

ბ. ბოკლაძე

ავტობირთვის უიზიკის
საფუძვლები

ბეჭდობა და შრომა
თბილისი
1956

ნაპროკი „ატომბირთვის ფიზიკის საფუძვლები“ შედგენილ იქნა იმ ლექციების საფუძველზე, რომლებსაც ავტორი წლების განმავლობაში კითხულობდა თბილისის პედაგოგიური ინსტიტუტის ფიზიკა-მათემატიკის ფაკულტეტის უფროსი კურსის სტუდენტებისათვის.

იგი დაჰხმარე წიგნია და ძირითადად მასში მოცემულია საკვანძო ექსპერიმენტული ფაქტების აღწერა თანამედროვე თეორიის საფუძველზე.

წიგნი შედგება ორი ნაწილისაგან. პირველი ნაწილი წარმოადგენს ექსპერიმენტული მონაცემების აღწერილობას და თავისი სიმარტივის გამო შეიძლება სტუდენტებს გამოსადგეთ ფიზიკის ზოგადი კურსის შესწავლისას.

მეორე ნაწილი მიძღვნილია ატომბირთვის თანამედროვე თეორიის საკითხებისადმი და მკითხველისაგან მოითხოვს ქჭანტური მექანიკის ელემენტების ცოდნას. საერთოდ წიგნი ასახავს ატომბირთვის ფიზიკის, როგორც მეცნიერების, თანამედროვე მდგომარეობას და საინტერესო იქნება მკითხველისათვის, რომელიც დაინტერესდება დეტალურად გაეცნოს ფიზიკის ამ დარგს.

დამხმარე წიგნის დაწერა ყოველთვის წარმოადგენს გარკვეულ მეთოდურ სიძნელეს; მით უმეტეს, რომ იგი ეხება ფიზიკის ისეთ ახალგაზრდა დარგს, როგორც ატომბირთვის ფიზიკა. ამიტომ ავტორი მადლობელი იქნება ყველა შენიშვნისათვის, რომელთაც იგი მკითხველისაგან მიიღებს.

ნ ა წ ი ლ ი პ ი რ ვ ა ლ ი

ატომბირთვის ალფაირთი ფიზიკა

თ ა ვ ი 1

ატომბირთვული ფიზიკას ძირითადი ექსპერიმენტული მონაცემები

§ 1. შესავალი

ცდების დიდი რაოდენობით დასტურდება, რომ ატომში არსებობს ცენტრალური ნაწილი, ატომბირთვი, რომელშიც თითქმის ატომის მთელი მასაა თავმოყრილი და რომელსაც ატომის მოცულობის უმნიშვნელო ნაწილი უჭირავს. ფიზიკის იმ ნაწილს, რომელიც ატომბირთვს სწავლობს, ატომბირთვის ფიზიკა ეწოდება.

ატომბირთვის ფიზიკა შეიძლება ორ ნაწილად გავეყოთ:

I. ატომბირთვის აღწყობითი ფიზიკა;

II. ატომბირთვის რაოდენობითი ფიზიკა. I ნაწილში განიხილება ატომბირთვთა ძირითადი ექსპერიმენტული ფაქტების აღწერითი მხარე, ხოლო II-ში მოცემულია ამ ფაქტთა ზოგადი თეორიული, რაოდენობრივი შესწავლა.

1^o-ატომბირთვის ძირითადი დამახასიათებელი სიდიდეებია: ატომბირთვის ნომერი Z, მისი მასის რიცხვი A და მასა M. ცდებით დადგენილია, რომ ატომბირთვის ნომერი მთელი და დადებითი რიცხვია, რომელიც მოთავსებულია დაახლოებით

$0 \leq Z < 100$ (1,1)

შუალედში და იგი განსაზღვრავს ატომბირთვის მუხტის რაოდენობას:

$q = +Ze,$ (1,2)

სადაც e მუხტის ელემენტარული რაოდენობაა და დაახლოებით უდრის

$|e| = 4,802 \cdot 10^{-10} CGSE.$ (1,3)

ატომბირთვის რიგითი ნომერი Z იძლევა იმავე დროს სათანადო ელემენტის რიგითი ნომერს ელემენტთა მენდელეევის პერიოდულ სისტემაში. უველაზე უმარტივესი ანომის - წყალბადის ატომბირთვისათვის რიგითი ნომერი $Z(H)=1$; ამ ატომბირთვის პროტონი ეწოდება. შეიძლება ატომის ჰელიუმის ატომბირთვის ნომერი $Z(He)=2$, ლითიუმის $Z(Li)=3$, ბერილიუმისათვის $Z(Be)=4$ და ა. შ. ატომბირთვის, რომლის ნომერიც 100-ის ტოლია, ცენტრზე ეწოდება. იგი ამ რამდენიმე წლის წინათ იყო აღმოჩენილი. Z -ს ზოგიერთი მნიშვნელობები ბუნებაში უშუალოდ არ გვხვდება, ასეთები არიან 0, 43, 61, 85.

ატომბირთვის M მასის ფარდობა პროტონის მასასთან მთელ რიცხვს უახლოვდება და ამ ფარდობის შესაბამის მთელ რიცხვს ატომბირთვის A - მასის რიცხვი ეწოდება. მაგალითად, H - ატომბირთვის მასის რიცხვი $A(H)=1$, რადგანაც ჰელიუმის ატომბირთვის $M(He)$ მასის ფარდობა პროტონის $M(p)$ მასასთან,

$$M(He)/M(p) \cong 4.$$

ატომბირთვის მასის რიცხვები დაახლოებით შემდეგ შუალედში იმყოფება:

$$1 \leq A \leq 242 \quad (1,4)$$

$A=242$ მასის რიცხვი ელემენტ კიურის (Cu) შეესაბამება. (1,4) შუალედიდან არ გვხვდება ხოლო $A=5$ და $A=8$, რომელთაც არამდგრადი ატომბირთვები შეესაბამება.

ატომბირთვები

$$A=4n+1 \quad (1,5)$$

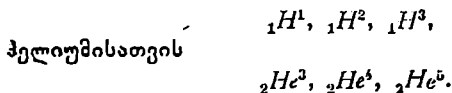
მასის რიცხვით, სადაც $A > 209$ (Bi -ის მასის რიცხვზე) ბუნებაში უშუალოდ არ გვხვდება და შეიძლება მიღებული იქნას მხოლოდ ლაბორატორიული წესით.

2^o - თუ ორ ატომბირთვს ტოლი რიგითი ნომრები აქვთ. მაგრამ განსხვავებული მასის რიცხვები, მათ იზოტოპები ეწოდებათ. აღვნიშნოთ ატომბირთვი Z^A სიმბოლოს საშუალებით, რომელიც ასე წაიკითხება „ატომბირთვი Z ნომრითა და A მასის რიცხვით“. განმარტების მიხედვით ცხადია, რომ იზოტოპებისათვის გვექნება შემდეგი ატომბირთვული სიმბოლოები:

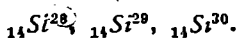
$$Z^{A_1}, Z^{A_2}, Z^{A_3}, \dots \quad (1,5)$$

სადაც A_1, A_2, A_3, \dots ურთიერთ განსხვავებული მასის რიცხვებია.

ხშირად ატომბირთვის აღსანიშნავად იხმარება ატომის ქიმიური სიმბოლო, რომლის მარჯვენა ზედა ინდექსიც მასის რიცხვია, ხოლო მარცხენა ქვედა ინდექსი კი რიგითი ნომერი. მაგალითად, სიმბოლო ${}_2\text{He}^4$ აღნიშნავს ჰელიუმის ატომბირთვის $Z=2$ რიგითი ნომრით და $A=4$ მასის რიცხვით. წყალბადის ატომბირთვისათვის ცნობილია შემდეგი იზოტოპები:



სილიციუმისათვის ცნობილია შემდეგი სტაბილური იზოტოპები:



ატომბირთვთა იზოტოპები მოცემულია იზოტოპების ცხრილებში, რომელნიც შეიცავენ მათ ფიზიკური თვისებების დამახასიათებელ სიდიდეებსაც. იზოტოპს რადიოაქტიური ანუ არასტაბილური ეწოდება, თუ ის რაიმე ნაწილაკთა გამოსხივებით თავისთავად (სპონტანურად) გარდაიქმნება სხვა ატომბირთვის იზოტოპად. თუ იზოტოპს თავის მასის რიცხვთან შედარებით დიდი რიგითი ნომერი აქვს, ასეთი იზოტოპი β^+ აქტიურია. ე. ი. β^+ პოზიტრონის გამოსხივებით გარდაიქმნება სხვა იზოტოპად. მაგალითად, ${}_{14}\text{Si}^{27}$ ატომბირთვის ჰარბი მუხტი აქვს მისი მასის რიცხვთან შესაბამისად, რის გამოც ის β^+ აქტიურია და ამ დაშლის შედეგად გარდაიქმნება მის წინამავალ ${}_{13}\text{Al}^{27}$ ელემენტად. ეს გარდაქმნა ჩვენ შეგვიძლია მოკლედ შემდეგი ატომბირთვული რეაქციის სახით ჩავწეროთ



ამ ატომბირთვული შლის (1.6) დამახასიათებელი სიდიდე ნახევრად დაშლის პერიოდი 4,9 სეკუნდის ტოლია. ეს იმას ნიშნავს, რომ ${}_{14}\text{Si}^{27}$ ატომბირთვების მოცემული რაოდენობის ნახევარი, 4,9 სეკუნდის განმავლობაში, გარდაიქმნება β^+ გამოსხივების შედეგად ${}_{13}\text{Al}^{27}$ ატომბირთვებად. განვიხილოთ კიდევ ერთი მაგალითი აქტიურ იზოტოპების შესახებ. იზოტოპი ${}_{14}\text{Si}^{31}$, პირიქით. ჰარბი მასის რიცხვის მქონეა მის ნომერთან შედარებით, ამის გამო იგი β^- აქტიურია. ეს მდგომარეობს ${}_{14}\text{Si}^{31}$ -ის ნიერ β^- , ჩვეულებრივი ელემენტრონების, გამოსხივებით მეზობელ ${}_{15}\text{P}^{31}$ ბირთვად გარდაქმნაში, რაც მოკლედ შეგვიძლია ჩავწეროთ შემდეგი სახით:



აღნიშნული (1,7) β^- შლის პერიოდი მოცემულია 170 წუთით.

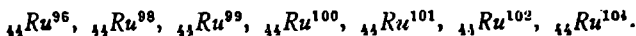
3° — ორ ან რამდენიმე ატომბირთვის, რომელთაც ერთნაირი მასის რიცხვი აქვთ, მაგრამ განსხვავებული რიგითი ნომერი, იზობარები ეწოდებათ. (1,5) ის მსგავსად იზობარები შემდეგი სიმბოლოებით შეგვიძლია ჩავეწეროთ:

$$Z_1^A, Z_2^A, Z_3^A, \dots \quad (1,8)$$

სადაც Z_1, Z_2, Z_3 და ა. შ. ურთიერთ განსხვავებული რიგითი ნომრებია. მაგალითად, ატომბირთვები ${}_1H^3$ და ${}_2He^3$ იზობარები არიან, ან კიდევ რუტენიუმისა და პალადიუმის ${}_{44}Ru^{104}$ და ${}_{46}Pd^{104}$ ატომბირთვებიც აგრეთვე იზობარები არიან. იზობარული ატომბირთვები გავრცელებულია რადიოაქტიურ ბირთვთა შორის.

4° — თუ ატომბირთვის რიგითი ნომერი $Z=2n$ ლუწი რიცხვია. მას ლუწი ატომბირთვი ეწოდება. თუ ატომბირთვის რიგითი ნომერი კენტია $Z=2n+1$, მას კენტი ატომბირთვი ეწოდება. სტაბილურ იზოტოპებს შორის ადგილი აქვს შემდეგ კანონზომიერებას:

I. ლუწი ატომბირთვების სტაბილური იზოტოპების რიცხვი გაცილებით მეტია კენტი ატომბირთვების სტაბილური იზოტოპების რიცხვზე. მაგალითად, რუტენიუმის ლუწი ატომბირთვს 7—სტაბილური იზოტოპი აქვს, ესენი არიან

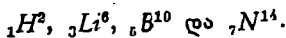


იმ დროს, როდესაც კენტ ატომბირთვს როდიუმისა (Rh) ერთადერთი სტაბილური იზოტოპი აქვს ${}_{45}Rh^{103}$. ასეთივე კანონზომიერება შეიმჩნევა ყველა სხვა ატომბირთვისათვის.

თუ ლუწი ატომბირთვს $A=2K$ მასის რიცხვიც ლუწი აქვს, მას მოკლედ ლუწი-ლუწი ატომბირთვი ეწოდება. ანალოგიურად განიშარტება ლუწი-კენტი, კენტ-ლუწი და კენტ-კენტი ატომბირთვები. იზოტოპების ცხრილში შესამჩნევია აგრეთვე შემდეგი კანონზომიერება:

II. სტაბილურ იზოტოპებში ლუწი მასის რიცხვის შესაბამის ატომბირთვების რიცხვი მეტია კენტი მასის რიცხვის შესაბამის ატომბირთვების რიცხვზე.

III. თითქმის ყველა სტაბილურ ატომბირთვს, რომელთაც მასის A რიცხვი ლუწი აქვთ, Z — რიგითი ნომერიც ლუწი რიცხვი აქვთ ამ წესის გამონაკლისს იძლევიან სტაბილური მსუბუქი ატომბირთვები



იზოტოპების ცხრილის მიხედვით იოლად შეიძლება შევადგინოთ ზემოთ აღნიშნული I, II და III კანონზომიერების საილიუსტრაციო ცხრილი, რომელშიც (1) სვეტში მოცემულია ატომბირთვის რიგითი ნომერი, (2)—სვეტში ამ ნომრის შესაბამისი სტაბილური იზოტოპების N_z - რიცხვი. ამ სვეტში მოცემული რიცხვები აშკარად ადასტურებენ I — წესს. ბირთვებს $Z=46, 48, 50, 52, 54$, სტაბილური იზოტოპების გაცილებით უფრო მეტი რიცხვები შეესაბამება

$$N_z=6, 8, 10, 8, 9,$$

ვიდრე კენტ ატომბირთვებს $Z=47, 49, 51, 53.$, $N_z=2, 2, 2, 1.$

ცხრილი 1			
(1)	(2)	(3)	(4)
Z	N_z	N_z'	N_z''
46	6	1	5
47	2	2	0
48	8	2	6
49	2	2	0
50	10	3	7
51	2	2	0
52	8	2	6
53	1	1	0
54	9	2	7

(3) — სვეტში მოცემულია იზოტოპთა საერთო N_z რიცხვიდან ისეთი იზოტოპების რიცხვი N_z' , რომელიც A — მასის რიცხვის კენტ მნიშვნელობებს შეესაბამებია.

(4) სვეტში მოცემულია მოცემული Z ნომრის შესაბამის ატომბირთვთა რიცხვიდან ისეთების რიცხვი N_z'' , რომელნიც ლუწი მასის ნომერს შეესაბამებია.

აღნიშნულ (3) და (4) სვეტებში მოცემული რიცხვები ადასტურებენ II კანონს. მართლაც ლუწი A -ს შესაბამისი ატომბირთვების რიცხვები მეტია, ვიდრე კენტის და III-ს, რომ ლუწ A -ს Z -იც ლუწი შეესაბამება.

I ცხრილი შეიძლება სტაბილურ იზოტოპთა სრულ ერთობლიობისათვის აგვეგო, მაგრამ სიმარტივისათვის ჩვენ ვკმაყოფილდებით მხოლოდ $Z=46 - 54$ ატომბირთვული ნომრებით.

5° — იმ შემთხვევაში, როდესაც ატომბირთვებს საერთო რიგითი ნომრები და საერთო მასის რიცხვები აქვთ, მათ შორის განსხვავება მხოლოდ ენერგეტიულ მდგომარეობებში შეიძლება იყოს და ასეთ ატომბირთვებს იზომერები ეწოდებათ.

იზომერების სიმბოლიურად ჩაწერა შესაძლებელია

$$(Z^A), (Z^A)^*, (Z^A)^{**}$$

სახით, სადაც $**$ ნიშნაკები ანსხვავებენ ატომბირთვებს ენერგიების მიხედვით. იზომერი ატომბირთვები წარმოადგენენ მოლეკულური იზომერების ანალოგს, სადაც იზომერ მოლეკულებში ატომების ერთნაირი შემადგენლობაა, მაგრამ მოცემულია მათი სხვადასხვა განლაგება.

§ 2. ატომბირთვული მემრვიბა

ატომბირთვის ენერგეტიული დახასიათებისათვის ღრდი ენიშვნელობა აქვს მის M მასას. უმარტივესი ატომბირთვის პროტონის მასა, გაზომილი სათანადო ექსპერიმენტებით, მოცემულია შემდეგი სიდიდით:

$$M(p) = 1.6724 \cdot 10^{-24} \text{ გ.} \quad (2,1)$$

იმ დროს, როდესაც ელექტრონის მასა

$$M(e) = 9,106 \cdot 10^{-28} \text{ გ.} \quad (2,2)$$

მაშასადამე, პროტონის მასა დაახლოებით 1837-ჯერ მეტია ელექტრონის მასაზე.

საბჭოთა მეცნიერების ტამისა და ივანენკოს მიერ დადგენილია, რომ ატომბირთვი აგებულია პროტონებისა და ნეიტრონებისაგან და მასში სხვა ელემენტარული ნაწილაკები არ შედის. ნეიტრონი ნეიტრალური მძიმე ელემენტარული ნაწილაკია, რომლის მასაც დაახლოებით პროტონის მასის ტოლია. \checkmark

ზოგად შემთხვევაში Z^A ატომბირთვის შემადგენლობაში Z პროტონი შედის, რომელიც ადგენს ბირთვის $+Ze$ დადებით მუხტს, სადაც e — მოცემულია (1,3) სიდიდით და

$$N = A - Z \quad (2,3)$$

ნეიტრონი, რომელიც პროტონებთან ერთად საერთო რიცხვში იძლევიან ბირთვის A — მასის რიცხვს. \checkmark

ფარდობითული ფიზიკის ერთერთი მნიშვნელოვანი შედეგი მიგვიჩვენებს, რომ სისტემის მასის ΔM ცვლილებას ყოველთვის ეთანადება მისი ენერჯიის ΔE ცვლილება, რომელთა შორისაც შემდეგი დამოკიდებულება არსებობს:

$$\Delta E = \Delta M \cdot C^2, \quad (2,4)$$

სადაც $C = 3 \cdot 10^{10}$ სმ. სექ.⁻¹ სინათლის სიჭარბეა ვაკუუმში. ამ კანონმა (2.4) შესანიშნავი დასაბუთება ჰპოვა ატომბირთვულ ფიზიკაში. გამოირკვა, რომ ატომბირთვითა M მასების განსხვავებულობა მთელ რიცხვისაგან დაკავშირებულია მის ენერჯიასთან (2,4) კანონის მიხედვით.

ეთქვათ, მოცემული Z^A ატომბირთვის მასა გრამებში M -ია. პროტონის მასა $M(p)$. ხოლო ნეიტრონის $M(n)$. ცხადია, რომ ამ ატომბირთვის Z პროტონისა და $(A-Z)$ -ნეიტრონის მასა ტოლი იქნება

$$ZM(p) + (A-Z)M(n). \quad (2,5)$$

თუ ჩვენ ამ მასას (2.5) შევადარებთ განხილული ატომბირთვის M მასასთან, გამოირკვევა, რომ ისინი არ არიან ერთმანეთის ტოლი. განსხვავება ამ მასებს შორის შესაძლებელია გაგებულ იყოს მხოლოდ (2,4) კანონის საფუძველზე. სახელდობრ, ეს განსხვავება გამოწვეულია იმ ფაქტით, რომ ნეიტრონებსა და პროტონებს ატომბირთვში გარკვეული ენერჯია აკავშირებს, რომელსაც ჩვენ ატომბირთვის ბმის ენერჯიას ვუწოდებთ. (2.4) კანონის თანახმად და (2.5)-ის მიხედვით ატომბირთვის ბმის ენერჯია ზოგად შემთხვევაში შემდეგი სახით შეიძლება ჩავწეროთ:

$$E = [ZM(p) + (A-Z)M(n) - M(Z^A)] c^2. \quad (2,6)$$

განვიხილოთ მარტივი მაგალითი: ჰელიუმის ატომბირთვის მასა

$$M({}_2\text{He}^4) = 4,00390 \text{ მასის} \quad (2,7)$$

ფიზიკური ერთეულის. მასის ფიზიკური ერთეული ${}_2Q^{16}$ -ნიოტონის მასის ერთ მეთექვსმეტედს უდრის. პროტონის მასა ტოლია

$$M(p) = 1,00812 \text{ მას. ფიზ. ერთ.} \quad (2,8)$$

ნეიტრონის

$$M(n) = 1,00893 \text{ მას. ფიზ. ერთ.} \quad (2,8 a)$$

(2,6) ფორმულის მიხედვით ${}_2\text{He}^4$ ატომბირთვის ბმის ენერჯია. ან მისი შემადგენელ ორ ნეიტრონად და ორ პროტონად დაშლისათვის აუცილებელი ენერჯია მოცემული იქნება შემდეგი სიდიდით:

$$E({}_3\text{He}^4) = (2 \cdot 1.00812 + 2 \cdot 1.00893 - 4.00390) = 0.03020 \text{ ენერჯის მასური ერთეულის.} \quad (2,8b)$$

ენერჯის ფიზიკური ან მასური ერთეული ისეთი ენერჯიაა, რომელიც (4,4) კანონის თანახმად ეთანადება მასის ერთ ფიზიკურ ერთეულს. ენერჯის მასური ერთეული იოლად შეიძლება გადავიყვანოთ მეგა-ელექტრონ ვოლტებში, რომლისთვისაც იხმარება აღნიშვნა *Mev*: ამ გადასვლისათვის სამართლიანია შემდეგი ტოლობა:

$$0,001 \text{ ენერგ. მას. ერთ.} = 0,931 \text{ Mev.} \quad (2,9)$$

თუ ამ გადასვლის ფორმულას (2,9)—გამოვიყენებთ ${}_3\text{He}^4$ -ს (2,8b) მნიშვნელობაში, მივიღებთ:

$$E({}_3\text{He}^4) = 28,12 \text{ Mev.} \quad (2,10)$$

ბშირად ბმის ენერჯიას ჰყოფენ ნაწილაკთა იმ რიცხვზე, რომელნიც შედიან მოცემული ატომბირთვის შემადგენლობაში. მაგალითად, ${}_3\text{He}^4$ ატომბირთვის შემთხვევაში ნუკლონის (ნეიტრონის ან პროტონის) ბმის ენერჯია მიიღება (2,10) მნიშვნელობის $A=4$ -ზე გაყოფით, რაც $7,03 \text{ Mev}$ -ს იძლევა.

განხილული მაგალითის მსგავსად ჩვენ შეგვიძლია ნებისმიერი ატომბირთვის ბმის ენერჯია გამოვთვალოთ. ატომბირთვების ბმის ენერჯიები ჩვეულებრივ მოყვანილია იზოტოპების ცხრილებში.

განვიხილოთ ბმის ენერჯიის გამოთვლის მეორე მაგალითი: მას-სპექტრომეტრული გაზომვებით მიღებულია, რომ ჟანგბადის იზოტოპის მასა $M({}_8\text{O}^{16}) = 16.00000$ მას. ფიზ. ერთ. (2,8) და (2,9) მასების გამოყენებით და (2,6) ფორმულის საშუალებით მივიღებთ, რომ ჟანგბადის ${}_8\text{O}^{16}$ იზოტოპის ბმის ენერჯია იქნება

$$E({}_8\text{O}^{16}) = 0,13640 \text{ ენერგ. მას ერთ.}$$

აქედან კი (2,9)-ს თანახმად მივიღებთ

$$E({}_8\text{O}^{16}) = 126,99 \text{ Mev.}$$

(2,4) — კანონის საფუძველზე ხელსაყრელია განვიხილოთ ატომბირთვული რეაქციებიც. განვიხილოთ ზოგადი სახით ატომბირთვული რეაქცია.

$$Z_1 A_1 + Z_2 A_2 = \dots \rightarrow Z_1' A_1' + Z_2' A_2' + \dots \quad (2,11)$$

ამ რეაქციის მარცხნივ მოცემული ატომბირთვები, რეაქციის შედეგად, გარდაიქმნება მის მარჯვნივ მოცემულ ატომბირთვებად.

ყოველ ატომბირთვულ რეაქციაში დაცულ უნდა იყოს შემდეგი ძირითადი კანონები:

I. მუხტის შენახვის კანონი, რაც შეგვიძლია შემდეგი სახით ჩავეწეროთ:

$$Z_1 + Z_2 + \dots = Z_1' + Z_2' + \dots \quad (2,12)$$

II. მასის რიცხვის შენახვის კანონი — ამ კანონის ძალით ადგილი უნდა ჰქონდეს ტოლობას

$$A_1 + A_2 + \dots = A_1' + A_2' + \dots \quad (2,13)$$

ატომბირთვულ რეაქციაში სამართლიანი უნდა იყოს აგრეთვე ენერჯიის შენახვის კანონიც; (2,11) რეაქციის მარცხნივ მოთავსებული ატომბირთვების მასასთან დაკავშირებული ენერჯია (2,4) ფორმულის მიხედვით ტოლი უნდა იყოს რეაქციის მარჯვნივ მოცემული ატომბირთვების მასებთან დაკავშირებული ენერჯიის, რეაქციაში მონაწილე მსუბუქი ნაწილაკების ზასების მხედველობაში მიღებით (რომელნიც (2,11) რეაქციაში ჩაწერილი არაა) და ყველა ნაწილაკის კინეტიკური ენერჯიების გათვალისწინებით.

§ 3. ატომბირთვების მდგრადობა

ატომბირთვს მდგრადი ეწოდება, თუ იგი სპონტანურად, თავისთავად, არ იშლება სხვა ატომბირთვად და რაიმე ნაწილაკად-ატომბირთვის მდგრადობისათვის აუცილებელია ადგილი ჰქონდეს მასათა შემდეგ უტოლობას:

$$M(Z^A) < M(Z_1^{A_1}) + M(Z_2^{A_2}), \quad (3,1)$$

სადაც

$$Z = Z_1 + Z_2 \quad \text{და} \quad A = A_1 + A_2.$$

(3,1) უტოლობა შემდეგი განზოგადებული სახით შეიძლება ჩამოვყალიბოთ. ატომბირთვის მასა ნაკლები უნდა იყოს ყველა იმ ბირთვის მასების ჯამზე, რომელნიც შეიძლება განხილულნი იყვნენ აღნიშნული ატომბირთვის შემადგენლად.

(3,1) უტოლობის საფუძველზე ჩვენ დავასკვნით, რომ Z^A ატომბირთვი მდგრადია $Z_1^{A_1}$ და $Z_2^{A_2}$ ატომბირთვებად დაშლის მიმართ.

თუ პირიქით

$$M(Z^A) > M(Z_1^{A_1}) + M(Z_2^{A_2})$$

ამბობენ, რომ ატომბირთვი Z^A არამდგრადია $Z_1^{A_1}$ და $Z_2^{A_2}$:
 ატომბირთვებად დაშლის მიმართ.

მაგალითად, ატომბირთვი ${}_3\text{Li}^7$ მდგრადია ${}_2\text{He}^4$ და ${}_1\text{H}^3$ ატომ-
 ბირთვებად დაშლის მიმართ მართლაც

$$M({}_3\text{Li}^7) < M({}_2\text{He}^4) + M({}_1\text{H}^3),$$

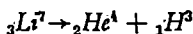
რადგანაც

$$M({}_3\text{Li}^7) = 7,01822 \text{ მას. ფიზ. ერთ.},$$

ხოლო

$$M({}_2\text{He}^4) + M({}_1\text{H}^3) = 4,00390 + 3,01702 = 7,02092 \text{ ფიზ. ერთ.}$$

ასე, რომ რეაქცია



არ შეიძლება სპონტანურად ჩატარდეს.

პირიქით, ატომბირთვი ${}_2\text{He}^5$ არამდგრადია ${}_2\text{He}^4$ და ნეიტრონად
 დაშლის მიმართ, მართლაც

$$M({}_2\text{He}^5) > M({}_2\text{He}^4) + M(n),$$

რადგანაც

$$M({}_2\text{He}^5) = 5,0137 \text{ ფიზ. ერთ.}$$

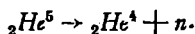
ხოლო

$$\begin{aligned} M({}_2\text{He}^4) + M(n) &= 4,00390 \\ &+ 1,00893 \\ \hline &= 5,01283 \text{ ფიზ. ერთ.} \end{aligned}$$

ე. ი. $M({}_2\text{He}^5)$ მასა 0,00087 ფიზ. ერთ-ით მეტია, ვიდრე

$$M({}_2\text{He}^4) + M(n)$$

აქედან ცხადია, რომ ${}_2\text{He}^5$ ბირთვი სპონტანურად უნდა დაიშალოს.
 შემდეგი რეაქციის მიხედვით:

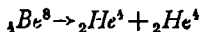


ატომბირთვი ${}_3\text{Li}^5$ არამდგრადია ${}_2\text{He}^4$ და პროტონად დაშლის
 მიმართ. $M({}_3\text{Li}^5) = 5,0136$ ფიზ. ერთ. ხოლო $M({}_2\text{He}^4) + M(p) =$
 $= 5,01202$ ფიზ. ერთ.

ამრიგად, ბირთვული რეაქცია



თავისთავად უნდა ჩატარდეს ენერგიის მინიმუმისაკენ, სისტემის გარდაქმნის პრინციპის თანახმად. ასევე ატომბირთვი ${}_4Be^8$ არამდგრადია



დაშლის მიმართ, რადგანაც $M({}_4Be^8) = 8,00785$ ფიზ. ერთ. იმ დროს როდესაც

$$2M({}_2He^4) = 8,00780 \text{ ფიზ. ერთ.}$$

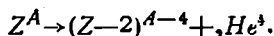
მდგრადი ატომბირთვის დასაშლელად ენერგია გარედან უნდა დაიხარჯოს მასზე, იმ დროს, როდესაც არამდგრადი ატომბირთვი თვით გამოჰყოფს ენერგიას დაშლის შედეგად.

თ ა მ 2

ატომბირთვის რადიუსი

✓ § 4. ატომბირთვის რადიუსის განსაზღვრა α -დაშლის საშუალებით

მძიმე ატომბირთვები, რომელთათვისაც $A \gg 208$. თავისთავად იშლებიან α — გამოსხივების საშუალებით. α — ნაწილაკები წარმოადგენენ ${}_2He^4$ ატომბირთვებს. α — შლის რეაქციის ზოგადი სახე შემდეგნაირად შეიძლება ჩაეწეროს:



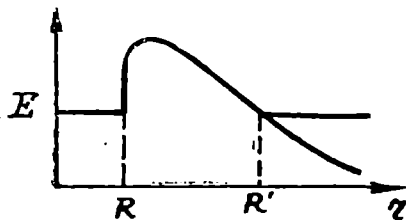
ამ რეაქციაზე იოლად შეიძლება შემოწმდეს (2,12) და (2,13) რიგითი ნომრისა და მასის რიცხვის შენახვის კანონი.

ატომბირთვიდან გამოსვლის დროს α — ნაწილაკმა უნდა გადალახოს პოტენციალური გეზირი. დიდ r — მანძილებისათვის $(Z-2)^{A-4}$ ნაშთი ატომბირთვისა და ${}_2He^4$ -ს შორის ადგილი აქვს განზიდვას, რომლის შესაბამისი ენერგიაც

$$\frac{2(Z-2)e^2}{r} \text{ -ია.} \quad (4,2)$$

როდესაც $r \ll R$ ადგილი აქვს ატომბირთვულ ძალების გავლენით გამოწვეულ ინტენსიურ მიზიდვას, ისე, რომ $(Z-2)^{A-4}$ და ${}_2He^4$ ატომბირთვების ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერგია მო-

ცემულ იქნება 1 ნახ.ზე გამოსახული მრუდით. ატომბირთვის რადიუსი განმარტებულია ისეთი R — მანძილით, რომლისთვისაც ბირთვული ძალები არსებითი მნიშვნელობის ხდებიან და პოტენციალური ენერჯიის მრუდი ინტენსიურად ეშვება ძირს.



ნახ. 1.

α — ნაწილაკის პოტენციალური ჯებირი.

ქვანტური მექანიკის გამოყენება α — შლის პრობლემაში იძლევა α — ნაწილაკის პოტენციალურ ჯებირში გასვლის სასრულო ალბათობას, მაშინაც კი, როდესაც მისი ენერჯია ბირთვში ნაკლებია პოტენციალური ჯებირის სიმაღლეზე. აღნიშნული ალბათობა პროპორციულია:

$$e^{-\frac{2}{h} \int_R^{R'} \sqrt{2M(V(r) - E)} dr} \quad (4;3)$$

სიდიდის, რომელსაც პოტენციალური ჯებირის განვლადობის კოეფიციენტი ეწოდება. α — აქტიური ბირთვის ნახევარდაშლის პერიოდი შექცევით პროპორციულია განვლადობის (4,3) კოეფიციენტის. ასე, რომ ნახევრად დაშლის პერიოდს თუ გავზომავთ α — აქტიურ ბირთვისათვის და დავწერთ მის შექცევით პროპორციულობას (4,3) კოეფიციენტთან, ჩვენ შეგვიძლია მასში შევიტანოთ აგრეთვე გავზომილი სიდიდეები E — გამოსხივებული α — ნაწილაკის ენერჯია, M — α — ნაწილაკის მასა, V — პოტენციალური მრუდი α — ნაწილაკისათვის $(Z-2)^4$ ბირთვის ველში, და ამ ტოლობაში დაგვრჩება ერთადერთი უცნობი სიდიდე R — რომელსაც განვსაზღვრავთ. რადიოაქტიური ბირთვების რადიუსები, გავზომილი ზემოთ მოყვანილი წესით, იძლევა მნიშვნელობებს 8,4-დან 9,8 $\cdot 10^{-12}$ სანტიმეტრამდე.

α — აქტივობის პრობლემის ქვანტურ-ფიზიკური გამოკვლევა კარგად ეთანხმება ექსპერიმენტებს. სახელდობრ კარგად ხდება ექსპერიმენტული ფაქტის ახსნა, რაც დამახასიათებელია α — შლისათვის და იმაში მდგომარეობს, რომ ნახევრადდაშლის პერიოდი მკვეთრად და დამოკიდებული გამოსხივებული α — ნაწილაკების ენერჯიისაგან. გამოსხივებული α — ნაწილაკის ენერჯიის უმნი-

შენელოდ გაზრდას, ერთი α — აქტიურ ბირთვიდან მეორეზე გადასვლით, შეესაბამება ნახევრად დაშლის პერიოდის ძალზე დიდი შემცირება.

ის გარემოება, რომ ქვანტური ფიზიკა დამაკმაყოფილებელ თანხმობას იძლევა ცდასთან, α — შლის პრობლემებში, წარმოადგენს ერთერთ საბუთს იმისათვის, რომ ქვანტური კანონები ვარგისნი უნდა იყვნენ ატომბირთვულ მოვლენებშიც.

§ 6. ატომბირთვის რადიუსის განსაზღვრა სწრაფი ნეიტრონების გაბნევის საშუალებით

გაბნევის პროცესების ზოგადი დახასიათებისათვის ფრიალ მნიშვნელოვანია სიდიდე, რომელსაც პროცესის ეფექტური განივკვეთი ეწოდება. ნეიტრონის ატომბირთვიდან გაბნევის ეფექტური განივკვეთი, ეს ისეთი წრის ფართობია, რომლის ცენტრშიაც მოცემული გამფანტავი ატომბირთვია მოთავსებული, და თუ ამ წრის პერპენდიკულარად დაცემული ნეიტრონი მის შიგნით მოხვდება, განიცდის გაბნევას, ხოლო თუ მის გარეთ გაივლის, ატომბირთვის მიერ, ის გაბნევას არ განიცდის. ვთქვათ, ნეიტრონების კონა, რომლის განივკვეთიც S თაა მოცემული, ეცემა გამფანტავ ატომბირთვების ერთობლიობას, რომელიც კონის პერპენდიკულარულად dx სისქის ფენაში არიან მოთავსებულნი. S — ფუძის ფართობისა და dx სიმაღლის ცილინდრულ მოცულობაში მოთავსებული იქნება

$$N S dx \quad (5,1)$$

გამფანტავი ატომბირთვი. თუ ყოველი ატომბირთვის ეფექტური კვეთი σ — სიდიდისაა, მაშინ ფართობი გამფანტავში, რომელსაც ვერ გაატანს ნეიტრონები, მოცემული იქნება სიდიდით:

$$\sigma N S dx \quad (5,2)$$

იმ ნეიტრონების რიცხვი, რომელნიც ამოვარდნენ დაცემულ ნეიტრონთა კონიდან გაბნევის არსებობის გამო, აღვნიშნოთ

$$-dJ \text{-ით.} \quad (5,3)$$

უხადა, რომ (5,3) ნეიტრონთა რიცხვის ფარდობა ნეიტრონების დაცემულ J — რიცხვთან ტოლი იქნება (5,2) ფართობის განაყოფისა კონის S — განივკვეთზე, ე. ი.

$$-\frac{dJ}{J} = \sigma N dx \quad (5,4)$$

მიღებული დიფერენციალური განტოლების მარტივი ინტეგრირებით ჩვენ გვექება:

$$J = J_0 e^{-\sigma \lambda x}, \quad (5,5)$$

სადაც J — ნეიტრონების ის რიცხვია, რომელმაც გაატანა გამფანტავ ატომბირთვების x — სისქის ფენაში. J_0 დაცემული ნეიტრონების რიცხვია. J/J_0 ფარდობა შეიძლება გავზომოთ ექსპერიმენტში, N და x -იც ცნობილი სიდიდეებია და ამრიგად (5,5) ფორმულა საშუალებას გვაძლევს გავიგოთ ნეიტრონების გაბნევის σ — ეფექტური განივკვეთი. თუ ჩვენ დაცემულ ნეიტრონებად საკმაოდ სწრაფ ნეიტრონებს აკილებთ, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ მათი გაბნევის ეფექტური განივკვეთი გამბნევი ატომბირთვის გეომეტრიულ განივკვეთის ტოლია. ამ დაშვების საფუძველზე ჩვენ შეგვიძლია დავწეროთ ტოლობა

$$\sigma = \pi R^2, \quad (5,6)$$

სადაც R — გამბნევი ატომბირთვის რადიუსია, ხოლო σ — ექსპერიმენტულად ცნობილი ეფექტური განივკვეთია სწრაფ ნეიტრონების გაბნევისათვის მოცემული ატომბირთვიდან.

სწრაფი ნეიტრონების მძიმე ატომბირთვებიდან გაბნევის ექსპერიმენტები. ტყვისათვის, ურანისათვის და ა.შ. იძლევა $\sigma = 3,10^{-24}$ სმ² ტოლ ეფექტურ განივკვეთს, თუ ამ მნიშვნელობას შევიტანთ σ — სათვის (5,6) ფორმულაში, მძიმე ატომბირთვების რადიუსისათვის მივიღებთ დაახლოებით 10^{-12} სმ-ს. საშუალო ატომბირთვებისათვის კი, მაგალითად, რკინისათვის $\sigma = 1 \cdot 10^{-24}$ სმ² აქედან რადიუსი, საშუალო ატომბირთვებისათვის მიიღება $5,7 \cdot 10^{-13}$ სმ ტოლი. აღსანიშნავია ის გარემოება, რომ ზემომოცემული მეთოდი ატომბირთვთა რადიუსის გაგებისათვის არსებითად ურიტხოვს ნეიტრონების საკმაოდ დიდ სიჩქარეს. იმისათვის, რომ დაცემული ნეიტრონებისათვის საპართლიანი იყოს (5,6) გეომეტრიული პირობა, მათი შესაბამისი დებროილის λ ტალღის სიგრძე გაცილებით ნაკლები უნდა იყოს ბირთვის R რადიუსზე, ე. ი. სამართლიანი უნდა იყოს უტოლობა

$$\lambda \ll R, \quad (5,7)$$

სადაც $\lambda = \lambda/2\pi$ და დებროილის ფორმულის თანახმად

$$\lambda = h/P. \quad (5,8)$$

თუ (5,7) უტოლობა შესრულებულია, ყოველი ნეიტრონი, რომელიც ატომბირთვს მოხვდება მძლავრ ურთიერთმოქმედებაში იქნება მასთან და გამოიწვევს ატომბირთვულ რეაქციას და პირობა (5,6) შესრულებული იქნება.

§ 6. ატომბირთვების რადიუსების განსაზღვრა იზობარების
ბმის ენერგიების შეღარებით

ცხადია, რომ იზობარული ატომბირთვები Z_1 და Z_2^A მია-
ლდება ერთ ატომბირთვში ნეიტრონების პროტონებით შეცვლით
და პირიქით. მაგალითად, თუ ${}_1H^3$ ატომბირთვის ორ ნეიტრონს
შევვცვლით პროტონებით და მის ერთ პროტონს ნეიტრონით, მი-
იღება ატომბირთვი ${}_2He^3$, რომელიც ${}_1H^3$ -ის იზობარია. ანალოგიუ-
რად მივიღებთ იზობარების შემდეგ ერთობლიობას:

$$\left. \begin{aligned} &{}_3Li^7 \text{ თ } {}_4Be^7, \quad {}_5B^{11} \text{ თ } {}_6C^{11}, \quad {}_6C^{13} \text{ თ } {}_7N^{13}, \quad {}_7H^{15} \text{ თ } {}_8O^{15}, \\ &{}_{14}Si^{28} \text{ თ } {}_{15}P^{28}, \quad {}_{16}S^{31} \text{ თ } {}_{15}P^{31} \text{ და ა. შ.} \end{aligned} \right\} (6,1)$$

მივიღოთ, რომ ატომბირთვული ძალები, რომელნიც აკავშირე-
ბენ ნაწილაკებს ბირთვში, სიმეტრიულნი არიან ნუკლონებს შო-
რის. ეს იმას ნიშნავს, რომ ატომბირთვული ძალები ერთნაირია
 $p-p$, $p-n$, $n-n$ ნუკლონთა ყველა შესაძლო წყვილთა შორის.
მაშინ ცხადია, რომ ბმის ენერგიების განსხვავება (6,1) ტიპის იზო-
ბარებისათვის გამოწვეული იქნება მხოლოდ იმ კულონური განზი-
დვის ენერგიით, რომელიც მათი პროტონების განსხვავებულ რაოდენობასთანაა დაკავშირებული.

მივიღოთ, რომ ატომბირთვში პროტონების სრული მუხტის რაოდენობა თანაბრადაა განაწილებული R —რადიუსიანი სფეროს მთელ მოცულობაში. მაშინ ასეთი სფერული მოცულობრივი მუხტის ელექტროსტატიკური განზიდვის კულონის ენერგია მოცემული იქნება შემდეგი ფორმულით:

$$E_c = \frac{1}{2} \iint \frac{\rho(\vec{r}) \rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r} d\vec{r}' \quad (6,2)$$

ამ ფორმულაში \vec{r} და \vec{r}' ორი წერტილის რადიუს ვექტორია ჩვენი ატომბირთვის სფერიული მოდელის შიგნით, $(\vec{r} - \vec{r}')$ კი—ამ წერტილთა შორის მანძილი.

თუ კუთხეს \vec{r} და \vec{r}' რადიუს ვექტორებს შორის θ -თი აღვნიშნავთ და მის კოსინუსს კი ϵ -თი, ცხადია, რომ (6,2) შემდეგი სახით ჩაიწერება:

$$E_c = \frac{1}{2} \left(\frac{3Ze}{4\pi R^3} \right)^2 \int_0^R 4\pi r^2 dr \int_0^r 4\pi r'^2 dr' \int_{-1}^{+1} \frac{z^2}{(r^2 + r'^2 - 2rr'z)^{3/2}} dz \quad (6,3)$$

მარტივი ინტეგრაციის შედეგად მიღებული (6,3) ფორმულა გვაძლევს განხილული ატომბირთვის ელექტროსტატიკური ენერჯისათვის შემდეგ გამოთქმას:

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R} \quad (6,4)$$

მეორე მხრივ ცხადია, რომ ამ პარაგრაფის დასაწყისში განხილული იზობარების ატომბირთვული რიგითი ნომრები

$$Z = \frac{A+1}{2} \quad (6,5)$$

და

$$Z' = \frac{A-1}{2} \quad (6,6)$$

სახით იქნება მოცემული. მაგალითად, ${}_{16}S^{31}{}_{16}O^{15}$ იზობარებისათვის (6,5) და (6,6) ფორმულების თანახმად

$$Z = \frac{31+1}{2} = 16$$

და

$$Z' = \frac{31-1}{2} = 15.$$

გამოვიყენოთ (6,5) და (6,6) რიგითი ნომრების მნიშვნელობები და, (6,4) ფორმულის საშუალებით, გამოვთვალოთ განხილული იზობარების ენერჯების სხვაობა.

$$\Delta E = E_c - E_c', \quad (6,7)$$

მივიღებთ

$$\Delta E = \frac{3}{5} \frac{e^2}{R} \left[\left(\frac{A+1}{2} \right)^2 - \left(\frac{A-1}{2} \right)^2 \right]$$

აქედან კი

$$\Delta E = \frac{3}{5} \frac{e^2}{R} A, \quad (6,8)$$

სადაც A — იზობარების მასის რიცხვია. მიღებული (6.8) ფორმულა საშუალებას გვაძლევს გავიგოთ ატომბირთვის რადიუსი. განვიხილოთ მაგალითი. იზოტოპების ცხრილებიდან ცნობილია, რომ ${}_{16}S^{31}$ -ს მასა 30,9899 ფიზიკურ ერთეულს უდრის, ხოლო ${}_{16}P^{31}$ -ის კი 30.9843. ამ მასებს შორის სხვაობა იქლევა 0,0056 მას. ფიზ. ერთეულს. თუ მხედველობაში მივიღებთ (2,9) ფორმულას და იმას, რომ

$$1 \text{ Mev} \cong 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ ერგს} \quad (6,9)$$

${}_{16}S^{31}$ და ${}_{16}P^{31}$ — იზობარების ენერგიების სხვაობისათვის გვექნება:

$$\Delta E = 8,33 \cdot 10^{-6} \text{ ერგო} \quad (6,10)$$

ჩავსვათ ენერგიის (6.10) სხვაობა, ელემენტარული მუხტის (1,3), მნიშვნელობა და $A=31$ მასის რიცხვი (6,8) ფორმულაში, მარტივი გამოთვლებით მივიღებთ

$$R = 5,1 \cdot 10^{-13} \text{ სმ.}$$

ასეთი წესით მიიღება ატომბირთვეული რადიუსებია სხვა იზობარების შემთხვევაშიც.

ატომბირთვების რადიუსების განსაზღვრა დამაკმაყოფილებელ თანხმობაშია შემდეგი ემპირიული ფორმულით მოცემული ატომბირთვეული რადიუსის R — მნიშვნელობასთან:

$$R = R_0 A^{1/2} \text{ სმ,} \quad (\text{სმ. } (6,11))$$

სადაც

$$R_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}, \quad (6,12)$$

ხოლო A — ატომბირთვის მასის რიცხვია.

ატომბირთვეული რადიუსისათვის (6,11) ფორმულის სამართლიანობა არსებითად მოასწავებს შემდეგს: ნებისმიერი ატომბირთვის მოცულობიდან ყოველ ნუკლონზე მუდმივი, $\frac{4}{3} \pi R_0^3$ სმ³ მოცულობა მოდის. ამ შედეგს ეთანხმება ჩვენს მიერ ზემოთ მიღებული პირობა იმის შესახებ, რომ ბირთვეული ძალები $p \propto p \propto p$, $n \propto n$ წვეილთა შორის ერთი და იგივეა.

უნდა აღინიშნოს ის გარემოება, რომ ატომბირთვეული რადიუსის განსაზღვრა მიახლოებითია. ბირთვის რადიუსს გარკვეული ეფექტური შინაარსი ახასიათებს. შესაძლებელია, რომ α — შლის

საშუალებით განსაზღვრული ბირთვის რადიუსი და სწრაფი ნეიტრონების გაბნევით განსაზღვრული რადიუსი სხვადასხვა ფიზიკური შინაარსის მატარებელი აღმოჩნდნენ. ყოველივე ამის გამო ბირთვის რადიუსის განსაზღვრელი (6.11) ფორმულა მხოლოდ მიახლოებითი თვალსაზრისით უნდა იყოს განხილული.

5 ატომბირთვის შემადგენლობა და მისი რადიუსი

ჩვენს მიერ ზემოთ განსაზღვრული ატომბირთვული რადიუსი საშუალებას იძლევა დავასკვნათ ბირთვის ნეიტრონ-პროტონული შემადგენლობის შესახებ. ამ მიზნისათვის განვიხილოთ დებროილის ფორმულა:

$$\lambda = \hbar / P. \quad (7,1)$$

ვიგულისხმობთ, რომ პროტონის ან ნეიტრონის საშუალო ენერგია: ნუკლონში მთლიანად კინეტიკური ენერგიაა, მაშინ

$$P^2/2M = E \text{ ან } P = \sqrt{2ME}, \quad (7,2)$$

სადაც M — ნეიტრონის ან პროტონის მასაა (ჩვენი მიახლოებითი მსჯელობისათვის სავსებით სამართლიანია დაშვება იმისა, რომ $M(n) \cong M(p) = M$). თუ გავითვალისწინებთ იმ ფაქტს, რომ ნუკლონის საშუალო ენერგია ატომბირთვში $E = 8 \text{ Mev}$ -ია და გამოვიყენებთ ამასთანავე M — მასისათვის (2,1) მნიშვნელობას, დებროილის (7,1) ფორმულა

$$\lambda = \hbar / 2\pi = 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ ერგ. სექ.}-თვის, \quad (7,3)$$

მარტივი გამოთვლების შემდეგ იძლევა ნუკლონის შესაბამისი ტალღის სიგრძის შემდეგ მნიშვნელობას:

$$\lambda = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ მმ}. \quad (7,4)$$

მეორე მხრივ, თუ დაეუშვებთ, რომ ატომბირთვს პროტონ-ელექტრონული შემადგენლობა აქვს. ელექტრონისათვის $E = 8 \text{ Mev}$ ენერგია რელატივისტური მნიშვნელობისაა და მისი იმპულსი მოცემული იქნება ფორმულით

$$p = E/c. \quad (7,5)$$

მიღებული (7,5) მნიშვნელობა შევიტანოთ დებროილის (7,1) ფორმულაში, მაშინ ბირთვული ელექტრონის შესაბამისი დებროილის ტალღის სიგრძე მოცემული იქნებოდა ფორმულით:

$$\lambda' \cong c\hbar/E, \quad (7,6)$$

სადაც სინათლის c — სიჩქარის და ენერჯიის $E=8 \text{ Mev}$ მნიშვნელობის შეტანა მოგვცემს

$$\lambda' \cong 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ სმ.} \quad (7,7)$$

(7,4) და (7,7) ტალღის სიგრძეთა მნიშვნელობები აშკარად ასაბუთებენ იმ აზრს, რომ ნეიტრონის ან პროტონის დებროილის ტალღის სიგრძე ნაკლებია ბირთვულ რადიუსზე, ხოლო ელექტრონის მეტი, რის გამოც ელექტრონი შეუძლებელია, რომ შედიოდეს ატომბირთვის შემადგენლობაში.

თ ა მ ი ა

β-რადიაქტიური შლა

§ 8. ბუნებრივი და ხელოვნური β- და β- შლა

ბუნებრივ რადიაქტიურ ატომბირთვთა შორის ხშირად გვხვდება ბირთვული რეაქცია, რომელშიც β-ნაწილაკების (ჩვეულებრივ ელექტრონების) გამოსხივებას აქვს ადგილი. ამ რეაქციის ზოგადი სახე შემდეგნაირად შეგვიძლია ჩავეწეროთ:

$$Z^A \rightarrow (Z+1)^A + \beta^- \quad (8,1)$$

თუ (8.1) სახის რეაქციას ბუნებრივ პირობებში აქვს ადგილი; მას ბუნებრივ β- აქტივობას, ანუ β-შლას უწოდებენ, ხოლო თუ იგი ხელოვნურად არის გამოწვეული Z^A ატომბირთვის წინასწარი დამუშავების (რაიმე ნაწილაკებით შემოსხივების შედეგად) რეაქციას ხელოვნური β- აქტივობის ან ხელოვნური β- შლის რეაქცია ეწოდება.

განვიხილოთ β- შლის დროს გამოყოფილი ენერჯია. (8.1) რეაქციის ენერგეტიული ბალანსი შეიძლება ჩავეწეროთ შემდეგი სახით:

$$E_{\beta^-} = [M_n(Z^A) - M_n((Z+1)^A) - M(\beta^-)]c^2, \quad (8,2)$$

სადაც E_{β^-} აღნიშნავს β- შლის დროს გამოყოფილ ენერჯიას, M_n იმ ატომბირთვის მასას აღნიშნავს, რომელიც ამ სიმბოლოს არგუმენტშია ჩაწერილი, $M(\beta^-)$ ელექტრონის მასაა. თუ Z^A ატომბირთვის შესაბამის β- აქტიურ ატომის მასას $M_n(Z^A)$ სიმბოლოთი აღვნიშნავთ, ცხადია, რომ

$$M_n(Z^A) = M_n(Z^A) - Z M(e) \quad (8,3)$$

$$M_n[(Z+1)^A] = M_n[(Z+1)^A] - (Z+1) M(e) \quad (8,4)$$

შევიტანოთ (8,3) და (8,4) შედეგები (8,2) ტოლობაში, მივიღებთ

$$E_{\beta^-} = \{ M_0(Z^A) - M_0[(Z+1)^A] \} c^2, \quad (8,5)$$

სადაც ნაგულისხმებია, რომ $M(e) = M(\beta^-)$: (8,5) ფორმულა იძლევა β^- -შლის დროს გამოყოფილი ენერგიისათვის მარტივ ინტერპრეტაციას: β^- შლის დროს გამოყოფილი ენერგია ტოლია β^- აქტიურ ატომისა და დაშლის შედეგად მიღებულ ატომის მასათა სხვაობის c^2 -ზე ნამრავლის. განვიხილოთ ბუნებრივი β^- აქტივობის მაგალითი. ალუმინის იზოტოპი $A=28$, β^- აქტიურია, მისთვის აღვიღო აქვს



β^- შლის რეაქციას; ამ β^- შლის რეაქციის ნახევრადდაშლის პერიოდი 2.3—წთ-ის ტოლია. (8,6) β^- -შლის ექსპერიმენტული ენერგია მოცემულია 3.01 Mev-თ.

ამ რეაქციის (8,6) β^- შლის ენერგიის გამოთვლისათვის შეგვიძლია გამოვიყენოთ მაგალითად (8,2) ფორმულა. შევიტანოთ მასში მნიშვნელობები:

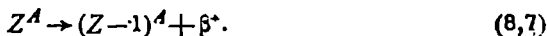
$$M_0({}_{13}Al^{28}) = 27,9903 \text{ ფიზ. ერთ.}$$

$$M_0({}_{14}Si^{28}) = 27,9866 \text{ ფიზ. ერთ.}$$

და გავითვალისწინოთ, რომ ელექტრონის შესაბამისი საკუთარი ენერგია დაახლოებით 0,5 Mev-ა, მაშინ მარტივი გამოანგარიშებით, (2,9) გადაწყვეთ ფორმულის დახმარებით, (8,5) ან (8,2) მოგვცემს (8,6) β^- შლის რეაქციისათვის 3,44 Mev ენერგიას.

ასეთივე ხერხით შეიძლება დავახასიათოთ სხვა β^- შლის რეაქციებიც.

ხელოვნურ რადიაქტიურ ატომბირთვთა შორის გავრცელებულია β^+ აქტიური ან პოზიტრონული რადიაქტიური ელემენტები. ამ მოვლენას ხშირად β^+ -შლას უწოდებენ. მისი რეაქცია ზოგადად შემდეგი სახით შეიძლება ჩავეწეროთ:



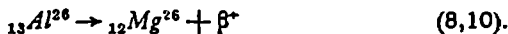
მასა-ენერგიის ბალანსი (8,7) რეაქციისათვის ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$E_{\beta^+} = \{ M_n(Z^A) - M_n[(Z-1)^A] - M(e) \} c^2. \quad (8,8)$$

თუ ამ ფორმულაში M_n —ატომბირთვული მასების ნაცვლად შევიტანოთ M_0 სათანადო ატომურ მასებს, (8,3) და (8,4) ფორმულების ანალოგიურად, გვექნება

$$E_{\beta^+} = c^2 \{ M_0(Z^A) - M_0[(Z-1)^A] - 2M(e) \} \quad (8,9)$$

მიღებული ფორმულა (8,9) საშუალებას იძლევა გამოვთვალოთ β^+ შლის რეაქციის დროს გამოყოფილი ენერგია E_{β^+} . განვიხილოთ β^+ შლის კონკრეტული მაგალითი. ალუმინის ${}_{13}Al^{26}$ იზოტოპი β^+ შლის შედეგად გარდაიქმნება მაგნიუმის ${}_{12}Mg^{26}$ იზოტოპად.



რეაქციის მიხედვით. თუ მხედველობაში მივიღებთ ნეიტრალური ატომების მასებს:

$$M_0({}_{13}Al^{26}) = 25,9929$$

$$M_0({}_{12}Mg^{26}) = 25,9898.$$

(8,9) ფორმულა, (8,10) β^+ შლის რეაქციის ენერგიისათვის მოგვცემს ენერგიას $E_{\beta^+} = 1,9 \text{ Mev}$. ანალოგიურად შეიძლება განვიხილოთ იყოს სხვა β^+ შლის რეაქციებიც.

§ 9. ელემენტარონის K-ჩაბმა

თითქმის ყველა β^+ შლის შემთხვევაში ატომბირთვებში ადგილი აქვს ერთ მეტად საინტერესო მოვლენას. რომელსაც ელექტრონის K -ჩაქერა ეწოდება. ამ მოვლენის ფიზიკური შინაარსი შემდეგში მდგომარეობს. ქვანტური ფიზიკის ერთერთი შედეგის მიხედვით ცნობილია, რომ ატომური ელექტრონები განაწილებულნი არიან ატომურ ელექტრონულ შრეებში. პირველი ასეთი შრე შეესაბამება მთავარ ქვანტურ რიცხვს $n=1$ -ს და K -შრის სახელი ეწოდება, მეორე შრე ეთანადება $n=2$ და ეწოდება L -შრე, მესამე $n=3$ -ს და M შრე და ა. შ. ყველა ელექტრონული შრიდან უღრმესია K შრე. ბორის მოდელური წარმოდგენით ის შეესაბამება ატომბირთვთან უახლოეს ელექტრონულ ორბიტს.

K -ჩაქერის დროს ატომბირთვი დაიჭერს ერთ ელექტრონს K -შრიდან და იგი გარდაიქმნება შემდეგი რეაქციის მიხედვით



ამ დროს Z^A -ს ერთი პროტონი გარდაიქმნება ნეიტრონად. თუ მხედველობაში მივიღებთ იმ ფაქტს, რომ არსებითად β^+ ელექტრონი Z^A ატომს ეკუთვნის, ხოლო $(Z-1)^A$ ატომს კი $(Z-1)$ ელექტრონი ეკუთვნის (რადგანაც მისი K -შრიდან გადადის ბირთვ-

ში ერთი ელექტრონი, იოლად შეიძლება გამოთვალეთ (9,1) K — ჩაქერის დროს გამოყოფილი ენერგია:

$$E_{\beta_{\pm}} = \{ M_n(Z^A) + M(e) - M_n[(Z-1)^A] \} c^2 = \{ M_a(Z^A) - ZM(e) + \\ + M(e) - M_a[(Z-1)^A] + (Z-1)M(e) \} c^2$$

აქედან კი

$$E_{\beta_{\pm}} = c^2 \{ M_a(Z^A) - M_a[(Z-1)^A] \} \quad (9,2)$$

თუ მიღებულ $E_{\beta_{\pm}}$ — ენერგიას შევადარებთ β^+ — შლის ენერგია-სთან (8,9), დავრწმუნდებით, რომ K — ჩაქერის ენერგია ორი ელექტრონის შესაბამისი ენერგიით მეტია β^+ — შლის ენერგიაზე.

K — ჩაქერის აღმოჩენა შესაძლებელი გახდა ერთი ფიზიკური მოვლენის საშუალებით. რომელიც თან ახლავს მას. ამ მოვლენის შინაარსი შემდეგში წდგომარეობს: როდესაც ატომბირთვის მიერ ერთი ელექტრონი შთაინთქმება, K — შრეში თავისუფლდება ერთი ელექტრონის ადგილი, ამ ადგილს ავსებს ატომის რომელიმე ზედა ელექტრონული შრიდან გადმოსული ელექტრონი. მაგრამ ელექტრონის ზედა შრიდან გადმოსვლას K — შრეში თან ახლავს ატომის მიერ რენტგენის სხივთა შესაბამისი ქვანტის ემისია. სწორედ ამ გამოსხივების შესწავლა იძლევა K — ჩაქერისათვის ფიზიკურ დასაბუთებას.

განვიხილოთ K — ჩაქერის ერთი კონკრეტული მაგალითი. არგონის იზოტოპი $^{37}_{18}Ar$ ელექტრონის K — ჩაქერის შედეგად გარდაიქმნება ქლორის იზოტოპად $^{37}_{17}Cl$, შემდეგი რეაქციის მიხედვით



აღნიშნული გარდაქმნის ნახევრადდაშლის პერიოდი 34,1 დღე-ღამის ტოლია.

აღსანიშნავია ის გარემოება, რომ თუ რეაქციის დროს გამოყოფილი ენერგია $E > 0$, ეს ჯერ კიდევ არ ნიშნავს იმას, რომ ასეთი რეაქცია თავისთავად ჩატარდება. ატომბირთვული რეაქციებისათვის სამართლიანია ქვანტურ ფიზიკაში ცნობილი შერჩევის თავისებური წესი. ქვანტური ფიზიკიდან ცნობილია, რომ ატომში ყველა ქვანტური გადასვლა როდია შესაძლებელი, ზოგიერთი გადასვლისათვის ალბათობა ძალზე მცირე სიდიდეა, მიუხედავად იმისა, რომ ეს გადასვლა შეესაბამება ატომის მაღალი ენერგეტიული დონიდან დაბალზე ნახტომს. ამავე მდგომარეობას ადგილი აქვს

ატომბირთვებში. ატომბირთვული რეაქცია ც წარმოადგენს თავისებურ ქვანტურ გადასვლას ერთი მდგომარეობიდან მეორეში. მაგალითად, ატომბირთვული დაყოფის რეაქცია

$$Z^A \rightarrow Z_1^{A_1} + Z_2^{A_2}$$

წარმოადგენს Z^A ატომბირთვის ქვანტურ გადასვლას $Z_1^{A_1}$ და $Z_2^{A_2}$ ატომბირთვითა განცალკეებული ერთობლიობით მოცემულ მდგომარეობაში. ამ მოსაზრების საფუძველზე ბირთვული რეაქცია, რომელიც ენერჯიის გამოყოფას შეესაბამება, და რომელშიც $E > 0$, მაშინაა შესაძლებელი, თუ მისი შესაბამისი ქვანტური გადასვლა შერჩევის წესით დაშვებულია. სხვანაირად რომ ვთქვათ, ამ გადასვლისათვის ქვანტური გადასვლის ალბათობა არ უნდა იყოს მცირე სიდიდე.

ზემოთ მოცემული რეაქციების ენერჯიის გამოთვლაში მხედველობაში არ იყო მიღებული ელექტრონების ბმის ენერჯიები ატომბირთვთან. ეს მიახლოება სამართლიანია ყველა რეაქციისათვის, გარდა მძიმე ბირთვებში K -ჩაქერისა. ეს იმის გამო, რომ ბირთვული რეაქციების ენერჯიები სხვა შემთხვევებში გაცილებით უფრო მეტია ელექტრონების ატომბირთვთან ბმის ენერჯიებთან შედარებით.

§ 10. იზობარების ზღვრადობის კრიტერიუმი

β^- — დაშლის მოვლენა ამყარებს ატომბირთვითა შორის იმ ფაქტს, რომ იზობარები, რომელთაც ურთიერთ მეზობელი რიგითი ნომრები აქვთ, იშვიათად გვხვდება ბუნებაში. მართლაც აღნიშნული ტიპის იზობარებს

$$Z^A \text{ და } (Z-1)^A \quad (10,1)$$

ატომბირთვითა წყვილის სახე უნდა ჰქონდეს. (10.1) იზობარებიდან ერთერთი, რომელსაც დიდი ატომური წონა ახასიათებს, არ არის მდგრადი β^- — შლის მიმართ და ამის გამო ის გადადის მეორე იზობარში. ასე რომ ბუნებაში უფრო ხშირად გვხვდება იზობარები, რომელთაც

$$Z^A \text{ და } (Z-2)^A \quad (10,2)$$

წყვილის სახე აქვთ. ამ (10.2) იზობარებს შორის არსებული

$$(Z-1)^A \quad (10,3)$$

იზობარი β^- გამოსხივების შედეგად გადავა ერთერთ (10,2) იზობართაგანში, რომელნიც მდგორადნი არიან. აღსანიშნავია ის გარე-

მოება, რომ (10.2) ტიპის იზობარებს ხშირად ლუწ-ლუწი ბირთვე-ბის სახით ვხვდებით.

იმ შემთხვევებში, როდესაც იზობარები (10,1) წყვილის სახით გვხვდება, ერთერთ ამ ბირთვთაგანს აუცილებლად დიდი ნახევრად დაშლის პერიოდი ახასიათებს. განვიხილოთ მდგრადი იზობარების მაგალითი. არგონის კალიუმის და კალციუმის იზობარებიდან



მდგრადნი არიან ${}_{18}\text{Ar}^{40}$ და ${}_{20}\text{Ca}^{40}$, რომელთაც (10,2) სახე აქვთ. საშუალო იზობარი კი ${}_{19}\text{K}^{40}$, რომელიც (10,3) — სახისაა, არ წარმოადგენს მდგრად ატომბირთვს β^- — შლის მიმართ. იგი იშლება



რეაქციის მიხედვით ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ სტაბილურ ატომბირთვში გადასვლით. თუ ჩვენ მაინც ბუნებაში იზობართა (10,4) წყვილთან გვაქვს საქმე, ეს გამოწვეულია ამ შლის დიდი ნახევრადდაშლის პერიოდით. გავარკვიოთ, რაში მდგომარეობს ასეთი ნახევრადდაშლის პერიოდის დიდი მნიშვნელობის მიზეზი. როგორც ქვანტური ფიზიკიდან ცნობილია, მიკრო ნაწილაკთათვის დიდი ფიზიკური მნიშვნელობა აქვს ნაწილაკის „სპინს“. სპინ-მომენტი კერძოდ მნიშვნელოვანი სიდიდეა ატომბირთვების შემთხვევაშიც.

ჩვენ ქვემოთ შევხებით ატომბირთვეული სპინის საკითხს. ახლა კი აღვნიშნავთ მის შესახებ როგორც ექსპერიმენტულ ფაქტს და გამოვიყენებთ მას ზემოთდასმული საკითხის გადასაწყვეტად. სახელდობრ სპინის საშუალებით ავხსნით (10.4) β^- — შლის დიდ ნახევრადდაშლის პერიოდს, რომელიც დაახლოებით $4,5 \cdot 10^{10}$ სეკუნდის ტოლია. ექსპერიმენტულად ცნობილია, რომ ატომბირთვის ${}_{19}\text{K}^{40}$ -ის სპინი 4-ის ტოლი აქვს, ხოლო ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ -ს კი 0-ის ტოლი. გადასვლის ალბათობების შესწავლა ბირთვეული პროცესებისათვის იძლევა, რომ ეს ალბათობა მით უფრო ნაკლებია, რაც უფრო მეტია სპინების სხვაობა საწყისი და საბოლოო ატომბირთვებისათვის. ასეთსავე სპინის დიდ ცვლილებას ეთანადება, მაგალითად, β^- შლა ${}_{37}\text{Rb}^{87}$ ატომბირთვისათვის. ეს იზოტოპი გადადის ${}_{36}\text{Sr}^{87}$ იზობარულ ბირთვში შემდეგი რეაქციით:



ასეთი β^- შლის (10,5) ნახევრადდაშლის პერიოდი $7,5 \cdot 10^{10}$ წელიწადის ტოლია. ასეთი დიდი ნახევრადდაშლის პერიოდი დაკავშირებულია იმ ფაქტთან, რომ რუბიდიუმის (${}_{37}\text{Rb}^{87}$) აღნიშნული იზო-

ტოპის სპინი $\frac{3}{2}$ -ია, ხოლო სტრონციუმის $\frac{9}{2}$, ე. ო. (10,5) რეაქციაშიც სპინის ძალზე დიდ ცვლილებასთან გვაქვს საქმე. რაც მცირე ალბათობის შესაბამისი ცფექტია, და იმის გამო, რომ ქვანტურა გადასვლის ალბათობა მცირეა, ნახევრადდაშლის პერიოდი დიდი მნიშვნელობის უნდა იყოს.

თ ა ვ ი 4

ატომბირთვული გარდაქმნის სახეობანი

§ 11. γ -გამოსხივება

ატომბირთვებს, ატომების მსგავსად, ახასიათებს ენერგეტიულ დონეთა დისკრეტული ერთობლიობა. თუ ატომბირთვი ძირითად უღრმეს ენერგეტიკულ მდგომარეობაში არ იმყოფება, იგი აგზნებულია ისე, როგორც ამას ატომებში აქვს ადგილი. აგზნებული მდგომარეობიდან ძირითადში დაბრუნებისას ატომბირთვი ასხივებს სინათლის ქვანტს, რომელსაც ძალიან დიდი ენერჯია ახასიათებს და რომელსაც γ გამოსხივებას უწოდებენ. თუ აგზნებული მდგომარეობა მეტასტაბილურია, მასში ატომბირთვი საგრძნობლად დიდხანს იარსებებს და ასეთ აგზნებულ ატომბირთვს, როგორც § 1-ში იყო აღნიშნული, იზომერი ატომბირთვი ეწოდება.

γ -გამოსხივების ან, როგორც ამბობენ, γ -აქტივობის რეაქცია ზოგადად შემდეგი სახით შეიძლება ჩავწეროთ:

$$(Z^A)^* \rightarrow Z^A + \gamma, \quad (11,1)$$

სადაც იზომერული ბირთვი $(Z^A)^*$ ათავისუფლებს γ — ქვანტს და გადადის Z^A ნორმალურ მდგომარეობაში.

თუ γ -გადასვლის დროს ატომბირთვული სპინის ცვლილება

$$\Delta I = 0, \pm 1, \quad (11,2)$$

ასეთ γ — გამოსხივებას დიპოლურს უწოდებენ. დიპოლურ γ გამოსხივებაში (11.1) ნახევრადდაშლის პერიოდი ძალზე მცირეა და 10^{-17} სექ. — 10^{-13} სექ. ფარგლებშია მოცემული.

თუ γ — აქტიური გარდაქმნის დროს (11,1) ატომბირთვული სპინის ცვლილება

$$\Delta I = \pm 2, \quad (11,3)$$

გადასვლას ქვადრუპოლური ეწოდება. აღნიშნული (11,3) სახის გადასვლებშიც სიცოცხლის ხანგრძლიობა 10^{-13} სეკუნდამდეა. იმ დროს, როდესაც ატომების შემთხვევაში, პირიქით, ქვადრუპოლურ გადასვლებს უფრო ნაკლები სიცოცხლის ხანგრძლიობა ახასიათებთ.

γ-გამოსხივების ენერგიები ქვადრუპოლურ გადასვლებში კილოელექტრონ ვოლტებშია ($K.eV$) მოცემული და ისინი

$$20-200 K.eV$$

ფარგლებით ისაზღვრებიან.

ატომბირთვულ γ — გადასვლებს, რომლებშიც ბირთვული სპინის ცვლილება

$$\Delta I = \pm 3 \quad (11,4)$$

აქტუპოლური გადასვლები ეწოდებათ. აქტუპოლურ გადასვლებში ნახევრადდაშლის პერიოდი კიდე მეტია, ვიდრე კვადრუპოლურში, იმ დროს როდესაც კვადრუპოლურ გადასვლებში ეს პერიოდი 10^{-10} სეკუნდიდან 10^{-11} -სეკ. ფარგლებში იყო. აქტუპოლურში იგი 10^{-8} სეკუნდიდან რამდენიმე საათი შეიძლება იყოს.

ატომბირთვულ γ — გადასვლებში, სადაც

$$\Delta I = \pm 4 \quad (11,5)$$

ნახევრადდაშლის პერიოდი იცვლება ფარგლებში 1 სეკუნდიდან რამდენიმე წელიწადამდე.

იზომერ ატომბირთვებისათვის, (11,2), (11,3), (11,4) და (11,5) გადასვლის პირობების საფუძველზე ჩვენ მივდივართ შენდევ დასკვნამდე.

თუ ატომბირთვის პირველ აგზნებულ მდგომარეობაში და მის ძირითად მდგომარეობას შორის სპინის მნიშვნელობა დიდ განსხვავებას იძლევა, ასეთი აგზნებული მდგომარეობიდან ძირითადში გადასვლის ნახევრადდაშლის პერიოდი დიდი მნიშვნელობისაა (როგორც დიდი სპინთა სხვაობის შესაბამისი) და ასეთი აგზნებული მდგომარეობა მეტასტაბილურია. ატომბირთვი მეტასტაბილურ მდგომარეობაში იძლევა მისი ნორმალური მდგომარეობის იზომერ ბირთვს. ასე აიხსნება იზომერული ბირთვების არსებობა, რომელნიც ჩვენს მიერ (1,9) ერთობლიობით იყო განმარტებული. ბუნებაში γ — გამოსხივება განცალკევებით იშვიათად გვხვდება, იგი თან ახლავს β-შლას ან K-ჩაჭერას. ბუნებრივი რადიოაქტიური ელემენტების მიერ გამოსხივებული γ-ქვანტები ენერგიის მცირე

მნიშვნელობებით ხასიათდებიან. მაგალითად, ელემენტი ThC^{11} ას-
ხივებს γ -ქვანტებს, რომელთა ენერგიებიც $2.6 MeV$ -ის ტოლია.
ზოგიერთ რეაქციებში ადგილი აქვს γ -ქვანტების გამოსხივებას
 $17,2 Mev$ — ენერგიით. მსლავრი γ -ქვანტები $100 Mev$ — ენერგიე-
ბით მიიღება ხელსაწყო ბეტატრონში. 1944 წელს აღმოჩენილი
ელემენტი ამერიციუმში ^{241}Am γ -აქტიურია და მის მიერ გამო-
სხივებულ γ -ქვანტების ენერგია $0,062 Mev$ -ის ტოლია.

§ 12. ნეიტრონული აქტივობა

ატომბირთვი Z^A თუ არამდგრადია ნეიტრონების გამოსროლ-
ვის მიმართ, რეაქცია

$$Z^A \rightarrow Z^{A-1} + n \quad (12,1)$$

იძლევა ნეიტრონული აქტივობის ზოგად სახეს. ურანის გაყოფის
რეაქციის დროს ატომბირთვული ნაბზვრევეები ნეიტრონული აქ-
ტივობით ხასიათდებიან.

ნეიტრონების გამოსროლების მიმართ არამდგრადი ატომბირთ-
ვების სიცოცხლის ხანგრძლიობა ძალზე მცირე სიდიდეა, იგი
 10^{-21} სექუნდიდან 10^{-18} სექუნდის ფარგლებშია. იმ შემთხვევაში,
როდესაც ბირთვიდან გამოსროლილი ნეიტრონის ენერგია ძალიან
მცირე მნიშვნელობისაა, იგი მხოლოდ რამდენიმე ელექტრონ
ვოლტს უდრის, ნეიტრონული აქტიური ბირთვის სიცოცხლის სი-
ხანგრძლივე თავის უდიდეს მნიშვნელობას აღწევს, რაც დაახლოე-
ბით 10^{-12} სექუნდის ტოლია.

ნეიტრონული აქტიური ბირთვების სიცოცხლის ხანგრძლიო-
ბის ქვედა საზღვარის შეფასებისათვის საკმარისია გამოვთვალოთ
ის დრო, რომელიც ესაჭიროება ნეიტრონს ატომბირთვული რა-
დიუსის გავლისათვის. თუ მივიღებთ, რომ ნეიტრონის სიჩქარე

$$v_n = 10^9 \text{ სმ. სექ.}^{-1}$$

და ატომბირთვული რადიუსი კი

$$K \cong 10^{-12} \text{ სმ,}$$

ცხადია, რომ ნეიტრონის სიცოცხლის დრო:

$$\tau_n = \frac{10^{-12} \text{ სმ}}{10^9 \text{ სმ სექ.}^{-1}} = 10^{-21} \text{ სექ.}$$

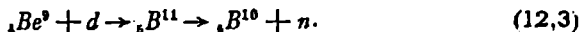
თითქმის ყველა შემთხვევაში ნეიტრონული აქტიური ბირთვები მიი-
ღებიან β — შლის შემდეგ. თუმცა ნეიტრონების გამოსხივება მყის-

ვე ხდება β -გამოსხივების შემდეგ, მაგრამ ასეთი ნეიტრონული აქტივობის დაკვირვება მაინც შესაძლებელი ხდება.

ნეიტრონული აქტივობის მაგალითს წარმოადგენს ატომბირთვი ${}_{4}Be^{9}$ — მისი γ -ქვეანტებით შემოსხივებით შესაძლებელია ნეიტრონულ აქტიურ (${}_{4}Be^{9}$)* ბირთვის მიღება; იგი შემდეგი რეაქციის მიხედვით ასხივებს ნეიტრონებს:



ამ რეაქციაში ${}_{4}Be^{9}$ თავის მხრივ არამდგრადი ბირთვია და იშლება ორ α ნაწილაკად. n — აქტივობის მეორე მაგალითს იძლევა რეაქცია



სადაც d — დეიტრონს აღნიშნავს.

§ 13. პროტონული აქტივობა

შესაძლებელია, რომ ატომბირთვი აღმოჩნდეს არამდგრადი პროტონის გამოსხივების მიმართ. ამ შემთხვევაში ადგილი ექნება პროტონული შლის რეაქციას, რომლის ზოგადი სახეც შემდეგი ფორმულით ჩაიწერება:



იმ შემთხვევაში, როდესაც პროტონის კინეტიური ენერჯია ატომბირთვში საკმარისია მისთვის არსებული პოტენციალური ჯებირის დასაძლევად (13,3) p — შლის ნახევრადდაშლის პერიოდი ისეთივეა როგორც ზემოთ განხილული n — შლის შემთხვევაში (§ 12). იმ შემთხვევაში კი, როდესაც პროტონის კინეტიკური ენერჯია საკმარისი არაა პოტენციალური ჯებირის დასაძლევად, ძალაშია თეორია, რომელიც ჩვენს მიერ § 4 — ში იყო განხილული. ასეთ შემთხვევაში პოტენციალური ჯებირის განვლადობის კოეფიციენტს (4,3)-ს შეუძლია მიგვიყვანოს (13,1) p — შლის ნახევრადდაშლის პერიოდების საგრძნობლად დიდ მნიშვნელობებთან. აღსანიშნავია, რომ პროტონული აქტივობის შემთხვევაში (4,3) ჯებირის განვლადობის კოეფიციენტში M — უკვე პროტონის მასა იქნება, $V(r)$ პროტონისათვის არსებული ატომბირთვული კულონის პოტენციალური ჯებირის მრუდი, ხოლო E პროტონის ენერჯია ატომბირთვში.

განვიხილოთ პროტონული აქტივობის კონკრეტული მაგალითი. ატომბირთვი ${}_{3}Li^{6}$ ნეიტრონებით შემოსხივების შედეგად p — აქტიური ხდება.

α -აქტიური ეწოდება ბირთვს, რომელსაც არამდგრადი ბუნება აქვს α -შლის მიმართ. α -შლის რეაქცია ჩვენს მიერ უკვე § 4-ში იყო ჩაწერილი. მას (4,1) სახე აქვს.

α -შლა თავისი ფიზიკური თვისებებით ახლო დგას p -შლასთან. თუ E — ენერგია პროტონისა და α — ნაწილაკისათვის ერთი და იგივეა და V — პოტენციალურ ჯებირსაც ერთი და იგივე მნიშვნელობა აქვს, ჯებირის განვლადობის (4,3) კოეფიციენტის მიხედვით α -შლის ნახევრადდაშლის პერიოდი მეტი იქნება p -შლის ნახევრადდაშლის პერიოდზე. იმის გამო, რომ α — ნაწილაკის მასა მეტია პროტონის მასაზე. მართლაც (4,3) ფორმულის ძალით:

$$\left. \begin{aligned} K_{\alpha} &= e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R'} \sqrt{2M(\alpha)(V-E)} dr} \\ K_p &= e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R'} \sqrt{2M(p)(V-E)} dr} \end{aligned} \right\} \quad (14,1)$$

იძლევა ჯებირის განვლადობის კოეფიციენტს K_{α} -ს α -შლისათვის და K_p — პროტონული შლისათვის. იმის გამო, რომ ნახევრადდაშლის პერიოდები

$$\tau_{\alpha} \cong \frac{1}{K_{\alpha}}, \quad \tau_p \cong \frac{1}{K_p}, \quad (14,2)$$

(14,1) და (14,2) ფორმულების ძალით იოლად მიიღება, რომ

$$\tau_{\alpha} \gg \tau_p. \quad (14,3)$$

ეს შედეგი გამართლებულია იზოტოპთა α და p — ნახევრადდაშლების გამოკვლევებით. თუ, მაგალითად, გამოსხივებული α — ნაწილაკების ენერგები 3,5 Mev -ის ტოლია, ნახევრადდაშლის პერიოდის მნიშვნელობა 10^{14} წელიწადამდე აღწევს. მაგალითად, ურანის იზოტოპი ${}_{92}U^{238}$ α -აქტიურია. მის მიერ გამოსხივებულ α -ნაწილაკებს 4,6 Mev ენერგია აქვს და ნახევრადდაშლის პერიოდი $2,7 \cdot 10^8$ წელიწადია. ამ თავში განხილული § 11—14 საკითხების საფუძველზე ჩვენ შეგვიძლია დავასკვნათ იზოტოპების სამი ჯგუფის არსებობის შესახებ:

I ჯგუფში შედიან: ა) მეტად არამდგრადი ატომბირთვები. ეს ისეთი ატომბირთვებია, რომელნიც ძალიან მცირე სიცოცხლის დროით ხსიათდებიან. მაგალითად, ამ ჯგუფის ატომბირთვებში სიცოცხლის დრო 10^{-21} -დან 10^{-18} სეკუნდამდე შეიძ-

ლება ჩავთვალოთ. ძირითად მდგომარეობებში ამ ჯგუფის ატომბირთვებს ეკუთვნიან. მაგალითად, ${}^2\text{He}^+$, ${}^3\text{Li}^+$ და ა. შ. ამავე ჯგუფს ეკუთვნიან სხვა ატომბირთვები აგზნებულ მდგომარეობებში, რომელთა აგზნების ხარისხი ისეთია, რომ მათში არსებულ α , β ნაწილაკებს საკმარისი კინეტიკური ენერგიები აქვთ იმისათვის, რომ სწრაფად გადალახონ ატომბირთვული ჯებირი და დატოვონ ბირთვი. ამავე პირველი ჯგუფის ბ/ქვეჯგუფებში ჩვენ ვიხილავთ ატომბირთვებს, რომელთა ნახევრადდაშლის პერიოდები 10^{-17} დან 10^{-6} სეკუნდის ფარგლებშია. ამ ქვეჯგუფს ატომბირთვებში შედის ყველა აგზნებული ბირთვები, რომელნიც ა) ქვეჯგუფში არ შევიდა. ბ)—ქვეჯგუფის ატომბირთვები ჩვეულებრივ γ -აქტიურნი არიან და უფრო იშვიათად ასხივებენ მცირე სიჩქარეების მქონე ნეიტრონებს, პროტონებს და ა. შ.

II ჯგუფში ისეთი ატომბირთვები განიხილება, რომელნიც ხასიათდებიან ექსპერიმენტულად სავსებით განზომადი ნახევრადდაშლის პერიოდებით, ე. ი. მიკროსეკუნდიდან (10^{-8} სეკუნდიდან) 10^{12} წელიწადამდე. ამ ჯგუფს ეკუთვნის: ყველა α აქტიური ბირთვი, β -აქტიური ბირთვები და ისეთი γ -აქტიური იზომერები, რომელთაც ნახევრადდაშლის პერიოდი ზემოთ აღნიშნულ შეაღებში აქვთ.

III ჯგუფს ეკუთვნიან დიდი მდგრადობის ატომბირთვები. მაგალითად, თუ ატომბირთვის ნახევრადდაშლის პერიოდი 10^{14} წელიწადის სადარი სიდიდეა, ასეთი ატომბირთვის აქტივობა უსასრულოდ მცირეა.

α -აქტიური ბირთვებისათვის შესაძლებელია დადგენილი იყოს მათი ენერგიის ისეთი მინიმალური მნიშვნელობები $E_{min}(\alpha)$, რომლისთვისაც მოცემულ Z -ის შემთხვევაში შესაძლებელია გაიზომოს ნახევრადდაშლის პერიოდი. ცხრილი 11 იძლევა

ცხრილი 11

Z	10	30	50	70	90	
$E_{min}(\alpha)$	0,13	0,8	1,7	2,7	3,7	Mev

აღნიშნულ $E_{min}(\alpha)$ მნიშვნელობებს Z -ის გარკვეულ მნიშვნელობებისათვის. $E_{min}(\alpha)$ ცხრილში მოცემულია მგაგაელექტრონ ვოლტებში. მაგალითად, $Z = 50$ ატომბირთვული ნომრის მქონე α -აქტიური იზოტოპის მინიმალური ენერგია $E_{min}(\alpha)$, რომლის დროსაც შესაძლებელია ნახევრადდაშლის პერიოდის გაზომვა ტოლია $1,7 Mev$ -ის.

ატომბირთვებრს სპინი და სტატისტიკა

§ 15. ატომბირთვული სპინების გარეგანი მოძრაობის და გირთვის შემადგენლობა

თუ მოძრაობის რადიუსის მომენტს

$$h = h/2\pi$$

(15.1)

ერთეულებში გაეზომავთ, ექსპერიმენტი იძლევა, რომ ატომბირთვებს ახასიათებს შინაგანი მოძრაობის რადიუსის მომენტი. რომელიც მის შემადგენელ ნაწილაკთა სპინ-მომენტების ქვანტური ვექტორული ჯამია და რომელიც შეიძლება იყოს ან მთელი რიცხვი ხულის ჩათვლით, ან ნახევრების კენ. უი რიცხვი, ე. ი. „ნახევარ-მთელი რიცხვი“. ატომბირთვის ასეთ საკუთარი მოძრაობის რადიუსის შინაგან მომენტს ატომბირთვული სპინი ეწოდება.

განვიხილოთ ატომბირთვული სპინის განსაზღვრის სხვადასხვა ექსპერიმენტული ხერხები.

ატომბირთვული სპინი გარკვეულ ურთიერთქმედებაში იქნება ატომური ელექტრონების სპინთან (ან სათანადო მაგნიტური მომენტები ერთმანეთთან). თუ ამ ურთიერთქმედების ენერგიას მივიჩნევთ შემფოთების ენერგიად. ქვანტური მექანიკის შემფოთების თეორიის თანახმად, ნული რიგის სიზუსტით (ე. ი. როდესაც ბირთვული სპინის ელექტრონულთან ურთიერთქმედების ენერგია ნულის ტოლადაა ჩათვლილი). ატომური ენერგეტიული დონეები და მათი შესაბამისი სპექტრალური ხაზები გადაგვარებულნი იქნებიან. პირველი რიგის სიზუსტით კი, ატომურ სისტემაში ბირთვების სპინის ელექტრონების სპინებთან ურთიერთქმედების მცირე შემფოთების სახით განხილვის დროს, აღნიშნული გადაგვარება იხანება და ენერგეტიული დონეები და მათი შესაბამისი სპექტრალური ხაზები განცალდებიან. ატომური სპექტრალური ხაზების აღნიშნულ განცალდებულ სტრუქტურას ზევიწრო სტრუქტურა შეიძლება ვუწოდოთ. თუ ტერმინს ვიწრო სტრუქტურას შევიანახავთ, ატომურ სპექტრებში ქვანტური ფიზიკიდან ცნობილ ელექტრონულ სპინურ გაცალდებითვის.

ზევიწრო სტრუქტურის ფიზიკური დახასიათება შესაძლებელი ხდება ბირთვული სპინის მნიშვნელობის საშუალებით. ასე, რომ ზევიწრო სტრუქტურის ზუსტი ექსპერიმენტული შესწავლა და ანალიზი საშუალებას მოგვცემს გავიგოთ ატომბირთვული სპინის მნიშვნელობა.

მოლეკულარულ სპექტრებში ცნობილია ეგრეთწოდებული სპექტრალური ზოლები. სპექტრალური ზოლი წარმოადგენს სპექტრალური ხაზების გარკვეულ ერთობლიობას, რომელნიც სპექტრის უწყვეტ ნაწილში გადადიან. ერთნაირი ატომებისაგან შედგენილი მოლეკულების სპექტრალურ ზოლებში შემავალი სპექტრალური ხაზების შესწავლა, ქვანტური ფიზიკის საფუძველზე, აგრეთვე საშუალებას იძლევა გავიგოთ ამ მოლეკულაში შემავალი ატომბირთვების სპინები. ამ თვალსაზრისით განსაკუთრებული მნიშვნელობა აქვს აღნიშნული სპექტრალური ხაზების ინტენსივობის ცვალებადობის კანონს, იმ ცვალებადობის კანონს, რომელიც ერთი ხაზიდან მეზობელ სპექტრალურ ხაზზე გადასვლის დროს შეიმჩნევა.

ბოლთა, განიხილავენ მოლეკულების კონას, ერთობლიობას, რომელნიც მოძრაობენ გარკვეული მიმართულებით. ასეთ მოლეკულურ კონას ატარებენ მაგნიტურ ველში. ქვანტური ფიზიკიდან ცნობილია, რომ ნაწილაკების მექანიკური მომენტის შესაბამისი მაგნიტური მომენტი, სპინ-მომენტი, მოდის ურთიერთქმედებაში გარეშე მაგნიტურ ველთან, რის შედეგადაც ადგილი აქვს შტერნისა და გერლახის ცნობილ ეფექტს მოლეკულარული კონის განცალკების შესახებ ორ შემადგენელ ნაწილად. ეს ეფექტიც საშუალებას იძლევა, სათანადო მოდიფიკაციის შემდეგ, გავზომოთ ატომბირთვული სპინი. III ცხრილში მაგალითისათვის მოცემულია ექსპერიმენტულად დადგენილი ზოგიერთი ატომბირთვების სპინები.

	ცხრილი III								
ატომბირთვი	${}^1\text{H}^1$	${}^1\text{H}^2$	${}^2\text{He}^3$	${}^3\text{Li}^6$	${}^3\text{Li}^7$	${}^{6}\text{C}^{12}$	${}^{7}\text{N}^{14}$	${}^{8}\text{O}^{16}$	${}^{8}\text{O}^{17}$
სპინი h ერთეულში:	$\frac{1}{2}$	1	0	1	$\frac{3}{2}$	0	1	0	$\frac{1}{2}$

ატომბირთვების სპინების გაზომილი მნიშვნელობები კიდევ ერთ არგუმენტს იძლევიან ატომბირთვების ნეიტრონპროტონული შემადგენლობის დასამტკიცებლად. მართლაც, ატომბირთვს რომ ელექტრონ-პროტონული შემადგენლობა ჰქონოდა, Z^A ატომბირთვში A პროტონი უნდა ყოფილიყო და $(A-Z)$ -ელექტრონი მაშინ მისი მუხტი იქნებოდა

$$q = +A(e) - (A-Z)(e) = +Z(e) \quad (15,2)$$

და ამრიგად მივიღებთ ატომბირთვული მუხტის სწორ მნიშვნელობას. მიუხედავად ამისა, რომ (15,2) სწორ ატომბირთვულ მუხტს იძლევა ბირთვული სპინის მნიშვნელობა აშკარად არღვევს ატომ-

ბირთვის პროტონ-ელექტრონული შემადგენლობის ჰიპოთეზას. ელექტრონპროტონული სურათი სამართლიანი რომ ყოფილიყო, კენტი Z -ის შესაბამის ატომბირთვებში ნაწილაკების N — რიცხვიც $N=2A-Z$ კენტი იქნებოდა და ასეთი ბირთვის სპინი ნახევარ მთელი რიცხვის ტოლი უნდა ყოფილიყო, რადგანაც ელექტრონის სპინი $\frac{1}{2}$ -ს ტოლია. III ცხრილი გვიჩვენებს, რომ

აზოტის ატომბირთვი ${}^7N^{14}$ არღვევს ზემოთ მიღებულ შედეგს. მიუხედავად იმისა, რომ მისი Z კენტია მისი სპინი $=1$. ამავე დასკვნის საწინააღმდეგო სპინები აქვს კენტ ატომბირთვებს ${}^1H^2$, ${}^3Li^6$ და ა. შ.

მეორე მხრივ ატომბირთვის ელექტრონულ პროტონულ მოდელში, თუ Z —ლუწი რიცხვი იქნება, ბირთვული ნაწილაკების რიცხვიც $N=2A-Z$ ლუწი უნდა ყოფილიყო და ნახევროვანი სპინების ლუწი რიცხვის შეკრებით სპინის მთელი მნიშვნელობა უნდა მივიღო, ამ შედეგს ეწინააღმდეგება, მაგალითად, ლუწი ატომბირთვი ${}^8O^{17}$, რომლის სპინიც $\frac{1}{2}$ -ს ტოლია. ასევე კადმიუმის ატომბირთვები ${}^{48}Cd^{111}$ და ${}^{44}Cd^{112}$, რომელთა სპინებიც მიუხედავად იმისა, რომ ისინი ლუწი ბირთვებია ($Z=48$), $\frac{1}{2}$ -ს ტოლია.

ამრიგად, ჩვენ დავასაბუთეთ, რომ ატომბირთვული სპინების მნიშვნელობები ეწინააღმდეგებიან ბირთვის პროტონ-ელექტრონულ მოდელს.

ახლა გავარჩიოთ საკითხი ატომბირთვული სპინების მნიშვნელობებით ბირთვის პროტონ-ნეიტრონული აგებულების შესახებ.

თუ მივიღებთ, რომ ნეიტრონის სპინი $\frac{1}{2}$ -ის ტოლია (ეს კი მრავალი მოსაზრებით მართლდება ატომბირთვული ფიზიკაში), მაშინ Z^A ატომბირთვს, რომელიც Z პროტონსა და $A-Z$ ნეიტრონს შეიცავს, ლუწი A —ნუკლონთა საერთო ლუწი რიცხვის შემთხვევაში მთელი სპინი უნდა ჰქონდეს ნულის ჩათვლით, ხოლო კენტი A -სათვის ნახევარმთელი. ეს შედეგი მართლდება ბირთვული სპინების ყველა გაზომილ მნიშვნელობაში. მაგალითად, III ცხრილიდან კენტი მასის რიცხვის შესაბამ ატომბირთვებს ${}^1H^1$, ${}^3Li^7$, ${}^8O^{17}$ ნახევარმთელი სპინები აქვთ, ხოლო ლუწი მასის რიცხვის შესაბამებს კი ${}^1H^2$, ${}^2He^4$, ${}^3Li^6$, ${}^6C^{12}$, ${}^7N^{14}$, ${}^8O^{16}$ მთელი სპინი ნულის ჩათვლით. ზემოთ მოყვანილი წესი გაშართლებულია სხვა ატომბირთვებშიც, რომელნიც სიმოკლის მიზნით ჩვენ არ ამოვწერეთ

III ცხრილში. მაგალითად, კენტი მასის რიცხვების შესაბამის ატომბირთვებს, ტულიუმის ${}_{89}\text{Tm}^{169}$, იტერბიუმის ${}_{70}\text{Yb}^{171}$, ${}_{70}\text{Yb}^{172}$ სპინები $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$ და $\frac{5}{2}$ -ი აქვთ სათანადოდ. ასევე ლუწი მასა-ს რიცხვის ნქონე ატომბირთვებს; სელენის ${}_{34}\text{Se}^{80}$, გერმანიუმის, ${}_{32}\text{Ge}^{70}$, ${}_{32}\text{Ge}^{72}$, სპინები ნულის ტოლია.

§ 16. ატომბირთვების სტატისტიკა

როგორც ქვანტური ფიზიკიდანაა ცნობილი, იგიურ მიკრო-ნაწილაკებისათვის შესაძლებელია სამართლიანი იყოს ან ფერმი-დირაკის სტატისტიკა ან ბოზე-აინშტაინის. ფერმი-დირაკის სტატისტიკას იგიური (ერთნაირი) მიკრო-ნაწილაკები მაშინ ემორჩილებიან, თუ მათი შესაბამისი სპინები ნახევარმთელი რიცხვებია, ან კიდევ თუ ასეთი ორი ნაწილაკის შესაბამისი ტალღური ფუნქცია

$$\psi = \psi(q_1 q_2), \quad (16,1)$$

რომელიც დამრკიდებულია ნაწილაკების q_1 და q_2 სივრცული და სპინური კოორდინატებიდან. ანტისიმეტრიული ფუნქციაა q_1 -სა და q_2 ის. მაგალითად, ელექტრონები ფერმი-დირაკის სტატისტიკას ემორჩილებიან, მაშასადამე, მათთვის ტალღური ფუნქცია (16,1) ანტისიმეტრიული უნდა იყოს, ე. ი.

$$\psi(q_2 q_1) = -\psi(q_1 q_2). \quad (16,2)$$

ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკის შემთხვევაში კი ნაწილაკები სპინის მთელ რიცხვის შესაბამისი უნდა იყვნენ ნულის ჩათვლით, იმათი შესაბამისი ტალღური ფუნქცია (16,1) სიმეტრიული უნდა იყოს q_i — სივრცული და სპინური კოორდინატების გადანაცვლების, ე. ი. ადგილი უნდა ჰქონდეს ტოლობას:

$$\psi(q_2 q_1) = \psi(q_1 q_2). \quad (16,3)$$

იმისათვის, რომ გავიგოთ ატომბირთვების სტატისტიკა, განვიხილოთ რ.რატომიანი მოლეკულა, რომელშიც სავსებით ერთნაირი ატომებია მოცემული. მისი ტალღური ფუნქცია ჩვენ შეგვიძლია განვიხილოთ, როგორც ნამრავლი

$$\Psi = \psi \cdot \varphi \cdot \rho \cdot \sigma, \quad (16,4)$$

* ნიშნის მქონე პარაგრაფები პირველი წაკითხვის დროს შეიძლება გამოტოვებული იყოს.

სადაც ψ — წარმოადგენს მოლეკულის ელექტრონულ ტალღურ ფუნქციას, იგი იძლევა ელექტრონული ღრუბლის განაწილებას მოლეკულის ატომბირთვთა შორის;

φ — მოლეკულის რხევითი მდგომარეობის დამახასიათებელი ტალღური ფუნქციაა, ეს ფუნქცია ახასიათებს ატომების რხევებს მოლეკულაში, წონასწორობის მდებარეობის მახლობლობაში; (φ — ოსცილატორული ფუნქციაა).

ρ — მოლეკულის ბრუნვითი მდგომარეობის დამახასიათებელი ტალღური ფუნქციაა, ის ახასიათებს მოლეკულას, როგორც როტატორს. მის როტაციულ მდგომარეობებს. დაბოლოს σ — მოლეკულაში შემავალი ატომბირთვების სპინური მდგომარეობის დამახასიათებელი ტალღური ფუნქციაა.

განვიხილოთ P — ოპერატორი, რომელიც მოლეკულის ატომბირთვებისა და სპინების გადასმას ახდენს.

მოლეკულის ძირითად მდგომარეობას სიმეტრიული ელექტრონული ფუნქცია ახასიათებს. ასე, რომ

$$P\psi = \psi. \quad (16,5)$$

თუ გავიხსენებთ, რომ მოლეკულს ოსცილატორული ფუნქცია დამოკიდებულია მხოლოდ ატომბირთვთა შორის R მანძილზე და R -კი სიმეტრიულია P ოპერატორის მიმართ (რომელიც გადაიყვანს ბირთვის x_a, y_a, z_a კოორდინატებს x_b, y_b, z_b ში და პირიქით).

$$PR = P[(x_a - x_b)^2 + (y_a - y_b)^2 + (z_a - z_b)^2]^{1/2} = R,$$

სადაც x_a, y_a, z_a, a — ატომბირთვის კოორდინატებია x_b, y_b, z_b — b -სი. ცხადია, რომ გვექნება

$$P\rho = \rho. \quad (16,6)$$

ახლა განვიხილოთ როტაციული ტალღური ფუნქცია ρ . ქვანტური ფიზიკის ცნობილი მონაცემების მიხედვით:

$$\rho = P_e^m (\cos\theta) e^{-im\Phi} \quad (16,7)$$

ეს ფუნქცია მიღებულია შექმდეგი ფიზიკური პირობების განხორციელებით. ორატომიანი მოლეკულა განხილულია როგორც ორი წერტილოვანი ატომი დამაგრებული R — მანძილზე. ამ დაშვების გამართლება შესაძლებელია შემდეგი ფიზიკური მოსაზრების გამო: თითქმის ატომის მთელი მასა მის ბირთვშია მოცემული, რომლის რადიუსიც (10^{-13} სმ) გაკილებით უფრო ნაკლებია ატომბირთვთა შორის მანძილთან შედარებით (10^{-8} — სანტიმეტრი). ასეთი ორი,

R —მანძილზე დამაგრებული, ატომის ბრუნვის კინეტიკური ენერგია მოცემულია, კლასიკურ პირობებში, შემდეგი ფორმულით:

$$E = P_{\omega}^2 / 2J, \quad (16,18)$$

სადაც J — განხილული მასების ბრუნვის ინერციის მომენტია მასების ცენტრზე გამავალი ღერძის ირგვლივ ბრუნვის დროს.

$$J = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2, \quad (16,19)$$

სადაც

$$r_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} R, \quad r_2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} R \quad (16,19a)$$

მანძილებია m_1 და m_2 მასებისა ბრუნვის ღერძიდან, $r_1 + r_2 = R$. ნეორე მხრივ (16,18)-ში

$$P_{\omega} = J \cdot \omega. \quad (16,20)$$

m_1 და m_2 მბრუნავი მასების სისტემის მოძრაობის რაოდენობის მომენტია და ω ბრუნვის კუთხური სიჩქარე.

(17.19a) მნიშვნელობები შევიტანოთ (16,19) ფორმულაში, მივიღებთ:

$$J = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} R^2. \quad (16,21)$$

ინერციის მომენტის მიღებულ ფორმულაში

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}, \quad (16,22)$$

სიდიდეს მოლეკულის დაყვანილი მასა ეწოდება, იგი ჩვენს შემთხვევაში, რადგანაც ატომები ერთნაირია, იძლევა $\mu = \frac{m}{2}$. (16,21)

და (16.22) ფორმულების ძალით მოლეკულის ბრუნვის ნაცვლად ჩვენ შეგვიძლია განვიხილოთ μ — მასის მქონე წერტილის ბრუნვა R — რადიუსიან სფეროზე. ასეთ როტატორს შეესაბამება სწორედ (16.7) როტაციული ტალღური ფუნქცია, რომელშიც θ აზიმუტია ათვლილი ბრუნვის Z — ღერძიდან, განხილულ μ მასის მქონე წერტილისათვის, ხოლო Φ მისი სიგრძედი ცხადია, რომ $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq \Phi \leq 2\pi$. თუ ჩვენ განვიხილავთ P — ოპერატორის მოქმედებას p — ფუნქციაზე ყურადღება უნდა მივაქციოთ იმ ცვლილებას θ და Φ კუთხეებში, რომელსაც გამოიწვევს P — ოპერატორი. განმარტების თანახმად P — ოპერატორი ახდენს ატომბირთვების სივრცული და სპინური კოორდინატების გადასმას. რადგანაც p — ფუნქცია

სპინურ კოორდინატებზე დამოკიდებული არაა, P — ოპერატორის მოქმედება ρ — ფუნქციაზე დაიყვანება, მხოლოდ ატომბირთვების სივრცული კოორდინატების გადანაცვლებაზე. ატომბირთვთა სივრცული კოორდინატების გადანაცვლება კი ჩვენს შემთხვევაში ნიშნავს ბირთვთა შორის არსებულ \vec{R} რადიუს-ვექტორის შეცვლას $-\vec{R}$ — ვექტორით, თუ განმარტების თანახმად \vec{R} მიმართულია მოლეკულის a ატომბირთვიდან b საკენ. მაშასადამე, P — ოპერატორი წერტილს, რომელიც μ მასის მქონეა და მოძრაობს მუდმივ მოდულის R ვექტორის მიერ განსაზღვრულ სფეროს ზედაპირზე გადაიყვანს $-\vec{R}$ სიმეტრიულ მდებარეობაში. აქედან კი აშკარაა, რომ P ოპერატორი მოახდენს θ და Φ კუთხეების შემდეგ გარდაქმნას:

$$\left. \begin{aligned} \Phi &\rightarrow \pi + \Phi \\ \theta &\rightarrow \pi - \theta. \end{aligned} \right\} \quad (16,23)$$

თუ გამოვიყენებთ სფეროიული ფუნქციებისათვის ცნობილ ფორმულას

$$P_l^m(x) = \frac{1}{2^l l!} (1-x^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^{l+m}}{dx^{l+m}} (x^2-1)^l, \quad (16,24)$$

სადაც $x = \cos \theta$ და ვიხელმძღვანელებთ (16,24) გარდაქმნებით, გვექნება

$$\begin{aligned} P_\rho &= P \{ P_l^m(x) e^{im\Phi} \} = \\ &= \frac{1}{2^l l!} (1-x^2)^{\frac{m}{2}} (-1)^{m+l} \frac{d^{l+m}}{dx^{l+m}} (x^2-1)^l e^{im(\Phi+\pi)} = \\ &= (-1)^{2m+l} P_l^m(\cos \theta) e^{im\Phi} = (-1)^l \rho. \end{aligned}$$

ამრიგად P ოპერატორის მოქმედება ρ — როტაციულ მოლეკულარულ ფუნქციაზე გამოისახება შემდეგი ფორმულით:

$$P_\rho = (-1)^l \rho. \quad (16,25)$$

დაგვრჩა გავარკვიოთ P ოპერატორის მოქმედება σ — ატომბირთვულ სპინურ ფუნქციაზე და ამით (16,4) Ψ მოლეკულარული ფუნქციის გარდაქმნა P ოპერატორის მოქმედებით ბოლომდე იქნება დადგენილი.

$P\sigma$ — პროდუქტის გამოკვლევა პირველ რიგში ჩავატაროთ იმ შემთხვევისათვის, როდესაც მოლეკულის ატომბირთვების სპინების ჯამი ნულის ტოლია.

ამ შემთხვევაში საკითხი განსაკუთრებით მარტივად წყდება. მართლაც თუ ატომბირთვების სპინის ნაერთი მნიშვნელობა ნულის ტოლია, (16, 4) ფუნქციის სპინური ნაწილი σ — სიმეტრიული უნდა იყოს ბირთვების სპინკოორდინატების გადასმის ნიშართ, ე. ი. ადგილი უნდა ჰქონდეს ტოლობას

$$P\sigma = \sigma. \quad (16,26)$$

(16.5), (16.6). (16.25) და (26,15) ფორმულების საფუძველზე ჩვენ მივდივართ შემდეგ გამაერთიანებელ შედეგამდე:

$$P\Psi = (-1)^l \Psi. \quad (16,27)$$

მაშასადამე, მოლეკულარული ტალღური ფუნქცია Ψ — სიმეტრიულია, თუ როტაციული ქვანტური რიცხვი l ლუწია და იგი ანტი-სიმეტრიულია თუ l კენტი. ეს შედეგი სამართლიანია ერთნაირი ატომებისაგან შედგენილი ორატომიანი მოლეკულისათვის, რომლის ძირითადი მდგომარეობის ელექტრონული ტალღური ψ — ფუნქცია სიმეტრიულია და ბირთვთა სპინების ჯანი ნულის ტოლი.

ნეორე მხრივ ცხადია, რომ ატომბირთვები ან ფერმის სტატისტიკას უნდა დაემორჩილონ ან ბოზეს. მაშასადამე, მოლეკულების როტაციული ქვანტური რიცხვი l შეიძლება იყოს მოცემული ან ლუწი ან კენტი რიცხვით. ეს მედეგი მართლდება ექსპერიმენტულად მოლეკულარულ სპექტრებში, სახელდობრ. თუ ბირთვული სპინი ნულს ტოლია. მოლეკულის ყოველი მეორე როტაციული მდგომარეობა ამოვარდნილია (სათანადო სპექტრალური ხაზები არ არსებობენ მოლეკულარულ სპექტრში). ნაპოვნია, რომ ატომბირთვული სპინის ნულთან ტოლობის შემთხვევაში მხოლოდ ლუწი l -ის შესაბამისი როტაციული მდგომარეობა ხორციელდება მოლეკულაში. მაშასადამე, ნული ბირთვული სპინის შემთხვევაში, ე. ი. ლუწი მასის რიცხვის შემთხვევაში (იხ. ცხრილი III) ბირთვების სტატისტიკა ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკა უნდა იყოს. ამავე წესით მტკიცდება, რომ იმ შემთხვევაშიც კი, როდესაც ბირთვების ნაერთი სპინი მოლეკულაში ნულისაგან განსხვავდება, თუ ბირთვის მასის რიცხვი A ლუწია, იგი ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკას ემორჩილება, ხოლო თუ კენტი — ფერმი-დირაკის სტატისტიკას.

ამ შედეგის საუქუველზე ჩვენ შეგვიძლია ვიმსჯელოთ ბირთვის შემადგენელ ნუკლონთა სტატისტიკის შესახებ. მართლაც, მივიღოთ, რომ ყოველი ნუკლონი ფერმის სტატისტიკას ემორჩილება. განვიხილოთ ორი შემთხვევა:

I. ვთქვათ, რომ მოლეკულის ორი ერთნაირი ბირთვი ლუწი \mathcal{A} —მასის რიცხვის შესაბამისია.

ამ შემთხვევაში ბირთვების გადასმას მოლეკულაში შეესაბამება ატომბირთვებში ნუკლონების წყვილების ტრანსპოზიციათა ლუწი რიცხვი. ყოველი წყვილის ტრანსპოზიცია ნიშანს უცვლის ბირთვის ტალღურ ფუნქციას (რადგანაც ნუკლონები ფერმის სტატისტიკას ემორჩილებიან) და ბირთვთა გადასმა მოლეკულაში შეუცვლის ნიშანს ტალღურ ფუნქციას ლუწ რიცხვჯერ. ე. ი. ტალღური ფუნქციის ნიშანი ბირთვების გადასმით უცვლელი დარჩება. ეს იმას ნიშნავს, რომ ასეთ შემთხვევაში ბირთვების სტატისტიკა ფერმის სტატისტიკა იქნება. მაგალითისათვის განვიხილოთ ორატომიანი მოლეკულა. რომლის ატომბირთვებიც იგიურნი არიან და ყოველი მათგანი n ნუკლონს შეიცავს. ბირთვების ტალღური ფუნქცია ამ შემთხვევაში შეიძლება ჩაწეროთ

$$\psi(1, 2, 3, 4, 5, 6, | 7, 8, 9, 10, 11, 12) \quad (16,28)$$

სახით, სადაც გამყოფი ხაზის მარცხნივ არგუმენტში მოცემულია მოლეკულის პირველი ატომბირთვის ნუკლონების ნომრები, ხოლო მარჯვნივ მეორე ატომბირთვის.

ატომბირთვების გადასმით (16,28) ფუნქცია გარდაიქმნება

$$\psi(7, 8, 9, 10, 11, 12 | 1, 2, 3, 4, 5, 6) \quad (16,29)$$

ფუნქციად, ეს უკანასკნელი კი მიიღება (16,29)—ფუნქციაზე

$$\begin{aligned} & \left(\begin{array}{cccccccccccc} 1, & 2, & 3, & 4, & 5, & 6, & 7, & 8, & 9, & 10, & 11, & 12 \\ 7, & 8, & 9, & 10, & 11, & 12, & 1, & 2, & 3, & 4, & 5, & 6 \end{array} \right) = \\ & = (1,7) (2,8) (3,9) (4,10) (5,11) (6,12) \quad (16,30) \end{aligned}$$

გადანაცვლების ოპერატორის გამოყენებით. რადგანაც (16,30) ტრანსპოზიციების ლუწ რიცხვს იძლევა, ცხადია, რომ ბირთვული ტალღური ფუნქციის ნიშანი ამ ტრანსპოზიციების შედეგად n -ჯერ შეიცვლება, ე. ი. საბოლოოდ უცვლელი დარჩება. ამის გამო (16 28) ფუნქცია სიმეტრიული გამოვა ატომბირთვთა გადანაცვლების მიმართ.

ამით მოწმდება, რომ თუ ბირთვის მასის რიცხვი ლუწია. მისი სტატისტიკა ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკაა. გადავიდეთ მეორე შემთხვევის განხილვაზე.

II. ვთქვათ, ორატომიან მოლეკულაში მოცემული იგიური ბირთვების მასის რიცხვები კენტია.

ასეთ შემთხვევაში, თუ წინანდებურად ყოველი ნუკლონისათვის ფერმის სტატისტიკის სამართლიანობას განვიხილავთ, ბირთვის

ტალღურ ფუნქციაში ყოველი ნუკლონურ წყვილის გადანაცვლება ტალღურ ფუნქციის ნიშნის შეცვლას გამოიწვევს. ასეთ შემთხვევაში მოლეკულაში მოცემული ბირთვების გადანაცვლება დაიყვანება ბირთვული ნუკლონების წყვილთა ტრანსპოზიციების კენტ რიცხვზე. ე. ი. ამ გადანაცვლების შედეგად ბირთვული ტალღური ფუნქციის ნიშანი შეიცვლება კენტ რიცხვჯერ. მაშასადამე, ბირთვების სტატისტიკა ფერმი-დირაკის სტატისტიკა იქნება. განვიხილოთ მაგალითი. ვთქვათ, მოცემული მოლეკულა ორი იგიური ბირთვი შეიდ-შეიდ ნუკლონს შეიცავს. მაშინ ამ ბირთვების ტალღურა ფუნქცია შემდეგი სახით ჩაიწერება:

$$\psi(1, 2, 3 \dots 7 \mid 1, 8, 9 \dots 14) \quad (16,31)$$

ატომბირთვების გადანაცვლების ოპერატორი ამ (16,31) ფუნქციას გარდაქმნის

$$\psi(8, 9, \dots 14 \mid 1, 2, 3 \dots 7) \quad (16,32)$$

ტალღურ ფუნქციად. მეორე მხრივ (16,31) ფუნქციიდან (16,32) მიიღება შემდეგი გადანაცვლების ოპერატორის გამოყენებით.

$$\begin{aligned} & \left(\begin{array}{cccccccccccc} 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14 \\ 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \end{array} \right) = \\ & = (1,8) (2,9) (3,10) (4,11) (5,12) (6,13) (7,14). \quad (16,33) \end{aligned}$$

როგორც ვხედავთ, ამ შემთხვევაში ბირთვების გადანაცვლება 7—ტრანსპოზიციას იწვევს ნუკლონებს შორის, მაშასადამე, ბირთვული ტალღური ფუნქციის ნიშანი 7-ჯერ შეიცვლება, ე. ი. ბირთვის ტალღური ფუნქცია ანტისიმეტრულია და სტატისტიკა ფერმი-დირაკის.

თუ მივიღებთ მხედველობაში იმ ექსპერიმენტულ ფაქტს, რომ როდესაც A — ლუწია, ბირთვი ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკას ემორჩილება, მხოლოდ თუ A კენტია, ბირთვის სტატისტიკა ფერმი-დირაკის სტატისტიკაა, ზეით აღნიშნულის მიხედვით გასაგები ხდება შემდეგი: თუ ყოველი ნუკლონი ფერმი-დირაკის სტატისტიკას ემორჩილება და ნუკლონების რიცხვი კი მასის A რიცხვითაა მოცემული, ცხადია, რომ რადგანაც პროტონებისათვის ფერმის სტატისტიკა ექსპერიმენტულადაა დადგენილი, ნეიტრონებიც ფერმის სტატისტიკას უნდა ემორჩილებოდნენ.

ზეით აღნიშნულის მიხედვივით გასაგებია, რომ ბირთვის ელექტრონულ-პროტონული ჰიპოთეზა ხელახლა უარსაყოფია სტატისტიკის თვალსაზრისითაც. მართლაც ელექტრონ-პროტონული

ჰიპოთეზის მიხედვით ბირთვში $2A-Z$ ნაწილაკი უნდა ყოფილიყო, რადგანაც ამ შემთხვევაში ბირთვში A პროტონი და $(A-Z)$ ელექტრონი უნდა ყოფილიყო, რომ მისი მუხტი ტოლი იყოს

$$q = +A \cdot e - (A-Z) \cdot e = +Z \cdot e;$$

ხოლო მასა კი A -ს ტოლი. მაგრამ ბირთვის $2A-Z$ ელემენტარული ნაწილაკის სტატისტიკა ამ შემთხვევაში ბოზეს სტატისტიკა უნდა ყოფილიყო Z -ის ლუწუ მნიშვნელობის დროს, ხოლო ფერმი-დირაკის Z -ის კენტი მნიშვნელობისათვის; ეს კი ექსპერიმენტს ეწინააღმდეგება (იხ., მაგალითად, ცხრილი 3).

გადავიდეთ ახლა ნებისმიერი სპინის I -მნიშვნელობაზე (ჩვენი მოლექულის ატომბირთვებში). თუ ბირთვულა სპინის, ე. ი. ბირთვის შინაგანი საკუთარი ძრაობის რაოდენობის მომენტის მნიშვნელობა I -ს ტოლია, მისი M - მდგენელების მნიშვნელობები გარკვეულ მიმართულების გასწვრივ სივრცულ-დაქვანტის წესის მიხედვით მოცემული იქნება შემდეგი ერთობლიობით:

$$M = I, I-1, I-2, \dots, -I. \quad (16,34)$$

ასე რომ ყოველი ატომბირთვი შესაძლებელია იყოს (16,34)-ერთობლიობით განსაზღვრულ $2I+1$ სპინურ მდგომარეობაში. მოლექულის ორი იგიური ატომბირთვისათვის (16,34)-ის მიხედვით გვექნება $(2I+1)^2$ -სპინური მდგომარეობა. მართლაც, აღვნიშნოთ მოლექულის პირველი ატომბირთვი X_1 -ით, ხოლო მეორე X_2 -ით. X_1 -ის სპინის მნიშვნელობა I_1 -იყოს, მისი მდგენელი გამოყოფილი მიმართულების გასწვრივ იქნება

$$M_1 = I, I-1, I-2, \dots, -I. \quad (16,35)$$

X_2 მეორე ატომბირთვისათვის იგივე სპინი გვაქვს და მდგენელების იგივე ერთობლიობა

$$M_2 = I, I-1, I-2, \dots, -I \quad (16,36)$$

X_1 და X_2 ატომბირთვებისათვის, ცხადია, გვექნება სპინურ მდგომარეობათა რიცხვი $(2I+1)^2$,—რადგანაც X_1 -ის ყოველ სპინურ მდგომარეობას (16,35) ერთობლიობიდან ეთანადება $(2I+1)$ მდგომარეობა (16,36)-დან.

განვიხილოთ მოლექულის ორი იგიური ბირთვის ერთობლიობისათვის

$$\psi_{M_1}(X_1) \psi_{M_2}(X_2) \quad (16,37)$$

ტიპის ტალღური ფუნქციები. მოლეკულური ბირთვების ურთიერთსაკმაოდ დიდ მანძილზე დაშორებულობის გამო მათი ერთობლიობის სპინ ტალღური ფუნქციის (16,37) ნამრავლის სახით წარმოდგენა შესაძლებელია.

ცხადია, რომ M_1 და M_2 -ს ყველა შესაძლო (16,35) და (16,36) მნიშვნელობის მიხედვით (16,37) ფუნქციების რიცხვი იქნება:

$$N = (2I + 1)^2. \quad (16,33)$$

ამ ფუნქციათა ერთობლიობაში არიან ისეთებიც, რომელნიც $M_1 = M_2 = M$ სპინ მდგენელების ტოლ-მნიშვნელობებს შეესაბამებიან. მაგალითად, ასეთები იქნებიან:

$$\psi_I(X_1)\psi_I(X_2), \psi_{I-1}(X_1)\psi_{I-1}(X_2) \cdots \quad (16,39)$$

აღნიშნულ (16,39) ფუნქციათა ერთობლიობა, ცხადია, რომ შეიცავს

$$N' = 2I + 1 \quad (16,40)$$

ფუნქციას, რომელთაგანაც ყველა სიმეტრიულია X_1 და X_2 ატომბირთვების სპინ-მდგომარეობათა ინდექსების გადანაცვლების მიმართ (ან რაც იგივეა X_1 და X_2 ატომბირთვების გადანაცვლების ნიშნით). (16,37) ფუნქციების დანარჩენი ნაწილი შეესაბამება $M_1 \neq M_2$, ასეთები არიან, მაგალითად, შემდეგი ფუნქციები

$$\left. \begin{array}{l} \psi_I(x_1)\psi_{I-1}(x_2), \psi_I(x_1)\psi_{I-2}(x_2), \dots, \psi_I(x_1)\psi_{-I}(x_2) \\ \psi_{I-1}(x_1)\psi_I(x_2), \psi_{I-1}(x_1)\psi_{I-2}(x_2), \dots, \psi_{I-1}(x_1)\psi_{-I}(x_2) \\ \vdots \end{array} \right\} \quad (16,41)$$

ეს ფუნქციები არც სიმეტრიულნი და არც ანტისიმეტრიულნი არ არიან. აღნიშნულ (16,41) სპინ მდგომარეობის ფუნქციათა საერთო რიცხვი იოლად მიიღება (16,38)-სა და (16,40) რიცხვების საშუალებით, იგი გამოდის:

$$N'' = N - N' = (2I + 1)^2 - (2I + 1) = 2I(2I + 1). \quad (16,42)$$

ცხადია, რომ ფუნქციების (16,41) ერთობლიობა შეიძლება დავალაგოთ წვეილ-წვეილად, სადაც ყოველ წვეილში

$$\psi_{M_1}(x_1)\psi_{M_2}(x_2), \psi_{M_2}(x_1)\psi_{M_1}(x_2) \quad (16,43)$$

სახის ფუნქციები იქნება მოცემული. აღნიშნული (16,43) ტიპის ფუნქციებიდან შედგენილი უნდა იყოს სიმეტრიული და ანტისი-

მეტრიული წრფივი კომბინაციები. ეს აუცილებელია იმ ფიზიკური მოსაზრებების გამო, რომ ატომბირთვები, განხილულ მოლეკულაში, იგიური არიან და მათი სპინური მდგომარეობის ფუნქციები ან სიმეტრიული ან ანტისიმეტრიული უნდა იყვნენ (16,43). ფუნქციების აღნიშნულ წრფივი კომბინაციები ნოცემული იქნება შემდეგი სახით:

$$\left. \begin{aligned} \psi_{M_1}(x_1) \psi_{M_2}(x_2) + \psi_{M_2}(x_1) \psi_{M_1}(x_2) \\ \psi_{M_1}(x_1) \psi_{M_2}(x_2) - \psi_{M_2}(x_1) \psi_{M_1}(x_2) \end{aligned} \right\} \quad (16,43)$$

ამრიგად (16,41) ფუნქციების ერთობლიობა შეიცვლება (16,43) ფუნქციებით, რომელთაგანაც (16,42) ფორმულის თანახმად ანტისიმეტრიულ ფუნქციების რიცხვი მოცემულია

$$N = I(2I + 1). \quad (16,44)$$

სიმეტრიულების რიცხვს კი, რომელიც (16,43) ფუნქციებიდან ასეთივე რაოდენობითაა მოცემული როგორც ანტისიმეტრიულების (16,44) რიცხვი, ემატება (16,39) სიმეტრიული ფუნქციების რიცხვი (16,40) და სიმეტრიულ ფუნქციებას საერთო რაოდენობა გამოდის

$$N_+ = (2I + 1)(I + 1). \quad (16,45)$$

მიღებული (16,44) და (16,45) ფორმულები იოლად იძლევა სიმეტრიულ სპინ-დგომარეობის ფუნქციათა რიცხვის ფარდობისათვის ანტისიმეტრიული მდგომარეობის ფუნქციათა რიცხვთან შემდეგ ფორმულას:

$$\frac{N_+}{N_-} = \frac{I+1}{I}. \quad (16,46)$$

ზემოთ მიღებული შედეგის მიხედვით, თუ მოლეკულის ელექტრონული ტალღური ფუნქცია სიმეტრიულია, ატომბირთვების გადასმა (16,4) სრულ მოლეკულურ ტალღურ ფუნქციაში, ფუნქციას აძლევს $(-1)^l$ ნიშნის კოეფიციენტს, სადაც l — მოლეკულის როტაციული ქვანტური რიცხვია (იხ. ფორმულა (16,27)). ამ შედეგის თანახმად, თუ ატომბირთვები ბოზეს სტატისტიკას ემორჩილებიან იმისათვის, რომ მოლეკულარული ტალღური ფუნქცია Ψ სიმეტრიული იყოს, ლუწი l — როტაციული ქვანტური მდგომარეობის შესაბამისი ფუნქციები უნდა მრავლდებოდეს სიმეტრიულ σ — ბირთვულ სპინების ფუნქციაზე, ხოლო კენტი l -ის შესაბამისი ფუნქციები ანტისიმეტრიულ σ — ფუნქციებზე.

თუ პირიქით, ატომბირთვები ფერმი-დირაკის სტატისტიკას ემორჩილებიან, l -ლუწი როტაციული ქვანტური რიცხვის შესაბამისი ტალღური ფუნქცია, (16,4) ფორმულაში, უნდა გამრავლდეს ანტისიმეტრიულ σ — ფუნქციაზე, ხოლო l — კენტის შესაბამისი სიმეტრიულ σ - ზე.

მეორე მხრივ მოლექულარული სპექტრების თეორია იძლევა, რომ სპექტრალური ხაზების ინტენსივობები ისე ეფარდებიან ერთმანეთს, როგორც ამ ხაზთა შესაბამისი სპინური მდგომარეობების სტატისტიკური წონები. ასე რომ, თუ გავითვალისწინებთ ზემოთ აღნიშნულს, როდესაც ატომბირთვები ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკას ემორჩილებიან, ლუწი l — როტაციული ქვანტურ მდგომარეობათა შესაბამისი სპექტრალური ხაზების ინტენსივობა ისე უნდა ეფარდებოდეს კენტ l — რიცხვთა შესაბამისი ხაზების ინტენსივობას, როგორც სიმეტრიულ სპინურ მდგომარეობათა რიცხვი (16,45) სტატისტიკური წონა ეფარდება ანტისიმეტრიულობის რიცხვს (16,44)-ს, ფორმულით ეს შეგვიძლია შემდეგი სახით ჩავწეროთ:

$$\frac{f_B}{f'_B} = \frac{l+1}{l}, \quad (16,47)$$

სადაც f_B — აღნიშნავს მოლექულის იმ სპექტრალური ხაზების ინტენსივობებს, რომელნიც ლუწი როტაციულ l — ქვანტურ რიცხვებს ეთანადებიან, f'_B — კი ისეთ სპექტრალური ხაზებისას, რომელნიც კენტ l — ქვანტურ რიცხვებს ესაბამებიან.

(16,47)-ფორმულა ფრიად საინტერესო ფიზიკურ შედეგს იძლევა. თუ მოლექულის იგიური ატომბირთვები ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკას ემორჩილებიან, ლუწი l -ის შესაბამისი სპექტრალური ხაზების ინტენსივობები აღემატება კენტი l -ის შესაბამის ინტენსივობებს. ამ ინტენსივობათა ფარდობის ზუსტი განსაზღვრა შესაძლებელია მოლექულური სპექტრომეტრიის მონაცემების საშუალებით. ასე რომ, (16,47) განტოლების მარცხენა ნაწილი ცნობილია ექსპერიმენტულად, მაშასადამე, ეს განტოლება მოგვცემს ატომბირთვული სპინის I მნიშვნელობას.

იმ შემთხვევაში, როდესაც მოლექულის იგიური ბირთვების სტატისტიკა ფერმი-დირაკის სტატისტიკაა, სურათი შებრუნებულია. ამ შემთხვევაში მოლექულური ტალღური ფუნქცია (16,4) ანტისიმეტრიული უნდა იყოს P — გადანაცვლების ოპერატორის შიშართ. ეს კი მაშინ იქნება სამართლიანი, თუ (16,27) ის მიხედვით ლუწი l -ს ეთანადება ანტისიმეტრიული σ , ხოლო კენტ l -ს სიმეტრიული σ . აღვნიშნოთ ზემოთ განხილული შემთხვევის ანა-

ლოგიურად J_F -ით ინტენსივობა მოლეკულური სპექტრის იმ სპექტრალური ხაზებისათვის, რომელიც ლუწ l - როტაციულ ქვანტურ რიცხვს ეთანადებიან, ხოლო J'_F -ით. იმათი, რომელნიც კენტ l - როტაციულ ქვანტურ რიცხვს შეესაბამებიან.

მაშინ ზემოთ აღნიშნულის მიხედვით გვექნება

$$\frac{J_F}{J'_F} = \frac{I}{I+1}, \quad (16,48)$$

რადგანაც, როგორც აღნიშნული იყო, ამ შემთხვევაში ლუწ l - ქვანტურ რიცხვს ეთანადება ანტისიმეტრიული σ ფუნქციები რიცხვით (16.44). ხოლო კენტ l - რიცხვებს სიმეტრიულ σ - ფუნქციები რიცხვით (16.45). (16,48) ფორმულის საფუძველზე ვღებულობთ, რომ თუ მოლეკულის ბირთვები ფერმის სტატისტიკას ემორჩილებიან ლუწ l - ქვანტურ რიცხვებს უფრო ნაკლები ინტენსივობის სპექტრალური ხაზები ეთანადება, ვიდრე კენტ l - როტაციულ ქვანტურ რიცხვებს. ინტენსივობათა ფარდობის განსაზღვრა, ექსპერიმენტულად, (16.48) ფორმულის საფუძველზე საშუალებას გვაძლევს გავიგოთ ბირთვული I - სპინის მნიშვნელობა იმ შემთხვევაში, როდესაც ბირთვი ფერმის სტატისტიკას ემორჩილება.

აღსანიშნავია ის გარემოება, რომ (16,47) და (16.48) ფორმულებში ადგილი აქვს მეზობელი სპექტრალური ხაზების ინტენსივობათა შედარებას. ამის მიზეზი შეგდგეში მდგომარეობს. თუ მხედველობაში არ მივიღებთ ატომბირთვულ სპინს, მოლეკულის როტაციული სპექტრალური ხაზების ინტენსივობა იცვლება იმ l - როტაციული ქვანტური რიცხვიდან დამოკიდებულებით, რომელიც შეესებულება მოლეკულებით (რომლებშიც გვხვდება მოცემული გაზის მოლეკულები). ინტენსივობის აღნიშნულ ცვლილებას ბოლცმანის განაწილების ხასიათი აქვს იგი პროპორციულია როტაციულ მდგომარეობათა n - შევსების რიცხვის (იმ რიცხვის $\frac{1}{2}$ რომელიც მოლეკულების რიცხვს ეტოლება მოცემულ როტაციულ მდგომარეობაში). აღნიშნული ფუნქციონალური დამოკიდებულების არსებითი ნაწილი მოცემულია

$$(2l+1)e^{-\frac{B(l+1)l}{kKT}}, \quad (16,49)$$

სადაც k - ბოლცმანის მუდმივია, T - განხილულ მოლეკულურ გაზის აბსოლუტური ტემპერატურა, B - კი მუდმივი სიდიდეა,

რომელსაც ენერგიის განზომილება აქვს. მაგალითად, (H_2) წყალბადის მოლეკულის შემთხვევაში (16,49) ფორმულაში:

$$B(H_2) = 0.01 \text{ ev.} \quad (16,50)$$

ნახაზი 2. (16,49) — ფორმულის მიხედვით იძლევა n — შევსებათა რიცხვის ან სპექტრალური ხაზის ინტენსივობის დამოკიდებულებას l — როტაციული ქვანტური რიცხვისაგან. მთლიანი ხაზი იძლევა



ნახ. 2

ინტენსივობის განაწილებას ბირთვული სპინის მხედველობაში მიუღებლად. ვერტიკალური ხაზების ერთობლიობა გვაძლევს ინტენსივობათა განაწილების სურათს ბირთვულ სპინების მხედველობაში მიღებით. ნახაზზე აშკარად ეხედავთ ინტენსივობათა დანახასია-

თებელ მორიგეობას, რომლის შესახებაც, ზემოთ დეტალურად იყო მოახრობილი. აღნიშნულ ექსპერიმენტულ ანალიზის საშუალებით დადგენილია, რომ ლუწი A მასის რიცხვის შესაბამისი ატომბირთვები ემორჩილებიან ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკას, ხოლო კენტი A რიცხვების შესაბამისი კი ფერმი-დირაკის სტატისტიკას.

ყოველი ზემოთ მოყვანილის მიხედვით ვღებულობთ ემპირიულ წესს, რომელიც ყოველგვარი გამონაჯლისის გარეშე მართლდება: ლუწ-ლუწი (Z და A ლუწი) ბირთვების სპინი ნულის ტოლია:

თ ა გ ი 6

ნ ე ი ტ რ ი ნ ო

§ 17. სპინისა და სტატისტიკის შენახვის კანონი და ნეიტრინოს არსებობის აუსილენალოგა

ატომბირთვული გარდაქმნების ზოგადად დახასიათების დროს ჩვენ ყურადღება მივაქციეთ შენახვის კანონებს: მუხტის შენახვის კანონს, მასის რიცხვის შენახვის კანონს და ენერგიის შენახვის კანონს. მას შემდეგ, რაც ჩვენ § 16 დეტალურად შევისწავლეთ ბირთვული სპინის და სტატისტიკის საკითხები, ბუნებრივია, რომ ამ თვალსაზრისით შევეხოთ ბირთვულ გარდაქმნებს. ბირთვული რეაქციების შედეგად სტატისტიკა არ უნდა იცვლებოდეს ისე, როგორც უცვლელი უნდა იყოს სპინიც — შინაგანი მოძრაობის რაოდენობის მომენტიც. ეს საკითხი სასურველია კონკრეტულ მა-

გალითზე გავაშუქოთ. განვიხილოთ, მაგალითად, β^- — აქტივობის პრობლემა. β^- აქტივობის დროს ბირთვი ანთავისუფლებს ν ნაწილაკს იმის გამო, რომ მისი ერთი ნეიტრონი გარდაიქმნება პროტონად. ასე რომ, ატომბირთვში ადგილი აქვს ელემენტარულ ბირთვულ რეაქციას, რომლის შედეგადაც ბირთვი გამოასხივებს ელექტრონს. ამ რეაქციის სახე შემდეგია:

$$n \rightarrow p + \beta^-, \quad (17,1)$$

აღნიშნულ რეაქციის მიხედვით Z^A ბირთვი გადადის $(Z+1)^A$ ბირთვისა და β^- ელექტრონის ერთობლიობაში.

(17,1) — რეაქციაში მუხტის შენახვის კანონი დაცულია. რეაქციამდე აღებული ნაწილაკების (n) მუხტი ნულის ტოლია და ასევე რეაქციის შედეგად მიღებულ ნაწილაკთა ერთობლიობისათვისაც მუხტების ჯამი ნულს უდრის (p -სა და β^- ნაწილაკთა მუხტების ჯამი ნულია).

(17,1) — რეაქციაში შენახულია მასის რიცხვიც. რადგანაც მის მარცხენა ნაწილში ჩვენ საქმე გვაქვს 1-ს ტოლ მასის რიცხვთან და ასევე მარჯვნივაც მასის რიცხვი ერთის ტოლია იმის გამო, რომ ელექტრონი ვერ სცვლის მასის რიცხვს (მისი მასა 1840-ჯერ ნაკლებია ნუკლონის მასაზე).

რაც შეეხება ნაწილაკთა მოძრაობის რაოდენობის მომენტს, (17,1) რეაქციაში ის შენახული არაა, არ არის შენახული არც სპინი და არც სტატისტიკა. მართლაც, ამ რეაქციის მარცხენა ნაწილში ჩვენ გვაქვს ერთადერთი ნეიტრონი, რომლის სპინიც, როგორც ზემოთ იყო დადგენილი, $\frac{1}{2}$ -ს ტოლია, მის მარჯვნივ კი ჩვენ გვაქვს ორი ნაწილაკი; p — რომლის სპინიც ნახევარია და β^- — ელექტრონი, რომელსაც სპინი აგრეთვე ნახევრის ტოლი აქვს. ამ ორი ნაწილაკის (p , β^-) — სპინების ჯამი იძლევა ნულის ან ერთის ტოლ სპინს, რაც არაა ტოლი მარცხენა ნაწილში მოცემული ნეიტრონის სპინის $\frac{1}{2}$ -ს.

ასეთივეა სტატისტიკის მდგომარეობაც, რომელიც აგრეთვე რეაქციაში ირღვევა. ამ სიძნელეებიდან თავის დაღწევა შესაძლებელია ახალი ნაწილაკის არსებობის დაშვებით, რომელიც ელექტრონთან ერთად უნდა გამოდიოდეს (17,1) რეაქციაში. იმისათვის, რომ (17,1) რეაქციაში მუხტის შენახვის კანონი არ იყოს დარღვეული, ეს ახალი გამოსხივებული ნაწილაკი ნეიტრალური უნდა იყოს. სპინის შენახვის კანონის დასაცავად ამ დამატებით ნაწი-

ლაკს სპინი $\frac{1}{2}$ ს ტოლი უნდა ჰქონდეს. ამის გარდა, აღნიშნულ ახალ ნაწილაკს ინერტული მასა ძალიან მცირე მნიშვნელობის უნდა ჰქონდეს ელექტრონის ცენტრულ მასასთან შედარებით. ასეთ ნაწილაკს ნეიტრინო ეწოდება (რაც პატარა ნეიტრონს ნიშნავს). ნეიტრინოს ხშირად ν თი აღნიშნავენ.

ნეიტრინოს მხედველობაში მიღებით (17,1) რეაქცია შემდეგადასახით უნდა დაზუსტდეს:

$$n \rightarrow p + \beta^- + \nu. \quad (17,2)$$

ნეიტრინოს საშუალებით დაზუსტებული β^- — შლის ელემენტარული რეაქცია (17,2) უკვე თავისუფალია ზემოთ აღნიშნული სიძნელეებიდან და წინააღმდეგობებიდან. მართლაც (17,2)-ში საინი შენახულია, მარცხნივ გვაქვს ნახევარმთელი სპინი, ისე როგორც მარჯვნივ. ამასთანავე დაცულია ამ რეაქციაში სტატისტიკის შენახვის კანონიც, რეაქციის მარცხენა და მარჯვენა ნაწილებში ჩვენ ერთი და იგივე ფერმის სტატისტიკა გვაქვს.

იოლი შესამოწმებელია, რომ (17,2) რეაქციაში ადგილი არა აქვს მუხტის შენახვისა და მასის რიცხვის შენახვის კანონების დარღვევასაც, რომელნიც სამართლიანი იყვნენ (17,1) რეაქციაშიც.

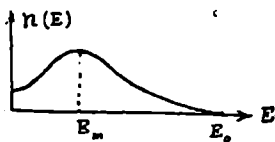
§ 18. β^- , β^+ სპექტრი და ნეიტრინო

β^- —აქტიური ბირთვების მიერ გამოსხივებული ელექტრონების რიცხვი დროის გარკვეულ მონაკვეთში და მათი ენერგიები შეიძლება შესწავლილი იყოს სათანადო ექსპერიმენტული ანალიზის შედეგად. იმ დროს, როდესაც მოცემული α — აქტიური ნივთიერების სხვადასხვა ატომბირთვების მიერ ერთი და იგივე ენერგიის მქონე α — ნაწილაკები გამოსხივდება, β^- — აქტიურ ბირთვებში ასეთ გარემოებას სრულებითაც არა აქვს ადგილი. β^- — ნაწილაკები, გამოსხივებული მოცემულ β — აქტიურ ნივთიერების სხვადასხვა ბირთვების მიერ, სულ სხვადასხვა ენერგიებით ხასიათდებიან.

რაცხვი იმ ელექტრონებისა, რომელნიც მოცემულ β^- აქტიურ ნივთიერების მიერ არიან გამოსხივებული და ენერგიის E მნიშვნელობით ხასიათდებიან, აღვნიშნოთ $n(E)$ -ით. განვიხილოთ კოორდინატთა სისტემა, რომლის აბსცისთა ღერძზეც გადავზომოთ β^- — აქტიურა ბირთვების მიერ გამოსროლილი ელექტრონების E ენერგიები, ხოლო ორდინატთა ღერძზე $n(E)$. 3—ნახაზზე მოცემულია

ის ექსპერიმენტული მრუდი, რომელიც იძლევა მოცემული E ენერჯიის შესაბამისად გამოსხივებულ ელექტრონების რიცხვს.

აღნიშნულ $n(E)$ განაწილებას β^- აქტიური ბირთვის β^- -სპექტრი ეწოდება. β^- -სპექტრისათვის დამახასიათებელია შემდეგი სიდიდეები: E_0 — რომელსაც β^- სპექტრის საზღვარი ეწოდება და რომლის ფიზიკური აზრიც მდგომარეობს იმაში, რომ მოცემული

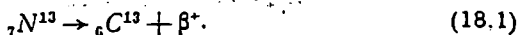


ნახ. 3.

β^- აქტიური ნივთიერებისათვის არ არსებობს ისეთი გამოსხივებული ელექტრონები, რომელთა ენერჯიებიც E_0 -ზე მეტი იყოს. β^- სპექტრის მეორე დამახასიათებელი სიდიდეა E_m ენერჯია. E_m — ისეთი ენერჯიაა (გამოსხივებულ ელექტრონებისათვის), რომლის შესაბამისი β^- — ელექტრონების რიცხვიც მაქსიმალურია მოცემულ β^- აქტიურ ნივთიერებაში. იმ დროს, როდესაც α — აქტივობის კვანტური თეორიის დამუშავება ძირითადად შესაძლებელი გახდა, β^- — შლის თეორია ჯერაც გადაუქრელი პრობლემაა თეორიულ ფიზიკაში.

β^- — სპექტრის არსებობა აუცილებლობით მოითხოვს, ამ მოვლენაში, ელექტრონებთან ერთად ნეიტრონის გამოსხივებასაც. მართლაც, β^- — სპექტრის საზღვარი E_0 განსაზღვრულია β^- აქტიურ ბირთვის მიერ $Z^A \rightarrow (Z+1)^A$ გარდაქმნის დროს განთავისუფლებული ენერჯიით. დავსვათ საკითხი შემდეგი სახით: სად მიდის ბირთვის მიერ განთავისუფლებული ზემოთ აღნიშნული ენერჯია. ელექტრონს ხომ აღნიშნული ენერჯიის მხოლოდ ნაწილი ($E < E_0$) — მიაქვს. ენერჯიის შენახვის კანონი მოითხოვს, რომ დანარჩენი ენერჯია წავიდეს ისეთი ნაწილაკის გამოსხივებით, რომელიც ნეიტრალურია, მცირე ინერტული მასის მქონე და $\frac{1}{2}$ სპინის შესაბამისი, ე. ი. ენერჯიის შენახვის კანონის თვალსაზრისითაც ნეიტრინოს გამოსხივება ელექტრონებთან ერთად აუცილებელია, β^- — აქტივობის სწორი ფიზიკური ინტერპრეტაციისათვის. აღნიშნული მოსაზრების საილუსტრაციოდ განვიხილოთ კონკრეტული მაგალითი.

ექსპერიმენტულად ცნობილია, რომ ატომბირთვი ${}_{7}N^{13}$ აქტიურია და გარდაიქმნება ${}_{6}C^{13}$ ბირთვად. აღნიშნული რეაქცია შემდეგი სახისაა:



აღნიშნულ β -შლის (18,1) β^+ სპექტრს აქვს სასაზღვრო ენერგია

$$E'_{\beta}({}_7N^{13}) = 1,20 \text{ Mev.} \quad (18,2)$$

ზემოთ განხილულის თანახმად ეს იმას ნიშნავს, რომ (18,2) მნიშვნელობაზე ღიდი ენერგია (.8,1)-ში გამოსხივებულ პოზიტრონებს არ გააჩნიათ. მეორეს მხრივ ცნობილია, რომ ${}_6C^{13}$ სტაბილურ იზოტოპებზე პროტონების დაშენით ადგილი აქვს რეაქციას:



მოცემული რეაქციის საშუალებით შესაძლებელია გავზომოთ ${}_7N^{13}$ და ${}_6C^{13}$ ატომბირთვების მასების სხვაობა, რომელიც აუცილებელია (18,1) β^+ შლის ენერგეტიული დახასიათებისათვის. ამ მიზნისათვის მიღებული უნდა იყოს (18,3) რეაქციის ზღურბლი. რეაქციის ზღურბლი (18,3) რეაქციის გამომწვევი პროტონების ისეთ მინიმალურ ენერგიას ეწოდება, რომელიც საკმარისია რეაქციის განსახორციელებლად. ცდა იძლევა (18,3) რეაქციის ზღურბლს 2,98 *Mev.* ამ დაქტის საფუძველზე ჩვენ შეგვიძლია (18,3) რეაქციის ენერგეტიკული ბალანსი შემდეგი სახით ჩავწეროთ:

$$2,98 + M({}_6C^{13}) + M(p) = M({}_7N^{13}) + M(n), \quad (18,4)$$

სადაც *M* სათანადო არგუმენტით, მასას აღნიშნავს ენერგეტიკულ ერთეულებში, *Mev*-ებში, ე. ი. (18,4) ტოლობის მარჯვენა და მარცხენა ნაწილი მოცემულია მეგაელექტრონ ვოლტებში. (18,4) განტოლების მარტივი გარდაქმნა იძლევა:

$$M({}_7N^{13}) - M({}_6C^{13}) = 2,98 - [M(n) - M(p)]. \quad (18,5)$$

ნეიტრონისა და პროტონის მასების სხვაობა ფიზიკურ ერთეულებში მოცემულია (2,9) და (2,8)-ს მიხედვით 0,00081-ით, ხოლო ამ მასის მნიშვნელობა (2,9*a*) გადამყვანი ტოლობის მიხედვით გამოდის:

$$M(n) - M(p) = 0,754 \text{ Mev.} \quad (18,6)$$

ჩავსვათ (18,6) მნიშვნელობა (18,5) ფორმულაში, მივიღებთ:

$$M({}_7N^{13}) - M({}_6C^{13}) = 2,23 \text{ Mev.} \quad (18,7)$$

(8,9) ფორმულის ძალით ჩვენი (18,1) β^+ შლის რეაქციის დროს გამოყოფილი ენერგია ტოლი უნდა იყოს

$$E_{\beta^+} = 2,23 \text{ Mev} - 2 M(e), \quad (18,8)$$

სადაც $M(e)$ ელექტრონის მასას აღნიშნავს. თუ ელექტრონის (2.2) მასას მეგაელექტრონვოლტებში გამოვსახავთ (2.4) ფორმულის საშუალებით, მივიღებთ, რომ

$$M(e) = 0,51 \text{ Mev.} \quad (18,9)$$

ამ მნიშვნელობის ჩასმა (18,8)—ფორმულაში იძლევა

$$E_{\beta^-} = 1,21 \text{ Mev.} \quad (18,10)$$

β^- შლის დროს გამოყოფილი ენერგიის მიღებული მნიშვნელობა (18,10) იგივეა, რაც (18,1) β^+ შლის რეაქციის β -სპექტრის სასაზღვრო ენერგია E_0 (18 2). ამ მაგალითზე აშკარად ჩანს, რომ ყოველი ატომბირთვი ${}^7N^{13}$ ათავისუფლებს 1.20 Mev ენერგიას, იმ დროს, როდესაც ამ პროცესებში გამოსხივებული β^+ პოზიტრონების უმრავლესობას მიაქვს მხოლოდ ამ ენერგიის ნაწილი (β სპექტრის უწყვეტი ბუნების გამო). აღნიშნულ რეაქციებში რომ ენერგიის შენახვის კანონი არ დარღვეულიყო, აქაც აუცილებელია დაშვება, რომ β^+ პოზიტრონთან ერთად ბირთვიდან გამოსხივდება γ -ნეიტრინოც.

§ 19. ნეიტრინოს არსებობის ექსპერიმენტულად დასაბუთების ცდები

ნეიტრინოს არსებობის ექსპერიმენტულად დადგენის საკითხი დიდ სიძნელეებთანაა დაკავშირებული იმის გამო, რომ ის ნეიტრალური ნაწილაკია და თანაც ძალზე მცირე მასის მქონე.

ნეიტრინოს ენერგია შესაძლებელია განისაზღვროს შემდეგ ხერხით:

ვთქვათ გავზომეთ ელექტრონის ენერგია $E(e)$, β^- შლის პროცესში, როცა ის β -სპექტრის სასაზღვრო ენერგია E_0 -ითაა შოცემული. ის გარემოება, რომ ატომბირთვი ანთავისუფლებს განხილულ β^- შლის დროს E_0 ენერგიას. რომელიც ნაწილობრივ ელექტრონსა და ნაწილობრივ ნეიტრინოს მიაქვს, ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად, გვაძლევს საშუალებას განვსაზღვროთ ნეიტრინოს ენერგია $E(\nu)$ შემდეგი ტოლობის მიხედვით:

$$E_0 = E(\nu) + E(e). \quad (19,1)$$

შეორე ხერხი, რომლითაც აგრეთვე შეიძლება ნეიტრინოს ენერგია განისაზღვროს, მდგომარეობს შემდეგში:

აღნიშნოთ მოცემული β -შლის დროს გამოსხივებული ელექტრონის იმპულსი $\vec{p}(e)$ ვექტორით, ამავე დროს გამოსროლილ ნეიტრონის იმპულსი კი $\vec{p}(v)$ ვექტორით. ცხადია, რომ ელექტრონისა და ნეიტრონის გამოსროლვით ატომბირთვი დებულობს გარკვეულ უკუკემის იმპულსს. აღნიშნოთ ეს უკუკემის იმპულსი \vec{P} ვექტორით. მაშინ ცხადია, რომ აღნიშნულ β -პროცესში შენახულ იქნა იყოს იმპულსი. როგორც ვექტორული სიდიდე, ე. ი. ადგილი უნდა ჰქონდეს ვექტორულ ტოლობას:

$$\vec{P} + \vec{p}(e) + \vec{p}(v) = 0. \quad (19,2)$$

გარდა ამისა თუ გავითვალისწინებთ, რომ ნეიტრონი რელატივისტული ნაწილაკია, მისი ენერჯია იმპულსთან დაკავშირებული იქნება შემდეგი რელატივისტული ფორმულის საშუალებით:

$$F_1(v) = cp(v). \quad (19,3)$$

(19,2) და (19,3) ფორმულებიდან ცხადია, რომ შესაძლებელია ნეიტრონის ენერჯიის გაზომვა შემდეგი მეთოდით: გაზომილი უნდა იყოს ბირთვის უკუკემის იმპულსი და ელექტრონის იმპულსი β -შლის რეაქციაში, ამით მიიღება (19,2) განტოლებიდან ნეიტრონის იმპულსი $\vec{p}(v)$, რომლის მოდულის ჩასმაც (19,3) ფორმულაში, ცნობილი C -სინათლის სიჩქარის ჩასმით, მოგვცემს ნეიტრონის ენერჯიას.

აღნიშნულ მეთოდთან დაკავშირებული სიძნელე (19,2) განტოლების ვექტორული ბუნებითაა გამოწვეული ექსპერიმენტში ძნელი გამოსაკვლევეია იმპულსის სიდიდე და მიმართულება.

აღნიშნული სიძნელის თავიდან ასაცილებლად ნეიტრონის ექსპერიმენტული დადგენისათვის იკენებენ K -ჩაქერის ბირთვულ რეაქციას. განვიხილოთ ამ მეთოდის საშუალებით ნეიტრონის ექსპერიმენტულად დადგენის შემდეგი კონკრეტული მაგალითი: ცნობილია K -ჩაქერის რეაქცია



ცნობილია, რომ ელექტრონის იმპულსი ამ რეაქციაში ძალიან მცირე სიდიდეა, ამის გამო ბირთვის უკუკემის იმპულსი მოდულით ტოლი იქნება ნეიტრონის იმპულსის, მისი მიმართულება კი პირდაპირ საწინააღმდეგო იქნება ნეიტრონის იმპულსის. ამ გარემოებით ჩვენ შეგვიძლია ვიხელმძღვანელოთ ნეიტრონის ექსპერი-

მენტულად დადგენის პრობლემაში. თუ (19,4) რეაქციაში ${}^3\text{Li}^7$ ბირთვის უკუცემის ენერგიას E -თი აღნიშნავთ. ჩვენ შეგვიძლია ჩავწეროთ მისი კინეტიური ენერგია შემდეგი სახით

$$E = \frac{P^2}{2M}; \quad (19,5)$$

აქ P , ${}^3\text{Li}^7$ —ბირთვის უკუცემის იმპულსის მოდულუს ნიშნავს, ხოლო M მის მასას.

ზემოთ აღნიშნულ გარემოების თანახმად

$$P = p(\nu). \quad (19,6)$$

მაგრამ $p(\nu)$ —ნეიტრონის იმპულსი (19,6) ფორმულაში ჩვენ შეგვიძლია ჩავსვათ (19,3) რელატივისტური ფორმულიდან და მივიღებთ:

$$P = \frac{E(\nu)}{c}. \quad (19,7)$$

შევიტანოთ (19,7) მნიშვნელობა (19,5) ფორმულაში, გვექნება:

$$E = \frac{[E(\nu)]^2}{2Mc^2}. \quad (19,8)$$

ამ ფორმულაში $E(\nu)$ გამოითვლება (19,4) რეაქციის საშუალებით, ხოლო მნიშვნელი ${}^3\text{Li}^7$ ბირთვის საკუთარი ენერგიის გაორკეცვბული მნიშვნელობის ტოლია.

თუ გამოვიყენებთ იმ გარემოებას, რომ

$$\left. \begin{aligned} M_a({}_4\text{Be}^7) &= 7,01916 \\ M_a({}_3\text{Li}^7) &= 7,01822 \end{aligned} \right\} \quad (19,9)$$

ცხადია, (19,4) რეაქციის საფუძველზე:

$$E(\nu) = M_a({}_4\text{Be}^7) - 4M(e) + M(e) - M_a({}_3\text{Li}^7) + 3M(e) \quad (19,10)$$

აქედან კი ჩვენ ვლებულობთ ნეიტრონის ენერგიისათვის (19,4) რეაქციის შემთხვევაში

$$E(\nu) = M_a({}_4\text{Be}^7) - M_a({}_3\text{Li}^7). \quad (19,11)$$

(19,9)—მნიშვნელობების გამოყენებით (19,11) ფორმულა გვაძლევს

$$E(\nu) = 0,94 \cdot 0,931 \text{ Mev} = 0,88 \text{ Mev} \quad (19,12)$$

შეორე მზივ (19,9) მნიშვნელობათაგან შეორის ხაშუალებით
ვლებულობთ

$$M_n({}_3\text{Li}^7) = 6532,43 \text{ Mev.} \quad (19,13)$$

(19,8) ფორმულაში ჩასმა (19,12) და (19,13) მნიშვნელობებისა
იძლევა

$$E = 58eV. \quad (19,14)$$

ატომბირთვის უკუცემის ენერჯის გაზომვა იძლევა სხვადასხვა
მნიშვნელობას, რომელთა შორის ზოგიერთი 45 ევ-მდე ადის. ნაქ-
ლები ენერჯები აიხსნება ${}_3\text{Li}^7$ ბირთვების ბერილიუმის ფენიდან
გამოსვლის დროს ენერჯების შთანქმეებით.

ამით ჩვენ ვასრულებთ აღწერით ატომბირთვულ ფიზიკას და
გადავდივართ შეორე ნაწილზე, სადაც მოთხრობილი იქნება ატომ-
ბირთვული ფიზიკის თეორიულ, რაოდენობითი, დაფუძენების პრობ-
ლემების შესახებ. ამ ნაწილს შეიძლება ატომბირთვის თეორია
გუწოდოთ.

ნაწილი მეორე
ატომბირთვის თეორია
(რაოდენობითი ატომბირთვული ფიზიკა)

თ ა მ ი 7

პროტონი, ნეიტრონი და დეიტრონი მათი ფიზიკური
თვისებები

§ 20. პროტონი და მისი ფიზიკური თვისებები

იმ დროს, როდესაც ატომების და მოლეკულების ქვანტურ ფიზიკაში კლასიკური ურთიერთქმედების კანონი ნაწილაკთა შორის ცნობილია (ეს ალის ელექტრონების და ატომბირთვების კულონის ურთიერთქმედების ელექტრული კანონი), ატომბირთვის ფიზიკაში ასეთი კანონი ცნობილი არ არის. უცნობია ის ენერგია, რომლითაც ურთიერთქმედებენ ატომბირთვული ნაწილაკები. ამის შედეგად თანამედროვე ატომბირთვის ფიზიკას მთელ რიგ პრინციპულ სიძნელეებთან აქვს საქმე. მეორეს მხრივ ის გარემოება, რომ ქვანტური ფიზიკის ზოგადი კანონების გამოყენება α -შლის თეორიაში კარგ შედეგს იძლევა, წარმოადგენს არგუმენტს ქვანტური ფიზიკის საერთოდ ვარგისობის შესახებ ბირთვულ ნაწილაკთა მოძრაობის შესწავლაში. სანამ შევუდგებოდეთ ატომბირთვის თეორიის ძირითადი საკითხების განხილვას, ჩამოვაყალიბოთ ბირთვული ელემენტარული ნაწილაკების ძირითადი ფიზიკური თვისებები. პირველ რიგში განვიხილოთ პროტონის ფიზიკური თვისებები.

პროტონის მუხტი დადებითი $+(e)$ —ელემენტარული მუხტის რაოდენობითაა მოცემული (1.3).

პროტონის დაკვირვება სწორედ მისი მუხტის საშუალებით ხდება შესაძლებელი. მუხტის არსებობის გამო იგი მაიონიზებელი ნაწილაკია და მისი აღმოჩენა იოლად შეიძლება სწორედ იმ იონიზაციის საშუალებით, რომელსაც ადგილი აქვს ნივთიერებაში მისი გავლის დროს.

პროტონის მასა იმ ელექტრონის მასის ჩათვლით, რომელიც მას ახლავს წყალბადის ატომში, ტოლია 1,00812 ფიზიკური ერთეულის.

პროტონის კინეტიკურ ენერჯიასა და მის განარბენს შორის, მოცემულ ნივთიერებაში, შეიძლება დამყარებულ იყოს გარკვეული ფუნქციონალური დამოკიდებულება, მაგალითად, 10 ენერჯიის მქონე პროტონებს წყალში 1 მმ—განარბენი ახასიათებს.

პროტონის საკუთარი ბრუნვითი მოძრაობის რაოდენობის მომენტი, მისი სპინი, $\frac{1}{2}$ -ის ტოლია, თუ მოძრაობის რაოდენობის

ერთეულად განხილულია $h/2\pi$ —სიდიდე, სადაც h პლანკის უნივერსალური მუდმივია, რომლის ექსპერიმენტული მნიშვნელობაც მოცემულია:

$$h = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ ერგი. სეკ.} \quad (20,1)$$

ის გარემოება, რომ პროტონის სპინი ნახევარმთელი სიდიდეა, იწვევს პროტონებისათვის ფერმი-დირაკის სტატისტიკის სამართლიანობას.

პროტონის მაგნიტური მომენტი μ_p გაზომილია სათანადო ექსპერიმენტებით და მისი მნიშვნელობა მოცემულია შემდეგი სიდიდით:

$$\mu_p = +2,7896 \text{ ბირთვ. მაგნეტონი,} \quad (20,2)$$

სადაც მაგნიტური მომენტის ერთეული

$$1 \text{ ბირთვული მაგნეტონი} = e\hbar/2Mc. \quad (20,3)$$

პროტონს ექნებოდა მაგნიტური მომენტი, განსაზღვრული (20,3) ფორმულით, რომ იგი რელატივისტური ქვანტური ფიზიკის დირაკის განტოლებას დამორჩილებოდა, მაგრამ, როგორც პროტონის გაზომილი მაგნიტური მომენტი (20,2) და მთელი რიგი სხვა ექსპერიმენტული მონაცემები გვარწმუნებენ. პროტონები არ ემორჩილებიან რელატივისტური ქვანტური მექანიკის დირაკის განტოლებას. (20,2) ფორმულაში მოცემული მაგნიტური მომენტის დადებითი ნიშანი მოასწავებს იმას, რომ მაგნიტური მომენტის ვექტორის მიმართულება თანხვედრა სპინის მიმართულებას. ეს შედეგი ბუნებრივია, რომ ისეთივე უნდა ყოფილიყო. მართლაც, გამარტების თანახმად დენის მაგნიტური მომენტი

$$\vec{\mu} = \frac{J}{c} \vec{S}, \quad (20,4)$$

სადაც J ჩვენს შემთხვევაში იმ დენის ძალაა, რომელიც ეთანადება მბრუნავ პროტონს, \vec{N} კი ფართობია ამ დენის მიერ დაქვრივი კონტურის შიგნით მოთავსებული. \vec{N} ვექტორული ფართის მიმართულება თანხვედბა ფართობის შემომსახლერელ კონტურზე დადებითი მიმართულებით, დადებითი ელექტროობის გადაადგილების მიმართულებით, შემოვლასთან მარჯვენა ხრახნის გადაადგილების მიმართულებას; აქედან ცხადია, რომ $\vec{\mu}$ ვექტორის ნიშანი პროტონისათვის თანხვედნილი უნდა იყოს \vec{N} ვექტორის ნიშანთან, რადგანაც J დენის ძალა პროტონისათვის დადებითია.

§ 21. ნეიტრონი

ნეიტრონი ელემენტარული ნაწილაკია, რომლის მუხტიც ნულის ტოლია, იგი ელექტრონეიტრალური ნაწილაკია.

ნეიტრონის მასა 1,00863 ფიზიკური ერთეულის ტოლია, იგი ოდნავ მეტია პროტონის მასაზე.

ნეიტრონის განარბენსა და კინეტიკურ ენერგიას შორის ფუნქციონალური დამოკიდებულება (ისეთი, როგორც პროტონისთვის იყო სამართლიანი) არ არსებობს. ამის მიზეზი მდგომარეობს ნეიტრონის ელექტრონეიტრალობაში, რის შედეგადაც ის პრაქტიკულად არავითარ იონიზაციას არ იწვევს (ნივთიერების ფენებში გასვლის დროს). მცირედი იონიზაციის უნარი, რომელიც ნეიტრონს გააჩნია, დაკავშირებულია მის მაგნიტურ მომენტთან.

ცდები გვიჩვენებს, რომ ნეიტრონის სპინი ნახევრის ($\frac{1}{2}$) ტოლია \hbar ერთეულებში. მისი სტატისტიკა კი ამის გამო ფერმი-დირაკის სტატისტიკაა ისე, როგორც პროტონის შემთხვევაში.

ნეიტრონს აქვს გარკვეული მაგნიტური მომენტიც. ცდა გვიჩვენებს, რომ ნეიტრონის მაგნიტური მომენტი მოცემულია

$$\mu_n = -1,9103 \pm 0,0012 \text{ ბირთვ. მაგნ.-ით.} \quad (21,1)$$

ცდის საშუალებით ნეიტრონის მაგნიტური მომენტი მიღებული იყო შემდეგი ხერხით. აღებული იყო რკინის ფირფიტა, რომელიც დამაგნიტებული იყო წინასწარ მაგნიტურ გაჯერებამდე. შემდეგ ნეიტრონების კონა იყო გაშვებული ამ დამაგნიტებულ რკინის ფირფიტაში. ფირფიტიდან გამოსული ნეიტრონების კონა აღმოჩნდა დაპოლარებული და იმათი მაგნიტური მომენტები. პარალელური აღმოჩნდნენ ფირფიტის მაგნიტური ველის პირველი ფირ-

ფიტიდან გასული ნეიტრონები გატარებული იყო მუდმივ მაგნიტურ ველში, რომლის პერპენდიკულარულადაც აღებული იყო რადიო სიხშირეების შესაბამისი ელექტრული ველი. ამ ველების გავლის შემდეგ ნეიტრონები ხვდებოდნენ მეორე რკინის ფირფიტაში, რომელიც აგრეთვე გაჯერებამდე იყო დამაგნიტებული და რომელიც ნეიტრონების კონის ანალიზატორის როლს ასრულებდა, როდესაც ნეიტრონულ პოლარიზატორსა და ანალიზატორს შორის მოთავსებული ელექტრული ველის ν -სიხშირე უახლოვდებოდა ნეიტრონების ლარმორისეული პრეცესიის სიხშირეს, ნეიტრონების კონა ანალიზატორიდან გამოდიოდა დეპოლარიზებული. ლარმორის სიხშირის მისაღწევად გამოყენებული იყო ის კრიტერიუმი, რომ ამ სიხშირისათვის ანალიზატორსა და პოლარიზატორს შორის მოთავსებულ ელექტრულ ველისათვის, ანალიზატორში გადიოდა ნეიტრონების მინიმალური რაოდენობა.

თუ ნეიტრონების ბრუნვის მოძრაობის რაოდენობის მომენტს აღვნიშნავთ P_n -ით, მათი მაგნიტური მომენტის განსაზღვრისათვის ზემოთ აღნიშნულ ცდაში შეგვიძლია გამოვიყენოთ შემდეგი ფარდობა:

$$\frac{\nu}{H} \cong \frac{\mu_n}{P_n}, \quad (21.2)$$

სადაც H მაგნიტური ველის დაძაბულობაა პოლარიზატორსა და ანალიზატორს შორის, ალვარეცის და ბლოხის მიერ ჩატარებულ ექსპერიმენტებში, რომელნიც ზემოთ აღწერილი სახით იყო მოწყობილი, ნეიტრონების გასვლის მინიმუმების რეგისტრაცია ანალიზატორში დადგენილი იყო ნეიტრონული დეტექტორის საშუალებით. ნეიტრონული დეტექტორი წარმოადგენს ორი იონიზაციური კამერის ერთობლიობას, რომელთა საშუალებითაც შესაძლებელია ნეიტრონების რიცხვის რეგისტრაცია, თუ ცნობილია ამ ნეიტრონთა ენერგიები (იონიზაციურ კამერაში ნაწილაკების რეგისტრაცია წარმოებს იმ იონიზების გაზომვით, რომელსაც ახდენენ ნაწილაკები კამერის სივრცეში მოთავსებულ გაზის ატომებში):

ბლოხის და ალვარეცის ექსპერიმენტებში მიღებული ნეიტრონის მაგნიტური მომენტი

$$\mu_n = -1,935 \pm 0,02 \text{ ბირთვ. მაგნ.} \quad (21,3)$$

თუ ნეიტრონის სპინს $\frac{1}{2}$ —მნიშვნელობით მივიღებთ, ნეიტრონის

მაგნიტური მომენტი მრმართულია მისი სპინის საწინააღმდეგოდ-
რის გამოც იგი უარყოფითი რიცხვია. ეს დადგენილი იყო სპე-
ციალური ცდებით.

როგორ უნდა გვესმოდეს ის გარემოება, რომ ნეიტრონს, რო-
მელიც ელექტრონეიტრალურ ნ.წილაც წარმოადგენს, აქვს გარ-
კვეული მაგნიტური მომენტი. ამის ახსნა შესაძლებელია ქვე-
მოთ მოთხრობილი მოდელის საშუალებით, რომელიც ამ მიზნი-
სათვის სავესებით საკმარისია, მაგრამ სხვა ფიზიკური მოსაზრებე-
ბით ვერ არის დამაკმაყოფილებელი.

მივიღოთ, რომ ნუკლონი, რომელსაც ჩვენ ნეიტრონს ვუწო-
დებთ, სინამდვილეში არის ორი მდგომარეობის ნარევი. ერთი
მდგომარეობა შეესაბამება „წმინდა“ ნეიტრონს, რომელსაც მაგ-
ნიტური μ მომენტი ნულის ტოლი აქვს, მაგრამ სეკუნდის რაიმე
 t -ნაწილის განმავლობაში ვთქვათ იგი იმყოფება ნარევ მდგომა-
რეობაში, რომელიც შეესაბამება რეაქციას:

$$n \rightarrow P + \pi^-, \quad (21,4)$$

სადაც π^- —ეგრეთ წოდებულ უარყოფით პი მეზონს აღნიშნავს.
ეს ისეთი ნაწილაკია, რომლის მასაც გაცილებით უფრო ნაკლე-
ბია ნუკლონის მასაზე, მაგრამ მეტი—ელექტრონის მასაზე, ამის
გარდა მისი მუხტი — $|e|$ -ს ტოლია. (21.4) რეაქციაში P „წმინდა“
პროტონს აღნიშნავს, რომლის მაგნიტური მომენტიც ბირთვული
მაგნეტონის ტოლია. π^- —მეზონი მოძრაობს გარკვეულ ორბიტზე.
 P „წმინდა“ პროტონის ირგვლივ, მისი ასეთი ბრუნვის დროს
მიიღება მაგნიტური მომენტი, როგელიც უარყოფითია და აბსო-
ლუტურად გაცილებით უფრო მეტია, ვიდრე პროტონის მომენტი.
იმის გამო, რომ დენი უფრო მეტ ფართობს იკერს პროტონულ
დენტან შედარებით. აღნიშნოთ მეზონის წმინდა პროტონის ირ-
გვლივ ბრუნვის ორბიტალური მომენტი μ_{π^-} -თ.

ზემოთ აღნიშნულის მიხედვით

$$\mu_{\pi^-} = -\mu_{\pi}, \quad (21,5)$$

სადაც μ_{π} მომენტის აბსოლუტური მნიშვნელობაა.

თუ გავითვალისწინებთ იმ გარემოებას, რომ ნეიტრონი (21,4)
რთულ მდგომარეობაში სეკუნდის გარკვეულ t -ნაწილში იმყოფება
და დანარჩენ ნაწილში კი იგი „წმინდა“ ნეიტრონის მდგომარეო-
ბაშია, ჩვენ შეგვიძლია ჩავეწეროთ ნეიტრონის მაგნიტური მომენ-
ტისათვის შემდეგი მნიშვნელობა:

$$\mu_n = (1 - \mu_{\pi}) \mu. \quad (21,6)$$

ანალოგიური მოდელი შეგვიძლია განვიხილოთ პროტონისათვის, ჩვეულებრივი პროტონი იმყოფება „წმინდა“ პროტონულ მდგომარეობაში, მაგრამ ისეთივე სეკუნდის t -ნაწილ დროს ატარებს რთულ მდგომარეობაში, რომელიც ნაკარნახებია შემდეგი რეაქციით:

$$P \rightarrow n + \pi^+, \quad (21,7)$$

სადაც π^+ დადებით პიზეზონს ნიშნავს, ხოლო n -წმინდა ნეიტრონს.

მივიღოთ, რომ π^+ მეზონის მაგნიტური მომენტი ტოლია ხიდიდით μ_{π} -ს.

$$\mu_{\pi^+} = \mu_{\pi}. \quad (21,8)$$

ამის გამო, რომ პროტონი „წმინდა“ პროტონულ მდგომარეობაში მხოლოდ სეკუნდის $(1-t)$ ნაწილში იმყოფება და დროის ამ ნაწილში მისი მომენტი ერთის ტოლია, სეკუნდის დანარჩენ t ნაწილში კი იგი იმყოფება (21,7) რეაქციით განსაზღვრულ რთულ მდგომარეობაში, სადაც მაგნიტური მომენტი μ_{π} ს სიდიდისაა, პროტონის მაგნიტური მომენტისათვის ვლდებულობთ მნიშვნელობას:

$$\mu_p = (1-t) + \mu_{\pi} t = 1 + (\mu_{\pi} - 1)t. \quad (21,9)$$

თუ $(\mu_{\pi} = 1)$ -ს ამოვსაზღვრავთ (21,6) განტოლებიდან და ამ მნიშვნელობას შევიტანთ (21,9) ტოლობაში, გვექნება

$$\mu_p = 1 - \frac{\mu_n}{t} \cdot t \quad (21,10)$$

აქედან კი რადგანაც $\mu_n = -|\mu_n|$ ვლდებულობთ, რომ

$$\mu_p - |\mu_n| = 1. \quad (21,11)$$

მიღებული შედეგი დამაკმაყოფილებლად ეთანხმება პროტონისა და ნეიტრონის მაგნიტური მომენტების გაზომილ მნიშვნელობებს. მართლაც (20,2) და (21,1) ექსპერიმენტული მნიშვნელობების გამოყენებით მიიღება

$$\mu_p - |\mu_n| = 0,8793. \quad (21,12)$$

ეს კი დაახლოებით იგივე სხვაობაა, რაც (21,11). ამით დასტურდება მაგნიტური მომენტების ზეპოთ განხილული მოდელის ფორმალური ვაოგისობა, მაგრამ აღსანიშნავია ის გარეაოება, რომ აღნიხნულ მოდელში ადგილი აქვს მოძრაობის რაოდენობის მომენტის შენახვის კანონთან წინააღმდეგობას.

§ 22. დეიტრონიის ძირითადი ფიზიკური თვისებები

დეიტრონს უწოდებენ წყალბადის იზოტოპს 2_1H -ს, მას ხშირად აღნიშნავენ d -თი. დეიტრონის მასა ერთი ელექტრონის მასის ჩათვლით, რომელიც მას თან ახლავს მძიმე წყალბადის ატომში, მოცემულია შემდეგი სიდიდით.

$$M(d) = 2,01472 \text{ ფიზ. ერთ.} \quad (22,1)$$

დეიტრონის მუხტი $+|e|$ -ს ტოლია.

დეიტრონის სპინი $\frac{1}{2}$ ერთეულში 1-ს ტოლია, ამის გამო მისი სტატისტიკა ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკაა.

დეიტრონის მაგნიტური მომენტი მოცემულია

$$\mu_d = +0,8565 + 0,0004 \text{ ბირთვ. მაგნეტონით.} \quad (22,2)$$

დეიტრონის თეორიული ანალიზი იძლევა, რომ მისი მდგომარეობა S -მდგომარეობაა, რომელშიც ორბიტალური მომენტი ხულის ტოლია. იმის გამო, რომ დეიტრონის სპინი 1-ის ტოლია, ნეიტრონის $\frac{1}{2}$ და პროტონის $\frac{1}{2}$ -ს, დეიტრონის ძირითად მდგომარეობაში ნეიტრონსა და პროტონს სპინები პარალელური უნდა ჰქონდეთ.

დეიტრონის მაგნიტური მომენტი ახლოსაა ნეიტრონის და პროტონის მაგნიტური მომენტების ალგებრულ ჯამთან. მართლაც (20,2) და (21,1) ძალით:

$$\mu_p + \mu_n = 0,8793 \text{ ატომბ. მაგნ.} \quad (22,3)$$

იმ დროს, როდესაც დეიტრონის მაგნიტურ მომენტს აქვს მნიშვნელობა (22,2), რომელიც 0.0228 ბირთვ. მაგნ.ით (22,4) ნაკლებია (22,3)-ზე.

მაგნიტური მომენტების გაზომვათა საშუალებით აშკარად მტკიცდება დეიტრონისათვის ორი ძირითადი თვისების გამომხატველი დებულება:

I. დეიტრონის ძირითადი მდგომარეობა ტრიპლეთი S -მდგომარეობაა.

II. ნეიტრონის სპინი $\frac{1}{2}$ -ს ტოლია, წინააღმდეგ შემთხვევაში დეიტრონის სპინი არ იქნებოდა 1-ს ტოლი, რადგანაც ცდილობდა აშკარადა დადგენილი, რომ პროტონის სპინი $\frac{1}{2}$ -ა. რაბის ექსპერიმენტების ანალიზის მიხედვით დეიტრონის კვადრუპოლური

ელექტრული მომენტი ისეთია, რომ მისი მუხტის განაწილება ბრუნვითი ელიფსოიდის სიმეტრიას უნდა ეთანადებოდეს, სადაც მუხტის ამ განაწილების ელიფსოიდის დიდი ღერძი მიმართულია დეიტრონის სპინის გასწვრივ.

${}_1H^2$ ატომბირთვის მაგალითზე ქვადრუპოლური მომენტის არსებობის საკითხი განვიხილოთ უფრო ზოგადად.

ვთქვათ, მოცემულია ატომბირთვში ელექტრომუხტის განაწილება $\rho(\vec{r})$ სიმკვრივით, სადაც \vec{r} ბირთვის იმ წერტილის რადიუს ვექტორია, რომელშიც განიხილება მუხტის სიმკვრივე ρ . ვთქვათ, რომ გარეშე \vec{E} ელექტრულ ველის პოტენციალი ბირთვის დაკვირვების \vec{r} წერტილში მოცემულია $V(\vec{r})$ -ით, ხოლო კოორდინატთა სათავეში კი $V(0)$ ($\vec{r}=0$ წერტილში $V(\vec{r})=v(0)$ -ით).

სივრცულად განაწილებული ბირთვის მუხტის ენერგია, \vec{E} -გარეშე ელექტრონულ ველში მოცემული იქნება შემდეგი სახით:

$$\epsilon = \int \rho(\vec{r}) V(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (22,5)$$

სადაც ინტეგრალი გავრცელებულია ბირთვის მთელ მოცულობაზე-გავშალთ $V(\vec{r})$ პოტენციალი ტეილორის მწკრივად $\vec{r}=0$ -ის მახლობლობაში, მივიღებთ

$$\begin{aligned} V(\vec{r}) = V(0) + & \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x_1} \right)_0 x_1 + \left(\frac{\partial v}{\partial x_2} \right)_0 x_2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x_3} \right)_0 x_3 \right] + \\ & + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x_1^2} \right)_0 x_1^2 + \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x_2^2} \right)_0 x_2^2 + \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x_3^2} \right)_0 x_3^2 + \right. \\ & + 2 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x_1 \partial x_2} \right)_0 x_1 x_2 + 2 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x_1 \partial x_3} \right)_0 x_1 x_3 + \\ & \left. + 2 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x_2 \partial x_3} \right)_0 x_2 x_3 \right] + \dots, \quad (22,6) \end{aligned}$$

სადაც წარმოებულები „0“ ინდექსით აღნიშნავენ V -პოტენციალის კერძო წარმოებულებს \vec{r} ვექტორის x_1, x_2, x_3 მდგენელების მიმართ გამოთვლილს $\vec{r}=0$ წერტილში. თუ პოტენციალის (22,6) მნიშვნელობას შევიტანთ (22,5) ფორმულაში და აჯამავს ვიგულისხმებთ განმეორებულ ინდექსის მიმართ 1-დან 3-მდე, მივიღებთ:

$$z = V(0) \int \rho(\vec{r}) d\vec{r} + \left(\frac{\partial v}{\partial x_k} \right)_0 \int x_k \rho(\vec{r}) d\vec{r} + \\ + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x_i \partial x_k} \right)_0 \int x_i x_k \rho(\vec{r}) d\vec{r} + \dots \quad (22,7)$$

ამ ფორმულაში პირველი ინტეგრალი მარტივად იძლევა ბირთვის მთელ მუხტს $+Ze$ ს. მთლიანად პირველი შესაჯრები კი ნიშნავს იმ ენერჯიას, რომელიც ექნებოდა ატომბირთვის, რომ მისი მუხტი მთლიანად მოცემული ყოფილიყო მისი მასის ცენტრში მეორე წვერში მოცემული ინტეგრალი ელექტრულ დიპოლურ მომენტს ნიშნავს. ატომბირთვის სივრცულად განაწილებული მუხტისათვის.

თუ გამოვიყენებთ შირთვული მუხტის განაწილების იმ ძირითად თვისებას, რომ იგი სიმეტრიულია არეკვლის ოპერაციის მიმართ, ე. ი. იმ ოპერაციის მიმართ, რომელიც \vec{r} რადიუს ვექტორს გარდაქმნის $-\vec{r}$ რადიუს ვექტორად, შეგვიძლია დავწეროთ

$$\rho(\vec{r}) = \rho(-\vec{r}). \quad (22,8)$$

ამ (22,8) ფორმულის გამოყენებით ჩვენ შეგვიძლია იოლად დავამტკიცოთ, რომ (22,7) ფორმულაში მეორე ინტეგრალი ნულის ტოლია, ე. ი.

$$\int \rho(\vec{r}) x_k d\vec{r} = 0. \quad (22,9)$$

ამის დასამტკიცებლად საკმარისია გავყოთ (22,9) ინტეგრალი ორი ინტეგრალის ჯამად ერთი $(-\infty, 0)$ შუალედზე გავრცელებული, ხოლო მეორე $(0, \infty)$ -ზე; პირველ ამათგანში ელემენტარული ჩასმით $x_1 = -l_1$, $x_2 = -l_2$ და $x_3 = -l_3$ ით ჩვენ მივიღებთ, რომ (22,8) სიმეტრიულობის პირობის თანახმად ეს ინტეგრალი გაბათილდება $(0, \infty)$ -ის მეორე შესაჯრებ ინტეგრალთან და ამით (22,9) დამტკიცებული იქნება.

(22,9) ფორმულას ფიზიკური აზრი მდგომარეობს იმაში, რომ ბირთვის დიპოლური მომენტი ნულის ტოლია.

ეს დასკვნა კარგად ეთანხმება ექსპერიმენტს.

გადავიდეთ (22,7) ფორმულით განსაზღვრული ენერჯიის მესამე შესაჯრებზე; იგი წარმოადგენს მეორე რიგის შესწორებას ენერჯიის ფორმულაში. აღნიშნულ წვერში მცინენლოვანია

$$Q_{ik} = \int x_i x_k \rho(\vec{r}) d\vec{r} \quad (22,10)$$

ინტეგრალები. რომელნიც მეორე რანგის სიმეტრიულ ტენზორს ადგენენ. (22,10) ინტეგრალების საშუალებით შედგენილ ტენზორს

$$q_{ik} = \frac{1}{e} \left(3Q_{ik} - \delta_{ik} \sum_{l=1}^3 Q_{ll} \right) \quad (22,11)$$

ბირთვის ქვადრუპოლური მომენტი ეწოდება. ქვადრუპოლური მომენტის (22,11) ელემენტებში δ_{ik} ტოლია 1 თუ $i=k$ და $\delta_{ik}=0$ თუ $i \neq k$. ქვადრუპოლურ მომენტის ელემენტების არადიაგონალური წევრები ნულს უდრის, თუ კოორდინატთა სისტემად არჩეულია ტენზორის ელიფსოიდის მთავარიღერძები.

აღსანიშნავია ის გარემოება, რომ თუ ელექტრომუხტის განაწილებას სფერული სიმეტრია ახასიათებს, ე. ი. თუ ადგილი აქვს პირობას

$$\rho(\vec{r}) = \rho(r), \quad (22,12)$$

ქვადრუპოლური მომენტის ყველა ელემენტები ნულის ტოლია. ამის დასამტკიცებლად საკმარისია (22,10) ინტეგრალების სფერულ კოორდინატებში გადაწერა და შემდეგ (22,11) მარტივი ინტეგრალების გამოთვლა.

ეს შედეგი გვარწმუნებს, რომ ქვადრუპოლური მომენტი არსებითად ახასიათებს ბირთვის ელექტრომუხტის განაწილების სფერული სიმეტრიიდან გადახრას.

ატომბირთვის შემთხვევაში ადგილი აქვს ელექტრული მუხტის სიმკვრივის აქსიალურ სიმეტრიულ განაწილებას. აქსიალური სიმეტრია რეალიზებულია სპინის მიმართულებით. თუ Z -ღერძის მიმართულებას დავამთხვევთ ბირთვის სპინის მიმართულებასთან და გადავალთ ცილინდრულ კოორდინატებზე:

$$x = r \sin \varphi, \quad y = r \cos \varphi, \quad z = z. \quad (22,13)$$

მარტივი გამოთვლებით მივიღებთ, რომ (22,10) ფორმულის მიხედვით

$$Q_{xy} = Q_{xz} = Q_{yz} = 0. \quad (22,14)$$

მაშასადამე, (22,11) ფორმულის ძალით ადგილი ექნება აგრეთვე

$$q_{xy} = q_{xz} = q_{yz} = 0, \quad (22,15)$$

ტოლობებსაც, რადგანაც $\rho(\vec{r}) = \rho(r, z)$. ამრიგად ატომბირთვული ელექტრომუხტის სიმკვრივის აქსიალური სიმეტრიული განაწილების ძალით ქვადრუპოლური მომენტისათვის დამახასიათებელი

ბელი იქნება z ელემენტი—ბირთული სპინის გასწვრივ; მისი ზოგადი სახე შემდეგია:

$$q_{zz} = \frac{1}{e} \left\{ 3Q_{zz} - (Q_{xx} + Q_{yy} + Q_{zz}) \right\} \quad (22,16)$$

აქედან კი (22,10) ფორმულების მარტივი გამოყენებით მიიღება, რომ

$$q = \frac{1}{e} \int (3z^2 - r^2) \rho(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (22,17)$$

როგორც უკვე ზემოთ იყო აღნიშნული, ქვადრუპოლური მომენტი არსებითად ახასიათებს ბირთვის ელექტრომუხტის სიმკვრივის განაწილების გადახრას (განსხვავებულობას) სფერული სიმეტრიული განაწილებისაგან. (22,17) ფორმულის მიხედვით იოლად შეიძლება გავიგოთ, რომ ქვადრუპოლური მომენტის ერთეული მანძილის ერთეულის კვადრატი უნდა იყოს. ქვადრუპოლური მომენტი ატომბირთვის ფიზიკაში ხშირად იზომება 10^{-24} სმ²—ერთეულით. ატომბირთვის ტალღურ ფიზიკური განხილვის საშუალებით (22,17) ფორმულა შეიძლება ინტერპრეტირებული იყოს შემდეგი თვალსაზრისითაც: ქვანტური ფიზიკიდან ცნობილია, რომ კოორდინატთა რაიმე ფუნქციის საშუალო მნიშვნელობა შეიძლება ჩაწერილი იყოს შემდეგი სახით

$$\bar{L} = \frac{1}{e} \int L \rho(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (22,18)$$

ამის მიხედვით (22,17)-ში ჩვენ გვაქვს

$$\bar{q} = \overline{3z^2 - r^2}, \quad (22,18)$$

აქედან კი, თუ $\bar{q} > 0$ ჩვენ საქმე გვაქვს სპინის მიმართულებით გაკიმულ ელიფსოიდალურ მუხტთან. ხოლო თუ $\bar{q} < 0$ პირიქით, z -ღერძის გასწვრივ შეკუმშულ ბირთვულ მუხტთან გვაქვს საქმე.

რაბის და მისი თანამშრომლების მიერ ნაჩვენები იყო, რომ დეიტრონის მუხტი გაკიმულია სპინის მიმართულებით და ბრუნვითი ელიფსოიდალური განაწილებით ხასიათდება ამ ღერძის ირგვლივ, ამის გამო დეიტრონისათვის

$$\frac{\bar{z}^2}{\bar{r}^2} = \frac{1.14}{3}, \quad (22,19)$$

სადაც \bar{z}^2 და \bar{r}^2 გამოთვლილია (22,18) ფორმულის მიხედვით დეიტრონში მოცემული პროტონისათვის. დეიტრონში მუხტი სფე-

რიული სიმეტრიით რომ ყოფილიყო განაწილებული, (22,19) ფარდობის ნაცვლად გვექნებოდა

$$\frac{\bar{z}^2}{r^2} = \frac{1}{3} \quad (22\ 20)$$

ფარდობა და ამის ჩასმით (22,18) ფორმულაში მივიღებდით დეიტრონის \bar{q} ქვადრუპოლური ნომენტის ნულის ტოლის ბნიშვნელობას. ამით ერთხელ კიდევ დისტურდება, რომ დეიტრონის ქვადრუპოლური მომენტი არსებითად ახასიათებს პროტონული მუხტის განაწილების გაკიმულობას სპინის მიმართულების გასწვრივ.

ელექტრომუხტის განაწილების ასეთი თავისებურება დაკავშირებულია დეიტრონის ტალღური ψ ფუნქციის დამოკიდებულებასთან იმ ψ კუთხიდან, რომელიც ნეიტრონ პროტონის შემაერთებელ მიმართულებასა და დეიტრონის სპინის მიმართულებას შორისაა მოცემული. თუ დეიტრონის ტალღურ ფუნქციას გავშლით ლეჟანდრის პოლინომების მწყკრევად, გვექნება:

$$\psi = u + v P_2(\cos \vartheta), \quad (22\ 21)$$

სადაც P_2 -ერთთან ნორმირებული ლეჟანდრის პოლინომია. (22,21) გაშლა P_1 -დან არ არის დამოკიდებული იმის გამო, რომ, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული. ბირთვის დიპოლური მომენტი ნულის ტოლია. u და v ფუნქციების განსაზღვრა (22,21) ფორმულაში შესაძლებელია მხოლოდ და მხოლოდ კონკრეტული სახის, ურთიერთ-ქმედების პოტენციალური ენერჯიის საშუალებით (ნეიტრონსა და პროტონს შორის). შეინგერისა და რარიტას მიერ იღებული იყო (22,21) ფუნქციის დამხარებით შემდეგი: ის დრო, როდის განმავლობაშიც დეიტრონი D მდგომარეობაში იმყოფება ($l=2$ მდგომარეობაში) მოცემულია სიდიდით:

$$P_D = \frac{\int v^2 d\tau}{\int v^2 d\tau + \int u^2 d\tau} = 3,9\% \quad (22,22)$$

ის გარემოება, რომ დეიტრონი არ აღმოჩნდა სავსებით სიმეტრიული. ილღვა მისი მაგნიტური მომენტის განსხვავებულობას ნეიტრონისა და პროტონის მაგნიტური მომენტების ჯამისაგან (22,4), რომელზეც ზემოთ იყო აღნიშნული. რომ დეიტრონი წმინდა D მდგომარეობაში ყოფილიყო, თეორიული კვლევა იძლევა, რომ მისი მაგნიტური მომენტი იქნებოდა:

$$\mu_0 = 0,3104 \text{ ბირთვ. მაგნეტ.} \quad (22,23)$$

ძირითად S მდგომარეობაში კი დეიტრონის მაგნიტური მომენტი უნდა ყოფილიყო (22,3) ჯამის ტოლი.

$$0,8793 \text{ ბირთვ. მაგნეტ.} \quad (22,24)$$

რადგანაც დეიტრონი სინამდვილეში დროის PD -ნაწილში იმყოფება მხოლოდ D -მდგომარეობაში და $(1-PD)$ ნაწილში კი S -მდგომარეობაში, მისი მაგნიტური მომენტი (22,23) და (22,24)-ის შემდეგი წრფივი კომბინაცია იქნება

$$\mu_x = 0,8793(1-PD) + 0,3104 PD, \quad (22,25)$$

შევიტანოთ ამ ფორმულაში დეიტრონის მაგნიტური მომენტის ცდით განსაზღვრული მნიშვნელობა (22,2) და განვსაზღვროთ PD -სიდიდის სათანადო მნიშვნელობა, გვექნება:

$$PD = 4,1\% \quad (22,26)$$

მიღებული მნიშვნელობა (22,26) კარგად ეთანხმება თეორიულად გამოთვლილს (22,22); ამით ჩვენ ვასაბუთებთ ზემოთ განხილულ დეიტრონის ქვადრუპოლური მომენტის სინამდვილეს ცდის საშუალებით, (რადგანაც (22,22) მნიშვნელობა არსებითად შედეგია დეიტრონის ქვადრუპოლური მომენტის არსებობის, ხოლო (22,26) წარმოადგენს ექსპერიმენტულ შედეგს).

დეიტრონის ქვადრუპოლური მომენტის მისაღებად აუცილებელია ე. წ. ტენზორული ძალების შემოღება ნუკლონთა შორის ურთიერთქმედებისათვის. თუ ქვადრუპოლურ ასიმეტრიულობას მხედველობაში არ მივიღებთ, ჩვენ შეგვიძლია მიახლოებით ჩავთვალოთ, რომ ნუკლონთა შორისი ურთიერთქმედების ენერგია გარკვეული $V(r)$ ფუნქციაა ამ ნუკლონებს შორის არსებული მანძილის. ამ მიახლოებით ჩვენ შეგვიძლია შევისწავლოთ დეიტრონის თვისებები მხოლოდ ქვადრუპოლური დეტალების მხედველობიდან გამომდინარე.

თ ა ვ ი ზ

დეიტრონის თეორიის საფუძვლები

§ 23. დეიტრონის ბმის ენერგია

დეიტრონის ბმის ენერგიის ექსპერიმენტული განსაზღვრა პირველად ჩატარებული იყო შემდეგი რეაქციის საშუალებით:



ამ რეაქციას დეიტრონის ფოტო-დაშლის რეაქცია ეწოდება იმის გამო, რომ მასში $h\nu$ -ფოტონების დაშენით დეიტრონებზე წარმოებს ამ უკანასკნელთა დაშლა H' პროტონებად და n ნეიტრონებად. γ -ქვანტების წყაროდ (23,1) რეაქციაში გამოყენებული იყო ელემენტ თორიუმი C'' -ის (ტალიუმის, Tl^{208}) მიერ გამოსხივებული γ -სხივები, რომელთა ენერგია ტოლია:

$$h\nu = 2,624 \text{ Mev.} \quad (23,2)$$

ცხადია, რომ (23,1) რეაქცია მხოლოდ მაშინ შეიძლება ჩატარდეს, თუ ქვანტის $h\nu$ ენერგია მეტია ან ტოლი H^2 დეიტრონების ბმის ენერგიაზე. როდესაც $h\nu$ -ენერგია (23,1) რეაქციაში მეტია H^2 -დეიტრონის ბმის ენერგიაზე, ენერგიის სხვაობა მოცემული იქნება ფორმულით:

$$h\nu - E_d = K(n) + K(p), \quad (23,3)$$

სადაც $K(n)$ (23,1) რეაქციაში გამოსული ნეიტრონის კინეტიური ენერგიაა, ხოლო $K(p)$ პროტონის.

რადგანაც ნეიტრონის და პროტონის მასები თითქმის ერთნაირია და γ -ქვანტის იმპულსი მცირე სიდიდეა, ნეიტრონ პროტონის იმპულსები ურთიერთ თანატოლი სიდიდის და ერთმანეთის პირდაპირ საწინააღმდეგო მიმართულებების უნდა იყვნენ. მაშასადამე, (23,3) ფორმულაში ადგილი უნდა ჰქონდეს ტოლობას

$$K(p) = K(n) = E, \quad (23,4)$$

სადაც E იმ პროტონის ენერგიაა, რომელიც გამოისროლება (23,1) რეაქციაში. მისი გაზომვა შესაძლებელია იონიზაციის მიხედვით, რომელსაც პროტონი ახდენს კამერის სივრცეში მოთავსებულ გაზის ატომებში. (23,4) მნიშვნელობის შეტანით (23,3) ფორმულაში ჩვენ ვღებულობთ დეიტრონის ბმის ენერგიას

$$E_d = h\nu - 2E \quad (23,5)$$

სახით. დეიტრონის ბმის ენერგია გაზომილი ზემოთ მოყვანილ ექსპერიმენტების საშუალებით მოცემულია შემდეგი მნიშვნელობით:

$$E_d = 2,19 \pm 0,03 \text{ Mev.} \quad (23,6)$$

დღეისათვის ყველაზე უფრო ზუსტ მნიშვნელობად დეიტრონის ბმის ენერგიისათვის მიღებულია

$$E_d = 2,187 \pm 0,011 \text{ Mev.} \quad (23,7)$$

მაშასადამე, ასეთი ენერგია (23,7) საკმარისია დეიტრონის დასაშლელად შემადგენელ ნეიტრონად და პროტონად, ან, რაც იგი-

ვეა, პირიქით, (23,7) ენერგია გამოიყოფა, როდესაც ნეიტრონი და პროტონი გაერთიანდება დეიტრონის ატომბირთვად.

§ 24. ატომბირთვული ძალების ბუნება

იმისათვის, რომ ავაგოთ ატომბირთვების ქვანტური თეორია, აუცილებელია ვიცოდეთ ის პოტენციალური ენერგია, რომელიც აერთიანებს ნუკლონებს ბირთვში. ბირთვული ძალების ბუნება ჯერაც არ არის დადგენილი. ცხადია, რომ ეს ძალები არ არიან წმინდა ელექტრული ბუნების მქონე. ეს ცხადია თუნდაც იმ ფაქტის გამო, რომ ნეიტრონი ნეიტრალური ნაწილაკია და მიუხედავად ამისა იგი პროტონთან გაერთიანებით ქმნის დეიტრონს. ატომბირთვების მდგრადობის ახსნა შეუძლებელია აგრეთვე იმ გრავიტაციულ მიზიდვათა საშუალებით, რომელთაც ადგილი აქვს ნუკლონებს შორის, როგორც გარკვეული მასის მქონე ნაწილაკთა შორის. ეს შეუძლებელია იმ მარტივი ფაქტის გამო, რომ გრავიტაციულ მიზიდვას არ შეუძლია მოგვეცეს ისეთი დიდი ბმის ენერგიები, როგორსაც ადგილი აქვს ატომბირთვებში. გამოთვლები იძლევა, რომ გრავიტაციულ მიზიდვას შეუძლია მოგვეცეს ნხოლოდ რეალურად არსებული ბმის ენერგიის 10^{-28} -მდე ნაწილი. ყოველივე ზემოთ თქმულის მიხედვით შეიძლება მივიღოთ დასკვნამდე: ბირთვული ძალები ახალი ბუნების მატარებელი არიან. დაიხასიათოთ ძირითადად, თუ როგორი უნდა იყოს ატომბირთვული ძალების ფიზიკური ბუნება.

I. მივიღოთ, რომ ატომბირთვულ ძალას ცენტრალური ხასიათი აქვს. ეს იმას ნიშნავს, რომ, მაგალითად, დეიტრონში ნეიტრონის და პროტონის მიზიდვის პოტენციალურ ენერგიას $V(r)$ ფუნქციის სახე აქვს, სადაც r მანძილია ნეიტრონსა და პროტონს შორის. ზემოთ განხილულის თანახმად ამ დაშვების საფუძველზე ჩვენ ვერ მივიღებთ დეიტრონის მხოლოდ ქვადრუპოლურ მომენტს, და ძირითადი მდგომარეობა დეიტრონში S მდგომარეობა გამოივა და არა ნარევი S და D მდგომარეობების.

II. ვიგნერის მიხედვით მიღებული უნდა იყოს, რომ ბირთვული ძალები მოკლე მანძილზე მოქმედი ძალებია და არა შორს მოქმედი; როგორც ვიცით, შორს მოქმედ ძალებს ადგილი აქვს, მაგალითად, კულონის მიმზიდველობისათვის, სადაც პოტენციალი

$$V(r) \cong -\frac{1}{r}.$$

ვიგნერის ეს დაშვება გამართლებულია შემდეგი მოსაზრებით. თუ ჩვენ განვიხილავთ ბირთვების ბმის ენერგიებს თითოეულ ნაწილაკზე, შემდეგ სურათს მივიღებთ:

დეიტრონის ყოველ ნუკლონზე დაახლოებით მოდის 1 Mev. ბმის ენერგია (იმის გამო, რომ დეიტრონში სულ ორი ნუკლონი შედის და ბმის ენერგია კი 2,19 Mev ია).

ტრიტიუმის შემთხვევაში ყოველ ნუკლონზე მოდის უკვე 3 Mev ენერგია. ${}^2\text{He}^4$ ბირთვის შემთხვევაში 7 Mev ენერგია და ა. შ.

განვიხილოთ ახლა ბირთვში მოცემული ბმების რიცხვი გაყოფილი ნუკლონთა რიცხვზე, მოკლედ ბმების რაოდენობა ნუკლონზე. დეიტრონში ერთად ერთი ბმა გვაქვს, ნეიტრონისა პროტონთან, მაშასადამე, ბმების რიცხვი ნუკლონზე $\frac{1}{2}$ -ს ტოლია. ტრიტიუმში ${}^1\text{H}^3$ სამი ბმა არსებობს, ორი ბმა $p-n$ ტიპის და ერთი $n-n$ ამის გამო ბმების რაოდენობა ნუკლონზე აქ მეტია, ვიდრე დეიტრონში, აქ ის $\frac{3}{3}$ -ის ტოლია. ${}^2\text{He}^4$ -ბირთვში სულ 6-ბმა არსებობს, ოთხი $p-n$ ტიპის და ორიც $p-p$ და $n-n$ ტიპის, ბმების რიცხვი ნუკლონზე $\frac{6}{4}$ აქ კიდევ უფრო მეტია. რაც უფრო მეტია ბმების რაოდენობა ნუკლონზე მოცემულ ატომბირთვში, მით უფრო დროის დიდ ნაწილს ატარებენ ნუკლონები ურთიერთქმედების მცირე რადიუსიდან სფეროს შიგნით და მით უფრო მეტია ბირთვის ბმის ენერგია ნუკლონზე.

§ 25*. დეიტრონის ტალღური განტოლება

აღნიშნოთ ნეიტრონის კოორდინატები x_1, y_1, z_1 -თ, ხოლო პროტონის x_2, y_2, z_2 -ით. ნეიტრონის და პროტონის ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერგია V შეგვიძლია მივიღოთ ნეიტრონ პროტონს შორის r -მანძილის ფუნქციის სახით. თუმცა $V(r)$ -ფუნქციის სახე ზუსტად ჯერაც არ არის ცნობილი, მაგრამ ბირთვის თეორიის მოავალი საკითხი დამოკიდებული არაა ამ ფუნქციის კონკრეტული მნიშვნელობიდან. მიღებული აღნიშვნებში, ქვანტური ფიზიკის კანონების მიხედვით, დეიტრონის ტალღური განტოლება შემდეგი სახის იქნება:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2M_n} \Delta_1 - \frac{\hbar^2}{2M_p} \Delta_2 + V(r) \right\} \Psi = E\Psi. \quad (25,1)$$

ამ განტოლებაში M_n ნეიტრონის მასაა M_p -პროტონის მასა, Δ_1 ლაპლასის ოპერატორია ნეიტრონის კოორდინატებში, Δ_2 -ლაპლა-

სიანია პროტონის კოორდინატებში, Ψ დეიტრონის ტალღური ფუნქცია და E მისი საკუთარი ენერგია.

გარდაეკმნათ Δ_1 დი Δ_2 დეიტრონის ფარდობით x, y, z კოორდინატებისა და მასების ცენტრის X, Y, Z კოორდინატების მიმართ. ცხადია, რომ ასეთი გარდაქმნისათვის სამართლიანია შემდეგი ფორმულები:

$$\left. \begin{aligned} x &= x_1 - x_2, \quad y = y_1 - y_2, \quad z = z_1 - z_2 \\ X &= \frac{M_n x_1 + M_p x_2}{M_n + M_p}, \quad Y = \frac{M_n y_1 + M_p y_2}{M_n + M_p}, \\ Z &= \frac{M_n z_1 + M_p z_2}{M_n + M_p}. \end{aligned} \right\} \quad (25,2)$$

მეორე რიგის კერძო წარმოებულებში მარტივ ცვლადთა გარდაქმნა, (25,2) ფორმულების საფუძველზე, იძლევა

$$\Delta_1 \Psi = \Delta_x \Psi + 2 \frac{M_n}{M_n + M_p} \nabla_X \nabla_x \Psi + \left(\frac{M_n}{M_n + M_p} \right)^2 \Delta_X \Psi, \quad (25,3)$$

$$\Delta_2 \Psi = \Delta_x \Psi - 2 \frac{M_p}{M_n + M_p} \nabla_X \nabla_x \Psi + \left(\frac{M_p}{M_n + M_p} \right)^2 \Delta_X \Psi \quad (25,4)$$

ამ ფორმულებში Δ_x ლაპლასიანია დეიტრონის x, y, z ფარდობით კოორდინატებში, Δ_X მასის ცენტრის X, Y, Z კოორდინატებში, ხოლო ∇_X და ∇_x სათანადო გრადიენტი ოპერატორებია.

თუ (25,3) და (25,4) მიიშენელობებს დეიტრონის ტალღურ განტოლებაში შევიტანთ, გვექნება:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{M_n} + \frac{1}{M_p} \right) \Delta_x - \frac{\hbar^2}{2(M_n + M_p)} \Delta_X + V(r) \right\} \Psi = E \Psi. \quad (25,5)$$

მიღებული განტოლებების ოპერატორი აკმაყოფილებს კვანტური ფიზიკის ცნობილი თეორემის პირობებს ცვლადთა განცალკების შესახებ; მართლაც იგი წარმოადგენს ორი ურთიერთისაგან დამოუკიდებელ (ერთმანეთს შორის კომუტატიურ) ოპერატორის ჯამს:

$$H_x = -\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{M_n} + \frac{1}{M_p} \right) \Delta_x + V(r), \quad (25,6)$$

რომელიც დამოუკიდებელია მხოლოდ x, y, z ფარდობით კოორდინატებზე (რადგანაც ცხადია, რომ $r = \{x^2 + y^2 + z^2\}^{1/2}$) და

$$H_X = - \frac{\hbar^2}{2(M_n + M_p)} \Delta_X, \quad (25,7)$$

რომელიც მხოლოდ X, Y, Z დეიტრონის მასის ცენტრის კოორდინატების ფუნქციაა.

ცვლადთა განცალგების თეორემის თანახმად (25,5) დიფერენციალური განტოლების Ψ საკუთარი ფუნქცია ტოლი უნდა იყოს (25,6) და (25,7) ოპერატორების საკუთარი ფუნქციების ნამრავლის

$$\Psi(x, y, z, X, Y, Z) = \psi(x, y, z) \varphi(X, Y, Z), \quad (25,8)$$

ხოლო საკუთარი მნიშვნელობა—საკუთარ მნიშვნელობების ჯამის,

$$E = \varepsilon + \xi. \quad (25,9)$$

ასე, რომ (25,5) დიფერენციალური განტოლება განცალგდება ორ დიფერენციალურ განტოლებად

$$\text{და} \quad H_z \psi(x, y, z) = \varepsilon \psi(x, y, z) \quad (25,10)$$

$$H_X \varphi(X, Y, Z) = \xi \varphi(X, Y, Z). \quad (25,11)$$

განვიხილოთ ამ განტოლებათა ფიზიკური შინაარსი. (25,11) განტოლება მარტივ ფიზიკურ აზრს ატარებს; იგი შეესაბამება $M_n + M_p$ მასის მქონე ნაწილაკის თავისუფალ მოძრაობას, ტალღური მექანიკის ცნობილი კანონების მიხედვით, მაშასადამე (25,11) განტოლება აღწერს დეიტრონის მასის ცენტრის თავისუფალ გადაადგილებას. (25,10) განტოლება კი წარმოადგენს დეიტრონის საკუთარ ტალღურ განტოლებას და მისი ამოხსნა $\psi(x, y, z)$ და ε მოგვცემს დეიტრონის საკუთარ ფუნქციას და საკუთარ ენერჯიას. დეიტრონის მასის ცენტრის განტოლება ჩვენთვის დიდ ფიზიკურ ინტერესს არ შეიცავს, იგი იძლევა ირსებითად დებროილის ტალღას, რომელიც დეიტრონს ეთანადება; ამის გამო ჩვენ განვიხილოთ უფრო დეტალურად დეიტრონის საკუთარი განტოლება (25,10).

შემოვიღოთ აღნიშვნა

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{M_p} + \frac{1}{M_n}, \quad (25,12)$$

საიდანაც ცხადია, რომ

$$m = \frac{M_p M_n}{M_p + M_n} \quad (25,13)$$

მიღებულ m -სიდიდეს დეიტრონის დაყვანილი მასა ეწოდება. თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ ნეიტრონის და პროტონის მასები ტოლი არიან:

$$M_n = M_p = M \quad (25,14)$$

დეიტრონის დაყვანილი მასა (25,13) მიიღებს მნიშვნელობას

$$m = \frac{M}{2}. \quad (25,15)$$

ამოვწეროთ დეიტრონის ტალღური განტოლება (25,10), (25,6) და (25,12) ფორმულების მხედველობაში მიღებით, გვექნება:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r) \right\} \psi(x, y, z) = \epsilon \psi(x, y, z). \quad (25,16)$$

ის გარემოება, რომ ამ განტოლებაში პოტენციალი $V(r)$ ნეიტრონ-პროტონს შორის არსებული r -მანძილის ფუნქციაა, გვაძლევს საშუალებას ჩავწეროთ ლაპლასის ოპერატორი მარტივი სახით:

$$\Delta = \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr}. \quad (25,17)$$

ამით ჩვენ შემოვიასახვრებით (25,16) განტოლების მხოლოდ სფეროიდულ სიმეტრიული ამოხსნით,

$$\psi(x, y, z) = \psi(r, \vartheta, \varphi) = \psi(r) \quad (25,18)$$

(25,17) და (25,18) პირობებში (25,16) განტოლება შემდეგ სახესღებულაღბს:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2 \psi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d \psi}{dr} \right) + V(r) \psi = \epsilon \psi, \quad (25,19)$$

გარდაექმნათ მიღებული განტოლება

$$\psi(r) = \frac{u(r)}{r} \quad (25,20)$$

ჩასმის საშუალებით. მარტივი გამოთვლებით იგი დაიყვანება შემდეგ სახეზე:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u}{dr^2} + V(r) u = \epsilon u \quad (25,21)$$

თუ გამოვიყენებთ m -დაყვანილ მასის მიახლოებით მნიშვნელობას (25,15)-ს და მოვახდენთ მარტივ გარდაქმნებს, დეიტრონის განტოლება საბოლოოდ შემდეგი სახით ჩაიწერება:

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{M}{\hbar^2} [\varepsilon - V(r)] u = 0 \quad (25,22)$$

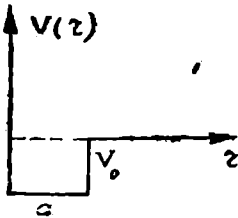
აქ უკვე M ნუკლონის მასაა და არა დეიტრონის დაყვანილი მასა. დეიტრონის განტოლების ამოხსნა გართულებულია იმ ფიზიკური ნაკლის გამო, რომ პოტენციალური ენერგია $V(r)$ არ არის ცნობილი.

§ 26. სწორკუთხოვანი პოტენციალური ორმო

ზემოთ განხილული (§ 24) ფიზიკური მოსაზრებების გამო, ნეიტრონ-პროტონის ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერგია ბირთვული ძალების მოკლედ მოქმედ ხასიათს უნდა ეთანადებოდეს. აქედან გამომდინარე ჩვენ შეგვიძლია დეიტრონის თეორია ავაგოთ $V(r)$ პოტენციალის უმარტივესი სახისათვის, რომელიც შემდეგი პირობებით იქნება განსაზღვრული.

$$\left. \begin{aligned} V(r) &= -V_0 & \text{თუ } r < a \\ V(r) &= 0 & \text{თუ } r > a \end{aligned} \right\}, \quad (26,1)$$

სადაც V_0 პოტენციალური ორმოს სიღრმეს აღნიშნავს Mev -ში, ხოლო a ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსს 10^{-13} სანტი-



ნახ. 4.

სწორკუთხოვანი პოტენციალური ორმო დეიტრონის შემთხვევაში.

მეტრებში. (26.1) პოტენციალური ორმოს გრაფიკული სახე მოცემულია ნახ. 4-ზე. სწორკუთხოვანი პოტენციალური ორმოს (26,1) განმარტების მიხედვით (25,22) განტოლების ამოხსნა განსაკუთრებით მარტივი ხდება, იგი ორ დიფერენციალურ განტოლებად განცალდება, ერთი სამართლიანი იქნება პოტენციალური ორმოს შიგა არეში (I), ხოლო მეორე მის გარეშე არეში (II)-თუ შემოვიღებთ აღნიშვნას

$$\varepsilon = -W \quad (26,2)$$

სადაც W -დადებითი სიდიდეა (იმის გამო, რომ როდესაც $r = \infty$, ჩვენ დეიტრონის ენერგია მიღებული გვაქვს ნულის ტოლი იხ. ნახ. 4), ჩვენ შეგვიძლია სწორკუთხოვანი პოტენციალური ორმოსათვის დეიტრონის განტოლება შემდეგი სახით ჩავწეროთ:

$$(26,3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{M}{\hbar^2} (V_0 - W) u = 0 \quad \text{(I) არეში} \\ \frac{d^2 u}{dr^2} - \frac{MW}{\hbar^2} u = 0. \quad \text{(II) არეში} \end{array} \right.$$

მიღებული (26,3) განტოლებანი ძალზე მარტივია და მათი ამოხსნა უნდა იყოს ნაპოვნი ქვანტური ფიზიკიდან ცნობილ სტანდარტულ პირობებში. სახელდობრ დეიტრონის ტალღური ფუნქცია ψ , რომელიც მოცემულია (25,20) ფორმულით, უნდა იყოს უწყვეტი მთელს არეში ($0 \leq r \leq \infty$), ყელგან სასრულო და მას უნდა ჰქონდეს უწყვეტი წარმოებულის. (25,20)-ს თანახმად $u = r\psi$ ფუნქციაც უწყვეტი და შემოსახლვრული უნდა იყოს უწყვეტი წარმოებულათ და როდესაც $r \rightarrow \infty$, u — შეუძლია მიისწრაფოდეს აგრეთვე უსასრულობისაკენ, მხოლოდ ეს მისწრაფება უსასრულობისაკენ არ უნდა იყოს r -ის უსასრულობასთან სწრაფვაზე უფრო ძლიერი, ამას გარდა, როდესაც r მიისწრაფის ნულისაკენ, ფუნქცია u უნდა მიისწრაფოდეს ნულისაკენ.

შემოვიღოთ აღნიშვნები.

$$\left. \begin{array}{l} \alpha^2 = M(V_0 - W) / \hbar^2 \\ \beta^2 = MW / \hbar^2 \end{array} \right\} \quad (26,4).$$

მაშინ (26,3) დიფერენციალური განტოლებანი მიიღებენ სახეს.

$$(26,5) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{(I)} \quad \frac{d^2 u}{dr^2} + \alpha^2 u = 0 \quad r < a \\ \text{(II)} \quad \frac{d^2 u}{dr^2} - \beta^2 u = 0 \quad r > a \end{array} \right.$$

ცხადია, რომ რადგანაც პირველის ამ განტოლებათაგან სახასიათო განტოლების ფესვები $\pm i\alpha$ -ის ტოლია, მისი ამოხსნა იქნება მოცემული

$$u_I = A_I e^{i\alpha r} + B_I e^{-i\alpha r}$$

ფუნქციით. საიდანაც, როდესაც $r \rightarrow 0$, $u_I \rightarrow 0$ პირობას აკმაყოფილებს ფუნქცია

$$u_I = C_I \sin \alpha r. \quad (26,6)$$

(26,5) მეორე განტოლების სახასიათო ფესვები კი მოცემულია $\pm \beta$ რიცხვებით, მაშასადამე, მისი ამოხსნა მოცემული იქნება

$$u_{II} = A_{II} e^{-\beta r} + B_{II} e^{+\beta r}$$

ფუნქციით. ამ ფუნქციაში, როდესაც $r \rightarrow \infty$ მეორე შესაკრები მიისწრაფის უსასრულობისაკენ უფრო სწრაფად, ვიდრე r , მაშასადამე, ზემოთ განხილულ პირობას იგი ვერ აკმაყოფილებს, ე. ი. ამოხსნა აღებული უნდა იყოს

$$u_{II} = C_{II} e^{-\beta r} \quad (26,7)$$

სახით. ეს ფუნქცია (26,7) პირობას უსასრულებელში აკმაყოფილებს, რადგანაც $e^{-\beta r}$ უფრო სწრაფად მიისწრაფის ნულისაკენ (როდესაც $r \rightarrow \infty$), ვიდრე r -უსასრულობისაკენ, და ამის გამო $u_{II} \rightarrow 0$, როდესაც $r \rightarrow \infty$.

ამრიგად (26,6) და (26,7) ფუნქციების სახით ჩვენ ვიპოვეთ დეიტრონის პრობლემის მარტივი ამოხსნა სწორკუთხოვან პოტენციალურ ორმოს შემთხვევაში.

§ 27*. პოტენციალური ორმოს სიღრმისა და სიზანის შორის ფუნქციონალური დამოკიდებულება

u -ტალღური ფუნქცია და მისი წარმოებულის უწყვეტობის პირობიდან გამომდინარეობს, რომ უწყვეტი უნდა იყოს ე. წ. ლოგარიტმული წარმოებულცი, ე. ი. luu ფუნქციის წარმოებულცი r -ს მიმართ. გამოვიყენოთ ეს პირობა პოტენციალური ორმოს $r=a$ საზღვარზე. ამ პირობის მიხედვით აღგილი უნდა ჰქონდეს ტოლობას:

$$\frac{u'}{u} \Big|_{r=a-0} = \frac{u'}{u} \Big|_{r=a+0} \quad (27,1)$$

სადაც u' ფუნქციის წარმოებულს ნიშნავს r -ის მიმართ, ხოლო აღნიშვნები $r=a-0$ და $r=a+0$ ნიშნავს, რომ $r \rightarrow a$ ქვემოდან ($r < a$) ან ზემოდან ($r > a$). ცხადია, (27,1) ფორმულის მარცხენა მხარეში გამოვიყენებულ უნდა იყოს (26.5) ფუნქცია, ხოლო მარჯვენაში (26,7). მარტივი გამოთვლების შემდეგ ვღებულობთ

$$\cotg \alpha a = -\beta/\alpha, \quad (27,2)$$

აქედან კი (26,4) აღნიშვნების გამოყენებით ვღებულობთ

$$\cotg \alpha a = -\sqrt{\frac{W}{V_0 - W}}. \quad (27,3)$$

მიღებული ტოლობა (27,3) იძლევა დეიტრონის პოტენციალური ორმოს V_0 სიღრმისა და a რადიუსს შორის ფუნქციონალურ

დამოკიდებულებას. (27,3) ტოლობა შეიძლება გამარტივდეს ერთი თეორემის საფუძველზე, რომელიც ზოგად შემთხვევაში შეიძლება იყოს დამტკიცებული (ტომასის თეორემა).

ცნობილია, რომ უმსუბუქესი ატომბართეებისათვის ადგილი აქვს ბპის ენერგიების ფარდობათა დიდ მნიშვნელობას.

ზემოთ აღნიშნული თეორემის ძალით, შესაძლებელია ეს დიდი ფარდობები მაღლებული იყოს, თუ ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსს შევარჩევთ საკმაოდ მცირე სიდიდით და ერთდროულად პოტენციალური ორმოს სიღრმეს ავიღებთ იმის მიხედვით, რომ უმარტივესი ბირთვის ბპის ენერგიისათვის გამოვიდეს სწორი მნიშვნელობა. ამ თეორემადან გამომდინარეობს, რომ დეიტრონის ბპის ენერგია W — გაცალეებით უფრო ნაკლები უნდა იყოს პოტენციალური ორმოს V_0 — სიღრმესთან შედარებით. თუ ვისარგებლებთ ამ მოსაზრებებით (27,3) ფორმულაში, ჩვენ შეგვიძლია მისი მარჯვენა ნაწილის მნიშვნელში W — უგულებელვუყოთ V_0 -თან შედარებით და მივიღებთ:

$$\cotg \alpha a = -\sqrt{\frac{W}{V_0}}. \quad (27,4)$$

ამ ფორმულის თანახმად კოტანგენსი ერთზე ნაკლები სიდიდის უარყოფითი რიცხვაა; ეს შესაძლებელია მაშინ, თუ αa არგუმენტს აქვს მნიშვნელობები, რომელნიც ოდნავ მეტია, ვიდრე:

$$\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \dots \quad (27,5)$$

მაგრამ ამ მნიშვნელობათაგან მხოლოდ $\frac{\pi}{2}$ ეთანადება პრობლემის ფიზიკურ შინაარსს. მართლაც რომ $\alpha a = \frac{3\pi}{2}$ ყოფილიყო, მაშინ დეიტრონის (26,6) ტალღურ ფუნქციას კვანძი ექნებოდა $\alpha r = \pi$ მნიშვნელობისათვის. ეს კი დეიტრონის ძირითადი მდგომარეობის შესაბამის ფუნქციას შეუძლებელია რომ ჰქონდეს.

თუ დაახლოებით (27,4)-ის და (27,5)-საფუძველზე მივიღებთ, რომ

$$\alpha a = \frac{\pi}{2}, \quad (27,6)$$

აქედან კი $W < V_0$ პირობის ხელახლა გამოყენებით გამოდის, რომ

$$a^2 V_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M}. \quad (27,7)$$

სინამდვილეში ჩვენ შეგვიძლია ხშირად დავკმაყოფილდეთ შემდეგი უტოლობით, როდესაც ადგილი უნდა ჰქონდეს დეიტრონიის ბმული მდგომარეობისათვის:

$$a^2 V_0 < \frac{\pi^2 \hbar^2}{M}. \quad (27,8)$$

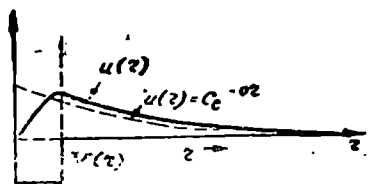
ეს უტოლობა უშუალო შედეგს წარმოადგენს იმ ცხადი პირობებისა, რომ

$$a a < \pi. \quad (27,9)$$

დეიტრონიის სხვა თეორიები, რომელნიც V პოტენციალის სხვადასხვა ფორმებშია მოცემული, დაახლოებით იმავე მნიშვნელობას იძლევა $a^2 V_0$ სიდიდისათვის, როგორცაც სწორკუთხოვანი პოტენციალური ორმო.

§ 28°. დეიტრონიის ტალღური ფუნქცია და რადიუსი

თუ ბირთვული ძალები მოკლედ მოქმედი ტიპისაა, როგორც მე-5 ნახაზიდან ჩანს, პოტენციალური $V(r)$ ფუნქციის კონკრეტული სახიდან დამოუკიდებლად დეიტრონიის ტალღური ფუნქციისათვის შეგვიძლია მთელს შუალედში განვიხილოთ (26,7) ტიპის ექსპონენტი



აღებული ექსპონენციალური ფუნქცია (28,1) საკმაოდ ახლოსაა დეიტრონიის ნამდვილ u ფუნქციასთან და იგი შესაძლებელია მიღებული იყოს გამოთვლების ჩასატარებლად კონკრეტულ პრობლემებში. მე-5 ნახ.-ზე პუნქტიური შეესაბამება ნორმირებულ (28,1) ექსპონენტს, ხოლო მთლიანი ხაზი კი (26,6) და (26,7) ფორმულებით განსაზღვრული დეიტრონიის u ტალღურ ფუნქციას.

$$u = c e^{-\beta r}. \quad (28,1)$$

ნახ. 5.
დეიტრონიის ტალღური ფუნქციის
გრაფიკი.

თუ დეიტრონიის რადიუსს განვმარტავთ ისეთი r_0 მანძილით ნეიტრონსა და პროტონს შორის, რომლისთვისაც u -ფუნქციის მნიშვნელობა $r=r_0$ სა r_0 -ის e ჯერ შემცირდება, ცხადია, რომ a ეთ რადიუსისათვის მიიღება (28,1) ის ძალით, "შემდეგი მნიშვნელობა:

$$r_0 = 1/\beta. \quad (28,2)$$

შევიტანოთ დეიტრონის რადიუსის (28,2) ფორმულაში β პარამეტრის მნიშვნელობა (26,4), მივიღებთ:

$$r_0 = \hbar / \sqrt{MW}. \quad (28,3)$$

თუ მიღებულ ფორმულაში შევიტანთ ცნობილ მნიშვნელობებს

$$\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ ერგი სეკ.}$$

$$M = 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ გ.}$$

$$W = 3,50 \cdot 10^{-9} \text{ ერგი.}$$

მარტივი ანგარიშის შედეგად მიიღება, რომ დეიტრონის რადიუსი მოცემულია სიდიდით: $r_0 = 4,2 \cdot 10^{-13}$ სმ.

ეს მნიშვნელობა გაცილებით უფრო მეტია ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსზე, ეს კი უშუალო თანხმობაშია ტომასის ზოგად თეორემასთან.

მეორე მხრივ ის გარემოება, რომ დეიტრონის რადიუსი r_0 გაცილებით უფრო მეტია ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსზე, ფიზიკურად ამართლებს (28,1) ტალღური ფუნქციის გამოყენებას დეიტრონისათვის r -ის მთელ შუალედში.

არაკვადრატული ორმოს ტიპის პოტენციალისათვისაც ზემოთ მიღებული შედეგი ყველგან სამართლიანია. ზუსტი ფუნქციის გადახრას ექსპონენტისაგან ძირითადად აღვილი აქვს პოტენციალური ორმოს შიგნით, ე. ი. საკმაოდ მცირე შუალედში, დანარჩენ არეში კი (28,1) ფუნქცია საკმაოდ ზუსტად აღწერს პრობლემის შინაარსს. $V(r)$ -პოტენციალის ფორმისაგან დამოუკიდებლად.

თუმცა (25,20) ფორმულის მიხედვით, α -ფუნქციის (28,1) სახისათვის, როდესაც $r \rightarrow 0$, $\psi \rightarrow \infty$, მაინც ასეთი ψ -ფუნქცია შესაძლებელია ნორმირებული იყოს ერთთან და ესეც ბირთვული ძალების მოკლედ მოქმედ შინაარსთანაა დაკავშირებული. მართლაც: თუ შევიტანთ (28,1) ფუნქციას (25,20) დეიტრონის ძირითადი მდგომარეობის ტალღურ ფუნქციაში, მივიღებთ

$$\psi = c \frac{e^{-\beta r}}{r}. \quad (28,4)$$

ამ ფუნქციისათვის ნორმირების ინტეგრალი შემდეგი სახით წარმოგვიდგება:

$$\int \psi^2 dV = 4\pi \int_0^\infty \psi^2 r^2 dr = c^2 4\pi \int_0^\infty e^{-2\beta r} r dr = \frac{2\pi c^2}{\beta} = 1. \quad (28,5)$$

აქედან კი ცხადია, რომ ნორმირების კოეფიციენტი

$$c = \sqrt{\beta/2\pi}. \quad (28,6)$$

ამრიგად დეიტრონის ძირითადი მდგომარეობის ნორმირებული ფუნქცია შემდეგი საბოლოო სახით ჩაიწერება:

$$\psi(r) = \sqrt{\frac{\beta}{2\pi}} \frac{e^{-\beta r}}{r}, \quad (28,7)$$

სადაც

$$\beta = \sqrt{M V} / \hbar. \quad (28,8)$$

ასეთია დეიტრონის ძირითადი მდგომარეობის პრობლემის ამოხსნა სწორკუთხოვანი პოტენციალური ორმოს შემთხვევაში. გადავიდეთ დეიტრონის აგზნებულ მდგომარეობათა საკითხის განხილვაზე.

§ 29. დეიტრონის აგზნებულ მდგომარეობების პრობლემა

ჩვენს მიერ ზემოთ განხილული დეიტრონის თეორია მის ძირითად მდგომარეობას ეხება. ეს სპეციფიზირება მოხდენილი იყო ჯერ კიდევ მაშინ, როდესაც დეიტრონის განტოლება (25,16) გავამარტივეთ (25,19) ან (25,21) სახემდე, რომელიც მიღებული იყო სფერული სიმეტრიული $\psi(r)$ ტალღურ ფუნქციების განხილვით. შემდეგ ამისა (27,4) ტრანსცენტრული განტოლების ამოხსნის დროს. ჩვენ მივიღეთ (27,5) მნიშვნელობებიდან $\frac{\pi}{2}$ — მნიშვნელობა, რომელიც ტალღურ ფუნქციაში კვანძს არ იძლეოდა. ამრიგად ჩვენ წინა პარაგრაფებში საქმე გვქონდა დეიტრონის ძირითად მდგომარეობასთან. დეიტრონის განტოლება, რომელიც შესაბამისი იქნება ნებისმიერი ორბიტალური l -ქვანტური რიცხვის, იოლად შიილება (25,16) დიფერენციალური განტოლების სფერულ კოორდინატებში გადაწერით. აღნიშნულ განტოლებას შემდეგი სახე აქვს:

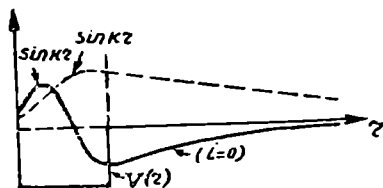
$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{M}{\hbar^2} (\epsilon - V) u - \frac{l(l+1)}{r^2} u = 0. \quad (29,1)$$

ცხადია, რომ თუ l ორბიტალური ქვანტური რიცხვი ნულს უდრის, (29,1) გადადის ძირითადი მდგომარეობის (25,21) განტოლებაში.

დავამტკიცოთ ჯერ, რომ $l=0$ შემთხვევაში სხვა მდგომარეობები, გარდა ძირითადისა, არ იძლევიან დეიტრონის მდგომარეო-

ბას. მართლაც, იმის გამო, რომ $W \ll V_0$ (27,5) მნიშვნელობათაგან ძირითად ~ მდგომარეობას იძლევა αa -ს ის მნიშვნელობა, რომელიც ახლოსაა $\frac{\pi}{2}$ -თან. პირველი აღზნებული მდგომარეობისათვის αa დაახლოებით $\frac{3\pi}{2}$ ტოლი უნდა ყოფილიყო. ამ შემთხვევისათვის I-არეში ტალღურ ფუნქციას ექნებოდა კვანძი (იხ. ნახ. 6).

მართლაც αa სიდიდის მნიშვნელობა π ნულს მოგვცემდა u_I ფუნქციის (26,6) სახის შემთხვევაში, რადგანაც სინუსი $\alpha r = \pi$ არგუმენტისათვის ნულია. (27,9) უტოლობის თანახმად კი ჩვენ ვიცით, რომ $\alpha a < \pi$. ამის გამო $l=0$ შემთხვევაში



ნახ. 6.

აღზნებული ბმული მდგომარეობა შეუძლებელია არსებობდეს. ასეთივე წესით შეგვიძლია დავამტკიცოთ, რომ დეიტრონს არა აქვს ბმული მდგომარეობები $l \neq 0$ შემთხვევაშიც. ამ დებულების დამტკიცების დედააზრი შემდეგში მდგომარეობს. ჩვენ შეგვიძლია გამოვთვალოთ პოტენციალური ორმოს ის მინიმალური სიღრმე, რომელიც აუცილებელია დეიტრონის ბმული მდგომარეობის არსებობისათვის $l \neq 0$ შენახვევაში. თუ აღმოჩნდა, რომ ეს სიღრმე გაცილებით უფრო მეტია, ვიდრე ზემოთ მიღებული (27,7) ფორმულიდან გამოდის, დეიტრონის $W = 2,19 \text{ Mev}$ ბმის ენერჯისათვის და ბირთვული ძალების მოქმედების მაგალითად $a = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}$. რადიუსისათვის ეს იმას ნიშნავს, რომ ბმული მდგომარეობა $l \neq 0$ შემთხვევისათვისაც შეუძლებელია არსებობდეს დეიტრონში.

სიმარტივისათვის მივიღოთ, რომ $l=1$ და $V = -V_0$ თუ $r \leq a$ ორმოს შიგა (I) არისათვის და $V=0$, როდესაც $r > a$, ორმოს (II) გარეშე არისათვის. ამოვწეროთ დეიტრონის რადიალური განტოლება (29,1), გვექნება:

$$(I) \quad \frac{d^2 u}{dr^2} + \alpha^2 u - \frac{2}{r^2} u = 0 \quad (29,2)$$

$$(II) \quad \frac{d^2 u}{dr^2} - \beta^2 u - \frac{2}{r^2} u = 0 \quad (29,3)$$

$$\text{სადაც;} \quad \alpha^2 = M(V_0 - W) / \hbar^2 \quad (29,4)$$

$$\beta^2 = MW / \hbar^2 \quad (29,5)$$

ეს ფორმულები თუმცა გარევენულად იმავე სახეშია მოცემული-
როგორც (26,4). მაგრამ ფიზიკურა შინაარსით ამ უკანასკნელიდან
განსხვავება არსებობს. მართლაც (29,4)-ში V_0 აღნიშნავს პოტენ-
ციალური ორმოს იმ სიღრმეს, რომელიც აუცილებელია $l=1$ შემ-
თხვევაში დეიტრონის W -ბმის ენერჯიის ზისაღებად. (29,2) და
(29,3) განტოლებათა ამოხსნები შემდეგი სახით შეიძლება ჩაე-
წეროს:

$$\left. \begin{aligned} u_I &= \frac{\sin \alpha r}{\alpha r} - \cos \alpha r \\ u_{II} &= \left(\frac{1}{\beta r} + 1 \right) e^{-\beta r} \end{aligned} \right\} \quad (29,6)$$

თუ (29,6) ამოხსნებისათვის შევადგენთ პირობას, პოტენციალური
ორმოს საზღვარზე ლოგარითული წარმოებულების განტოლების
შესახებ (27,1 ფორმულის ანალოგიურს) მარტივი გამოთვლების
საფუძველზე მივიღებთ:

$$\frac{\left(-\frac{1}{a} \right) [1 - a \alpha \operatorname{ctg} a \alpha] + \alpha^2 a}{1 - a \alpha \operatorname{ctg} a \alpha} = \left(-\frac{1}{a} \right) \frac{1 + \beta a + \beta^2 a^2}{1 + \beta a} \quad (29,7)$$

აქედან კი მივიღებთ, რომ

$$\operatorname{ctg} a \alpha = \frac{1}{a \alpha} - \frac{\alpha}{\beta^2 a} (1 + \beta a). \quad (29,8)$$

იმის გამო, რომ თუ ბმის ენერჯია W -არსებობს, $l=1$ შემთხვევაში
იგი გაცილებით უფრო ნაკლები უნდა იყოს პოტენციალური ორ-
მოს V_0 სიღრმეზე, (29,8) ფორმულის მარჯვენა ნაწილი დიდი
დადებითი რიცხვის ტოლი გამოდის, მაშასადამე, ჩვენ შეგვიძლია
დავწეროთ, რომ

$$\operatorname{tg} a \alpha = 0, \quad (29,9)$$

აქედან კი

$$a \alpha = \pi. \quad (29,10)$$

მიღებულ (29,10) განტოლებაში შევიტანოთ a^2 -ის (29,4) ფორ-
მულით განსაზღვრული მნიშვნელობა, რომელშიც W შესაძლებე-
ლია უგულებელვყოთ V_0 -თან შედარებით, მარტივი გარდაქმნე-
ბის შედეგად მივიღებთ:

$$V_0 a^2 = \pi^2 \hbar^2 / M \quad (29,11)$$

ბოე მიღებულ (29,11) ფორმულას შევადარებთ (27,7) ფორმულასთან, ჩვენ შემდეგ დასკვნამდე მივალთ: იმისათვის, რომ დეიტრონს ახასიათებდეს $l=1$ აღზნებულ მდგომარეობაში სტაბილურობა, მისი პოტენციალური ორმო ოთხჯერ უფრო მეტი სიღრმის უნდა იყოს, ვიდრე ძირითად მდგომარეობაში. რადგანაც დეიტრონის ძირითადი მდგომარეობისათვის, მოცემული W ბმის ენერჯისა და ბირთვულ ძალების a რადიუსისათვის პოტენციალური ორმოს სიღრმე განსაზღვრული სიდიდეა, ჩვენ დავასკვნით, რომ დეიტრონს სტაბილური (ბმული) აღზნებული მდგომარეობა შეუძლებელია ჰქონდეს.

ამრიგად ჩვენ დავამტკიცეთ, რომ დეიტრონს ერთადერთი მდგრადი მდგომარეობა აქვს და ეს არის მისი ძირითადი მდგომარეობა, რომელიც ჩვენს მიერ § 26, 27 და 28-ში იყო განსაზღვრული.

ამით ჩვენ ვასრულებთ დეიტრონის ელემენტარულ თეორიას და გადავდივართ ნეიტრონების გაბნევის პრობლემაზე თავისუფალი პროტონებიდან.

თ ა ვ ი 9

ნეიტრონების გაბნევა თავისუფალ პროტონებზე

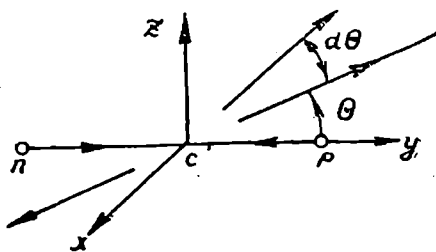
§ 30*. გაბნევის ეფექტიური განივკვეთი

ამ წიგნის § 5-ში ჩვენ გავეცანით გაბნევის პროცესების დახასიათებას σ ეფექტიური განივკვეთის საშუალებით. გაბნევის პროცესის განხილვა ქვანტური მექანიკის საფუძველზე იძლევა გაბნევის ეფექტიურ σ -განივკვეთისათვის შემდეგ ფორმულას:

$$d\sigma = \frac{2\pi \sin^2 \theta d\theta}{HK^2} \left| \sum_l (2l+1) P_l(\cos \theta) (e^{2i\delta_l} - 1) \right|^2 \quad (30,1)$$

ამ ფორმულაში $d\sigma$ სიდიდეს გაბნევის დიფერენციალური ეფექტიური განივკვეთი ეწოდება. θ -ნეიტრონის გაბნევის კუთხეს წარმოადგენს იმ კოორდინატთა (C) სისტემაში, რომლის C -სათავეც მოცემულია ნეიტრონის და პროტონის მასათა ცენტრში (იხ. ნახ. 7). ეს ის კუთხეა (L) სისტემაში, რომელიც შედგება გაბნეული ნეიტრონის მიმართულებასა და მისი დაცემის მიმართულებას შორის. კუთხე $d\theta$ წარმოადგენს დიფერენციალური გაბნევის კუთხეს (C) სისტემაში. θ -გაბნევის კუთხეს θ და $\theta + d\theta$ კუთხეებს შორის

თუ გავნიხილავთ, ასეთი კუთხით გაბნეული ნეიტრონების რიცხვი. მოცემული იქნება $d\theta$ სიდიდით, როდესაც ნეიტრონების საწყისი კონა ისეთია, რომ ფართის ერთეულზე (დაცემულ ნეიტრონების პერპენდიკულარულ ფართობში) დროის ერთეულში ერთი ნეიტრონი მოდის.



ნახ. 7.

კოორდინატა c სისტემა. $n-p$ გაბნევის დაბასიათება მასის ცენტრის მიმართ უძრავ კოორდინატა სისტემაში; (c სისტემაში).

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (30,2)$$

წარმოადგენს გაბნევის სივრცული კუთხის დიფერენციალურ ელემენტს (C)-სისტემაში.

მართლაც სივრცული კუთხის განმარტების თაბახამად

$$d\Omega = \frac{dS}{R^2}, \quad (30,3)$$

სადაც dS იმ სფეროული სარტყელის ფართობია, რომელსაც ამოჭვეთს R -რადიუსის მქონე სფეროს ზედაპირზე $d\Omega$ სივრცული კუთხე. (30,3)-დან მარტივი გამოთვლებით მიიღება (30,2), რადგანაც

$$dS = 2\pi R \sin \theta \cdot R d\theta.$$

ქვანტური რიცხვი l -განსაზღვრავს $l\hbar$ ორბიტალური მოძრაობის რაოდენობის მომენტს ნეიტრონ-პროტონი სისტემისათვის ინერციის ცენტრის მიმართ.

K -განსაზღვრავს ტალღურ რიცხვს (C) სისტემაში და დებროილის ფორმულის მიხედვით იგი მოცემულია ფორმულით

$$K = 2\pi / \lambda = P / \hbar = \sqrt{2mE_c} / \hbar. \quad (30,4)$$

მიღებულ ფორმულაში m დაყვანილი მასაა ნეიტრონ-პროტონ სისტემისათვის და იგი მოცემულია (25,13) ფორმულით. (C) სისტემაში დაბასიათებული გაბნევის კანონები ყოველთვის შეიძლება გადავიტანოთ ჩვეულებრივ ლაბორატორიულ სისტემაში (L)-სისტემაში. ასეთი გადასვლის დაბასიათების თვალსაზრისით (C)-სისტემიდან (L)-სისტემაზე, გავნიხილოთ დაწვრილებით ნეიტრონ-პროტონული გაბნევის კლასიკური თეორია, რომელიც ემყარება ენერჯიისა და იმპულსის შენახვის კანონს.

ვთქვათ, (L) სისტემაში ნეიტრონის კოორდინატები მოცემულია \vec{r}_1 რადიუს ვექტორის მდგენელებით, ხოლო პროტონის \vec{r}_2 -ის. მაშინ ნეიტრონის სიჩქარე (L) სისტემაში შეხლამდე იქნება

$$\vec{v}_1 = \frac{d\vec{r}_1}{dt}, \quad (30,4)$$

ხოლო პროტონის

$$\vec{v}_2 = \frac{d\vec{r}_2}{dt}. \quad (30,5)$$

აღნიშნოთ ნეიტრონისა და პროტონისაგან შედგენილ სისტემის C -მასის ცენტრის კოორდინატული ვექტორი (C) სისტემაში \vec{r}_c -ით თუ ნეიტრონის მასას m_1 -თ აღნიშნავთ, ხოლო პროტონისას m_2 -ით ცხადია, რომ

$$\vec{r}_c = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2} \quad (30,6)$$

მიღებული (30,6) ტოლობის გაწარმოებით დროის მიმართ და (30,4) და (30,5) ფორმულების გამოყენებით ჩვენ მივიღებთ მასების C -ცენტრის სიჩქარისათვის, (L)-სისტემის მიმართ, შემდეგ ფორმულას

$$\vec{v}_c = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (30,7)$$

განვიხილოთ ახლა ნეიტრონისა და პროტონის სიჩქარეები შეხლამდე (C)-სისტემაში, ცხადია, რომ ნეიტრონის სიჩქარე (C) სისტემაში \vec{v}_{01} შეხლამდე ტოლი იქნება ნეიტრონის სიჩქარის (L) სის ჯეკაში გამოკლებულის მასების (C) ცენტრის სიჩქარე (L)-სისტემის მიმართ

$$\vec{v}_{01} = \vec{v}_1 - \vec{v}_c \quad (30,8)$$

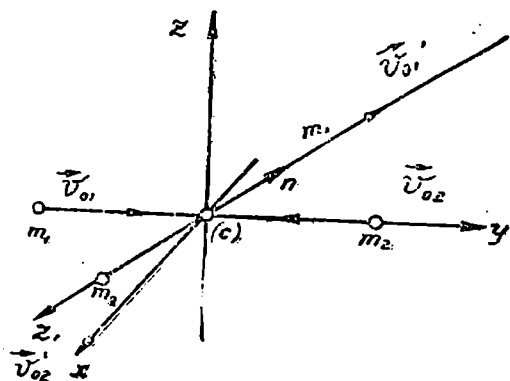
ასევე პროტონის

$$\vec{v}_{02} = \vec{v}_2 - \vec{v}_c \quad (30,9)$$

ჩავსვათ (30,7) შედეგი (30,8) და (30,9) ფორმულებში და მოვახდინოთ მარტივი გარდაქმნები, მივიღებთ

$$\left. \begin{aligned} \vec{v}_{01} &= \frac{m_2}{m_1 + m_2} (\vec{v}_1 - \vec{v}_2) \\ \vec{v}_{02} &= \frac{-m_1}{m_1 + m_2} (\vec{v}_1 - \vec{v}_2) \end{aligned} \right\} \quad (30,10)$$

მაშასადამე, ნეიტრონის და პროტონის სიჩქარეებს (C) სისტემაში შე-8 ნახ.-ზე მოცემული სახე აქვს. იმის გამო, რომ სისტემაში ადგილი აქვს შენახვის კანონებს, ცხადია, შეხლის შემდეგაც სიჩ-



ნახ. 8. ნეიტრონის და პროტონის სიჩქარეები c -სისტემაში შეხლამდე და შეხლის შემდეგ.

ქარეები (C) სისტემაში ურთიერთი ნობილ დაბრუნე ვეგტორება: დუნდა ვარდაიქნენ, ეს კი მოხდება მაშინ, თუ სიჩქარეებს შეხლის შემდეგ ექნებათ სახე

$$\left. \begin{aligned} \vec{v}'_{01} &= \frac{m_2}{m_1 + m_2} |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \vec{n} \\ \vec{v}'_{02} &= -\frac{m_1}{m_1 + m_2} |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \vec{n} \end{aligned} \right\} \quad (30,11)$$

ამ (30.11) ფორმულების საშუალებით ჩვენ შეგვიძლია მივიღოთ ნეიტრონის და პროტონის სიჩქარეები შეხლის შემდეგ (L) სისტემაში. გვექნება:

$$\left. \begin{aligned} \vec{v}'_1 &= \frac{m_2}{m_1 + m_2} |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \vec{n} + \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \\ \vec{v}'_2 &= -\frac{m_1}{m_1 + m_2} |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \vec{n} + \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \end{aligned} \right\} \quad (30,12)$$

თუ ამათგან პირველს გადავამრავლებთ m_1 -ზე, ხოლო მეორეს m_2 მივიღებთ ნეიტრონისა და პროტონის იმპულსებს შეხლის შემდეგ (L) სისტემაში. ეს იმპულსები დამოკიდებულია სისტემის

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

დაყვანილ მასაზე, ნეიტრონ-პროტონის ურთიერთის მიმართ ფართობით სიჩქარის

$$\vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$$

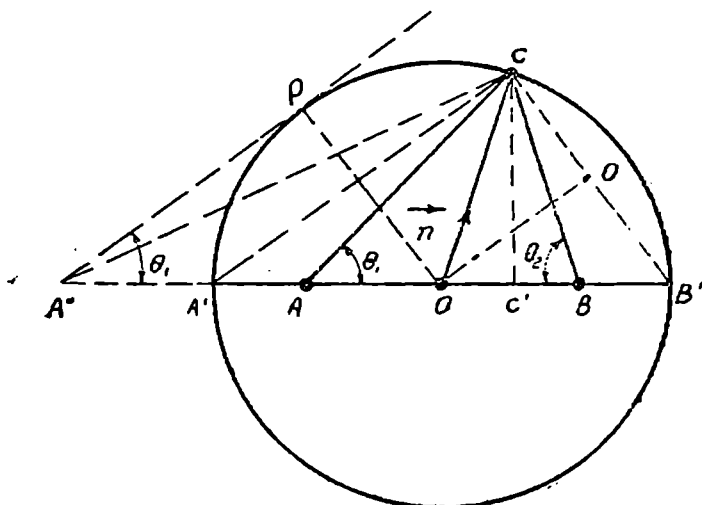
მოდულზე და იმათ იმპულსებზე შეხლამდე. აღნიშნული იმპულსების კონკრეტული სახე შემდეგია:

$$\left. \begin{aligned} \vec{p}'_1 &= m\vec{v} + \frac{m_1}{m_1 + m_2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) \\ \vec{p}'_2 &= -m\vec{v} + \frac{m_2}{m_1 + m_2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) \end{aligned} \right\} \quad (30,13)$$

იოლი შესამოწმებელია, რომ (30,13) იმპულსები აკმაყოფილებენ იმპულსის შენახვის კანონს

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 \quad (30,14)$$

(30,14) ფორმულების ილუსტრაციისათვის სასურველია განვიხილოთ მარტივი გეომეტრიული სურათი, რომელიც მოცემულია მე-9 ნახ.ზე.



ნახ. 9. ნეიტრონის და პროტონის იმპულსები შეხლის შემდეგ.

აქ აღებულია სფერო, რომლის რადიუსიც მოცემულია ფორმულით:

$$\vec{OC} = m\vec{v} \quad (30,15)$$

სადაც \vec{n} ერთეულადი ვექტორია \vec{OC} -ს გასწვრივ. AB დიამეტრის მიმართულება თანხდებდა დაცემული ნეიტრონის მიმართულებას, მასზე მოზომილია ორი ვექტორი

$$\vec{AO} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} (\vec{P}_1 + \vec{P}_2) \quad \text{და} \quad \vec{OB} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} (\vec{P}_1 + \vec{P}_2) \quad (30,16)$$

ცხადია, რომ კუთხეები

$$\angle CAO = \theta_1, \quad \angle COB = \theta \quad \text{და} \quad \angle CBO = \theta_2$$

სათანადოდ იძლევიან ნეიტრონის θ_1 გაბნევის კუთხეს (L) სისტემაში, მის გაბნევის θ კუთხეს (C) სისტემაში და პროტონის უკუცემის θ_2 კუთხეს (L) სისტემაში. მე-9 ნახ.ზე გეომეტრიული სურათის საფუძველზე იოლად შეიძლება გავიგოთ, რომ (30,13) ფორმულების თანახმად:

$$\vec{AC} = \vec{P}_1' = \vec{OC} + \vec{AO} \quad \text{და} \quad \vec{DB} = \vec{P}_2' = -\vec{OC} + \vec{OB}$$

იმ შემთხვევაში, თუ პროტონი შეხლამდე მოსვენებით მდგომარეობაშია,

$$\vec{P}_2 = 0 \quad \text{ე. ი.} \quad \vec{v}_2 = 0 \quad (30,17)$$

$$OC = mv |\vec{n}| = \frac{m_1 m_2 v_1}{m_1 + m_2} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} P_1 = OB.$$

რაც იმას ნიშნავს, რომ წერტილი B იმყოფება სფეროს ზედაპირზე B' წერტილში. ACC' და OCC' სამკუთხედების განხილვიდან (30,17) შემთხვევაში იოლად მიიღება, რომ

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{CC'}{AC'} = \frac{\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_1 \sin \theta}{\frac{m_1}{m_1 + m_2} P_1 + \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_1 \cos \theta}. \quad (30,18)$$

რადგანაც (30,17) შემთხვევაში $v = v_1$ (30,18) დან ჩვენ ვლებულობთ ნეიტრონის გაბნევის θ_1 კუთხისათვის (L) სისტემაში შემდეგ ფორმულას:

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{m_2 \sin \theta}{m_1 + m_2 \cos \theta}. \quad (30,19)$$

პროტონის უკუცემის θ_2 კუთხეც (L)-სისტემაში იოლად მიიღება OCB' სამკუთხედიდან, სადაც ცხადია, რომ

$$2\theta_2 + \theta = \pi$$

აქედან კი

$$\theta_2 = \frac{\pi - \theta}{2} \quad (30,20)$$

(30,19) და (30,20) ფორმულები საშუალებას იძლევიან გამოვთვალოთ θ_1 და θ_2 კუთხეები (L) სისტემაში, როდესაც ცნობილია θ გაბნევის კუთხე (C) სისტემაში და მასები. მე 9 ნახ ზე სამკუთხედი ACO იძლევა საშუალებას იოლად გამოვთვალოთ ნეიტრონის სიჩქარის მოდული (L) სისტემაში v_1' , თუ ცნობილია ფარდობითი v -სიჩქარე, მასები და გაბნევის θ კუთხე.

მარტივი გარდაქმნებით ვღებულობთ:

$$v_1' = (m_1^2 + m_2^2 + 2m_1m_2 \cos \theta)^{1/2} v / (m_1 + m_2). \quad (30,21)$$

სამკუთხედი $OO'B'$ ელემენტარული წესით იძლევა პროტონის უკუცემის სიჩქარისათვის შემდეგ ფორმულას

$$v_2' = \frac{2m_1 \sin \frac{\theta}{2}}{m_1 + m_2} v. \quad (30,22)$$

იმ შემთხვევაში, როდესაც ადგილი აქვს ნეიტრონის ცენტრალურ შეხლას პროტონთან, ცხადია, რომ C წერტილი მდებარეობს AOB დიამეტრზე $\theta = \pi$ და (30,21) და (30,22) ფორმულებიდან ვღებულობთ:

$$\left. \begin{aligned} v_1' &= \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v, & v_2' &= \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v \end{aligned} \right\} \quad (30,23)$$

თუ, კერძოდ, აქ ჩავთვლით, რომ ნეიტრონის მასა ტოლია პროტონის მას-ს, შეხლის შემდეგ ნეიტრონი გაჩერდება ($v_1' = 0$), ხოლო შეხლამდე გაჩერებული პროტონი ამოძრავდება $v_2' = v = v_1$ ისეთივე სიჩქარით, როგორც ნეიტრონს ჰქონდა შეხლამდე.

ნეიტრონისა და პროტონის მასების ტოლად ჩათვლის შემთხვევაში განსაკუთრებით მარტივი ხდება (C) სისტემიდან (L) ზე გადასვლის ფორმულები. ამ შემთხვევაში, მაგალითად, (30,19) ფორმულა იძლევა, რომ

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{\sin \theta}{1 + \cos \theta}$$

აქედან კი მარტივი ტრიგონომეტრიული გარდაქმნებით ჩვენ ვღებულობთ ნეიტრონის (L) სისტემაში θ_1 გაბნევის კუთხისა და (C) სისტემაში გაბნევის კუთხეთა შორის შემდეგ მარტივ დამოკიდებულებას:

$$\theta_1 = \frac{\theta}{2}. \quad (30,24)$$

ასევე მარტივად მიიღება ფორმულა, რომელიც აკავშირებს ნეიტრონ-პროტონული სისტემის კინეტიურ ენერგიას (L)-სისტემაში, ამავე სისტემის კინეტიურ ენერგიასთან (C) სისტემაში. ამისათვის საკმარისია გადავამრავლოთ, მაგალითად, (30,21)-ის კვადრატი $\frac{m_1}{2}$ -ზე, (30,22)-ის კვადრატი $\frac{m_2}{2}$ -ზე და მიღებული შედეგები შევკრიბოთ. მივიღებთ მარტივ დამოკიდებულებას:

$$E' = 2E_c. \quad (30,25)$$

ნეიტრონ პროტონულ გაბნევის საბოლოო შედეგებში შევხვით კიდევ ცენტრალურ გაბნევის შემთხვევას. როგორც ზემოთ იყო მიღებული, ამ შემთხვევაში სამართლიანია (30,23) ფორმულები გაბნეული ნაწილაკის სიჩქარისა და გაბნევის უკუცემის სიჩქარეებისათვის (L) სისტემაში.

გავარჩიოთ შემთხვევა, როდესაც $m_1 < m_2$ და m_2 შეხლამდე მოსვენებით მდგომარეობაშია. ამ შემთხვევაში ცხადია, რომ A წერტილი სფეროს შიგნით მდებარეობს, რადგანაც

$$AO = \frac{m_1}{m_1 + m_2} P_1 = \frac{m_1^2}{m_1 + m_2} v_1 \quad (30,26)$$

$$OC = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_1 \quad (30,27)$$

$AO < OC$ და იმ შემთხვევაში კი, როდესაც, $m_1 > m_2$ (30, 26) და (30,27) ფორმულებიდან $AO > OC$, ე. ი. წერტილი A სფეროს გარეთ იმყოფება რაიმე A' წერტილში. აქ იოლად შეიძლება გავარკვიოთ, რომ θ_1 გაბნევის კუთხე შეუძლებელია იყოს θ_1' სასაზღვრო კუთხეზე მეტი, რომელსაც $A'D$ მხები აღგენს დიამეტრთან. და ბოლოს აღვნიშნოთ, რომ ნეიტრონის და პროტონის მასების ტოლობის შემთხვევაში, წერტილი A სფეროს ზედაპირზე იმყოფება A' წერტილში.

ამრიგად ჩვენ გავარჩიეთ ნეიტრონის თავისუფალი პროტონიდან გაბნევის დიფერენციალური (30,1) ეფექტიური განიკვეთის ყველა შემადგენელი ფიზიკური სიდიდე, δ , სიდიდეების გაოდა. ამ უკანასკნელ სიდიდეებს ფაზებს უწოდებენ და მათი ფიზიკური შინაარსის ახსნა სპეციალურ განხილვას მოითხოვს. ამას ჩვენ შემდეგ §-ში ჩავატარებთ.

**§ 31*. ნეიტრონების თავისუფალ პროტონებიდან
გაბნევის ფაზები**

δ_i —გაბნევის ფაზები რადიანებში იზომება (განყენებული სი-
დიდეებია). მათი ფიზიკური შინაარსის გასარკვევად განვიხილოთ
წინასწარ დეიტრონის (29,1) რადიალური განტოლების ასიმპტო-
ტური თვისებები. თუ ატომბირთვულ რადიუსებთან შედარებით
დიდ მანძილებს განვიხილავთ, (29,1) დიფერენციალური განტო-
ლების ამოხსნა. რომელიც l -ორბიტალურ ქვანტურ რიცხვსა და
 $P_l(\cos \theta)$ ლეჟანდრის პოლინომით მოცემულ კუთხურ განაწილებას
ეთანადება, მოცემული იქნება თავისუფალი ტალღის განტოლებით.
მაშასადამე, $u_l(r)$ -ის ასიმპტოტიური სახე იქნება თავისუფალი
ტალღის შესაბამისი ფუნქცია l -მომენტისათვის განხილული. ამ
ფუნქციას შემდეგი სახე ექნება.

$$u_l(r) \cong \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right). \quad (31,1)$$

ფუნქცია $u_l(r)$ დიდი r -ისათვის, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, შე-
იძლება იყოს განსხვავებული (31,1) ფუნქციისაგან მხოლოდ ფა-
ზათა δ_i სხვაობით, მაშასადამე, ამ ფუნქციას შეიძლება მივცეთ სახე:

$$u_l(r) \cong \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_i\right), \quad (31,2)$$

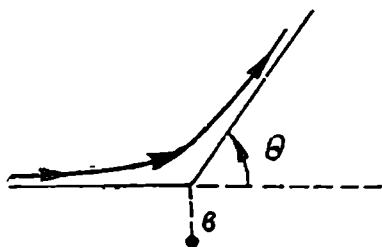
თუ $\delta_i = 0$ (30,1) განტოლების თანახმად $d\sigma = 0$ და არავითარ გაბ-
ნევის ადგილი არა აქვს. ტალღური ფუნქცია გაბნევის შემდეგ
თანხვედება გაბნევამდე აღებულ ტალღურ ფუნქციას. აქედან ცხა-
დია, რომ δ_i ფაზები უნდა იყოს არსებით კავშირში ნაწილაკთა
ურთიერთქმედების ენერგიასთან, რომელიც გაბნევას იწვევს. ასეთ-
სავე მდგომარეობას აქვს ადგილი თუ $\delta_i = \pi$, მაშინაც გაბნევას
ადგილი არ ექნება, რადგანაც ამ შემთხვევაშიც u_l და u_l ფუნქ-
ციები ერთმანეთისაგან არ განსხვავდებიან.

განვიხილოთ გაბნევის არსებობის კლასიკური პირობა. ამ მიზ-
ნისათვის შემოვიღოთ გაბნევის b —პარამეტრი. გაბნევის b —პარა-
მეტრი ისეთ უმცირეს მანძილს ეწოდება, რომელიც არსებობს
გამბნევე ნაწილაკსა და დაცემულ ნაწილაკის გაუმრუდებელ მიმარ-
თულებას შორის. მაგალითად, ზე-10 ნ. ხ.-ზე თვალსაჩინოებისათვის
დახასიათებულია დადებითი მუხტის მქონე ნაწილაკების გაბნევა
დადებითივე მუხტით მოცემული ცენტრიდან. კლასიკური განმარ-

ტების თანახმად, ნაწილაკის მოძრაობის რაოდენობის მომენტი მოცემულია

$$\vec{m} = [\vec{r} \vec{p}] \quad (31,3)$$

ვექტორულ ნამრავლით, სადაც \vec{r} რადიუს-ვექტორია აღებულ გამფანტავი ნაწილაკიდან დაცემულ ნაწილაკამდე, ხოლო



ნახ. 10. გაბნევის b -პარამეტრი.

\vec{p} დაცემული ნაწილაკის იმპულსი. ქვანტურ ფიზიკის მიახლოებითი შედეგი კი ცნობილია, რომ იძლევა (31,3) ვექტორის მოდული-სათვის დისკრეტულ მნიშვნელობებს:

$$m = l\hbar, \quad (31,4)$$

სადაც l -ორბიტალური ქვანტური რიცხვია დაცემული ნაწილაკის გამფანტავის ველში მოძრაობისათვის. განვიხილოთ მეორე მხრივ დაცემული ნაწილაკის (31,3) მომენტის მოდულისათვის მარტივი გამოთქმა გაბნევის b -პარამეტრის საშუალებით ჩაწერილი. ცხადია, რომ

$$m = b p. \quad (31,5)$$

(31,4) და (31,5) ფორმულებიდან ჩვენ დავასკვნით, რომ

$$l = \frac{b p}{\hbar}, \quad (31,6)$$

შევიტანოთ მიღებულ (31,6) ფორმულაში დებროილის ფორმულიდან მნიშვნელობა:

$$l / \lambda = p / \hbar, \quad (31,7)$$

მივიღებთ

$$l = b / \lambda, \quad (31,8)$$

სადაც $\lambda = \frac{h}{p}$ დაცემული მიკრონაწილაკის შესაბამისი დებროილის ტალღის სიგრძეა გაყოფილი 2π -ზე.

თუ ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსს a -თი აღვნიშნავთ და (31,8) ფორმულას გამოვიყენებთ ნეიტრონის გაბნევისათვის თავისუფალი პროტონიდან, ჩვენ დავასკვნით შემდეგს.

ნეიტრონის პროტონიდან გაბნევის b -პარამეტრი ნაკლები უნდა იყოს ამ ნუკლონთა მოქმედების a -რადიუსზე იმისათვის, რომ

ურთიერთქმედების შედეგად აღგილი ჰქონდეს გაბნევის, ე. ი. აღგილი უნდა ჰქონდეს უტოლობას

$$b < a \quad (31,9)$$

ამ უტოლობის ორივე მხარეს თუ გავყოფთ λ -ზე და მარცხნივ $\frac{b}{\lambda}$ — სიდიდის ნაცვლად შევიტანთ ორბიტალურ მომენტს L -ს, გვექნება:

$$L < a/\lambda. \quad (31,10)$$

მიღებული უტოლობა გაბნევის არსებობის პირობას წარმოადგენს. (31,10), შემდეგი ფიზიკური შინაარსის მატარებელი უტოლობაა. თუ დაცემული ნეიტრონების ენერგია ან, რაც იგივეა, λ -დებროილის სიგრძე გარკვეული სიდიდეა, გაბნევის აღგილი ექნება ისეთ L -ორბიტალური ქვანტური რიცხვებისათვის, რომელიც (31,10) უტოლობას აკმაყოფილებენ. ქვანტური მექანიკა ადასტურებს, რომ ისეთ L -სათვის, რომელიც $\frac{a}{\lambda}$ -ზე მეტია m_e — ფაზებს უსასრულოდ მცირე მნიშვნელობა აქვთ და გაბნევის აღგილი არა აქვს.

განვიხილოთ დაკემული ნეიტრონების ისეთი E ენერგები, რომელთათვისაც მათი შესაბამისი დებროილის ტალღის სიგრძე $\lambda = a$ -ბირთვულ ძალების მოქმედების რადიუსის. ასეთი ენერგიებისათვის სამართლიანი იქნება ტოლობა

$$E = 2E_e = \frac{2P^2}{M} = \frac{2\hbar^2}{M\lambda^2} = \frac{2\hbar^2}{Ma^2}$$

აქედან კი მივიღებთ, რომ:

$$\begin{aligned} E &= \frac{2(1.05)^2 \cdot 10^{-24} \text{ გ}^2 \text{ სმ}^4 \text{ სექ}^{-2}}{1,6 \cdot 10^{-24} \text{ გ} (2,8)^2 \cdot 10^{-26} \text{ სმ}^2} = \\ &= \frac{2,2 \cdot 10^{-4}}{12,5} \text{ გ სმ}^2 \text{ სექ}^{-2} = 11 \text{ Mev} \end{aligned} \quad (31,11)$$

(31,10) პირობის თანახმად ასეთი ენერგიებისათვის (რომელთათვისაც $\lambda = a$) გაბნევაში მნიშვნელოვანია მხოლოდ $L=0$ წევრი და სხვა წევრების როლი (30,1) ფორმულიდან უსასრულოდ მცირე იქნება.

ფაზების სხვაობათა განხილვა, ქვანტური მექანიკის საფუძველზე ემყარება ამ სიდიდეთა მიახლოებითი გამოთვლის შედეგებს. ქვან-

ტური თეორიის მიერ მოცემული მიახლოებითი ფორმულა δ_1 -ფა-
ზებისათვის შემდეგი სახით შეიძლება ჩაეწეროს

$$\sin \delta_1 = \frac{M}{k\hbar^2} \int_0^{\infty} V(r) u_1(r) v_1(r) dr. \quad (31,12)$$

ინტეგრალს ქვეშ მოთავსებული ფუნქციის სახიდან ცხადად ჩანს, რომ δ_1 -ფაზები დამოკიდებულია ნეიტრონ პროტონულ ურთიერთ-ქმედების $V(r)$ ენერგიიდან. ეს უკანასკნელი კი მხოლოდ მაშინ განსხვავდება ნულისაგან, თუ r მანძილი ნეიტრონსა და პროტონს შორის ნაკლებია ატომბირთვული ძალების მოქმედების a -რადიუსზე. გარდა ამისა $u_1(r)$ და $v_1(r)$ ფუნქციები მცირე მნიშვნელობის მქონენი არიან, თუ $r > \lambda l$ ზე. მაშასადაე, იმისათვის, რომ (13,12) ინტეგრალს ჰქონდეს ნულისაგან განსხვავებული მნიშვნელობა, აუცილებელია შესრულდეს პირობა.

$$l < (a / \lambda),$$

ე. ი. პრობლემის ქვანტური მიახლოებითი განხილვა იმავე შედეგს იძლევა δ_1 ფაზებისათვის, როგორც კლასიკურ განხილვიდან გამომდინარეობს (იხ. ფორმულა (31,10)).

§ 32. გაზნევა

როგორც ზემოთ გამოიკვია, თუ დაცემული ნეიტრონების ენერგია 11 Mev-ს არ აღემატება, გაზნევის პროცესში ძირითადი მნიშვნელობა ენიჭება შემთხვევას. რომლისთვისაც l —ორბიტალური ქვანტური რიცხვი ნეიტრონის მოძრაობისათვის პროტონის ველში ნულას ტოლია.

ატომის თეორიის ანალოგიურად ნეიტრონ-პროტონული სისტემის იმ მდგომარეობას, რომელშიც $l=0$, S -მდგომარეობას უწოდებენ. თუ $l=1$, P -მდგომარეობას, $l=2$, D -მდგომარეობას და ა. შ. განვიხილოთ ნელი ნეიტრონების გაზნევის კანონები თავისუფალი პროტონებისგან. ამ მიზნისათვის ეფექტური დიფერენციალური განივკვეთის (30.1) ფორმულაში ჩავსვათ მნიშვნელობა $l=0$. ამ შემთხვევაში (16,24) ფორმულის თანახმად მივიღებთ, რომ

$$P_0(\cos \theta) = 1$$

და (30,1) მოგვცემს

$$d\sigma = \frac{d\Omega}{4\pi^2} \left| e^{2i\delta_0} - 1 \right|^2 \quad (32,1)$$

აქედან კი მარტივი გამოთვლების შედეგად ვღებულობთ

$$d\sigma = \frac{d\Omega}{k^2} \sin^2 \delta_0. \quad (32,2)$$

მაგრამ (30,4) ფორმულის ძალით

$$k^2 = (2\pi/\lambda)^2 = (1/\lambda)^2. \quad (32,3)$$

შევიტანოთ (32,3) მნიშვნელობა (32,2) ფორმულაში გვექნება

$$d\sigma = d\Omega \cdot \lambda^2 \sin^2 \delta_0. \quad (32,4)$$

მიღებული (32,4) ფორმულა გვაძლევს დიფერენციალურ განივკვეთს ნეიტრონების *S*-გაბნევისათვის პროტონებიდან. ამ ფორმულაში

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (32,5)$$

სიერცული კუთხის ელემენტია (*C*) სისტემაში. ცხადია, რომ (32,4) ფორმულის მიხედვით დიფერენციალური ეფექტიური განივკვეთი დამოუკიდებელია გაბნევის მიმართულებიდან, გაბნევის ერთნაირი მნიშვნელობა აქვს ყველა მიმართულებით. ნეიტრონების უშუალო დაკვირვება ექსპერიმენტულად დიდ სიძნელებთანაა დაკავშირებული, ამის გამო ნეიტრონების პროტონებიდან გაბნევის შესწავლა ცდებში წარმოებს პროტონების უკუკემის კვლების გამოკვლევით. ეს უქანასკნელი გაცილებით იოლია ექსპერიმენტულად. რადგანაც პროტონები თავიანთი მუხტით იონიზაციას იწვევენ კონდენსაციურ კამერის მოლეკულებში და ამის შედეგად ხილული ხდება პროტონების კვლები.

ზუსტი ექსპერიმენტების საშუალებით გამართლებული იყო *S*-გაბნევის (32,4) ფორმულა (დაახლოებით 1%-სიზუსტით). ექსპერიმენტებში დადგინდა იყო, რომ ნელი ნეიტრონების გაბნევა თავისუფალი პროტონებისაგან მართლაც სფეროული სიმეტრიულობით ხასიათდება. ექსპერიმენტული შედეგების ასეთი თანხმობა, რომელიც მიღწეულია ზემოთ მოყვანილ გაბნევის (32,4) ქვანტურ თეორიულ კანონთან, ექვს გარეშეა. რომ წარმოადგენს ქვანტური ფიზიკის ატომბირთვულ მოვლენებში ვარგისობის ერთერთ მძლავრ საბუთთაგანს.

თუ დაცემული ნეიტრონების ენერგიები მეტია, ვიდრე $11MeV$, ცხადია, რომ პირობა ($\lambda, 10$) მოითხოვს გაბნევის პროცესში *P*, *D* და უფრო მაღალ მდგომარეობის მხედველობაში მიღებას. ექსპერიმენტული კვლევების ერთერთი თანამედროვე მიმართულება სწორედ იმაში მდგომარეობს, რომ შეისწავლიან ნეიტრონ-პრო-

ტონულ გაბნევებს დიდი ენერგიებისათვის და ამასთან დაკავშირებულ გაბნევის გადახვევებს სფერიული სიმეტრიულობის (32,4) კანონიდან.

§ 33°. ნელი ნეიტრონების თავისუფალი პროტონებიდან გაბნევის ინტეგრალური ეფექტიური განივკვეთი

ჩვენს მიერ ზემოთ განხილული განივკვეთი (32,4) დიფერენციალური შინაარსისაა: იგი იძლევა გაბნეული ნეიტრონების რიცხვს სივრცული კუთხის $d\Omega$ დიფერენციალურ ელემენტში. იმ შემთხვევაში, როდესაც საინტერესოა გაბნეული ნეიტრონების სრული რაოდენობა ნებისმიერ θ გაბნევის მიმართულებით (C) -სისტემაში, ცხადია, რომ უნდა მოვახდინოთ (32,4) ფორმულის ინტეგრაცია θ -ს მიმართ 0 -დან π -მდე. ამით ჩვენ მივიღებთ გაბნევის σ -ინტეგრალურ განივკვეთს, რომელიც განსაზღვრავს გაბნეული ნეიტრონების სრულ რაოდენობას მთელ სივრცულ კუთხეში, ასე რომ ჩვენ გვექნება:

$$\sigma = 2\pi \chi^2 \sin^2 \delta_0 \int_0^\pi \sin \theta \, d\theta \quad (33,1)$$

აქედან კი მარტივი ინტეგრირებით გამოდის

$$\sigma = 4\pi \chi^2 \sin^2 \delta_0 \quad (33,2)$$

ამ ფორმულაში $2\pi \chi$ დებროილის ტალღის სიგრძეა დეიტრონისათვის (C) სისტემაში. δ_0 -წარმოადგენს გაბნეული ნეიტრონული ტალღის ფაზის გადანაცვლებას $l=0$ ორბიტალური ქვანტური რიცხვის შემთხვევაში.

ცხადია, რომ $r > a$ არეში ნეიტრონის u -ტალღური ფუნქცია უნდა წარმოადგენდეს (29,1) დიფერენციალური განტოლების ამოხსნას. $l=0$ და $E_c > 0$ შემთხვევის შესაბამისად. სადაც E_c ნეიტრონის ენერგიაა (C) -სისტემაში. ცხადია, E_c დადებითი უნდა იყოს იმის გამო, რომ $n-p$ პოტენციალური ენერგია ჩვენს მიერ ნორმირებული იყო ნულოვან. როდესაც მანძილი ნეიტრონსა და პროტონს შორის მიისწრაფის ∞ . მაშასადამე, ბმული მდგომარეობის ენერგია. $n-p$ სისტემაში იქნება უაქყოფითი, ხოლო მდგომარეობა, რომელიც $n-p$ გაბნევას უპასუხებს, დადებითი. ზემოთ აღნიშნული ამოხსნა ჩვენ შეგვიძლია ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$u = A \sin(kr + \delta_0), \quad (33,2)$$

სადაც

$$k = \sqrt{ME_c} / \hbar. \quad (33,3)$$

M ნეიტრონის მასაა, ხოლო E_c ნეიტრონის ენერგია (C) სისტემაში. (30.25) ფორმულის დახმარებით ჩვენ შეგვიძლია გადავრღეთ ნეიტრონის ენერგიაზე (L)-სისტემაში.

(33.2) ამოხსნა შეიცავს δ_0 ფაზას, რომელიც განსაზღვრული უნდა იყოს. მისი განსაზღვრისათვის ჩვენ ვიყენებთ ლოგარითმული წარმოებულის უწყვეტობის პირობას $r=a$ საზღვარზე. მართივი გაწარმოებით ვღებულობთ, რომ

$$\left. \frac{d \ln u}{dr} \right|_{r=a+0} = k \operatorname{ctg} (ka + \delta_0). \quad (33.4)$$

ნეიტრონული ტალღურ ფუნქციის გამოსათვლელად $r < a$ შემთხვევაში საჭიროა ურთიერთქმედების $V(r)$ პოტენციალის ცოდნა. მაგრამ მცირე ენერგიებისათვის ჩვენ შეგვიძლია ვისარგებლოთ ამ შემთხვევაში ($r < a$) დეიტრონის ძირითადი მდგომარეობის ფუნქციით პოტენციალური ორმოს შიგნით, რომელიც სიმარტივისათვის (28.1) ექსპონენტის ფორმაში შეგვიძლია მივიღოთ, ამ ფუნქციისათვის ჩვენ გვექნება:

$$\left. \frac{d \ln u}{dr} \right|_{r=a-0} = -\beta, \quad (33,5)$$

სადაც

$$\beta = \sqrt{MW} / \hbar \quad (33,6)$$

W -დეიტრონის ბმის ენერგია, ხოლო M -ნეიტრონის მასა. დავამტკიცოთ, რომ თუ ნეიტრონის ენერგია მცირეა ($< 11 \text{ Mev}$), პირობა ლოგარითმული წარმოებულის უწყვეტობის შესახებ მართლაც იძლევა საშუალებას განვსაზღვროთ δ_0 ფაზის ძერა. ამ მიზნის განხორციელებისათვის განვიხილოთ ორი დიფერენციალური განტოლება, პირველი დეიტრონის ძირითადი მდგომარეობისათვის, ხოლო მეორე ნეიტრონის მოძრაობისათვის პროტონის ველში E_c ენერგიის შესაბამისად (c)-სისტემაში.

პირველ განტოლებას ექნება შემდეგი სახე:

$$\frac{d^2 u_0}{dr^2} + \frac{M}{\hbar^2} [-W - V(r)] u_0 = 0, \quad (33,7)$$

ხოლო მეორეს

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{M}{\hbar^2} [E_c - V(r)] u = 0. \quad (33,8)$$

გადავამრავლოთ პირველი ამ განტოლებათაგანი (33,7) u -ზე, ხოლო მეორე (33,8) u_0 -ზე და გამოვავლოთ პირველ შედეგს მეორე, მივიღებთ:

$$\left(u \frac{d^2 u_0}{dr^2} - u_0 \frac{d^2 u}{dr^2} \right) - \frac{M}{\hbar^2} (E_c + W) u u_0 = 0 \quad (33,9)$$

ამ განტოლების პირველ წევრზე $\frac{d}{dr} \frac{du}{dr} \frac{du_0}{dr}$ სიდიდის დამატებით და გამოკლებით მივიღებთ:

$$\frac{d}{dr} \left(u \frac{du_0}{dr} \right) - \frac{d}{dr} \left(u_0 \frac{du}{dr} \right) - \frac{M}{\hbar^2} (E_c + W) u u_0 = 0 \quad (33,10)$$

მოვახდინოთ მიღებული (33.10) განტოლების ინტეგრაცია $0 \leq r \leq a$ საზღვრებში, სადაც a ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსია. გვექნება:

$$\left[u \frac{du_0}{dr} - u_0 \frac{du}{dr} \right]_{r=a} - \frac{M}{\hbar^2} (E_c + W) \int_0^a u u_0 dr = 0. \quad (33,11)$$

აქ ჩვენ უკვე გამოვიყენეთ პირობა იმის შესახებ, რომ $r=0$ ქვედა საზღვარზე (33,11)-ის პირველი, კვადრატულ ფრჩხილებში მოთავსებული წევრი ნულის ტოლია იმის გამო, რომ, როგორც ცნობილია,

$$u_0(0) = 0 \quad \text{და} \quad u(0) = 0.$$

გავყოთ (33.11) განტოლება $u_0(a)u(a)$ მნიშვნელობაზე; თუ ამას მოვახდენთ და მარტივ გარდაქმნებს ჩავატარებთ, მიიღება, რომ

$$\left[\frac{d \ln u_0}{dr} - \frac{d \ln u}{dr} \right]_a - \frac{M}{\hbar^2} (E + W) \cdot \frac{\int_0^a u_0(r) u(r) dr}{u_0(a) u(a)} = 0. \quad (33,12)$$

ინტეგრალური აღრიცხვის ცნობილი თეორემის თანახმად (განზღერული ინტეგრალის საშუალო მნიშვნელობის შესახებ), ჩვენ შეგვიძლია დავწეროთ, რომ

$$\int_0^a u_0(r) u(r) dr = a [u_0(r) u(r)]_{\theta}, \quad (33,13)$$

სადაც $[u_0(r) u(r)]_{\theta}$ მაქსიმუმს აღნიშნავს ფრჩხილებში მოთავსებული ფუნქციისათვის, θ კი რიცხვია $0 < \theta < 1$ შუალედში. როგორც შე-5 ნახ-დან ჩანს, $u_0 u$ ფუნქციათა ნამრავლის მაქსიმუმი

შეირებით განსხვავდება ამ ნამრავლის მნიშვნელობისაგან $r=a$ -სათვის ასე რომ, (33,13) ჩვენ შეგვიძლია დავიყვანოთ შემდეგ სახემდე:

$$\int_0^a u_0(r) u(r) dr = \zeta \cdot a \cdot u_0(a) u(a), \quad (33,14)$$

სადაც

$$0 < \zeta < 1.$$

სწორკუთხოვანი პოტენციალური ორმოს შემთხვევაში გამოთვლები იძლევა, რომ

$$\zeta = \frac{1}{2}. \quad (33,15)$$

თუ ინტეგრალის (33.14) მნიშვნელობას ζ -ს (33,15) მნიშვნელობის მიხედვით შევიტანთ (33,12) ფორმულაში, მივიღებთ

$$\left[\frac{d \ln u_0}{dr} - \frac{d \ln u}{dr} \right]_{r=a} = \frac{M(W+E_c)}{\hbar^2} \zeta \cdot a. \quad (33,16)$$

ჩავსვათ (33.16) განტოლებაში (33,5) მნიშვნელობა, გვექნება:

$$\frac{d \ln u}{dr} \Big|_{r=a} = -\beta - \frac{M(W+E_c)}{\hbar^2} \cdot \zeta \cdot a \quad (33,17)$$

აქედან კი (33,3) და (33,6) ფორმულების გამოყენებით ვღებულობთ:

$$\frac{d \ln u}{dr} \Big|_{r=a} = -\beta - (\beta^2 + k^2) \zeta a \quad (33,18)$$

დაბოლოს თუ მიღებულ ფორმულაში შევიტანთ (33.4), შედეგს ჩვენ მივიღებთ ტრანსცენდენტულ განტოლებას δ_0 -სათვის.

$$k \operatorname{ctg}(ka + \delta_0) = -\beta - (\beta^2 + k^2) a \zeta. \quad (33,19)$$

თუ მივიღებთ, რომ ატოზირთვული ძალების მოქმედების რადიუსი a ნულის ტოლია (33,19), ტოლობა გადავა მიახლოებით განტოლებაში

$$k \operatorname{ctg} \delta_0 = -\beta \quad (33,20)$$

აქედან

$$\frac{\sin^2 \delta_0}{\cos^2 \delta_0} = \frac{k^2}{\beta^2}$$

ან კიდევ

$$\sin^2 \delta_0 = \frac{k^2}{k^2 + \beta^2}. \quad (33,21)$$

მიღებული მნიშვნელობა. ფაზის ძვრის სინუსის კვადრატისათვის, შვეიტანოთ ნეიტრონთა პროტონებიდან S -გაბნევის ინტეგრალური განიკვეთის (33,2) ფორმულაში, გვექნება:

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2 + \beta^2}, \quad (33,22)$$

ამ ფორმულაში (33.3) და (33,2) მნიშვნელობების ჩასმა ჩვენ გვაძლევს განიკვეთის საბოლოო მნიშვნელობას

$$\sigma = \frac{4\pi k^2}{M} \frac{1}{E_c + W}. \quad (33,23)$$

ეფექტიური განიკვეთის ასეთი ფორმულა მიიღება მაშინ, როდესაც ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსი ჩათვლილია ნულის ტოლ სიდიდედ.

თუ ამ მიახლოებას არ მივიღებთ, ფაზის ძვრის სინუსის კვადრეტი მოძებნილი უნდა იყოს უშუალოდ (33.19) განტოლებიდან. ეს უკანასკნელი შედეგი შესაბამისი იქნება ატომბირთვული ძალების მოქმედების სასრულო მნიშვნელობის. ამ გზით განიკვეთის ფორმულის დაზუსტებას ჩვენ არ შევხებით, რადგანაც იგი არსებითად დაიყვანება თეორიაში კიდევ ერთი ახალი პარამეტრის შემოტანის ფაქტამდე, რაც მოითხოვს ექსპერიმენტიდან ამ დამატებით პარამეტრის განსაზღვრის აუცილებლობას.

განხილული საკითხის უფრო სისტემატიური ფორმა მოცემული იყო სმოროდინსკის მიერ [1], რომლის ძირითადი შინაარსიც შემდეგში მდგომარეობს. რადგანაც $V(r)$ პოტენციალური ენერგია ჩვენთვის უცნობია, სასურველია ნეიტრონის თავისუფალი პროტონისაგან გაბნევის თეორია დაფუძნებული იყოს მხოლოდ ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსის მცირე მნიშვნელობის ცნებაზე. ეს დაშვება, როგორც გამართლებულია ექსპერიმენტებით, გვაძლევს საშუალებას დავიკვანოთ ამოცანა ბირთვულ ძალთა ველში ნეიტრონის მოძრაობის შესახებ, ამოცანაზე ნეიტრონის თავისუფალი მოძრაობის შესახებ, მხოლოდ (33,5) სასაზღვრო პირობის დაცვით. პირველ მიახლოებაში იმის გამო, რომ დეიტრონის ბმის ენერგია მცირე სიდიდეა პოტენციალური ორმოს სიღრმესთან შედარებით, ჩვენ შეგვიძლია მივიღოთ, რომ β პარამეტრი დამოუკიდებელია E_c -ენერგიისაგან. შემდეგ მიახლოებაში კი ბუნებრივია, რომ ჩავთვალოთ β -წრფივი დამოკიდებულების მქონედ E_c -ენერგიისაგან, ე. ი.

[1] Докл. А. Н. СССР, 60. 217. 1947 г.

$$\beta = A + BE_c \quad (33,24)$$

თუ β -მიღებულ მნიშვნელობას შევიტანთ (33,22) ფორმულაში, ჩვენ მივიღებთ ნელი ნეიტრონების თავისუფალი პროტონებისაგან გაბნევის ეფექტიური განიკვეთისათვის შემდეგ ფორმულას

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2 + (A + BE_c)^2} \quad (33,25)$$

აქ k -ს აქვს მნიშვნელობა (33,3), ხოლო A და B წარმოადგენენ პარამეტრებს, რომელნიც ექსპერიმენტულად უნდა იყვნენ განსაზღვრული.

თუ (33,25)-ში ჩვენ უგულვებელვყოფთ B -ს, იგი დაიყვანება განიკვეთის (33,23) ფორმულამდე.

გადავიდეთ ნეიტრონები თავისუფალი პროტონებისაგან გაბნევის თეორიის ექსპერიმენტთან შედარების საკითხზე.

§ 4². ნეიტრონების თავისუფალი პროტონებიდან გაბნევის თეორიის შედარება ექსპერიმენტთან

პირველსაწყისში ექსპერიმენტები ჩატარებული იყო 25 Mev ენერგიის მქონე ნეიტრონების გაბნევისათვის პროტონებისაგან. ნეიტრონების წყაროდ გამოყენებული იყო რეაქცია



რომელშიც, დეიტრონებზე დეიტრონების დაშენით, თავისუფლდება ნეიტრონები და იქმნება ერთდროულად ჰელიუმის იზოტოპები ${}_2He^3$.

გაბნევის ეფექტიური განიკვეთი (34,1) რეაქციით მიღებული ნეიტრონების დაშენის დროს პროტონებზე თეორიულს თანხედობოდა დაახლოებით 30%-ის სიზუსტით. ასეთი პროცენტი წინანდელი ექსპერიმენტების ცდომილებათა ფარგლებში იყო. შედგომში ჩატარებული იყო ექსპერიმენტები სითბური ენერგიის შესაბამისი ნეიტრონებისათვის, ე. წ. სითბურ ნეიტრონების გაფანტვისათვის. ამ უკანასკნელ ცდებში ექსპერიმენტულმა მონაცემებმა საგრძნობი გადახრა მოგვცა თეორიულიდან.

სითბური ნეიტრონები ისეთი მცირე ენერგიის მქონენი არიან, რომ დაახლოებით იმათი ენერგიები 0,01 eV-დან 0,001 eV-საზღვრებშია, ასეთი ნელი ნეიტრონები შესაძლებელია მიღებული იყოს სპეციალურ შემანელებელთა საშუალებით: მაგალითად, ნეიტრონების კონის გაშვებით წყალში ან პარაფინში ჩვენ ვღებულობთ სითბურ ნეიტრონებს. ამის მიზეზი მდგომარეობს წყლის და

პარაფინის სიმდიდრეში წყალბადის ატომებით. წყალბადის ატომებთან შეხლის დროს ნეიტრონები, გადასცემენ რა ენერგიებს პროტონებს, სწრაფად კარგავენ სიჩქარეებს და იქცევიან სითბური ნეიტრონებად.

თუ (33,23) ფორმულაში გამოვიყენებთ იმ ფაქტს, რომ სითბური ნეიტრონების ენერგია გაცილებით უფრო ნაკლებია დეიტრონის W -ბმის ენერგიასთან შედარებით, ჩვენ შეგვიძლია E_c -უგულებელვყოთ და განვიკვეთი სითბური ნეიტრონის გაბნევისათვის მიიღება შემდეგი სახით:

$$\sigma = \frac{4 \cdot 3 \cdot 14 \cdot 1 \cdot 10 \cdot 10^{-24} \text{ გ}^2 \cdot \text{სმ}^4 \cdot \text{სეკ}^{-2}}{1,6 \cdot 10^{-24} \cdot 2,19 \cdot 10^{-6} \cdot 1,6 \cdot \text{გ}^2 \cdot \text{სმ}^3 \cdot \text{სეკ}^{-2}} = 2,5 \cdot 10^{-24} \text{ სმ}^2 \quad (34,2)$$

იმ დროს, როდესაც ექსპერიმენტალური გამოკვლევა ამავე სითბური ნეიტრონების გაბნევისათვის პროტონებიდან იძლევა

$$\sigma = 50 \cdot 10^{-24} \text{ სმ}^2 \quad (34,3)$$

მნიშვნელობას, ცხადია, რომ (34,2) თეორიული შედეგი აშკარა წინააღმდეგობაშია (34,3) ექსპერიმენტულ მნიშვნელობასთან. განვიხილოთ ამ წინააღმდეგობის წარმოშობის მიზეზები.

I. როგორც წინა პარაგრაფში იყო აღნიშნული, ფორმულა (33,23) ეფექტიური განიკვეთისათვის მიიღება ბირთვული ძალების მოქმედების a -რადიუსის უგულებელყოფით. თუ მხედველობაში იქნება მიღებული ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსის სასრულო მნიშვნელობა

$$a = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}, \quad (34,4)$$

ფორმულა (33,23) მიიღებს სახეს:

$$\sigma = \frac{4\pi\hbar^2 \left(1 + \frac{\sqrt{MW}}{\hbar} a \right)}{M(E_c + W)} \quad (34,5)$$

ეს ფორმულა განსხვავდება (33,23)-საგან, მხოლოდ $1 + \frac{\sqrt{MW}}{\hbar} a$ მამრავლით, რომლის მნიშვნელობაც იოლად შეიძლება იყოს განგარიშებული. თუ ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსისათვის გამოვიყენებთ (34,4) მნიშვნელობას, მივიღებთ, რომ

$$1 + \frac{\sqrt{MW}}{\hbar} a = 1,63. \quad (34,6)$$

ამ კოეფიციენტის გამრავლება (34,2) მნიშვნელობაზე ((34,5) ფორმულის ძალით) იძლევა, რომ ბირთვული ძალების სასრულო

რადიუსის გათვალისწინება საგრძნობლად ვერ სცვლის ნეიტრონების პროტონებიდან გაბნევის განიკვეთს, იგი მხოლოდ

$$\sigma = 4.1 \cdot 10^{-24} \text{ სმ}^2 \quad (34,7)$$

მნიშვნელობის გამოდის. ეს კი ჯერ კიდევ მაინც წინააღმდეგობაშია (34,3) ექსპერიმენტალურ შედეგთან.

II. მეორე მხრივ ფერმის მიერ დადგენილი იყო, რომ ნეიტრონების პროტონებიდან გაბნევის ფაქტზე გავლენას ახდენს მოლეკულური ბმის ენერგია. მის მიერ მიღებული იყო, რომ ნეიტრონების თავისუფალი პროტონებისაგან გაბნევის ეფექტიური განიკვეთი დაახლოებით ორნახევარჯერ ნაკლები უნდა იყოს (34,3) ექსპერიმენტულ განიკვეთთან შედარებით.

ასე რომ, ფერმის მიხედვით ეფექტიური განიკვეთი ნელი ნეიტრონების თავისუფალ პროტონებიდან გაბნევისათვის მოცემული უნდა იყოს

$$\sigma = 20 \cdot 10^{-24} \text{ სმ}^2 \quad (34,8)$$

მნიშვნელობით.

მიუხედავად იმისა, რომ (34,8) შესწორებული განიკვეთის მნიშვნელობა საგრძნობლად შემცირდა (34,3)-სთან შედარებით, იგი მაინც შორსაა (34,7) თეორიული შედეგიდან.

III. ვიგნერმა ყურადღება მიაქცია სითბური ნეიტრონების გაბნევის საკითხში სპინების პრობლემას. ცხადია, რომ ნეიტრონის და პროტონის სპინები შეიძლება იყვნენ ან ურთიერთ პარალელური ან ანტიპარალელური.

ძირითად მდგომარეობაში ნეიტრონის და პროტონის სპინი ურთიერთ პარალელურნი არიან, ამის გამო ძირითადი მდგომარეობა წარმოადგენს 3S მდგომარეობას. თუმცა ნეიტრონ-პროტონის სპინების ანტიპარალელური მიმართულება, ე. ი. 1S -მდგომარეობა ექსპერიმენტულად არ არის დადგენილი, მაინც თუ ამ მდგომარეობაში მცირედი ბმის ენერგიაც რომ იყოს, განიკვეთის $1/(E_c + W)$ სიდიდესთან პროპორციულობის გამო იგი ძალზე დიდი იქნებოდა.

აღნიშნოთ ნეიტრონების პროტონთაგან გაბნევის განიკვეთი სინგულეტ მდგომარეობაში σ_s -ით, ხოლო ტრიპლეტში σ_t -ით. იმის გამო, რომ სინგულეტის მდგომარეობის სტატისტიკური წონა $\frac{1}{4}$ -ია, ხოლო ტრიპლეტის $\frac{3}{4}$. სრული განიკვეთი ნეიტრონების გაბნევისათვის პროტონებიდან იქნება

$$\sigma = \frac{1}{4} \sigma_s + \frac{3}{4} \sigma_t \quad (34,9)$$

სტატისტიკური წონების მნიშვნელობები (34,9) ფორმულაში შეიძლება დადგენილ იქნას შემდეგი წესით. აღვნიშნოთ α -თი სპინური საკუთარი ფუნქცია, რომელიც ეთანადება სპინის პროექციას Z -ღერძზე $+\frac{1}{2}$, ხოლო β -თი, რომელიც $-\frac{1}{2}$ პროექციას ეთანადება სპინისას. ორი ნაწილაკისათვის 1 ნეიტრონისა და 2 პროტონისათვის სპინური ფუნქცია იქნება:

$$\left. \begin{aligned} \alpha(1)\alpha(2) \\ \alpha(1)\beta(2) \\ \alpha(2)\beta(1) \\ \beta(1)\beta(2) \end{aligned} \right\} \quad (34,10)$$

ოთხი ნაშრავლი ფუნქციით მოცემული. ამ ფუნქციათაგან პირველი და მეოთხე უკვე სიმეტრიულია, ხოლო მეორე გადადის მესამეში და მესამე მეორეში, როდესაც პროტონის და ნეიტრონის გაცვლას ვაწარმოებთ. ამ ფუნქციათაგან პაულის პრინციპის მიხედვით ყველანი ან სიმეტრიული ან ანტისიმეტრიული უნდა იყვნენ.

მეორე და მესამე ფუნქციების ჯამისა და სხვაობის შედგენით მიიღება ერთი სიმეტრიული და ერთი ანტისიმეტრიული ფუნქცია. ასე რომ, ჩვენ გვექნება სულ სამი სიმეტრიული ფუნქცია

$$\left. \begin{aligned} \alpha(1)\alpha(2) \\ \alpha(1)\beta(2) + \alpha(2)\beta(1) \\ \beta(1)\beta(2) \end{aligned} \right\} \quad (34,11)$$

რომელნიც შეესაბამებიან სპინის პროექციებს, სათანადოდ 1, 0, -1-ს, ე. ი. ტრიპლეტ მდგომარეობას. გარდა ამისა (34,10) ფუნქციების სიმეტრია იძლევა ერთ ანტისიმეტრიულ

$$\alpha(1)\beta(2) - \alpha(2)\beta(1) \quad (34,12)$$

მდგომარეობას, რომელიც ეთანადება სპინის 0-მნიშვნელობას, ე. ი. სინგულეტს. (34,11) და (34,12) ფუნქციათა მრავლადობები განააზღვრავენ სტატისტიკური წონების ფარდობას 3:1. თუ ტრიპლეტ მდგომარეობის ბმის ენერგიას დეიტრონში

$$W_t = 2.19 \text{ Mev} \quad (34,13)$$

აღნიშვნით შემოვიტანთ, ხოლო სინგულეტის M_s -ით აღვნიშნავთ (33,23) ფორმულის თანახმად (34,9) იძლევა

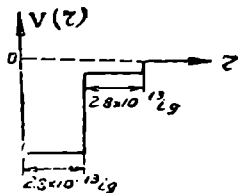
$$\sigma = \frac{\pi \hbar^2}{M} \left(\frac{3}{E_c + W_t} + \frac{1}{E_c + |W_s|} \right). \quad (34,14)$$

• თუ ამ ფორმულაში შევიტანთ მნიშვნელობას σ -განივკვეთისათვის და N_i -სათვის, მოცემულს ექსპერიმენტულად, მიიღება, რომ

$$|W_s) = 0,064 \text{ Mev.} \quad (34,15)$$

ექსპერიმენტები, რომელნიც ჩატარებული იყო დაცემული ნეიტრონების ენერგიებისათვის 0-დან 5 Mev-მდე, კარგად ეთანხმებიან ვიგნერის თეორიას თუ პოტენციალური ორმოსათვის მიღებული იქნება მე-11 ნახ.-ზე მოცემული საფეხურებიანი ფორმა.

აღსანიშნავია ის გარემოება, რომ ცდები ნეიტრონების გაბნევის შესახებ პროტონებისაკან აშკარად ადასტურებენ ნეიტრონის სპინისათვის მნიშვნელობას $\frac{1}{2}$. ნეიტრონის სპინი ნახერის ტოლი რომ არ ყოფილიყო, არამედ $\frac{3}{2}$ -ის, მაშინ გაბნევის პრო-



ნახ. 11. საფეხურებიანი პოტენციალური ორმო.

ცესში ნეიტრონისა პროტონიდან შესაძლებელი იქნებოდა ნაკრები სპინისათვის მნიშვნელობები

$$S = 2 \text{ ან } 1.$$

პირველს ამ მნიშვნელობათაგან უპასუხებდა ქვინტეტი მდგომარეობა $2s+1=5$, ხოლო მეორეს ტრიპლეტი $2s+1=3$. ამ შემთხვევაში (34,9) ფორმულის ანალოგიურად ჩვენ, ნელი ნეიტრონების პროტონებიდან გაბნევისათვის გვექნებოდა განივკვეთი:

$$\sigma = \frac{5}{8} \sigma_1 + \frac{3}{8} \sigma_2. \quad (34,15)$$

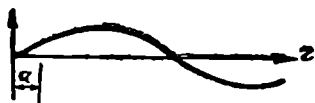
თუ აღვნიშნავდით ენერგიებს ($n-p$) სისტემისათვის ტრიპლეტ მდგომარეობაში 3S_1 -ში W_1 -თი, ხოლო ქვინტეტში 3D_1 , W_2 -თი (34,14), ფორმულის ნაცვლად ჩვენ მივიღებდით (33,23) ფორმულის საფუძველზე შემდეგ ფორმულას:

$$\sigma = \frac{\pi \hbar^2}{2M} \left(\frac{5}{E_c + W_1} + \frac{3}{E_c + W_2} \right). \quad (34,16)$$

თუ W_1 -ქვინტეტის 3S_1 ენერგიას შევარჩევდით ამ ფორმულაში ისე, რომ მცირე ენერგიის მქონე ნეიტრონებისათვის განივკვეთი თანხედენილი გამოსულიყო ექსპერიმენტთან, უკვე (ცილოელექტრონულტებში განსაზღვრულ) $2E = 400 - 800 \text{ Kev}$ -ენერგიებისათვის ჩვენ

შვიდლოვით ექსპერიმენტთან მკვეთრ წინააღმდეგობაში. თეორიული σ -განივკეთი 1,5-ჯერ განსხვავებული გამოვიდოდა ექსპერიმენტულთან შედარებით. ამით მტკიცდება, რომ ნეიტრონის სპინი ნახევრის ტოლი უნდა იყოს.

მცირე სიჩქარეების მქონე ნეიტრონების პროტონებიდან გაბნევის შესწავლა არ იძლევა დეიტრონის სინგულეტურ მდგომარეობის შესახებ პასუხს W_s ენერჯიის ნიშანზე. თეორიაში არსებითი მნიშვნელობა აქვს $|W_s|$ (იხ. ფორმულა (34, 14), რის გამოც ჩვენ არ შეგვიძლია ვიმსჯელოთ ენერჯიის დადებითი ან უარყოფითი ნიშნის შესახებ.



ნახ. 12. დეიტრონის ვირტუალური სინგულეტი მდგომარეობის ტალღური ფუნქცია.

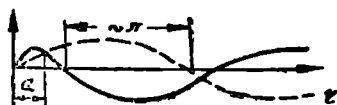
თუ ნეიტრონებისათვის დებროილის ტალღის სიგრძე დიდი მნიშვნელობისაა, რასაც ადგილი აქვს მცირე სიჩქარეების მქონე ნეიტრონებისათვის, ფაზის ძერა δ_0 ნულისკენ მიისწრაფის და დეიტრონის ტალღური ფუნქცია განსახვრული იქნება მე-12 ნახ.ზე მოცემული სახით. იმ დროს, როდესაც ტრიპლეტურ მდგომარეობაში ჩვენ საქმე გვაქვს არსებითად განსხვავებულ სურათთან. მართლაც (33,20) ფორმულიდან ცხადია, რომ

$$\text{ctg } \delta_0 = - \sqrt{\frac{W_s}{E_c}} \quad (34,17)$$

თუ დაცემული ნეიტრონების ენერჯია ნულისკენ მიისწრაფის $E_c \rightarrow 0$ ცხადია, რომ (34,17) ფორმულის თანახმად δ_0 მიისწრაფის π -საკენ. მე-13 ნახ.ზე მოცემულია ამ შემთხვევის შესაბამისი ტალღური ფუნქცია მთლიანი ხაზით; ამასთანავე ნახაზზე ნაჩვენებია ფაზის $\delta_0 = \pi$ გადანაცვლება, რომელიც ზემოთ იყო დაფუძნებული (34,17) ფორმულის საშუალებით. ისე, როგორც 3S , ასევე 1S მდგომარეობაში გაბნეული ტალღის ამპლიტუდი პროპორციულია $(e^{2i\delta_0} - 1)$ ფაზის შემცველი ფუნქციის.

ნეიტრონების გაბნევა ორტო და პარა — წყალბადიდან ასაბუთებს, რომ დეიტრონის 3S მდგომარეობა „ვირტუალური“ უნდა იყოს. ეს საკითხი ჩვენს მიერ ქვემოთ იქნება განხილული.

3S -მდგომარეობის ვირტუალური ხასიათი მოასწავებს შემდეგს:



ნახ. 13. მთლიანი ხაზი ტალღურ ფუნქციას იძლევა დეიტრონის 3S მდგომარეობისათვის მცირე ენერჯიების შემთხვევაში. წვეტილი ხაზი თავისუფალ ნაწილაკს ეთანადება.

როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, Ψ მდგომარეობისათვის δ_0 -მიისწრაფის π -საკენ (ნელი ნეიტრონების შემთხვევაში), ამის გამო ჩვენ შეგვიძლია მივიღოთ, რომ

$$\delta_0 = \pi - \delta \quad (34,18)$$

სადაც δ მცირე სიდიდეა. δ_0 -ის (34,18) მნიშვნელობის შეტანით ამპლიტუდის მნიშვნელობაში და $e^{2i\delta}$ -ფუნქციის მწკრივად გაშლით ჩვენ ვღებულობთ

$$e^{2i\delta_0} - 1 = e^{2i\pi - 2\delta} - 1 = e^{-2i\delta} - 1 = -2\delta i \quad (34,19)$$

მიღებული (34,19) ტოლობა გვაძლევს, რომ Ψ მდგომარეობაში ამპლიტუდის მნიშვნელობა თანხვდება

$$-2\delta i \quad (34,20)$$

სიდიდეს.

Ψ -ვირტუალურ მდგომარეობის, ამპლიტუდის მნიშვნელობაში, δ_0 ნულს უახლოვდება, ამის გამო ექსპონენტის უშუალოდ მწკრივად გაშლით ჩვენ მივიღებთ:

$$e^{2i\delta_0} - 1 = 2i\delta_0. \quad (34,21)$$

(34,20) და (34,21) ფორმულების შედარება გვაძლევს, რომ ამპლიტუდები Ψ და Ψ მდგომარეობებში ურთიერთ საწინააღმდეგო ნიშნების მქონენი არიან. ეს გარემოება ცხადად ჩანს მე-12 და 13 ნახ-ზე.

თ ა მ 0 10

ნეიტრონების გაბნევა ბეული პროტონებიდან

§ 25.* ძიშიური ბმის გავლენა გაბნევაზე

მე-9 თავში ჩვენს მიერ განხილული იყო ნეიტრონების გაბნევა თავისუფალ პროტონებისაგან. აქ ჩვენ შევეხებით ნეიტრონების გაბნევის პრობლემას ისეთ პროტონებიდან, რომელნიც შემბულნი არიან ამა თუ იმ მოლეკულაში.

ბშირად გაბნევის შრედინგერის განტოლებაში

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \psi = 0, \quad (35,1)$$

V -ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერგია დაცემულ ნეიტრონისა და გამფანტავ პროტონს შორის, შესაძლებელია, მივიღოთ

შემოთხების ენერჯია: ამ შემთხვევაში, რომელსაც ბორნის მიახლოებას უწოდებენ, გაბნევის დიფერენციალური განიკვეთი მოცემულია ფორმულით:

$$d\sigma = \text{const} \cdot m^2 \left| \int \psi_1 V \psi_2 d\tau \right|^2 d\Omega, \quad (35,2)$$

სადაც m დაყვანილი მასაა დაცემულ ნაწილაკსა და გამფანტავ ნაწილაკთა სისტემისათვის.

$\int \psi_1 V \psi_2 d\tau$ -კი წარმოადგენს ამ ნაწილაკთა ურთიერთქმედების V -პოტენციალურ ენერჯიის მატრიცულ ელემენტს.

იმ შემთხვევაში, როდესაც პროტონი თავისუფალია, დაყვანილი მასა მოცემული იქნება ნეიტრონისა და პროტონისათვის, თუ მივიღებთ, რომ ნეიტრონის და პროტონის მასები ტოლი არიან და ეტოლებიან M -ს, ცხადია, რომ ასეთ შემთხვევაში ნეიტრონების გაბნევის განიკვეთი მოცემული იქნება ფორმულით:

$$d\sigma_1 = \text{const} \cdot \frac{M^2}{4} \left| \int \psi_1 V \psi_2 d\tau \right|^2 d\Omega. \quad (35,3)$$

განვიხილოთ ახლა შემთხვევა, როდესაც გამფანტავი პროტონი შებმულია მძიმე მოლეკულაში. ამ შემთხვევაში სასტემაში შედის არსებითად ნეიტრონი, რომლის მასაც M -ია და გაცილებით უფრო დიდი მასა, მოლეკულის მასა M' , რომელშიც შებმულია პროტონი. დაცემულ ნაწილაკის და გამფანტავის დაყვანილი მასა იქნება

$$m = \frac{MM'}{M+M'}, \quad (35,4)$$

ან რაც იგივეა

$$m = M \left(1 + \frac{M}{M'} \right). \quad (35,5)$$

რადგანაც $M' \gg M$, ჩვენი პირობის თანახმად (35,5)-დან გამოდის, რომ

$$m = M.$$

მაშასადამე, იმ შემთხვევაში, როდესაც გამფანტავი პროტონი შებმულია მძიმე მოლეკულაში, გაბნევის დიფერენციალური განიკვეთი (35,2) ფორმულის მიხედვით მოცემული იქნება ფორმულით:

$$d\sigma_2 = \text{const} M^2 \left| \int \psi_1 V \psi_2 d\tau \right|^2 d\Omega \quad (35,6)$$

რადგანაც განივევითის ბორნის ფორმულის ინტეგრალური ნაწილი მასისაგან დამოკიდებული არ არის. (35,3) და (35,6) ფორმულე-ბიდან ცხადად ჩანს თავისუფალი და ბმული პროტონიდან ნეიტრონის გაბნევის განივევითა შორის დამოკიდებულება:

$$d\sigma_2 = 4d\sigma_1 \quad (35,7)$$

ე. ი. თავისუფალი პროტონიდან ნეიტრონის გაბნევის განივევითი ოთხჯერ უფრო ნაკლებია ბმული პროტონებიდან ნეიტრონების გაბნევის განივევითთან შედარებით.

ფერმის მიერ ახსნილი იყო, თუ როდის უნდა ჩავთვალოთ პროტონი თავისუფალ გამფანტავ ნაწილაკად. მიღებული იყო, რომ თუ პროტონის რხევის სიხშირე მოლეკულაში ν -თი აღენიშნეთ, დაცემული ნეიტრონის ენერგია E_n უნდა აკმაყოფილებდეს უტოლობას:

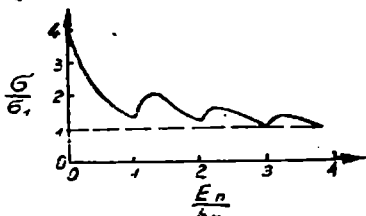
$$E_n \ll h\nu \quad (35,8)$$

იმისათვის, რომ შესაძლებელი იყოს პროტონის თავისუფალი ნაწილაკად მიღება. თუ, მაგალითად, ნეიტრონების გაბნევა წარმოებს პარათინში, ცნობილია ექსპერიმენტულად, რომ პარათინის შემადგენელი CH შენაერთში, პროტონის რხევისათვის,

$$h\nu \approx 0,4eV.$$

მაშასადამე, დაცემული ნეიტრონების ენერგიები E_n . (35,8)-ფორმულის თანახმად გაკილებით ნაკლები უნდა იყვნენ $0,4eV$ -ზე იმისათვის, რომ პარათინში მოცემულა გამფანტავი პროტონები ჩაითვალოს თავისუფალ პროტონებად.

მე-14 ნახ.-ზე მოცემულია ფერმის მიერ მიღებული შედეგები. ორდინატთა ღერძზე გადაზომილია ფარდობა ნეიტრონების ბმული პროტონებიდან გაბნევის σ -განივევითისა ამ განივევითის σ_1 -მნიშვნელობასთან (თავისუფალ პროტონებისაგან გაბნევის შესაბამის σ_1 -განივევითთან). აბსცისთა ღერძზე გადაზომილია დაცემული ნეიტრონების E_n -ენერგიის ფარდობა, $h\nu$ -პროტონის მოლეკულაში არსებულ რხევით ენერგიასთან.



ნახ. 14. ნეიტრონების ბმული პროტონებიდან გაბნევის განივევითი, როდესაც პროტონის რხევითი მოძრაობა მოლეკულაში დრეკადი ძალითაა გამოწვეული.

როგორც ნახაზიდან ჩანს, როდესაც ნეიტრონების ენერგიები მცირე მნიშვნელობისაა $\frac{E_n}{h\nu} \ll 1$, ბმული პროტონებიდან გაბნევის შესაბამისი განიკვეთი მართლაც ოთხჯერ მეტია თავისუფალი პროტონებიდან გაბნევის განიკვეთზე $\frac{\sigma}{\sigma_1} \cong 4$. ენერგიის ზრდასთან ერთად განიკვეთი კლებულობს σ_1 მნიშვნელობამდე. იმ წერტილებში, სადაც

$$(E_n / h\nu) = 1, 2, 3, \dots$$

ადგილი აქვს ნეიტრონის ენერგიის გადაცემას პროტონის რხევით მოძრაობაზე. ამის გამო აღნიშნულ წერტილებში განიკვეთის მნიშვნელობას მინიმალური სიდიდეები ახასიათებთ და აქედანვე განიკვეთი სწრაფად იზრდება, ენერგიის ზრდასთან ერთად, როდესაც ნეიტრონის ენერგია გაცილებით უფრო მეტი ხდება პროტონის, მოლეკულაში არსებულ რხევის ენერგიასთან შედარებით, ასეთი ნეიტრონი იოლად ამოჰკლევს პროტონს მოლეკულიდან და გაიბნევა შისგან, როგორც თავისუფალ პროტონისაგან. აქედან გასაგებია, რომ მე-14 ნახ-ზე მრუდი მიისწრაფის σ_1 -მნიშვნელობას წვეტილ სწორ ხაზისაკენ. როდესაც E_n გაცილებით უფრო მეტი ხდება, ვიდრე $h\nu$.

ზემოთ მიღებული შედეგი ემყარება პროტონის მოლეკულაში არსებულ რხევების დრეკად ხასიათს. ამრიგად ეს შედეგი მიახლოებით სურათს იძლევა ნეიტრონების გაბნევისათვის მოლეკულებში შემზღული პროტონებიდან.

ისეთი მცირე სიჩქარეების მქონე ნეიტრონები, რომელთაც ენერგიები ნაკლები აქვთ $h\nu$ -ზე, ძნელი შესანელებელია. ეს გარემოება აიხსნება იმით, რომ მათ არა აქვთ საკმარისი ენერგიები პროტონის რხევითი აღგზნებისათვის მოლეკულებში, ე. ი. ისინი არ ჰკარგავენ ენერგიას პროტონის რხევით აღგზნებათა მოხდენაზე, მაგალითად, პარაფინის CH ჯგუფში შემზღულ პროტონებზე და ამიტომაც არ განიცდიან შენელებას. მაგრამ ასეთი ნეიტრონები საესებით საკმარისი ენერგიების მქონენი არიან იმისათვის, რომ მოახდინონ აგზნება, პროტონის რხევითი მდგომარეობისა, მაგალითად, პარაფინის CH_2 ჯგუფებში, სადაც $\hbar\nu' \ll \hbar\nu$, ამით აიხსნება ის გარემოება, რომ ნეიტრონების „გაცივება“ ოთახის ტემპერატურამდე (იმათი შენელება $(1/40) eV$ ენერგიებამდე) შედარებით იოლადაა შესაძლებელი იმ დროს, როდესაც იმათი „გაცივება“, მაგალითად, აბსოლუტური სკალის 20° -ზე უფრო ქვემოთ, დაკავშირებულია დიდ ექსპერიმენტალურ სიძნელებებთან.

როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, ბორნის მიახლოება არსებითად მოითხოვს იმის შესაძლებლობას, რომ V -ურთიერთქმედების ენერგია ჩავთვალოთ შე²ფოთების ენერგიად.

განვიხილოთ ახლა საკითხი ბორნის მიახლოების ვარგისობის შესახებ მცირე სიჩქარეების შესაბამისი ნეიტრონების შემთხვევაში. აშკარაა, რომ თუ ნეიტრონების ენერგიები $1eV$ რიგისაა, ბორნის მიახლოების უშუალოდ გამოყენება შეუძლებელია. ეს გარემოება დაკავშირებულია იმ ფაქტთან, რომ ნეიტრონის პროტონთან ურთიერთქმედების ენერგია, რომელიც $10 Mev$ -ის რიგისაა, არ შეიძლება ამ შემთხვევაში ჩაითვალოს შეშვითებად, როგორც ამას მოითხოვს ბორნის მიახლოება. ბორნის მიახლოება სამართლიანი რომ გავხადოთ, საჭიროა შემდეგი:

ნეიტრონ-პროტონულ ურთიერთქმედების პოტენციალი V უნდა შევცვალოთ a მოქმედების რადიუსთან ერთად ისე, რომ ბორნის მიახლოება სამართლიანი გახდეს.

ამავე დროს ეს ახალი ხელოვნური პოტენციალი უნდა იძლეოდეს იმავე გაბნევას, როგორსაც ნამდვილი იძლევა. ასეთი ხელოვნური პოტენციალის შერჩევა შესაძლებელი ხდება იმ ფაქტის გამო, რომ პროტონის ტალღური ფუნქცია მოლეკულაში გატარებით უფრო დიდ არეზე ვრცელდება, ვიდრე ნეიტრონ-პროტონის ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერგია, როგორც ნამდვილი, ისე ხელოვნურად შერჩეული.

ზემოთ მოცემული შედეგები მიღებული იყო აქ აღნიშნული ხელოვნურ პოტენციალის სამუალებით. ნამსადამე ბორნის მიახლოება შესაძლებელია გავამართლოთ ნული ნეიტრონების ბმული პროტონებიდან გაბნევის პრობლემაში, ნხოლოდ ნეიტრონ-პროტონული ურთიერთქმედების პოტენციალის ხელოვნურად შერჩევით, რომელიც დასაშვებია პროტონის ტალღური ფუნქციის დიდი რადიუსის გამო მოლეკულაში.

§ 36*. ნეიტრონების გაბნევა ორთო და პარა —

წყალბადიდან

ატომბირთვული ძალების სპინისაგან დამოკიდებულებების გამო-საკლებად დიდი მნიშვნელობა აქვს ნეიტრონების გაბნევის შესწავლას ორთო და პარა წყალბადიდან. ორთო წყალბადში პროტონების სპინების ჯამი ერთის ტოლია, ხოლო პარა-წყალბადის მოლეკულაში კი ნულის.

ამის გამო ორთო წყალბადის მოლეკულის ტალღური ფუნქცია სიმეტრიულია პროტონების სპინების გადანაცვლების მიმართ იმ

8. გ. ს. გორდაძე

დროს, როდესაც პარა-მოლეკულის ბირთვების სპინური ტალღური ფუნქცია ანტი-სიმეტრიულია პროტონთა სპინებში. როგორც წინა პარაგრაფში იყო განხილული, ორთო წყალბადის სტატისტიკური წონა, ზემოთ აღნიშნული სიმეტრიულობის გამო, სამის ტოლი იქნება, ხოლო პარა მოლეკულის—ერთის ტოლი.

წყალბადის მოლეკულის სრული ტალღური ფუნქცია მოცემული იქნება შემდეგი ნამრავლის სახით:

$$\Psi = \psi \cdot \varphi \cdot u \cdot v, \quad (36,1)$$

სადაც ψ —მოლეკულის ელექტრონული მდგომარეობის ტალღური ფუნქციაა, φ —მოლეკულის ატომბირთვების (პროტონების) სპინური ტალღური ფუნქციაა.

u —მოლეკულის როტაციული ტალღური ფუნქციაა და ბოლოს v —ოსცილატორული ტალღური ფუნქციაა H_2 -მოლეკულის.

v —ყოველთვის სიმეტრიულია პროტონების სპინებისა და კოორდინატების გადანაცვლების მიმართ. ეს აშკარაა იმის გამო, რომ რხევების შესაბამისი ტალღური ფუნქცია დამოკიდებულია მხოლოდ ატომბირთვთა შორისი R -მანძილისაგან.

$$v = v(R). \quad (36,2)$$

მოლეკულის ძირითად მდგომარეობაში ელექტრონული ტალღური ფუნქცია ψ —სიმეტრიულია ბირთვების გადანაცვლების მიმართ.

იმის გამო, რომ პროტონები ფერმის სტატისტიკას ემორჩილებიან, სრული ტალღური ფუნქცია Ψ ანტი-სიმეტრიული უნდა იყოს ბირთვების გადანაცვლების მიმართ.

ყოველივე ზემოთ თქმულიდან ცხადია, რომ როტაციული ფუნქცია u —სიმეტრიული უნდა იყოს, თუ ბირთველ-სპინური φ —ანტი-სიმეტრიულია (პარაწყალბადის შემთხვევა) და პირიქით, u —უნდა იყოს ანტისიმეტრიული თუ φ —სიმეტრიულია (ორთო წყალბადის შემთხვევაში). ასე, რომ ორთო-წყალბადის შემთხვევაში როტაციული ქვანტური რიცხვები უნდა იყვნენ კენტი მნიშვნელობების მქონე—ორთო: $j=1, 3, 5, 7$ (36,3)

ხოლო პარა-წყალბადის შემთხვევაში ლუწი მნიშვნელობების მქონე პარა: $j=0, 2, 4, 6$ (36,4)

აქედან ცხადია, რომ უქვედავესი ენერგეტიული დონე $j=0$ პარა-წყალბადს ეთანადება.

თუ I -თ აღვნიშნავთ მოლეკულის ინერციის მომენტს, მოლეკულის როტაციული ენერგია პროპორციული იქნება სიდიდის:

$$j(j+1)/2I. \quad (36,5)$$

ჩვეულებრივ პირობებში მოლეკულის ორთო მდგომარეობიდან პარაში გადასვლებს ადგილი არა აქვს, რადგანაც ამ გადასვლისათვის საჭიროა პროტონის სპინის მობრუნება, რისთვისაც მაგნიტური ძალები საკმარისი არ არიან. ამ მიზეზის გამო სტატისტიკური წონების ფარდობა 3:1 შენახული იქნება ძალზე დაბალი ტემპერატურებისათვის.

სათანადო კატალიზატორის მოქმედებით გადასვლები ორთოდან პარა მდგომარეობაში შესაძლებელი ხდება (პროტონის სპინის ბრუნებით). მაშინ ყველა მოლეკული მცირე ტემპერატურების დროს, გადავლენ პარა მდგომარეობაში, რომლის როტაციულ ქვანტურ რიცხვსაც მინიმალური მნიშვნელობა 0 ექნება. ამრიგად დაბალი ტემპერატურების დროს იქმნება შესაძლებლობა ჩავატაროთ ცდები წმინდა პარა წყალბადიდან ნეიტრონების გაბნევაზე. ამის შემდეგ ჩვენ შეგვიძლია შევადაროთ ცდების შედეგები წმინდა პარა-წყალბადიდან გაბნევის ცდების იმ შედეგებს, რომელნიც მიიღებოდა ნარევეში ორთო და პარა წყალბადისა 3:1 სტატისტიკური წონებას შეფარდებით. ასეთი შედარება საშუალებას იძლევა დავასკვნათ წმინდა ორთომდგომარეობაში ნეიტრონების გაბნევის მოვლენების შესახებ. ამრიგად ვღებულობთ ნეიტრონების გაბნევის მოვლენებს პარა და ორთო წყალბადიდან ცალ-ცალკე.

განვიხილოთ ნეიტრონები, რომელთა ენერგიებიც აბსოლუტური სკალის 20° ტემპერატურაზე ნაკლებ ტემპერატურებს ეთანადებიან. მარტივი ანგარიში იძლევა, რომ ასეთი ნეიტრონების დებროილის λ —ტალღის სიგრძე გაცილებით უფრო მეტია H_2 მოლეკულის წონასწორულ ატომბირთვთა შორის $R_0 = 0,75A^0$ მანძილთან შედარებით. შევისწავლოთ ასეთი ნელი ნეიტრონების გაბნევის განიკვეთი ორთო და პარა-წყალბადიდან. აღნიშნული მიზნით შემოვიღოთ აღნიშვნები ნეიტრონის და პროტონის პაულის სპინ-ვექტორ-მატრიცებისათვის

$$\vec{S}_n \text{ და } \vec{S}_p,$$

რომელნიც მოცემული არიან \hat{H} -ერთეულებში. თუ \vec{S} -თ აღვნიშნავთ ნეიტრონის და პროტონის სპინების ჯამს, ცხადია, რომ

$$\vec{S} = \vec{S}_n + \vec{S}_p. \quad (36,6)$$

განვიხილოთ (36,6) ვექტორ ოპერატორის სკალარული კვადრატი და გამოვიყენოთ ის გარემოება, რომ ნეიტრონის სპინ ვექტორ-ოპერატორი \vec{S}_n კომუტატიურია პროტონის სპინ— \vec{S}_p ვექტორ ოპერატორთან, მივიღებთ:

$$\vec{S}^2 = \vec{S}_n^2 + \vec{S}_p^2 + 2\vec{S}_n \vec{S}_p. \quad (36,7)$$

იმის გამო, რომ მოძრაობის რაოდენობის მომენტის კვადრეტი მოძრაობის ინტეგრალს წარმოადგენს, \vec{S}^2 , \vec{S}_n^2 და \vec{S}_p^2 ოპერატორების საკუთარი მნიშვნელობისათვის ჩვენ ვღებულობთ სათანადოდ:

$$S(S+1), S_n(S_n+1) \text{ და } S_p(S_p+1) \quad (36,8)$$

სიდიდეებს.

ამოხსნათ (36,7) განტოლებიდან $\vec{S}_n \vec{S}_p$ ოპერატორი, მივიღებთ:

$$\vec{S}_n \vec{S}_p = \frac{1}{2} \left\{ \vec{S}^2 - \vec{S}_n^2 - \vec{S}_p^2 \right\}. \quad (36,9)$$

იმის გამო, რომ ამ ტოლობის მარცხენა ნაწილში მოცემული ოპერატორების ალგებრული ჯამის საკუთარი მნიშვნელობა (36,8) საკუთარ მნიშვნელობების იგივე ალგებრული ჯამი იქნება, ცხადია, რომ $\vec{S}_n \vec{S}_p$ ვექტორ ოპერატორთა სკალარული ნამრავლის საკუთარი მნიშვნელობებისათვის, ჩვენ მივიღებთ:

$$\text{საკ. მხ. } (\vec{S}_n \vec{S}_p) = \frac{1}{2} [S(S+1) - S_n(S_n+1) - S_p(S_p+1)], \quad (36,10)$$

აქედან კი მარტივი გარდაქმნებით მარჯვენა რიცხვისათვის (36,10) ში ვღებულობთ:

$$\text{საკ. მხ. } (\vec{S}_n \vec{S}_p) = \frac{S(S+1)}{2} - \frac{3}{4}. \quad (36,11)$$

რადგანაც

$$S_n = S_p = \frac{1}{2}.$$

შემოვიღოთ ახლა \vec{S}_n და \vec{S}_p ვექტორ ოპერატორების ნაცვლად ვექტორ ოპერატორები $\vec{\sigma}_n$ და $\vec{\sigma}_p$, რომელნიც დაკავშირებულნი არიან სპინ ვექტორ ოპერატორებთან შემდეგი ფორმულებით:

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{\sigma}, \quad \vec{S}_n = \frac{1}{2} \vec{\sigma}_n, \quad \vec{S}_p = \frac{1}{2} \vec{\sigma}_p \quad (36,12)$$

თუ ამ აღნიშვნებს გამოვიყენებთ (36,11) ფორმულაში, გვექნება:

$$\text{საკ. მხ. } (\vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_p) = 2S(S+1) - 3. \quad (36,13)$$

როდესაც ნეიტრონის და პროტონის სპინები პარალელურნი არიან, ჩვენ საქვე გვაქვს ტრიპლეთო მდგომარეობასთან $S=1$, ხოლო ანტიპარალელური სპინების შემთხვევაში კი სინგულეტურ მდგომარეობასთან $S=0$, ამის გამო (36,13) ტოლობიდან ჩვენ ვღებულობთ:

$$\text{საკ. 26. } (\vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_p) = \begin{cases} 1, & \text{როდესაც } S=1 \text{ (ტრიპლეტი)} \\ -3 & \text{„ } S=0 \text{ (სინგულეტი)} \end{cases} \quad (36,14)$$

აღვნიშნოთ პროტონიდან გაბნეული ნეიტრონის დებროილის ტალღის ამპლიტუდი სინგულეტ მდგომარეობაში a_0 -ით, ხოლო ტრიპლეტში a_1 -ით. მაშინ ეკუქტიური განივკვეთები სინგულეტურ და ტრიპლეტურ მდგომარეობებში მოცემული იქნება სათანადოდ:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_s &= 4\pi a_0^2 \\ \sigma_t &= 4\pi a_1^2 \end{aligned} \right\} \quad (36,15)$$

ფორმულებით ამ ფორმულების საშუალებით ჩვენ შეგვიძლია მივიღოთ ნეიტრონების პროტონებიდან გაბნევის სრული განივკვეთი (34,9) შემდეგი სახით:

$$\sigma = \pi a_0^2 + 3\pi a_1^2. \quad (35,16)$$

(36,14) ფორმულის ძალით ჩვენ შეგვიძლია გაბნეული ნეიტრონების ამპლიტუდის ზოგადი სახე ჩავეწეროთ შემდეგი ფორმულით

$$\frac{a_0 + 3a_1}{4} + \frac{a_1 - a_0}{4} \vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_p. \quad (36,17)$$

მართლაც სინგულეტ მდგომარეობის შემთხვევაში $\vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_p$ სათვის -3 -ის ჩასმა (36,17)-ში მოგვცემს a_0 -ს, ხოლო ტრიპლეტისათვის კი $\vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_p = 1$ და მივიღებთ a_1 -ს.

თუ გამოვაყენებთ ზემოთ მოყვანილ პირობას იმის შესახებ, რომ დაკუმული ნეიტრონების დებროილის ტალღის სიგრძე ნაკლებია ატომპირთეთა შორის $0,75 \cdot 10^{-10}$ მანძილზე H_2 -მოლეკულაში, ცხადია, რომ მოლეკულადან გაბნეული ნეიტრონების ფახების სხვაობა მცირე სიდიდე იქნება. ამის გამო ჩვენ შეგვიძლია განვიხილოთ მოლეკულიდან გაბნეული ნეიტრონების დებროილის ტალღის ამპლიტუდი; როგორც ჯამში ცალკეული პროტონებიდან გაბნეული ამპლიტუდებისა, ე. ი.

$$\begin{aligned} A &= \frac{a_0 + 3a_1}{4} + \frac{a_1 - a_0}{4} \vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_p' + \\ &+ \frac{a_0 + 3a_1}{4} + \frac{a_1 - a_0}{4} \vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_p'' \end{aligned} \quad (36,18)$$

სადაც $\vec{\sigma}_p'$ მოლეკულის პირველი პროტონის სპინექტოროპერატორია, ხოლო $\vec{\sigma}_p''$ —მეორის. (36,18) ფორმულიდან ცხადია

$$A = \frac{a_0 + 3a_1}{2} + \frac{a_1 - a_0}{4} \vec{\sigma}_n (\vec{\sigma}_p' + \vec{\sigma}_p''). \quad (36,19)$$

მეორე მხრივ (36,12) აღნიშვნების თანახმად H_2 მოლეკულის ბირთვული სპინი \vec{S}_n მოცემული იქნება ფორმულით:

$$\vec{S}_n = \frac{1}{2} (\vec{\sigma}_p' + \vec{\sigma}_p'') \quad (36,20)$$

ასე, რომ (36,19)-დან გვექნება:

$$A = \frac{a_0 + 3a_1}{2} + \frac{a_1 - a_0}{2} \vec{\sigma}_n \vec{S}_n. \quad (36,21)$$

ნეიტრონების H_2 -მოლეკულებიდან გაბნევის განივევითი დამოკიდებული იქნება (35,21) ამპლიტუდის კვადრატზე, რომელიც ცხადია, რომ განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით:

$$A^2 = \frac{1}{4} (a_0 + 3a_1)^2 + \frac{1}{2} (a_0 + 3a_1) (a_1 - a_0) \vec{\sigma}_n \vec{S}_n + \frac{1}{4} (a_1 - a_0)^2 (\vec{\sigma}_n \vec{S}_n)^2. \quad (36,22)$$

ვინაიდან დაცემული ნეიტრონების სპინისათვის შესაძლებელია ყველა მიმართულებები (თუ ნეიტრონების კონა პოლარიზებული არ არის), ცხადია, რომ (36,22) ფორმულა გასაშუალებული უნდა იყოს $\vec{\sigma}_n$ -ის მიმართ. ამისათვის, ცხადია, უნდა გამოვიყენოთ ის გარემოება, რომ $\vec{\sigma}_n \vec{S}_n$ ნამრავლის საშუალო ნულის ტოლი იქნება σ_n -ის $+1$ და -1 მნიშვნელობების ტოლი შესაძლებლობათა არსებობის გამო.

განვიხილოთ ახლა $(\vec{\sigma}_n \vec{S}_n)^2$ -ის საშუალო მნიშვნელობა $\vec{\sigma}_n$ -ის მიმართ, ამისათვის მოვახდინოთ შემდეგი გაშლა:

$$[\vec{\sigma}_n \vec{S}_n]^2 = [(\vec{i} \sigma_{nx} + \vec{j} \sigma_{ny} + \vec{k} \sigma_{nz})(\vec{i} S_{nx} + \vec{j} S_{ny} + \vec{k} S_{nz})]^2 \quad (36,23)$$

სადაც \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} ერთეულოვანი ვექტორებია x , y , z საკოორდინატო ღერძების გასწვრივ. (36,23)-დან ცხადია, რომ

$$(\vec{\sigma}_n \vec{S}_n)^2 = (\sigma_{nx} S_{nx})^2 + (\sigma_{ny} S_{ny})^2 + (\sigma_{nz} S_{nz})^2 + \sigma_{nx} S_{nx} \sigma_{ny} S_{ny} + \sigma_{nx} S_{nx} \sigma_{nz} S_{nz} + \sigma_{ny} S_{ny} \sigma_{nz} S_{nz} + \dots \quad (36,24)$$

\vec{S}_n და $\vec{\sigma}_n$ კომუტატიურნი არიან, $\sigma_{nx} \sigma_{ny}$ -ის საშუალო მნიშვნელობა ნულის ტოლია, ხოლო $\sigma_{nx}^2 = \sigma_{ny}^2 = \sigma_{nz}^2 = 1$. აქედან ცხადია, რომ (36,24) ფორმულა დაიყვანება შემდეგ სახეზე:

$$\text{საშ. მხ. } (\vec{\sigma}_n \vec{S}_n)^2 = S_{nx}^2 + S_{ny}^2 + S_{nz}^2 = S_n(S_n + 1). \quad (36,25)$$

საშუალო მნიშვნელობების აღნიშნული (36,25) და

$$\text{საშ. მხ. } (\vec{\sigma}_n \vec{S}_n) = 0$$

ფორმულების გათვალისწინებით (36,22) ამპლიტუდისათვის ჩვენ მივიღებთ დიფერენციალური განივკვეთის შემდეგ ფორმულას:

$$d\sigma = \frac{1}{4} [(a_0 + 3a_1)^2 + (a_1 - a_0)^2 S_n(S_n + 1)] d\Omega. \quad (36,26)$$

თუ გავითვალისწინებთ იმ გარემოებას, რომ ორთო წყალბადში $S_n = 1$. ხოლო პარაში $S_n = 0$, ჩვენ შეგვიძლია (36,26) ფორმულიდან იოლად დაეასკვნათ, რომ დიფერენციალური განივკვეთი ორთო წყალბ. დიდან გაბნევის შემთხვევაში მეტია დიფერენციალურ განივკვეთზე პარა-წყალბადიდან ნეიტრონების გაბნევასთან შედარებით, თუ $a_1 \neq a_0$. § 34-ში ნაჩვენებია იყო, რომ თუ დეიტრონის სინგულეტური მდგომარეობა ვირტუალურია, a_0 და a_1 ამპლიტუდებს სხვადასხვა ნიშნები უნდა ჰქონდეთ. შეიძლება დავამტკიცოთ, რომ სინგულეტური მდგომარეობა დეიტრონში ვირტუალური კი არაა, ნამდვილად არსებული მდგომარეობა რომ ყოფილიყო, a_0 და a_1 -ს ერთნაირი ნიშნები ექნებოდათ. თუ σ_x და σ_y განივკვეთებს განვსაზღვრავთ ცდებით, ნელი ნეიტრონების გაბნვიდან თავისუფალი პროტონებიდან (36,15) ფორმულები მოგვეცემს საშუალებას გავიგოთ a_1 და a_0 ამპლიტუდები. ცდის შედეგები ასეთია

$$\left. \begin{aligned} a_0^2 &\cong \frac{18}{\pi} 10^{-24} \text{ სმ}^2 \\ a_1^2 &\cong \frac{1}{\pi} 10^{-24} \text{ სმ}^2 \end{aligned} \right\} \quad (36,27)$$

აქედან ცხადია, რომ

$$|a_0| \cong \frac{4.24}{\sqrt{\pi}} \cdot 10^{-12} \text{ სმ.} \quad (36,28)$$

$$|a_1| \cong \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot 10^{-12} \text{ სმ.}$$

მიღებულ შედეგებში (36,28) a_0 და a_1 -ის ნიშნების საკითხი გაურკვეველი რჩება. სამაგიეროდ საკითხი ურთიერთ მიმართი ნიშნის

შესაზებ აშკარა ამოხსნას პოულობს (36.26) ფორმულის საშუალებით. ნართლაც გამოვიყენოთ (36.28) მნიშვნელობები (36,26) – ფორმულაში პირველ რიგში იმ დაშვებით, რომ a_0 და a_1 -ს ერთნაირი ნიშნები აქვთ (1N – რეალური მდგომარეობაა). მაშინ ორთო-გაბნევის დიფერენციალური განიკვეთის ფარდობისათვის პარა გაბნევის განიკვეთთან მივიღებთ

$$\frac{d\sigma_0}{d\sigma_p} \approx 1,4. \quad (36,29)$$

შევიტანოთ ახლა (36.28) მნიშვნელობები (36,26) ფორმულაში იმ დაშვებით, რომ a_0 და a_1 სხვადასხვა ნიშნები აქვთ (1N – ვირტუალურია). მაშინ განიკვეთთა ფარდობისათვის გამოვა

$$\frac{d\sigma_r}{d\sigma_p} \approx 35. \quad (36,30)$$

ამრიგად (35,30) ფარდობა გაცილებით უფრო მეტია (36,29) ფარდობასთან შედარებით. აქედან ცხადია, რომ ექსპერიმენტს აშკარად შეუძლია გვიჩვენოს განსხვავება ამ ფარდობათა შორის. ცდები (36,30) ფარდობის სასარგებლოდ იძლევიან შედეგებს, მაშასადამე, 1N მდგომარეობა დეიტრონიში ვირტუალურია.

§ 37°. ნელი ნეიტრონების გზული პროტონებიდან გაბნევის თეორიის შედარება მესპერიმენტთან

იმისათვის, რომ ზემოთ მიღებული თეორიული შედეგები შევადაროთ ცდის მონაცემებს, ამ უკანასკნელთა მნიშვნელობებში უნდა შეტანილი იყოს შესწორებათა მთელი რაგი.

ამ შესწორებათა შინაარსი დაკავშირებულია ქიმიურ ბმის ეფექტთან, პროტონებს შორის სასრულო მანძილთან H_2 – მოლეკულაში და მოლეკულების სითბური მოძრაობის გავლენასთან ნეიტრონების გაბნევის მოვლენაზე. შევეხოთ ამ უკანასკნელს პირველ რიგში. თუ ნეიტრონების სიჩქარე საკმაოდ მცირეა, ე. ი. თუ საკმე გვაქვს სითბურ ნეიტრონებთან ან მათზე უფრო ნელ ნეიტრონებთან, იმათ გაბნევაზე მოლეკულების სითბურ მოძრაობათა სიჩქარეები საგრძნობ გავლენას ახდენს.

ვთქვათ, ნეიტრონის სიჩქარე მოკემულია \vec{v} ვექტორით. სისქე გამჟანტავ ფენისა, რომელშიც იმყოფებიან პროტონები, იყოს L . ნეიტრონების შეხლა წარმოებს პროტონებთან, რომელთა სიჩქარეებიც განსხვავებულია ნულასაგან. ვთქვათ, პროტონის სითბური

მოდრაობის სიჩქარე \vec{u} — ვექტორითაა მოცემული. ამ პირობებში ნეიტრონის პროტონის მიმართ გადაადგილების სიჩქარე, ფარდობითი სიჩქარე, მოცემული იქნება ვექტორთა სხვაობით

$$\vec{v} - \vec{u}. \quad (37,1)$$

ნეიტრონების პროტონებიდან გაბნევის განივკვეთი σ_1 ცხადია, რომ დამოკიდებული იქნება სწორედ ფარდობითი (37,1) სიჩქარის მოდულისაგან

$$\sigma = \sigma (|\vec{v} - \vec{u}|), \quad (37,2)$$

რადგანაც სწორედ (37,1) ფარდობითი სიჩქარე განსაზღვრავს ენერგიას (C) სისტემაში, რონლისგანაც დამოკიდებულია ეფექტიური განივკვეთი. ნეიტრონების პროტონებთან შეხლათა რიცხვი დროის ერთეულში პროპორციულია σ_1 განივკვეთის ფარდობით სიჩქარეზე ნამრავლის, ე. ი.

$$\sigma_1 (|\vec{v} - \vec{u}|) |\vec{v} - \vec{u}|. \quad (37,3)$$

ეფექტიური განივკვეთი (37,3) გვაძლევს საშუალებას გავიგოთ შეხლათა რიცხვი მთელ გამფანტავ ფენაში, რომლის სისქეც L — ითაა მოცემული. ეს მოცემულია შემდეგი სახით:

$$\left(\frac{L}{v}\right) \sigma_1 (|\vec{v} - \vec{u}|) |\vec{v} - \vec{u}|. \quad (37,4)$$

აქედან კი ჩვენ ვღებულობთ ეფექტიური განივკვეთის იმ σ_1' საბოლოო მნიშვნელობას, რომელიც მხედველობაში ღებულობს პროტონების სითბურ მოძრაობას:

$$\sigma_1' (u) = \sigma_1 (|\vec{v} - \vec{u}|) \cdot |\vec{v} - \vec{u}| / v. \quad (37,5)$$

ცხადია, რომ თუ კერძოდ აქ ჩვენ ვიგულისხმებთ, რომ $|\vec{u}| \ll |\vec{v}|$ σ_1' -ის მნიშვნელობა დაემთხვევა σ_1 ს. ექსპერიმენტული განივკვეთის ფორმულაში შესწორების შეტანის დროს პროტონების სითბური მოძრაობის მხედველობაში მიღება შესაძლებელი ხდება (37,5) ფორმულის მიხედვით, რომელიც წინასწარ გასაშუალებული უნდა იყოს პროტონებს შორის \vec{u} სიჩქარეთა გარკვეულ განაწილების არსებობის გამო. H_2 — გაზისათვის აბსოლუტური სკალის 20° ტემპერატურაზე მოლეკულარული სითბური მოძრაობის მხედველობაში მიღება იძლევა შემასწორებელ მამრავლს, რომელიც 1,247-ის ტოლია. როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, ქიმიური ბმა ახდენს

გავლენას ეფექტიურ განივკვეთზე, რომელიც შესაძლებელია გავთვალისწინებული იყოს ეფექტიური განივკვეთის დაყვანილი მასის კვადრატისაგან პროპორციულობის მხედველობაში მიღებით. დაყვანილ მასის მხედველობაში მიღებით (36,26) ფორმულით მიღებული შედეგი გადიდებული უნდა იყოს $\frac{16}{9}$ -ჯერ. მართლაც, ნეიტრონის და H_2 მოლეკულის დაყვანილი მასა ტოლია $\frac{2}{3} M$ -ის, სადაც M —ნუკლონის მასაა. ნეიტრონის და პროტონის დაყვანილი მასა კი ტოლია $\frac{1}{2} M$ -ის. ვინაიდან (36,26) ფორმულაში ამ კოეფიციენტის ნაცვლად ერთია მიღებული, ცხადია, რომ იგი უნდა შეიცვალოს $\left(\frac{2}{3} : \frac{1}{2}\right)^2 = \frac{16}{9}$ კოეფიციენტით, თუ გავითვალისწინებთ ეფექტიური განივკვეთის დაყვანილი მასის კვადრატისაგან დამოკიდებულების ფორმულას.

დაბოლოს მხედველობაში უნდა მივიღოთ ის გარემოება, რომ პროტონებს შორის მანძილი H_2 მოლეკულაში სასრულო სიდიდეა და ეს იწვევს ფაზის გადაადგილებას. ფაზის ამ გადაადგილებით გამოწვეულია ეფექტიური განივკვეთის 7—10%-ით შემცირება. ყოველივე ამის შედეგად (36,26) ფორმულებიდან ჩვენ ვღებულობთ შესწორებულ სრულ ეფექტიურ განივკვეთებს პარა და ორთო წყალბადიდან ნეიტრონების გაბნევისათვის შემდეგი სახით:

პარა წყალბადიდან გაბნევის შემთხვევაში $S_n = 0$ და (36,26) დან

$$\sigma_p = 6,47 (3a_1 + a_0)^2 \quad (37,6)$$

ორთოწყალბადიდან გაბნევის დროს $S_n = 1$, ასე რომ (36,26) ფორმულა სათანადო შესწორებებით მოგვცენს:

$$\sigma_0 = 6,29 [(3a_1 + a_0)^2 + 2(a_0 - a_1)^2] + 1,45 (a_0 - a_1)^2. \quad (37,7)$$

უკანასკნელი წევრი ამ ფორმულაში მხედველობაში ღებულობს არადრეკადი გაბნევის იმ შემთხვევას, როდესაც ორთო წყალბადი პარა წყალბადში გადადის.

ცდები იძლევა, რომ

$$\left. \begin{aligned} \sigma_0 &= 125 \cdot 10^{-24} \text{ სმ}^2 \\ \sigma_p &= 4 \cdot 10^{-24} \text{ სმ}^2 \end{aligned} \right\} \quad (37,8)$$

თუ ცნობილია σ_0 , σ_p , გამოთვლები იძლევა საშუალებას მივიღოთ ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსისათვის გარკვეული რიცხვითი ნიშნულობა; გამოდის, რომ ეს რიცხვი მოცემულია

$$a = 1,8 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}. \quad (37,9)$$

სახით. ეს რიცხვი ნაკლებია ჩვეულებრივ გამოყენებულ 2.8·10⁻¹⁵ სმ-ზე; შესაძლებელია, რომ ტრიპლეტ მდგომარეობაში ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსი ნაკლები უნდა იყოს სინგულეტური მდგომარეობის ძალების მოქმედების რადიუსზე. ყოველივე ზემოთ მოყვანილიდან ექსპერიმენტების ანალიზი ნე-ტრონების ორთო და პარა-წყალბადიდან გაბნევის შესახებ გვაძლევს შემდეგ დასკვნებს:

I-ბირთვული ძალები არსებითად არიან დამოკიდებული სპინებზე ($a_0 \neq a_1$),

II სინგულეტური მდგომარეობა დეიტრონში ¹S ვირტუალურია a_0 -და a_1 სხვადასხვა ნიშნები აქვთ.

III-ნეიტრონის სპინი $\frac{1}{2}$ -ს ტოლია, ეს გამომდინარეობს σ_0/σ_p ფარდობის დიდი მნიშვნელობიდან, რომელიც დაახლოებით ტოლია

$$\sigma_0/\sigma_p \cong 31 \quad (37,10)$$

შეიძლება იოლად შემოწმდეს, რომ ნეიტრონის სპინის $\frac{3}{2}$ მნიშვნელობის ჰიპოთეზა მოგვეცემდა (37,10) ფარდობაზე გაცილებით უფრო ნაკლებს.

თ ა გ ი 11

დეიტრონის ურთიერთქმედება γ -ქვანტთან (ბამოსსნიშვებასთან)

§ 38. დეიტრონის ფოტო-დისოციაცია

დეიტრონის დაშლას ნეიტრონად და პროტონად γ -ქვანტის საშუალებით მისი ფოტოდისოციაცია ეწოდება. დეიტრონის ფოტოდისოციაცია გამოყენებულად იყო პირველად მისი ბმის ენერჯიის გაზომვისათვის (იხ. § 23). აქ ჩვენ შევეხებით აღნიშნულ პროცესს ეფექტიური განიკვეთის შესწავლის თვალსაზრისით. ჩვენ განვიხილავთ მცირე ენერჯიების შეთხვევას. ეს იმისათვის, რომ მცირე ენერჯიების დროს გადასვლა დეიტრონისა ბმული მდგომარეობიდან დისოცირებულში დამოკიდებული არ არის უმაღლესი რიგის მომენტებზე კვადრუპოლურსა და მულტიპოლურ მომენტებზე.

γ ქვანტების საშუალებით დეიტრონის დისოციაცია სავსებით ანალოგიურია ფოტოელექტრული ეფექტის; ამიტომაც ამ ნოვლენისათვის ჩვენ თამამად შეგვიძლია ვიხმაროთ სახელი ატომბირთვული ფოტოეფექტის.

განვიხილოთ დეიტრონის მიერ γ -ქვანტის შთანთქმის ეფექტიური σ —განიკვეთი. ამისათვის საჭიროა გამოყენებული იყოს ქვანტურ ფიზიკაში ცნობილი ღირაქის შეშფოთების თეორია, დამუშავებული არასტაციონარული პრობლემებისათვის.

აღნიშნული თეორიის გამოყენება იძლევა განიკვეთის შემდეგ ფორმულას:

$$\sigma = 2 \frac{\omega m^2 v}{c \hbar^2} |V|^2 \quad (38,1)$$

ამ ფორმულაში (38,1) σ —განიკვეთია γ -ქვანტის დეიტრონის მიერ შთანთქმის პროცესისათვის.

$$\omega = 2\pi \nu \quad (38,2)$$

წარმოადგენს ციკლურ სიხშირეს დეიტრონზე დაცემული γ -ფოტონისათვის, m —დაუკანალი მასაა ნაწილაკთა ასეთი სისტემისათვის: γ -ქვანტის შთანთქმის შედეგად დეიტრონიდან გამოსროლილი ნეიტრონისა და დეიტრონისაგან დარჩენილი ნაწილაკის პროტონისათვის, ე. ი. $m = \frac{1}{2} M$, სადაც M ნუკლონის მასაა.

v —წარმოადგენს დეიტრონიდან გამოსროლილი ნეიტრონის სიჩქარეს.

$|V|^2$ —მატრიცული ელემენტია შეშფოთების იმ V —ენერჯისათვის, რომელიც იწვევს ბირთვულ ფოტოეფექტს დეიტრონში. ცხადია, რომ შეშფოთების V —ენერჯია დაკავშირებულია γ -ფოტონის დაცეის მოკლენასთან დეიტრონზე. გადასვლა დეიტრონისა დისოცირებულ მდგომარეობაში წარმოებს დაცემული γ -ქვანტის ელექტრულ და მაგნიტურ ურთიერთქმედების შედეგად დეიტრონთან.

განვიხილოთ ცალ-ცალკე ფოტონის ელექტრული და მაგნიტური ურთიერთქმედება დეიტრონთან.

§ 89. γ -ძვანტის ელემენტარული ურთიერთქმედება დეიტრონთან

γ -ქვანტის შესაბამისი ელექტრული ვექტორი მოქმედებს დეიტრონის დამუხტულ ნაწილაკზე პროტონზე ელექტრული ძალით. ამ მოქმედების შედეგად პროტონი დეიტრონში გადაადგილდება მისი მასის ცენტრის მიმართ გარკვეულ მანძილზე. აღნიშნულ პროტონის კოორდინატი დეიტრონის მასის ცენტრის მიმართ

z-ით. მაშინ დეიტრონის ელექტრული მომენტი მასის ცენტრის მიმართ მოცემული იქნება სიდიდით

$$p_e = \frac{e}{2} z. \quad (39,1)$$

ამ ფორმულის მახედვით ჩვენ შეგვიძლია (38 1) განიყვეთის გამოთქაში შეშფოთების ენერჯიის მატრიცულ ელემენტისათვის შევიტანოთ მნიშვნელობა

$$V_i = \frac{e}{2} \int \psi_i z \psi_j d\tau. \quad (39,2)$$

სადაც ψ_i დეიტრონის ტალღურ ფუნქციას აღნიშნავს, ძირითად მდგომარეობაში. მიახლოებით ψ_i — ფუნქცია, ოგორც აღნიშნული იყო, შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\psi_i = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} (1 + \alpha a) e^{-\alpha r} \quad (39,3)$$

სადაც a — დეიტრონის პოტენციალური ორბოს სიგანეს ნიშნავს (ბირთულ ძალების მოქმედების რადიუსს), α — პარამეტრი დამოკი-

დებულია დეიტრონის ბმის ენერჯიაზე, იგი ნოცემულია $\sqrt{\frac{M V^2}{\hbar^2}}$ სიდიდით, სადაც M — მასაა ან ნეიტრონის ან პროტონის. $e^{-\alpha r}$ ექსპონენტის კოეფიციენტი, (39,3) ფორმულაში, წარმოადგენს ψ_i ფუნქციის ნორმირების კოეფიციენტის დახუსტებულ მნიშვნელობას.

იმისათვის, რომ (39,2) მატრიცული ელემენტი ნულისაგან განსხვავებული იყოს, ცხადია, რომ ამ ფორმულაში მოცემული ψ_j — საბოლოო მდგომარეობის ტალღური ფუნქცია p — მდგომარეობას უნდა ეთანადებოდეს. მაგრამ დეიტრონს მდგრადი p — მდგომარეობა არ გააჩნია. აქედან ცხადია, რომ აღნიშნული p — მდგომარეობა უნდა ეთანადებოდეს ნეიტრონ-პროტონ სისტემის უწყვეტ სპექტოს. ე. ი. საბოლოო ψ_j — მდგომარეობაში ჩვენ გვექნება დისოცირებული სისტემა ნეიტრონ-პროტონი თუ ენერჯიები, რომელსაც ადგილი აქვს განხილულ ატომბირთვულ ფოტოფექტში, გაცილებით უფრო ნაკლებია პოტენციალური ორბოს სიღრმეზე, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ p — მდგომარეობის შესაბამისი ტალღური ფუნქცია პოტენციალური ორბოს შიგნით ნულის ტოლია ამრიგად ψ_j — ტალღური ფუნქციისათვის ჩვენ შეგვიძლია მივიღოთ p — მდგომარეობის ტალღური ფუნქცია (თავისუფალი ნაწილაკის შესაბამისი, ე. ი. ტალღური ფუნქცია. რომელიც ორბიტალური მომენტის $l=1$ — მნიშვნელობას ესაბამება).

(39,2) მატრიც-ელემენტი გამოთვლილი (39,3) დეიტრონის ძირითად მდგომარეობის ფუნქციასა და თავისუფალი ნაწილაკის p -ტალის შესახებ ψ -ფუნქციის საშუალებით, თუ ჩასმული იქნება განიკვეთის (38.1) ფორმულაში, დიფერენციალური განიკვეთისათვის მიიღება შემდეგი ფორმულა:

$$d\sigma_1 = 2 \frac{e^2}{\hbar c} \cos^2 \chi \cdot \frac{dk^3}{(\alpha^2 + k^2)^3} (1 + \alpha\alpha) d\Omega \quad (39,4)$$

ამ ფორმულაში k -ტალური რიცხვია ნეიტრონ-პროტონ სისტემისათვის γ -ქვანტის შთანთქმის შემდეგ. χ -წარმოადგენს კუთხეს ფოტონის პოლარიზაციის მიმართულებისა და პროტონის მოძრაობის მიმართულებას შორის. $\cos^2 \chi$ შემოდის ψ -საბოლოო მდგომარეობის p -ტალის ფუნქციასთან ერთად. თუ დეიტრონზე დაცემული γ -ქვანტები პოლარიზებული არ არიან, უნდა მოხდეს გასაშუალება (39,4) ფორმულაში χ -ს მიმართ. ამ გასაშუალების შედეგად მიიღება

$$\overline{\cos^2 \chi} = \frac{1}{2} \sin^2 \theta, \quad (39,5)$$

სადაც θ წარმოადგენს კუთხეს პროტონის დეიტრონიდან გამოსროლის მიმართულებისა და ფოტონის მოძრაობის საწყის მიმართულებას შორის.

თუ ჩვენ მოვახდენთ ფიქსირებას ფოტონის პოლარიზაციის მიმართულებისათვის და გასაშუალებას ჩავატარებთ გამოსროლილი პროტონის ყველა მიმართულებათა მიმართ, მივიღებთ

$$\int \cos^2 \chi d\Omega = \frac{4\pi}{3}. \quad (39,6)$$

ნეიტრონ პროტონის სისტემის ენერგია, ენერგიის შენახვის კანონის მიხედვით მოცემულია (39,4) ფორმულაში

$$E = \hbar \nu - W = \hbar^2 k^2 / M. \quad (39,7)$$

ფორმულით, სადაც W -დეიტრონის ბმის ენერგიაა და განსაზღვრულია ფორმულით

$$W = \hbar^2 \alpha^2 / M. \quad (39,8)$$

შევიტანოთ (39,4) ფორმულაში k და α -ს მნიშვნელობები (39,5) (39,8) ფორმულებიდან და გავითვალისწინოთ (39,6) შედეგი, მაშინ მივიღებთ:

$$\sigma_i = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \frac{\hbar^2}{M} \cdot \frac{W^{\frac{1}{2}} E^{\frac{3}{2}}}{(E+W)^2} (1+a\alpha) \quad (39,9)$$

ასეთია სრული ეფექტიური განიკვეთი σ_i —ფოტონების საშუალებით დეიტრონის დაშლის პროცესში. მარტივი გამოთვლები გვაძლევს, რომ (39,9) ფორმულიდან σ_i —ეფექტიური განიკვეთის დამოკიდებულება სისტემის E ენერჯისაგან

$$\sigma_i \cong E^{-3/2}, \quad (39,10)$$

ასიმპტიტური კანონით იქნება დახასიათებული. მართლაც, აღნიშნული (39,9) ფორმულაში თუ $E \gg W$, ენერჯისაგან დამოკიდებულება მოცემული იქნება E^{-3} . $E^{3/2} = E^{-3/2}$ ფუნქციით. გადავიდეთ დეიტრონის მაგნიტურ ურთიერთმოქმედებაზე γ —ფოტონებთან და ამ ურთიერთქმედებით გამოწვეული დეიტრონის დაშლის პროცესის ეფექტიურ განიკვეთზე. ამ პროცესს მოკლედ დეიტრონის ფოტომაგნიტურ დისოციაციას უწოდებენ.

§ 40°. დეიტრონის ფოტომაგნიტური დისოციაცია

როგორც ცნობილია, γ —ქვანტს, რომელიც დეიტრონს ეცემა, ახასიათებს, ელექტრულ ვექტორის გარდა, მაგნიტური ვექტორიც. აქედან ცხადია, რომ γ —ქვანტი გარკვეულ მაგნიტურ ურთიერთქმედებაში იქნება დეიტრონის შემადგენელი ნაწილაკების, ნეიტრონის და პროტონის, მაგნიტურ დიპოლების მაგნიტურ მომენტებთან. ვთქვათ μ_p და μ_n წარმოადგენენ პროტონის და ნეიტრონის მაგნიტურ მომენტებს (ბირთვულ მაგნეტონებში გამოსახულს). ნეიტრონ-პროტონულ სისტემის მაგნიტური მომენტის ოპერატორი მოცემულია შემდეგი სახით:

$$\frac{e\hbar}{2Mc} (\mu_p \vec{\sigma}_p + \mu_n \vec{\sigma}_n), \quad (40,1)$$

სადაც $\vec{\sigma}_p$ სპინექტორ-ოპერატორია პროტონისათვის, ხოლო $\vec{\sigma}_n$ — ნეიტრონისათვის (იხ. მაგ. (36.12)).

დეიტრონის საწყისი მდგომარეობა 3S —მდგომარეობა იყოს, რომელიც ტალღური ფუნქციის კოორდინატული ნაწილის (39,3) სახეშია მოცემული. იმის გამო, რომ (41,1) ოპერატორი ტალღურ ფუნქციის მხოლოდ სპინურ ნაწილზე მოქმედებს, ცხადია, რომ დეიტრონის საბოლოო მდგომარეობაც, γ ქვანტის შთანთქმის შემდეგ, 1S —მდგომარეობა უნდა იყოს. წინააღმდეგ შემთხვევაში კუთხეების მიმართ ინტეგრაცია მოგვეცემდა ნულს. ეს აიხსნება იმით,

რომ კოორდინატული ტალღური ფუნქციები ორთოგონალური უნდა იყოს სივრცულ კოორდინატებში. მაგალითად ყველა შესაძლო S —კოორდინატული ფუნქციები ორთოგონალურნი არიან და იმის გამო, რომ ოპერატორი (40.1) ფუნქციის სივრცულ ნაწილზე არ მოქმედობს მატრიცის ელემენტი (40,1) ოპერატორისათვის ნულის ტოლი გამოვიდოდა. ასე. რომ ბოლო მდგომარეობისათვის შესაძლებელია მხოლოდ ვირტუალური 1S მდგომარეობა. ის გარემოება, რომ საბოლოო მდგომარეობა S —მდგომარეობაა, ნიშნავს გამოსროლილი პროტონების სფეროულ სიმეტრიულ განაწილებას; ამით ფოტომაგნიტური დისოციაცია არსებითად განსხვავდება ფოტოელექტრულიაგან, სადაც, როგორც (39,4) ფორმულიდან ჩანს. კუთხურ დამოკიდებულებას გამოსროლილ პროტონებისათვის ადგილი აქვს. ანრიგად γ —ქვანტის მაგნიტური ურთიერთქმედების შედეგად დეიტრონიან, ადგილი აქვს გადასვლას $^3S \rightarrow ^1S$, ამ გადასვლის მატრიც ელემენტი მოცემულია შემდეგი სახით:

$$V_m = \frac{e\hbar}{2\beta Mc} \cdot \sum \chi_0 (\mu_p \vec{\sigma}_p + \mu_n \vec{\sigma}_n) \chi_1 \int \psi_i \psi_j d\tau. \quad (40,2)$$

მიღებული (40.2) ფორმულაში χ_0 დეიტრონის სპინ-ტალღურ ფუნქციას ნიშნავს 1S მდგომარეობაში, ხოლო χ_1 3S მდგომარეობაში. ψ_i დეიტრონის ტალღური ფუნქციაა ძირითად 3S მდგომარეობაში. იგი შეიძლება (39.3) სახით იყოს აღებული. ψ_j —საბოლოო მდგომარეობის ფუნქციაა ნეიტრონ-პროტონ სისტემისათვის, 1S -ვირტუალურ მდგომარეობაში, უწყვეტი სპექტრის შესაბამისად იგი ნორმირებულია ენერჯიის ინტეგრალის ერთეულად წინშეწელობაზე

(40,2) მატრიცული ელემენტის გამოთვლა და შედეგის შეტანა (38.1) ფორმულაში იძლევა γ -ქვანტის დეიტრონიან მაგნიტურ ურთიერთქმედების დამახასიათებელ ფიზიკურ სიდიდეს. ინტეგრალურ განიკვეთს, დეიტრონების ფოტო-მაგნიტურ დაშლისათვის, განიკვეთის ფორმულა შემდეგია:

$$\sigma_m = \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^2 \cdot \frac{E^{\frac{1}{2}} \cdot W^{\frac{1}{2}} (W^{\frac{1}{2}} + W_0^{\frac{1}{2}})^2}{(E+W)(E+W_0)} (\mu_p - \mu_n)^2. \quad (40,3)$$

ამ ფორმულაში ყველა სიდიდე უკვე ზემოთ იყო განმარტებული W_0 -ის გარდა, რომელიც ნეიტრონ-პროტონ სისტემის 1S —მდგომარეობის ენერჯიის აღნიშნავს. W_0 -ის რიკხვით მნიშვნელობა ისაზღვრება ექსპერიმენტულად, მცირე ენერჯიის ნეიტრონების გა-

ბნევის შესწავლით პროტონებიდან სინგულეტურ მდგომარეობაში. ასეთი გაბნევის ინტეგრალური განივკვეთი მოცემულია ფორმულით

$$\sigma_{\text{in}} = \frac{4\pi\hbar^2(1-a)}{M(W_0+E)}, \quad (40,4)$$

სადაც W —ენერგიის გარდა, ყველა სიდიდე ცნობილია ექსპერიმენტულად. σ_0 იზომება ნელი ნეიტრონების გაბნევით, E —მათი ენერგია გაზომილია, a ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსით ცნობილია და (40,4) იძლევა (40,3) ფორმულისათვის W_0 სინგულეტური მდგომარეობის შესაბამის ენერგიას.

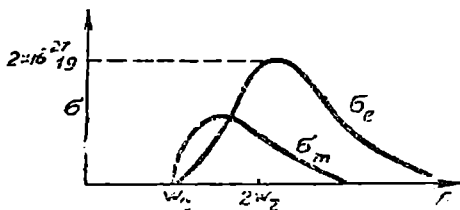
ისე, როგორც ფოტოელექტრული განივკვეთის შემთხვევაში (39,9), ფოტომაგნიტური განივკვეთი (40,3) დიდი ენერგიების შემთხვევაში, როდესაც $E \gg W$,

$$\sigma_{\text{in}} \cong E^{-2}$$

კანონს ემორჩილება.

პირიქით, თუ ენერგიები მცირეა $E \ll W$ ფოტოელექტრული ეფექტიური განივკვეთი პროპორციულია $E^{3/2}$ ის, ხოლო ფოტომაგნიტური კი $(E^{3/2})/(E+W_0)$ -ის, ასე, რომ თუ ენერგიები საკმაოდ ახლოს არიან რეაქციის W —ზღვრბლთან (იმ მინიმალურ ენერგიასთან, რომელიც საკმარისია დეიტრონის დაშლისათვის), მაგნიტური დაშლის ეფექტიური განივკვეთი მეტი ხდება ელექტრულზე.

მე-15 ნახ-ზე მოცემულია დეიტრონის ფოტოელექტრული და ფოტომაგნიტური დაშლის განივკვეთის ფუნქციონალური დამოკიდებულება γ -ქვანტების ენერგიისაგან. დაახლოებით γ -ქვანტის ენერგიის იმ მნიშვნელობისათვის, რო-



ნახ. 15. დეიტრონის σ_e -ფოტოელექტრული და σ_m ფოტომაგნიტური განივკვეთები როგორც დაცემული ქვანტების ენერგიის ფუნქციები.

მელიც $2W$ -ს უდრის σ_e —ფოტოელექტრული დაშლის განივკვეთს აქვს მაქსიმალური მნიშვნელობა. იგი რიცხობრივ დაახლოებით $2 \cdot 10^{-27}$ სმ²-ის ტოლია. როდესაც ენერგია 100 Mev-მდე აღის, განივკვეთის მნიშვნელობა 10^{-29} სმ²-მდე ეცემა. W —ენერგიის ზღვრბლის მახლობლობაში ცხადად ჩანს, რომ ფოტომაგნიტური განივკვეთი მეტი ხდება ფოტოელექტრულზე.

ზემოთ მიღებული შედეგების ექსპერიმენტებით შემოწმება დიდ ტექნიკურ სიძნელეებთანაა დაკავშირებული; მიუხედავად ამისა მაინც, თეორიული შედეგების შედარება ექსპერიმენტალურ მონაცემებთან არ იძლევა ცუდ თანხმობას. მაგალითად, ფოტომანტური დაშლის ეფექტიური განაკვეთისათვის სასაზღვრო მნიშვნელობა ჰალბანის ექსპერიმენტებში მიღებული იყო

$$0,9 \cdot 10^{-28} \text{ სმ}^2 \quad (40,5)$$

იმ დროს, როდესაც ამ რიცხვის თეორიული მნიშვნელობა

$$3 \cdot 10^{-28} \text{ სმ}^2 \cdot \text{ია.} \quad (40,6)$$

თუ შეხედვლობაში მივიღებთ იმ პრინციპულ და ექსპერიმენტულ ტექნიკურ სიძნელეებს, რომელნიც დაკავშირებულნი არიან განიკვეთის (40,5) ექსპერიმენტული მნიშვნელობის მიღებასთან, დავსკვნით, რომ ამ შედეგის თანხმობა (40,6) თეორიულთან დამაკმაყოფილებელია.

§ 41*. ნეიტრონების ჩაჭერა პროტონების მიერ

მაშინ, როდესაც ფოტო დისოციაციის დროს ადგილი აქვს γ -ქვანტის ხარჯზე დეიტრონის დაშლას ნეიტრონად და პროტონად, პირიქით, ნეიტრონის პროტონთან შეხლის დროს შესაძლებელია წარმოიშვას დეიტრონი და გამოსხივებული იყოს γ -ქვანტი. ამ უკანასკნელ პროცესს ნეიტრონის ჩაჭერას უწოდებენ პროტონის მიერ. ასე, რომ ნეიტრონის ჩაჭერა პროტონის მიერ შებრუნებული პროცესია დეიტრონის ფოტო დისოციაციის.

დეიტრონის ფოტო დისოციაციას შეესაბამება ბირთვული რეაქცია

$${}_1H^2 + \gamma \rightarrow {}_0n^1 + {}_1p^1 \quad (41,1)$$

ნეიტრონის ჩაჭერა პროტონის მიერ γ -ქვანტის გამოსხივებით კი მოცემულია (41,1)-ის შებრუნებული რეაქციით:

$${}_0n^1 + {}_1p^1 \rightarrow {}_1H^2 + \gamma. \quad (41,2)$$

ჩვენს უახლოეს ამოცანას შეადგენს მივიღოთ ეფექტიური განიკვეთი ნეიტრონის პროტონის მიერ ჩაჭერის (41,2) რეაქციისათვის.

აღნიშნოთ (41,2) ნეიტრონის პროტონის მიერ ჩაჭერის რეაქცია შემოკლებით $I \rightarrow II$ -ით, მ.შასადაძვე. I -ის ქვეშ უნდა გავიგოთ ნეიტრონ-პროტონისაგან შედგენილი სისტემის მდგომარეობა, ხოლო II -ის ქვეშ დეიტრონის და γ -ქვანტისაგან. ამ აღნიშვნებში, ცხადია, (41,1) რეაქცია მოკლედ ჩაიწერება $II \rightarrow I$ სახით. ვთქვათ

V — მოცულობაში მოცემულია ნეიტრონები, პროტონები, დეიტრონები და γ — ქვანტები ისეთი რაოდენობით, რომ მასში ადგილი აქვს $I \rightarrow II$ და $II \rightarrow I$ რეაქციების ტოლ რაოდენობას. მაშინ ცხადია, რომ ამ მოცულობაში ყოველი გეარობის ნაწილაკთა საერთო რაოდენობა ენერჯიის dE ინტერვალზე მუდმივი იქნება. თუ ეფექტიურ განივკვეთს $I \rightarrow II$ რეაქციისათვის აღვნიშნავთ $\sigma_{I \rightarrow II}$ -ით, ხოლო $II \rightarrow I$ -სათვის $\sigma_{II \rightarrow I}$ -ით, ზენით აღნიშნულ წონასწორობისათვის აუცილებელია იყოს დატული ტოლობა:

$$v_I \sigma_{I \rightarrow II} \cdot N_I = v_{II} \sigma_{II \rightarrow I} \cdot N_{II}, \quad (41,3)$$

სადაც v_I განსაზღვრავს ფარდობით სიჩქარეს ნეიტრონისა პროტონის მიმართ, რადგანაც I მდგომარეობაში ჩვენ საქმე გვაქვს ნეიტრონების შეხლასთან პროტონებთან. N_I აღნიშნავს I — მდგომარეობათა რიცხვს, ე. ი. ენერგეტიულ მდგომარეობათა სინკრივეს გამრავლებულს ენერჯიის ინტერვალზე

$$N_I = \rho_I(E) dE, \quad (41,4)$$

ასევე N_{II} ნიშნავს II ენერგეტიულ მდგომარეობათა რიცხვს

$$N_{II} = \rho_{II}(E) dE. \quad (41,5)$$

(41,3) ტოლობის მარცხენა ნაწილი იძლევა $I \rightarrow II$ რეაქციების რიცხვს განხილულ V მოცულობაში ენერჯიის dE ინტერვალზე, ხოლო მარჯვენა $II \rightarrow I$ რეაქციების რიცხვს ენერჯიის იმავე ინტერვალზე. ვაშასადაამე, (41,3) ტოლობით ჩაწერილია პირდაპირ და შებრუნებულ რეაქციებს შორის წონასწორობის პირობა. თუ g -თი აღვნიშნავთ მდგომარეობის სტატისტიკურ წონას, p -თი ნაწილაკთა იმპულსს, ჩვენ შეგვიძლია გავიგოთ ენერგეტიულ მდგომარეობათა რიცხვი მოცულობის ერთეულში ენერჯიის ინტერვალის ერთეულზე. მართლაც იმპულსთა სფეროს p , $p + dp$ ფენის მოცულობა

$$4\pi p^2 dp$$

სიდიდით იქნება მოცემული და რადგანაც ყოველი ფაზური უჯრედის მოცულობა $(2\pi\hbar)^3$ -ის ტოლია, ენერგეტიულ უჯრედთა რაოდენობა სივრცული მოცულობის ერთეულზე და ენერჯიის ინტერვალის ერთეულზე განსაზღვრული იქნება ფორმულით:

$$\frac{4\pi p^2}{(2\pi\hbar)^3} \frac{dp}{dE} g. \quad (41,6)$$

ამ ფორმულის მიხედვით ცხადია, რომ ენერგეტიულ მდგომარეობათა სიმკვრივეებისათვის მიიღება:

$$\rho_I = \frac{4\pi p_I^2}{(2\pi\hbar)^3} g_I \cdot \frac{dp_I}{dE} \quad (41,7)$$

$$\rho_{II} = \frac{4\pi p_{II}^2}{(2\pi\hbar)^3} g_{II} \cdot \frac{dp_{II}}{dE} \quad (41,8)$$

ან

$$\frac{\rho_I}{\rho_{II}} = \frac{p_I^2 g_I}{p_{II}^2 g_{II}} \frac{\frac{dp_I}{dE}}{\frac{dp_{II}}{dE}} \quad (41,9)$$

შეორე მხრივ რელატივისტურ ფიზიკიდან ცნობილია ენერჯიასა და იმპულსს შორის კავშირის შემდეგი ფორმულა:

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m^2 c^2. \quad (41,10)$$

ამ ფორმულის გაწარმოებით მივიღებთ, რომ

$$dp/dE = E/c^2 p. \quad (41,11)$$

ფარდობითული ენერჯიის სიჩქარესა და იმპულსს შორის აგრეთვე შეიძლება იოლად მივიღოთ დამოკიდებულება:

$$Ev = c^2 p. \quad (41,12)$$

შევიტანოთ (41,12) მნიშვნელობა (41,11)-ში, გვექნება:

$$\frac{dp}{dE} = \frac{1}{v}. \quad (41,13)$$

მიღებული განტოლება (41,13) სამართლიანია როგორც I მდგომარეობის, ასევე II მდგომარეობის ნაწილაკათათვის, მაშასადამე, ჩვენ შეგვიძლია ჩავწეროთ, რომ

$$\frac{dp_I}{dE} = \frac{1}{v_I}, \quad \frac{dp_{II}}{dE} = \frac{1}{v_{II}}. \quad (41,14)$$

თუ მიღებულ (41,14) მნიშვნელობებს შევიტანოთ (41,9) ფორმულაში, გვექნება:

$$\frac{\rho_I}{\rho_{II}} = \frac{p_I^2 \cdot g_I \cdot v_{II}}{p_{II}^2 \cdot g_{II} \cdot v_I}. \quad (41,15)$$

რეაქციათა წონასწორობის (41,3) განტოლებიდან, (41,4) და (41,5) ფორმულების მხედველობაში მიღების შემდეგ ჩვენ გვექნება:

$$\sigma_{I \rightarrow II} = \sigma_{II \rightarrow I} \frac{v_{II} p_{II}}{v_I p_I}. \quad (41,16)$$

ამ ფორმულაში (41,15) შედეგის გათვალისწინება კი მოგვეცემს

$$\sigma_{I \rightarrow II} = \sigma_{II \rightarrow I} \frac{g_{II} p_{II}^2}{g_I p_I^2}. \quad (41,17)$$

ასეთია ფორმულა პირდაპირი პროცესის $\sigma_{I \rightarrow II}$ განივკვეთის შებრუნებული $\sigma_{II \rightarrow I}$ პროცესის განივკვეთის საშუალებით გამოთვლისათვის.

მივიღოთ ახლა მხედველობაში ის გარემოება, რომ სტატისტიკური წონებისათვის სამართლიანია შემდეგი ფორმულები

$$\left. \begin{aligned} g_I &= g_n g_p \\ g_{II} &= g_\gamma g_d \end{aligned} \right\}, \quad (41,18)$$

სადაც g_n , g_p , g_γ და g_d გამოხატავენ ნეიტრონის, პროტონის γ -ქვანტის და დეიტრონის ენერგეტიულ მდგომარეობათა სტატისტიკურ წონებს. იმის გამო, რომ ნეიტრონს და პროტონს სპინის ორ-ორი მნიშვნელობა $\pm \frac{1}{2}$ შეიძლება ჰქონდეთ, (41,18) ფორმულებიდან პირველი იძლევა $g_I = 4$. რადგანაც $g_n = 2$ და $g_p = 2$. ასევე γ -ქვანტს ორი შესაძლებლობა აქვს პოლარიზაციისა $g_\gamma = 2$, ხოლო დეიტრონს შეუძლია სპინის სამი მდგომარეობა ჰქონდეს $+1, 0, -1$, რადგანაც დეიტრონის ძირითადი მდგომარეობა 3S მდგომარეობაა, მაშასადამე, $g_d = 3$. ასე რომ (41,18) ფორმულებიდან მეორის ძალით, $g_{II} = 6$ სტატისტიკური წონების აღნიშნულ მნიშვნელობებს თუ (41,17) ფორმულაში შევიტანთ, გვექნება:

$$\sigma_{I \rightarrow II} = \sigma_{II \rightarrow I} \frac{3}{2} \frac{p_{II}^2}{p_I^2}. \quad (41,19)$$

განვიხილოთ ახლა ამ ფორმულაში შებრუნებული პროცესის განივკვეთისათვის (40,3) ფორმულით მოცემული მნიშვნელობა, მაშინ გვექნება:

$$\sigma_{I \rightarrow II} = \frac{3}{2} \frac{p_{II}^2}{p_I^2} \frac{2\pi e^2}{3} \frac{1}{\hbar c} \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^2 \frac{\sqrt{E} \cdot \sqrt{W} \cdot (\sqrt{W} + \sqrt{W_0})^2}{(E+W)(E+W_0)} (\mu_p - \mu_n)^2 \quad (41,20)$$

სისტემის II მდგომარეობის იმპულსი არსებითად γ -ქვანტის ენერგიის საშუალებით გამოითქმება შემდეგი სახით

$$p_{II} = \hbar \omega / c \quad (41,21)$$

აქედან კი

$$p_{II}^2 = (W + E)^2 / c^2. \quad (41,22)$$

ჩვენს შემთხვევაში აგრეთვე ცხადია, რომ

$$p_I = Mv / 2, \quad (41,23)$$

სადაც M — ნეიტრონის ან პროტონის მასაა, ხოლო v — ფარდობითი სიჩქარეა ნეიტრონისა პროტონის მიმართ (41,23). ფორმულით იოლად შეიძლება გამოვხატოთ ნეიტრონ-პროტონის ენერგია C — სისტემაში:

$$p_I^2 = M \cdot E. \quad (41,24)$$

თუ იმპულსის კვადრატების (41,22) და (41,24) მნიშვნელობებს ჩავსვათ (41,20) ფორმულაში, ჩვენ გვექნება ნეიტრონის პროტონის მიერ ჩაქერის პროცესის საბოლოო ფორმულა ეფექტიური განიკვეთისათვის:

$$\sigma = \pi \cdot \frac{e^2}{Mc^2} \cdot \frac{\hbar}{Mc} \cdot \sqrt{\frac{2W}{E}} \cdot \frac{(\sqrt{W} + \sqrt{W_0})^2 \left(W + \frac{1}{2} E_0\right)}{\left(W_0 + \frac{1}{2} E_0\right) Mc^2} (\mu_p - \mu_n)^2 \quad (41,25)$$

სადაც E_0 ნეიტრონ-პროტონ სისტემის ენერგიაა ლაბორატორიულ სისტემაში.

სითბური ნეიტრონების შემთხვევაში, რომელთა ენერგიებიც 0,025 eV-ის ტოლია, (41,25) თეორიული ფორმულა იძლევა ასეთი ნეიტრონის პროტონის მიერ ჩაქერის განიკვეთს:

$$\sigma = 0,302 \cdot 10^{-24} \text{ სმ}^2. \quad (41,26)$$

ექსპერიმენტები კი სითბური ნეიტრონების ჩაქერისათვის პროტონების მიერ გადაღვევენ განიკვეთს

$$\sigma = 0,307 \cdot 10^{-24} \text{ სმ}^2. \quad (41,27)$$

როგორც ამ რიცხვების (41,26) და (41,27) შედარებიდან ჩანს, ჩვენს მიერ ზემოთ ჩამოყალიბებული თეორია ნეიტრონის პროტონის მიერ ჩაქერისათვის კარგად ეთანხმება ექსპერიმენტებს. ეფექტიური განიკვეთის (41,26) ან (41,27) მნიშვნელობა იძლევა, მაგალითად, ნეიტრონის საშუალო სიცოცხლის დროისათვის პარაფინში, 10^{-4} სეკუნდს. აღსანიშნავია ის გარემოება, რომ ეს დრო პრაქტიკულად დამოუკიდებელია ნეიტრონების პროტონის მიმართ არსებულ v — სიჩქარეებისაგან.

ეს გარემოება შემდეგნაირად შეიძლება ავხსნათ. თუ σ —განიეკვეთის მუდმივად ჩაველით, ჩაქერის რეაქციის ალბათობა პროპორციულია v —სიჩქარის, მაგრამ იმის გამო, რომ (41.25) ფორმულის თანახმად რეაქციის განიეკვეთი პროპორციულია $\frac{1}{\sqrt{E}}$ სიდიდის:

$$\sigma \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \sim \frac{1}{v}. \quad (41,28)$$

ცხადია, რომ ნამრავლი $\sigma \cdot v$ —მუდმივი სიდიდეა მცირე ენერგიების შემთხვევაში. ეს კი ჩაქერის რეაქციის ალბათობის მუდმივობას მოასწავებს სითბური ნეიტრონების შემთხვევაში.

თ ა მ 0 12

პროტონების გაბნევა პროტონებიდან

§ 42*. პროტონების პროტონებიდან გაბნევის. ზოგადი მიმოხილვა

ის გარემოება, რომ მხოლოდ ორი პროტონისაგან შედგენილი ატომბირთვი არ არსებობს, აშკარად მოწმობს პროტონთა შორისი ძალების იმ თავისებურების შესახებ, რომლის მიხედვითაც ორი პროტონი ვერ იძლევა ბმულ მდგომარეობას. პროტონთა შორისი ძალების შესასწავლად ერთადერთ საშუალებას წარმოადგენს პროტონების პროტონთაგან გაბნევის ექსპერიმენტული შესწავლა. პროტონთა პროტონებიდან გაბნევის შესწავლა ექსპერიმენტულად უფრო იოლია, ვიდრე გაბნევათა შესწავლა ნეიტრონებისათვის. ამის პრაქტიკული მიზეზები შემდეგში მდგომარეობს:

I. პროტონების წყარო უფრო იოლად მიიღება, ვიდრე ნეიტრონების.

II. მონოქრომატიზაცია პროტონებისა უფრო იოლია, ვიდრე ნეიტრონებისათვის (მონოქრომატული პროტონები მუდმივი დებროილის ტალღის სიგრძის მქონეა).

III. პროტონების ვიწრო კონები შეიძლება მივიღოთ უფრო იოლად, ვიდრე ნეიტრონების.

IV. პროტონების იონიზაციური მოვლენებით აღმოჩენა უფრო იოლია, ვიდრე ნეიტრონების. ნეიტრონები უშუალოდ არ იძლევიან იონიზაციას; ისინი პროტონებთან შეხლის შედეგად იწვევენ მათ აჩქარებას და აჩქარებული პროტონები კი ძლევიან იონიზაციას.

V. პროტონის პროტონიდან გაბნევის იწვევს კულონური ურთიერთქმედება და ატომბირთვული ურთიერთქმედება. ეს გარემოება იძლევა საშუალებას განვსაზღვროთ ამ ორი სახის გაბნევის ინტერფერენცია.

VI. ის გარემოება, რომ პროტონ-პროტონი ფერმის სტატი-სტიკას ემორჩილება, ხოლო პროტონ ნეიტრონს კი შეიძლება ჰქონდეს როგორც სიმეტრიული მდგომარეობა ნაწილაკთა გადას-მის მიმართ, აგრეთვე ანტისიმეტრიულიც, ამარტივებს პროტონ-პროტონ გაბნევის პრობლემას შედარებით პროტონ-ნეიტრონ გაბ-ნევასთან.

§ 41°. გაბნევა კულონური ველის მიერ

როდესაც ერთი პროტონი მეორეს უახლოვდება, ადგილი აქვს კულონის ურთიერთქმედებას მათ შორის, და ამის გამო გაბნევის.

$z_1 e$ მუხტის მქონე ნაწილაკის გაბნევა $z_2 e$ მუხტიან ნაწილაკი-დან შესწავლილი იყო კლასიკური მეთოდებით რეზერფორდის მიერ და მიღებული იყო შემდეგი ფორმულა გაბნევის დიფერენ-ციალური განიკვეთისათვის:

$$d\sigma = \frac{e^4 z_1^2 z_2^2}{4m^2 v^4 \sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)} 2\pi \sin \theta d\theta. \quad (43,1)$$

ეს ფორმულა იძლევა გაბნევის $d\sigma$ ეფექტიურ განიკვეთს $z_1 e$ მუხ-ტის მქონე ატომბირთვის გაბნევისათვის $z_2 e$ მუხტის შესაბამის ატომბირთვიდან.

θ -გაბნევის კუთხეა კოორდინატთა C -სისტემაში (§ 30) პრო-ტონ-პროტონ გაბნევის შემთხვევაში

$$z_1 = z_2 = 1 \quad (43,2)$$

m —(43,1) ფორმულაში დაყვანილი მასაა დაცემულ ნაწილაკისა გაბ-ფანტაჟთან. პროტონ-პროტონული გაბნევისათვის

$$m = M/2 \quad (43,3)$$

სადაც M ნუკლონის მასაა. დაბოლოს v —დაცემული ნაწილაკის სიჩ-ქარეა.

(43,1) ფორმულა პროტონ-პროტონული გაბნევის შემთხვევაში კოორდინატთა L -სისტემაში (§ 30) იძლევა

$$d\sigma = \frac{e^4}{E_0^2} \left(\frac{1}{\sin^4 \theta_1} + \frac{1}{\cos^4 \theta_1} \right) \cos \theta_1 2\pi \sin \theta_1 d\theta_1. \quad (43,4)$$

მიღებული ფორმულა (43,4), (43,1)-თან შედარებით, შეიცავს ე. წ. უკუკემის პროტონების არსებობასაც. ყოველ პროტონს რომელიც L -სისტემაში 0_1 კუთხით გაიბნევა, შეესაბამება უკუცემის პროტონი.

რომელიც $\frac{\pi}{2} \dots 0_1$, კუთხით მოძრაობს.

განივკვეთის (43,4) ფორმულა ითვალისწინებს უკუკემის პროტონებს $1/\cos^2 \theta_1$ წვერის საშუალებით. ენერგია E_0 (43,4) ფორმულაში, კინეტიკური ენერგიაა L -სისტემაში:

$$E_0 = Mv^2/2. \quad (43,5)$$

ფორმულები (43,1) და (43,4) სამართლიანია მცირე ენერგიის მქონე დაცემულ ნაწილაკებისათვის. ამ შემთხვევაში ატომბირთვული ძალების გავლენა უსასრულოდ მცირეა. დიდი ენერგიების შემთხვევაში ბირთვული ურთიერთქმედების გავლენა გაზნევის განივკვეთზე საგრძნობი სიდიდეა და ფორმულები (43,1) და (43,4) უკვე აღარ არიან სამართლიანი.

აღსანიშნავია ის გარემოება, რომ (43,1) და (43,4) კლასიკური ფორმულები ქვანტური მექანიკის მიერ შესწორებულია, იგიურ ნაწილაკთა შემთხვევაში.

პროტონ-პროტონულ გაზნევის შემთხვევაში ეს ფორმულა შემდეგი სახისაა:

$$dz = \frac{e^4}{E_0^2} \left[\frac{1}{\sin^4 \theta_1} + \frac{1}{\cos^4 \theta_1} - \frac{\cos \left(\frac{e^2}{\hbar v} \ln \operatorname{tg}^2 \theta_1 \right)}{\sin^2 \theta_1 \cos^2 \theta_1} \right] \cos \theta_1 2\pi \sin \theta_1 d\theta_1 \quad (43,6)$$

სხვადასხვაგვარი ნაწილაკების გაზნევის შემთხვევაში (43,6) ფორმულის დამატებითი ნაწილი უმნიშვნელოა და ქვანტური შედეგი (43,6) ემთხვევა კლასიკურს (43,4)-ს.

§ 44*. ატომბირთვული ძალების გავლენა გაზნევაზე

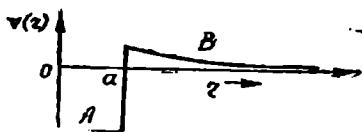
ძირითადი განსხვავება პროტონსა და ნეიტრონს შორის მუხტითაა მოცემული. პროტონს აქვს ერთი ელემენტარული დადებითი მუხტი, ხოლო ნეიტრონს კი მუხტი არა აქვს. ცდები იძლევა, რომ მუხტების კულონურ ურთიერთქმედებას ატომბირთვში მცირე როლი აქვს. ასე, რომ პროტონს და პროტონს შორის ბირთვული

ურთიერთქმედების პოტენციალი ისეთივე მნიშვნელობის უნდა იყოს, როგორც პროტონსა და ნეიტრონს შორის.

ატომბირთვული ძალების მხედველობაში მიღებით, ქვანტური მექანიკის საუბუძველზე, პროტონ-პროტონული გაბნევის დიფერენციალური განვიკვეთი მოცემულია შემდეგი ფორმულით:

$$d\sigma = \frac{e^4}{E_0} \left[\frac{1}{\sin^4 \theta_1} + \frac{1}{\cos^4 \theta_1} - \frac{1}{\sin^2 \theta_1 \cos^2 \theta_1} - \frac{2\hbar v \cdot \sin \delta_0 \cos \delta_0}{e^2 \sin^2 \theta_1 \cos^2 \theta_1} + \left(\frac{2\hbar v}{e^2} \right)^2 \sin^2 \delta_0 \right] \cos \theta_1 d\Omega \quad (44,1)$$

ფორმულა (44,1) მხედველობ. ში ღებულობს პროტონ პროტონული ურთიერთქმედების პოტენციალის A -ბირთვულ ნაწილს მის B -კულონურ ნაწილთან ერთად (იხ. ნახ. 16).



ნახ. 16. პროტონ პროტონული სისტემის პოტენციალური მრუდი.

δ_0 —ფაზის ცვლის მნიშვნელობა გვაძლევს საშუალებას გავითვალისწინოთ გაბნევაში ბირთვული ძალების როლი. თუ $\delta_0 = 0$, (44,1) ფორმულა გადადის (43,6) ფორმულის იმ მოახლოებაში, როდესაც

$$\cos \left(\frac{e^2}{\hbar v} \cdot \ln \operatorname{tg}^2 \theta_1 \right) \quad (44,2)$$

პრიცხველი, (43,6)-ის მესამე შესაყრებში, ერთის ტოლათაა ჩათვლილი.

(44,2) სიდიდის ერთთან ტოლობას ეთანადება დაცემული პროტონების ენერჯია დაახლოებით 1 Mev-ის ტოლი ან მეტი და გარდა ამისა μ_1 განსხვავებული ნულისაგან და $\frac{\pi}{2}$ -საგან.

მაშასადამე, თუ ბირთვულ ძალებს მხედველობაში არ მივიღებთ, დიფერენციალური განვიკვეთი (44,1) მოგვცემს მნიშვნელობას (43,6), რომელიც კოლონურ ველში გაბნევის ეთანადება (რომელიც გამოწვეულია ნახ. 16. პოტენციალის B კულონური ნაწილით).

(44,1) ფორმულის მეოთხე წევრს, კვადრატულ ფრჩხილებში, კულონური და ბირთვული გაბნევის ინტერფერენციული წევრი ეწოდება. მცირე მნიშვნელობის δ_0 ფაზის სხვაობისათვის ეს წევრი წრფივად და მოკიდებული δ_0 -საგან, რადგანაც $\cos \delta_0 \approx 1$ და $\sin \delta_0 \approx \delta_0$ დაახლოებით δ_0 -ს უდრის.

ამავე მცირე δ_0 —მნიშვნელობების დროს (44,1) ფორმულის მეხუთე შესაკრები კვადრატულ ფრჩხილებში მოცემულია δ_0^2 -ის პროპორციული სიდიდით.

δ_0 -მცირე მნიშვნელობებისათვის (44,1) ფორმულა გვაძლევს საშუალებას გავიგოთ ამ სიდიდის ექსპერიმენტული შეფასება. თუ ატომბირთვული ძალები მიმზიდველობის შესაბამისია δ_0 —დადებითი უნდა იყოს. ხოლო გამზიდველი ბირთვული ძალების შემთხვევაში კი δ_0 უარყოფითია.

ცდები იძლევა, რომ თუ პროტონ პროტონული ურთიერთქმედებისათვის ორბიტალური ქვანტური რიცხვი $l=0$, δ_0 —დადებითი ნიშნის გამოდის და, მაშასადამე, პროტონებს შორის ადგილი აქვს ბირთვულ მიმზიდველობას.

გვაგრჩიოთ ახლა უკანასკნელი მეხუთე შესაკრები (44,1) ფორმულაში; ცხადია, რომ იგი მოცემულია ფორმულით

$$\frac{e^4}{E_0^2} \left(\frac{2\hbar v}{e^2} \right)^2 \cos \theta_1 \sin^2 \delta_0. \quad (44,3)$$

მარტივი გარდაქმნებით ამ ფორმულიდან გამოდის, რომ დიფერენციალური განიკვეთის ეს ნაწილი თანხვედრა წმინდა ბირთვული S —გაბნევის ფორმულას (იხ. § 32).

იმის გამო, რომ დიფერენციალური განიკვეთის წმინდა ბირთვული ნაწილი (44,3) პროპორციულია v —დაცემულ ნაწილაკთა სიჩქარის კვადრატის, იგი არსებითი მნიშვნელობის ხდება დიდი ენერგიების შემთხვევაში.

ასე, რომ თუ დაცემული პროტონების ენერგია დიდი მნიშვნელობისაა, გაბნევას ძირითადად ბირთვული ხასიათი აქვს, იგი გამოწვეულია ურთიერთქმედების პოტენციალის ბირთვული A —ნაწილით (იხ. ნახ. 16). აღსანიშნავია ის გარემოება, რომ ფორმულა (44,1) მიღებულია პროტონ-პროტონული სისტემის ორბიტალური ქვანტური რიცხვის

$$l=0 \quad (44.4)$$

მნიშვნელობისათვის. ეს პირობა (44,4) არ მართლდება დიდი ენერგიების შემთხვევაში და გაბნევის ეფექტიური განიკვეთის ფორმულაში δ_0 —ფაზის გადანაცვლებასთან ერთად შემოდიან სიდიდეები ფაზათა გადანაცვლებათათვის $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \dots$, რომელიც ეთანადებიან ორბიტალური ქვანტური რიცხვის $=1, 2, 3$ და ა. შ. მნიშვნელობებს.

§ 45*. ექსპერიმენტული მონაცემები პროტონ-პროტონული
გაბნევისათვის

კალსონის მიერ შესწავლილი იყო პროტონების გაბნევა პროტონებისაგან (1947 წ.) დაახლოებით 10—14,5 Mev ენერჯიათა შუალედში.

გაბნევის ეფექტიური განივკვეთის მნიშვნელობა მიღებული იყო გაბნევის კუთხის 45° -ის შესაბამისად. გაპოირკვა, რომ ექსპერიმენტულად მიღებული გაბნევის ეფექტიური განივკვეთი დაახლოებით 43-ჯერ მეტია კულონური გაბნევის შემთხვევისათვის მოცემულ განივკვეთზე.

ეფექტიური განივკვეთის გაზომვები დაცემული პროტონების სხვადასხვა ენერჯიებისათვის იძლევა საშუალებას გავიგოთ ექსპერიმენტული ფუნქციონალური დამოკიდებულება ფაზის δ_0 განაწილებებისა და დაცემული პროტონების E_0 ენერჯიას შორის. ასეთი ფუნქციონალური დამოკიდებულება კი საკმარისია გაბნევაში მონაწილე ნაწილაკთა ურთიერთქმედების პოტენციალის დადგენისათვის. თუმცა ექსპერიმენტულად დადგენილი დამოკიდებულება

$$\delta_0 = \delta_0(E)$$

არ იძლევა ურთიერთქმედების პოტენციალის მნიშვნელობას, როგორც ნაწილაკთა შორისი მანძილის ფუნქციისა ეროსახად. მაგრამ პოტენციალური ორმოს სიღრმე შესაძლებელია მივიღოთ სიზუსტით $\pm 1\%$ მდე. რაც შეეხება პოტენციალური ორმოს სიგანეს, ბირთვული ურთიერთქმედების რადიუსს. აქ ექსპერიმენტი უფრო ნაკლები სიზუსტის რიცხვს გვაძლევს, იგი დაახლოებით $\pm 15\%$ -ის სიზუსტით ისაზღვრება.

გაბნევის ექსპერიმენტებში ყველაზე უურო კარგი შედეგები მიღებულია ბირთვული ურთიერთქმედების რადიუსის

$$a = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}$$

მნიშვნელობისათვის.

პოტენციალური ორმოს სიღრმე კი პროტონ-პროტონული ურთიერთქმედებისათვის მიღებულია

$$V_0 = (10,5 \pm 0,1) \text{ Mev}$$

მნიშვნელობით.

რაც შეეხება პოტენციალური ორმოს ფორმას, იგი ექსპერიმენტულად შეუძლებელია. იყოს განსაზღვრული. ურთიერთქმედე-

ბის პოტენციალური ენერგია $V=V(r)$, როგორც ფუნქცია r —პროტონთა შორისი მანძილისა ერთსახად არ ისაზღვრება ექსპერიმენტული მონაცემებით.

ამ პრობლემის ექსპერიმენტულ საფუძველზე ამოხსნა მოითხოვს დიდი ენერგიების შესაბამის გაბნევათა ექსპერიმენტების უფრო დეტალურ შესწავლას. როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული (§ 55) დიდი ენერგიების გაბნევათა შემთხვევაში ეფექტური განიკვეთის ფორმულაში შემოდიან ფაზათა სხვაობების $\delta_1, \delta_2, \delta_3 \dots$ მნიშვნელობები, რომელიც შეესაბამებიან ორბიტალურ ქვანტური რიცხვის $l=1, 2, 3$ და ა. მ. მნიშვნელობებს. მაგალითად, თუ დაცეული პროტონების ენერგია 10 Mev -ია, ჯერ კიდევ δ_1 —მნიშვნელობა საგრძნობი არ აის, იგი დაახლოებით $0,1$ ის ტოლია, და რომ მისი სიდიდე უფრო საგრძნობი გახდეს, საჭიროა უფრო მაღალი ენერგიების შესაბამისი პროტონების გაბნევის შესწავლა.

თუ გამოვიყენებთ ზემოთ მიღებულ პოტენციალურ ორმოს სიღრმეს, $10,5 \text{ Mev}$, შეიძლება მივიღეთ დასკვნამდე, რომ ორ პროტონს ბმული მდგომარეობა არ გააჩნია. ამით აიხსნება ის გარემოება, რომ ბუნებაში ${}^2\text{He}^2$ —იზოტოპი არ არსებობს. ნუკლონთა ტალღური ფუნქციის სიმეტრიის თვისებებიდან გამოდის, რომ ორი პროტონისათვის მდგომარეობის სიმბოლო 1S -ით უნდა იყოს მოცემული. პროტონების იგიურობა იძლევა, რომ 3S მდგომარეობა გამორიცხული უნდა იყოს, რადგანაც ამ შემთხვევაში მათი სპინები პარალელურნი იქნებოდნენ და სისტემა პროტონ-პროტონი დაარღვევდა პაულის პრინციპს. აქედან დავასკვნით, რომ ატომბირთვი ${}^2\text{He}^2$ —უნდა იყოს არა მდგრადი ორ პროტონად დაშლის მიმართ. შევადაროთ ახლა პროტონის პროტონთან ურთიერთქმედების პოტენციალური ორმოს სიღრმე, პოტენციალურ ორმოს სიღრმეს, ნეიტრონის პროტონთან ურთიერთქმედებისათვის.

ნეიტრონის პროტონთან ურთიერთქმედებისათვის ორი შესაძლებლობა უნდა განვიხილოთ: ერთი ურთიერთქმედება 1S მდგომარეობაში, როდესაც ნეიტრონისა და პროტონის სპინები ურთიერთ ანტიპარალელურია და მეორე 3S —მდგომარეობაში, რომელიც პარალელურ სპინებს შეესაბამება. თუ ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსს $a=2,8 \cdot 10^{-13}$ სმ-ის ტოლს ავიღებთ და პოტენციალური ორმოს სიღრმეს ნეიტრონ-პროტონ სისტემისათვის 1S —მდგომარეობაში $V_0(n, p)$ სიმბოლოთი აღვნიშნავთ, გვექნება

$$V_0(n, p) = 11,9 \text{ Mev}. \quad (45,1)$$

ასევე 3S —მდგომარეობაში ნეიტრონ-პროტონ სისტემის პოტენციალური ორმოს $V_1(n, p)$ სიღრმისათვის მივიღებთ

$$V_1(n, p) = 21,3 \text{ Mev.} \quad (45,2)$$

პროტონის პროტონთან ურთიერთქმედების პოტენციალური ორმოს სიღრმე $V_0(p, p)$. კი 1S მდგომარეობაში მივიღებთ

$$V_0(p, p) = 20,5 \text{ Mev.} \quad (45,3)$$

როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, პროტონ-პროტონ სისტემის შემახვევაში 3S —მდგომარეობა პაულის პრინციპის მიხედვით გამოორიციხულია. (45,1) და (45,3) მნიშვნელობების შედარება გვაძლევს, რომ $V_0(n, p)$ და $V_0(p, p)$ სიღრმეები განსხვავებული გამოდის ერთმანეთისაგან. მაგრამ ირკვევა, რომ ეს განსხვავება გამოწვეულია შემდეგი გარემოებით: მე-16 ნახაზზე განხილული პოტენციალური მრუდი მის A —ბირთვულ ნაწილში უგულვებელყოფს კულონურ ურთიერთქმედებას. სინამდვილეში კი ორი პროტონი ატომბირთვშიაც განიზიდავენ ერთმანეთს კულონის ძალით. განსხვავებულად ნეიტრონ—პროტონ სისტემისაგან, სადაც კულონურ განზიდვას ადგილი არა აქვს ნეიტრონის ელექტრონეიტრალურობის გამო, პროტონ-პროტონულ ურთიერთქმედებაში ბირთვულ ნაწილის გარდა გვექნება კულონურიც, რომ ეს კულონური ურთიერთქმედება ბირთვულთან ერთად მხედველობაში ყოფილიყო მიღებული პროტონ-პროტონ სისტემაში, ჩვენ მივიღებთ ტოლობას

$$V_0(n, p) = V_0(p, p). \quad (45,4)$$

ასე ამრიგად, ჩვენ მივდივართ დასკვნამდე, რომ 1S —მდგომარეობაში პროტონის—პროტონთან და ნეიტრონის პროტონთან ურთიერთქმედების ძალები ერთნაირი მნიშვნელობისაა (თუ გამოვრიცხავთ კულონურ ურთიერთქმედების ძალას). ასევე ირკვევა, რომ ნეიტრონ-ნეიტრონ სისტემაშიაც ისეთივე ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერჯია უნდა იყოს, როგორც პროტონ-პროტონ სისტემაში (კულონურ ურთიერთქმედების გამოორიციხვით). ასე, რომ 1S -მდგომარეობაში ურთიერთქმედების ძალები პროტონ-პროტონ, ნეიტრონ-პროტონ და ნეიტრონ-ნეიტრონ სისტემებში ერთნაირი უნდა იყოს.

ატომბირთვული ძალები

§ 46*. ურთიერთქმედების პოტენციალი

ატომბირთვის დიდი სტაბილურობა მიგვითითებს ნუკლონებს შორის არსებული ძალების ახალი ბუნების შესახებ. მართლაც ბირთვულ ნაწილაკთა შორის, ჩვენთვის აქამდე ცნობილი ურთიერთქმედებანი არსებითი მნიშვნელობის რომ იყოს, ელექტრულ, გრავიტაციულ და ა. შ. ბირთვებს არ ექნებოდათ ასეთი დიდი ბმის ენერგია. როგორც ცდებით დასტურდება (დაახლოებით 8 Mev ბმის ენერგია ყოველ ნუკლონზე).

ატომბირთვული ძალების ბუნება ჯერაც არ არის ცნობილი, მაგრამ მათი ზოგიერთი ზოგადი დამახასიათებელი მხარეები შესაძლებელია უკვე ჩამოყალიბებულ იქნას საკმარისი სიზუსტით. მაგალითად: ატომბირთვული ძალები მოკლედ მოქმედი ძალებია, მათი მოქმედების რადიუსი $3 \cdot 10^{-12}$ სმ-ს არ აღემატება.

ნეიტრონ-პროტონს შორის მოქმედი ბირთვული ძალების მისაღებად განხილული უნდა იყოს პოტენციალი:

$$V = V(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2, \vec{p}_1, \vec{p}_2), \quad (46,1)$$

რომელიც დამოკიდებულია ნეიტრონის და პროტონის სივრცულ \vec{r}_1 და \vec{r}_2 კოორდინატებზე, მათ $\vec{\sigma}_1$ და $\vec{\sigma}_2$ სპინებზე და \vec{p}_1 და \vec{p}_2 ამპულსებზე. $\vec{\sigma}$ სიდიდეები განსაზღვრულია პაულის სპინ მატრიცებით, რომელთაც შეჰდევნი სახე აქვს:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (46,2)$$

ქვანტურ ფიზიკაში ცნობილია, რომ ისინი აკმაყოფილებენ შემდეგ პირობებს

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_z^2 = 1 \\ \sigma_x \sigma_y = i \sigma_z, \quad \sigma_y \sigma_x = -i \sigma_z \\ \sigma_x \sigma_z = i \sigma_y \end{aligned} \right\} \quad (46,3)$$

სხვადასხვა ნაწილაკების შესაბამისი სპინ-მატრიცები ერთმანეთშორის კომუტატიურნი არიან.

ვიგნერმა შეისწავლა ურთიერთქმედების (46.1) პოტენციალი შემდეგი სიმეტრიის მოსაზრებათა საშუალებით: უპირველეს ყოვლისა ურთიერთქმედების პოტენციალი (46.1) მსუბუქ ატომბირთ-

ვებში მაინც შესაძლებელია განვიხილოთ როგორც \vec{p}_1 და \vec{p}_2 იმპულსებიდან დამოუკიდებელი. ამას ადასტურებს, მაგალითად, ასეთი კონკრეტული მოსაზრება: დეიტრონის კინეტიური ენერჯია E_k მცირეა მის ინერტულ E_p ენერჯიასთან შედარებით და ფარდობას

$$(E_k/E_p) \cong \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \quad (46,4)$$

მნიშვნელობა აქვს, რომელიც

$$v = (c/13)$$

მნიშვნელობისათვის შეიძლება უგულვებელყოფილი იყოს. აქედან დავასკვნით, რომ ურთიერთქმედების პოტენციალი (46,1) შეიძლება მსუბუქ ატომბირთვებში განვიხილოთ, როგორც

$$V = V(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2) \quad (46,5)$$

სახის ფუნქცია.

მეორე მხრივ ვიგნერის მიერ გამოყენებული იყო ის ფაქტი, რომ ნუკლონების ურთიერთქმედების პოტენციალი უნდა იყოს ინვარიანტული ნაწილაკთა კოორდინატების სისტემის გადანაცვლების, მობრუნების და ინვერსიის მიმართ. ინვერსიის ქვეშ ნაგულისხმებია ყველა სიჭრცული კოორდინატების ნიშნის შეცვლა საწინააღმდეგო ნიშნით. ასეთი ანალიზის საშუალებით მიღებული იყო, რომ ნუკლონთა ურთიერთქმედების პოტენციალის შემდეგი ზოგადი სახე უნდა ჰქონდეს:

$$V = V_1(r) + V_2(r) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_3(r) S_{12} \quad (46,6)$$

ამ პოტენციალის მესამე შესაკრებს ტენზორული პოტენციალი ეწოდება, იგი შეესაბამება დეიტრონის მუხტის განაწილების ასიმეტრიულობას, გაკეიმულობას სპინის მიმართულებით და შემდეგი სახითაა მოცემული

$$S_{12} = \frac{3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \quad (46,7)$$

$\vec{\sigma}_1$ და $\vec{\sigma}_2$ ცალ-ცალკე ინვარიანტი არ არიან კოორდინატთა სისტემის ბრუნვის მიმართ, მაგრამ $(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$ სკალარი ნამრავლი კი ინვარიანტია.

$(\vec{\sigma}_1, \vec{r})$ სკალარული ნამრავლი კოორდინატთა სისტემის ბრუნვის მიმართ ინვარიანტია. მაგრამ ინვარიანტი არ არის ინვერსიის მიმართ. ეს ცხადია შემდეგი მოსახზებიდან, როგორც აღნიშნული იყო ინვერსია სცელის (x_1, y_1, z_1) კოორდინატებს $(-x_1, -y_1, -z_1)$ -ით, ხოლო (x_2, y_2, z_2) -ს $(-x_2, -y_2, -z_2)$ -ით. აქედან ცხადია, რომ \vec{r} ვექტორი მიმართული მაგალითად 1-დან 2 ნუკლონისაკენ, $(x_1-x_2, y_1-y_2, z_1-z_2)$ კომპონენტებით, გარდაიქმნება $-\vec{r}$ ვექტორად $(-[x_1-x_2], -[y_1-y_2], -[z_1-z_2])$ კოორდინატებით მიმართულად 2-დან 1-საკენ. $(\vec{\sigma}_1, \vec{r})$ ნამრავლიც ინვერსიის შედეგად ნიშანს შეიცვლის, რადგანაც $\vec{\sigma}_1$ სპინზე ინვერსია არ მოქმედებს; იგი მოქმედებს მხოლოდ სივრცულ კოორდინატებზე. ამრიგად, იმისათვის, რომ ურთიერთქმედების პოტენციალი ინვარიანტული იყოს ინვერსიის მიმართაც, მასში $(\vec{\sigma}, \vec{r})$ ნამრავლთა მხოლოდ ლუწი ხარისხები უნდა შედიოდეს. სპინ-ოპერატორების (46,3) ფორმულების გამოყენება იძლევა, რომ პოტენციალში მხოლოდ მეორე ხარისხის $(\vec{\sigma}, \vec{r})$ ნამრავლი შეიძლება შევიდეს. ამით მოწმდება, რომ პოტენციალს მართლაც (46,6) ზოგადი სახე უნდა ჰქონდეს. აღსანიშნავია, რომ ტენზორული (46,7) წევრის სივრცული საშუალო მნიშვნელობა ნულის ტოლია. მართლაც

$$\begin{aligned} \text{საშ. მფ. } \left\{ \frac{3(\vec{\sigma}_1, \vec{r})(\vec{\sigma}_2, \vec{r})}{r^2} \right\} &= \text{საშ. მფ. } \frac{3}{r^2} (\sigma_1^x x + \sigma_1^y y + \sigma_1^z z) \times \\ &\times (\sigma_2^x x + \sigma_2^y y + \sigma_2^z z) = \text{საშ. მფ. } \frac{3}{r^2} (\sigma_1^x \sigma_2^x x^2 + \sigma_1^y \sigma_2^y y^2 + \\ &+ \sigma_1^z \sigma_2^z z^2) = (\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2) \end{aligned} \quad (46,8)$$

ეს ცხადია იმის გამო, რომ

$$\text{საშ. მფ. } x^2 = \text{საშ. მფ. } y^2 = \text{საშ. მფ. } z^2 = \frac{1}{3} \text{ საშ. } r^2 \text{ ხოლო}$$

$$\text{საშ. მფ. } xy = 0 \text{ და ა. შ.}$$

(46,6) პოტენციალის V -ფუნქციები შეიძლება დამოკიდებული იყვნენ ნუკლონების ორბიტალური მომენტისაგან და მუხტისაგან.

იმ მიახლოებით, რომელშიც ბირთვის ქვადრუპოლური მომენტი შეიძლება უგულებელყოფილი იყოს, (46,6) არაცენტრალური ძალების პოტენციალი შეიძლება გამარტივდეს.

§ 47. ცენტრალური ბირთვული ძალეების პოტენციალი

ქვადრუპოლური მომენტის უგულვებლყოფით, (46,6)-ში ცენტრალურ ბირთვული ძალების მიახლოებაში, ჩვენ ვღებულობთ ბირთვული ძალებისათვის პოტენციალს:

$$V = V_1(r) + V_2(r) (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \quad (47,1)$$

სახით. ეს პოტენციალი ინვარიანტულია ცალ-ცალკე სივრცულ და სპინური კოორდინატთა სისტემების ბრუნვის მიმართ.

იმის გამო, რომ \vec{L} და \vec{S} ოპერატორები განსაზღვრულია უსასრულო მცირე ბრუნვებით სივრცულ და სპინურ კოორდინატთა სისტემებში, ცხადია, რომ ისინი კომუტატიურნი იქნებიან (46,1) პოტენციალური ენერჯის შესაბამის ჰამილტონის ოპერატორთან. ასევე L_x და S_x ორბიტალური და სპინური მომენტების პროექციებიც z ღერძზე კომუტატიურნი არიან ჰამილტონის ოპერატორთან. ისინი მოძრაობის ინტეგრალები არიან. იმათი საკუთარი მნიშვნელობები

$$m_L \text{ და } m_S,$$

შესაძლებელია გამოვიყენოთ ატომბირთვულ მდგომარეობათა სისტემატიზაციისათვის ისე, როგორც ამას ატომის თეორიაში ვახდენდით (ატომური სპექტრალური სიმბოლოების შემოღების დროს). L_x , L_y არ არიან კომუტატიური L_x -თან და მათთვის ერთდროულად შეუძლებელია საკუთარ მნიშვნელობათა მინიჭება

$$L^2 = L_x^2 + L_y^2 + L_z^2 \quad (47,2)$$

ოპერატორი კი კომუტატიური იქნება (47,1) პოტენციალური ენერჯის შემკველ ჰამილტონის ოპერატორთან, მაშასადამე, (47,2) ოპერატორის საკუთარი მნიშვნელობაც

$$h^2 (L + 1) L \quad (46,3)$$

შესაძლებელია m_L და m_S -თან ერთდროულად განვიხილოთ ატომბირთვული მდგომარეობის დახასიათების დროს. დაბოლოს

$$S^2 = S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 \quad (47,4)$$

ოპერატორიც შესაძლებელია იყოს განხილული მდგომარეობის დასახასიათებლად ცენტრალური ძალების მიახლოებაში. (47,2) ოპერატორიც მოძრაობის ინტეგრალია (47,1) პოტენციალური ენერჯის შესაბამისი სისტემისათვის. ყოველივე ამის გამო ჩვენ მივდივართ დასკვნამდე, რომ ცენტრალური ძალების შემთხვევაში ატომბირთვის მდგომარეობა შესაძლებელია დახასიათებულ იყოს შემდეგი ოთხი ქვანტური რიცხვით:

იმ შემთხვევაში, როდესაც ძალების არაცენტრალური ხასიათი ატომბირთვში არსებითი მნიშვნელობის მატარებელია, (47,5) ქვანტური რიცხვებით მდგომარეობის დახასიათება უკვე შესაძლებელი აღარ არის.

ჰამილტონის ოპერატორი ამ შემთხვევაში დამოკიდებულია ტენზორული $V_3(r) S_{12}$ პოტენციალიდანაც და ინვარიანტულია მხოლოდ ერთდროული ბრუნვის მიმართ, როგორც სივრცული, ისე სპინური კოორდინატების. ასე, რომ ჰამილტონის ოპერატორი ამ პირობებში კომუტატიური იქნება მხოლოდ

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (47,6)$$

სრული მომენტის ოპერატორთან. ამის გამო, ასეთ შემთხვევაში ქვანტური რიცხვები, რომელნიც აღებული უნდა იყვნენ ატომბირთვული მდგომარეობის დახასიათებლად, მოცემული იქნება ერთობლიობით:

$$J \text{ და } m_J, \quad (47,7)$$

სადაც J —საკუთარ მნიშვნელობას იძლევა (47,6) სრული მომენტის ვექტორისათვის, ხლლო m_J მისი პროექციისათვის.

ზოგად შემთხვევაში შეუძლებელია S —სპინ ქვანტური რიცხვის საშუალებით ბირთვულ მდგომარეობის დახასიათება. კერძოდ. თუ ჩვენ საქმე გვაქვს ორი ნაწილაკის პრობლემასთან, თუ ამ ნაწილაკების სპინები $\frac{1}{2}$ -ს ტოლია, სპინ ქვანტური რიცხვი შესაძლებელია გამოვიყენოთ ბირთვულ მდგომარეობის დახასიათებლად. ეს გამოჰდინარეობს ჰამილტონიანის სიმეტრიულობიდან ორი ნაწილაკის სპინ-კოორდინატების მიმართ. რადგანაც ჰამილტონის ოპერატორი სიმეტრიულია, მისი საკუთარი ფუნქცია სპინებში ან სიმეტრიული ან ანტი სიმეტრიული უნდა იყოს. ეს კი ნიშნავს სისტემის ტრიპლეტური ან სინგულეტური მდგომარეობის არსებობას. ამრიგად ორი ნაწილაკის სისტემა შესაძლებელია დახასიათდეს S —სპინ-ქვანტური რიცხვით, მიუხედავად იმისა, რომ m_S -ქვანტური რიცხვი არ არსებობს, ე. ი. S_z —არ არის მოძრაობის ინტეგრალი.

§ 48. ჰამილტონის ოპერატორის ინვარიანტობა
ინვარიანტის მიმართ

ყველა ნუკლონის ყველა სივრცულ კოორდინატის ინვერსიის შედეგად ატომბირთვის ჰამილტონის ოპერატორი არ იცვლება. ამ ფაქტს შემდეგი სახით გამოთქვავენ: ბირთვული ჰამილტონიანი ინვარიანტია ყველა ნუკლონის სივრცული კოორდინატების ერთდროულ ინვერსიის მიმართ. ჰამილტონიანის ამ თვისებას ფიზიკური საფუძველი აქვს. მართლაც იოლი გასაგებია, რომ სივრცული კოორდინატების ინვერსია ტოლფასია მარჯვენა კოორდინატთა სისტემიდან მარცხენაზე გადასვლის.

ამის გამო ცხადია, რომ ატომბირთვის რეალურად არსებული ენერგია დამოუკიდებელი უნდა იყოს იმისაგან, თუ როგორი კოორდინატთა სისტემა ავარჩიეთ ჩვენ მის შესასწავლად. მარცხენა თუ მარჯვენა. თუ ნუკლონების კოორდინატულ რადიუს-ვექტორებს $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n$ აღვნიშნავთ, ბირთვული ჰამილტონიანის ინვარიანტობა ინვერსიის მიმართ შეიძლება შემდეგი სახით ჩაეწეროს:

$$H(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) = H(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n). \quad (48,1)$$

ოპერატორის მიღებული (48,1) თვისების გამო ატომბირთვულ ტალღური ფუნქცია, ინვერსიის შედეგად ნუკლონთა სივრცულ კოორდინატებში ან ნიშანს უნდა იცვლიდეს, ან კიდევ უცვლელი უნდა რჩებოდეს. თუ ინვერსიის შედეგად ტალღური ფუნქცია ნიშანს არ იცვლის, მას ლუწი ეწოდება, ხოლო წინააღმდეგ შემთხვევაში იგი კენტი იქნება. თუ

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) = \psi(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n) \quad (48,2)$$

ტალღური ფუნქცია ლუწია, ხოლო როდესაც

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) = -\psi(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n) \quad (48,3)$$

ψ — ტალღური ფუნქცია კენტი ფუნქციაა. ბირთვული ჰამილტონიანის (48,1) თვისებიდან გამომდის, რომ ტალღური ფუნქცია ლუწი ან კენტი უნდა იყოს. ტალღური ფუნქციის ამ თვისებას ლუწობა ეწოდება.

დავამტკიცოთ, რომ ლუწობის თვისება მოძრაობის ინტეგრალია და შეიძლება განხილული იყოს, როგორც ქვანტური რიცხვი. განვიხილოთ ამ მიზნისათვის ატომბირთვის შრედინგერის გან-

ტოლებს:

$$H(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) = E \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) \quad (48,4)$$

მოვახდინოთ მისი ჩვენგანია, მივიღებთ

$$\begin{aligned} H(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n) \psi(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n) = \\ = E \psi(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n). \end{aligned} \quad (48,5)$$

ჰამილტონიანის (48,1) თვისების გამოყენებით (48,5)-დან მივიღებთ

$$\begin{aligned} H(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) \psi(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n) = \\ = E \psi(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n) \dots \end{aligned} \quad (48,6)$$

(48, 4) განტოლების (48,6) თან შედარება გვარწმუნებს, რომ

$$\psi(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, -\vec{r}_3, \dots, -\vec{r}_n),$$

იმავე შრედინგერის განტოლებას აკმაყოფრლებს, რომელსაც $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n)$. თუ გადაგვარების შემთხვევას მხედველობაში არ მივიღებთ. ე. ი. თუ უგულებელვყოფთ შემთხვევას, როდესაც ერთსა და იმავე ენერგეტიულ ღონეს სხვადასხვა ტალღური ფუნქციები ეთანადება, დავასკვნით, რომ ადგილი უნდა ჰქონდეს ტოლობას:

$$\psi(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n) = k \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n), \quad (48,7)$$

სადაც k მუდმივი რიცხვია. მოვახდინოთ (48,7) ფუნქციაში კიდევ ერთი ინვერსია და მაოჯვენა ნაწილში გამოვიყენოთ (48,7) ფორმულა. მივიღებთ:

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) = k \psi(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n) \quad (48,8)$$

აქედან კი

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) = k^2 \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) \quad (48,9)$$

მაშასადამე k -რიცხვს უნდა ჰქონდეს მნიშვნელობები:

$$k = \pm 1. \quad (48,10)$$

ე. ი. (48,7) ფორმულიდან სამართლიანი უნდა იყოს ტოლობა

$$\psi(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n) = \pm \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) \quad (48,11)$$

ე. ი. ატომბირთვის ტალღური ფუნქცია ან ლუწი (+) ან კენტი (-) უნდა იყოს. ამის გამო, მაგალითად დეიტრონის მდგომარეობანი დახასიათებული უნდა იყოს ოთხი ქვანტური რიცხვით:

განვიხილოთ დეიტრონის შემთხვევაში შესაძლო ენერგეტიული სიმბოლოების საკითხი.

ორი ნაწილაკის ერთობლიობისათვის ლუწ მდგომარეობებში ადგილი აქვს l —ორბიტალური მომენტის ლუწ მნიშვნელობათა სუპერპოზიციას, ხოლო კენტის შემთხვევაში კენტი l —რიცხვების შესაბამის მდგომარეობების სუპერპოზიციას.

S -სპინ ქვანტური რიცხვის შესაძლო მნიშვნელობა მოცემულია 1 და 0-ით.

თუ $S=0$ ორბიტალური ქვანტური რიცხვი $L=J$ -ს და ამ შემთხვევაში L —შესაძლებელია იყოს გამოყენებული ქვანტურ რიცხვად. როდესაც $S=1$, ორბიტალურ ქვანტურ რიცხვს შეიძლება ჰქონდეს მნიშვნელობები:

$$J-1, J, J+1. \quad (48,13)$$

ლუწობის თვალსაზრისით შესწავლა (48.13)-ის შესაბამის მდგომარეობებისა ვაძლევს, რომ J -ს შესაბამისი ფუნქციის ლუწობა განსხვავდება $J \pm 1$ მდგომარეობის ლუწობათაგან, ამ მიზეზის გამო $S=1$, და $L=1$, ვაძლევს ერთი გარკვეულ ლუწობის შესაბამის მდგომარეობას იმ დროს, როდესაც $S=1$ $L=J \pm 1$ მდგომარეობათათვის ჩვენ გვექნება გარკვეული „ნარევი“, რომლის ლუწობაც პირდაპირ საწინააღმდეგო იქნება $S=1$ და $L=J$ მდგომარეობის ლუწობის.

ამრიგად მოცემული J —სათვის შესაძლებელია შემდეგი სპექტროსკოპიული სიმბოლოები: 1J , 3J და ნარევი მდგომარეობათა სიმბოლოები:

$${}^3(J-1)_J + {}^3(J+1)_J.$$

მაგალითად, მცირე მნიშვნელობების შესაბამის J —ქვანტური რიცხვებისათვის ჩვენ გვექნება:

$$\begin{array}{lll} J=0 & {}^1S_0, & {}^3P_0 \\ J=1 & {}^1P_1, & {}^3P_1, \quad {}^3S_1 + {}^3D_1 \\ J=2 & {}^1D_2, & {}^3D_2, \quad {}^3P_2 + {}^3F_2 \end{array}$$

დეიტრონისათვის ძირითად მდგომარეობაში ცნობილია, რომ $J=1$. ამის გამო მისი ძირითადი მდგომარეობის სპექტროსკოპიული სიმბოლო ტენზორულ ძალების მხედველობაში მიღებით გამოდის ${}^3S_1 + {}^3D_1$ ნარევი და არა 3S_1 , როგორც ეს ტენზორული ძალების მხედველობაში მიუღებლად იყო დადგენილი.

§ 49*. ატომშირთვში ელექტრულ-დიპოლური მომენტის
არარსებობა

ვთქვათ, მოცემულია მუხტების ერთობლიობა e_1, e_2, \dots, e_N .
მაშინ სისტემის ელექტრული დიპოლური მომენტი მოცემულია
ფორმულით

$$\vec{D} = \sum_{k=1}^N e_k \vec{r}_k, \quad (49,1)$$

სადაც \vec{r}_k, e_k — მუხტის რადიუს ვექტორს აღნიშნავს; ქვანტური მექა-
ნიკის საფუძველზე (49,1) განმარტება გასაშუალებელი უნდა იყოს
მუხტების სისტემის რაიმე $\psi(\vec{r}_i)$ ნდგომარეობის ფუნქციის გამო-
ყენებით. განმარტების თანახმად $\int \psi^*(\vec{r}_i) \psi(\vec{r}_i) d\tau = 1$,
ეროთანაა ნორმირებული, ე. ი. თუ

$$\int \psi^*(\vec{r}_i) \psi(\vec{r}_i) d\tau = 1, \quad (49,2)$$

M — დინამიური ცვლადის ქვანტური საშუალო მნიშვნელობა მოცე-
მული იქნება ფორმულით:

$$\text{საშ. მნ. } M = \int \psi^*(\vec{r}_i) M \psi(\vec{r}_i) d\tau_i. \quad (49,3)$$

გამოვიყენოთ (49,3) საშუალოს ცნება (49,1) ელექტრული მომენტი-
სათვის. ამისათვის (49,3) ფორმულაში უნდა შევიტანოთ M -ის
ნაცვლად \vec{D} , (49,1)-ის მიხედვით და უნდა გამოვიყენოთ, რომ
 $\vec{r}_k - c$ — რიცხვს წარმოადგენს და გადასმადია $\psi(\vec{r}_i)$ ფუნქციისთან.
მაშინ ჩვენ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\text{საშ. მნ. } \vec{D} = \int \sum_{k=1}^N e_k \vec{r}_k |\psi(\vec{r}_i)|^2 d\tau_i. \quad (49,4)$$

მოვახდინოთ ამ ფორმულაში ინვერსია, ე. ი. შევცვალოთ ყველა
 \vec{r}_i რადიუს ვექტორები $-\vec{r}_i$ ვექტორებით. მაშინ (49,4) ფორმუ-
ლის ინტეგრალ ქვეშა ფუნქციებიდან $\sum_{k=1}^N e_k \vec{r}_k$ გარდაიქმნება
 $-\sum_{k=1}^N e_k \vec{r}_k$ ჯამად. (48,11) ფორმულის თანახმად $|\psi(\vec{r}_i)|^2$ უცვ-
ლელი დარჩება, რადგანაც

$$|\psi(-\vec{r}_i)|^2 = |\pm \psi(\vec{r}_i)|^2 = |\psi(\vec{r}_i)|^2. \quad (49,5)$$

ინვერსიის შედეგად უცვლელი რჩება მოცულობის ელემენტიც. მაგალითად, თუ განვიხილავთ

$$\Delta\tau = \int_0^{\Delta x} \int_0^{\Delta y} \int_0^{\Delta z} dx dy dz = \Delta x \Delta y \Delta z, \quad (49,6)$$

მოცულობის ელემენტს და მოვახდენთ მასში ცვლადთა გარდაქმნას, რომელიც ინვერსიას ეთანადება,

$$x = -x', \quad y = -y', \quad z = -z'.$$

მივიღებთ

$$\Delta\tau' = - \int_0^{-\Delta x} \int_0^{-\Delta y} \int_0^{-\Delta z} dx' dy' dz'. \quad (49,7)$$

(49.7) ფორმულის მარჯვნივ მოცემულ ინტეგრალის მარტივი გამოთვლა გვაძლევს, რომ

$$\Delta\tau' = \Delta x \Delta y \Delta z. \quad (49,8)$$

(49.6) და (49.8) ფორმულებიდან კი ჩვენ დავასკვნით, რომ მოცულობის ელემენტი

$$\Delta\tau = \Delta\tau',$$

ე. ი. მოცულობის ელემენტი ინვარიანტია ინვერსიის მიმართ. ასე, რომ ინვერსიის შედეგად (49,4) ფორმულა გვაძლევს:

$$\text{საშ. მშ. } \vec{D} = - \int \sum_{k=1}^N e_k \vec{r}_k |\psi(\vec{r}_i)|^2 d\tau_i = - \text{საშ. მშ. } \vec{D}$$

ეს კი მაშინაა შესაძლებელი თუ

$$\text{საშ. მშ. } \vec{D} = 0. \quad (49,10)$$

ამით დამტკიცებულია, რომ ატომშირთვის ელექტრული დიპოლური მომენტი არ გააჩნია.

§ 50. ნუკლონთა ურთიერთქმედების კოტანციალის კონსერვაციული ფორმა

შვინგერის მიერ მიღებული იყო (1941 წ.) ნუკლონების ურთიერთქმედების (46.6) პოტენციალის კონკრეტული ფორმა. შვინგერის პოტენციალი დამოკიდებულია ოთხი პარამეტრისაგან, რომელთა განსაზღვრაც ექსპერიმენტთან შედარებით წარმოებს; იგი შემდეგი სახისაა:

$$V = -V_0 \left[\left(1 - \frac{g}{2} \right) + \frac{g}{2} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + \gamma S_{12} \right], \quad (50,1)$$

როდესაც $r < a$ ბირთვულ ძალების მოქმედების რადიუსზე. ამ ფორმულაში V_0 პოტენციალური ორმოს სიღრმეა, γ —მუდმივი ითვალისწინებს პოტენციალის ტენზორულ ნაწილს S'_{12} -ს, რომელსაც (46.7) სახე აქვს. მუდმივი g —მხედველობაში დებულობს ნუკლონთა ურთიერთქმედების პოტენციალში $\sigma_1 \sigma_2$ ნაწილს. პოტენციალურ ორმოს გარეშე სივრცეში, როდესაც

$$r > a,$$

შეინგერის (50,1) პოტენციალი ნულის ტოლია.

$$V = 0. \quad (50,2)$$

შეინგერის (50,1) პოტენციალი კერძო სახეა ვიგნერის ზოგად (46.6) პოტენციალისა. როდესაც ამ უკანასკნელში $V_1(r)$, $V_2(r)$ და $V_3(r)$ ფუნქციები შეცვლილია სხვადასხვა სიღრმის პოტენციალური ორმოებით. თუ $V_1(r)$ -ის შესაბამის ორმოს სიღრმეს აღვნიშნავთ $V_0^{(1)}$ ით, $V_2(r)$ ის შესაბამისს $V_0^{(2)}$ თ, ხოლო $V_3(r)$ -ით აღვნიშნავთ $V_0^{(3)}$ ის შესაბამის ორმოს სიღრმეს, (50,1) და (46,6) ფორმულების შედარება მოგვცემს ფარლობას:

$$V_0^{(1)} : V_0^{(2)} : V_0^{(3)} = \left(1 - \frac{g}{2} \right) : \frac{g}{2} : \gamma. \quad (50,3)$$

იმის გამო, რომ ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსს ექსპერიმენტი უფრო ნაკლები სიზუსტით იძლევა, ვიდრე პოტენციალური ორმოს სიღრმეს, შეინგერის (50,1) პოტენციალში $V_0^{(1)}$, $V_0^{(2)}$ და $V_0^{(3)}$ ორმოების სივრცე ჩათვლილია ერთი და იმავე მნიშვნელობის სიდიდელ:

$$a = 2,80 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}. \quad (50,4)$$

V_0 , g , a და γ —პარამეტრების განსაზღვრისათვის გამოყენებული იყო შემდეგი ექსპერიმენტული მონაცემები: დეიტრონის ძირითადი მდგომარეობის ბმის ენერგია, მცირე ენერგიის ნეიტრონების გაბნევა პროტონების მიერ და დეიტრონის ქვადრუპოლური მომენტი. γ —მუდმივი ისაზღვრება დეიტრონის ქვადრუპოლური მომენტის საშუალებით, ხოლო V_0 -ბმის ენერგიით.

g —მუდმივის განსაზღვრა დეიტრონის პრობლემიდან ვერ ხერხდება იმის გამო, რომ ამ შემთხვევაში ძირითადი მდგომარეობა მოცემულია

$${}^3S_1 \text{ და } {}^3D_1.$$

მდგომარეობათა ნარევიტ დეიტრონის ქვადრუპოლური მომენტის გაზომილი მნიშვნელობა

$$Q=2,73 \cdot 10^{-27} \text{ სმ}^2 \quad (50,5)$$

იძლევა მნიშვნელობებს

$$V_0=13,8 \text{ Mev} \quad (50,6)$$

$$\gamma=0,755 \quad (50,7)$$

გ-მულმივის განსაზღვრა წარმოებს სინგულეტური მდგომარეობის ორმოს სიღრმის საშუალებით, რომელიც 11.9 Mev გამოდის პროტონების გაბნევის ექსპერიმენტების მიხედვით. მიღებულია, რომ გ—სიდიდე ახლოა ნულთან და მოცემულია რიცხვით:

$$g=0,0715. \quad (50,8)$$

(50,6) (50,7) და (50,8) პარამეტრების მნიშვნელობების ჩასმა (50,1) პოტენციალში, მას კონკრეტული გამოთვლებისათვის სავსებით განსაზღვრულ სახეს აძლევს.

განვიხილოთ შედეგები, რომელნიც მიღებულია შვინგერის (50,1) პოტენციალის საშუალებით და შევადაროთ ისინი ცენტრალური ბირთვული ძალებისათვის მიღებულ შედეგებს.

ნეიტრონების გაბნევა პროტონებისაგან, შვინგერის პოტენციალის მიხედვით, მცირე ენერგიებში შემთხვევაში არაფრით არ განსხვავდება გაბნევის თეორიის იმ შედეგისაგან, რომელშიც ტენზორული ძალები ნულის ტოლადაა ჩათვლილი. მაგალითად, $E=2.8 \text{ Mev}$ ენერგიის შემთხვევაში ნეიტრონების პროტონთაგან გაბნევის თეორია შვინგერის მიხედვით იძლევა ეფექტიურ განიკვეთის სრულ მნიშვნელობას

$$2,53 \cdot 10^{-24} \text{ სმ}^2\text{-ს ტოლს.}$$

იმ დროს, როდესაც ცენტრალური ძალების შესაბამისი პოტენციალი ამ განიკვეთისათვის გვაძლევს

$$2,40 \cdot 10^{-24} \text{ სმ}^2 \text{ მნიშვნელობას.}$$

სრული ეფექტიური განიკვეთი დეიტრონის ფოტოელექტრული დისოციაციისათვის $2,62 \text{ Mev}$ ენერგიის შემთხვევაში მიღებულია $15,27 \cdot 10^{-28} \text{ სმ}^2$ სიდიდით, ექსპერიმენტი კი ამ პროცესის შესაბამისად იძლევა

$$10,10 \cdot 10^{-28} \text{ სმ}^2 \text{ მნიშვნელობას.}$$

ეს რამდენიმე შედარება აშკარად ამტკიცებს, რომ არაცენტრალური ძალების მხედველობაში მიღება არსებითად ვერ ცვლის ცენტრალურ პოტენციალის საშუალებით მიღებულ შედეგებს, მცირე ენერგიითაა შემთხვევაში.

§ 51*. ატომბირთვული ძალების გაჯერებადობა

დაეუშვათ, რომ ატომბირთვის ყველა A —ნუკლონი ა შორის ყოველი წყვილი ერთი და იგივე ძალითაა შებმული. მაშინ რადგანაც ატომბირთვში სულ ნუკლონების

$$A(A-1)/2 \quad (51,1)$$

წყვილი არსებობს, მისი ბმის ენერგია პროპორციული უნდა ყოფილიყო (51.1) წყვილთა რიცხვის. სინაქდვილეში კი ატომბირთვთა ბმის ენერგია პროპორციულია მისი მასის A —რიცხვის (ნუკლონთა რიცხვის) და არა ნუკლონთა (51.1) წყვილის რიცხვის. ეს გარემოება ანალოგიურია მოლეკულების შემთხვევაში არსებულ ე. წ. ვალენტუვნებათა გაჯერებადობის. ვალენტური ძალების ბუნება იძლევა, რომ თუ, ძაკალითად, ორმა წყალბადის ატომმა შექმნა ორატომიანი მოლეკულა, მათ შორის ვალენტური ძალები გაჯერებულია და მესამე ატომი სისტემის მიერ განიზიდება. სწორედ ასევე ატომბირთვული ძალები ხასიათდებიან თავისებური გაჯერადობით და ამის გამო ყველა ნუკლონთა წყვილებს შორის ერთნაირ მიმზიდველ ძალებს ადგილი არა აქვს. ე. ი. ბირთვის ბმის ენერგია პროპორციულია ნუკლონთა A —რიცხვის და არა ნუკლონთა წყვილების (51.1) რიცხვის.

ატომბირთვული ძალების გაჯერებადობის თვისება არსებითად მდგომარეობს შემდეგში. ყოველ ნუკლონს შეუძლია მიიზიდოს ნუკლონების სავსებით განსაზღვრული რაოდენობა.

შეიძლება დავამტკიცოთ, რომ თუ პოტენციალი ნუკლონთა ურთიერთქმედებისათვის ამ ნუკლონების იმპულსებისაგან არ არის დამოკიდებული, ასეთი პოტენციალი ატომბირთვული ძალების გაჯერებადობას ვერ მოგვცემს. ამის დასამტკიცებლად ჩვენ შეგვიძლია ვისარგებლოთ ქვანტური მექანიკის ვარიაციული მეთოდით.

ამ მეთოდის დედააზრი შემდეგში მდგომარეობს: ვთქვათ H —ბირთვის ჰამილტონის ოპერატორია, რომლის პოტენციალური ენერგიაც არ შეიცავს ნუკლონთა იმპულსების შესაბამის ოპერატორებს. თუ ψ —რაიმე მიახლოებითი ტალღური ფუნქციაა ბირთვის ნუკლონთა სისტემისათვის, ენერგია მინიმუმია შემდეგი ინტეგრალის:

$$E = \int \psi^* H \psi d\tau / \int \psi^* \psi d\tau. \quad (51,2)$$

ინტეგრალი მინიმალური მნიშვნელობის იქნებოდა, ψ რომ H -ის საკუთარი ფუნქცია ყოფილიყო (ბირთვის მინიმალურ E_0 —ენერ-

გის შესაბამისი) (51,2) ინტეგრალის ეს მინიმალური მნიშვნელობა E ტოლი იქნებოდა ატომბირთვის მინიმალური ენერჯის. იუ ბირთვის მოცემულ H —ისათვის ψ —ფუნქციას მისი საკუთარი ფუნქციის რაიმე მიახლოებითი მნიშვნელობა აქვს (51,2) ფორმულით გამოთვლილი ენერჯია აკმაყოფილებს უტოლობას:

$$E > E_0. \quad (51,3)$$

განვიხილოთ ატომბირთვი როგორც პოტენციალური „ორმო“, რომელშიც ნუკლონის შესაბამის მიახლოებით ტალღურ ფუნქციად ავიღოთ ბრტყელი ტალღა. თუ პოტენციალური „ორმოს“ რადიუსს ისე ავარჩევთ, რომ ბრტყელი ტალღების საშუალებით გამოთვლილი (51,2)—მნიშვნელობა მინიმალური გახდეს, მივიღებთ, რომ ორმოს ზომა ბირთვულ ძალების მოქმედების რადიუსზე ნაკლები გამოვა. ბირთვის პოტენციალური ენერჯია გამოდის ამ შემთხვევაში პროპორციული A^2 -ის, კონტიური კი $A^{1/2}$ -ის, ე. ი. ბირთვის ენერჯის დამოკიდებულება ნუკლონთა რიცხვიდან არ დაემორჩილება გაჯერებადობის ექსპერიმენტალურ კანონს პროპორციულობის შესახებ. ამით მტკიცდება, რომ ჩვეულებრივი პოტენციალები უვარჯისნი არიან ბირთვულ ძალების გაჯერებადობის თვისებათა ახსნის საკითხში. ფიზიკური მოსაზრებებიდან აშკარად გამოდის, რომ ნუკლონთა შორის მიმზიდველობის ძალის გარდა, რომლის რადიუსიც $2.8 \cdot 10^{-13}$ სმ, ძალიან მცირე მანძილებია დროს (ნუკლონთა შორის) ადგილი უნდა ჰქონდეს ინტენსიურ განზიდვის ძალებს ისე როგორც ამას მოლეკულებში აქვს ადგილი. მორზეს ტიპის პოტენციალის შემოტანა ბირთვულ ნაწილაკთა ურთიერთქმედების შემთხვევაში აშკარაა, რომ მოგვექადა მცირე მანძილებისათვის განზიდვას, მაგრამ ასეთი სახის პოტენციალი სიძნეოებს იძლევა და ჯერჯერობით ვერ პოულობს სათანადო განვითარებას.

ისე, როგორც მოლეკულათა ქვანტურ თეორიაში ვალენტური ძალების გაჯერებადობა მიღებული იყო ე. წ. გაცვლითი ურთიერთქმედების საშუალებით. პაიზენბერგის მიერ მოცემული იყო ცდა ანალოგიური თეორიული კონცეპციის შესაქმნელად ატომბირთვებში.

ამრიგად ატომბირთვული ძალების გაჯერებადობის ასახსნელად ცნობილია რამდენიმე სხვადასხვა ტიპის ბირთვული ძალების შემოტანა.

გავარჩიოთ ცალ-ცალკე ამ ბირთვული ძალების სახესხვაობები.

§ 52°. შიზენერის ბირთვული ძალევი

იმისათვის, რომ კონკრეტულად განვიხილოთ ბირთვული ძალევის სახესხვაობები. განვიხილოთ დეიტრონის ტალღური განტოლება ფარდობით კოორდინატებში, c -სისტემაში, როგორც § 25-ში იყო მიღებული ამ განტოლებას შემდეგი სახე აქვს

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{M} \Delta + E \right\} \psi = V \psi, \quad (52,1)$$

სადაც M —ნუკლონის მასაა. $E, (n-p)$ —სისტემის საკუთარი ენერგია $V = V(r)$ ფუნქცია ნეიტრონის პროტონთან ურთიერთქმედების ენერგიაა, ხოლო ψ —ტალღური ფუნქციაა დეიტრონისათვის.

თუ ნეიტრონის კოორდინატულ რადიუს-ვექტორს \vec{r}_1 -ით აღვნიშნავთ პროტონის რადიუს ვექტორს r_2 -ით, ნეიტრონის სპინ კოორდინატს $\vec{\sigma}_1$ და პროტონისას $\vec{\sigma}_2$. $(n-p)$ —სისტემის ტალღური ფუნქცია უფრო დეტალურად შემდეგი სახით შეიძლება ჩაიწეროს:

$$\psi = \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1, \sigma_2). \quad (52,2)$$

ასეთი სახით ჩაწერილი ტალღური ფუნქცია წარმოადგენს ალბათობის ამპლიტუდს იმისათვის, რომ ნეიტრონი ნაპოვნი იქნება \vec{r}_1 წერტილში σ_1 სპინით იმდროს, როდესაც პროტონი მოთავსდება \vec{r}_2 წერტილში σ_2 სპინით.

ვიგნერის თეორიაში განხილულია დეიტრონის განტოლება (52,1) შემდეგი სახით

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{M} \Delta + E \right\} \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1, \sigma_2) = V(r) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1, \sigma_2), \quad (52,3)$$

სადაც მარცხენა ნაწილში $V(r)$ პოტენციალური ენერგიის კოორდინატული ნაწილი $(n-p)$ ურთიერთქმედებისათვის დამოკიდებულია ნეიტრონ-პროტონს შორის არსებულ r —მანძილზე. ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერგია $V(r)$ არ იძლევა არავითარ გაცვლას არც სივრცულ \vec{r}_1 და \vec{r}_2 და არც სპინური σ_1, σ_2 კოორდინატისათვის. (52,3) მარცხენა და მარჯვენა ნაწილში ტალღურ ფუნქციაში, ერთნაირ მიმდევრობითაა მოცემული $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1$ და σ_2 აოგუმენტები.

ამ შემთხვევაში ნეიტრონ პროტონული სისტემის დიფერენციალური განტოლება არსებითად განსხვავდება (52,3) დიფერენციალური განტოლებიდან, რომელიც ძირითად განტოლებას წარმოადგენს ვიგნერის ძალების შემთხვევაში. მაიორანას ძალების თეორიაში პოტენციალური ენერჯია $(\mu - p)$ ურთიერთქმედებისათვის იწვევს ნაწილაკთა სივრცულ კოორდინატების გაცვლას, ასე, რომ ამ შემთხვევაში (52,3) განტოლების ნაცვლად ძირითადი განტოლება მოცემულია შემდეგა სახით:

$$\left(\frac{\hbar^2}{M} \Delta + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1, \sigma_2) = V(r) \psi(r_2, r_1, \sigma_1, \sigma_2) \quad (53,1)$$

თუ \vec{r} ვექტორი აღნიშნავს მანძილის ვექტორს მიმართულს ნეიტრონიდან პროტონისაკენ. ცხადია, რომ კოორდინატების გადანაცვლებას ტალღურ ფუნქციაში შეესაბამება ინვერსიის ტრანსფორმაცია

$$\psi(\vec{r}) \rightarrow \psi(-\vec{r}).$$

ტალღური ფუნქცია კი უარყოფითი არგუმენტით მოცემული იქნება

$$\psi(-\vec{r}) = (-1)^l \psi(\vec{r}) \quad (53,2)$$

განტოლებით. თუ ამ (53,2) მნიშვნელობას შევიტანთ (53,1) განტოლებაში, მაიორანას ძალების თეორიაში ძირითადი დიფერენციალური განტოლება შემდეგი სახით ჩაიწერება:

$$\left(\frac{\hbar^2}{M} \Delta + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1, \sigma_2) = (-1)^l V(r) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1, \sigma_2). \quad (53,3)$$

დეიტრონის თეორიაში ჩვენ განვიხილეთ შემთხვევა

$$l=0,$$

ძირითადი მდგომარეობა დეიტრონში შეესაბამება 3S —სიმბოლოს. ამ შემთხვევაში ვიგნერის ძალებსა და მაიორანას ძალებს შორის განსხვავების დამყარება შეუძლებელი ხდება. თუ $l=0$ შემთხვევაში მოქმედებენ მიმზიდველობითი ძალები, $l=1$ —შემთხვევაში ადგილი უნდა ჰქონდეს განზიდვას.

ბარტლემის მიერ განხილული იყო შემთხვევა, როდესაც ურთიერთქმედების ენერგია ნეიტრონისა და პროტონის შორის იწვევს სპინური კოორდინატების გაცვლას და არ იწვევს სივრცულის გაცვლას გამოცვლას. ასეთ პირობებში ძირითადი განტოლება შემდეგ სახეს ღებულობს:

$$\left(\frac{\hbar^2}{M} \Delta + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1 \sigma_2) = V(r) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_2 \sigma_1) \quad (54,1)$$

თუ ორი ნაწილაკის $(n-p)$ რეზულტირებულ სპინს S -ით აღვნიშნავთ აშკარაა, რომ როდესაც $S=1$,

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_2 \sigma_1) = +\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1 \sigma_2); \quad (54,2)$$

რადგანაც $S=1$ -ის შესაბამისი სპინ ტალღური ფუნქცია სიმეტრიული უნდა იყოს. იმ შემთხვევაში კი, როდესაც სპინები ანტიპარალელურნი არიან $S=0$ სპინ ტალღური ფუნქცია ანტი-სიმეტრიულია და ცხადია, რომ

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_2 \sigma_1) = -\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1 \sigma_2). \quad (54,3)$$

(54,2) და (54,3) შემთხვევები ჩვენ იოლად შეგვიძლია გავითვალისწინოთ (54,1) დიფერენციალურ განტოლებაში შემდეგი სახით:

$$\left(\frac{\hbar^2}{M} \Delta + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1 \sigma_2) = (-1)^{S+1} \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1 \sigma_2). \quad (54,4)$$

ბარტლემის მიღებული განტოლება ჩვეულებრივი ვიგნერის განტოლებისაგან განსხვავდება აგრეთვე ნიშნით პოტენციალურ ენერგიის წინ. თუ ორი ნაწილაკს რეზულტირებული სპინი ნულის ტოლი აქვს $S=0$ პოტენციალური ენერგია $V(r)$ მინუს ნიშნითაა მოცემული, ხოლო თუ სპინი $S=1$ პლუს ნიშნით.

ნეიტრონის პროტონიდან გაბნევის ექსპერიმენტები იძლევა, რომ ისე როგორც 3S მდგომარეობაში ასევე 1S მდგომარეობაში მიმზიდველი ძალები მოქმედებენ.

ბარტლემის ძალები კი შეესაბამება 3S მდგომარეობაში მიმზიდველობით შემთხვევას, ხოლო 1S -ში განზიდვას (უარყოფითი პოტენციალი $-V(r)$). აქედან აშკარაა, რომ ბირთვული ძალები ვერ იქნება მხოლოდ ბარტლემის ძალები. ეს რომ ასე მიგველო $(n-p)$ გაბნევის ექსპერიმენტებთან მოვექცეოდით წინააღმდეგობაში.

ამ შემთხვევაში განიხილება, ნაწილაკთა შორისი ურთიერთ-ქმედების პოტენციალურ ენერჯიის გავლენით, ერთდროული გაცვლა გამოცვლის მოხდენა, როგორც სივრცულ ისე სპინურ კოორდინატებში. დიფერენციალური განტოლება ჰაიზენბერგის ძალების თეორიაში მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\left(\frac{\hbar^2}{M} \Delta + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1 \sigma_2) = V(r) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1 \sigma_2). \quad (55,1)$$

ეს განტოლება იოლად შეიძლება გარდაქმნათ მაიორანას და ბარტლეტის განტოლებათა საფუძველზე (53,3) და (54,4). ამ განტოლებათა საფუძველზე ჰაიზენბერგის ძალების თეორიის ძირითადი განტოლება (55,1) შემდეგი სახით ჩაიწერება:

$$\left(\frac{\hbar^2}{M} \Delta + E \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1 \sigma_2) = (-1)^{L+S+1} \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \sigma_1 \sigma_2) \quad (55,2)$$

სადაც $L-(n-p)$ სისტემის ორბიტალური ქვანტური რიცხვია, S -კი რეზულტირებული სპინური ქვანტური რიცხვი. იმის მიხედვით, თუ როგორია $(n-p)$ სისტემის $L \mp S$ რიცხვი, ლუწი თუ კენტი. გვექნება განზიდვის ან მიზიდვის შემთხვევა $(n-p)$ სისტემაში.

თუ სისტემის მდგომარეობა 3S -სიმბოლოშია მოცემული აშკარაა, რომ $L+S=1$ და (55,2) განტოლების მარჯვენა ნაწილში პოტენციალი $+V(r)$ -თაა მოცემული მაშასადამე ამ შემთხვევაში ნეიტრონი პროტონს მიიზიდავს. განვიხილოთ $(n-p)$ სისტემის 1S მდგომარეობა. აქ ცხადია, რომ $L=0$, $S=0$ და პოტენციალი (55,2) განტოლების მარჯვენა ნაწილში $-V(r)$ იქნება, ე. ი. ადგილი ექნება განზიდვას. 3P -მდგომარეობაში $L=1$ $S=1$ და პოტენციალის ნიშანი (55,2) განტოლებაში უარყოფითი გამოდის განზიდვის შედეგად.

1P -მდგომარეობაში კი $L=1$, $S=0$ და პოტენციალის ნიშანი (55,2) განტოლების მარჯვენა ნაწილში დადებითია, ე. ი. ადგილი აქვს მიზიდვას.

აღსანიშნავია ის გარემოება, რომ როდესაც ჩვენ ვლაპარაკობთ პოტენციალის დადებით ან უარყოფით ნიშანზე (55,2) განტოლების მოცხენა ნაწილში, ჩვენ მხედველობაში არ ვღებულობთ იმ გარემოებას, რომ $V(r)$ პოტენციალი თავისთავად უარყოფითია (ჩვეულებრივი ნორმირების შემთხვევაში). ცხადია, რომ თუ ამ გარემოებას მხედველობაში მივიღებთ მსჯელობა ნიშნების შესახებ შებრუნდება პირდაპირ საწინააღმდეგოდ.

ის გარემოება, რომ პოტენციალთა ნიშნები განსხვავებულს გამოდის 3S და 1S მდგომარეობაში, ჰაიზენბერგის ძალების შემთხვევაში, ისევე როგორც ბარტლეტის ძალები, ცხადია, რომ იძლევა წინააღმდეგობას ($n-p$) გაზნევის ექსპერიმენტთან, სადაც 3S და 1S მდგომარეობებს ორივეს მიშიიდველობა შეესაბამება.

აქედან ცხადია, რომ ბირთვული ძალები არ შეიძლება იყოს არც წმინდა ჰაიზენბერგის ძალები. ცნობილია, რომ დეიტრონის 3S -მდგომარეობას, ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსის

$$a = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}$$

მნიშვნელობისათვის ახასიათებს პოტენციალური ორმოს სიღრმე

$$V_0({}^3S) = 21 \text{ Mev},$$

1S -მდგომარეობაში კი პოტენციალური ორმოს სიღრმე გამოდის

$$V_0({}^1S) = 12 \text{ Mev}.$$

სიღრმეთა ასეთი განსხვავებულობა შეიძლება იყოს ახსნილი, თუ მივიღებთ, რომ ბირთვული ძალები 25% ით ჰაიზენბერგის ან ბარტლეტის ტიპის ძალებია და 75%-ით ვიგნერისა და მაიორანას ტიპის. გავარჩიოთ ახლა, თუ როგორაა შესაძლებელი ბირთვული ძალების გაჯერებადობის ახსნა გაცვლითი ურთიერთქმედების საფუძველზე.

§ 56*. ბირთვული ძალების გაჯერებადობა და გაცვლითი ურთიერთქმედება

ბირთვული ძალები მხოლოდ ბარტლეტის ტიპის რომ ყოფილიყო. არაფიქრებდნენ გაჯერებადობას ადგილი არ ექნებოდა. მართლაც, პარალელურ სპინებს ამ შემთხვევაში შეესაბამება მიშიიდვა და ცხადია, რომ შიშვე ბირთვის ყველა სპინის პარალელურობის გამო ჩვენ გვექნებოდა ნუკლონთა ყველა წყვილს შორის მიშიიდვის ძალები. სულ $A(A-1)/2$ ბმა გვექნებოდა ატომბირთვში, რომელიც A -ნუკლონს შეიცავს. ე. ი. ბირთვის ბმის ენერგია პროპორციული იქნებოდა A^2 -ის და არა A -სი, როგორც ეს ექსპერიმენტიდან გამოდინარეობს.

ბირთვული ძალების გაჯერებადობა მიიღება ძალების მხოლოდ მაიორანასა და ჰაიზენბერგის ტიპისათვის.

ოპერატორები, რომელნიც იძლევიან ორი ნაწილაკის დამახასიათებელ კოორდინატების ისეთ გადასმებს; რომელნიც შეესაბამებიათ მაიორანას ბარტლეტის ან ვიგნერის ძალებს, შესაძლებელია

ლიზ ჩაიწეროს ჩვეულებრივი სპინ-ოპერატორისა და ე. წ. იზოტოპური სპინოპერატორის საშუალებით. ამ მიზნისათვის განვიხილოთ იზოტოპური სპინის ცნება.

§ 57*. იზოტოპიური სპინი

ატომბირთვული ფიზიკის მთელი რიგი საკითხები აშკარად იძლევიან დასაბუთებას ისეთი თვალსაზრისისათვის, რომელშიც ნეიტრონი და პროტონი განიხილება, როგორც ერთი და იმავე ბირთვული ნაწილაკის, ნუკლონის, ორი სხვადასხვა ქვანტური მდგომარეობა.

მაგალითად, ნუკლონი პროტონის მდგომარეობიდან თუ ნეიტრონულში გადავა, გამოასხივებს პოზიტრონს და ნეიტრინოს (β^+ -აქტივობა).

თუ ჩვენ პროტონსა და ნეიტრონს განვიხილავთ როგორც ორ სხვადასხვა ბირთვულ ნაწილაკს, A -მასის რიცხვისა და N -ნეიტრონის შეშცველ ატომ-ბირთვისათვის ტალღური ფუნქცია მოცემული იქნება შემდეგი სახით:

$$\psi = \psi(\vec{r}_1 \chi_1, \vec{r}_2 \chi_2, \dots, \vec{r}_N \chi_N | \vec{r}_{N+1} \chi_{N+1}, \dots, \vec{r}_A \chi_A) \quad (57,1)$$

სადაც $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_N$ ატომბირთვის ყველა ნეიტრონის სივრცული კოორდინატების შესაბამისი რადიუს ვექტორებია, $\chi_1, \chi_2, \dots, \chi_N$ ნეიტრონთა სპინ კოორდინატებია

$$\chi_k = \pm 1, \quad k = 1, 2, 3, \dots, N. \quad (57,2)$$

$\chi_k = +1$ შესაბამემა ნეიტრონის სპინის მიმართულებას გარეშე მაგნიტური ველის პარალელურად, ხოლო

$$\chi_k = -1 \quad (57,3)$$

იძლევა k -რი ნეიტრონის სპინის ანტიპარალელურ მიმართულებებს გარეშე მაგნიტური ველის მიმართ.

$$\vec{r}_{N+1}, \vec{r}_{N+2}, \dots, \vec{r}_A$$

სივრცული კოორდინატული რადიუს-ვექტორებია პროტონებისათვის. დაბოლოს $\chi_{N+1}, \dots, \chi_A$ პროტონების სპინ კოორდინატებია განხილულ ატომბირთვში.

ბაულის პრინციპის თანახმად (57,1) ფუნქცია ანტისიმეტრიული უნდა იყოს ყველა ნეიტრონის წყვილების სივრცულ და სპინ-

ნურ კოორდინატის მიმართ (ისინი მოცემული არიან (57,1)-ში ვერტიკალური ხაზის მარცხნივ)

ასევე (57,1) ფუნქცია ანტისიმეტრიული უნდა იყოს ყოველი ორი პროტონის სივრცული და სპინური კოორდინატების გადასვლის მიმართ (ეს კოორდინატები (57,1) ფუნქციაში მოცემულია ხაზს მარჯვნივ).

(57,1) ფუნქციაში არაავითარი მოთხოვნებია არ არის დადებული ნეიტრონთა კოორდინატების და სპინების პროტონთა კოორდინატებსა და სპინებთან გაცვლის მიმართ.

განვიხილოთ ახლა, სივრცულ \vec{r} კოორდინატებსა ვ-სპინურ კოორდინატებს გარდა, კიდევ კოორდინატები η -რომელსაც იზოტროპიური სპინკოორდინატები ვუწოდოთ. ისე როგორც ვ-სპინ კოორდინატი (57,2), η -იზოტროპიურ სპინკოორდინატიც ორი მნიშვნელობის მქონე შეიძლება იყოს:

$$\eta = \pm 1 \quad (57.4)$$

$\eta = +1$ მნიშვნელობა შეესაბამება ნუკლონის ნეიტრონულ მდგომარეობას, $\eta = -1$ კი პროტონის მდგომარეობას.

η -ს დადებითი მნიშვნელობა არჩეულია ნეიტრონისათვის იმ მოსაზრებით, რომ მძიმე ატომბირთვში, სადაც ნეიტრონების რიცხვი მეტია პროტონების რიცხვზე, η -კოორდინატების დადებითი მნიშვნელობები ჰარყოფითებს. იზოტროპიური სპინის ცნება ახლა ჩვენ შეგვიძლია გამოვიყენოთ A -მასის ნომრისა და N -ნეიტრონის შემცველი ატომბირთვის ტალღური ფუნქციის ჩაწერად:

$$\Psi = \Psi(\vec{r}_1, \zeta_1, \eta_1; \vec{r}_2, \zeta_2, \eta_2; \dots; \vec{r}_A, \zeta_A, \eta_A) \quad (57.5)$$

ცხადია, რომ ასეთი სახით ჩაწერილი ბირთვის ტალღური ფუნქცია ნულის ტოლი უნდა გახდეს, თუ დაცული არ იქნება პირობა

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 = \eta_2 = \dots = \eta_N = +1 \\ \eta_{N+1} = \eta_{N+2} = \dots = \eta_A = -1 \end{aligned} \right\} \quad (57,6)$$

ნუკლონთა იგიურობის გამო ცხადია, რომ (57,6) ტალღური ფუნქცია ანტისიმეტრიული უნდა იყოს ნაწილაკთა ნებისმიერი წყვილის ყველა კოორდინატების სივრცულის, სპინური და იზოტროპურ-სპინურის გადასმათა მიმართ

ცხადია, რომ ეს თვისება შესრულებულია ყველა ნეიტრონის და ყველა პროტონის მიმართ, მაგრამ არ არის შესრულებული ნეიტრონ-პროტონული წყვილების მიმართ. მაგალითად, (57,6)-ს

ყველა პირველი N ნუკლონთათვის შესრულებულია ისე, როგორც შესრულებულია $A-N$ დანარჩენი ნუკლონისათვის, მაგრამ შესრულებული არ არის ნუკლონთა წყვილებისათვის

$$\left. \begin{array}{l} \vec{r}_1, \vec{z}_1, \vec{\eta}_1; \vec{r}_{N+1}, \vec{z}_{N+1}, \vec{\eta}_{N+1} \\ \vec{r}_2, \vec{z}_2, \vec{\eta}_2; \vec{r}_{N+2}, \vec{z}_{N+2}, \vec{\eta}_{N+2} \\ \dots \dots \dots \end{array} \right\} \quad (57,7)$$

იოლად შეიძლება დაერწმუნდეთ, რომ (57,7) წყვილების მიმართ ანტისიმეტრიულობის პირობის შეუსრულებლობა არ იწვევს არავითარ დამატებით პირობებს (57,5) ტალღური ფუნქციის მიმართ. შეიძლება დაატკიცდეს, რომ ყოველი (57,1) ტიპის ტალღური ფუნქცია, რომელიც პაულის პრინციპს აკმაყოფილებს, შეიძლება ჩაიწეროს ანტისიმეტრიულ სახეში, ყველა ნუკლონის მიმართ იზოტოპიურ სპინების ნხედველობაში მიღებით.

სიმარტივისათვის ჩავატაროთ აღნიშნული დამტკიცება ორი ნეიტრონისათვის. ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში (57,1) ტიპის ფუნქცია იქნება ანტისიმეტრიული ფუნქცია

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1; \vec{r}_2, \vec{z}_2) = -\psi(\vec{r}_2, \vec{z}_2; \vec{r}_1, \vec{z}_1). \quad (57,8)$$

იმისათვის, რომ გადავიდეთ იზოტოპურ სპინებში ჩაწერილ ფუნქციაზე, შემოვიღოთ იზოტოპურ-სპინ-ამპლიტუდის ფუნქცია ნეიტრონისათვის შემდეგი განმარტებით:

$$v(\eta) = \begin{cases} 1 & \text{როდესაც } \eta = +1 \\ 0 & \text{„ } \eta = -1 \end{cases} \quad (57,9)$$

ახლა (57,5) სახის ფუნქცია ორი ნეიტრონისათვის შეგვიქლია ჩაწეროთ შემდეგი სახით

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1, \vec{\eta}_1; \vec{r}_2, \vec{z}_2, \vec{\eta}_2) = \psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1; \vec{r}_2, \vec{z}_2) v(\eta_1) v(\eta_2). \quad (57,10)$$

ეს ფუნქცია ანტისიმეტრიულია ყველა კოორდინატების (\vec{r} , \vec{z} , η) გადასმის მიმართ, რადგანაც $v(\eta_1) v(\eta_2)$ იზოტოპიური სპინური ნაწილი სიმეტრიულია და არ არღვევს $\psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1; \vec{r}_2, \vec{z}_2)$ დანარჩენ ნაწილის ანტისიმეტრიულობას (დაცულს (57,8) ფორმულის მიხედვით).

ორი პროტონის შემთხვევაში (57,9) განმარტების ანალოგიურად უნდა შემოვიღოთ იზოტოპიურ-სპინ-ამპლიტუდა ფუნქცია პროტონისათვის შემდეგი განმარტებით:

$$\pi(\eta) = \left\{ \begin{array}{ll} 0 & \text{როდესაც } \eta = +1 \\ 1 & \text{, } \eta = -1 \end{array} \right\} \quad (57,11)$$

$\pi(\eta)$ ფუნქციის მოდულის კვადრატი იძლევა ალბათობას იმისა, რომ ნუკლონი იმყოფება პროტონულ მდგომარეობაში ($\eta = -1$). ორი პროტონის შემთხვევაში ტალღური ფუნქცია, იზოტოპური სპინების მხედველობაში მიღებით, ანალოგიურია (57,10) ფუნქციის:

$$\Psi'(\vec{r}_1 \vec{\zeta}_1 \eta_1; \vec{r}_2, \eta_2, \zeta_2) = \Psi'(\vec{r}_1 \vec{\zeta}_1; \vec{r}_2 \vec{\zeta}_2) \pi(\eta_1) \pi(\eta_2) \quad (57,12)$$

სადაც პაულის პრინციპის თანახმად

$$\psi'(\vec{r}_1, \vec{\zeta}_1; \vec{r}_2 \vec{\zeta}_2) = -\psi'(\vec{r}_2 \vec{\zeta}_2; \vec{r}_1, \vec{\zeta}_1) \quad (57,13)$$

ანტისიმეტრიულია და ანტისიმეტრიული იქნება მთლიანად ფუნქციაც ყველა კოორდინატების გადასმის მიმართ. რადგანაც $\pi(\eta_1) \pi(\eta_2)$ იზოტოპიური სპინური ნაწილი სიმეტრიულია.

ნეიტრონ-პროტონული წყვილის შემთხვევაში (57,1) ტიპის ტალღური ფუნქცია არც სიმეტრიულ და არც ანტისიმეტრიულ სახეს არ შეესაბამება ნაწილაკთა გადასმის მიმართ. ამ შემთხვევაში ჩვენ შეგვიძლია იზოტოპიურ სპინთა მხედველობაში მიღებით ორი ფუნქცია შევადგინოთ:

$$\Psi_1 = \psi(\vec{r}_1 \vec{\zeta}_1, \vec{r}_2 \vec{\zeta}_2) \nu(\eta_1) \pi(\eta_2) \quad (57,14)$$

(რომელიც ეთანადება 1—ნუკლონს ნეიტრონის მდგომარეობაში და მეორეს პროტონის მდგომარეობაში) და მეორე ფუნქცია

$$\Psi_2 = \psi(\vec{r}_2 \vec{\zeta}_2, \vec{r}_1 \vec{\zeta}_1) \nu(\eta_2) \pi(\eta_1) \quad (57,15)$$

(რომელიც ეთანადება მეორე ნუკლონს ნეიტრონულ მდგომარეობაში და პირველს კი პროტონის მდგომარეობაში).

ფუნქციები (57,14) და (57,15) გამოირიცხულია შემდეგი ფიზიკური მოსაზრების გამო: ნუკლონთა იდენტურობის გამო ჩვენ არ შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ნუკლონი 1—აუცილებლად იყოს ნეიტრონის მდგომარეობაში და 2—პროტონის მდგომარეობაში. ჩვენ შეგვიძლია აღვნიშნოთ მხოლოდ შენდეგა ფაქტი, რომ ერთი რომელიმე ნუკლონი აუცილებლად ნეიტრონულ მდგომარეობაშია და რომელიმე მეორე კი აუცილებლად პროტონულ მდგომარეობაში.

ასე, რომ (57,14) და (57,15) ფუნქციებიდან ჩვენ უნდა შევადგინოთ ანტისიმეტრიული წრფივი კომბინაცია, რომელიც დააკმაყოფილებს პაულის პრინციპს, სავსებით ერთნაირი ნუკლონებისათვის მოკემულ სისტემაში. ასეთი ანტისიმეტრიული კომბინაცია ცხადია, რომ იქნება

$$\Psi''(\vec{r}_1 \vec{\alpha}_1 \eta_1; \vec{r}_2 \vec{\alpha}_2 \eta_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_1 - \Psi_2). \quad (57,16)$$

იოლად შეიძლება შევამოწმოთ, რომ ფუნქცია (57,16) მართლაც ანტისიმეტრიული ფუნქციაა ყველა კოორდინატთა გადანაცვლის მიმართ.

მაშასადამე, იზოტოპიურ სპინის მხედველობაში მიღებით ჩვენ ყოველთვის შეგვიძლია შევადგინოთ ანტი-სიმეტრიული ფუნქცია, მიუხედავად იმისა გვაქვს წყვილი ნეიტრონ-ნეიტრონი, პროტონ-პროტონი თუ ნეიტრონ-პროტონი.

განვიხილოთ ახლა ზოგადი შემთხვევა. ჩავწეროთ ამ მიზნისათვის იზოტოპიურ სპინებიანი ფუნქცია შემდეგი სახით:

$$\Psi_1 \equiv \psi(\vec{r}_1 \vec{\alpha}_1; \vec{r}_2 \vec{\alpha}_2; \dots; \vec{r}_N \vec{\alpha}_N | \vec{r}_{N+1} \vec{\alpha}_{N+1}; \dots; \vec{r}_A \vec{\alpha}_A) \times \\ \times \nu(\eta_1) \nu(\eta_2) \dots \nu(\eta_N) \pi(\eta_{N+1}) \pi(\eta_{N+2}) \dots \pi(\eta_A) \quad (57,17)$$

მიღებულ ფუნქციას (57,17) არა აქვს სწორი სიმეტრია, რადგანაც მასში გარკვეული ნომრები ნუკლონებისა 1, 2, 3 . . . N მოცემულია ნეიტრონის მდგომარეობაში და დანარჩენი ფიქსირებული ნომრები კი N+1, N+2, . . . , A პროტონის მდგომარეობაში. ფიზიკური შინაარსი კი მოითხოვს, რომ ფუნქცია აღწერდეს ნებისმიერ N ნუკლონს ნეიტრონის მდგომარეობაში და დანარჩენი A-N ნუკლონს კი პროტონის მდგომარეობაში. (57,17) ფუნქციაში ჩვენ უნდა მოვახდინოთ A! შესაძლო გადანაცვლება ყველა ნუკლონების ნომრების და შემდეგ ამისა უნდა შევადგინოთ ყველა ამ A! ფუნქციათაგან ანტისიმეტრიული წრფივი კომბინაცია

$$\Psi = c \sum_p \delta_p \Psi_1 \quad (57,18)$$

$$\text{სადაც } \delta_p = \begin{cases} 1 & \text{თუ } p\text{-ლუწი გადანაცვლებაა} \\ -1 & \text{თუ } p\text{-კენტი გადანაცვლებაა.} \end{cases}$$

ჯამი აღებულია ყველა შესაძლო გადანაცვლებათაგან, რომელიც მოხდენილია (57,17) ფუნქციაში, ხოლო c—წარჩნაოდგენს ფუნქციის ნორმირების მამრავლს.

ყოველი (57,1) ტიპის ფუნქცია შესაძლებელია ჩავწეროთ იზოტოპიურ სპინების საშუალებით (57,18) სახეში, მაგრამ პირიქით კი ყოველთვის შესაძლებელი არ არის.

მაგალითად, ერთი ნუკლონის ფუნქცია, რომელიც შეიცავს იზოტოპიურ სპინს.

$$\Psi(\vec{r}, \vec{z}, \eta) = \psi(\vec{r}, \vec{z}) \frac{1}{\sqrt{2}} [\nu(\eta) + \pi(\eta)] \quad (57,19)$$

შეესაბამება ნუკლონის ჩვეულებრივ ფუნქციას $\psi(\vec{r}, \vec{z})$, მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ ნუკლონი ერთდროულად შეიძლება ნეიტრონიც იყოს და პროტონიც. ცხადია, რომ (57,19) ტიპის ფუნქციას ფიზიკური აზრი არა აქვს. ატომბირთვის თეორიაში განიხილება ისეთი იზოტოპიური სპინის შემცველი ტალღური ფუნქციები, რომელსაც გარკვეული რაოდენობა შეესაბამება ნეიტრონებისა და პროტონების.

გარდაეკმნათ ახლა ნეიტრონ-პროტონ სისტემის ტალღური ფუნქცია (57,16) ისე, რომ მასში შედიოდეს იზოტოპიურ სპინური ფუნქციის სიმეტრიული და ანტისიმეტრიული კომბინაცია. ამისათვის, ცხადია, უნდა ჩავატაროთ შემდეგი გარდაქმნა.

$$\begin{aligned} \Psi'' &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \Psi_1 - \Psi_2 \right\} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1; \vec{r}_2, \vec{z}_2) \nu(\eta_1) \pi(\eta_2) - \right. \\ &- \left. \psi(\vec{r}_2, \vec{z}_2; \vec{r}_1, \vec{z}_1) \nu(\eta_2) \pi(\eta_1) \right\} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{1}{2} \psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1; \vec{r}_2, \vec{z}_2) \nu(\eta_1) \pi(\eta_2) + \right. \\ &+ \frac{1}{2} \psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1; \vec{r}_2, \vec{z}_2) \nu(\eta_1) \pi(\eta_2) - \frac{1}{2} \psi(\vec{r}_2, \vec{z}_2; \vec{r}_1, \vec{z}_1) \nu(\eta_2) \pi(\eta_1) - \\ &- \frac{1}{2} \psi(\vec{r}_2, \vec{z}_2; \vec{r}_1, \vec{z}_1) \nu(\eta_2) \pi(\eta_1) + \frac{1}{2} \psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1; \vec{r}_2, \vec{z}_2) \nu(\eta_2) \pi(\eta_1) - \\ &- \frac{1}{2} \psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1; \vec{r}_2, \vec{z}_2) \nu(\eta_2) \pi(\eta_1) + \frac{1}{2} \psi(\vec{r}_2, \vec{z}_2; \vec{r}_1, \vec{z}_1) \nu(\eta_1) \pi(\eta_2) - \\ &- \left. \frac{1}{2} \psi(\vec{r}_2, \vec{z}_2; \vec{r}_1, \vec{z}_1) \nu(\eta_1) \pi(\eta_2) \right\} = \frac{1}{2} \left[\psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1; \vec{r}_2, \vec{z}_2) + \right. \\ &+ \left. \psi(\vec{r}_2, \vec{z}_2; \vec{r}_1, \vec{z}_1) \right] X_0 + \frac{1}{2} \left[\psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1; \vec{r}_2, \vec{z}_2) - \psi(\vec{r}_2, \vec{z}_2; \vec{r}_1, \vec{z}_1) \right] X_{1,0} \quad (57,20) \end{aligned}$$

სადაც შემოღებულია შემდეგი აღნიშვნები:

$$X_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\nu(\eta_1) \pi(\eta_2) - \nu(\eta_2) \pi(\eta_1) \right] \quad (57,21)$$

$$X_{1,0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\nu(\eta_1) \pi(\eta_2) + \nu(\eta_2) \pi(\eta_1) \right] \quad (57,22)$$

X_0 ანტისიმეტრიული ფუნქციაა იზოტოპიური სპინ-ამპლიტუდების და იგი მრავლდება სიმეტრიულ ფუნქციაზე სივრცული და სპინური კოორდინატების.

$X_{1,0}$ სიმეტრიული ფუნქცია კი, იზოტოპიურ სპინამპლიტუდებისა და მრავლდება (57,20) ფუნქციაში ანტისიმეტრიულ ფუნქციაზე სივრცულ და სპინურ კოორდინატების. ამრიგად სრული ტალღური ფუნქცია (57,20) ანტი-სიმეტრიულია სივრცული სპინური და იზოტოპიურ სპინური კოორდინატია გადანაცვლების მიმართ.

(57,22) სიმეტრიულ იზოტოპიურ სპინურ ნაწილის გარდა ჩვენ გვაქვს ორი ნუკლონის შემთხვევაში კიდევ ორი სიმეტრიული ფუნქცია, რომელიც ჩვენს მიერ გამოყენებული იყო (57,10) და (57,12) ფუნქციებში.

ეს ფუნქციები შემდეგი სახით შეგვიძლია აღვნიშნოთ:

$$X_{1,+1} = \nu(\eta_1) \nu(\eta_2) \quad (57,23)$$

$$X_{1,-1} = \pi(\eta_1) \pi(\eta_2). \quad (57,24)$$

ფუნქცია (57,21) X_0 შეესაბამება ჩვეულებრივი სპინის ანალოგიურად, „სინგულეტურ იზოტოპურ სპინურ მდგომარეობას“. ფუნქციები კი

$$X_{1,1}, X_{1,0}, X_{1,-1} \quad (57,22)$$

(57,24) აღწერენ „ტრიპლეტურ იზოტოპურ სპინურ მდგომარეობას“. განვმარტოთ ახლა ოპერატორები, რომელნიც მოქმედებენ ნეიტრონულ და პროტონულ იზოტოპურ სპინ-ამპლიტუდებზე.

$$\left. \begin{aligned} \tau_+ \pi(\eta) &= \nu(\eta) \\ \tau_+ \nu(\eta) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (57,25)$$

ამჟამად, რომ τ_+ ოპერატორი წარმოადგენს პროტონის ნეიტრონად გარდაქმნელ ოპერატორს.

ასევე ოპერატორი

$$\left. \begin{aligned} \tau_- \pi(\eta) &= 0 \\ \tau_- \nu(\eta) &= \pi(\eta) \end{aligned} \right\} \quad (57,26)$$

გარდაქმნის ნეიტრონს პროტონად და ბოლოს განვიხილოთ ოპერატორი

$$\left. \begin{aligned} \tau_z \nu(\eta) &= +\nu(\eta) \\ \tau_z \pi(\eta) &= -\pi(\eta). \end{aligned} \right\} \quad (57,27)$$

იოლად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ ოპერატორები τ_+ და τ_- მეორე რიგის მატრიცებია შემდეგი სახის:

$$\tau_+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_- = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (57,28)$$

მართლაც ამ განმარტების მიხედვით

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu \\ \pi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} \quad (57,29)$$

ეს კი ეკვივალენტურია (57,25) განმარტების. ასევე

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu \\ \pi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pi \\ 0 \end{pmatrix} \quad (57,30)$$

რაც (57.26) განმარტების ეკვივალენტურია.

ცხადია აგრეთვე, რომ

$$\begin{aligned} \tau_s &= \tau_+ + \tau_- = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \tau_y &= i(\tau_+ - \tau_-) = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (57,31)$$

$$\tau_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

მატრიცები იგივე მნიშვნელობისაა რაც პაულის სპინ მატრიცები (42.6), თუმცა იზოტოპიურ სპინს ბრუნვის მოძრაობის რაოდენობის მომენტთან არაფერი საერთო არა აქვს.

გადავიდეთ ახლა ბირთვულ ძალების ცალკეულ სახესხვაობათა შესაბამის ოპერატორების გამოსახვაზე სპინ-ოპერატორების საშუალებით.

თუ p^M -ით აღნიშნავთ მაიორანას ოპერატორს, რომელიც სივრცულ კოორდინატების გადანაცვლებას ახდენს ტალღურ ფუნქციაში (53,1) — ფორმულის მიხედვით ცხადია

$$P^M = (\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (57,32)$$

ტრანსპოზიციის.

ბარტლეტის ძალების შემთხვევაში ადგილი აქვს სპინ კოორდინატების ტრანსპოზიციას და ცხადია, რომ ოპერატორი შეიძლება ჩაეწეროს

$$P^B = (\beta_1, \beta_2) \quad (57,33)$$

სახით.

დაბოლოს ჰაიზენბერგის ძალების შემთხვევაში (55,1)-ის მიხედვით ერთდროული გაცვლა გვაქვს სივრცული და სპინური კოორდინატების და ოპერატორს შემდეგი სახე აქვს:

$$P^H = (\vec{r}_1, \vec{r}_2) \cdot (\beta_1, \beta_2) \quad (57,34)$$

განვიხილოთ პირველ რიგში ბარტლეტის ოპერატორი (57,33) ტალღური ფუნქცია სინგულეტურ მდგომარეობაში ანტისიმეტრიულია ჩვეულებრივი სპინების მიმართ, ამის გამო

$$P^B \Psi_s = -\Psi_s, \quad (57,35)$$

სადაც Ψ_s —სინგულეტურ მდგომარეობას აღწერს ჩვეულებრივ სპინებში. ტრიპლეტურ მდგომარეობაში კი სამი სპინური ფუნქცია სიმეტრიულია და ცხადია:

$$P^B \Psi_t = \Psi_t, \quad (57,36)$$

თუ S -ით აღვნიშნავთ სისტემის რეზულტირებულ სპინს

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{\sigma}_1 + \frac{1}{2} \vec{\sigma}_2, \quad (57,37)$$

სადაც $\vec{\sigma}_1$ და $\vec{\sigma}_2$ პირველი და მეორე ნაწილაკის სპინ ოპერატორებია, განსაზღვრული (42,6) ფორმულებით.

როგორც ცნობილია, \hat{S}^2 —ოპერატორის საკუთარი მნიშვნელობა $S(S+1)$ -თაა მოცემული, ე. ი.

$$\hat{S}^2 \Psi = S(S+1) \Psi \quad (57,38)$$

აქედან ცხადია, რომ სინგულეტურ მდგომარეობაში $S=0$ და

$$\hat{S}^2 \Psi_s = 0. \quad (57,39)$$

ასევე ტრიპლეტურ მდგომარეობაში $S=1$ და

$$\hat{S}^2 \Psi_t = \Psi_t. \quad (57,40)$$

თუ შევადარებთ მიღებულ (57,39) და (57,40) ფორმულებს, (57,35) და (57,36) ფორმულებთან დავასკვნით, რომ ბარტლეტის გატყლით P^B ოპერატორსა და სპინ ოპერატორის კვადრატს \hat{S}^2 შორის უნდა არსებობდეს შემდეგი კავშირი:

$$P^B = \hat{S}^2 - 1. \quad (57,41)$$

განვიხილოთ ახლა (57,37) ტოლობა და გამოვიყენოთ პაულის (42,6) მატრიცები, გვექნება:

$$\hat{S}^2 = \left(\frac{1}{2} \vec{\sigma}_1 + \frac{1}{2} \vec{\sigma}_2 \right)^2 = \frac{1}{4} \vec{\sigma}_1^2 + \frac{1}{4} \vec{\sigma}_2^2 + \frac{1}{2} \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 =$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{4} (\sigma_{1x}^2 + \sigma_{1y}^2 + \sigma_{1z}^2) + \frac{1}{4} (\sigma_{2x}^2 + \sigma_{2y}^2 + \sigma_{2z}^2) + \frac{1}{2} \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 = \\
 &= \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2. \quad (57,42)
 \end{aligned}$$

თუ მიღებულ (57,42) შედეგს შევიტანთ (57,41) ფორმულაში, გვექნება

$$p^B = \frac{1}{2} (1 + \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2). \quad (57,43)$$

ასეთია ბარტლეტის გაცვლითი ოპერატორის გამოსახვა $\vec{\sigma}_1$ და $\vec{\sigma}_2$ სპინ ოპერატორების საშუალებით (რომელნიც (42,6) პაულის მატრიციებითაა განსაზღვრული).

გადავიდეთ ახლა ჰაიზენბერგისა და მაიორანას ოპერატორების გამოსახვაზე სპინ ოპერატორთა საშუალებით. ამ მიზნით წინასწარ განვიხილოთ იზოტოპიურ სპინ ოპერატორთა სკალარული ნამრავლი:

$$\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 = \tau_{1x} \tau_{2x} + \tau_{1y} \tau_{2y} + \tau_{1z} \tau_{2z} \quad (57,44)$$

თუ აქ ჩვენ გამოვიყენებთ (57,31) ფორმულებს მივიღებთ, რომ

$$\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 = 2 \{ (\tau_{+})_1 (\tau_{-})_2 + (\tau_{-})_1 (\tau_{+})_2 \} + \tau_{1z} \tau_{2z}. \quad (57,45)$$

ვიმოქმედოთ ახლა მიღებული (57,45) ოპერატორით იზოტოპიურ სპინურ ფუნქციებზე (57,21), (57,24) და გავითვალისწინოთ (57,25) (57,26) განმარტებანი, მივიღებთ:

$$\begin{aligned}
 \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 X_{11} &= [2 \{ (\tau_{+})_1 (\tau_{-})_2 + (\tau_{-})_1 (\tau_{+})_2 \} + \tau_{1z} \tau_{2z}] X_{11} = \\
 &= 2 (\tau_{+})_1 (\tau_{-})_2 X_{11} + 2 (\tau_{-})_1 (\tau_{+})_2 X_{11} + \tau_{1z} \tau_{2z} X_{11} = \\
 &= -2 X_{11} + \tau_{1z} \tau_{2z} X_{11} = -3 X_{11} \quad (56,26)
 \end{aligned}$$

სწორედ ასეთივე წესით გამოდის, რომ

$$\left. \begin{aligned}
 \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 X_{1,1} &= X_{1,1} \\
 \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 X_{1,0} &= X_{1,0} \\
 \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 X_{1,-1} &= X_{1,-1}
 \end{aligned} \right\} \quad (57,47)$$

57,46) დ- (57,47) ფორმულები სავსებით ანალოგიურია ჩვეულებრივ სპინ ოპერატორთა სკალარულ $\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2$ ნამრავლის ფორმულაში

ლებთან. ამ შემთხვევაშიაც, ისე როგორც ზემოთ, სინგულეტურ სპინურ ფუნქციაზე მოქმედებით $\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2$ იძლევა ფუნქციის კოეფიციენტს -3 , ხოლო ტრიპლეტურზე მოქმედებით კი $+1$.

განემართოთ ახლა P^τ ოპერატორი, რომელიც მოახდენს ნაწილაკთა იზოტოპური სპინების გაცვლას.

$$P^\tau = (\eta_1), \eta_2, \quad (57,48)$$

სადაც (η_1, η_2) ნიშნავს იზოტოპიურ სპინ კოორდინატების ტრანსპოზიციას. ოპერატორის (57,21), (57,24) ფუნქციებზე მოქმედებით მიიღება

$$P^\tau X_0 = -X_0, \quad (57,49)$$

$$\left. \begin{aligned} P^\tau X_{1,1} &= X_{1,1} \\ P^\tau X_{1,0} &= X_{1,0} \\ P^\tau X_{1,-1} &= X_{1,-1} \end{aligned} \right\} \quad (57,50)$$

თუ (57,49), (57,46) ფორმულებსა და (57,47), (57,50) ფორმულებს ერთმანეთს შევადარებთ, ჩვენ მივაღოთ დასკვნამდე, რომ P^τ ოპერატორის მოქმედება X ფუნქციებზე ისეთივეა, როგორც $\frac{1}{2}(1 + \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2)$ ოპერატორის, მაშასადამე

$$P^\tau = \frac{1}{2}(1 + \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \quad (57,51)$$

ამ ოპერატორის მოქმედებით იზოტოპიურ სპინურ ტრიპლეტ ფუნქციაზე. იგი ლებულობს $+1$ კოეფიციენტს, ხოლო სინგულეტ იზოტოპიურ სპინურ ფუნქციაზე კი -1 კოეფიციენტს. მაშასადამე (57,51) ოპერატორი იზოტოპიურ სპინურ კოორდინატების გაცვლის ოპერატორია

$$P^\tau \Psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1, \eta_1; \vec{r}_2, \vec{z}_2, \eta_2) = \Psi(\vec{r}_1, \vec{z}_1, \eta_2; \vec{r}_2, \vec{z}_2, \eta_1). \quad (57,52)$$

რადგანაც ჰაიზენბერგის ოპერატორი PH — იწვევს სივრცულ და ჩვეულებრივ სპინურ კოორდინატების გაცვლას, ცხადია, ოპერატორი $PH P^\tau$ გამოიწვევს სივრცულ, სპინურ და იზოტოპულ სპინურ კოორდინატების გაცვლას. პაულის პრინციპის თანახმად ამ ოპერატორის მიმართ ტალღური ფუნქცია ანტისიმეტრიული უნდა იყოს:

$$PH P^\tau \Psi = -\Psi \quad (57,53)$$

ცხადია, რომ PH და $P\epsilon$ კომუტატორი ოპერატორებია, რადგანაც ისინი სხვადასხვა არგუმენტებზე მოქმედებენ. ამის გამო ცხადია, რომ თუ (57,53) პაულის პრინციპის გამომხატველი ტოლობის ორივე მხარეზე ვიმოქმედებთ $P\epsilon$ ოპერატორით, გვექნება:

$$P\epsilon PH P\epsilon \Psi = -P\epsilon \Psi$$

აქედან ზემოთ აღნიშნულ კომუტატიურობის გამო

$$PH (P\epsilon)^2 \Psi = -P\epsilon \Psi. \quad (57,54)$$

ამ ფორმულაში ცხადია, რომ

$$(P\epsilon)^2 = 1$$

ერთეულადი ოპერატორია და გვექნება:

$$PH \Psi = -P\epsilon \Psi. \quad (57,55)$$

ამ ტოლობის შედარებით (57,51) ფორმულასთან ჩვენ ვღებულობთ ჰაიზენბერგის ოპერატორის გამოსახვას იზოტოპიურ სპინ ოპერატორთა საშუალებით:

$$PH = -\frac{1}{2}(1 + \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2). \quad (57,56)$$

დაბოლოს PB და PH ოპერატორების საშუალებით იოლად შეიძლება გამოვსახოთ მაიორანას ოპერატორი PM . განმარტების თანახმად PH ჰაიზენბერგის ოპერატორი იწვევს, როგორც სივრცული, ისე სპინური კოორდინატების გადასმას, ე. ი.

$$PH = PM PB. \quad (57,57)$$

თუ ამ ტოლობის ორივე მხარეს გადავამრავლებთ ბარტლეტის ოპერატორზე გვექნება:

$$PM = PB PH. \quad (57,58)$$

ამ ფორმულაში (57,56) და (57,43) მნიშვნელობების ჩასმით მივიღებთ:

$$PM = -\frac{1}{4}(1 + \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)(1 + \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \quad (57,59)$$

ეს ფორმულა გამოხატავს მაიორანას ოპერატორის სპინებისა და იზოტოპიური სპინ-ოპერატორების საშუალებით.

(57,43), (57,56) და (57,59) ოპერატორების ნაცვლად უფრო მოხდენილია განვიხილოთ სათანადოდ

$$\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2, \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 \text{ და } (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \quad (57,60)$$

ოპერატორები და ამათი საშუალებით გამოვხატოთ ბირთული ურთიერთქმედების ზოგადი პოტენციალი.

**§ 58. ნუკლონთა ურთიერთქმედების ურთიერთ-
ზრდადილი ბიპოლარული პოტენციალი**

ატომბირთვული ურთიერთქმედების პოტენციალი შესაძლებელია წარმოვიდგინოთ შემდეგი ნარევი სახით:

$$V = V_W(r) + V_M(r) PM + V_B(r) PB + V_H(r) PH + \\ + V_{TM}(r) S_{12} + V_{TM}(r) S_{12} PM. \quad (58,1)$$

ამ ფორმულაში $V_W(r) - V_{TM}(r)$ ფუნქციები, საზოგადოდ ერთ-მანეთისაგან განსხვავებული ფუნქციებია ნუკლონთა შორისი r -მანძილისა.

$V_W(r)$ —აღნიშნავს ვიგნერის ძალების პოტენციალს, რომელსაც გაცვლითი ხასიათი არა აქვს იგი ძირითადად დაკავშირებულია ბირთვული ძალების მოკლედ მოქმედ ხასიათთან.

$V_M(r)$ —ფუნქცია რადიალურ დამოკიდებულებას იძლევა მაიორანას პოტენციალისათვის. ორ ნუკლონის შემთხვევაში, რომელთა შორის მანძილიც r თაა მოცემული.

$V_B(r)$ —რადიალური ნაწილია ორი ნუკლონის ურთიერთქმედების ბარტლეტის პოტენციალისათვის, ამ ნუკლონთა შორის არსებულ r -მანძილისაგან დამოკიდებულებით.

$V_H(r)$ —ჰაიზენბერგის პოტენციალის რადიალური ნაწილია, როგორც ფუნქცია ნუკლონთა შორის არსებულ r -მანძილის.

$V_{TW}(r)$ —აღნიშნავს რადიალურ დამოკიდებულებას ვიგნერის ტენზორული ძალებისათვის ორ ნუკლონს შორის, დაბოლოს $V_{TM}(r)$ —ტენზორული ძალების პოტენციალის რადიალური ნაწილია გაცვლითი ბუნების მხედველობაში მიღებით მაიორანას მიხედვით. (58,1) ფორმულის დანარჩენი აღნიშვნები კი PM , PB , PH და S_{12} მოცემულია სათანადოდ (57,59), (57,43), (57,56) და (46,7) ფორმულებით.

თუ ოპერატორთა აღნიშნულ მნიშვნელობებს შევითანთ (58,1) ფორმულაში და მოვახდენთ მარტივ გარდაქმნებს, გვექნება:

$$V = V_\alpha(r) + V_\sigma(r) (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + V_\tau(r) (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) + V_{\sigma\tau}(r) (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) + \\ + V_{T\alpha}(r) S_{12} + V_{T\tau}(r) (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) S_{12}. \quad (58,2)$$

მიღებულ ფორმულაში $V_\alpha(r)$ ნუკლონთა შორის არსებული ურთიერთქმედების პოტენციალის ის ნაწილია, რომელიც სპინებისა და იზოტოპიური სპინებისაგან დამოკიდებული არ არის. იოლად შეიძ-

ლება შივილოთ (58,1) ფორმულით გარდაქმნიდან (ოპერატორების ჩასმით), რომ

$$V_a(r) = V_W(r) + \frac{1}{2} V_B(r) - \frac{1}{2} V_H(r) - \frac{1}{4} V_M(r). \quad (58,3)$$

$V_a(r)$ —წარმოადგენს სპინებისაგან დამოკიდებული ძალის პოტენციალის რადიალურ ნაწილს (58,2). ფორმულაში:

$$V_a(r) = + \frac{1}{2} V_B - \frac{1}{4} V_M. \quad (58,4)$$

$V_r(r)$ —ორი ნუკლონის პოტენციალის იმ წევრის რადიალური ნაწილია, რომელიც დამოკიდებულია მხოლოდ იზოტოპიურ სპინებზე:

$$V_r(r) = - \frac{1}{2} V_H - \frac{1}{4} V_M. \quad (58,5)$$

$V_{\sigma\tau}(r)$ —რადიალური ნაწილია, $(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2, \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2)$ წევრის შესაბამისი ურთიერთქმედებისა ორი ნუკლონის პოტენციალში

$$V_{\sigma\tau}(r) = - \frac{1}{4} V_M. \quad (58,6)$$

(58,2) პოტენციალის ორი დანარჩენი წევრი იძლევა ურთიერთქმედების პოტენციალის ტენზორულ ნაწილს.

თუ ყველა ძალები ჩვეულებრივი სახისაა, მაშინ ცხადია, რომ

$$V_W = V_a. \quad (58,7)$$

გავარჩიოთ, თუ რა მნიშვნელობები ექნება $(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2), (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2)$ და $(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2)$ ოპერატორებს ორი ნუკლონის ურთიერთქმედების (58,2) პოტენციალში.

ამ მიზნისათვის გავიხსენოთ, რომ ტრიპლეტურ მდგომარეობაში $(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)$ ოპერატორის საკუთარი მნიშვნელობა ტოლია ერთის, ისე როგორც იზოტოპიურ ტრიპლეტ მდგომარეობაშიც $(\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2)$ ოპერატორს (57,47) ფორმულის მიხედვით ერთის ტოლი საკუთარი მნიშვნელობა აქვს.

სიხგულეტურ მდგომარეობაში კი $(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)$ -ის საკუთარი მნიშვნელობა (57,46)—ფორმულის მსგავსად 3-ის ტოლია, ასევეა $(\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2)$ ოპერატორისათვისაც.

პაულის პრინციპის მხედველობაში მისაღებად არსებითია აგრეთვე გავითვალისწინოთ ის გარემოება, რომ თუ ორი ნუკლონისაგან შემდგარი სისტემის ორბიტალური ქვანტური რიცხვი ლუწია. იმათი ტალღური ფუნქციის სივრცულ კოორდინატებისაგან დამოკიდებული ნაწილი სიმეტრიულია, ხოლო თუ კენტი ანტისიმეტრიულია. ყველა ამ შენიშვნების საფუძველზე ჩვენ ვღებულობთ ზემოთ აღნიშნულ მატრიც ოპერატორებისათვის შემდეგ ცხრილს: (ცხრილში აღებული მნიშვნელობები იძლევიან პაულის პრინციპის გამართლებას ყველა შესაძლო შემთხვევაში).

ცხრილი 1

ოპერატორი	მ დ გ ო მ ა რ ე ო ბ ა			
	I ლუწი რიცხვია		I კენტი რიცხვია	
	ტრიპლეთი	სინგულეთი	ტრიპლეთი	სინგულეთი
$\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2$	1	-3	1	-3
$\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2$	-3	1	1	-3
$(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2)$	-3	-3	1	9

უკანასკნელ სტრიქონში მნიშვნელობები უბრალო ნამრავლის სახითაა აღებული პირველი და მეორე სტრიქონის მნიშვნელობებიდან. I კენტის შემთხვევაში ცხადია, რომ პაულის პრინციპის თანახმად სპინური და იზოტოპურსპინური ტალღური ფუნქციის ნაწილები ერთდროულად სიმეტრიულნი ან ანტისიმეტრიულნი უნდა იყვნენ, რადგანაც კოორდინატული ანტისიმეტრიულია; ეს ასეც არის ცხრილის მარჯვენა ნაწილის მიხედვით.

I-ის ლუწ მნიშვნელობის შემთხვევაში კი, პირიქით, სინგულეტ სპინს ტრიპლეთი იზოტოპიური და ტრიპლეტ სპინს სინგულეტ იზოტოპიური უნდა შეესაბამებოდეს. ეს ასეცაა მოცემული ცხრილის მარცხენა ნაწილში.

მნიშვნელობები:

$$(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) = 1 \text{ (ტრიპლეთი)} \quad (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) = -3 \text{ (იზოტოპიური სინგულეთი)}$$

ეთანადებიან დეიტრონს (${}^2_1H^2$), 3S -მდგომარეობაში. $(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) = -3$

(სინგულეთი) $(\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) = 1$ (იზოტოპიური ტრიპლეთი) ეთანადება სისტემებს He^2 , 3P და H^2 სინგულეტურ მდგომარეობაში. იზოტო-

პიერი სპინები განსაკუთრებულ როლს თამაშობენ ატომბირთვების ბმის ენერგიათა გაჯერებადობისა და გაცვლითი თვისებების შეწავლის პრობლემებში.

ჩვეულებრივი სპინის მსგავსად შეიძლება შემოვიტანოთ ორი ქვანტუმი რიცხვი: T —ქვანტური რიცხვი. რომელიც იზოტოპიური სპინური ფუნქციის სიმეტრიის თვისებებს აღწერს და ქვანტური რიცხვი M_z — რომელიც მუხტის არსებობას ან არ არსებობას აღწერს. T —წარმოადგენს S —სპინ ქვანტური რიცხვის ანალოგს, ხოლო M_z ანალოგიურია სპინის S_z პროექციის Z —ღერძის გასწვრივ.

T —ქვანტურ რიცხვს—ნაერთი იზოტოპიური ქვანტური „რიცხვი“ ეწოდება, ხოლო M_z -ს კი „იზოტოპიური სპინის τ —მდგენელი დადებით მუხტის მიმართულებით“.

თუ ატომბირთვის T —ნაერთი იზოტოპიური სპინი მოცემული სიდიდითა, მისი τ —მდგენელი დადებითი მუხტის მიმართულებით შემდეგი მნიშვნელობებით იქნება განსაზღვრული:

$$M_z = T, T-1, T-2, \dots, 1, 0, -1, -2, \dots, -T \quad (58,8)$$

გადავიდეთ β —გამოსხივების თეორიაზე.

თ ა ზ ი 14

ბ ე ტ ა — უ ლ ა

§ 59. ნეიტრინული ჰიპოთეზა და β —სპექტრი

თუმცა ელექტრონები და პოზიტრონები ატომბირთვის შემადგენლობაში არ შედიან, მაგრამ β —შლის დროს ატომბირთვები ასხივებენ ამ ნაწილაკებს. ეს ფაქტი ანალოგიურია ატომის თეორიიდან ცნობილი სინათლის ქვანტების გამოსხივებისა. ისე როგორც სინათლის ქვანტი გამოსხივდება, ატომის ერთი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლის დროს, ასევე ატომბირთვის ერთი ქვანტური მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლის დროს გამოსხივდება β —ნაწილაკი და ნეიტრინო.

გამოსროლილ ნაწილაკს თან მიაქვს გარკვეული ენერგია და იმპულსი. უკუცემის იმპულსს ღებულობს აგრეთვე β —აქტიური ატომი, β —ნაწილაკის გამოსროლის მომენტში.

როგორც ჩვენს მიერ განხილული იყო § 18-ში, β —ნაწილაკის გამოსხივებას თან ახლავს ნეიტრინოს გამოსხივებაც. სწორედ ნეიტრინო იძლევა სპინის და იმპულსის შენახვის კანონებს β —გამოსხივებაში და გვაძლევს β —სპექტრის უწყვეტ ხასიათს. ის გარემოება, რომ ნეიტრინოს დაკვირვება ცდებში ჯერაც არ არის 12. გ. ს. გორდაძე.

მოხერხებული, გასაგებია შემდეგი მოსაზრების გამო. ნეიტრინო ნეიტრალური ნაწილაკაა და ძალზე მცირე ურთიერთქმედებაშია ატომბირთვებთან. ატომბირთვთან შეხლის დროს იგი შთაინთქმება ბირთვის მიერ და ბიოთვი გამოასხივებს ელექტრონს. ამ პროცესის ეფექტიური განივკვეთი 10^{-44} სმ²-ის ტოლია, აქედან ცხადია, რომ ნეიტრონის შეუძლია გავიდეს ნივთიერების რამდენიმე კილომეტრ სისქეში ისე, რომ არც ერთი მუხლა ატომბირთვთან არ მოხდეს. გავარჩიოთ საკითხი β -სპექტრის უწყვეტი მნიშვნელობის შესახებ.

ამ მიზნისათვის უგულვებელყოთ: 1) ბირთვის უკუცემის ენერგია μ —გამოსხივების დროს და 2) კულონური ურთიერთქმედება გამოსხივებულ β -ნაწილაკა და ბირთვის შორის. ბირთვის უკუცემის ენერგიის უგულვებელყოფა იოლად შეიძლება იმის გამო, რომ მისი მასა

$$M(ZX^A) = AM \quad (59,1)$$

გაცილებით უფრო მეტია ელექტრონის m —მასაზე.

რაც შეეხება კულონურ ურთიერთქმედების ენერგიას β -ნაწილაკა და ატომბირთვს შორის, იგი შეიძლება უგულვებელყოთ მხოლოდ მსუბუქ ატომბირთვებში ($Z < 10$) და დიდი ენერგიის β -ნაწილაკების შემთხვევაში.

თუ ატომბირთვული β -გადსვლის შესაბამის ენერგიას E_0 -ით აღვნიშნავთ, ხოლო გამოსხივებული β -ნაწილაკის მაქსიმალური ენერგიას E_m -ით, ცხადია, რომ

$$E_m = E_0. \quad (59,2)$$

რელატივისტური ფიზიკიდან ცნობილია, რომ თუ მაქსიმალური იმპულსი ელექტრონისათვის P_0 -თი აღვნიშნეთ, ხოლო მისი ინერტული მასა m -ით,

$$\frac{E_m^2}{c^2} = P_0^2 + m^2 c^2, \quad (59,3)$$

აქედან ჩვენ ვღებულობთ ელექტრონის მაქსიმალური იმპულსისათვის შემდეგ ფორმულას:

$$\frac{P_0}{mc} = \sqrt{\left(\frac{E_m}{mc^2}\right)^2 - 1}. \quad (59,4)$$

თუ მივიღებთ, რომ ელექტრონის მაქსიმალური იმპულსი (59,4) ფორმულის სიხედვით ტოლია ატომბირთვის უკუცემის მაქსიმა-

ლური იმპულსის, იოლად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ უკუცემის მაქსიმალური ენერგია გაცილებით უფრო ნაკლებია β -ელექტრონის მაქსიმალურ ენერგიაზე. ამით მართლდება ზემოთ მიღებული -1^ა უგულებელყოფა.

თუ უკუცემის ენერგიას უგულებელვყოფთ და დავწერთ იმპულსის შენახვის კანონს β -შლისათვის, გვექნება:

$$\vec{P} + \vec{P}_e + \vec{P}_\nu = 0, \quad (59,5)$$

ამ განტოლებაში \vec{P}_e ელექტრონის იმპულსია \vec{P}_ν ნეიტრინოს, \vec{P} კი ბირთვის უკუცემის იმპულსი, რომელიც შეიძლება აქედან განისაზღვროს.

ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად ცხადია, რომ

$$E_e + E_\nu = E_0. \quad (59,6)$$

ე. ი. ენერგია β -შლაში, განაწილებულია ელექტრონსა და ნეიტრინოს შორის.

წარმოვიდგინოთ, რომ გამოსხივებული β -ნაწილაკი მოთავსებულია dV_e სივრცულ, მოცულობის ელემენტში, იმპულსი მისი განსაზღვრულია სიდიდით P_e , $P_e + dP_e$ შუალედით და მიმართულებით კი მოთავსებულია dQ_e სივრცულ კუთხეში, მსგავსად ამისა ნეიტრინო განვიხილოთ მოცულობის dV_ν სივრცულ ელემენტში P_ν , $P_\nu + dP_\nu$ შუალედით შემოსაზღვრული იმპულსის მქონე და dQ_ν — სივრცულ კუთხის მიმართულებით გამოსროლილი.

მაშინ ფაზური მოცულობა ელექტრონ ნეიტრინოსაგან შედგენილი სისტემისათვის მოცემული იქნება შემდეგი სიდიდით:

$$dW = \frac{1}{(2\pi\hbar)^6} p_e^3 dp_e dQ_e dV_e p_\nu^3 dp_\nu dV_\nu dQ_\nu, \quad (59,7)$$

რომელიც გაზომილია $\hbar^6 = (2\pi\hbar)^6$ ფაზური მოცულობის ერთეულში.

შეორე მხრივ (59,6) ენერგიის შენახვის კანონიდან ჩვენ ვღებულობთ, რომ

$$(E_0 - E_e) = c \sqrt{p_\nu^2 + m_\nu^2 c^2}, \quad (59,8)$$

აქედან კი, სადაც მარჯვენა ნაწილი რელატივისტურ ენერგიას შეესაბამება, ცხადია, რომ

$$p_\nu^2 = \frac{(E_0 - E_e)^2}{c^2} - m_\nu^2 c^2. \quad (59,9)$$

ამ ფორმულაში m_ν ნეიტრინოს ინერტული მასაა.

(59,9)-ის გადიფერენციალებით ელექტრონის E_0 -ენერჯიის მუდმივი მნიშვნელობისათვის გვექნება

$$p_e dp_e = \frac{E_0 - E_e}{c^2} dE_0. \quad (59,10)$$

dp_e — დიფერენციალის მნიშვნელობა (59,10) ფორმულიდან შევიტანოთ (59,7) ფორმულაში, მივიღებთ:

$$dW = \frac{dE_0}{(2\pi\hbar)^6 c^3} (E_0 - E_e)^2 p_e^2 dp_e d\Omega_e dV_e d\Omega_v dV_v, \quad (59,11)$$

სადაც dp_e მნიშვნელობის გარდა (59,7) ფორმულაში დარჩენილი p_e -სათვის გამოყენებულია (59,9) ფორმულის თანახმად, $p_e \cong (E_0 - E_e)/c$ მნიშვნელობა.

(59,11) მოცულობას ცხადია, რომ

$$dW = \rho(E_0) dE_0 \quad (59,12)$$

სახე აქვს, სადაც

$$\rho(E_0) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^6 c^3} (E_0 - E_e)^2 p_e^2 dp_e d\Omega_e dV_e d\Omega_v dV_v. \quad (59,13)$$

$\rho(E_0)$ ფუნქციის ფიზიკური აზრი მდგომარეობს შემდეგში: იგი იძლევა საბოლოო მდგომარეობათა რიცხვს (β -შლის შემდეგ მდგომარეობათა რიცხვს) სრული ენერჯიის ინტერვალის ერთეულზე.

მივიღოთ აქსიომად შემდეგი: β -დაშლის ალბათობა პროპორციულია იმ ფაზური dW მოცულობის, რომელსაც ამ დაშლის დროს მიღებული ელექტრონ-ნეიტრონული სისტემისათვის ვღებულობთ.

ამ აქსიომის თანახმად $\rho(E_0)$ პროპორციულია ალბათობის იმისათვის, რომ β -დაშლა მოგვცემს განხილულ საბოლოო მდგომარეობას, ე. ი. საბოლოო მდგომარეობას, რომელშიც ელექტრონი dv_e მოცულობაში იქ ება მოცემული ($p_e, p_e + dp_e$) იმპულსის სიდიდის შუალედით და გამოსროლილი იქნება $d\Omega_e$ სივრცული კუთხის მიმართულებით, ხოლო ნეიტრონი კი ($E_0 - E_e$) ენერჯიით ნაპოვნი იქნება მოცულობის dV_v ელემენტში სივრცული კუთხის $d\Omega_v$ მიმართულებით.

განვიხილოთ დიდი სივრცული მოცულობა V , რომელშიც ადგილი აქვს β -შლას და ვაინტეგრირებ ფორმულა (59,13) dV_e და dV_v -ს მიმართ, ე. ი. ვიპოვნოთ ალბათობა იმისა, რომ β -შლის დროს მიღებული ელექტრონი და ნეიტრონი მოთავსდება V მოცულობის შიგნით მოთავსებულ რომელიმე წერტილში გვექნება:

$$\int_{\nu} \rho(E_0) dV_0 dV_{\nu} = \frac{V^2}{(2\pi\hbar)^6 c^3} p_0^2 (E_0 - E_{\nu})^2 dp_0 d\Omega_0 d\Omega_{\nu} \quad (59,14)$$

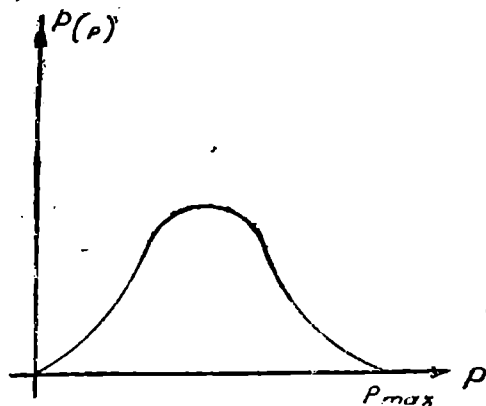
გადავიდეთ ახლა (59.14) ალბათობიდან ისეთ ალბათობაზე, სადაც ელექტრონის გამოსროლის მიმართულება არ იქნება ფიქსირებული სივრცული კუთხის $d\Omega_0$ —ელემენტით. ამისათვის, ცხადია (59,14) ფორმულა უნდა ვაინტეგრროთ $d\Omega_0$ სივრცული კუთხის მიმართ $(0, 4\pi)$ შუალედში მივიღებთ:

$$\int_{\nu} d\Omega_0 \int \rho(E_0) dV_0 dV_{\nu} = \frac{V^2}{16\pi^3 c^3 h^6} p_0^2 (E_0 - E_{\nu})^2 dp_0 d\Omega_{\nu} \quad (59,15)$$

მიღებულ ფორმულაში ჩვენ შეგვიძლია $d\Omega_{\nu}$ შევცვალოთ სივრცული კუთხის ელემენტით, რომელიც ათვლილია ელექტრონის გამოსროლის მიმართულებიდან, ე. ი. შეიცავს კუთხეს μ_e — ნეიტრონსა და ელექტრონს შორის.

თუ ამ კუთხის მიმართაც მოვახდენთ ინტეგრირებას, (59,15) ფორმულაში შემოვა კიდევ ერთი მამრაველი 4π . საბოლოოდ ჩვენ შეკვიძლია (59,15) ფორმულის მიხედვით ჩაეწეროს, რომ ელექტრონის გამოტყორცნის ალბათობა მოცემული იქნება

$$P(p) dp = C p^2 (E_0 - E)^2 dp \quad (59,16)$$



ნახ. 17. იმპულსის განაწილების გრაფიკი β —შლაში.

ფორმულით, სადაც ჩვენ ϵ —ინდექსი გამოვტოვეთ. ϵ —მუდმივი კოეფიციენტი და ფორმულა (59.16) იძლევა β —შლის დროს გამოსროლილ ელექტრონების განაწილებას იმპულსების მიხედვით.

ნახ. 17 მოცემულია (59,16). ფორმულით განსაზღვრული განაწილება, β —შლის დროს, იმპულსების მიხედვით. თუ იმპულსის p —მნიშვნელობა ნულს უახლოვდება $P(p)$ ალბათობაც ნულის ტოლი ხდება (59,16) ფორმულის მიხედვით. ალბათობა $P(p)$ ნულის ტოლი ხდება აგრეთვე გამოსროლილი ელექტრონების იმ იმპულსათვისაც, რომელიც p_{max} -ს უახლოვდება. ეს ცხადია (59,6) ფორმულის ძალით, რომლის მიხედვითაც ამ შემთხვევაში ელექტრონების ენერგია უახლოვდება E_0 -ს, β —შლის სასაზღვრო ენერგიას, ე. ი. ($E_0 - E$) მიისწრაფის ნულისაკენ და, მაშასადამე, $P(p)$ -ც მიისწრაფის ნულისაკენ (59,16)-ის მიხედვით.

იმპულსის გარკვეული მნიშვნელობისათვის ($0, p_{max}$) შუალედში $P(p)$ ალბათობის განაწილებას ახასიათებს სასრულო მაქსიმუმი. β —ელექტრონების უმრავლესობას ამ სასრულო მაქსიმუმის შესაბამისი იმპულსი ექნება. ასეთია β —შლის სპექტრის ძირითადი დამახასიათებელი თვისებების უმარტივესი გარჩევა ნეიტრინული ჰიპოთეზის საფუძველზე.

ნეიტრინოს მასის გავლენა β —სპექტრზე მდგომარეობს მასში, რომ ალბათობის გამოთქმაში შემოდის კიდევ ერთი მამრავლი

$$(E_{max} - E_0)^{1/2}$$

ეს კი იწვევს განაწილების ნახ. 17 მრუდის დაშვებას მაქსიმალურ ენერგიის წერტილთან აბსციისთა ღერძის ვერტიკალურად. ეს გარემოება შეიძლება გამოყენებული იყოს ნეიტრინოს მასის განსაზღვრისათვის. მიღებულია, რომ

$$m_\nu c^2 = 500 \text{ eV},$$

ეს კი ელექტრონის ინერტული ენერგიის 0,01-ს წარმოადგენს, შემდეგ მიახლოებაში β —დაშლის ალბათობა გამოდის პროპორციული

$$\int |\psi_e|^2 dV_e \quad (59,17)$$

ელექტრონის ატომბირთვში პოვნის ალბათობის, ასევე (59,16) ალბათობა პროპორციული გამოდის

$$\int |\psi_\nu|^2 dV_\nu \quad (59,18)$$

ნეიტრინოს ატომბირთვში პოვნის ალბათობის (59,17) და (59,18) ინტეგრალი გავრცელებულია ატომბირთვის მოცულობაზე.

გავარკვეოთ თუ როგორია გამოსხივებული β -ელექტრონის L და ნეიტრინის L_ν მოძრაობის რაოდენობის მომენტი. ამ მიზნებისათვის განვიხილოთ ელექტრონის შესაბამისი ბრტყელი ტალღა, რომელიც ვრცელდება z ღერძის გასწვრივ. მისი კოორდინატულმა ნაწილი იქნება:

$$e^{ikz} = e^{ikr \cos \theta} \quad (59,19)$$

სადაც r —რადიუსი ვექტორის მოდულია ტალღის ფრონტის წერტილისათვის, ხოლო θ -კი აზიმუტალური კუთხე. გავშალოთ (59,19) ფუნქცია სფეროულ ფუნქციებად, გვექნება:

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} A_l(r) Y_{l,0}(\theta). \quad (59,20)$$

თუ ამ ფორმულას გადავამრავლებთ $Y_{l,0}^*(\theta)$ -ზე და ინტეგრირებას ჩავატარებთ მთელ სივრცულ კუთხეზე, სფეროულ ფუნქციების ორტონორმირების პირობის თანახმად

$$\int Y_{l'm}^* Y_{l'm'} d\Omega = \delta_{ll'} \delta_{mm'}. \quad (59,21)$$

ასე, რომ (59,20)-დან მივიღებთ $A_l(r)$ გაშლის კოეფიციენტისათვის შემდეგ მნიშვნელობას:

$$A_l(r) = \int Y_{l,0}^*(\theta) e^{ikr \cos \theta} d\Omega \quad (59,22)$$

ამ ინტეგრალის გამოთვლა იძლევა

$$A_l = i^l \sqrt{4\pi(2l+1)} j_l(kr) \quad (59,23)$$

სადაც

$$j_l = \sqrt{\pi/2z} J_{l+\frac{1}{2}}(z),$$

ე. წ. „ბესელის სფეროული ფუნქციაა“, თუ

$$kr \ll l$$

$$j_l(kr) \cong (kr)^l / (2l+1)!!, \quad (59,24)$$

სადაც k —ტალღური რიცხვია, ხოლო

$$(2l+1)!! = 1, 3, 5, 7, \dots (2l+1).$$

(59,24) ფორმულისა და (59,20) ტალღის განტოლების შიხედვით β -ელექტრონის ტალღური ფუნქცია მცირე r -მანძილებისათვის ($\psi_l(0)$) პროპორციული იქნება

$$(k, r)_l^2 \quad (59,25)$$

სიდიდის, მაშასადამე იგი, თუ $L_e \neq 0$, ხდება ნულის ტოლი. აქედან დავასკვნით, რომ $\psi_e(0)$ ნულის ტოლია, ანუ გამოსროლილი ელექტრონის მოძრაობის რაოდენობის მომენტი ტოლი არაა ნულის და ნულისგან განსხვავებულ L_e -მომენტისათვის β -შლის ალბათობაც ნულს უდრის. მაშასადამე, გამოსროლილი β -ელექტრონის მოძრაობის რაოდენობის მომენტი ნულის ტოლია. ასევე მტკიცდება, რომ ნეიტრონის მოძრაობის რაოდენობის მომენტიც ნულს უდრის.

იმის გამო, რომ ელექტრონის და ნეიტრონის ტალღის სიგრძე გაცილებით უფრო მეტია ატომბირთვის რადიუსზე, ჩვენ შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ

$$\int |\psi_e|^2 dV_e \cong |\psi_e(0)|^2 V_N, \quad (59,26)$$

სადაც V_N ატომბირთვის მოცულობას აღნიშნავს. ანალოგიურად ნეიტრონისათვის გვექნება

$$\int |\psi_n|^2 dV_n \cong |\psi_n(0)|^2 V_N. \quad (59,27)$$

სინამდვილეში ნეიტრონული და ელექტრონული ტალღური ფუნქციები განსხვავდებიან $\psi_e(0)$ და $\psi_n(0)$ -საგან ბირთვის სივრცეში. ამის გამო გამოსხივებული β -ელექტრონების მოძრაობის რაოდენობის მომენტისათვის არსებობს სასრულო მცირე ალბათობა (ნულისაგან განსხვავებული მნიშვნელობისა).

ისეთ გადასვლებს ატომბირთვში, რომლის დროსაც გამოსხივებული ელექტრონი და ნეიტრონი ნულის ტოლი მოძრაობის რაოდენობის მომენტით ხასიათდება, ეწოდება „დაშვებული გადასვლები“. იმათი ალბათობა მნიშვნელოვანი სიდიდეა. იმ გადასვლებს კი (ატომბირთვში), რომლის დროსაც გამოსხივებული ელექტრონისა და ნეიტრონის მოძრაობის რაოდენობის მომენტი ნულის ტოლია, „აკრძალული გადასვლები ეწოდება“. აკრძალული გადასვლების ალბათობა მცირე სიდიდეა შედარებით დაშვებული გადასვლების ალბათობასთან. იმის გამო, რომ ელექტრონის და ნეიტრონის სპინები ნახევარია, ნაერთი სპინი ელექტრონ-ნეიტრონის სისტემისათვის ან ნული ან ერთი უნდა იყოს (სინგულეტი ან ტრიპლეტი).

დაშვებული გადასვლების შემთხვევაში $J = l + S$ ქვანტური რიცხვი უცვლელი რჩება, ე. ი, ადგილი აქვს ფერმის შერჩევის წესს

$$\left. \begin{array}{l} \Delta J = 0 \text{ ლუწობის} \\ \text{უცვლელად დარჩენით.} \end{array} \right\} \quad (59,28)$$

ელექტრონ- F ფიქტინოს ტრიპლეტ მდგომარეობაში გამოსხივების დროს კი ადგილი აქვს ტელერის შერჩევის წესს

$$\left. \begin{aligned} \Delta J = 0, \pm 1 \text{ ლუწობა უცვლელი} \\ 0 \rightarrow 0 \text{ გადასვლის გამორიცხვით} \end{aligned} \right\} \quad (59,29)$$

გამოსხივებული β -ელექტრონების ატომბირთვთან კოლონურ ურთიერთქმედების მხედველობაში მიღება იძლევა β -შლის ალბათობაში კიდევ ერთ კოეფიციენტს, რომელსაც შენდევნი მნიშვნელობა აქვს:

$$F(Z, E) = 2\pi\eta / (1 - e^{-2\pi\eta}) \quad (59,30)$$

სადაც ელექტრონული დაშლის შემთხვევაში,

$$\eta = Ze^2 / \hbar v, \quad (59,31)$$

ხოლო პოზიტრონულის შემთხვევაში კი

$$\eta = -Ze^2 / \hbar v. \quad (59,32)$$

ამ ფორმულებში Z , β -შლის შედეგად მიღებული ატომბირთვის ნომერია, ხოლო v -გამოსროლილი β^- ან β^+ ნაწილაკის სიჩქარე ატომბირთვიდან დიდ მანძილზე.

ყველა შედეგის მხედველობაში მიღებით β -შლის იმპულსების ვანაწილების ალბათობისათვის მიიღება შემდეგი ფორმულა:

$$P(p) dp = CF(Z, E) p^2 (E_0 - E)^3 dp, \quad (59,33)$$

სადაც C -მუდმივი დამოკიდებულია ატომბირთვის თვისებიდან, ხოლო F ფუნქცია დაახლოებით (59,30) სახისაა. თუ β -ელექტრონების იმპულსს mc -ერთეულებში გავზომავთ, ხოლო ენერჯიას mc^2 -ში (59,33) ფორმულიდან მიღებული დამოკიდებულება

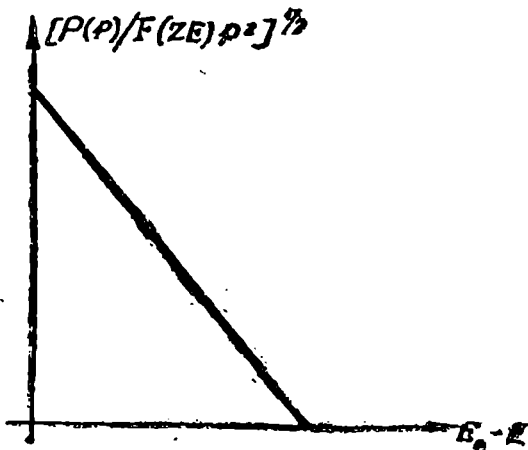
$$\{P(p) / F(Z, E) p^2\}^2$$

სიდიდისა $(E_0 - E)$ -საგან მოცემული იქნება ნახ. 18-ზე წარმოდგენილ სწორი ხაზით, რომელიც გადაჰყვით ენერჯიის ღერძს E_0 წერტილში.

ნახაზზე მოცემულია β -აქტიური S^{35} ბირთვის გრაფიკი მიღებული კიურის მიერ; იგი დამაკმაყოფილებელი სიზუსტით ადასტურებს (59,33) კანონს.

სწორი ხაზისაგან დადი გადახრა $E \ll mc^2$ ენერჯიებისათვის, გამოწვეულია ექსპერიმენტის სხვადასხვა ცდომილებით და არ წარმოადგენს ექსპერიმენტის წინააღმდეგობას თეორიასთან.

დასასრულ აღსანიშნავია ის გარემოება, რომ ჰიპოთეზა β -
შლის დროს ერთი ნეიტრინოს ნაცვლად ორი ნეიტრინოს გამო-
სხივების შესახებ იძლევა განაწილების სპექტრს, რომელიც წინა-
აღმდგობაშია ექსპერიმენტთან.



ნახ. 18. β -შლის ალბათობის მრუდი $(E-E_0)$ -საგან დამოკიდებულებით.

§ 60. K -ელემენტონების ჩაჭერა

ჰოზიტრონული რადიოაქტიური ატომბირთვი ხშირად ჩაი-
ჭერს ერთერთ ელექტრონს K ფენიდან (იმ ატომურ ფენიდან, რომ-
ლის მთავარი კვანტური რიცხვიც $n=1$) და ამით გარდაიქმნება
შემდეგი ბირთვული რეაქციის მიხედვით:

$$Z X^A + \beta_K \rightarrow_{-1} Y^A + \nu. \quad (60,1)$$

ამ მოვლენას K -ჩაჭერას უწოდებენ.

ელექტრონის ჩაჭერის ალბათობა დამოკიდებულია არა მხო-
ლოდ იმ ბირთვის თვისებებზე, რომელიც ჩაიჭერს K -ელექტრონს,
არამედ ამ ბირთვის ირგვლივ არსებული ელექტრონული ღრუბლის
თვისებებზეც.

მაგალითად, თუ ატომი რაიმე მოლეკულაშია მოცემული K -
ჩაჭერა განსხვავდება რომელიმე სხვა მოლეკულაში იმავე ატომბ-
სათვის K -ჩაჭერისაგან.

განვიხილოთ K -ჩაქერა სტატისტიკურად. როგორც (60,1) რეაქციიდან ჩანს, საბოლოო მდგომარეობის ფაზურ სივრცეს განსაზღვრავს ერთადერთი გვარობის ნაწილაკები ნეიტრინო. ასე, რომ ფაზური მოცულობა გაზომილი $(2\pi\hbar)^3$ ერთეულებში მოცემული იქნება

$$\frac{1}{(2\pi\hbar)^3} p_v^2 d p_v d\Omega_v dV, \quad (60,2)$$

ფორმულით, სადაც p_v (60.1) K -ჩაქერის რეაქციაში გამოსროლილი ნეიტრინოს იმპულსის მოდულია, $d\Omega_v$ — მისი გამოსროლების სივრცული კუთხის ელემენტი, ხოლო dV_v სივრცული მოცულობის ელემენტი მისთვის.

გაუგოთ ალბათობა (60,2) ფორმულის მიხედვით იმისა, რომ (60,1) რეაქციაში გამოსროლილი ნეიტრინო ნაპოვნი იქნება V დიდი სივრცული მოცულობის რაიმე ნაწილში. ამისათვის უნდა მოვახდინოთ (60,2) ფორმულის ინტეგრირება სივრცული მოცულობის მიხედვით, მივიღებთ

$$\rho(E_v) dE_v = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} p_v^2 d p_v d\Omega_v \quad (60,3)$$

იმის გამო, რომ ნეიტრინო ყოველთვის გამოისროლება ატომბირთვის უკუცემის იმპულსის საწინააღმდეგო მიმართულებით, ჩვენ შეგვიძლია მოვახდინოთ (60,3) ფორმულის ინტეგრირება სივრცული კუთხეების მიმართ $(0, 4\pi)$ შუალედში. ამით ჩვენ გადავალთ ალბათობაზე იმისა, რომ ნეიტრინო გამოსროლილი იქნება ნებისმიერი მიმართულებით. (60,3) ფორმულაში $d\Omega_v$ -ს მიმართ ინტეგრირება იძლევა კოეფიციენტს 4π , ამის გამო ვღებულობთ:

$$\rho(E_v) dE_v = \frac{V}{2\pi^2 \hbar^3} p_v^2 d p_v \quad (60,4)$$

ამ ფორმულის შემდეგი გარდაქმნისათვის მივიღოთ ნეიტრინოს ინერტული მასა ნულის ტოლად ($m_v = 0$) მაშინ

$$E_v / c = \sqrt{p_v^2 + m_v^2 c^2} \quad (60,5)$$

ფორმულის ძალით

$$p_v d p_v = E_v dE_v / c^2. \quad (60,6)$$

(60,6) შედეგის შეტანა (60,4) ში გვაძლევს

$$\rho(E_v) dE_v = \frac{V p_v}{2\pi^2 \hbar^3 c^3} E_v dE_v \quad (60,7)$$

აქედან კი იმავე მიახლოებაში ($m_\nu = 0$), რადგანაც

$$E_\nu / c = p_\nu \quad (60,8)$$

გვექნება:

$$\rho(E_\nu) dE_\nu = \frac{V}{2\pi^2 \hbar^3 c^3} E_\nu^2 dE_\nu. \quad (60,9)$$

ახლა მივაქციოთ ყურადღება შემდეგ გარემოებას: (60,1) K -ჩაქერის რეაქციაში $Z_{-1}Y^A$ ატომის K -შრეში ერთი ელექტრონი რჩება, ამ შრის მეორე ელექტრონი ჩაქერილი იყო ატომბირთვის მიერ. იმის გამო, რომ K -შრეში თავისუფალი ადგილია, ერთ-ერთი ზედა შრის ელექტრონი გადავა K -შრის თავისუფალ დონეზე და მოხდება γ -ქვანტის გამოსხივება.

თუ K -შრის ელექტრონის ბმის ენერჯიას E_B -ით აღვნიშნავთ (60,1) რეაქციის ძალით შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი ენერგეტიული ტოლობა

$$E_0 + mc^2 = E_\nu + E_B, \quad (60,10)$$

სადაც E_0 ბირთვის მიერ განთავისუფლებულ ენერჯიას აღვნიშნავს, K -ჩაქერის დროს.

შევიტანოთ ნეიტრინოს E_ν ენერჯიის მნიშვნელობა (60,10) ფორმულიდან, (60,9) ფორმულაში მივიღებთ:

$$\rho(E_\nu) dE_\nu = \frac{V}{2\pi^2 \hbar^3 c^3} (E_0 + mc^2 - E_B)^2 dE_\nu. \quad (60,11)$$

ისე როგორც § 59-ში, (60,11) ფორმულიდან

$$\rho(E_\nu) = \frac{V}{2\pi^2 \hbar^3 c^3} (E_0 + mc^2 - E_B)^2 \quad (60,12)$$

განსაზღვრავს K -ჩაქერის ალბათობის მხოლოდ ერთ მამრავლს. დანარჩენი სამი მამრაველი მოცემული იქნება § 59-ში აღნიშნულის ანალოგიურად. ნეიტრინოს ატომბირთვში ყოფნის ალბათობა

აქაც პროპორციული იქნება $\frac{V_N}{V}$ სიდიდის, სადაც V_N ბირთვის მოცულობას აღვნიშნავს. ალბათობა იმისა, რომ ელექტრონი ნა-

პოვნი იქნება ატომბირთვში, აქ უკვე განსხვავდება $\frac{V_N}{V}$ სიდიდისაგან. ცხადია, რომ ეს ალბათობა მცირე იქნება ატომის გარე შრეების ელექტრონებისათვის, მაგრამ ის საგრინობი მნიშვნელობის იქნება ატომის შიგა შრეების ელექტრონებისათვის. მაშას-

დამე. ელექტრონის ატომბირთვში პოენის ალბათობა დამოკიდებულია იმაზე, თუ რომელ ენერგეტულ მდგომარეობაშია ელექტრონი ატომში. როგორც § 59-ში იყო აღნიშნული, ალბათობა დამოკიდებულია აგრეთვე

$$\int_{V_N} |\psi_n|^2 dV. \quad (60,13)$$

სიდიდებზე. ახლა მხედველობაში უნდა იყოს მიღებული, რომ (60,13) ფორმულაში ψ_n —აღნიშნავს ელექტრონის ტალღურ ფუნქციას K —შრეში. ატომის თეორიიდან ცნობილია, რომ

$$\psi_n = \sqrt{\frac{Z^3}{\pi a^3}} e^{-\frac{Z}{a} r}, \quad (60,14)$$

შევიტანოთ (60,14) მნიშვნელობა (60,13) ფორმულაში, გვექნება:

$$\int_{V_N} |\psi_n|^2 dV_n = \frac{Z^3}{\pi a^3} \int_{V_N} e^{-2\frac{Z}{a} r} dV_n. \quad (60,15)$$

თუ მივიღებთ მხედველობაში იმ ფაქტს, რომ V_N —ბირთვის მოცულობის შიგნით, რომელშიც ხდება (60,15) ინტეგრირება $2Zr \ll a$ სადაც

$$a = \hbar^2 / me^2 \quad (60,16)$$

ელექტრონის ორბიტის რადიუსია K —შრეში, ჩვენ შეგვიძლია ინტეგრირება ქვეშა ფუნქცია (60,15)-ში ერთის ტოლად ჩავთვალოთ და გვექნება:

$$\int_{V_N} |\psi_n|^2 dV_n = \frac{Z^3}{\pi a^3} V_N. \quad (60,17)$$

თუ ამ ფორმულაში ჩავსვამთ a -ს მნიშვნელობას, (60,16) ფორმულიდან გვექნება:

$$\int_{V_N} |\psi_n|^2 dV_n = \frac{1}{\pi} \left(\frac{Z m e^2}{\hbar^2} \right)^3 V_N. \quad (60,18)$$

ასეთია K —შრის ელექტრონის ატომბირთვში პოენის ალბათობა. თუ გავითვალისწინებთ იმ ფაქტს, რომ K —შრეში ორი ელექტრონი თავსდება (პაულის პრინციპის თანახმად), (60,18) ალბათობა ორჯერ გაიზარდება.

აღნიშნოთ K —ჩაქერის ნახევრად დაშლის პერიოდი t_k —დროით. ცხადია, რომ K —ჩაქერის ალბათობა მით უფრო მეტი იქნება, რაც უფრო ნაკლებია t_k .

ამის გამო ჩვენ შეგვიძლია ჩაჭერის ალბათობა განვმარტოთ

$$\frac{\ln 2}{t_k} = c f_k \quad (60,19)$$

ფორმულით, სადაც f_k ფუნქციაში გათვალისწინებული იქნება ალბათობის დამოკიდებულებანი (60,12), (60,18) ფორმულების მიხედვით.

გავიხსენოთ ახლა, რომ K შრის ელექტრონის ბმის ენერგია

$$E_B = \frac{Z^2 m e^4}{2 \hbar^2} \quad (60,20)$$

თუ ენერგიებს გავზომავთ mc^2 ერთეულებში, გვექნება

$$E_B = \left(\frac{E_B}{mc^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{Z e^2}{\hbar c} \right)^2 \quad (60,21)$$

(60,18) და (60,21) ფორმულების მხედველობაში მიღება (60,19) ფორმულაში გვაძლევს f_k -სათვის ნიშნვსცლობას:

$$f_k = 2\pi \left(\frac{Z e^2}{\hbar c} \right)^3 \left[E_0 + 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{Z e^2}{\hbar c} \right)^2 \right]^2 \quad (60,22)$$

სადაც E_0 ენერგია ბირთვის მიერ განთავისუფლებული, გაზომილია აგრეთვე mc^2 ერთეულებში. (60,22) ფორმულა იძლევა K -ჩაჭერის ალბათობის დამოკიდებულებას, ბირთვის Z -ნომრისაგან, რომელიც ამ აქტივობით ხასიათდება.

დიდი მნიშვნელობის Z -სათვის (60,22) ფორმულაში შედის რელატივისტური შესწორებანი, რომელთაც ჩვენ აქ არ განვიხილავთ.

ელექტრონის ჩაჭერის ალბათობა უფრო მაღალ L, M, \dots შრიდან გაცილებით უფრო ნაკლებია, ვიდრე ჩაჭერის ალბათობა K -შრიდან. ამის მიზეზი მდგომარეობს შემდეგში: მაღალი L, M, \dots შრეების ელექტრონებისათვის ალბათობა იმისა, რომ ისინი ნაპოვნი იქნებიან ატომბირთვში, გაცილებით უფრო ნაკლებია, ვიდრე ალბათობა იმისა, რომ K შრის ელექტრონი იქნება ნაპოვნი ატომბირთვში. ამით კი ალბათობის (60,18) მამრავლი K -შრის ელექტრონებისათვის გაცილებით უფრო მეტი გამოდის, ვიდრე L, M, \dots შრის ელექტრონებისათვის.

K -ჩაჭერის უშუალო დაკვირვება გართულებულია იმის გამო, რომ გამოსხივებული ნეიტრინოს მცირე ურთიერთქმედება ახასიათებს ატომბირთვებთან, მაგრამ K -ჩაჭერის დროს, როგორც

აღნიშნული იყო, საბოლოო ატომბირთვში ერთერთი ზედა შრის ელექტრონი გადადის K —შრის განთავისუფლებულ ღონეზე და ადგილი აქვს რენტგენის გამოსხივებას. K —ჩაქერის შედეგად მიღებული ატომბირთვის რენტგენის გამოსხივების შესწავლა იძლევა ექსპერიმენტულ დასაბუთებას K —ჩაქერის არსებობის შესახებ.

ამით ჩვენ ვასრულებთ ატომბირთვის ფიზიკის საფუძვლების განხილვას. საკითხების მთელი რიგი, რომელიც აქ არ განიხილება, ატომბირთვული ფიზიკის სპეციალურ პრობლემებს ეკუთვნიან, რომელნიც ჯერჯერობით იმდენად საფუძვლიანად არ არის დამუშავებული, რომ შევიდეს ატომბირთვის ფიზიკის კურსში. ასეთ საკითხებს ეკუთვნიან, მაგალითად, ატომბირთვული ძალების მეზონური თეორია, ატომბირთვთა „მაგიური რიცხვები“ და სხვ.

და მ ა ტ მ ი ბ ა I

მხუბუქი ატომბირთვების მასები

(1) Z	(2) ატომბირ- თვის სიმ- ბოლო	(3) ნეიტრონულ ატომის ანა (ფიზ ერთ.)	(4) უალბათესი ცდომილება $X 10^6$	(5) ბმის ენერჯია MeV-ში	(6) ბმის ენერჯია ნუკლონზე (E/A) MeV-ში
0	n^0	1,00893	3	0,00	—
1	H^1	1,008123	0,6	0,00	—
	H^2	2,014708	1,1	2,18	1,09
	H^3	3,01700	3,4	8,33	2,78
2	He^3	3,01700	4	7,60	2,53
	He^4	4,00390	3	28,11	7,03
	He^5	5,0137	35	27,30	5,46
	He^6	6,0209	50	28,90	4,82
3	L_i^6	(5,0136)	(60)	26,64	5,33
	L_i^5	6,01697	5	31,81	5,30
	L_i^7	7,01822	6	38,96	5,57
	L_i^8	8,02502	7	40,94	5,12
4	Be^8	6,0219	(100)	26,47	4,41
	Be^7	7,01916	7	37,33	5,33
	Be^9	8,00785	7	56,17	7,02
	Be^9	9,01503	6	57,80	6,42
	Be^{10}	10,01677	8	64,49	6,45
	Be^{11}	(11,0277)	—	62,62	5,69
5	B^9	9,01620	7	55,96	6,22
	B^{10}	10,01618	9	64,29	6,43
	B^{11}	11,01284	8	75,71	6,88
	B^{12}	12,0190	70	78,28	6,52
	B^{13}	(13,0207)	—	85,01	6,54
6	C^{10}	10,0210	30	59,05	5,91
	C^{11}	11,01495	9	72,99	6,64
	C^{12}	12,00382	4	91,66	7,64
	C^{13}	13,00751	10	96,54	7,43
	C^{14}	14,00767	5	104,70	7,48
	C^{16}	(15,0165)	—	104,79	6,99
7	N^{12}	(12,0233)	—	72,78	6,07
	N^{13}	13,00988	7	93,58	7,20
	N^{14}	14,00751	4	104,10	7,44
	N^{15}	15,00489	21	114,85	7,66
	N^{16}	>16,0065	—	121,66	7,60
	N^{16}	<16,011	—	117,47	7,34
	N^{17}	(17,014)	—	122,99	7,23
8	O^{14}	(14,0131)	—	98,14	7,01
	O^{15}	15,0078	40	111,39	7,43
	O^{16}	16,00000	—	126,96	7,94
	O^{17}	17,00450	6	131,08	7,71
	O^{18}	18,0049	40	139,02	7,72
	O^{20}	(10,0139)	—	138,95	7,31

და მ ა ტ ე ბ ა II

ზოგიერთი ატომბირთვის რადიოაქტივობის ტიპები

(1) Z	(2) იზოტოპი	(3) გავრცელებულია % % -ში	(4) რადიოაქტივობის ტიპები	(5) ნახევარ დაშლის პერიოდი
17	Cl^{36}	—	β^+, k, β^-	2·10 ⁸ წელი
19	K^{40}	0,011	β^-, k, γ	4,5·10 ⁸ წელი
21	S^{35}	—	β^-, k, γ	85 დღეღამე
35	Br^{81}	—	β^+, n, β^-	—
53	I^{131}	—	β^-, n	22,5 სეკ
83	At^{211}	—	α, γ, β^-	3 825 დღე
94	Pu^{240}	—	α	6000 წელი

ამ ცხრილში მიღებულია შემდეგი აღნიშვნები

α — აღნიშნავს α — რადიოაქტივობას

β^+ — პოზიტრონულს

β^- — ელექტრონულს

k — k — ჩაჭერას

γ — γ — აქტივობას.

შინაარსი
ნაწილი პირველი
ატომბირთვის აღწერითი ფიზიკა

თ ა ვ ი 1. ატომბირთვული ფიზიკის ძირითადი ექსპერიმენტული მონაცემები	
§ 1. შესავალი	3
§ 2. ატომბირთვული ენერჯია	8
§ 3. ატომბირთვების მდგრადობა	11
თ ა ვ ი 2. ატომბირთვის რადიუსი	
§ 4. ატომბირთვის რადიუსის განსაზღვრა α დაშლის საშუალებით	13
§ 5. ატომბირთვის რადიუსის განსაზღვრა სწრაფი ნეიტრონების გაბნევის საშუალებით	15
§ 6. ატომბირთვების რადიუსების განსაზღვრა იზობარების ბმის ენერჯიების შედარებით	17
§ 7. ატომბირთვის შემადგენლობა და მისი რადიუსი	20
თ ა ვ ი 3. β რადიოაქტიური შლა	
§ 8. ბენებრივი და ხელოვნური β^+ და β^- შლა	21
§ 9. ელექტრონის K — ჩაქვრა	23
§ 10. იზობარების მდგრადობის კრიტერიუმი	25
თ ა ვ ი 4. ატომბირთვული გარდაქმნის სახეობანი	
§ 11. გამოსხივება	27
§ 12. ნეიტრონული აქტივობა	29
§ 13. პროტონული აქტივობა	30
§ 14. α — აქტიური ბირთვები.	31
თ ა ვ ი 5. ატომბირთვების სპინი და სტატისტიკა	
§ 15. ატომბირთვულ სპინების გაზომვის მეთოდები და ბირთვის შემადგენლობა	33
§ 16. ატომბირთვების სტატისტიკა	36
თ ა ვ ი 6. ნეიტრინო	
§ 17. სპინისა და სტატისტიკის შენახვის კანონი და ნეიტრინოს არსებობის აუცილებლობა	48
§ 18. β^- , β^+ სექტრი და ნეიტრინო	50
§ 19. ნეიტრინოს არსებობის ექსპერიმენტულად დასაბუთების ცდები	53

ნაწილი მეორე
ატომბირთვის თეორია

(რაოდენობითი ატომბირთვული ფიზიკა)

თ ა ვ ი 7. პროტონი, ნეიტრონი და დეიტრონი მათი ფიზიკური თვისებები	
§ 20. პროტონი და მისი ფიზიკური თვისებები	57
§ 21. ნეიტრონი	59
§ 22. დეიტრონის ძირითადი ფიზიკური თვისებები	63
თ ა ვ ი 8. დეიტრონის თეორიის საფუძვლები	
§ 23. დეიტრონის ბმის ენერჯია	69
§ 24. ატომბირთვულ ძალების ბუნება	71
§ 25. დეიტრონის ტალღური განტოლება	72
§ 26. სწორკუთხოვანი პოტენციალური ორმო.	76
§ 27. პოტენციალური ორმოს სიღრმისა და სიგანის შორის ფუნქციონალური დამოკიდებულება	78

§ 28. დეიტრონის ტალღური ფუნქციაა და რადუსი	80
§ 29. დეიტრონის აგზნებულ მდგომარეობების პრობლემა თავი 9. ნეიტრონების გაბნევა თავისუფალ პროტონებზე	82
§ 30. გაბნევის ეფექტიური განივიკვეთი	85
§ 31. ნეიტრონების თავისუფალ პროტონებიდან გაბნევის ფაზები	92
§ 32. გაბნევა	96
§ 33. ნელი ნეიტრონების თავისუფალი პროტონებიდან გაბნევის ინტეგრალური ეფექტიური განივიკვეთი	98
§ 34. ნეიტრონების თავისუფალი პროტონებიდან გაბნევის თეორიის შედარება ექსპერიმენტთან	103
თავი 10. ნეიტრონების გაბნევა ბმული პროტონებიდან	
§ 35. ქიმიური ბმის გავლენა გაბნევაზე	109
§ 36. ნეიტრონების გაბნევა ორთო და პარა წყალბადიდან	113
§ 37. ნელი ნეიტრონების ბმული პროტონებიდან გაბნევის თეორიის შედარება ექსპერიმენტთან	120
თავი 11. დეიტრონის ურთიერთშემდეგება ორ კვანტთან (გამოსხივებასთან)	
§ 38. დეიტრონის ფოტო დისოციაცია	123
§ 39. კვანტის ელექტრული ურთიერთშემდეგება დეიტრონთან	124
§ 40. დეიტრონის ფოტოაგნიტური დისოციაცია	127
§ 41. ნეიტრონების ჩაქერა პროტონების მიერ	130
თავი 12. პროტონების გაბნევა პროტონებიდან	
§ 42. პროტონების პროტონებიდან გაბნევის ზოგადი მიმოხილვა	135
§ 43. გაბნევის კულონური ველის მიერ	136
§ 44. ატომბირთვული ძალების გავლენა გაბნევაზე	137
§ 45. ექსპერიმენტული მონაცემები პროტონ-პროტონული გაბნევისათვის	140
თავი 13. ატომბირთვული ძალები	
§ 46. ურთიერთშემდეგების პოტენციალი	143
§ 47. ცენტრალური ბირთვული ძალების პოტენციალი	146
§ 48. პაპილტონის ოპერატორის ინვარიანტობა ინვერსიის მიმართ	148
§ 49. ატომბირთვში ელექტრულ-დიპოლური მომენტის არსებობა	151
§ 50. ნუკლონთა ურთიერთშემდეგების პოტენციალის კონკრეტული ფორმა	152
§ 51. ატომბირთვულ ძალების მაჯერებადობა	155
§ 52. ვიგნერის ბირთვული ძალები	157
§ 53. მაიორანას ძალები	158
§ 54. ბარტლეტის ძალები	159
§ 55. პაიზენბერგის ძალები	160
§ 56. ბირთვული ძალების გაჯერებადობა და გაცვლითი ურთიერთშემდეგება	161
§ 57. იზოტოპური სპინი	162
§ 58. ნუკლონთა ურთიერთშემდეგების ზოგადი გაცვლითი ტიპის პოტენციალი	174
თავი 14. ბეტა-შლა	
§ 59. ნეიტრონული პიპოთეზა და β სპექტრი	177
§ 60. K — ელექტრონის ჩაქერა	186