

ივ. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი
მაღალი ენერგიების ფიზიკის ინსტიტუტი

ნეიტრონ-პროტონული გადამუხტვის ამპლიტუდის
ყოფაქცევის შესწავლა COSY ამაჩქარებელზე
ANKE სპექტრომეტრის გამოყენებით

დისერტაცია

დავით მჭედლიშვილი

პროგრამის ხელმძღვანელები: პროფ. დოქტ. მ. ნიორაძე (თსუ)
დოქტ. მ. ტაბიძე (თსუ)

სამეცნიერო ხელმძღვანელები: პროფ. დოქტ. კ. შტროერი (FZ Jülich)
დოქტ. ა. კაჭარავა (FZ Jülich)
დოქტ. მ. ტაბიძე (თსუ)

სამუშაო შესრულებულია გერმანიის ქ. იულიხის
კვლევითი ცენტრის (FZ Jülich)
ბირთვული ფიზიკის ინსტიტუტში
დეკემბერი, 2013



თბილისის
უნივერსიტეტის
გამოცემლობა

შესავალი

ნუკლონ-ნუკლონური (NN) ურთიერთქმედების შესწავლა კვლავ რჩება ბირთვული და ჰადრონული ფიზიკის ერთ-ერთ მნიშვნელოვან ამოცანად. COSY ამაჩქარებელზე დეიტრონების პოლარიზებული ნაკადებისა და/ან სამიზნეების გამოყენებით მიმდინარე კვლევის შედეგებს შეუძლია მნიშვნელოვნად გააუმჯობესოს np მონაცემთა ბაზა ნეიტრონზე მიმდინარე $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის შესწავლით. იმპულსურ მიახლოებაში ამ რეაქციისა და $np \rightarrow pn$ ელემენტარული პროცესის დამზერადი სიდიდეები მჭიდროდაა დაკავშირებული ერთმანეთთან, რაც იძლევა np გადამუხტვის რეაქციის ამპლიტუდის სპინური სტრუქტურის შესწავლის საშუალებას.

ANKE სპექტრომეტრით COSY ამაჩქარებელზე ჩატარებულ ექსპერიმენტებში გაიზომა დეიტრონის გადამუხტვის $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის არაპოლარიზებული დიფერენციალური კვეთა და ორი ტენზორული ანალიზირების უნარი A_{xx} და A_{yy} . ექსპერიმენტებში გამოყენებული იყო პოლარიზებული დეიტრონების ნაკადი 1.2, 1.6, 1.8 და 2.27 გეგ ენერგიებზე. ექსპერიმენტული მონაცემების შეგროვება მოხდა დეიტრონის გადამუხტვის რეაქციაში ნეიტრონზე გადაცემული მცირე იმპულსისა და საბოლოო ორპროტონიანი $\{pp\}$ სისტემის (დიპროტონი) მცირე აღზნების ენერგიის მნიშვნელობებისათვის. ასეთ პირობებში დიპროტონი ძირითადად იმყოფება 1S_0 მდგომარეობაში. პირველ სამ, შედარებით დაბალ ენერგიაზე მიღებული შედეგები კარგ შესაბამისობაშია იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებებთან, რომლებიც ეფუძნება დღეისათვის არსებულ ცოდნას ნეიტრონ-პროტონის ურთიერთქმედებაზე. 2.27 გეგ ენერგიაზე კი, სადაც ნეიტრონის პროტონზე გაბნევის ამპლიტუდა გაცილებით ცუდადაა შესწავლილი, მიღებული შედეგები განსხვავდება თეორიული მნიშვნელობებისაგან, რაც მიუთითებს გარკვეულ უზუსტობებზე დღეისათვის ცნობილ np გადამუხტვის ამპლიტუდაში. იმისათვის, რომ ამ ენერგიაზე ექსპერიმენტული შედეგები აღვწეროთ იმპულსური მიახლოებით, საჭიროა სპინ-სპინური ურთიერთქმედების წვლილის საგრძნობი შემცირება ელემენტარული $np \rightarrow pn$ რეაქციის ამპლიტუდაში. ასეთ დასკვნას ამყარებს ორმაგპოლარიზებულ ექსპერიმენტში 1.2 და 2.27 გეგ ენერგიებზე გაზომილი დეიტრონ-პროტონის სპინური კორელაციის $C_{x,x}$ და $C_{y,y}$ კოეფიციენტებიც. ამავე ექსპერიმენტში გაზომილი პროტონის ანალიზირების უნარი A_y^p კი მიუთითებს მაღალ ენერგიაზე სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედების წვლილის მნიშვნელოვანი გაზრდის აუცილებლობაზე. ამრიგად, აღნიშნულ გაზომვებს შეუძლია შეავსოს დღეისათვის არსებული ექსპერიმენტული მონაცემთა ბაზა ნეიტრონ-პროტონის გადამუხტვის არეში.

აღნიშნულმა ექსპერიმენტებმა საშუალება მოგვცა გამოგვეკვლია პიონების დაბადებით მიმდინარე პროცესები და შეგვესწავლა $\Delta(1232)$ იზობარას აღზნება $dp \rightarrow \{pp\}_s \Delta^0$ რეაქციაში. ეს მონაცემები იძლევა მნიშვნელოვან ინფორმაციას $np \rightarrow p\Delta^0$ ელემენტარულ პროცესზე, რაც ნათლად ჩანს მიღებული შედეგებიდან.

დისერტაციაში წარმოდგენილია ANKE/COSY-ზე მიმდინარე ექსპერიმენტული *np* პროგრამა, აღწერილია ჩატარებული ექსპერიმენტები და ექსპერიმენტული ბაზა, მოყვანილია კვლევაში გამოყენებული მონაცემთა ანალიზის მეთოდები და წარმოდგენილია მიღებული შედეგები.

სარჩევი

1	მოტივაცია	1
1.1	დეიტრონის პროტონზე გადამუხტვის რეაქცია	4
1.2	ტესტ-ექსპერიმენტი	7
2	ექსპერიმენტი	11
2.1	ANKE/COSY ექსპერიმენტული ბაზა	11
2.2	პოლარიზებული ექსპერიმენტები	14
3	დიფერენციალური კვეთა	17
3.1	ზოგადი პრინციპი	17
3.2	ექსპერიმენტის ნათების განსაზღვრა	18
3.3	$dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთის განსაზღვრა	21
4	პოლარიმეტრია ANKE სპექტრომეტრზე	27
4.1	პოლარიზებული დიფერენციალური კვეთა	27
4.2	დეიტრონების ნაკადის პოლარიმეტრია	30
4.3	წყალბადის სამიზნის პოლარიმეტრია	31
5	სპინური დამზერადი სიდიდეები $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციაში	35
5.1	ტენზორული ანალიზირების უნარები	35
5.2	სპინური კორელაციის კოეფიციენტები	37
6	პიონების დაბადებით მიმდინარე პროცესები	41
6.1	$dp \rightarrow \{pp\}_s \Delta^0$ რეაქცია	41
6.1.1	დიფერენციალური კვეთა	42
6.1.2	ტენზორული ანალიზირების უნარები	44
6.2	სპინური კორელაციის კოეფიციენტები $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციაში	47
7	დასკვნა	51

თავი 1

მოტივაცია

გასულ საუკუნეში მნიშვნელოვანი პროგრესი იქნა მიღწეული ფიზიკის სხვადასხვა დარგში, ისევე როგორც სხვა საბუნებისმეტყველო მეცნიერებებში. ამ ყველაფრის "მამოძრავებელი ძალა" იყო ადამიანის ცნობისმოყვარეობა, რომელიც წარმოიშობა კითხვებიდან: "როგორ შეიქმნა სამყარო?", "რისგან არის იგი შექმნილი?". რაც უფრო მეტი ვიცით გარემომცველი სამყაროს შესახებ, მით უფრო ნათელი ხდება ჩვენთვის, რომ გაცილებით მეტის შეცნობაა საჭირო იმისათვის, რომ პასუხი გავცეთ კაცობრიობის ამ ყველაზე მნიშვნელოვან კითხვებს.

დიდი აფეთქების თეორია, რომელმაც შეძლო აღეწერა სამყაროს ევოლუცია ძალიან ადრეული ეტაპიდან, არანაირ მინიშნებას არ იძლევა იმის შესახებ, თუ რითი იყო დიდი აფეთქება გამოწვეული. სტანდარტული მოდელი, რომელიც დღეისათვის მოიაზრება როგორც ელემენტარული ნაწილაკების ურთიერთქმედების აღმწერი ყველაზე სრულყოფილი მოდელი, აწყდება გარკვეულ სიძნელეებს. ერთ-ერთი პრობლემა არის CP დარღვევის ექსპერიმენტული ფაქტების არარსებობა ძლიერ ურთიერთქმედებაში მაშინ, როდესაც კვანტური ქრომოდინამიკით ეს არ არის აკრძალული. ასევე, პრობლემად რჩება ნეიტრინოს ოსცილაციები - ექსპერიმენტულად კარგად დამზერილი ფაქტი, რომლის ბოლომდე ახსნა ვერ ხერხდება სტანდარტული მოდელის ფარგლებში. გარდა ამ პრობლემებისა, გაურკვეველია ანტისამყაროს გაქრობის მექანიზმიც. მთლიანობაში ეს მიუთითებს სტანდარტული მოდელის მიღმა არსებულ ფიზიკაზე.

სამყაროს შემეცნების პროცესში მეცნიერები ნივთიერების სტრუქტურას იკვლევდნენ უფრო ღრმად და ღრმად, რის შედეგადაც ჩვენი წარმოდგენა ნივთიერებაზე იცვლებოდა მოლეკულებიდან ატომებზე, ბირთვებიდან ნუკლონებზე და საბოლოოდ, მივედით კვარკებამდე. როგორც გაირკვა, ნუკლონ-

ნუკლონური ურთიერთქმედება წარმოადგენს კვარკებს შორის არსებული ძლიერი ურთიერთქმედების შედეგს. რამდენადაც შეუძლებელია კვარკებზე პირდაპირი დაკვირვება, ბირთვული ძალების თვისებების შესწავლით კვარკ-გლუონური ურთიერთქმედების ე.ი. ძლიერი ურთიერთქმედების ხასიათზე ვიღებთ ინფორმაციას და ვდგავთ შემდეგ ნაბიჯს სამყაროს უკეთ შეცნობისაკენ.

ნუკლონ-ნუკლონური მონაცემები, გარდა მათი განსაკუთრებული მნიშვნელობისა ბირთვული ძალების შესწავლის თვალსაზრისით, წარმოადგენენ აუცილებელ ინგრედიენტს მეზონების დაბადებისა და სხვა ბირთვული რეაქციების მოდელირებისათვის შუალედურ ენერგიებზე. ნუკლონ-ნუკლონური დამზერადი სიდიდეების ინტერპრეტაციისთვის ძირითადად გამოიყენება ექსპერიმენტული მონაცემების ფაზური ანალიზი. ამ თვალსაზრისით SAID-ის ('Scattering Analysis Interactive Dial-In') მონაცემთა ბაზა და ანალიზის პროგრამა [1] შეუფასებელ იარაღს წარმოადგენს ფიზიკის ამ მიმართულებით მომუშავე მეცნიერთათვის და უკვე მრავალი წელია წარმატებით გამოიყენება. SAID პროგრამა იყენებს NN დრეკადი გაბნევის ექსპერიმენტულ მონაცემებს ფაზური ანალიზისათვის გარკვეულ ორბიტალური მომენტის მნიშვნელობამდე L_{\max} და გარკვეული თეორიულ მოდელის საშუალებით ექსტრაპოლაციას ახდენს უფრო მაღალი მომენტებისათვის. L_{\max} -ის გაზრდა შესაძლებელია უფრო ზუსტი ექსპერიმენტული მონაცემების მიღებით მაღალ ენერგიებზე. იმის გათვალისწინებით, რომ ფაზური წანაცვლებები მონოტონურად იცვლება ნაკადის ენერგიის ცვლილებასთან ერთად, დამზერადი სიდიდეების მნიშვნელობების წინასწარმეტყველება შესაძლებელი ხდება იმ ენერგიებზეც კი, სადაც საერთოდ არ არსებობს ექსპერიმენტული გაზომვები. სწორედ ამ მიზნით გამოიყენება SAID პროგრამის შესაძლებლობები ყველაზე ხშირად.

ნათელია, რომ ფაზური ანალიზით მიღებული ამპლიტუდების სიზუსტე დამოკიდებულია ექსპერიმენტული მონაცემების სიზუსტეზე. პროტონ-პროტონული დამზერადი სიდიდეები, როგორცაა დიფერენციალური და სრული კვეთები და სპინური მახასიათებლები, გაიზომა სხვადასხვა ექსპერიმენტებში, რამაც შესაძლებელი გახადა pp ($I = 1$) დრეკადი გაბნევის ფაზური ანალიზის ჩატარება $T_N \approx 2$ გევ ენერგიამდე. უფრო მაღალ ენერგიებზე კი არსებული ცოდნა კვლავ ძალზედ მწირია. გაცილებით უარესი სიტუაციაა იზოსკალარულ $I = 0$ ნეიტრონ-პროტონული გაბნევის შემთხვევაში. გაზომვები თითქმის არ არსებობს 1 გევ-ის ზევით, ხოლო არსებული ექსპერიმენტული მონაცემების ნაწილი SAID პროგრამის წინასწარმეტყველებასთან შესაბამისობაში არ არის. მაგალითად, np გაბნევის შემთხვევაში დიდ კუთხეებზე, ანუ ე.წ. გადამუხტვის არეში, მხოლოდ

დიფერენციალური კვეთის მონაცემები არსებობს [2], რომლებიც სისტემატურად აღემატებიან SAID-ის ანალიზით მიღებულ ნაწინასწარმეტყველებებს. ამრიგად, მეტი სიზუსტის ექსპერიმენტული მონაცემებია საჭირო ნეიტრონ-პროტონის გაბნევაზე, რათა შესაძლებელი გახდეს საიმედო ფაზური ანალიზის ჩატარება, განსაკუთრებით კი მაღალ ენერგიებზე. ANKE სპექტრომეტრის გამოყენებით მიმდინარე კვლევების მიზანია ასეთი სიზუსტის np ექსპერიმენტული მონაცემების მიღება შუალედურ ენერგიებზე.

ნეიტრონების ნაკადით ექსპერიმენტების ჩატარებას თან ახლავს გარკვეული სიძნელეები, რაც უკავშირდება ნეიტრონების ნაკადების ფორმირებას და/ან ნეიტრონების დეტექტირებას. დეიტრონები ხშირად წარმატებით გამოიყენება ნეიტრონების ნაკადის ან სამიზნის შემცვლელად. მაგალითად, ნაჩვენებია, რომ სპინის კორელაციისა და სპინის გადაცემის პარამეტრები კვაზიდრეკადი და დრეკადი pp გაბნევისათვის მცირედ განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან ენერგიების 1.1 - 2.4 გეგ ინტერვალში [3].

ნუკლონ-ნუკლონური უკან გაბნევის ამპლიტუდების შესწავლა შესაძლებელია დეიტრონზე მიმდინარე კვაზი თავისუფალი (p, n) ან (n, p) რეაქციისა და ნუკლონის სამიზნეზე დიდ კუთხეებზე მიმდინარე დრეკადი გაბნევის საშუალებით. დაახლოებით 60 წლის უკან გაჩნდა იდეა, რომლის თანახმადაც შესაბამის კინემატიკურ არეში დეიტრონზე მიმდინარე რეაქციის გამოყენება შეიძლებოდა სპინური ფილტრის როლში, რომელიც გამოარჩევდა np დრეკადი გაბნევის დიფერენციალური კვეთის სპინზე დამოკიდებულ ნაწილს [4]. ეს ეფექტი გამომდინარეობს პაულის პრინციპიდან, რომლის თანახმადაც nn ან pp სისტემას არ შეიძლება გააჩნდეს 1-ის ტოლი სპინი ორბიტალური მომენტის ლუწი მნიშვნელობებისათვის. ამაზე დაყრდნობით ბაგმა და ვილკინმა დაამუშავეს იმპულსური მიახლოების მეთოდიკა $(d, 2p)$ რეაქციისათვის და დააკავშირეს ამ რეაქციის სხვადასხვა დამზერადი სიდიდეები np გადამუხტვის რეაქციის ამპლიტუდებთან [5].

მოცემული ნაშრომი ეძღვნება $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის შესწავლას სხვადასხვა ენერგიებზე, რაც არსებულ დრეკადი pp გაბნევის მონაცემებთან ერთად, იძლევა მნიშვნელოვან ინფორმაციას np გადამუხტვის რეაქციის ამპლიტუდაზე.

1.1 დეიტრონის პროტონზე გადამუხტვის რეაქცია

დეიტრონის პროტონზე გადამუხტვის რეაქციის საბოლოო მდგომარეობას ქმნის ორი სწრაფი პროტონი, რომლებიც მცირე კუთხეებზე გაიბნევიან, და უკუცემული ნეიტრონი. განსაკუთრებულ ინტერესს წარმოადგენს შემთხვევები, როდესაც პროტონების ფარდობითი იმპულსი მცირეა, რაც უზრუნველყოფს ორპროტონიანი სისტემის - დიპროტონის სისტემის ძირითადად 1S_0 მდგომარეობაში ყოფნას. ამ დროს ხდება გადასვლა სპინ-ტრიპლეტ მდგომარეობიდან (დეიტრონი) სპინ-სინგლეტ მდგომარეობაში (დიპროტონი).

მასათა ცენტრის სისტემაში ელემენტარული $np \rightarrow pn$ გადამუხტვის პროცესის ამპლიტუდა შეიძლება წარმოდგენილ იქნას ხუთი სკალარული ამპლიტუდის საშუალებით:

$$f_{np} = \alpha(q) + i\gamma(q)(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{n} + \beta(q)(\vec{\sigma}_1 \cdot \mathbf{n})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) + \delta(q)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{m}) + \varepsilon(q)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{l})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{l}), \quad (1.1)$$

სადაც q გადაცემული იმპულსია, ხოლო $\vec{\sigma}$ 2×2 პაულის მატრიცებია. α , β , δ , γ და ε კომპლექსური ინვარიანტული ამპლიტუდებია, რომლებიც წარმოადგენენ ენერჯისა და გადაცემული q იმპულსის ფუნქციებს. α სპინზე დამოუკიდებელია, γ აღწერს სპინ-ორბიტალურ ურთიერთქმედებას, ხოლო β , δ , და ε - სპინ-სპინურ ურთიერთქმედებას.

(1.1)-ში გამოყენებული ორთოგონალური ვექტორები გამოისახებიან საწყისი ნეიტრონისა (\vec{k}_i) და საბოლოო პროტონის (\vec{k}_f) იმპულსებით:

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \times \vec{k}_f|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}_f - \vec{k}_i}{|\vec{k}_f - \vec{k}_i|}, \quad \vec{l} = \frac{\vec{k}_f + \vec{k}_i}{|\vec{k}_f + \vec{k}_i|}. \quad (1.2)$$

პროცესის სრული კვეთა შედგება სამი ნაწილისაგან:

$$\sigma_{tot} = \sigma_0 - \frac{1}{2}\Delta\sigma_L P_n^L P_p^L - \frac{1}{2}\Delta\sigma_T \vec{P}_n^T \cdot \vec{P}_p^T, \quad (1.3)$$

სადაც P^L და \vec{P}^T საწყისი ნუკლონის პოლარიზაციის გრძივი და განივი კომპონენტებია. წინ გაბნევის შემთხვევაში (მცირე კუთხეები წინა ნახევარსფეროში გაბნევისას) $q \approx 0$, $\beta(0) = \delta(0)$ და ამპლიტუდების წარმოსახვითი

ნაწილებისათვის შემდეგ დამოკიდებულებებს აქვს ადგილი:

$$\begin{aligned}\Im[\alpha(0)] &= \frac{1}{4\sqrt{\pi}}(\sigma_0(np) - \sigma_0(pp)), \\ \Im[\beta(0)] &= -\frac{1}{8\sqrt{\pi}}(\Delta\sigma_T(np) - \Delta\sigma_T(pp)), \\ \Im[\varepsilon(0)] &= \frac{1}{8\sqrt{\pi}}(\Delta\sigma_L(np) - \Delta\sigma_L(pp)).\end{aligned}\tag{1.4}$$

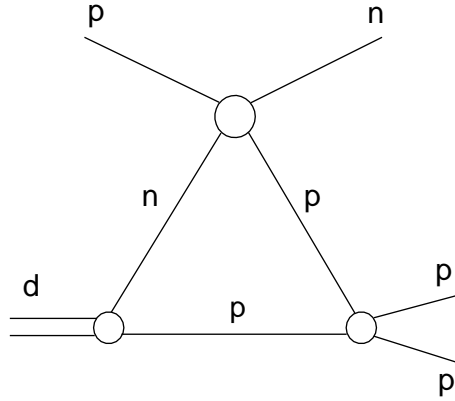
გადამუხტვის ამპლიტუდების სიდიდეები წინ გაბნევის შემთხვევაში მოიცემა np უკან დრეკადი გაბნევის დიფერენციალური კვეთითა და სპინის გადაცემის K_{0nn0} და K_{0ll0} კოეფიციენტებით:

$$\begin{aligned}|\alpha(0)|^2 &= \frac{1}{4}[1 + 2K_{0nn0}(\pi) + K_{0ll0}(\pi)] \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{np \rightarrow np}, \\ |\beta(0)|^2 &= \frac{1}{4}[1 - K_{0ll0}(\pi)] \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{np \rightarrow np}, \\ |\varepsilon(0)|^2 &= \frac{1}{4}[1 - 2K_{0nn0}(\pi) + K_{0ll0}(\pi)] \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{np \rightarrow np}.\end{aligned}\tag{1.5}$$

იმპულსურ მიახლოებაში $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქცია განიხილება როგორც $np \rightarrow pn$ პროცესი პროტონ-სპექტატორის თანხლებით. საწყის მდგომარეობაში ნეიტრონი და პროტონი ქმნიან ბმულ მდგომარეობას დეიტრონის სახით, ხოლო რეაქციის შედეგად გვაქვს პროტონების საბოლოო მდგომარეობაში ურთიერთქმედება. ამ პროცესის დიაგრამა მოცემულია სურათზე 1.1. იმ შემთხვევაში, როდესაც საბოლოო მდგომარეობაში პროტონების ფარდობითი იმპულსი k , და შესაბამისად აგზნების ენერგია $E_{pp} = k^2/m$ მცირეა, ეს სისტემა იმყოფება 1S_0 მდგომარეობაში. აქედან გამომდინარე, რეაქცია წარმოადგენს სპინ-იზოსპინურ ფილტრს, რომელიც გამოარჩევს დეიტრონის (${}^3S_1, {}^3D_1$) მდგომარეობების გადასვლას 1S_0 მდგომარეობაში. დამატებით, თუ საწყისი პროტონიდან საბოლოო ნეიტრონზე გადაცემული იმპულსიც მცირეა, მაშინ სხვა საბოლოო მდგომარეობები ძალიან სუსტად აღიგზნებიან. ასეთ პირობებში სპინზე დამოუკიდებელი α ამპლიტუდის წვლილი $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის დიფერენციალურ კვეთაში ძალზედ მცირეა.

$dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის მატრიცული ელემენტი შემდეგი სახისაა [6]:

$$F(\vec{k}_f, \vec{k}_i; S, \nu_f, M, m_p, m_n) = \langle \psi_{pp, \vec{k}}^{(-)}; S, \nu_f, m_n | f_{np}(\vec{k}_f, \vec{k}_i) \exp(\frac{1}{2}i\vec{q} \cdot \vec{r}) | \Phi_d^M; m_p \rangle, \tag{1.6}$$



სურ 1.1: ფეინმანის დიაგრამა დეიტრონის გადამშტვის რეაქციისათვის.

სადაც $\psi_{pp,\vec{k}}^{(-)}(\vec{r})$ აღწერს $2k$ იმპულსისა და S სრული სპინის მქონე pp დიპროტონის სისტემას, რომლის სპინის პროექციაა ν_f . $\Phi^M(\vec{r})$ წარმოადგენს დეიტრონის საწყის ტალღურ ფუნქციას სპინის პროექციით M , m_n და m_p კი საწყისი ნეიტრონისა და საბოლოო პროტონის მაგნიტური კვანტური რიცხვებია. (1.6)-ის გამარტივების მიზნით ავტორები დეიტრონის ტალღურ ფუნქციას წარმოადგენენ S და D მდგომარეობების შესაბამისი ტალღური ფუნქციების კომბინაციით. შესაბამისად, დეიტრონის დიპროტონზე გადასვლის ფორმფაქტორი შეიცავს ორ წევრს:

$$\begin{aligned} S^+(k, \frac{1}{2}q) &= F_S(k, \frac{1}{2}q) + \sqrt{2}F_D(k, \frac{1}{2}q), \\ S^-(k, \frac{1}{2}q) &= F_S(k, \frac{1}{2}q) - F_D(k, \frac{1}{2}q)/\sqrt{2}. \end{aligned} \quad (1.7)$$

S^+ და S^- წარმოადგენენ გრძივ ($\lambda = 0$) და განივ ($\lambda = \pm 1$) ფორმფაქტორებს, სადაც λ დეიტრონის სპინის პროექციაა. F_S და F_D მატრიცული ელემენტები გამოისახება დეიტრონის ტალღური ფუნქციის S და D მდგომარეობების შესაბამისი $\Phi_S(\vec{r})$ და $\Phi_D(\vec{r})$ კომპონენტებითა და დიპროტონის ტალღური ფუნქციით $\psi_k^{(-)}$:

$$\begin{aligned} F_S(k, \frac{1}{2}q) &= \langle \psi_k^{(-)} | j_0(\frac{1}{2}qr) | \Phi_S(\vec{r}) \rangle, \\ F_D(k, \frac{1}{2}q) &= \langle \psi_k^{(-)} | j_2(\frac{1}{2}qr) | \Phi_D(\vec{r}) \rangle. \end{aligned} \quad (1.8)$$

ამპლიტუდების ნორმირებას თუ ავარჩევთ ისეთნაირად, რომ $np \rightarrow pn$ პროცესის დიფერენციალურ კვეთას ქონდეს შემდეგი სახე

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{np \rightarrow pn} = |\alpha(q)|^2 + |\beta(q)|^2 + 2|\gamma(q)|^2 + |\delta(q)|^2 + |\varepsilon(q)|^2, \quad (1.9)$$

მაშინ ამ ამპლიტუდებსა და $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის დამზერად სიდიდეებს შორის კავშირები შემდეგნაირად გამოისახება [6, 7]:

$$\begin{aligned}
 \frac{d^4\sigma}{dt d^3k} &= \frac{1}{3} I \left\{ S^-(k, \frac{1}{2}q) \right\}^2, \\
 I A_y^d &= 0, \\
 I A_y^p &= -2 \operatorname{Im}(\beta^* \gamma), \\
 I A_{xx} &= |\beta|^2 + |\gamma|^2 + |\varepsilon|^2 - 2|\delta|^2 R^2, \\
 I A_{yy} &= |\delta|^2 R^2 + |\varepsilon|^2 - 2|\beta|^2 - 2|\gamma|^2, \\
 I C_{y,y} &= -2 \operatorname{Re}(\varepsilon^* \delta) R, \\
 I C_{x,x} &= -2 \operatorname{Re}(\varepsilon^* \beta), \\
 C_{yy,y} &= -2 A_y^p,
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

სადაც ნუკლონის სპინის მობრუნების ინტენსივობა მოიცემა როგორც

$$I = |\beta|^2 + |\gamma|^2 + |\varepsilon|^2 + |\delta|^2 R^2. \tag{1.11}$$

ფუნქცია

$$R = S^+(k, \frac{1}{2}q) / S^-(k, \frac{1}{2}q) \tag{1.12}$$

წარმოადგენს S და D მდგომარეობების შესაბამისი ფორმფაქტორების შეფარდებას. წინ გაბნევის შემთხვევაში $R = 1$.

ზემოთ მოცემული $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის აღწერა სამართლიანია მხოლოდ დიპროტონის 1S_0 მდგომარეობისათვის. ექსპერიმენტულ მონაცემებთან შესაბამისობადად იმპულსურ მიახლოებაში გათვალისწინებულ იქნა უფრო მაღალი მდგომარეობებიც, რაც ზოგადად იწვევს პოლარიზაციული ეფექტის შემცირებას [6].

1.2 ტესტ-ექსპერიმენტი

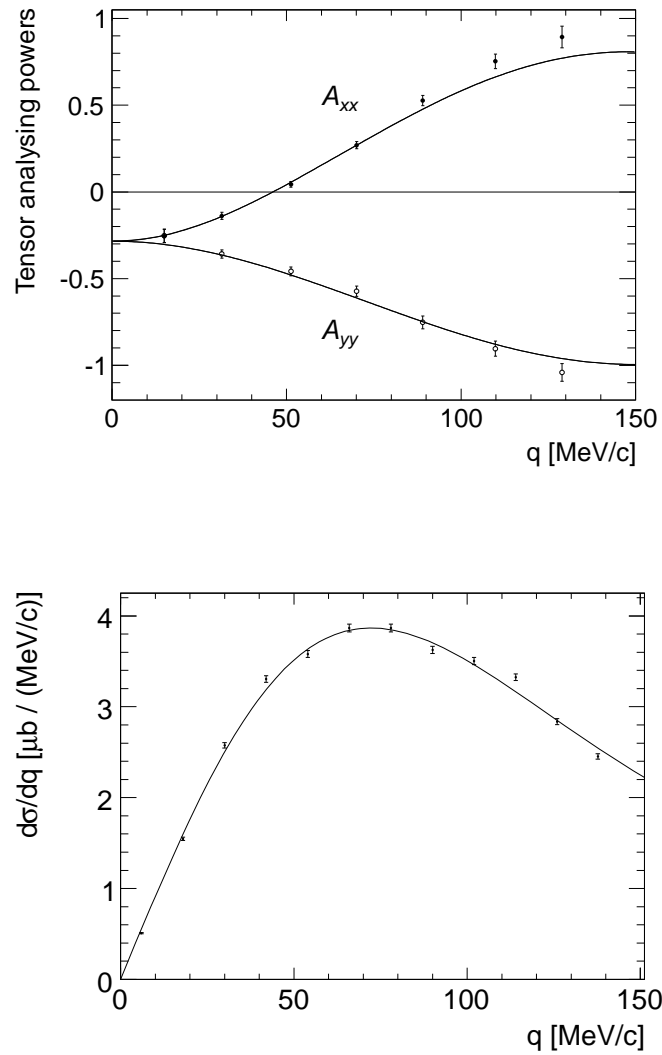
წინ გაბნევის დროს $\gamma(q)$ ამპლიტუდა ნულს უტოლდება. აქედან გამომდინარე, ANKE ექსპერიმენტის პირობებში $|\gamma(q)|^2$ -ის წვლილი დიფერენციალურ კვეთაში და A_{xx} , A_{yy} ტენზორულ ანალიზირების უნარებში ძალზედ მცირეა. ამ სიდიდეების გაზომვით შესაძლებელია $|\beta(q)|^2$, $|\varepsilon(q)|^2$ და $|\delta(q)|^2$ მნიშვნელობების განსაზღვრა

მოცემული q გადაცემული იმპულსისათვის. (1.10)-ის თანახმად ორი სპინური კორელაციის კოეფიციენტი $C_{x,x}$ და $C_{y,y}$, რომელთა გაზომვის საშუალებასაც ANKE იძლევა, შესაძლებელია ამპლიტუდებს შორის ფაზის განსაზღვრა. პროტონის ანალიზირების უნარი A_y^p ძირითადად ინფორმაციას გვაძლევს სპინ-ორბიტალურ $\gamma(q)$ ამპლიტუდაზე.

ANKE ექსპერიმენტზე ხორციელდება სპინის ფიზიკის პროგრამა, რომელიც მიზნად ისახავს $\vec{d}p \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთის, ტენზორული ანალიზირების უნარებისა და სპინური კორელაციის კოეფიციენტების გაზომვას სხვადასხვა ენერჯიებზე, რათა დადგინდეს np გადამუხტვის რეაქციის ამპლიტუდის სპინური სტრუქტურა.

აღნიშნული პროგრამით გათვალისწინებული პირველი ექსპერიმენტი ANKE სპექტრომეტრზე ჩატარდა პოლარიზებული დეიტრონების ნაკადით $T_d = 1170$ მეგ ენერჯიაზე (585 მეგ ერთ ნუკლონზე). ამ ექსპერიმენტის ძირითადი მიზანი იყო np გადამუხტვის პროცესის შესწავლის მეთოდის შემოწმება. ექსპერიმენტის მთავარი შედეგები ნაჩვენებია სურათზე 1.2 [8], სადაც ასევე ნაჩვენებია იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებებიც [6], რომლებიც ეფუძვნება SAID პროგრამის მონაცემებს np ამპლიტუდების შესახებ [9].

მიღებული ექსპერიმენტული შედეგებისა და იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებების შესანიშნავმა თანხმობამ განაპირობა ამ ექსპერიმენტის წარმატება და საშუალება მოგვცა კვლევები გაგვეგრძელებინა უფრო მაღალ ენერჯიებზე, სადაც მწირი ექსპერიმენტული ინფორმაციაა np გაბნევის ამპლიტუდებზე, რაც შესაბამისად, დიდი მნიშვნელობას ანიჭებს ასეთ კვლევებს.



სურ 1.2: $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის ტენზორული ანალიზირების უნარები (ზედა) და არაპოლარიზებული დიფერენციალური კვეთა (ქვედა) $E_{pp} < 3$ მევ აგზნების ენერგიების ინტერვალში [10, 8]. წირები წარმოადგენს იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებებს [6].

თავი 2

ექსპერიმენტი

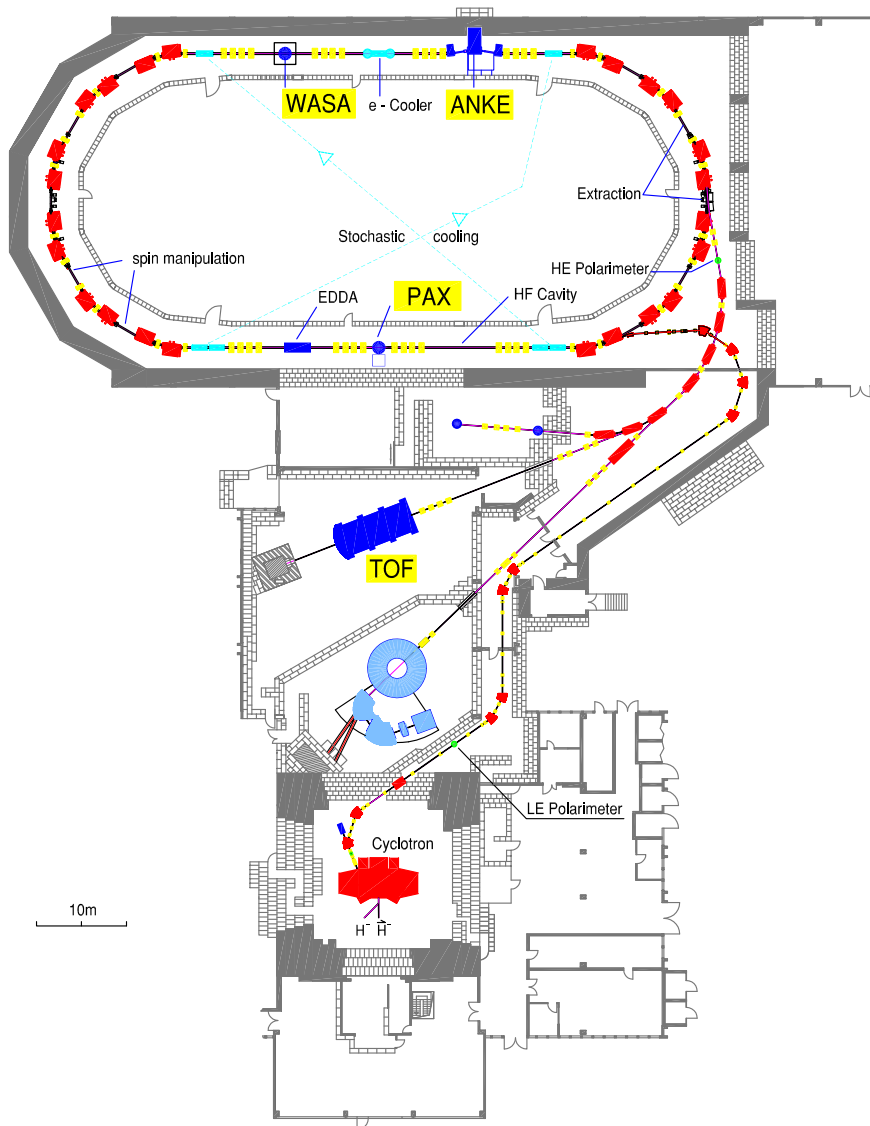
ნაშრომში წარმოდგენილი ექსპერიმენტები ჩატარდა საერთაშორისო თანამშრომლობის ფარგლებში, გერმანიის ქ. იულიხის კვლევათა ცენტრის COSY (COoler SYnchrotron) ამაჩქარებელზე [11], ANKE მაგნიტური სპექტრომეტრის [12] გამოყენებით. ამ თავში აღწერილია ANKE/COSY ექსპერიმენტული ბაზა და ჩატარებული ექსპერიმენტები.

2.1 ANKE/COSY ექსპერიმენტული ბაზა

COSY წარმოადგენს ამაჩქარებელ და დამაგროვებელ რგოლს გარშემოწერილობით 184 მ, რომელიც სქემატურად გამოსახულია სურათზე 2.1. მას შეუძლია პროტონებისა და დეიტრონების 3.7 გევ/ც-მდე აჩქარება. კინეტიკური ენერგიების არე დეიტრონებისათვის შეადგენს 23 მევ – 2.27 გევ, ხოლო პროტონებისათვის 45 მევ – 2.83 გევ.

COSY ამაჩქარებელზე გამოიყენება ორი ტიპის იონური წყარო პოლარიზებული და არაპოლარიზებული ნაკადებისათვის. უარყოფითი იონების წინასწარი აჩქარება ხდება 295 მევ/ც-მდე ციკლოტრონ JULIC-ში, საიდანაც იონები ნახშირის თხელ ფენაში გავლისას კარგავენ ელექტრონებს და ხვდებიან COSY-ის რგოლში, სადაც აჩქარდებიან საბოლოო ენერგიამდე.

ნაკადის ფაზური მოცულობის შესამცირებლად ორი სხვადასხვა გაციების სისტემა, ელექტრონული და სტოქასტიკური, გამოიყენება COSY ამაჩქარებელზე. ელექტრონული გაციება [13, 14] წარმატებით გამოიყენება დაბალ ენერგიებზე 600 მევ/ც იმპულსამდე. ხოლო სტოქასტიკური 1.5 გევ/ც – 3.3 გევ/ც

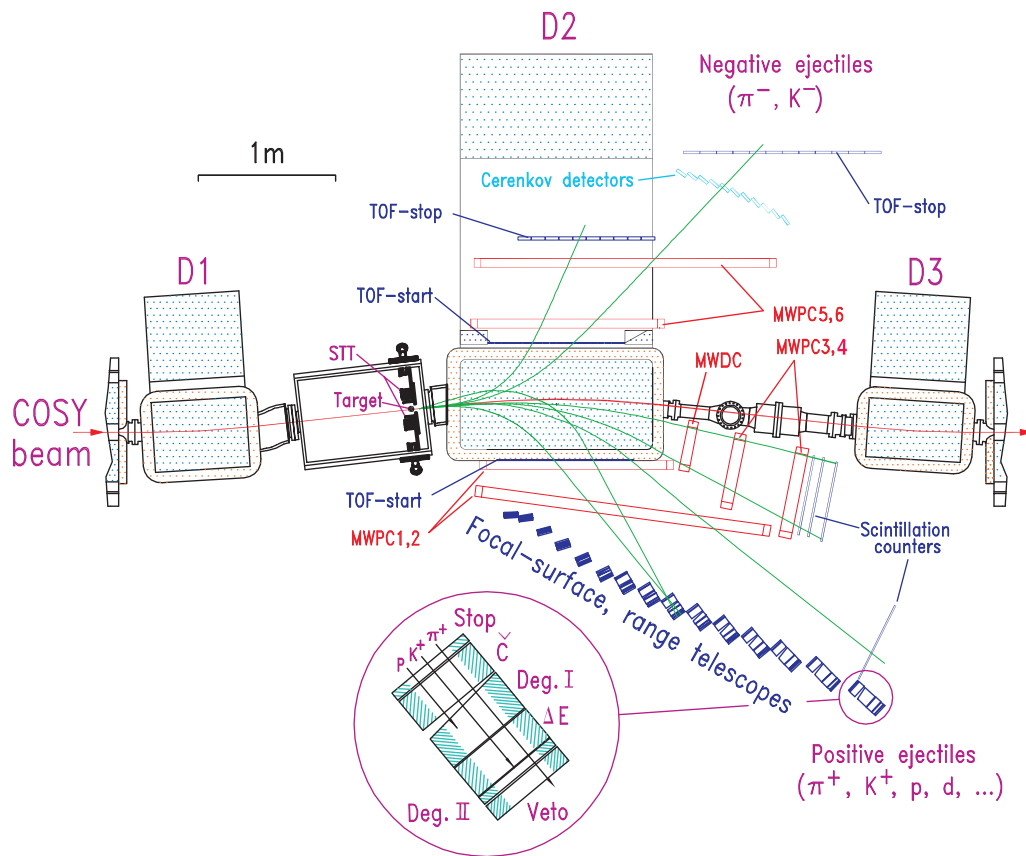


სურ 2.1: COoler SYnchrotron (COSY).

არეში. შედეგად მიიღება ნაკადი საკმაოდ კარგი იმპულსური გარჩევის უნარით $\Delta p/p = 10^{-3} - 10^{-5}$. ამაჩქარებელზე შესაძლებელია 6×10^{10} -მდე პროტონისა და დეიტრონის დაგროვება (თეორიული ზღვარი შეადგენს $\approx 2 \times 10^{11}$ ნაწილაკს). ნაკადი ცირკულირებს 1 მგჰც რიგის სიხშირით, რის შედეგადაც ნაკადის ინტენსივობა აღწევს 10^{17} წმ⁻¹-ს.

ANKE სპექტრომეტრი [12] (Apparatus for Studies of Nucleon and Kaon Ejectiles) განთავსებულია COSY ამაჩქარებლის ერთ-ერთ სწორხაზოვან უბანზე (იხ. სურ. 2.1). მისი დაპროექტება და აწყობა მოხდა 1994-1997 წლებში, ხოლო მისი პირველი გამოცდა მოხდა 1998 წელს. ANKE სპექტრომეტრი (იხ.

სურ. 2.2) შედგება მაგნიტების სისტემისა (D1, D2, D3) და სხვადასხვა ტიპის დეტექტორებისაგან.



სურ 2.2: ANKE მაგნიტური სპექტრომეტრი.

D2 დიპოლური მაგნიტის დანიშნულებაა გაბნეული ნაწილაკების გადახრა ნაკადის ორბიტიდან შემდგომი ანალიზისათვის. მისი მაგნიტური ველის მაქსიმალური ინდუქცია შეადგენს 1.57 ტესლას. დამხმარე D1 მაგნიტი ნაკადს გადახრის საწყისი ორბიტიდან, ხოლო D3 მაგნიტი აბრუნებს მას საწყის ორბიტაზე.

ANKE სპექტრომეტრის დეტექტირების სისტემა შედგება შემდეგი ძირითადი ნაწილებისაგან:

- წინა მხარის დეტექტორი (FD), რომლის დანიშნულებაა ნაკადის ორბიტასთან ახლოს დიდი იმპულსის მქონე ნაწილაკების დეტექტირება.
- დადებითი დეტექტორი (PD), რომლის დანიშნულებაა შედარებით დიდ კუთხეებზე გაბნეული დადებითად დამუხტული ნაწილაკების დეტექტირება.

- უარყოფითი დეტექტორი (ND) - გამოიყენება უარყოფითად დამუხტული ნაწილაკების დეტექტირებისათვის.
- სპექტატორულ-ტრეკული ტელესკოპები (STTs), რომლებიც წარმოადგენენ სილიკონის სტრიპულ დეტექტორებს. მათი დახმარებით შესაძლებელია დიდ კუთხეებზე გაბნეული მცირე ენერგიის ნაწილაკების დეტექტირება.

ყველა ზამოთ ჩამოთვლილ დეტექტორთა სისტემაში (გარდა STT-სი) ტრეკების აღსადგენად გამოიყენება მრავალ მავთულიანი პროპორციული კამერები (MW-PC), ხოლო დროითი ინფორმაციის მოსაპოვებლად, და ასევე ექსპერიმენტის ტრიგერის სიგნალის ფორმირებისათვის - სცინტილაციური მთვლელები. იმპულსური გარჩევისუნარიანობის ასამაღლებლად წინა მხარის დეტექტორში დამატებით გამოყენებულია დრეიფული კამერაც.

ANKE სპექტრომეტრზე ორი ტიპის სამიზნე გამოიყენება. კლასტერულ-ჭავლური სამიზნე [15] უზრუნველყოფს არაპოლარიზებულ, მაგრამ მაღალი სიმკვრივის დეიტერიუმისა და წყალბადის ნაკადებს. ატომური ნაკადის წყარო (ABS) [16] კი იძლევა როგორც პოლარიზებულ, ისე არაპოლარიზებულ დეიტერიუმისა და წყალბადის გაზურ ჭავლებს, თუმცა მათი სიმკვრივე ბევრად ნაკლებია კლასტერული ჭავლის სიმკვრივეზე. სიმკვრივის ნაწილობრივი კომპენსირება ხდება დამაგროვებელი საკნის გამოყენებით, რომელშიც ჩაედინება პოლარიზებული ატომური ნაკადი. ექსპერიმენტის ძირითადი მიზანი განსაზღვრავს თუ რომელი ტიპის სამიზნის გამოყენებაა საჭირო.

ANKE სპექტრომეტრზე კლასტერულ-ჭავლური სამიზნის გამოყენებით მიღებული სიმკვრივე შეადგენს $2 - 5 \times 10^{14}$ ატომი/სმ², ABS-ით კი მაქსიმუმ 10^{13} ატომი/სმ² [17].

2.2 პოლარიზებული ექსპერიმენტები

დისერტაციაში წარმოდგენილი ექსპერიმენტები ჩატარდა სამ ეტაპად. თავდაპირველად, $\vec{d}p \rightarrow \{pp\}_n$ რეაქციის შესწავლა მოხდა პოლარიზებული დეიტრონების ნაკადისა და არაპოლარიზებული წყალბადის კლასტერული სამიზნის [15] გამოყენებით. 2005 წელს ექსპერიმენტი ჩატარდა დეიტრონების ნაკადის გამოყენებით, კინეტიკური ენერგიებით $T_d = 1.2, 1.6$ და 1.8 გეგ. მომდევნო წელს კი

ნაკადის მაქსიმალური ენერგია გაიზარდა 2.27 გეგ-მდე, ხოლო 1.2 გეგ ენერგიაზე ექსპერიმენტი გამეორდა პოლარიმეტრის მიზნით. სპინური კორელაციის პარამეტრების შესასწავლად კი 2009 წელს ჩატარდა ორმაგპოლარიზებული ექსპერიმენტი [18] (პოლარიზებული ნაკადი, პოლარიზებული სამიზნე) $T_d = 1.2$ და 2.27 გეგ ენერგიაზე, რომელშიც გამოყენებული იყო პოლარიზებული წყალბადის სამიზნე [19, 16].

აღნიშნულ ექსპერიმენტებში ნაკადი მომზადდა შემდეგნაირად: თავდაპირველად ნაკადის ფორმირება ხდებოდა 1.2 გეგ ენერგიაზე, ხოლო შემდეგ, დამატებითი ინჟექციის გარეშე, აჩქარდებოდა ერთ-ერთ მაღალ ენერგიაზე. ასეთი მეთოდი საშუალებას იძლევა ნაკადის პოლარიმეტრია განხორციელდეს 1.2 გეგ ენერგიაზე, სადაც სხვადასხვა რეაქციების ანალიზირების უნარები საკმაოდ კარგადაა ცნობილი, და მიღებული შედეგები გამოყენებულ იქნას მაღალ ენერგიაზეც. დეიტრონების ნაკადის პოლარიზაცია უცვლელი რჩება მისი აჩქარებისას, რადგან COSY-ის ენერგიაზე ინტერვალში არ გვხვდება დეპოლარიზაციის რეზონანსები დეიტრონებისათვის.

COSY ამჩქარებლის პოლარიზებული იონური წყარო მომზადებული იყო სხვადასხვა პოლარიზებული მოდების ფორმირებისათვის, რომელთა მნიშვნელობებიც მოცემულია ცხრილში 2.1.

2009 წლის ექსპერიმენტში ABS-ის გამოყენებამ, სამიზნის სიმკვრივის გაზრდის მიზნით, საჭირო გახდა დამაგროვებელი საკნის გამოყენებაც. საკანი ზომებით $20 \times 15 \times 370$ მმ³ მომზადდა ალუმინის ფოლგისაგან, რომლის შიდა ზედაპირი დაიფარა ტეფლონის ფენით. ექსპერიმენტში საკნის გამოყენებამ მნიშვნელოვნად გაართულა ნაკადის მომზადება ისეთნაირად, რომ დეიტრონების საკნის კედლებთან ურთიერთქმედება მინიმუმამდე შემცირებულიყო. ამის გამო ნაკადის მომზადება მოხდა მიმდევრობითი ინჟექციებით და პარალელურად ნაკადის ელექტრონული გაციებით. მიუხედავად ამისა, ვერ მოხერხდა ამ ტიპის ურთიერთქმედებების მთლიანად თავიდან აცილება, რამაც გამოიწვია გარკვეული ფონი ექსპერიმენტულ მონაცემებში. იმისათვის, რომ შესაძლებელი ყოფილიყო ამ ფონისაგან გათავისუფლება მონაცემთა ანალიზის ეტაპზე, მოხდა მონაცემების ჩაწერა გამორთული ABS-ის, ხოლო შემთხვევათა რიცხვის გასაზრდელად და საჭირო დროის შესამცირებლად დამაგროვებელი საკანი შეივსო აზოტით [19]. ამ ინფორმაციის გამოყენებით მოხდა ფონის გაანალიზება და საბოლოო შედეგებში მისი გათვალისწინება.

2005 წლის ექსპერიმენტში ნათება აღწევდა $\approx 10^{31}$ cm⁻² s⁻¹-ს, რაც მნიშვნელოვნად მეტია მომდევნო წლის ექსპერიმენტთან შედარებით. 2009 წელს

ექსპერიმენტი	მოდა	I_0	P_z	P_{zz}
არაპოლარიზებული სამიზნე	1	1	0	0
	2	1	$+\frac{1}{3}$	+1
	3	1	$-\frac{2}{3}$	0
	4	1	$+\frac{1}{3}$	-1
	5	1	$-\frac{1}{3}$	+1
	6	$\frac{2}{3}$	0	+1
	7	$\frac{2}{3}$	0	-2
	8	$\frac{2}{3}$	-1	+1
	9	$\frac{2}{3}$	+1	+1
პოლარიზებული სამიზნე	1	1	0	0
	3	1	$-\frac{2}{3}$	0
	8	$\frac{2}{3}$	-1	+1

ცხრილი 2.1: პოლარიზებული იონური წყაროს პოლარიზაციული კონფიგურაციები სხვადასხვა მოდებისთვის. P_z და P_{zz} აღნიშნავენ ნაკადის ვექტორულ და ტენზორულ პოლარიზაციებს, ხოლო I_0 ნაკადის ფარდობით ინტენსივობას.

კი, პოლარიზებული სამიზნის გამოყენების გამო, კიდევ უფრო ნაკლები ნათება დაფიქსირდა.

თავი 3

დიფერენციალური კვითა

ამ თავში აღწერილია $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის დიფერენციალური კვითის განსაზღვრა $T_d = 1.2, 1.6, 1.8$ და 2.27 გევ ენერგიებზე. დიფერენციალური კვითის აბსოლუტური მნიშვნელობების მისაღებად საჭიროა ექსპერიმენტული შემთხვევათა რიცხვის ნათებაზე დანორმირება. ამისათვის კი გამოვიყენეთ $dp \rightarrow p_{sp} d\pi^0$ (კვაზი თავისუფალი $np \rightarrow d\pi^0$) რეაქცია. თითოეულ ენერგიაზე ANKE სპექტრომეტრის გეომეტრიული აქსეპტანსის შეფასება ორივე რეაქციისათვის მოხდა მონტე კარლო მოდელირების გამოყენებით.

3.1 ზოგადი პრინციპი

მოცემული პროცესის კვითა σ შეიძლება წარმოდგენილ იქნას ამ პროცესის ექსპერიმენტული შემთხვევათა რიცხვით დროის ერთეულში R და ნათებით L , როგორც:

$$\sigma = \frac{R}{L}. \quad (3.1)$$

ექსპერიმენტის ნათება, რომელიც წარმოადგენს ნაკადის ინტენსივობისა და სამიზნის სიმკვრივის ნამრავლს, შეიძლება გაიზომოს სხვადასხვა ხერხით. ჩვენს შემთხვევაში მისი შეფასება მოხდა ცნობილი კვითის მქონე დამატებითი პროცესის გამოყენებით.

ექსპერიმენტზე დამზერილი შემთხვევათა რიცხვი პროცესის დიფერენციალური კვითისა და ექსპერიმენტის ნათების გარდა დამოკიდებულია სხვა დამატებით ფაქტორებზეც, როგორცაა:

1. ტრეკების აღდგენის ეფექტურობა.

2. მონაცემთა შეგროვების სისტემის (DAQ) მკვდარი დრო.

3. დეტექტორის გეომეტრიული აქსეპტანსი.

მოცემული პროცესის შემთხვევათა სრული რიცხვის აღსადგენად საჭიროა შემთხვევათა დამზერილი რიცხვის ამ ფაქტორებზე შესწორება.

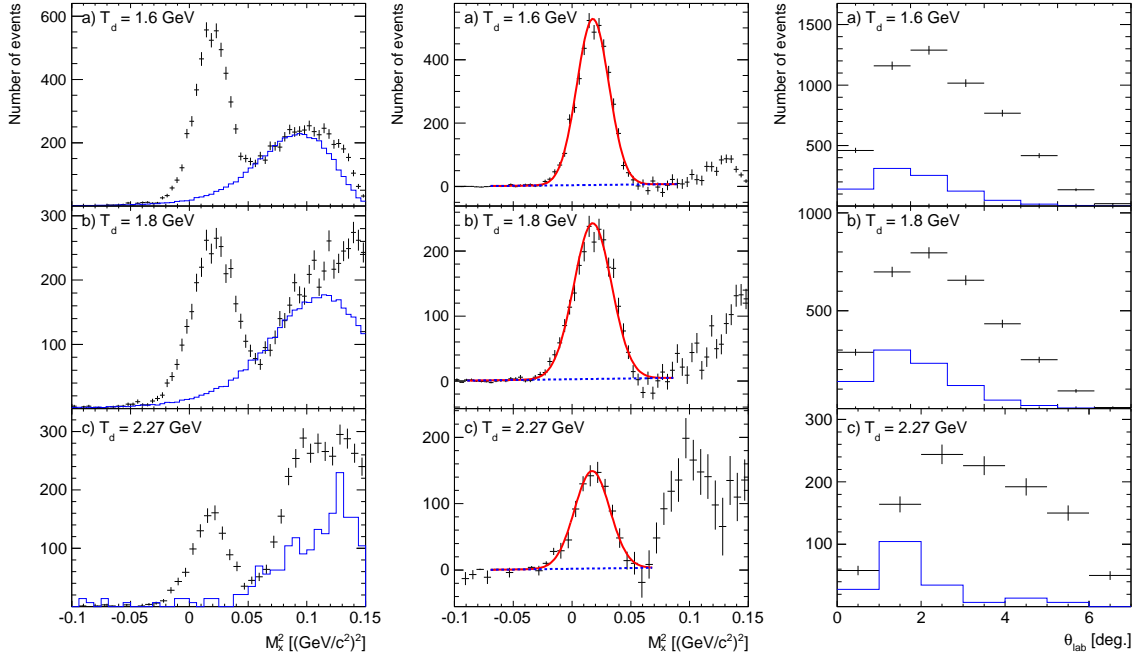
3.2 ექსპერიმენტის ნათების განსაზღვრა

აქ წარმოდგენილ ექსპერიმენტებში ნათების შეფასება მოხდა $dp \rightarrow p_{sp}d\pi^0$ რეაქციის დახმარებით. ამ პროცესის იდენტიფიცირება ANKE სპექტრომეტრის წინა მხარის დეტექტორში ხდება ორი დამუხტული ნაწილაკის დამზერით, რომელთაგან ერთი მნიშვნელოვნად ნელია მეორეზე. dp წყვილების ამოცნობის შემდეგ, ნაკლული მასის განაწილების საფუძველზე ხდება რეაქციის საბოლოოდ გამოყოფა [10].

შუალედურ ენერგიებზე ნუკლონის დეიტრონთან დაჯახების პროცესში დომინირებს ურთიერთქმედება დეიტრონის მხოლოდ ერთ რომელიმე ნუკლონთან, მეორე ნუკლონი კი წარმოადგენს სპექტატორს და არ მონაწილეობს ურთიერთქმედებაში. აქედან გამომდინარე, $dp \rightarrow p_{sp}d\pi^0$ რეაქცია, როდესაც დამზერილი პროტონი წარმოადგენს სპექტატორს (p_{sp}), შეიძლება განხილულ იქნას, როგორც კვაზი თავისუფალი $np \rightarrow d\pi^0$ პროცესი. იზოპინური ინვარიანტობის თანახმად, $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთა ორჯერ უფრო მცირეა $pp \rightarrow d\pi^+$ რეაქციის კვეთაზე, რომელიც საკმაოდ კარგად არის გაზომილი უამრავ სხვადასხვა ექსპერიმენტზე [20]. ნორმირებისათვის ამ რეაქციის გამოყენებას ის დამატებითი უპირატესობა გააჩნია, რომ დეიტრონზე გაბნევისას დაჩრდილვის ეფექტის (როდესაც ერთ-ერთი ნუკლონი მეორის უკან იმყოფება) ტიპური მნიშვნელობა 5% ერთნაირია ორივე, $dp \rightarrow \{pp\}X$ და $dp \rightarrow p_{sp}d\pi^0$ რეაქციისათვის.

ნაკლული მასის განაწილება, რომელიც ნაჩვენებია სურათზე 3.1 (მარცხენა პანელი), ნათლად მეტყველებს პიკის ქვემოთ გარკვეული ფონის არსებობაზე. ამ ფონს ქმნიან სწრაფი დამუხტული ნაწილაკები, ძირითადად პროტონები, რომლებიც წარმოიშვებიან ნაკადისა და სამიზნის არაერთიდაიგივე ურთიერთქმედების წერტილებიდან (რომლებიც დროში წანაცვლებულია) და ანალიზის დროს შემთხვევით ხდება მათი ჩათვლა dp წყვილად. ამ ფონის წვლილი სწრაფად

იზრდება ენერჯის ზრდასთან ერთად $np \rightarrow d\pi^0$ პროცესის დიფერენციალური კვეთის შემცირების გამო. ასე მაგალითად, მოცემულ ექსპერიმენტებში მისი წვლილი იცვლებოდა 18%-დან 30%-მდე $T_d \geq 1.6$ გევ ენერჯიებისათვის მაშინ, როდესაც 1.2 გევ-ზე შეადგენდა 3%-ზე ნაკლებს.



სურ 3.1: ნაკლული მასის განაწილება dp შემთხვევებისათვის სამ სხვადასხვა ენერჯი-აზე ფონის გამოკლებამდე (მარჯვენა) და გამოკლების შემდეგ (შუა). ფონის განაწილება ნაჩვენებია მთლიანი ჰისტოგრამით. მარჯვენა პანელზე წარმოდგენილია ფონის კუთხური განაწილება.

აღნიშნული ფონის წარმომავლობიდან გამომდინარე, დროითი შუალედი ორ დამუხტულ ნაწილაკს შორის შესაძლოა ბევრად აღემატებოდეს ნამდვილი dp წყვილის შემთხვევაში დროის შესაძლო შუალედს. ამაზე დაყრდნობით, ფონის თვისებების შესწავლა მოხდა ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით დროების ისეთი შუალედებისათვის, რომლებსთვისაც არ იყო მოსალოდნელი ნამდვილი ორტრეკიანი თანხვედრები. როგორც სურათიდან 3.1 ჩანს (მარჯვენა პანელი), ფონი საკმაოდ ძლიერადაა დამოკიდებული გაბნევის კუთხეზე და ამიტომ, საჭირო გახდა არა მხოლოდ მისი წვლილის შეფასება, არამედ კუთხეზე დამოკიდებულების გათვალისწინებაც. ექსპერიმენტული მონაცემებიდან ფონის მოშორების პროცედურის შესამოწმებლად მოხდა ფონგამოკლებული ნაკლული მასის ფიტირება ფუნქციით, რომელიც წარმოადგენდა გაუსისა და პოლინომის

ჯამს, როგორც ნახვენებია სურათის 3.1 შუა პანელზე. ფიტირებამ აჩვენა 1%-ზე მცირე ნარჩენი ფონის წვლილი განაწილებაში, რომლის (როგორც შეცდომის) გათვალისწინებაც მოხდა საბოლოო შედეგში.

სხვადასხვა რეაქციებისათვის ANKE სპექტრომეტრის წინა მხარის დეტექტორის აქსეპტანსის გასაზომად განხორციელდა სრული მოდელირება ცერნის პროგრამული პაკეტის GEANT [21] გამოყენებით. $np \rightarrow d\pi^0$ პროცესში დამცემი ნეიტრონის ენერგია არ არის ფიქსირებული, რაც გამოწვეულია დეიტრონში ნუკლონების ფერმი მოძრაობით. ამიტომ, მოდელირებაში გამოყენებულ იქნა $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციის კვეთა, როგორც ენერგიისა (T_n) და პოლარული კუთხის (ϑ) ფუნქცია.

იმისათვის, რომ მიგველო ექსპერიმენტული მონაცემების ზუსტი აღწერა, მოდელირებისას წინა მხარის დეტექტორის მრავალმავთულიანი პროპორციული კამერებიდან ექსპერიმენტულად მიღებული ჰიტების განაწილების, ელექტრონიკის ხმაურისა და შემთხვევითი თანხვედრებით გამოწვეული ჰიტების გათვალისწინებაც მოხდა [22]. მოდელირებული შემთხვევები ექსპერიმენტის მიმდინარეობისას ჩაწერილი შემთხვევების მსგავსად დამუშავდა. კერძოდ, იგივე პროგრამით მოხდა ტრეკების აღდგენა და მათი შემდგომი ანალიზი. შედეგად მივიღეთ ექსპერიმენტთან ძალიან მიახლოებული პირობები.

ექსპერიმენტის ნათების დასადგენად გამოვიყენეთ შემდეგი გამოსახულება:

$$L = \frac{R}{\sigma} = \frac{R_{\text{exp}} (N_{\text{tot}}/N_{\text{acc}})}{\iint \frac{d\sigma}{d\vartheta}(\vartheta, T_n) d\vartheta dT_n}, \quad (3.2)$$

სადაც R_{exp} კვაზი თავისუფალი $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციის ექსპერიმენტულად დამზერილი შემთხვევათა რიცხვია დროის ერთეულში, რომელიც შესწორებულია DAQ-ის მკვდარი დროის ეფექტზე. N_{acc} წარმოადგენს იმ მოდელირებული შემთხვევების რიცხვს, რომლებიც აკმაყოფილებენ მონაცემთა ანალიზში გამოყენებულ ყველა კრიტერიუმს, ხოლო N_{tot} მოდელირებული შემთხვევების სრული რიცხვია.

წინა მხარის დეტექტორის აქსეპტანსი სწრაფად იცვლება პოლარული კუთხის ცვლილებისას. იმისათვის, რომ მაქსიმალურად შეგვემცირებინა სისტემატური შეცდომები, მთელი კუთხური ინტერვალი დაიყო მცირე ინტერვალებად (ბინებად) და ნათების განსაზღვრა მოხდა თითოეულ ბინში დამოუკიდებლად. აღმოჩნდა, რომ აქსეპტანსის კიდებთან (მაქსიმალური კუთხეები) შედეგები სისტემატურად განსხვავდებოდა საშუალო და მცირე კუთხეებზე მიღებული შედეგებისაგან და არ იყო საიმედო. ამიტომ, მოხდა ამ კუთხური ინტერვალების ამოგდება და დარჩენილ ინტერვალებში მიღებული შედეგები გასაშუალოვდა ნათების

საბოლოო მნიშვნელობის მისაღებად.

საშუალო ნათების შედეგები, რომელთა განსაზღვრაც მოხდა $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციით, მოყვანილია ცხრილში 3.1. ცდომილებები შეიცავენ სტატისტიკურ ფლუქტუაციებს და ასევე ფონის გამოკლებით გამოწვეულ ცდომილებებს. ცდომილებები, რომლებიც გამოწვეულია SAID მონაცემებით [20], ცალკეა მოყვანილი.

T_d [გეე]	საშუალო ნათება [$\text{სმ}^{-2} \text{წმ}^{-1}$]	გაზომვის ცდომილება [%]	SAID-ის ცდომილება [%]
1.2	1.76×10^{30}	1.1	2.2
1.6	1.84×10^{31}	2.0	5.1
1.8	1.61×10^{31}	2.8	4.4
2.27	1.18×10^{30}	5.0	3.8

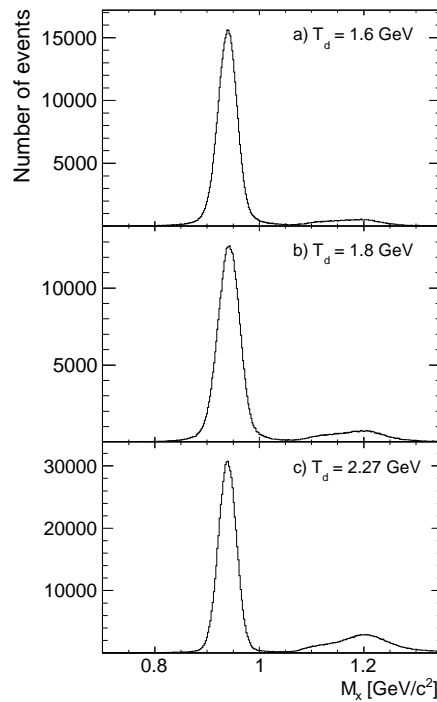
ცხრილი 3.1: კლასტერულ-ჭავჭავური სამიზნით ჩატარებული ექსპერიმენტების საშუალო ნათებები. ცალკე მოყვანილია SAID მონაცემთა ბაზიდან აღებული $pp \rightarrow d\pi^+$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთის ცდომილებები.

3.3 $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთის განსაზღვრა

ექსპერიმენტული მონაცემების დამუშავებისას $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის გამოყოფა მოხდა წინა მხარის დეტექტორში ორი სწრაფი პროტონის დაფიქსირებით, შემდეგ მცირე ფარდობითი იმპულსის შემთხვევების ამორჩევით და ბოლოს, ნაკლული მასის განაწილების, რომელიც ნაჩვენებია სურათზე 3.2, $\pm 3\sigma$ ინტერვალზე ჩამოჭრით. ნაკლული მასების განაწილებებზე ნეიტრონის შესაბამისი პიკის გარდა ასევე ჩანს შემთხვევები $M_X > 1080$ მეგ/ც² ინტერვალშიც. ასეთი შემთხვევები შეესაბამება პიონების დაბადებით მიმდინარე პროცესებს, რომლებიც განხილულია მე-6 თავში.

მიუხედავად იმისა, რომ ნაკლული მასების განაწილებებზე ფაქტიურად არ დაიმზირება ფონის არსებობა, შემთხვევითი თანხვედრებით გამოწვეული ფონი

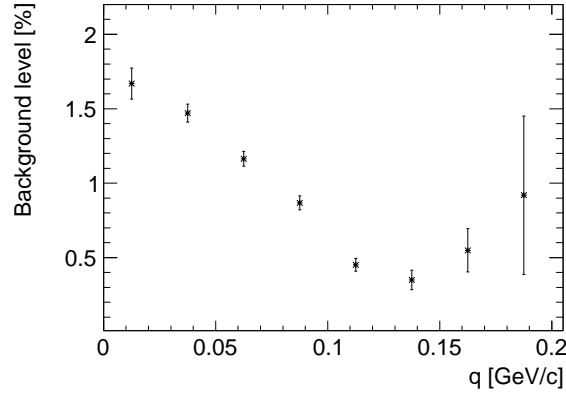
(იგივე, რაც $dp \rightarrow p_{sp}d\pi^0$ რეაქციაში) ამ რეაქციისათვისაც აქტუალურია. 2006 წლის ექსპერიმენტში ასეთი ფონის უგულებელყოფა შესაძლებელი იყო მისი სიმცირის გამო, მაგრამ 2005 წლის ექსპერიმენტში, გაცილებით მაღალი ნათების გამო აღნიშნული ფონი მკვეთრად იყო გაზრდილი და საჭიროებდა მის მიერ გამოწვეული ეფექტის შესწავლას.



სურ 3.2: ნაკლული მასის (M_X) განაწილება $dp \rightarrow \{pp\}_s X$ რეაქციისათვის ნაკადის სამ სხვადასხვა ენერგიაზე.

შემთხვევითი თანხვედრებით გამოწვეული ფონის შესწავლა $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციისათვის მოხდა პროტონებს შორის დროითი ინტერვალის განაწილებების ანალიზით ყველა ენერგიაზე. ფონის ფარდობითი წილი სხვადასხვა გადაცემული იმპულსებისათვის $T_d = 1.8$ გევ ენერგიაზე ნაჩვენებია სურათზე 3.3 (დანარჩენ ენერგიაზე მისი წილი შედარებით მცირეა). ამ დამოკიდებულების გათვალისწინებით მოხდა ფონის გამოკლება დიფერენციალური კვეთის საბოლოო შედეგებიდან ყველა ენერგიაზე.

სპექტრომეტრის წინა მხარის დეტექტორის აქსეპტანსის გამოთვლა $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციისათვის, მსგავსად $dp \rightarrow p_{sp}d\pi^0$ რეაქციისა, მონტე კარლო მოდელირების გამოყენებით მოხდა. პროცესის კინემატიკის სრულად აღსაწერად საჭიროა ხუთი ცვლადი, მაგრამ ამათგან განსაკუთრებით დიდი მნიშვნელობა



სურ 3.3: შემთხვევითი თანხვედრებით გამოწვეული ფონი $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციისათვის გადაცემული იმპულსის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის $T_d = 1.8$ გევ ენერგიაზე.

ენიჭება ორს - გადაცემულ იმპულსსა და დიპროტონის ალგზნების ენერგიას. შესაბამისად, აქსეპტანსიც გაიზომა როგორც ამ ორი ცვლადის ფუნქცია.

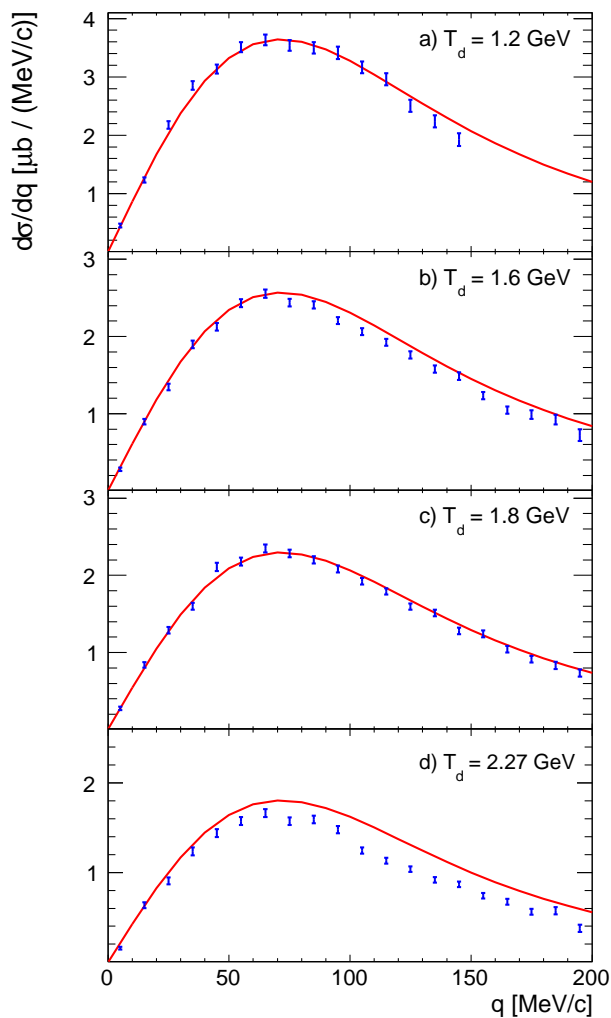
ექსპერიმენტის ნათების მნიშვნელობის გამოყენებით $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის ორგანზომილებიანი დიფერენციალური კვეთის განსაზღვრა მოხდა (3.1)-ზე დაყრდნობით:

$$\frac{d^2\sigma(q, E_{pp})}{dq dE_{pp}} = \frac{1}{L_{\text{int}}} \frac{N_{\text{exp}}(q, E_{pp}) N_{\text{tot}}(q, E_{pp})}{N_{\text{acc}}(q, E_{pp}) \Delta q \Delta E_{pp}}, \quad (3.3)$$

სადაც $N_{\text{exp}}(q, E_{pp})$ რეაქციის ექსპერიმენტზე დამზერილი შემთხვევების სრული (აღდგენილი) რიცხვია და წარმოადგენს q გადაცემული იმპულსისა და E_{pp} დიპროტონის ალგზნების ენეგის ფუნქციას. $N_{\text{tot}}(q, E_{pp})$ და $N_{\text{acc}}(q, E_{pp})$ სრული და სასარგებლო მოდელირებული შემთხვევათა რიცხვებია, Δq და ΔE_{pp} კი შესაბამება ძირითადი ცვლადების ბიჯის ზომებს.

ასეთნაირად მიღებული დიფერენციალური კვეთა შემდეგ აიჯამა დიპროტონის ალგზნების ენერგიით $E_{pp} < 3$ მევ ინტერვალზე, რათა მიგველო $d\sigma/dq$ დიფერენციალური კვეთა, რომელიც წარმოდგენილია სურათზე 3.4. სურათზე ნახვენები ცდომილებები შეიცავენ როგორც სტატისტიკურ ფლუქტუაციებს, ასევე ფონის გამოკლებით ინდუცირებულ შეცდომებსაც. გარდა ამისა, არსებობს კიდევ სისტემატური ცდომილებები, რომლებიც გამოწვეულია ექსპერიმენტის ნათების განსაზღვრით და მოცემულია ცხრილში 3.1. ამის გათვალისწინებით, ექსპერიმენტული შედეგებისა და იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებების [6] თანხვედრა $T_d = 1.2, 1.6$ და 1.8 გევ ენერგიებზე, ისევე როგორც ადრე მიღებული შედეგი 1.17 გევ ენერგიაზე [10], ძალზედ საგულისხმოა.

ამის საპირისპიროდ, დიფერენციალური კვეთა $T_d = 2.27$ გეგ ენერგიაზე საშუალოდ 15%-ით ნაკლებია შესაბამის წინასწარმეტყველებაზე, რომელიც მიღებულია დღეისათვის არსებული $np \rightarrow pn$ პარციალურ ტალღურ ანალიზზე [1] დაყრდნობით. მოგვიანებით ვნახავთ, რომ ამ ენერგიაზე $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის სპინურ დამზერად სიდიდეებშიც შეინიშნება მსგავსი გადახრები.



სურ 3.4: $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთა ნაკადის ოთხ სხვადასხვა ენერგიაზე $E_{pp} < 3$ მევ ინტერვალში. წირებით ნაჩვენებია SAID-ის $np \rightarrow pn$ პროცესის ამპლიტუდაზე დაყრდნობით მიღებული იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებები. ნაჩვენებია მხოლოდ სტატისტიკური ცდომილებები. სისტემატური ცდომილებები მოყვანილია ცხრილში 3.1.

თავი 4

პოლარიმეტრია ANKE

სკიმტრომეტრზე

პოლარიზებულ ექსპერიმენტებში უდიდესი მნიშვნელობა ენიჭება ნაკადისა და სამიზნის პოლარიზაციების ცოდნას, რადგან ამის გარეშე შეუძლებელია სხვადასხვა სპინური დამზერადი სიდიდეების გაზომვა. ნაშრომში განხილულ ექსპერიმენტებში, როგორც უკვე ნახსენები იყო მე-2 თავში, გამოყენებული იყო პოლარიზებული დეიტრონების ნაკადი რვა სხვადასხვა კონფიგურაციით (პოლარიზებული მოდები). თითოეული მოდის ვექტორული და ტენზორული პოლარიზაციების იდეალური მნიშვნელობები წინასწარ ცნობილია, მაგრამ ექსპერიმენტის დროს პოლარიზაციის რეალური მნიშვნელობები ყოველთვის განსხვავდება (ნაკლებია) იდეალურისაგან და ამიტომ, საჭირო ხდება თითოეული მოდის პოლარიზაციის უშუალო გაზომვა. ამ თავში აღწერილია დეიტრონების ნაკადისა და წყალბადის სამიზნის პოლარიმეტრია.

4.1 პოლარიზებული დიფერენციალური კვეთა

პოლარიზაციული ეფექტების აღწერისას ამოცანის გამარტივების მიზნით ხშირად იყენებენ ე. წ. მედისონის კოორდინატა (x, y, z) სისტემას, რომლის z ღერძი მიმართულია დამცემი ნაწილაკის \vec{p}_{in} იმპულსის გასწვრივ, y ღერძის მიმართულება განისაზღვრება დამცემი და გაბნეული ნაწილაკების იმპულსების ვექტორული ნამრავლით $\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{out}$, ხოლო x ღერძი შეესაბამება მარჯვენა კოორდინატა სისტემით განსაზღვრულ მიმართულებას.

დეიტრონების პროტონებზე გაბნევისას, ან ზოგადად ერთის ტოლი სპინის მქონე ნაწილაკების დრეკადი გაბნევისას $\frac{1}{2}$ -ის ტოლი სპინის მქონე ნაწილაკებზე $d\sigma$ დიფერენციალური კვეთის პოლარიზაციაზე დამოკიდებულებას ($d\sigma_0$ არაპოლარიზებული დიფერენციალური კვეთის ერთეულებში) მედისონის სისტემაში აქვს შემდეგი სახე [23, 24]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\sigma_0} = 1 &+ Q_y A_y^p + \frac{3}{2} P_y A_y^d + \frac{2}{3} P_{xz} A_{xz} + \frac{1}{3} (P_{xx} A_{xx} + P_{yy} A_{yy} + P_{zz} A_{zz}) \\ &+ \frac{3}{2} (P_x Q_x C_{x,x} + P_x Q_z C_{x,z} + P_y Q_y C_{y,y} + P_z Q_x C_{z,x} + P_z Q_z C_{z,z}) \\ &+ \frac{1}{3} (P_{xx} Q_y C_{xx,y} + P_{yy} Q_y C_{yy,y} + P_{zz} Q_y C_{zz,y}) \\ &+ \frac{2}{3} (P_{xy} Q_x C_{xy,x} + P_{xy} Q_z C_{xy,z} + P_{xz} Q_y C_{xz,y} + P_{yz} Q_x C_{yz,x} + \\ &P_{yz} Q_z C_{yz,z}) , \end{aligned} \quad (4.1)$$

სადაც

- Q_i - პროტონების (სამიზნის) პოლარიზაციის ვექტორის მდგენელებია,
- P_i - დეიტრონების (ნაკადის) ვექტორული პოლარიზაციის მდგენელებია,
- P_{ik} - დეიტრონების (ნაკადის) ტენზორული პოლარიზაციის კომპონენტებია,
- A_y^p - პროტონის ანალიზირების უნარია,
- A_y^d - დეიტრონის ვექტორული ანალიზირების უნარია,
- A_{ik} - დეიტრონის ტენზორული ანალიზირების უნარის კომპონენტებია,
- $C_{i,k}$ - ვექტორ-ვექტორული სპინური კორელაციის კოეფიციენტებია,
- $C_{ik,l}$ - ტენზორ-ვექტორული სპინური კორელაციის კოეფიციენტებია. (i, k, l ინდექსებმა შეიძლება მიიღონ მნიშვნელობები x, y, z).

$A_y^p, A_y^d, A_{ik}, C_{i,k}, C_{ik,l}$ სიდიდეები წარმოადგენენ θ გაბნევის კუთხის ფუნქციებს. ტენზორული კომპონენტები აკმაყოფილებენ შემდეგ ტოლობებს:

$$P_{xx} + P_{yy} + P_{zz} = A_{xx} + A_{yy} + A_{zz} = C_{xx,y} + C_{yy,y} + C_{zz,y} = 0. \quad (4.2)$$

ნაწილაკთა პოლარიზებული ანსამბლის დასახასიათებლად ცნობილი უნდა იყოს სპინის მიმართველი (დაკვანტვის) \vec{s} ღერძი, რომლის მიმართაც განიხილება პოლარიზაცია. თუ n^+ და n^- -ით აღვნიშნავთ $\frac{1}{2}$ -ის ტოლი სპინის მქონე ნაწილაკებისათვის სხვადასხვა პროექციების შესაბამის მაგნიტური ქვედონეების დასახლებების რიცხვს, მაშინ ანსამბლის ვექტორული პოლარიზაცია \vec{s} ღერძის მიმართ შემდეგნაირად მოიცემა:

$$P_\xi = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-}. \quad (4.3)$$

ერთის ტოლი სპინის მქონე ნაწილაკებისათვის დამატებით ნულოვანი (n^0) პროექციაც არის შესაძლებელი. სამი პროექციის არსებობა კი განსაზღვრავს ანსამბლის ტენზორულ პოლარიზაციას, რომელიც \vec{s} ღერძის მიმართ შემდეგნაირად მოიცემა:

$$P_{\xi\xi} = \frac{n^+ + n^- - 2n^0}{n^+ + n^0 + n^-}, \quad (4.4)$$

(4.3) და (4.4) ტოლობები განსაზღვრავენ ვექტორული და ტენზორული პოლარიზაციების ზღვრულ მნიშვნელობებს: $-1 < P_\xi < +1$ და $-2 < P_{\xi\xi} < +1$.

COSY ამაჩქარებელზე \vec{s} ღერძის მიმართულებას განსაზღვრავს მაბრუნებელი მაგნიტური ველი, რომელიც ამაჩქარებლის სიბრტყის მართობულია. რეაქციის კოორდინატთა სისტემის განსაზღვრიდან ნათლად ჩანს, რომ ამ სისტემის ღერძების მიმართულებები და შესაბამისად პოლარიზაციის მდგენელები იცვლება შემთხვევიდან შემთხვევამდე. თუ მიმართველი ღერძი დაფიქსირებულია ლაბორატორიულ (ფიქსირებულ) (X, Y, Z) სისტემაში, რომლის Z ღერძი ემთხვევა მედისონის z ღერძს, ხოლო Y ღერძი მიმართულია COSY-ის სიბრტყის ნორმალის გასწვრივ (ზევით) და მისი მიმართულება ემთხვევა Y ღერძს, მაშინ (4.1) შემდეგნაირად შეიცვლება:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\vartheta, \varphi)}{d\sigma_0(\vartheta)} = & 1 + \frac{3}{2}P_Y A_y^d(\vartheta) \cos \varphi \\ & + \frac{1}{4}P_{YY} [A_{xx}(\vartheta)(1 - \cos 2\varphi) + A_{yy}(\vartheta)(1 + \cos 2\varphi)] \\ & + \frac{3}{4}P_Y Q [C_{x,x}(\vartheta)(1 - \cos 2\varphi) + C_{y,y}(\vartheta)(1 + \cos 2\varphi)] \\ & + \frac{1}{4}P_{YY} Q \left[\left(\frac{1}{2}C_{xx,y}(\vartheta) + \frac{1}{2}C_{yy,y}(\vartheta) + C_{xy,x}(\vartheta) \right) \cos \varphi \right. \\ & \left. + \left(\frac{1}{2}C_{xx,y}(\vartheta) - \frac{1}{2}C_{yy,y}(\vartheta) + C_{xy,x}(\vartheta) \right) \cos 3\varphi \right], \quad (4.5) \end{aligned}$$

სადაც ψ და φ გაბნეული ნაწილაკის პოლარული და აზიმუტალური კუთხეებია.

ANKE სპექტრომეტრის წინა მხარის დეტექტორს მკვეთრად ასიმეტრიული აქსეპტანსი გააჩნია აზიმუტალური φ კუთხის მიმართ, რაც ნათლად ჩანს სურათზე 2.2. ასეთ შემთხვევაში პოლარიზაციის გაზომვა შესაძლებელია მხოლოდ პოლარიზებული და არაპოლარიზებული მოდების შედარებით. ამ შემთხვევაში ძირითადი სისტემატური შეცდომების წყაროები, როგორცაა დეტექტორის აქსეპტანსი და ტრეკების რეკონსტრუქციის ეფექტურობა, ბათილდება. ასეთი მეთოდი ასევე ამარტივებს სპინური დამზერადი სიდიდეების განსაზღვრასაც. პოლარიზებული და არაპოლარიზებული კვეთების შეფარდება (4.5)-ში შეიძლება შეიცვალოს ექსპერიმენტზე დამზერილი შემთხვევათა რიცხვით, მაგრამ ამ შემთხვევაში საჭიროა ცალკეული მოდების ნორმირება ფარდობით ნათებაზე. ამისათვის რამოდენიმე მეთოდის გამოყენება შეიძლება ANKE სპექტრომეტრზე. აღნიშნული ექსპერიმენტული მონაცემების ანალიზში გამოყენებული იყო სპექტატორული პროტონები $dp \rightarrow p_{sp}X$ რეაქციიდან, რომლებიც უამრავი რაოდენობით გვხვდება ერთტრეკიან შემთხვევებში. ჩატარებულმა კვლევებმა აჩვენა, რომ წინა მხარის დეტექტორის აქსეპტანსის პირობებში და ფერმის იმპულსის 40 მევ/ც მნიშვნელობამდე ასეთი პროტონები არ განიცდიან პოლარიზაციის ზეგავლენას და მათი გამოყენება შესაძლებელია ფარდობითი ნათების განსაზღვრისათვის. ამ მეთოდით მიღებული შედეგები გამოირჩევა დიდი სიზუსტით და კარგ თანხმობაშია სხვა მეთოდებით მიღებულ ფარდობით ნათებებთან.

4.2 დეიტრონების ნაკადის პოლარიმეტრია

ადრეული კვლევებით 1.17 გევ ენერგიაზე [10] შესწავლილ იქნა სხვადასხვა რეაქციები, რომელთა ანალიზირების უნარები ცნობილია, და მათი გამოყენებით მოხდა პოლარიზაციის გაზომვა. ამ კვლევებმა აჩვენა $\vec{dp} \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის ანალიზირების უნარების შესანიშნავი თანხვედრა იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებებთან [6], რამაც საშუალება მოგვცა მომდევნო ექსპერიმენტებში გამოგვეყენებინა იგივე რეაქცია და აღნიშნულ წინასწარმეტყველებებზე დაყრდნობით 1.2 გევ ენერგიაზე განგვესაზღვრა ნაკადის პოლარიზაცია.

დიპროტონის მცირე ფარდობითი იმპულსის შემთხვევაში დეიტრონის გადამუხტვის რეაქცია $\vec{dp} \rightarrow \{pp\}_s n$ მგრძობიარეა ნაკადის მხოლოდ ტენზორუ-

ლი პოლარიზაციის მიმართ [5], რაც დამოწმებულია ადრეული კვლევებით [10]. რეაქციის შედეგად წარმოქმნილი დიპროტონების რიცხვი $N(q, \varphi)$ მოცემული q გადაცემული იმპულსისა და φ აზიმუტალური კუთხისათვის შემდეგნაირად არის დაკავშირებული ნაკადის პოლარიზაციასთან:

$$\frac{N(q, \varphi)}{N_0(q)} = C_n \left\{ 1 + \frac{1}{4} P_{YY} [A_{xx}(q)(1 - \cos 2\varphi) + A_{yy}(q)(1 + \cos 2\varphi)] \right\}, \quad (4.6)$$

სადაც $N_0(q)$ არის არაპოლარიზებული ნაკადით წარმოქმნილი დიპროტონების რიცხვი, ხოლო C_n ფარდობითი ნათებაა.

დეიტრონის გადამუხტვის რეაქციის შემთხვევები q გადაცემული იმპულსის მიხედვით დაიყო მცირე ინტერვალებად და თითოეული ინტერვალისა და თითოეული პოლარიზებული მოდისათვის აიგო $\cos 2\varphi$ განაწილებები. შემდეგ მოხდა თითოეული პოლარიზებული მოდის შესაბამისი განაწილების შეფარდება არაპოლარიზებულთან და მიღებული განაწილების ფიტირება (4.6) ფორმულით. თითოეულ მცირე ინტერვალში გამოყენებული იყო A_{xx} და A_{yy} ანალიზირების უნარების წონითი საშუალოები მნიშვნელობები. თითოეულ მოდაში პოლარიზაციის საბოლოო მნიშვნელობად მივიღეთ სხვადასხვა q ინტერვალში ფიტირების შედეგად მიღებული პოლარიზაციის მნიშვნელობების წონითი საშუალო. 2005 წლის ექსპერიმენტში P_{YY} -ის მაქსიმალურმა მნიშვნელობამ შეადგინა იდეალური მნიშვნელობის 85%, ხოლო 2006 წლის ექსპერიმენტში მისი მნიშვნელობა დაეცა 55%-მდე. გაზომვის ტიპური ცდომილება შეადგენს 4%-ს.

ნაკადის და სამიზნის ვექტორული პოლარიზაციების გასაზომად გამოვიყენეთ კვაზი თავისუფალი $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქცია, რომელიც ასევე გამოყენებული იყო ნათების გასაზომად. პროცედურა აღწერილია შემდეგ პარაგრაფში.

4.3 წყალბადის სამიზნის პოლარიმეტრია

ორმაგპოლარიზებულ ექსპერიმენტში წყალბადის სამიზნისა და დეიტრონების ნაკადის ვექტორული პოლარიზაციის გასაზომად გამოვიყენეთ $dp \rightarrow p_{sp}d\pi^0$ რეაქცია. არაპოლარიზებული დეიტრონების ნაკადის გაბნევისას პოლარიზებულ წყალბადის სამიზნეზე, რომელსაც გააჩნია ორი პოლარიზაციის მოდა - სპინით ზევით (\uparrow) და სპინით ქვევით (\downarrow), ასიმეტრიას პოლარიზებულ $N^{\uparrow(\downarrow)}$ და

არაპოლარიზებულ N^0 მოდებს შორის აქვს შემდეგი სახე:

$$\epsilon^{\uparrow(\downarrow)}(\vartheta, \varphi) = \frac{N^{\uparrow(\downarrow)}(\vartheta, \varphi)}{N^0(\vartheta)} = 1 + Q^{\uparrow(\downarrow)} A_y(\vartheta) \cos \varphi, \quad (4.7)$$

სადაც ϑ და φ გაბნეული ნაწილაკის პოლარული და აზიმუტალური კუთხეებია, ხოლო Q სამიზნის პოლარიზაციაა.

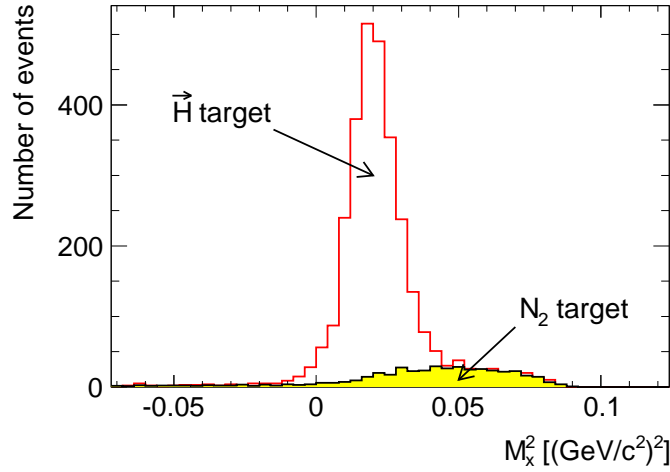
ექსპერიმენტში სამიზნისათვის დამაგროვებელი საკნის გამოყენება განაპირობებს დამატებით სირთულეებს. ნაკადი-სამიზნის ურთიერთქმედების წერტილების განმლაღობა მთელი საკნის სიგრძეზე ართულებს გაბნევის კუთხეების დადგენას. $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციის $A_y(\vartheta)$ ანალიზირების უნარი საკმაოდ სწრაფად იცვლება კუთხის მიხედვით. ამიტომ, საჭირო გახდა ყოველი შემთხვევისათვის ურთიერთქმედების წვეროს Z კოორდინატის დადგენა გაბნევის კუთხეების ზუსტად აღსადგენად.

კიდევ ერთი სირთულე გამოწვეულია ნაკადის ურთიერთქმედებით დამაგროვებელი საკნის კედლებთან, რაც იწვევს არასასურველ ფონს ექსპერიმენტში. ექსპერიმენტის მსვლელობისას მიღებული განსაკუთრებული ზომების მიუხედავად აღნიშნული ფონი გარკვეული რაოდენობით მაინც რჩება მონაცემებში. ფონის ფორმის შესწავლის მიზნით, ექსპერიმენტის მსვლელობისას ჩაიწერა სპეციალური მონაცემები აზოტის სამიზნის გამოყენებით, რომელიც ადრეულ საცდელ ექსპერიმენტებში წარმატებით იყო გამოყენებული [19, 25]. სურათზე 4.1 ნაჩვენებია $dp \rightarrow dpX$ შემთხვევების ნაკლული მასის კვადრატის განაწილება აზოტით მოდელირებულ ფონთან ერთად.

სამიზნის პოლარიზაციის გაზომვა მოხდა ნაკადის არაპოლარიზებული მოდის გამოყენებით. ურთიერთქმედების წვეროს აღდგენის შემდეგ $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციის შემთხვევები დეიტრონის გაბნევის კუთხის მიხედვით (მასათა ცენტრის სისტემაში) დაიყო მცირე მონაკვეთებად და აიგო $\cos \varphi$ განაწილებები სპინ- \uparrow და სპინ- \downarrow მოდებისათვის. ფონის გამოკლება შესრულდა თითოეული პოლარიზებული მოდისათვის და თითოეულ მცირე ინტერვალში დამოუკიდებლად. თითოეული ინტერვალისათვის QA_y ნამრავლის მნიშვნელობა დადგინდა ასიმეტრიის განმსაზღვრელი ფორმულიდან:

$$\frac{N^{\uparrow}(\vartheta, \varphi) - N^{\downarrow}(\vartheta, \varphi)}{\alpha N^{\uparrow}(\vartheta, \varphi) + N^{\downarrow}(\vartheta, \varphi)} = Q^{\uparrow} A_y(\vartheta) \cos \varphi, \quad (4.8)$$

სადაც α წარმოადგენს ორი მოდის პოლარიზაციების ფარდობას, რომლის



სურ 4.1: ნაკლული მასის კვადრატის განაწილება (d, dp_{sp}) შემთხვევებისათვის ორი სხვადასხვა სამიზნის გამოყენებისას $T_d = 1.2$ გეგ ენერგიაზე.

დადგენაც მოხდა არაპოლარიზებული წყალბადის სამიზნის გამოყენებით,

$$\alpha = \frac{|Q^\downarrow|}{|Q^\uparrow|} \approx 1.15. \quad (4.9)$$

იზოსპინური ინვრიანტობის თანახმად $np \rightarrow d\pi^0$ და $pp \rightarrow d\pi^+$ რეაქციების ანალიზირების უნარები იდენტური უნდა იყოს. მოცემული ენერგიების რეგიონში უკანასკნელი რეაქციის ანალიზირების უნარი უამრავ ექსპერიმენტშია გაზომილი [20] და საკმაოდ ზუსტად არის ცნობილი. ამ მნიშვნელობებზე დაყრდნობით მოხდა სამიზნის პოლარიზაციის გამოთვლა ცალკეული კუთხური ინტერვალისთვის და შედეგები გასაშუალოვდა საბოლოო პოლარიზაციის მისაღებად. სამიზნის პოლარიზაციისათვის მივიღეთ შემდეგი მნიშვნელობები: $Q^\uparrow = 0.61 \pm 0.02$ და $Q^\downarrow = -0.70 \pm 0.03$.

დეიტრონების ნაკადის ვექტორული პოლარიზაცია ანალოგიურად დადგინდა. ამისათვის ნაკადის პოლარიზებულ და არაპოლარიზებულ მოდებში გაერთიანდა სამიზნის ორივე პოლარიზებული მოდა:

$$\frac{\alpha N_3^\uparrow(\vartheta, \varphi) + N_3^\downarrow(\vartheta, \varphi)}{\alpha N_1^\uparrow(\vartheta, \varphi) + N_1^\downarrow(\vartheta, \varphi)} = 1 + P_Y A_y(\vartheta) \cos \varphi, \quad (4.10)$$

სადაც ინდექსები 1 და 3 შეესაბამება ნაკადის პოლარიზაციის მოდებს (იხ. ცხრილი 2.1). ნაკადის ვექტორული პოლარიზაციისათვის მივიღეთ შემდეგი მნიშ-

ვნიშობა: $P_Y = -0.51 \pm 0.05$.

თავი 5

სპინური ღამჯერადი სიდიდეები

$dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციაში

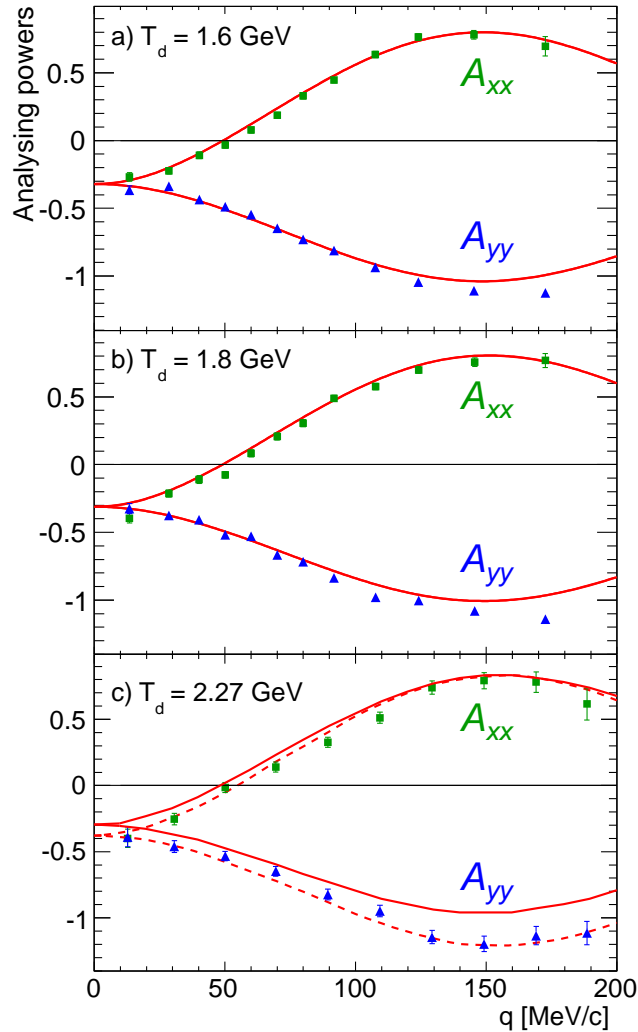
კვლევების ძირითად მიზანს წარმოადგენდა $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის ტენზორული ანალიზირების უნარებისა და ვექტორ-ვექტორული სპინური კორელაციის კოეფიციენტების განსაზღვრა დამცემი დეიტრონის სხვადასხვა ენერგიებზე. რამდენადაც იმპულსური მიახლოების ფარგლებში ეს სიდიდეები უშუალო კავშირშია np გადამუხტვის რეაქციის ამპლიტუდებთან, მიღებული შედეგების შედარება მათ თეორიულ წინასწარმეტყველებებთან საშუალებას გვაძლევს ვიმსჯელოთ არსებული np მონაცემთა ბაზის სიზუსტეზე და მის შემდგომ გაუმჯობესებაზე. ეს თავი აღწერს ჩამოთვლილი სიდიდეების კვლევის მეთოდებს და მიღებულ შედეგებს.

5.1 ტენზორული ანალიზირების უნარები

ტენზორული ანალიზირების უნარების განსაზღვრა თავდაპირველად მოხდა 1.2 გვე ენერგიაზე - იგივე ენერგიაზე, რომელიც გამოვიყენეთ პოლარიმეტრისათვის. მიღებულმა შედეგებმა დაგვარწმუნა პოლარიმეტრისა და მთლიანი ანალიზის სისწორეში.

A_{xx} და A_{yy} ანალიზირების უნარების განსაზღვრა მოხდა (4.6)-ის გამოყენებით. პოლარიმეტრის ანალიზის მსგავსად, მათი მნიშვნელობები ფიტირების შედეგად დადგინდა. პროცედურა შესრულდა განსხვავებული პოლარიზებული მოდებისათვის დამოუკიდებლად, და შემდეგ მიღებული შედეგები გასაშუალოვდა

პოლარიზაციის მოდელებით.



სურ 5.1: ტენზორული ანალიზირების უნარები A_{xx} (კვადრატები) და A_{yy} (სამკუთხედები) $\vec{d}p \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციაში სამ სხვადასხვა ენერგიაზე. შედეგები შედარებულია იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებებთან, რომლებიც წირებითაა ნაჩვენებია. წყვეტილი წირი შეესაბამება $|\varepsilon(q)|$ -ის 25% შემცირებით მიღებულ წინასწარმეტყველებებს 2.27 გევ ენერგიაზე.

მაღალ ენერგიაზე ანალიზირების უნარებისათვის მიღებული შედეგები ნაჩვენებია სურათზე 5.1, როგორც გადაცემული იმპულსის ფუნქციები. $T_n = 800$ და 900 მევ ენერგიაზე ექსპერიმენტული შედეგები შესანიშნავ თანხვედრაშია იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებებთან. ამ ენერგიაზე SAID-ის np ამპლიტუდები [1], როგორც მოსალოდნელი იყო, საიმედოა. $T_n = 1.135$ გევ

ენერგიაზე კი, რომელიც შეესაბამება დეიტრონების მაქსიმალურ ენერგიას COSY ამარქარებელზე, დაიშორება განსხვავებები ექსპერიმენტულ შედეგებსა და იმპულსურ მიახლოებას შორის. საგულისხმოა ის ფაქტი, რომ ამ ენერგიაზე არ არსებობს გაზომვები, რომლებსაც შეიძლება SAID-ის პროგრამა ეყრდნობოდეს. აქედან გამომდინარე, ისმის კითხვა, თუ რამდენად ზუსტია ამ ენერგიებზე SAID-ის ანალიზი?

წინ გაბნევის შემთხვევაში ($q \approx 0$) $A_{xx} = A_{yy}$, რომლის 2.27 გვე-ზე მიღებული ექსპერიმენტული მნიშვნელობა უფრო მცირეა მის თეორიულ წინასწარმეტყველებაზე. (1.10) ტოლობიდან ადვილად ჩანს, რომ ε ამპლიტუდის სიდიდის შემცირებით შესაძლებელია თეორიული წინასწარმეტყველებების გაუმჯობესება. მართლაც, $|\varepsilon|$ -ის 25%-ით შემცირებამ მნიშვნელოვნად გააუმჯობესა იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებების ექსპერიმენტულ შედეგებთან თანხვედრა (წყვეტილი წირი სურათზე 5.1) არა მხოლოდ $q \approx 0$ -თვის, არამედ გადაცემული იმპულსების მთელ არეში. ეს ფაქტი მიუთითებს SAID-ში არსებულ უზუსტობებზე $T_n = 1.135$ გვე ენერგიის ინტერვალში. ასეთ დასკვნას ამყარებს ორმაგპოლარიზებული ექსპერიმენტით მიღებული შედეგებიც.

5.2 სპინური კორელაციის კოეფიციენტები

ორმაგპოლარიზებული ექსპერიმენტი, რომელიც ჩატარდა 2009 წელს, მიზნად ისახავდა $\vec{d}p \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის $C_{x,x}$ და $C_{y,y}$ სპინური კორელაციის კოეფიციენტების გაზომვას $T_d = 1.2$ და 2.27 გვე ენერგიებზე. უმაღლეს ენერგიაზე აღებულმა მონაცემებმა საშუალება მოგვცა შეგვემოწმებინა ტენზორული ანალიზირების უნარების შესწავლისას დამზერილი, ε ამპლიტუდასთან დაკავშირებული პრობლემა.

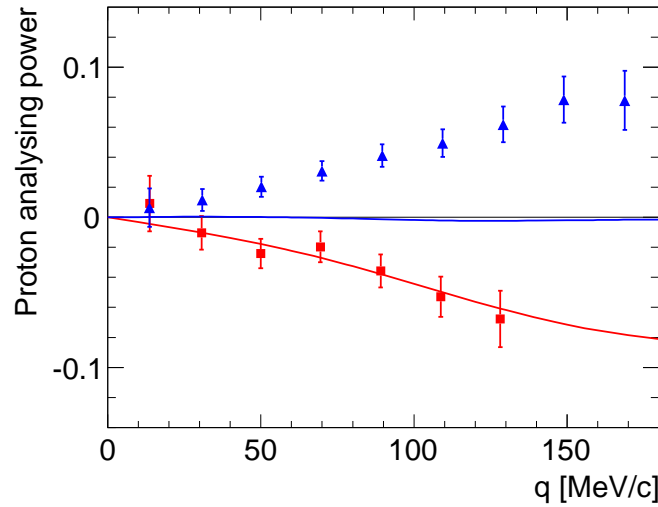
ამოცანის მაქსიმალურად გასამარტივებლად, კვლევაში გამოვიყენეთ ნაკადის მხოლოდ ის მოდა, რომელშიც ტენზორული პოლარიზაცია ნულის ტოლი იყო (იხ. ცხრილი 2.1). ამ შემთხვევაში (4.1) დამოკიდებულება საგრძნობლად მარტივდება:

$$\frac{N(q, \varphi)}{N_0(q)} = 1 + QA_y^p(q) \cos \varphi + \frac{3}{2}P_Y A_y^d(q) \cos \varphi + \frac{3}{4}P_Y Q[(1 + \cos 2\varphi)C_{y,y}(q) + (1 - \cos 2\varphi)C_{x,x}(q)]. \quad (5.1)$$

პოლარიზებული წყალბადის სამიზნის სიმკვრივე ორივე მოდაში ერთნაირია. ეს გამორიცხავს ამ მოდებს შორის ასიმეტრიის აგებისას მათ ფარდობით ნათეებებზე დანორმირების საჭიროებას და შესაბამისად, ამარტივებს ამოცანას.

მიუხედავად იმისა, რომ ძირითად მიზანს წარმოადგენდა სპინური კორელაციების განსაზღვრა, არაპოლარიზებული ნაკადის მოდის გამოყენებამ შესაძლებელი გახადა A_y^p პროტონის ანალიზირების უნარის q -ზე დამოკიდებულების შესწავლა შემდეგი გამოსახულების გამოყენებით:

$$\frac{N^\uparrow(q, \varphi) - N^\downarrow(q, \varphi)}{\alpha N^\uparrow(q, \varphi) + N^\downarrow(q, \varphi)} = QA_y^p(q) \cos \varphi. \quad (5.2)$$



სურ 5.2: პროტონის ანალიზირების უნარი A_y^p $d\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციაში ($E_{pp} < 3$ მეგ) $T_d = 1.2$ გევ (კვადრატები) და 2.27 გევ (სამკუთხედები) ენერგიებზე. ნახვენები ცდომილებები არ შეიცავენ სამიზნის პოლარიმეტრის 5%-იან ცდომილებას. წირები წარმოადგენენ იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებებს.

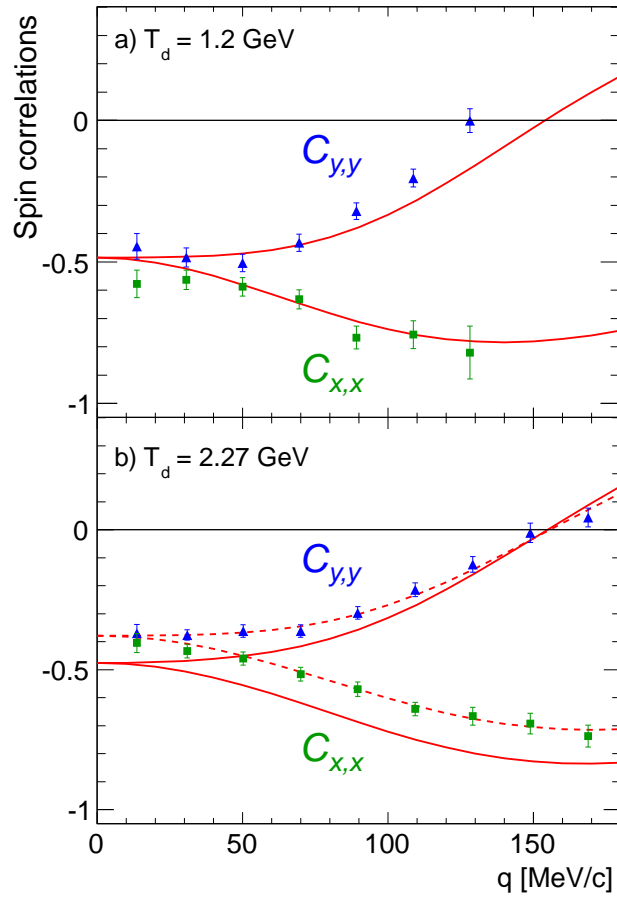
$\vec{d}p \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის შემთხვევებიდან დამაგროვებელი საკნით გამოწვეული ფონის მოშორება მოხდა $dp \rightarrow p_{sp} d\pi^0$ რეაქციის მსგავსად. შედეგები წარმოდგენილია სურათზე 5.2. მიუხედავად სიმცირისა, A_y^p -ის ექსპერიმენტული მნიშ-

ვნელობები 1.2 გვე ენერგიაზე შესანიშნავად აღიწერა იმპულსური მიახლოებით, ხოლო 2.27 გვე-ზე თეორიული წინასწარმეტყველება იმდენად მცირეა, რომ ძნელია მისი x დერძისაგან გარჩევა მოცემულ შკალაზე. ეს ფაქტი მეტყველებს SAID-ში არსებულ კიდევ ერთ სერიოზულ პრობლემაზე, რომელიც (1.10) დამოკიდებულების თანახმად უკავშირდება $\gamma(q)$ ამპლიტუდის განსაზღვრას 1.135 გვე ნუკლონის ენერგიაზე. განსხვავებით $\varepsilon(q)$ ამპლიტუდისაგან, SAID-ის $\gamma(q)$ ამპლიტუდის მნიშვნელობები ამ ენერგიაზე ერთი რიგით მაინც უნდა შეიცვალოს, რათა შევძლოთ ექსპერიმენტული შედეგის აღწერა.

იმპულსური მიახლოების თანახმად A_y^d ნულდება [5] (დიპროტონის მცირე აგზნების ენერგიაზე), რაც ადრეული კვლევებით 1.17 გვე ენერგიაზე შემოწმდა [10]. ეს კიდევ უფრო ამარტივებს პოლარიზებული ნაკადისა და პოლარიზებული სამიზნის გამოყენებით $C_{x,x}$ და $C_{y,y}$ სიდიდეების განსაზღვრას შემდეგი გამოსახულებიდან:

$$\frac{N^\uparrow(q, \varphi) - N^\downarrow(q, \varphi)}{\alpha N^\uparrow(q, \varphi) + N^\downarrow(q, \varphi)} = \frac{3}{4} P_Y Q [(1 + \cos 2\varphi) C_{y,y}(q) + (1 - \cos 2\varphi) C_{x,x}(q)]. \quad (5.3)$$

სპინური კორელაციის კოეფიციენტების გაზომილი მნიშვნელობები შესაბამის თეორიულ წინასწარმეტყველებებთან ერთად წარმოდგენილია სურათზე 5.3. როგორც აღმოჩნდა, $T_d = 2.27$ გვე ენერგიაზე ამ სიდიდეებშიც შეინიშნება ზუსტად ის პრობლემა, რაც ტენზორული ანალიზირების უნარების გამოკვლევის დროს დაფიქსირდა. საგულისხმოა, რომ $|\varepsilon(q)|$ -ის იგივე 25%-ით შემცირებამ აქაც შესანიშნავი ეფექტი მოგვცა (წყვეტილი წირი სურათზე 5.3)!



სურ 5.3: სპინური კორელაციის კოეფიციენტები $C_{x,x}$ და $C_{y,y}$ $\vec{d}p \rightarrow \{pp\}_{sn}$ რეაქციაში ($E_{pp} < 3$ მევ) ორ სხვადასხვა ენერჯიაზე. ნაჩვენები ცდომილებები არ შეიცავენ ნაკადისა და სამიზნის პოლარიმეტრის კომბინირებულ 11%-იან ცდომილებას. წირები წარმოადგენენ იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებებს; წყვეტილი წირებით ნაჩვენებია $|\varepsilon(q)|$ -ის 25%-ით შემცირების ეფექტი.

თავი 6

პიონების ღაბაღებით მიმდინარე

პროცესები

ნაშრომში განხილული ექსპერიმენტებით მონაცემები შეგროვდა არა მარტო იმ რეაქციებზე, რომლებიც წარმოადგენდნენ კვლევის ძირითად მიზანს, არამედ სხვა დამატებით პროცესებზეც, რომლებიც აკმაყოფილებდნენ ტრიგერის პირობებს. ერთ-ერთ ასეთ პროცესს წარმოადგენს პიონების დაბადებით მიმდინარე დეიტრონის წყალბადზე გადამუხტვის რეაქციის არხი $\vec{d}p \rightarrow \{pp\}_s \Delta^0$, რომლის გამოყოფაც მოხდა ნაკლული მასის საშუალებით. ერთმაგპოლარიზებული ექსპერიმენტულმა მონაცემებმა საშუალება მოგვცა შეგვესწავლა ამ რეაქციის დიფერენციალური კვეთა და ტენზორული ანალიზირების უნარები $T_d = 1.6, 1.8$ და 2.27 გევ ენერგიებზე.

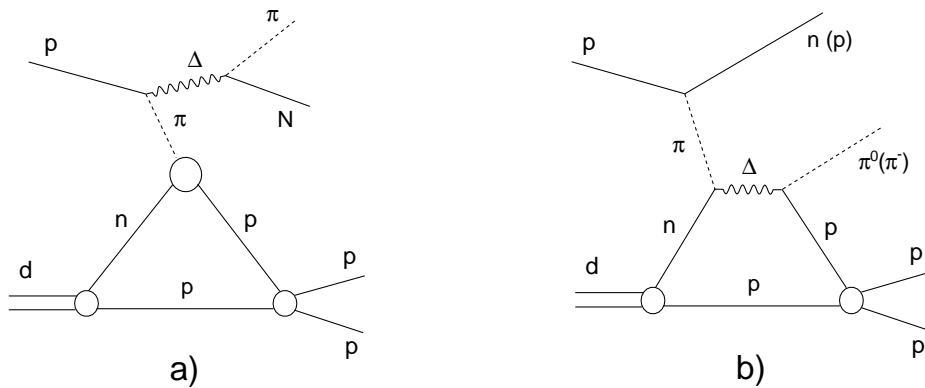
მეორე პროცესი, რომლის პარალელურად შესწავლაც მოხერხდა, არის უკვე მრავალჯერ ნახსენები კვაზი თავისუფალი $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქცია. ორმაგპოლარიზებული ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით შესაძლებელი გახდა ამ რეაქციის სპინური კორელაციის კოეფიციენტების განსაზღვრა.

6.1 $dp \rightarrow \{pp\}_s \Delta^0$ რეაქცია

$\vec{d}p \rightarrow \{pp\}_s \Delta^0$ რეაქციაში $\Delta(1232)$ იზობარას აგზნების დამზერა პირველად SATURNE ექსპერიმენტში მოხდა $T_d = 2.0$ გევ ენერგიაზე [26, 27, 28]. $dp \rightarrow \{pp\}X$ შემთხვევების ნაკლული მასების სურათზე 3.2 წარმოდგენილ განაწილებებში ცხადად ჩანს შემთხვევების არსებობა πN ზღურბლზე მეტი

მასების არეში, რაც უნდა შეესაბამებოდეს ერთი პიონის დაბადებით მიმდინარე პროცესს. ამ შემთხვევაში ექსპერიმენტული გაზომვებით მივიღებთ სასარგებლო ინფორმაციას $\vec{n}p \rightarrow \vec{p}\Delta^0$ პროცესზე.

ერთპიონიანი გაცვლის მოდელი, რომელიც მოიცავს პირდაპირ (D) და გაცვლით (E) მექანიზმებს, წარმატებით იქნა გამოყენებული $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ რეაქციის არაპოლარიზებული დიფერენციალური კვეთის აღსაწერად შრომაში [29]. შესაბამისი მოდელი $dp \rightarrow \{pp\}_s N\pi$ რეაქციისათვის ნაჩვენებია სურათზე 6.1.



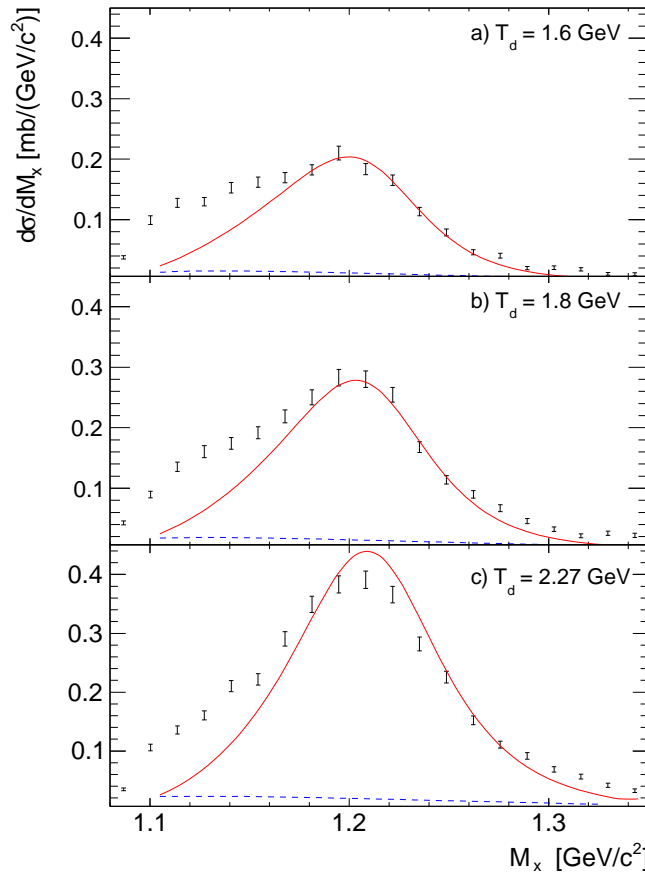
სურ 6.1: ერთპიონიანი გაცვლის მოდელი $\Delta(1232)$ -ის დაბადებით მიმდინარე დეიტრონის გადამუხტვის რეაქციის არხისათვის. (a) პირდაპირი მექანიზმი. (b) გაცვლითი მექანიზმი.

6.1.1 დიფერენციალური კვეთა

დიფერენციალური კვეთის განსაზღვრა $dp \rightarrow \{pp\}_s \Delta^0$ რეაქციისათვის მოხდა $T_d = 1.6, 1.8$ და 2.27 გეე ენერგიებზე $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის მსგავსად (იხ. პარაგრაფი 3.3). ექსპერიმენტული შემთხვევების შერჩევა მოხდა ϑ_{pp} დიპროტონის გაბნევის კუთხითა და M_X მასით. შესაბამისად, მოდელირების პროცესში წინა მხარის დეტექტორის აქსეპტანსი განისაზღვრა როგორც ამ ცვლადების ფუნქცია. მოდელირება შესრულდა სამივე ენერგიაზე სურათზე 6.1a ნაჩვენები პირდაპირი მექანიზმის გათვალისწინებით. რამდენადაც ამ შემთხვევაში ხდება შემთხვევების გასაშუალოება E_{pp} დიპროტონის აგზნების ენერგიით, მოდელირებაში დამატებით მოხდა დიპროტონის S საბოლოო მდგომარეობით გამოწვეული ურთიერთქმედების გათვალისწინება მიგდალ-ვატსონის მიდგომის შესაბამისად [30, 31] pp -ს 1S_0 გაბნევის ამპლიტუდის გამოყენე-

ბით [32]. ნეიტრონის არხისაგან განსხვავებით Δ იზობარას დაბადების პროცესი მიმდინარეობს შედარებით დიდი იმპულსების გადაცემით. შედეგად, P ტალღების წვლილი საბოლოო მდგომარეობაში მნიშვნელოვანი ხდება. ექსპერიმენტისა და მოდელირების შედეგების შედარებით აღმოჩნდა, რომ P ტალღის წვლილი შეადგენდა 15%-ს $0 < E_{pp} < 3$ მეგ ინტერვალში.

სურათზე 6.2 წარმოდგენილია დიფერენციალური კვეთა $dp \rightarrow \{pp\}X$ რეაქციის $E_{pp} < 3$ მეგ შემთხვევებისათვის.



სურ 6.2: $dp \rightarrow \{pp\}X$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთა $E_{pp} < 3$ მეგ და $M_X > M_N + M_\pi$ შემთხვევებისათვის ნაკადის სამ სხვადასხვა ენერგიაზე. დიფერენციალური კვეთა დამატებით ინტეგრებულია დიპროტონის ლაბორატორიული გაბნევის კუთხით $0 < \vartheta_{lab} < 3^\circ$ ინტერვალში. ნაჩვენებია მხოლოდ სტატისტიკური ცდომილებები. უწყვეტი წირები შეესაბამება ერთპიონიანი გაცვლის პირდაპირი მექანიზმის თეორიულ წინასწარმეტყველებას (სურ. 6.1a), ხოლო წყვეტილი წირები - გაცვლით მექანიზმს (სურ. 6.1b).

პირდაპირი მექანიზმის შესაბამისი დიფერენციალური კვეთა, როგორც ორი ცვლადის ფუნქცია, ცხადი სახით წარმოდგენილია შრომაში [29], ხოლო

გაცვლითი მექანიზმის შესაბამისი ერთგანზომილებიანი დიფერენციალური კვება - შრომებში [33, 34].

მიღებული შედეგებიდან ნათლად ჩანს, რომ პირდაპირი მექანიზმი საკმარისად კარგად აღწერს ექსპერიმენტულ მონაცემებს მაღალი მასების არეში, ხოლო დაბალში ბევრად მცირე მნიშვნელობებს იძლევა ყველა ენერჯიაზე. მსგავსი პრობლემა დაფიქსირდა სხვა ექსპერიმენტებშიც, კერძოდ შრომაში [35]. დაბალი მასების არეში მონაცემების უკეთესად აღსაწერად ვცადეთ შემოგვეტანა დამატებითი მექანიზმი, რომელიც დამზერილ იქნა, როგორც დომინირებადი მექანიზმი ინკლუზიურ $dp \rightarrow dX$ [36] და $\alpha p \rightarrow \alpha X$ [37] ექსპერიმენტებში, რომელთა ძირითად მიზანს წარმოადგენდა $N^*(1440)$ რეზონანსის შესწავლა. ეს მექანიზმი, რომელიც პირველად აღიწერა შრომებში [38, 39], $dp \rightarrow \{pp\}_s X$ რეაქციისათვის ნახვენებია სურათზე 6.1b. შესაბამისი წინასწარმეტყველებები სურათზე 6.2 ნახვენებია წყვეტილი წირებით. როგორც სურათიდან ჩანს, ამ პროცესის წვლილი მართლაც მაქსიმალურია დაბალი მასების ინტერვალში, მაგრამ კვება ძალიან მცირეა იმისათვის, რომ ადეკვატურად აღიწეროს ექსპერიმენტული შედეგები [33]. კვების სიმცირე ძირითადად გამოწვეულია სპინის შებრუნებით $d \rightarrow \{pp\}_s$ გადასვლაში.

6.1.2 ტენზორული ანალიზირების უნარები

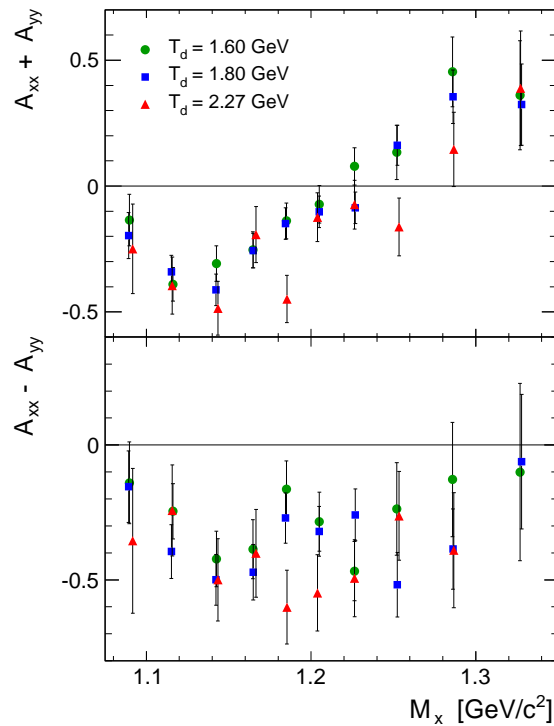
Δ იზობარას დაბადებით მიმდინარე დეიტრონის წყალბადზე გადამუხტვის რეაქციის კვების დამოკიდებულებას პოლარიზაციაზე იგივე სახე აქვს, როგორც ნეიტრონის არხის შემთხვევაში. განსხვავება მხოლოდ ანალიზირების უნარებშია, რომლებიც გადაცემული იმპულსის გარდა, მასის ფუნქციებსაც წარმოადგენენ. გადაცემული იმპულსი შესაძლებელია წარმოვადგინოთ გრძივი \vec{q}_z და განვი \vec{q}_t მდგენელებად, ან ზოგადად $\vec{q} = (q_t \cos \varphi, q_t \sin \varphi, q_z)$. გრძივი კომპონენტი გამოსახება q_t და M_X -ის საშუალებით. ამიტომ, ძირითად ცვლადებად შევარჩიეთ ეს უკანასკნელები. ამ შემთხვევაში ფორმულა (4.6) შემდეგნაირად გადაიწერება:

$$\frac{N(q_t, M_X, \varphi)}{N_0(q_t, M_X)} = C_n \left\{ 1 + \frac{1}{2} P_{yy} [A_{xx}(q_t, M_X) \sin^2 \varphi + A_{yy}(q_t, M_X) \cos^2 \varphi] \right\}. \quad (6.1)$$

შეზღუდული სტატისტიკის გამო შეუძლებელი აღმოჩნდა A_{xx} და A_{yy} -ის, როგორც ორი ცვლადის ფუნქციების განსაზღვრა. იმის გამო, რომ დეტექტორის აქსეპტანსიც ამ ცვლადებზეა დამოკიდებული, საჭირო გახდა მისი

გათვალისწინება ერთგანზომილებიანი ტენზორული ანალიზირების უნარების განსაზღვრისას.

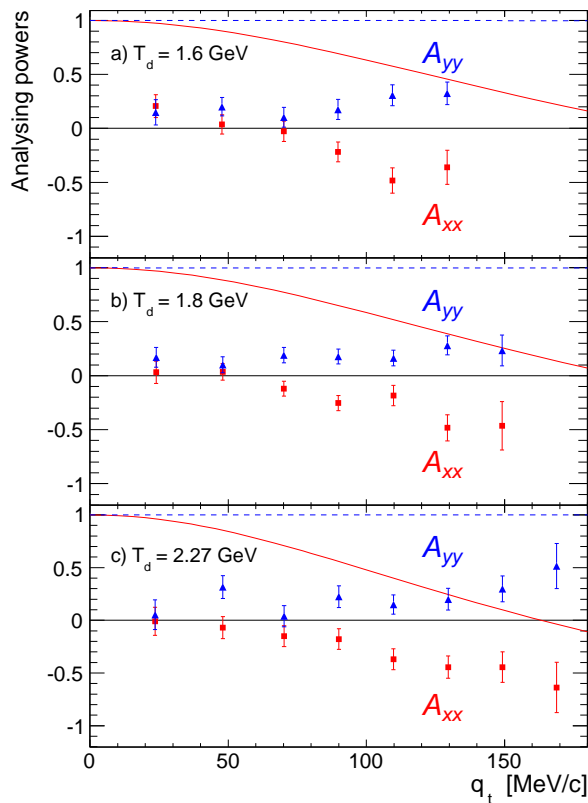
აქსეპტანსზე შესწორებული ექსპერიმენტული მონაცემების გადაცემული იმპულსით აჯამვის შემდეგ მოხდა ანალიზირების უნარების ჯამისა და სხვაობის, როგორც M_X -ის ფუნქციების, განსაზღვრა. შედეგები წარმოდგენილია სურათზე 6.3. სურათზე ნათლად ჩანს მასების ორი განსვავებული არე, რომლებშიც განსხვავებული მექანიზმი დომინირებს. აღსანიშნავია, რომ $A_{xx} + A_{yy}$ -ის მინიმუმი მდებარეობს $M_X \approx 1.15$ გეგ/c²-ში, რომელიც ზუსტად ის არეა, სადაც დაფიქსირდა მაქსიმალური განსხვავება ექსპერიმენტულ დიფერენციალურ კვეთასა და ერთპიონიანი გაცვლის მექანიზმის თეორიულ მნიშვნელობას შორის. მეორეს მხრივ, $A_{xx} + A_{yy}$ აჩვენებს სუსტ დამოკიდებულებას ენერგიაზე.



სურ 6.3: $\vec{d}p \rightarrow \{pp\}_s X$ რეაქციის აქსეპტანსზე შესწორებული ტენზორული ანალიზირების უნარების ჯამი და სხვაობა $E_{pp} < 3$ მეგ ინტერვალში ნაკადის სამ სხვადასხვა ენერგიაზე. ექსპერიმენტული აჯამულია დიპროტონის $0^\circ < \vartheta_{lab} < 3^\circ$ ინტერვალში.

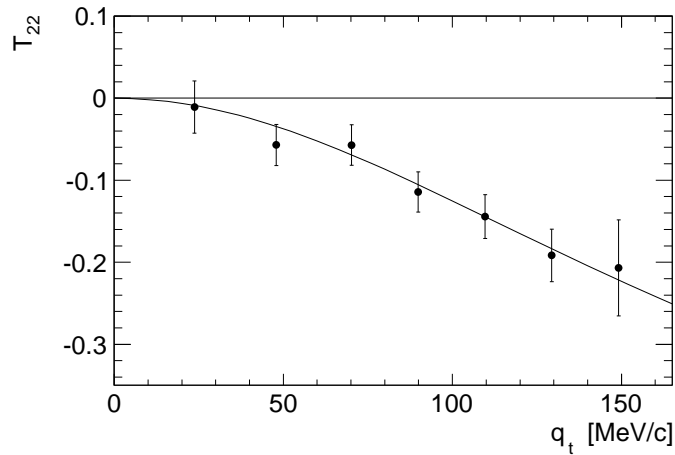
დიფერენციალური კვეთის შესწავლამ ცხადყო, რომ პირდაპირი მექანიზმი დომინირებს მაღალი მასების არეში. ამიტომ, მასების არე შეიზღუდა $1.19 < M_X < 1.35$ გეგ/c²-ზე და ანალიზირების უნარები განისაზღვრა დამოუკიდებლად. მხოლოდ, ამჯერად შესწავლილ იქნა მათი დამოკიდებულება q_t -ზე. სამ ენერგიაზე

მიღებული შედეგები ნაჩვენებია სურათზე 6.4. გაზომვის მოცემული სიზუსტის პირობებში ანალიზირების უნარების ენერგიაზე დამოკიდებულება თითქმის არ შეიმჩნევა, მაგრამ ნეიტრონის არხისათვის მიღებულ შედეგებთან შედარებისას, რომლებიც წარმოდგენილია სურათზე 5.1, თვალშისაცემია შემდეგი: A_{xx} და A_{yy} ნიშნები შეცვლილია და მათი მნიშვნელობები $q_t \approx 0$ -ში ძალიან მცირეა. ასევე, უნდა აღინიშნოს ექსპერიმენტული შედეგების დიდი განსხვავებები თეორიული მნიშვნელობებისაგან [34], თუმცა $A_{xx} - A_{yy}$ სხვაობა საკმაოდ კარგად აღიწერება ასეთი მექანიზმით, როგორც სურათიდან 6.5 ჩანს.



სურ 6.4: $\vec{d}p \rightarrow \{pp\}_s X$ რეაქციის აქსეპტანსზე შესწორებული ტენზორული ანალიზირების უნარები $E_{pp} < 3$ მევ ინტერვალში ნაკადის სამ სხვადასხვა ენერგიაზე. გამოყენებულია მხოლოდ მაღალი მასების არე ($1.19 < M_X < 1.35$ გევ/ c^2). ერთპიონიანი გაცვლის (პირდაპირი) მექანიზმის თეორიული წინასწარმეტყველებები ნაჩვენებია უწყვეტი წირებით A_{xx} -თვის და წყვეტილით A_{yy} -თვის.

ამრიგად, ნათელი ხდება, რომ $np \rightarrow p\Delta^0$ ამპლიტუდის აღწერა შეუძლებელია მხოლოდ პიონების გაცვლის მექანიზმით. ექსპერიმენტზე $\Delta^0(1232)$ იზობარის პირდაპირი დაბადების პროცესის გარდა ასევე დაიშორება დამატებითი



სურ 6.5: $\vec{d}p \rightarrow \{pp\}_s X$ რეაქციის ტენზორული ანალიზირების უნარი (სფერულ კოორდინატთა სისტემაში) $T_{22} = (A_{xx} - A_{yy})/2\sqrt{3} E_{pp} < 3$ მევ ინტრვალისათვის. სტატისტიკის გაზრდის მიზნით მოხდა შედეგების ენერგიებით გასაშუალოება. წირი შეესაბამება ერთპიონიანი გაცვლის მექანიზმის (იხ. სურ. 6.1a) წინასწარმეტყველებას.

მექანიზმის არსებობა πN ზღურბლთან ახლოს, რომლის ახსნაც ვერ მოხერხდა დეიტრონში Δ -ს აგზნების მექანიზმით. ექსპერიმენტული შედეგების აღსაწერად ამ რეგიონში საჭიროა მაღალი რიგის დიაგრამების გათვალისწინება [40].

6.2 სპინური კორელაციის კოეფიციენტები $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციაში

2009 წლის ორმაგპოლარიზებული ექსპერიმენტული მონაცემები საშუალებას გვაძლევს შევისწავლოთ სპინური კორელაციის პარამეტრები ნებისმერ რეაქციაში, რომლის ინდენტიფიცირებაც შეგვიძლია. ერთ-ერთ ასეთ რეაქციას წარმოადგენს კვაზი თავისუფალი $np \rightarrow d\pi^0$, რომელიც არაერთხელ გამოვიყენეთ დეიტრონის გადამუხტვის რეაქციის შესწავლისას. $pp \rightarrow d\pi^+$ რეაქცია უკვე დიდი ხანია გამოიყენება პიონების დაბადების მრავალი ფენომენოლოგიური მოდელების შესამოწმებლად შუალედურ ენერგიებზე [40, 41]. შესაბამისად, ამ რეაქციის დიფერენციალური კვეთა, ანალიზირების უნარები, სპინური კორელაციები და სპინის გადაცემის კოეფიციენტები მრავალ ექსპერიმენტშია გაზომილი. ამ მონაცემებისათვის პარციალური ტალღური ანალიზი ჩატარებულია

პროტონების ნაკადის 1.3 გეგ ენერჯიამდე [20].

იზოსპინური ინვარიანტობა მოითხოვს, რომ $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთა იყოს $pp \rightarrow d\pi^+$ რეაქციის შესაბამის კვეთაზე ორჯერ ნაკლები, ხოლო ყველა სპინური დამზერადი სიდიდე იდენტური. ნეიტრონების გამოყენებით ჩატარებული კვეთის გაზომვები შედარებით იშვიათია, ხოლო სპინური დამზერადი სიდიდეები კიდევ უფრო მცირე რაოდენობის ექსპერიმენტებშია გაზომილი. ANKE სპექტრომეტრი გვაძლევს საშუალებას გავზომოთ ეს სიდიდეები მცირე კუთხეების ინტერვალში, სადაც არ არსებობს ექსპერიმენტული გაზომვები.

პოლარიზებული დიფერენციალური კვეთის პოლარიზაციაზე დამოკიდებულებას $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციისათვის აქვს შემდეგი სახე:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left[1 + (PA_y^P(\vartheta_\pi) + QA_y^Q(\vartheta_\pi)) \cos \varphi_\pi + PQ (A_{y,y}(\vartheta_\pi) \cos^2 \varphi_\pi + A_{x,x}(\vartheta_\pi) \sin^2 \varphi_\pi) \right], \quad (6.2)$$

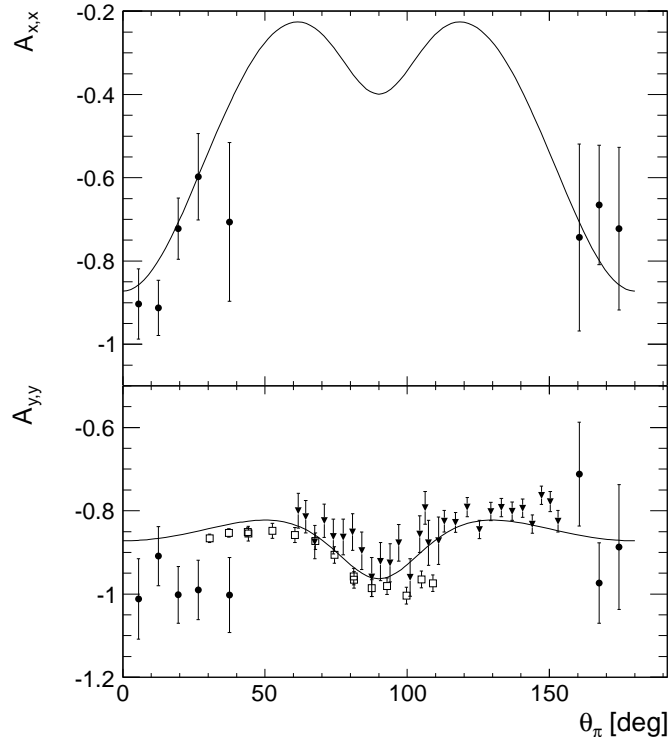
სადაც P და Q დამცემი ნეიტრონების ნაკადისა და პროტონების სამიზნის ვექტორული პოლარიზაციებია.

$$A_y^P(\vartheta_\pi) = -A_y^Q(\pi - \vartheta_\pi) \quad (6.3)$$

დეიტრონების ნაკადის P ვექტორული პოლარიზაციის განსაზღვრა მოხდა $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციით, რაც აღწერილია პარაგრაფში 4.2. ნაკადის $T_d = 1.2$ გეგ ენერჯიაზე მიღებული სპინური კორელაციის კოეფიციენტები $\vec{d}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციაში საკმაოდ კარგად აღიწერება იმპულსურ მიახლოებაში. ამან მოგვცა საშუალება გამოგვეყენებინა ეს უკანასკნელი რეაქცია და განგვესაზღვრა PQ ნამრავლი, რომელიც (6.2) ფორმულის მიხედვით განსაზღვრავს სპინური კორელაციის კოეფიციენტების გაზომვის სიზუსტეს. ნამრავლისათვის მივიღეთ მნიშვნელობა $PQ = 0.372 \pm 0.010$. ცდომილებაში შესულია შესწორება, რაც გამოწვეულია სამიზნის $|Q^\uparrow|$ და $|Q^\downarrow|$ პოლარიზაციებში განსხვავებით. დამატებით შესაძლოა არსებობდეს სისტემატური ცდომილება როგორც იმპულსური მიახლოების მოდელში, ასევე ნეიტრონ-პროტონის გადამუხტვის ამპლიტუდებშიც [1]. მათი გათვალისწინებით PQ ნამრავლის მნიშვნელობაში სრული ცდომილება შესაძლებელია გაიზარდოს 10%-მდე.

სპინური კორელაციის $A_{x,x}$ და $A_{y,y}$ პარამეტრების განსაზღვრა მოხდა $\vec{d}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის მსგავსად (იხ. პარაგრაფი 5.2), (6.2) დამოკიდებულების

გათვალისწინებით. მიღებული შედეგები $T_n = 600$ მეგ ენერგიაზე წარმოდგენილია სურათზე 6.6, SAID-ის პარციალური ტალღური ანალიზის [20] შედეგებთან ერთად. იგივე სურათზე ნაჩვენებია სხვა გაზომვების შედეგებიც, რომლებიც მხოლოდ დიდ კუთხეებს მოიცავს [42, 43].



სურ 6.6: $A_{x,x}$ და $A_{y,y}$ სპინური კორელაციის კოეფიციენტები $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციაში $T_n = 600$ მეგ ენერგიაზე. ნაჩვენებია მხოლოდ სტატისტიკური ცდომილებები. წირები შეესაბამება SAID-ის წინასწარმეტყველებებს [20]. ასევე ნაჩვენებია $pp \rightarrow d\pi^+$ რეაქციისათვის PSI-ს შედეგები 578 მეგ-ზე (სამკუთხედები) [42] და LAMPF-ის შედეგები 593 მეგ-ზე (ღია კვადრატები) [43].

ჩვენს მიერ მიღებული შედეგები, ANKE სპექტრომეტრზე 353 მეგ ენერგიაზე მიღებულ სხვა შედეგებთან ერთად, გამოქვეყნებულია შრომაში [44].

თავი 7

დასკვნა

გაზომილ იქნა $dp \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთა, ტენზორული ანალიზირების უნარები და სპინური კორელაციის კოეფიციენტები პროტონსა და ნეიტრონს შორის მცირე გადაცემული იმპულსების არეში [45]. დიფერენციალური კვეთის მიღებული შედეგები კარგად აღიწერება იმპულსური მიახლოების წინასწარმეტყველებებთან, რომლებიც ემყარება SAID პროგრამის საშუალებით მიღებულ np ამპლიტუდებს $T_n = 600, 800$ და 900 მეგ ენერგიაზე. აღმოჩნდა, რომ უფრო მაღალ ენერგიაზე ეს ამპლიტუდები არაზუსტია და შესაბამისი წინასწარმეტყველება 15%-ით უფრო დიდია, ვიდრე ჩვენს მიერ მიღებული შედეგი 2.27 გევ ენერგიაზე ($T_n = 1.135$ გევ). უნდა აღინიშნოს, რომ ნორმირების ცდომილება ამ ენერგიაზე მაქსიმალურია და შეადგენს 6%-ს, თუმცა მაინც საგრძნობლად მცირეა, ვიდრე დამზერილი განსხვავება ექსპერიმენტულ შედეგსა და თეორიულ მნიშვნელობას შორის. ამ განსხვავების მიზეზი უნდა ვეძებოთ SAID-ის სიზუსტეში, რომლის ნაწინასწარმეტყველები არაპოლარიზებული კვეთა $np \rightarrow pn$ რეაქციისათვის შესაძლოა რეალობას აღემატებოდეს 10%-ით [2], რომლის სპინზე დამოკიდებული ნაწილიც დაახლოებით 10%-ით უფრო დიდია [46].

დიფერენციალური კვეთის მსგავსად, A_{xx} და A_{yy} ანალიზირების უნარების აღწერაც დამაკმაყოფილებელია დაბალ ენერგიაზე განსხვავებით 2.27 გევ ენერგიისა, სადაც დაფიქსირდა მნიშვნელოვანი გადახრები თეორიული წინასწარმეტყველებებიდან. რამდენადაც მაღალ ენერგიაზე იმპულსური მიახლოება უკეთ უნდა მუშაობდეს, SAID-ის np ამპლიტუდები კვლავ კითხვის ნიშნის ქვეშ ექცევა. დადგინდა, რომ აღნიშნული პრობლემა დაკავშირებულია $\varepsilon(q)$ ამპლიტუდასთან. მისი მნიშვნელობის 25%-ით შემცირებით, და შესაბამისი წინასწარმეტყველებების გადათვლით, შესაძლებელია ექსპერიმენტული შედეგების აღწერა. შესაძ-

ლებელია q -ზე დამოკიდებულებაც არ იყოს ზუსტი, თუმცა ჩვენს ჩვენს ხელთ არსებული ექსპერიმენტული მონაცემები ამის გარკვევის საშუალებას არ იძლევა.

ორმაგპოლარიზებულ ექსპერიმენტში გაიზომა $\vec{d}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციის $C_{x,x}$ და $C_{y,y}$ სპინური კორელაციის კოეფიციენტები 1.2 and 2.27 გვე ენერგიებზე. დაბალ ენერგიაზე მიღებული შედეგები წარმატებით აღიწერა იმპულსური მიახლოებით, ხოლო მაღალ ენერგიაზე დაფიქსირდა მსგავსი პრობლემა, რაც ტენზორული ანალიზირების უნარების შემთხვევაში. $\varepsilon(q)$ ამპლიტუდის 25%-ით შემცირება აქაც კარგ ეფექტს იძლევა, რაც საბოლოოდ ადასტურებს მოსაზრებას, რომ მაღალ ენერგიებზე SAID-ის $\varepsilon(q)$ მნიშვნელობები არასაკმარისად ზუსტია.

არაპოლარიზებული დეიტრონების ნაკადითა და პოლარიზებული წყალბადის სამიზნის გამოყენებით გაიზომა A_y^p პროტონის ანალიზირების უნარი $d\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s n$ რეაქციაში. მიუხედავად სიგნალის სიმცირისა, 1.2 გვე ენერგიაზე მიღებული შედეგები შესანიშნავ თანხმობაშია იმპულსურ მიახლოებასთან, ხოლო მაღალ ენერგიაზე დაფიქსირდა განსხვავება, რაც მეტყველებს SAID-ის $\gamma(q)$ ამპლიტუდის განსაზღვრაში არსებულ სერიოზულ პრობლემაზე.

ის ფაქტი, რომ იმპულსური მიახლოება კარგად აღწერს ჩვენს ხელთ არსებულ ექსპერიმენტულ მონაცემებს 1 გვე ნუკლონის ენერგიამდე, უფლებას გვაძლევს ვიფიქროთ, რომ ჩვენს მიერ არჩეული მეთოდოლოგია სწორია. მაგრამ, მაღალ ენერგიაზე დაფიქსირებული განსხვავებები მიგვანიშნებს დღეისათვის არსებული np სპინ-სპინ ამპლიტუდების შემცირების აუცილებლობაზე. ასევე, საჭიროა სპინ-ორბიტალური წვლილის გაზრდაც. ამრიგად, დეიტრონის გადამუხტვის რეაქცია გვაძლევს მნიშვნელოვან ინფორმაციას ნეიტრონ-პროტონის ამპლიტუდის სპინურ სტრუქტურაზე.

აღნიშნული კვლევები ANKE სპექტრომეტრის გამოყენებით ასევე გაგრძელდა პიონების დაბადებით მიმდინარე პროცესებშიც. საინტერესო შედეგები იქნა მიღებული $dp \rightarrow \{pp\}_s \Delta^0$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთასა და ტენზორულ ანალიზირების უნარებზეც. ექსპერიმენტულ მონაცემებში, $\Delta^0(1232)$ იზობარას პირდაპირი დაბადების შესაბამისი პიკის გარდა, ასევე შეინიშნება გარკვეული რაოდენობის შემთხვევები πN სისტემის მცირე მასების (s ტალღა) არემიც. ამ უბანში მონაცემების აღწერისათვის აუცილებელია მაღალი რიგის დიაგრამების გათვალისწინება [40]. მიუხედავად იმისა, თუ მომავალში დამატებით რომელი სიდიდეების გაზომვა მოხდება ამ რეაქციაში, შემდგომი თეორიული ანალიზია საჭირო იმისათვის, რომ ექსპერიმენტული მონაცემები საიმედოდ დავაკავშიროთ $\vec{n}p \rightarrow \vec{p}\Delta^0$ პროცესთან. ვიმედოვნებთ, რომ ჩვენს მიერ მიღებული შედეგები ხელს შეუწყობს უკეთესი $np \rightarrow p\Delta^0$ მოდელის შექმნას.

ნაშრომში განხილული ექსპერიმენტები გაგრძელდა დეიტრონების ნაკადის მაქსიმალურ $T_d = 2.27$ გევ ენერგიამდე, რითიც ფაქტიურად ამოიწურა COSY-ის შესაძლებლობები. კვლევების გასაგრძელებლად, აუცილებელია ექსპერიმენტების დაყენება შებრუნებულ კინემატიკაში პროტონების ნაკადითა და დეიტრონების სამიზნით [19, 25]. ამ შემთხვევაში გამოტყორცნილი ორი ნელი პროტონის დეტექტირება მოხდება სილიკონ-ტრეკული ტელესკოპებით [47], რაც საშუალებას მოგვცემს გავაფართოვოთ კვლევების ენერგეტიკული არე 2.8 გევ/ნუკლონი ენერგიამდე [48, 49, 50].

ბიბლიოგრაფია

- [1] R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman. *Physics Review C*, 62:034005, 2000.
- [2] G. Bizard et al. *Nuclear Physics B*, 85:14, 1975.
- [3] J. Ball et al. *European Physical Journal C*, 5:51, 1989.
- [4] I. Pomeranchuk. *Doklady Akademii Nauk*, 77:249, 1951.
- [5] D. V. Bugg and C. Wilkin. *Nuclear Physics A*, 467:575, 1987.
- [6] J. Carbonell, M.B. Barbaro, and C. Wilkin. *Nuclear Physics A*, 529:653, 1991.
- [7] M.B. Barbaro and C. Wilkin. *Journal of Physics G*, 15:L69, 1989.
- [8] D. Chiladze et al. *Physics Letters B*, 637:170, 2006.
- [9] R. A. Arndt et al. *Physics Review C*, 50:2731, 1994.
- [10] D. Chiladze et al. *European Physical Journal A*, 40:23, 2009.
- [11] R. Maier et al. *Nuclear Instruments and Methods A*, 390:1, 1997.
- [12] S. Barsov et al. *Nuclear Instruments and Methods A*, 462:364, 2001.
- [13] H. J. Stein et al. Proc. 18th Conf. Charged Particle Accelerators (RUPAC 2002).
- [14] H. J. Stein et al. *Atomic Energy*, 94:24, 2003.
- [15] A. Khoukaz et al. *European Physical Journal D*, 5:275, 1999.

- [16] M. Mikirtychyants et al. *Nuclear Instruments and Methods A*, 721:83, 2013.
- [17] R. Engels et al. *AIP Conference Proceedings*, 980:255, 2008.
- [18] A. Kacharava et al. Measurement of the $\vec{d}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s n$ charge-exchange reaction with polarised beam and target. *COSY proposal*, page 172, 2007.
- [19] K. Grigoryev et al. *AIP Conference Proceedings*, 915:979, 2007.
- [20] R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, R. L. Workman, and D. V. Bugg. *Physics Review C*, 48:1926, 1993.
- [21] S. Agostinelli et al. *Nuclear Instruments and Methods A*, 506:250, 2003.
- [22] S. Dymov et al. *Particles and Nuclei Letters*, 1:40, 2004.
- [23] G.G. Ohlsen. *Reports of Progress in Physics*, 35:717, 1972.
- [24] B. v. Przewoski et al. *Physics Review C*, 74:064003, 2006.
- [25] K. Grigoryev et al. *Nuclear Instruments and Methods A*, 599:130, 2009.
- [26] C. Ellegaard et al. *Physics Review Letters*, 59:974, 1987.
- [27] C. Ellegaard et al. *Physics Letters B*, 231:365, 1989.
- [28] T. Sams. *The nuclear spin isospin response - The (\vec{d}, p) reaction at intermediate energies*. PhD thesis, Niels Bohr Institute Copenhagen, 1991. <http://www.physics.dk/Sams1990.pdf>.
- [29] V. Dmitriev, O. Sushkov, and C. Gaarde. *Nuclear Physics A*, 459:503, 1986.
- [30] K. M. Watson. *Physics Review*, 88:1163, 1952.
- [31] A. B. Migdal. *Zh. Eksp. Theor. Fiz.*, 28:3, 1953.
- [32] B. J. Morton et al. *Physics Review*, 169:825, 1968.
- [33] Yu. Uzikov, J. Haidenbauer, and C. Wilkin. The charge-exchange reaction $dp \rightarrow \{pp\}_s N\pi$ in the Δ -isobar region. Anke internal report, 2013. <http://www.collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke>.

- [34] D. Mchedlishvili et al. *Physics Letters B*, 726:145, 2013.
- [35] C. Ellegaard et al. *Physics Letters B*, 154:110, 1985.
- [36] J. Banaigs et al. *Physics Letters B*, 45:535, 1973.
- [37] H. P. Morsch et al. *Physics Review Letters*, 69:1336, 1992.
- [38] R. Baldini Celio et al. *Nuclear Physics A*, 379:477, 1982.
- [39] P. Fernández de Córdoba et al. *Nuclear Physics A*, 586:586, 1995.
- [40] H. Garcilazo and T. Mizutani. πNN Systems. World Scientific, Singapore, 1990.
- [41] C. Hanhart. *Physics Reports*, 397:155, 2004.
- [42] E. Aprile et al. *Nuclear Physics A*, 415:365, 1984.
- [43] W. B. Tippens et al. *Physics Review C*, 36:1413, 1987.
- [44] V. Shmakova, D. Mchedlishvili, et al. *Physics Letters B*, 726:634, 2013.
- [45] D. Mchedlishvili et al. *European Physical Journal A*, 49:49, 2013.
- [46] V. I. Sharov et al. *European Physical Journal A*, 39:267, 2009.
- [47] R. Schleichert et al. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50:301, 2003.
- [48] A. Kacharava, F. Rathmann, and C. Wilkin. Spin physics from COSY to FAIR. *COSY proposal*, page 152, 2005. (arXiv:nucl-ex/0511028).
- [49] D. Chiladze, A. Kacharava, and C. Wilkin. *COSY proposal*, page 212, 2012.
- [50] D. Mchedlishvili, S. Barsov, and C. Wilkin. Measurement of spin observables in $\vec{p}\vec{d}$ elastic and inelastic scattering with polarised beam and target at anke-cosy. *COSY proposal*, page 218, 2013.