

ივ. ჯაფარიძის სახელობის
თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

კახაბერ სულაკაძე

მცირენუკლონიანი ბირთვების დრეკადი და კვაზიდრეკადი
გაფანტვების გამოკვლევა.

სპეციალობა 01-04-16 – ატომის, ატომის ბირთვის და
ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკა

დისერტაცია ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა
კანდიდატის სამეცნიერო ხარისხის მოსაპოვებლად

მეცნიერ ხელმძღვანელი
ფიზიკა-მათემატიკურ მეცნიერებათა
დოქტორი პროფ. ჯემალ მებონია

შესავალი	3
თავი 1. სამნაწილაკობრივი ფორმალიზმი	
§1.1 იმპულსური მიახლოება	8
§1.2 სამნაწილაკობრივი იმპულსური მიახლოება	14
§1.3 სამნაწილაკობრივი იმპულსური მიახლოება ჩამოჭრით	18
§1.4 სამნაწილაკობრივი უნიტარული იმპულსური მიახლოება	22
თავი 2. ნუკლონ-ნუკლონური ურთიერთქმედებები და ორი სხეულის ამოცანა	
§2.1 ნუკლონ-ნუკლონური რეალისტური პოტენციალები	27
§2.1 არალოკალური სეპერაბელური პოტენციალი და NN გაფანტვის T-მატრიცა	32
§2.3 არალოკალური სეპერაბელური პოტენციალი და დეიტრონის ამოცანა	37
თავი 3. მცირენუკლონიანი ბირთვების დრეკადი დაჯახებები	41
§3.1 $p-^3\text{He}$ დრეკადი გაფანტვის ამოცანა	42
§3.2 $p-^3\text{He}$ დრეკადი გაფანტვის გამოკვლევა სიმჩ-ის გამოყენებით	45
§3.3 $^3\text{He}-^3\text{He}$ ბირთვების დრეკადი გაფანტვის ამოცანა	53
§3.4 $^3\text{He}-^3\text{He}$ დრეკადი გაფანტვის გამოკვლევა სიმჩ-ის გამოყენებით	55
თავი 4. კვაზიდრეკადი გაფანტვის რეაქციები მცირენუკლონიანი ბირთვების მონაწილეობით	61
§4.1 $d(d,dN)N$ რეაქციის ამოცანის დასმა და კინემატიკა	62
§4.2 $d(d,dN)N$ კბრ-ის გამოკვლევა სიმჩ-ის გამოყენებით	66
§4.3 $d(t,tN)N$ რეაქციის ამოცანის დასმა და კინემატიკა	72
§4.4 $d(t,tN)N$ რეაქციის გამოკვლევა სიმჩ-ის გამოყენებით	75
დამატება	82
დასკვნა	87
ლიტერატურა	88

შესავალი

ბირთვული რეაქციების შესწავლა ბირთვული პრობლემების გამოკვლევის ერთ-ერთი მთავარი საშუალებაა. უბირველეს ყოვლისა ის იბყრობს ყურადღებას თავისი უნიკალური ინფორმაციით როგორც ბირთვული სტრუქტურის, ასევე ბირთვული ურთიერთქმედების შესახებ. მაგრამ საქმეს ართულებს ის გარემოება, რომ თეორიული კვლევისას ერთმანეს გადაებმება საკითხის ორი მხარე: რეაქციის მექანიზმი და ბირთვის სტრუქტურა. ამიტომ არ არის გასაკვირი, რომ დღეისთვის არ არსებობს ბირთვული რეაქციების თანმიმდევრული ერთიანი თეორია. აქედან გამომდინარე იყენებენ კვლევის სხვადასხვა მიახლოებით მეოთხს. მათი ამოცანაა ფუნდამენტურ ფიზიკურ პრინციპებზე დაყრდნობით მიიღონ დაკვირვებადი სიდიდეების ადეკვატური მათემატიკური გამოსახულება. შედარებით მაღალ ენერგიებზე ($E \sim 100$ მეგ) დრეკადი და კვაზიდრეკადი გაფანტვის ამოცანებისთვის უმთავრეს თეორიულ მეოთხად გამოიყენება იმპულსური მიახლოება (იმ), რომელიც შემოთავაზებული იყო ჩუს მიერ გასული საუკუნის 50-იან წლებში [1]. იმ-ის არსი მდგომარეობს იმ ვარაუდში, რომ დამჯახებელი ნაწილაკის ურთიერთქმედება ბმულ ნაწილაკთან მიმდინარეობს ისევე, როგორც თავისუფალ ნაწილაკთან, რომელსაც გააჩნია განსაზღვრული იმპულსური განაწილება; იმპულსური განაწილების ფუნქცია გამოისახება ბმული მდგომარეობის ტალღური ფუნქციით. შედარებით დაბალ ენერგიებზე გადასვლისას იმ-ის სამართლიანობა სდება პრობლემატური. საქმე იმაშია, რომ ჩუს ფორმალიზმი არ გვაძლევს საშუალებას ცალსახად განსაზღვროთ დრეკადი და კვაზიდრეკადი გაფანტვის მატრიცული ელემენტი [2]. მაღალი ენერგიების არეში ასეთ არაცალსახობას არ შეეძლო მნიშვნელოვანი გავლენა მოეხდინა დიფერენციალური კვეთის სიდიდეზე და ფორმაზე. მაგრამ დაბალი ენერგიების არეში საქმე უფრო რთულადაა: ჩუს ფორმალიზმში დიფერენციალური კვეთისთვის მატრიცული ელემენტის ორი შესაძლო ვარიანტი იძლევა რაოდენობრივად (ზოგჯერ თვისებრივად) განსხვავებულ შედეგებს.

აღნიშნული არაცალსახობის მოხსნა შესაძლებელი გახდა მხოლოდ ფადეევის ინტეგრალურ განტოლებათა სისტემის [3] საფუძველზე [4]. საერთოდ უნდა ითქვას, რომ ფადეევის თეორიამ სიცხადე შეიტანა მიახლოებითი სამნაწილაკობრივი მეთოდების ფიზიკური შინაარსის გარკვევის საქმეში. მაგრამ აღმოჩნდა, რომ ამ მეთოდების უმეტეს ნაწილს ჰქონდა ერთი საერთო ნაკლი: ისინი არ აკმაყოფილებენ სამნაწილაკობრივი უნიტარობის პირობას. სწორედ ამიტომ არ გამოდგა ეფექტური ფადეევის იტერაციული მწკრივის უშუალო აჯამვა შესაძლებლობის წევრების ჩათვლითაც კი [5]. ნათქვამიდან გამომდინარე უბინარტესობა უნდა მინიჭებოდა კვლევის უნიტარულ სქემებს [6-8], თუმცა უმრავლესობა მათგანის პრაქტიკული ღირებულება მათმა სინთეზულმა შეამცირა.

ორი გარეგნულად განსხვავებული უნიტარული მიდგომა სამნაწილაკობრივ პროცესებში შემოთვალისწინებულ იქნა ჯ.გ.მებონიას ნაშრომებში თანამშრომლებთან ერთად. სამნაწილაკობრივი იმპულსური მიახლოება ჩამოქრით (სიმჩ) [9] და სამნაწილაკობრივი უნიტარული იმპულსური მიახლოება (სშიმ) [10]. უკანასკნელი წარმოადგენს გაფანტვის ამპლიტუდის უნიტარულ მწკრივად გაშლის შედეგს, რომელიც შესაძლებელი გახდა ფადეევის განტოლების მიახლოებითი ამსისნით K-მატრიცულ ფორმალიზმში. სშიმ არ შეიცავს დამატებით პარამეტრებს, გარდა სიმცირის პარამეტრისა, რომლის სიზუსტით მიახლოებითი T-მატრიცა აკმაყოფილებს სამნაწილაკობრივი უნიტარობის პირობას.

საინტერესოა აღინიშნოს, რომ ეიკონალის მიახლოების მკაცრი პირობების შესრულებისა და სამიზნე ნაწილაკებისთვის გაყინვის მიახლოების გამოყენებისას დრეკადი გაფანტვის სშიმ-ში გამოთვლილი დიფერენციალური კვეთი ემოსვევა სიტენკო-გლაუბერის ცნობილ ფორმულას [11,12].

სიმჩ-ში მტკიცდება, რომ ცალკეულ შემთხვევაში 1 ნაწილაკის გაფანტვისას (2,3) ბმულ სისტემაზე ძირითადი წვლილი შეიძლება შეიტანოს ერთჯერადი დაჯახების მექანიზმმა. მაგრამ ამისთვის აუცილებელია, რომ შესაძლებელი იყოს იმყოფებოდეს საკმაოდ შორის ამ „მოვლენიდან“. ამას მივყავართ ბმული მდგომარეობის რადიალური ტალღური ფუნქციის ფურიე-სახის ჩამოქრამდე X სივრცეში.

ჩამოჭრის პროცედურა უნდა გავიგოთ, როგორც სამნაწილაკობრივი გაფანტვის ამპლიტუდისთვის უნიტარობის თვისების მიახლოებით აღდგენის ფენომენოლოგიური ხერხი, რომელიც უფრო ინტუიციური მიგნების შედეგია. მიუხედავად ამისა, სიმჩ აღმოჩნდა მეტად ეფექტური დრეკადი და კვაზიდრეკადი გაფანტვის ამოცანების კვლევისთვის არა მხოლოდ ბირთვულ [13-16], არამედ ატომურ ფიზიკაშიც კი [17,18]. მართალია, თეორიული თვალსაზრისით სშ(მ) უფრო თანმიმდევრულია, ვიდრე სიმჩ, მაგრამ მოგვიანებით ნაჩვენები იქნა ამ ორი მეთოდის პრაქტიკული ექვივალენტობა [19].

წინამდებარე დისერტაცია ეძღვნება მცირე ნუკლონიანი ბირთვების მონაწილეობით მიმდინარე დრეკადი და კვაზიდრეკადი პროცესების თეორიულ გამოკვლევას სიმჩ-ის გამოყენებით. ძირითადი შედეგები გამოქვეყნებულია [20-23] შრომებში.

დისერტაცია ეძღვნება მცირენუკლონიანი სისტემების დრეკადი და კვაზიდრეკადი გაფანტვების ერთიან მიკროსკოპულ თეორიულ განხილვას სამნაწილაკობრივი იმპულსური მიახლოების ფარგლებში.

დისერტაციაში შედის შესავალი, ოთხი თავი, დასკვნა და სხვადასხვა ავტორების მიერ შესრულებული ციტირებული ნაშრომების სია.

პირველი თავი ეძღვნება გაფანტვის სამნაწილაკობრივ ფორმალიზმს; ჯერ განიხილება იმ მეთოდი; გამოყვანილია ფორმულები გაფანტვის მატრიცული ელემენტისთვის; განხილულია საკითხი იმის შესახებ, რომ ჩვეულებრივ არ არის ერთმნიშვნელოვანი მატრიცული ელემენტის არსევა იმ ფარგლებში, შემოთავაზებული არის სამნაწილაკობრივი იმპულსური მიახლოების ფორმალიზმი; მტკიცდება, რომ შესაძლებელია გაფანტვის მატრიცის ერთმნიშვნელოვანი განსაზღვრა სამნაწილაკობრივ მიდგომაში ფადეევის განტოლებების საფუძველზე იმ პირობით, რომ სამართლიანი არის ეროჯერადი დაჯახებების მექანიზმი. თვისებრივი მსჯელობის შედეგად მტკიცდება, რომ მცირე მანძილები არღვევენ იმ პირობას, და, შესაბამისად, ეროჯერადი დაჯახების მექანიზმის, თანმიმდევრული ფორმულირება, მოითხოვს ჩავატაროთ ბმული მდგომარეობის ტალღური ფუნქციის ჩამოჭრა x -სივრცეში. ასეთი ინტუიციური მიდგომით შემოთავაზებულია

სამნაწილაკობრივი იმპულსური მიახლოება ჩამოჭრით (სიმჩ). აქვე გამოყვანილია ზოგადი გამოსათვლელი ფორმულები იმისთვის, რომ შესწავლილ იქნას კონკრეტული ამოცანები როგორც სამნაწილაკობრივ იმპულსურ მიახლოებაში ჩამოჭრის გათვალისწინებით (სიმჩ), ასევე ჩამოჭრის გარეშე (სიმ).

შემოთავაზებული არის მარტივი ფუნქციონალური კავშირი ჩამოჭრის რადიუსსა და დაძახებული ნაწილაკის და სამიზნის ფარდობითი მოძრაობის იმპულსს შორის. ამავე თავში განხილული არის გაფანტვის ამპლიტუდის უნიტარიზაციის გზა ფადეევის განტოლებების მიახლოებითი ამოხსნის საფუძველზე K-მატრიცულ ფორმალიზმში: სამნაწილაკობრივი უნიტარიზირებული იმპულსური მიახლოება (სუიმ).

მეორე თავი ეძღვნება ნუკლონ-ნუკლონური ურთიერთქმედებების პრობლემებს. კონკრეტულად ამოხსნილია დეიტრონის ამოცანა, მიღებული დეიტრონის ტალღური ფუნქცია, აგებულია გაფანტვის მატრიცა არალოკალური სეპერაბელური პოტენციალების გამოყენებით. აქვე ჩატარებულია ნუკლონ-ნუკლონური რეაქციის პოტენციალების ზოგადი მიმოხილვა.

მესამე თავი ეძღვნება მცირენუკლონიანი ბირთვების დრეკად დაჯახებებს.

კონკრეტულად შესწავლილია $p-He^3$ და He^3-He^3 დრეკადი გაფანტვები. გამოთვლები შესრულებულია სიმჩ-ის მიახლოებაში. ჩატარებულია შედარება როგორც ექსპერიმენტულ მონაცემებთან, აგრეთვე თეორიულ სიდიდეებთან ჩამოჭრის გარეშე. გაანალიზებულია სხვა ავტორთა შედეგებიც.

მეოთხე თავში განხილული არის მცირენუკლონიანი ბირთვების კვაზიდრეკადი დაჯახებები. აქაც, როგორც წინათავში, განხილული არის ორი კონკრეტული ამოცანა დეიტრონების დაშლა დეიტრონებით და ტრიტონებით ანუ $d(d,dN)N$ და $d(t,tN)N$ რეაქციები. თეორიული კვლევა ჩატარებული არის როგორც სიმ-ში ასევე სიმჩ-ს ფორმალიზმში. მიღებული შედეგები შედარებულია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან. გაანალიზებულია ამ საკითხისადმი მიძღვნილი სხვა ავტორების შრომებიც.

დისერტაციაში მიღებული შედეგები გვიჩვენებს, რომ ერთჯერადი დაჯახებების მექანიზმი, მისი სწორი ფიზიკური ფორმულირების შემთხვევაში, შეიცავს ჯერ

კიდევ გამოყენებულ შესაძლებლობებს, რომელიც შეიძლება სასარგებლო აღმოჩნდეს რთული ფრაგმენტების მონაწილეობით მიმდინარე ბირთვული რეაქციების შესასწავლად. თავის მხრივ ჩვენს მიერ გამოყენებული კვლევის მეთოდის, სიმ-ის წარმატება წარმოადგენს იმ ფაქტის თვისებრივ დემონსტრაციას, რომ მიახლოებითი თეორიული მეთოდების ფორმულირებისას გადამწყვეტი მნიშვნელობა აქვს ფუნდამენტალური ფიზიკური პრინციპების შენარჩუნებას.

თავი 1. სამნაწილაკობრივი ფორმალიზმი

სამი ნაწილაკის ამოცანა, გარდა კინემატიკურისა, შეიცავს პრინციპულ სინელეს, რომელიც დაკავშირებულია ლიბმან-შვინგერის განტოლების ამოხსნის არაცალსახობასთან (გამონაკლისია სამი ბმული ნაწილაკის სისტემა). მდგომარეობიდან გამოსავალი ნაპოვნი იქნა ფადეევის [3] მიერ, რომელმაც ჩამოაყალიბა სამი ნაწილაკის კორექტული თეორია. დღეისთვის არსებობს ფადეევის განტოლებების სხვადასხვა ვარიანტი. თითოეულ მათგანს გააჩნია გარკვეული უპირატესობა იმის მიხედვით, თუ რომელ კონკრეტულ ამოცანასთან გვაქვს საქმე.

უნდა ითქვას, რომ ფადეევის განტოლებათა სისტემის ამოხსნა ზოგად შემთხვევაში წარმოადგენს საკმაოდ რთულ ტექნიკურ ამოცანას, მიუხედავად თანამედროვე მძლავრი გამოთვლელი საშუალებებისა. მართალია ფადეევის განტოლებები უშვებენ ამონახსნის იტერაციულ გაშლას, მაგრამ კვლევის ასეთი მეთოდი აღმოჩნდა არა ეფექტური იტერაციული მწკრივის ცუდი კრებადობის გამო საკმაოდ მაღალ ენერგიებზეც კი. ამიტომ შემოთავაზებულ იქნა სხვადასხვა მიახლოებითი მეთოდი.

§1.1 იმპულსური მიახლოება

გაფანტვის ამოცანების შესწავლისას ყველაზე ფართოდ გამოყენებულ თეორიულ მეთოდს წარმოადგენს იმპულსური მიახლოება (იმ), რომელიც საფუძვლიანად იქნა ფორმულირებული ჩუს შრომაში [24]. იგი ეფუძნება იმ მოსაზრებას, რომ თუ დამჯახებელი ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია ბევრად დიდია სამიზნის ბმის ენერგიაზე, მაშინ ბმული ნაწილაკი შეიძლება წარმოვიდგინოთ გარკვეული იმპულსური განაწილების მქონე თავისუფალ ნაწილაკად. ამ მიახლოებაში თავი-

სუფალი ნაწილაკის ბმულზე გაფანტვის ოპერატორი შეიძლება შევცვალოთ თავისუფალ ნაწილაკთა გაფანტვის ოპერატორით. უნდა ვიფიქროთ, რომ ასეთი მიახლოება სამართლიანი იქნება შედარებით მაღალი ენერგიების დროს.

იგივე შეიძლება ვთქვათ სხვანაირადაც. თუ ურთიერთქმედების დროის განმავლობაში ბმული ნაწილაკის ტალღის სიგრძე ან იმპულსი იცვლება უმნიშვნელოდ, მაშინ ეს ნაწილაკი შეიძლება განვიხილოთ როგორც თავისუფალი და ჩავთვალოთ რომ მას გააჩნია განსაზღვრული იმპულსი. მაშინ დამჯახებელ ნაწილაკთა სრული ტალღური ფუნქცია ჩაიწერება გაფანტული ტალღების ისეთი სუპერპოზიციით, რომელშიც ცალკეული კომპონენტის წონა განისაზღვრება ბმული მდგომარეობის ტალღური ფუნქციის ფურიე-კომპონენტის მოდულის კვადრატით.

ნათქვამის დემონსტრაცია ხელსაყრელია განვიხილოთ კბრ არარელატივისტური სამნაწილაკობრივი ამოცანის მაგალითზე. მივაკუთვნოთ ცალკეულ ნაწილაკს განსაზღვრული ნომერი. დამჯახებელი ნაწილაკის ნომერი იყოს 1, ბმულ მდგომარეობაში მყოფების – 2 და 3. აღვნიშნოთ V_{ij} -ით ურთიერთქმედების ოპერატორი i და j ნაწილაკებს შორის, მაშინ სისტემის სრული ჰამილტონიანი მიიღებს სახეს:

$$H = H_0 + V_{12} + V_{23} + V_{31} , \quad (1.1)$$

სადაც H_0 -სისტემის შეუშფოთებელი ჰამილტონიანია და შეიცავს ყველა ნაწილაკის კინეტიკურ ენერგიებს. თუ ცალკეული ნაწილაკი როული ფრაგმენტია, მაშინ H_0 შეიცავს აგრეთვე ურთიერთქმედებებს ფრაგმენტის ნაწილაკებს შორის.

შემოვიტანოთ საწყისი (V_i) და საბოლოო (V_f) მდგომარეობათა არსების ოპერატორების განმარტებები:

$$V_i = V_{12} + V_{31} \quad (1.2)$$

$$V_f = V_{12} + V_{23} + V_{31} \quad (1.3)$$

მაშინ გაფანტვის ზოგადი თეორიის თანახმად მატრიცული ელემენტისთვის შეიძლება დავწეროთ ორი ექვივალენტური გამოსახულება:

$$M_{fi} = \langle \Psi_{of} | V_f | \Psi_i^{(+)} \rangle = \langle \Psi_i^{(-)} | V_i | \Psi_{oi} \rangle , \quad (1.4)$$

სადაც Ψ_{0i}, Ψ_{0f} -შეუშფოთებელი ტალღური ფუნქციებია შესაბამისად საწყის და საბოლოო მდგომარეობებში, ხოლო $\Psi_i^{(+)}$ და $\Psi_f^{(-)}$ - გაფანტვის სრული ტალღური ფუნქციებია შესაბამისად განშლადი და კრებადი ასიმპტოტიკით; ისინი, განსაზღვრებიან შემდეგი განტოლებებიდან:

$$\begin{aligned}\Psi_i^{(+)} &= \Psi_{0i} - (H_0 - E - i\eta)^{-1} V_i \Psi_i^{(+)} \\ \Psi_f^{(-)} &= \Psi_{0f} - (H_0 - E + i\eta)^{-1} V_f \Psi_f^{(-)},\end{aligned}\quad (1.5)$$

სადაც E -სისტემის სრული ენერგიაა.

მიახლოების ფიზიკური არსის გასაგებად გადმოცემისთვის ხელსაყრელია შემოვიანაზღვროთ მხოლოდ V_{12} ურთიერთქმედებით, ე.ი. ჩავოვალოთ, რომ $V = V_{12}$.

განვსაზღვროთ ახლა ასალი ფუნქცია χ შემდეგი სახით:

$$(H_0 + V)\chi = E\chi \quad (1.6)$$

შემდგომი მიზნისთვის ჩვენ დაგვჭირდება ეს ტალღური ფუნქცია განსაზღვრული ასიმპტოტიკით: $\chi_i^{(+)}$, $\chi_f^{(-)}$. ამიტომ (1.6)-დან გამომდინარე ჩავწეროთ მათთვის ინტეგრალური განტოლებები სათანადო სასაზღვრო პირობებით:

$$\begin{aligned}\chi_i^{(+)} &= \Psi_{0i} - (H_0 - E - i\eta)^{-1} V \chi_i^{(+)} \\ \chi_f^{(-)} &= \Psi_{0f} - (H_0 - E + i\eta)^{-1} V \chi_f^{(-)}\end{aligned}\quad (1.7)$$

მაშინ გადასვლის მატრიცული ელემენტისთვის მივიღებთ:

$$M_{fi} = \langle \Psi_{0f} | V | \chi_i^{(+)} \rangle \quad (1.8)$$

$$M_{fi} = \langle \chi_f^{(-)} | V | \Psi_{0i} \rangle \quad (1.9)$$

ახლა აღვნიშნოთ Φ_{0i}, Φ_{0f} -ით რეაქციაში მონაწილე ნაწილაკების (ფრაგმენტების) შინაგანი ტალღური ფუნქციები; r_1, r_2, r_3 იყოს ნაწილაკთა (ფრაგმენტთა) კოორდინატები, k_1, k_2, k_3 და k'_1, k'_2, k'_3 -მათი იმპულსები შესაბამისად საწყის და საბოლოო მდგომარეობებში (ჩვენ ვირჩევთ ერთეულთა ისეთ სისტემას, რომელშიც $\hbar = c = 1$). მაშინ Ψ_{0f} , $\chi_i^{(+)}$ შეიძლება ასე ჩავწეროთ:

$$\Psi_{0f} = (2\pi)^{-\frac{9}{2}} \Phi_{0f} \exp(i[k'_1 r_1 + k'_2 r_2 + k'_3 r_3]) \quad (1.10)$$

$$\chi_i^{(+)} = \Phi_{0i} \chi^{(+)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{K}_{23}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) , \quad (1.11)$$

სადაც $\chi^{(+)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{K}_{23}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$ აღწერს \mathbf{k}_1 იმპულსის მქონე 1 ნაწილაკის გაფანტვას $\mathbf{K}_{23} = \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3$ იმპულსის მქონე ბირთვში მყოფ 2 ბმულ ნაწილაკზე.

ტალღურ ფუნქციას, რომელიც აღწერს 1 ნაწილაკის გაფანტვას 2 ბმულ ნაწილაკზე აქვს სახე:

$$\chi^{(+)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{K}_{23}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \int d\mathbf{k}_2 f(\mathbf{k}_2) \Psi(\mathbf{k}_1, \mathbf{r}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{r}_2) \exp(i(\mathbf{K}_{23} - \mathbf{k}_2) \mathbf{r}_3) , \quad (1.12)$$

სადაც

$$f(\mathbf{k}_2) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \int \exp(-i\mathbf{k}_2 \mathbf{x}) \phi(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (1.13)$$

$\phi(\mathbf{x})$ -ბმული მდგომარეობის ტალღური ფუნქციაა, $f(\mathbf{k}_2)$ - მისი ფურიე კომპონენტია, ანუ იმპულსური განაწილების ფუნქციის ამპლიტუდაა. $\Psi(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ - 1 და 2 ნაწილაკის თავისუფალი გაფანტვის აღმწერი ტალღური ფუნქციაა. ცხადია, რომ იმპულსური განაწილების ამპლიტუდა გამოისახება 2 ნაწილაკის ბმული მდგომარეობის ტალღური ფუნქციით.

ვივარაუდოთ, რომ V ოპერატორი არის ლოკალური: $V = V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ და გადავიდეთ 1-2 სისტემის ფარდობით და მასათა ცენტრის კოორდინატებზე:

$$\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 , \quad \mathbf{R}_{12} = \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2}{m_1 + m_2} \quad (1.14)$$

მათი შესაბამისი იმპულსები გამოისახებიან შემდეგნაირად:

$$\mathbf{k}_{12} = \frac{m_1 \mathbf{k}_1 + m_2 \mathbf{k}_2}{m_1 + m_2} , \quad \mathbf{K}_{12} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \quad (1.15)$$

მაშინ 1 და 2 ნაწილაკთა თავისუფალი გაფანტვის აღმწერ ტალღურ ფუნქციას ექნება სახე:

$$\Psi^{(+)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \exp(i\mathbf{K}_{12} \mathbf{R}_{12}) \Psi^{(+)}(\mathbf{k}_{12}, \mathbf{r}_{12}) \quad (1.16)$$

თუ (1.10)-ს და (1.11)-ს ჩავსვამთ (1.8)-ში, გავითვალისწინებთ (1.12)-ს და (1.16)-ს, გაინტეგრებთ \mathbf{R}_{12} და \mathbf{r}_3 ცვლადებით, მაშინ კბრ-ის მატრიცული ელემენტისთვის მივიღებთ გამოსახულებას:

$$M_{fi} = \int d\mathbf{k}_2 f(\mathbf{k}_2) \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}'_1 - \mathbf{k}'_2) \delta(\mathbf{K}_{23} - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}'_3) \mathfrak{V}(2\pi)^{-\frac{3}{2}} \int d\mathbf{r}_{12} \exp(-i\mathbf{k}'_{12}\mathbf{r}_{12}) \times (1.17) \\ \times V(\mathbf{r}_{12}) \Psi^{(+)}(\mathbf{k}_{12}, \mathbf{r}_{12})$$

\mathfrak{V} -შინაგანი ტალღური ფუნქციების გადაფარვის ინტეგრალია. მეორე ინტეგრალი (1.17)-ში არის ორნაწილაკობრივი T-მატრიცული ელემენტი არაენერგეტიკულ ზედაპირზე ($|\mathbf{k}_{12}| \neq |\mathbf{k}'_{12}|$), რომელიც აგებულია ფარდობითი მოძრაობის ენერგიით საწყის მდგომარეობაში:

$$(2\pi)^{-\frac{3}{2}} \int d\mathbf{r}_{12} \exp(-i\mathbf{k}'_{12}\mathbf{r}_{12}) V(\mathbf{r}_{12}) \Psi^{(+)}(\mathbf{k}_{12}, \mathbf{r}_{12}) = t(\mathbf{k}'_{12}, \mathbf{k}_{12}; \varepsilon_{12}(\mathbf{k}_{12})) \quad (1.18)$$

\mathbf{k}'_{12} წარმოადგენს დამჯახებელი ნაწილაკების ფარდობითი მოძრაობის იმპულსს საბოლოო მდგომარეობაში. ის განისაზღვრება შემდეგი სახით:

$$\mathbf{k}'_{12} = \frac{m_2 \mathbf{k}'_1 - m_1 \mathbf{k}'_2}{m_1 + m_2} \quad (1.19)$$

თუ ახლა მოვანდინოთ ინტეგრებას \mathbf{k}_2 -ით, მაშინ (1.17) მიიღებს სახეს:

$$M_{fi} = \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_{23} - \mathbf{k}'_1 - \mathbf{k}'_2 - \mathbf{k}'_3) \mathfrak{V} f(\mathbf{k}_{23} - \mathbf{k}'_3) t(\mathbf{k}_{12}, \mathbf{k}'_{12}; \varepsilon_{12}(\mathbf{k}_{12})) \quad (1.17')$$

აქ δ -ფუნქცია გამოხატავს იმპულსის შენახვის კანონს. აღვნიშნოთ, რომ მატრიცული ელემენტი (1.17') ჩაწერილია ნებისმიერ კოორდინატთა სისტემაში. ლაბორატორიულ სისტემაში $\mathbf{k}_{23} = 0$, მაშინ კბრ მატრიცული ელემენტისთვის მივიღებთ:

$$M_{fi} = \delta(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}'_1 - \mathbf{k}'_2 - \mathbf{k}'_3) \mathfrak{V} f(-\mathbf{k}'_3) t(\mathbf{k}_{12}, \mathbf{k}'_{12}; \varepsilon_{12}(\mathbf{k}_{12})) \quad (1.20)$$

ამრიგად იმ გვაძლევს საშუალებას მოვანდინოთ მატრიცული ელემენტის ფაქტორიზება ორ თანამარაგლად: ბმული მდგომარეობის ტალღური ფუნქციის $f(-\mathbf{k}'_3)$ და ორნაწილაკობრივი T-მატრიცული ელემენტი არაენერგეტიკულზე-დაპირზე $t(\mathbf{k}_{12}, \mathbf{k}'_{12}; \varepsilon_{12})$. თუ ახლა ჩავატარებთ სრულიად ანალოგიურ გარდაქმნებს (1.9) მატრიცული ელემენტისთვის მივიღებთ:

$$M_{fi} = \delta(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}'_1 - \mathbf{k}'_2 - \mathbf{k}'_3) \mathfrak{V} f(-\mathbf{k}'_3) t(\mathbf{k}_{12}, \mathbf{k}'_{12}; \varepsilon_{12}(\mathbf{k}'_{12})) \quad (1.21)$$

ისევ მივიღეთ ფაქტორიზებული მატრიცული ელემენტი, მაგრამ ამ შემთხვევაში T-მატრიცა განსაზღვრულია საბოლოო მდგომარეობის ფარდობითი ენერგიით. ამ

ფორმალიზმის ფარგლებში ეს ორი ვარიანტი, (1.20) და (1.21), თეორიულად თანასწორნი არიან, თუმცა პრინციპში მათ შეუძლიათ მოგვცენ განსხვავებული კონკრეტული შედეგები. უნდა ითქვას, რომ მაღალი ენერგიების არეში ეს სხვაობა უმნიშვნელოა, ამიტომ არაენერგეტიკული T-მატრიცული ელემენტი შეიძლება შევცვალოთ ფიზიკური T-მატრიცული ელემენტით ენერგეტიკულ ზედაპირზე. ეს უკანასკნელი განისაზღვრება საწყისი ან საბოლოო მდგომარეობის ფარდობითი ენერგიით ორნაწილაკობრივი გაფანტვების ექსპერიმენტებიდან:

$$t(k_{12}, k'_{12}; \varepsilon(k_{12})) \approx t(k_{12}, \theta) \quad (1.22)$$

$$t(k_{12}, k'_{12}; \varepsilon(k'_{12})) \approx t(k'_{12}, \theta), \quad (1.23)$$

სადაც θ -კუთხეა k_{12} და k'_{12} ვექტორებს შორის.

დამჯახებელი ნაწილაკის ენერგიის შემცირებისას (1.22) და (1.23) გამოსახულებებმა შეიძლება მოგვცენ არსებითად განსხვავებული შედეგები. ამიტომ აქტუალური გახდა მატრიცული ელემენტის არაცალსახობის საკითხი [25,26]. ასეთმა სიტუაციამ, ერთის მხრივ, გაართულა ამ განზოგადობის შესაძლებლობა, მეორე მხრივ, მან სათავე დაუდო გარკვეულ თავისუფლებას ორნაწილაკობრივი მატრიცული ელემენტის არჩევაში.

§1.2 სამნაწილაკობრივი იმპულსური მიახლოება

განვიხილოთ T -მატრიცისთვის ფაქტების განტოლებათა სისტემის პირველი იტერაციული ამონახსნი, რომელსაც შეესაბამებენ ხოლმე ერთჯერადი დაჯახების პროცესს:

$$T^{(1)}(z) = \sum_{\alpha\beta} T_{\alpha\beta}(z), \quad (1.24)$$

სადაც ორნაწილაკობრივი T -მატრიცა სამი ნაწილაკის სისტემაში განისაზღვრება შემდეგი სახით:

$$T_{\alpha\beta}(z) = V_{\alpha\beta} (1 - G_0(z) T_{\alpha\beta}(z)), \quad (1.25)$$

სადაც $G_0(z) = (H_0 - z)^{-1}$ ($z = E + i\eta$)-სამი ნაწილაკის თავისუფალი მოძრაობის გრინის ფუნქციაა, E -სისტემის სრული ენერგიაა.

განვსაზღვროთ სამნაწილაკობრივი იაკობის კოორდინატები იმპულსურ სივრცეში და შესაბამისი დაყვანილი მასები შემდეგი სახით:

$$k_{\alpha\beta} = \frac{m_\beta k_\alpha - m_\alpha k_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \quad (1.26)$$

$$p_\gamma = \frac{1}{M} [m_\gamma (k_\alpha + k_\beta) - (m_\alpha + m_\beta) k_\gamma] \quad (1.27)$$

$$K = k_\alpha + k_\beta + k_\gamma \quad (\alpha\beta\gamma = 123, 231, 312) \quad (1.28)$$

$$\mu_{\alpha\beta} = \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}, \quad \mu_\gamma = \frac{(m_\alpha + m_\beta) m_\gamma}{M}, \quad (1.29)$$

სადაც m_α და k_α -ნაწილაკის მასა და იმპულსია.

(1.25) ფორმულის თანახმად $T_{\alpha\beta}(z)$ ოპერატორის მატრიცულ ელემენტს იმპულსურ სივრცეში აქვს სახე:

$$\begin{aligned} \langle k'_{\alpha\beta}, p'_\gamma, K' | T_{\alpha\beta}(z) | k_{\alpha\beta}, p_\gamma, K \rangle &= \delta(K' - K) \delta(p'_\gamma - p_\gamma) \langle k'_{\alpha\beta} | V_{\alpha\beta} | k_{\alpha\beta} \rangle - \\ &- \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\langle k'_{\alpha\beta} | V_{\alpha\beta} | k''_{\alpha\beta} \rangle \langle k''_{\alpha\beta}, p'_\gamma, K' | T_{\alpha\beta}(z) | k_{\alpha\beta}, p_\gamma, K \rangle}{H_0(k''_{\alpha\beta}, p_\gamma, K) - z} dk''_{\alpha\beta} \end{aligned} \quad (1.30)$$

აღვნიშნოთ $t_{\alpha\beta}(z)$ -თ გაფანტვის სუფთა ორნაწილაკობრივი T-მატრიცა, რომელიც აკმაყოფილებს ინტეგრალურ განტოლებას:

$$t_{\alpha\beta}(z) = V_{\alpha\beta} [1 - g_0(z) t_{\alpha\beta}(z)], \quad (1.31)$$

სადაც g_0 -გრინის ფუნქციაა ორი ნაწილაკის თავისუფალი მოძრაობისთვის.

ჩავწეროთ (1.31) განტოლება ცხადი სახით:

$$\langle k'_{\alpha\beta} | t_{\alpha\beta}(z) | k_{\alpha\beta} \rangle = \langle k'_{\alpha\beta} | V_{\alpha\beta} | k_{\alpha\beta} \rangle - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\langle k'_{\alpha\beta} | V_{\alpha\beta} | k''_{\alpha\beta} \rangle \langle k''_{\alpha\beta} | t_{\alpha\beta}(z) | k_{\alpha\beta} \rangle}{h_0(k''_{\alpha\beta}, k_{\alpha\beta}) - z} dk''_{\alpha\beta}, \quad (1.32)$$

სადაც h_0 -კინეტიკური ენერჯის ორნაწილაკობრივი ოპერატორია.

თუ შევადარებთ (1.30) და (1.32) იტერაციულ მწკრივებს, მივიღებთ:

$$\langle k'_{\alpha\beta}, p'_{\gamma}, K' | T_{\alpha\beta}(z) | k_{\alpha\beta}, p_{\gamma}, K \rangle = \delta(K' - K) \delta(P'_{\gamma} - P_{\gamma}) \langle k'_{\alpha\beta} | t_{\alpha\beta}(z - \frac{p_{\gamma}^2}{2\mu} - \frac{K^2}{2M}) | k_{\alpha\beta} \rangle \quad (1.33)$$

ამრიგად, ორნაწილაკობრივი T-მატრიცული ელემენტი სამი ნაწილაკის ამოცანაში გამოისახება სუფთა ორნაწილაკობრივი T-მატრიცული ელემენტით არა-ენერგეტიკულ ზედაპირზე.

განვსაზღვროთ ახალა $T^{(1)}(z)$ მატრიცული ელემენტი იმპულსურ სივრცეში:

$$\langle k'_1, k'_2, k'_3 | T^{(1)}(z) | k_1, k_2, k_3 \rangle = \delta(K' - K) \sum_{\alpha\beta\gamma} \delta(P'_{\gamma} - P_{\gamma}) \langle k'_{\alpha\beta} | t_{\alpha\beta}(z - \frac{P_{\gamma}^2}{2\mu_{\gamma}} - \frac{K^2}{2M}) | k_{\alpha\beta} \rangle \quad (1.34)$$

ერთჯერადი დაჯახების მიახლოებაში ნებისმიერი სამნაწილაკობრივი პროცესის მატრიცული ელემენტი მიიღება (1.34) გამოსახულების გასაშუალების საფუძველზე საწყისი და საბოლოო არსების ტალღური ფუნქციებით (Ψ_{0i} და Ψ_{0f}). ვივარაუდოთ, რომ საწყისი არხი შეიცავს ბმულ სისტემას (2,3) ნაწილაკით და თავისუფალ 1 ნაწილაკს. მაშინ კბრ-ის საბოლოო არხში მიიღება სამი თავისუფალი ნაწილაკი. შესაბამისი Ψ_{0i} და Ψ_{0f} ფუნქციებს იმპულსურ სივრცეში აქვს სახე:

$$\Psi_{0i} = \delta(k_1 - \bar{k}_1) \delta(K_{23} - \bar{K}_{23}) f(\bar{k}_{23}) \Phi_{0i} \quad (1.35)$$

$$\Psi_{0f} = \delta(k'_1 - \bar{k}'_1) \delta(k'_2 - \bar{k}'_2) \delta(k'_3 - \bar{k}'_3) \Phi_{0f}, \quad (1.36)$$

სადაც ხაზი (-) ვექტორებზე გასმული აქვს იმისთვის, რომ განვასხვავოთ ფიზიკური იმპულსი იმპულსური სივრცის ცვლადისგან.

დრეკადი გაფანტვის არხისთვის საწყისი მდგომარეობის ფუნქცია Ψ_{oi} 'ისევ (1.35)-ით გამოისახება, მაგრამ Ψ_{of} ფუნქციას ექნება სხვა სახე:

$$\Psi_{of} = \delta(\mathbf{k}'_1 - \bar{\mathbf{k}}'_1) \delta(\mathbf{K}'_{23} - \bar{\mathbf{K}}'_{23}) f(\bar{\mathbf{k}}'_{23}) \Phi_{of} \quad (1.37)$$

გადასვლის მატრიცული ელემენტი M_{fi} ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$M_{fi} = \langle \Psi_{oi} | \mathbf{k}'_1 \mathbf{k}'_2 \mathbf{k}'_3 | T^{(1)}(z) | \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2 \mathbf{k}_3 \rangle | \Psi_{of} \rangle \quad (1.38)$$

თუ (1.34), (1.35), (1.36) ჩავსვამთ (1.38)-ში, მაშინ კბრ-ის მატრიცული ელემენტისთვის გვექნება:

$$M_{fi} = \delta(\mathbf{K}' - \mathbf{K}) \mathfrak{N} \sum_{\alpha\beta\gamma} \delta(\mathbf{P}'_\gamma - \mathbf{P}_\gamma) f\{(-1)^\gamma \mathbf{k}'_\gamma\} (1 - \delta_{\gamma 1}) \langle \mathbf{k}'_{\alpha\beta} | t_{\alpha\beta} \left(E - \frac{P_\gamma^2}{2\mu_\gamma} - \frac{K^2}{2M} \right) | \mathbf{k}_{\alpha\beta} \rangle \quad (1.39)$$

სადაც \mathfrak{N} არის Φ_{oi} და Φ_{of} შინაგანი ტალღური ფუნქციების გადაფარვის ინტეგრალი, E -სისტემის სრული ენერჯიაა. ეს უკანასკნელი შეიძლება გამოვსახოთ როგორც საწყისი მდგომარეობის კინემატიკური პარამეტრებით:

$$E = E_i = \frac{K^2}{2M} + \frac{P_\gamma^2}{2\mu_\gamma} + \frac{K_{\alpha\beta}^2}{2\mu_{\alpha\beta}} - Q, \quad (1.40)$$

ასევე საბოლოო მდგომარეობის კინემატიკური პარამეტრებით:

$$E = E_f = \frac{K'^2}{2M} + \frac{P_\gamma'^2}{2\mu_\gamma} + \frac{K_{\alpha\beta}'^2}{2\mu_{\alpha\beta}}, \quad (1.41)$$

სადაც Q -(2,3) სისტემის ბმის ენერჯიაა.

კბრ-ის შემთხვევაში საბოლოო მდგომარეობაში გვაქვს სამი თავისუფალი ნაწილაკი, ე.ი. საბოლოო მდგომარეობა დევს ენერგეტიკულ ზედაპირზე. ამიტომ, თუ (1.39)-ში სრული ენერჯიის ნაცვლად ჩავსვამთ (1.41) გამოსახულებას, მაშინ მატრიცული ელემენტისთვის მივიღებთ:

$$M_{fi} = \delta(\mathbf{K}' - \mathbf{K}) \mathfrak{N} \sum_{\alpha\beta\gamma} \delta(\mathbf{P}'_\gamma - \mathbf{P}_\gamma) f\{(-1)^\gamma \mathbf{k}'_\gamma\} \langle \mathbf{k}'_{\alpha\beta} | t_{\alpha\beta} \left(\frac{K_{\alpha\beta}'^2}{2\mu_{\alpha\beta}} \right) | \mathbf{k}_{\alpha\beta} \rangle (1 - \delta_{\gamma 1}) \quad (1.42)$$

ლაბორატორიულ ათვის სისტემაში (1.42)-ს ექნება სახე:

$$M_{fi} = \delta(K' - K) \mathfrak{N} \left\{ f(-k'_3) < k'_{12} \left| t_{12} \left(\frac{k'^2_{12}}{2\mu_{12}} \right) \right| k_{12} > + f(k'_2) < k'_{31} \left| t_{31} \left(\frac{k'^2_{31}}{2\mu_{31}} \right) \right| k_{31} > \right\} \quad (1.43)$$

(1.43)-ში პირველი წევრი ზუსტად ემთხვევა (1.21) გამოსახულებას, მაგრამ არ გვექნება (1.20)-ის მსგავსი ალტერნატიული ვარიანტი, რომელიც იმ-ის საზღვრებში სრულიად თანასწორია (1.22) გამოსახულებსა.

(1.43) ფორმულა მიღებულია სამნაწილაკობრივი თეორიის საფუძველზე ერთმნიშვნელოვნად. მასში შემაგალი გაფანტვის ორნაწილაკობრივი T-მატრიცები გამოსატავენ იმ-ის ძირითად იდეას, ხოლო მათი მატრიცული ელემენტების ენერგეტიკული ზედაპირიდან გასვლა საზს უსვამს განხილული ამოცანის სამნაწილაკობრივ ხასიათს. ამიტომ, (1.22) და (1.23)-სგან განსხვავებით, რომლებიც წარმოადგენენ ფაქტიურად ორნაწილაკობრივ მატრიცულ ელემენტებს, (1.43) ფორმულას ეწოდება სამნაწილაკობრივი იმპულსური მიახლოება (სიმ).

ამრიგად, ფაქტების თეორია საშუალებას გვაძლევს ფორმულირება გავუკეთოთ იმ-ის ახალ, უფრო თანმიმდევრულ სამნაწილაკობრივ ვარიანტს და ცალსახად განვსაზღვროთ შესაბამისი არაენერგეტიკული მატრიცული ელემენტი.

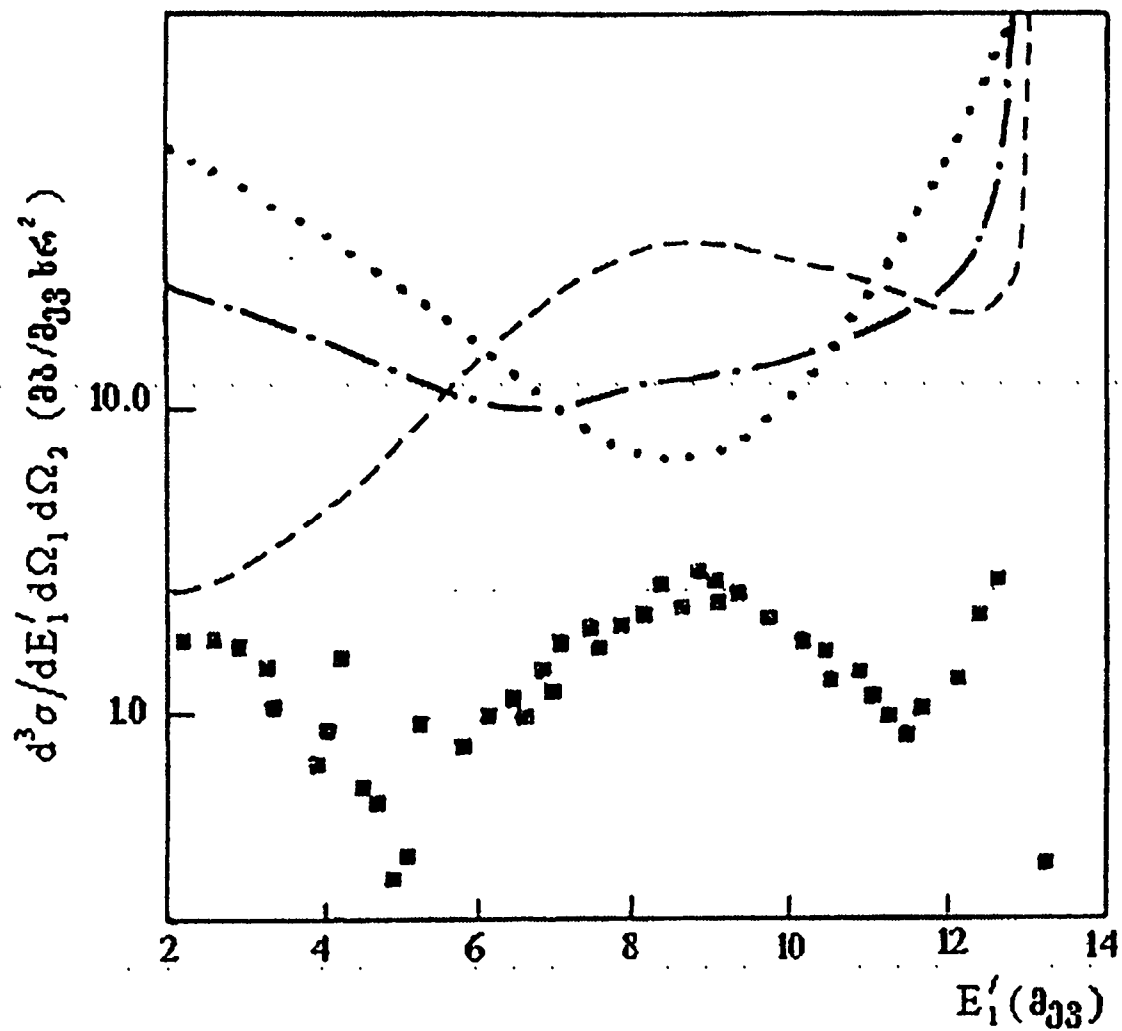
დასასრულს აღვნიშნოთ, რომ სიმ გვაძლევს რეალურ შესაძლებლობას განვაზოგადოთ იმპულსური მიახლოება დაბალი და საშუალო ენერგიების არეში, როდესაც პროცესებში მონაწილეობენ როული ფრაგმენტები.

§1.3 სამნაწილაკობრივი იმპულსური მიახლოება ჩამოჭრით

მიუხედავად იმისა, რომ ს(ი)მ ერთმნიშვნელოვნად გვაძლევს ერთჯერადი დაჯახებების ფორმულირების საშუალებას, კბრ-ისთვის მან ვერ მიგვიყვანა სასურველ შედეგებამდე, თეორია გვაძლევდა ძალიან დიდ მნიშვნელობას დიფერენციალური კვეთის სიდიდისთვის. როდესაც ბირთვებში ასეთი მდგომარეობა შეიძლება განპირობებული ყოფილიყო ძლიერი დამახინჯების ეფექტებით ან ამოვარდნილი ნაწილაკების შედარებით მცირე „ეფექტური“ რიცხვით საწყის ბირთვში. ასეთ შემთხვევაში ძნელი გასაგებია – რატომ წარმოიქმნება ანალოგიური სიტუაცია დეიტრონის დაშლის პროცესის შესწავლისას, რამდენადაც აღნიშნული ეფექტები დეიტრონისთვის არ არსებობს.

შესაძლო იყო გვეფიქრა, რომ აუცილებელი იყო გაგვეოგალისწინებინა ნაწილაკთა მრავალჯერადი გაფანტვები, მაგრამ გამოკვლევებმა უჩვენა, რომ ძალიან რიგის გადაფანტვების გაოგალისწინება პირიქით აუარესებს თანხმობას თეორიასა და ექსპერიმენტს შორის. ამ მტკიცების საილუსტრაციოდ ნახ.1-ზე ნაჩვენებია $d(p, 2p)_n$ რეაქციის სამგანზომილებიანი დიფერენციალური კვეთის დამოკიდებულება E_1' -ზე, როცა $\theta_1 = -\theta_2 = 43^\circ$ და $E_1 = 20$ მეგ. წყვეტილი მრუდი შესაბამეა ფადეევის მწკრივის პირველ იტერაციას, წერტილოვანი მრუდი – მეორე რიგს, წყვეტილი ხაზი წერტილებით – მესამე რიგს. მუქი კვადრატებით აღნიშნულია ექსპერიმენტული მონაცემები [5].

როგორც ჩანს უნდა არსებობდეს რაღაც საერთო მიზეზი, რომლის აღმოფხვრა მიგვიყვანს კარგ თანხვედრასთან ექსპერიმენტულ და თეორიულ შედეგებს შორის ყველა ბირთვში. ასეთ მიზეზად შეიძლება ჩავთვალოთ ის წინააღმდეგობა, რომელსაც შეიცავს ერთჯერადი დაჯახების ყველა სახის ფორმულირება. მართლაც (1.43) მატრიცული ელემენტი შეიცავს (2,3) ბმული მდგომარეობის ტალღური ფუნქციის ფურიე-სახეს, რომელიც განსაზღვრული არის ისე, რომ 2 და 3 ნაწილაკი შეიძლება იმყოფებოდეს ერთმანეთთან ნებისმიერ მანძილზე, როცა მათ ეჯახებათ 1 ნაწილაკი. მაგრამ მცირე მანძილებზე ინდევია ნაწილა-



ნახ.1 $d(p,2p)n$ რეაქციის სამგანზომილებიანი დიფერენციალური კვეთის დამოკიდებულება E_1' ენერგიაზე როდესაც $\theta_1 = -\theta_2 = 43^\circ$ და $E_1 = 20$ მეგ. წყვეტილი მრუდი შეესაბამება ფადეევის მწკრივის პირველ იტერაციას, წერტილოვანი მრუდი - მეორე რიგს, წყვეტილი ხაზი წერტილებით - მესამე რიგს; მუქი კვადრატები გამოსატავენ ექსპერიმენტულ მონაცემებს [5].

კების ერთჯერადი დაჯახების პირობა. ამიტომ უნდა მოვიხსოვოთ, რომ რომელიმე წყვილის დაჯახების მომენტში მესამე ნაწილაკი იმყოფებოდეს „მოვლენიდან“ შორს, წინააღმდეგ შემთხვევაში მცირე მანძილებზე სურათი იქნება დამახინჯებული.

ასეთი მოთხოვნის რეალიზება შესაძლებელია ბმული მდგომარეობის ტალღური ფუნქციის ჩამოჭრით x -სივრცეში, ე.ი. ტალღური ფუნქციის $f(q)$ ფურიე-სახე, რომელიც განსაზღვრულია (1.13) ფორმულით, უნდა შეიცვალოს ჩამოჭრილი $f(q,R)$ ფურიე-სახით: $f(q) \rightarrow f(q,R)$, სადაც

$$f(q,R) = (2\pi)^{-3/2} \int_R^\infty dr \varphi(r) e^{-iqr} \quad (1.44)$$

მაშინ (1.43) ფორმულა მიიღებს სახეს:

$$M_{fi} = \delta(K' - K) \mathfrak{V} \left\{ f(-k'_3, R_3) < k'_{12} \left| t_{12} \left(\frac{k_{12}^2}{2\mu_{12}} \right) \right| k_{12} > + f(k'_2, R_2) < k'_{31} \left| t_{31} \left(\frac{k_{31}^2}{2\mu_{31}} \right) \right| k_{31} > \right\} \quad (1.45)$$

(1.45) ფორმულა წარმოადგენს სივრცის უფრო თანმიმდევრულ ფორმულირებას და მას ეწოდება სამნაწილაკობრივი იმპულსური მიახლოება ჩამოჭრით (სიშჩ). ზღვრულ შემთხვევაში, როდესაც R_2 და R_3 მივასწრაფებთ ნულისკენ, (1.45) ფორმულა გადადის (1.43) ფორმულაში.

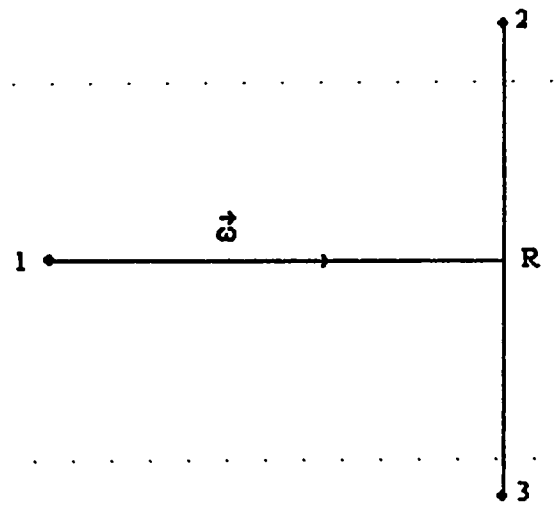
წარმოიშვება კითხვა: როგორ განვსაზღვროთ ჩამოჭრის რადიუსი R ? ვბა-ლაშოვის და ჯ.მებონიას [2] ნაშრომში R ჩამოჭრის რადიუსი პირველად იქნა დაკავშირებული სამიზნებრივობის რადიუსთან. შემდგომში ანალოგიური პროცედურა ჩატარებულ იქნა სხვა ავტორების მიერ. ყველა ამ შრომაში ჩამოჭრა განიხილებოდა, როგორც დამახინჯების ფაქტორის გათვალისწინების რაღაც ეფექტური საშუალება. მაგრამ მოგვიანებით ჯ.მებონიას შრომებში [9,27] ჩამოჭრის პროცედურას მიეცა უფრო ცხადი შინაარსი: ის ჩაითვალია როგორც ერთ-ერთი საშუალება, თანმიმდევრულად შევკვსწავლა ერთჯერადი დაჯახებების მექანიზმი. საერთო მოსაზრებიდან გამომდინარეობს, რომ R დამოკიდებული უნდა იყოს დაჯახების ენერგიაზე. მართლაც, ენერგიის შემცირებით იზრდება

დამჯახებელი ნაწილაკის დებროილის ტალღის λ სიგრძე და თუ R მეტი არ იქნება λ -ზე, ის შეიძლება ერთდროულად „წამოედოს“ ორივე სამიზნე ნაწილაკს.

თუ გაგითვალისწინებთ λ -ს დამოკიდებულებას ენერგიაზე ($\lambda \sim E^{-\frac{1}{2}}$), ჩამოჭრის რადიუსი უნდა განვსაზღვროთ შემდეგი სახით:

$$R = \frac{C}{|\omega|}, \quad (1.46)$$

სადაც C -რადაც მუდმივაა, რომელიც უზრუნველყოფს უტოლობის შესრულებას: $\lambda \leq R$; $\lambda-1$ და (2,3) ნაწილაკების ფარდობითი მოძრაობის დებროილის ტალღის სიგრძეა. ω -ფარდობითი მოძრაობის იმპულსია 1 დამჯახებელი ნაწილაკისა (2,3) სისტემის მასათა ცენტრის მიმართ (ნახ.2).



ნახ.2

§1.4 სამნაწილაკობრივი უნიტარული იმპულსური მიახლოება

კბრ-ს ჩვენ განვიხილავთ როგორც სამნაწილაკობრივ ამოცანას. ამიტომ შესაბამისი გაფანტვის T -მატრიცა უნდა აკმაყოფილებდეს სამნაწილაკობრივი უნიტარობის პირობას. მაგრამ ფადეევის განტოლების ამონახსნის გაშლისას იტერაციულ მწკრივად ჩვენ ვერ მოვიხსნით ამ პირობის შესრულებას მწკრივის ცალკეული წევრებისთვის. უფრო სწორი იქნებოდა გვეთქვა, რომ იტერაციული მწკრივის ცალკეული წევრები არ აკმაყოფილებენ ამ პირობას. შესაბამისად, იტერაციულ მწკრივში ჩამოჭრას ნებისმიერი რიგის მიახლოებაში ავტომატურად მივყავართ გაფანტვის T მატრიცის სამნაწილაკობრივი უნიტარობის თვისების დაკარგვამდე. მაგრამ უნიტარობა წარმოადგენს გაფანტვის ამპლიტუდის ფუნდამენტურ თვისებას, დაკავშირებულს სრული ალბათობის შენახვასთან.

§1.2-ში ნახვენები იქნა, რომ სიმ-ის ფორმულირებისას ჩვენ უნდა დაგვკმაყოფილდეთ ფადეევის იტერაციული მწკრივში პირველი რიგის წევრებით. ისმება კითხვა, შეიძლება კი ერთჯერადი დაჯახების მექანიზმი ისეთნაირად ჩამოგაყალიბოთ, რომ შესაბამის მიახლოებით T -მატრიცაში შევინარჩუნოთ უნიტარობის თვისება? აღმოჩნდა, რომ შეიძლება ამ საკითხში სიცხადის შეტანის მიზნით განვიხილოთ დრეკად გაფანტვასთან დაკავშირებული ისტორიული ფაქტი, რამდენადაც იმ თავიდან იქნა ფორმირებული სწორედ დრეკადი დაჯახებისთვის, სოლო შემდეგ განზოგადოებული კბრ-სთვის.

ცნობილია, რომ დრეკადი დაჯახებების პროცესების აღსაწერად მაღალი ენერგიებზე წარმატებით გამოიყენება გლაუბერ-სიტენკოს თეორია [11,12], რომელიც გამოიყვანება ორი დაშვების საფუძველზე: 1) ორნაწილაკობრივი ამპლიტუდა აკმაყოფილებს ეიკონალური გაფანტვების პირობებს, 2) სამიზნე-ბირთვის, ნაწილაკები წარმოადგენენ ფიქსირებულ ცენტრებს გაფანტვის განმავლობაში. ტ.ოსბორნმა [28] განაზოგადა გლაუბერ-სიტენკოს თეორია დრეკადი გაფანტვებისთვის იმ თვალსაზრისით, რომ მან მოხსნა ეიკონალის მიახლოების შეზღუდვა, სამაგიეროდ შემოსიაზღვრა მხოლოდ ერთჯერადი დაჯახების მექანიზმით. ჯ.მებონიამ დასვა სამი ნაწილაკის გაფანტვის ამოცანა ზოგადად ყოველგვარი

წინასწარი შეზღუდვების გარეშე იმ პირობით, რომ ნებისმიერ მიახლოებაში ამპლიტუდას დაეკმაყოფილებინა უნიტარობის პირობა. მართალია პრაქტიკული ღირებულების მქონე თეორიული შედეგი მან მიიღო მხოლოდ ერთჯერადი ფიზიკური დაჯახების მიახლოებაში, მაგრამ ზღვრულ შემოსევებაში მიიღება როგორც ოსბორნის, ასევე გლაუბერ-სიტენკოს ვარიანტი. რაც მთავარია, მიღებული შედეგის გამოყენება შეიძლება როგორც დრეკადი, ასევე კვაზიდრეკადი გაფანტვებისთვის. განვიხილოთ ეს მიდგომა უფრო დაწვრილებით.

ლიბმან-შვინგერის განტოლებას სამი ნაწილაკის გაფანტვის სრული T-მატრიცისთვის აქვს სახე:

$$T(z) = V - V G_0(z) T(z), \quad (1.47)$$

სადაც

$$V = V_{12} + V_{23} + V_{31} \quad (1.48)$$

G_0 -გრინის ფუნქციაა სამი თავისუფალი ნაწილაკისთვის

შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$G_0(z) = G_1(z) + G_2(z) \quad (1.49)$$

$$G_1(z) = \frac{1}{2} \{G_0(z) - G_0(z^*)\} \quad (1.50)$$

$$G_2(z) = \frac{1}{2} \{G_0(z) + G_0(z^*)\} \quad (1.51)$$

განვსაზღვროთ ე.წ. რეაქტიული მატრიცა $K(z)$ შემდეგი სახით:

$$K(z) = V - V G_2(z) K(z), \quad (1.52)$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ $K(z)$ წარმოადგენს ერმიტულ ოპერატორს.

თუ ჩავსვამთ (1.51) და (1.52)-ს (1.47)-ში, მივიღებთ ახალ განტოლებას T-მატრიცისთვის:

$$T(z) = K(z) - K(z) G_1(z) T(z) \quad (1.53)$$

(1.53) განტოლების ფორმალური ამონახსენი T-მატრიცისთვის შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$T(z) = [1 + K(z) G_1(z)]^{-1} K(z) \quad (1.54)$$

(1.54) გამოსახულება T-მატრიცისთვის აკმაყოფილებს სამნაწილაკობრივი უნიტარობის მკაცრ პირობებს K-მატრიცის ნებისმიერ მიახლოებაში ამ უკანასკნელის

ერმიტულობის გამო. T -ოპერატორის ამ სახით პოვნა გამართლებულია იმიტომ, რომ, როგორც ტ.ოსბორნმა ივარაუდა, სწორედ ამპლიტუდის უნიტარობის თვისება და არა მრავალჯერადი გაფანტვის გათვალისწინება წარმოადგენს გლაუბერ-სიტენკოს თეორიის წარმატების მთავარ მიზეზს. მაგრამ (1.52) განტოლების ამოხსნა შეიცავს მრავალნაწილაკობრივი ამოცანის პრინციპულ სირთულეებს. ამიტომ გამოვიყენოთ მისთვის ფადეევის მეთოდი და წარმოვადგინოთ $K(z)$ ოპერატორი სამი $K^{\alpha\beta}$ დამხმარე ოპერატორების ჯამად:

$$K(z) = K^{12}(z) + K^{23}(z) + K^{31}(z), \quad (1.55)$$

სადაც

$$K^{\alpha\beta}(z) = V_{\alpha\beta} - V_{\alpha\beta} G_2(z) K(z) \quad (1.56)$$

შემოვიტანოთ $K_{\alpha\beta}(z)$ ოპერატორი ($\alpha\beta = 12, 23, 31$)

$$K_{\alpha\beta}(z) = V_{\alpha\beta} - V_{\alpha\beta} G_2(z) K_{\alpha\beta}(z), \quad (1.57)$$

რომელიც წარმოადგენს ორნაწილაკობრივ ოპერატორს სამი ნაწილაკის ამოცანაში. ის დაკავშირებულია შესაბამის T -მატრიცასთან შემდეგი სახით:

$$T_{\alpha\beta}(z) = K_{\alpha\beta}(z) - K_{\alpha\beta}(z) G_1(z) T_{\alpha\beta}(z) \quad (1.58)$$

თუ (1.55)-ს ჩავსვამთ (1.56)-ში და გავითვალისწინებთ (1.57)-ს, მივიღებთ ფადეევის ინტეგრალურ განტოლებათა სისტემას K -მატრიცისთვის:

$$K^{\alpha\beta}(z) = K_{\alpha\beta}(z) \{1 - G_2(z) [K^{\beta\gamma}(z) + K^{\gamma\alpha}(z)]\} \quad (1.59)$$

(1.59)-ის ამონახსნი შეიძლება გავშალოთ სხვადასხვა რიგის იტერაციულ მწკრივად. თუ ჩვენ შემოვისაზღვრებით მხოლოდ წრფივი წევრებით:

$$K^{(1)}(z) = K_{12}(z) + K_{23}(z) + K_{31}(z), \quad (1.60)$$

მაშინ მივიღებთ მიახლოებას, რომელიც შეესაბამება ერთჯერად დაჯახებებს K -მატრიცის ენაზე. ამიტომ თუ გავითვალისწინებთ K -მატრიცის ერმიტულობას, (1.60) მიახლოებას შეიძლება გუწოდოთ სამნაწილაკობრივი უნიტარული იმპულსური მიახლოება (სშიმ).

მაშინ სშიმ-ში გაფანტვის T -მატრიცას აქვს სახე:

$$T(z) = [1 + K^{(1)}(z)G(z)]^{-1} K^{(1)}(z) \quad (1.61)$$

თუ (1.58) განტოლებიდან $K_{\alpha\beta}$ -ოპერატორებს გამოვსახავთ $T_{\alpha\beta}$ -ოპერატორებით, მაშინ (1.61) ტოლობა ასე გადაიწერება:

$$T = \sum_{\alpha\beta\gamma} (1 - T_{\gamma\alpha} G_1)(1 - T_{\beta\gamma} G_1) \left\{ (1 - T_{\alpha\beta} G_1)(1 - T_{\beta\gamma} G_1)^{-1} (1 + T_{\beta\gamma} G_1 T_{\gamma\alpha} G_1) \right. \\ \left. (1 - T_{\beta\gamma} G_1) + T_{\alpha\beta} G_1 (1 - T_{\gamma\alpha} G_1)(1 - T_{\beta\gamma} G_1) \right\}^{-1} T_{\alpha\beta} \quad (1.62)$$

ასეთი სახით განსაზღვრული T -მატრიცა, მიუხედავად იმისა, რომ აღწერს ერთჯერად ფიზიკურ დაჯახებებს, მაინც აკმაყოფილებს სამნაწილაკობრივ უნიტარობის პირობას.

მაგრამ (1.62)-ს პრაქტიკული გამოყენება დაკავშირებულია დიდ ტექნიკურ სირთულეებთან (რეალურად გვაქვს უსასრულო მწკრივი). აღმოჩნდა, რომ ის არსებითად მარტივდება, თუ სრულდება ერთი მაღალენერგეტიკული მიახლოება. მართლაც, თუ ოპერატორული ნორმა

$$\|T_{\alpha\beta} G_1 T_{\beta\gamma} G_1\| \ll 1, \quad (1.63)$$

მაშინ (1.62) ფორმულა არსებითად შეიძლება გაგამარტივოთ:

$$T = \sum_{\alpha\beta\gamma} [1 - (T_{\gamma\alpha} + T_{\beta\gamma}) G_1] T_{\alpha\beta} \quad (1.64)$$

(1.64) ტოლობით განსაზღვრული T -ოპერატორი (1.62)-სგან განსხვავებით აკმაყოფილებს უნიტარობის პირობას მხოლოდ მიახლოებით, (1.63)-ს სიზუსტით.

კერძო შემთხვევაში, როდესაც 1 ნაწილაკი დრეკადად გაიფანტება 2,3 ბმულ სისტემაზე ყველა წევრი, რომელიც შეიცავს T_{23} ოპერატორს, გახდება ნული და შესაბამისად გვაქვს:

$$M_{fi} = \langle k'_1, \Psi_{0f} | T_{12} + T_{31} - T_{12} G_1 T_{31} - T_{31} G_1 T_{12} | \Psi_{0i}, k_1 \rangle \quad (1.65)$$

სამიზნე ცენტრების გაყინვის მიახლოებაში (1.65) ფორმულა გადადის ოსბორნის ფორმულაში, ხოლო დამატებით ეიკონალის მიახლოების შესრულებისას, გლაუბერ-სიტენკოს ფორმულაში.

ბმული სისტემის დაშლის ამოცანისთვის მატრიცულ ელემენტს აქვს სახე:

$$M_{fi} = \langle k'_1 k'_2 k'_3 | T_{12} + T_{31} - (T_{23} + T_{31}) G_1 T_{12} - (T_{23} + T_{12}) G_1 T_{31} | \Psi_{0i}, k_1 \rangle \quad (1.66)$$

აღსანიშნავია, რომ გლაუბერ-სიტენკოს ფორმულა შესაბამისი პირობების შესრულებისას წარმოადგენს დრეკადი გაფანტვის ზუსტ ფორმულას იმ გაგებით,

რომ მასში აჯამულია მრავალჯერადი გაფანტვის მწკრივის ყველა წევრი. მაგრამ გლაუბერ-სიტენკოს პირობა სრულდება გაფანტვის პარამეტრების ძალიან შემოსაზღვრული კინემატიკური მნიშვნელობებისთვის. ამ მნიშვნელობათა არის გარეთ გლაუბერ-სიტენკოს ფორმულა უკვე არაზუსტი არის და ის უნდა შევცვალოთ (1.65) ფორმულით, რომელიც აკმაყოფილებს უნიტარობის თვისებას (1.63) პირობის სიზუსტით და სწორად აღწერს ერთჯერად ფიზიკურ დაჯახებებს.

როგორც ითქვა, სიმჩ და სშიმ გარეგნულად განსხვავებული კვლევის მეთოდებია. სიმჩ თეორიულად დასაბუთებული და თანმიმდევრული მიდგომაა მაშინ, როდესაც სიმჩ უფრო ინტუიციური მიგნების შედეგია, თუმცა ორივეს აქვს პრეტენზია უნიტარობის თვისება შეუნარჩუნოს სამნაწილაკობრივი გაფანტვის ამპლიტუდას. მაგრამ, როგორც ირკვევა [19], სიმჩ და სშიმ პრაქტიკულად ექვივალენტურია, რადგან სშიმ-ში დამატებით ჩამოჭრის პროცედურის ჩატარება რეალურ შედეგზე არ მოქმედებს. ამიტომ სიმჩ უნდა განვიხილოთ, როგორც სამნაწილაკობრივი ამოცანის კვლევის მარტივი, მაგრამ ეფექტური მეთოდი, რომელმაც სრულიად განსხვავებულ ამოცანებში ჰბოგა გამოყენება.

თავი 2. ნუკლონ-ნუკლონური ურთიერთქმედებები და ორი სხეულის ამოცანა

§2.1 ნუკლონ-ნუკლონური რეალისტური პოტენციალები

ნუკლონთა შორის ურთიერთქმედება განეკუთვნება ე.წ. ძლიერ ურთიერთქმედებებს, რომლებშიც შედის აგრეთვე ურთიერთქმედება მეზონებსა და ჰიპერონებს შორის. ძლიერად ურთიერთქმედ ნაწილაკებს ჰადრონები ეწოდებათ. ჰადრონებს შორის ურთიერთქმედება რთული ხასიათისაა და ეს სინთულე მით უფრო მუდავნდება, რაც მეტია ურთიერთქმედ ნაწილაკთა ენერგია. მაგალითად, როცა ნუკლონთა ენერგია ბევრად მეტია მათი უძრავობის ენერგიაზე, დაჯახებისას შეიძლება წარმოიქმნას სხვადასხვა სახის ძლიერად ურთიერთქმედი ნაწილაკები. ძლიერი ურთიერთქმედების მთელი რიგი საინტერესო თავისებურებანი დღეისთვის უკვე ახსნილია ჰადრონთა კვარკ-გლუონური თეორიის, ანუ კვანტური ქრომოდინამიკის ფარგლებში. მაგრამ ამ ურთიერთქმედების არსი და მისი კავშირი სხვა ცნობილ ურთიერთქმედებებთან (ელექტრომაგნიტური, სუსტი, გრავიტაციული) ჯერ ბოლომდე არ არის ნაპოვნი. ეს არის მაღალი ენერგიების ბირთვული ფიზიკის (ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკის) ერთ-ერთი ამოცანა. რაც შეეხება დაბალი ენერგიების ბირთვულ ფიზიკას, აქ ძლიერი ურთიერთქმედების რთული ხასიათი მთელი სისრულით არ მუდავნდება. ამიტომ ნუკლონ-ნუკლონური ურთიერთქმედების განხილვისას შეიძლება შემოვიხატოთ ე.წ. რეალისტური, ანუ ფენომენოლოგიური პოტენციალებით.

პირველი ფენომენოლოგიური ნუკლონ-ნუკლონური პოტენციალები პოსტულირებული იყო ვ.ჰაიზენბერგის (1932), ე.მაიორანას (1933), ე.გიგნერის (1933) და ჯ.ბარტლეტის (1936) შრომებში [29]. ე.გიგნერმა პირველმა აჩვენა, რომ დეიტრონის თვისებების ასახსნელად აუცილებელია, რომ ბირთვულ ძალებს მივაწეროთ ახლოქმედების ხასიათი. მანვე (1937) პირველმა მიუთითა, რომ ბირთვული ძალა არსებითადაა დამოკიდებული ორნუკლონიანი სისტემების სპინურ მდგომარეობაზე. ბირთვული ფიზიკისთვის ფუნდამენტური მნიშვნელობისა იყო ჰ.ბეტეს

და რ.პაიერლისის (1935), აგრეთვე ე.ფინბერგის (1935) შრომები, რომლებშიც პირველად იყო გამოთვლილი დეიტრონის (d), ტრიტონის (^3H) და ^3He ბირთვის ბმის ენერგიები. ფენომენოლოგიური პოტენციალების პარამეტრების დადგენაში მნიშვნელოვანი როლი შეასრულა ბ.ბრეიტისა და მისი თანამშრომლების (1936) თეორიულმა შრომებმა, რომლებშიც მოცემულია პროტონის პროტონზე გაფანტვის ფაზური ანალიზი. ჯ.შვინგერის (1948) მიერ შემოთავაზებული ბირთვული ძალების ქმედების ეფექტური რადიუსის თეორიაში არ ფიგურირებს ნუკლონ-ნუკლონური პოტენციალის ფორმა. დაბალი ენერგიების არეში, სადაც ეს თეორია მართებულია, ეფექტური რადიუსისა და გაფანტვის სიგრძის ექსპერიმენტული მნიშვნელობები ფართოდ იყო გამოყენებული ბირთვული პოტენციალის შერჩევას. შედარებით მაღალი ენერგიების არეში ნუკლონური გაფანტვის ფაზის ნიშნის ცვლილება, რომელიც 50-იანი წლების დასაწყისში იყო დადგენილი, ახსნილ იქნა ნუკლონთა შორის ახლო მანძილზე გამზიდავი გულის არსებობით. დეიტრონის ნულისგან განსხვავებული კვადრუპოლური მომენტი, რომელიც პირველად იქნა გაზომილი 1939 წელს, მიუთითებდა ნუკლონთა შორის არაცენტრალური (ტენზორული) ბირთვული ძალების არსებობაზე. სტატიკური ტენზორული ძალის შემოტანით ვ.რარიტმა და ჯ.შვინგერმა (1941) პირველმა აჩვენეს, რომ დეიტრონი წარმოადგენს $^3\text{S}_1$ და $^3\text{D}_1$ კონფიგურაციების ერთობლიობას, სადაც $^3\text{D}_1$ მდგომარეობის წვლილი შეადგენს (4-7%). პ.სიგნელისა და რ.მარშაკის (1957), აგრეთვე ჯ.გამელისა და რ.ტალერის (1957) მიერ პირველად იქნა ნაჩვენები, რომ ნუკლონის ნუკლონზე გაფანტვაზე ექსპერიმენტული მონაცემების ასახსნელად ცენტრალურ და ტენზორულ ძალებს აუცილებელია დაგუმატოთ საკმაოდ დიდი სპინ-ორბიტალური ძალა. 60-იანი წლების დასაწყისში შემოთავაზებულ იქნა რამდენიმე საკმაოდ როული სახის პოტენციალი (1960-1962), რომელთა ფორმა ასიმპტოტურ არეში ემთხვევა მეზონური თეორიიდან მიღებული ერთი π -მეზონის გაცვლის აღმწერ ბირთვულ პოტენციალს. ახალი პოტენციალების ერთ-ერთი მნიშვნელოვანი დამახასიათებელი ნიშანია ძლიერი გამზიდავი გულის არსებობა, რომელიც მნიშვნელოვნად

ართულებს ამ პოტენციალების გამოყენებას ბირთვების სტრუქტურის შესწავლისას.

ბირთვის თანამედროვე თეორია მოდელების მრავალსახეობით ხასიათდება. ასეთი მდგომარეობა განპირობებულია კვლევის ობიექტის სირთულით. პრინციპული სიძნელეები, რომლებითაც ხასიათდება მრავალი ნაწილაკის პრობლემა, ბირთვის ფიზიკაში განსაკუთრებული სიმწვავეთ იწენს თავს. საჭიროა აღინიშნოს, რომ ბირთვის თეორიაში ტერმინი „მოდელი“ ჩვეულებრივისგან განსხვავებული აზრით იხმარება. აქ მოდელის ქვეშ იგულისხმება ის მიახლოებითი მეთოდი, რომელიც გამოიყენება ბირთვის გარკვეულად შემოსაზღვრულ თვისებათა შესასწავლად. ამასთან ბირთვული ძალების მხოლოდ ის ნაწილი გაითვალისწინება, რომლებსაც ამ თვისებებში მნიშვნელოვანი წვლილი შეაქვთ. მეორეს მხრივ, 60-იანი წლების დასაწყისიდან ფართო განვითარება ჰპოვა ე.წ. „არამოდელურმა“ მიდგომებმა, სადაც გამოიყენება რამდენიმე ნაწილაკის პრობლემისთვის დამუშავებული ახალი მეთოდები შედარებით სრულად გაითვალისწინება ბირთვული ძალის ყველა კომპონენტი. შესაბამის ბირთვულ პოტენციალს რეალისტურს უწოდებენ. მისი პარამეტრები დადგენილია დამოუკიდებელი ამოცანიდან - ნუკლონის ნუკლონზე გაფანტვის ფაზური ანალიზისა და დეიტრონის მახასიათებლების აღწერის საფუძველზე. როცა პოტენციალის პარამეტრების თუ ფორმის დადგენისას გამოიყენება ბირთვის თვისებები, მას ეფექტურს უწოდებენ. ამ ორი ტიპის პოტენციალს შორის კავშირის დადგენა ერთ-ერთი საინტერესო პრობლემაა ბირთვის თეორიაში.

რამდენიმე ნაწილაკის პრობლემაში ზემოთ ნახსენები ახალი მეთოდების ქვეშ იგულისხმება, პირველ ყოვლისა, ფადეევის ინტეგრალურ განტოლებათა სისტემა (1960), რომელმაც დიდი გავლენა მოახდინა ახალი მიახლოებითი მეთოდების წარმოქმნასა და დაფუძნებაზე. ყურადსაღებია აგრეთვე ბაზისურ ჰიპერსფერულ ფუნქციებად გაშლის მეთოდი (1966) და ტრანსლიაციურ-ინვარიანტული გარსული მოდელის ბაზისურ ფუნქციებად გაშლის მეთოდი (1972). 80-იან წლებში ეს მეთოდები წარმატებით გამოიყენებოდა რამდენიმე ნაწილაკისგან შემდგარი სისტემების შესასწავლად [29]. ამ მიმართულებით მნიშვნელოვანი შედეგებია მიღებული უმსუბუქესი ბირთვების სტრუქტურისა და ამ ბირთვების მონაწილე-

ობით მიმდინარე ბირთვული პროცესების გამოკვლევის საქმეში. ერთიანი მიდგომის თვალსაზრისით მეტად საინტერესოა სხვადასხვა ელემენტარული ნაწილაკის შემოქმედებით მსუბუქი ბირთვების სრული დაშლის რეაქციების შესწავლა (1983).

დღეისთვის ნუკლონთა შორის ურთიერთქმედების აღწერისთვის ფართოდ გამოიყენება ისეთი პოტენციალები, რომელთა ფორმა და პარამეტრები შეირჩევა ფენომენოლოგიურად ნუკლონის ნუკლონზე გაფანტვის ექსპერიმენტული მონაცემების საფუძველს. შემოთავაზებული იყო ფენომენოლოგიური პოტენციალების რამდენიმე ვარიანტი, რომლებიც შემდეგ გამოიყენეს ბირთვების სტრუქტურის შესასწავლად, ეს პოტენციალები კარგად აღწერენ ნუკლონის ნუკლონზე გაფანტვის ფაზებს ნულიდან 400 მეგ ენერიის ინტერვალში. მათ შესახებ დეტალურად ნათქვამია დამატებაში. აქ შემოვიფარგლებით მხოლოდ ჩამოთვლით:

1. გამელისა და ტალერის პოტენციალი (1957).
2. ჰამადა-ჯონსონის პოტენციალი (1962).
3. იელის ჯგუფის პოტენციალი (1962).
4. რეიდის პოტენციალი (1968).

ამ პოტენციალთა ანალიზიდან ცხადია, რომ ბირთვის თანამედროვე თეორიაში ორი ნუკლონის პრობლემა ხასიათდება ნუკლონ-ნუკლონური პოტენციალების მრავალსახეობით. მოცემულ ეტაპზე შეუძლებელია აბსოლუტური უპირატესობა მივანიჭოთ რომელიმე მათგანს. ერთის ოქმა კი გარკვეულად შეიძლება, რომ პოტენციალები, რომლებიც არ შეიცავენ ახლო მანძილებზე განზიდვას (მაგარს ან რბილს, სტატიკურს ან დინამიკურს) არ შეესაბამებიან სინამდვილეს, რადგან ნუკლონთა შორის ახლო მანძილებზე განზიდვა მკაცრად დადგენილ ფაქტად უნდა ჩაითვალოს.

ამავე დასკვნამდე მივყავართ ჰიპოთეზას იმის შესახებ, რომ ნუკლონები კვარკებისგან შედგებიან. ამ ჰიპოთეზიდან გამომდინარე, ნუკლონის ნუკლონზე გაფანტვა უნდა განვიხილოთ, როგორც სამკვარკიანი სისტემის ურთიერთქმედება მეორე სამკვარკიან სისტემასთან. ცხადია კვარკული სტრუქტურა განსაკუთრებით ძლიერ მაშინ იჩენს თავს, როცა მანძილი ნუკლონთა შორის საკმაოდ მცირეა და ნუკლონთა ურთიერთგადაფარვას აქვს ადგილი. ამ დროს მიიღება ექვსკვარკიანი

სისტემა. საინტერესოა, რომ ადიაბატურ მიახლოებაში ნუკლონთა სრული გადაფარვის არეში ექვსკვარკიანი სისტემის ტალღური ფუნქციის სიმეტრიის განხილვას ავტომატურად მივყავართ კვარკებს შორის ისეთ ურთიერთქმედებად, რომელიც ახლო მანძილებზე ნუკლონთა განზიდვას იწვევს. ასეთი შედეგი მიიღება, თუ ჩავთვლით, რომ ექვსივე კვარკი S-მდგომარეობაშია. მეორეს მხრივ, გახილული იქნა S^6 კონფიგურაციის ალტერნატიული კონფიგურაცია $S^4 P^2$. ასეთ მოდელში კი, კვარკებს შორის თუ იმავე ურთიერთქმედებას ავიღებთ, მაშინ განზიდვის ნაცვლად მივიღებთ მიზიდვას, ხოლო განზიდვა შეიძლება დაკავშირებული იყოს ექვსკვარკიანი სისტემის გარსულ მდგომარეობაში კვანძის არსებობასთან. ამ მიმართულებით ჯერ კიდევ ბევრია გასაკეთებელი. მაღალ ენერგიებზე (400 მეგ-ზე მეტი) ნუკლონის ნუკლონზე გაფანტვის შესწავლით შეიძლება მიღებული იქნას საინტერესო დასკვნები განზიდვის ხასიათის შესახებ. ამ ენერგიებზე ამჟამად არსებული მონაცემები იმაზე მიუთითებს, რომ განზიდვა გული არ არის აბსოლუტურად მყარი ბარიერი. ამიტომ ისმება ამოცანები განზიდვა გულის ფორმის შესახებ, რომლის დასახასიათებლად რადიუსის გარდა სხვა პარამეტრებიც არის საჭირო.

§2.2 არალოკალური სეპერაბელური პოტენციალი და

NN გაფანტვის T-მატრიცა

სეპერაბელური პოტენციალები პირველად შემოტანილ იქნა ვიგნერის, სოლო მოგვიანებით იამაგუჩის მიერ [30]. დღეს ისინი ფართოდ გამოიყენებიან როგორც ნუკლონების ურთიერთქმედების შესასწავლად, ასევე სხვა ფრაგმენტებისთვისაც [31-41].

ასეთი პოტენციალების განსაკუთრებული თვისება არის ის, რომ ლიბმან-შვიგნერის ინტეგრალური განტოლების გული გადაგვარებულია, რაც საშუალებას იძლევა ამოვსინათ ის შედარებით მარტივად. პრაქტიკული თვალსაზრისით სეპერაბელური პოტენციალები ძალზე ხელსაყრელია როგორც ორი სხეულის ამოცანების ასევე სამი სხეულის ამოცანების ამოხსნისას. სინამდვილეში სეპერაბელური პოტენციალები საკმაოდ კარგად გამოგვცემენ როგორც 'ნუკლონ-ნუკლონური, ასევე უფრო რთული ბირთვული სისტემების ურთიერთქმედების თავისებურებებს. გარდა ამისა, ლოკალური პოტენციალი ყოველთვის შეიძლება გავშალოთ არალოკალური და სეპერაბელური პოტენციალების მწკრივად, სადაც პრაქტიკულად შეიძლება შემოვისაზღვროთ რამდენიმე წევრით.

ჩვენს გამოთვლებში NN-პოტენციალის სახით ავირჩიეთ მონგანის არალოკალური და სეპერაბელური პოტენციალის ერთ-ერთი ვარიანტი [35], რომელიც ითვლება საუკეთესოდ და რომელსაც იმპულსურ წარმოდგენაში აქვს ასეთი ზოგადი სახე:

$$\langle k' | V | k \rangle = \sum_{\alpha L L' M} i^{L-L'} \left\{ -g_{\alpha L'}(k') g_{\alpha L}(k) + h_{\alpha L'}(k') h_{\alpha L}(k) \right\} Y_{\alpha L'}^M(\hat{k}') Y_{\alpha L}^M(\hat{k}), \quad (2.1)'$$

სადაც L -ორბიტალური მომენტი, M -სრული მომენტის პროექცია, სოლო α -პარამეტრი პირობითად სხვა აუცილებელი კვანტური რიცხვების ერთობლიობას გამოხატავს (სრული მომენტი J , სპინი S , იზოსპინი T); $g(k)$ და $h(k)$ ფუნქციები განსაზღვრავენ პოტენციალის რადიალურ ნაწილს; \hat{k} -აღნიშნავს ერთეულოვან ვექტორს, $Y(\hat{k})$ -განზოგადოებული სფერული ფუნქციაა:

$$Y_{\alpha L}^M(\hat{k}) = \sum_{m \nu} \langle L m S \nu | J M \rangle Y_{L m}(\Omega) \chi_{s \nu}(\sigma), \quad (2.2)$$

სადაც $Y_{Lm}(\Omega)$ და $\chi_{sv}(\sigma)$ -სფერული და სპინური ფუნქციებია შესაბამისად, m და v -ორბიტალური მომენტისა და სპინის პროექციებია, σ -სპინური ცვლადია.

$g(k)$ და $h(k)$ ფუნქციების ცხადი სახე ასეთია:

$$g_{\alpha L}(k) = C_{\alpha L} \frac{k^L}{(a_{\alpha L}^2 + k^2)^{\frac{L+2}{2}}}; \quad h_{\alpha L}(k) = D_{\alpha L} \frac{k^L}{(b_{\alpha L}^2 + k^2)^{\frac{L+2}{2}}} \quad (2.3)$$

$C_{\alpha L}$, $D_{\alpha L}$, $a_{\alpha L}$, $b_{\alpha L}$ პარამეტრების მნიშვნელობები სხვადასხვა NN -მდგომარეობისთვის მოყვანილია 1 ცხრილში (ორბიტალური მომენტების მიხედვით გადაუბმელი მდგომარეობისთვის) და 2 (ორბიტალური მომენტების მიხედვით გადაბმული მდგომარეობისთვის).

ასეთი ზოგადი სახით მოცემული პოტენციალით (2.1) შეიძლება განვსაზღვროთ ყველა შესაძლო NN გაფანტვის მატრიცული ელემენტი, ასევე დეიტრონის ტალღური ფუნქცია.

ლიბმან-შვიგნერის განტოლებას ორი ნაწილაკის გაფანტვის T -მატრიცისთვის იმპულსურ სივრცეში აქვს სახე:

$$\langle k' | t(\epsilon) | k \rangle = \langle k' | V | k \rangle - \int \frac{\langle k' | V | q \rangle \langle q | t(\epsilon) | k \rangle}{(q^2/2\mu) - [\epsilon \pm i\eta]} dq, \quad (2.4)$$

სადაც μ -განსახილველი ნაწილაკების დაყვანილი მასაა, ϵ -მათი ფარდობითი მოძრაობის ენერგიაა, რომელიც ასე შეიძლება ჩავწეროთ:

$$\epsilon = \frac{\xi^2}{2\mu} \quad (2.5)$$

ვგებთ (2.4) ინტეგრალური განტოლების ამოხსნა შემდეგი სახით:

$$\langle k' | t(\epsilon) | k \rangle = \sum_{L'L''\alpha M} t_{L'L''}^{\alpha}(k', k; \xi) Y_{\alpha L'}^M(\hat{k}') Y_{\alpha L}^{*M}(\hat{k}) \quad (2.6)$$

შემოვიღოთ აღნიშვნები:
$$X_{L'L}^{\alpha}(\xi) = \sum_{L''} \int \frac{g_{\alpha L''}^2(q) q^2 dq}{q^2 - \xi^2 \mp i\eta} \quad (2.7)$$

$$Y_{L'L}^{\alpha}(\xi) = \sum_{L''} \int \frac{h_{\alpha L''}^2(q) q^2 dq}{q^2 - \xi^2 \mp i\eta} \quad (2.8)$$

$$Z_{L'L}^{\alpha}(\xi) = \sum_{L''} \int \frac{h_{\alpha L''}(q) g_{\alpha L''}(q) q^2 dq}{q^2 - \xi^2 \pm i\eta} \quad (2.9)$$

$$A_{L'L'}^\alpha(k, \xi) = i^{L'-L} g_{\alpha L}(k) - \sum_{L''} i^{L'-L''} \int \frac{h_{\alpha L'}(q) t_{L''L}^\alpha(q, k, \xi) q^2 dq}{q^2 - \xi^2 \mp i\eta} \quad (2.10)$$

$$B_{L'L'}^\alpha(k, \xi) = i^{L'-L} h_{\alpha L}(k) - \sum_{L''} i^{L'-L''} \int \frac{h_{\alpha L'}(q) t_{L''L}^\alpha(q, k, \xi) q^2 dq}{q^2 - \xi^2 \mp i\eta} \quad (2.11)$$

თუ ახლა (2.4) ინტეგრალურ განტოლებაში ჩავსვამთ (2.1), (2.11) გამოსახულებებს და ვაინტეგრებთ სპინ-კუთხური ცვლადებით $A_{L'L}^\alpha$ $B_{L'L}^\alpha$ ფუნქციების მივიღებთ წრფივ ალგებრულ განტოლებათა სისტემას:

$$[1 + X_{L'L}^\alpha] A_{L'L}^\alpha(k, \xi) + Z_{L'L}^\alpha(\xi) B_{L'L}^\alpha = g_{\alpha L}(k) \quad (2.12)$$

$$[1 + Y_{L'L}^\alpha] B_{L'L}^\alpha(k, \xi) + Z_{L'L}^\alpha(\xi) A_{L'L}^\alpha = h_{\alpha L}(k) \quad (2.13)$$

რომლის ამონახსენი მოიცემა ასეთი ზოგადი სახით:

$$A_{L'L}^\alpha(k, \xi) = \frac{g_{\alpha L}(k)[1 + Y_{L'L}^\alpha(\xi)] - h_{\alpha L}(k) Z_{L'L}^\alpha(\xi)}{[1 + X_{L'L}^\alpha(\xi)][1 + Y_{L'L}^\alpha(\xi)] - [Z_{L'L}^\alpha(\xi)]^2} \quad (2.14)$$

$$B_{L'L}^\alpha(k, \xi) = \frac{h_{\alpha L}(k)[1 + X_{L'L}^\alpha(\xi)] - g_{\alpha L}(k) Z_{L'L}^\alpha(\xi)}{[1 + X_{L'L}^\alpha(\xi)][1 + Y_{L'L}^\alpha(\xi)] - [Z_{L'L}^\alpha(\xi)]^2} \quad (2.15)$$

საბოლოოდ თუ ჩავსვამთ ნაპოვნი ამონახსენს (2.6)-ში, T-მატრიცის რადიალური პარციალური ნაწილისთვის მივიღებთ გამოსახულებას:

$$t_{L'L}^\alpha(k', k, \xi) = i^{L'-L} \left\{ g_{\alpha L'}(k') g_{\alpha L}(k) [1 + Y_{L'L}^\alpha(\xi)] + h_{\alpha L'}(k') h_{\alpha L}(k) [1 + X_{L'L}^\alpha(\xi)] - Z_{L'L}^\alpha(\xi) [g_{\alpha L'}(k') h_{\alpha L}(k) + g_{\alpha L}(k) h_{\alpha L'}(k')] \right\} \left\{ [1 + X_{L'L}^\alpha(\xi)][1 + Y_{L'L}^\alpha(\xi)] - [Z_{L'L}^\alpha(\xi)]^2 \right\}^{-1} \quad (2.16)$$

კერძო შემთხვევაში, როცა გვექნება მხოლოდ გადაუბმელი მდგომარეობები ($L' = L$), (2.16) ზოგადი გამოსახულება გამარტივდება და მიიღებს სახეს:

$$t_{L'L}^\alpha(k', k, \xi) = \left\{ g_{\alpha L}(k') g_{\alpha L}(k) [1 + Y_L^\alpha(\xi)] + h_{\alpha L}(k') h_{\alpha L}(k) [1 + X_L^\alpha(\xi)] - Z_L^\alpha(\xi) [g_{\alpha L}(k') h_{\alpha L}(k) + g_{\alpha L}(k) h_{\alpha L}(k')] \right\} \left\{ [1 + X_L^\alpha(\xi)][1 + Y_L^\alpha(\xi)] - [Z_L^\alpha(\xi)]^2 \right\}^{-1}, \quad (2.17)$$

სადაც
$$X_L^\alpha(\xi) = \frac{2}{\pi} \int \frac{g_{\alpha L}^2(q) q^2 dq}{q^2 - \xi^2 \mp i\eta} \quad (2.18)$$

$$Y_L^\alpha(\xi) = \frac{2}{\pi} \int \frac{h_{\alpha L}^2(q) q^2 dq}{q^2 - \xi^2 \mp i\eta} \quad (2.19)$$

$$Z_L^\alpha(\xi) = \frac{2}{\pi} \int \frac{h_{\alpha L}(q) g_{\alpha L}(q) q^2 dq}{q^2 - \xi^2 \mp i\eta} \quad (2.20)$$

ცხრილი 1

მონგანის NN პოტენციალის პარამეტრები არაბმული მდგომარეობებისთვის

მდგომარეობები	1S_0	1P_1	1D_2	1F_3	1G_4	3P_0	3P_1	3D_2	3F_3	3G_4
$C_{\alpha L}$ (მეგ. fm) ^{1/2}	27.33	30.21	21.09	—	8.502	13.94	—	20.60	—	14.04
$a_{\alpha L}$ (fm) ⁻¹	1.786	1.258	1.944	—	1.425	1.313	—	1.468	—	1.317
$D_{\alpha L}$ (მეგ. fm) ^{1/2}	302.0	40.88	—	14.16	—	988.1	45.63	—	7.347	—
$b_{\alpha L}$ (fm) ⁻¹	6.157	1.410	—	1.470	—	4.460	2.178	—	1.213	—

ცხრილი 2

მონგანის NN პოტენციალის პარამეტრები ბმული მდგომარეობებისთვის

მდგომარეობები	C_α (მეგ.ფმ) ^{1/2}	$a_{\alpha l}(\text{fm})^{-1}$	D_α (მეგ.ფმ) ^{1/2}	$b_{\alpha l}(\text{fm})^{-1}$	C_α (მეგ.ფმ) ^{1/2}	$a_{\alpha l}(\text{fm})^{-1}$	D_α (მეგ.ფმ) ^{1/2}	$b_{\alpha l}(\text{fm})^{-1}$
	L=J-1	L=J-1	L=J-1	L=J-1	L=J+1	L=J+1	L=J+1	L=J+1
³ P ₂ - ³ F ₂	24.24	2.198	—	—	1.102	0.652	—	—
³ S ₁ - ³ D ₁	41.08	1.994	93.74	3.612	33.66	1.161	49.38	1.264
³ F ₄ - ³ H ₄	14.78	1.884	—	—	3.270	1.033	—	—
³ D ₃ - ³ G ₃	24.98	1.667	26.0	1.732	—	—	8.697	1.129

§2.3 არალოკალური სეპერაბელური პოტენციალი და დეიტრონის ამოცანა

წინა პარაგრაფში ჩვენ ავაგეთ NN გაუანტვის T-მატრიცები არალოკალური და სეპერაბელური პოტენციალების გამოყენებით. ახლა განვიხილოთ ნუკლონის ბმული მდგომარეობა – დეიტრონის ამოცანა იმავე პოტენციალურ ფორმალის-ში.

ცნობილია, რომ რთული ბირთვის ტალღური ფუნქციები ჩვენ შეგვიძლია გიცოდეთ მხოლოდ მიახლოებით რომელიმე მოდელოური წარმოდგენის საფუძველზე. მაგრამ დეიტრონის ამოცანა შეიძლება ამოვსნათ ზუსტად NN პოტენციალის დახმარებით.

დეიტრონის მდგომარეობა განისაზღვრება ტალღების ნარევით: $^3S_1 + ^3D_1$. თუ-ცა D მდგომარეობის წვლილი ტალღური ფუნქციის ნორმირებაში ძალზე მცირეა (<7%), მაგრამ მიუხედავად ამისა ის შეიძლება გახდეს მნიშვნელოვანი ცალკეულ შემთხვევებში, როცა კვანტური რიცხვების რომელიღაც კრებულისთვის ორბიტალური მომენტი უნდა იყოს განსხვავებული ნულისგან (მაგალითად, კვადრუპოლური მომენტის გამო), ან დიდი გადაცემული იმპულსების დროს. მომავალში ჩვენ განვიხილავთ ისეთ კონკრეტულ ამოცანებს დეიტრონის მონაწილეობით, რომლებშიც S-მდგომარეობის წვლილი იქნება გადამწყვეტი. ამიტომ დეიტრონის ამოცანას ბოლომდე ამოვსნით სწორედ S-ტალღისთვის.

იმისთვის, რომ დისერტაციაში დასმულ ამოცანას ჰქონდეს ჩაკეტილი სახე, კვლავ გამოვიყენოთ მონგანის არალოკალური და სეპერაბელური პოტენციალი, რომლითაც წინა პარაგრაფში ავაგეთ T-მატრიცები.

ჩავწეროთ შრედინგერის განტოლება დეიტრონის $f(k)$ ტალღური ფუნქციისთვის იმპულსურ წარმოდგენაში:

$$\left(E - \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \right) |f\rangle = V |f\rangle. \tag{2.21}$$

(2.21) ფორმულას ინტეგრალურად აქვს სახე:

$$\int \left\langle \mathbf{k} \left| E - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \right| \mathbf{k}' \right\rangle \langle \mathbf{k}' | f \rangle d\mathbf{k}' = \int \langle \mathbf{k} | V | \mathbf{k}' \rangle \langle \mathbf{k}' | f \rangle d\mathbf{k}', \quad (2.22)$$

სადაც $d\mathbf{k}' = k'^2 dk d\Omega$.

(2.22) ფორმულის მარცხენა მხარის ინტეგრებით მივიღებთ:

$$\left(E - \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \right) f(k) = \int \langle \mathbf{k} | V | \mathbf{k}' \rangle f(k') d\mathbf{k}' \quad (2.23)$$

შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$\alpha^2 = -\frac{2\mu E_{\lambda\lambda}}{\hbar^2}, \quad (2.24)$$

სადაც $E_{\lambda\lambda}$ დეიტრონის ბმის ენერგიაა.

(2.21)-ის (2.35)-ში ჩასმით და (2.24)-ის გათვალისწინებით გვექნება:

$$(\alpha^2 + k^2) f_L(k) = \frac{8\pi\mu}{\hbar^2} \left\{ g_L^{JS}(k) \sum_{L'} \int_0^\infty g_{L'}^{JS}(k') f_{L'}(k') k'^2 dk' - h_L^{JS}(k) \sum_{L'} \int_0^\infty h_{L'}^{JS}(k') f_{L'}(k') k'^2 dk' \right\}, \quad (2.25)$$

სადაც ორბიტალური მომენტი L' ღებულობს 0 და 2 მნიშვნელობებს.

ისევ შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$G = \sum_{L'} \int_0^\infty g_{L'}^{JS}(k') f_{L'}(k') k'^2 dk' \quad (2.26)$$

$$H = \sum_{L'} \int_0^\infty h_{L'}^{JS}(k') f_{L'}(k') k'^2 dk'$$

მაშინ (2.25) მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$f_L(k) = \frac{8\pi\mu}{\hbar^2} \left[\frac{1}{\alpha^2 + k^2} (g_L^{JS}(k) G - h_L^{JS}(k) H) \right] \quad (2.27)$$

თუ ჩავსვამთ (2.27)-ს (2.26)-ში გვექნება:

$$G = \left[\sum_{L'} \int_0^\infty \frac{g_{L'}^2(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \right] G - \left[\sum_{L'} \int_0^\infty \frac{g_{L'}(k') h_{L'}(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \right] H \quad (2.28)$$

$$H = \left[- \sum_{L'} \int_0^\infty \frac{h_{L'}^2(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \right] H + \left[\sum_{L'} \int_0^\infty \frac{g_{L'}(k') h_{L'}(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \right] G \quad (2.29)$$

შემოვიღოთ შემდეგი აღნიშვნები:

$$X_{gg} = \sum_{L'} \int_0^{\infty} \frac{g_{L'}^2(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \quad (2.30)$$

$$X_{hh} = \sum_{L'} \int_0^{\infty} \frac{h_{L'}^2(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \quad (2.31)$$

$$X_{gh} = \sum_{L'} \int_0^{\infty} \frac{g_{L'}(k') h_{L'}(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \quad (2.32)$$

მაშინ G და H-სთვის მივიღებთ განტოლებათა სისტემას:

$$(1 - X_{gg})G + X_{gh}H = 0 \quad (2.33)$$

$$X_{gh}G - (1 - X_{hh})H = 0$$

(2.33) განტოლებათა სისტემას აქვს არატრივიალური ამონახსენი, თუ მისი მთავარი დეტერმინანტი ნულის ტოლია. ეს გვაძლევს საშუალებას ვიპოვოთ დეიტრონის ბმის ენერგია და ტალღური ფუნქცია.

ამრიგად გვექნება:

$$(1 - C_{0L} X_{gg})(1 + D_{0L} X_{hh}) + D_{0L} C_{0L} X_{gh} X_{gh} = 0 \quad (2.34)$$

$$f_L(k) = \frac{N}{\alpha^2 + k^2} \left[\frac{1 + D_{0L} X_{hh}}{D_{0L} X_{gh}} g_L(k) - h_L(k) \right], \quad (2.35)$$

სადაც N-განისაზღვრება ნორმირების პირობიდან:

$$\int_0^{\infty} (|f_0(k)|^2 + |f_2(k)|^2) k^2 dk = 1 \quad (2.36)$$

კერძო შემთხვევაში, თუ შემოვისაზღვრებით S-ტალღის მიახლოებით, მივიღებთ:

$$f_0(k) = \frac{N_0}{\alpha^2 + k^2} \left[\frac{1 + D_{\alpha 0} X_{hh}^0}{D_{\alpha 0} X_{gh}^0} g_0(k) - h_0(k) \right] \quad (2.37)$$

დეიტრონის ტალღური ფუნქციის ჩამოჭრილი ფურიე-სახისთვის გადავწეროთ ტალღური ფუნქცია კოორდინატულ წარმოდგენაში:

$$f_L(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} J_L(kr) \varphi_L(k) k^2 dk \quad (2.38)$$

S-ტალღურ მიახლოებაში მას შეიძლება მივცეთ ცხადი სახე:

$$f_0(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty J_0(kr) \varphi_0(k) k^2 dk = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \frac{\sin(kr)}{kr} \varphi_0(k) k^2 dk \quad (2.39)$$

თუ გავითვალისწინებთ (2.27) ფორმულას მივიღებთ:

$$f_0(r) = \frac{2\pi^2}{r} \exp(-\alpha r) \left\{ \frac{1 - \exp(ar)}{a^2 - \alpha^2} G - \frac{1 - \exp(br)}{b^2 - \alpha^2} H \right\} \quad (2.40)$$

თავი 3. მცირენუკლონიანი ბირთვების დრეკადი დაჯახებები

ბმული სისტემების მონაწილეობით მიმდინარე დრეკადი დაჯახებები ბირთვული პრობლემების კვლევის ერთ-ერთი მძლავრი საშუალებაა. როგორც ვიცით, ბმული ნუკლონი არაა თავისუფალი ნუკლონის იდენტური. ამის გამო ნუკლონ-ნუკლონური გაფანტვის ოპერატორი, როცა ერთი მათგანი მაინც ბმულია, განსხვავდება თავისუფალი NN გაფანტვის ოპერატორისგან. გარდა ამისა ბმული ნაწილაკის მონაწილეობით აგებული გაფანტვის ამპლიტუდა გასულია ენერგეტიკული ზედაპირიდან და მისი ყოფაქცევა საზოგადოდ დამოკიდებულია NN პოტენციალის კონკრეტულ სახეზე. ამიტომ ნუკლონის ბირთვზე ან ბირთვების ერთმანეთზე დრეკადი გაფანტვის შესწავლა დამატებით ინფორმაციას იძლევა ბირთვული ურთიერთქმედების თავისებურებებზე. რასაკვირველია, გაფანტვის მახასიათებელ ფიზიკურ სიდიდეებზე უშუალო ზეგავლენას ახდენს ბირთვის სტრუქტურა. ნათქვამიდან გამომდინარე, დრეკადი გაფანტვის მექანიზმი მგრძნობიარე უნდა იყოს ბირთვული ფიზიკის ორივე ძირითადი პრობლემის მიმართ. ამიტომ წინა თავში შემოთავაზებული სიმ-ის შესაძლებლობებს ჩვენ შევამოწმებთ, პირველ ყოვლისა, დრეკად ბირთვულ პროცესებში. კონკრეტულად განვიხილავთ ნუკლონის ${}^3\text{He}$ ბირთვზე და ${}^3\text{He}$ ბირთვების ერთმანეთზე დრეკადი გაფანტვის ამოცანებს.

§3.1 $p-^3\text{He}$ დრეკადი გაფანტვის ამოცანა

დავსვათ $p-^3\text{He}$ დრეკადი გაფანტვის ამოცანა არარელატივისტური კინემატიკის ფარგლებში. მივაკუთვნოთ დამჯახებელ პროტონს ნომერი 1, ^3He ბირთვის ნუკლონებს კი ნომრები $\alpha\beta\gamma$ ($\alpha\beta\gamma = 234, 342, 423$). შემოვიღოთ აღნიშვნები: k - პროტონისა და ^3He -ბირთვის ფარდობითი მოძრაობის იმპულსი მასათა ცენტრის სისტემაში; θ -მათი გაფანტვის კუთხე; $k_{\alpha\beta}$ და $\varepsilon_{\alpha\beta}$ - α და β ნაწილაკების ფარდობითი მოძრაობის იმპულსი და ენერგია; $K_{\alpha\beta}$ -მათივე მასათა ცენტრის მოძრაობის იმპულსი; p_α - α ნაწილაკის მოძრაობის იმპულსი β და γ ნაწილაკთა მასათა ცენტრის მიმართ; E -დაჯახების ენერგია; m -ნუკლონის მასა; μ -დამჯახებელ ნაწილაკთა დაყვანილი მასა; \hat{A} -იგივეური ნაწილაკებით ანტისიმეტრიზაციის ოპერატორი. უშტრიხო სიდიდეები (იმპულსი, ენერგია) გამოხატავენ ფიზიკური სიდიდეების მნიშვნელობებს დაჯახებამდე, შტრიხიანი - დაჯახების შემდეგ. მაშინ $p-^3\text{He}$ დრეკადი გაფანტვის დიფერენციალური კვეთი მასათა ცენტრის სისტემაში მოიცემა ასეთი ზოგადი ფორმულით:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (2\pi)^4 \frac{\mu}{k} |\overline{M}|^2 \delta(E_i - E_f) dk'; \quad (3.1)$$

სადაც E_i და E_f სისტემის საწყისი და საბოლოო მდგომარეობების სრული ენერგებია; M -გადასვლის მატრიცული ელემენტი; საზი $|M|^2$ -ის თავზე ნიშნავს გასაშუალებას საწყისი მდგომარეობის სპინური ორიენტაციებით და აჯამვას საბოლოო მდგომარეობის სპინური ორიენტაციებით (აქ და შემდეგშიც ვიგულისხმებთ, რომ $\hbar = c = 1$).

ცხადია M დამოკიდებულია პროცესის მექანიზმზე, ურთიერთქმედების სახეზე და ^3He -ბირთვის სტრუქტურაზე. სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, ის შეიცავს ყველა აუცილებელ ინფორმაციას ბირთვული ფიზიკის ძირითადი პრობლემების შესახებ. ამ ინფორმაციის მოპოვება ხდება ექსპერიმენტულად გაზომილი დიფერენციალური კვეთისა და (3.1) ფორმულით გამოთვლილი შესაბამისი სიდიდის შე-

დარების საფუძველზე. სხვადასხვა მკვლევარის მიერ მიღებული შედეგები სწორედ M-მატრიცული ელემენტის გამოთვლის მეთოდზეა დამოკიდებული.

ზოგადად M-მატრიცული ელემენტი ასე შეიძლება ჩავწეროთ:

$$M = \hat{A} \int \Psi_r^* (k' \sigma_1, \bar{k}'_2 \sigma_2, \bar{k}'_3 \sigma_3, \bar{k}'_4 \sigma_4) \hat{T} (k', \bar{k}'_2, \bar{k}'_3, \bar{k}'_4, k, \bar{k}_2, \bar{k}_3, \bar{k}_4; \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3 \sigma_4; E) \Psi_i (k \sigma_1, \bar{k}_2 \sigma_2, \bar{k}_3 \sigma_3, \bar{k}_4 \sigma_4) dV \quad (3.2)$$

საზი ინდექსიანი ვექტორების თავზე ნიშნავს, რომ ისინი იმპულსური სივრცის ცვლადებია k და k' ფიზიკური ვექტორებისგან განსხვავებით, dV აღნიშნავს ყველა საინტეგრაციო ცვლადის ელემენტს; v-სპინური პროექციებია. Ψ_i და Ψ_r $p-^3\text{He}$ სისტემის საწყისი და საბოლოო მდგომარეობათა აღმწერი ასიმპტოტიკური ტალღური ფუნქციებია, \hat{T} -გაფანტვის სრული T-მატრიცა.

ცხადია, $p-^3\text{He}$ გაფანტვა ოთხი ნაწილაკის ამოცანაა. ამიტომ (3.2) მატრიცული ელემენტის გამოსათვლელად აუცილებელია კონკრეტული მიახლოებითი მეთოდის გამოყენება (მართალია, ოთხი ნაწილაკისთვის იწერება ფადეევ-იაკუბოვსკის კორექტული ინტეგრალურ განტოლებათა სისტემა [41], მაგრამ მისი პრაქტიკული ამოხსნა დიდ სირთულესთანაა დაკავშირებული).

$p-^3\text{He}$ დრეკადი გაფანტვის სისტემატური შესწავლა $E = (100-1000)$ მეგ ენერჯის ინტერვალში მოახდინეს მ.პაეშმა და რ.ლანდაუმ [42]. მათ გამოიყენეს ოპტიკური პოტენციალის მეთოდი. ეს უკანასკნელი ააგეს რეალისტური NN პოტენციალის საშუალებით. გათვალისწინებულ იქნა ენერგეტიკული ზედაპირიდან გასვლის ეფექტი, ნუკლონთა რეალური განაწილებები ^3He ბირთვში უკუცემის ფაქტორის მსედველობაში მიღებით. მიღებულ იქნა თვისებრივი თანხმობა თეორიულ და ექსპერიმენტულ მონაცემებს შორის.

იგივე ამოცანის ექსპერიმენტული გამოკვლევა (200-500) მეგ ენერჯის ინტერვალში ჩაატარეს ე.ბრაშმა და თანაავტორებმა [43]. მათვე შეასრულეს თეორიული შეფასებები და აჩვენეს, რომ ოპტიკურ პოტენციალთა მეთოდი და ბორნის დამახინჯებულ ტალღათა მიახლოება იძლევა მხოლოდ თვისებრივ შედეგებს, მაგრამ არა რაოდენობრივს. უნდა ითქვას, რომ სწორედ აღნიშნული თეორიული მეთოდებია ყველაზე ხშირად დრეკადი გაფანტვის ამოცანებში გამო-

ყენებული, ამიტომაც ზემოთ ნახსენებ შრომებში, აგრეთვე [44,45] შრომებში გაკეთებული დასკვნები უფრო ზოგადი შინაარსის მატარებელია.

§3.2 $p-^3\text{He}$ დრეკადი გაფანტვის გამოკვლევა სიძმ-ის გამოყენებით

ახლა მივუყენოთ $p-^3\text{He}$ გაფანტვის ამოცანას სიძმ. ამისთვის ^3He ბირთვი წარმოვიდგინოთ ორნუკლონიანი ფრაგმენტისა და ერთი ნუკლონის ერთობლიობად. მაშინ გვექნება სამი სხეულის ამოცანა და შეიძლება მისთვის სამნაწილაკობრივი იმპულსური მიახლოების გამოყენება. ამისთვის შემოვიღოთ 'NN წყვილური ურთიერთქმედების $\hat{t}_{\alpha\beta}$ ოპერატორი და ^3He -ბირთვისთვის ტალღური ფუნქცია ასე ჩავწეროთ:

$$\Phi_{^3\text{He}} = \Phi(\bar{\mathbf{k}}_{\beta\gamma}, \bar{\mathbf{p}}_{\alpha}) \delta(\bar{\mathbf{k}}_2 + \bar{\mathbf{k}}_3 + \bar{\mathbf{k}}_4 + \mathbf{k}) \chi_{v_2 v_3 v_4}(\sigma_2 \sigma_3 \sigma_4), \quad (3.3)$$

სადაც χ -სპინური ტალღური ფუნქციაა, (რადგან ^3He -ბირთვში ნუკლონები S-მდგომარეობაშია, სპინ-კუთხური ფუნქციები არ იქნებიან გადაბმული). მაშინ საწყის და საბოლოო მდგომარეობათა ასიმპტოტიკური ტალღური ფუნქციებს ასეთი სახე ექნებათ:

$$\Psi_i = \delta(\mathbf{k} - \bar{\mathbf{k}}) \chi_{v_1}(\sigma_1) \Phi(\bar{\mathbf{k}}_{\beta\gamma}, \bar{\mathbf{p}}_{\alpha}) \delta(\bar{\mathbf{k}}_2 + \bar{\mathbf{k}}_3 + \bar{\mathbf{k}}_4 + \mathbf{k}) \chi_{v_2 v_3 v_4}(\sigma_2 \sigma_3 \sigma_4) \quad (3.4)$$

$$\Psi_f = \delta(\mathbf{k}' - \bar{\mathbf{k}}') \chi_{v_1}(\sigma_1) \Phi(\bar{\mathbf{k}}'_{\beta\gamma}, \bar{\mathbf{p}}'_{\alpha}) \delta(\bar{\mathbf{k}}'_2 + \bar{\mathbf{k}}'_3 + \bar{\mathbf{k}}'_4 + \mathbf{k}') \chi_{v'_2 v'_3 v'_4}(\sigma_2 \sigma_3 \sigma_4) \quad (3.5)$$

თუ (3.4) და (3.5) გამოსახულებებს ჩავსვამთ (3.2)-ში მარტივი გარდაქმნების შემდეგ მივიღებთ:

$$M = \hat{A} \sum_{\alpha\beta\gamma=234,342,423} \int \Phi^*(\bar{\mathbf{k}}'_{\beta\gamma}, \bar{\mathbf{p}}'_{\alpha}) t_{1\alpha}(\bar{\mathbf{k}}'_{1\alpha}, \bar{\mathbf{k}}_{1\alpha}; \epsilon_{1\alpha}) \Phi(\bar{\mathbf{k}}_{\beta\gamma}, \bar{\mathbf{p}}_{\alpha}; R) d\bar{\mathbf{k}}_{\beta\gamma} d\bar{\mathbf{K}}_{\beta\gamma}, \quad (3.6)$$

სადაც

$$\bar{\mathbf{p}}_{\alpha} = \frac{2}{3}\mathbf{k} - \bar{\mathbf{K}}_{\beta\gamma} \quad \bar{\mathbf{p}}'_{\alpha} = \frac{2}{3}\mathbf{k}' - \bar{\mathbf{K}}_{\beta\gamma} \quad (3.7)$$

$$\bar{\mathbf{k}}_{1\alpha} = \frac{1}{2}\mathbf{k} - \bar{\mathbf{K}}_{\beta\gamma} \quad \bar{\mathbf{k}}'_{1\alpha} = -\frac{1}{2}\mathbf{k} + \mathbf{k}' - \bar{\mathbf{K}}_{\beta\gamma} \quad (3.8)$$

$$\epsilon_{1\alpha} = \frac{1}{2m} \left(2mE - \frac{1}{2}k^2 - 2\bar{\mathbf{k}}_{\beta\gamma}^2 - \bar{\mathbf{K}}_{\beta\gamma}^2 + \mathbf{k} \bar{\mathbf{K}}_{\beta\gamma} \right) \quad (3.9)$$

პარამეტრი R საწყისი ${}^3\text{He}$ -ის მდგომარეობის ტალღურ ფუნქციაში გამოხატავს ჩამოჭრის პროცედურას (ერთდროულად ნიშნავს ჩამოჭრის რადიუსსაც).

ასევე (3.1) დიფერენციალურ კვეთს შეიძლება მივცეთ უფრო ცხადო სახე:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (2\pi)^4 \frac{3m^2 |M|^2}{2|2k - k' \cos\theta|} \quad (3.10)$$

$t_{1\alpha}(\bar{k}'_{1\alpha}, \bar{k}_{1\alpha}; \varepsilon_{1\alpha})$ წარმოადგენს 1 და α -ნუკლონის NN გაფანტვის არაენერგეტიკულ ამპლიტუდას ($|\bar{k}'_{1\alpha}| \neq |\bar{k}_{1\alpha}|$). მის გამოსათვლელად ჩვენ გამოვიყენებთ მონგანის არალოკალური და სეპერაბელური პოტენციალი (იხ. §2.3). გათვალისწინებულია მდგომარეობები: ${}^1S_0, {}^1P_1, {}^1D_2, {}^3S_1 + {}^3D_1, {}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2 + {}^3F_2, {}^3F_3$. შედარებით დაბალი ენერგიების არეში, ცხადია, ძირითად როლს თამაშობენ პირველი და მეოთხე მდგომარეობები.

${}^3\text{He}$ -ბირთვის შინაგანი მდგომარეობის აღსაწერად გამოყენებულია ცნობილი ვარიაციული ფუნქცია [46], რომელიც X-სივრცეში ასე ჩაიწერება:

$$\Psi = \sum_{i=1}^2 A_i \exp\left(-\frac{1}{2} a_i \sum_{j=1}^3 r_j^2\right), \quad (3.11)$$

სადაც A_i და a_i მოცემული პარამეტრებია.

(3.11) ფუნქცია უშვებს განცალგებას იაკობის ცვლადებით და იმპულსურ სივრცეში მას ასეთი სახე აქვს:

$$\Psi(\mathbf{k}, \mathbf{p}) = \varphi_1(\mathbf{k})f_1(\mathbf{p}) + \varphi_2(\mathbf{k})f_2(\mathbf{p}), \quad (3.12)$$

სადაც

$$\varphi_i(\mathbf{k}) = B_i k e^{-b_i k^2}, \quad (3.13)$$

$$f_i(\mathbf{p}) = D_i p^{-d_i p^2}. \quad (3.14)$$

B_i, D_i, b_i, d_i ($i=1,2$) - მოცემული რიცხვებია.

$f(\bar{p}_\alpha)$ -ფუნქცია აღწერს α -ნუკლონის, რომელთანაც ურთიერთქმედებს დაცემული 1 პროტონი, ფარდობით მოძრაობის ${}^3\text{He}$ -ბირთვის დანარჩენი ორი ნუკლონის მასათა ცენტრის მიმართ. ჩამოჭრის შემოსვლაში $f(\bar{p}_\alpha)$ გადადის $f(\bar{p}_\alpha; R)$ -ში, სადაც $f(\bar{p}_\alpha; R)$ განისაზღვრება (1.44) ფორმულის შესაბამისად. ჩამოჭრის პროცედურა უკრძალავს α -ნუკლონს 1 პროტონთან დაჯახების მომენტში მიუახ-

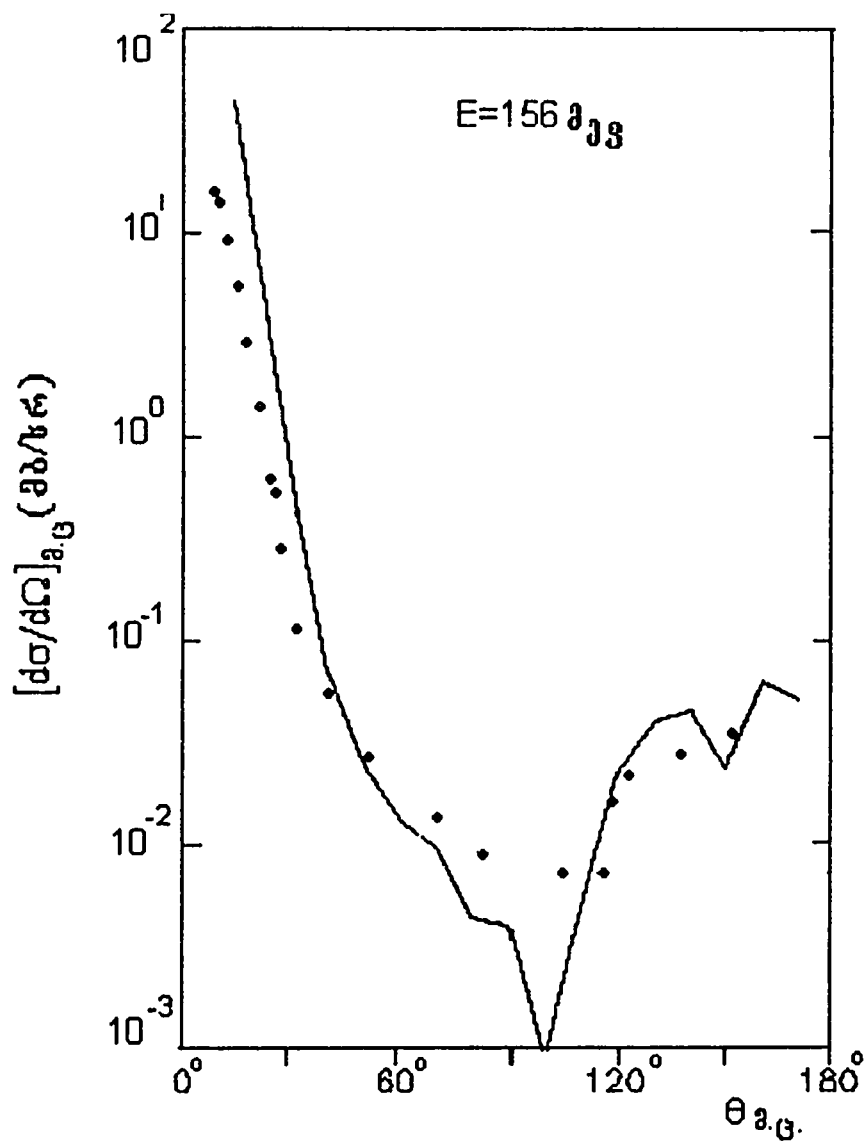
ლოვდეს ^3He -ბირთვის დანარჩენ ფრაგმენტს R მანძილზე უფრო ნაკლებ მანძილზე, რამაც უნდა უზრუნველყოს ჭეშმარიტი ერთჯერადი წყვილური გაფანტვა.

კონკრეტული გამოთვლები ჩაატარეთ $p-^3\text{He}$ დაჯახების ენერჯის საკმაოდ ფართო ინტერვალში ($E = 100 - 500$ მეგ). გამოვიკვლიეთ დიფერენციალური კვეთის დამოკიდებულება როგორც გაფანტვის θ კუთხეზე, ასევე გადაცემული იმპულსის $q = k - k'$ სიდიდეზე იმ მიზნით, რომ მოგვეჩინა თეორიული კვეთების შედარება შესაბამის ექსპერიმენტულ მონაცემებთან [42,43], რაც უფრო საიმედო დასკვნის საშუალებას მოგვცემდა. ნახ.(3-6)-ზე ნაჩვენებია ზოგიერთი ტიპური შედეგი. უწყვეტი მრუდი შეესაბამება სიმ-ით გამოთვლებს. წერტილები აღნიშნავს ექსპერიმენტულ მონაცემებს.

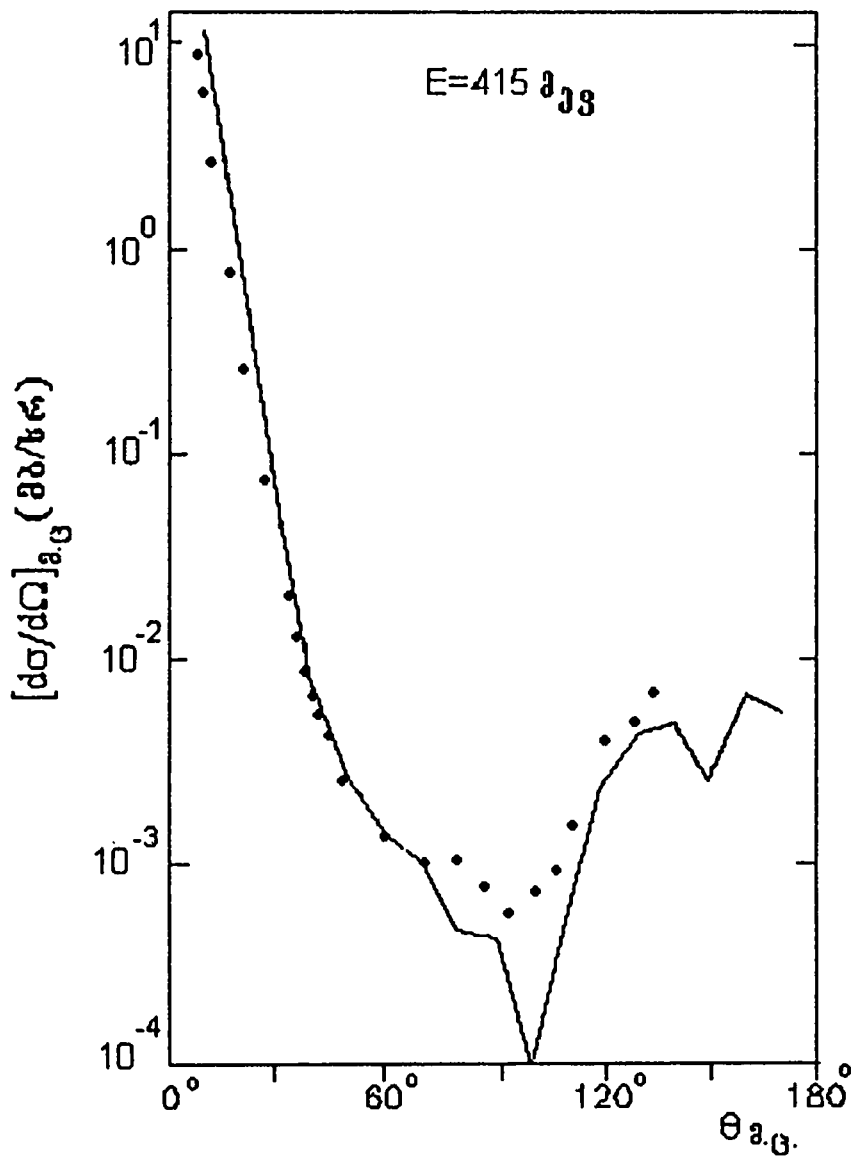
ადვილია დასკვნა, რომ სიმ ძირითადად სწორად გადმოგვცემს დიფერენციალური კვეთების ყოფაქცევას ჩამოჭრის პარამეტრის ფიზიკურად დასაშვები მნიშვნელობისთვის ($R \sim 2\text{fm}$). ექსპერიმენტთან თანხმობაში მყოფი შედეგები მიიღო აგრეთვე ლანდაუმ თანამშრომლებთან ერთად [42], როცა გამოიყენა ობტიკურ პოტენციალის მეთოდი, რომელშიც NN გაფანტვის ამპლიტუდის ცალკეული კომპონენტებისთვის შერჩეული იყო ობტიმალური ბირთვული ფორმ-ფაქტორები. ასევე ყურადღების ღირსია რეისა და მისი თანამშრომლების შრომები, სადაც გამოყენებულია ბორნის დამახინჯებულ ტალღათა მიახლოება, მაგრამ დიფერენციალური კვეთის თეორიული ანალიზი ჩატარებულია აგრეთვე ლანდაუს მეთოდითაც.

უნდა აღინიშნოს, რომ საერთო სურათიდან ამოვარდნილია ერთი ექსპერიმენტული შედეგი $E = 200$ მეგ-ზე (ნახ.6), სადაც გაზომილია დიფერენციალური კვეთის დამოკიდებულება გადაცემული იმპულსის q სიდიდეზე. აქამდე არსებული ყველა თეორიული მეთოდი წინასწარმეტყველებს დიფერენციალური კვეთის უფრო ნელად შემცირებას q -ს ზრდით, ვიდრე ეს ექსპერიმენტზეა დაკვირვებული. ამ ეტაპზე ძნელია თქმა, თუ რატომ უნდა ჰქონდეს დიფერენციალური კვეთის ყოფაქცევას განსაკუთრებული სახე მაინც და მაინც $E = 200$ მეგ-ზე, მაშინ როცა თეორიული მეთოდები სრულად დამაკმაყოფილებლად ხსნიან

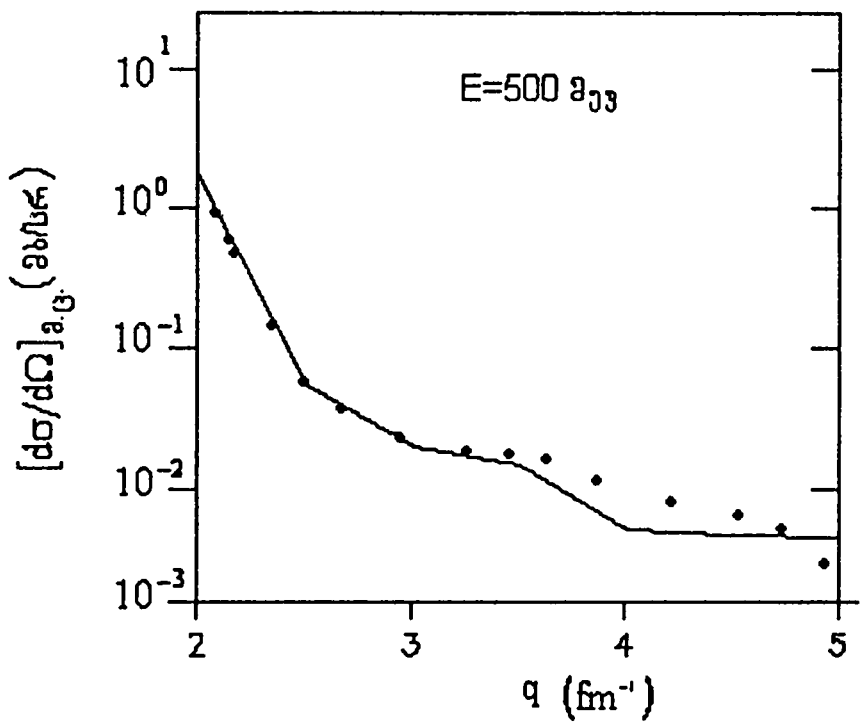
დიფერენციალური კვებების ყოფაქცევას როგორც უფრო ნაკლებ, ასევე უფრო მეტ ენერგიებზე.



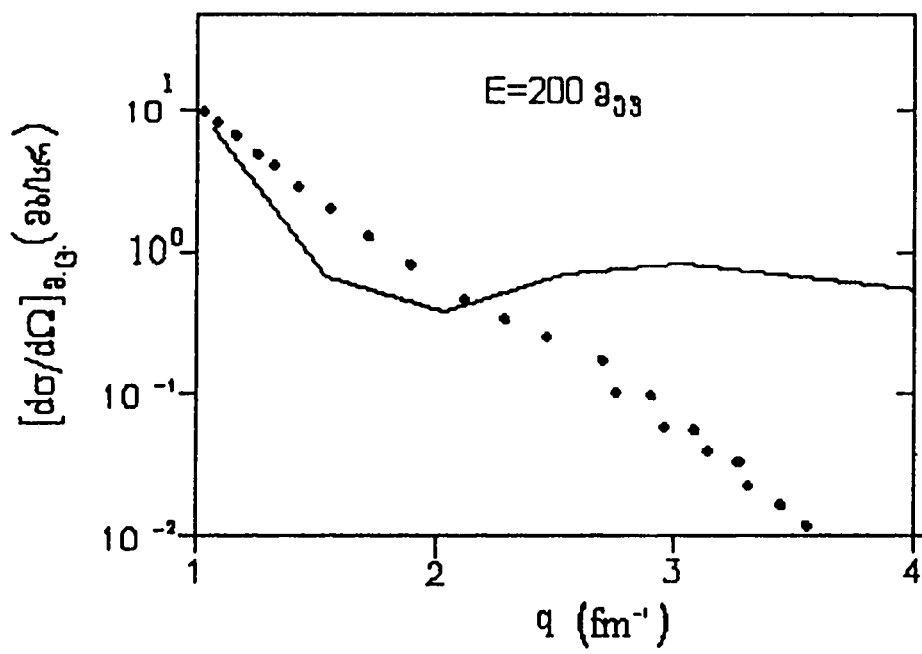
ნახ.3



6.6.4



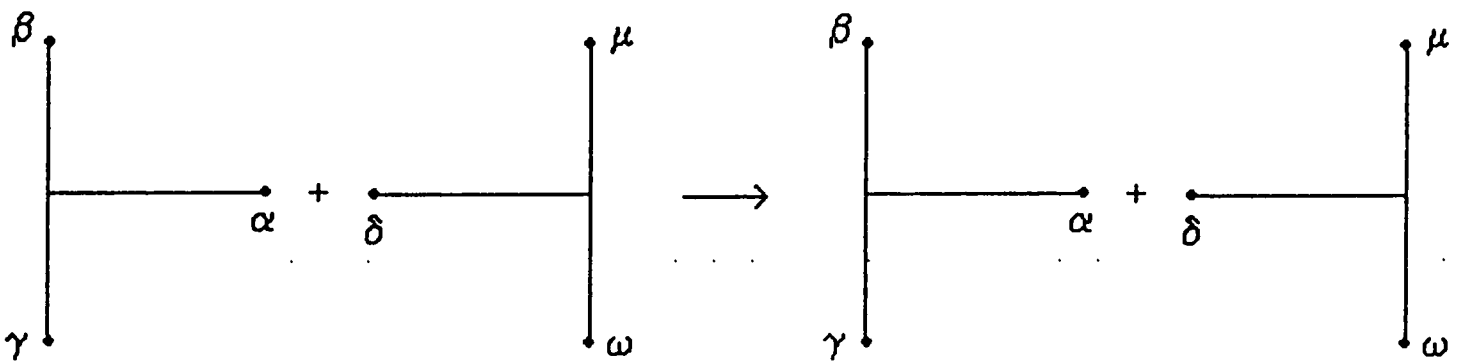
63b.5



6.6

§3.3 ${}^3\text{He}-{}^3\text{He}$ ბირთვების დრეკადი გაფანტვის ამოცანა

წინა პარაგრაფში ჩვენ შევისწავლეთ ნუკლონის დრეკადი გაფანტვა სამნუკლონიან ბმულ სისტემაზე. ახლა გავართულოთ ამოცანა და განვიხილოთ სამნუკლონიანი ბმული სისტემების დაჯახება, კერძოდ ${}^3\text{He}-{}^3\text{He}$ ბირთვების დრეკადი გაფანტვა. გარკვეულობისთვის ჩავთვალოთ, რომ პირველი სამი ნუკლონი შედის დამჯახებელი ბირთვის შემადგენლობაში. სიმბოლურად მათ მივაკუთვნოთ ინდექსები $\alpha\beta\gamma$ ($\alpha\beta\gamma=123,231,312$). ანალოგიურად ჩავთვალოთ, რომ დანარჩენი სამი ნუკლონი შედის სამიზნე ბირთვში. მათ მივაკუთვნოთ ინდექსები $\delta\mu\omega$ ($\delta\mu\omega=456,564,645$). მაშინ ${}^3\text{He}-{}^3\text{He}$ დრეკადი გაფანტვა სქემატურად ასე შეიძლება გამოვხატოთ (ნახ.7):



ნახ.7

$k_{\beta\gamma}$ იყოს β და γ ნუკლონთა ფარდობითი მოძრაობის იმპულსი, ხოლო $K_{\beta\gamma}$ - მათივე სიმძიმის ცენტრის მოძრაობის იმპულსი; p_α -თი აღვნიშნოთ α -ნუკლონის ფარდობითი მოძრაობის იმპულსი $\beta\gamma$ წყვილის სიმძიმის ცენტრის მიმართ. $k_{\beta\gamma}$ და p_α წარმოადგენენ დამჯახებელი ბირთვის ნუკლონთა ე.წ. იაკობის კოორდინატებს იმპულსურ სივრცეში. ანალოგიური შინაარსით შემოვიტანოთ $k_{\mu\omega}$, $K_{\mu\omega}$ და p_δ იმპულსებიც სამიზნე ბირთვის ნუკლონებისთვისაც. დამჯახებელი ბირთვის იმპულსები იყოს საწყის მდგომარეობაში k , საბოლოოში - k' . ანალოგიური სიდიდეები სამიზნე ბირთვისთვის იყოს k_0 (k'_0). საერთოდ შეგვიანხმდეთ, რომ უშტრიხო ფიზიკური სიდიდეები შეესაბამებოდეს საწყის მდგომარეობას,

შტრიხიანი – საბოლოოს, $E(E')$ და $E_0(E'_0)$ იყოს შესაბამისად დამჯახებელი და სამიზნე ბირთვების ენერგიები.

მაშინ ენერგია-იმპულსის შენახვის კანონებს ნებისმიერ ინერციულ სისტემაში ექნება სახე:

$$E + E_0 = E' + E'_0 \quad (3.14)$$

$$\mathbf{k} + \mathbf{k}_0 = \mathbf{k}' + \mathbf{k}'_0 \quad (3.15)$$

დიფერენციალური კვეთის სახე და M -მატრიცული ელემენტი ისევ (3.1) და (3.2) ფორმულების მსგავსად გამოიხატებიან, ოღონდ ახლა ტალღური ფუნქციები და \hat{T} -ოპერატორი ყველა ნაწილაკის კოორდინატებზე იქნება დამოკიდებული.

${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$ დაჯახება ნაწილაკის ამოცანაა, რომლისთვისაც არა თუ ზუსტი ამონახსენი არ არსებობს, არამედ კორექტული განტოლების ჩაწერაც შეუძლებელია. ამიტომ სამი (ნაწილობრივ ოთხი) ნაწილაკის ამოცანისგან განსხვავებით აქ აუცილებელია მიახლოებითი მეთოდების გამოყენება. შედარებით დაბალ ენერგიებზე ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$ გაფანტვა შეიძლება წარიმართოს ${}^6\text{Be}$ ბირთვის რეზონანსულად აგზნების მექანიზმით [47]. უფრო ხშირად მსუბუქი ბირთვების დაჯახების გამოსაკვლევად იყენებენ პოტენციალურ ფაზათა მეთოდს, R -მატრიცულ თეორიას, ოპტიკურ პოტენციალთა და, განსაკუთრებით, რეზონირებულ ჯგუფთა მეთოდს. ეს უკანასკნელი ემყარება რეალისტურ NN პოტენციალებს და მდგომარეობათა სრულ ანტისიმეტრიზაციას, რაც საშუალებას იძლევა ფაზათა წანაცვლების საფუძველზე ავაგოთ ფენომენოლოგიური ორფრაგმენტისანი პოტენციალები, რომლებიც გაცვლით ურთიერთქმედებებსაც შეიცავენ და საზოგადოდ კომპლექსურები არიან. რეზონირებულ ჯგუფთა მეთოდი იძლევა ფენომენოლოგიური ოპტიკური პოტენციალის გარკვეულ დასაბუთებას.

§3.4 $^3\text{He}-^3\text{He}$ დრეკადი გაფანტვის გამოკვლევა სიძრის გამოყენებით

განვაზოგადოთ ახლა სამი ნაწილაკის ამოცანისთვის ჩამოყალიბებული სიძრის ნუკლონიანი დაჯახებისთვის. ავირჩიოთ ლაბორატორიული სისტემა (სამიზნე ბირთვი გაჩერებული $K=0$) და პირობითად მთელი პროცესი გავყოთ ორ ეტაპად. პირველ ეტაპზე დამჯახებელი ბირთვი წარმოვიდგინოთ ერთ მოლიან ნაწილაკად, ხოლო სამიზნე – ორად ($\delta+\mu\alpha$). მეორე ეტაპზე, დამჯახებელი ბირთვის δ -ნუკლონზე გაფანტვის ამპლიტუდის აგებისას, პირველი წარმოვიდგინოთ ორ ნაწილად: $\alpha+\beta\gamma$. მაშინ თითოეულ ეტაპზე პირობითად გვექნება სამი სხეულის ამოცანა, რომლისთვისაც ჭეშმარიტად სამი ნაწილაკის ამოცანისთვის ადრე აპრობირებული სიძრე შეიძლება გამოვიყენოთ. მრავალი ნაწილაკის თეორიის ენაზე ზემოთ ნათქვამი შეიძლება ასეც გავიგოთ: თუ გაფანტვის სრულ ამპლიტუდას გავშლით მწკრივად, ანუ, როგორც ამბობენ, სხვადასხვა რიგის დიაგრამების ჯამად წარმოვადგენთ, მაშინ ჩვენ ინტუიციით ვარჩევთ, ჩვენი აზრით, ყველაზე მნიშვნელოვან დიაგრამებს:

თუ ყველაფერს, რაც ითქვა, ფიზიკურად გამართლებულ მიახლოებად ჩავთვლით, მაშინ (3.1) და (3.2) ფორმულების თანახმად $^3\text{He}-^3\text{He}$ დრეკადი გაფანტვის დიფერენციალური კვეთი ასე შეიძლება ჩავწეროთ:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (2\pi)^4 \frac{3m^2 k'^2}{2k} \frac{|\hat{A} M^2|}{|k \cos\theta - 2k'|}, \quad (3.15)$$

სადაც

$$M = \sum_{\substack{\alpha\beta\gamma=123,231,312 \\ \delta\mu\alpha=456,564,645}} \int \Psi^*(\bar{k}_{\beta\gamma}, \bar{p}'_{\alpha}) \Psi^*(\bar{k}_{\mu\alpha}, \bar{p}'_{\delta}) t_{\alpha\delta}(\bar{k}'_{\alpha\delta}, \bar{k}_{\alpha\delta}; \epsilon_{\alpha\delta}) \Psi(\bar{k}_{\beta\gamma}, \bar{p}_{\alpha}; R_{\alpha}) \Psi(\bar{k}_{\mu\alpha}, \bar{p}_{\delta}; R_{\delta}) d\bar{k}_{\beta\gamma} d\bar{K}_{\beta\gamma} d\bar{k}_{\mu\alpha} d\bar{K}_{\mu\alpha} \quad (3.16)$$

$$\bar{p}_{\alpha} = \frac{2}{3}k - \bar{K}_{\beta\gamma}; \quad \bar{p}'_{\alpha} = \frac{2}{3}k' - \bar{K}_{\beta\gamma} \quad (3.17)$$

$$\bar{p}_\delta = -\bar{K}_{\mu\omega}; \quad \bar{p}'_\delta = \frac{2}{3}(k - k') - \bar{K}_{\mu\omega} \quad (3.18)$$

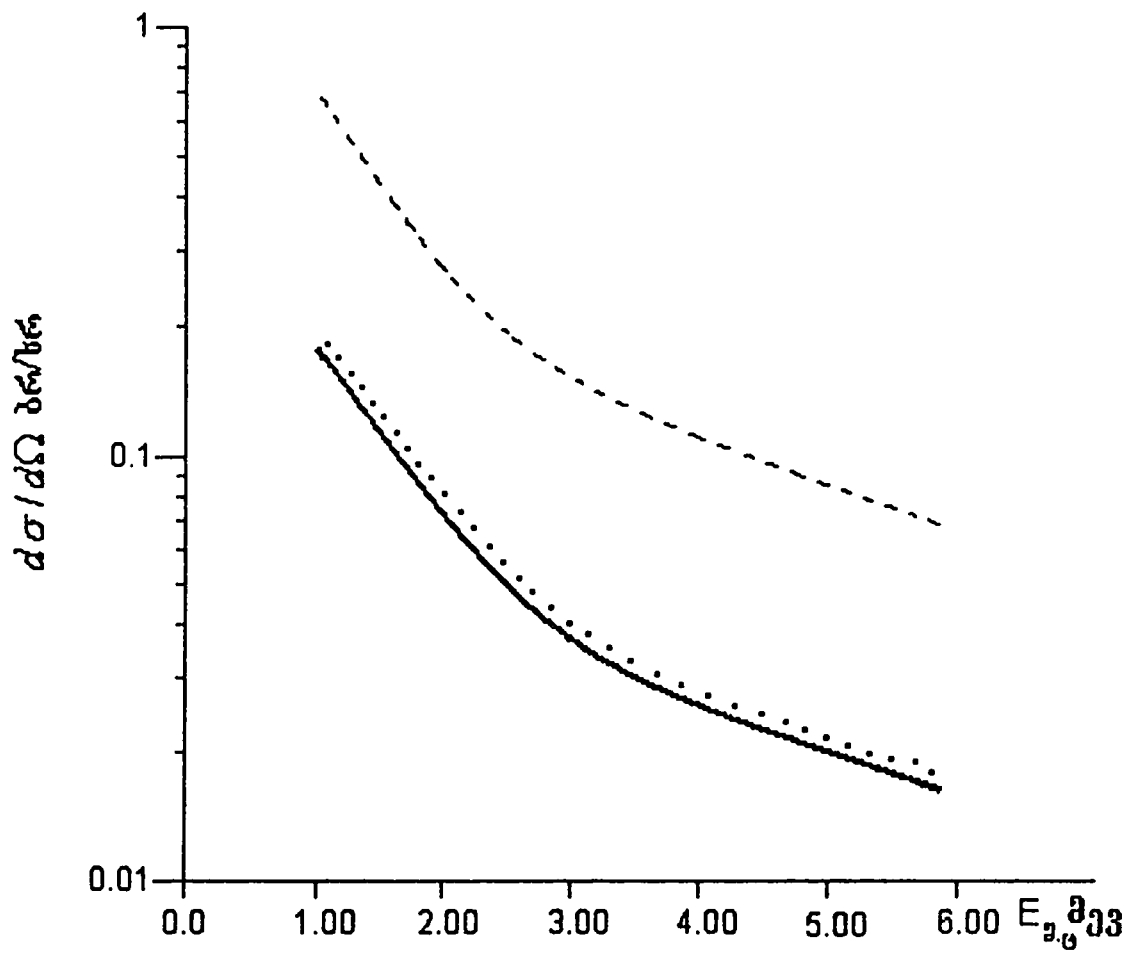
$$\bar{k}_{\alpha\delta} = \frac{1}{2}k - \bar{K}_{\beta\gamma} + \bar{K}_{\mu\omega} \quad \bar{k}'_{\alpha\delta} = k' - \frac{1}{2}k - \bar{K}_{\beta\gamma} + \bar{K}_{\mu\omega}; \quad (3.19)$$

$$\varepsilon_{\alpha\delta} \frac{1}{2m} \left[2mW - \frac{1}{2}k^2 - 2\bar{k}_{\beta\gamma}^2 - \bar{K}_{\beta\gamma}^2 - 2\bar{k}_{\mu\omega}^2 - \bar{K}_{\mu\omega}^2 + k(\bar{K}_{\beta\gamma} + \bar{K}_{\mu\omega}) - \bar{K}_{\beta\gamma} \bar{K}_{\mu\omega} \right] \quad (3.20)$$

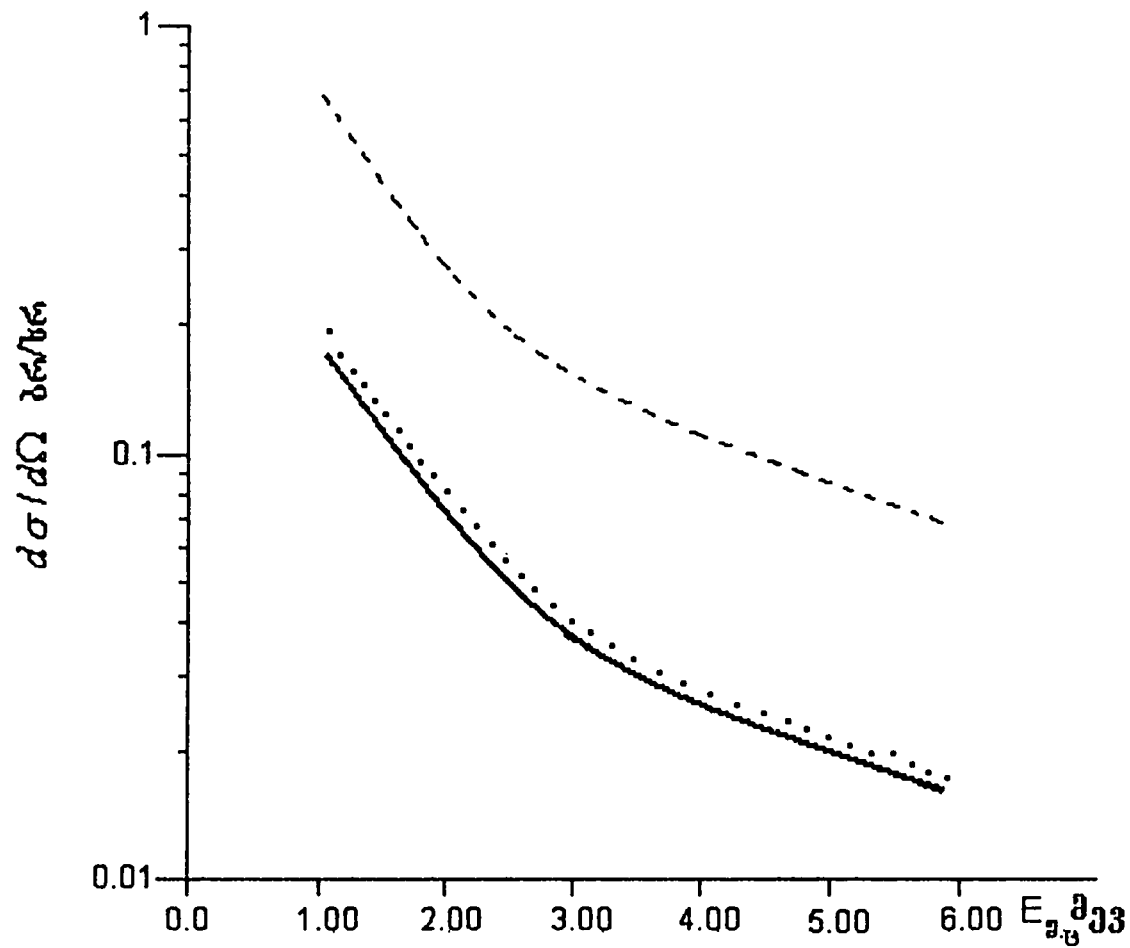
W არის სისტემის სრული ენერგია, $|k'|$ განისაზღვრება ენერგიის მუდმივობის კანონიდან (3.14).

კონკრეტული გათვლების დროს წყვილური t-მატრიცული ელემენტი და ^3He -ბირთვის ტალღური ფუნქცია ავაგეთ ისე, როგორც ეს გაკეთდა §3.2-ში. გამოვიკვლიეთ დიფერენციალური კვეთის დამოკიდებულება ^3He -ბირთვების ფარდობითი მოძრაობის ენერგიებზე მასათა ცენტრის სისტემაში გაფანტვის კუთხის ოთხი ფიქსირებული მნიშვნელობისთვის: $\theta = 30.6^\circ; 54.8^\circ; 70.1^\circ; 90^\circ$. ასეთი არჩევანი გაკეთდა იმ ვარაუდით, რომ შესაძლებელი ყოფილიყო ექსპერიმენტულ მონაცემებთან შედარება (დიფერენციალური კვეთის გადაყვანა ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეში ხდება ცნობილი გარდაქმნების საშუალებით). ნახ.8-11 ნაჩვენებია ჩვენი გათვლების შედეგები: უწყვეტი ხაზი შეესაბამება ს(0)მჩ-ს, წყვეტილი – იგივეს ჩამოჭრის გარეშე ($R_\alpha = R_\delta = 0$). შავი მსხვილი წერტილებით ნაჩვენებია ექსპერიმენტული მონაცემები [47].

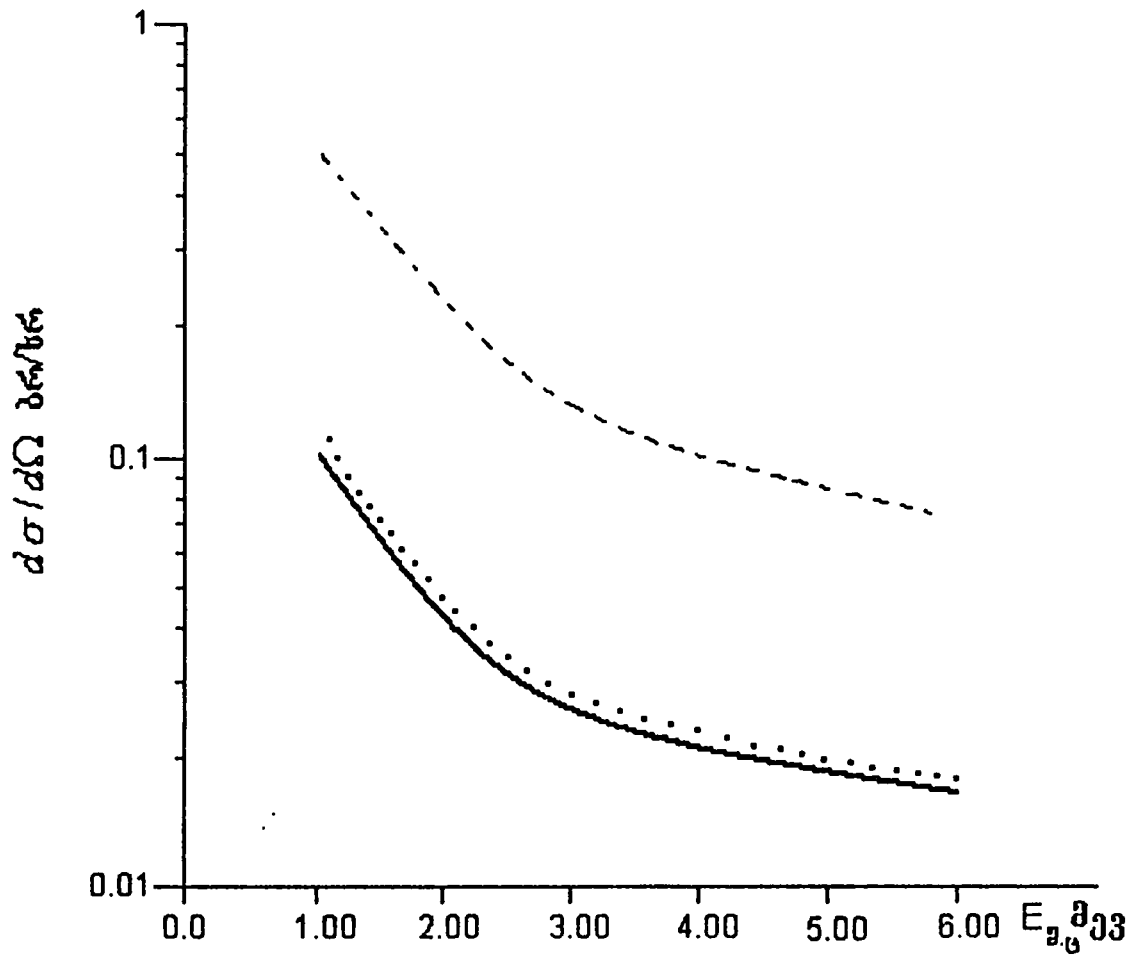
ადვილი დასანახია, რომ ჩამოჭრის პროცედურა თითქმის ერთი რიგით ცვლის დიფერენციალური კვეთის სიდიდეს, ნაწილობრივ ფორმასაც ისე, რომ ოთხივე შემთხვევაში მიიღება თეორიული და ექსპერიმენტული დიფერენციალური კვეთების საკმაოდ კარგი თანხვედრა ჩამოჭრის პარამეტრის ფიზიკურად აზრიანი მნიშვნელობისთვის ($C \approx 1.5$).



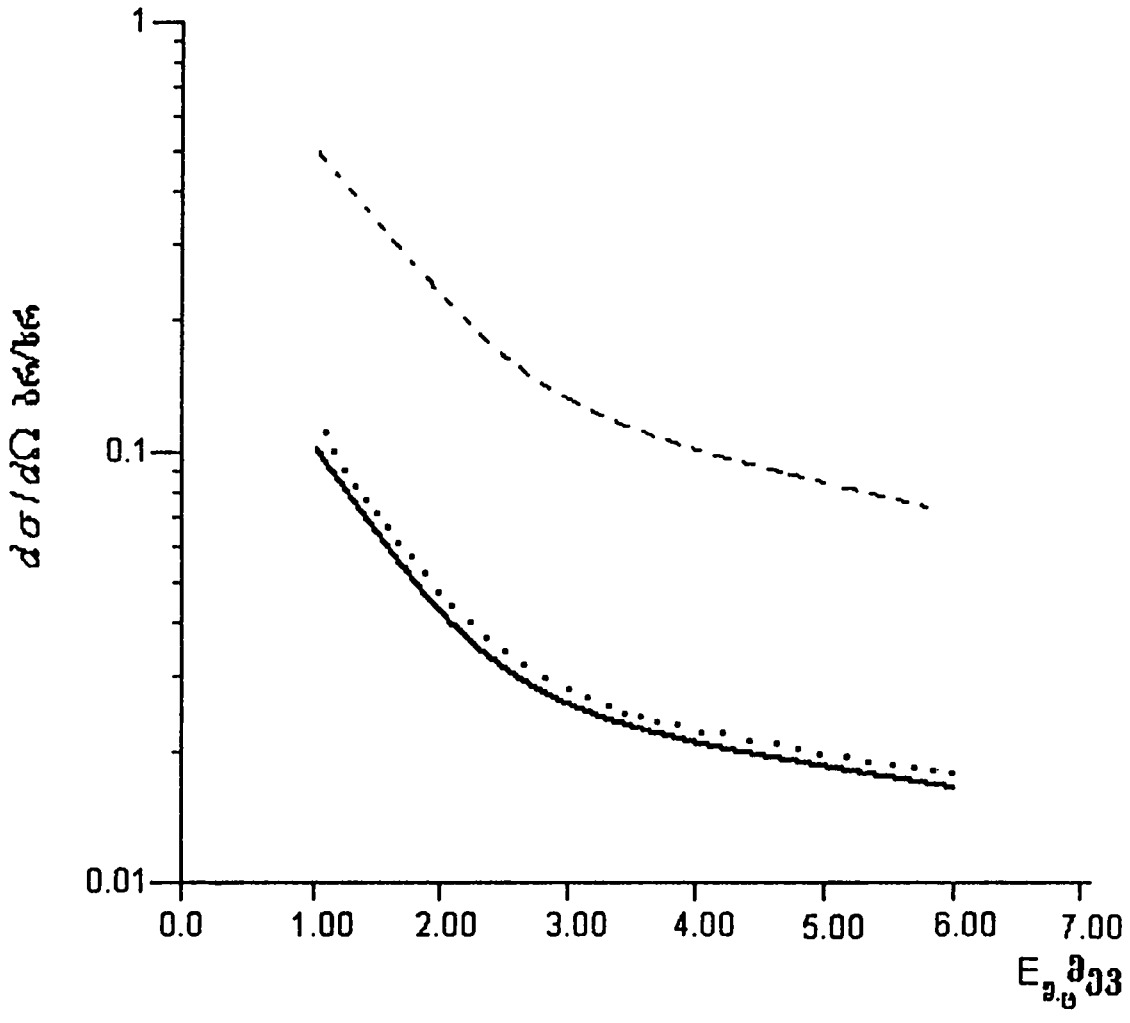
ნახ.8



ნახ.9



636.10



6ab.11

თავი 4. კვაზიდრეკადი გაფანტვის რეაქციები მცირენუკლონიანი ბირთვების მონაწილეობით.

დრეკადი გაფანტვებისგან განსხვავებით დეიტრონზე კბრ-ის შესწავლისას წარმოიქმნება დამატებითი შესაძლებლობები, რომელიც დაკავშირებულია ნუკლონური სისტემის შესწავლასთან უწყვეტი სპექტრის არეში. ეს გვაძლევს საშუალებას, მივიღოთ ახალი ინფორმაცია არაენერგეტიკული ორნუკლონიანი ამპლიტუდის თავისებურებაზე. არანაკლებ მნიშვნელოვანია ის გარემოებაც, რომ, როგორც მოგვიანებით იქნა ნაჩვენები, სიმი-ში კბრ-ის მატრიცული ელემენტი გამოისახება ნუკლონ-ნუკლონური გაფანტვის ნახევრადენერგეტიკული ამპლიტუდით. ეს საშუალებას გვაძლევს დამატებითი ინფორმაცია მივიღოთ NN ურთიერთქმედების თავისებურებათა შესახებ, დავაზუსტოთ 1S_0 მდგომარეობაში nn გაფანტვის სიგრძესა (a_{nn}) და pp გაფანტვის სიგრძეს შორის (a_{pp}) შორის განსხვავება და, ამრიგად, მეტი სიცხადე შევიტანოთ ბირთვული ძალების მუხტური ინვარიანტობის საქმეში.

რამდენადაც დეიტრონი წარმოადგენს ყველაზე მარტივ შედგენილ სამიზნეს, კბრ შესწავლის ნებისმიერმა თეორიულმა სქემამ გამოცდა უნდა გაიაროს ბირთვულ რიგში სწორედ ამ ბირთვზე მანამ, სანამ ჩვენ მას გამოვიყენებთ უფრო რთულ ბირთვებში. ამრიგად, კბრ დეიტრონზე იძლევა ფართო საშუალებას დამატებით შევისწავლოთ როგორც ბირთვული ურთიერთქმედებები, ასევე დაგასაბუთოთ კბრ თეორიული მეთოდის მიახლოებითი სქემის სამართლიანობა.

§4.1 $d(d,dN)N$ რეაქციის ამოცანის დასმა და კინემატიკა

კბრ-ის მექანიზმი დეიტრონზე შეიძლება წარმოვიდგინოთ შემდეგი სახით: დამჯახებელი ნაწილაკი იფანტება დეიტრონის ბირთვზე და იმაგდროულად ამოაგდებს მისგან ნუკლონს (ე.ი. დაშლის დეიტრონს), რომელსაც გადასცემს თავისი კინეტიკური ენერგიის ნაწილს. რამდენადაც ამოგდებული ნუკლონი საწყის მდგომარეობაში ბმულია დეიტრონის ბირთვში, დაჯახებულ ნაწილაკთა კინეტიკური ენერგია არ ინახება. იგულისხმება, რომ ყველა სხვა დამოკიდებულებაში პროცესი იმიტაციას უკეთებს ნაწილაკთა დრეკად გაფანტვას.

კბრ ექსპერიმენტზე გამოიკვლევა როგორც კუთხური კორელაციური ფუნქციები, ასევე რეაქციის პროდუქტის ენერგეტიკული სპექტრი. ყოველთვის კინემატიკურად გამოყოფენ ორ ექსპერიმენტულ პიკს: ერთ-ერთი მათგანი დაკავშირებულია ბმული მდგომარეობის ტალღური ფუნქციის ფურიე-კომპონენტის მოდულის კვადრატთან და უწოდებენ კვაზიდრეკად პიკს; მეორე პიკი განპირობებული არის ნაწილაკების ურთიერთქმედებით საბოლოო მდგომარეობაში. შესაბამისად კბრ-ს დეიტრონზე ექსპერიმენტული მეთოდოლოგია მდგომარეობს საბოლოო ნაწილაკების დაკვირვებაში თანხვედრაზე, როდესაც ორივე მთვლელში რეაქციის პროდუქტები რეგისტრირდებიან ერთდროულად. ამ დროს შეიძლება მიიღონ ინფორმაცია კუთხურ კორელაციურ ფუნქციებზე, თუ ვაფიქსირებთ დამჯახებელი ნაწილაკის ენერგიას და საბოლოო ნაწილაკების ჯამურ ენერგიას, ხოლო ვცვლით მათი გაფანტვის კუთხეებს. მეორეს მხრივ, თუ ჩვენ ვაფიქსირებთ გაფანტვის კუთხეებს, საბოლოო ნაწილაკების ჯამურ ენერგიებს და ვცვლით დამჯახებელი ნაწილაკის ენერგიას, მაშინ მივიღებთ ინფორმაციას ნარჩენი ბირთვის აგზნებულ სპექტრზე. უნდა აღვნიშნოთ, რომ ამ თავში ჩვენ შემოვიხაზდვართ მხოლოდ არარელატივისტური კომპლანარული კინემატიკით და ათვლის ლაბორატორიული სისტემით.

ახლა განვიხილოთ უფრო კონკრეტულად $d(d,dN)N$ კბრ კინემატიკა. მიგაკუთვნოთ დაცემული დეიტრონის ნუკლონებს ინდექსები 1 და 2, სამიზნე ბირთ-

ვისას - 3 და 4. მაშინ ენერგია-იმპულსის შენახვის კანონი ჩაიწერება ასეთი სახით:

$$E_0 - Q = E_d + E_3 + E_4, \quad (4.1)$$

$$k_0 = k_d + k_3 + k_4, \quad (4.2)$$

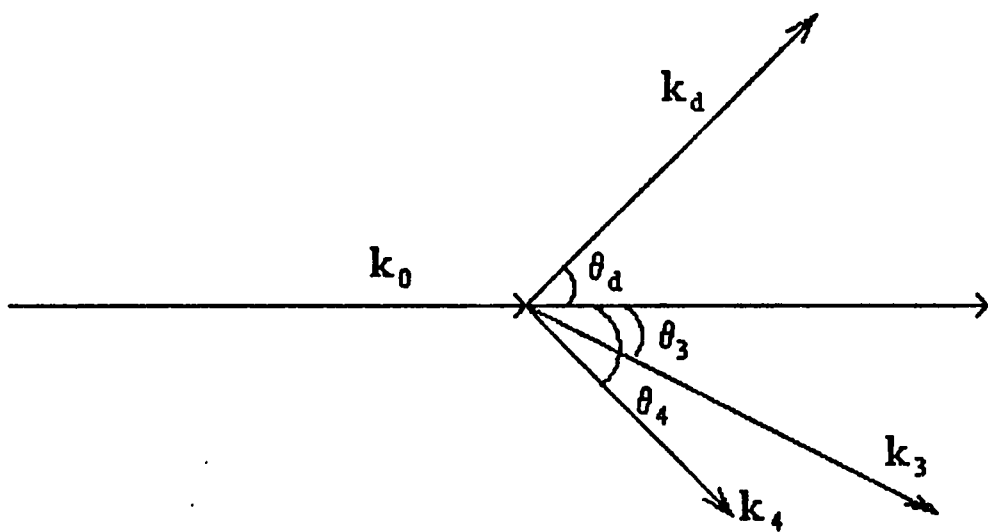
სადაც Q -დეიტრონის ბმის ენერგიაა; $E_0(k_0)$ - არის დამჯახებელი დეიტრონის ენერგია და იმპულსი საწყის მდგომარეობაში; $E_d(k_d)$ -იგივე სიდიდეები საბოლოო მდგომარეობაში; $E_3(k_3), E_4(k_4)$ -დაშლილი დეიტრონის ნუკლონების ენერგია და იმპულსია საბოლოო მდგომარეობაში.

დეიტრონზე კბრ-ის შესწავლისას ყოველთვის მოიცემა დამჯახებელი ბირთვის ენერგია E_0 და ითვლება სამგანზომილებიანი დიფერენციალური კვების დამოკიდებულება E_d, θ_d, θ_3 , პარამეტრებზე (ნახ.12-ზე ნაჩვენები არის კბრ-ის პრინციპული სქემა). დანარჩენი პარამეტრები, E_3, E_4, θ_4 , განისაზღვრებიან ენერგია-იმპულსის შენახვის კანონებიდან:

$$k_3 = \frac{1}{2} \left\{ k_0 \cos \theta_3 - k_d \cos(\theta_d + \theta_3) \pm [(k_0 \cos \theta_3 - k_d \cos(\theta_d + \theta_3))^2 + 4k_0 k_d \cos \theta_d - 2k_d^2 + 4mQ]^{1/2} \right\}, \quad (4.3)$$

$$k_4 = k_0 - k_d - k_3, \quad (4.4)$$

სადაც m -ნუკლონის მასაა.



ნახ.12

სამგანზომილებიანი დიფერენციალური კვეთი პროექცირდება ერთ-ერთი ცვლადის ღერძზე ფიქსირებული ორი ცვლადისთვის. მაგალითად კვეთის პროექცია E_d -ის გასწვრივ θ_3 და θ_4 ფიქსირებულ კუთხეზე გვაძლევს ე.წ. „რეაქციის პროდუქტის ენერგეტიკულ სპექტრს.“ ანალოგიურად შეიძლება მივიღოთ „კუთხური კორელაციური ფუნქციები“ ერთი კუთხით, ან სიმეტრიული კუთხეების მოცემით. უნდა აღინიშნოს, რომ „ყველა პროექციების“ შესწავლა სხვადასხვა მგრძნობიარობის ხელსაწყოებზე გაზომილი პარამეტრებით ერთმანეთს ავსებენ და, საბოლოოდ, გვაძლევს საშუალებას მივიღოთ სრული წარმოდგენა კბრ-ის სამგანზომილებიანი დიფერენციალური კვეთის ყოფაქცევის შესახებ.

(3.1) ფორმულის მსგავსად კბრ-ის დიფერენციალურ კვეთს ექნება ასეთი ზოგადი სახე:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{1}{v} \delta(E_i - E_f) dk_d dk_3 \overline{|\hat{A}M|^2}, \quad (4.5)$$

სადაც Ψ_f და Ψ_i საწყისი და საბოლოო მდგომარეობის ასიმპტოტური ტალღური ფუნქციებია, v -დამჯახებელი ბირთვის ფარდობითი მოძრაობის სიჩქარე.

$d(d,dN)N$ რეაქციებისადმი მიძღვნილი შრომებიდან აშკარად გამოკვეთილია ორი მიმართულება [48,49]. ავტორთა ერთ ჯგუფს რეაქციის მექანიზმი დაჰყავს dN გაფანტვის ორნაწილაკოვან ამოცანაზე და შემდეგ იყენებს ჩვეულებრივ იმპულსურ ან ბორნის დამახინჯებულ ტალღათა მიახლოებას. ამ მიდგომაში თეორია იძლევა ექსპერიმენტთან შედარებით უფრო განიერ კვაზიდრეკად პიკს და დიფერენციალური კვეთის სიდიდის რამდენიმეჯერ გადიდებულ მნიშვნელობას. ექსპერიმენტთან თანხმობის გაუმჯობესებას აღწევენ შესაძლო „დამახინჯებების“ გათვალისწინებით, აგრეთვე ჩამოჭრის ან სულაც ნორმირების პარამეტრის შემოტანით.

უფრო საინტერესოდ გამოიყურება სანდასისა და მისი კოლეგების მიერ შემოთავაზებული ოთხნაწილაკოვანი მიდგომა $d(d,dN)N$ რეაქციისადმი, რომლის საფუძველსაც წარმოადგენს ალტ-გრასბერგ-სანდასის ინტეგრალურ განტოლებათა თეორია. მაგრამ არჩეული მიდგომის ტექნიკური სიროულეების გამო პრაქტიკულ გათვლებში ავტორები შემოისაზღვრნენ მხოლოდ K -მატრიცული

ფორმალიზმის პირველი მიახლოებით. შედარებით დაბალ ენერგიებზე ($E \sim 20$ მეგ) გამოთვლილი დიფერენციალური კვეთი ფორმით ემთხვევა შესაბამის ექსპერიმენტულ მონაცემებს, მაგრამ სიდიდით (2-3)-ჯერ აღემატება მას. ამიტომ საჭირო შეიქმნა ნორმირების კოეფიციენტის შემოტანა. ენერგიის ზრდასთან ($E \sim 50$ მეგ) ერთად უმჯობესდება დიფერენციალური კვეთების თანხმობა სიდიდეში, მაგრამ უარესდება ფორმაში.

§4.2 $d(d,dN)N$ კბრ-ის გამოკვლევა

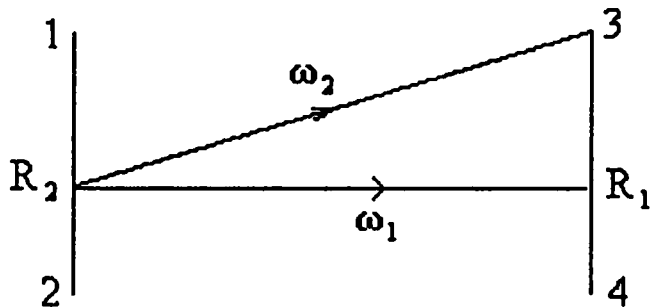
სიძრ-ის გამოყენებით

თეორიული თვალსაზრისით სიძრ-ს უჭირავს შუალედური მდგომარეობა §4.1-ში ნათქვამ ორ მიმართულებას შორის. მართლაც, ჩვენ ვთვლით, რომ, თუცა $d(d,dN)N$ რეაქცია წარმოადგენს ოთხნაწილაკოვან ამოცანას, მაგრამ გარკვეულ კინემატიკურ პირობებში გადამწყვეტი როლი შეიძლება სამნაწილაკოვანმა მექანიზმმა ითამაშოს. ასეთი პირობა იქმნება სწორედ კვაზიდრეკადი კინემატიკის შემთხვევაში, როცა ერთ-ერთი საბოლოო მდგომარეობის ნუკლონი წარმოადგენს პასიურს, ანუ „სპექტატორს“, რომლის კინეტიკური ენერგია ბირთვში ნუკლონის საშუალო კინეტიკური ენერგიის რიგისაა. შეიძლება ვიფარაფუდოთ, რომ ნუკლონი-სპექტრატორი არ მონაწილეობს დაჯახების პროცესში და წარმოიქმნება სამიზნე დეიტრონის დაშლის შედეგად. შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ ნუკლონი-სპექტრატორის წარმოქმნა დამჯახებელ დეიტრონის დაშლის შედეგად მცირე ალბათურია. მართლაც, დიფერენციალური კვეთის სიდიდე მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული ბმული მდგომარეობის ტალღური ფუნქციის ფურიე-კომპონენტზე, რომელიც იმპულსის ზრდასთან ერთად საკმაოდ სწრაფად მცირდება. ამავე დროს დამჯახებელ დეიტრონში მყოფი ნუკლონების (1,2) საშუალო იმპულსის სიდიდე ბევრად მეტია სამიზნე დეიტრონში მყოფი ნუკლონების (3,4) საშუალო იმპულსზე. ამიტომ კვაზიდრეკადი კინემატიკის არეში დამჯახებელი დეიტრონის დაშლის ალბათობა ბევრად ნაკლებია სამიზნე ბირთვის დაშლის ალბათობაზე.

ამრიგად, $d(d,dN)N$ რეაქციის მექანიზმი შეიძლება წარმოვიდგინოთ ორი 'თან-მიმდევრული სამსხეულოვანი პროცესის ერთობლიობად: დამჯახებელი დეიტრონი, როგორც ერთიანი ნაწილაკი კვაზიდრეკადად იფანტება ორნუკლონიან ბმულ სისტემაზე; ამ პროცესის შესაბამისი Nd გაფანტვის ამპლიტუდა გამოითვლება სამნუკლონიანი გაფანტვის სქემით.

მაშინ იმის საფუძველზე, რაც უკვე ზემოთ აღვნიშნეთ, ნათელია, რომ დეიტრონი-სამიზნის ტალღური ფუნქციის ჩამოჭრის R_1 რადიუსი განისაზღვრება დეიტრონების ფარდობითი მოძრაობის a_1 იმპულსის სიდიდით, ხოლო დეიტრონი-

ჭურვისთვის იგივე სიდიდე R_2 განისაზღვრება დეიტრონ-ჭურვისა და დეიტრონ-სამიზნის ერთ-ერთი ნუკლონის, რომელთანაც ხდება ურთიერთქმედება, ფარდობითი მოძრაობის ω_2 იმპულსის სიდიდით (ნახ.13).



ნახ.13

$d(d,dN)N$ რეაქციებზე ექსპერიმენტები ჩვეულებრივ ტარდება ბრტყელი კინემატიკის პირობებში და იზომება დიფერენციალური კვეთის დამოკიდებულება საბოლოო დეიტრონის E_d ან საბოლოო ნუკლონის E_3 ენერგიაზე, როცა უცვლელია რეაქციის სხვა კინემატიკური პარამეტრები. შესაბამისი გამოსახულება შეიძლება დაიწეროს შემდეგნაირად:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_d dE_d} = (2\pi)^4 \frac{4m^3 k_d k_3^2}{9k_0} \frac{\sum_{\text{spin}} |\hat{A}M|^2}{|2k_3 - k_0 \cos(\theta_3) + k_d \cos(\theta_3 + \theta_d)|}, \quad (4.6)$$

სადაც

$$M = \sum_{\substack{\alpha\beta=1,2 \\ \gamma\delta=3,4}} \Psi_d(\mathbf{k}_\delta, R_1) \int \Psi_d^* \left(\frac{1}{2} \mathbf{k}_d - \mathbf{q} \right) t_{\alpha\gamma}(\xi_\gamma, \eta_\gamma, \varepsilon_\gamma) \Psi_d \left(\frac{1}{2} \mathbf{k}_0 - \mathbf{q}, R_2 \right) d\mathbf{q}, \quad (4.7)$$

$$\mathbf{k}_\delta = \mathbf{k}_\gamma + \mathbf{k}_d - \mathbf{k}_0, \quad (4.8)$$

$$\xi_\gamma = \frac{1}{2} (\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_\gamma - \mathbf{q}), \quad (4.9)$$

$$\eta_\gamma = \mathbf{k}_0 - \frac{1}{2} (\mathbf{k}_d + \mathbf{k}_\gamma + \mathbf{q}), \quad (4.10)$$

$$\varepsilon_\gamma = \frac{1}{4m} \{ 2k_d^2 + k_\gamma(k_\gamma - k_0 + q) - 3q^2 - k_0(k_0 - q) \} - Q. \quad (4.11)$$

(4.7) ფორმულაში აჯამება ხდება საწყის და საბოლოო დეიტრონში სრული მომენტის პროექციებით და საბოლოო ნუკლონთა სპინური პროექციებით. მომენ-

ტები და მათი პროექციები ცხადი სახით გამოჩნდებიან დეიტრონის ტალღურ ფუნქციის და NN t-მატრიცული ელემენტების პარციალური გაშლის შემდეგ. თუ დეიტრონისთვის შემოვიანზღვრებით მხოლოდ 3S_1 მდგომარეობით (3D_1 მდგომარეობის შერევა პრაქტიკულად ვერ შეცვლის საბოლოო შედეგებს გასაგები მიზეზების გამო), მაშინ მარტივი გარდაქმნების შემდეგ მივიღებთ:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_d d\Omega_d d\Omega_3} = \frac{64 m^3 k_d k_3^2}{9 k_0} |2k_3^2 - k_0 k_3 + k_d k_3|^{-1} \sum_{v_0 \bar{v}_0 v_d v_3 v_4} |\hat{A} M(v_0 \bar{v}_0 v_d v_3 v_4)|^2, \quad (4.12)$$

სადაც

$$M(v_0 \bar{v}_0 v_d v_3 v_4) = \sum_{\substack{SJ\ell\ell' \\ \alpha\beta=12,21 \\ \gamma\delta=34,43}} f_d(k_\delta, R_1) L(SJ\ell\ell', \alpha\beta\gamma\delta) \int d\mathbf{q} f_d\left(\left|\frac{1}{2}\mathbf{k}_d - \mathbf{q}\right|\right) f_d\left(\left|\frac{1}{2}\mathbf{k}_0 - \mathbf{q}\right|\right) t_{\alpha\gamma}^{SJ\ell\ell'}(\xi_\gamma, \eta_\gamma; \varepsilon_\gamma), \quad (4.13)$$

$$L(v_0 \bar{v}_0 v_d v_3 v_4 SJ\ell\ell' \alpha\beta\gamma\delta) = \sum_{\substack{v_\alpha v_\beta v'_\alpha v'_\beta \\ v v' \bar{m} \bar{m}' \mu}} \langle 1/2 v_\alpha 1/2 v_\beta | 1 v_0 \rangle \langle 1/2 v'_\alpha 1/2 v'_\beta | 1 v_d \rangle \\ \langle 1/2 v'_\gamma 1/2 v_\delta | 1 \bar{v}_0 \rangle \langle 1/2 v_\alpha 1/2 v'_\gamma | s v \rangle \\ \langle 1/2 v'_\alpha 1/2 v_\gamma | s v \rangle \langle \ell \bar{m} s v | J \mu \rangle \langle \ell' \bar{m}' s v' | J \mu \rangle. \quad (4.14)$$

v_0 და \bar{v}_0 დამჯახებელი დეიტრონის სპინის პროექციაა შესაბამისად საწყის და საბოლოო მდგომარეობაში, v_d -სამიზნე დეიტრონის სპინის პროექცია, v_i ($i=1, 2, 3, 4$)-i-ური ნუკლონის სპინის პროექცია; ℓ, s და J - ორი ნუკლონის ორბიტალური, სპინური და სრული მომენტებია, \bar{m}, v და μ - შესაბამისად მათი პროექციებია; $\langle \ell m s v | J \mu \rangle$ -მომენტთა ვექტორული შეკრების, ანუ კლებშ-ჟორდანის კოეფიციენტია; $f_d(k, R)$ - დეიტრონის რადიალური ტალღური ფუნქციის ჩამოჭრილი ფურიე-კომპონენტი (თუ R არ წერია, იგულისხმება, რომ ის ნულის როლია); $t_{\alpha\gamma}^{SJ\ell\ell'}$ - α და γ ნუკლონთა გაფანტვის პარციალური t-მატრიცა (იხ. §2.3).

დეიტრონის ტალღური ფუნქცია და NN პარციალური t-მატრიცები კვლავ გამოვთვალოთ მონგანის არალოკალური და განცალკეადი პოტენციალით.

როგორც უკვე ვთქვით, დეიტრონიისთვის ჩვენ შემოვისაზღვრეთ 3S_1 მდგომარეობით, მაგრამ t -მატრიცისთვის გავითვალისწინეთ §3.2-ში გამოყენებული NN მდგომარეობები. უნდა აღინიშნოს, რომ დისერტაციაში განხილული სხვა ამოცანებისგან განსხვავებით, $d(d,dN)N$ რეაქცია მთლიანად ჩაკეტილი ამოცანაა იმ თვალსაზრისით, რომ დიფერენციალური კვეთის განმსაზღვრელი სიდიდეები (ტალღური ფუნქცია, წყვილური გაფანტვის მატრიცა) ერთი და იგივე NN პოტენციალითაა აგებული.

კონკრეტული გათვლები ჩავატარეთ დაცემული დეიტრონის ენერჯიის სამი მნიშვნელობისთვის: $E_0 = 20.7; 27.5$ და 50 მეგ. ასეთი შერჩევა მოხდა იმ მიზნით, რომ შესაძლებელი ყოფილიყო მიღებული შედეგების შედარება ექსპერიმენტულ მონაცემებთან. ნახ.14-ზე უწყვეტი ხაზით ნაჩვენებია ჩვენი თეორიული შედეგები: დიფერენციალური კვეთის დამოკიდებულება საბოლოო დეიტრონის E_d ენერჯიაზე, როცა დეიტრონთან ერთად თანხვედრაზე დაიკვირვება პროტონი, ე.ი. ინდექსი 3 ეკუთვნის პროტონს; ნახ.15-ზე ნაჩვენებია ანალოგიური შედეგი, როცა თანხვედრაზე დაიკვირვება უკვე ნეიტრონი, ე.ი. ინდექსი 3 ეკუთვნის ნეიტრონს. შედარებისთვის წყვეტილი მრუდი გვიჩვენებს ჩვეულებრივი იმპულსური მიახლოების შედეგს სათანადო N ნორმირების კოეფიციენტის მითითებით. ჯვრებითა და შესაბამისი ცდომილებით მოყვანილია ექსპერიმენტული მონაცემები [48].

როგორც ვხედავთ, ამ შემთხვევაში ჩამოჭრის პროცედურა ასწორებს თეორიასა და ექსპერიმენტს შორის განსხვავებას პრაქტიკულად მხოლოდ კვეთის სიდიდით. მაგრამ მხედველობაშია მისაღები, რომ ჩვენ ფაქტიურად არ გვაქვს თავისუფალი პარამეტრი, რადგან ექსპერიმენტთან თანხმობა მიღებულია ჩამოჭრის C კონსტანტის ისეთი მნიშვნელობისთვის ($C \sim 1.5$), რომელმაც უზრუნველყო სხვა სამფრაგმენტიანი პროცესების ადეკვატური აღწერა კინემატიკურ პარამეტრთა საკმაოდ ფართო არეში. ეს ნიშნავს, რომ ყველა შემთხვევაში პირობა $\lambda < R$ სრულდება თითქმის ერთნაირად ($\lambda/R \sim 0.1$).

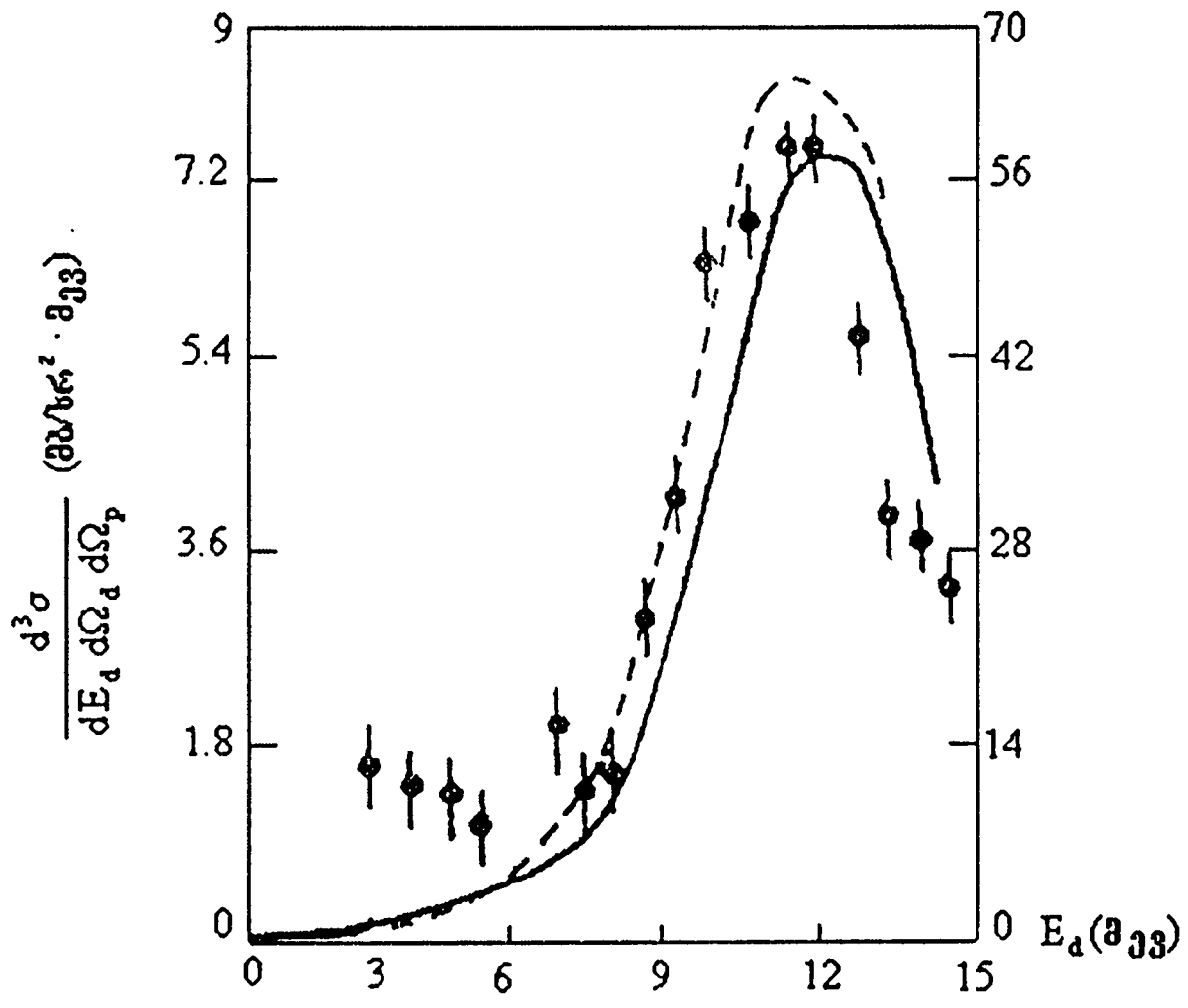
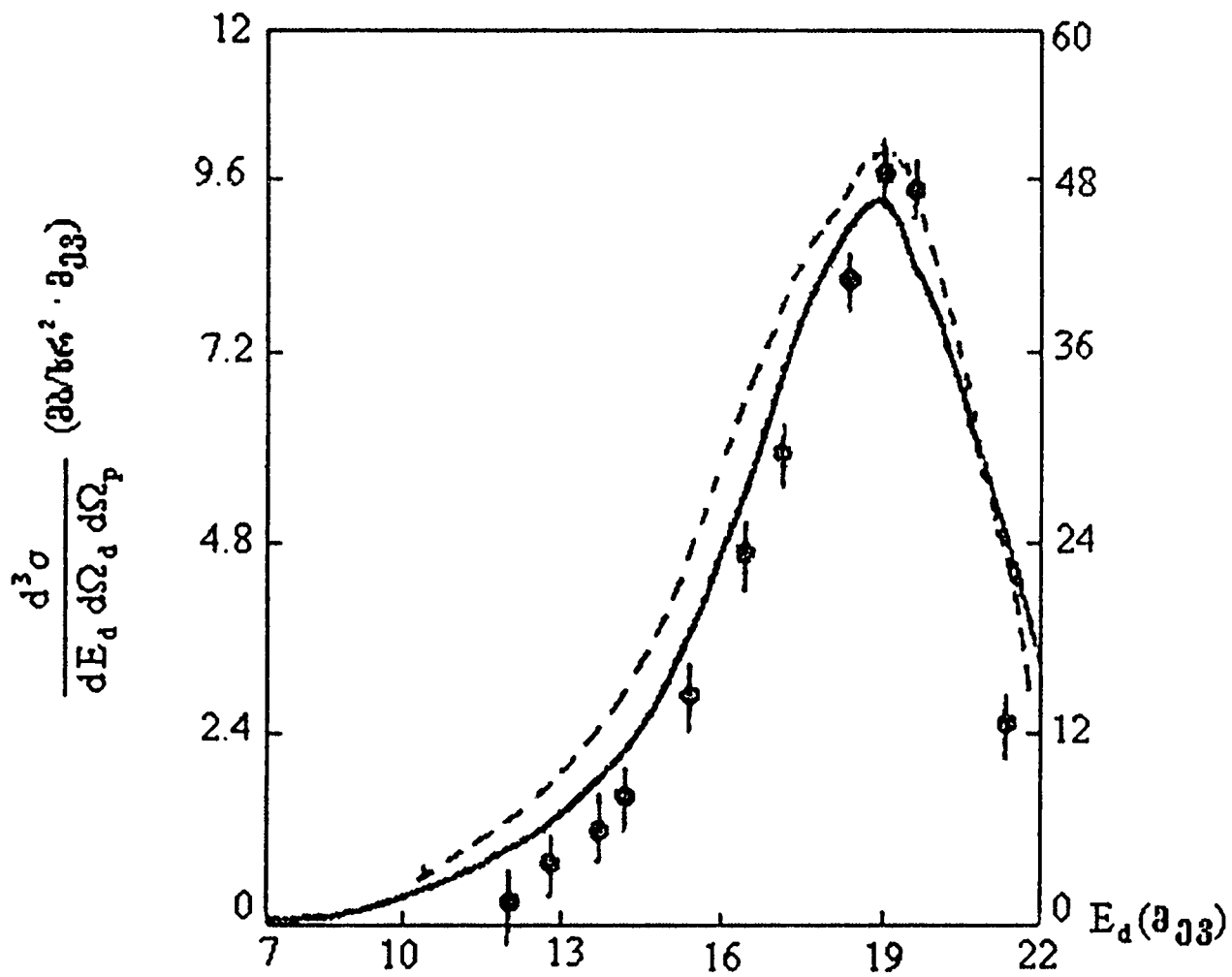


Fig. 14



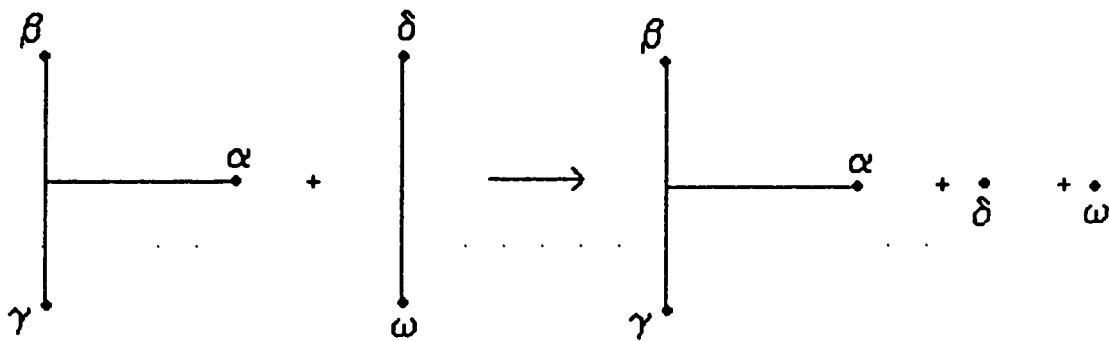
63b.15

§4.3 $d(t,tN)N$ რეაქციის ამოცანის დასმა და კინემატიკა

ახლა გავართულოთ წინა პარაგრაფში განხილული ამოცანა და განვიხილოთ $d(t,tN)N$ რეაქცია: დეიტრონის კვაზიდრეკადი გახლეჩა ტრიტონით (3H ბირთვით). თავისუფლების ხარისხის ზრდა, ცხადია, გართულებს როგორც ასიმპტოტიკური ტალღური ფუნქციის, ასევე რეაქციის T -მატრიცის სახეს. ამიტომ აუცილებელი იქნება მიახლოებითი მეთოდების გამოყენება, მაგრამ ჯერ დავსვათ ამოცანა ზოგადი სახით და ჩავწეროთ აუცილებელი კინემატიკური თანადარდობები. მეტი კონკრეტულობისთვის თავიდანვე ავირჩიოთ ლაბორატორიული სისტემა: ტრიტონი იყოს დამცემი ბირთვი, დეიტრონი – სამიზნე.

მივაკუთვნოთ ტრიტონის ნუკლონებს ინდექსები α, β და γ ($\alpha\beta\gamma=123, 231, 312$), ხოლო დეიტრონის ნუკლონებს - δ და ω ($\delta\omega=45, 54$).

სქემატურად $d(t,tN)N$ რეაქციის სურათი ნაჩვენებია ნახ.16–ზე.



ნახ.16

ტრიტონის საწყისი ენერგია და იმპულსი იყოს E_0 და k_0 , საბოლოო - E_1 და k_1 ; დეიტრონის დაშლის შედეგად მიღებული ნუკლონების ენერგიები და იმპულსები აღვნიშნოთ E_4, k_4 და E_5, k_5 -ით. ვიგულისხმობთ, რომ ტრიტონთან ერთად თანხვედრაზე დაიკვირვება ნუკლონი, რომლის ინდექსია 4, მაშინ დაკვირვებადი ნაწილაკების გაფანტვის კუთხეები იქნება θ_1 და θ_4 (ერთხელ კიდევ შევნიშნოთ, რომ იხილება კომპლანარული კინემატიკა). $k_{\beta\gamma}$ და $K_{\beta\gamma}$ იყოს β და γ ნუკლონთა ფარდობითი და მასათა ცენტრის მოძრაობის იმპულსები

შესაბამისად; p_α - α ნუკლონის ფარდობითი მოძრაობის იმპულსი β და γ ნუკლონთა მასათა ცენტრის მიმართ.

ჩავწეროთ ენერგიისა და იმპულსის შენახვის კანონები:

$$k_0 = k_1 + k_4 + k_5, \quad (4.15)$$

$$E_0 = E_1 + E_4 + E_5 + Q. \quad (4.16)$$

$d(t,tN)N$ რეაქციებში, როგორც წესი, დაცემული ტრიტონის მოცემული E ენერგიისთვის აკვირდებიან დიფერენციალური კვეთის დამოკიდებულებებს E_4 , θ_4 და θ_1 პარამეტრებზე. დანარჩენი სიდიდეები (k_5, k_1) განისაზღვრებიან ენერგია-იმპულსის შენახვის კანონებიდან:

$$k_5 = k_0 - k_1 - k_4, \quad (4.17)$$

$$k_1 = \frac{1}{4} \left\{ 3b + \sqrt{9b^2 - 4c} \right\}, \quad (4.18)$$

$$b = k_0 \cos \theta_1 - k_4 \cos(\theta_4 + \theta_1), \quad (4.19)$$

$$c = 2k_0^2 + 6k_4^2 - 6k_0k_4 \cos \theta_4 + 2mQ. \quad (4.20)$$

მაშინ (3.1)-ის ანალოგიურად $d(t,tN)N$ რეაქციის დიფერენციალურ კვეთს ექნება ასეთი სახე:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{m_t}{k_1} \left| \hat{A}M \right|^2 \delta(E_i - E_f) dk_4 dk_1, \quad (4.21)$$

სადაც m_t ტრიტონის მასაა.

ამის შემდეგ ყველაფერი დამოკიდებულია იმაზე, თუ როგორ და რა მიახლოებაში გამოვთვლით M მატრიცულ ელემენტს.

ექსპერიმენტზე ძირითადად ტრიტონთან ერთად თანხვედრაზე აკვირდებიან პროტონს, ე.ი. იკვლევენ $d(t,tp)n$ რეაქციას [50] და ზომავენ დიფერენციალური კვეთის დამოკიდებულებას პროტონის ენერგიაზე ($E_3 = E_p$), როცა ფიქსირებულია სხვა კინემატიკური პარამეტრები. როგორც წესი, ექსპერიმენტზე დაიკვირვება ერთი გამოკვეთილი მაქსიმუმი (ე.წ. კვაზიდრეკადი პიკი); ზოგჯერ მას თან ახლავს ნაკლებ მნიშვნელოვანი სხვა მაქსიმუმიც, რომელსაც უკავშირებენ საბოლოო მდგომარეობაში ურთიერთქმედებასთან.

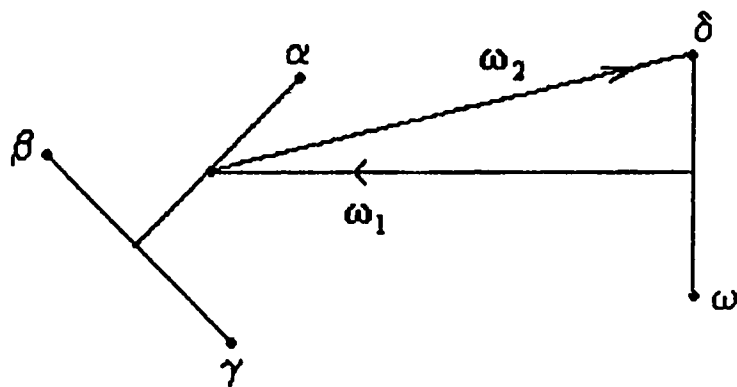
$d(t, t_p)_n$ რეაქციისადმი მიძღვნილ თეორიულ შრომებში იკვეთება სამი ტიპის მიდგომა. ყველაზე მარტივია ორფრაგმენტიანი მექანიზმი, როცა რეაქციის ამპლიტუდა დაიყვანება t_p გაფანტვის ამპლიტუდაზე. ეს უკანასკნელი შეიძლება აიგოს როგორც t_p გაფანტვის ფენომენოლოგიური პოტენციალით, ასევე t_p გაფანტვის ფაზებით (ცხადია, ამ დროს ენერგეტიკული ზედაპირიდან გასვლის ეფექტი იქნება იგნორირებული). ორფრაგმენტიანი მექანიზმი იძლევა ექსპერიმენტთან შედარებით განიერ კვაზიდრეკად პიკს, რომელიც წანაცვლებულია მარცხნივ პროტონის მცირე ენერგიებისკენ, მაგრამ ზოგჯერ თანმხლები სხვა პიკები საერთოდ არ ჩანს. რაც მთავარია, აუცილებელი ხდება ნორმირების კოეფიციენტის შემოღება, რამდენადაც თეორიული კვების სიდიდე ბევრად აღემატება ექსპერიმენტულს. მეორე მიდგომა გულისხმობს რეაქციის წარმართვას შუალედური ^4H ბირთვის რეზონანსული წარმოქმნით. რეზონანსული ენერგია E_r და რეზონანსისი სიგანე Γ თეორიაში მოიაზრება თავისუფალ პარამეტრებად. მათი ოპტიმალური მნიშვნელობებია $E_r = 3.1$ მეგ და $\Gamma = 2.3$ მეგ. აქაც მიიღება მხოლოდ ძირითადი პიკი, მაგრამ კვლავ აუცილებელია ნორმირების კოეფიციენტის შემოტანა.

მესამე მიდგომა მდგომარეობს პირველი და მეორე მექანიზმის ერთდროულად გათვალისწინებაში. ცხადია, ამ დროს თეორიული შედეგი უმჯობესდება. კიდევ უკეთესი შედეგი მიიღება, თუ გავითვალისწინებთ np ურთიერთქმედებას საბოლოო მდგომარეობაში.

§4.4 $d(t,tN)N$ რეაქციის გამოკვლევა

სიმჩ-ის გამოყენებით

წინა პარაგრაფში განხილული მიდგომებისგან განსხვავებით სიმჩ წარმოადგენს ამოცანის მიკროსკოპულ განხილვას. ვნახოთ ახლა როგორ სახეს მიიღებს ის $d(t,tN)N$ ამოცანისთვის. რეაქციის მექანიზმი წარმოვადგინოთ ორი თანმიმდევრული სამსხეულოვანი პროცესის ერთობლიობად. დამჯახებელი ტრიტონი $(\alpha\beta\gamma)$, როგორც ერთიანი ნაწილაკი (ფრაგმენტი) კვაზიდრეკადად იფანტება ორნუკლონიან ბმულ სისტემაზე $(\delta+\omega)$. ამ პროცესის შესაბამისი მატრიცული ელემენტი ჩავწეროთ, როგორც ყველა შესაძლო $(\alpha\beta\gamma)\delta$ ე.ი. tN -ამპლიტუდების ჯამი. ახლა დამჯახებელი ბირთვი, ტრიტონი, წარმოვადგინოთ ორფრაგმენტიან $\alpha+\beta\gamma$ სისტემად და $(\alpha\beta\gamma)\delta$ ამპლიტუდა გავშალოთ ყველა შესაძლო $\alpha\delta$, ე.ი. NN -ამპლიტუდების ჯამად. მაშინ თითოეულ შემთხვევაში (ეტაპზე) გვექნება სამსხეულოვანი ამოცანა, რომლისთვისაც გამოვიყენებთ სიმჩ-ს. წინა ამოცანის მსგავსად აქაც გვექნება ჩამოჭრის ორი რადიუსი R_1 და R_2 . სამიძნე ბირთვის ტალღური ფუნქციის ჩამოჭრის პარამეტრი R_1 განისაზღვრება დეიტრონ-ტრიტონის ფარდობითი მოძრაობის ω_1 იმპულსის სიდიდით, ხოლო ტრიტონში α -ნუკლონის $\beta\gamma$ -სისტემის ცენტრის მიმართ მოძრაობის ტალღური ფუნქციის ჩამოჭრის პარამეტრი R_2 განისაზღვრება δ -ნუკლონის ტრიტონის სიმძიმის ცენტრის მიმართ ფარდობითი მოძრაობის ω_2 იმპულსის სიდიდით (ნახ. 17).



ნახ.17

მაშინ $d(t,tN)N$ რეაქციის სამგანზომილებიანი დიფერენციალური კვეთი სიძის-ის მიახლოებაში ასეთ სახეს მიიღებს:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_4 d\Omega_4 dE_t} = (2\pi)^4 \frac{2m_t m^2 k_t k_4}{k} |3k_0 \cos\theta_t - 4k_t - 3k_4 \cos(\theta_4 - \theta_t)|^{-1} \sum_{\text{spin}} |\hat{A}M|^2, \quad (4.22)$$

სადაც

$$M = \sum_{\substack{\alpha\beta\gamma=123,231,312 \\ \delta\omega=45,54}} \Psi_d(-\mathbf{k}_\omega; R_1) \int \Psi_t^*(\mathbf{k}_{\beta\gamma}, \mathbf{p}'_\alpha) t_{\alpha\beta}(\mathbf{k}'_{\alpha\delta}, \mathbf{k}_{\alpha\delta}; \varepsilon_{\alpha\delta}) \Psi_t(\mathbf{k}_{\beta\gamma}, \mathbf{p}_\alpha; R_2) d\mathbf{k}_{\beta\gamma} d\mathbf{K}_{\beta\gamma} \quad (4.23)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{p}_\alpha &= \frac{2}{3}\mathbf{k}_0 - \mathbf{K}_{\beta\gamma}, & \mathbf{p}'_\alpha &= \frac{2}{3}\mathbf{k}_t - \mathbf{K}_{\beta\gamma} \\ \mathbf{k}_{\alpha\delta} &= \frac{1}{2}(\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_\delta) - \frac{1}{2}\mathbf{K}_{\beta\gamma} \\ \mathbf{k}'_{\alpha\delta} &= \frac{1}{2}(\mathbf{k}_t + \mathbf{k}_\delta) - \frac{1}{2}\mathbf{K}_{\beta\gamma} \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

$$\varepsilon_{\alpha\delta} = \frac{1}{2m} \left\{ 2mE_0 - \frac{1}{2}k_0^2 - K_{\beta\gamma}^2 - 2k_{\beta\gamma}^2 - \frac{1}{2}k_\delta^2 + \mathbf{k}_0(\mathbf{K}_{\beta\gamma} - \mathbf{k}_\delta) + \mathbf{K}_{\beta\gamma}\mathbf{k}_\delta \right\} \quad (4.25)$$

Ψ_d და Ψ_t დეიტრონის და ტრიტონის ტალღური ფუნქციებია, $t_{\alpha\beta}$ -NN T-მატრიცული ელემენტი. ჯამი (4.22) ფორმულაში ტარდება ტრიტონის და დეიტრონის სპინური პროექციებით საწყის მდგომარეობაში და ტრიტონისა და ნუკლონთა სპინური პროექციებით საბოლოო მდგომარეობაში. ცხადი სახით მომენტები და მათი პროექციები გამოჩნდებიან ტალღური ფუნქციებისა და წყვილური ამპლიტუდების პარციალური გაშლის შემდეგ.

დეიტრონის ტალღურ ფუნქციას (კვლავ შემოვისაზღვრებით 3S_1 მდგომარეობით) და NN გაფანტვის $t_{\alpha\delta}$ მატრიცულ ელემენტს (გავითვალისწინებთ §3.2-ში განხილულ მდგომარეობებს) ჩვენ ისევ ავაგებთ მონგანის პოტენციალით, ხოლო ტრიტონის ძირითადი მდგომარეობის (ყველა ორბიტალური მომენტი ნულის ტოლია) აღსაწერად გამოვიყენებთ ცნობილ ვარიაციულ ფუნქციას [38], რომელიც გარეგნულად ჰგავს ^3He -ბირთვის ტალღურ ფუნქციას (3.11), ცხადია, სხვა პარამეტრებით. იმპულსურ წარმოდგენაში ის ისევე შეიძლება წარმოვადგინოთ განცალკეული სახით როგორც გვქონდა §3.2-ში:

$$\Psi(\mathbf{k}, \mathbf{p}) = \varphi_1(\mathbf{k})f_1(\mathbf{p}) + \varphi_2(\mathbf{k})f_2(\mathbf{p}), \quad (4.26)$$

სადაც

$$\varphi_i(\mathbf{k}) = N_i k e^{-n_i k^2}, \quad (4.27)$$

$$f_i(\mathbf{p}) = G_i p^{-g_i p^2}. \quad (4.28)$$

N_i, G_i, n_i, g_i ($i=1,2$) - კვლავ მოცემული რიცხვებია.

(4.23) ფორმულიდან ადვილად ჩანს, რომ მის მნიშვნელოვნად გამარტივების (ინტეგრაციის ჩატარების $k_{\beta\gamma}$ ცვლადით) ხელს უშლის $\varepsilon_{\alpha\delta}$ პარამეტრის დამოკიდებულება $k_{\beta\gamma}$ ცვლადზე (ფორმულა (4.25)). შეფასება აჩვენებს, რომ ეს დამოკიდებულება საკმაოდ სუსტად აისახება $t_{\alpha\delta}$ არაენერგეტიკული მატრიცული ელემენტის ყოფაქცევაზე (ისედაც ცნობილია, რომ არაენერგეტიკული NN ამპლიტუდა ცვლადების საკმარისად გლუვი ფუნქციაა). ამიტომ სრულიად მისაღები აღმოჩნდა მისი შეცვლა ნახევრადენერგეტიკული T-მატრიცული ელემენტით: $t_{\alpha\delta}(k'_{\alpha\delta}, k_{\alpha\delta}; \varepsilon_{\alpha\delta}) \rightarrow t_{\alpha\delta}(k'_{\alpha\delta}, k_{\alpha\delta}; k_{\alpha\delta}'^2/m)$ ან $t_{\alpha\delta}(k'_{\alpha\delta}, k_{\alpha\delta}; \varepsilon_{\alpha\delta}) \rightarrow t_{\alpha\delta}(k'_{\alpha\delta}, k_{\alpha\delta}; k_{\alpha\delta}^2/m)$.

ორივე შეცვლა პრაქტიკულად ერთნაირ შედეგს იძლევა. ეს ნიშნავს, რომ ინტეგრების შედეგად ენერგეტიკული ზედაპირიდან გასვლის ეფექტი საშუალოდება და საბოლოო შედეგებზე ნაკლებად აისახება. ხაზგასმით უნდა ითქვას, რომ ეს NN ურთიერთქმედების თვისებაა, თორემ სხვა შემთხვევაში, მაგალითად $\alpha\alpha$ გაფანტვებში ენერგეტიკული ზედაპირიდან გასვლის ეფექტი გაცილებით უფრო მნიშვნელოვანია [2].

მაშინ მარტივი გარდაქმნების შემდეგ მივიღებთ:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_4 d\Omega_4 dE_1} = (2\pi)^4 \frac{m_1 m k_4}{k_0} |3k_0 \cos\theta_1 - 4k_1 - 3k_4 \cos(\theta_4 - \theta_1)|^{-1} \sum_{v_0 v_1 v_d v_4 v_5} |\hat{A} M(v_0 v_1 v_d v_4 v_5)|^2 \quad (4.29)$$

$$M(v_0 v_1 v_d v_4 v_5) = \sum_{\substack{SJ\ell\ell' \\ \alpha\beta\gamma=123,231,312 \\ \delta\omega=45,54}} f_d(k_\omega, R_1) L(SJ\ell\ell')$$

$$\int f_i\left(\left|\frac{2}{3}\mathbf{k}_0 - \mathbf{q}\right|, R_2\right) f_i\left(\left|\frac{2}{3}\mathbf{k}_1 - \mathbf{q}\right|\right) t_{\alpha\delta}^{SJ\ell\ell'}(\xi_\delta, \eta_\delta; \varepsilon_\delta) d\mathbf{q}, \quad (4.30)$$

$$\xi_\delta = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_\delta) - \frac{1}{2}\mathbf{q} \quad , \quad \eta_\delta = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_\delta) - \frac{1}{2}\mathbf{q} \quad , \quad (4.31)$$

$$\varepsilon_\delta = \frac{\xi_\delta^2}{m} \quad \text{ან} \quad \varepsilon_\delta = \frac{\eta_\delta^2}{m} \quad , \quad (4.32)$$

$$L(SJ\ell\ell') = \sum_{\substack{s_{\beta\gamma} v_{\beta\gamma} v_\alpha v_\beta \\ v'_\delta v' \bar{m}' \bar{m}' \mu}} \langle S_{\beta\gamma} v_{\beta\gamma} 1/2 v_\alpha | 1/2 v_0 \rangle \langle S_{\beta\gamma} v_{\beta\gamma} 1/2 v'_\alpha | 1/2 v_i \rangle \\ \langle 1/2 v'_\delta 1/2 v_\omega | 1 v_d \rangle \langle 1/2 v_\alpha 1/2 v'_\delta | S v \rangle \langle 1/2 v'_\alpha 1/2 v_\delta | S v' \rangle \quad (4.33) \\ \langle \ell \bar{m} S v | J \mu \rangle \langle \ell' \bar{m}' S v' | J \mu \rangle .$$

v_0 და v_i ტრიტონის პროექციებია საწყის და საბოლოო მდგომარეობაში; $s_{\beta\gamma}$ ორი ნუკლონის შესაძლო სპინია (0 და 1); f_i წარმოადგენს φ_i ფუნქციის ფურიე-კომპონენტს. დანარჩენი სიდიდეები განმარტებული იყო §4.2-ში.

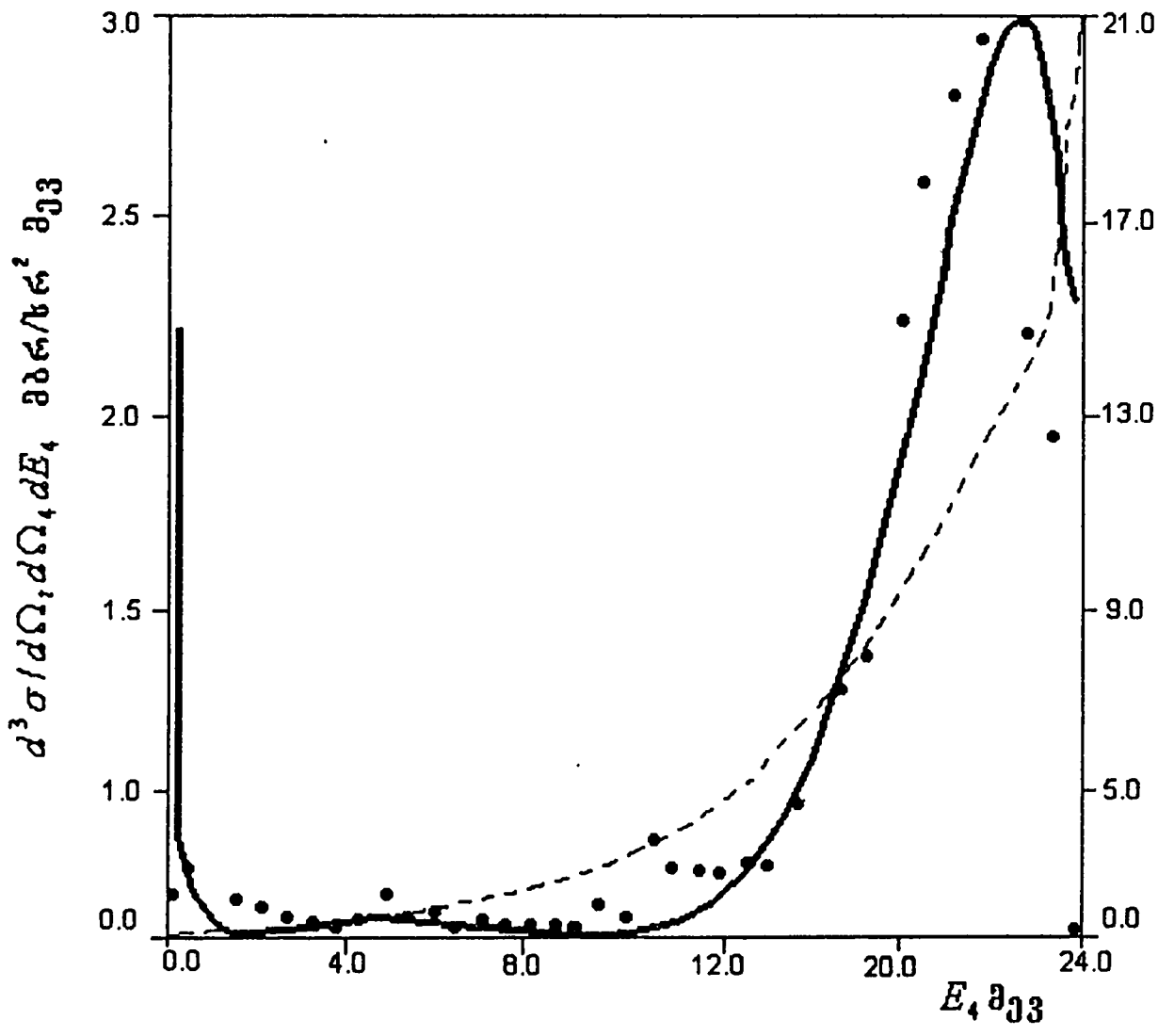
ჩვენ გამოვთვალეთ $d(t, tp)$ -ის რეაქციის დიფერენციალური კვეთის დამოკიდებულება საბოლოო პროტონის ენერგიაზე (ინდექსი 4 ნიშნავს პროტონს) კინემატიკურ პარამეტრთა ორი ფიქსირებული კრებულისთვის: $E_0 = 35.5$ მეგ, $\theta_1 = 25^\circ$; $\theta_4 = -20^\circ$ და $E_0 = 35.5$ მეგ, $\theta_1 = 20^\circ$; $\theta_4 = -50^\circ$. ასეთი არჩევანი გაკეთდა ექსპერიმენტულ მონაცემებთან შედარების მიზნით. ნახ.18-19-ზე ნაჩვენებია გამოთვლების შედეგები და შესაბამისი ექსპერიმენტული წერტილები [50]. უწყვეტი ხაზი (მარცხენა სკალა) შეესაბამება ს(0)მჩ-ის გამოთვლებს, წყვეტილი ხაზი (მარჯვენა სკალა) შეესაბამება ანალოგიურ გამოთვლებს ჩამოჭრის გარეშე. აშკარაა, რომ ჩამოჭრის პროცედურა მნიშვნელოვნად ცვლის კვეთის სიდიდეს და ფორმასაც და აუმჯობესებს ექსპერიმენტთან თანხმობას.

აქვე აუცილებლად მიგვაჩნია ორი შენიშვნის გაკეთება:

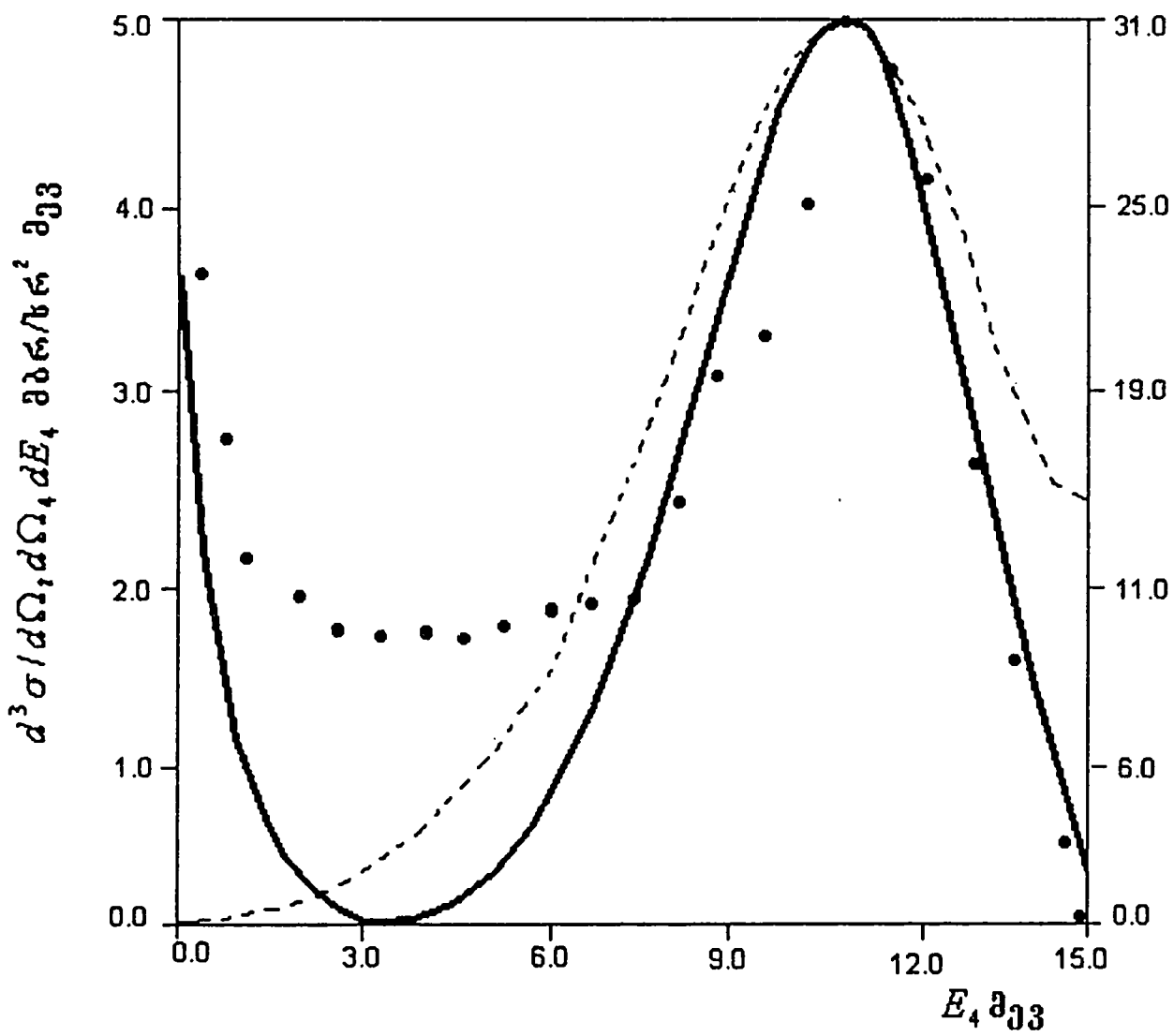
1. $d(t, tN)N$ ამოცანის გადაწყვეტის შემოთავაზებული მეთოდი თეორიულად უფრო თანმიმდევრული იქნებოდა, რომ ტრიტონის ტალღური ფუნქციაც მონგანის პოტენციალით აგვეგო, მაგრამ ამით კონკრეტული გამოთვლები მნიშვნელოვნად გართულდებოდა და, ამავე დროს, საბოლოო შედეგების არსებითად კორექტირება არ უნდა იყოს მოსალოდნელი, რამდენადაც რეაქციის დროს ტრიტონის შინაგანი მდგომარეობა არ იცვლება. ეს შენიშვნა სამართლიანია დისერტაციაში განხილული სხვა ამოცანებისთვისაც, გარდა $d(d, dN)N$ ამოცანისა.

2. ჩამოჭრის C პარამეტრის განსაზღვრაში ჩვენ გვქონდა გარკვეული თავისუფლება, რამდენადაც პირობა $\lambda < R$ ნიშნავს, რომ $C > 1$. ამ პირობას ვიყენებთ თეორიული დიფერენციალური კვების შესაბამის ექსპერიმენტულ სიდიდესთან ნორმირებისთვის. მიუხედავად ამისა, დისერტაციაში განხილული პირველი სამი ამოცანისთვის (ასევე ადრე გამოკვლეულ სხვა ამოცანებშიც) ეს პარამეტრი თითქმის არ იცვლებოდა: $C \sim 1.5$. ეს ნიშნავს, რომ პირობა $\lambda < R$ ყველა შემთხვევაში ერთნაირად სრულდება. გამონაკლისი აღმოჩნდა $d(t, tp)_n$ რეაქცია. აქ აუცილებელი შეიქმნა C -თვის უფრო დიდი მნიშვნელობის მინიჭება: $C \approx 2$ და $C \approx 3$ შესაბამისად ნახ.18 და ნახ.19-ზე ნაჩვენებია გრაფიკებისთვის. შეიძლება ვივარაუდოთ, რომ $d(t, tp)_n$ რეაქცია განხილული კინემატიკურ არეში არ მიმდინარეობს მხოლოდ ერთჯერადი პირდაპირი დაჯახების მექანიზმით და საჭიროა სხვა შესაძლებლობების გათვალისწინებაც. მაგალითად, ასეთი „სხვა“ შეიძლება იყოს ურთიერთქმედება საბოლოო მდგომარეობაში.

თუმცა, როგორც თავიდან ითქვა, სიმჩ არაა მკაცრად დასაბუთებული თანმიმდევრული უნიტარული თეორიული მეთოდი, ის უფრო ინტუიციური მიგნების შედეგია, რომელსაც სრულიად ნათელი ფიზიკური მოსაზრება უდევს საფუძვლად. ამდენად, ჩამოჭრის C პარამეტრის მუდმივობა ზედმეტ მოთხოვნად შეიძლება ჩანდეს, მით უმეტეს, როცა საქმე ეხება რთულ პროცესებს სამზე მეტი ნუკლონის მონაწილეობით. ჩვენი აზრით მთავარი მაინც ისაა, რომ შესაძლებელი გახდა 'სამი ნაწილაკისთვის დამუშავებული მიდგომის განზოგადება ოთხი, ხუთი და ექვსი ნაწილაკის მონაწილეობით მიმდინარე პროცესებისთვის და, სულ ცოტა, დადებითი თვისებრივი შედეგების მიღება. ეს ნიშნავს, რომ ფიზიკურად სწორი ერთჯერადი დაჯახების მექანიზმი, მისი თანმიმდევრულად ფორმულირების შემთხვევაში, ჯერ კიდევ შეიცავს გამოუყენებულ რეზერვებს რთული ბირთვული პროცესების აღსაწერად. მოლიანობაში კი დისერტაციაში მიღებული შედეგები ერთხელ კიდევ უსვამს ხაზს იმ გარემოებას, თუ რამდენად მნიშვნელოვანია კონკრეტული თეორიული კვლევების დროს ფუნდამენტური ფიზიკური პრინციპების თუნდაც მიახლოებით შენარჩუნება.



სახ.18



ნახ.19

დამატება

1. გამელისა და ტალერის პოტენციალი (1957)

ეს პოტენციალი შეიცავს ცენტრალურ, ტენზორულ და სპინ-ორბიტალურ ურთიერთქმედებებს და ასეთია:

$$V_{G.T.} = V_c(r) + V_T(r)S_{12} + V_{LS}(LS), \quad (1)$$

სადაც ყველა წევრის რადიალური დამოკიდებულება აიღება შემდეგი სახით:

$$V(r) = \begin{cases} \infty, & r < r_0 \\ -\frac{V_0 e^{-\mu r}}{\mu r}, & r > r_0 \end{cases} \quad (2)$$

V_0 , μ და r_0 პარამეტრები აირჩევა თითოეული მდგომარეობისთვის ცალ-ცალკე (ცენტრალური, ტენზორული და სპინ-ორბიტალური ძალებისთვის, სინგლეტურ ლუწ და კენტ, ტრიპლეტურ ლუწ და კენტ მდგომარეობებისთვის). ზოგადად (2) პოტენციალი ხასიათდება 24 პარამეტრით, რომელთა რიცხვითი მნიშვნელობები ისეთია, რომ უზრუნველყოფილია ექსპერიმენტული მონაცემების ობტიმალური ახსნა.

2. ჰამადა-ჯონსონის პოტენციალი (1962). ეს პოტენციალი ცენტრალური, ტენზორული და სპინ-ორბიტალური წევრების გარდა შეიცავს კვადრატულ სპინ-ორბიტალურ ურთიერთქმედებასაც

$$V_{HJ} = V_c(r) + V_T(r)S_{12} + V_{LS}(r)(LS) + V_L L_{12}, \quad (3)$$

სადაც

$$L_{12} = [\delta_{LJ} + 2S(S+1) - S]L^2 - (LS)^2 \quad (4)$$

(3) ფორმულაში შემავალი რადიალური ფუნქციები ახლო მანძილებზე შეიცავენ r_0 რადიუსის უსასრულო განმზიდავ გულს, ხოლო დიდ მანძილებზე მათ აქვთ ასეთი სახე:

$$V_c(r) = V_0^c Y(x) [1 + a_c Y(x) + b_c Y^2(x)], \quad (5)$$

$$V_T(r) = V_0^T Z(x) [1 + a_T Y(x) + b_T Y^2(x)], \quad (6)$$

$$V_{LS}(r) = V_0^{LS} Y^2(x) [1 + a_{LS} Y(x)], \quad (7)$$

$$V_{LL}(r) = V_0^{LL} \frac{Z(x)}{x^2} [1 + a_{LL} Y(x) + b_{LL} Y^2(x)], \quad (8)$$

სადაც

$$Y(x) = \frac{e^{-x}}{x}; \quad Z(x) = \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2}\right) Y(x); \quad x = \frac{\mu c}{\hbar} r,$$

μ მეზონის მასაა.

$V_C(r)$ და $V_T(r)$ პოტენციალები (5) ფორმულიდან ისეა შერჩეული, რომ დიდ მანძილებზე ისინი გადადიან ერთი π მეზონით გაცვლის პოტენციალში. $V_0^C, V_0^T, V_0^{LS}, a_C, b_C, a_T, b_T, a_{LL}, b_{LL}$ პარამეტრებია.

3. იელის ჯგუფის პოტენციალი (1962). ამ პოტენციალს აქვს უსასრულო განმზი-
დავი გული მცირე მანძილებზე ($x = \frac{m_\pi c}{\hbar} r \leq 0.35 \text{ fm}$), ხოლო $x > 0.35 \text{ fm}$ არეში
ასე ჩაიწერება:

$$V = V_{OPEP} + V_C + V_T S_{12} + V_{LS}(LS) + V_q [(LS)^2 + LS - L^2], \quad (9)$$

სადაც

$$V_\beta = \sum_n a_n^{(\beta)} x^{-n} \exp(-2x), \quad \beta = C, T, LS, q, \quad (10)$$

ხოლო V_{OPEP} აიღება:

$$H' = -\frac{f^2}{4\pi\mu^2} (\tau_1 \tau_2) (\sigma_1 \nabla) (\sigma_2 \nabla) \frac{\exp(-\mu x |r_1 - r_2|)}{|r_1 - r_2|} \quad (11)$$

სახით. ამასთან ამ უკანასკნელ ფორმულაში პიონ-ნუკლონური ბმის მუდმივას
რიცხვითი მნიშვნელობისთვის უნდა ავიღოთ:

$$\frac{f^2}{4\pi\hbar c} = \frac{g^2}{4\pi\hbar c} \frac{m_\pi^2}{4M^2}, \quad (12)$$

სადაც

$$\frac{g^2}{4\pi\hbar c} = 14 \times \begin{cases} m_\pi^0 & \text{სინგლეტური ლუწი და ტრიპლეტური} \\ & \text{კენტი მდგომარეობისთვის} \\ \frac{3}{2} m_\pi^+ + \frac{1}{3} m_\pi^0 & \text{სინგლეტური კენტი და} \\ & \text{ტრიპლეტური ლუწი მდგომარეობებისთვის} \end{cases} \quad (13)$$

4. რეიდის პოტენციალი (1968). ორნუკლონიანი სისტემის ცალკეული პარციალური ტალღებისთვის ამ პოტენციალს სხვადასხვა ფორმა აქვს. ამასთან რეიდის სახელს ატარებს ორი ტიპის პოტენციალი. ერთი შეიცავს უსასრულო განმზიდავ გულს, ხოლო მეორე – რბილ განმზიდავ გულს. ბოლო შემთხვევისთვის ახლო მანძილებზე პოტენციალი მართალია განმზიდავი ხდება, მაგრამ იგი ამ დროს სასრულია. ამ პოტენციალებს შემდეგი სახე აქვთ:

ა) რეიდის პოტენციალი უსასრულო განმზიდავი გულით $T=1$ მდგომარეობისთვის (განზიდვის რადიუსი $x_c = \frac{m_\pi c r_c}{\hbar} = 0.29614 \text{ fm}$ S-მდგომარეობისთვის და $x_c = 0.3 \text{ fm}$ სხვა შემთხვევებისთვის $\hbar = 10.463 \text{ მევ}$ აიღება ერთი π -მეზონის გაცვლის პოტენციალიდან):

$$\begin{aligned} V(^1S_1) &= -\hbar x^{-1} (e^{-x} + 39.633 e^{-3x}), \\ V(^1D_1) &= -\hbar x^{-1} (e^{-x} + 4.939 e^{-2x} + 154.7 e^{-6x}), \\ V(^3P_0) &= -\hbar x^{-1} (G_1 + 16.2 e^{-2x} - 8.722 e^{-3x} + 175.1 e^{-6x}), \\ V(^1D_2) &= -\hbar x^{-1} (e^{-x} + 25.86 e^{-3x}), \\ V(^3P_2 - ^3F_2) &= V_c + V_T S_{12} + V_{LS} (LS), \end{aligned} \quad (14)$$

სადაც

$$\begin{aligned} G_1 &= (1 + 4x^{-1})e^{-x} + (24x^{-1} + 4x^{-2})e^{-6x}, \\ G_2 &= (1 + 2x^{-1} + 2x^{-2}) - (12x^{-1} + 2x^{-2})e^{-6x}, \\ V_c &= \hbar x^{-1} \left(\frac{1}{3} e^{-x} - 13.8 e^{-3x} + 138 e^{-6x} \right), \\ V_T &= \hbar x^{-1} \left[\left(\frac{1}{3} + x^{-1} + x^{-2} \right) e^{-x} - (6x^{-1} + x^{-2}) e^{-6x} - 5.688 e^{-3x} \right], \\ V_{LS} &= 250.9 \hbar x^{-1} e^{-6x}. \end{aligned}$$

ბ) რეიდის პოტენციალი რბილი განმზიდავი გულით $T=1$ მდგომარეობისთვის:

$$\begin{aligned} V(^1S_1) &= -\hbar x^{-1} e^{-x} - 1650.6 x^{-1} e^{-4x} + 6484.2 x^{-1} e^{-7x}, \\ V(D_1) &= -\hbar x^{-1} e^{-x} - 12.322 x^{-1} e^{-2x} - 1112.6 x^{-1} e^{-4x} + 6484.2 x^{-1} e^{-7x}, \\ V(^3P_0) &= -\hbar x^{-1} \left[(1 + 4x^{-1} + 4x^{-2}) e^{-x} + (16x^{-1} + 4x^{-2}) e^{-4x} \right] + 27.133 x^{-1} e^{-2x} - \\ &\quad - 790.74 x^{-1} e^{-2x} + 206.62 x^{-1} e^{-7x}, \end{aligned}$$

$$V(^3P_1) = -h x^{-1} \left[(1 + 2x^{-1} + 2x^{-2})e^{-x} + (8x^{-1} + 2x^{-2})e^{-4x} \right] - 135.25x^{-1}e^{-2x} + 472.81x^{-1}e^{-3x},$$

სადაც

$$V_c = \frac{1}{3}h x^{-1} e^{-x} - 933.48x^{-1} e^{-4x} + 4152.1x^{-1} e^{-6x},$$

$$V_T = h x^{-1} \left[\left(\frac{1}{3} + x^{-1} + x^{-2} \right) e^{-x} + (4x^{-1} + x^{-2})e^{-4x} \right] - 34.925x^{-1} e^{-3x},$$

$$V_{LS} = -2074.1x^{-1} e^{-6x}$$

S და D-მდგომარეობების შესაბამის ორ სხვადასხვა პოტენციალს აქვს შემდეგი სახე:

$$V(^1S) = -h x^{-1} e^{-x} + 105.32 x^{-1} e^{-3x} - 2401.9x^{-1} e^{-4x} + 5598.2x^{-1} e^{-6x}$$

$$V(^1D) = -h x^{-1} e^{-x} - 318.64x^{-1} e^{-3x} + 526.27x^{-1} e^{-5x} \quad (15)$$

გ) რეიდის პოტენციალი უსასრულო განშლიდავი გულით $T=0$ მდგომარეობისთვის (განზიდვის რადიუსი $x_c = 0.38383 \text{ fm}$ 3S_1 და 3D_1 მდგომარეობებისთვის და $x_c = 0$ სხვა მდგომარეობებისთვის):

$$V(^1P) = -3h x^{-1} (e^{-x} - 11.08e^{-2x} + 20.3e^{-3x} + 465e^{-6x}),$$

$$V(^3D_2) = -h x^{-1} (G_3 + 28.45e^{-2x} - 93.6e^{-3x}), \quad (16)$$

$$V(^3S_1 - ^3D_1) = V_c + V_T S_{12} + V_{LS}(LS),$$

სადაც

$$G_3 = (3 + 6x^{-1} + 6x^{-2})e^{-x} - (18x^{-1} + 6x^{-2})e^{-3x}$$

$$V_c = -h x^{-1} (e^{-x} + 387.4e^{-6x}), \quad (17)$$

$$V_T = -h x^{-1} \left[(1 + 3x^{-1} + 3x^{-2})e^{-x} - (59.968 + 18x^{-1} + 3x^{-2})e^{-6x} - 5.33e^{-3x} \right],$$

$$V_{LS} = 1181.2x^{-1} e^{-6x}.$$

დ) რეიდერის პოტენციალი რბილი განშლიდავი გულით $T=0$ მდგომარეობისთვის:

$$V(^1P_1) = -3h x^{-1} e^{-x} - 634.39x^{-1} e^{-2x} + 2163.4x^{-1} e^{-3x},$$

$$V(^3D_2) = -3h x^{-1} \left[(1 + 2x^{-1} + 2x^{-2})e^{-x} - (8x^{-1} + 2x^{-2})e^{-4x} \right] - 220.12x^{-1} e^{-2x} + 871x^{-1} e^{-3x}, \quad (18)$$

$$V(^3S_1 - ^3D_1) = V_c + V_T S_{12} + V_{LS}(LS),$$

სადაც

$$\begin{aligned}V_c &= -h x^{-1} e^{-x} + 105.468 x^{-1} e^{-2x} - 3187.8 x^{-1} e^{-4x} + 9924.3 x^{-1} e^{-6x} \\V_T &= -h x^{-1} \left[(1 + 3x^{-1} + 3x^{-2}) e^{-x} - (12x^{-1} + 3x^{-2}) e^{-4x} \right] + \\&\quad + 351.77 x^{-1} e^{-4x} - 1673.5 x^{-1} e^{-6x}, \\V_{LS} &= 708.91 x^{-1} e^{-4x} - 2713.1 x^{-1} e^{-6x}\end{aligned}\tag{19}$$

ორ სხვა პოტენციალს აქვს სახე:

$$\begin{aligned}V({}^3S_1 - {}^3D_1) &= V_c + V_T S_{12} + V_{LS}(LS) \\V({}^1P_1) &= -3h x^{-1} e^{-3x} - 240 x^{-1} e^{-2x} + 17000 x^{-1} e^{-6x},\end{aligned}\tag{20}$$

სადაც

$$\begin{aligned}V_c &= -h x^{-1} e^{-x} + 102.012 x^{-1} e^{-2x} - 2915 x^{-1} e^{-4x} + 7800 x^{-1} e^{-6x}, \\V_T &= -h x^{-1} \left[(1 + 3x^{-1} + 3x^{-2}) e^{-x} - (12x^{-1} + 3x^{-2}) e^{-4x} \right] + 163 x^{-1} e^{-4x}, \\V_{LS} &= 251.57 x^{-1} e^{-4x}.\end{aligned}\tag{21}$$

დასკვნა:

დისერტაცია ეძღვნება მცირენუკლონიანი ბირთვების დრეკადი და კვაზიდრეკადი დაჯახებების ერთიან თეორიულ შესწავლას სამნაწილაკობრივი, მიკროსკოპული მიდგომის საფუძველზე. მიღებულია შემდეგი ძირითადი შედეგები:

- 1) სამი ნაწილაკის გაფანტვის აღსაწერად ადრე დამუშავებული მიახლოებითი მეთოდი, სამნაწილაკობრივი იმპულსური მიახლოება ჩამოჭრიო (სიმჩ), განზოგადოებულია რთული სისტემების ერთჯერადი დაჯახების მიკროსკოპული მექანიზმის თანმიმდევრულად ჩამოყალიბების მიზნით.
- 2) კვლევის სხვა მიახლოებითი მეთოდებისგან განსხვავებით, შემოთავაზებული მეთოდით აგებული გაფანტვის ამპლიტუდა ეფექტურად უზრუნველყოფს სამნაწილაკობრივი უნიტარობის პირობას.
- 3) სიმჩ-ის ფარგლებში მიღებულია მცირენუკლონიანი ბირთვების დრეკადი და კვაზიდრეკადი გაფანტვის დიფერენციალური კვეთების ზოგადი გამოსახულებები.
- 4) კონკრეტული გამოთვლები ჩატარებულია $p-^3\text{He}$, $^3\text{He}-^3\text{He}$ დრეკადი და $d(d,dN)N$, $d(t,tN)N$ კვაზიდრეკადი პროცესებისთვის.
- 5) ნაჩვენებია, რომ ჩამოჭრის პროცედურა, რომელიც ეფექტურად აღადგენს ამპლიტუდის უნიტარობის თვისებას, მნიშვნელოვნად ცვლის დიფერენციალური კვეთის როგორც სიდიდეს, ასევე ფორმას და აუმჯობესებს თანხმობას ექსპერიმენტულ მონაცემებთან.

ავტორი დიდ მადლობას უხდის მეცნიერ ხელმძღვანელს, პროფ. ჯემალ მებონიას სადისერტაციო თემის შემოთავაზებისა და მასზე მუშაობის დროს გაწეული დახმარებისთვის.

დიდი სიითბოთი მინდა მადლობა გადავუხადო ჩემს თანაავტორებს წლების განმავლობაში თანამშრომლობისთვის.

მადლობას ვუხდის აგრეთვე ფიზიკის ფაკულტეტის თანამშრომლებს, განსაკუთრებით ზოგადი ფიზიკის კათედრის წევრებს აზრთა გაზიარებისთვის და სასარგებლო რჩევებისთვის.

ლიტერატურა

1. Chew C.F. The inelastic scattering of high energy neutrons by deuterons according to the impulse approximation. Phys.Rev., 1950, V.89 p.196-202.
2. Balashov V.V. , Mebonia J.V. On the quasi-elastic mechanism of the $(\alpha,2\alpha)$ reaction at low and intermediate energies Nucl.Phys. 1968, V.A107, p.369-381.
3. Фаддеев Л.Д., Теория рассеяния для системы из трех частиц. ЖЭТФ, 1960, т.39, с.1459-1467.
4. Mebonia J.V. On the applicability of the impulse approximation to reactions of quasi-elastic scattering. Phys.Lett, 1969, V.B30, p.153-154.
5. Wallace I.M. Separable-interaction model for $d(p,2p)n$ reaction. Phys.Rev, 1973, V.C7, p.10-17.
6. Cahill R.T., Sloan I.H. The n - d initial-state interaction n - d break-up. Nucl.Phys., 1972, V.A194, p.589-598.
7. Sasakawa T. Scattering theory of three-body systems. Nucl.Phys., 1973, V.A203, p.496-512.
8. Kowalski K.L. K matrix for three-particle scattering. Phys.Rev., 1972, V.D5, p.395-512.
9. Mebonia J.V. On a quasi-elastic Mechanism of the reaction $d(p,2p)n$. Phys.Lett., 1974, V.B48, p.196-198.
10. Mebonia J.V., Kvarackelia T.I. Unitarized impulse approximation and quasi-elastic scattering reactions. Phys.Lett., 1980, V.B90, p.17-20.
11. Glauber R.J. High-energy collision theory. In:Lectures in Theoretical Physics, V.1, ed.by Brittin W.E. and Duncham L.G. Interscience, New York, 1959, p.315-414.
12. Ситенко А.Г. , К теории ядерных реакций с участием сложных частиц. Укр. Физ. журнал, 1959, т.4, с.152-160.
13. Мебония Дж.В., Кварацхелия Т.И. Исследование реакции $(p,p\alpha)$ на некоторых ядрах. Сообщ. АН.ГССР. 1983, т.110. с.285.

14. Mebonia J.V., Kvarackelia T.I. Three-particle impulse approximation and $d(N,2N)N$ reactions J.Phys. 1984, V10, p.1677.
15. Мебония Дж.В., Кварацхелия Т.И. Джикия В.Ш. Трехчастичный подход к реакции $d(N,N)N$ ЯФ. 1995, т.158, с.30-32.
16. Мебония Дж.В., Бартая О.Л. Модифицированное импульсное приближения и реакция $(\alpha,2\alpha)$ на легких ядрах. ЯФ. 1981, т.133, с.987.
17. Mebonia J.V., Jikia.V., Skirtladze.G. Three-Particle Approach to of Ionisation Hydrogen by Electrons. Bull.Georgia Acad. 2002, V165, p.40.
18. Mebonia J.V., Jikia.V., Skirtladze.G. Investigation of the Reaction $He(e,2e)He^+$ by three-particle approach. Bull.Georgia Acad., 2002, V165, p.272.
19. Мебония Дж.В., Кварацхелия Т.И. Об эквивалентности двух подходов к реакции квазиупругого рассеяния. Сообщ. АН.ГССР. 1989, т.136, с.53.
20. Mebonia J.V., Saralidze P.J., Sulakadze K.I., Sskirtladze G.E. Investigation of direct nuclear processes involving the Lightest nuclei, Proc. Tbilisi Univ. Physics, 1999, V34, p.45.
21. Mebonia J.V., Sulakadze K.I. Investigation of $p-He^3$ elastic scattering, Bull. Georg. Acad. Sc. 2002, V165, N 3, p.482.
22. Мебония Дж.В., Саралидзе П.Дж., Сулакадзе К.И., Схиртладзе Г.Е. О микроскопическом механизме столкновения легчайших ядер. ЯФ. 2003, т.133, с.987.
23. ჯ.ვ. მებონია, პ.ჯ. სარალიძე კ.ი. სულაკაძე, გ.ე. სხირტლაძე მცირეზუკლონიანი სისტემების მონაწილეობით მიმდინარე ბირთვული პროცესების გამოკვლევა ოსუ ზუგდიდის ფილიალის შრომები 2002, გვ.1.
24. Chew G.F. the impulse approximation. Phys.Rev., 1952, V.85, p.636-642.
25. Lim K.L., Mc.Carthy I.E. The distorted wave t-matrix approximation for $(p,2p)$ reaction. Nucl.Phys., 1966, V88, p.433-456.
26. Аваков Г.В., Долинский Э.И., Туровцев В.В. Обобщенная периферная модель с учетом перерассеяния для реакция $(\alpha,2\alpha)$. ЯФ.т.37, 1983, с.322-330.

27. Mebonia J.V., Kvarackelia T.I. Three-particle unitarised impulse approximation and $d(N,2N)N$ reactions. Phys.Lett. V.B138. 1984 p.257.
28. Osborn T.A. Glauber theory without eikonal approximation. Ann.Phys., V.58, 1970. p.417-453.
29. რ. ჯიბუტი, თეორიული ბირთვული ფიზიკის მეთოდები, თსუ 1991.
30. Yamaguchi Y. Two-nucleon problem when the potential is nonlocal but separable. Phys.Rev. V.95, 1969, p.1597-1611.
31. Mitra A.N. P-wave theory of three-nucleon states. Phys.Rev., V.150, 1966, p.839-846.
32. Ситенко А.Г., Харченко В.Ф. О дублетной длине рассеяния нейтрона на deutероне и о связанном состоянии трех нуклонов с учетом тензорных сил. ЯФ.т.1 1963, с.994-1001.
33. Harrington D.R. Separable potentials and Coulomb interactions. Phys.Rev., VB139, 1965, p.691-695.
34. Tabakin F. Short-range correlations and three-body binding energy, Phys.Rev., 1965, V.137, p.75-79
35. Mongan Th.R. Seperable-potential model of the nucleon-nucleon interaction Phys.Rev., 1969, V.178, p.1597-1611.
36. Mebonia J.V., Surmava I.G. Nonlocal sepaeable potential for α - α interaction. Phys.Lett. 1972, V.B42, p.24-26.
37. Кузнецова Л.М., Кукулин В.И., Неудачин В.Г. Обобщенная трактовка сепарабельных взаимодействий между легчайшими ядрами. ЯФ., 1971, т.13, с.706.
38. Ткебучავა ფ.გ., Чилашвили Г.А. Задача двух тел, взаимодействующих с нелокальным факторизующимся потенциалом. ЯФ., 1968 т.7. с.794-802.
39. Pigeon G., Barguil J., Fayard C., Lamot G.H., El Bar E. Description of elastic scattering processes with the use of nonlocal separable potentials. Phys.Rev. 1971, V.C4. p.704-722.

40. Rahman M. Husain D. Ali S. Separable potential for-interaction. Phys.Rev., 1974, V.C10. p.1-3.
41. გ.ჭილაშვილი, ორი და სამი ნაწილაკის კვანტური მექანიკა, თსუ 1973.
42. Paez M.J., Landau R.H. Proton-³He scattering with antisymmetrized amplitudes at intermediate energy. Phys.Rev. 1984. V.C29. p2267-2280.
43. Brash E.J., et al, Spin observables in elastic proton scattering from polarized ³He. Phys.Rev. 1995. V.C52. p,807-817.
44. Blokhintsev L.D., Lado A.V., Uzikov Yu.N. Backward elastic p ³He scattering at energies 1-2 Gev, arXiv:nucl-th/9804047 v1 22apr 1998.
45. Uzikov Yu.N. Structure of the ³He in backward elastic p ³He-scattering, arXiv:nucl-th/9804047 v1 14 May 1998.
46. Вильдермут К., Я. Тан, Единная теория ядра. Издательство <<МИР>>, Москва 1980.
47. Descouvemont P. Microscopic analysis of the ³He(³He,2p)⁴He and ³H(³H,2n) ⁴He reactions in a three-cluster model. Phys.Rev. 1994. V.C50. p.2635-2638.
48. Mdlalose T.E., Fiedeldey H. Sandhas W., Deuteron on deuteron ²H(d,nd)p break-up in the AGS formalism. Nucl.Phys. 1986. A457. p.273-284.
49. Howell C.R. et al., Novel probe of charge symmetry breaking-induced deuteron-breakup. Phys.Rev. 1993. VC48, p.2855-2863
50. Blagus S., Miljanic and Zadro M. ⁴He nucleurs and ²He(t,tp)n reaction. Phys.Rev. 1991. V.C44. p.325-328.