \cos^2 \vartheta + \frac{(\rho_{11} + \rho_{-1-1})}{2} \sin^2 \vartheta - \frac{[\cos \varphi \operatorname{Re}(\rho_{10}) - \sin \varphi \operatorname{Im}(\rho_{10})]}{\sqrt{2}} \sin 2\vartheta + \frac{[\cos \varphi \operatorname{Re}(\rho_{-10}) - \sin \varphi \operatorname{Im}(\rho_{-10})]}{\sqrt{2}} \sin 2\vartheta - [\cos 2\varphi \operatorname{Re}(\rho_{1-1}) - \sin 2\varphi \operatorname{Im}(\rho_{1-1})] \sin^2 \vartheta \right\} \quad (96)$$

სადაც  $\vartheta$  არის პოლარული კუთხე რომელიც განისაზღვრება  $h$  ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულებით და  $z$  ღერძით, ხოლო  $\varphi$  არის აზიმუტური კუთხე. თუ კუთხის

მიხედვით განაწილების ფუნქციას ვაინტეგრებთ აზიმუტური კუთხის მიხედვით მივიღებთ

$$W(\vartheta) = \frac{3}{4} [(1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1)\cos^2\vartheta], \quad (97)$$

ასევე თუ  $W(\vartheta, \varphi)$  კუთხის მიხედვით განაწილების ფუნქციას, ვაინტეგრებთ  $\vartheta$  პოლარული კუთხით მივიღებთ

$$W(\varphi) = \frac{1}{2\pi} [1 - 2\cos 2\varphi \operatorname{Re}(\rho_{1-1}) - 2\sin 2\varphi \operatorname{Im}(\rho_{1-1})]. \quad (98)$$

როგორც ვხედავთ თუ,  $\rho_{00}$  შევარჩევთ  $1/3$ -ის, მაშინ ეს გამოიწვევს დაშლის პროდუქტის არა-ერთგვაროვან განაწილებას.  $W(\vartheta)$  გაზომვით საშუალება გვაქვს განვსაზღვროთ  $\rho_{00}$ , ხოლო დანარჩენი ელემენტები შესაძლებელია განისაზღვროს  $W(\vartheta, \varphi)$  ფუნქციის დახმარებით. ასეთი გამოთვლები ჩატარებულია ლეპტონებისათვის [13],[14],[15],[16],[17], [18]

## 4. დილეკტონის წარმოქმნა ვექტორული მეზონის დომინანტობის მეთოდით

ამ თავში განხილულია ვირტუალური ფოტონის პროპაგატორის განსაზღვრის მეთოდი, იმისათვის რომ განისაზღვროს თერმული დილეკტონის წარმოქმნის სიგანე

$$\frac{dN}{d^4x d^4k} = \frac{e^2}{3 \cdot 2^4 \pi^5} (k_\mu k_\nu - k^2 g^{\mu\nu}) \text{Re} \left\{ \int_{t_0}^T i \mathcal{D}_\gamma^{\mu\nu}(\mathbf{k} = 0, T, \tau) e^{ik_0(T-\tau)} d\tau \right\} \quad (99)$$

რომლიც, მიიღება განზოგადოებული ფუნქციების დისიპაციური თეორიით [22]. ასევე ამავე თავში განხილულია ვექტორული მეზონის დომინანტური მეთოდი.

### 4.1. ფოტონის პროპაგატორი

განვიხილოთ ვირტუალური ფოტონის პროპაგატორი

$$\mathcal{D}_\gamma^{\mu\nu} = \mathcal{D}_\gamma^{RET, \mu\alpha} \otimes \Pi_{\alpha\beta} \otimes \mathcal{D}_\gamma^{AV, \beta\nu} \quad (100)$$

სადაც,  $\otimes$  არის კონვოლუციის ოპერატორი,  $\Pi$  ფოტონის საკუთარი ენერგია. სპინი 1 და მასიანი ნაწილაკისათვის ვწერთ[23]

$$\mathcal{D}_0^{\mu\nu}(k) = -\frac{g^{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_0^2}}{k^2 - m_0^2 + i\varepsilon} = -\frac{g^{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}}{k^2 - m_0^2 + i\varepsilon} + \frac{1}{m_0^2} \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \quad (101)$$

სადაც, გამოყოფილია განივი და გასწვრივი კომპონენტები.

შემოვიღოთ განმარტებები

$$T^{\mu\nu}(k) = g^{\mu\nu} - \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \quad (102)$$

და

$$L^{\mu\nu}(k) = \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \quad (103)$$

მივიღებთ,

$$\begin{aligned} k_\mu T^{\mu\nu}(k) &= 0 \\ L^{\mu\nu}(k) &= g^{\mu\nu} - T^{\mu\nu}(k). \end{aligned} \quad (104)$$

სამართლიანია შემდეგი პირობა

$$\mathcal{D}_0^{\mu\nu}(k) = T^{\mu\nu}(k)\mathcal{D}_0^{\mu\nu}(k) + L^{\mu\nu}(k)\mathcal{D}_0^{\mu\nu}(k). \quad (105)$$

ასევე სრულდება შემდეგი პირობები

$$TL = 0, \quad T^2 = T \quad \text{და} \quad L^2 = L. \quad (106)$$

პროკას განტოლება სპინი 1 და მასიანი ნაწილაკებისათვის აქვს სახე

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m_0^2 \rho^\mu + j^\mu = 0 \quad (107)$$

სადაც  $F^{\mu\nu} = \partial^\mu \partial^\nu - \partial^\nu \partial^\mu$  და  $\partial_\mu j^\mu = 0$ . ასევე  $\partial_\mu \rho^\mu = 0$  ანუ  $\rho^\mu$  არის 4-გამტარებლობის კომპონენტი

ვაკუუმისაგან განსხვავებით, საშუალოში ყოველთვის არსებობს გარკვეული მიმართულება, რომელიც განისაზღვრავს იმპულსის მიმართულებას. გასწვრივი და განივი პოლარიზებული მეზონი არღვევს ლორენც ინვარიანტობას. ეს გავძლევს განსხვავებას  $\Pi_T$  და  $\Pi_L$  ( $\Pi_T$  და  $\Pi_L$  საბამისად არის გასწვრივი და განივი ენერგიაფოტონის). იმისათვის რომ ეს პრობლემა გადაიჭრს გვჭირდება პოლარიზაციის განმარტების ახლებური განმარტება, კერძოდ  $P_L^{\mu\nu}$  გასწვრივი და  $P_T^{\mu\nu}$  განივი პოლარიზაცია, რომელთაგან თითოეული არის 3 კომპონენტისანი.

$P_L^{\mu\nu}$  და  $P_T^{\mu\nu}$  აკმაყოფილებს პირობას  $k_\mu P_L^{\mu\nu} = k_\mu P_T^{\mu\nu} = 0$  და  $P_T^2 = P_T$  [19]

$$P_T^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \frac{k_i k_j}{\mathbf{k}^2} - \delta_{ij} \end{pmatrix} \quad (108)$$

და

$$\begin{aligned}
P_L^{\mu\nu} &= T^{\mu\nu} - P_T^{\mu\nu} = \left( g^{\mu\nu} - \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \right) - P_T^{\mu\nu} = \\
&= - \begin{pmatrix} \frac{\mathbf{k}^2}{k^2} & \frac{k_0 k_j}{k^2} \\ \frac{k_0 k_i}{k^2} & \frac{k_0^2 k_i k_j}{\mathbf{k}^2 k^2} \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{109}$$

ამ განმარტებებით ფოტონის პროპაგატორი ღებულობს სახეს, წინ მიმავალი

$$\mathcal{D}_\gamma^{RET, \mu\alpha} = - \left( \frac{P_T^{\mu\alpha}}{k^2 - \Pi_T^{RET}} + \frac{P_L^{\mu\alpha}}{k^2 - \Pi_L^{RET}} \right) \tag{110}$$

და უკან მიმავალი

$$\mathcal{D}_\gamma^{AV, \beta\nu} = - \left( \frac{P_T^{\beta\nu}}{k^2 - \Pi_T^{RET*}} + \frac{P_L^{\beta\nu}}{k^2 - \Pi_L^{RET*}} \right). \tag{111}$$

ფოტონის ენერგია (108,109) განმარტებებით ღებულობს სახეს

$$\Pi_{\alpha\beta} = -P_{T, \alpha\beta} \Pi_T - P_{L, \alpha\beta} \Pi_L \tag{112}$$

(100) განტოლება ჩაიწერება

$$\begin{aligned}
\mathcal{D}_\gamma^{\mu\nu} &= \mathcal{D}_\gamma^{RET, \mu\alpha} \otimes (-P_{T, \alpha\beta} \Pi_T - P_{L, \alpha\beta} \Pi_L) \otimes \mathcal{D}_\gamma^{AV, \beta\nu} = \\
&= \left( -\frac{P_T^{\mu\nu}}{k^2 - \Pi_T^{RET}} \otimes \Pi_T \otimes \frac{1}{k^2 - \Pi_T^{RET*}} - \frac{P_L^{\mu\nu}}{k^2 - \Pi_L^{RET}} \otimes \Pi_L \otimes \frac{1}{k^2 - \Pi_L^{RET*}} \right) = \\
&= -\mathcal{D}_T P_T^{\mu\nu} - \mathcal{D}_L P_L^{\mu\nu},
\end{aligned} \tag{113}$$

(აქ გამოყენებულია პირობები  $P_T^2 = P_T$ ,  $P_L^2 = P_L$  და  $P_L P_T = P_T P_L = 0$ ) სადაც,

$$\mathcal{D}_T = \frac{1}{k^2 - \Pi_T^{RET}} \otimes \Pi_T \otimes \frac{1}{k^2 - \Pi_T^{RET*}} \tag{114}$$

და

$$\mathcal{D}_L = \frac{1}{k^2 - \Pi_L^{RET}} \otimes \Pi_L \otimes \frac{1}{k^2 - \Pi_L^{RET*}}. \tag{115}$$

ამ გამოსახულებებში ჩანს, რომ პროპაგატორები დამოკიდებულია მხოლოდ ფოტონის საკუთარ ენერგიაზე.

იმ შემთხვევაში როდესაც  $\rho$  მეზონი/ფოტონიუმბრავია  $\mathbf{k} = 0$ , მაშინ

$$\Pi_T = \Pi_L, \quad \Pi_L^{RET} = \Pi_T^{RET} \quad (116)$$

და

$$\mathcal{D}_L = \mathcal{D}_T, \quad (117)$$

აქედან გამომდინარეობს

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_\gamma^{\mu\nu} &= -\mathcal{D}_T P_T^{\mu\nu} - \mathcal{D}_T P_L^{\mu\nu} = -\mathcal{D}_T (P_T^{\mu\nu} + P_L^{\mu\nu}) = \\ &= -\mathcal{D}_T \left( g^{\mu\nu} - \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \right) \end{aligned} \quad (118)$$

შევიტანოთ ეს გამოსახულება(99) მივიღებთ

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d^4x d^4k} &= -\frac{e^2}{3 \cdot 2^4 \pi^5} (k_\mu k_\nu - k^2 g_{\mu\nu}) \times \\ &\times \text{Re} \left\{ \int_{t_0}^T i \mathcal{D}_T(\mathbf{k} = 0, T, \tau) \left( g^{\mu\nu} - \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \right) e^{ik_0(T-\tau)} d\tau \right\} = \\ &= \frac{e^2}{3 \cdot 2^4 \pi^5} (3k_0^2) \text{Re} \left\{ \int_{t_0}^T i \mathcal{D}_T(\mathbf{k} = 0, T, \tau) e^{ik_0(T-\tau)} d\tau \right\}, \end{aligned} \quad (119)$$

რომელიც მიიღება

$$\begin{aligned} &(k_\mu k_\nu - k^2 g_{\mu\nu}) \left( g^{\mu\nu} - \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \right) \\ &= k_\mu k_\nu g^{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu k^\mu k^\nu}{k^2} - k^2 g_{\mu\nu} g^{\mu\nu} + \frac{k^2 k^\mu k^\nu g_{\mu\nu}}{k^2} = \\ &= k^2 - 4k^2 - k^2 + k^2 \end{aligned} \quad (120)$$

და  $\mathbf{k} = 0$ .

გამოვიყენოთ (0) განტოლება და დავთვალოთ  $\mathcal{D}_{\gamma,T}$ .  $\Pi^{RET} \propto e^2$  და მცირე სიდიდეს,  $k_0$  ინვარიანტული მასა ვირტუალური ფოტონის.  $\Pi^{RET} \ll k_0$ , შემოვიღოთ თავისუფალი ფოტონის პროპაგატორი

$$\mathcal{D}_{\gamma,T}(k_0, \mathbf{k}) = \mathcal{D}_0^{RET}(k_0, \mathbf{k}) \Pi_T \mathcal{D}_0^{AV}(k_0, \mathbf{k}) \quad (121)$$

სადაც

$$\mathcal{D}_0^{AV}(k_0, \mathbf{k}) = \frac{1}{k^2 - i\varepsilon \operatorname{sgn}(k_0)} \quad \text{და} \quad \mathcal{D}_0^{RET}(k_0, \mathbf{k}) = \frac{1}{k^2 + i\varepsilon \operatorname{sgn}(k_0)}. \quad (122)$$

ფურიე გარდაქმნას  $\mathcal{D}_0^{RET}(k_0, \mathbf{k})$  პროპაგატორის არის

$$\mathcal{D}_0^{RET}(\mathbf{k}, t) = \frac{i}{2|\mathbf{k}|} \theta(t) [e^{i|\mathbf{k}|t} - e^{-i|\mathbf{k}|t}] = -\frac{1}{|\mathbf{k}|} \theta(t) \sin(|\mathbf{k}|t) = \mathcal{D}_0^{AV}(\mathbf{k}, -t), \quad (123)$$

და

$$\lim_{\mathbf{k} \rightarrow 0} \mathcal{D}_0^{RET}(\mathbf{k}, t) = \lim_{\mathbf{k} \rightarrow 0} \mathcal{D}_0^{AV}(\mathbf{k}, -t) = -\theta(t)t. \quad (124)$$

ამ მიახლოებაში (121) განტოლების ცხადი სახეა

$$\begin{aligned} i\mathcal{D}_{\gamma,T}(\mathbf{k}, T, \tau) &= \int_{t_0}^T dt_1 \int_{t_0}^{\tau} dt_2 \mathcal{D}_0^{RET}(\mathbf{k}, T - t_1) [i\Pi_T(\mathbf{k}, t_1, t_2)] \mathcal{D}_0^{AV}(\mathbf{k}, t_2 - \tau) = \\ &= \frac{1}{|\mathbf{k}|^2} \int_{t_0}^T dt_1 \int_{t_0}^{\tau} dt_2 \sin[|\mathbf{k}|(T - t_1)] [i\Pi_T(\mathbf{k}, t_1, t_2)] \sin[|\mathbf{k}|(t_2 - \tau)] \end{aligned} \quad (125)$$

და

$$i\mathcal{D}_{\gamma,T}(\mathbf{k} = 0, T, \tau) = \int_{t_0}^T dt_1 \int_{t_0}^{\tau} dt_2 (T - t_1) [i\Pi_T(\mathbf{k} = 0, t_1, t_2)] (\tau - t_2). \quad (126)$$

## 4.2 ფოტონის საკუთარი ენერგია და ვექტორული

### მეზონის დომინანტური მეთოდი

შემდეგი მეთოდი ფოტონის საკუთარი ენერგიის განსაზღვრისა არის VMD ვექტორული მეზონის დომინანტური მეთოდი. ვექტორულ მეზონს ისევე როგორც ფოტონს აქვს კვანტური რიცხვები (მახასიათებლები) და მონაწილეობს ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებაში. მრავალი ექსპერიმენტი VMD მოდელის სამართლიანობას ამტკიცებს [20], მეზონების ელექტრომაგნიტური დამლა [21], [22] და მრავალი სხვა ფოტოპროდუქტების პროცესი[23].

VMD მოდელის მიხედვით შესაძლებელია დავაკავშიროთ ელექტრომაგნიტური დენი ვექტორული მეზონის კანონიკურ ინტერპოლარულ ველთან

$$J_\mu = -\frac{e}{g_\rho} m_\rho^2 \rho_\mu - \dots \quad (127)$$

$\rho$  მეზონისათვის სამათლიანია VMD მოდელი რადგან მისი ინვარიანტული მასა  $1\text{GeV}$ -ის ტოლია, და ამ ფარგლებში VMD მოდელის გამოყენება სამართლიანია. საკუთარ ენერგიას ჩაიწერება

$$\Sigma_{\alpha\beta} = \frac{e^2}{g_\rho^2} m_\rho^4 \mathcal{D}_{\rho,\alpha\beta} \quad (128)$$

$\Sigma$  არის  $\rho$  მეზონის საკუთარი ენერგია,  $\mathcal{D}$   $\rho$  მეზონის პროპაგატორი. ისევე როგორც 4.1 თავში აქვს პროპაგატორი განისაზღვრება ტოლობით

$$\mathcal{D}_{\rho,T}^{\mu\nu} = \mathcal{D}_{\rho,T}^{RET,\mu\alpha} \otimes \Sigma_{\alpha\beta,T} \otimes \mathcal{D}_{\rho,T}^{AV,\beta\nu} \quad (129)$$

პროპაგატორის ცხადი სახეა

$$\mathcal{D}_{\rho,T}(\mathbf{k}, t_1, t_2) = \int_{t_0}^{t_1} d\tau_1 \int_{t_0}^{t_2} d\tau_2 \mathcal{D}_{\rho,T}^{RET}(\mathbf{k}, t_1, \tau_1) \Sigma_{\rho,T}(\mathbf{k}, \tau_1, \tau_2) \mathcal{D}_{\rho,T}^{AV}(\mathbf{k}, \tau_2, t_2). \quad (130)$$

განივი კომპონენტი მეზონის პროპაგატორის, ასახავს სკალარულ ველს, შესაბამის დიფერენციალურ  $\hat{\mathcal{L}}$  ოპერატორს აქვს შემდეგი სახე

$$\hat{\mathcal{L}} = -\partial_{t_1}^2 - m_\rho^2 - \mathbf{k}^2. \quad (131)$$

მეზონის მოძრაობის განტოლებას განივი კომპონენტებისათვის RET/AV აქვს სახე

$$\hat{\mathcal{L}} \mathcal{D}_{\rho,T}^{RET}(\mathbf{k}, t_1, \tau_1) - \int_{\tau_1}^{t_1} d\ell \Sigma_{\rho,T}(\mathbf{k}, t_1, \ell) \mathcal{D}_{\rho,T}^{RET}(\mathbf{k}, \ell, \tau_1) = \delta(t_1 - \tau_1). \quad (132)$$

ფურიე გარდაქმნა გვადლევს პირობას

$$\mathcal{D}_{\rho,T}^{RET}(\mathbf{k}, \xi_1, \xi_2) = \mathcal{D}_{\rho,T}^{AV}(\mathbf{k}, \xi_2, \xi_1). \quad (133)$$

## 5. დროზე დამოკიდებულება

ამ თავში განხილულია დროზე დამოკიდებული ფუნქციები, მეზონის პროპაგატორი დამეზონით დილეპტონის წარმოქმნის სიგანე. კერძოდ აქ განხილულია მეზონის საკუთარი ენერჯის ბრეიტ-ვიგნერის მეთოდით. დისონის განტოლებას აქვს სახე

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}_0 - \mathcal{D}_0 \Sigma \mathcal{D}_0 + \mathcal{D}_0 \Sigma \mathcal{D}_0 - \dots = \mathcal{D}_0 - \mathcal{D}_0 \Sigma \mathcal{D}_0 \quad (134)$$

სადაც  $\mathcal{D}_0$  არის თავისუფალი ნაწილაკის შესაბამისი პროპაგატორი, ხოლო  $\mathcal{D}$  სრული. ის შეიძლება გადავწეროთ შემდეგი სახით

$$\mathcal{D} = \frac{\mathcal{D}_0}{1 + \mathcal{D}_0 \Sigma} = \frac{1}{q^2 - m^2 + \Sigma} \quad (135)$$

ფურიე ტრანსფორმაცია გვაძლევს, რომ პროპაგატორი არის დროში მიღევად და ნაწილაკს აქვს სასრული სიცოცხლის ხანგრძლივობა

$$\mathcal{D}(t) \sim \int d\omega \frac{e^{i\omega t}}{q^2 - m^2 + im\Gamma} \sim e^{-\Gamma t}. \quad (136)$$

სიხშირულ სივრცეში პროპაგატორი ღებულობს სახეს

$$\mathcal{D}_{\rho,T}^{RET}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{\omega^2 - m_\rho^2 - \mathbf{k}^2 + \Sigma^{RET}(\mathbf{k}, \omega)} \quad (137)$$

სპექტრალური ფუნქციის განმარტება

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\mathbf{k}, \omega) &= -\frac{1}{\pi} \text{Im}\{\mathcal{D}_{\rho,T}^{RET}(\mathbf{k}, \omega)\} = \\ &= \frac{1}{\pi} \frac{-(\text{Im}\{\Sigma^{RET}(\mathbf{k}, \omega)\})^2}{(\omega^2 - m_\rho^2 - \mathbf{k}^2 + \text{Re}\{\Sigma^{RET}(\mathbf{k}, \omega)\})^2 + (\text{Im}\{\Sigma^{RET}(\mathbf{k}, \omega)\})^2} \end{aligned} \quad (138)$$

სპექტრალური ფუნქცია შესაძლებელია განიმარტოს როგორც განაწილების ალბათობა  $\rho$  მეზონის, მეზონის მასის განაწილებას გარკვეული სიგანით. ეს საშუალებას გვაძლევს საკუთარი ენერჯის შემდეგი სახით ჩაწერისას

$$\Sigma^{RET}(\mathbf{k}, \omega) = -i\omega\Gamma(\mathbf{k}, \omega). \quad (139)$$

$\Gamma$  ჩავთვალოთ მუდმივ სიდიდეთ, მაშინ პროპაგატორი

$$\mathcal{D}_{\rho,T}^{RET}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{\omega^2 - m_\rho^2 - \mathbf{k}^2 + i\omega\Gamma} \quad (140)$$

და სპექტრალური ფუნქცია

$$\mathcal{A}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{(\omega^2 - m_\rho^2 - \mathbf{k}^2)^2 + (\omega\Gamma)^2} \quad (141)$$

ასე განიმარტება.

ექსპერიმენტები სპექტრალური ფუნქციის დამოკიდებულება მეზონის ვაკუუმზე მოცემულია შემდეგ გრაფიკზე

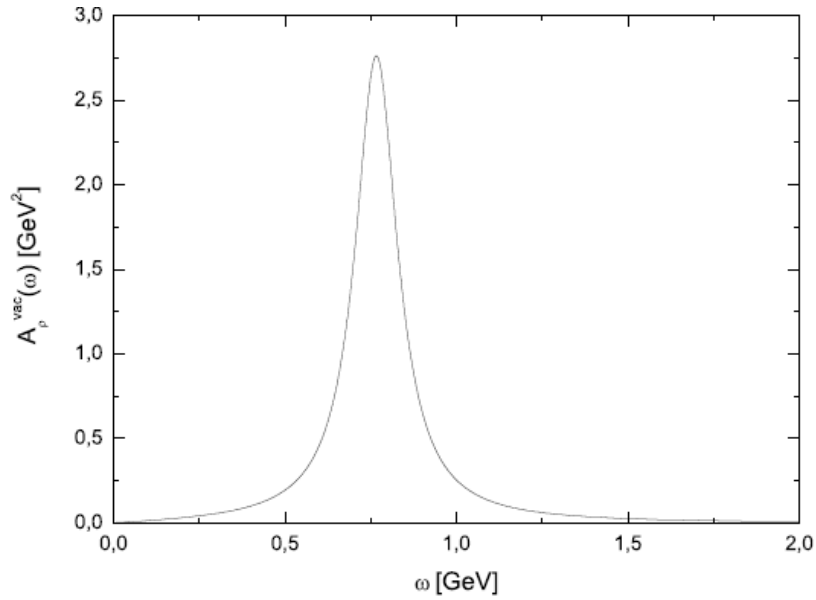


Figure 5.1.: The vacuum spectral function of the  $\rho$ -meson

(141) არის ბრაიტ-ვიგნერის განტოლება სპექტრალური ფუნქციისათვის.

შემოვიღოთ ოპერატორი

$$\hat{\mathcal{L}} = -\partial_{t_1}^2 - m_\rho^2 - \mathbf{k}^2, \quad (142)$$

და დავწეროთ მოძრაობის განტოლება

$$\hat{\mathcal{L}}\mathcal{D}_{\rho,T}^{RET}(\mathbf{k}, t_1, \tau_1) - \int_{\tau_1}^{t_1} d\ell \mathcal{F}\mathcal{T}[i\omega\Gamma(t_1)]\mathcal{D}_{\rho,T}^{RET}(\mathbf{k}, \ell, \tau_1) = \delta(t_1 - \tau_1), \quad (143)$$

სადაც  $\mathcal{F}\mathcal{T}$  არის ფურიე გარდაქმნა. რადგან  $\theta$  ფუნქცია გვაძლევს არასასურველ რეალურ ნაწილს სიხშირულ სივრცეში, რაც განპირობებულია მასის ინფინიტიზირებული ცვლილებით (ეს კი არაფიზიკურია), საჭიროა  $\mathcal{F}\mathcal{T}$  ფურიე გარდაქმნის დაწვრილებით განხილვა.

ენერჯის განმარტება ხვეისაიდას ფუნქციის მეშვეობით

$$\Sigma^{RET}(t_1, t_2) = \Sigma(t_1, t_2)\theta(t_1 - t_2), \quad (144)$$

ფურიე გარდაქმნას არის

$$\Sigma^{RET}(\omega) = \frac{i}{2\pi} \int d\omega \frac{1}{\omega - \omega + i\varepsilon} \Sigma(\omega) = \frac{i\mathcal{P}}{2\pi} \int d\omega \left( \frac{1}{\omega - \omega} \Sigma(\omega) + \frac{1}{2} \Sigma(\omega) \right)^2. \quad (145)$$

შევიტანოთ გამოსახულებაში პირობა  $\Sigma^{RET}(\omega) = -i\omega\Gamma$ , მივიღებთ

$$\begin{aligned} \text{Im}(\Sigma^{RET}(\omega)) &= \text{Im} \left\{ 2\mathcal{P} \int_{-c}^c \frac{d\omega}{2\pi} \left( \frac{\omega}{\omega - \omega} \Gamma - i\omega\Gamma \right) \right\} = \omega\Gamma \\ \text{Re}(\Sigma^{RET}(\omega)) &= \text{Re} \left\{ 2\mathcal{P} \int_{-c}^c \frac{d\omega}{2\pi} \left( \frac{\omega}{\omega - \omega} \Gamma - i\omega\Gamma \right) \right\} \\ &= \text{Re} \left\{ 2\Gamma\mathcal{P} \int_{-c}^c \frac{d\omega}{2\pi} \left( \frac{\omega}{\omega - \omega} \right) \right\} = \\ &= \frac{2}{\pi} \Gamma c \left( F_1 \left( -\frac{1}{2}, 1, \frac{1}{2}, \frac{\omega^2}{c^2} \right) \right) \approx \frac{2}{\pi} \Gamma c \left( 1 - \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega^4}{3c^4} \right), \end{aligned} \quad (146)$$

სადაც არის  $F_1$  ჰიპერგეომეტრიული ფუნქციები.

<sup>2</sup> ეს გამომდინარეობს ურთიერთქმედების თეორიიდან, მაგალითისათვის განვიხილოთ სპექტრალური ფუნქცია  $\mathcal{A}(p^2) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ \lim_{a \rightarrow i\varepsilon \text{sgn}(p_0)} \int_0^\infty ds \rho(s) \frac{1}{p^2 - s + a} \right\} = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ \int_0^\infty ds \left[ \mathcal{P} \left( \frac{1}{p^2 - s} \right) \rho(s) - i\pi \text{sgn}(p_0) \delta(p^2 - s) \rho(s) \right] \right\}$  სადაც  $\rho(s)$  ალბათობა ნაწილაკის  $m$  მასის გარდაქმნისათვის  $m = \sqrt{s}$

## დასკვნა

ნაშრომში განხილულია ინკლუზიური პროტონ-პროტონული შეჯახების მაგალითზე VMD მოდელის და PDF მოდელის მიხედვით  $\rho$  მეზონის კვეთის განსაზღვრა, რომლის შესაბამისობა ექსპერიმენტის შედეგებთან ნაჩვენებია[5] (სურ4).

ორიგინალური გამოთვლები ამ მოდელისა განხილულია რეაქციისათვის დრელ-იანის ნაშრომში, რომელიც სამართლიანის მცირე  $x$ -ისა და  $Q^2 < 1\text{GeV}^2$ . იზოტროპიული განაწილებისას დიფერენციალური კვეთის მეშვეობით შესაძლებელია ორი პარამეტრის განსაზღვრა:  $2b^2$  სტანდარტული **PDF** მოდელით და  $\rho NN$  ვერტექსით კონსტანტის  $(g_V - g_T)^2$ .

ბოლოს,მადლობა მინდა მოვუხადო მაღალი ენერჯის ფიზიკის ინსტიტუტის თანამშრომლებს, რომლებიც მეხმარებოდნენ სამაგისტრო ნაშრომის მომზადებაში. განსაკუთრებით მინდა ავღნიშნო ინსტიტუტის დირექტორის პროფესორ მიხეილ ნიორაძეს.

## ლიტერატურა

- [1] V. Kekelidze et al., Prospects for the dense baryonic matter research at NICA, Nucl.Phys. A956 (2016) 846-849
- [2] V. Kekelidze et al., Status of NICA, EPJ Web Conf. 182 (2018) 02063
- [3] Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), [www.nbl.gov/RHIC](http://www.nbl.gov/RHIC)
- [4] Large Hardon Collder (LHC), [www.cern.ch/LHC](http://www.cern.ch/LHC)
- [5] A.I. Machavariani, On the  $\rho$ -meson production in the inclusive proton-proton collision, arXiv:1712.06395
- [6] Harmhut M. Pilkuhn, Relativistic Particle Physics, Springer 1979.
- [7] Andrei Tokmakoff, MIT Department of Chemistry, 3/19/2009.
- [8] ი. ვაშაკიძე ვ.მამასახლისოვი გ.ჭილაშვილი, კვანტური მექანიკა 1978.
- [9] K.SCHILLING, On the analysis of vector-meson production by polarized photon 1970.
- [10] K.Gottfried and J.D. Jackson, On the connection between Production Mechanism and Decay of Resonances at High Energy. 1964.
- [11] EUGEN MERZBACHER, University of North Carolina at Chapel Hill, Quantum Mechanics 1998.
- [12] M.E. Rose, Elementary theory of angular momentum (John Wiley, New York, 1957)
- [13] K. Schilling, P. Seyboth and G. E. Wolf, Nucl. Phys. B 15, 397 (1970) [Erratum-ibid. B 18, 332
- [14] EUGEN MERZBACHER, University of North Carolina at Chapel Hill, Quantum Mechanics 1998.
- [15] I. V. Azhinenko et al. [French-Soviet Collaboration], Z. Phys. C 5, 177 (1980).
- [16] K. Paler et al., Nucl. Phys. B 96, 1 (1975).
- [17] Y. Arestov et al. [French-Soviet Collaboration], Z. Phys. C 6, 101 (1980).
- [18] I. Cohen et al., Phys. Rev. D 25, 634 (1982).

- [19] P. Danielewicz, Quantum Theory of Nonequilibrium Processes. II. Application to Nuclear Collisions, *Annals Phys.* 152, 305-326 (1984).
- [20] L. G. Landsberg, Electromagnetic decays of light mesons, *Phys. Rept.* 128, 301-376 (1985).
- [21] M. Gell-Mann, D. Sharp and W. G. Wagner, Decay rates of neutral mesons, *Phys. Rev. Lett.* 8, 261 (1962).
- [22] J. W. Durso, Vector dominance and radiative meson decays, *Phys. Lett.* B184, 348-352 (1987).
- [23] D. Leith, *Electromagnetic interactions of hadrons*, volume 1, Plenum Press, New York and London, 1978.