

ზ. ბამიშიძე

ბირთვისა და ელემენტარული
ნაწილაკების ფიზიკა



გამომცემლობა
„შოთა რუსთაველის სახელმწიფო უნივერსიტეტი“
ბათუმი – 2009

სახელმძღვანელო წარმოადგენს ზოგადი ფიზიკის კურსის ნაწილს და განკუთვნილია ძირითადად უნივერსიტეტის ფიზიკის სპეციალობის სტუდენტებისათვის. ის სასარგებლო დახმარებას გაუწევს სხვა სპეციალობის სტუდენტებსაც. ასევე საშუალო სკოლის მასწავლებლებსა და ბირთვული ფიზიკის და ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკის საკითხებით დაინტერესებულ მკითხველებს.

რედაქტორი: პროფ. ვ. ბერიძე

რეცენზენტები: პროფ. მ. გოჩიტაშვილი
პროფ. რ. ლომსაძე

© „შოთა რუსთაველის სახელმწიფო უნივერსიტეტი“ – 2009

ISBN 978-9941-409-50-9

წინასიტყვაობა

სამეცნიერო-ტექნიკური რევოლუციის ეპოქაში, განსაკუთრებით დიდი მნიშვნელობა ენიჭება მეცნიერული მიღწევების სწრაფ დაწერვას. ამ მხრივ ბირთვულ ფიზიკას უდავოდ ერთ-ერთი მოწინავე ადგილი უჭირავს. ბირთვული ფიზიკის განვითარების ისტორია შესანიშნავი მაგალითია იმისა, თუ როგორ მოხდა მეცნიერული კვლევის შედეგების უშუალო გამოყენება ადამინის პრაქტიკულ საქმიანობაში, და უფრო მეტიც- მაგალითია იმისა, თუ მეცნიერების ერთი დარგი რა გავლენას ახდენს მისგან ზოგჯერ თითქოს სრულიად დამოუკიდებელი მეცნიერების სხვა დარგებზე. თუნდაც მხოლოდ ის ფაქტი, რომ ადამიანთა საზოგადოების განვითარების უმნიშვნელოვანესი საკითხი, ენერგეტიკის საკითხი- ბირთვულ ფიზიკასთან არის დაკავშირებული, უკვე მრავალზე მეტყველებს. ბირთვული ფიზიკა ერთ-ერთი ყველაზე ახალგაზრდა მეცნიერებაა ატომის ბირთვის აგებულების, თვისებებისა და გარდაქმნების შესახებ.

ამჟამად არ არსებობს ატომის ბირთვის შესახებ სრულყოფილი, თანმიმდევრული თეორია, რომელიც პასუხს გასცემდეს... არ არსებობს ბირთვული ძალების დასრულებული თეორია, არ არის ცნობილი ბირთვული ძალების მის განმსაზღვრელ პარამეტრებზე ანალიზური დამოკიდებულება, და ცხადია, მასზე დაფუძნებული მომავალი ბირთვის ფუნდამენტალური და თანმიმდევრული თეორიის მომავალი. ბირთვული ძალების შესახებ შემოაქვთ სხვადასხვა გამარტივებული და შეზღუდული დაშვებები, რომლებიც ისე შეიარჩევა, რომ კარგ თანხმობაში იყოს ექსპერიმენტალურ მონაცემებთან. გამოიყენება და სარგებლობენ ცდების საფუძველზე ცდებზე დაფუძნებული მიღებული სხვადასხვა ბირთვული მოდელებით, რომელთაგან თითოეულს გააჩნია გამოყენების შეზღუდული არე.

ბირთვულ ფიზიკაში ძირითადად მნიშვნელოვანწილად საქმე გვაქვს ცდისეულ ექსპერიმენტალურ ფაქტებთან, და არა თეორიასთან, ვიდრე ზოგადი ფიზიკის სხვა ნაწილში განყოფილებაში.

წიგნში გადმოცემული ბირთვისა და ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკა წარმოადგენს ზოგადი ფიზიკის კურსის ნაწილს, რომელიც მნიშვნელოვან სასარგებლო დახმარებას გაუწევს სტუდენტ-

ებს მათი ამ სპეციალობით შესასწავლი საკითხების საკმაოდ მაღალ დონეზე დაუფლებაში.

სახელმძღვანელო შედგენილია ლექციათა კურსის საფუძველზე, რომელიც იკითხება ავტორის მიერ ბათუმის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკის სპეციალობის სტუდენტებისათვის.

განსაზღვრულ მოსაზრებათა საფუძველზე სახელმძღვანელოში ძირითად ერთეულებად გამოყენებულია ერთეულთა CGS სისტემა გაუსის ფორმით. გამოიყენება აგრეთვე სისტემისგარეშე ერთეულები.

ავტორი გამოხატავს ღრმა პატივისცემას და მადლობას სასარგებლო რჩევების, რეცენზირებისა და რედაქტირებისათვის პროფ. მ. გოჩიტაშვილის, პროფ. რ. ლომსაძის და პროფ. ჯ. ბერიძის მიმართ.

თავი 1. შესავალი. ბირთვის სტატიკური თვისებები

§1. საწყისი ცნებები ბირთვის შესახებ. ბირთვის თვისებები

ატომის ბირთვი შედგება ელემენტარული ნაწილაკებისაგან - პროტონებისა და ნეიტრონებისაგან. პროტონის m_p და ნეიტრონის m_n მასები მცირედი განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან და თითქმის 2000-ჯერ აღემატება ელექტრონის მასას: $m_p = 1836.15m_e = 1.67265 \cdot 10^{-24}$ გ, $m_n = 1838.68m_e = 1.67495 \cdot 10^{-24}$ გ. პროტონი ელექტრულად დამუხტულია. მისი მუხტი დადებითია და აბსოლუტური სიდიდით ტოლია ელექტრონის მუხტის. ნეიტრონს ელექტრული მუხტი არ გააჩნია. ბირთვულ ფიზიკაში ნეიტრონებისა და პროტონების აღსანიშნავად გამოიყენება ტერმინი ნუკლონი. შეიძლება ითქვას, რომ პროტონი და ნეიტრონი წარმოადგენენ ერთი და იმავე ნაწილაკის - ნუკლონის ორ სხვადასხვა მდგომარეობას.

ატომი ელექტრულად ნეიტრალურია. ამიტომ, ატომის ბირთვში პროტონების რიცხვი ტოლი უნდა იყოს ატომის გარეშე ელექტრონების რიცხვის, ე.ი. ატომური ნომრის Z . ბირთვში ნუკლონების მთლიანი (პროტონებისა და ნეიტრონების) რიცხვი აღინიშნება A და მასური რიცხვი ეწოდება, $A = Z + N$. ბირთვში ნეიტრონების რიცხვი აღინიშნება N , $N = A - Z$.

სხვადასხვა ბირთვების აღსანიშნავად გამოიყენება ჩაწერა ${}_Z X^A$, სადაც X - მოცემული Z შესაბამისი ელემენტის ქიმიური სიმბოლოა. მაგალითად, ${}_2 He^4$ აღნიშნავს $Z = 2$ და $A = 4$ მქონე ჰელიუმის ატომის ბირთვს, რომელსაც გააჩნია 2 პროტონი და 2 ნეიტრონი. მარცხენა ქვედა ინდექსი არ არის აუცილებელი, რადგან Z ატომური ნომერი განისაზღვრება ელემენტის სახელწოდებიდან. ამიტომ, ხშირად გამოიყენება He^4 ტიპის შემოკლებული აღნიშვნა (იკითხება "ჰელიუმ ოთხი"). პროტონი p და ნეიტრონი n ამ აღნიშვნებში, შეიძლება ჩავწეროთ შესაბამისად ${}_1 p^1$ და ${}_0 n^1$. პროტონი წარმოადგენს წყალბადის ატომის ბირთვს, ამიტომ შეიძლება ავლნიშნოთ აგრეთვე ასე ${}_1 H^1$. ალფა-ნაწილაკი შედგება ორი პროტონისა და ორი ნეიტრონისაგან, ამიტომ, ის წარმოადგენს ჰელიუმის ატომის ბირთვს, ე.ი. შეიძლება ასე ავლნიშნოთ ${}_2 He^4$. ზოგჯერ გამოიყენება აგრეთვე ${}_Z X^A$ ტიპის აღნიშვნა. ზოგჯერ Z ატომური ნომრის და A და მასური რიცხვის შემცველ ბირთვს აღნიშნავენ (Z, A) ნიშნით, მის მასას $m_z(Z, A)$, ან უბრალოდ $m(Z, A)$, ხოლო შესაბამისი ატომის მასას $m_a(Z, A)$ სიმბოლოთი.

ერთნაირი Z და განსხვავებული A მქონე ბირთვებს იზოტოპებს უწოდებენ.

ერთნაირი A და განსხვავებული Z მქონე ბირთვებს იზობარებს უწოდებენ.

ერთნაირი N და განსხვავებული Z მქონე ბირთვებს იზოტონებს უწოდებენ.

განსაზღვრული იზოტოპის ატომების აღსანიშნავად გამოიყენება ტერმინი ნუკლიდი.

თავიანთი ბირთვული თვისებებით სხვადასხვა იზოტოპებს გააჩნიათ მცირე საერთო, მაგრამ, უმრავლეს შემთხვევაში სხვადასხვა იზოტოპის ატომებს გააჩნიათ ერთნაირი ქიმიური და ერთნაირი ფიზიკური თვისებები.

წყალბადის იზოტოპები ${}_1H^1$, ${}_1H^2$ და ${}_1H^3$ ძლიერ განსხვავდებიან მასებით, ხოლო მათი ატომები (სხვა ატომების იზოტოპებთან შედარებით) განსხვავდებიან ფიზიკური და აგრეთვე ქიმიური თვისებებით. ამიტომ, მათ აღსანიშნავად გამოიყენება სხვადასხვა ტერმინები. ${}_1H^2$ იზოტოპს ეწოდება დეიტერიუმი და აღინიშნება D (გამოიყენება აგრეთვე ტერმინი "მძიმე წყალბადი"). დეიტერიუმის ბირთვს ეწოდება დეიტრონი და აღინიშნება d . ${}_1H^3$ იზოტოპს ეწოდება ტრიტიუმი და აღინიშნება T (გამოიყენება აგრეთვე ტერმინი "ზემძიმე წყალბადი"). ტრიტიუმის ბირთვს ეწოდება ტრიტონი და აღინიშნება t . წყლის მოლეკულა აღინიშნება H_2O , ხოლო "მძიმე წყლის" მოლეკულა D_2O . მძიმე წყლის სიმკვრივე ტოლია 1.108 გ/სმ^3 , გამყარების ტემპერატურაა 3.82°C , ხოლო დუღილის ტემპერატურა 104.42°C , ე.ი. საკმაოდ შესამჩნევად განსხვავდება ჩვეულებრივი წყლისაგან.

ატომბირთვის ერთ-ერთ მნიშვნელოვან მახასიათებელს წარმოადგენს მისი m მასა. ბირთვულ ფიზიკაში ბირთვის და (და ატომის) მასა იზომება მასის ატომურ ერთეულებში. მასის ატომურ ერთეულად (მ.ა.ე.) მიღებულია ნახშირბადის C^{12} ნეიტრალური იზოტოპის ატომის მასის $1/12$ ნაწილი. მასის ატომური ერთეულის სიდიდე გრამებში ასე გამოისახება:

$$1 \text{ მ.ა.ე.} \approx \frac{1}{12} \cdot \frac{1}{N_A} = \frac{1}{6.025 \cdot 10^{23}} = 1.66 \cdot 10^{-24} \text{ გ}$$

ბუნებაში ყველაზე ფართოდ გავრცელებულ ელემენტს წარმოადგენს წყალბადი. მისი იზოტოპების გავრცელებულობა ნაჩვენებია ცხრილში.

ცხრ.1.

იზოტოპი	სიმბოლო	ატომური მასა მ.ა.ე.	გავრცელებულობა %
წყალბადი	${}_1H^1$	1.007825	99.99
დეიტერიუმი	${}_1H^2$	2.014102	0.01
ტრიტიუმი	${}_1H^3$	3.016049	უმნიშვნელო

ცხადია, რომ წყალბადის საშუალო ატომური მასა ტოლი იქნება

$$A_H = \frac{99.99 \cdot 1.0078 + 0.01 \cdot 2.0141}{99.99 + 0.01} = 1.0079 \text{ მ.ა.ე.}$$

ატომის ბირთვები შეიძლება არსებობდნენ მხოლოდ A და Z სიდიდეების მნიშვნელობათა მხოლოდ განსაზღვრულ არეში. ამ არის გარეთ თუ შესაბამისი ბირთვი წარმოიშობა, ის მყისიერად ან დაიშლება უფრო მცირე ბირთვებად ან გამოასხივებს პროტონს ან ნეიტრონს. უნდა აღინიშნოს A და Z მიმართ შემდეგი ემპირიული ფაქტები და კანონზომიერებანი:

1. ცნობილია ბირთვები $Z = 0 \div 107$. არ არსებობენ სტაბილური ბირთვები $Z = 0, 43, 61$ და $Z \geq 84$.
2. ცნობილია ბირთვები $A = 1 \div 263$. არ არსებობენ სტაბილური ბირთვები $A = 5, 8$, და $A \geq 210$.
3. მცირე A შემთხვევაში სტაბილური ბირთვები შეიცავენ ნეიტრონების და პროტონების დაახლოებით ერთნაირ რიცხვს, ხოლო A გაზრდისას ნეიტრონების პროცენტული შემადგენლობა იზრდება.
4. უმრავლეს ქიმიურ ელემენტებს გააჩნიათ რამოდენიმე იზოტოპი.

ბირთვებს, რომელთა პროტონების ან ნეიტრონების რიცხვი ტოლია ერთ-ერთი მაგიური რიცხვის 2, 8, 20, 50, 82, 126 მაგიურ ბირთვებს უწოდებენ. თუ ბირთვს ერთდროულად გააჩნია მაგიური როგორც პროტონების ისე ნეიტრონების რიცხვი, მაშინ ბირთვს ორმაგად მაგიური ეწოდება. ასეთი ბირთვებს მიეკუთვნებიან: ${}_2He^4$, ${}_8O^{16}$, ${}_{20}Ca^{40}$, ${}_{20}Ca^{48}$, ${}_{82}Pb^{208}$. მაგიური, და განსაკუთრებით ორმაგად მაგიური ბირთვები გამოირჩევიან მაღალი მდგრადობით (ე.ი. გააჩნიათ დიდი კუთრი ბმის ენერჯია) და დიდ გავრცელებულობა ბუნებაში სხვა ბირთვებთან შედარებით.

ლუწი Z და N მქონე ბირთვებს ლუწ-ლუწი ბირთვებს უწოდებენ. ლუწი Z და კენტი N მქონე ბირთვებს ლუწ-კენტი ბირთვებს უწოდებენ. კენტი Z და ლუწი N მქონე ბირთვებს კენტ-ლუწი ბირთვებს უწოდებენ. კენტი Z და კენტი N მქონე ბირთვებს კენტ-კენტი ბირთვებს უწოდებენ.

ბირთვულ ფიზიკაში ფუნდამენტალური მნიშვნელობა გააჩნია პროტონებისა და ნეიტრონების მსგავსებას, რაც განსაკუთრებით მკაფიოდ მკლავდებდა "სარკული" ბირთვების თვისებებში. სარკული ეწოდებათ ერთნაირი მასური რიცხვის A ორ ბირთვს, რომელთაგან თითოეული მიიღება მეორესაგან ყველა პროტონის ნეიტრონებით შეცვლისას, ხოლო ყველა ნეიტრონის პროტონებით. ასეთი წყვილების მაგალითია თვით პროტონი და ნეიტრონი. სხვა მაგალითებს წარმოადგენს ${}^1_1\text{H}^3$ და ${}^2_2\text{He}^3$, ${}^4_2\text{Be}^7$ და ${}^3_3\text{Li}^7$, ${}^5_5\text{B}^{11}$ და ${}^6_6\text{C}^{11}$, ${}^6_6\text{C}^{13}$ და ${}^6_6\text{C}^{11}$, ${}^7_7\text{N}^{15}$ და ${}^8_8\text{O}^{15}$, ${}^8_8\text{O}^{17}$ და ${}^9_9\text{F}^{17}$, ${}_{14}\text{Si}^{29}$ და ${}_{15}\text{P}^{29}$, და ა.შ. ყოველი ამ წყვილიდან უფრო მძიმე ბირთვი რადიოაქტიურია). როგორც ცდები გვიჩვენებენ ორივე სარკულ ბირთვს გააჩნია თითქმის ერთნაირი ბმის ენერგია. ალგზნების ენერგიის დონეების სპექტრის მსგავსი აგებულება, ერთნაირი სპინები და სხვა.

§2. ბირთვის ბმის ენერგია. მასის დეფიციტი

ბირთვის ბმის ენერგია წარმოადგენს იმ მუშაობის ზომას რომელიც უნდა უნდა დაიხარჯოს იმისათვის, რომ მოცემული ბირთვი დაიშალოს ყველა შემადგენელ ნუკლონად. ბირთვის ბმის ენერგია უნდა განვასხვაოთ მისი შინაგანი ენერგიისაგან, ე.ი. ბირთვის წარმოქმნის ენერგიისაგან; მაგალითად, ბირთვის ბმის ენერგია, ანუ სხვაგვარად, ბირთვიდან პროტონის მოშორების ენერგია არის მინიმალური მუშაობა, რომელიც უნდა შესრულდეს რომ პროტონი მოშორებული იქნეს ბირთვიდან. ის განისაზღვრება ფორმულით

$$E_p = E_{\text{ბ}}(Z, A) - E_{\text{ბ}}(Z-1, A-1) \quad (2.1)$$

ანალოგიურად,

$$E_n = E_{\text{ბ}}(Z, A) - E_{\text{ბ}}(Z, A-1) \quad (2.2)$$

ხოლო, ბირთვში α -ნაწილაკების ბმის ენერგია

$$E_\alpha = E_{\text{ბ}}(Z, A) - E_{\text{ბ}}(Z-2, A-4) - E_{\text{ბ}}(\alpha) \quad (2.3)$$

სადაც, $E_{\text{ბ}}(\alpha)$ - α -ნაწილაკის ბმის ენერგია.

მასასა და ენერგიას შორის თანაფარდობის თანახმად $\Delta E = \Delta mc^2$, ბირთვის ბმის ენერგია შეიძლება გამოვთვალოთ ფორმულით:

$$E_{\text{ბ}}(Z, A) = Zm_p + Nm_n - M_{\text{ბ}}(Z, A) \quad (2.4)$$

როცა მასები გამოსახულია ენერგეტიკულ ერთეულებში. როცა $E_{\text{ბ}}(Z, A) > 0$, მაშინ ბირთვი სტაბილურია (ბირთვი, რომ გავხლიჩოთ შემადგენელ ნაწილებად, მას უნდა მივანიჭოთ ენერგია გარე-

დან). ხოლო, როცა $E_{\text{ბ}}(Z, A) < 0$, ბირთვი არასტაბილურია (ბირთვი დაიშლება თავისთავად, სპონტანურად).

ცხრილებში მოცემულია არა ბირთვების მასები, არამედ ნეიტრალური ატომების მასები. ამიტომ, გამოთვლების მოხერხებულობისათვის (2.4) ფორმულას ჩაწერენ შესაბამისი ატომების მასებით:

$$E_{\text{ბ}}(Z, A) = Zm_{\text{H}^1} + Nm_n - M_{\text{ბ}}(Z, A) \quad (2.5)$$

სადაც, m_{H^1} - წყალბადის ატომის მასაა, $M_{\text{ბ}}(Z, A)$ - კი Z რიგითი ნომრისა და A მასური რიცხვის ატომის მასაა.

ბირთვულ ფიზიკაში სასარგებლო ცნებას წარმოადგენს ბირთვის მასის დეფექტი, რომელიც დაკავშირებულია მის ბმის ენერგიასთან. ბირთვის მასის დეფექტი ეწოდება განსახილველი ბირთვის მასას და (გამოსახული მასის ატომურ ერთეულებში) და შესაბამის A მასურ რიცხვს შორის სხვაობას,

$$\Delta(Z, A) = m_{\text{ბ}}(Z, A) - A \quad (2.6)$$

ბირთვის მასის დეფექტსა და ბმის ენერგიას შორის კავშირის დასამყარებლად ვისარგებლოთ (2.4) ფორმულით, სადაც დაუშვათ, რომ მთლიანი მასა მასში გამოსახულია მასის ატომურ ერთეულებში. (2.6) ფორმულის თანახმად $m_{\text{ბ}}(Z, A) = \Delta(Z, A) + A$ ნეიტრონისათვის, $m_n = \Delta_n + 1$, ხოლო პროტონისათვის $m_p = \Delta_p + 1$. ამ მნიშვნელობების (2.4) ფორმულაში გათვალისწინებით, მიიღება

$$E_{\text{ბ}}(Z, A) = Z(\Delta_p + 1) + N(\Delta_n + 1) - (\Delta + A)$$

ან,

$$E_{\text{ბ}}(Z, A) = Z\Delta_p + N\Delta_n - \Delta(Z, A) \quad (2.7)$$

(2.7) ფორმულით გამოვთვალოთ ${}^2_2\text{He}^4$ ატომის ბირთვის ბმის ენერგია. პროტონის მასა $m_p = 938.2796$ მეგ = 1.0072764 მ.ა.ე., ნეიტრონის მასა $m_n = 939.5731$ მეგ = 1.008665 მ.ა.ე., α -ნაწილაკის მასა $m_\alpha = 4.001506$ მ.ა.ე. 1 მ.ა.ე. = 931.5 მეგ. ცხადია, რომ შესაბამისი მასების დეფექტები მიიღება: $\Delta_p = 0.007276$, $\Delta_n = 0.007276$, $\Delta_\alpha = 0.007276$, ხოლო α -ნაწილაკების ბირთვის ბმის ენერგიისათვის მიიღება

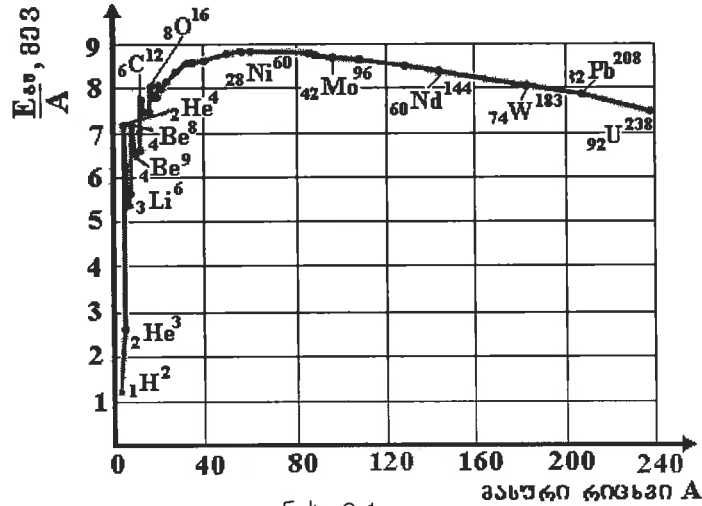
$$E_{\text{ბ}}(\alpha) = 2 \cdot 0.007276 + 2 \cdot 0.008665 - 0.001506 = 0.030 \text{ მ.ა.ე.} = 28.3 \text{ მეგ}$$

როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ, ცხრილებში ჩვეულებრივ მოცემულია არა ბირთვების მასები, არამედ ნეიტრალური ატომების მასები. ამიტომ ბირთვების მასის დეფექტის ნაცვლად გამოიყენება ნეიტრალური ატომების მასის დეფექტები, ე.ი. სიდიდეები:

$$\delta(Z, A) = m_{\text{ბ}}(Z, A) - A \quad (2.8)$$

$$E_{\text{გ}}(Z, A) = Z\delta_p + N\delta_n - \delta(Z, A) \quad (2.9)$$

ბმის ენერჯის შეფარდებას მასურ რიცხვთან $\epsilon = E_{\text{გ}}/A$, ნუკლონების ბმის კუთრი ენერჯია, ანუ ერთ ნუკლონზე მოსული საშუალო ბმის ენერჯია ეწოდება (ნახ.2.1). ხოლო ერთ ნუკლონზე მოსული მასის დეფექტს $f = \Delta/A$, შეფუთვის კოეფიციენტი ეწოდება.



ნახ. 2.1.

§3. ბირთვის ბმის ვეიცზენბერგის ნახევრადემპირიული ფორმულა

ბირთვის ბმის ენერჯია მიახლოებით A მასური რიცხვის პროპორციულია. პროპორციულობის კოეფიციენტი ავლნიშნოთ a_1 ასოთი და ბმის ენერჯია ჩავწეროთ შემდეგი სახით $E_{\text{გ}}(Z, A) = a_1 A$. სადაც იგულისხმება, რომ ბირთვის ყველა ნუკლონი ტოლფასია. $a_1 A$ წევრი წარმოადგენს მოცულობით ენერჯიას. რაც უფრო მეტია ბირთვში ნუკლონების მთლიანი რიცხვი A , მით უფრო ძნელია მოვაშოროთ ბირთვიდან ცავლკეული პროტონი ან ნეიტრონი. მაგრამ, ბირთვის წვეთური მოდელის თანახმად ზედაპირული ნუკლონები იმყოფებიან განსაკუთრებულ მდგომარეობაში - ისინი მხოლოდ ერთი, შიგა მხრიდან მიიზიდებიან. ამიტომ ბირთვის ბმის ენერჯია $a_1 A$ სიდიდეზე ნაკლები იქნება წვეთის ზედაპირის პროპორციული

ზედაპირული ენერჯის $a_2 A^{2/3}$ სიდიდით, $E_{\text{გ}}(Z, A) = a_1 A - a_2 A^{2/3}$, სადაც, a_2 პროპორციულობის კოეფიციენტი. საჭიროა მხედველობაში მივიღოთ აგრეთვე პროტონებს შორის კულონური განზიდვა, რომელიც პროპორციულია Z^2 და უკუპროპორციულია მათ შორის მანძილის $R^{-1} \sim A^{-1/3}$, რის გამოც ბმის ენერჯია მცირდება $a_3 Z^2 A^{-1/3}$

სიდიდით, $E_{\text{გ}}(Z, A) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 c Z^2 A^{-1/3}$. სადაც, c პროპორციულობის კოეფიციენტი. დადგენილია, რომ ბირთვში კულონური ძალების მოქმედება ინტენსიურია ბირთვში პროტონების და ნეიტრონების ტოლი რიცხვის შემთხვევაში. ეს ფაქტი განპირობებულია პაულის პრინციპით, და აგრეთვე იმით, რომ ნეიტრონების პროტონებთან ურთიერთქმედების ენერჯია საშუალოდ მეტია, ვიდრე ერთნაირი ნაწილაკების ურთიერთქმედების ენერჯია. Z და N რიცხვების ტოლობიდან გადახრისას ბირთვის ბმის ენერჯიაში თავს იჩენს კიდევ ერთი უარყოფითი წევრი $a_4 (A - 2Z)^2 A^{-1}$, რომელსაც სიმეტრიის ენერჯიას უწოდებენ. სიმეტრიის ეფექტის გათვალისწინებით ბმის ენერჯია მიიღებს შემდეგ სახეს, $E_{\text{გ}}(Z, A) =$

$= a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 A^{-1/3} - a_4 (A - 2Z)^2 A^{-1}$. ბირთვის ბმის ენერჯია მაქსიმალურია ლუწ-ლუწი ბირთვებისათვის, მინიმალური კენტ-კენტი ბირთვებისათვის და ღებულობს შუალედურ მნიშვნელობებს ყველა დანარჩენი ბირთვებისათვის. ეს ფაქტი მოწმობს ბირთვში ერთნაირი ნუკლონების შეწყვილებაზე, ე.ი. რაღაც სახით როგორც პროტონების ისე ნეიტრონების წყვილებად გაერთიანებაზე. შეწყვილებით იზრდება ბირთვის ბმის ენერჯია. ბმის ენერჯის შესაბამის შესწორებას ეწოდება შეწყვილების ენერჯია. ლუწი Z და N შემთხვევაში ბირთვის ყველა პროტონები და ნეიტრონები შეწყვილებულია. კენტი A შემთხვევაში რჩება ერთი შეუწყვილებელი პროტონი ან ერთი შეუწყვილებელი ნეიტრონი. და ბოლოს, კენტი Z და N შემთხვევაში მიიღება ერთი შეუწყვილებელი პროტონი და ერთი შეუწყვილებელი ნეიტრონი.

ამრიგად, ბირთვის ბმის ენერჯია შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით

$$E_{\text{გ}}(Z, A) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 A^{-1/3} - a_4 (A - 2Z)^2 A^{-1} + a_5 A^{-\epsilon} \delta \quad (3.1)$$

ამ ნახევრადემპირიულ ფორმულას ეწოდება ბირთვის ბმის ვეიცზენბერგის ნახევრადემპირიული ფორმულა. (3.1) ფორმულის ყოველი წევრით გამოწვეული ეფექტის მნიშვნელობათა შესაბამისი მრ-

უღები ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 3.1) უკანასკნელი წვევრი დადგენილი იქნა ემპირიული მონაცემებით, ამასთან, ε მაჩვენებლისათვის სხვადასხვა ავტორის მიერ მოცემულია სხვადასხვა მნიშვნელობები $+\frac{1}{3}$ -დან 1-მდე. ჩვენ

ვისარგებლებთ $\varepsilon = \frac{3}{4}$ მნიშვნელობით. δ მნიშვნელობები ტოლია, $\delta = +1$ ლუწ-ლუწი ბირთვებისათვის, $\delta = 0$ კენტი A მქონე ბირთვებისათვის, $\delta = -1$ კენტ-კენტი ბირთვებისათვის,

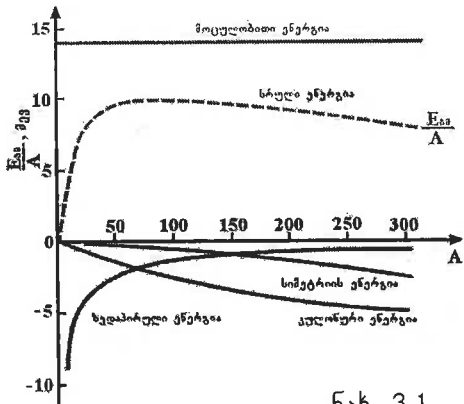
a_1, a_2, a_3, a_4, a_5 კოეფიციენტებს არჩევნ ისე, რომ მივიღოთ საუკეთესო თანხმობა ცდებთან. ამჟამად მიღებულია შემდეგი მნიშვნელობები, $a_1 = 15.75$ მევ, $a_2 = 17.8$ მევ, $a_3 = 0.710$ მევ, $a_4 = 23.7$ მევ, $a_5 = 34$ მევ.

§4. ბირთვის ზომები

ბირთვის ზომების რაოდენობრივი შესწავლის მიზნით შემოაქვთ ბირთვის რადიუსის ცნება. მაგრამ, ბირთვს როგორც მიკრონაწილაკს არ გააჩნია ზუსტად განსაზღვრული საზღვრები. ამიტომ, ბირთვული ფიზიკის განვითარების პროცესში წარმოშვა ბირთვის რადიუსის განსაზღვრის ერთმანეთისაგან განსხვავებული რამოდენიმე მეთოდი.

თუ ბირთვს ჩავთვლით სფერულად, მაშინ ბირთვის რადიუსი შეიძლება განვსაზღვროთ ფორმულით $R = R_0 A^{1/3}$.

ბირთვის რადიუსის ზედა ზღვარი მიაღწევს შეიძლება განვსაზღვროთ ატომის ბირთვებზე α -ნაწილაკების გაბნევის რეზერფორდის ცდებიდან. ბირთვსა და α -ნაწილაკებს შორის R მანძილი, რომელიც შეესაბამება α -ნაწილაკების ბირთვთან მაქსიმალურ მიახლოებას განისაზღვრება ფორმულიდან $K = \frac{2Ze^2}{R}$. რიცხვითი გამოთვლებისას K სიდიდე შეიძლება წარმოვადგინოთ $K = 2eU$ სახით. ცხადია, რომ



ნახ. 3.1.

$$R = \frac{Ze}{U} = \frac{79 \cdot 4.8 \cdot 10^{-10}}{5/3 \cdot 10^4} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ სმ}$$

ბირთვის რადიუსი შეიძლება შევაფასოთ ვეიცზეკერის ნახევრადემპირიული (3.1) ფორმულის საშუალებით. (3.1) ფორმულაში მესამე წვევრი $-cZ^2 A^{-1/3}$ დაკავშირებულია ბირთვის პროტონების კულონურ განზიდვასთან. თუ დაუშვებთ, რომ ბირთვში ელექტრული მუხტი თანაბრად განაწილებულია მის მოცულობაში, მაშინ ბირთვის ელექტრული ენერგია ტოლი იქნება $3/5(Z^2 e^2/R)$. ეს სიდიდე ტოლი უნდა იყოს $-cZ^2 A^{-1/3}$ სიდიდის. c მუდმივა წარმოვადგინოთ $c = eU$ სახით, სადაც $U = 0.71$ მევ. ამიტომ

$$R = \frac{3 e A^{1/3}}{5 U} = R_0 A^{1/3}$$

სადაც,

$$R_0 = \frac{3 e}{5 U} = \frac{3 \cdot 4.8 \cdot 10^{-10}}{5 \cdot 2370} = 1.22 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}$$

ცხადია, რომ ამ მეთოდით განისაზღვრება ბირთვის "ელექტრული რადიუსი", ე.ი. ელექტრული მუხტების ურთიერთქმედებით განპირობებული რადიუსი.

ატომის ბირთვის რადიუსი შეიძლება განსაზღვრული იქნეს ბირთვებზე ნეიტრონების, ელექტრონების, და სხვა ელემენტარული ნაწილაკების გაბნევის შესწავლის საფუძველზე. ამისათვის აუცილებელია, რომ დე-ბროილის ტალღის სიგრძე $\lambda = h/p$ იყოს ბირთვის დიამეტრის რიგის ან ნაკლები.

რაოდენობრივი აღწერა ხდება თვალსაჩინოდ ე.წ. ბირთვის ეფექტური კვეთის საშუალებით. ეფექტური კვეთა შემოდის ნაწილაკთა პარალელური ნაკადის, ამა თუ იმ პროცესის შედეგად შესუსტების დასახასიათებლად. განვიხილოთ dx სისქის და დაცემული ნაწილაკთა ნაკადისადმი პერპენდიკულარული S ფართობის ბრტყელ-პარალელური ფენა, რომელიც თანაბრადაა შევსებული გამბნევი ბირთვებით. ასეთი ფენა შეიცავს $S n dx$ ბირთვს და მასთან დაკავშირებულ σ ფართობს, სადაც, n -ერთეულ მოცულობაში ბირთვების რიცხვია. σ ფართობს ბირთვის ეფექტური კვეთა ან უბრალოდ კვეთა ეწოდება. ასეთ ფართობთა საერთო ფართობი ტოლია $S n \sigma dx$. ამასთან, dx სისქის სიმცირის გამო შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ ფართობები არ გადაფარავენ ერთმანეთს. ნაწილაკთა ფარდობითი რიცხვი- $\frac{dN}{N}$, რომლებიც გამოდიან ნაკადიდან გა-

ნსახილველ ფენაში გავლისას ტოლი იქნება $\frac{Sn\sigma dx}{S} = n\sigma dx$. ამრიგად,

$$\frac{dN}{N} = -n\sigma dx$$

საიდანაც,

$$N = N_0 e^{-n\sigma x}$$

თუ გავზოავთ ნაწილაკთა ნაკადის ინტენსივობის შესუსტებას ბირთვებზე გაბნევისას, შეიძლება განვსაზღვროთ ბირთვის ეფექტური კვეთა. როგორაა დაკავშირებული σ ეფექტური კვეთა ბირთვების ზომებთან მასზე მაგალითად, ნეიტრონების ნაკადის დაცემისას? ეს ცხადია, რომ დამოკიდებულია ნეიტრონების ენერგიაზე და ბირთვის აგებულებაზე. მარტივს წარმოადგენს გაუმჭვირვალე ბირთვი. მის გამოსაყენებლად აუცილებელია, რომ ნეიტრონების ენერგია არ იყოს განსაკუთრებით დიდი. წინააღმდეგ შემთხვევაში (მაგალითად, 100 მეგ ენერგიებისას) ბირთვი, ყოველ შემთხვევაში ნაწილობრივ მაინც გამჭვირვალე იქნება, არ შთანთქავს მასზე დაცემულ ყველა ნეიტრონს. მაგრამ, ამასთან ერთად ნეიტრონების ენერგია უნდა აკმაყოფილებდეს საპირისპირო მოთხოვნებს. ის უნდა იყოს ასკმაოდ დიდი, რომ დე-ბროილის ტალღის სიგრძე იყოს საკმაოდ ნაკლები ბირთვის დიამეტრზე $2R$. ორევე პირობებს აკმაყოფილებს 20 მეგ ენერგიის სწრაფი ნეიტრონები. ბირთვი შთანთქავს და განაბნევს დე-ბროილის ტალღებს ისე როგორც შავი ეკრანი. მოკლე ტალღის სიგრძეებისათვის ბირთვის მახლობლობაში გამოიყენება გამოიყენება გეომეტრიული ოპტიკა, ამიტომ შთანთქმის კვეთა ტოლი იქნება ბირთვის გეომეტრიული კვეთის πR^2 . მაგრამ, ნეიტრონები გამოდიან ნაკადიდან არა მხოლოდ შთანთქმის გამო, არამედ დიფრაქციული გაბნევის გამო. ზემოთ აღნიშნული მოკლე ტალღების შემთხვევაში ადგილი ექნება ფრაუნჰოფერის დიფრაქციას. მაგრამ, ფრაუნჰოფერის დიფრაქციის შემთხვევაში შავი ეკრანი განაბნევს იმდენ ნეიტრონს, რამდენსაც შთანთქავს. ამრიგად, განხილულ მოდელში ბირთვის სრული კვეთისათვის შეიძლება დავწეროთ

$$\sigma = 2\pi R^2$$

თუ გავზომავთ σ , ამ ფორმულით შეიძლება გამოვთვალოთ R . $E_n = 15 \div 25$ მეგ ენერგიის მქონე ნეიტრონებით ცდებმა მიგვიყვანა შედეგებამდე, რომ $R_0 = 1.4 \cdot 10^{-13}$ სმ. ბირთვის ზომების გაზომვის

უფრო ზუსტი შედეგები მიიღება ბირთვებზე სწრაფი ელექტრონების გაბნევისას $R_0 = 1.2 \div 1.4 \cdot 10^{-13}$ სმ.

სწრაფი ელექტრონების ბირთვებზე გაბნევის მაღალი სიზუსტე საშუალებას დავადგინოთ, რომ ბირთვის მოცულობაში ელექტრული მუხტი არათანაბრადაა განაწილებული. ელექტრული მუხტის სიმკვრივე მაქსიმალურია ბირთვის ცენტრში და მძიმე ბირთვებისათვის მონოტონურად კლებულობს პერიფერიისაკენ ფორმულით

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - r_0)/\delta]}$$

სადაც, r_0 - ბირთვის ცენტრიდან მანძილია, რომელზედაც ρ სიმკვრივე ρ_0 -თან შედარებით ორჯერ მცირდება, ხოლო $\delta \approx 0.55 \cdot 10^{-13}$ სმ ერთნაირია ყველა ბირთვისათვის. ყველა ბირთვისათვის $r_0 = 1.08 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$. აქედან ჩანს, რომ ბირთვის ცენტრში ρ პრაქტიკულად ემთხვევა ρ_0 .

α -რადიოაქტიური ბირთვების რადიუსები შეიძლება განვსაზღვროთ α -დაშლის მიმართ მათი სიცოცხლის ხანგრძლივობით.

ბირთვის საშუალოკვადრატული რადიუსი R შეიძლება განვსაზღვროთ იქნეს ელექტრონების ბირთვებზე დრეკადი გაბნევის ცდებიდან, და აგრეთვე მეზოატომების სპექტრებიდან. მეზოატომები წარმოადგენენ ატომებს, რომელთაც ერთ-ერთი ელექტრონი შეცვლილია $m_\mu = 207m_e$ მასის უარყოფითი მიონით. რადგან მიონის მასა 207-ჯერ მეტია ელექტრონის მასაზე, ამიტომ მისი ბორის ორ-

ბიტის რადიუსი $r_{B\mu} = \frac{\hbar^2}{Zm_\mu e^2}$ ამდენჯერ ნაკლები იქნება. ე.ი., მიონი

შეიძლება ძალიან ახლოს იმყოფებოდეს ატომის ბირთვთან. როცა $Z \approx 30$ მიონის ბორის ორბიტა მდებარეობს ბირთვის შიგნით. ტყვიისათვის ($Z = 82$) მიიღება $r_{B\mu} = 3.11 \cdot 10^{-13}$ სმ. მიონის ერთი ენერგეტიკული დონიდან მეორეზე გადასვლისას გამოსხივდება ხისტი რენტგენის სხივები, რომელთა ენერგია შეიძლება გავზომოთ და გამოვთვალოთ თეორიულად. გამოთვლის შედეგები ძლიერაა დამოკიდებული ბირთვის სავარაუდო ფარდობით ზომებზე და შეიძლება გამოყენებული იქნეს მათ განსასაზღვრავად. განსაკუთრებით ზუსტი შედეგები მიიღება მძიმე ბირთვებისათვის. მაგალითად, ტყვიისათვის $R_\mu = 1.17 \cdot 10^{-13}$ სმ, და $R = 1.17 \cdot 10^{-13} \cdot 207^{1/3} = 6.9 \cdot 10^{-13}$ სმ.

§5. ბირთვის სპინი

ბირთვის სპინის, ანუ საკუთარი იმპულსის მომენტის და მასთან დაკავშირებული მაგნიტური მომენტის არსებობა პოსტულირებული იქნა პაულის მიერ 1928წ. სპექტრალური ხაზების ზენაზი სტრუქტურის ასახსნელად.

პაულის ჰიპოთეზის თანახმად, სპექტრალური ხაზების ზენაზი სტრუქტურა წარმოიშობა ბირთვის მაგნიტური მომენტის, ელექტრონული გარსის (ელექტრონების ორბიტალური და სპინური მომენტების) მიერ შექმნილ მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედების შედეგად. გარდა ამისა ბირთვს შეიძლება გააჩნდეს ელექტრული კვადრუპოლური მომენტი: აგრეთვე ელექტრონულ გარსთან ურთიერთმოქმედი უფრო მაღალი რიგის ელექტრული და მაგნიტური მულტიპოლები. ძირითადი მნიშვნელობა გააჩნია ბირთვის მაგნიტურ დიპოლურ მომენტს μ_B . პაულის პრინციპის თანახმად ბირთვს გააჩნია აგრეთვე საკუთარი იმპულსის მომენტი, რომელიც მიიღება ატომის ბირთვის შემადგენელი პროტონებისა და ნეიტრონების სპინური და ორბიტალური იმპულსის მომენტების შეკრების შედეგად. ბირთვის სრული იმპულსის მომენტის აბსოლუტური მნიშვნელობა განისაზღვრება ფორმულით

$$L_N = \sqrt{I_N(I_N + 1)}\hbar \quad (5.1)$$

სადაც, I_N - კვანტურ რიცხვს ბირთვის სპინს უწოდებენ და ღებულობს მნიშვნელობებს: $0, 1, 2, \dots$, ან ტოლია $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$.

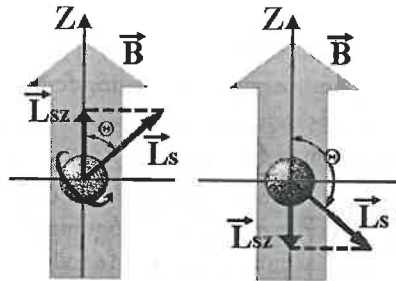
ბირთვის სრული იმპულსის მომენტის პროექცია გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულებისადმი ტოლია

$$L_{Nz} = L_N \cos \Theta = m_I \hbar \quad (5.2)$$

სადაც, $m_I = \pm I_N, \pm(I_N - 1), \dots, \pm \frac{1}{2}$,

როცა I_N ნახევარმთელია, და $m_I = \pm I_N, \pm(I_N - 1), \dots, 0$, როცა I_N მთელია.

ბირთვს გააჩნია დიპოლური მაგნიტური მომენტი. ბირთვის მაგნიტური მომენტის ბუნებრივ ერთეულს წარმოადგენს ბირთვული მაგნიტონი μ_N ,



ნახ. 5.1.

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 3.1524915(53) \cdot 10^{-18} \text{ მეგ/გაუსი}$$

ის ანალოგიურია ბორის მაგნიტონის, მხოლოდ ელექტრონის მასა შეცვლილია პროტონის მასით, ამიტომ $\frac{\mu_N}{\mu_B} = \frac{m_e}{m_p} \approx \frac{1}{1836}$.

ბირთვის მაგნიტური მომენტი დაკავშირებულია მის სპინურ მომენტთან თანაფარდობით

$$\mu_N = g_N I_N \quad (5.3)$$

სადაც g_N - ბირთვული გირომაგნიტური ფარდობაა. ბირთვის სპინისა და მაგნიტური მომენტის პირველი მნიშვნელობები თავდაპირველად მიღებული იქნა სპექტრალური ხაზების ზენაზი სტრუქტურის შესწავლისას. შემდგომში უფრო ზუსტი ცნობები ბირთვების სპინებისა და მაგნიტური მომენტების შესახებ მიღებული იქნა ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის მეთოდით.

§6. ბირთვის ფორმა და ელემენტური თვისებები

გასული საუკუნის 50-იან წლებამდე საკითხი ბირთვის ფორმის შესახებ არ განიხილებოდა. ითვლებოდა, რომ დაბალ ენერგეტიკულ მდგომარეობაში ბირთვს უნდა გააჩნდეს სფერული ფორმა, ბირთვის წვეთური მოდელის თანახმად.

ϕ პოტენციალის გარეშე მუდმივ ელექტრულ ველში ბირთვის პოტენციალური ენერგია განისაზღვრება გამოსახულებით

$$U = \sum e\phi(x_{ai}) \quad (6.1)$$

სადაც აჯამვა ხდება ბირთვის პროტონების მიხედვით, რადგან ნეიტრონებს არ გააჩნიათ ელექტრული მუხტი და არ შეაქვთ წვლილი ამ ჯამში. უფრო ლაწვრილებით სახით

$$U = \sum e\phi(x_\alpha, y_\alpha, z_\alpha) = \sum e\phi(\vec{r}_\alpha) \quad (6.2)$$

კოორდინატთა სათავე მოვათავსოთ ბირთვის მასათა ცენტრში (ნეიტრონების გათვალისწინებით) და გავითვალისწინოთ, რომ ბირთვის ხაზოვანი ზომების მანძილზე გარეშე ელექტრული ველი იცვლება მცირედ. მაშინ, $\phi(x_{ai})$ შეიძლება გაშალოთ კოორდინატების მიხედვით ხარისხოვან მწკვრივად,

$$\phi(x_{ai}) = \phi(0) + x_{ai} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)_0 + \frac{1}{2} x_{ai} x_{ak} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_k} \right)_0 + \dots$$

რომლის (6.1) ფორმულაში გათვალისწინებით მივიღებთ,

$$U = \varphi(0) \sum_{\alpha} e + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right)_0 \sum_{\alpha} e x_{\alpha i} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_k} \right)_0 \sum_{\alpha} e x_{\alpha i} x_{\alpha k} + \dots \quad (6.3)$$

სადაც პირველი წევრი არის დამუხტული ბირთვის ენერგია გარეშე ელექტრულ ველში, როცა მთლიანი მუხტი კონცენტრირებულია ერთ წერტილში- კოორდინატა სათავეში. ეს წევრი შეიძლება ჩავწეროთ $ze\varphi(0)$ სახით. მეორე წევრი $\vec{d} = \sum e \vec{r}_{\alpha}$, სადაც

$\vec{r}_{\alpha} = \vec{r}_{\alpha}(x_{\alpha}, y_{\alpha}, z_{\alpha})$, რომელიც შეიცავს ვექტორის სამ კომპონენტს, არის ბირთვის ელექტრული დიპოლური მომენტი. ბირთვის ელექტრული დიპოლური მომენტი ძირითად მდგომარეობაში ნულის ტოლია. ბირთვის ძირითად მდგომარეობაში ელექტრული დიპოლური მომენტის არარსებობის გამო, გარეშე მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედებაში მნიშვნელოვან როლს (6.3) ფორმულაში თამაშობს მესამე წევრი, რომელიც განსაზღვრავს კვადრუპოლურ ურთიერთქმედებას. უფრო მაღალი მულტიპოლური მომენტების შესაბამისი წევრები მცირე როლს თამაშობენ და ჩვენს მიერ არ გაითვალისწინება.

ბირთვის ფორმისა და ბირთვული ფიზიკის მთელი რიგი სხვა საკითხების შესწავლისას მნიშვნელოვან როლს თამაშობს ბირთვის ელექტრული კვადრუპოლური მომენტი. (6.3) ფორმულაში მესამე წევრი გარდაქმნის შემდეგ სტანდარტული სახით ასე ჩაიწერება $Q_{ik} = \sum (3x_i x_k - r^2 \delta_{ik})$. Q_{ik} ტენზორს ბირთვის კვადრუპოლური მომენტის ტენზორი ეწოდება. δ_{ik} ერთეულოვანი ტენზორია ($\delta_{ik} = 1$, როცა $i = k$, და $\delta_{ik} = 0$, როცა $i \neq k$).

ბირთვის კვადრუპოლური მომენტის ქვეშ ჩვეულებრივ იგულისხმება არა თვით Q_{ik} ტენზორი, არამედ მისი უდიდესი კომპონენტის მნიშვნელობა კოორდინატა სისტემაში, სადაც ის დიაგონალურია. თუ z ღერძს მივიღებთ შესაბამის მთავარ ღერძად, მაშინ $Q = \sum (3z^2 - r^2)$.

კვადრუპოლური მომენტი აღწერს ბირთვში მუხტის არასფერული განაწილების ხარისხს. Q სიდიდე დადებითია გაჭიმული ბირთვებისათვის და უარყოფითი შებრტყელებული ბირთვებისათვის.

არასფერული ბირთვებისათვის უნდა განვსაზღვავოთ გარე და შიგა კვადრუპოლური მომენტები. შიგა ეწოდება კვადრუპოლურ მომენტს Q_0 , რომელიც იზომება ბირთვთან ერთად მბრუნავ კოორდინატა სისტემაში. გარე ეწოდება კვადრუპოლურ მომენტს Q

რომელიც იზომება ჩვეულებრივ ლაბორატორიულ კოორდინატა სისტემაში.

უშუალო ცდებით შეიძლება გაიზომოს მხოლოდ გარე კვადრუპოლური მომენტი Q . გარე კვადრუპოლური მომენტების გასაზომად გამოიყენება იგივე მეთოდები, რაც მაგნიტური დიპოლური მომენტების გასაზომად, ე.ი. სპექტრალური ხაზების ზენაზი სტრუქტურის შესწავლა და რადიოსიხშირული რეზონანსული მეთოდები. თუ გვეცოდინება Q , შეიძლება გამოვთვალოთ Q_0 ,

$$Q = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+1)} Q_0 \quad (6.6)$$

ცხადია, რომ I ბირთვის სპინი განსხვავებული უნდა იყოს 0 და 1/2-გან. შიგა კვადრუპოლური მომენტი Q_0 წარმოადგენს მიახლოებითს, მოდელურს. ბირთვის შიგა ელექტრული კვადრუპოლური მომენტი Q_0 გავლენას არ ახდენს ატომის ენერგეტიკული დონეების ზენაზი გახლეჩაზე და უნდა განისაზღვროს სხვა მეთოდებით. Q_0 გასაზომად გამოიყენება ბირთვის კულონური ალგზნება, რომელიც მდგომარეობს იმაში, რომ ბირთვი დამუხტულ ნაწილაკთან დაჯახებისას, შეიძლება გადავიდეს აგზნებულ მდგომარეობაში ელექტროსტატიკური ურთიერთქმედების ხარჯზე. თუ ბირთვის აგზნების დონე ბრუნვითია, შეიძლება განვსაზღვროთ Q_0 მნიშვნელობა.

ბირთვის არასფერულობის ყველაზე პირდაპირ და დამაჯერებელ მტკიცებულობას წარმოადგენს ლუწ-ლუწი ბირთვების სპექტრებში ბრუნვითი ხაზების არსებობა.

§7. იზოტოპური სპინი

პროტონს და ნეიტრონს გააჩნია თითქმის ერთნაირი მასები და ერთნაირი სპინები. მაგრამ პროტონი არსებითად განსხვავდება ნეიტრონისაგან იმით, რომ ის ელექტრულად დამუხტულია. ამიტომ ატომური ფიზიკის თვალსაზრისით, სადაც ელექტრული ძალები მთავრია- პროტონსა და ნეიტრონს შორის განსხვავება კოლოსალურია. ბირთვზე ზედმეტი პროტონის დამატება ზრდის ატომურ ნომერს ერთეულით, ე.ი. ფუნდამენტალურად ცვლის შესაბამისი ატომის ქიმიურ თვისებებს. ახალი ნეიტრონის დამატება გარდაქმნის ატომს იმავე ელემენტის სხვა იზოტოპად, რომელსაც გააჩნია პრაქტიკულად იგივე ქიმიური თვისებები. ბირთვში მთავარ როლს თამაშობს არა ელექტრული არამედ ბირთვული ძალები. ბირთვული

ძალების მიმართ პროტონი და ნეიტრონი იქცევიან სავსებით ერთნაირად. შეიძლება ითქვას, რომ თუ უგულებელვყოფთ ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებას პროტონი იქცეოდა თავისი თვისებებით ნეიტრონის იგიური. რაც ცხადად მოწმობს ბირთვული ძალების ერთგვაროვანებაზე პროტონისა და ნეიტრონისათვის. პროტონის და ნეიტრონისთვის ბირთვული ძალების ერთგვაროვანება ატარებს ბირთვული ძალების მუხტური დამოუკიდებლობის სახელს. მუხტური დამოუკიდებლობა წარმოადგენს იზოტოპური ინვარიანტობის კერძო შემთხვევას.

მოცემული A მასური რიცხვის მქონე იზობარი ბირთვების თვისებები მნიშვნელოვნად იცვლება მათში Z პროტონების და N ნეიტრონების რიცხვებს შორის თანაფარდობის ცვლილებებისას. მათ სხვადასხვა მასები, ბმის ენერგიები, ელექტრული მუხტები და მაგნიტური მომენტები გააჩნიათ.

ზოგ შემთხვევაში ერთი ან რამოდენიმე პროტონის ნეიტრონებით შეცვლისას ხდება ბირთვის მხოლოდ სუსტი და ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების თვისებების ცვლილება, მაგრამ სრულიად არ იცვლება მისი მთავარი თვისება, რაც განპირობებულია ძლიერი ბირთვული ურთიერთქმედებით.

მაგალითად, ${}^1_1H^3$ და ${}^2_2He^3$ ბირთვები განსხვავდებიან მხოლოდ სუსტი ურთიერთქმედების ხასიათით. კერძოდ, ${}^1_1H^3$ ბირთვი β -რადიაქტიურია, ${}^2_2He^3$ კი β -სტაბილური. განსხვავებულია მათი ელექტრომაგნიტური თვისებებიც. შესაბამისად ელექტრული მუხტები არის $+1$ და $+2$, ხოლო მაგნიტური მომენტები $+2.98\mu_B$ და $-2.13\mu_B$. მიუხედავად ამისა ეს ორი ბირთვი ძალიან მსგავსია ძლიერი ურთიერთქმედების თვალსაზრისით.

პროტონისა და ნეიტრონის ერთნაირი ბირთვული თვისებები შეიძლება აღიწეროს ფორმალური, მაგრამ ძალიან მოსახერხებელი \bar{T} იზოტოპური სპინის ვექტორით. \bar{T} ვექტორი განისაზღვრება დამხმარე (ფორმალურ) იზოტოპურ სივრცეში.

დაუშვათ, რომ რომ არსებობს რაღაც სამგანზომილებიანი ევკლიდური სივრცე, რომელსაც არ გააჩნია არაფერი საერთო ჩვეულებრივ სივრცესთან. ამასთან ჩავთვალოთ, რომ ყოველი ნაწილაკი ერთდროულად იმყოფება როგორც ერთ ისე მეორე სივრცეში. ამასთან იზოტოპურ სივრცეში ყოველი ნაწილაკი ყოველთვის იმყოფება კოორდინატთა სათავეში. ნაწილაკებს ამ სივრცეში შეუძლიათ ბრუნვა, მაგრამ არა გადატანითი მოძრაობა. ამასთან იზოტოპურ სივრცეში ნაწილაკებს არ გააჩნიათ იმპულსი და ორბიტალური

მომენტი, მაგრამ შეიძლება გააჩნდეთ სპინურის ანალოგიური მოძრაობის რაოდენობის მომენტი. ცხადია, რომ ეს მომენტი არ არის დაკავშირებული ჩვეულებრივ მომენტთან და ეწოდება იზოტოპური სპინი. იზოტოპური სპინი T და იზოტოპური სპინის პროექცია T_z ლებულობენ შემდეგ მნიშვნელობებს:

$$T = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots,$$

$$T_z = T, T-1, \dots, -T$$

ცხადია, რომ T იზოტოპური სპინის მქონე ნაწილაკს გააჩნია $2T+1$ სხვადასხვა მდგომარეობა იზოტოპურ სივრცეში. ამ $2T+1$ მდგომარეობათა ერთობლიობას მულტიპლეტურობა ეწოდება. თეორიული თვალსაზრისით ითვლება, რომ სხვადასხვა T_z მნიშვნელობის მულტიპლეტური მდგომარეობანი წარმოადგენენ უბრალოდ სხვადასხვა ნაწილაკებს. ხოლო იზოტოპური სივრცისადმი მულტიპლეტურობა- ეს ერთი და იგივე ნაწილაკებია, ოღონდ სხვადასხვანაირად ორიენტირებული ამ სივრცეში.

ამრიგად, პროტონი და ნეიტრონი ითვლებიან ერთი და იმავე ნაწილაკის- ნუკლონის სხვადასხვაგვარად ორიენტირებული მდგომარეობანი. ნუკლონის იზოტოპური სპინი $T_z = 1/2$. $T_z = 1/2$ მდგომარეობა შეესაბამება პროტონს, ხოლო $T_z = -1/2$ შეესაბამება ნეიტრონს. იზოტოპური სპინის შემოღება წარმოადგენს მხოლოდ აღწერის მეთოდს. შეიძლება შემოგველო სხვა ფორმალური სივრცე, რომელშიც ერთი და იმავე ნაწილაკის სხვადასხვა მდგომარეობა შეიძლება იყოს მაგალითად, ნეიტრონი და ელექტრონი. მაგრამ, ასეთი სივრცე არ შემოაქვთ, რადგან მას არავითარი სასარგებლო ფიზიკური აზრი არ გააჩნია. იზოტოპური სივრცე სასარგებლოა იმით, რომ მის მიმართ ფიზიკური აზრი გააჩნია მტკიცებულებას, რომ ბირთვული ურთიერთქმედება (და საერთოდ ყველა ძლიერი ურთიერთქმედება ინვარიანტულია იზოტოპურ სივრცეში მობრუნების მიმართ. ეს მტკიცებულება ექვივალენტურია იმისა, რომ იზოტოპური სპინი წარმოადგენს მოძრაობის ინტეგრალს, მართალია, მხოლოდ ძლიერი ბირთვული ურთიერთქმედებისათვის. ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედებისათვის იზოტოპური სპინის შენახვის კანონი არ სრულდება. ამრიგად იზოტოპური ინვარიანტობა შეიძლება გამოისახოს იზოტოპური სპინის შენახვის კანონის ფორმით ნაწილობრივ კერძო ფორმით (ე.ი. სამართლიანია არა ყველა სახის ურთიერთქმედებისათვის).

განვიხილოთ ახლა ორნუკლონიანი სისტემა. რადგან ყოველი ნუკლონის იზოტოპური სპინი ნახევრის ტოლია, ამიტომ მომენტ-

ების შეკრების წესის თანახმად ორი ნუკლონის ჯამური იზოტოპური სპინი ტოლია ერთის და ნულის. $p-p$ და $n-n$ სისტემაში ჯამური იზოტოპური სპინი ნულის ტოლია. $n-p$ სისტემა შეიძლება იმყოფებოდეს როგორც ნულის, ისე ერთის ტოლი იზოტოპური სპინის მდგომარეობაში. იზოტოპური ინვარიანტობიდან გამომდინარეობს, რომ ერთის ტოლი იზოტოპური სპინის მდგომარეობაში $n-p$ სისტემა $p-p$ და $n-n$ სისტემის ანალოგიურია. $n-p$ სისტემის სპინი S მდგომარეობაში მოძრაობის მიმართ ტოლია ერთის სინგლეთურ მდგომარეობაში და ნულის ტრიპლეთურ მდგომარეობაში, ე.ი. როცა ჩვეულებრივი სპინები პარალელურია, მაშინ იზოტოპური ანტიპარალელური და პირიქით. იზოტოპური ინვარიანტულობა მკაფიოდ მქლავნდება მსუბუქი ბირთვების ენერგეტიკულ სპექტრებში.

როგორც ვნახეთ იზოტოპური ინვარიანტულობა წარმოადგენს პრინციპულად მიახლოებით შენახვის კანონს, რომელიც სამართლიანია მხოლოდ ბირთვული ძალებისათვის. ამასთან ხანგრძლივი დროის განმავლობაში ითვლებოდა, რომ იზოტოპური სპინი დამახასიათებელია მხოლოდ მსუბუქი ბირთვებისათვის, რომელთათვისაც კულონურ ენერგიის როლი მცირეა (პროტონების მცირე რიცხვის გამო). მაგრამ შემდგომში აღმოჩენილი იქნა, რომ იზოტოპური სპინი დამახასიათებელია საშუალო და ძლიერი ბირთვებისათვის, რომელთა კულონური ენერგია საკმაოდ დიდია (${}_{82}\text{Pb}^{208}$ ტყვიის იზოტოპისათვის $E_{კულონური} = 0.71Z^2 A^{-1/3} \approx 780$ მეგ.

საშუალო და მძიმე ბირთვების იზოტოპური სპინის შენახვადობიდან გამომდინარეობს, რომ მძიმე ბირთვებს მსუბუქი ბირთვების ანალოგიურად უნდა გააჩნდეთ იზოტოპური მულტიპლეტები, კერძოდ, მეზობელ ბირთვებს უნდა გააჩნდეთ ერთნაირი სტრუქტურის ღონეები.

ბირთვულ ძალებს და ყველა ძლიერ ურთიერთმოქმედ ძალებს გააჩნიათ საინტერესო და არატრივიალური თვისება სიმეტრიის, რომელიც ატარებს იზოტოპური ინვარიანტულობის ან, რაც იგივეა მუხტური ინვარიანტულობის სახელწოდებას.

თავი 2. ბირთვული მოდელები. ბირთვული ძალები

§8. ბირთვული მოდელები. ბირთვის კოლექტიური მოდელები

ამჟამად არ არსებობს ბირთვის თანმიმდევრული სრულყოფილი ფიზიკური თეორია, რომელიც ახსნიდა ბირთვის ყველა თვისებებს და პასუხს გასცემდა ყველა იმ საკითხს, რომელიც ეხება ბირთვის სტრუქტურას და თვისებებს. ასეთი თეორიის აგების სიძნელეები დაკავშირებულია ბირთვული ძალების თეორიის შესახებ არასაკმარის სისრულესთან და განსაზღვრასთან. აქვე უნდა გავითვალისწინოთ მათემატიკური სიძნელეები, რადგან ბირთვი წარმოადგენს მრავალრიცხოვან ნაწილაკთა სისტემას ძლიერი ურთიერთქმედებით. ამიტომ, აქამდე პირველადი ფიზიკური პრინციპების საფუძველზე განიხილებოდა მარტივი ბირთვების დეიტრონის ${}^2_1\text{H}$, ტრიტონის ${}^3_1\text{H}$ და ${}^3_2\text{He}$ სტრუქტურა. უფრო რთული ბირთვების შემთხვევაში გამოიყენება სხვადასხვა ბირთვული მოდელები.

ყოველ ბირთვულ მოდელს საფუძვლად უდევს ბირთვის თავისუფლების ხარისხების მიახლოებითი დამოუკიდებლობის დაშვება. იგულისხმება, რომ თავისუფლების ხარისხები სუსტად ურთიერთქმედებენ ერთმანეთთან და სხვა თავისუფლების ხარისხებთან. ბირთვის თავისუფლების ხარისხები შეიძლება დავყოთ ერთნაწილ-აკიან თავისუფლების ხარისხებად, რომლებიც აღწერენ ინდივიდუალური ნუკლონების მოძრაობას და კოლექტიურ თავისუფლების ხარისხებად, რომლებიც განსაზღვრავენ ბირთვის ყველა ნუკლონის კორელაციურ მოძრაობას. შესაბამისად, ბირთვულ ფიზიკაში გამოყენებული მოდელები შეიძლება დავყოთ ერთნაწილაკიან, კოლექტიურ და განზოგადოებულ, რომელშიც გამოიყენება როგორც კოლექტიური ისე ერთნაწილაკიანი თავისუფლების ხარისხები. ერთნაწილაკიან მოდელებს აგრეთვე დამოუკიდებელ ნაწილაკთა მოდელებს უწოდებენ, ხოლო კოლექტიურს- ძლიერი ურთიერთქმედების მოდელებს.

კოლექტიურ მოდელებს მიეკუთვნებიან:

1) ბირთვის წვეთური მოდელი.

2) არასფერული ბირთვის მოდელი

ერთნაწილაკიან მოდელებს მიეკუთვნებიან:

1) გარსული მოდელი ნარჩენი ურთიერთქმედების გარეშე.

2) გარსული მოდელი ფენომენოლოგიური შეწყვილებით.

განზოგადოებულ მოდელებს მიეკუთვნებიან:

1) განზოგადოებული მოდელი სუსტი ურთიერთქმედებით.

2) განზოგადოებული მოდელი ძლიერი ურთიერთქმედებით. არსებობენ აგრეთვე სხვა მოდელები.

კოლექტიური მოდელებიდან მარტივს და ისტორიულად პირველ მოდელს წარმოადგენდა ბირთვის წვეთური მოდელი. ის შემოღებული იყო 1936წ. ნილს ბორისა და მისგან დამოუკიდებლად ი. ფრენკელის (1894-1952) მიერ. წვეთურ მოდელში ბირთვი წარმოიდგინება უკუმშვადი დამუხტული სითხის წვეთის ანალოგიურად. ბირთვში ნუკლონების კონცენტრაცია

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{4\pi R^3/3} = \frac{3}{4\pi R_0^3} = 0.87 \cdot 10^{38} \approx 10^{38} \text{ სმ}^{-3}$$

სადაც, $R = R_0 A^{1/3}$ ბირთვის რადიუსია, $R_0 = 1.4 \cdot 10^{-13}$ სმ.

ბირთვში ნივთიერების სიმკვრივე $\rho = \frac{m}{V}$. ბირთვის მასა $m = Am_N$, სადაც A მასური რიცხვია, ხოლო $m_N = 1.67 \cdot 10^{-30}$ გ ნუკლონის მასაა. ბირთვის მოცულობა კი $V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi (R_0 A^{1/3})^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A$ (ცალკეული ნუკლონის მოცულობა ტოლია $\frac{4}{3}\pi R_0^3$). ცხ-

ადია, რომ $\rho = \frac{Am_N}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 A} = \frac{3}{4\pi R_0^3} m_N \approx 2 \cdot 10^{14}$ გ/სმ³. მაგალითად, წყლის სიმკვრივე 1 გ/სმ³ ტოლია.

ნუკლონებს შორის საშუალო მანძილი

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{4\pi R^3}{3A}} = \sqrt[3]{\frac{4\pi}{3} R_0^3} \approx 2.3 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}$$

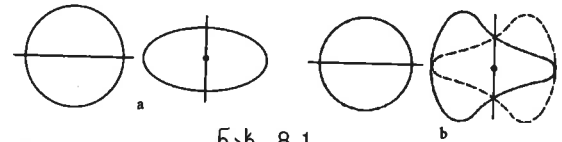
ბირთვის დამუხტული სითხის წვეთთან ანალოგია გამომდინარეობს ბირთვის ბმის ვეიცხეკერის ნახევრად ემპირული ფორმულის პირველი სამი წევრიდან, რომლებიც აღწერენ შესაბამისად სითხის მოცულობით, ზედაპირულ და კულონურ ენერგიებს.

დამოუკიდებელ თავისუფლების ხარისხებად ითვლებიან მოცულობითი შეკუმშვა და ზედაპირის რხევების პირველი ჰარმონიკები. ბირთვის ბმის ენერგიაში გაითვალისწინება მოცულობითი, ზედაპირული და კულონური ენერგიები. ზოგიერთ შემთხვევაში დამატებით გამოიყენება აგრეთვე სიმეტრიის ენერგია და შეწყვილების ენერგია. ე.ი., (3.1) ნახევრადემპირიული ფორმულაში შემავალი ყველა წევრი. წვეთური მოდელი გამოიყენება ბირთვის ბმის ენერგიის გასაშუალებელი როგორც A და Z ფუნქციის აღსაწერად, სფე-

რული ბირთვების ზედაპირული რხევების აღსაწერად, ბირთვების გაყოფის პროცესის ხარისხობრივი ახსნისათვის.

თავისუფალ არა აგზნებულ მდგომარეობაში ბირთვი- სითხე წვეთი ლებულობს სფერულ ფორმას. ნაწილაკების მოძრაობა სითხეში ყოველთვის წარმოადგენს კოლექტიურს. ამიტომ სითხეში აღგზნება შეუძლიათ მხოლოდ კოლექტიურ თავისუფლების ხარისხებს. აღგზნებისას სითხე პრაქტიკულად უკუმშვადია, მაგრამ ადვილად შეიძლება შეიცვალოს თავისი ფორმა. ამიტომ ყველაზე ადვილად აღიგზნებიან ზედაპირული რხევების შესაბამისი სითხის თავისუფლების ხარისხები.

თავისუფალი სითხის წვეთის მცირე ზედაპირული რხევების თეორიის თანახმად უმცირესი სიხშირე ω გააჩნიათ კვადრუპოლური საკუთარი რხევებს, რომლის დროსაც წვეთი მონაცვლეობით იქცევა ან გაჭიმულ, ან შეკუმშულ ელიფსოიდათ (ნახ. 8.1a). რამდენადმე უფრო მა-



ნახ. 8.1.

ღვივადი სიხშირე ω გააჩნიათ ოქტუპოლურ რხევებს, რომლის დროსაც წვეთს დეფორმირებულ მდგომარეობაში გააჩნია მსხლისმაგვარი ფორმა (ნახ. 8.1 b). წვეთის საკუთარი რხევების დანარჩენ ტიპებს შეესაბამება უფრო რთული ფორმის და უფრო მაღალი სიხშირის დეფორმაციები. ბირთვის წვეთურ მოდელზე გადასვლისას კვადრუპოლური და ოქტუპოლური აღგზნებების ენერგიები შეიძლება ლებულობდეს მხოლოდ შემდეგ კვანტურ მნიშვნელობებს, $E = \hbar \omega n$, $E = \hbar \omega n$. სადაც n , n კვადრუპოლური და ოქტუპოლური კვანტების შესაბამისი რიცხვებია, ამასთან n , $n = 1, 2, \dots$. ყოველ კვადრუპოლურ კვანტს გააჩნია $J=2$ მომენტი და დადებითი ლუწობა, ხოლო ყოველ ოქტუპოლურ კვანტს- $J=3$ მომენტი და უარყოფითი ლუწობა. კვადრუპოლური კვანტის ენერგიის მნიშვნელობა $\hbar \omega \approx 30 \cdot A^{-1/2}$ მევ. ოქტუპოლური კვანტის ენერგიისათვის მიიღება ორჯერ უფრო მეტი მნიშვნელობა.

ბირთვი- წვეთს გააჩნია კიდევ ერთი თავისებური თავისუფლების ხარისხი, კერძოდ, ნეიტრონების მთლიანი მასის რხევა პროტონების მთლიანი მასის მიმართ. აქ იგულისხმება, რომ ბირთვი თითქოს შედგება ორი სითხისაგან- პროტონული და ნეიტრონული, რომლებიც გახსნილია ერთმანეთში. ამ თავისუფლების ხარისხის

აგზნებისას ბირთვი შეიძენს დიპოლურ ელექტრულ მომენტს, ე.ი. განიცდის პოლარიზაციას.

არასფერული ბირთვის მოდელში ბირთვი წარმოიდგინება როგორც ნივთიერება, რომელთაც გააჩნიათ რაღაც მიზეზით წონასწორულ მდგომარეობაში არსფერული ფორმა. დამოუკიდებელ თავისუფლების ხარისხებად მიიღება ბრუნვითი და რხევითი თავისუფლების ხარისხები. არასფერული ბირთვის მოდელი გამოიყენება ზოგიერთი არასიმეტრიული სფერული ბირთვების აგზნებული დონეების აღსაწერად. უმრავლეს ბირთვებს გააჩნიათ არასფერული ფორმა. სიმარტივისათვის არასფერული ბირთვი ჩავთავსოთ ელიფსოიდად. არასფერულობის სიდიდე აღიწერება ორი β და γ პარამეტრით, რომლებიც დაკავშირებულია ელიფსოიდის R_1, R_2, R_3 ნახევარღერძებთან შემდეგი სახით:

$$\delta R_1 = R_1 - r = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} r_0 \beta \cos(\gamma + \frac{\pi}{3})$$

$$\delta R_2 = R_2 - r = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} r \beta \cos(\gamma + \frac{2\pi}{3})$$

$$\delta R_3 = R_3 - r = -\sqrt{\frac{5}{4\pi}} r \beta \cos \gamma$$

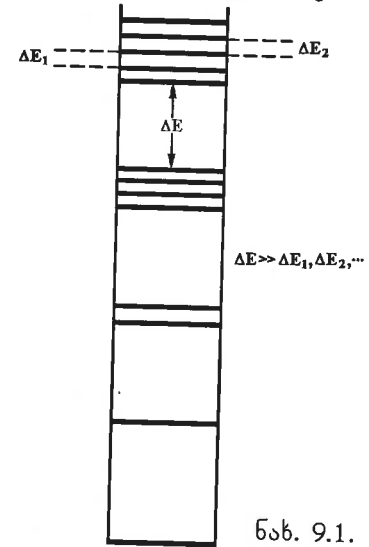
ამ ფორმულებში r აღნიშნულია ბირთვის საშუალოკვადრატული რადიუსი. ფორმულიდან ჩანს რომ, როცა $\beta = 0$ სფერული ფორმიდან გადახრა $\delta R_1, \delta R_2, \delta R_3$ მიისწრაფვის ნულისაკენ. როცა $\gamma = 0$ $R_1 = R_2 < R_3$, ე.ი. ბირთვი წარმოადგენს გაჭიმულ ბრუნვით ელიფსოიდს, ხოლო როცა $\gamma = \frac{\pi}{3}$ $R_2 = R_3 > R_1$ ე.ი. ბირთვი წარმოადგენს შებრტყელებულ ბრუნვით ელიფსოიდს. როცა $\frac{\pi}{3} > \gamma > 0$ ბირთვს გააჩნია აქსიალურ არასიმეტრიული ფორმა. ბირთვის დეფორმაციის გათვალისწინებით ბრუნვითი დონეები $E_{\alpha\beta}$ განისაზღვრება თანაფარდობით

$$E_{\alpha\beta} = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) + \alpha J^2 (J+1)^2$$

სადაც $J = 0, 2, 4, \dots$, α -კოეფიციენტი, რომელიც შეირჩევა ემპირიულად, I - ინერციის მომენტი.

§9. ბირთვის ერთნაწილაკიანი მოდელები

გარსულ მოდელებს საფუძვლად უდევს დაშვება ბირთვული ძალების თვითშეთანხმებული ველის შესახებ. გარსულ მოდელში ნარჩენი ურთიერთქმედების გარეშე ნუკლონები ითვლებიან ერთმანეთისაგან დამოუკიდებლად მოძრავი ყველა ნუკლონისათვის საერთო ძალთა ცენტრის თვითშეთანხმებულ ველში. ნუკლონებს შორის რეალური ურთიერთქმედება შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც თვითშეთანხმებული და რაღაც ნარჩენი ურთიერთქმედების ჯამი. განსახილველ მოდელში ნარჩენი ურთიერთქმედება ითვლება მცირე და შეიძლება უგულებელვყოთ. გარსულ მოდელი ნარჩენი ურთიერთქმედების გარეშე გამოიყენება მაგიური რიცხვების მისაღებად, ორჯერ მაგიური ბირთვების ძირითადი მდგომარეობების სპინების, ლუწობის და მაგნიტური მომენტების ასახსნელად.



ნახ. 9.1.

ბირთვული თვითშეთანხმებული ენერგეტიკული დონეები ჯგუფდებიან გარსებად. გარსი ეწოდება ენერჯიის მიხედვით ახლო დონეების ერთობლიობებს, გაყოფილი ენერგეტიკული ინტერვალით, რომლებიც მნიშვნელოვნად აღემატება გარსში დონეებს შორის მანძილებს (ნახ. 9.1).

განვიხილოთ ბირთვული ენერგეტიკული დონეების კლასიფიკაცია. ნუკლონის მდგომარეობა ბირთვში ხასიათდება n, l, j, m_j ოთხი კვანტური რიცხვით. $n=1, 2, 3, \dots$ მთავარი კვანტური რიცხვია. მათემატიკურად n დაკავშირებულია რადიალური ტალღური ფუნქციის კვანძების რიცხვთან. n ინდექსის მქონე ფუნქციას გააჩნია $n-1$ კვანძი. $l=0, 1, 2, \dots$ აღნიშნულია ნუკლონის ორბიტალური მომენტი. სპექტროსკოპიული ტერმინოლოგიის შესაბამისად $l=0, 1, 2, \dots$ მდგომარეობები აღინიშნება s, p, d, f , და ა.შ. ნუკლონის სრული მომენტი შეიძლება ლებულობდეს მნიშვნელობებს $j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$. $l \neq 0$ მოცემული მნიშვნელობისას j ლებულობს ორ მნიშვნელობას $l + \frac{1}{2}$ და $l - \frac{1}{2}$, ნუკლონის სპინის ორიენტაციის მიხედვით: ორ-

ბიტალური მომენტის მიმართულებით, ან მის სასპირისპიროდ. როცა $\ell=0$ შესაძლებელია მხოლოდ ერთად ერთი მნიშვნელობა $j = \frac{1}{2}$. m_j წარმოადგენს j სრული მომენტის პროექციას და დებულობს $-j, -(j-1), \dots, (j-1), j$ მნიშვნელობებს სულ $2j+1$ მნიშვნელობას.

ბირთვში ნუკლონის გარსული დონეების აღსანიშნავად გამოიყენება ატომურ ფიზიკაში გამოყენებული სიმბოლოების ანალოგიური აღნიშვნები. ჯერ იწერება n მთავარი კვანტური რიცვის შესაბამისი ციფრი, ამ ციფრის შემდეგ იწერება ℓ ორბიტალური მომენტის მნიშვნელობის შესაბამისი ასო, რომლის მარჯვენა ქვედა ინდექსი გვიჩვენებს j სრული მომენტის მნიშვნელობას. მაგალითად, $1d_{5/2}$ სიმბოლო აღნიშნავს მდგომარეობას რომლისათვის $n=1$, $\ell=2$, $j=5/2$. თვითშეთანხმებული პოტენციალის დონეებს გააჩნიათ განსაზღვრული ლუწობა. დონის ლუწობა ემთხვევა ℓ ლუწობას.

ე.ი. ნუკლონებს შორის მოქმედი რეალური ძალები, ნულოვან მიახლოებაში შეიძლება შევცვალოთ ყველა ნუკლონისათვის საერთო ძალთა ცენტრით. შესაბამისად მრავალი სხეულის ამოცანა დაიყვანება ამ ველში მოძრავი ერთი სხეულის ამოცანაზე. ნუკლონური თვითშეთანხმებული ველის შესაბამისი პოტენციალი შეირჩევა ემპირიულად. გარდა ამისა გათვალისწინებული უნდა იქნეს სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედება, რის შედეგად თვითშეთანხმებულ ველში ნაწილაკთა ურთიერთქმედების ჰამილტონიანს გააჩნია სახე

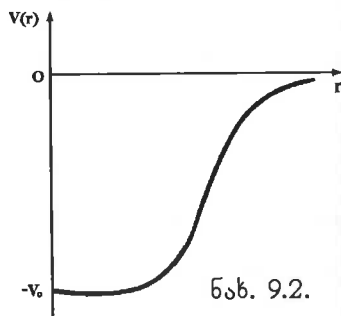
$$H = V(r) + U(r)\vec{s}\vec{\ell} \quad (9.1)$$

სადაც $V(r)$ - ნუკლონური თვითშეთანხმებული ველის პოტენციალია, რომელიც სქემატურად ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 9.2). \vec{s} - სპინური მომენტი, $\vec{\ell}$ - მისი ორბიტალური მომენტი, $U(r)$ - ცენტრალურ-სიმეტრიული პოტენციალი

$$U(r) = b \frac{\partial V}{\partial r} \quad (9.2)$$

სადაც b - სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედების მუდმივას უწოდებენ.

\vec{s} და $\vec{\ell}$ ვექტორები შეიძლება იყოს პარალელური ან ანტიპარალელური. პირველ შემთხვევაში ენერგეტიკული



დონეები წაინაცვლებენ ქვევით, ხოლო მეორე შემთხვევაში კი ზევით. ნეიტრონული დონეების განსაზღვრისათვის სარგებლობენ

$$U(r) = -\frac{U_0}{1 + \exp \frac{r-R}{a}} \quad (9.3)$$

ფუნქციით. ხოლო პროტონების დონეების განსაზღვრისათვის

$$U(r) = \begin{cases} \frac{(Z-1)e^2}{R} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], & r < R \\ \frac{Z-1}{r}, & r > R \end{cases} \quad (9.4)$$

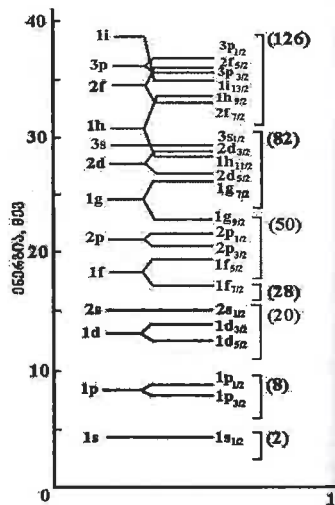
თვითშეთანხმებული კულონური პოტენციალით.

ნუკლონური თვითშეთანხმებული ველის პოტენციალის საფუძველზე დამუშავებული იქნა ბირთვის გარსული მოდელი. გარსულ მოდელში ფენომენოლოგიური შეწყვილებით გათვალისწინებული ნარჩენი ურთიერთქმედება იმ დაშვებით, რომ ბირთვში ადგილი აქვს ერთნაირი ნუკლონების შეწყველებას. ითვლება, რომ ერთნაირი ნუკლონები ერთნაირდებიან წყვილებად ისე, რომ ყოველი წყვილის მომენტი ტოლი იყოს ნულის, ხოლო ლუწობა იყოს დადებითი. კენტი რიცხვი ნუკლონების შემთხვევაში ერთ-ერთი მათგანი რჩება შეუწყვილებელი. გარსულ მოდელი ფენომენოლოგიური შეწყვილებით გამოიყენება ძირითადი მგომარების ყველა ლუწ-ლუწი და ყველა კენტი A მქონე ბირთვების სპინების და ლუწობის მნიშვნელობათა ასახსნელად. ნუკლონების ენერგეტიკული დონეები მოცემულია ცხრილში (ცხრ. 9.1).

ცხრ. 9.1

გარსი	მდგომარეობა	გარსში ნუკლონების რიცხვი	სპინ-ორბიტალური ენერგეტიკული რიცხვი
I	$1s_{1/2}$	2	2
II	$1p_{3/2} 1p_{1/2}$	$4 + 2 = 6$	8
III	$1d_{5/2} 1d_{3/2} 1s_{1/2}$	$6 + 4 + 2 = 12$	20
IV	$1f_{7/2} 1f_{5/2} 2p_{3/2} 2p_{1/2} 1g_{3/2}$	$8 + 6 + 4 + 2 = 30$	50
V	$1g_{7/2} 2d_{5/2} 2p_{3/2} 2d_{3/2} 3s_{1/2}$	$8 + 6 + 4 + 2 = 30$	82
VI	$1f_{7/2} 1h_{9/2} 1i_{13/2} 3p_{3/2} 2f_{5/2} 3p_{1/2}$	$8 + 10 + 14 + 4 + 6 + 2 = 44$	126

ენერგეტიკული დონეების განლაგება და გარსებში მათი დაჯგუფება მოცემულია აგრეთვე ნახაზზე (ნახ. 9.3). ცხრილი და ნახაზი მიეკუთვნება ნებისმიერი ტიპის ნუკლონებს: როგორც პროტონებს, ისე ნეიტრონებს. განსაზღვრული l შესაბამისი დონის გახლეჩა ორ $j = l + \frac{1}{2}$ და $j = l - \frac{1}{2}$ ქვედონედ განპირობებულია სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედებით. ეს ურთიერთქმედება იზრდება l კვანტური რიცხვის გაზრდისას.



ნახ. 9.3

§10. ბირთვის განზოგადოებული მოდელები. სხვა მოდელები

უმრავლეს ბირთვებს გააჩნიათ, როგორც ერთნაწილაკიანი ისე კოლექტიური თავისუფლების ხარისხები. მაგალითად, ზოგიერთ ბირთვების ძირითადი მდგომარეობის სპინები და ლუწობა, კარგად აღიწერება გარსული თეორიით, მაშინ როცა ელექტრული კვადრუპოლური მომენტი კოლექტიური თეორიით. ერთნაწილაკიანი და კოლექტიური თავისუფლების ხარისხები ერთდროულად გაითვალისწინება განზოგადოებულ მოდელში.

ისტორიულად პირველად განხილული იქნა განზოგადოებული მოდელი სუსტი კავშირით. ამ მოდელში იგულისხმება, რომ ბირთვი შედგება შიგა უწყვეტი სფერული მდგრადი ნაწილის- ჩონჩხის (წარმოშობილი შევსებული გარსების ნუკლონებით), და ერთი ან რამოდენიმე გარე ნუკლონისაგან, რომლებიც მოძრაობენ ჩონჩხების მიერ შექმნილ ველში. გარე ნუკლონების გავლენით ჩონჩხი შეიძლება განიცდიდეს რხევას, შეიცვალოს თავის ფორმა. ასეთი რხევების შედეგად იცვლება აგრეთვე ჩონჩხის ველი, რომელშიც მოძრაობენ გარე ნუკლონები. ჩონჩხის აღსაწერად გამოიყენება ერთ-ერთი კოლექტიური მოდელი, ხოლო გარე ნუკლონების აღსა-

წერად- დამოუკიდებელ ნაწილაკთა მოდელი. ამასთან ჩონჩხისა და გარე ნუკლონების თავისუფლების ხარისხებს შორის ურთიერთქმედება ითვლება სუსტად. განზოგადოებული მოდელი სუსტი კავშირით გამოიყენება ზოგიერთი აგზნებული დონეების განლაგებისა და მახასიათებლების ასახსნელად. ჩვენ განვიხილავთ ერთი გარე ნუკლონის და ჩონჩხის შემთხვევას. ამ შემთხვევაში ბირთვის ძირითადი მდგომარეობის დახასიათება ისეთივეა როგორც გარსულ მოდელში. აგზნება შეუძლიათ როგორც გარე ნუკლონს ისე ჩონჩხს. ჩონჩხში შეიძლება ადგილი ჰქონდეს ან კვადრუპოლურ, ან ოქტუპოლურ აგზნებებს. აგზნებული ჩონჩხის და გარე ნუკლონის მომენტების შეკრება გვაძლევს ახალი დონეების მომენტებს.

განზოგადოებულ მოდელში ძლიერი ურთიერთქმედებით, ისევე როგორც გარსულ მოდელში ითვლება რომ ყველა ნუკლონი თავისუფლად მოძრაობს თვითშეთანხმებულ ველში. გარსული მოდელისაგან განსხვავებით, ძალთა ცენტრს გააჩნია სფერული ასიმეტრიული ფორმა. გარდა ამისა შეუძლია თვით ბრუნვა როგორც ერთ მთლიანს. განზოგადოებულ მოდელი ძლიერი ურთიერთქმედებით გამოიყენება მრავალი ბირთვების დიდი რიცხვი დონეების განლაგებისა და მახასიათებლების ასახსნელად. განზოგადოებულ მოდელში ძლიერი კავშირით, მთავარს წარმოადგენს დაშვება არასფერული ფორმის თვითშეთანხმებულ პოტენციალში ნუკლონების დამოუკიდებელი მოძრაობის შესახებ.

ერთ-ერთი ყველაზე ფართოდ გამოყენებული არასფერული პოტენციალია

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) + C\vec{l}\vec{s} + D\vec{l}^2$$

სადაც,

$$\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2(1 + \frac{2}{3}\beta), \quad \omega_z^2 = \omega_0^2(1 - \frac{4}{3}\beta)$$

ხოლო ω_0, C, D - მუდმივებია.

ძლიერი კავშირის მოდელით კარგად აიხსნება ბირთვის ელექტრული კვადრუპოლური მომენტები.

გარდა ზემოთ განხილული მოდელებისა ბირთვის სტრუქტურის სხვადასხვა თვისებების ასახსნელად გამოიყენება მთელი რიგი სხვა მოდელები. თითქმის ყველა ეს მოდელი წარმოადგენს ჩვენს მიერ ზემოთ განხილული მოდელების გამარტივებულ ან განზოგადოებულ მოდელებს.

1. ფერმი-აირი. გარსული მოდელის გამარტივებული ვარიანტია, რომელშიც ნუკლონები განიხილება როგორც, დიდი მოცულობის შიგნით მოთავსებული ფერმი-აირი.

2. ბირთვული მატერია. ამ მოდელში შეისწავლება ბუნებაში არ არსებული ჰიპოთეტური უწყვეტი გარემო, რომელიც შედგება ერთნაირი რაოდენობის ნეიტრონებისა და პროტონებისაგან. ამასთან არ გაითვალისწინება პროტონების კულონური ურთიერთქმედება.

3. გარსული მოდელი შეწყვილებით. გარსული მოდელის ამ ვარიანტში ნარჩენი ურთიერთქმედება გაითვალისწინება ერთი სახის ნუკლონებს (რომელთა n, ℓ, j კვანტური რიცხვები ემთხვევა, ხოლო m_j აბსოლუტური სიდიდით ტოლია და ნიშნით საპირისპირო) შორის მოქმედი შეწყვილების ძალების შემოღებით.

4. ნუკლონური ასოციაციის მოდელი. ამ მოდელის თავდაპირველ მოდელში წარმოიდგინებოდა, რომ ბირთვი შედგება უფრო მსუბუქი ბირთვებისაგან. მაგალითად, ${}_3\text{Li}^6$ ბირთვი შედგება α -ნაწილაკისა და დეიტრონისაგან, ${}_6\text{C}^{12}$ ბირთვი სამი α -ნაწილაკისაგან, და ა.შ. თანამედროვე ვარიანტში ბირთვის ტალღური ფუნქცია წარმოიდგინება ზემოთ აღნიშნული სხვადასხვა ბმული მდგომარეობების ტალღური ფუნქციების სუპერპოზიციის სახით.

5. გარსული მოდელი ნარჩენი ურთიერთქმედებით. ეს არის გარსული მოდელის ყველაზე ზოგადი (და თანამედროვე) ფორმა, რომელშიც ამა თუ იმ საშუალებით შეიჩვენება ნარჩენი ურთიერთქმედების პოტენციალი.

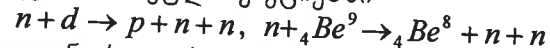
§11. ბირთვული ძალეზი. ბირთვული ძალეზის თვისებები

ნუკლონებს შორის მოქმედ ძალებს ბირთვული ძალები ეწოდება. ძირითადად ეს ძალები განპირობებულია ძლიერი ურთიერთქმედებით- ბუნებაში ყველაზე ინტენსიური ძალებით. ბირთვული ძალების დეტალური შესწავლა აუცილებელია ბირთვის სტრუქტურისა და ბირთვული რეაქციების უფრო ღრმა შესწავლისათვის. ბირთვულ ძალებს გააჩნიათ მოქმედების მცირე რადიუსი და მოქმედებენ მხოლოდ მიკროსამყაროში. ამიტომ ბირთვული ძალების შესწავლისათვის გამოიყენება მეთოდები, რომლებიც კლასიკური ფიზიკის თვალსაზრისით შეიძლება მიუღებლად მოგვეჩვენოს.

ნაწილაკებს შორის მოქმედი ძალების შესწავლა ყველაზე მარტივია რაც შეიძლება ნაკლები რიცხვი ნაწილაკთა სისტემისათვის. ამიტომ ძირითადად განიხილავენ ორი ნუკლონისაგან შემდგარ სის-

ტემას. კლასიკური თვალსაზრისით ნაწილაკებს შორის მოქმედი ძალების შესწავლისათვის უნდა ავიღოთ ორი ნაწილაკი და გავზომოთ მათ შორის მოქმედი ძალები სხვადასხვა მანძილებისას, სიჩქარეებისას და ორიენტაციებისას. სწორედ ამ გზით იქნა შესწავლილი ელექტრომაგნიტური და გრავიტაციული ურთიერთქმედებანი.

ამ მიზნით შეისწავლება პროტონი-პროტონი ($p-p$), ნეიტრონი-პროტონი ($n-p$) და ნეიტრონი-ნეიტრონი ($n-n$) სისტემების ურთიერთქმედებანი. ფაქტიურად ამჟამად შესწავლილია მხოლოდ ორი მათგანი ($p-p$) და ($n-p$). ($n-n$) სისტემა დღემდე არ არის ექსპერიმენტალურად შესწავლილი ნეიტრონული სამიზნეების არ არსებობის გამო. მაგალითად, მაღალი ენერგიებისას ($n-n$) გაბნევას შეისწავლიან ნეიტრონული ნაკადით დეიტრონული სამიზნეს ბომბარდირებით. დაბალი ენერგიებისას ($n-n$) გაბნევას შეიძლება დავაკვირდეთ ბირთვულ რეაქციებში



ნუკლონ-ნუკლონური ურთიერთქმედება მიღებულია დავყოთ დაბალი და მაღალი ენერგიების მიხედვით. დაბალი ეწოდება დაახლოებით ($10 \div 20$) მევ ენერგიამდე. მაღალი ასეული და მეტი მევ ენერგიისას. ($20 \div 100$) მევ შუალედურ არეს ზოგჯერ საშუალო ენერგიების არეს უწოდებენ. დაბალ და მაღალ ენერგიებზე დაყოფას გააჩნია მკაფიო ფიზიკური საფუძველი. დაბალი ენერგიებისას დეიტრონის ტალღის სიგრძე λ გაცილებით აღემატება ბირთვული ძალების მოქმედების R რადიუსს:

$$\lambda \gg R$$

ხოლო მაღალი ენერგიებისას პირიქით გაცილებით ნაკლები:

$$\lambda \ll R$$

ნეიტრონი-პროტონის გაბნევა დაბალი ენერგიებისას. ერთი ნაწილაკების სხვა ნაწილაკებზე გაბნევა ხასიათდება დიფერენციალური კვეთით $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ რომელიც დამოკიდებულია გაბნევის კუთხეზე, დაჯახების ენერგიაზე და სპინების ორიენტაციაზე. მაგრამ დაბალი ენერგიებისას გაბნევის აღწერა არსებითად გამარტივებულია. დიფერენციალური კვეთა არ არის დამოკიდებული კუთხეებზე და გამოისახება სრული კვეთის საშუალებით შემდეგი თანაფარდობით

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{d\sigma}{d\omega} \int d\Omega = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (11.1)$$

რამდენადმე გამარტივებულია დაბალი ენერგიებისას კვეთის დამოკიდებულება ნეიტრონისა და პროტონის სპინებზე. ამიტომ სრ-

ული კვეთა σ შეიძლება წარმოვადგინოთ ორი შესაკრების ჯამის სახით:

$$\sigma = \frac{3}{4}\sigma_i + \frac{1}{4}\sigma_s \quad (11.2)$$

სადაც σ_i - გაბნევის კვეთაა ტრიპლეტურ მდგომარეობაში (პროტონისა და ნეიტრონის სპინები პარალელურია, ასე რომ ჯამური სპინი ტოლია ერთის), ხოლო σ_s - გაბნევის კვეთაა სინგლეტურ მდგომარეობაში (პროტონისა და ნეიტრონის სპინები ანტიპარალელურია, ასე რომ ჯამური სპინი ნულის ტოლია).

თეორიულად მტკიცდება, რომ როცა პროტონისა და ნეიტრონის პარალელური სპინების შემთხვევაში არსებობს მხოლოდ ერთი ბმული მდგომარეობა (დეიტრონი), მაშინ ტრიპლეტური კვეთის ენერჯიაზე დამოკიდებულება პირველ მიახლებაში გამოისახება ფორმულით

$$\sigma_i = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \frac{1}{E + E_d} \quad (11.3)$$

სადაც E_d - დეიტრონის ბმის ენერჯიაა.

(11.3) ფორმულიდან ჩანს, რომ ზღვარში კვეთის ნულოვანი ენერჯია

$$\sigma_i(0) = \frac{4\pi\hbar^2}{mE_d} \quad (11.4)$$

სრული ექსპერიმენტალური კვეთა $\sigma(0)$ ნულოვანი ენერჯიის მახლობლობაში ტოლია 20 ბარნის. (11.4) ფორმულაში თუ გავითვალისწინებთ დეიტერიუმის ბმის ენერჯიის მგიშვანელობას, მაშინ ნულოვანი ენერჯიის მახლობლობაში გაბნევის ტრიპლეტური კვეთისათვის მიიღება $\sigma_i(0) = 2$ ბარნი. ე.ი. გაცილებით ნაკლებია სრულ კვეთაზე. აქედან ჩანს, რომ დაბალი ენერჯიებისას ძირითადად წარმადგენს სინგლეტური გაბნევა.

განვიხილოთ ახლა ფორმალურად სინგლეტური გაბნევა (11.3) ფორმით, მაგრამ დეიტრონის ბმის ენერჯიის ნაცვლად სხვა E_s ენერგეტიკული მუდმივით

$$\sigma_s = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \frac{1}{E + E_s} \quad (11.5)$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ (11.2) და (11.3), სრული კვეთისათვის მიიღება

$$\sigma = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \left(\frac{3}{E + E_d} + \frac{1}{E + E_s} \right) \quad (11.6)$$

დაბალი ენერჯიებისას პროტონ-პროტონული გაბნევისას უფრო ზუსტი თეორიული გამოთვლებით კვეთისათვის მიიღება ფორმულა

$$\sigma = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \left[\frac{3}{E + E_d \left(1 - \sqrt{\frac{mE_d}{\hbar^2} r_i}\right)} + \frac{1}{E + E_s \left(1 - \sqrt{\frac{mE_s}{\hbar^2} r_s}\right)} \right] \quad (11.7)$$

სადაც r_s და r_i - სინგლეტური და ტრიპლეტური ურთიერთქმედების რადიუსებია.

$$r_s = 2.2 \cdot 10^{-13} \text{ სმ} \quad \text{და} \quad r_i = 1.7 \cdot 10^{-13} \text{ სმ} \quad (11.8)$$

(11.7) და (11.8) გამოსახულებებიდან მიიღება სინგლეტური მდგომარეობის პოტენციალური ორმოს სიღრმის შეფასება

$$U_{os} \approx \frac{\pi\hbar^2}{4mr_s^2} \approx 20 \text{ მეგ}$$

ე.ი. შეიძლება ითქვას, რომ ნეიტრონულ-პროტონული დაბალენერგეტიკული გაბნევიდან შეიძლება მივიღოთ მცირე ინფორმაცია ბირთვული ძალების შესახებ (E_d, E_s, r_{oi}, r_{os}).

პროტონ-პროტონის გაბნევა დაბალი ენერჯიებისას. პროტონ-პროტონი სისტემას გააჩნია ნეიტრონი-პროტონი სისტემის განმასხვავებელი სამი დამახასიათებელი თავისებურება:

პირველია ის, რომ ორ პროტონებს შორის მოქმედებს არა მხოლოდ ბირთვული ძალები, არამედ განზიდვის კულონური ძალები. კულონური ძალები მცირეა ახლო მანძილებზე ბირთვულ ძალებთან შედარებით, მაგრამ დიდ მანძილებზე გათვალისწინებული უნდა იქნეს მათი მნიშვნელობა. დაცემული ნაწილაკი განიცდის ჯერ კულონური ძალების მოქმედებას, ხოლო შემდეგ ბირთვული ძალების მოქმედებას. ამიტომ კულონური ეფექტის როლი განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია მცირე კუთხეების და ძალიან დაბალი ენერჯიებისას გაბნევისას.

მეორე თავისებურებაა ის, რომ დაჯაბული ნაწილაკები ერთნაირია. პაულის პრინციპის თანახმად, $n-p$ სისტემაში დასაშვები მდგომარეობა აკრძალულია $p-p$ სისტემაში. $p-p$ სისტემაში დასაშვებია მხოლოდ შემდეგი მდგომარეობანი:

$$S=0 \quad \ell=0,2,4,\dots,$$

$$S=1 \quad \ell=1,3,5,\dots,$$

ს აღნიშნულია ჯამური სპინი. სრული მომენტი J მიიღება სპინური და ორბიტალური მომენტების ვექტორული შეკრებით. სინგლეთური მდგომარეობისათვის სრული მომენტი ტოლია ორბიტალურის $J=0, 2, 4, \dots$ ტრიპლეთური მდგომარეობებისათვის ℓ ყოველ მნიშვნელობას შეიძლება შეესაბამებოდეს სრული მომენტის სამი მნიშვნელობა $\ell-1, \ell, \ell+1$.

მესამე თავისებურებაა ის, რომ $(p-p)$ სისტემას არ გააჩნია ბმული მდგომარეობა. $p-p$ სისტემაში შეიძლება განსაზღვრული იქნეს ბირთვული ძალების ნიშანი, კულონური და ბირთვული გაბნევის ინტერფერენციის შესწავლის საფუძველზე. ნუკლონ-ნუკლონის გაბნევა მაღალი ენერგიებისას. მაღალი ენერგიებისას გაბნევა არ არის იზოტროპული დამოკიდებული ხდება პოტენციალის ფორმაზე. ურთიერთქმედების პოტენციალი შეიძლება დამოკიდებული იყოს არა მხოლოდ ნუკლონების სპინების ორიენტაციაზე, არამედ ნუკლონების ორბიტალური და სპინური მომენტების ორიენტაციაზე (სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედება), აგრეთვე შემაერთებელი ნუკლონების სპინებსა და რადიუს-ვექტორზე (ტენზორული ურთიერთქმედება).

ნახაზზე სქემატურად გამოსახულია დაცემული ნუკლონის გადახრა ნუკლონ-ნუკლონურ ძალთა ველში (ნახ. 11.2) ბირთვული ძალების მოქმედების არეში (დამტრისული არე) უარყოფითი V პოტენციალური ენერგია კომპენსირებული უნდა იქნეს ნაწილაკის იმპულსის Δp ცვლილებით:

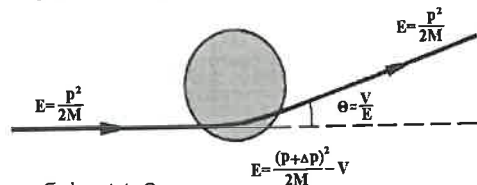
$$\frac{\bar{p}^2}{2m} = \frac{(\bar{P} + \Delta\bar{P})^2}{2m} - V \approx \frac{\bar{p}^2}{2m} + \frac{\Delta\bar{p} \cdot \bar{p}}{m} - V \quad (11.9)$$

(11.9) გამომდინარეობს, რომ როცა $E \gg V$ გადახრის კუთხისათვის

$$\Theta \approx \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{V}{E} \quad (11.10)$$

ასე, რომ მაღალი ენერგიებისას გაბნევას ადგილი ექნება უპირატესად წინ.

პროტონ-პროტონის გაბნევის დიფერენციალური კვეთა ენერგიის გაზრდისას ჯერ ეცემა და შეიძენს შესამჩნევ ანიზოტროპიას, მაგრამ შემდეგ 400 მეგ ენერგიამდე თითქმის არ არის დამოკიდებული



ნახ. 11.2

ბული ენერგიაზე და პრაქტიკულად იზოტროპულია, ე.ი. ერთნაირია ყველა მიმართულებით:

$$\frac{d\sigma_{pp}}{d\omega} = 3.4 \text{ მბარნი/სტრ}$$

და მხოლოდ 400 მეგ ენერგიაზე მეტი ენერგიებისას კვეთა ხდება ანიზოტროპული და არსებითად დამოკიდებული ენერგიაზე. კვეთის ასეთი ქცევა შეიძლება ავსხნათ თუ დაუშვებთ, რომ $0.3 \div 0.4$ ფერმი მანძილებზე მოქმედებს იწყებს განზიდვის ინტენსიური ძალები. მაღალი ენერგიებისას ნეიტრონ-პროტონული გაბნევისას კუთხური დამოკიდებულება არის არა იზოტროპული არამედ 90° მიმართ სიმეტრიული.

განვიხილოთ ახლა შეიძლება თუ არა გაიზომოს ნუკლონ-ნუკლონური გაბნევის კვეთა სპინების განსაზღვრული ორიენტაციისას. ცხადია, რომ ამისათვის ან დაცემულ ნაკადი, ან სამიზნე (უკეთესია თუ ორივე) იქნება პოლარიზებული, ე.ი. ნაწილაკთა სპინების უმრავლესობა ორიენტირებული იქნა განსაზღვრული მიმართულებით. ასეთი პოლარიზებული ნაკადების და სამიზნეების მიღება წარმოადგენს რთულ ტექნიკურ ამოცანას. პოლარიზებული პროტონების ნაკადით რეაქციების შესასწავლად გამოიყენება ორმაგი გაბნევა. ორმაგი გაბნევა ეწოდება პროცესს, რომლის დროსაც ჯერ საწყისი ნაკადი გაიბნევა ჯერ ერთ სამიზნეზე, ხოლო შემდეგ ხდება პირველი სამიზნეს მიერ გარკვეული კუთხით გაბნეული ნაწილაკების ფოკუსირება და გაბნევა მეორე სამიზნეზე. პირველი გაბნევისას ხდება ნუკლონების პოლარიზაცია. პოლარიზაცია განისაზღვრება თანაფარდობით

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$

სადაც N_+, N_- ნუკლონების რიცხვი, რომელთა სპინები მიმართული შესაბამისად ზევით და ქვევით, იქნება განსხვავებული სხვადასხვა ენერგიებისა და კუთხეებისათვის გაბნევისას. ამჟამად შესაძლებელია აგრეთვე სამმაგი გაბნევის შესწავლა. ასეთი ექსპერიმენტები საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ დამატებითი ინფორმაცია ძალების სპინებზე დამოკიდებულების შესახებ.

ძალები შეიძლება დამოკიდებული იყოს სპინებზე სხვადასხვაგვარად. პირველი, შესაძლებელია ძალები, რომლებიც დამოკიდებულია სპინების ერთმანეთის მიმართ ორიენტაციაზე. ასეთ ძალებს ადგილი აქვს როგორც ადრე ვნახეთ დაბალენერგეტიკული ნეიტრონ-პროტონი გაბნევისას. ეს ძალები ცენტრალურია, ე.ი. მიმართულია ნაწილაკების შემაერთებელი წრფის გასწვრივ. ასეთი ძალ-

ების ხარჯზე პოლარიზაცია არ შეიძლება წარმოიშვას. განსხვავებული თვისებები გააჩნიათ ტენზორულ ძალებს, რომლებიც დამოკიდებულია ნაწილაკების შემაერთებელი წრფის მიმართ სპინების ორიენტაციაზე. ეს ძალები არ არიან ცენტრალური და შეიძლება შექმნან პოლარიზაცია. ტენზორულის გარდა არაცენტრალური ბუნება გააჩნიათ აგრეთვე სპინ-ორბიტალურ ძალებს, რომელთა ინტენსიურობა და მიმართულება დამოკიდებულია ნაწილაკთა ორბიტალურ მოძრაობის მიმართ სპინების ორიენტაციაზე.

სხვადასხვა ენერგიებისას ნუკლონ-ნუკლონური ჩვეულებრივი, ორმაგი და სამმაგი გაბნევის ექსპერიმენტალური მონაცემების თანამედროვე მეთოდებით მათემატიკური ანალიზისას შედეგად ნაჩვენები იქნა, რომ ნუკლონ-ნუკლონური ურთიერთქმედებაში აქტიურად მონაწილეობს ყველა ზემოთ აღნიშნული ძალები. აქედან გამომდინარეობს, რომ ბირთვულ ძალებს გააჩნიათ რთული ბუნება. ის არ აღიწერება სხვა ცნობილი ძალების ანალოგიური მარტივი დამოკიდებულებით. ეს თავის მხრივ გვიჩვენებს ნუკლონების რთული სტრუქტურის შესახებ. ამჟამად მიღებულია მხოლოდ ბირთვული ძალებისათვის დამახასიათებელი შემდეგი თვისებები:

1. ბირთვული ძალები დიდია აბსოლუტური სიდიდით. ეს ყველაზე ძლიერი ძალებია ბუნებაში ცნობილი ყველა ურთიერთქმედებებიდან. მაგალითად ბირთვული ძალებით გამოწვეული ყველაზე მარტივი ბირთვის-დეიტრონის ბმის ენერგია 2.23 მეგ ტოლია, მაშინ როცა ელექტრომაგნიტური ძალებით გამოწვეული ყველაზე მარტივი ატომის-წყალბადის ატომისა 13.6 ევ ტოლია.
2. ბირთვული ძალები ახლოქმედების ბუნებისაა. მათი მოქმედების რადიუსი 10^{-13} სმ რიგისაა.
3. ბირთვული ძალები არსებითად დამოკიდებულია სპინებზე.
4. ბირთვული ძალები არაცენტრალურია, ე.ი. კლასიკური თვალსაზრისით, ის მიმართულია ურთიერთმოქმედი ნაწილაკების შემაერთებელი წრფისადმი კუთხით. კვანტური თვალსაზრისით არაცენტრალურობა ნიშნავს, რომ მათი მოქმედების გამო ორბიტალური მომენტი არ არის მოძრაობის ინტეგრალი.
5. ბირთვული ძალები, ნაწილობრივ მაინც, ატარებენ გაცვლით ბუნებისაა. გაცვლითობა წარმოადგენს წმინდა კვანტურ თვისებას, რის გამო ნუკლონებს დაჯახებისას შეიძლება გადაეცეთ ერთმანეთს თავიანთი მუხტები, სპინების პროექციები და აგრეთვე კოორდინატები.

6. ბირთვულ ძალებს გააჩნიათ არატრივიალური სიმეტრია პროტონებისა და ნეიტრონების მიმართ, რომელსაც იზოტოპური ინვარიანტობა ეწოდება.

7. ბირთვული ძალები მიიზიდავენ ნუკლონებს ერთმანეთთან 10^{-13} სმ მანძილი არეში, ხოლო ნაკლებ მანძილებზე გადაიქცევიან განზიდვის ძალებად. ეს თვისება აიხსნება ბირთვული ძალების განმზიდავი გულის არსებობით.

8. ბირთვულ ძალებს გააჩნიათ ნაჯერობის თვისება. ნაჯერობა მყლავნდება იმაში რომ ბირთვში ბმის კუთრი ენერგია ბირთვის გაზრდისას კი არ იზრდება, არამედ რჩება მუდმივი. ამჟამად დადგენილად ითვლება, რომ ნაჯერობა განპირობებულია განმზიდავი გულით და ბირთვული ძალების გაცვლითი ხასიათის ერთობლივი მოქმედებით.

9. მეზონური თეორიიდან გამომდინარეობს, რომ უნდა არსებობდეს სამმაგი ბირთვული ძალები, რომელთა მოქმედების რადიუსი ორჯერ ნაკლებია ჩვეულებრივ ძალთა მოქმედების რადიუსზე. სამმაგი ეწოდება ძალებს სამ სხეულს შორის, რომელიც მიისწრაფვის ნულისაკენ ერთი სხეულის მაინც უსასრულობაში დაშორებისას. სამმაგი ძალების ინტენსივობა (და ნიშანი) არ არის ცნობილი.

10. არ არის გამორიცხული, რომ ბირთვული ძალები ძლიერ დამოკიდებულია სიჩქარეებზე, ე.ი. დაჯახებული ნაწილაკების კინეტიკურ ენერგიებზე.

§12. ბირთვული ძალების თეორია. ბირთვული ძალების მეზონური თეორია

ბირთვული ძალების თეორიაში არსებობს სხვადასხვა პარალელური მიმართულებანი. მათგან მარტივია ფენომენოლოგიური ანალიზი. ფენომენოლოგიური ანალიზი დაიყვანება ნუკლონ-ნუკლონური ურთიერთქმედების ისეთი ჰამილტონიანის შერჩევაზე, რომ მივიღოთ თანხმობა ექსპერიმენტალური მონაცემების ერთობლიობასთან. სხვა სიტყვებით, ძალის მანძილზე დამოკიდებულება შეირჩევა ამ ძალების მოქმედების ცნობილი ცდისეული ფაქტებით. ამჟამად ცნობილია რამოდენიმე ურთიერთქმედების ჰამილტონიანი, რომელთა საშუალებით დამაკმაყოფილებლად აიხსნება ნუკლონ-ნუკლონური გაბნევის ცდისეული მონაცემები.

შედარებით უფრო ღრმა და შემეცნებით წარმოადგენს ბირთვული ძალების მეზონური თეორია (გ. იუკავა, 1935). თუ ფენომენოლოგიური აღწერა შეიძლება შევადაროთ კულონის კანონის აღ-

მოჩენას, მაშინ ბირთვული ძალების მეზონური თეორიის ისტორიულ სახედ შეიძლება გამოყენებული იქნეს მაქსველის განტოლებათა სისტემა, რომლიდანაც შეიძლება მივიღოთ არა მხოლოდ ორი მუხტის ურთიერთქმედება, არამედ რადიოტალღების გამოსხივება, სინათლის ინტერფერენცია, ელექტრული დენის მაგნიტზე მოქმედება. ზუსტად ასევე მეზონურ თეორიას მიეკუთვნება არა მხოლოდ ორი ნუკლონის ურთიერთქმედება, არამედ ისეთი საკითხები, როგორცაა π -მეზონების წარმოშობა ნუკლონების დაჯახებებისას. აგრეთვე პიონების ნუკლონებთან და ერთმანეთთან ურთიერთქმედებანი.

ბირთვული ძალების მეზონური თეორია აგებულია კვანტური ელექტროდინამიკის მსგავსად. კვანტური ელექტროდინამიკის ძირითადი იდეა- ურთიერთქმედების გადაცემა კვანტების საშუალებით, შესაძლებელია გადატანილი იქნეს ურთიერთქმედების სხვა სახეებზეც, კერძოდ, ბირთვებზე. იაპონელმა მეცნიერმა იუკავამ 1935წ. დაუშვა, რომ ბირთვული კვანტების როლს ასრულებენ ჭერ კიდევ უცნობი არასტაბილური დამუხტული ან ნეიტრალური ნაწილაკები- მეზონები რომელთა მასა დაახლოებით $(200 \div 300) m_e$ ტოლი უნდა იყოს. (ბერძნულად "მეზოს" ნიშნავს საშუალოს შუალედურს, მეზონის მასა შუალედურია ელექტრონისა და პროტონის მასებს შორის).

დაუშვათ, რომ ბირთვული ურთიერთქმედება მიმდინარეობს $\Delta t = \tau$, ბირთვულ დროის განმავლობაში. მაშინ განუზღვრელობის თანაფარდობის $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ თანახმად, $\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t}$ ენერჯიის ხარჯზე Δt მცირე დროში უშუალოდ ნუკლონის მახლობლობაში წარმოიქმნება $m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{\hbar}{\Delta t \cdot c^2}$ მასის ვირტუალური მეზონი. ჩვეულებრივი ნაწილაკებისაგან განსხვავებით ვირტუალური ნაწილაკები მხოლოდ მცირე Δt დროის განმავლობაში არსებობენ, როცა მათ შეუძლიათ ნუკლონს მხოლოდ a მანძილით დაშორდნენ, სადაც $a = c\Delta t$. Δt დროის შემდეგ ვირტუალური ნაწილაკი კვლავ "ჩაიჭირება" ნუკლონის მიერ. ამრიგად, ნუკლონი უნდა წარმოვიდგინოთ, როგორც გარშემორტყმული უწყვეტად გაჩენილი და ჩაჭერილი ვირტუალური მეზონების ღრუბლით, ამ მეზონური ღრუბლის ("ქურქის") რადიუსი იქნება

$$a = \frac{c\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{mc}$$

ვირტუალური მეზონი შეიძლება ჩაჭერილი იქნეს არა მარტო "საკუთარი", არამედ რომელიმე სხვა ნუკლონითაც, თუ ეს ნუკლონი მეზონურ ღრუბელში მოხვდება. სწორედ ნუკლონიდან ნუკლონზე ვირტუალური მეზონების გადაცემით აიხსნება ბირთვული ურთიერთქმედების მექანიზმი.

იუკავას მეზონების აღმოჩენა, თუკი ისინი არსებობენ, შესაძლებელია მხოლოდ მაშინ, როცა ისინი ვირტუალურ კი არა, არამედ არსებობენ თავისუფალ მდგომარეობაში, ე.ი. წარმოქმნის ადგილიდან ისეთ მანძილებზე, რომლებიც სჭარბობს ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსს.

დასაწყისში არასწორი დასკვნა გაკეთდა კვანტების აღმოჩენის შესახებ, თითქოს ეს იყო 1938წ. კოსმოსურ სხივებში აღმოჩენილი μ -მეზონები- მიონები, რომელთა მასა $m_\mu = 207m_e$, მაგრამ მალე გამოირკვა, რომ მიონები არ მონაწილეობენ ძლიერ ბირთვულ ურთიერთქმედებაში.

შემდგომში, 1947-1950წწ., ჭერ კოსმოსური სხივების შემადგენლობაში, ხოლო შემდეგ ამაჩქარებლებში აღმოჩენილი იქნა პიონები, ანუ π -მეზონები (π^+ , π^- და π^0) რომლებიც მონაწილეობენ ძლიერ ურთიერთქმედებაში, ხოლო მათი მასა $m = 270m_e$, ბარიონული მუხტი $B = 0$, იზოსპინი $T = 1$, სპინი $s = 0$ და გააჩნიათ უარყოფითი შინაგანი ლუწობა $P = -1$.

π -მეზონების აღმოჩენამ სტიმული მისცა მეზონური თეორიის კონკრეტული ვარიანტების განვითარებას. ერთ-ერთი თეორიის თანახმად

$$\varphi = -g_N \frac{e^{-r/\lambda}}{r}$$

ფუნქციით აღიწერება მეზონური ღრუბელი, რომელიც გარს ერტყმის ნუკლონს. ამ ფუნქციას იუკავას პოტენციალს უწოდებენ. g_N - ნუკლონის მეზონური მუხტია, $\lambda_c = \frac{\hbar}{mc}$ - მეზონის კომპტონური ტალღის სიგრძე, სადაც $m = 273m_e$.

§13. დეიტრონი

დეიტრონი არის უმარტივესი ბირთვი რომელიც ერთ პროტონსა და ერთ ნეიტრონს შეიცავს. ე.ი. არსებობს $n-p$ სისტემის ერთი ბმული მდგომარეობა- დეიტრონი ${}_1d^2$ (${}_1H^2$). დეიტრონის ძირითადი თვისებებია:

1. დეიტრონის ბმის ენერგია E_d ტოლია 2.23 მეგ, ე.ი. მიახლოებით 1 მეგ ნუკლონზე. დეიტრონის ბმის ენერგიის ანომალური სიმცირე წარმოადგენს ბირთვული ძალების ახლო რადიუსზე მოქმედების პირდაპირ შედეგს. ექსპერიმენტალურად დეიტრონის ბმის ენერგია განისაზღვრება (პირდაპირი და შებრუნებული) რეაქციით

$$\gamma + d \leftrightarrow p + n$$

უფრო ზუსტი განსაზღვრა ამ ბმის ენერგიის ხორციელდება მას-სპექტრომეტრიული მეთოდებით.

2. დეიტრონს არ გააჩნია აგზნებული მდგომარეობები, რაც აგრეთვე განპირობებულია ბირთვული ძალების ახლო მოქმედებით.

3. დეიტრონის სპინი ტოლია ერთის, $J_d = 1$.

4. დეიტრონის ლუწობა დადებითია, ე.ი.

$$\Psi_d(\vec{r}) = \Psi_d(-\vec{r})$$

სადაც, $\Psi_d(\vec{r})$ დეიტრონის შინაგანი მდგომარეობის ტალღური ფუნქციაა, \vec{r} - პროტონსა და ნეიტრონს შორის მანძილი.

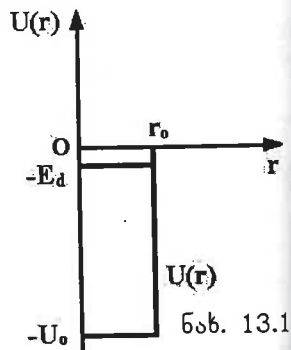
5. დეიტრონის მაგნიტური მომენტი ტოლია, $\mu_d = 0.86 \mu_B$. μ_d მნიშვნელობა მცირედი განსხვავდება პროტონისა და ნეიტრონის მაგნიტური მომენტების ალგებრული ჯამისაგან. მათ შორის განსხვავება მოწმობს იმას, რომ დეიტრონში პროტონისა და ნეიტრონის სპინები არ არის მთლიანად პარალელური, ან დეიტრონში არსებობს მაგნიტური მომენტი, რომელიც წარმოიშობა პროტონის ორბიტალური მოძრაობით.

ორი ნუკლონის ფარდობითი მოძრაობა შეიძლება განვიხილოთ როგორც პროტონ-ნეიტრონული პოტენციალის ძალთა ველში μ

($\mu = \frac{m_N}{2}$, m_N - ნუკლონის მასა) დაყვანილი მასის ერთი ნაწილაკის მოძრაობა.

სიმარტივისათვის პროტონის ნეიტრონთან ურთიერთქმედების ენერგია ჩავთვალოთ მოცემული სიღრმისა და სიგანის მართკუთხა პოტენციალურ ორმოდ (ნახ. 13.1). ორმოს სიგანე r_0 შეესაბამება ბირთვული ძალების მომედების რადიუსს. ორმოს სიღრმე შეესაბამება დაბალი ბმული მდგომარეობის ენერგიას. ზუსტი ანალიზი გვიჩვენებს, რომ

$$U_0 r_0^2 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8\mu} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{4m_N} \quad (13.1)$$



როცა $U_0 r_0^2$ თუ მხოლოდ მცირედი აღემატება $\frac{\pi^2 \hbar^2}{4m_N}$, ე.ი. როცა

$$\left| U_0 r_0^2 - \frac{\pi^2 \hbar^2}{4m_N} \right| \ll \frac{\pi^2 \hbar^2}{4m_N} \quad (13.2)$$

მაშინ გვექნება "ვიწრო და ღრმა პოტენციალური ორმოს შემთხვევა. ეს სიტუაცია გამოსახულია ნახ. 13.1). მის მახასიათებელ თავისებურებას წარმოადგენს ბმის ენერგიის მცირე სიდიდე, $E_d \ll U_0$, და ორმოს შიგნით ნაწილაკის ყოფნის მცირე $\omega(r)$ ალბათობა. ღრმა და ფართო ორმოს შემთხვევა განისაზღვრება

$$U_0 r_0^2 \gg \frac{\pi^2 \hbar^2}{4m_N} \quad (13.3)$$

პირობიდან ამ შემთხვევაში ორმოს გააჩნია მრავალი დონე და მათ შორის უმცირესი ბმის ენერგია სიდიდის რიგით ემთხვევა U_0 .

(13.1) საშუალებით შეიძლება განვსაზღვროთ ნეიტრონის პროტონთან ურთიერთქმედების პოტენციალური ორმოს სიღრმე U_0 . რადგან დეიტრონის ბმის ენერგია ბევრად ნაკლებია U_0 , ამიტომ

$$პირველ მიახლოებაში შეიძლება ჩავთვალოთ $U_0 r_0^2 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{4m_N} \quad (13.4)$$$

სადაც თუ ჩავსვამთ ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსის მნიშვნელობას $r_0 = 1.7 \cdot 10^{-13}$ სმ, მივიღებთ $U_0 \approx 33$ მეგ. დეიტრონის სიმყიფე გამოიყენება ბირთვულ ფიზიკაში მაღალი ენერგიის ნეიტრონების ნაკადის მისაღებად, მოწყვეტის რეაქციის საშუალებით ბირთვის დონეების შესასწავლად.

მანძილს, რომელზედაც $U(r)$ ფუნქცია e -ჯერ მცირდება, დეიტრონის მოქმედების რადიუსი ეწოდება,

$$R_d = \frac{1}{\gamma} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu\Delta W}} = 4.32 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}$$

R_d და a სიდიდეების შედარება გვიჩვენებს, რომ დეიტონის რადიუსი ორჯერ მეტად სჭარბობს ორმოსათვის ჩვენს მიერ არჩეულ რადიუსს $a = 2.1 \cdot 10^{-13}$ სმ. ამრიგად დეიტონის ნუკლონებს აქვთ საკმარისად დიდი ალბათობა, იმყოფებოდნენ პოტენციალური ორმოს გარეთ. ასე, რომ საშუალოდ ისინი ორმოს კიდეზე იმყოფებიან. ამ თვისებების გამო დეიტონს "ფხვიერ" ბირთვს უწოდებენ.

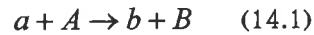
§14. ბირთვული რეაქციები

ბირთვული რეაქცია ამ სიტყვის ფართო გაგებით ეწოდება ნებისმიერ პროცესს, რომელიც იწყება ორი (იშვიათად რამოდენიმე) მიკრონაწილაკის (მარტივი ან რთული) დაჯახებით და მიმდინარეობს ძლიერი ურთიერთქმედებით.

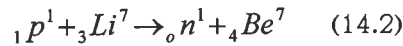
ექსპერიმენტალურ დანადგარებში ჩვეულებრივ უფრო მძიმე ნაწილაკი უძრავია, ხოლო უფრო მსუბუქი ეჯახება (ნახ. 14.1, 14.2). უძრავ წილაკს ეწოდება სამიზნე ნაწილაკი (ან სამიზნე ბირთვი, როცა ის ბირთვია), დაცემულ ნაწილაკს სპეციალური სახელი არ გააჩნია (ინგლისურ ენაში გამოიყენება ტერმინი **projectile**-ყუმბარა).

ბირთვული რეაქციების შესწავლა აუცილებელია ახალი იზოტოპების, ახალი ნაწილაკების, ბირთვების და ელემენტარული ნაწილაკების აღზნებული მდგომარეობების შესასწავლად.

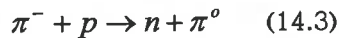
ბირთვული რეაქციების ყველაზე უნივერსალური და თვალსაჩინო ჩასაწერად გამოიყენება ქიმიიდან ცნობილი ჩაწერა: მარცხნივ იწერება საწყისი ნაწილაკების ჯამი, შემდეგ ისმება ისარი, რომელიც გვიჩვენებს რეაქციის პროცესის მიმდინარეობის მიმართულებას, ხოლო შემდგომ მარჯვნივ იწერება რეაქციის საბოლოო პროდუქტების ჯამი:



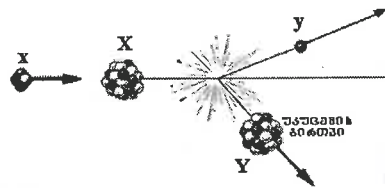
მაგალითად,



ფორმით ჩაიწერება ${}_1p^1$ პროტონის ${}_3Li^7$ ლითიუმის ბირთვთან დაჯახება, რის შედეგად წარმოიშობა ნეიტრონი ${}_0n^1$ და ${}_4Be^7$ ბერილიუმის იზოტოპი. ასეთივე ფორმით შეიძლება ჩავწეროთ ელემენტარული ნაწილაკების ურთიერთგარდაქმნის ნებისმიერი რეაქცია. მაგალითად,



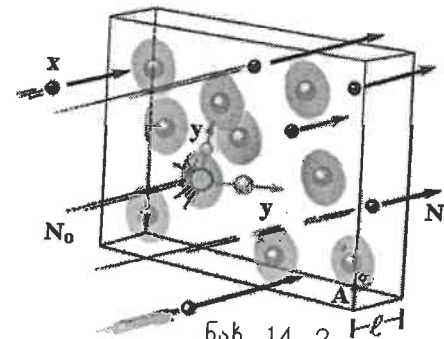
გამოსახავს უარყოფითი დამუხტული პიონის π^- პროტონთან დაჯახების პროცესს, რის შედეგად წარმოიშობა ნეიტრონი და ნეიტრალური პიონი π^0 .



ნახ. 14.1

ხშირად გამოიყენება ჩაწერის სხვა ფორმა, სადაც ჯერ იწერება სამიზნე-ბირთვი, შემდეგ ფრჩხილებში დაცემული ნაწილაკი, მძიმის შემდეგ რეაქციის შედეგად მიღებული ნაწილაკები, და ბოლოს რეაქციის შედეგად მიღებული ბირთვი-პროდუქტი: $A(a, bcd \dots)B$. მაგალითად, (14.2) რეაქცია ასე შეიძლება ჩავწეროთ ${}_3Li^7(p, n){}_4Be^7$. ხშირად გამოიყენება უფრო მოკლე ჩაწერა, მაგალითად სიმბოლო (p, n) გვიჩვენებს რაიმე ბირთვიდან პროტონით ნეიტრონის გამოტყორცნის რეაქციას.

ბირთვული რეაქციები რაოდენობრივად შეიძლება აღვწეროთ მხოლოდ სტატისტიკურად, ე.ი. ისე რომ სადაც პრინციპულად შესაძლებელია ვილაპარაკოთ მხოლოდ ბირთვული რეაქციის დამახასიათებელ სხვადასხვა პროცესების ალბათობაზე. მაგალითად, $a + A \rightarrow b + B$ რეაქცია შეიძლება მთლიანად დავახასიათოთ $d\Omega = \sin \Theta d\Theta d\phi$ სხეულოვანი კუთხის შიგნით გაბნევის დიფერენციალური ეფექტური კვეთით $\frac{d\sigma}{d\omega}$, სადაც Θ და ϕ



ნახ. 14. 2.

ერთ-ერთი ნაწილაკის გაბნევის პოლარული და აზიმუტალური კუთხეებია, ამასთან Θ კუთხე აითვლება დაცემული ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულებიდან. დიფერენციალური ეფექტური კვეთის Θ და ϕ კუთხეებზე დამოკიდებულებას რეაქციისას წარმოშობილი ნაწილაკების კუთხური განაწილება ეწოდება. ხშირად სარგებლობენ ინტეგრალური, ან სრული კვეთით,

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\omega} d\Omega$$

რომლიც ახასიათებს რეაქციის ინტენსივობას.

ექსპერიმენტალური გამოკვლევების უმრავლესობა ტარდება ლაბორატორიულ კოორდინატთა სისტემაში (ლკს), სადაც სამიზნე სათა ცენტრის სისტემაში (მცს), ან ინერციის ცენტრის სისტემაში (იკს), სადაც უძრავია დაჯახებული ნაწილაკების ინერციის ცენტრი. როცა რეაქციაში მონაწილეობენ ნულისაგან განსხვავებული სპინის მქონე ნაწილაკები, მაშინ კვეთა დამოკიდებულია სპინების ორიენტაციაზე. ამიტომ, როცა დაცემული ნაწილაკები ან სამიზნე ნაწილაკები პოლარიზებულია, ე.ი. გააჩნიათ არა ქაოსურად ორიე-

ნტირებული, ან ნაწილობრივ მაინც ორიენტირებული სპინები, კვ-
ეთა დამოკიდებულა სპინების ორიენტაციაზე. რაოდენობრივად ნა-
წილაკთა ნაკადის სპინების ორიენტაცია (და საერთოდ ნებისმიერი
სისტემის) აღიწერება პოლარიზაციის ვექტორით, რომელიც ტო-
ლია სპინის ვექტორის საშუალო მნიშვნელობა გაყოფილი ამ სპ-
ინის პროექციის მაქსიმალურ მნიშვნელობაზე. პოლარიზაციის ვე-
ქტორის აბსოლუტურ სიდიდეს ხშირად უბრალოდ პოლარიზაციის
უწოდებენ და იზომება პროცენტებში.

ბირთვული რეაქციის განხორციელებისათვის გამოიყენება სხვ-
ადასხვა ნაწილაკები: პროტონები, ნეიტრონები, დეიტრონები, α -
ნაწილაკები, ფოტონები, ელექტრონები, მძიმე იონები, აგრეთვე პი-
ონები, ნეიტრინო, მიუონები, კაონები ჰიპერონები, ანტინუკლონე-
ბი. სამიზნედ შეიძლება გამოიყენებული იქნეს დიდ სიციცხლის ხან-
გრძლივობის მქონე ბირთვები, აგრეთვე პროტონები. არ არსებობს
ნეიტრონული სამიზნე.

§15. შენახვის კანონები ბირთვული რეაქციებისას

ბირთვული რეაქციების ფიზიკაში გამოიყენება შემდეგი შენახვ-
ის კანონები:

1. ენერჯის შენახვის კანონი.
2. იმპულსის შენახვის კანონი.
3. იმპულსის მომენტის შენახვის კანონი.
4. ელექტრული მუხტის შენახვის კანონი.
5. ბარიონული მუხტის შენახვის კანონი.
6. ლეპტონური მუხტის შენახვის კანონი.

განვიხილოთ ენერჯისა და იმპულსის შენახვის კანონები. ორი
ნაწილაკის დაჯახებითი პროცესისათვის ეს კანონები რელატივისტ-
ური ფორმით ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$E_{1\text{კელ}} + E_{2\text{კელ}} = E'_{1\text{კელ}} + E'_{2\text{კელ}} + \dots + E'_{n\text{კელ}} \quad (15.1)$$

$$\vec{p}_{1\text{კელ}} + \vec{p}_{2\text{კელ}} = \vec{p}'_{1\text{კელ}} + \vec{p}'_{2\text{კელ}} + \dots + \vec{p}'_{n\text{კელ}} \quad (15.2)$$

სადაც შტრიხის გარეშე სიდიდეებით აღნიშნულია დაჯახებამდე ნა-
წილაკების რელატივისტური ენერჯია და იმპულსები, ხოლო შტ-
რიხებით აღნიშნულია იგივე სიდიდეები დაჯახების შემდეგ.

ექსპერიმენტალურ გამოკვლევებისას ნაწილაკთა ენერჯიის ქვეშ
იგულისხმება მისი კინეტიკური ენერჯია

$$E \equiv K = E_{\text{კელ}} - mc^2 \quad (15.3)$$

სადაც m - ნაწილაკის უძრაობის მასაა. (15.3) თუ გავითვალისწინე-
ბთ (15.1)-ში მივიღებთ:

$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n - Q \quad (15.4)$$

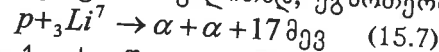
სადაც,

$$Q = (m_1 + m_2 - m'_1 - m'_2 - \dots - m'_n)c^2 \quad (15.5)$$

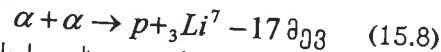
რეაქციისას გამოყოფილი ენერჯიაა და მას რეაქციის ენერჯიას უწ-
ოდებენ. ის ისევე როგორც ქიმიისაში შეაქვთ რეაქციის აღნიშვნაში.
მაგალითად, $A(a,b)B$ რეაქციას უფრო სრული ფორმით ასე ჩა-
წერენ:

$$a + A \rightarrow b + B + Q \quad (15.6)$$

როცა $Q > 0$, რეაქციას ეწოდება ეგზოთერმული, ე.ი. მიმდინარე-
ობს ენერჯიის გამოყოფით. მაგალითად, ეგზოთერმული რეაქციაა



როცა $Q < 0$, რეაქციას ეწოდება ენდოთერმული, ე.ი. მიმდინარე-
ობს ენერჯიის შთანთქმით. ენდოთერმულს წარმოადგენს ყველა შე-
ბრუნებული შექცეული ეგზოთერმული რეაქცია. მაგალითად, ენ-
დოთერმულია რეაქცია



დრეკადი გაბნევისას, ცხადია, რომ $Q = 0$.

ეგზოთერმული რეაქცია შეიძლება მიმდინარეობდეს დაცემული
ნაწილაკთა მცირე ენერჯიისას. ენდოთერმულ რეაქციას გააჩნია
ზღვარი. ზღვრული ეწოდება დაჯახებული ნაწილაკთა მინიმალურ
კინეტიკურ ენერჯიას, რომლის შემდეგაც რეაქცია ხდება ენერგეტი-
კულად შესაძლებელი.

უნდა აღინიშნოს, რომ $E_{\text{ზღ}}$ ზღვრული ენერჯია არ ემთხვევა Q
რეაქციის ენერჯიას. $E_{\text{ზღ}}$ ზღვრული ენერჯია განისაზღვრება თან-
ფარდობით

$$E_{\text{ზღ}} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right) \quad (15.9)$$

ე.ი. ზღვრული ენერჯია ყოველთვის მეტია რეაქციის ენერჯიაზე.
(14.9) ფორმულას რელატივისტურ შემთხვევაში გააჩნია სახე:

$$E_{\text{ზღ}} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{Q}{2m_2c^2} \right) \quad (15.10)$$

დაბალი ენერჯიებისას რეაქციის მიმდინარეობისათვის დიდი მნი-
შვნელობა აქვს მოძრაობის რაოდენობის შენახვის კანონს. ორი
ნაწილაკის ფარდობით მოძრაობისას ორბიტალური იმპულსის მო-
მენტი ლეზულობს დისკრეტულ მნიშვნელობებს $\ell = 0, 1, 2, \dots$ (\hbar
ერთეულებში). უძრავ ბირთვზე (ნახ. 15.1) დაცემული ნაწილაკის
 $\hbar \ell$ იმპულსის მომენტი ტოლია pb , სადაც p ნაწილაკის იმპულს-

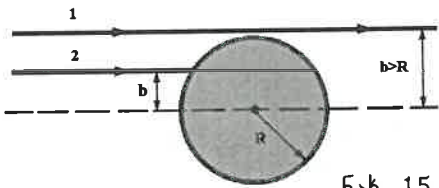
სია, b სამიზნე პარამეტრი, ე.ი. მინიმალური მანძილი რომელზე-
ედაც მიუახლოვდება დაცემუ-
ლი ნაწილაკი სამიზნე-ნაწილა-
კს. რეაქციას ადგილი ექნება
მხოლოდ იმ შემთხვევაში, რო-
ცა b არ აღემატება ნაწილაკე-
ბს შორის მოქმედი ძალების რადიუსს $b \ll R$, ანუ $bp \ll Rp$, ან
 $\hbar l \ll Rp$. აქედან მიიღება l მნიშვნელობა,

$$l \leq \frac{pb}{\hbar} = \frac{2\pi R}{\lambda} \quad (15.11)$$

სადაც λ - დაცემული ნაწილაკის დე-ბროილის ტალღის სიგრძეა.
რეაქცია პრინციპში შესაძლებელია l ნებისმიერი მნიშვნელობისას,
მაგრამ რეაქციის ალბათობა მკვეთრად ეცემა როცა (15.11) პირობა
არ სრულდება. თუ რეაქციის სრულ კვეთას წარმოვადგენთ რეაქცი-
ის σ_i პარციალური კვეთების ჯამის სახით $\sigma = \sum \sigma_i$, მაშინ იმპუ-
ლსის შემცირებისას ელექტრულად ნეიტრალური ნაწილაკებისათვის
პარციალური კვეთა $\sigma_i \sim (2l+1)p^{4l} \sim (2l+1)E^{2l}$, ე.ი. ნაწილაკ-
ის E ენერჯიის შემცირებისას σ_i მით უფრო სწრაფად კლებულო-
ბს, რაც უფრო მეტია l . ელექტრულად დამუხტული ნაწილაკების-
ათვის ეს კლება ხდება კიდევ უფრო სწრაფად.

ბირთვულ რეაქციებში სრულდება ელექტრული მუხტის შენახ-
ვის კანონი, რომლის თანახმად რეაქციამდე ნაწილაკთა ელექტრუ-
ლი მუხტების ალგებრული ჯამი ტოლია რეაქციის შემდეგ ნაწილ-
აკთა ელექტრული მუხტების ალგებრული ჯამის.

ბირთვისა და ელემენტარული ნაწილაკების ურთიერთგარდაქმნ-
ების ექსპერიმენტალური მონაცემების ერთობლიობა გვიჩვენებს,
რომ ელექტრული მუხტის შენახვის კანონის გარდა არსებობს ბარ-
იონული მუხტის შენახვის კანონი. კერძოდ, ყოველ ნაწილაკს შე-
ესბამება ბარიონული მუხტის რაღაც მნიშვნელობა. პირობითად მას
თვლიან $+1$ ტოლად ბარიონებისათვის, და -1 ტოლად ანტიბარი-
ონებისათვის და ნულის ტოლად ყველა დანარჩენი ნაწილაკე-
ბისათვის. ამასთან, ნაწილაკთა სისტემის ბარიონული მუხტების
ალგებრული ჯამი რჩება უცვლელი მასში მიმდინარე ნებისმიერი
პროცესებისას. ყველა ნაწილაკის ბარიონული მუხტი მთელი რიც-
ხვითია. ელექტრონისა და γ -კვანტის ბარიონული მუხტი ნულის
ტოლია, ხოლო პროტონისა და ნეიტრონის ერთი ტოლი. ამიტომ
 A მასური რიცხვი წარმოადგენს ბირთვის ბარიონულ მუხტს. ბარ-
იონული მუხტის შენახვის კანონით განპირობებულია ატომური ბი-
რთვების სტაბილურობა. მაგალითად, ამ კანონით აკრძალულია ყვე-



ნახ. 15.1.

ლა დანარჩენი შენახვის კანონებით დასაშვები და ენერგეტიკულად
ხელსაყრელი ბირთვის ორი ნეიტრონის გარდაქმნა γ -კვანტებად.
ბარიონული მუხტის შენახვის კანონი ფართოდ გამოიყენება ელ-
ემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში.

ყოველი ლეპტონი ხასიათდება განსაზღვრული კვანტური რიცხ-
ვით, რომელსაც ლეპტონურ მუხტს ან ლეპტონურ რიცხვს უწოდ-
ებენ. განასხვავებენ ელექტრონულ L_e ($e^-, e^+, \nu_e, \bar{\nu}_e$ - ლეპტო-
ნური ნაწილაკებისათვის), მიონურ L_μ ($\mu^-, \mu^+, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ - ლეპტ-
ონური ნაწილაკებისათვის), და ტაონურ L_τ ($\tau^-, \tau^+, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ -
ლეპტონური ნაწილაკებისათვის) ლეპტონურ მუხტებს (რიცხვს).
(ან, ლეპტონურ L , მეორე ლეპტონურ L' და მესამე ლეპტონურ
რიცხვს L''). ეს არსებითად განსხვავებული სიდიდეებია, მაგრამ,
მათ პირობითად მიაწერენ ერთნაირ რიცხვით მნიშვნელობებს. ყველა
უარყოფითად დამუხტული ლეპტონური ნაწილაკის (e^-, μ^-, τ^-)
ლეპტონური მუხტი ითვლება $+1$, ხოლო ყველა დადებითად და-
მუხტული ლეპტონური ნაწილაკის (e^+, μ^+, τ^+) ლეპტონური მუ-
ხტი -1 ტოლად. ყველა დანარჩენი სხვა ნაწილაკის ლეპტონური
მუხტი ითვლება ნულის ტოლი. ჩაკეტილი სისტემის ლეპტონური
მუხტების ალგებრული ჯამი რჩება უცვლელი მასში მიმდინარე
ნებისმიერი პროცესებისას.

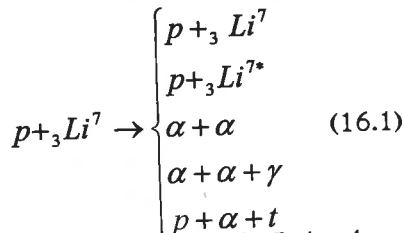
ლუწობის შენახვის კანონის თანახმად საწყისი მდგომარეობის
ლუწობა არ უნდა შეიცვალოს რეაქციისას. $a+A \rightarrow b+B$ ბირთვ-
ული რეაქციისას ლუწობის შენახვის კანონისათვის საჭიროა შეს-
რულდეს ტოლობა

$$P_a P_A (-1)^{\ell_a(A)} = P_b P_B (-1)^{\ell_b(B)}$$

სადაც P_a, P_A, P_b, P_B ურთიერთმოქმედი და წარმოშობილი ნაწილაკ-
ისა და ბირთვის შინაგანი ლუწობაა, ხოლო $\ell_a A, \ell_b B$ a და b ნა-
წილაკების ორბიტალური კუთხური მომენტები A და B ბირ-
თვების მახლობლობაში ფარდობითი მოძარობისას.

§16. ბირთვული რეაქციების თვისებები

ერთი და იმავე საწყისი პირობებისას ბირთვული რეაქცია შეიძლება მიმდინარეობდეს სხვადასხვა საშუალებით. მაგალითად, პროტონის ${}_3\text{Li}^7$ ბირთვთან დაჯახებისას შეიძლება მოხდეს შემდეგი პროცესები:

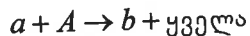


ამ საბოლოო მდგომარეობებს უწოდებენ რეაქციის არხებს. გამოიყენება აგრეთვე ცნებები შასავალი და გამოსავალი არხები. დრეკადი გაბნევის გამოსავალ არხს უწოდებენ დრეკად არხს.

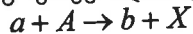
როცა დაცემული ნაწილაკის ენერგია ნაკლებია რაიმე ენდთერმული ენერგიის ზღვარზე, მაშინ შესაბამის არხს უწოდებენ დახურულს. დახურული არხით რეაქცია არ შეიძლება მიმდინარეობდეს.

სხვადასხვა არხს შეესაბამება სხვადასხვა ეფექტური კვეთა. მათგან განსაკუთრებულ როლს თამაშობს დრეკადი გაბნევის კვეთა $\sigma_{\text{დრეკა}}$ რომლის დროსაც არც დაცემული ნაწილაკი და არც სამიზნე არ განიცდის არავითარ ცვლილებას. ყველა არადრეკადი არხის რეაქციის კვეთის ჯამს $\sigma_{\text{არადრეკა}}$ არადრეკადი გაბნევის კვეთა ეწოდება. $\sigma_i = \sigma_{\text{დრეკა}} + \sigma_{\text{არადრეკა}}$ ჯამს სრული კვეთა ეწოდება.

მაღალი ენერგიებისას დაჯახებებისას არსებობს დიდ რიცხვი სხვადასხვა არხი, მათ შორის მრავალნაწილაკიანი. ამიტომ დიდი რიცხვი ღია არხების შემთხვევაში ექსპერიმენტული თვალსაზრისით მოსახერხებელია და თეორიული თვალსაზრისით სასარგებლოა გაიზომოს ინკლუზიური რეაქციის კვეთა. ინკლუზიური ეწოდება რეაქციას



ინკლუზიურ ბირთვულ რეაქციებში ადგილი აქვს მოვლენებს რომელმაც მიიღო ბირთვული სკეილინგის სახელი. ინკლუზიური რეაქციისათვის გამოიყენება აგრეთვე აღნიშვნა



სადაც X ქვეშ იგულისხმება რეაქციის ყველა დასაშვები პროდუქტი.

დრეკადი გაბნევისას კვეთის ზედა ზღვარი განისაზღვრება უტოლობით

$$\sigma_{\text{დრეკა}} \leq 4\pi\lambda^2$$

ხოლო არადრეკადი გაბნევისას კვეთის ზედა ზღვარი განისაზღვრება უტოლობით

$$\sigma_{\text{არადრეკა}} \leq \pi\lambda^2$$

ამასთან ტოლობის შემთხვევაში $\sigma_{\text{დრეკა}} = \sigma_{\text{არადრეკა}}$. ბირთვული რეაქციების თეორიაში მტკიცდება, რომ $a+A \rightarrow b+B$ ტიპის ბირთვულ რეაქციაში იცს-ში დიფერენციალური კვეთა σ_{ab} შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\omega_b} = \overline{|f_{ab}|^2} (2j_b+1)(2j_B+1) \frac{p_b}{p_a} \quad (16.2)$$

სადაც f_{ab} სიდიდეს გადასვლის მატრიცულ ელემენტს უწოდებენ, ან რაც იგივეა რეაქციის ალბათობის ამპლიტუდას. ის დამოკიდებულია რეაქციაში მონაწილე ნაწილაკების ენერგიაზე, a და b ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულებაზე (აღნიშნულია \vec{n}_a და \vec{n}_b ერთეულოვანი ვექტორებით), ყველა ნაწილაკის სპინების m_a, m_A, m_b, m_B პროექციებზე:

$$f_{ab} = f_{m_a, m_A; m_b, m_B}(E, \vec{n}_a, \vec{n}_b) \quad (16.3)$$

p_a, p_b - a და b ნაწილაკის იმპულსებია, j_A, j_B - A და B საბოლოო ნაწილაკების სპინებია. ხოლო

$$\overline{|f_{ab}|^2} = \frac{1}{(2j_a+1)(2j_A+1)(2j_b+1)(2j_B+1)} \sum_{\substack{m_a, m_A \\ m_b, m_B}} |f_{m_a, m_A; m_b, m_B}(\vec{n}_a, \vec{n}_b)|^2 \quad (16.4)$$

საწყისი და საბოლოო ნაწილაკების სპინების მიხედვით გასაშუალებია.

... ამპლიტუდისათვის იცს-ში სრულდება თანაფარდობა

$$f_{m_a, m_A; m_b, m_B}(E, \vec{n}_a, \vec{n}_b) = |f_{-m_a, -m_A; -m_b, -m_B}(E, -\vec{n}_b, -\vec{n}_a)| \quad (16.5)$$

(16.5)-დან გამომდინარეობს

$$\overline{|f_{ab}|^2} = \overline{|f_{ba}|^2} \quad (16.6)$$

(16.6)-დან გამომდინარეობს დეტალური წონასწორობის პრინციპი, რომელიც აკავშირებს პირდაპირი და შებრუნებული რეაქციის კვეთებს. დეტალური წონასწორობის პრინციპის მისაღებად დავწეროთ შებრუნებული რეაქციის კვეთა:

$$\frac{d\sigma_{ba}}{d\omega_a} = (2j_a+1)(2j_A+1) \frac{p_a}{p_b} \overline{|f_{ba}|^2} \quad (16.7)$$

აქედან, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\overline{|f_{ab}|^2} = \overline{|f_{ba}|^2}$, მივიღებთ

$$\frac{d\sigma_{ab}/d\omega_b}{d\sigma_{ba}/d\omega_a} = \frac{(2j_b+1)(2j_B+1) p_b^2}{(2j_a+1)(2j_A+1) p_a^2} \quad (16.8)$$

პირდაპირი და შებრუნებული რეაქციის ინტეგრალური კვეთისათვის (15.8)-დან მიიღება

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ba}} = \frac{(2j_b+1)(2j_B+1) p_b^2}{(2j_a+1)(2j_A+1) p_a^2} \quad (16.9)$$

მიღებული თანაფარდობა სამართლიანია ერთნაირი ნაწილაკების არ არსებობისას საწყის (ან საბოლოო) მდგომარეობაში. ერთნაირი ნაწილაკების არსებობისას წარმოიშობა დამატებითი მამრავლი.

გამოვიყენოთ (16.8) თანაფარდობა დადებითად დამუხტული პიონის π^+ სპინის განსაზღვრის მაგალითზე,

$$p + p \leftrightarrow \pi^+ + d$$

პროტონის სპინი ტოლია $\frac{1}{2}$, დეიტრონის 1, თუ გავითვალისწინებთ აგრეთვე ერთნაირი პროტონებით გამოწვეულ მამრავლს 2, მივიღებთ

$$\frac{d\sigma/d\omega(p + p \rightarrow \pi^+ + d)}{d\sigma/d\omega(\pi^+ + d \rightarrow p + p)} = (2j_\pi + 1) \frac{3p_\pi^2}{2p_p^2} \quad (16.10)$$

ორივე კვეთას თუ გავზომავთ შეიძლება განვსაზღვროთ პიონის სპინი. ამ გაზომვების საფუძველზე მიღებული იქნა მნიშვნელობა $j_\pi = 0$.

ახლა განვიხილოთ ბირთვული რეაქციების კვეთა დაბალი ენერგიებისას. ჯერ განვიხილოთ ნეიტრალური ნაწილაკების დრეკადი გაბნევა. ამ შემთხვევაში (16.2) ფორმულაში $p_a = p_b$, ასე, რომ დაბალი ენერგიებისას კვეთა მუდმივია $\sigma_{\text{ფრ}} = \text{const}$.

განვიხილოთ ახლა ეგზოთერმული რეაქციები ნეიტრალური და-ცემული ნაწილაკებით

$$a + A \rightarrow b + B + |Q|$$

დაბალი ენერგიებისას $E_a \ll |Q|$, ამიტომ (16.2) ფორმულაში კვეთისათვის შეიძლება დაუშვათ $p_b = m_b v_b = \sqrt{2m_b |Q|} = \text{const}$. P_b მნიშვნელობა გავითვალისწინოთ (16.2) ფორმულაში, მივიღებთ

$$\sigma_{\text{ფრ}} = \frac{\text{const}}{v_a} \quad (16.11)$$

ამრიგად, დაბალი ენერგიებისას ეგზოთერმული რეაქციის კვეთა $\frac{1}{v_a}$ იზრდება. ეს წარმოადგენს ნეიტრალური ფიზიკის ბირთვული

ენერგეტიკის მნიშვნელოვან " $\frac{1}{v_a}$ " კანონს, რომლითაც აიხსნება ბირთვულ რეაქტორებში ნელი ნეიტრონებით მიმდინარე საჭირო ინტენსიური რეაქციები.

$a + A \rightarrow b + B - |Q|$ ენდოთერმული რეაქცია მიმდინარეობს მხოლოდ დაცემული ნაწილაკის რაღაც ზღვრული ენერგიისას $E_{\text{ზღ}} = \text{ამიტომ ზღვრის ახლოს შეიძლება ჩავთვალოთ } v_a = \text{const} = \sqrt{2m_a |Q|}$. გამოტყორცნილი ნაწილაკის სიჩქარე პირიქით დამო-

კიდებულია ენერგიაზე $v_b = \sqrt{2m_b (E - E_{\text{ზღ}})^2}$. აქედან დაცემული ნეიტრალური ნაწილაკის ენდოთერმული რეაქციის კვეთისათვის მიიღება

$$\sigma_{\text{ენდ}} = \text{const} (E - E_{\text{ზღ}})^2 \quad (16.12)$$

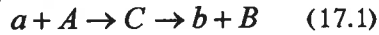
აქამდის ჩვენ ვიხილავდით ნეიტრალური ნაწილაკების (ფაქტიურად ნეიტრონების) ბირთვებთან დაჯახებას. დამუხტული ნაწილაკებისათვის, მაგალითად პროტონებისათვის, დაბალი ენერგიებისას კვეთის ქცევა იქნება სხვაგვარი კულონური განზიდვის არსებობის გამო, რომელიც ეწინააღმდეგება ნაწილაკს მიახლოვდეს ბირთვს საკმად ახლოს, და მოახდინოს რეაქცია. კულონურ განზიდვისათვის დამახასიათებელია ძალიან დიდი მოქმედების რადიუსი. ამიტომ რიგ შემთხვევებში გაითვალისწინება სპეციფიკური ბირთვული და კულონური ურთიერთქმედებანი ცალ-ცალკე, და f_{ab} ამპლიტუდას (16.12) ფორმულის თანახმად წარმოადგენენ მამრავლის სახით

$$f_{ab} = P_a^2 f'_{ab} P_b^2 \quad (16.13)$$

სადაც, f'_{ab} - წმინდა ბირთვული ამპლიტუდაა, P_a^2 და P_b^2 a და b ნაწილაკების კულონურ ბარიერში შეღწევადობის ალბათობაა, P_a და P_b სიდიდეებს შეღწევადობას უწოდებენ. შეღწევადობა მინისწრაფვის ერთისაკენ მაღალი ენერგიებისას და ნულისაკენ დაბალი ენერგიებისას.

დრეკადი გაბნევის სრული კვეთა ფორმალურად უსასრულოა, რამდენადაც რადგან კულონურ ძალებს გააჩნიათ უსასრულო მოქმედების რადიუსი. პრაქტიკულად კვეთის სიდიდე შემოსაზღვრულია ელექტრონული გარსების მაეკრანირებელი მოქმედებით და იმით, რომ ძალიან დიდ სამიზნე მანძილებზე გაბნევის კუთხე ხდება უმნიშვნელოდ მცირე.

არსებობს მრავალი სხვადასხვა ბირთვული რეაქციის მექანიზმი. ბირთვულ რეაქციებში მნიშვნელოვან როლს თამაშობს ნილს ბორის (1936) მიერ შემოღებული შემადგენელი ბირთვის მექანიზმი, რომლის თანახმად რეაქცია მიმდინარეობს ორ სტადიად შუალედური C ბირთვის წარმოშობით:



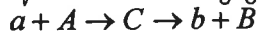
შემადგენელი ბირთვის ცნება გამოიყენება მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა შემადგენელი ბირთვის სიცოცხლის ხანგრძლივობა საკმაოდ დიდია, ე.ი. მნიშვნელოვნად მეტია მახასიათებელ ბირთვულ დროზე $\tau_{\text{ბირთვი}} \approx 10^{-21}$ წმ.

შემადგენელი ბირთვით მიმდინარე რეაქციები იყოფიან რეზონანსულად და არარეზონანსულად. ბირთვის აგზნების ენერგია შეიძლება დეზულობდეს მხოლოდ ბირთვის დონეების შესაბამის დისკრეტულ მნიშვნელობებს. მაგრამ, ზუსტი ფიქსირებული ენერგიის დონეების შესახებ წარმოდგენა სამართლიანია, მხოლოდ სტაბილური ბირთვების ძირითადი მდგომარეობის მიმართ. ყველა დანარჩენ დონეებს არ გააჩნიათ განსაზღვრული ენერგია - ისინი ამა თუ იმ ხარისხით ენერგიის მიხედვით "გაფანტულია". დონის გაფანტვის Γ სიგანე შეიძლება შევაფასოთ დრო-ენერგია განუზღვრელობის თანაფარდობიდან $\Delta E = \Gamma / 2 = \hbar / \tau$. დონის სიგანე მით უფრო მეტია, რაც უფრო ნაკლებია მისი სიცოცხლის ხანგრძლივობა. ბირთვი შეიძლება აღგზნებული იქნეს მხოლოდ მისი ერთ-ერთი დონის შესაბამისი ენერგიით. ამიტომ შემადგენელი ბირთვი შეიძლება წარმოიშვას მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა დაცემული ნაწილაკის ენერგია ხვდება დონის მდებარეობის განუზღვრელობის Γ ინტერვალში.

როცა შუალედური შემადგენელი ბირთვის დონის სიგანეები ნაკლებია მათ შორის მანძილებზე, მაშინ დაცემული ნაწილაკების ფიქსირებული ენერგიებისას, რეაქცია შეიძლება მიმდინარეობდეს მხოლოდ ერთეულოვან დონეებზე. რეაქციის კვეთის ენერგიაზე დამოკიდებულებას გააჩნია რეზონანსული ხაითი. შესაბამისად ასეთი ტიპის რეაქციას ეწოდება რეზონანსული.

როცა დონეები განლაგებულია იმდენად ხშირად, რომ მათ შორის მანძილები ნაკლებია მათ სიგანეებზე, მაშინ დონეები შეერწყმიან ერთმანეთს. ასეთ შემთხვევაში რეაქცია მიმდინარეობს ნებისმიერი ენერგიისას. ასეთ რეაქციას უწოდებენ არარეზონანსულს.

შემადგენელი ბირთვის წარმოშობის რეაქციის



კვეთა

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ac} \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \quad (17.2)$$

სადაც $\frac{\Gamma_b}{\Gamma}$ შემადგენელი ბირთვის b არხით დაშლის ალბათობაა, ხოლო

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_{b'} + \dots \quad (17.3)$$

სადაც b და b' რეაქციის სხვადასხვა არხებია, ხოლო $\frac{\Gamma_a}{\Gamma}$ სიდიდე ტოლია შემადგენელი ბირთვის შემავალი არხით დაშლის ალბათობის. Γ_b და $\Gamma_{b'}$ სიდიდეებს გააჩნიათ ენერგიის განზომილებანი და ეწოდებათ პარციალური სიგანე, ხოლო მათი ჯამს Γ ეწოდება სრული სიგანე.

შემადგენელი ბირთვის მექანიზმის მეორე მახასიათებელ თავისებურებას წარმოადგენს ის, რომ რეაქციის პროდუქტების კუთხური განაწილება სიმეტრიულია $\Theta = 90^\circ$ მიმართ.

შემადგენელი ბირთვით მიმდინარე რეზონანსული რეაქციის ეფექტური კვეთა აღიწერება ბრეიტ-ვიგნერის ფორმულით

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (17.4)$$

სრული კვეთა, ე.ი. შემადგენელი ბირთვის წარმოშობის σ_{ac} კვეთა განისაზღვრება ფორმულით

$$\sigma_{ac} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (17.5)$$

სადაც Γ დონის სიგანე, რომელზედაც მიმდინარეობს რეაქცია.

შემადგენელი ბირთვით მიმდინარე არარეზონანსული რეაქციების აღსაწერად გამოიყენება სტატისტიკური თეორია, რის შედეგად მიიღება ბირთვული რეაქციების სტატისტიკური თეორია, ან როგორც ამბობენ აორთქლების მოდელი. აორთქლების მოდელის თანახმად რეაქცია მიმდინარეობს შემდეგნაირად. ბირთვში მოხვედრილი ნაწილაკი სწრაფად კარგავს ენერგიას, გადასცემს მას ბირთვის ყველა ნუკლონს. ამგვარად წარმოიშობა ბირთვის თერმოდინამიკური წონასწორობის მდგომარეობა, ე.ი. ბირთვი შეიძენს რალა ტემპერატურას (არააგზნებული ბირთვის ტემპერატურა ნულის ტოლია). რალაც დროის შემდეგ (ეს არის შემადგენელი შუალედური ბირთვის სიცოცხლის დრო) ყოველ ნუკლონს გააჩნია ენერგია, რომელიც არ არის საკმარისი ბირთვიდან გამოტყორცნისათვის, მიუხედავად იმისა, რომ ბირთვი იმყოფება ძლიერ აგზნებულ მდგომარეობაში. ბოლოს, საკმაოდ ძლიერი ფლუქტუაციის შედეგად ერთ-ერთი ნუკლონი შეიძენს ბირთვიდან გამოტყორც-

ცნისათვის საჭირო ენერგიას და აორთქლდება. თერმოდინამიკური თვალსაზრისით გამოტყორცნილი ნაწილაკების სპექტრისათვის მიიღება გამოსახულება,

$$N(E) \sim E_C \sigma_C(E) \rho(E_f) \quad (17.6)$$

სადაც, $\sigma_C(E)$ - გამოტყორცნილი ნაწილაკების წარმოშობილი შემადგენელი ბირთვის (17.2) გამოსახულებაში შემოღებული $\sigma_{ab} = \sigma_{ac} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$ (17.2) კვეთაა. $\rho(E_f)$ - E_f აღზნების ენერგიის საბოლოო ბირთვის დონეების სიმკვრივეა. $E_f = E_C - E - E_N$, სადაც, E_C - შემადგენელი ბირთვის აგზნების ენერგიაა, E_N - აორთქლებული ნუკლონის ბმის ენერგიაა.

ცდისეული მონაცემებიდან გამომდინარეობს, რომ $\rho(E)$ დამოკიდებულია მიახლოებით გამოითვლება ფორმულით,

$$\rho(E) = C \exp(2\sqrt{aE}) \quad (17.7)$$

საკმაოდ მაღალი აღზნების ენერგიებისას შეიძლება დაუშვათ, რომ $\sigma_C = const$, და თუ გავითვალისწინებთ (17.6)-ში (17.7)-ს, მივიღებთ,

$$N(E) \sim E \exp\sqrt{2a(E_C - E_N - E)} \quad (17.8)$$

როცა, $E \ll E_C - E_N$, ე.ი. დაბალენერგეტიკული ნეიტრონების გამოტყორცნისას (15.7) სპექტრი გადადის მაქსველის სპექტრში,

$$N(E) \sim E \exp(-E/T) \quad (17.9)$$

სადაც, $T = a^{-1} \sqrt{E_C - E_N}$ პარამეტრი თამაშობს ტემპერატურის როლს.

ობტიკური მოდელის თანახმად ბირთვი წარმოადგენს უწყვეტ გარემოს, რომელიც გარდატეხს და შთანთქავს მასზე დაცემული ნაწილაკების დე-ბროილის ტალღებს. ობტიკური მოდელი აღწერს: 1. დრეკადი გაბნევის დიფერენციალური და ინტეგრალური კვეთებს გამბნევი ნუკლონების სხვადასხვა ენერგიებისას 2. ყველა არადრეკადი პროცესების კვეთას, ე.ი. ბირთვის მიერ ნუკლონების შთანთქმის კვეთას.

როცა ბირთვული რეაქცია მიმდინარეობს სწრაფად, ე.ი. ბირთვში ნაწილაკის გავლის დროის განმავლობაში, მაშინ მას ეწოდება პირდაპირი რეაქცია. პირდაპირ რეაქციაში დაცემული ნაწილაკი უშუალოდ (ე.ი. "პირდაპირ") გადასცემს ენერგიას ბირთვის რომელიმე უბრალო თავისუფლების ხარისხს- ერთნუკლონიან, α -ნაწილაკიან, კოლექტიურ და ა.შ.

პირდაპირი რეაქციებს გააჩნიათ მთელი რიგი მახასიათებელი თავისებურებანი: 1. რადგან დაცემული ნუკლონი გადასცემს თავის

იმპულსს ძირითადად ერთ ნუკლონს, გამომდინარეობს, რომ ნუკლონები უნდა გამოიტყორცნონ ბირთვიდან უპირატესად წინ ამ იმპულსის მიმართულებით. 2. იმის გამო, რომ დაცემული ნუკლონი გადასცემს ერთ ნუკლონს თითქმის მთლიან ენერგიას, გამომდინარეობს, რომ ბირთვიდან გამოტყორცნილ ნუკლონს უნდა გააჩნდეს ძალიან დიდი ენერგია. 3. პირდაპირი პროცესების დროს ბირთვიდან ერთნაირი ინტენსივობით შეიძლება გამოიტყორცნონ როგორც პროტონები, ისე ნეიტრონები.

პირდაპირი პროცესები ძალზე მრავალფეროვანია. ისინი მიმდინარეობენ ყველა ბირთვებზე ნებისმიერი დაცემული ნაწილაკისას. ბირთვიდან შეიძლება გამოიტყორცნონ ერთეულოვანი ნუკლონები, წყვილი ნუკლონები, დეიტრონები, ${}^2\text{He}^3$ ბირთვები, α -ნაწილაკები, და უფრო რთული ბირთვები ლითიუმის, ბერილიუმის და ა.შ. უკანასკნელ შემთხვევაში გამოტყორცნილი ბირთვი-ნამსხვრევებს ეწოდებათ ფრაგმენტები, ხოლო თვით პროცესს-ფრაგმენტაცია ან მოხლეჩა. პირდაპირს წარმოადგენენ აგრეთვე დაჯახების პროცესები, რომლის დროსაც ბირთვიდან გამოიტყორცნებიან ელემენტარული ნაწილაკები- პიონები, კაონები, პიპერონები და სხვ. ყველაზე მეტად შესწავლილია შემდეგი ბირთვული რეაქციები:

1. (n, n) , (n, p) , (p, n) , (p, p) რეაქციები.
2. (d, p) , (d, n) მოწყვეტა, და (p, d) , (n, d) მიტაცება. მოწყვეტის მექანიზმი მდგომარეობს იმაში, რომ დეიტრონი ბირთვთან დაჯახებისას "მიემავრება" მას მხოლოდ ერთი თავისი ნუკლონით. ეს ნუკლონი შთანთქმდება, ხოლო მეორე თავისუფლად მიდის ისე რომ არ იცვლის მოძრაობის მიმართულებას. მიტაცების რეაქცია მოწყვეტის რეაქციის შებრუნებულაა: დაცემული ნუკლონი მცირედი ენება ბირთვს და ამოვლევს მისგან სხვა ნუკლონს. მოწყვეტისა და მიტაცების რეაქციების აღსანიშნავად ლიტერატურაში ხშირად გამოიყენება ინგლისური ტერმინი "სტრიპინგ" და "პიკაპ".
3. $(p, 2p)$, (p, pn) კვაზიდრეკადი ამოვლევა. როცა დაცემული ნუკლონის ენერგია აღემატება ბირთვში ნუკლონის ბმის ენერგიას, ე.ი. როცა $E > 100$ მევ, მაშინ შესაძლებელია პროცესი, როცა დაცემული ნუკლონი განიცდის დაჯახებას ბირთვის ერთ ნუკლონთან. ადგილი აქვს აგრეთვე ორი ნუკლონის დრეკადი დაჯახებას, რის შედეგად ორვე ნუკლონი გამოიტყორცნებიან ბირთვიდან.
4. რთული ნაწილაკებით- ტრიტონებით, α -ნაწილაკებით და სხვა მიმდინარე პირდაპირი პროცესები. შეისწავლება (n, t) , $(n, {}^2\text{He}^3)$, (n, α) , (p, α) , (t, α) და სხვ. რეაქციები, აგრეთვე ბირთვიდან ორი ან მეტი რაოდენობის რთული ნაწილაკების გამოტყორცნით მიმდინარე რეაქციები.

5. რთული იონებით- ნახშირბადი, აზოტი, ჟანგბადი- მიმდინარე პირდაპირი რეაქციები. მძიმე იონებით შესაძლებელია ყველა ტიპის რეაქციები, რომელთაც ადგილი აქვთ მსუბუქი ნაწილაკებით ბომბარდირებისას, აგრეთვე მძიმე იონებისათვის დამახასიათებელია ზოგიერთი სპეციფიკური რეაქციები- ${}_7N^{14}({}_7N^{14}, {}_7N^{13}){}_7N^{15}$, ${}_7N^{14}({}_9F^{19}, {}_9F^{18}){}_7N^{15}$ და ა.შ.

6. ნაწილაკებით (მცირე რიცხვი) მიმდინარე დაჯახებითი პროცესები, რომელთა დროსაც წარმოიშობიან ახალი ელემენტარული ნაწილაკები- პიონები, კაონები, ჰიპერონები და სხვა.

7. $E \geq 5$ (გევ/ნუკლონი) ენერგიის მძიმე იონების რელატივისტური დაჯახებანი.

8. ინკლუზიური რეაქციები

$$a + A \rightarrow b + X$$

როცა დაცემული ნაწილაკის ენერგია $E \geq 5$ (გევ/ნუკლონი). სადაც a და b ან ელემენტარული ნაწილაკებია, ან ატომის ბირთვები, A - ატომის ბირთვი.

პირდაპირი პროცესების უმრავლესობა მიმდინარეობს ბირთვის ზედაპირზე, ამიტომ პირდაპირ პროცესებს ხშირად ზედაპირულ რეაქციებს უწოდებენ. ბირთვის რამოდენიმე ათეული და ასეული მეგ ენერგიის γ -კვანტების ნაკადით ბომბარდირებისას, ბირთვი შთანთქავს ამ კვანტებს და გამოასხივებს პროტონებს, ნეიტრონებს და სხვა ნაწილაკებს. ასეთ პროცესებს ეწოდებათ ფოტობირთვული რეაქციები.

ელექტრობირთვული ეწოდებათ პროცესებს, რომლებშიც ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედება მუდავნდება ბირთვის დამუხტული ნაწილაკებით ბომბარდირებისას.

თავი 4. რადიაქტიურობა

§18. რადიაქტიურობა

ატომის ბირთვის შემადგენლობის თავისთავად დაშლას, რომელიც მიმდინარეობს ერთი ან რამოდენიმე ნაწილაკის გამოსხივებით და მახასიათებელ ბირთვულ დროზე (10^{-22} წმ) მეტი დროის განმავლობაში რადიაქტიურობა ეწოდება. დაშლის პროცესში შეიძლება იცვლებოდეს როგორც ატომური ნომერი Z , ისე მასური რიცხვი A . ბირთვს რომელიც განიცდის დაშლას რადიაქტიური ეწოდება. ბირთვს, რომელიც არ განიცდის რადიაქტიურ დაშლას ეწოდება სტაბილური. ასეთი დაყოფა პირობითია, რადგან სინამდვილეში ყველა ბირთვი შეიძლება თავისთავად დაიშლოს, მაგრამ ეს პროცესი სხვადასხვა ბირთვებში მიმდინარეობს სხვადასხვა სიჩქარით.

რადიაქტიურობა სტატისტიკური მოვლენაა. ერთნაირი ბირთვები განიცდიან დაშლას სხვადასხვა დროში. მაგრამ ბირთვების საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა არ არის დამოკიდებული ამ ბირთვების მიღების მეთოდზე და გარეშე პირობებზე (ტემპერატურა, წნევა, ქიმიური რეაქციები და სხვ.). ამიტომ სიცოცხლის ხანგრძლივობა წარმოადგენს დაშლის ფიზიკურ მახასიათებელს.

ყოველი რადიაქტიური ბირთვი შეიძლება მივიღოთ სტაბილური ბირთვების ნაწილაკებით ბომბარდირებით.

არსებობს რადიაქტიური ბირთვების დიდი სიცოცხლის დროის განმსაზღვრელი შემდეგი მიზეზები:

1. მძიმე დადებითად დამუხტული ნაწილაკების (α -ნაწილაკები, დეიტრონები, პროტონები და ა.შ.) გამოსხივება ძლიერ შეზღუდულია კულონური ჯებრით.
 2. მეორე მიზეზია ურთიერთქმედების (რომლის ხარჯზე ხდება დაშლა) მცირე ინტენსიურობა. არსებობს აგრეთვე ორი მიზეზი:
 3. რადიაქტიური ბირთვის სიცოცხლის ხანგრძლივობა ძლიერაა დამოკიდებული დაშლისას გამოყოფილ ენერგიაზე. როცა ეს ენერგია მცირეა, მაშინ სიცოცხლის ხანგრძლივობა მკვეთრად იზრდება.
 4. რადიაქტიური ბირთვის სიცოცხლის დრო ძლიერაა დამოკიდებული საწყისი და საბოლოო ბირთვების სპინებს შორის სხვაობაზე.
- ბუნებაში შესაძლებელია რადიაქტიური ბირთვების შემდეგი დაშლები: α -დაშლა, β -დაშლა, γ -დაშლა და სპონტანური დაშლა, პროტონული დაშლა, ორპროტონული დაშლა და სხვ. პრაქტიკულად შეუძლებელია ნეიტრონული რადიაქტიურობა. ბირთვის რადიაქტიური დაშლისას წარმოიშობა ნეიტრონებით ჭარბი აგზნებული ბირთვები. მათი დაშლისას წარმოიშობა ე.წ. დაგვიანებული

ნეიტრონები. ასეთ პროცესს შეიძლება ვუწოდოთ ნეიტრონული რადიექტიურობა, მაგრამ ასეთ რამ არ ხდება რადგან აგზნებულ მდგომარეობაში ნეიტრონების გამოსხივება ხდება პრაქტიკულად მყისიერად.

რადიექტიური დაშლის პროცესი ყოველთვის ეგზოთერმულია. დაშლისას გამოყოფილი ენერჯია E განისაზღვრება თანაფარდობით

$$m_i c^2 = m_j c^2 + \sum m_k c^2 + E \quad (18.1)$$

სადაც, m_i , m_j და m_k - შესაბამისად საწყისი ბირთვის, საბოლოო ბირთვის და გამოტყორცნილი ნაწილაკის მასებია.

რადიექტიური ბირთვების უმრავლესობა ბუნებაში არ გვხვდება, შეიძლება მხოლოდ სინთეზირებული იქნეს ლაბორატორიულ პირობებში. ცალკეული რადიექტიური ბირთვები მიიღებიან ბუნებაში სხვადასხვა ბირთვული რეაქციების შედეგად.

ბუნებრივი რადიექტიურობის შესწავლის ფუძემდებლებად ითვლებიან პ. და მ. კიურები (1898). სინთეზირებული ბირთვების ხელოვნური რადიექტიურობა აღმოჩენილი იქნა ფ. და ი. ჟოლიო-კიურების მიერ.

ყველა რადიექტიური ელემენტი შეიძლება დავყოთ ოთხ რადიექტიურ მწკვრივად, ანუ რადიექტიური ოჯახად (ცხრ. 1.).

ცხრ. 1.

სახელწოდება	საწყისი ბირთვი	მასური რიცხვი	საწყისი რიცხვი	საბოლოო რიცხვი	სტაბილური ბირთვის ნახევარდაშლის პერიოდი, წელი	საბოლოო სტაბილური ბირთვი
თორიუმის	${}_{90}\text{Th}^{232}$	$4n$	58	52	$1.39 \cdot 10^{10}$	${}_{82}\text{Pb}^{208}$
ნეპტუნიუმის	${}_{93}\text{Th}^{237}$	$4n+1$	59	52	$2.2 \cdot 10^6$	${}_{83}\text{Bi}^{209}$
ურანიუმის	${}_{92}\text{Th}^{238}$	$4+2$	59	51	$4.51 \cdot 10^9$	${}_{82}\text{Pb}^{206}$
აქტინიუმის	${}_{92}\text{Th}^{235}$	$4n+3$	58	51	$7.15 \cdot 10^9$	${}_{82}\text{Pb}^{207}$

ყოველი მწკვრივის A მასური რიცხვი გამოსახება ფორმულით

$$A = 4n + C \quad (18.2)$$

სადაც C - მოცემული მწკვრივისათვის მუდმივი სიდიდეა, ხოლო n - ცვლადი მთელი რიცხვი. მწკვრივის ყოველი ელემენტი მიიღება წინა ელემენტისაგან α - ან β - გარდაქმნისას. $C=0$ ($n \leq 59$) შესაბამება თორიუმის ოჯახს, $C=1$ ($n \leq 60$) შეესაბამება ნეპტუნის ოჯახს, $C=2$ ($n \leq 60$) შეესაბამება ურანის ოჯახს, $C=3$ ($n \leq 59$) შეესაბამება აქტინო-ურანის ოჯახს. $C=1$ მწკვრივის იზოტოპები, ბუნებაში არ გვხვდება, მაგრამ მიიღებიან ხელოვნურად.

§19. რადიოაქტიური დაშლის კანონი

რადიექტიური დაშლა სტატისტიკური მოვლენაა. არ შეიძლება ვთქვათ, თუ რადიექტიურ ნივთიერების რომელი ატომები დაიშლება მოცემულ განსახილველ დროში. მაგრამ, შეიძლება ვივარადოთ, თუ რამდენი ატომი დაიშლება ამ დროის განმავლობაში.

ერთეულ დროში დაშლის ალბათობას, დაშლის მუდმივა λ ეწოდება. დაშლის მუდმივა λ არ არის დამოკიდებული დროზე. ეს ნიშნავს, რომ N რადიექტიური ბირთვიდან ერთეულ დროში საშუალოდ დაიშლება λN , ხოლო dt დროის განმავლობაში $\lambda N dt$ ბირთვი. λN სიდიდეს რადიექტიური წყაროს აქტიურობა ეწოდება. აქტიურობა ახასიათებს რადიექტიური პრეპარატის ინტენსიურობას მთლიანად და არა ცალკეული ბირთვებისას ცალ-ცალკე.

რადიექტიურობის უძველესი, დღემდე ყველაზე ფართოდ გამოყენებული ერთეულია კიური. თავდაპირველი განმარტებით კიური არის ერთი გრამი რადიუმის ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ იზოტოპის აქტიურობა. მაგრამ, გაზომვის მოხერხებულობის მიზნით შედგომში ეს ერთეული შეიცვალა შემდეგით:

$$1 \text{ კიური} = 3700 \cdot 10^{10} \text{ დაშლა/წმ}$$

აქტიურობის ბუნებრივ ერთეულს წარმოადგენს 1 დაშლა წამში. ამ ერთეულს ბეკერელს უწოდებენ, და მიღებულია ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში. გამოიყენება აგრეთვე ერთეული- რეზერვორდი: 1 რეზერვორდი = 10^6 ბეკერელის.

თუ დროის t მომენტისათვის გაგვაჩნია დიდი რაოდენობით N რადიექტიური ბირთვები და dt დროის განმავლობაში დაიშალა საშუალოდ dN ბირთვი, მაშინ

$$dN = -\lambda N dt \quad (19.1)$$

ნიშანი მინუსი გვიჩვენებს, რომ რადიოაქტიური ბირთვების საერთო რიცხვი კლებულობს დაშლის პროცესში. ინტეგრირების შედეგად მიიღება

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (19.2)$$

სადაც N_0 - რადიოაქტიური ბირთვების რიცხვია დროის ნებისმიერი $t=0$ საწყისი მომენტისათვის. ე.ი. დაუშლელი ბირთვების რიცხვი კლებულობს დროის მიხედვით ექსპონენციალური კანონით. λN - სიდიდეს რადიოაქტიური წყაროს აქტიურობას (რადიოაქტიურობას) უწოდებენ. ცხადია, რომ აქტიურობა A

$$A = \lambda N = -\frac{dN}{dt} \quad (19.3)$$

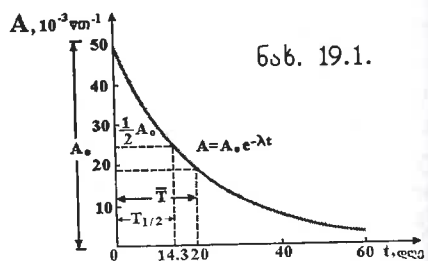
(18.2) ფორმულის ორივე მხარე გავამრავლოთ λ -ზე,

$$\lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (19.4)$$

სადაც, $A_0 = \lambda N_0$ - საწყისი აქტიურობაა, $A = \lambda N$ - აქტიურობა t დროის შემდეგ. ე.ი. აქტიურობა,

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (19.5)$$

ნახაზზე (ნახ. 19.1) ნაჩვენებია $^{15}\text{P}^{32}$ -ის აქტიურობის მრუდი.



ნახ. 19.1.

(18.5) გავალოგარიტმით,

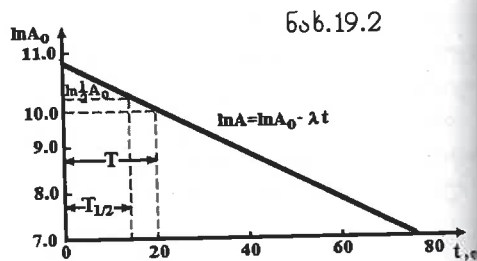
$$\ln A = \ln A_0 - \lambda t \quad (19.6)$$

თუ ავაგებთ აქტიურობის ნატურალური ლოგარიტმის $\ln A_0$ დროზე t დამოკიდებულებას, მივიღებთ წრფეს, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 19.2). (19.6) ფორმულის თანახმად, ამ წრფის დახრატოლია λ . წრფის დახრიდან განსაზღვრული $^{15}\text{P}^{32}$ -ის დაშლის მუდმივა ტოლია,

$$\lambda = \frac{10.8 - 7.0}{78 - 0} = 0.049 \text{ დღე}^{-1}$$

დროს რომლის განმავლობაში რადიოაქტიური ბირთვების რიცხვი ორჯერ მცირდება ნახევრდაშლის პერიოდი ეწოდება. (19.2) თანახმად,

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$



ნახ. 19.2

საიდანაც,

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (19.7)$$

დაშლის მუდმივა λ შეიძლება გამოვსახოთ რადიოაქტიური ბირთვის საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობით (ან, უბრალოდ სიცოცხლის დრო),

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (19.8)$$

რომლის გათვალისწინებით (18.2) ფორმულა ასე ჩაიწერება

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

(19.3) და (19.4) ფორმულების შედარების საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0.6931 \tau \quad (19.5)$$

როცა ერთდროულად მიმდინარეობს ორი პროცესი, ისე, რომ N ბირთვი ერთდროულად გამოასხივებს N_1 სახის ბირთვებს, $dN_1 = -\lambda_1 N dt$ კანონის თანახმად, და სხვა N_2 სახის ბირთვებს, $dN_2 = -\lambda_2 N dt$ კანონის თანახმად, მაშინ

$$dN = dN_1 + dN_2 = -(\lambda_1 + \lambda_2) N dt \quad (19.6)$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}$

საწყისი ნივთიერების ბირთვების რადიოაქტიური დაშლისას შეიძლება წარმოიშვას ახალი რადიოაქტიური ბირთვები. ასეთ შემთხვევაში პირველ ბირთვს ეწოდება დედა, ხოლო მეორე ბირთვს - შვილი. ამ ბირთვების რიცხვი ავლნიშნით შესაბამისად N_1 და N_2 , ხოლო მათი დაშლის მუდმივები λ_1 და λ_2 . მაშინ N_1 და N_2 ცვლილებანი აღიწერებიან განტოლებებით

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1, \quad \frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (19.7)$$

თუ როცა შვილობილი ბირთვი აგრეთვე რადიოაქტიურია, მაშინ მათი დაშლისას წარმოიშობა ახალი ბირთვები

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3 \quad (19.8)$$

და ა.შ.

(18.7) განტოლებათა სისტემის მნიშვნელოვან შემთხვევას წარმოადგენს, როცა განიხილება მხოლოდ დედა და მისი შესაბამისი შვილობილი ბირთვები აგრეთვე რადიოაქტიურებია. ამ შემთხვევაში (18.7) განტოლებათა სისტემას გააჩნია სახე

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda t} \quad (19.9)$$

$$N_2 = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + (N_{20} - N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}) e^{-\lambda_2 t} \quad (19.10)$$

სადაც, N_{10} და N_{20} - დედა და შვილობილი ბირთვების N_1 და N_2 ატომების რიცხვის საწყისი მნიშვნელობებია. კერძო შემთხვევაში, როცა საწყის მომენტში შვილობილი ნივთიერება ჯერ კიდევ არ არის წარმოშობილი ($N_{20} = 0$), (19.10) ფორმულა მიიღებს სახეს:

$$N_2 = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (19.11)$$

განსაკუთრებით მნიშვნელოვანს წარმოადგენს შემთხვევა როცა დედა ბირთვის სიცოცხლის ხანგრძლივობა დიდია, ხოლო შვილობილი ბირთვი მასთან შედარებით იშლება განიცდის დაშლას სწრაფად ($\lambda_1 \ll \lambda_2$). ამ შემთხვევაში N_1 შეიძლება უგულებელვყოთ (ჩავთვალოთ მუდმივად $N_1 = const$), და (19.11) მიიღება

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (19.12)$$

როცა $t \rightarrow \infty$, N_2 ატომების რიცხვი ასიმპტოტურად მიისწრაფვის ნაჯერობისაკენ $N_2(\infty) = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2}$. ნაჯერობას ადგილი აქვს $t \approx 3\tau_2$

დროის შუალედის შემდეგ. ამრიგად, ნაჯერობის მდგომარეობაში სრულდება პირობა $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$. ამ პირობას აგრეთვე რადიაქტიური წონასწორობის პირობას უწოდებენ.

რადიაქტიური დაშლის კანონი გამოიყენება დროის შუალედის გასაზომად, მაგალითად არქეოლოგიაში, გეოლოგიაში.

მკვდარი ორგანიზმების (ხე-ტყე, ცხოველების ძვლების და სხვ.) ასაკის (რომელიც არ აღემატება ~ 50000 წ. შეფასებისათვის გამოიყენება ნახშირბადის რადიაქტიური იზოტოპი ${}^6C^{14}$. β -დაშლისას ის გადაიქცევა აზოტად ${}^7N^{14}$. ${}^6C^{14}$ ნახევრად დაშლის პერიოდი შეადგენს 5800 წ. ${}^6C^{14}$ წარმოიშობა ატმოსფეროს ზედა ფენებში აზოტის ${}^7N^{14}$ ატომებთან ნეიტრონების დაჯახებებისას. წარმოშობილი ნახშირბადი ${}^6C^{14}$ სწრაფად ხვდება ატმოსფეროს ქვედა ფენებში, სადაც ხდება მისი შერევა ჩვეულებრივ ნახშირბადთან ${}^6C^{12}$. ჩვეულებრივი არარადიაქტიური ნახშირბადი შთაინთქმება ცხოველებისა და მცენარეების მიერ, და მასთან ერთად მცირე რაოდენობით რადიაქტიური ${}^6C^{14}$. ორგანიზმის სიკვდილის შემდეგ, ცხადია რომ ის მეტად აღარ შთანთქავს არც ${}^6C^{12}$, და არც ${}^6C^{14}$. ამასთან,

სიცოცხლის განმავლობაში ორგანიზმის მიერ დაგროვილი ${}^6C^{12}$ რაოდენობა რჩება უცვლელი, მაშინ როცა ${}^6C^{14}$ ატომების ნახევარი კლებულობს ყოველ 5800 წელიწადში. ${}^6C^{12}$ და ${}^6C^{14}$ რაოდენობებს შორის ცვლილების თანაფარდობით შეიძლება ზუსტად განვსაზღვროთ მკვდარი ორგანიზმის ასაკი.

მეორე მაგალითი ეხება დედამიწის ასაკს. ამისათვის გამოიყენება დიდი სიცოცხლის ხანგრძლივობის ${}_{92}U^{238}$ (ნახევრად დაშლის პერიოდი 4.56 მლრდ. წელი) და Th^{232} (ნახევრად დაშლის პერიოდი 14 მლრდ. წელი) ბირთვები. მათი დაშლის საბოლოო პროდუქტს წარმოადგენენ შესაბამისად ტყვიის Pb^{206} და Pb^{208} სტაბილური იზოტოპები. მათ ეწოდებათ რადიოგენური. თუ დაუშვებთ, რომ ეს რადიოგენური ტყვია მიღებული იქნა ურანისა და თორიუმის დაშლის შედეგად, შეიძლება გამოვთვალოთ დედამიწის ასაკი. ამჟამად ამ მეთოდით დედამიწის ასაკისათვის მიღებულია მიახლოებითი 4.5 მლრდ. წელი. ცხადია, რომ ამ მეთოდში იგულისხმება, რომ დედამიწის წარმოშობის მომენტში მასზე არ არსებობდა რადიოგენური ტყვია.

§20. ალფა-დაშლა

α -დაშლის დროს მძიმე ბირთვი თავისთავად გამოასხივებს α -ნაწილაკებს. ამასთან ბირთვის მასური რიცხვი კლებულობს ოთხი ერთეულით, ხოლო ატომური ნომერი ორი ერთეულით:

$${}_Z X^A \rightarrow {}_{Z-2} X^{A-4} + \alpha \quad (20.1)$$

${}_Z X^A$ საწყის ბირთვს ეწოდება დედა ბირთვი, ხოლო დაშლის შემდეგ მიღებულ ${}_{Z-2} X^{A-4}$ ბირთვს შვილობილი ბირთვი.

α -დაშლა დამახასიათებელია ძირითადად მხოლოდ მძიმე ბირთვებისათვის. ცნობილია ორასზე მეტი α -აქტიური ბირთვები. ყველა ბირთვი მიეკუთვნება ელემენტთა პერიოდული სისტემის ბოლო ბირთვებს და გააჩნიათ $Z > 83$, ე.ი. გააჩნიათ ჩაკეტილი გარსის გარეთ არანაკლებ ორი პროტონი, $Z = 82$ მაგიური რიცხვის შესაბამისი. მაგალითად, თალიუმს ($Z = 81$) არ გააჩნია არცერთი α -აქტიური იზოტოპი, ტყვიას ($Z = 82$) გააჩნია არცერთი α -აქტიური იზოტოპი, პოლონიუმს-ოცდერთი.

α -აქტიური ბირთვების ნახევრად დაშლის პერიოდი იცვლება ფართო საზღვრებში. α -აქტიური ბირთვებს გააჩნიათ ნახევარ დაშლის პერიოდის ფართო დიაპაზონი. მაგალითად, ${}_{82}Pb^{204}$ ტყვიას

გააჩნია $T_{1/2} = 1.4 \cdot 10^{17}$ წელი ნახევარდაშლის პერიოდი, ინერტული რადიექტიური აირს რადონს ${}_{86}\text{Pb}^{215}$ კი $T_{1/2} = 10^{-6}$ წმ. მეორეს მხრივ, გამოტყორცნილი α -ნაწილაკების ენერგიები მოთავსებულია მკაცრ საზღვრებში, კერძოდ $4 \div 9$ მევ მძიმე ბირთვებისათვის და $2 \div 4.5$ მევ იშვიათმიწა ბირთვებისათვის.

α -დაშლისათვის დამახასიათებელია ნახევარდაშლის პერიოდის გამოტყორცნილი ნაწილაკების ენერგიაზე ძლიერი დამოკიდებულება, რაც გამოისახება გეიგერ-ნეტლის ემპირიული კანონით:

$$\lg T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}} \quad (20.2)$$

სადაც C და D მუდმივებია, რომლებიც არ არიან დამოკიდებული A რიცხვზე და დამოკიდებულია Z რიცხვზე სუსტად.

ბირთვიდან გამოტყორცნილ α -ნაწილაკებს გააჩნიათ ერთი და იგივე განსაზღვრული ენერგია. უფრო ზუსტი გაზომვები გვიჩვენებენ, რომ გამოტყორცნილი α -ნაწილაკების სპექტრს გააჩნიათ ნაზი სტრუქტურა, ე.ი. შედგებიან ერთმანეთთან ახლოს მყოფი ენერგიებისაგან.

იმისათვის, რომ α -დაშლა მიმდინარეობდეს, აუცილებელია (მაგრამ არა საკმარისი), რომ ის ხელსაყრელი იყოს ენერგეტიკულად, ე.ი. საწყისი დედა ბირთვის ბმის ენერგია იყოს ნაკლები შვილობილი და α -ნაწილაკების ბმების ენერგიათა ჯამზე. α -დაშლისას გამოყოფილი მთლიანი ენერგია

$$\Delta E = E_{A-4, Z-2} + E_\alpha - E_{A, Z} \quad (20.3)$$

დაშლა აკრძალულია როცა $\Delta E < 0$, და ენერგეტიკულად შესაძლებელია როცა $\Delta E > 0$.

$A = 232$ მასური რიცხვიდან დაწყებული თავს იჩენს ახალი დაშლის პროცესი- სპონტანური გაყოფა (არ უნდა აურიოთ ნეიტრონებით გაყოფაში).

დაუშვათ, რომ α -ნაწილაკები უკვე არსებობენ ბირთვის შიგნით, ე.ი. დედა ბირთვი შედგება შვილობილი ბირთვისა და α -ნაწილაკებისაგან. ასკეთი იდეალიზაცია არ შეესაბამება სინამდვილეს. უფრო სწორედ ზუსტად, α -ნაწილაკი წარმოიშობა პროტონებისა და ნეიტრონებისაგან ბირთვიდან გამოსვლის წინ. მაგრამ აღნიშნულ იდეალიზაციას მივყავართ სწორ შედეგებამდე. ბირთვის გარეთ ახლოქმედების ბირთვული ძალები სწრაფად მიისწრაფვიან ნულისაკენ პრაქტიკულად ნულის ტოლი ხდება და α -ნაწილაკზე მოქმედებს მხოლოდ კულონური განზიდვა, რომლის პოტენციალუ-

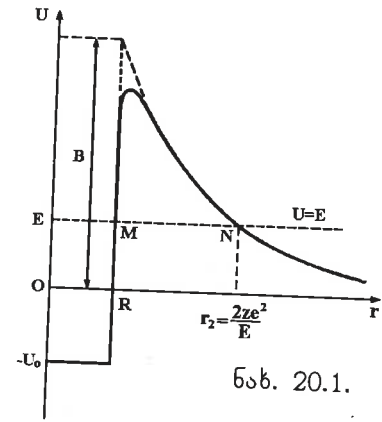
რი ენერგია $U = \frac{zZe^2}{r}$, სადაც Ze - შვილობილი ბირთვის მუხტია,

ხოლო ze - α -ნაწილაკის მუხტია. α -ნაწილაკისათვის $z = 2$, მაგრამ ჩვენ 2 ნაცვლად ჩავწერთ z , რომ გავითვალისწინოთ ბირთვიდან არა მხოლოდ α -ნაწილაკების გამოტყორცნა, არამედ სხვა $z \neq 2$ ნაწილაკების წარმოშობის ჰიპოტეტური შესაძლებლობა. ბირთვიდან მცირე მანძილებზე კულონური განზიდვა გადადის ბირთვული ძალებით გამოწვეულ მიზიდვაში. ბირთვული ძალების ზუსტი სახეცნობილი არ არის. ცნობილია მხოლოდ, რომ ბირთვული ძალები სწრაფად კლებულობს მანძილის მიხედვით. ამიტომ სიმარტივისა და გამოთვლებისათვის სარგებლობენ $U(r)$ მოდელოზური ფუნქციით,

$$U(r) = \begin{cases} U_0 = \text{const}, & r < R \\ \frac{zZe^2}{r}, & r > R \end{cases} \quad (20.4)$$

სადაც R შვილობილი ბირთვის რადიუსია. $U(r)$ ფუნქციის მრუდი (ნახ. 20.1) წარმოადგენს პოტენციალურ ბარიერს, რომელიც უნდა გადალახოს α -ნაწილაკმა, რომ გამოვიდეს ბირთვიდან. პოტენციალური ენერგიის მაქსიმალური მნიშვნელობას ბარიერის სიმაღლე ეწოდება. თუ დაუშვებთ, რომ $Z = 90$, $r = 10^{-12}$ სმ, ბარიერის სიმაღლისათვის მივიღებთ:

$$B = \frac{2 \cdot 90 \cdot (4.8 \cdot 10^{-10})^2}{10^{-10}} \approx 26 \text{ მევ.}$$



ნახ. 20.1.

${}_{92}\text{U}^{238}$ გამოსახივებს 4.2 მევ ენერგიის α -ნაწილაკებს, Ra^{226} - 4.8 მევ-ის. ეს მნიშვნელობები ბევრად ნაკლებია მაქსიმალურ პოტენციალურ ენერგიაზე, და ნაკლებია α -ნაწილაკების ენერგიაზე- 8.8 მევ. ე.ი., კლასიკური მექანიკის თანახმად α -დაშლის შეუძლებელია. ასეთი შეუსაბამობა აიხსნება იმით, რომ ბირთვის შიგნით და მის მახლობლობისათვის გამოყენებული იქნა კლასიკური მექანიკის კანონები, რაც დაუშვებელია. α -დაშლა აიხსნება კვანტური თეორიით. სადაც პოტენციალური ბარიერის ქვეშ ივლისსხმება M და N წერტილებს შორის მოთავსებული პოტენციალური ფუნქცია ტოლია ნაწილაკის სრული ენერგიის E . ე.ი. პოტენციალური ბარიერის შიგნით ყველგან $U > E$. ხშირად ამბობენ, რომ ნაწილაკის კინეტი-

კური ენერგია უარყოფითია, ხოლო მისი სიჩქარე წარმოსახვითი. ბარიერში გავლის კოეფიციენტი,

$$D = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(U-E)} dr\right)$$

სადაც ინტეგრირების საზღვრებად აიღება ბარიერის საზღვრები, ე.ი., ის არე რომელშიც კინეტიკური ენერგია უარყოფითია. რომ მივიღოთ დაშლის მუდმივა D კოეფიციენტი უნდა გავამრავლოთ α -ნაწილაკის არსებობისა და მის ბირთვის საზღვართან ყოფნის ალბათობაზე, რომელიც უხეში შეფასებით ტოლია ν/R , სადაც ν ბირთვში α -ნაწილაკის საშუალო სიჩქარეა, რომელიც შეიძლება განისაზღვროს იმპულსი-კოორდინატის განუზღვრელობის თანაფარდობიდან, $\nu = \frac{\hbar}{mR}$. დაშლის მუდმივა ტოლი იქნება:

$$\lambda = \frac{\hbar}{mR^2} \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(U-E)} dr\right) \quad (20.5)$$

ინტეგრირების საზღვრები $r_1 = R$, $r_2 = \frac{zZe^2}{E} = \frac{BR}{E}$. თანახმად, როცა $\hbar \rightarrow 0$, $\lambda \rightarrow 0$, $T \rightarrow \infty$, ე.ი. α -დაშლა შეუძლებელია.

კულონური ბარიერის შემთხვევისათვის (20.5) ინტეგრალი გამოითვლება $2m(U-E) = x^2$ ჩასმით. რის შედეგად მიიღება:

$$\lambda = \frac{\hbar}{mR^2} e^{-\gamma} \quad (20.6)$$

სადაც,

$$\gamma = \frac{2R\sqrt{2mB}}{\hbar} \left(\sqrt{\frac{B}{E}} \arccos \sqrt{\frac{E}{B}} - \sqrt{1 - \frac{E}{B}} \right)$$

მაგალითისათვის განვიხილოთ U^{238} დაშლის მუდმივას λ შეფასება, დაუშვათ, რომ $Z=90$, $R=10^{-12}$ სმ, $E=4.2$ მევ, $B=26$,

$$\frac{\hbar}{mR^2} = 1.57 \cdot 10^{20} \text{ მევ, მაშინ}$$

$$\frac{2R\sqrt{2mB}}{\hbar} = \frac{2R\sqrt{2mc^2 B}}{\hbar c} = \frac{2 \cdot 10^{-12} \sqrt{2 \cdot 4 \cdot 938 \cdot 26}}{1.973 \cdot 10^{-11}} = 44.78$$

როცა $\gamma = 87.92$, ხოლო $e^{-\gamma} = 6.59 \cdot 10^{-39}$, მაშინ დაშლის მუდმივა

ტოლი იქნება: $\lambda = 7.62 \cdot 10^{-19} \text{ წმ}^{-1}$. $\tau = \frac{1}{\lambda} = 131 \cdot 10^{16} \text{ წმ} = 152 \cdot 10^{11}$

დღე ($4.16 \cdot 10^{10}$ წ.). ხოლო, $T_{1/2} = \frac{\tau}{\ln 2} = 2.88 \cdot 10^{10}$ წ. ურანისათვის ექსპერიმენტალურად მიღებულია ნახევრად დაშლის პერიოდი $T_{1/2} = 4.56 \cdot 10^9$ წ.

როგორც ჩანს, α -დაშლის თვისებების განმსაზღვრელ ძირითად ფაქტორს წარმოადგენს α -ნაწილაკების გაუონვა კულონურ პოტენციალურ ბარიერში. გარდა ამისა α -დაშლაზე გავლენას ახდენს სხვა ეფექტები. ერთ-ერთი ასეთი ეფექტი განპირობებულია ცენტრიდანული ბარიერით. ყველა ზემოთ აღნიშნულ განხილვაში იგულისხმებოდა, რომ ბირთვიდან α -ნაწილაკები გამოიტყორცნებიან ნულოვანი ორბიტალური იმპულსის მომენტით, ე.ი. s -მდგომარეობაში ($\ell = 0$). დაუშვათ, რომ $\ell \neq 0$. კლასიკურ ფიზიკაში ორბიტალური იმპულსის მომენტი შეიძლება გავითვალისწინოთ ნაწილაკთან მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაზე გადასვლით, თუ პოტენციალურ ენერგიას დაუმატებთ ცენტრიდანულ პოტენციალურ ენერგიას

$U_{\text{სე}} = \frac{\bar{L}^2}{2mr^2}$, სადაც \bar{L}^2 - იმპულსის მომენტი. თუ გავითვალისწინებთ იმპულსის მომენტის კვანტურ $L^2 = \ell(\ell+1)\hbar^2$ მნიშვნელობას,

$$U = U_{\text{კულ}} + U_{\text{სე}} = \frac{zZe^2}{r} + \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2mr^2}$$

§21. ბეტა-დაშლა

β -დაშლა არის თავისთავი პროცესი, რომლის დროსაც არასტაბილური ${}_Z X^A$ ბირთვი გარდაიქმნება ${}_{Z\pm 1} X^A$ ბირთვი-იზობარად. β -დაშლა არის არა ბირთვის შიგნით, არამედ ნუკლონს შიგნით მიმდინარე პროცესი. განასხვავებენ სამი სახის β -დაშლას:

1. ელექტრონული β^- -დაშლა, რომლის დროს ბირთვი თავისთავად გამოასხივებს e^- ელექტრონს და მსუბუქ ელექტრულად ნეიტრალურ ნაწილაკს ანტინეიტრინოს $\bar{\nu}$, ამიტომ მუხტური რიცხვი იზრდება ერთი ერთეულით

$${}_Z X^A \rightarrow {}_{Z+1} X^A + e^- + \bar{\nu} \quad (21.1)$$

2. პოზიტრონული β^+ -დაშლა, რომლის დროს ბირთვი თავისთავად გამოასხივებს e^+ პოზიტრონს და სხვა მსუბუქ ელექტრულად ნეიტრალურ ნაწილაკს ნეიტრინოს ν . ამასთან ბირთვის ერთი პროტონი გადაიქცევა ნეიტრინოდ, ამიტომ მისი მუხტური რიცხვი მცირდება ერთი ერთეულით

$${}_Z X^A \rightarrow {}_{Z-1} X^A + e^+ + \nu \quad (21.2)$$

3. ელექტრონული ჩაჭერა (e^- -ჩაჭერა), რომლის დროსაც ბირთვი შთანთქმავს ელექტრონული გარსის ერთ ელექტრონს, ამიტომ მუხტური რიცხვი მცირდება ერთი ერთეულით. ამასთან, ერთ-ერთი პროტონი გარდაიქმნება ნეიტრონად,

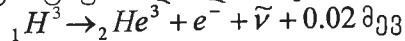
$$e^- + {}_Z X^A \rightarrow {}_{Z-1} X^A + \nu \quad (21.3)$$

ჩვეულებრივ ელექტრონი შთანთქმდება ატომის K -შრიდან, რადგან ეს შრე ყველაზე ახლოსაა ბირთვთან. ამიტომ e^- -ჩაჭერას აგრეთვე K -ჩაჭერას უწოდებენ. ელექტრონები შეიძლება შთანთქმდეს L -, M - და ა.შ. შრეებიდან, მაგრამ ასეთი პროცესები ნაკლებად ალბათურია. β^- -დაშლის მსგავსი პროცესებია ნეიტრონის და ანტინეიტრონის ბირთვთან ურთიერთქმედების პროცესები:

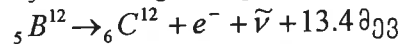
$$\nu + {}_Z X^A \rightarrow {}_{Z+1} X^A + e^-, \quad \bar{\nu} + {}_Z X^A \rightarrow {}_{Z-1} X^A + e^+ \quad (21.4)$$

β^- -დაშლის მთავარი თავისებურებებია მდგომარეობის იმაში, რომ ის განპირობებულია არა ბირთვული ან ელექტრომაგნიტური ძალებით, არამედ სუსტი ურთიერთქმედებით. იმის გამო, რომ სუსტი ურთიერთქმედების ინტენსიურობა 24-ჯერ ნაკლებია ბირთვულ ურთიერთქმედებაზე, β^- -აქტიური ბირთვების ნახევრად დაშლის პერიოდები საშუალოდ წუთის და საათის რიგისაა.

β^- -დაშლის ერთეულოვანი აქტისას გამოყოფილი ენერგია იცვლება 0.02 მეგ-დან ტრიტიუმის დაშლისათვის



13.4 მეგ-მდე ბორის ${}_5 B^{12}$ მძიმე იზოტოპისათვის



განვიხილოთ β^- -დაშლის ენერგეტიკული ბალანსი. ამჟამად ითვლება, რომ ნეიტრონისა და ანტინეიტრონის უძრავობის მასა ნულის ტოლია. ამიტომ β^- -დაშლა ენერგეტიკულად დასაშვებია, როცა

$$m(Z, A) > m(Z+1, A) + m_e \quad (21.5)$$

სადაც $m(Z, A)$ და $m(Z+1, A)$ საწყისი და საბოლოო ბირთვების მასებია, m_e ელექტრონის მასაა. მაგრამ ცხრილებში ყოველთვის მოცემულია არა ბირთვების მასები, არამედ ატომების მასები. ამიტომ, თუ (21.5) უტოლობის ორივე მხარეს მივუმატებთ Z ელექტრონის მასას Zm_e , მივიღებთ

$$m_{\alpha}(Z, A) > m_{\alpha}(Z+1, A) \quad (21.6)$$

ანალოგიურად β^+ -დაშლისათვის ენერგეტიკული პირობა,

$$m(Z, A) > m(Z-1, A) + m_e \quad (21.7)$$

$$m_{\alpha}(Z, A) > m_{\alpha}(Z-1, A) + 2m_e \quad (21.8)$$

ხოლო e^- -ჩაჭერისათვის ენერგეტიკული პირობა ჩაიწერება სახით,

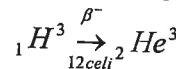
$$m(Z, A) + m_e > m(Z-1, A) \quad (21.9)$$

$$m_{\alpha}(Z, A) > m_{\alpha}(Z-1, A) \quad (21.10)$$

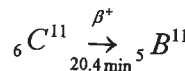
ზოგიერთი ბირთვებისათვის ერთდროულად სრულდება (21.5), (21.7) და აგრეთვე (21.9) პირობები. ასეთ შემთხვევაში (Z, A) ბირთვი განიცდის ყველა სამივე სახის β^- -გარდაქმნას. მაგალითად, ${}_{29} Cu^{64}$ 40% შემთხვევაში გამოასხივებს ელექტრონებს, 20%- პოზიტრონებს, და 40% განიცდის e^- -ჩაჭერას.

α -დაშლა დამახასიათებელია მხოლოდ მძიმე ბირთვებისა და ზოგიერთი იშვიათი ელემენტის ბირთვებისათვის. β^- -დაშლის აქტიური ბირთვები პირიქით ვაცილებით მრავალრიცხოვანია. β^- -დაშლის პროცესში გამოყოფილი ენერგია მოთავსებულია ინტერვალში 0.0186 მეგ (${}_1 H^3 \rightarrow {}_2 He^3$)-დან 16.6 მეგ (${}_7 N^{12} \rightarrow {}_6 C^{12}$)-მდე. β^- -აქტიური ბირთვების ნახევრად დაშლის პერიოდი იცვლება 10^{-2} წმ (${}_4 Be^{12}$) $4 \cdot 10^{12}$ წელი (${}_{75} Re^{187}$).

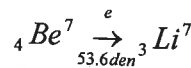
ელექტრონული β^- -დაშლის მარტივ მაგალითს (ნეიტრონული β^- -დაშლის შემდეგ) წარმოადგენს ტრიტიუმის დაშლა:



პოზიტრონული β^+ -დაშლის მაგალითია,



e^- -ჩაჭერის მაგალითია,

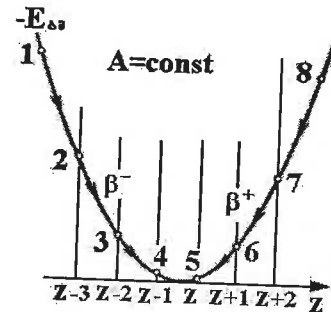


β^- -დაშლისას ბირთვი გარდაიქმნება იზობარად, ე.ი. იცვლება მუხტური რიცხვი Z , ხოლო მასური რიცხვი A რჩება უცვლელი. ასეთი პროცესისათვის თუ გამოვიყენებთ ვეიცზეკერის ნახევრადემპირიულ (3.1) ფორმულას და დაუშვებთ, რომ $A = const$, ბირთვის ენერგიის ($-E_{\alpha\alpha}$) მუხტურ რიცხვზე Z დამოკიდებულება მიიღებს სახეს:

$$-E_{\alpha\alpha} = aZ^2 + bZ + c \quad (21.11)$$

სადაც a, b, c - მუდმივებია.

$-E_{\alpha\alpha} = -E_{\alpha\alpha}(Z)$ ფუნქციის გრაფიკია პარაბოლა (ნახ. 21.1). Z ღებულობს



ნახ. 21.1.

მხოლოდ მთელი რიცხვითი მნიშვნელობებს. უფრო მეტიც, მიიღება ერთმანეთის მიმართ ზევით და ქვევით წანაცვლებული სამი პარაბოლა. ყველაზე ქვემოთ განლაგებული იქნება ლუწ-ლუწი ბირთვების პარაბოლა, ყველაზე ზემოთ კენტ-კენტი ბირთვების პარაბოლა, ხოლო მათ შორის შუაში- კენტი A მქონე პარაბოლა. მუხტური რიცხვის Z მნიშვნელობათა არე, რომლისთვისაც დამახასიათებელია ამა თუ იმ ტიპის β -აქტიურობა, განისაზღვრება პირობიდან

$$Z' = \frac{2a_4 A}{a_3 A^{\frac{2}{3}} + 4a_4} \quad (21.12)$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ a_3 და a_4 რიცხვით მნიშვნელობებს, მივიღებთ:

$$Z' = \frac{A}{0.015A^{\frac{2}{3}} + 2} \quad (21.13)$$

როცა $Z < Z'$, ბირთვი არასტაბილურია ელექტრონული დაშლისადმი, ხოლო როცა $Z > Z'$ პოზიტრონული დაშლისადმი და ელექტრონული ჩაჭერისადმი. (21.13) თანახმად, მცირე A შემთხვევაში

$$Z' \approx \frac{A}{2} \quad (21.14)$$

ე.ი. მსუბუქ სტაბილურ ბირთვებს უნდა გააჩნდეთ დაახლოებით ერთნაირი რაოდენობის პროტონები და ნეიტრონები

ნახევრად დაშლის პერიოდის $T_{1/2}$, β -დაშლისას გამოყოფილ E_m ენერგიაზე დამოკიდებულება განისაზღვრება თაფარდობით,

$$\lambda = \frac{\ln}{T_{1/2}} = Bf(E_m) \quad (21.15)$$

სადაც, $f(E_m)$ - საკმაოდ რთული ფუნქციაა. კულონური ურთიერთქმედების გათვალისწინებისას ეს ფუნქცია დამოკიდებულია აგრეთვე საწყისი ბირთვის Z მნიშვნელობაზე:

$$f = f(E_m, Z) \quad (21.16)$$

ულტრარელატივისტურ შემთხვევაში ($E_m \gg mc^2 = 0.5$ მევ) და კულონური ურთიერთქმედების უგულვებელყოფისას

$$f(E_m) = \int_0^{E_m} E^2 (E_m - E)^2 dE = E_m^2 \int_0^x x^2 (1 - x^2) dx = \frac{2}{15} E_m^2 \quad (21.17)$$

რადიქტიური ნივთიერებების მიერ გამოსხივებული α - და β -ნაწილაკების ენერგიები, რადგან ეს ნაწილაკები დამუხტულებია, შეიძლება გავზომოთ ელექტრომაგნიტურ ველებში გადახრის მე-

თოდით. ასეთ გაზომვებმა გვიჩვენა, რომ ყოველი რადიქტიური ნივთიერება გამოასხივებს ამ ნივთიერებისათვის დამახასიათებელი განსაზღვრული ენერგიის α -ნაწილაკებს. β -ნაწილაკების გამოსხივებისას, ერთი და იმავე სახის ატომები გამოასხივებენ სხვადასხვა ენერგიის ელექტრონებს, ნულიდან რაღაც ზღვრულ მნიშვნელობამდე. ამ ზღვრულ მნიშვნელობას β -სპექტრის ზედა საზღვარი ეწოდება.

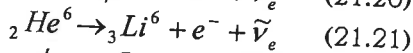
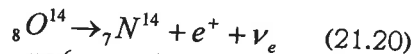
ბირთვის β -დაშლის დასაშვები და აკრძალული გადასვლები განისაზღვრება დედა და შვილობილი ბირთვების მომენტითა და ლუწობით. β -გადასვლა იქნება დასაშვები, როცა დედა და შვილობილი ბირთვების J_i და J_f მომენტები და ლუწობა დაკავშირებულია თანაფარდობით

$$J_f - J_i = \Delta J = 0, \pm 1, \text{ არა,} \quad (21.18)$$

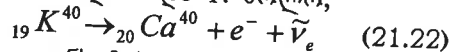
სადაც, სიტყვა "არა" ნიშნავს, რომ β -გადასვლისას ბირთვის ლუწობა არ იცვლება. ანალოგიურად, ერთჯერადი აკრძალული გადასვლისათვის,

$$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2, \text{ დიახ,} \quad (21.19)$$

და ა.შ. ლუწობა განისაზღვრება ისევე როგორც ნებისმიერი მიკროსისტემისათვის, მისი ორბიტალური მომენტით, ე.ი. ტოლია $(-1)^l$. წყვილის სრული მომენტი (ჩვენს ამ შემთხვევაში $e - \bar{\nu}_e$ წყვილის) განისაზღვრება მისი ორბიტალური და სპინური მომენტებით, მაგალითად,



დაშლები დასაშვებია, რადგან ორივე შემთხვევაში დედა და შვილობილი ბირთვების ლუწობა ერთნაირია (და დადებითი). ${}_8O^{14}$ და ${}_7N^{14}$ ბირთვების სპინები ნულის ტოლია, ხოლო ${}_2He^6$ და ${}_3Li^6$ ბირთვების- შესაბამისად 0 და 1. ხოლო,



გადასვლა წარმოადგენს მესამე რიგის აკრძალულ გადასვლას, რადგან ${}_{19}K^{40}$ ბირთვის სპინი ტოლია 4, ${}_{20}Ca^{40}$ ბირთვის სპინი ნულის, ხოლო ბირთვების ლუწობა ურთიერთსაპირისპიროა.

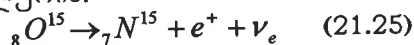
დასაშვები გადასვლები იყოფიან ფერმის და გამოვ-ტელურის. ფერმის და გამოვ-ტელურის ეწოდება გადასვლებს, რომელთა $e - \bar{\nu}_e$ წყვილის ჯამური სპინი ტოლია ნულის და ერთის შესაბამისად. ამიტომ ფერმი გადასვლებისათვის შერჩევის წესს გააჩნია შემდეგი სახე,

$$\Delta J = 0, \text{ არა, } (21.23)$$

ხოლო გამო-ტელურის

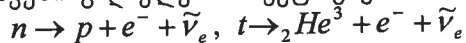
$$\Delta J = 0, +1 \text{ არა, (გარდა } 0-0 \text{- გადასვლებისა) } (21.24)$$

მაგალითად, (21.20) β -დაშლა წარმოადგენს ფერმის, ხოლო (21.21) გამოვ-ტელურის.

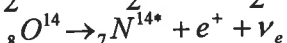


წარმოადგენს შერეულს: ის მიმდინარეობს როგორც ფერმის ისე გამოვ-ტელურის გადასვლებით. ფერმის გადასვლებისას ბირთვის იზოსპინი არ იცვლება, ე.ი. $\Delta T = 0$, ხოლო გამოვ-ტელურისას $\Delta T = 0, \pm 1$ (იზოსპინის მიმართ $0-0$ -გადასვლების გარდა).

დასაშვები გადასვლები იყოფიან ზედსაშვებ და ნორმალურ და-შვებებად. ზედსაშვები ეწოდება გადასვლებს, რომლებიც მიმდინარეობს ბირთვის სტრუქტურის რაიმე ცვლილების გარეშე. მაგალითად, ზედსაშვები გადასვლებს მიეკუთვნებიან:

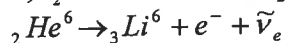


$$(T = \frac{1}{2}, T_z = -\frac{1}{2} \rightarrow T = \frac{1}{2}, T_z = \frac{1}{2})$$



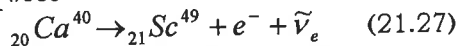
(21.26)

$$(T = 1, T_z = -1 \rightarrow T = 1, T_z = 0)$$



$$(T = 1, T_z = -1 \rightarrow T = 0, T_z = 0)$$

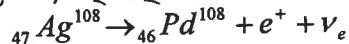
ნორმალური დასაშვები ეწოდება გადასვლებს, რომელიც მიმდინარეობს ბირთვის რაიმე ცვლილებებით. მაგალითად, ნორმალური დასაშვები გადასვლისას



ნეიტრონი $2p_{3/2}$ გარსულ მდგომარეობაში, გარდაიქმნება პროტონად იმავე ერთნაწილაკიან $2p_{3/2}$ მდგომარეობაში, მაგრამ ბირთვის იზოსპინი იცვლება:

$$T = \frac{9}{2} ({}_{20}Ca^{49}) \rightarrow T = \frac{7}{2} ({}_{21}Sc^{49})$$

ნორმალური დასაშვები β -დაშლისას



$1g_{7/2}$ მდგომარეობაში მყოფი პროტონი, გარდაიქმნება ნეიტრონად

$1g_{7/2}$ მდგომარეობაში.

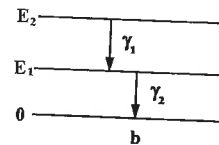
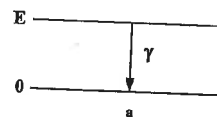
გამა-გამოსხივება ეწოდება ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას, რომელიც წარმოიშობა ატომის ბირთვის აგზნებული მდგომარეობიდან უფრო დაბალ ენერგეტიკულ მდგომარეობაში გადასვლისას. ასეთ პროცესებში ბირთვში პროტონებისა და ნეიტრონების რიცხვი არ იცვლება, მაგრამ გამოსხივდება γ -კვანტები. ბირთვი აგზნებულ მდგომარეობაში შეიძლება გადავიდეს სხვადასვა გზით. მაგალითად, წინასწარი α - და β - დაშლის გზით. α - დაშლის შემდეგ გამოსხივდება მცირე ენერგიის γ -კვანტები ($E < 0.5$ მეგ). β -დაშლის შემდეგ კი ბირთვის მიერ გამოსხივებული γ -კვანტების ენერგია შეიძლება $2 \div 2.5$ მეგ აღწევდეს. γ -გამოსხივების სპექტრი ყოველთვის დისკრეტულია, რადგან თვით ბირთვის ენერგეტიკული დონეები დისკრეტულია. ბირთვის მიერ გამოსხივებული γ -კვანტების ენერგია ჩვეულებრივ მოთავსებულია დაახლოებით 10 კეე-დან 5 მეგ-მდე ($10^{-8} \geq \lambda \geq 2 \cdot 10^{-11}$) სმ საზღვრებში.

ისევე როგორც ყველა დაშლაში, γ -აქტიური ბირთვების სიცოცხლის დრო დამოკიდებულია საწყისი და საბოლოო მდგომარეობების სპინებისა და ლუწობის სხვაობებზე.

γ -გამოსხივების დროს

ნახ. 22.1.

ბირთვი აგზნებული მდგომარეობიდან გადადის ნაკლები ენერგიის მდგომარეობაში. γ -კვანტის ენერგიის სიდიდე განისაზღვრება იმ ბირთვის დონეების ენერგიებს შორის სხვაობით, რომელთა შორის ხდება გადასვლა.



ბირთვის ხდება გადასვლა. ბირთვის აგზნებული მდგომარეობიდან ნორმალურ მდგომარეობაში გადასვლა შეიძლება იყოს ერთჯერადი, როცა ბირთვი ერთი კვანტის გამოსხივების შემდეგ პირდაპირ გადადის ნორმალურ მდგომარეობაში (ნახ. 22.1a), და გადასვლა შეიძლება იყოს კასკადური, როცა გადასვლისას გამოსხივდება თანმიმდევრობით რამოდენიმე γ -კვანტი (ნახ. 22.1b).

აგზნებული ბირთვი შეიძლება გადავიდეს ძირითად მდგომარეობაში არა მხოლოდ γ -კვანტების გამოსხივების საშუალებით, არამედ აგზნების ენერგიის ატომური გარსების (K, L, M და ა.შ.) ერთერთ ელექტრონზე გადაცემის გზით. ამ პროცესს ელექტრონების შინაგან კონვერსიას უწოდებენ, ხოლო თვით ელექტრონებს შინაგანი კონვერსიის ელექტრონებს. შინაგანი კონვერსიის ელექტრონ-

ების საშუალო რიცხვის ფარდობას გამოსხივებული γ -კვანტების საშუალო რიცხვთან კონკრეტული გადასვლისათვის უწოდებენ გადასვლის შინაგანი კონვერსიის კოეფიციენტს.

შინაგანი კონვერსიის კოეფიციენტი დამოკიდებულია ენერგიასა და გადასვლის მულტიპოლურობაზე. ამიტომ ცდით თუ გავზომავთ კონვერსიის კოეფიციენტს შეიძლება დავადგინოთ მულტი-პოლურობა, და შესაბამისად აგზნებული ბირთვის სპინი.

შინაგანი კონვერსიის ელექტრონის ენერგია, განისაზღვრება თანფარდობით:

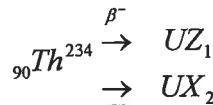
$$E_e = E - \varepsilon$$

სადაც E - ბირთვული გადასვლისას გამოთავისუფლებული ენერგიაა, ხოლო ε - ელექტრონულ გარსში ელექტრონის ბმის ენერგიაა.

როცა აგზნებული ბირთვის ენერგია E აღემატება ელექტრონის გაორმაგებულ საკუთარ ენერგიას

$$E > 2mc^2 = 1.02 \text{ მეგ}$$

შეიძლება ადგილი ჰქონდეს წყვილ კონვერსიას, რომლის დროს ბირთვი კარგავს აღზნების ენერგიას ელექტრონისა და პოზიტრონის ერთდროული გამოსხივების გზით. γ -აქტიური ბირთვების სიცოცხლის ხანგრძლივობა ($10^{-7} \div 10^{-11}$) წმ რიგისაა. მაგრამ შეიძლება წარმოიშვას მაკროსკოპული მასშტაბის (რამოდენიმე საათი და მეტი) სიცოცხლის ხანგრძლივობის ანუ მეტასტაბილური γ -აქტიური ბირთვები. ასეთ აგზნებულ მეტასტაბილურ ბირთვებს იზომებენ უწოდებენ. იზომების მოვლენა აღმოჩენილი იქნა ოტო განის (1879-1968) მიერ 1921წ. მან აღმოაჩინა, რომ



β - გარდაქმნებისას მიიღება ორი რადიაქტიური ნივთიერება, რომელთაც UZ_1 და UX_2 უწოდეს, რომლებიც შედგებიან ერთნაირ ${}_{91}\text{Pa}^{234}$ ბირთვებისაგან, მაგრამ გააჩნიათ განსხვავებული ნახევრად დაშლის პერიოდები (6.7 სთ და 1.22 წთ შესაბამისად).

§23. მესბაუმერის ეფექტი

1958წ. აღმოჩენილი იქნა γ -სხივების რეზონანსული შთანთქმა, რომელსაც მესბაუმერის ეფექტი ეწოდება, მეცნიერის საპატივცემულოდ რომელმაც აღმოაჩინა ეს მოვლენა. ეს მოვლენა ოპტიკური

რეზონანსული ფლოურესცენციის ანალოგიურია. ის მდგომარეობს იმაში, რომ როცა აგზნებული ატომი (ან ბირთვი) გამოასხივებს ფოტონს, მაშინ სხვა ისეთივე, მაგრამ არააგზნებული ატომმა (ან ბირთვმა) შეიძლება შთანთქავს მას.

γ -კვანტების (ფოტონების) რეზონანსული შთანთქმის პირობების გამოსარკვევად, მხედველობაში უნდა მივიღოთ, რომ გამოსხივების პროცესში აგზნებული ბირთვის ენერგია გადაეცემა არა მხოლოდ γ -კვანტს, არამედ თვით ბირთვსაც- მისი გადატანითი მოლოგიურად, შთანთქმისას γ -კვანტის ენერგია იხარჯება არა მხოლოდ ბირთვის შინაგან აგზნებაზე, არამედ მის გადატანითი მოძრაობის მინიჭებაზე.

დაუშვათ უძრავ ბირთვმა გამოასხივა γ -კვანტი. თუ E არის გამოსხივებამდე და გამოსხივების შემდეგ ბირთვის ენერგიათა სხვაობა, მაშინ ენერგიისა და იმპულსის შენახვის კანონების საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ

$$E = E_\gamma + K_b, \quad \vec{p}_\gamma + \vec{p}_b = 0$$

სადაც K_b და \vec{p}_b - ბირთვის კინეტიკური ენერგია და იმპულსია γ -კვანტის გამოსხივების შემდეგ, ხოლო \vec{p}_γ - გამოსხივებული γ -კვანტის იმპულსია. ამრიგად, უკუცემის ბირთვის კინეტიკური ენერგია

$$K_b = \frac{p_b^2}{2m_b} = \frac{p_\gamma^2}{2m_\gamma}$$

სადაც m_b - მასაა. γ -კვანტის იმპულსი და ენერგია დაკავშირებულია თანფარდობით $E_\gamma = cp_\gamma$. ამიტომ

$$K_b = \frac{E_\gamma^2}{2m_b c^2}$$

მაგრამ, გამოსხივების ენერგიის მნიშვნელოვანი ნაწილი მოდის γ -კვანტზე. ბირთვის კინეტიკურ ენერგიაზე მოდის უმნიშვნელო ნაწილი (m_b დიდი მასის გამო). ცხადია, რომ

$$K_b = \frac{E^2}{2m_b c^2}$$

ახლა განვიხილოთ ბირთვის მიერ γ -კვანტის შთანთქმა. ამ შემთხვევაში ყველა სიდიდეებს ისევე აღვნიშნავთ, მაგრამ შტრიხიანი ასოებით. გამონაკლისი იქნება E სიდიდე, რადგან მას გააჩნია

იგივე ისეთივე აზრი, რაც ადრე წინა შემთხვევაში. ამრიგად, შთან-
თქმისას

$$E'_\gamma = E + K'_b, \quad \bar{p}'_\gamma = \bar{p}'_b$$

აქედან,

$$K'_b = \frac{p_b'^2}{2m_b} = \frac{p_\gamma'^2}{2m_b} = \frac{E_\gamma'^2}{2m_b c^2}$$

ან, როგორც წინა შემთხვევაში, გვექნება

$$K'_b = \frac{E^2}{2m_b c^2} = K_b$$

γ -კვანტების გამოსხივებისა და შთანთქმის ხაზები წანაცვლებულია ერთმანეთის მიმართ სიდიდით

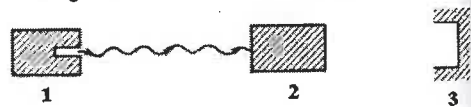
$$\Delta E = E'_\gamma - E_\gamma = K'_b + K_b = 2K_b$$

რეზონანსულ შთანთქმას შეიძლება ადგილი ჰქონდეს მხოლოდ იმ შემთხვევაში როცა უკუცემის ენერგია ნაკლებია ხაზის Γ სიგანეზე:

$$\Delta E < \Gamma \quad (23.1)$$

ჩვეულებრივი ოპტიკური რეზონანსული ფლოურესცენციისათვის ეს პირობა კარგად სრულდება. ხოლო ბირთვული გამოსხივებისათვის (23.1) პირობა ირღვევა, ამასთან ძალიან ძლიერ, რადგან ΔE იზრდება კვადრატულად კვანტის ენერგიის მიხედვით, ხოლო γ -კვანტების ენერგია რამოდენიმე რიგით მეტია ოპტიკური ფოტონების ენერგიაზე. მაგალითად, რკინის ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ იზოტოპს გააჩნია 14კეე ენერგია, ხოლო მისი სიცოცხლის ხანგრძლივობა 10^{-7} წმ რიგისაა, ასე რომ დონის სიგანე $\Gamma = \hbar/\tau = 10^{-8}$ წმ, ხოლო

ამ დონიდან გამოსხივებისას უკუცემის ენერგია, $\Delta E \approx 2 \cdot 10^{-15}$ ერგი $\approx 10^{-3}$ ევ, ხუთი რიგით მეტია დონის სიგანეზე. ე.ი. ერთი შეხედვით არავითარი რეზონანსული შთანთქმა ასეთ პირობებში არ არის შესაძლებელი. და მართლაც, თავისუფალ ბირთვებზე რეზონანსული შთანთქმა არ ხდება. ნახაზზე (ნახ. 23.1) ნაჩვენებია მესბაუერის ეფექტის დაკვირვების პრინციპული სქემა. რეზონანსული გამოსხივების წყარო (1) მოძრაობს მცირე,



ნახ. 23.1.

მუდმივი სიჩქარით შთანთქმელის (2) მიმართულებით, ან პირიქით. შთანთქმელის უკან მოთავსებულია γ -კვანტების მრიცხველი (3). იზომება მრიცხველის დათვლის სიჩქარის წყაროს სიჩქარეზე დამოკიდებულება. როცა წყაროს სიჩქარე საკმაოდ დიდია, მაშინ

გამოსხივების ხაზები დოპლერის ეფექტის შედეგად წანაცვლებს ისე, რომ რეზონანსულ შთანთქმას არ აქვს ადგილი. სიჩქარის შემცირებისას დოპლერისეული წანაცვლება მცირდება და გამოსხივების ხაზები მიუახლოვდება შთანთქმის ხაზს. როცა ეს ხაზები გადაკვეთავენ, იწყება ინტენსიური რეზონანსული შთანთქმა. რის შედეგად დათვლის სიჩქარე მკვეთრად ეცემა. სიჩქარის ცვლილებით შეიძლება გავზომოთ მესბაუერის ხაზის (ან, ხაზების თუ ისინი რამოდენიმეა) მდებარეობა და სიგანე.

მესბაუერის ეფექტის გამოყენებით შესაძლებელია ენერგიის უმნიშვნელო ცვლილების გაზომვა. მესბაუერის ეფექტის საშუალებით შესაძლებელი გახდა ლაბორატორიულ პირობებში აინშტაინის ფარდობითობის თეორიით ნაწინასწარმეტყველებული სპექტრალური ხაზების გრავიტაციული წანაცვლების აღმოჩენა. ამ თეორიის თანახმად, დედამიწის სიძიმის ველში წყაროდან ვერტიკალურად გავრცელებული ფოტონი, h მანძილის გავლისას თავის E ენერგიას იცვლის

$$\Delta E = \frac{E}{c^2} gh$$

სიდიდით რაც მუდგანდება მისი სიხშირის ცვლილებაში. ქვევით ვარდნისას ფოტონის სიხშირე იზრდება (იისფერი წანაცვლება), ზევით მოძრაობისას მცირდება (წითელი წანაცვლება). შესაბამისი ცდები ჩატარებული იქნა ფაუნდისა და რებკეს მიერ ჰარვარდის უნივერსიტეტის კოშკში ($h = 22.6$ მ). გამომსხივებლად და შთანთქმელად გამოყენებული იყო თხევადი ჰელიუმის ტემპერატურის რკინის ${}_{26}\text{Fe}^{59}$ იზოტოპის ნიმუშები. ასეთ პირობებში ფოტონის ენერგიის ფარდობითი ცვლილებამ შეადგინა

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{gh}{c^2} \approx 2.46 \cdot 10^{-15}$$

ხოლო, აბსოლუტური მნიშვნელობა $\Delta E \approx 14000 \cdot 2.46 \cdot 10^{-11}$ ევ. მესბაუერის ეფექტით სპექტროსკოპიაში შესაძლებელი გახდა ატომის ელექტრონული გარსების ატომის ბირთვის შიგნით მიმდინარე პროცესებზე გავლენის შესწავლა.

§24. ელემენტარული ნაწილაკები. ელემენტარული ნაწილაკების კლასიფიკაცია

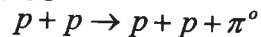
ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკას უჭირავს განსაკუთრებული ადგილი არა მარტო ბირთვულ ფიზიკაში, არამედ მეცნიერებაში მთლიანად. ეს განსაკუთრებულობა მდგომარეობს იმაში, რომ ფიზიკის სხვა დარგებში ფიზიკის ფუნდამენტური კანონები უკვე დადგენილია, ხოლო ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში შეისწავლება მოვლენები, რომელთა ფუნდამენტური კანონები არაა დადგენილი. ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში შესწავლილ პროცესებს ამჟამად არ გააჩნია თითქმის არავითარი ტექნიკური გამოყენება. უფრო მეტიც, ცოდნის არსებული დონის მიხედვით არ არის ნათელი ამ პროცესების გამოყენების შესაძლებელი პრინციპები უახლოეს მომავალში. მაგრამ, როგორც ცნობილია, ფუნდამენტური გამოკვლევები აუცილებელია როგორც მეცნიერების განვითარების მთლიანად, ისე პრინციპულად ახალი ტექნიკის განვითარებისათვის. ელემენტარული ნაწილაკების ცნების შემოღებისას თავდაპირველად იგულისხმებოდა, რომ ის არის პირველადი, შემდგომ განუყოფელი ნაწილაკები, რომელთაგან შედგება მთლიანი მატერია. ასეთებდად XXს. დასაწყისამდე ითვლებოდნენ ატომები. მას შემდეგ რაც დადგენილი იქნა ატომის რთული სტრუქტურა, ისინი აღარ ითვლებოდნენ ელემენტარულ ნაწილაკებად, ამ სიტყვის აღნიშნული გაგებით. ასეთებდად შემდგომ ითვლებოდნენ ბირთვები, პროტონები და ნეიტრონები, სანამ არ იქნა დადგენილი მათი შინაგანი სტრუქტურა, და ა.შ. გრძელდებოდა ახალი ობიექტების (მიუნების, პიონების, ნეიტრინო და სხვ.) აღმოჩენისას. ამჟამად ელემენტარულ ნაწილაკებს პირობითად უწოდებენ უმცირესი მიკრონაწილაკების დიდ ჯგუფს, რომლებიც არ წარმოადგენენ ატომებს ან ატომის ბირთვებს (პროტონების- წყალბადის ატომის ბირთვების გარდა).

დღეისათვის მიღებულია "ჰეშმარიტად" ელემენტარულს მივაკუთვნოთ შემდეგი ნაწილაკები (და მათი შესაბამისი ანტინაწილაკები): 1. ლეპტონები (e , μ , τ და მათი შესაბამისი ნეიტრინოები), 2. კვარკები, 3. ფოტონები და შუალედური ბოზონები W^{\pm} , Z^0 . აუცილებელია შევნიშნოთ, რომ არსებობს ჰიპოთეზები, რომ კვარკები და ლეპტონები შედგებიან უფრო ფუნდამენტური ნაწილაკებისაგან- "პრეონებისაგან". იგივე მეკუთვნება W^{\pm} და Z^0 ბოზონებს.

სხვადასხვა მაღალი ენერჯიის ნაწილაკების ბუნებრივ წყაროს წარმოადგენს კოსმოსური სხივები. ამჟამად მაღალი ენერჯიის დამუხტული ნაწილაკების წყაროს ძირითადად წარმოადგენს ამაჩქარებლები. ისინი დეტექტორებთან ერთად საშუალებას გვაძლევს შევისწავლოთ სხვადასხვა ელემენტარული ნაწილაკების წარმოშობისა და ურთიერთქმედების პროცესები. ამიტომ, ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკას აგრეთვე, მაღალი ენერჯიების ფიზიკას უწოდებენ. ძალიან მცირე მანძილებზე ურთიერთქმედების განხორციელებისათვის ნაწილაკებს უნდა გააჩნდეთ ძალიან მაღალი ენერჯიები. ულტრარელატივისტურ არეში ნაწილაკების სრული ენერჯია დაკავშირებულია იმპულსთან თანაფარდობით $E = p \cdot c$. ამიტომ, განუზღვრელობის თანაფარდობა იქნება $\Delta E \cdot \Delta x \geq \frac{\hbar \cdot c}{2}$, ანუ, $\Delta E \geq \frac{10^{-14}}{\Delta x}$, სადაც, ΔE გამოსახულია გევ-ში, ხოლო Δx სმ-ში. ამრიგად, 10^{-16} სმ და ნაკლებ მანძილზე შეღწევისათვის ნაწილაკს უნდა გააჩნდეს 100 გევ მეტი ენერჯია.

ახალი ნაწილაკების წარმოშობის შესაძლებლობა- რელატივისტური ეფექტია, განპირობებული აინშტაინის $E_{რელ} = mc^2$ თანაფარდობით, რომლის თანახმად, დაჯახებისას ენერჯიის ბალანსში შედის როგორც დაჯახებული ნაწილაკების კინეტიკური ენერჯია, ისე მათი უძრავობის მასების შესაბამისი ენერჯია. დაჯახებისას ეს ენერჯია შეიძლება გადავიდეს ერთმანეთში.

ელემენტარული ნაწილაკების ყველაზე მახასიათებელ თავისებურებას წარმოადგენს, მათი დაჯახებისას წარმოშობისა და ურთიერთგარდაქმნის უნარიანობა. ამასთან სრული (რელატივისტური) ენერჯია ინახება, ე.ი. დაჯახებამდე ყველა ნაწილაკის სრული ენერჯია ტოლია დაჯახების შემდეგ ყველა ნაწილაკის სრული ენერჯიის. მაგალითად, მოძრავი პროტონის უძრავ პროტონზე დაჯახებისას შეიძლება მიმდინარეობდეს რეაქცია,



პიონის მასა 135 მევ-ია, ამიტომ ასეთი რეაქციის განხორციელებისათვის დაცემული პროტონის კინეტიკური ენერჯია უნდა იყოს არა ნაკლებ 135 მევ. სინამდვილეში ის უნდა იყოს არანაკლებ 290 მევ, რადგან იმპულსის შენახვის კანონის თანახმად ენერჯიის ნაწილი იხარჯება სისტემის მიერ მის გადატანით მოძრაობაზე და არ მონაწილეობს რეაქციაში.

ელემენტარული ნაწილაკების მეორე მახასიათებელი თავისებურება მდგომარეობს იმაში, რომ მათი უმრავლესობის ნაწილი არასტაბილურია. ნაწილაკები თავისთავად იშლებიან. ნაწილაკების საშუ-

ალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა τ თავისუფალ მდგომარეობაში იცვლება ფართო საზღვრებში- 10^{-24} წმ-დან უსასრულოდამდე (მაგალითად, ექსპერიმენტალურად დადგენილია, რომ პროტონისათვის $\tau > 10^{32}$ წელი). ელემენტარული ნაწილაკების დაშლა და მათი ურთიერთგარდაქმნადობა გვაფიქრებინებს: "რისგან შედგება ნაწილაკი"? მაგალითად, ნეიტრონის დაშლისას $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ წარმოიშობა ახალი ნაწილაკები: პროტონი, ელექტრონი და ანტინეიტრონი. მაგრამ ეს არ ნიშნავს, რომ ნეიტრონი შედგება ამ ნაწილაკებისაგან. არამედ გვიჩვენებს, რომ ეს ნაწილაკები წარმოიშობიან ნეიტრონის დაშლის შედეგად. მიუხედავად ამისა შეიძლება მოვიყვანოთ ექსპერიმენტულად შემოწმებული კრიტერიუმები, რომლის მიხედვითაც ელემენტარული ნაწილაკები განსხვავდებიან დანარჩენებისაგან. ამისათვის უნდა გავითვალისწინოთ, რომ თვით ცნება, რომ ნაწილაკები არსებობს, მხოლოდ როცა ეს ნაწილაკი თავისუფალია ან ყოველ შემთხვევაში სუსტადაა დაკავშირებული, რომ ბმის ენერგია გაცილებით ნაკლებია შესაბამის უძრავობის ენერგიაზე. ფრაზას "X ნაწილაკი შედგება X_1, X_2, \dots, X_n ნაწილაკებისაგან" გააჩნია მკაფიო აზრი როცა ერთდროულად სრულდება ორი პირობა:

1. ნებისმიერი X ნაწილაკი შეიძლება დავყოთ X_1, X_2, \dots, X_n ნაწილაკებად რაიმე დაჯახებებისას.
2. ნებისმიერი X_i ნაწილაკის ბმის ენერგია $E_{i,ბმ}$ ნაკლებია მის უძრავობის ენერგიაზე $m_i c^2$.

ახლა შეიძლება შემოვიღოთ ელემენტარული ნაწილაკების განმარტება: მიკრონაწილაკს ეწოდება ელემენტარული, როცა მისთვის არ სრულდება ზემოთ აღნიშნული პირობიდან ერთ-ერთი მაინც. უნდა აღინიშნოს, რომ ზემოთ ფორმულირებული ელემენტარულობის პირობის შესრულება არ ნიშნავს, რომ ელემენტარულ ნაწილაკებს არ გააჩნიათ შინაგანი სტრუქტურა. ელემენტარული ნაწილაკების შემადგენელ ნაწილებს (რომლებიც არ აკმაყოფილებენ 1 და 2 პირობებს) სუბნაწილაკებს უწოდებენ.

ელემენტარული ნაწილაკების სხვა მნიშვნელოვან მახასიათებელ თავისებურებას წარმოადგენს მათი მრავალრიცხოვნება. გასული საუკუნის ოციან წლებში ფიზიკოსები ფიქრობდნენ, რომ მთელი სამყარო შედგება სამი სახის ელემენტარული ნაწილაკებისაგან- ელექტრონის, პროტონისა და ელექტრომაგნიტური გამოსხივების კვანტებისაგან. ოცდაათიან წლებში ელემენტარული ნაწილაკების რიცხვი გაიზარდა. აღმოჩენილი იქნა ნეიტრონი, პოზიტრონი, მიუონი, ნეიტრინო. ორმოციანი წლების ბოლოს აღმოჩენილი იქნა პი-

ონები. ხოლო, ორმოცდაათიან წლებში ათეულობით ახალი, ე.წ. "უცნაური ნაწილაკები". სამოციან წლებში ახლად აღმოჩენილი ნაწილაკების რიცხვი მნიშვნელოვნად გაიზარდა.

ყველა ნაწილაკები (მათ შორის არაელემენტარული ნაწილაკები და კვაზინაწილაკები) იყოფიან ბოზონებად და ფერმიონებად. ბოზონებს (ანუ ბოზე-ნაწილაკებს) მიეკუთვნებიან ყველა ნულის მთელი სპინის მქონე ნაწილაკები და კვაზინაწილაკები (პიპოთეტიური გრავიტონები, ფოტონები, მეზონები და მეზონური რეზონანსები, შუალედური ვექტორული ბოზონები, გლიუონები და ყველა ჩამოთვლილი ნაწილაკების ანტინაწილაკები). ბოზონები აღიწერებიან ბოზე-აინშტაინის განაწილების სტატისტიკით. ფერმიონებს (ანუ ფერმი-ნაწილაკებს) მიეკუთვნებიან ყველა ნახევარმთელი სპინის მქონე ნაწილაკები და კვაზინაწილაკები (ლექტონები, ყველა ბარიონები და ბარიონული რეზონანსები, კვარკები, და აგრეთვე ყველა ჩამოთვლილი ნაწილაკების შესაბამისი ანტინაწილაკები). ფერმიონები აღიწერებიან ფერმი-დირაკის განაწილების სტატისტიკით.

ელემენტარული ნაწილაკებს გააჩნიათ საკმაოდ მრავალი სხვადასხვა მახასიათებლები. ელემენტარული ნაწილაკების ძირითადი მახასიათებლებია: 1. m - მასა; 2) J - სპინი; 3) Q - ელექტრული მუხტი; 4) B - ბარიონული მუხტი; 5) ლექტონური მუხტები- L, L', L'' ; 6) უცნაურობა- S ; 7) შარმი- C ; 8) იზოტოპური სპინი- T ; 9) ლუწობა- P ; 10) სიცოცხლის დრო- τ ; 11) სტატისტიკა; ელემენტარული ნაწილაკებს გააჩნიათ მთელი რიგი სხვა მახასიათებლები, ისეთები როგორცაა: 12) G - ლუწობა; 13) CP - ლუწობა; 14) მუხტური ლუწობა; 15) მაგნიტური მომენტი; 16) ელექტრული მუხტის განაწილების საშუალოკვადრატული რადიუსი და ა.შ.

შეისწავლება აგრეთვე უწყვეტი მახასიათებლები, რომლებიც აღიწერებიან უკვე არა დისკრეტული რიცხვებით, არამედ, ფუნქციურად, მაგალითად, ნაწილაკებში მუხტების განაწილება და მაგნიტური მომენტები.

მასა და სპინი ასახვენ ნაწილაკების ინერტულ და გრავიტაციულ თვისებებს. მასით განისაზღვრება აგრეთვე ნაწილაკთა ენერგია. ყველა ნაწილაკის მასები არაუარყოფითია. ბარიონული მუხტი ითვლება $+1$ ტოლად ყველა ბარიონისათვის და ბარიონული რეზონანსებისათვის, და -1 მათი ანტინაწილაკებისათვის.

განასხვავებენ სამი სახის ლექტონურ მუხტებს: ელექტრონულ L_e (e და ν_e ლექტონებისათვის), მიონურ L_μ (μ და ν_μ ლექტო-

ნებისათვის) და ტონური L_τ (τ და ν_τ ლეპტონებისათვის). პირობითად ითვლება, რომ L_e ლეპტონური მუხტი ტოლია $+1$ (e^- და ν_e ლეპტონებისათვის), $L_\mu = +1$ (μ^- და ν_μ ლეპტონებისათვის) და $L_\tau = +1$ (τ^- და ν_τ ლეპტონებისათვის), და ტოლია -1 ყველა ანტილეპტონისათვის (e^+ , $\bar{\nu}_e$, μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$, τ^+ , $\bar{\nu}_\tau$).

S უცნაურობა და C შარმი მუხტების ანალოგიურია, მაგრამ, მათგან განსხვავებით შენახვადია არა ყველა ურთიერთქმედებისას. იგივე მიეკუთვნება ლუწობასა და იზოტოპურ სპინს.

S უცნაურობის ნაცვლად ხშირად გამოიყენება Y ჰიპერმუხტი $Y = B + S$.

J სპინისა და P ლუწობის მდგომარეობა გამოისახება J^P სიმბოლოთი (მაგალითად, 1^+ და $1/2^-$).

τ სიცოცხლის ხანგრძლივობის მიხედვით განასხვავებენ სტაბილურ, კვაზისტაბილურ და რეზონანსულ ნაწილაკებს. რეზონანსულ ნაწილაკებს უბრალოდ რეზონანსებს უწოდებენ.

რეზონანსები ეწოდებათ ნაწილაკებს, რომლებიც განიცდიან დაშლას ძლიერი ურთიერთქმედების ხარჯზე 10^{-23} წმ დროის განმავლობაში. არასტაბილური ნაწილაკები, რომელთა სიცოცხლის ხანგრძლივობა აღემატება 10^{-20} წმ, განიცდიან დაშლას ელექტრომაგნიტური ან სუსტი ურთიერთქმედების ხარჯზე, მაგრამ არა ძლიერი ურთიერთქმედების შედეგად.

დაშლები შეიძლება მიმდინარეობდეს ძლიერი, ელექტრომაგნიტური და სუსტი ურთიერთქმედებით. ყველაზე სწრაფად მიმდინარეობს დაშლები ძლიერი ურთიერთქმედებით - ასეთია რეზონანსების დაშლები. კვაზისტაბილური ნაწილაკები იშლებიან ელექტრომაგნიტური და სუსტი ურთიერთქმედების ხარჯზე. ყველაზე სტაბილურ რეზონანსებს წარმოადგენენ J/ψ და Y , რომელთა $\tau \approx 10^{-20}$ წმ.

მცირე სიცოცხლის დროის τ გამო რეზონანსებს არ გააჩნიათ განსაზღვრული მასა.

ელემენტარული ნაწილაკების ნახევრად დაშლის პერიოდები იცვლება საკმად ფართო საზღვრებში. სტაბილურს (ე.ი. რომელთაც გააჩნიათ უსასრულო სიცოცხლის დრო) წარმოადგენენ ყველა შენახვადი მუხტის მოცემული მნიშვნელობებისას მინიმალური მასის ნაწილაკები. ასეთი ნაწილაკი ცნობილია სულ ცხრა (γ -ფოტონი, e^- -ელექტრონი, p -პროტონი, ν_e -ელექტრონული, ν_μ -მიონური, ν_τ -ტონური ნეიტრინო და მათი ანტინაწილაკები). მათი დაშლა ცდებით არ დაიკვირვება. შედარებით დიდი სიცოცხლის დრო

($T_{1/2} = 10.5$ წთ) გააჩნია ნეიტრონს (და ანტინეიტრონს). დანარჩენი ნაწილაკების სიცოცხლის დრო იცვლება 10^{-6} წმ-დან 10^{-23} \div 10^{-24} წმ-მდე. ბირთვებისაგან განსხვავებით, ნაწილაკებს არ გააჩნიათ ძალიან დიდი სიცოცხლის დრო. ეს დაკავშირებულია ნაწილაკების რადიუსის სიმცირესა და დაშლისას გამოყოფილ დიდ ენერგიებთან. ნაწილაკების სიცოცხლის დრო განისაზღვრება აგრეთვე იმით თუ რომელი ფუნდამენტალური ურთიერთქმედებითაა განპირობებული დაშლა. ნაწილაკებს, რომლებიც განიცდიან დაშლას ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებით, სიცოცხლის ხანგრძლივობა ტოლია 10^{-14} \div 10^{-18} წმ. და ბოლოს, ნაწილაკების, რომლებიც განიცდიან დაშლას სუსტი ურთიერთქმედებით, სიცოცხლის ხანგრძლივობა 10^{-10} წმ და მეტი.

სხვადასხვა კონკრეტულ საკითხებში მთავარ როლს თამაშობს ნაწილაკთა სხვადასხვა თვისებები. ამიტომ, ამჟამად არ არსებობს ერთიანი აზრი, ზემოთ ჩამოთვლილი მახასიათებლებიდან თუ რომელი იქნეს არჩეული ელემენტარული ნაწილაკების კლასიფიკაციისას. ყველაზე გავრცელებული კლასიფიკაციის მიხედვით ელემენტარული ნაწილაკები შეიძლება დაგყოს შემდეგ კლასებად:

1. ფოტონი (γ -კვანტი).
2. ლეპტონები.
3. მეზონები.
4. ბარიონები.

მეზონებს და ბარიონებს გააჩნიათ საერთო სახელწოდება - ადრონები, ნაწილაკები, რომლებიც განიცდიან ძლიერ ურთიერთქმედებას. ხშირად ადრონების კლასიფიკაციისათვის გამოიყენება უცნაურობა და შარმი. ნულოვანი უცნაურობისა და შარმის ადრონებს ეწოდებათ ჩვეულებრივი, ხოლო ნულისაგან განსხვავებული უნაურობის ნაწილაკებს - უცნაურს, ხოლო ნულისაგან განსხვავებული შარმის მძონე ნაწილაკებს - შარმირებულს. თუ უგულებელვყოფთ რეზონანსულ ნაწილაკებს, ბარიონული მუხტისა და უცნაურობის მიხედვით შესაძლებელია ადრონების შემდეგნაირი კლასიფიკაცია:

- 3.1. პიონები: $B = 0, S = 0$.
- 3.2. კაონები: $B = 0, S = \pm 1$.
- 3.3. ეტა-მეზონი: $B = 0, S = 0$.
- 3.4. შარმირებული მეზონები: $B = 0, S = 0, C = \pm 1$.
- 4.1. ნუკლონები: $B = \pm 1, S = 0$.
- 4.2. ჰიპერონები: $B = \pm 1, S = \pm 1, \pm 2, \pm 3$.
- 4.3. შარმირებული ბარიონები: $B = 0, S = 0, C = \pm 1$.

§25. შენახვის კანონები ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში

დაუშვათ, რომ m_1 მასის ნაწილაკი ეცემა m_2 მასის უძრავ ნაწილაკს (სამიზნეს), და ახდენს რეაქციას, რის შედეგად საბოლოო მდგომარეობაში მიიღება m'_1, m'_2, \dots, m'_n მასის n ნაწილაკი. ასეთი რეაქციისას ენერჯიისა და იმპულსის შენახვის კანონებს გააჩნიათ სახე:

$$\vec{p}_1 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 + \dots + \vec{p}'_n \quad (25.1)$$

$$E_{1\text{სეულ}} + m_2 = E'_{1\text{სეულ}} + E'_{2\text{სეულ}} + \dots + E'_{n\text{სეულ}} \quad (25.2)$$

გმოთვლების სიმარტივისათვის ვისარგებლებთ ერთეულთა სისტემით სადაც სინათლის სიჩქარე $c=1$. ასეთი სისტემა მოსახერხებელია იმ მხრივაც, რომ მასში ენერჯიას, მასას და იმპულსს გააჩნიათ ერთნაირი განზომილება. $E_{1\text{სეულ}}, E_{2\text{სეულ}}, E'_{1\text{სეულ}}, \dots, E'_{n\text{სეულ}}$ სრული ენერჯიები დაკავშირებულია შესაბამის იმპულსებთან ჩვეულებრივი რელატივისტური თანაფარდობით,

$$E_{1\text{სეულ}} = \sqrt{m_1^2 + \vec{p}_1^2} \text{ და ა.შ.} \quad (25.3)$$

ფარდობითობის თეორიის თანახმად,

$$\left(\sum E_{i\text{სეულ}}\right)^2 - \left(\sum \vec{p}_i\right)^2 = \text{inv} \quad (25.4)$$

სიდიდე ინვარიანტულია. რომლის გათვალისწინებით შეიძლება დავწეროთ

$$(E_{1\text{სეულ}} + m_2)^2 - \vec{p}_1^2 = (m'_1 + \dots + m'_n)^2 \equiv \left(\sum m'_i\right)^2 \quad (25.5)$$

პირველი ნაწილაკის იმპულსი გამოვსახოთ მისი სრული ენერჯიის საშუალებით

$$\vec{p}_1^2 = E_{1\text{სეულ}}^2 - m_1^2 \quad (25.6)$$

და გადავიდეთ სრული ენერჯიიდან კინეტიკურზე:

$$E_1 = E_{1\text{სეულ}} - m_1 \quad (25.7)$$

(25.7) და (25.6) ჩავსვათ (25.5)-ში, მივიღებთ დაცემული ნაწილაკის ზღვრული კინეტიკური ენერჯიის საბოლოო ფორმულას

$$E_{\text{ზღ}} = E_1 = \frac{(\sum m'_i + m_1 + m_2)(\sum m'_i - m_1 - m_2)}{2m_2} \quad (25.8)$$

რაც შეეხება რეაქციის ენერჯიას, ის უბრალოდ ტოლია ნაწილაკთა ჯამური უძრაობის მასების ცვლილების

$$Q = \sum m'_i - m_1 - m_2 \quad (25.9)$$

ასე რომ,

$$E_{\text{ზღ}} = Q \left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{Q}{2m_2}\right) \quad (25.10)$$

განვიხილოთ (25.8) და (25.10) ფორმულების გამოყენების რამოდენიმე მაგალითი,

1) ნუკლონი-ანტინუკლონი წყვილის წარმოშობის ზღვარი ორი ნუკლონის დაჯახებისას. მაგალითად, $p + p \rightarrow p + p + n + \bar{n}$. ამ შემთხვევაში ყოველი ნაწილაკის მასა ტოლია ნუკლონის მასის, ასე, რომ

$$E_{\text{ზღ}} = \frac{(4m + m + m)(4m - m - m)}{2m} = 6m \approx 5.8 \text{ გეევ}$$

უკვე ამ შემთხვევაში ზღვარი სამჯერ აღემატება რეაქციის ენერჯიას.

2) თუ განვიხილავთ N ნუკლონი-ანტინუკლონის წარმოშობას, იმავე ნუკლონი-ნუკლონური $p + p \rightarrow p + p + N \cdot n + N \cdot \bar{n}$ დაჯახებისას, მაშინ $E_{\text{ზღ}}$ და Q -სათვის მივიღებთ

$$E_{\text{ზღ}} = 2mN(N+2), \quad Q = 2Nm$$

3) პიონის ნუკლონზე ფოტოწარმოშობის ზღვარი $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$.

ამ შემთხვევაში $m_1 = 0, m_2 = m, m'_1 = m, m'_2 = m_\pi \approx \frac{m}{6}$, აქედან,

$$Q = m_\pi, \quad E_{\text{ზღ}} = \frac{(m + m_\pi + m)(m + m_\pi - m)}{2m} \approx 1.08m_\pi$$

რელატივისტური კინემატიკური ეფექტები არსებით გავლენას ახდენენ არა მარტო მხოლოდ რეაქციის ზღვარსა და ენერჯიას შორის თანაფარდობაზე, არამედ რეაქციის შემდეგ გაბნეული ნაწილაკების კუთხურ განაწილებაზე. ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებს ნაწილაკის იმპულსისა და ენერჯიისათვის ლაბორატორიულ სისტემაში (ლს) და ინერციის ცენტრის სისტემაში (იკს) ექნებათ შემდეგი სახე:

$$p_x = p_x^*, \quad p_y = p_y^*, \quad p_z = \frac{p_z^* + vE^*}{\sqrt{1-v^2}}, \quad E = \frac{E^* + vp_z^*}{\sqrt{1-v^2}} \quad (25.11)$$

სადაც, ვარსკვლავიანი სიდიდეები მიეკუთვნებიან იკს-სას, ხოლო ვარსკვლავის გარეშე სიდიდეები კი-ლს-სას. გადავიდეთ პოლარულ კოორდინატა სისტემაზე,

$$p_x = p \sin \Theta \cos \varphi, \quad p_y = p \sin \Theta \sin \varphi, \quad p_z = p \cos \Theta$$

ანალოგიურად ვარსკვლავიანი სიდიდეებისათვის. (25.11)-დან გამომდინარეობს თანაფარდობა

$$\text{tg} \Theta = \frac{v^* \sin \Theta \sqrt{1-v^2}}{v^* \cos \Theta + v} \quad (25.12)$$

სადაც, v^* და Θ^* - გამოტყორცნილი ნაწილაკების სიჩქარე და აზიმუტალური კუთხეა იცს-ში. მაღალი ენერგიის ამჩქარებლებში იზომება არა სიჩქარეები იცს-ში, არამედ დაცემული ნაწილაკის მასა m_1 , სამიზნეს მასა m_2 და დაცემული ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია E_1

$$E_1 = \sqrt{p_1^2 + m_1^2} - m_1 \quad (25.13)$$

სიჩქარე ტოლია

$$v = \frac{P_1}{E_1 + m_1 + m_2} \quad (25.14)$$

(25.13)-დან განვსაზღვროთ იმპულსი და ჩავსვათ (25.14)-ში, გვექნება,

$$v = \frac{\sqrt{E_1^2 + 2E_1 m_1}}{E_1 + m_1 + m_2} \quad (25.15)$$

(25.12) და (25.15) ფორმულებით საშუალებით შეიძლება უშუალოდ დავაკავშიროთ ერთმანეთთან კვეთის კუთხური დამოკიდებულება ლს დი იცს-ში. ჩვენ არ მოვიყვანთ აქ ამ რთულ გამოთვლებს. დავუშვათ, რომ ნაწილაკი იცს-ში გამოიტყორცნება დაცემული ნაკ-

ადის მიმართულებისადმი პერპენდიკულარულად, $\Theta^* = \frac{\pi}{2}$. მაშინ ლს-ში Θ კუთხისათვის მიიღება,

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{v^* \sqrt{1-v^2}}{v} = v^* \sqrt{\frac{(m_1 + m_2)^2 + 2E_1 m_2}{E_1^2 + 2E_1 m_1}} \quad (25.16)$$

როცა v ახლოსაა ერთთან, Θ კუთხე იქნება ძალიან მცირე. ამ ულტრარელატივისტურ შემთხვევას ადგილი აქვს მაშინ, როცა დაცემული ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია E_1 გაცილებით აღემატება m_1 და m_2 მასებს,

$$E_1 \gg m_1 + m_2$$

ამ შემთხვევაში Θ კუთხისათვის მიიღება,

$$\Theta = \Theta^* \sqrt{\frac{2m_2}{E_1}} \quad (25.17)$$

როგორც ჩანს, იცს-ში წინა ნახევარსფეროში გამოტყორცნილი ნაწილაკები მოხვდებიან (25.17) გაშლის კუთხის ვიწრო კონუსში ლს-ში.

ელემენტარული ნაწილაკების სამყაროში მოქმედებს პრინციპი: "რაც არ არის აკრძალული (შენახვის კანონებით), აუცილებლად ხდება, მიმდინარეობს". ეს პრინციპი საშუალებას გვაძლევს გავარკვე-

ვიოთ, თუ როგორი რეაქციები და დაშლები მიმდინარეობს და რომელი არა. ქვემოთ მოცემულია პირობები, რომელთა გამოყენებით შესაძლებელია არ მხოლოდ ვთქვათ, მიმდინარეობს თუ არა მოცემული პროცესი, ექნება თუ არა ადგილი მოცემულ პროცესს, არამედ გამოვთქვათ ამა თუ იმ ნაწილაკების მიღების გზები. ეს პირობებია:

1) იმისათვის, რომ ნებისმიერი პროცესი (რეაქცია ან დაშლა) მიმდინარეობდეს, აუცილებელია, რომ ყოველი სახის მუხტების ალგებრული ჯამი საწყის მდგომარეობაში ტოლი იყოს შესაბამისი სახის მუხტების ალგებრული ჯამის საბოლოო მდგომარეობაში:

$$\Delta B = 0, \Delta L = 0, \Delta L' = 0, \Delta L'' = 0, \Delta Q = 0 \quad (25.18)$$

სადაც $\Delta B = \sum B_{i, \text{საწყ}} - \sum B_{i, \text{საბ}}$ და ა.შ. დაშლისათვის აუცილებელია აგრეთვე მომენტის შენახვა $\Delta J = 0$.

2) იმისათვის, რომ რეაქცია მიმდინარეობდეს, აუცილებელია, რომ დაცემული ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია E_1 აღემატებოდეს ზღვრულს $E_{ზღ}$

$$E_1 > E_{ზღ} \quad (25.19)$$

სადაც $E_{ზღ}$ გამოითვლება (25.8) ფორმულით, ხოლო E_1 (25.7) ფორმულით.

3) იმისათვის, რომ დაშლა მიმდინარეობდეს, აუცილებელია, რომ დასაშლელი ნაწილაკების მასა $m_{\text{საწყ}}$ მეტი იყოს დაშლის შედეგად მიღებული ნაწილაკების მასათა ჯამზე $\sum m_i$:

$$m_{\text{საწყ}} > \sum m_i \quad (25.20)$$

4) იმისათვის, რომ რეაქცია მიმდინარეობდეს რამდენადმე შესაძლებელი ინტენსიურობით, აუცილებელია, რომ ნაწილაკთა უცნაურობისა და შარმის ალგებრული ჯამები $\sum S_i, \sum C_i$ არ იცვლებოდეს რეაქციისას,

$$\Delta S = 0, \Delta C = 0 \quad (25.21)$$

5) უცნაურობის ცვლილების გარეშე დაშლები მიმდინარეობს ძალიან სწრაფად, 10^{-16} წმ და ნაკლები დროის განმავლობაში. გამოჩენის წარმოდგენს ნეიტრინოს მონაწილეობით დაშლები.

6) ნეიტრინოს მონაწილეობით დაშლები, აგრეთვე უცნაურობის და შარმის ცვლილებით დაშლები მიმდინარეობს ნელა ($10^{-8} \div 10^{-10}$ წმ; 10^{-13} წმ-დე 1 გევ რიგის გამოყოფილი ენერგიისას). ამასთან უცნაურობა და შარმი იცვლება:

$$\Delta S = 0 \text{ ან } 1, \Delta C = 0 \text{ ან } 1 \quad (25.22)$$

7) 1, 2 და 4 პირობები ერთად აღებული არა თუ აუცილებელი, არამედ საკმარისია იმისათვის, რომ რეაქცია მიმდინარეობდეს საკმაოდ ინტენსიურობით. გამონაკლის წარმოადგენს ნეიტრონის მონაწილეობით მიმდინარე რეაქციები, რომელიც შეიძლება მიმდინარეობდეს სუსტი ურთიერთქმედების ხარჯზე, ე.ი. მცირე ინტენსიურობით.

8) 1, 3 და 5 პირობები საკმარისია იმისათვის, რომ ადგილი ჰქონდეს სწრაფ დაშლას.

9) 1, 3 და 6 პირობები ჩვეულებრივ არა მხოლოდ აუცილებელია, არამედ საკმარისია რომ მიმდინარეობდეს ნელი დაშლა.

გარდა ამისა უნდა გავითვალისწინოთ, რომ რეალურ ექსპერიმენტალურ დანადგარებში სამიზნეები შეიძლება იყოს მხოლოდ ბირთვი ან პროტონი. დაცემული ნაწილაკები შეიძლება იყოს პროტონები, დეიტრონები, α -ნაწილაკები, მიონები, ელექტრონები, პოზიტრონები, და აგრეთვე γ -კვანტები, ნეიტრონები, დამუხტული პიონები და კაონები და სხვ.

§26. μ -მეზონები

1938წ. ვილსონის კამერით ანდერსონმა და ნედერმაიერმა მიიღეს დამუხტული ნაწილაკის ტრაექტორიის ფოტოსურათი, რომლის მასაც დაახლოებით $200 m_e$ იყო, და რადგან მას ელექტრონისა და პროტონის შორის საშუალო მასა ჰქონდა, მას მეზონი ეწოდა. შემდგომ მისი სახელწოდება დახუსტდა და მას უკვე μ -მეზონი უწოდეს. ელექტრული მუხტის ნიშნის მიხედვით განასხვავებენ μ^+ და μ^- ნაწილაკებს. მათ ახლა მიუთონები ეწოდებათ და მასის მნიშვნელობა მიღებულია $m_\mu = (206,767 \pm \pm 0.003)m_e$.

მიონი არასტაბილური ნაწილაკია, რომლის სიცოცხლის ხანგრძლივობა 1 მკრწმ რიგისაა.

კოსმოსური μ -მეზონების ცდებით მიღებული სიცოცხლის ხანგრძლივობა $\tau \approx 10^{-5}$ წმ.

ფარდობითობის თეორიის თანახმად უძრავი მიონის სიცოცხლის ხანგრძლივობის თეორიული მნიშვნელობა $\tau = 10^{-6}$ წმ. მიონის სპინი ტოლია $1/2$. μ -მეზონის დაშლის სქემა დადგენილი იქნა 1947წ. ფოტობირთვული ემულსიების მეთოდის დახმარებით. აღმოჩნდა, რომ ეს დაშლა სამნაწილაკიანი სქემით ხდება

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu} \quad (26.1)$$

იონიზაციური დამუხრუჭების შედეგად μ^- -მეზონი სწრაფად კარგავს თავის სიჩქარეს და ბირთვის მახლობლად გავლისას ჩაიჭერება მის ერთ-ერთ ორბიტაზე, ატომის ელექტრონის ანალოგიურად, მხოლოდ მიონის ორბიტის რადიუსი $\frac{m_\mu}{m_e} = 200$ -ჯერ მცირეა

ელექტრონისაზე. ასეთ სისტემას მეზოატომი ეწოდება და იგი ჩვეულებრივი ატომის მსგავსია. ელექტრონების მსგავსად, მიონებსაც შეუძლიათ ერთი ორბიტიდან მეორეზე გადასვლა, ენერგეტიკული მდგომარეობის ცვლილებით. პირველი გადასვლებისას გამოსხივდება ოქე ელექტრონები, ხოლო $2p$ მდგომარეობიდან $1s$ მდგომარეობაში გადასვლისას γ -კვანტები.

ცდების შედეგად გამოირკვა, რომ μ^+ -მეზონის სიცოცხლის ხანგრძლივობა დამოკიდებული არ არის იმ გარემოზე, სადაც ხდება მისი დაშლა $\tau_{\mu^+} = 2.15 \cdot 10^{-6}$ წმ, ხოლო μ^- -მეზონის სიცოცხლის ხანგრძლივობა კი სწრაფად მცირდება გარემოს Z რიგითი ნომრის გაზრდისას. ტყვიისათვის $\tau_{\mu^-} = 7 \cdot 10^{-8}$ წმ შეადგენს. ეს იმას ნიშნავს, რომ ტყვიაში μ^- -მეზონის ჩაჭერის ალბათობა 30-ჯერ მეტია ვიდრე მისი დაშლის ალბათობა. რაც მიუთითებს μ -მეზონების ბირთვებთან ძალიან სუსტ ურთიერთქმედებაზე. ამრიგად, μ -მეზოატომის წარმოქმნისას μ -მეზონი $7 \cdot 10^{-8}$ წმ იმყოფება ბირთვის შიგნით და ჩაიჭირება მის მიერ. μ -მეზონების სუსტი ურთიერთქმედების კვეთის შეფასება შეიძლება $\sigma \approx \frac{1}{nl}$ ფორმულით, სადაც n -ბირთვში ნუკლონების კონცენტრაციაა, ხოლო l ურთიერთქმედების დროს μ -მეზონის მიერ გავლილი მანძილი. თუ დაუშვებთ, რომ $n = 10^{38}$, $l = ct = 3 \cdot 10^{10} \cdot 7 \cdot 10^{-8} = 2 \cdot 10^3$ სმ,

$\sigma = 10^{-41}$ სმ² (26.2)

რადგან μ -მეზონების მონაწილეობით მიმდინარე პროცესები მიეკუთვნება სუსტ ურთიერთქმედებას, ამიტომ ისევე, როგორც β -დაშლისას ადგილი უნდა ჰქონდეს ლუწობის შენახვის კანონის დარღვევას.

μ -მეზონების თვისებების შესწავლისას გამომჟღავნდა ელექტრონთან მისი საოცარი მსგავსება. მართლაც, მიუთონებს და ელექტრონებს (e^- -ელექტრონსა და e^+ -პოზიტრონს) გააჩნიათ ერთნაირი სპინი ($1/2$), ბარიონული და ელექტრული მუხტები ($B=0$,

$z = \pm 1$), ორივე მონაწილეობს სუსტ ურთიერთქმედებაში (მცირე კვეთა, ლუწობის შენახვის კანონის დარღვევა), არ მონაწილეობს ძლიერ ურთიერთქმედებაში, ისინი ერთნაირად იქცევიან ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედებისას. მიუხედავად, ისევე როგორც ელექტრონებს შეუძლიათ იყვნენ ატომის-მეზოატომის შემადგენლობაში, ადგილი აქვს მსგავს ენერგეტიკულ გადასვლებს ელექტრომაგნიტური გამოსხივებით. შეიძლება ითქვას, რომ ამ ორ ნაწილაკს შორის სხვაობა მხოლოდ მათ მასებშია ($m_\mu = 207m_e$) რის გამოც მას ხშირად "მძიმე ელექტრონს" უწოდებენ.

ელექტრონის მაგნიტური მომენტი ბორის მაგნეტონის სიდიდის ტოლია $\mu_e = \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$. თუ μ -მეზონი ელექტრონის მსგავსია, მაშინ მისი მაგნიტური მომენტი პირველ მიახლოებაში უნდა თანხვდებოდეს ელექტრონის მაგნიტური მომენტის მნიშვნელოვას, სადაც ელექტრონის მასა მიუონის მასით უნდა შეიცვალოს

$$\mu_\mu = \frac{e\hbar}{2m_\mu c} = \frac{m_e}{m_\mu} \mu_B \quad (26.3)$$

მაგნიტური რეზონანსის მეთოდით გაზომილი μ -მეზონის მაგნიტური მომენტის მნიშვნელობა სავსებით ემთხვევა (26.3) ფორმულას. ამჟამად μ -მეზონის მაგნიტური მომენტისათვის მიღებულია მნიშვნელობა:

$$\mu_\mu = \mu_o \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} + 0.75 \frac{\alpha^2}{\pi^2}\right) = \frac{g}{2} \mu_o = 1.0011654 \mu_o$$

სადაც $\mu_o = \frac{m_e}{m_\mu} \mu_B$ გირომაგნიტური ფარდობაა, $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ ნაზი სტრუქტურის მუდმივაა.

μ^+ -მეზონის მაგნიტური მომენტისათვის მიღებული იქნა მნიშვნელობა, $\mu^+ = (1.0016616 \pm 31 \cdot 10^{-8}) \mu_o$.

§27. π -მეზონები

კოსმოსური ნაწილაკებით ბირთვული ფოტოფირფიტების დასხივების და გამჟღავნების შემდეგ ემულსიაში, გარდა პროტონებისა აღმოჩენილი იქნა აგრეთვე $(200 \div 300) m_e$ მასის მქონე ნაწილაკების კვალიც, რომლებიც შესაძლებელია უკვე ცნობილი μ -მეზონები ყოფილიყო, მაგრამ დაწვრილებითმა შესწავლამ გვიჩვენა, რომ ეს რაღაც ახალი, მანამდე უცნობი ნაწილაკები იყო. ამ ნაწილაკს π -მეზონი ანუ პიონი ეწოდა. თვით პროცესს კი ($\pi - \mu$)-დაშლა.

მეორე შემთხვევაშიც აღმოჩენილი იქნა π -მეზონი, ანუ პიონი, ამასთან, მას უარყოფითი მუხტი გააჩნია, რის გამოც იგი ახლო მიდის ბირთვთან და ჩაიჭირება მის მიერ. პირიქით, დადებითი π^+ -მეზონები ვერ უახლოვდებიან ბირთვს კულონური განზიდვის გამო და იშლებიან μ^+ -მეზონად და ნეიტრინოდ, ამის შემდეგ μ^+ -მეზონი თავის მხრივ იშლება პოზიტრონად, ნეიტრინოდ და ანტინეიტრონად

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad (27.1)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \quad (27.2)$$

1962წ. აღმოჩენილი იქნა ნეიტრინოს და ანტინეიტრინოს ორი ტიპი, რის გამოც ეს სქემები ასე ჩაიწერება

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (27.3)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (27.4)$$

π^- -მეზონის დაშლის სქემა ასეთია

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (27.5)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (27.6)$$

π -მეზონის სიცოცხლის ხანგრძლივობა განსაზღვრული იყო კოსმოსურ სხივებში π -მეზონების რაოდენობის შემცირების მიხედვით. ასეთმა შეფასებამ მოგვცა $\tau_\pi \approx 10^{-8}$ წმ მნიშვნელობა. ეს სიდიდე შემდგომ უფრო ზუსტად იქნა განსაზღვრული ამაჩქარებლებზე ხელოვნურად მიღებულ π -მეზონების დახმარებით.

პიონების ბირთვული ურთიერთქმედების თვისებიდან, უნდა გარკვეული ურთიერთქმედებისას. რომელ ბირთვულ რეაქციებში და დაცემული ნაწილაკების როგორი ენერგიების დროს უნდა ჰქონდეს ასეთ პროცესებს ადგილი? თუ დაუშვებთ, რომ π^\pm მეზონების გაჩენის პროცესში უნდა უნდა შესრულდეს ბარიონული მუხტის

შენახვის კანონი, და გამოვიყენებთ ელექტრული მუხტის შენახვის კანონს, მაშინ შეიძლება დავწეროთ იმ ბირთვული რეაქციების სქემები, სადაც π^\pm მეზონები სწრაფი პროტონებით ურთიერთქმედების შედეგად შეიძლება გაჩნდეს:

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow p + n + \pi^+ \\ p + n &\rightarrow p + p + \pi^- \end{aligned} \quad (27.7)$$

ასევე სწრაფი ნეიტრონების შემთხვევაში

$$\begin{aligned} p + n &\rightarrow n + n + \pi^+ \\ n + n &\rightarrow n + p + \pi^- \\ n + p &\rightarrow n + n + \pi^+ \\ n + p &\rightarrow p + p + \pi^- \end{aligned} \quad (27.8)$$

ცხადია, რომ მოყვანილ რეაქციებში არაცხადი სახით გამოყენებულია აგრეთვე ენერჯისა და იმპულსის შენახვის კანონები.

(27.7) და (27.8) რეაქციების განხილვიდან გამომდინარეობს, რომ ხელოვნური პიონების მისაღებად საჭიროა 300 მეგ რიგის ენერჯია.

π -მეზონების ნაკადებით დაზუსტებული იქნა მათი ძველი და ახალი მახასიათებლები, კერძოდ, დაზუსტდა π^\pm და μ^\pm -მეზონების მასები: $m_{\pi^\pm} = 273.15m_e$, $m_{\mu^\pm} = 206.767m_e$, და სიცოცხლის ხანგრძლივობა: $\tau_{\pi^\pm} = 2.602 \cdot 10^{-8}$ წმ, $\tau_{\mu^\pm} = 2.1968 \cdot 10^{-6}$ წმ.

π -მეზონებს გააჩნიათ ნულის ტოლი სპინი, და უარყოფითი ლუწობა. ნაწილაკებს, რომელთაც უარყოფითი შიგანი ლუწობა და ნულის ტოლი სპინი გააჩნიათ ფსევდოსკალარული ეწოდებათ.

π -მეზონები ძალიან ძლიერ ურთიერთქმედებენ ბირთვებთან. π -მეზონების ეფექტურ ბირთვულ ურთიერთქმედებაზე მიუთითებს პიონების ინტენსიური წარმოქმნა ნუკლონ-ნუკლონური დაჯახების დროს. ამჩქარებლიდან მიღებული წმინდა π^- -მეზონების (π^+ -მეზონების გარეშე) ნაკადის ფოტომულსისასთან ურთიერთქმედების მრავალრიცხოვანმა ცდებმა გვიჩვენა, რომ π^- -მეზონის

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu} \quad (27.9)$$

ტიპის არცერთი დაშლა არ იქნა აღმოჩენილი. ამრიგად μ^- -მეზონებისაგან განსხვავებით π^- -მეზონები სრულიად არ იშლებიან, რადგან ანაც მათი ბირთვული ურთიერთქმედება გაცილებით ალბათურია ვიდრე დაშლის პროცესი. ცხადია ეს სამართლიანია π^+ -მეზონებისათვისაც, მაგრამ ისინი კულონური განზიდვის გამო ახლოს ვერ მიდიან ბირთვთან, რის გამოც მათი დაშლა ხდება გაჩერებისას. ნივთიერებასთან პიონის ურთიერთქმედების კვეთა შეიძლება უმუ-

ალოდ შეფასდეს ბირთვულ ურთიერთქმედებამდე სწრაფი π -მეზონის საშუალო განარბენის სიდიდის დახმარებით.

ამასთან, π -მეზონის მასა ისეთია, რომ განუზღვრელობის თანაფარდობის გამოყენების საფუძველზე, შეიძლება განვსაზღვროთ ბირთვული ძალების a -რადიუსის სწორი მნიშვნელობა,

$$a = c\Delta t = c \frac{\hbar}{\Delta E} = c \frac{\hbar}{m_\pi c^2} = \frac{\hbar}{m_\pi c} = 1.4 \cdot 10^{-13} \text{ სმ} \quad (27.10)$$

π -მეზონები ნამდვილად ბირთვულად აქტიური ნაწილაკებია, რომლებიც ძალიან ინტენსიურად ურთიერთქმედებენ ბირთვულ ნივთიერებასთან, და შეიძლება დადგენილად ჩაითვალოს, რომ π -მეზონები ბირთვული ველის კვანტებია, ან ყოველ შემთხვევაში ერთ-ერთი სახე ასეთი კვანტებისა. თუ დაშვებთ, რომ π^+ და π^- იუკაბების ბირთვული კვანტებია, მაშინ უნდა არსებობდეს მსგავსი თვისებების მქონე ნეიტრალური π^0 -მეზონი. მართლაც ბირთვული ურთიერთქმედების გადაცემა π^\pm -მეზონების დახმარებით ასეთი სქემით შეიძლება წარმოვიდგინოთ

$$n_1 + p_1 \rightarrow (p_2' + \pi^-) + p_1 \rightarrow p_2 + (\pi^- + p_1) \rightarrow p_2 + n_2 \quad (27.11)$$

ე.ი. n_1 ნეიტრონი, p_1 პროტონთან ურთიერთქმედებისას ($\Delta t \approx 10^{-23}$ წმ დროში) გარდაიქმნება p_2' პროტონად და π^- -მეზონად, ე.ი. ხდება π -მეზონის ვირტუალური გაჩენა. ამრიგად, ნეიტრონისა და პროტონის ურთიერთქმედების პროცესში თითქოსდა ხდება ელექტრული მუხტების გაცვლა, რომლის გადამტანიც აქ სწორედ ბირთვული კვანტი- π^- -მეზონია. სრულიად მსგავსად შეიძლება ჩაიწეროს ბირთვული ურთიერთქმედება π^+ -მეზონის მონაწილეობით,

$$p_1 + n_1 \rightarrow (n_2' + \pi^+) + n_1 \rightarrow n_2 + (\pi^+ + n_1) \rightarrow n_2 + p_2 \quad (27.12)$$

ორივე განხილული სქემა გამოხატავს ბირთვული ძალების გადაცემის მექანიზმს, რასაც თან სდევს ნუკლონების გადამუხტვა, ე.ი. გამოხატავს ბირთვული ძალების გაცვლით მექანიზმს.

მაგრამ, არსებობს აგრეთვე ჩვეულებრივი ბირთვული ძალები, რომლებიც ახორციელებენ ურთიერთქმედების ნაწილს ერთი და იგივე ტიპის ნუკლონებს შორის და არაგაცვლითი ხასიათის ურთიერთქმედებას ნეიტრონსა და პროტონს შორის. ცხადია, რომ ამ შემთხვევისათვის (27.11) და (27.12) სახის სქემების გამოსაყენებლად უნდა დაუშვათ ნეიტრალური π^0 -მეზონის არსებობა.

$$n_1 + n_1 \rightarrow (n_1' + \pi^0) + n_2 \rightarrow n_1' + (\pi^0 + n_2) \rightarrow n_1' + n_2' \quad (27.13)$$

$$p_1 + p_2 \rightarrow (p_1' + \pi^0) + p_2 \rightarrow p_2' + (\pi^0 + p_2) \rightarrow p_1' + p_2' \quad (27.14)$$

$$n_1 + p_1 \rightarrow (n_2' + \pi^0) + p_1 \rightarrow n_1' + (\pi^0 + p_1) \rightarrow n_1' + p_1' \quad (27.15)$$

π^0 -მეზონის მონაწილეობით (27.13), (27.14), (27.15) სახის ურთიერთქმედებას ზოგჯერ გაცვლითს უწოდებენ, ხოლო π^\pm -მეზონების მონაწილეობით კი (27.11), (27.12) სახის ურთიერთქმედებას მუხტურ გაცვლითს. სულ მალე π^0 -მეზონი აღმოჩენილი იქნა. $m_{\pi^0} = (264.1 \pm 1)m_e$. π^0 -მეზონის სიცოცხლის ხანგრძლივობა შეიძლება განსაზღვრული იქნეს სხვადასხვა მეთოდებით. ამჟამად მიღებულია მნიშვნელობა $\tau_{\pi^0} = (0.84 \pm 0.10)10^{-16}$ წმ.

§28. K-მეზონები

კოსმოსური სხივებით დასხივებული ფოტოფირფიტის შესწავლისას აღმოჩენილი იქნა ოთხი ნაწილაკის კვალი. დადგენილი იქნა, რომ ერთ-ერთი კვალი ეკუთვნოდა პირველად ნაწილაკს, რომლის $Z=1$ და მასა $m \approx 1000m_e$, დანარჩენი სამი კვალი კი მეორადი ნაწილაკებისა იყო, რომლებიც პირველადი ნაწილაკის გაჩერების შემდეგ, მისი დაშლის შედეგად წარმოიშვნენ. ამიტომ, პირველადი ნაწილაკის, რომელსაც τ -მეზონი ეწოდა, დაშლის სქემა ასე შეიძლება ჩავწეროთ:

$$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^- \quad (28.1)$$

პირველადი ნაწილაკი მხოლოდ სამ დამუხტულ ნაწილაკად იშლება და დამატებით ნეიტრალური ნაწილაკები არ წარმოიშობა. ამასთან დაკავშირებით τ -მეზონს ხშირად $K_{\pi^3}^+$ მეზონი ეწოდებოდა. დაშლისას გამოთავისუფლებული Q ენერჯის, და პიონების ცნობილი მასების დახმარებით დადგინდა, რომ $m_\tau = 3m_\pi + Q = 966m_e$. ელექტრული მუხტის შენახვის კანონის თანახმად, τ -მეზონს ერთეულოვანი დადებითი მუხტი უნდა ჰქონდეს.

ვილსონის კამერაში დაკვირვებული იქნა τ -მეზონების დაშლა მოძრაობაში. ამ შემთხვევაში გარდა τ^+ -დაშლებისა აღმოჩენილი იყო აგრეთვე τ^- -მეზონების დაშლაც. ვილსონის კამერაში მიღებულ შედეგების ანალიზმა მოგვცა τ -მეზონის სიცოცხლის ხანგრძლივობის წინასწარი შეფასება: $\tau_\tau \approx 10^{-8}$ წმ.

მაგნიტურ ველში მოთავსებულ ვილსონის კამერის საშუალებით კოსმოსური სხივების შესწავლისას 1951წ. აღმოჩენილი იქნა ე.წ. χ ნაწილაკები, ე.ი., ჩანგლის მაგვარი კვალები, რომელიც ერთი წერტილიდან გამოსულ ორი დამუხტული ნაწილაკის კვალისაგან შედგება. ანალიზის შედეგად დადგენილი იქნა ორი ტიპის ნეიტრალური

არასტაბილური Λ^0 და Θ^0 ნაწილაკის არსებობა, რომლებიც ორ დამუხტულ ნაწილაკად იშლებიან, შესაბამისად $Q_1 \approx 37$ მეგ და $Q_2 \approx 220$ მეგ ენერჯის გამოყოფით. Θ^0 ნაწილაკს Θ^0 -მეზონსაც უწოდებენ, და ორ მსუბუქ ნაწილაკად იშლება:

$$\Theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \quad Q \approx 220 \text{ მეგ} \quad (28.3)$$

ამ სქემის შესაბამისად Θ^0 -ნაწილაკს ეწოდა $K_{\pi^2}^0$ -მეზონი. მისი მასა განისაზღვრება, როგორც $m_{\Theta^0} = 2m_\pi + Q \approx 965m_e$, ხოლო სიცოცხლის ხანგრძლივობა $\tau_{\Theta^0} \approx 10^{-10}$ წმ.

Λ^0 -ნაწილაკი, შეფასებული იყო იმპულსისა და იონიზაციის სიდიდის მიხედვით, რის შედეგადაც დადგენილი იქნა Λ^0 -ნაწილაკის დაშლის ასეთი სქემა:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-, \quad Q \approx 37 \text{ მეგ}$$

მოგვიანებით Λ^0 -ნაწილაკები შეისწავლებოდა ბუმბოვანი კამერებით მაგნიტურ ველში და ემულსიური კამერებით. Λ^0 -ნაწილაკის მასისათვის მიიღებული იქნა მიშვნელობა $m_{\Lambda^0} = 2183.17 \pm 0.16m_e$.

Λ^0 -ნაწილაკის სიცოცხლის ხანგრძლივობა $\tau_{\Lambda^0} = (2.51 \pm 0.03)10^{-11}$ წმ. პროტონისა და π^- -მეზონის ენერჯების გაზომვის საშუალებით დადგინდა, რომ $m_\Lambda = (2183.17 \pm 0.16)m_e$, $Q \approx 37.76$ მეგ. ნაწილაკის სიცოცხლის ხანგრძლივობა $\tau_\Lambda = (2.51 \pm 0.03)10^{-11}$ წმ. ადგილი აქვს ასეთ დაშლასაც

$$\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0, \quad Q = 39.06 \text{ მეგ}$$

ზოგიერთ შემთხვევაში შესაძლებელია ადგილი ჰქონდეს დაშლის ლეპტონურ სქემებსაც

$$\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

($\pi - \mu$) დაშლისას გაჩენილი μ -მეზონების შესწავლისას აღმოჩნდა ორი შემთხვევა, რომელიც ($\pi - \mu$) დაშლის მსგავსი იყო, მაგრამ ამ დაშლებში μ -მეზონების კვალები გაცილებით მრავალფეროვანი იყო. პირველადი ნაწილაკის მასა იყო $m_\chi \approx 1000m_e$ და მას χ -ნაწილაკი ეწოდა, ხოლო μ -მეზონის განარბენის სხვადასხვა სიგრძე ახსნილი იქნა სამნაწილაკიანი დაშლის სქემით

$$\chi \rightarrow \mu + 2\pi n \quad (28.13)$$

სადაც n ნეიტრალური ნაწილაკია. შემდგომში ($\chi - \mu$)-დაშლის შესწავლისას დადგენილი იქნა, რომ ამ დაშლის სქემას ასეთი სახე აქვს

$$\chi^+ \rightarrow \mu^+ + \pi^+ + \nu, Q \approx 250 \text{ მევ } (K_{\mu 3}^+) \quad (28.14)$$

ასე, რომ $m_{\chi^+} = (966 \pm 1)m_e$.

კოსმოსური სხივებისა და ამაჩქარებლებიდან გამოყვანილი ნაკადების შემდგომი შესწავლის შედეგად აღმოჩნდა კიდევ მსგავსი დაშლის სქემის (ერთნაირი Q) მქონე ნაწილაკები, რომლებსაც განსხვავებული მუხტი ჰქონდათ.

$$\tau^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0, Q = 75 \text{ მევ } (K_{\mu 3}^0) \quad (28.15)$$

$$\Theta^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0, Q = 220 \text{ მევ } (K_{\mu 2}^\pm) \quad (28.16)$$

$$\chi^0 \rightarrow \mu^\pm + \pi^\pm + \nu, Q \approx 250 \text{ მევ } (K_{\mu 3}^0) \quad (28.17)$$

ყველა ამ ნაწილაკის მასა არის $(965 \div 970)m_e$, ხოლო K^\pm -მეზონების სიცოცხლის ხანგრძლივობა 10^{-8} წმ რიგისაა, K^0 -მეზონებისა კი დაახლოებით 10^{-10} წმ.

§29. ჰიპერონები

ამჟამად ყველა არასტაბილურ ნაწილაკს, რომლის მასა ნუკლონის მასაზე მეტია, ჰიპერონები ეწოდებათ. Λ^0 -ნაწილაკი ნეიტრალური ჰიპერონია. აღმოჩენილი იქნა სხვადასხვა დაშლის სქემების მქონე დამუხტული ჰიპერონი

Λ^0 -ნაწილაკი ნეიტრალური ჰიპერონია. მის გარდა აღმოჩენილი იქნა სხვადასხვა დაშლის სქემების მქონე დამუხტული ჰიპერონები

$$\Sigma_1^+ \rightarrow p + \pi^0, Q_1 \approx 116 \text{ მევ}$$

$$\Sigma_2^+ \rightarrow n + \pi^+, Q_2 \approx 110 \text{ მევ}$$

Σ_1^+ და Σ_2^+ ერთი და იგივე ნაწილაკია, რომელიც სხვადასხვა სქემით იშლება.

Σ^+ -ჰიპერონის მასა და სიცოცხლის ხანგრძლივობა შესაბამისად ტოლია:

$$m_{\Sigma^+} = (232776 \pm 0.2)m_e, \tau_{\Sigma^+} = (0.802 \pm 0.007) \cdot 10^{-10} \text{ წმ}$$

Σ^+ -ჰიპერონის გარდა აღმოჩენილი იქნა Σ^- -ჰიპერონიც, რომელიც ასეთი სქემით იშლება

$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-, Q \approx 117 \text{ მევ}$$

ხოლო Σ^- -ჰიპერონის მასა და სიცოცხლის ხანგრძლივობა კი შესაბამისად ტოლია:

$$m_{\Sigma^-} = (2343.1 \pm 0.2)m_e, \tau_{\Sigma^-} = (1.49 \pm 0.03) \cdot 10^{-10} \text{ წმ}$$

Σ^+ - და Σ^- - ჰიპერონის მასები და სიცოცხლის ხანგრძლივობები განსხვავებულია, რადგან Σ^- -ჰიპერონი არ არის Σ^+ -ჰიპერონის ანტინაწილაკი.

აღმოჩენილი იქნა კიდევ ერთი დამუხტული ჰიპერონი, ე.წ. კასკადური (Ξ^- -ჰიპერონი), რომლის დაშლის კასკადური სქემაა

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-, Q = 65.8 \text{ მევ}$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$$

ხოლო მასა და სიცოცხლის ხანგრძლივობა შესაბამისად ტოლია $m_{\Xi^-} = (2585.6 \pm 0.41)m_e, \tau_{\Xi^-} = (1.66 \pm 0.04) \cdot 10^{-10}$ წმ

მოგვიანებით თეორიულად იწინასწარმეტყველეს და ექსპერიმენტულად აღმოაჩინეს ორი ნეიტრალური Σ^0 და Ξ^0 -ჰიპერონი რომელთა პარამეტრები და დაშლის სქემებია:

$$m_{\Sigma^0} = (2333.7 \pm 0.3)m_e, (\tau_{\Sigma^0}) < 10^{-14} \text{ წმ}$$

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma, Q \approx 77 \text{ მევ}$$

$$m_{\Xi^0} = (2572.8 \pm 1.4)m_e, \tau_{\Xi^0} = (3.03 \pm 0.18) \cdot 10^{-14} \text{ წმ}$$

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0, Q \approx 64.1 \text{ მევ}$$

1964წ. აღმოჩენილი იქნა მძიმე Ω^- -ჰიპერონი, რომლის მასა და სიცოცხლის ხანგრძლივობა

$$m_{\Omega^-} = (3273 \pm 1)m_e, \tau_{\Omega^-} = (1.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-10} \text{ წმ}$$

მას რთული, სამწევრიანი კასკადური ხასიათის დაშლის სქემა გააჩნია. დამატებით აღმოჩენილი იქნა Ω^- -ჰიპერონის დაშლის ასეთი სქემები

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$$

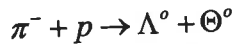
$$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$$

ჰიპერონების დაშლის სქემებიდან გამომდინარეობს, რომ ყველა მათთვის ბარიონული მუხტი $B=1$, სპინი $s=1/2$. სავარაუდოდ Ω^- ჰიპერონის სპინი $3/2$ ტოლია. ყველა ჰიპერონის შინაგანი ლუწობა Λ^0 -ჰიპერონის მიმართ $+1$ ტოლია.

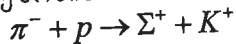
§30. უცნაური ნაწილაკები

K -მეზონებისა და ჰიპერონების შესწავლამ გვიჩვენა, რომ მათ უცნაური და ზოგჯერ საწინააღმდეგო თვისებებიც კი აქვთ. მაგალითად, ყველა კაონს და ჰიპერონს ძალიან დიდი სიცოცხლის ხანგრძლივობა აქვთ ($10^{-8} \div 10^{-10}$) წმ, რაც საგრძნობლად სჭარბობს მახასიათებელ ბირთვულ დროს ($10^{-22} \div 10^{-23}$) წმ, მიუხედავად იმისა,

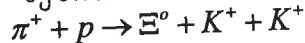
რომ ეს ნაწილაკები ბირთვულად აქტიურ ნაწილაკებად- ადრონებ-
ად იშლებიან. ამრიგად, კაონები და ჰიპერონები იქცევიან როგორც
ბირთვულად პასიური ნაწილაკები, მაგრამ ამასთანავე, ისინი ხშირ-
ად წარმოიშობიან ბირთვული ურთიერთქმედების დროს, ე.ი. მხო-
ლოდ აქტიური ნაწილაკების თვისებებს ამჟღავნებენ. გასათვალ-
ისწინებელია ის გარემოებაც, რომ ამ ურთიერთქმედებებში ცალ-
კეული კაონები და ჰიპერონები კი არ წარმოიქმნება, არამედ მათი
ჯგუფები (წყვილი, სამეული). მაგალითად, დაკვირვებულია Λ -
ჰიპერონისა და Θ -მეზონის ერთდროული გაჩენა შემდეგი რეა-
ქციაში



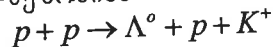
Σ^- -ჰიპერონისა და K^+ -მეზონისა



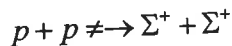
Ξ^0 -ჰიპერონისა და K^+ -მეზონისა



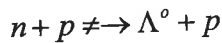
Λ^0 -ჰიპერონისა და K^+ -მეზონისა



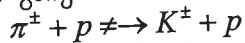
მაგრამ არასდროს არ ხდება ერთდროულად ორი Σ^+ -ჰიპერონის გა-
ჩენა



ან ერთი Λ^0 -ჰიპერონისა



ასევე ერთი K^+ -მეზონის გაჩენა



დადგენილია აგრეთვე K^+ და K^- მეზონების მკვეთრი ასიმეტრია.
(1÷2) გევ ენერჯის ურთიერთქმედებებისას უფრო მეტი K^+ -
მეზონი ჩნდება, ვიდრე K^- -მეზონი. K^- -მეზონები ჩნდება მხოლოდ
 K^+ -მეზონებთან ერთად, მაშინ როცა K^+ -მეზონი შეიძლება
გაჩნდეს წყვილში ჰიპერონთან ერთად, და ბოლოს, K^+ -მეზონები
ნუკლონებთან ურთიერთქმედებებისას მხოლოდ გაიბნევა და გად-
აიშლება, K^- -მეზონს კი შეუძლია გამოიწვიოს კიდევ ჰიპერონის
გაჩენის რეაქციაც. ყველა ეს თვისებები იმდენად უჩვეულო იყო,
რომ კაონებსა და ჰიპერონებს უცნაური ნაწილაკები უწოდეს. მაგ-
რამ, მალე გამოირკვა. რომ უცნაური ნაწილაკების ეს თვისებები
ურთიერთდაკავშირებულია.

უცნაური ნაწილაკების საოცარი თვისებების ასახსნელად 1953-
1954 წლებში ამერიკელმა ფიზიკოსმა გელ-მანმა და იაპონელმა
ნიშაძიმამ მოახდინეს იზოტოპური ინვარიანტობის (ბირთვული

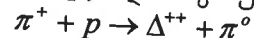
ძალების მუხტური დამოუკიდებლობის) შემდგომი განზოგადება და
გაავრცელეს იგი K -მეზონებსა და ჰიპერონებზე. ამ განზოგადოებ-
ის მიხედვით, კაონებისა და ჰიპერონებისათვის (მათი გაჩენის პრო-
ცესში) იგულისხმება იზოტოპური სპინის შენახვის კანონის შესრ-
ულება, სადაც ისევე როგორც ნუკლონებისა და π -მეზონების შემ-
თხვევაში, სრული იზოტოპური სპინის მოცემული მნიშვნელობის
მქონე ნაწილაკები წარმოადგენენ იგივე (ბირთვული თვისებებით)
მქონე, სხვადასხვა მუხტის ნაწილაკების მულტიპლეტს.

§31. რეზონანსები

თანამედროვე ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკის ერთ-ერთი
ყველაზე საინტერესო პრობლემაა ორი ან მეტი ელემენტარული
ნაწილაკით შექმნილი მეტად მოკლე სიცოცხლის მქონე (10^{-22} წმ)
რეზონანსული მდგომარეობების შესწავლა. პირველად ეს მდგომარე-
ობები დაკვირვებული იყო მაღალი ენერჯიების π -მეზონების
ნუკლონებზე გაბნევის პროცესებში. ამ გამოკვლევებში შემჩნეული
იქნა, რომ π -მეზონების კინეტიკური ენერჯის გარკვეული მნიშვნე-
ლობისას ($\sim 90, \sim 600, \sim 900, \sim 1300$) მეგავ (π, n) გაბნევის კვეთას
აქვს რეზონანსული მაქსიმუმები, რომელთა სიგანე დაახლოებით
ტოლია 100 მეგავ.

განუზღვრელობის პრინციპის თანაფარდობის თანახმად, ეს ნიშ-
ნავს, რომ იქმნება ისეთი მდგომარეობები, რომელთა სიცოცხლის
დრო $\tau \approx \frac{\hbar}{\Gamma} \approx 0.7 \cdot 10^{-23}$ წმ, ე.ი., π -მეზონისა და ნუკლონის რაღაც
კვაზიმუმი სისტემა. ამ სისტემას რეზონანსი ან რეზონონი ეწო-
დება.

პირველი ნუკლონური Δ -რეზონანსის ანუ $\Delta(1232)$ -რეზონანსის
მასა $m_{\Delta^+} \approx 1232$ მევ. გარდა ამისა Δ -რეზონანსისათვის ნაპოვნი
იქნა სპინისა ($\bar{T} = 3/2$), და იზოსპინის მნიშვნელობები. ($\bar{T} = 3/2$)
მნიშვნელობიდან გამომდინარეობს, რომ Δ -რეზონანსი იზოტოპური
კვარტეტი, ე.ი. $2T + 1 = 4$, ანუ მას ოთხი მუხტური მდგომარეობა
აქვს: $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$. ამრიგად, (π, p) გაბნევის კვეთაში მა-
ქსიმუმის გაჩენა შეიძლება აიხსნას, როგორც ახალი არასტაბილ-
ური ნაწილაკის- რეზონანსის წარმოშობა. შემდგომ რეზონანსი აღ-
მოჩენილი იქნა როგორც ცალკე ნაწილაკი გაჩენილი სხვა ნაწილ-
აკებთან ერთად (π, p) და (K, p) , და სხვა ურთიერთქმედებებში



$$\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^- + \pi^+$$

$$K^+ + p \rightarrow \Delta^{++} + K^{*0}$$

ასეთი ფორმით, ე.ი. ურთიერთქმედებისას გაჩენილი არასტაბილური ნაწილაკების სახით რეზონანსები აღმოჩენილი იქნა (π, Λ), (π, K), (2π), (3π) და მრავალი სხვა ძლიერმოქმედი ნაწილაკების სიტემებისათვის. ამ რეზონანსებს შესაბამისად Y_1^* , K_1^* , ρ , f და ω რეზონანსები ეწოდება. თითოეული მათგანი გაჩენისას და დაშლისას იქცევა როგორც გარკვეული თვისებების მქონე ცალკეული შლისას ელემენტარული ნაწილაკი, ელექტრული და ბარიონული მუხტით, მათ აქვთ მასა სპინი, იზოტოპური სპინი, ლუწობა, უცნაურობა სივრცის ხანგრძლივობით (უფრო სწორად რეზონანსის სივრცით). რეზონანს ისევე როგორც ჩვეულებრივ ნაწილაკს შეიძლება მიეწოდოს იმპულსის და ენერჯის გარკვეული მნიშვნელობა. ამრიგად, ფორმალურად რეზონანსი ნაწილაკისაგან მცირე სივრცის ხანგრძლივობით განსხვავდება, რაც გამოწვეულია მისი არასტაბილურობით ძლიერი ურთიერთქმედების მიმართ.

ჩვეულებრივი ნაწილაკებისაგან განსხვავებით რეზონანსების დაშლისას სრულდება იზოსპინისა და უცნაურობის შენახვის კანონები ($\Delta T = 0$, $\Delta S = 0$)

$$\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$$

$$T \rightarrow \frac{3}{2} = \frac{1}{2} + 1$$

$$S \rightarrow 0 = 0 + 0$$

ყოველ რეზონანს ახასიათებს დაშლის რამოდენიმე ხერხი. რაც უფრო მეტია რეზონანსის ეფექტური მასა, მით მეტია დაშლის ტიპების რაოდენობაც, ანუ როგორც ამბობენ მას უფრო მეტი დაშლის ღია არხი აქვთ.

არსებობს რეზონანსების შესწავლის ორი ძირითადი მეთოდი. ე.წ. ნაკლოვანი-მასისა და ეფექტური მასის მეთოდები. ნაკლოვანი მასის მეთოდის იდეა მდგომარეობს M^* რეზონანსის (ნაკლოვანი მასის) p იმპულსისა და მასის განსაზღვრაში, რომლებიც ორნაწილაკიანი პროცესის ენერჯის და იმპულსის შენახვის კანონს აკმაყოფილებს. ამისათვის აიგება N მოვლენათა რიცხვის განაწილებების ნეიტრონის ან პროტონის იმპულსის მიხედვით ინერჯის ცენტრის სისტემაში. თუ რეაქციის სამივე ნაწილაკის განაწილების სტატისტიკური თანაბარალბათიანობის დაშვების პირობებში, შენახვის კანონების საფუძველზე აგებულ ფაზური მრუდის ფონზე მაქსიმუმ გამოჩნდება, რაც ნიშნავს, რომ ნაწილი მოვლენებისა ორნაწილაკიანი ურთიერთქმედების სქემას შეესაბამება:

$\pi^- + p \rightarrow (2\pi)^0_{\text{რეზ}} + n$, $\pi^- + p \rightarrow (2\pi)^-_{\text{რეზ}} + p$
 აქ $(2\pi)^0_{\text{რეზ}}$ ნულოვანი მუხტის მქონე არასტაბილური ნაწილაკი (რეზონანსი) არის, რომელიც π^+ და π^- -მეზონებად იშლება, ხოლო $(2\pi)^-_{\text{რეზ}}$ უარყოფითი მუხტის მქონე რეზონანსია, რომელიც π^- და π^0 -ნაწილაკებად იშლება.

ცხადია, რომ გამოყოფილი ორნაწილაკიანი შემთხვევისათვის ნუკლონის \vec{p}_N იმპულსი ამ პროცესის ინერჯის ცენტრის სისტემაში რეზონანსის იმპულსის ტოლი და მისი საწინააღმდეგო უნდა იყოს

$$\vec{p}_{(2\pi)_{\text{რეზ}}} = -\vec{p}_N$$

რადგანაც ნუკლონის სრული ენერჯია

$$E_N = \sqrt{m_N^2 c^4 + p_N^2 c^2}$$

ხოლო რეაქციის სრული ენერჯია E ცნობილია, ამიტომ (2π) -რეზონანსის სრული ენერჯია

$$E_{(2\pi)_{\text{რეზ}}} = E - E_N$$

ამიტომ ამ რეზონანსის მასა შეიძლება გამოითვალოს ფორმულით

$$M_{(2\pi)_{\text{რეზ}}}^* c^2 = (E_{(2\pi)_{\text{რეზ}}}^2 - p_{(2\pi)_{\text{რეზ}}}^2 c^2)^{1/2}$$

ეფექტური მასის მეთოდის გამოყენებისას აიგება N მოვლენათა რიცხვის განაწილება უშუალოდ ეფექტური M^* მასის მიხედვით, რომელიც შემდეგი ინვარიანტული გამოსახულებიდან გამოითვლება

$$M^* = (E_{(2\pi)_{\text{რეზ}}}^2 - p_{(2\pi)_{\text{რეზ}}}^2 c^2)^{1/2} / c^2$$

ჩვეულებრივ აქ შეიტანენ ხოლმე 2π მეზონის სრული ენერჯის და იმპულსის მნიშვნელობებს კოორდინატთა ლაბორატორიულ სისტემაში (სადაც ისინი უშუალოდ იზომება).

რეზონანსის სხვა თვისებები, მაგალითად სპინი, შესაძლებელია მიღებული იქნას ორი π -მეზონის ინერჯის ცენტრის სისტემაში. $M^*_{\text{რეზ}}$ -ის მახლობლობაში მოვლენათა დაწვრილებითი შესწავლის დროს.

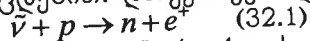
დასასრულს უნდა აღინიშნოს, რომ მოცემული ეფექტური მასა ყველა მოვლენათა შორის "რეზონანსული ტიპის" მოვლენათა გამოყოფა მხოლოდ სტატისტიკურადაა შესაძლებელი.

§32. ნეიტრინო

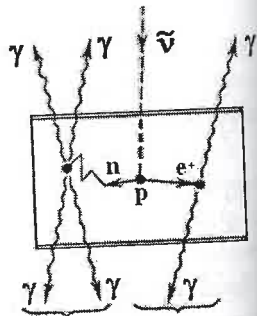
ნეიტრინო ერთადერთი ნაწილაკია, რომელიც არ მონაწილეობს არც ძლიერ, არც ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებებში. ნეიტრინო თუ არ გავითვალისწინებთ გრავიტაციულ ურთიერთქმედებას (რომელშიც მონაწილეობს ყველა ნაწილაკი) შეიძლება მონაწილეობდეს მხოლოდ სუსტ ურთიერთქმედებაში.

ჰიპოთეზა ნეიტრინოს არსებობის შესახებ გამოთქმული იქნა 1932წ., მაგრამ შემდგომ დიდი ხნის განმავლობაში ამ ჰიპოთეზის დადასტურება და ნეიტრინოს დაკვირვება ვერ მოხერხდა. რომლის მიზეზი მდგომარეობს იმაში, რომ ნეიტრინოს არ გააჩნია ელექტრული მუხტი, და მასა. ნეიტრინო სუსტად ურთიერთქმედებს ნივთიერებასთან. მაგალითად, 0.1 მევ ენერგიის ნეიტრინოს გააჩნია 0.20 სმ განარბენი. მხოლოდ ბირთვული რეაქტორების შექმნის შემდეგ, რომლებიც წარმოადგენენ ნეიტრინოების მძლავრ ძლიერი ნაკადების წყაროებს, შესაძლებელი გახდა ამ ნაწილაკებით მონაწილე რეაქციის დაკვირვება.

ანტინეიტრინოს უშუალო დაკვირვება განხორციელებული იქნა რეინესისა და კოუენის ცდებით. დაიკვირვებოდა რეაქცია



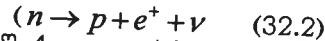
რომელიც არსებითად წარმოადგენს რეაქციის $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ შებრუნებულ რეაქციას. ანტინეიტრინოს პროტონთან რეაქციაში მონაწილეობა მოწმობს ანტინეიტრინოსა და პოზიტრონის ერთდროულად წარმოშობის ფაქტს (ნახ. 32.1). პოზიტრონი პრაქტიკულად მყისიერად განიცდის ანიჰილაციას ელექტრონთან, რაც იწვევს ორი γ კვანტის წარმოშობას, რომელთაგან თითოეულის ენერგია 0.51 მევ. ნეიტრონი შენელების შემდეგ ჩაიჭირება კადმიუმის ბირთვის მიერ. აგზნების შემდეგ წარმოშობილი ბირთვი გამოასხივებდა 9.1 მევ ჯამური ენერგიის რამოდენიმე γ კვანტს. სამიზნედ გამოიყენებოდა კადმიუმის ქლორის წყლის ხსნარით ავსებული ორი რეზერვუარი, რომელიც განიცდის სცინტილაციას γ ფოტონის მოქმედებით (ნახ. 32.2).



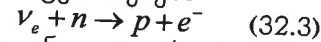
ნახ. 32.1.

სცინტილაციური რეგისტრირდებოდა ფოტოგამამარავლებლებით. კოსმოსური გამოსხივებისაგან და რეაქტორიდან გამოსული ნეიტრინოებისაგან დასაცავად რეზერვუარი მოთავსებული იყო პარაფინის, ხოლო შემდეგ ტყვიის გარსში. მთლიანად მოწყობილობა დახურული იყო ღრმა მიწაში დიდი რეაქტორის მახლობლად. ცდა გრძელდებოდა 1371 სთ (57 დღე).

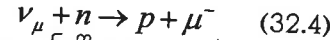
ერთ პროცესებში ნეიტრინო (ან, ანტინეიტრინო) წარმოიშობა ელექტრონთან (პოზიტრონთან) ერთად, სხვა პროცესებში - მიონთან ერთად. დიდი ხნის განმავლობაში ითვლებოდა პირველი (ელექტრონული) ნეიტრინო ν_e იგიურია მიონური ნეიტრინოსი ν_μ . 1962წ ექსპიმენტულად დადგენილი იქნა, რომ ეს ასე არ არის. ცდის იდეა მდგომარეობდა შემდეგ-



რეაქციის შექცეული პროცესი იქნება

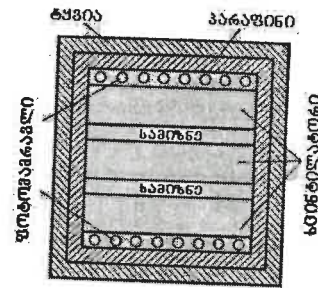


შესაძლებელია აგრეთვე ანალოგიური პროცესი, რომელშიც ელექტრონის ნაცვლად წარმოიშობა მიონი



ამ რეაქციაში მონაწილე ნაწილაკი, ცხადია, რომ უნდა იყოს არა ელექტრონული არამედ მიონური ნეიტრინო. საჭირო იყო დაშლისას $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ წარმოშობილი ნივთიერების დასხივება მიონური ნეიტრინოთი და წარმოშობილი ნაწილაკების დაკვირვება. მათ შორის e^- და μ^- ნაწილაკების არსებობა გვიჩვენებდა ν_e და ν_μ იგიურობაზე. მხოლოდ μ^- არსებობა გვიჩვენებდა ელექტრონული მიიღებოდა 15 მევ ენერგიის π^+ მეზონები. $\pi - \mu$ დაშლის პროცესის ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^+ \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$) შედეგად წარმოიშობოდა 0.500 მევ ენერგიის მიონური ნეიტრინოები. ასეთი ნეიტრინოების ნაკადი მიმართული იყო ნაპერწკლურ კამერაზე. 800 სთ განმავლობაში რეგისტრირდებოდა მიონების წარმოშობის 51 შემთხვევა, და ელექტრონის წარმოშობის არცერთი შემთხვევა. რაც გვიჩვენებს რომ არსებობს ოთხი სხვადასხვა სახის ნეიტრინო: ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$.

დიდი ხნის განმავლობაში გაურკვეველი იყო ნეიტრინოს ანტინეიტრინოსაგან განსხვავებულობა, რაც შესაძლებელი გახდა კომბინირებული ლუწობის შენახვის კანონის აღმოჩენის შემდეგ. ისინი განსხვავდებიან სპირალურობით. სპირალურობის ქვეშ იგულისხმება განსაზღვრული თანაფარდობა ნაწილაკების იმპულსსა \vec{p} და სპინის \vec{s} მიმართულებებს შორის განსაზღვრული თანაფარდობანი. სპირალობა ითვლება დადებითად როცა სპინსა და იმპულსს გააჩნიათ ერთნაირი მიმართულება. ამ შემთხვევაში ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულება (\vec{p}) და შესაბამისი სპინის "ბრუნვის" მიმართულება ქმნიან მარჯვენა ხრახნს (ნახ. 32a). სპინისა და იმპულსის საპირისპირო მიმართულებებისას (ნახ. 32b) სპირალობა იქნება უარყოფითი (გადატანითი მოძრაობა და "ბრუნვითი" მო-

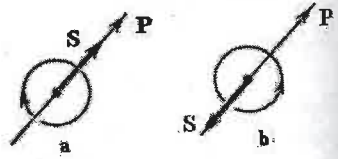


ნახ. 32.2.

ნახ. 32.3.

ძრავა ქმნიან მარცხენა ხრახნს). ცხადია, რომ სპირალურობა შეიძლება განესაზღვროთ როგორც $\vec{s} \cdot \vec{p}$ სკალარული ნამრავლის ნიშანი. სპირალურობას შეიძლება გააჩნდეს აბსოლუტური მნიშვნელობა, ე.ი., იყოს შინაგანი თვისება მხოლოდ ნულოვანი უძრავობის მასის ნაწილაკისთვის. ყველა ნაწილაკებიდან სპირალურობა, როგორც შინაგანი თვისება, შეიძლება გააჩნდეს მხოლოდ ნეიტრინოს. ფოტონსაც გააჩნია ნულოვანი უძრავობის მასა, მაგრამ ნეიტრინოსაგან განსხვავებით ფოტონისათვის მიღებული სპირალურობის ორი მნიშვნელობა შეესაბამება არა ნაწილაკსა და ანტინაწილაკს, არამედ ერთი და იმავე ნაწილაკის პოლარიზაციის ორ სხვადასხვა მდგომარეობას.

თეორიის თანახმად, ბუნებაში არსებული ყველა ნეიტრინო, მიუხედავად მათი წარმოშობისა, ყოველთვის არიან მთლიანად გრძივად პოლარიზებული (ე.ი. მათი სპინები მიმართულია იმპულსისადმი პარალელურად ან ანტიპარალელურად) ნეიტრინოს გააჩნია უარყოფითი (მარცხენა) სპირალურობა (ნახ.32.2b), ანტინეიტრინოს- დადებითი (მარჯვენა) სპირალურობა (ნახ.32a). ე.ი. ნეიტრინოსა და ანტინეიტრინოს განმასხვავებულობაა სპირალურობა.



ნახ.32.3.

სარკული არეკვლისას მარჯვენა სპირალი გარდაიქმნება მარცხენად. ცხადია, რომ ნეიტრინოსათვის სპირალურობის არსებობა წინააღმდეგობაშია სივრცითი ლუწობის შენახვის კანონთან (ნაწილაკი არ ემთხვევა თავის ასახვას, მაგრამ, თუ ერთდროულად სარკულ არეკვლასთან ნეიტრინოს (გააჩნია მარცხენა სპირალურობა) შევცვლით ანტინეიტრინოთი (გააჩნია მარჯვენა სპირალურობა), მაშინ შესრულდება კომბინირებული ლუწობის შენახვის კანონი.

ნეიტრინოს სპირალურობის არსებობა აღმოიჩინება გარდაქმნის $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ ჯაჭვში. თავისი განარბენის ბოლოს π^+ -მეზონი იშლება მიუთნოდ და ნეიტრინოდ $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ π^- - მეზონის სპინი ტოლია ნულის, აგრეთვე ნულისაკენ მიისწრაფვის განარბენის ბოლოს იმპულსი. ამიტომ მიუთნი და ნეიტრინო უნდა გაიტყორცნოს საპირისპირო მიმართულებით. თავისი გარბენის ბოლოს მიონი იშლება სქემით $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$. მართლაც, ფოტოფირფიტის შესწავლისას, სადაც დაფიქსირებულია $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ დაშლის პროცესი ბუშტოვან კამერაში, გვიჩვენებს, რომ პოზიტრონები გამოსხივდებიან მიონების მოძრაობის მიმართულების საპირისპიროდ.

მიკროსამყაროში ყოველ ნაწილაკს შეესაბამება ანტინაწილაკი. ზოგიერთ შემთხვევაში ნაწილაკი ემთხვევა თავის ანტინაწილაკს, ე.ი. ნაწილაკისა და ანტინაწილაკის ყველა თვისება იგიურია. ასეთ შემთხვევაში ელემენტარულ ნაწილაკებს ეწოდებათ ჰერმარიტად ნეიტრალური ნაწილაკები. მათ მიეკუთვნებიან ფოტონი γ , π^0 -მეზონი, η^0 -მეზონი, J/ψ -მეზონები, იფსილონ-ნაწილაკი Y . როცა ნაწილაკი და ანტინაწილაკი არ ემთხვევა ერთმანეთს, ხოლო ნაწილაკს და ანტინაწილაკს გააჩნია ერთნაირი მასები, სპინები, იზოტოპური სპინები და სიცოცხლის ხანგრძლივობა, ხოლო სხვა მახასიათებლები (ელექტრული მუხტი, მაგნიტური მომენტი, ლეპტონური და ბარიონული მუხტები, უცნაურობა, მომხიბლველობა, სილამაზე) აბსოლუტური სიდიდით ერთნაირია, ხოლო ნიშნით საპირისპირო. მაგალითად, ელექტრონი და პროტონი განსხვავდებიან პოზიტრონისა (ანტიელექტრონისა) და ანტიპროტონისაგან ელექტრული მუხტის ნიშნით. ნეიტრონი განსხვავდება ანტინეიტრონისაგან მაგნიტური მომენტის ნიშნით. ლეპტონები და ანტილეპტონები ლეპტონური მუხტის ნიშნით. ბარიონები ანტიბარიონებისაგან ბარიონული მუხტის ნიშნით.

პირველი ანტინაწილაკი- პოზიტრონი (ანტიელექტრონი) იწინასწარმეტყველა თეორიულად დირაკმა 1931წ., ხოლო აღმოჩენილი იქნა 1932წ. ანდერსონის მიერ, კოსმოსური სხივების კვალის ვიზუალიზირებული ფოტოგრაფირებისას. პოზიტრონის კვალი ანალოგიური იყო ელექტრონის კვალის, მაგრამ მაგნიტურ ველში ის გადაიხრებოდა საპირისპირო მხარეს.

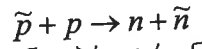
ვაკუუმში პოზიტრონი ისევე სტაბილურია როგორც ელექტრონი. მაგრამ, ელექტრონისა და პოზიტრონის შეხვედრისას ისინი განიცდიან ანიჰილაციას, ე.ი. გარდაიქმნებიან ორ, სამ ან რამოდენიმე კვანტად. ერთი γ -კვანტი არ შეიძლება გამოსხივდეს, რადგან ამ შემთხვევაში დაირღვევა იმპულსის შენახვის კანონი.

ადგილი აქვს შებრუნებულ პროცესს: γ -კვანტმა შეიძლება წარმოქმნას e^+e^- წყვილი. ამსათვის აუცილებელია, რომ γ -კვანტის ენერჯია არ იყოს წყვილის საკუთარ ენერჯიაზე $2m_e c^2$ ნაკლები. ასეთ პროცესს შეიძლება ადგილი ჰქონდეს მხოლოდ მესამე სხეულის არსებობისას, მაგალითად, ატომის ბირთვის, რადგან წინააღმდეგ შემთხვევაში დაირღვევა იმპულსის შენახვის კანონი. ნელი პოზიტრონების ნივთიერების ატომებთან დაჯახებებისას, პოზიტრონების მიერ შეიძლება ჩაჭერილი იქნენ ატომის გარსის ელექ-

ტრონები. რის შედეგად წარმოიშობა ელექტრონისა და პოზიტრონის დაკავშირებული სისტემა, რომელსაც პოზიტრონიუმს უწოდებენ. განასხვავებენ ორთოპოზიტრონიუმს (როცა e^+ და e^- სპინები მიმართულია პარალელურად) და პარაპოზიტრონიუმს (როცა e^+ და e^- სპინები მიმართულია ანტიპარალელურად). პოზიტრონიუმი არასტაბილური ნაწილაკია, რადგან ადგილი აქვს ელექტრონის და პოზიტრონის სწრაფ ანჰილაციას. პარაპოზიტრონის ანიჰილაციისას ადგილი აქვს ორი γ -კვანტის წარმოშობას 1.25×10^{-10} წმ დროის განმავლობაში, ხოლო ორთოპოზიტრონისას - სამი γ -კვანტის, $1.4 \cdot 10^{-7}$ წმ დროის განმავლობაში. პოზიტრონიუმი მარტივი სისტემაა, რომელიც დაკავშირებულია ელექტრომაგნიტური ძალებით.

1955წ. პროტონების ამაჩქარებელში ბერკლში, ამერიკელი ფიზიკოსების მიერ აღმოჩენილი იქნა ანტიპროტონი. ანტიპროტონები მიიღებოდა აჩქარებული პროტონების სპილენძის სამიზნეს ბირთვების შემადგენლობაში შემაჯავალ პროტონებთან დაჯახებისას.

ერთი წლის შემდეგ აღმოჩენილი იქნა ანტიპროტონი რეაქციის შედეგად:



რადგან პოზიტრონი და ანტიპროტონი ისევე სტაბილურებია, როგორც მათი შესაბამისი ნაწილაკები, ჩვეულებრივ ნივთიერებასთან ერთად უნდა არსებობდეს ანტინივთიერება. ანტინივთიერების ატომის ბირთვი შედგება ანტიპროტონებისა და ანტინეიტრონებისაგან. მათი გარსები შედგებიან პოზიტრონებისაგან. პირველი ანტიბირთვი- ანტიდეიტრონი d - აღმოჩენილი იქნა 1965წ. ამაჩქარებელში ამერიკელი ფიზიკოსების მიერ. 1969წ. სერპუხოვოს ამაჩქარებელში რეგისტრირებული იქნა ანტიჰელიუმის ${}^2\bar{He}^3$ ბირთვი, რომელიც შედგება ორი ანტიპროტონისა და ერთი ანტინეიტრონისაგან. 1974წ. იქვე მიღებული იქნა ანტიტრიტიუმის ${}^3\bar{H}$ ბირთვი. სამყაროში ანტინივთიერება არ არის აღმოჩენილი.

ანიჰილაციის უნარი გააჩნიათ არა მხოლოდ ელექტრონს და პოზიტრონს, არამედ ყველა ნაწილაკს თავის ანტინაწილაკთან. მაგრამ სხვა ნაწილაკების ანიჰილაციისას წარმოიშობიან არა იმდენად γ -კვანტები, რამდენადაც სხვა მსუბუქი ნაწილაკები, რადგან ელექტრონის და პოზიტრონის ანიჰილაცია მიმდინარეობს ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების შედეგად, მაშინ როცა სხვა უფრო მძიმე ნაწილაკების და ანტინაწილაკების ანიჰილაცია ძლიერი ურთიერთქმედებისას.

§34. კვარკები. ადრონების კვარკული მოდელი

1964წ. გელ-მანის და მისგან დამოუკიდებლად ცვეიგის მიერ, გამოთქმული იქნა ჰიპოთეზა, რომელიც დამტკიცებული იქნა შემდგომი გამოკვლევებით, რომ ყველა ადრონები შედგებიან კიდევ უფრო ფუნდამენტური ნაწილაკებისაგან, რომელთაც კვარკები ეწოდათ. კვარკების ჰიპოთეზის საფუძველზე ახსნილი იქნა არა მარტო მხოლოდ ცნობილი ადრონების სტრუქტურა, არამედ ნაწინასწარმეტყველებული იქნა ახალი ადრონების არსებობა.

დღეისათვის დადგენილია ხუთი სახის (ანუ ე.წ. არომატის) კვარკების არსებობა: u, d, s, c, b . არსებობს ვარაუდი t -კვარკის არსებობის შესახებ. ყოველ კვარკს შეესაბამება თავისი ანტიკვარკი. კვარკების მასებია ტოლია შესაბამისად: $m_u \approx 5$ მევ, $m_d \approx 7$ მეგაევ, $m_s \approx 150$ მევ, $m_c \approx 1.3$ გევ, $m_b \approx 5$ გევ, $m_t \approx 22$ გევ. კვარკები თავისუფალ მდგომარეობაში არ არსებობენ, ამიტომ მასების მნიშვნელობები მიღებულია არა პირდაპირი გაზომვებით, არამედ მიახლოებითი შეფასებებით. u, c, t კვარკებს ზედა კვარკებს უწოდებენ, რადგან მათ გააჩნიათ $+2/3$ ელექტრული მუხტი, ხოლო d, s, b კვარკებს ქვედა კვარკებს უწოდებენ, რადგან მათ გააჩნიათ $-1/3$ ელექტრული მუხტი.

s კვარკი წარმოადგენს უცნაურობის მატარებელს, c კვარკი მომიბლეობის, b კვარკი სილამაზის. კვარკების მახასიათებელი კვანტური რიცხვები მოცემულია ცხრილში (ცხრ. 1).

ცხრ. 1. კვარკების კვანტური რიცხვები

არომპტი	კვანტური რიცხვები						
	B	T	T_z	Q	S	C	J^P
u	1/3	1/2	1/2	2/3	0	0	1/2 ⁺
d	1/3	1/2	-1/2	-1/3	0	0	1/2 ⁺
s	1/3	0	0	-1/3	-1	0	1/2 ⁺
t	1/3	0	0	2/3	0	0	1/2 ⁺
c	1/3	0	0	2/3	0	1	1/2 ⁺
b	1/3	0	0	-1/3	+1	+1	1/2 ⁺

პროტონი შედგება ორი u კვარკისა და ერთი d კვარკისაგან ($p \rightarrow uud$), ნეიტრონი შედგება ერთი u კვარკისა და ორი d კვარკისაგან ($n \rightarrow udd$). მათი ანტინაწილაკები აგებულია ანტიკვარკებისაგან: $\bar{p} \rightarrow \bar{u}\bar{u}\bar{d}$, $\bar{n} \rightarrow \bar{u}\bar{d}\bar{d}$. ბარიონების კვარკული სტრუქტურა და მახასიათებელი კვანტური რიცხვები მოცემულია ცხრილში (ცხრ. 2).

ცხრ. 2. ბარიონების კვარკული სტრუქტურა

კვარკული შემადგენლობა	სპინების კონფიგურაცია	J	T	T_z	S	Q	დასახელება	მასა, მეგევ
uuu	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$3/2$	$3/2$	$3/2$	0	2	$\Delta^{++}(1232)$	1232
uud	$\uparrow\uparrow\downarrow$	$1/2$	$1/2$	$1/2$	0	1	P	938
	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$3/2$	$3/2$	$1/2$	0	1	$\Delta^+(1232)$	1236
udd	$\uparrow\downarrow\downarrow$	$1/2$	$1/2$	$-3/2$	0	0	n	940
	$\downarrow\downarrow\downarrow$	$3/2$	$3/2$	$-1/2$	0	0	$\Delta^0(1232)$	1236
ddd	$\downarrow\downarrow\downarrow$	$3/2$	$3/2$	$-3/2$	0	-1	$\Delta^-(1232)$	1241
uus	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$3/2$	1	1	-1	1	$\Sigma^+(1385)$	1383
	$\uparrow\uparrow\downarrow$	$1/2$	1	1	-1	1	Σ^+	1189
uds	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$3/2$	1	0	-1	0	$\Sigma^0(1385)$	1385
	$\uparrow\uparrow\downarrow$	$1/2$	1	0	-1	0	Σ^0	1192
	$\uparrow\downarrow\uparrow$	$1/2$	0	0	-1	0	Λ	1116
dds	$\downarrow\downarrow\uparrow$	$1/2$	1	-1	-1	-1	Σ^-	1197
	$\downarrow\downarrow\downarrow$	$3/2$	1	-1	-1	-1	$\Sigma^-(1385)$	1386
uss	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$3/2$	$1/2$	$1/2$	-2	0	$\Xi^0(1530)$	1529
	$\downarrow\uparrow\uparrow$	$1/2$	$1/2$	$1/2$	-2	0	Ξ^0	1315
dss	$\downarrow\uparrow\uparrow$	$1/2$	$1/2$	$-1/2$	-2	-1	Ξ^-	1321
	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$3/2$	$1/2$	$-1/2$	-2	-1	$\Xi^-(1530)$	1534
sss	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$3/2$	0	0	-3	-1	Ω^-	1672

მეზონები აგებულია კვარკისა და ანტიკვარკისაგან, ამიტომ მათი ბარიონული რიცხვი ნულის ტოლია. მეზონების კვარკული სტრუქტურა და მახასიათებელი კვანტური რიცხვები მოცემულია ცხრილში (ცხრ. 3).

ცხრ. 3. მეზონების კვარკული სტრუქტურა

კვარკული შემადგენლობა	J^P	T^G	T_z	Q	დასახელება	მასა, მეგევ
$u\bar{d}$	0^-	1^-	$+1$	$+1$	π^+	140
$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$	0^-	1^-	0	0	π^0	135
$\bar{u}d$	0^-	1^-	-1	-1	π^-	140
$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$	0^-	0^+	0	0	η	549
$u\bar{d}$	1^-	1^+	$+1$	$+1$	ρ^+	765 ± 10
$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$	1^-	1^+	0	0	ρ^0	776 ± 10
$\bar{u}d$	1^-	1^+	-1	-1	ρ^-	765 ± 10
$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$	1^-	0^-	0	0	ω	784

ორი ასეთი ნაწილაკისაგან შესაძლებელია ცხრა კომბინაცია:

$$u\bar{u}, u\bar{d}, u\bar{s}, \\ d\bar{u}, d\bar{d}, d\bar{s}, \\ s\bar{u}, s\bar{d}, s\bar{s},$$

s -კვარკის შემცველ ნაწილაკები წარმოადგენენ უცნაურებს, ხოლო თვით s -კვარკს ეწოდება უცნაური კვარკი. დიაგონალური წევრები $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ შეესაბამებიან ნეიტრალურ მეზონებს. პირველი ორი მათგანის (მაგალითად, $u\bar{u}$ და $u\bar{d}$) მდგომარეობების წრფივი კომბინაცია წარმოადგენს π^0 -მეზონს. დანარჩენ ორ წრფივ სუპერპოზიციას $u\bar{u} + u\bar{d}$ და $s\bar{s}$ შეესაბამებათ ჭეშმარიტად ნეიტრალური ნაწილაკები: η - და η' -მეზონები. მეზონების კვარკული სტრუქტურა და მახასიათებელი კვანტური რიცხვები მოცემულია ცხრილში (ცხრ. 4).

ცხრ. 4. უცნაური მეზონების კვარკული სტრუქტურა

კვარკული შემადგენლობა	J^P	T	T_z	Q	დასახელება	მასა, მეგაევ
$u\bar{s}$	0^-	$1/2$	$+1/2$	1	K^+	494
$d\bar{s}$	0^-	$1/2$	$-1/2$	0	K^0	498
$\bar{u}s$	0^-	$1/2$	$-1/2$	-1	K^-	494
$\bar{d}s$	0^-	$1/2$	$+1/2$	0	\bar{K}^0	498
$u\bar{u}$	1^-	$1/2$	$+1/2$	1	K^{*+}	892
$d\bar{u}$	1^-	$1/2$	$-1/2$	0	K^{*0}	896
$\bar{u}s$	1^-	$1/2$	$-1/2$	-1	K^{*-}	892
$\bar{d}s$	1^-	$1/2$	$+1/2$	0	\bar{K}^{*0}	896

დაუშვათ, რომ კვარკებს და ანტიკვარკებს ორბიტალური კუთხური მომენტი არ გააჩნიათ, მაგრამ მათი სპინები მიმართულია პარალელურად. ამ შემთხვევაშიც შესაძლებელია კვარკებისა და ანტიკვარკების იგივე ცხრა კომბინაცია. მაგრამ თითოეული სპინის კომბინაცია იქნება 1 ტოლი. ამ კომბინაციებს შეესაბამება ცხრა უფრო მძიმე მეზონი:

$$\rho^+ \rho^- \rho^0, \quad K^{*+} K^{*0} K^{*-} \bar{K}^{*0}, \quad \omega^0, \quad \phi^0$$

$$770 \text{ მეგ} \quad 892 \text{ მეგ} \quad 783 \text{ მეგ} \quad 1020 \text{ მეგ}$$

ბარიონებს გააჩნიათ ნახევარმთელი სპინი. ამიტომ, ცხადია, რომ თუ კვარკებს არ გააჩნიათ ორბიტალური მომენტები, ბარიონები აგებული უნდა იქნენ კენტი რიცხვი ნაწილაკებისაგან. განვიხილოთ შემთხვევა, როცა ასეთ ნაწილაკებს წარმოადგენენ u , d , s კვარკები. ბარიონის სპინი შეიძლება ტოლი იყოს ან $1/2$, როცა ორი კვარკის სპინი პარალელურია, ხოლო მესამეს სპინი მიმართულია საპირისპიროდ, ან $3/2$, როცა სამივე კვარკის სპინი პარალელურია. პირველ შემთხვევაში მიიღება ბარიონების ოქტეტი (რვიანი):

$$p(uud), \quad n(udd), \quad \Lambda^0(uds), \quad \Sigma^-(dds), \quad \Sigma^0(uds), \quad \Sigma^+(uus), \quad \Xi^-(dss), \quad \Xi^0(uss).$$

მეორე შემთხვევაში მიიღება ბარიონების დეკუპლეტი (ათიანი):

$$\begin{array}{ccccccc} ddd & udd & uud & uuu & \Delta^+ \Delta^0 \Delta^+ \Delta^{++} & 1232 \text{ მეგ}, \\ & dss & uds & uss & \Sigma^- \Sigma^0 \Sigma^+ & 1385 \text{ მეგ}, \\ & & dss & uss & \Xi^- \Xi^0 & 1530 \text{ მეგ}, \\ & & & sss & \Omega^- & 1672 \text{ მეგ}, \end{array}$$

კვარკული მოდელის ტრიუმფს წარმოადგენს მომხიბლველი ნაწილაკების აღმოჩენა. პირველი მომხიბლველი ნაწილაკი აღმოჩენილი იქნა 1974წ. და მას ეწოდა J/ψ მეზონი. მისი მასა 3.096 გეგვ. შედეგად შემოღებული იქნა C კვანტური რიცხვი, რომელმაც მიიღო მომხიბლველობის, ან ჩარმის სახელწოდება (charm- მომხიბლველობა). მას შეესაბამება კვარკი c . კვარკულ მოდელში მომხიბლველობა განისაზღვრება, როგორც სხვაობა c კვარკის და \bar{c} ანტიკვარკის რიცხვებს შორის. ნულისაგან განსხვავებული მომხიბლველობის მქონე ნაწილაკებს მომხიბლველები ეწოდებათ. მომხიბლველობა უცნაურობის მსგავსად შენახვადი სიდიდეა ძლიერი და ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედებებისას, მაგრამ არ ინახება სუსტი ურთიერთქმედებისას. მომხიბლველი ადრონების დაშლები მიმდინარეობს სუსტი ურთიერთქმედების ხარჯზე, ამასთან მომხიბლველობა იცვლება ერთეულით. J/ψ მეზონი აგებულია c კვარკის და \bar{c} ანტიკვარკისაგან ($J/\psi = c\bar{c}$). მისი მომხიბლველობა ნულის ტოლია და მიეკუთვნება ფარული მომხიბლველობის მეზონების რიცხვს.

თავისი სტრუქტურით $c\bar{c}$ კვანტური სისტემა, რომელსაც ჩარმიონს უწოდებენ, მოგვაგონებს წყალბადის ატომს (უფრო სწორად, პოზიტრონიუმს). სხვადასხვა აგზნებულ მდგომარეობებს (და ნებისმიერი სხვა კვარკული სისტემის) ჩარმიონის შეთანხმებისამებრ თვლიან სხვადასხვა ნაწილაკებად და აღნიშნავენ სხვადასხვა სიმბოლოებით. J/ψ მეზონი წარმოადგენს ჩარმიონის ერთ-ერთ აგზნებულ მდგომარეობას. აღმოჩენილია მომხიბლველი მეზონები:

$$\begin{array}{ccc} D^+ - c\bar{d}, & D^0 - c\bar{u} & F^+ - s\bar{c} \\ D^- - d\bar{c}, & \bar{D}^0 - u\bar{c} & F^- - s\bar{c} \\ 1869 \text{ მეგ} & 1865 \text{ მეგ} & 2021 \text{ მეგ} \end{array}$$

აღმოჩენილი იქნა აგრეთვე მომხიბლველი ბარიონები.

1977წ. აღმოჩენილი იქნა ახალი Υ მეზონი, და საჭირო გახდა მეხუთე b კვარკის შემოღება, რომელსაც მშვენიერი, ან ლამაზი ეწოდა. (ადრონები, რომლებიც შეიცავს b კვარკს, ეწოდებათ ლამაზი, ან მშვენიერი). Υ მეზონი წარმოადგენს 1 ტოლი სპინის მქონე $b\bar{b}$ დაკავშირებული სისტემის ერთ-ერთ აგზნებულ მდგომარეობას. შემდგომში აღმოჩენილი იქნა $\Lambda_b = udb$ ($m_{\Lambda_b} = 5400$ მეგ) ბარიონი. b კვარკების და მათ \bar{b} ანტიკვარკების რიცხვებს შორის სხვაობას ეწოდება სილამაზე. სილამაზე შენახვადია ძლიერი და ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედებებისას, და შეიძლება დაირღვეს სუსტი ურთიერთქმედებებისას.

ადრონის ელექტრული მუხტი დაკვირებულია ადრონების ყველა კვანტურ რიცხვთან ფორმულით

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}(B + S + C + b)$$

კერძოდ ეს ფორმულა გამოიყენება ნუკლონებისათვის. მათთვის $S = C = b = 0$, $B = +1$, პროტონისათვის $T_3 = 1/2$, ნეიტრონისათვის $T_3 = -1/2$.

ადრონების კვარკული მოდელის თანახმად ადრონები შედგებიან კვარკებისაგან, მაგრამ მიუხედავად მრავალრიცხოვანი ცდებისა, მაღალი ენერჯიის ამაჩქარებლებში, კოსმოსურ სხივებში და გარემომცველ სამყაროში ისინი თავისუფალ მდგომარეობაში არ არიან აღმოჩენილი.

ბარიონების წარმომშობი კვარკების სიტემის ტალღური ფუნქცია უნდა იყოს ანტისიმეტრიული, რადგან კვარკებს გააჩნიათ $1/2$ სპინი. ამასთან გვხვდებიან ერთნაირი ორიენტაციის სპინების ბარიონები: $\Delta^{++}(u_+u_+u_+)$, $\Omega^-(s_+s_+s_+)$, რომლებიც სიმეტრიულია კვარკების გადანაცვლების მიმართ, თუ მათ არ გააჩნიათ რაიმე დამატებითი მახასიათებლები. ასეთი მახასიათებლად შემოღებული იქნა ფერი. კვარკის ყოველი ტიპი (არომატი) ხასიათდება სამი ფერით: წითელი (*Red*), მწვანე (*Green*), ცისფერი (*Blue*). ყოველი ანტიფერი წარმოადგენს თავისი ფერის დამატებას, ასე, რომ RR , GG , BB ითვლებიან უფეროდ. ასევე უფერო იქნება $R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}$ კომბინაცია. თანამედროვე შეხედულებებით ძლიერი ურთიერთქმედება ხორციელდება კვარკებს შორის 1 ტოლი სპინის და ნულოვანი მასის მქონე ნაწილაკების გაცვლის შედეგად. ასეთ ნაწილაკებს ეწოდებათ გლიუონები. ვარაუდობენ 8 გლიუონის არსებობას, რომელთაც გააჩნიათ მახასიათებელი "ფერი". კვარკებს შორის გლიუონების გაცვლისას იცვლება მათი ფერი ისე, რომ უცვლელი რჩება ყველა დანარჩენი კვანტური რიცხვები (ელექტრული მუხტი, უცნაურობა, მომხიბვლელობა, სილამაზე) ე.ი., შენარჩუნებულია კვარკის არომატი. ყოველი გლიუონი შეიცავს ფერს და ანტიფერს. სამი ფერისა და ანტიფერისაგან შეიძლება შევადგინოთ ცხრა კომბინაცია:

$$\begin{aligned} &R\bar{R}, R\bar{G}, R\bar{B} \\ &G\bar{R}, G\bar{G}, G\bar{B} \\ &B\bar{R}, B\bar{G}, B\bar{B} \end{aligned}$$

ყოველ ასეთ კომბინაციას შეესაბამება გლიუონი. ფერი, ელექტრული მუხტის მსგავსად შენახვადია.

კვარკებს შორის ურთიერთქმედება გლიუონების საშუალებით სქემატურად შემდეგნაირად შეიძლება წარმოვადგინოთ: ნებისმიერი არომატის წითელი, მწვანე და ცისფერი კვარკები გამოვსახოთ $q_R, q_G, q_B, q \equiv (u, d, s, c, b, t)$ სიმბოლოებით. მაშინ წითელ და მწვანე კვარკებს შორის ურთიერთქმედება შეიძლება გამოვსახოთ შემდეგნაირად:

$$q_R \rightarrow q_G + q_{R\bar{G}}, \quad q_G + q_{R\bar{G}} \rightarrow q_R$$

პირველი ტოლობა ნიშნავს, რომ წითელი კვარკი გამოასხივებს წითელ-მწვანე გლიუონს და გადაიქცევა მწვანე კვარკად. მეორე ნიშნავს, რომ მწვანე კვარკი შთანთქავს წითელ-მწვანე გლიუონს, და გადაიქცევა წითელ კვარკად. ყოველივე ამას გააჩნია ყოველად ფორმალური ხასიათი, და რაც მთავრია ზოგად ფიზიკაში არ გააჩნია რაიმე კონკრეტული გამოყენება. შესაბამისი საკითხები განიხილება კვანტურ ქრომოდინამიკაში.

თავი 6. ბირთვული ნაწილაკების გავლა ნივთიერებაში

§35. მძიმე დამუხტული ნაწილაკების გავლა ნივთიერებაში

ნივთიერებაში გავლის მექანიზმის ხასიათის მიხედვით ყველა ნაწილაკები იყოფიან: 1) მსუბუქ დამუხტულ ნაწილაკებად (ელექტრონები და პოზიტრონები), 2) მძიმე დამუხტული ნაწილაკები (მათ მიეკუთვნებიან ყველა ნაწილაკები ელექტრონებისა და პოზიტრონების გარდა) 3) γ -კვანტები (და ხისტი რენგტენის სხივების კვანტები).

ჩვენ განვიხილავთ ისეთ დამუხტული ნაწილაკების და γ -კვანტების გავლას ნივთიერებაში, რომელთა ენერგია რამდენადმე ან ბევრად აღემატება ატომებში ელექტრონების საშუალო ბმის ენერგიას, რომელსაც საშუალო იონიზაციურ პოტენციალს I უწოდებენ. I სიდიდისათვის სრულდება ემპირიული თანაფარდობა

$$I \approx 16.5Z \text{ ევ}$$

ამრიგად, ჩვენ განვიხილავთ ნივთიერებაში $0.01 \div 0.1$ მევ და მეტი, დაახლოებით ათას გევ ენერგიის ენერგიის ნაწილაკების გავლას. პრაქტიკული თვალსაზრისითსაინტერესოს წარმოადგენს რამოდენიმე კევ-დან 10 მევ-მდე ენერგიის ინტერვალი.

მაღალი ენერგიის ნაწილაკების ნივთიერებაში გავლისას განიცდიან სხვადასხვა გარსების ელექტრონებთან დაჯახებებს, განიბნევიან ბირთვის კულონურ ველში, ხოლო საკმაოდ მაღალი ენერგიებისას იწვევენ სხვადასხვა ბირთვულ რეაქციებს. გარდა ამისა ნაწილაკების საკმაოდ მაღალი ენერგიებისას წარმოიშობიან სხვადასხვაგვარი მეორეული ეფექტები. მიუხედავად ამისა ამ პროცესების მახასიათებელი მთელი რიგი მნიშვნელოვანი სიდიდეები შეიძლება საკმაოდ ზუსტად გამოვთვალოთ ან შევაფასოთ. რასაც ხელს უწყობს შემდეგი მიზეზები. პირველი, რომ დამუხტული ნაწილაკების და γ -კვანტების ნივთიერებაში გავლასას ძირითად როლს თამაშობს კარგად ცნობილი ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება. ბირთვული ურთიერთქმედების როლი უმრავლეს შემთხვევაში მცირეა. მეორე, რომ სერიოზული დაშვება მიიღება იმის გამო, რომ გამავალი ნაწილაკების ენერგია გაცილებით აღემატება ატომებში ელექტრონების ბმის ენერგიას. რაც საშუალებას გვაძლევს უგულვებელყოთ ნივთიერების ატომებში ელექტრონების ბმის ენერგია, ე.ი. ელექტრონები ჩავთვალოთ როგორც თავისუფალი დაჯახების მომენტში. გავლის პროცესის დამახასიათებელი მრავალი სიდიდის ზუსტი განსაზღვრა შეუძლებელია ფიზიკური სურათის სირთულის გამო, მაგრამ ასეთი სიდიდეების განსაზღვრა შეიძლება ცდისეული გზებით.

ნეიტრალური ნაწილაკების (γ -კვანტებისაგან განსხვავებული) ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება ან მოლიანად არ არსებობს (ნეიტრინოსათვის) ან ძალიან მცირეა. პრაქტიკულად საინტერესოს წარმოადგენს ნეიტრონების ინტენსიური ნაკადის ნივთიერებასთან ურთიერთქმედება. ნეიტრონები ურთიერთქმედებენ მხოლოდ ატომის ბირთვებთან ბირთვული ძალების საშუალებით, ამიტომ მათი გავლა ნივთიერებაში განიხილული იქნება ცალკე. ნეიტრონები განიცდიან მხოლოდ სუსტ ურთიერთქმედებას, ასე რომ ამ ნაწილაკებს შეუძლიათ ნივთიერებაში ასტრონომიული მანძილის თავისუფლად გავლა. ამიტომ, ნეიტრონების ნაკადის გავლა ნივთიერებაში ძირითადად საინტერესოა ასტროფიზიკოსებისათვის და განხილება აგრეთვე ცალკე.

ნივთიერებაში დამუხტული ნაწილაკების გავლის დამახასიათებელ ძირითად ფიზიკურ სიდიდეებს წარმოადგენს, ერთეულ გზაზე ენერგიის დანაკარგი $-\frac{dE}{dx}$, და ნივთიერებაში ნაწილაკის სრული განარბენი R .

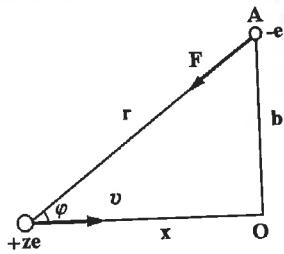
m მასისა და მაღალი ენერგიის მძიმე დამუხტული ნაწილაკები ურთიერთქმედებენ ელექტრონებისა და ატომის ბირთვების ელექტრულ ველთან. ისინი ახდენენ ატომების ან იონიზაციას ან აგბირთვულ ურთიერთქმედებას. ამ პროცესების შედეგად ხარჯზე ნაწილაკების ენერგია კლებულობს და ადგილი აქვს მათი მოძრაობის შენელებას. ამ დანაკარგებს უწოდებენ საერთო იონიზაციურ დანაკარგებს. ზოგიერთი დაშვებების გათვალისწინებით იონიზაციურ დანაკარგების სიდიდე შეიძლება გამოთვლილი იქნეს გართულებების პროცესი შეიძლება ჩავთვალოთ კლასიკურად. განუზღვრებელი იქნეს დაჯახების სამიზნე პარამეტრების და დაცემული ნაწილაკების იმპულსების დიდი მნიშვნელობებისას:

$$pb \gg \hbar$$

2) ჩავთვალოთ, რომ გარემოს ატომების ელექტრონების სიჩქარეები, იმდენად მცირეა დაცემული ნაწილაკების სიჩქარეებთან შედარებით, რომ ელექტრონები დაჯახების პროცესში პრაქტიკულად რჩებიან უძრავი. ეს პირობა შეიძლება შესრულდეს დაცემული ნაწილაკის ენერგიისას:

$$E \gg \frac{M}{m} E_e$$

დაუშვათ, რომ ნაწილაკების შენელებაში ძირითად როლს თამაშობს იონიზაციური პროცესები და ატომის ელექტრონული გარსების აგზნებები. ყველა ისინი ატარებენ იონიზაციური დანაკარგების სახელს. x ღერძის გასწვრივ A ელექტრონის მახლობლობაში მოძრაი ze ელექტრული მუხტი (ნახ. 35.1), მიიზიდავს ელექტრონს $F = \frac{ze^2}{r^2}$ ძალით. უკანასკნელი dt დროის განმავლობაში



ნახ. 35.1.

მიანიჭებს მას Fdt იმპულსს. ამ იმპულსის გრძივი მდგენელი შეიძლება მხედველობაში არ მივიღოთ, რადგან O წერტილის გავლის შემდეგ ის იცვლის ნიშანს. ზრდის შედეგად გრძივი მდგენელის ნაზრდი კომპენსირებული იქნება მისი კლებით. ელექტრონის იმპულსის განივი მდგენელი აღენიშნოთ p . მაშინ $dp = -F \sin \phi dt$, ან

$$dp = -\frac{F \sin \phi}{v} dx$$

სადაც, dx - ნაწილაკის მიერ dt დროში გავლილი მანძილია. მაგრამ, ნახაზის (ნახ. 35.1) თანახმად $x = b \cot \phi$, ხოლო $r = \frac{b}{\sin \phi}$. ამ-

რიგად,

$$dp = \frac{ze^2 \sin \phi}{bv} d\phi$$

ელექტრონის მიერ მიღებული სრული განივი იმპულსი მიიღება ϕ მიხედვით ინტეგრირებით 0 -დან π -მდე საზღვრებში. ამრიგად

$$p = \frac{2ze^2}{bv} \quad (35.1)$$

ელექტრონი მიიღებს $\frac{p^2}{2m}$ ენერგიას, და ასეთივე ენერგიას დაკარგავს ნაწილაკი (m - ელექტრონის მასა).

დავუშვათ ახლა, რომ ნაწილაკი კვეთს dx სისქის ნივთიერების ბრტყელპარალელურ ფენას, რომლის მოცულობის ერთეული შეიცავს n ელექტრონს. ამ ფენის b და $b+db$ რადიუსის ცილინდრული ზედაპირებით შემოსაზღვრულ ნაწილში მოთავსებულია $dN = 2\pi n b db dx$ ელექტრონი. ნაწილაკების dN ელექტრონთან ურ-

თიერთქმედება გამოიწვევს მათი ენერგიის $-dN \frac{p^2}{2m}$ სიდიდით შე-

მცირებას. ნაწილაკთა ენერგიის სრული დანაკარგი ერთეულ სიგრძეზე ტოლი იქნება,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{mv^2} \int \frac{db}{b} \quad (35.2)$$

სადაც ინტეგრირება ვრცელდება ელექტრონებით შევსებულ მთელს არეზე, რომელიც არსებით გავლენას ახდენს ნაწილაკების დამუხრუჭებაზე. (35.2) ფორმულაში ინტეგრირება უნდა მოვახდინოთ რალაც მინიმალური $b = b_{\min}$ მნიშვნელობიდან, რალაც მაქსიმალურ $b = b_{\max}$ მნიშვნელობამდე. არარელატივისტური შემთხვევისათვის b ზედა საზღვრად მიახლოებით შეიძლება მივიღოთ სიდიდე:

$$b_{\max} = \frac{\hbar v}{\bar{I}} \quad (35.3)$$

სადაც \bar{I} - ატომის საშუალო იონიზაციის პოტენციალია, რომლის მნიშვნელობად მიღებულია ემპირიულად დადგენილი ფორმულა $\bar{I} = 13.5Z$ ევ. ხოლო რელატივისტური შემთხვევისათვის

$$b_{\max} = \frac{\hbar v}{\bar{I} \sqrt{1-\beta^2}} \quad (35.4)$$

(35.2) ინტეგრალის ქვედა საზღვრად არარელატივისტური შემთხვევისათვის მიღებულია მნიშვნელობა

$$b_{\min} = \frac{ze^2}{mv^2} \quad (35.5)$$

ხოლო რელატივისტური შემთხვევისათვის, გამოსახულება

$$b_{\min} = \frac{\hbar \sqrt{1-\beta^2}}{mv^2} \quad (35.6)$$

(35.4) და (35.6) მნიშვნელობების (39.2) გამოსახულებაში გათვალისწინებით მიიღება

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} \quad (35.7)$$

რომელსაც ბორის ფორმულას უწოდებენ. არსებობს $-\frac{dE}{dx}$ სიდიდის კიდევ უფრო ზუსტი გამოსახულება

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{mv^2} \left[\ln \frac{2mv^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (35.8)$$

როგორც (35.7) და (35.8) ფორმულებიდან ჩანს, ძირითადი დანაკარგები განისაზღვრება ნაწილაკთა მუხტითა და სიჩქარეებით, გარემოს ერთეულ მოცულობაში ელექტრონების რიცხვით და გარემოს ატომების საშუალო იონიზაციური პოტენციალით. ამასთან,

საშუალო იონიზაციურ პოტენციალზე დამოკიდებულება ლოგარითმულია, ე. ი. საკმაოდ სუსტი. n განისაზღვრება ნივთიერების სიმკვრივით:

$$n = \frac{Z\rho N_A}{A}$$

ამიტომ დანაკარგები პროპორციულია ნივთიერების სიმკვრივის. აქედან გამომდინარეობს, რომ $-\frac{dE}{d(\rho x)}$ მიახლოებით ერთნაირია ყველა ნივთიერებისათვის.

ბორის ფორმულაში არ შედის ნაწილაკის არც მასა და არც ენერგია, ამიტომ ერთი და იმავე სიჩქარის დანაკარგები, მაგალითად პიონისა და პროტონისათვის ერთნაირია. ამ ფორმულაში სიჩქარე გამოვსახოთ ნაწილაკის მასითა და ენერგიით (არარელატივისტური შემთხვევა):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4 n M}{Em} \ln \frac{2mE}{M\bar{I}} \quad (\hbar\omega) = \bar{I} \quad (35.9)$$

აქედან ჩანს, რომ არარელატივისტური სიჩქარეებისას ერთი და იმავე ენერგიის დანაკარგები პროპორციულია მასის. ამიტომ, მძიმე ნაწილაკების კვანძები უფრო მკაფიო და მოკლეა, ვიდრე მსუბუქის. ხოლო ულტრარელატივისტურ შემთხვევაში, ერთი და იმავე ენერგიებისას იონიზაციური დანაკარგები თითქმის არ არის დამოკიდებული ნაწილაკების მასებზე.

ბორის ფორმულა არ არის სამართლიანი ნაწილაკების ძალიან მცირე და ძალიან დიდი ენერგიებისას.

ნივთიერებაში ნაწილაკის მიერ მის სრულ გაჩერებამდე გავლილ მანძილს ეწოდება განარბენი. dx მანძილზე ნაწილაკის კინეტიკური

ენერგია $E = \frac{Mv^2}{2}$ იცვლება $dE = Mv dv$ სიდიდით, ე.ი.

$dx = \frac{dx}{dE} dE = \frac{dx}{dE} Mv dv$, სადაც თუ გავითვალისწინებთ $\frac{dE}{dx}$ მნიშვნელობას (39.8) გამოსახულებიდან, მივიღებთ დიფერენციალურ განტოლებას

$$dx = -\frac{Mmv^3 dv}{4\pi z^2 e^4 \ln[mv^2 / \bar{I}(1-\beta^2)]}$$

ინტეგრირების შედეგად მიიღება

$$R = \frac{M}{z^2} f(v_0)$$

სადაც v_0 - ნაწილაკის მოძრაობის საწყისი სიჩქარეა, ხოლო f ფუნქცია განისაზღვრება ინტეგრალით

$$f(v_0) = -\int_{v_0}^{\infty} \frac{mv^3}{4\pi z^2 e^4 \ln[mv^2 / \bar{I}(1-\beta^2)]} dv \quad (35.10)$$

თუ უგულებელვყოფთ სუსტ ლოგარითმულ დამოკიდებულებას ნაწილაკთა სიჩქარეზე გვექნება,

$$R \approx \frac{M}{z^2} v_0^4$$

ან უფრო ზუსტად, სრული გარბენისთვის მიიღება მახლოებითი ფორმულა

$$R = \frac{M}{z^2} f(v_0) + C \quad (35.11)$$

ჭაერში α -ნაწილაკებისათვის ოთახის ტემპერატურისას და ნორმალური წნევისას ტოლია $C = 2 \cdot 10^{-3}$ მ. (35.11) ფორმულა სამართლიანია $R \ll \lambda_g$ პირობისას. სადაც λ_g - ფარდობითი ბირთვული დაჯახების გარბენის სიგრძეა.

§36. მსუბუქი დამუხტული ნაწილაკების გავლა ნივთიერებაში

მცირე მასის გამო ყოველი დაჯახებისას მსუბუქი დამუხტული ნაწილაკის (ელექტრონი ან პოზიტრონი) იმპულსის ცვლილება უმნიშვნელოდ მცირეა. ამიტომ მსუბუქი ნაწილაკის გზა გარემოში არის არა წრფივი, არამედ კლაკნილი. მსუბუქი ნაწილაკების ნაკადის შემთხვევაში ნაკადის ინტენსიურობა კლებულობს მდოვრედ და უწყვეტად. ამიტომ მსუბუქი ნაწილაკების გარკვეულ R განარბენზე არ ლაპარაკობენ. შეიძლება შემოვიღოთ მაქსიმალური (ანუ ექსტრაპოლირებული) განარბენი და საშუალო განარბენის ცნებები. მაქსიმალური განარბენი ეწოდება ნივთიერების ფენის მინიმალურ სისქეს, რომელშიც შეჩერდება ყველა ნაწილაკი. ცხადია, რომ მაქსიმალური განარბენი ემთხვევა სრულ, ჩვეულებრივ მრუდწირულ გზას, რომელსაც გადის ელექტრონი ნივთიერებაში. საშუალო განარბენი ეწოდება ფენის სისქეს, რომელსაც გადის ელექტრონი საშუალოდ. რომ მივიღოთ საშუალო განარბენი, უნდა ავიღოთ სწორხაზობრივი გზის სიგრძე, რომელსაც გადის ნაწილაკი ნივთიერებაში, მანამ სანამ ის გამოვა ნაკადიდან, და ეს გზა უნდა გავასაშუალოთ ნაკადის ყველა ნაწილაკის მიხედვით. პრაქტიკულად უფრო მოსახერხებელ სიდიდეს წარმოადგენს მაქსიმალური განარბენი. თეორიულად მაქსიმალური განარბენის გამოთვლა ძნელია.

ამისათვის შეფასებისათვის ჩვეულებრივ სარგებლობენ ცხრილებით და ნახევარემპირიული ფორმულებით.

მსუბუქი ნაწილაკების მეორე თავისებურება მდგომარეობს იმაში, რომ დაჯახების შედეგად იმპულსის ცვლილებისას ელექტრონი (ან პოზიტრონი) გამოასხივებს. ამიტომ, იონიზაციურ დანაკარგებთან ერთად, ადგილი აქვს რადიაციულ დანაკარგებს, ენერჯის დანაკარგებს ფოტონის გამოსხივებაზე. და ბოლოს, გარემოში ელექტრონის მოძრაობისას ადგილი აქვს გაცვლით ეფექტებს.

მსუბუქი დამუხტული ნაწილაკების შემთხვევაში იონიზაციური დანაკარგების მექანიზმი ისეთივეა, როგორც სხვა დამუხტული ნაწილაკების შემთხვევაში. ამიტომ ელექტრონის შემთხვევაში გამოიყენება (35.2) ფორმულა, იმ განსხვავებით, რომ ინტეგრირების საზღვრები b_{\min} და b_{\max} უნდა განისაზღვროს სხვაგვარად. ამ და სხვა ფაქტორების გათვალისწინებით ბეტეს მიერ მიღებული იქნა შემდეგი ფორმულა ელექტრონების იონიზაციური დანაკარგებისათვის:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi ne^4}{mv^2} \left[\ln \frac{mv^2 E}{2I(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right] \quad (36.1)$$

სადაც E ელექტრონის რელატივისტური კინეტიკური ენერჯიაა,

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2.$$

არარელატივისტურ შემთხვევაში, ($\beta \ll 1$):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi ne^4}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{2I} \quad (36.2)$$

ულტრარელატივისტურ შემთხვევაში ($E \gg mc^2$)

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi ne^4}{mc^2} \left[\ln \frac{E^2}{2I^2 \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{8} \right] \quad (36.3)$$

ელექტრონის მასის სიმცირის გამო ყველა სამივე (36.1), (36.2) და (36.3) ფორმულები პარალელურად შეიძლება გამოყენებული იქნეს.

როგორც (35.7), (35.8) და (36.1), (36.2) და (36.3) ფორმულებიდან ჩანს ერთნაირი სიჩქარეებისას მძიმე და მსუბუქი დამუხტული ნაწილაკების ენერჯის დანაკარგები მიახლოებით ერთნაირია.

ერთნაირი ენერჯის ერთნაირი ნიშნის მსუბუქი და მძიმე დამუხტული ნაწილაკების იონიზაციური დანაკარგების შედარებისას, როგორც ვნახეთ წინა პარაგრაფში ენერჯის იონიზაციური დანაკარგები პროპორციულია ნაწილაკის მასის. მაგალითად, პროტონის იონიზაციური დანაკარგი ~ 2000 -ჯერ აღემატება, იმავე ენერჯის ელექტრონის იონიზაციურ დანაკარგს.

უფრო საინტერესოა შემთხვევა, როცა ელექტრონი ულტრარელატივისტურია, ხოლო იმავე ენერჯის პროტონი შეიძლება ჩავთვალოთ არარელატივისტურად. შევადაროთ $E = 5$ მეგ კინეტიკური ენერჯის ელექტრონი და პროტონი. ასეთი ენერჯისას ელექტრონი შეიძლება ჩავთვალოთ ულტრარელატივისტურად, როცა პროტონი რჩება არარელატივისტურად. რადგან ელექტრონის უძრაობის ენერჯია $E_0 = 5$ მეგ, ხოლო კინეტიკური ენერჯია პრაქტიკულად ემთხვევა სრულს $E = E_0 / \sqrt{1-\beta^2}$, ისე რომ $1/\sqrt{1-\beta^2} \approx 10$. (29.9) და (30.3) ფორმულების შედარებით მიიღება

$$\frac{(dE/dx)_p}{(dE/dx)_e} = \frac{Mc^2 \ln A}{E \ln B}$$

სადაც, $A = \frac{2Em}{MI} = \frac{2.5 \cdot 10^6}{2000 \cdot 10} \approx 5 \cdot 10^2$. სადაც დაშვებულია, რომ

$$\bar{I} = 10 \text{ ევ. ხოლო, } B = \frac{E^2}{2I^2 \sqrt{1-\beta^2}} = \frac{5 \cdot 10^{12} \cdot 10}{2 \cdot 10^2} \approx 2.5 \cdot 10^{12}. \text{ ე.ი., ლოგ-}$$

არითმის ფარდობა ტოლია მიახლოებით $\frac{\ln A}{\ln B} \approx \frac{1}{5}$, ხოლო, ლოგარ-

ითმის წინ მაშრავლი $\frac{Mc^2}{E} = \frac{938}{5} \approx 200$. ე.ი. პროტონის იონიზაცი-

ური დანაკარგი მიახლოებით 40-ჯერ აღემატება ელექტრონის იონიზაციურ დანაკარგს. და ბოლოს, განვიხილოთ შემთხვევა, როცა

ორივე ნაწილაკი, მძიმე და მსუბუქი ულტრარელატივისტურია და

გააჩნიათ ერთი და იგივე კინეტიკური ენერჯია, რომელიც მოცემულ შემთხვევაში შეიძლება ჩავთვალოთ სრული ენერჯის ტო-

ლად: $E = mc^2 / \sqrt{1-\beta_e^2} = Mc^2 / \sqrt{1-\beta_p^2}$. ე.ი., $1/\sqrt{1-\beta_e^2} = E/mc^2$,

$1/\sqrt{1-\beta_p^2} = E/Mc^2$. მძიმე ნაწილაკისათვის (პროტონისათვის) ვისარგებლოთ (35.7) ფორმულით, სადაც დაუშვათ, რომ $v = c$, ხოლო

მსუბუქი ნაწილაკისათვის (36.3) ფორმულით, მივიღებთ,

$$\frac{(dE/dx)_p}{(dE/dx)_e} = 2 \frac{\ln A}{\ln B}$$

სადაც, $A = \frac{mc^2}{\bar{I}(1-\beta_p^2)} = \frac{m}{M} \frac{E^2}{\bar{I}Mc^2}$, $B = \frac{E^2}{2\bar{I}^2 \sqrt{1-\beta_e^2}} = \frac{E^2}{\bar{I}Mc^2}$. რიცხვითი

მნიშვნელობების $E = 10$ გეევი $= 10^{10}$ ევ, $\bar{I} = 10$ ევ, $\frac{m}{M} = \frac{1}{2000}$

$mc^2 = 0.5$ გეევი $= 0.5 \cdot 10^6$ ევ, $Mc^2 = 1$ გეევი $= 10^9$ ევ გათვალისწინებით მიიღება, რომ $\ln A = 15.4$, $\ln B = 50.6$, და

$$\frac{(dE/dx)_p}{(dE/dx)_e} \approx 0.6$$

ე.ი., ამ შემთხვევაში ულტრარელატივისტური ელექტრონის იონიზაციური დანაკარგი უფრო მეტია (~ 2 -ჯერ), ვიდრე იმავე ენერჯის ულტრარელატივისტური პროტონის.

როგორც ცნობილია აჩქარებულად მოძრავი დამუხტული ნაწილაკი გამოსხივებს ელექტრომაგნიტურ ტალღებს. ამიტომ, დამუხტული ნაწილაკი გამოსხივებს ნივთიერებაში გავლისას ნაწილაკებთან მისი დაჯახებებისას. წარმოშობილ ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას ეწოდება დამუხრუჭებითი, ხოლო დამუხრუჭებით გამოსხივებაზე ნაწილაკის ენერჯის დანაკარგებს რადიაციული. მოძრავი ელექტრონის ენერჯის იონიზაციური დანაკარგები განპირობებულია მისი ატომის გარსების ელექტრონებთან დაჯახებით. ისინი ძირითადად პროპორციულია ატომში ელექტრონების რიცხვის Z . რადიაციული დანაკარგები, პირიქით, ძირითადად განპირობებულია მოძრავი ელექტრონის ატომის ბირთვებთან დაჯახებით. ის პროპორციულია მოძრავ ელექტრონსა და ბირთვს შორის მიზიდვის კულონური ძალის. ეს ძალა თავის მხრივ პროპორციულია

$Ze \cdot \frac{dE}{dx}$ სიდიდისათვის, რადიაციული დანაკარგისათვის, გამოთვლებით მიიღება მარტივი ფორმულა

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} = \frac{E}{l_r}$$

სადაც l_r მუდმივაა, რომელსაც რადიაციულ სიგრძეს უწოდებენ. ის დამოკიდებულია ნივთიერების გვარობაზე, მაგალითად, ჰაერისათვის $l_r = 300.5$ მ, ტყვიისათვის $l_r = 0.5$ სმ.

პრაქტიკული მიზნებისათვის ხშირად საჭიროა ვიცოდეთ ელექტრონის ნივთიერების ფენაში გავლის შემდეგ თავდაპირველი მიმართულებიდან გადახრის საშუალო კვადრატული კუთხე $\sqrt{\Theta^2}$. x სისქის თხელ ფირფიტაში გავლისას, როცა ელექტრონი შენელებულა უმნიშვნელოდ,

$$\sqrt{\Theta^2} = \frac{21}{p \cdot \frac{v}{c}} \sqrt{\frac{x}{l_r}}$$

სადაც, p იმპულსია მეევი-ში.

სქელ ფირფიტებში გავლისას ელექტრონის კუთხურ განაწილებას გააჩნია გაუსის ფორმა $n(\Theta)d\Theta \sim \exp(-\frac{\Theta^2}{2\Theta^2})d\Theta$.

§37. გამა-კვანთების გავლა ნივთიერებაში

საორიენტაციოდ გამა-გამოსხივებას მიაკუთვნებენ ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, რომელთა სიგრძეები გაცილებით ნაკლებია ატომთაშორის მანძილებზე, ე.ი. $\lambda \ll 10^{-8}$ სმ. თანამედროვე ამაჩქარებლებში მიიღება ~ 20 გეევი ენერჯის γ -კვანტები, ე.ი. ტალღის სიგრძის- $\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{E} = 0.06$ ფმ. პრაქტიკული თვალსაზრისით ყველაზე საინტერესოა (200 ÷ 300) მეევი ინტერვალში.

ნივთიერებაში γ -კვანტების ნაკადი შთაინთქმება ნივთიერების მიერ ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების ხარჯზე. γ -კვანტებს არ გააჩნიათ ელექტრული მუხტი ამიტომ ისინი არ განიცდიან შორსმოქმედი კულონურ ძალების გავლენას. γ -კვანტების ელექტრონებთან ურთიერთქმედებას ადგილი აქვს კომპტონის ტალღის სიგრძის რიგის არეში. ამიტომ ნივთიერებაში გავლისას γ -კვანტები შედარებით იშვიათად განიცდიან დაჯახებას ელექტრონებთან და ბირთვებთან. მაგრამ, ასეთი დაჯახებებისას ადგილი აქვს γ -კვანტების მოძრაობის მიმართულების მკვეთრ ცვლილებებს, და გამოიწვიან ნაკადიდან. γ -კვანტების მეორე თავისებურებაა ის, რომ ისინი ნულის ტოლი უძრაობის მასის მქონე ნაწილაკებია, შეუძლიათ მოძრაობდნენ მხოლოდ სინათლის სიჩქარის ტოლი სიჩქარით. ისინი არ შეიძლება შენელდნენ, არამედ მხოლოდ შეიძლება შთაინთქან, ან გადაიხარონ გვერდით, ან წარმოიშობა ნაწილაკი-ანტინაწილაკი წყვილი. γ -კვანტებისათვის არ არსებობს განარბენის, მაქსიმალური განარბენის, ენერჯის დანაკარგების ცნებები, ისევე როგორც ეს გვაკეთებთ მძიმე დამუხტული ნაწილაკებისათვის. γ -კვანტების ნაკადის ნივთიერებაში გავლისას მათი ენერჯია არ იცვლება, მაგრამ დაჯახებების შედეგად თანდათანობით მცირდება ნაკადის ინტენსივობა. ნივთიერების dx ფენაში გავლისას მონოენერგეტიკული ნაკადიდან გამოსული γ -კვანტების რიცხვი, პროპორცი-

იულია dx და ამ ფენაზე დაცემული ნაკადის ინტენსივობის ამიტომ x მანძილის მიხედვით γ -კვანტების პარალელური მონონერგეტიკული ნაკადის ინტენსივობა კლებულობს ექსპონენციალურად:

$$I(x) = I(0)e^{-n\sigma} \quad (37.1)$$

სადაც, σ - შესუსტების (შთანთქმისა და გაბნევის) სრული ეფექტური კვეთაა, n - ერთეულ მოცულობაში შთანთქმელი ატომების რიცხვია. $\mu = n\sigma$ სილიდეს γ -კვანტების შთანთქმის ხაზოვანი კოეფიციენტი ეწოდება. მის ნაცვლად ხშირად სარგებლობენ შთანთქმის $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$ მასური კოეფიციენტით.

γ -კვანტების პარალელური ნაკადიდან გამოსვლის ძირითად პროცესებს მიეკუთვნებიან ფოტოეფექტი, კომპტონის-ეფექტი და ელექტრონულ-პოზიტრონული წყვილის წარმოქმნა.

ფოტოეფექტის დროს დაცემული γ -კვანტის მთლიანი ენერგია და იმპულსი გადაეცემა ელექტრონს და ატომურ ნარჩენს. კინეტიკური ენერგია, რომელსაც მიიღებს განთავისუფლებული ელექტრონი, განისაზღვრება თანაფარდობით

$$E_e = E_\gamma - I_i$$

სადაც I_i - იმ გარსის იონიზაციის ენერგიაა, რომლიდანაც გამოტყორცნილი იქნა ელექტრონი (i ქვეშ იგულისხმება $K, L_I, L_{II}, L_{III}, \dots$ შრეები). უკუცემის ენერგია, რომელსაც შეიძენს ატომი, უფრო სწორად წარმოქმნილი იონი, სიმციროს გამო შეიძლება უზულებელვყოთ.

ცხადია, რომ i -ური გარსიდან ფოტოეფექტი შეუძლებელია, როცა $E_\gamma < I_i$. როცა $E_\gamma > I_i$, E_γ ენერგიის გაზრდისას ფოტოეფექტის ალბათობა უნდა კლებულობდეს, რადგან ამასთან ელექტრონი ხდება სულ უფრო ნაკლებად ბმული და მისი მდგომარეობა უახლოვდება თავისუფალი ელექტრონის მდგომარეობას. γ -კვანტების ენერგიის თავს იჩენს კომპტონის ეფექტი, რომელიც არსებით როლს თამაშობს, როცა γ -კვანტების ენერგია აღემატება ატომში ელექტრონის ბმის ენერგიას. როცა ატომში ელექტრონის ბმის ენერგია მცირეა γ -კვანტების ენერგიასთან შედარებით, ელექტრონი შეიძლება ჩავთვალოთ თავისუფალი. ნივთიერებაში კომპტონის ეფექტით განპირობებული γ -კვანტების ნაკადის შესუსტება, იწვევს γ -გამოსხივების გაბნევას (ამასთან ისინი გამოდიან პარალელური ნაკადიდან) და γ -გამოსხივების ენერგიის ნაწილობრივ შე-

მცირებას (ე.ი. შთანთქმას) უკუცემის ენერგიის ნაწილის კომპტონის ელექტრონებზე გადაცემის ხარჯზე.

რბილი γ -კვანტების ($\hbar\omega/mc^2 \ll 1$) ელექტრონზე გაბნევის კვეთა განისაზღვრება ტომსონის კლასიკური ფორმულით

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0.665 \cdot 10^{-24} \text{ სმ}^2$$

სადაც r_e - "ელექტრონის კლასიკური რადიუსია", $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.82 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}$.

γ -კვანტები, როცა მათი ენერგია საკმაოდ დიდია, ურთიერთქმედებენ ნივთიერებასთან აგრეთვე ელექტრონულ-პოზიტრონული წყვილის წარმოქმნის საშუალებით. როგორც გვიჩვენებენ გამოთვლები, რომლებიც თანხმობაშია ცდებთან, γ -კვანტების ელექტრონულ-პოზიტრონულ წყვილებად გარდაქმნას ადგილი აქვს არა ბირთვის შიგნით არამედ მის მახლობლად ელექტრონის კომპტონის ტალღის სიგრძის რიგის ტოლი ხაზოვანი ზომების არეში. გამა-კვანტებმა შეიძლება წარმოქმნას ელექტრონულ-პოზიტრონული წყვილები ელექტრონის კულონურ ველში. მაგრამ γ -კვანტების მიერ ელექტრონულ-პოზიტრონული წყვილის წარმოშობის ყველაზე მეტი ალბათობაა ბირთვის კულონურ ველში. რადგან γ -კვანტების მასა ნულის ტოლია, ელექტრონულ-პოზიტრონულ წყვილად გარდაქმნა მას შეუძლია, მხოლოდ მაშინ, როცა მისი ენერგია E_γ მეტია ელექტრონისა და პოზიტრონის უძრავობის ენერგიათა ჯამზე, ე.ი. $2mc^2 \approx 1.02$ მეგ. წყვილის წარმოშობის კვეთა $\sigma_{\text{წყ}}$ ტოლია ნულის, როცა $E_\gamma < 2mc^2$. როცა წყვილი წარმოიშობა γ -კვანტების ელექტრონებთან დაჯახებისას, მაშინ ელექტრონი მიიღებს იმავე რიგის ენერგიას რასაც ნაწილაკთა წყვილი. ამიტომ ამ შემთხვევაში ნაწილაკის წყვილის წარმოშობა შესაძლებელია γ -კვანტის ენერგიის იმ მნიშვნელობებისას, რომელიც მნიშვნელოვნად აღემატება $2m_e c^2$. $5m_e c^2 < E_\gamma < 50m_e c^2$ რიგის ენერგიის არეში ატომის ბირთვებზე წყვილის წარმოშობის ეფექტური კვეთისათვის გამოთვლებით მიიღება თანაფარდობა

$$\sigma_{\text{წყ}} \sim Z^2 \ln(\hbar\omega/m_e c^2)$$

თუ გავითვალისწინებთ მხოლოდ ზემოთ განხილული შესუსტების სამ ძირითად მექანიზმს, მაშინ შესუსტების სრული ხაზოვანი კოეფიციენტის განსაზღვრისას მხედველობაში უნდა მივიღოთ, რომ ფოტოეფექტისა და წყვილის წარმოშობისას გამბნევ ცენტრე-

ბს წარმოადგენენ ატომები, ხოლო კომპტონის ეფექტის შემთხვევაში - ელექტრონები, რომლებიც Z-ჯერ მეტია ვიდრე ატომები, ამიტომ

$$\mu = n\sigma_{\text{ფ}} + nZ\sigma_{\text{კ}} + n\sigma_{\text{ფკ}}$$

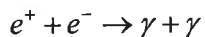
სადაც, n - ნივთიერების ერთეულოვან მოცულობაში ატომების რიცხვია, ხოლო $\sigma_{\text{ფ}}$, $\sigma_{\text{კ}}$ და $\sigma_{\text{ფკ}}$ ფოტოეფექტის ატომზე, კომპტონის ეფექტის ელექტრონზე და წყვილის წარმოშობა ატომის ბირთვზე ეფექტური კვეთებია. პირველი შესაქარები სჭარბობს დაბალი ენერგიებისას, მეორე საშუალო (რამოდენიმე მევ), ხოლო მესამე - მაღალი ენერგიებისას.

უმრავლეს შემთხვევაში ზემოთ განხილული მექანიზმებით განიხილვება ნაწილაკების გავლის პროცესი. მაგრამ, ცალკეულ შემთხვევებში მნიშვნელოვან როლს თამაშობს ზოგიერთი სხვა მექანიზმები. მაგალითად, დამუხტული ნაწილაკები ნივთიერებაში გავლისას განიცდიან კულონურ დაჯახებას არა მხოლოდ ელექტრონებთან, არამედ ბირთვებთან. ასეთი დაჯახებების ხარჯზე ენერგიის და-ნაკარგი განისაზღვრება ფორმულით

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ბირ}} = \frac{4\pi z^2 Z^2 e^4 N}{Mv^2} \ln \frac{b_{\text{max}}}{b_{\text{min}}} = \frac{mZ}{Am_p} \frac{4\pi z^2 e^4 n}{v^2 m_e} \ln \frac{b_{\text{max}}}{b_{\text{min}}}$$

სადაც, $N = \frac{n}{Z}$ ერთეულ მოცულობაში ბირთვების რიცხვია, m_e - ელექტრონის მასაა, m_p - პროტონის მასა, M - ბირთვის მასაა.

ნივთიერებაში გავლისას, პოზიტრონები იონიზაციურ და რადიაციულ დანაკარგებთან ერთად განიცდიან ანიჰილაციურ დანაკარგებს, ნივთიერების ელექტრონებთან ორფოტონიანი ანიჰილაციის ხარჯზე:



როცა დამუხტული ნაწილაკის სიჩქარე აღემატება განსახილველ გარემოში სინათლის ფაზურ სიჩქარეს, მაშინ წარმოიშობა ვავილოვ ჩერენკოვის გამოსხივება. ცხადია, რომ ადგილი ექნება ნაწილაკების ენერგიის დანაკარგს ამ გამოსხივებაზე. \odot კუთხის მიხედვით, რომლითაც ვრცელდება გამოსხივება ჩერენკოვის გამოსხივება, შეიძლება განვსაზღვროთ ნაწილაკის სიჩქარე. რაც გამოიყენება ჩერენკოვის მრიცხველებში.

შთაინტეგრირებია რა γ -კვანტები ბირთვების მიერ, შეიძლება გამოიწვიონ ბირთვული ფოტოეფექტი. ე.ი., ბირთვიდან გამოიტყორცნებიან ნუკლონები (ჩვეულებრივ ნეიტრონები), აგრეთვე ატომის ბირთვების გახლეჩა.

თავი 7. ბირთვული ნაწილაკების წყაროები და რეგისტრაციის მეთოდები

§38. ბირთვული ნაწილაკების წყაროები

ზოგადი ფიზიკის კურსში არ არის მიღებული დაწვრილებით განხილვა ვამზომ აპარატურასთან დაკავშირებული საკითხების. მაგრამ ბირთვულ ფიზიკაში გავზომვის მეთოდები და შესაძლებლობები წარმოადგენს მიკროსამყაროს ფიზიკის ფუნდამენტალურ კანონების შესწავლის პრინციპულ საკითხს. მაგალითად, ბირთვისა და ელემენტარული ნაწილაკების სამყაროში წარმოიშობა სიტუაცია, როცა ეს თუ ის სხვა სიდიდე ან არ შეიძლება გავზომოთ საჭირო გაზომვა იმდენად მოახდენს გავლენას გაზომვაზე, რომ თვით ცდა დაკარგავს აზრს. დაუშვათ, რომ ჩვენ გვინდა გავზომოთ ნეიტრონების სიჩქარე ბირთვის შიგნით. ამისათვის, სიჩქარის განსაზღვრის თანახმად, შეიძლება გაიზომოს არა ნაკლებ $\Delta x = 5 \cdot 10^{-14}$ სმ არეობა ორ უახლოეს დროის მომენტში. მაგრამ პირველი მდებარეობის გაზომვისას (განუზღვრელობის თანაფარდობის განსაზღვრის თანახმად) ნეიტრონს გადაეცემა არა ნაკლებ $\frac{\hbar}{2\Delta x}$ იმპულსი,

რაც შეესაბამება 20 მევ კინეტიკურ ენერგიას. ასეთი ენერგიის მიღებისას, ნეიტრონი ან გამოიტყორცნება ბირთვიდან, ან გამოტყორცნის სხვა ნაწილაკს, ასე, რომ იმავე ბირთვში ნეიტრონის მეორე მდებარეობის გაზომვა შეუძლებელი იქნება. აქედან გამომდინარეობს, რომ ბირთვში ნეიტრონის სიჩქარის გაზომვა შეუძლებელია არა მხოლოდ არსებული, არამედ სხვა რაიმე აზრობრივი ხელსაწყოებით. მეორე, მხრივ, ჩვენ შეგვიძლია შემოვიღოთ ბირთვში ნეიტრონის საშუალო სიჩქარის ცნება. მაგალითად, პროტონ-პროტონის გაბნევისას შეიძლება მივიღოთ ინფორმაცია ნუკლონის სტრუქტურის შესახებ $\frac{\hbar c}{E} = 2 \cdot 10^{-15}$ სმ რიგის მანძილზე (სადაც

$E = 10$ მევ კინეტიკური ენერგიაა სისტემის ინერციის ცენტრის მიმართ). მაგრამ ჰიპერონის ჰიპერონზე გაბნევა არ შეიძლება გავზომოთ არავითარი ენერგიისას ჰიპერონების სამიზნის არარეზონანსის გამო. აქ 10^{-13} რიგის მანძილი მიუღწეველია. ამიტომ, კარგად უნდა ვიცოდეთ ბირთვულ ფიზიკის დანადგარებსა და ხელსაწყოებში გამოყენებული ფიზიკური პრინციპები და მათი შესაძლებლობების არეები. რამოდენიმე გამოკლებით ბირთვისა და ელემენტარული ნაწილაკების შესწავლის ერთადერთ საშუალებას წა-

რამოდგენს ერთი ნაწილაკების სხვა ნაწილაკებზე დაჯახება და დაჯახების შემდეგ გამოტყორცნილი ნაწილაკების შემდგომი რეგისტრაცია.

იმისათვის, რომ შევისწავლოთ დაჯახება, უნდა შეგვეძლოს: პირველი, შევქმნათ მაღალი ენერგიის დაცემული ნაწილაკების ნაკადი, მეორე, მოვამზადოთ ბირთვის ან ნაწილაკების შემცველი სამიზნე, რომლებზედაც ხდება დაჯახება, და მესამე, გამოტყორცნილი ნაწილაკების საჭირო რიცხვი მახასიათებლების რეგისტრირება.

სამიზნე შეიძლება იყოს ის ნაწილაკები და ბირთვები, რომელთაც გააჩნიათ დიდი სიციცხლის ხანგრძლივობა და რომლებიც შედიან მაკროსკოპული სხეულების შემადგენლობაში. ამიტომ სამიზნეების რიცხვი მკვეთრად შეზღუდულია. მათ მიეკუთვნებიან ყველა სტაბილური და საკმაოდ დიდი სიციცხლის ხანგრძლივობის (არანაკლებ რამოდენიმე წუთის) ბირთვები, აგრეთვე პროტონები და ნეიტრონები. სხვადასხვა ტიპის წყაროების რიცხვი არ არის დიდი. ისტორიულად პირველი წყარო იყო ბუნებრივი რადიოაქტიური ბირთვები, რომლებიც გამოტყორცნიდნენ α -ნაწილაკებს, ელექტრონებს და რამოდენიმე მევ-მდე ენერგიის γ -კვანტებს. მოგვიანებით რეაქტორებსა და ციკლოტრონებში შესაძლებელი გახდა დიდი რაოდენობით ხელოვნური რადიოაქტიური პრეპარატების შექმნა, რამაც საშუალება მოგვცა სამრეწველო მასშტაბით სხვადასხვა სიციცხლის ხანგრძლივობის და სხვადასხვა ენერგიის გამოტყორცნილი ნაწილაკების რადიოაქტიური წყაროების წარმოების. მაგრამ ყველა ამ წყაროებში გამოტყორცნილი ნაწილაკების ენერგიის არე შემოსაზღვრულია იგივე რამოდენიმე მევ.

დამუხტული ნაწილაკები შეიძლება ავაჩქაროთ განსაზღვრულ ტრეკტორიებზე ელექტრული და მაგნიტური ველების კომბინირებული მოქმედებით. მოწყობილობებს, რომლებშიც ელექტრული და მაგნიტური ველების კომბინირებული მოქმედებებით მიიღება მაღალი ენერგიის დამუხტული ნაწილაკების ნაკადი, ეწოდება ამაჩქარებელი. ამჟამად სხვადასხვა ტიპის ამაჩქარებლები წარმოადგენენ პრაქტიკულად დამუხტული ნაწილაკების ერთადერთ წყაროს. რომელიც გამოიყენება ბირთვული რეაქციის და ელემენტარული ნაწილაკების რეაქციის განსახორციელებლად. ამაჩქარებლებში მიიღება რამოდენიმე მევ-დან რამოდენიმე გევ ენერგიის ნაწილაკების ნაკადი, ამასთან, ზედა ზღვარი განპირობებულია არა პრინციპიალური სიძნელეებით, არამედ ამაჩქარებლების ტექნიკის არსებითი მდგომარეობით.

ამაჩქარებლებში უშუალოდ ხდება მხოლოდ დედმიწის ქერქში შემავალი სტაბილური ნაწილაკების აჩქარება. უმრავლეს ამაჩქარებ-

ლებში მიიღება პროტონების ან ნეიტრონების ნაკადი. გამოიყენება დეიტრონების და α -ნაწილაკების ნაკადი. არსებობენ აგრეთვე მძიმე იონების ამაჩქარებლები, მაგალითად, ნახშირბადის, აზოტის, ფანგბადის და უფრო მძიმე ბირთვების მრავალჯერად დამუხტული იონები.

სხვა ნაწილაკები, როგორც დამუხტული ისე ნეიტრალური მიიღებიან სამიზნის მეორეული რეაქციის გამოყენებით. სამიზნეში მიიღებიან ახალი ნაწილაკები. თუ ეს ახალი ნაწილაკები საკმაოდ ბევრია, მაშინ შეიძლება შევისწავლოთ ახალი ნაწილაკების სხვა სამიზნეზე დაჯახებისას წარმოებული რეაქციები. ამ მეთოდებით ამაჩქარებლებში მიიღებიან γ -კვანტების მეორეული ნაკადები, ნეიტრონები, პიონები, კაონები, ანტინუკლონები და ზოგიერთი სხვა ნაწილაკები. მიუონები და ნეიტრინო მიიღებიან მაღალი ენერგიის ამაჩქარებლებში მესამეულ და ა.შ. ნაკადებში.

აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ ფართო დიაპაზონის ენერგიის (ათას გევ-მდე და მეტი) სხვადასხვა ნაწილაკების მუდმივ წყაროებს წარმოადგენენ კოსმოსური სხივები. ძირითადად სწორედ კოსმოსურ სხივებში იქნა აღმოჩენილი გასული საუკუნის 50-იანი წლების დასაწყისში ახალი ელემენტარული ნაწილაკები. მაგრამ, კოსმოსურ სხივებში შეიძლება ჩატარებული იქნას არა კონტროლირებადი ექსპერიმენტები, არამედ მხოლოდ ბუნებრივი დაკვირვებები. გარდა ამისა ზემალაღი ენერგიის კოსმოსური სხივების დაჯახებანი მიმდინარეობს ხდება ძალიან იშვიათად და ისიც მხოლოდ ძალიან მაღალ სიმაღლეებზე. ამჟამად კოსმოსური სხივების ელემენტარული ნაწილაკებით მიმდინარე რეაქციები წარმოადგენენ მაღალი ენერგიის ნაწილაკების ურთიერთქმედების შესახებ ინფორმაციის მიღების შეზღუდულ, მაგრამ მნიშვნელოვან როგორც ერთადერთი წყაროს.

ამრიგად, ელემენტარული ნაწილაკების (და ბირთვების) ყველა არსებული ტიპის წყაროები იყოფიან: რადიოაქტიური პრეპარატები (პირველადი და მეორეული ნაწილაკები), ამაჩქარებლები (პირველადი, მეორეული, მესამეული და ა.შ.), ბირთვული რეაქტორები და კოსმოსური სხივები. რეაქციების შესასწავლად გამოიყენებიან მხოლოდ ამაჩქარებლები და რეაქტორები. გამოყენებითი გამოკვლევებისათვის ფართოდ გამოიყენებიან რადიოაქტიური წყაროები.

მოწყობილობას, რომელიც გვაძლევს ინფორმაციას ცალკეული ნაწილაკების სივრცის განსაზღვრულ მაკროსკოპულ არეში გავლის შესახებ ნაწილაკების რეგისტრატორს, ან დეტექტორს უწოდებენ. რეგისტრაციის ძირითადი სიძნელე მდგომარეობს იმაში, რომ ცა-

ლკეული ნაწილაკების ნივთიერებაზე ზემოქმედებაზე ეფექტი მაკროსკოპული თვალსაზრისით ძალიან მცირეა. ამ სახის ყველაზე შესაძლებელი ეფექტს წარმოადგენს ნივთიერების იონიზაცია დამუხტული ნაწილაკებით. ამიტომ, არსებული უმრავლესი ტიპის დამუხტული ნაწილაკების მუშაობა დაფუძნებულია ნაწილაკების იონიზაციის დეტექტორების მუშაობა დაფუძნებულია ნაწილაკების იონიზაციის უნარიანობის პრინციპის გამოყენებას. ზოგიერთი ტიპის დეტექტორებში გამოიყენება გარემოში დამუხტული ნაწილაკების ელექტრომაგნიტური გამოსხივება. ნეიტრალური ნაწილაკების ნივთიერებაზე მოქმედება უმნიშვნელოა იმისათვის, რომ შესაძლებელი იყოს მათი უშუალო რეგისტრირება. ამიტომ ნეიტრალური ნაწილაკების რეგისტრირება ხდება მეორეულ პროცესებში: გამოსაკვლევი ნეიტრალური ნაწილაკები წარმოშობენ დამუხტულ ნაწილაკებს, რომელთა რეგისტრირება ხდება მათი იონიზაციური მოქმედებით.

§39. ამაჩქარებლები

ამაჩქარებლებით ხდება რამოდენიმე მეგ ენერგიიდან ათეულ გევ და მეტი ენერგიამდე დამუხტული ნაწილაკების მიღება. ამაჩქარებლების მთავარი მახასიათებლებია ნაწილაკების ენერგია და ინტენსიურობა, ე.ი. ერთ წამში გამოტყორცნილი ნაწილაკების რაოდენობა.

ყველა ამაჩქარებლები იყოფიან უწყვეტი მოქმედების და იმპულსურ მოქმედების ამაჩქარებლებად. უწყვეტი მოქმედების ამაჩქარებლები ქმნიან დროით თანაბარ ნაკადს. იმპულსური ამაჩქარებლებიდან ნაწილაკები გამოიტყორცნებიან პორციებით იმპულსებით. როგორც წესი, უწყვეტი მოქმედების ამაჩქარებლები უფრო მაღალ დენებს, ხოლო იმპულსური ამაჩქარებლები უფრო მაღალი ენერგიის. იმპულსური ამაჩქარებლების ინტენსიურობა ხასიათდება ორი პარამეტრით: წამში (ან წუთში) იმპულსების რაოდენობით და ცალკეულ იმპულსებში ნაწილაკების რაოდენობით. იმპულსურ ამაჩქარებლებში საშუალო დენი განისაზღვრება ფორმულით:

$$I = Zenv$$

სადაც Ze - აჩქარებული ნაწილაკების მუხტია, n - იმპულსში ნაწილაკების რიცხვი, v - წამში იმპულსების რიცხვი. ამაჩქარებლებში ნაწილაკზე მოქმედებს ელექტრული და მაგნიტური ველები. როგორც ცნობილია m მასის, Ze მუხტის და v სიჩქარის ნაწილაკი ელექტრული ველის გასწვრივ მოძრაობისას აჩქარდება ისე, რომ მისი ენერგია K გაიზარდება

$$\frac{dK}{dt} = ZevE$$

ფორმულის შესაბამისად.

H მაგნიტური ველის განივი მოძრაობისას ნაწილაკი თანაბრად მოძრაობს R რადიუსის წრეწირზე, სადაც

$$R = \frac{mvc}{ZeH\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{pc}{ZeH}$$

ამასთან ერთი ბრუნვის პერიოდი განისაზღვრება ფორმულით

$$T = \frac{2\pi mc}{ZeH\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

ძირითად სიძნელეებს წარმოადგენს ფოკუსირება რომელიც ეწინააღმდეგება ნაკადის გაფართოებას, და ფაზირება რომელიც ხელს უშლის ნაკადის გამოსვლას აჩქარების რეჟიმიდან დროის მიხედვით.

მოქმედების პრინციპის მიხედვით ამაჩქარებლები იყოფიან ორ კლასად: პირდაპირი მოქმედების ამაჩქარებლები (გამოიყენება აგრეთვე ტერმინი მაღალძაბვიანი ამაჩქარებლები) და მრავალჯერადი მოქმედების ამაჩქარებლები. პირდაპირი მოქმედების ამაჩქარებლებში ნაწილაკები აჩქარდებიან ვაკუუმში მუდმივი პოტენციალთა სხვაობით შექმნილ ელექტროსტატიკურ ველში. მრავალჯერადი მოქმედების ამაჩქარებლებში ნაწილაკები აჩქარდებიან ცვლად ელექტრულ ველში.

თავის მხრივ მრავალჯერადი მოქმედების ამაჩქარებლები იყოფიან წრფივ და ციკლურ ამაჩქარებლებად. წრფივ ამაჩქარებლებში ნაწილაკები მოძრაობენ წრფის გასწვრივ. ხოლო ციკლურ ამაჩქარებლებში - წრეწირზე ან სპირალზე.

პირდაპირი მოქმედების ამაჩქარებლის ძირითად ტიპს მიეკუთვნება ვან-დე-გრააფის ამაჩქარებელი, რომელიც მუშაობს უწყვეტ რეჟიმში. ყველა წრფივი ამაჩქარებელი წარმოადგენს იმპულსურს. ციკლურ ამაჩქარებლებს მიეკუთვნებიან: ციკლოტრონი, მისი გაუმჯობესებული ვარიანტები - ფაზოტრონი (სინქროციკლოტრონი), სინქროტრონი, სინქროფაზოტრონი, იზოქრონული ციკლოტრონი, აგრეთვე ბეტატრონი და მიკროტრონი. მათგან, ციკლოტრონი და იზოქრონული ციკლოტრონი წარმოადგენენ უწყვეტი მოქმედების ამაჩქარებლებს. მიკროტრონი შეიძლება მუშაობდეს როგორც უწყვეტ ისე იმპულსურ რეჟიმში, ხოლო ყველა სხვა ციკლური ამაჩქარებლები - არსებითად იმპულსურია.

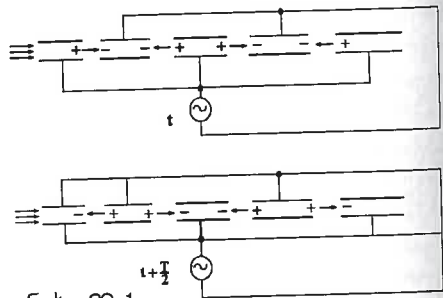
ვან-დე-გრააფის ამაჩქარებელში აჩქარება ხდება ელექტროსტატიკური ველით. დრუ ლითონის სფერო იმუხტება მაღალ პოტენციალამდე. სფეროს შიგნიდან გამოდის მრავალსექციანი ვაკუუმური

მილაკი, საიდანაც გამოიტყორცნებიან ნაწილაკების ნაკადი. ნაკადის ნაწილაკების ენერგია. ვან-დე-გრააფის გენერატორში ნაწილაკების მაქსიმალური ენერგია, ისე როგორც ყველა პირდაპირი მოქმედების ამაჩქარებლებში, შეზღუდულია სფეროსა და გარემომცველ საგნებს შორის გარღვევის ძაბვით. ამიტომ ვან-დე-გრააფის გენერატორში შესაძლებელია ($2 \div 5$) მეგ ენერგიის ერთნიშნის იონების მიღება. გაუმჯობესებული გენერატორებში - კი 20 მეგ. ნაკადის დენი აღწევს რამოდენიმე ათეულ მკა.

ვან-დე-გრააფის გენერატორის გაუმჯობესებულ ვარიანტს წარმოადგენს ტანდემი. ტანდემში გამოიყენება იონების გადამუხტვის მოვლენა. მაგალითად, H^- წყალბადის უარყოფითი იონი აჩქარდება დადებითი მაღალძაბვიანი ელექტროდის მიმართულებით. ამ ელექტროდზე ისინი გადაიან თხელ ფენას, სადაც მრავალი მათგანი კარგავენ ორ-ორ ელექტრონს, და გარდაიქმნიებიან დადებითად დამუხტულ პროტონებად. ეს პროტონები განიზიდებიან ელექტროდის მიერ, ე.ი. აჩქარდებიან კიდევ ერთხელ. რის შედეგად მიიღება გაორმაგებული ენერგიის ნაკადი. ცნობილია მრავალჯერადი გადამუხტვის ტანდემები, რომლებიც იძლევიან გასამაგებელი ენერგიის ერთნიშნის იონებს.

წრფივ რეზონანსულ ამაჩქარებლებში ნაწილაკები აჩქარდებიან წრფივად ცვლად მაღალსიხშირულ ელექტრულ ველში, რომლის სიხშირე მკაცრად შეთანხმებულია აჩქარებული ნაწილაკის მოძრაობის სიჩქარესთან. ასეთი ამაჩქარებლებიდან მარტივს წარმოადგენს ვიდეროის ამაჩქარებელი, რომელშიც ღრუ ცილინდრული ელექტროდები (რომელთაც ღრეიფულ მილაკებს უწოდებენ), მუდმივად ზრდადი სიგრძეებით განლაგებულია ერთმანეთის თანმიმდევრობით (ნახ. 39.1). მილაკები ერთმანეთის თანმიმდევრობით შეერთებულია ცვლადი ძაბვის გენერატორის ერთ პოლუსთან, ხოლო დანარჩენი მილაკები შეერთებულია სხვა პოლუსთან. ამაჩქარებელი წარმოადგენს იმპულსურს.

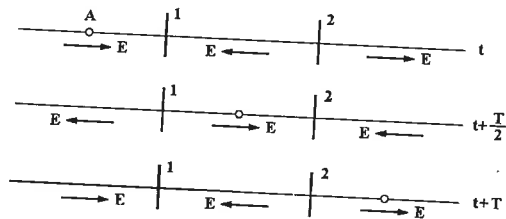
დაუშვათ, რომ მაგალითად, დადებითი ნაწილაკი (პროტონი) ხვდება მილაკებს შორის პირველ ღრეიფოში ელექტრული ველის მიმართულებით. მაშინ ამ ღრეიფოში ნაწილაკის სიჩქარე იზრდება. ამის შემდეგ ის ხვდება ცილინდრული ღრეიფული მილაკის არხში და იმორავებს ინერციით, რადგან მი-



ნახ. 39.1.

ლაკის შიგნით ელექტრული ველი ვერ აღწევს. ღრეიფული მილაკის სიგრძე ისეთია, რომ როცა ნაწილაკი უახლოვდება მილაკებს შორის მეორე ღრეიფოს, ელექტრული ველის მიმართულება იცვლება საპირისპიროდ, ისე, რომ ამ ღრეიფოში კვლავ ხდება მისი აჩქარება. იგივე ხდება მესამე და ღრეიფული მილაკების ყველა შემდგომ ღრეიფოებში. ვიდეროის ამაჩქარებელში ნაწილაკების (პროტონების) აჩქარება ხდება შედარებით დაბალ ენერგიებამდე (10 მეგ-მდე).

ალვარეცმა მოგვცა წრფივი რეზონანსული ამაჩქარებელი, რომელშიც ღრეიფული მილაკები არ არის მიერთებული მაღალი ძაბვის გენერატორთან. ალვარეცის ამაჩქარებელი წარმოადგენს ცილინდრულ მილაკს (მოცულობითი რეზონატორი), რომელშიც ხდება ელექტრული ტიპის მდგარი ელექტრომაგნიტური ტალღის აგნება, ე.ი. ისეთი ტალღა რომლის ელექტრული ვექტორი მიმართულია მილაკის ღერძის პარალელურად. ელექტრულ ველს ასეთ რეზონატორში გააჩნია $E = A(r) \cos kx \cos \omega t$ სახე, სადაც x კოორდინატა აითვლება მილაკის გასწვრივ, ხოლო $A(r)$ ამპლიტუდა დამოკიდებულია r მანძილიდან რეზონატორის ღერძამდე (ნახ. 39.2). დაუშვათ ასეთ ველში დადებითი დამუხტული ნაწილაკი, მაგალითად p , მოძრაობს v მუდმივი სიჩქარით და ამასთან ისე, რომ



ნახ. 39.2.

A წერტილში ის აღმოჩნდება დროის მომენტში, როცა ელექტრული ველი მაქსიმალურია. მაშინ ნაწილაკი აჩქარდება, უფრო ზუსტად, გაიზრდება ნაწილაკის ენერგია. დაუშვათ პერიოდის მეოთხედის შემდეგის აღმოჩნდება 1 კვანძში, სადაც ელექტრული ველი ხდება ნული. ამ მომენტისათვის E ველი იცვლის მიმართულებას საპირისპიროდ, ისე, რომ ის ააჩქარებს ნაწილაკს 1 და 2 კვანძებს შორის. 2 კვანძს ნაწილაკი უნდა მიახლოვდეს მომენტში, როცა კვლავ ხდება ელექტრული ველის მიმართულების ცვლილება. ამიტომ, 2 კვანძის შემდეგ მისი მოძრაობა კვლავ იქნება აჩქარებული. იგივე სამართლიანია 2 და 3 კვანძებს შორის მოძრაობისათვის, და ა.შ. იმისათვის, რომ ნაწილაკი ყველგან მოძრაობდეს აჩქარებულად, მისი სიჩქარე უნდა განისაზღვროს პირობიდან

$$v = \frac{\lambda}{2} : \frac{T}{2} = \frac{\lambda}{T} = v_{\text{ფ}}$$

სადაც v - მილაკის გასწვრივ ელექტრომაგნიტური ტალღების ფაზური სიჩქარეა.

პირველი ციკლოური ამაჩქარებელი აგებული იქნა 1930წ. ლოურენსის მიერ (1901-1958) და ეწოდა ციკლოტრონი. იმისათვის, რომ გავიგოთ ციკლოტრონის იდეა, გავიხსენოთ, რომ ერთგვაროვან მუდმივ მაგნიტურ \vec{H} ველში დამუხტული ნაწილაკი, როცა მისი სიჩქარე პერპენდიკულარულია \vec{H} , თანაბრად ბრუნავს წრეწირზე

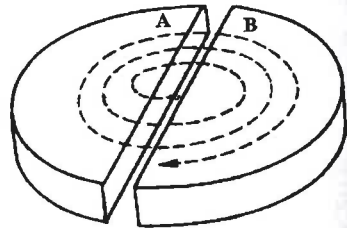
$$\omega = \frac{eH}{mc} \quad (39.1)$$

ციკლოური სიხშირით. ე.ი. $T = \frac{2\pi}{\omega}$ გარშემოქცევის პერიოდით.

არსებითაა, რომ არარელატივისტური მოძრაობისას T პერიოდი არ არის დამოკიდებული ნაწილაკის მოძრაობის სიჩქარეზე. რაც გამოიყენება ციკლოტრონიში.

ციკლოტრონი წარმოადგენს შებრტყელებული ცილინდრულ

ლითონის კოლოფს, რომელსაც დამატურის გასწვრივ გააჩნია განაჰერი, რომელიც ყოფს კოლოფს ორ A და B ნახევრად, რომელთაც დუანტებს უწოდებენ (ნახ. 39.3). კოლოფი მოთავსებულია მაგნიტის (ელექტრომაგნიტის) საპირისპირო პოლუსებს შორის ერთგვაროვან მუდმივ მაგნიტურ ველში. A და B დუანტებზე მო-



ნახ. 39.3

დებულია ელექტრული ძაბვა ω სიხშირის მაღალსიხშირული გენერატორიდან. იონების (დადებითი) წყაროდ გამოიყენება მცირე რკალის, რომელიც მოთავსებულია ციკლოტრონის ცენტრში განხურებულ კათოდსა და სილრუის კედელს (რომელიც გამოიყენება ანოდად) შორის. დუანტებში შენარჩუნებულია $10^{-4} \div 10^{-5}$ მმვწყ.სგ. წნევა, მაშინ როცა სილრუის ცენტრში, სადაც ანთია რკალი, წნევა დაახლოებით 100-ჯერ მეტია. დადებითი იონი გამოდის რა რკალიდან, მოძრაობს ღრეჩოს ელექტრულ ველში უარყოფითი დუანტისაკენ და შეიძენს ენერგიას. დუანტის შიგნით ის მოძრაობს თანაბრად, აღწერს ნახევარწრეწირს. $T/2$ დროის შუალედის შემდეგ ის მიაღწევს დუანტებს შორის ღრეჩოს ცენტრიდან საპირისპირო მხრიდან. ამ მომენტისათვის ელექტრული ველი იცვლის მიმართულებას საპირისპიროდ, ისე, რომ იონი კვლავ ხვდება ამაჩქარებელ ველში და კვლავ აჩქარდება. ამის შემდეგ იმავე $T/2$ დროის შუალედის შემდეგ იონი შექცეული სიჩქარით თანაბრად მოძრაობს ნახევარ

წრეწირზე უკვე მეორე დუანტში. $T/2$ დროის შუალედის შემდეგ იონი კვლავ მიაღწევს დუანტებს შორის ღრეჩოს (როცა ელექტრული ველი შეიცვლის მიმართულებას) და კვლავ აჩქარდება. და ასე გაგრძელდება შემდეგ, ისე რომ იონი მოძრაობს სპირალზე. სპირალის ბოლო ხვიაზე ჩაირთვება ნაკადის გარეთ გამოყვანი გადამხრელი ელექტრული ველი. ამაჩქარებელი ველის ძაბვა განისაზღვრება გარღვევის შესაძლებლობებით. ის ჩვეულებრივ არ აღემატება 100კვ.

ამაჩქარებელიდან გამოსული ნაწილაკების მიერ შექცეული ენერგია, ამაჩქარებელ ველზე არ არის დამოკიდებული. ის განისაზღვრება მაგნიტური ველის H დაძაბულობით და ცილინდრული არის R რადიუსით, რომელშიც ის შექმნილია. მართლაც, ნაწილაკის მიერ შექცეული სიჩქარე, $v = \omega R$, ხოლო კინეტიკური ენერგია

$$K = \frac{1}{2} m \omega^2 R^2 = \frac{1}{2} \frac{(eHR)^2}{mc^2} \quad (39.2)$$

მაგალითად, როცა $H = 15$ კგს და $R = 0.4$ მ, პროტონების ($mc^2 = 938$ მევ) აჩქარებისას მივიღებთ,

$$K = \frac{1}{2} \frac{(4.8 \cdot 10^{-10} \cdot 1.5 \cdot 10^4 \cdot 40)^2}{938 \cdot 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-12}} = 17 \cdot 10^6 \text{ ევ} = 17 \text{ მევ}$$

ციკლოტრონის არსებითი ნაკლოვანება მდგომარეობს იმაში, რომ ის საშუალებას გვაძლევს ავაჩქაროთ ნაწილაკები მხოლოდ არარელატივისტურ ენერგიამდე. ციკლოტრონები ფართოდ გამოიყენება დაბალი ენერგიები ბირთვული რეაქციების შესწავლისას, აგრეთვე, იმ იზოტოპების სამრეწველო მიღებისათვის, რომლებიც არ მიიღებიან ბირთვულ რეაქტორებში. ციკლოტრონები გამოიყენებიან აგრეთვე დეიტრონების ნაკადის, α - ნაწილაკების, მრავალჯერად იონიზირებული მძიმე ბირთვების მისაღებად შესაძლებელია მძიმე ნაწილაკების აჩქარება რამოდენიმე ასეულ მევ-მდე, რადგან დიდი მასების გამო რელატივისტური შესწორებანი მათთვის ხდება არსებითი დიდი ენერგიებისას, ვინემ პროტონებისათვის.

ფაზოტრონი (სინქროციკლოტრონი) საშუალებას გვაძლევს ავაჩქაროთ ნაწილაკები რელატივისტურ ენერგიებამდე. ის განსხვავდება ციკლოტრონისაგან იმით, რომ მასში ასაჩქარებლად გამოიყენება ნელა ცვალებადი სიხშირის ელექტრული ველი, ისე, რომ ველის სიხშირე ტოლია ნაწილაკის გარშემოქცევის სიხშირის. ფაზოტრონი მუშაობს მხოლოდ იმპულსურ რეჟიმში. ფაზოტრონები გამოიყენება მძიმე ნაწილაკების- პროტონების, დეიტრონების, α -ნაწილაკების ასაჩქარებლად. ისინი აჩქარებენ ნაწილაკებს 1გევ, ისე, რომ იძლევიან წამში რამოდენიმე ათეულიდან რამოდენიმე

ასეულამდე იმპულსს. ერთი იმპულსი შეიცავს $10^9 \div 10^{10}$ ნაწილაკს. ფაზოტრონში ნაკადის ინტენსივობა გაცილებით მცირეა, ვიდრე ციკლოტრონში, მაგრამ საკმაოდ დიდია - 2მკა რიგის. ამაჩქარებელი ძაბვა ტოლია $(10 \div 30)$ კვ. ნებისმიერი სიჩქარისას ნაწილაკის იმპულსი განისაზღვრება თანაფარდობით

$$p = \frac{eHr}{c} \quad (39.3)$$

ამაჩქარებლებს, რომლებშიც გამოიყენება დროით მუდმივი მაგნიტური ველი, მიეკუთვნება მიკროტრონი, რომელიც გამოიყენება ელექტრონების ასაჩქარებლად. მიკროტრონის იდეა გამოთქმული იყო ვექსლერის მიერ 1944წ, მაგრამ პირველი მოქმედი ექსპერიმენტული დანადგარი განხორციელებული იქნა მხოლოდ 1948წ კანადაში. ციკლოტრონისა და ფაზოტრონისაგან განსხვავებით ასაჩქარებელი ელექტრონების წყარო მიკროტრონში მოთავსებულია არა ცენტრში, არამედ მაგნიტური ველის არის კიდეში (ნახ. 39.4). იქვე მოთავსებულია, განლაგებულია ღრუ ამაჩქარებელი რეზონატორი (1), რომელში გავლის შემდეგ ელექტრონის ენერგია იზრდება ელექტრონის უძრავობის ენერგიის ტოლი $m_0c^2 = 0.511$ მეგ (ან მისი ჯერადი)

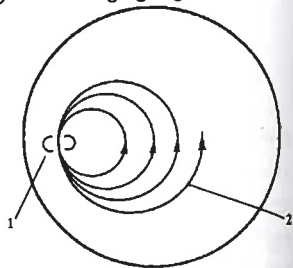
სიდიდით. ამის შემდეგ ელექტრონი, აღწერს წრეწირს მაგნიტურ ველში, ბრუნდება ამაჩქარებელ შუალედში, სადაც, მისი ენერგია კვლავ იზრდება m_0c^2 სიდიდით. ამაჩქარებელ შუალედში n -ჯერადი გავლის შემდეგ, ელექტრონის რელატივისტური ენერგია $m_n = (n+1)m_0$ გახდება, ხოლო წრეწირზე გარშემოქცევის სიხშირე

$$\omega_n = \frac{eH}{m_n c} = \frac{eH}{(n+1)m_0 c} = \frac{\omega}{n+1} \quad (39.4)$$

ე.ი. გარშემოქცევის სიხშირე კლებულობს $n+1$ -ჯერ, არარელატივისტური ნაწილაკის სიხშირესთან შედარებით, ხოლო გარშემოქცევის იმდენჯერ იზრდება.

ამაჩქარებელ შუალედში n -ჯერადი გავლის შემდეგ ელექტრონის სრული ენერგია განისაზღვრება ფორმულით $E_n^2 - (pc)^2 = E_0^2$, ამიტომ $pc = \sqrt{n^2 + 2nE_0}$.

მიკროტრონში ისევე როგორც რელატივისტური ნაწილაკების სხვა ამაჩქარებლებში ხორციელდება ავტოფაზირება.



ნახ. 39.4

მიკროტრონების უმრავლესობა მუშაობს $\lambda = 10$ სმ ტალღის სიგრძეზე. მაგნიტური ველის დაძაბულობა 1000გს რიგისაა. მიკროტრონი, ისევე როგორც ციკლოტრონი მუშაობს როგორც უწყვეტ ისე იმპულსურ რეჟიმებში. მიკროტრონებში მიღწეული ზღვრული ენერგია $(50 \div 100)$ მეგ.

ელექტრონების აჩქარება შესაძლებელია გრიგალურ ელექტრულ ველში, რომელიც წარმოიშობა აქსიალურ-სიმეტრიული მაგნიტური ველის დროით გაზრდისას. ასეთ პროცესს ადგილი აქვს ბეტატრონში, სადაც ელექტრონი ბრუნავს სტაციონარულ ორბიტაზე. განვსაზღვროთ ასეთი სტაციონარული ორბიტის არსებობის პირობა. ელექტრონის p იმპულსი იზრდება მოდულით $\frac{dp}{dt} = eE$ განტოლებით, სადაც e - ელექტრონის მუხტია, E - გრიგალური ელექტრული ველის დაძაბულობა სტაციონარულ ორბიტაზე. ის განისაზღვრება ინდუქციის კანონით

$$2\pi r E = \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}$$

ხოლო სტაციონარული ორბიტით შემოსაზღვრული ფართობის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი $\Phi = \pi r^2 H$, სადაც H - ამ ფართობის მაგნიტური ველის საშუალო დაძაბულობაა. ამრიგად,

$$\frac{dp}{dt} = \frac{e}{2\pi r c} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{e}{2c} \frac{dH}{dt} \quad (39.5)$$

მეორე მხრივ, მუდმივი r რადიუსისას,

$$\frac{dp}{dt} = \frac{e}{c} \frac{dH}{dt} \quad (39.6)$$

სადაც H - მაგნიტური ველის დაძაბულობაა სტაციონარულ ორბიტაზე. უკანასკნელი ორი ფორმულის შედარებისა და ინტეგრირებით მივიღებთ

$$H = \frac{\bar{H}}{2} \quad (39.7)$$

ამრიგად, ელექტრონის სტაციონარული წრეული ორბიტების არსებობისათვის აუცილებელია, რომ ორბიტაზე მაგნიტური ველის დაძაბულობა იყოს ორჯერ ნაკლები ამ ორბიტით შემოსაზღვრულ ფართობის იმავე ველის საშუალო დაძაბულობაზე.

ბეტატრონში ელექტრონები აჩქარდებიან ულტრარელატივისტურ ენერგიამდე, ამიტომ აჩქარებული ელექტრონის საბოლოო კინეტიკური ენერგია განისაზღვრება ფორმულით

$$K = E - pc = eHr = \frac{eHr}{2} \quad (39.8)$$

სადაც E - სრული ენერგიაა. დაუშვათ, მაგალითად რომ ელექტრო-მაგნიტის ხვიაზე მოდებულია $\nu = 50$ ჰც სინუსოიდალური ცვლადი დენი, რომელიც ქმნის $H = 10^4$ გს ამპლიტუდის საშუალო მაგნიტურ ველს, ხოლო სტაციონარული ორბიტის რადიუსი ჩავთვალოთ $r = 0.5$ მ. მაშინ ელექტრონის მაქსიმალური კინეტიკური ენერგია ტოლი იქნება

$$K = \frac{4.8 \cdot 10^{-10} \cdot 10^4 \cdot 0.5 \cdot 10^2}{2} = 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ ერგი} = 75 \text{ მევ}$$

ბეტატრონები ჩვეულებრივ გამოიყენებიან $1 \div 50$ მევ ენერგიამდე ელექტრონების ასაჩქარებლად, ამასთან საშუალო დენი არ აღემატება 10^{-2} კეა იმპულსში $10^9 \div 10^{10}$ ნაწილაკისას.

ბეტატრონების ნაკლოვანებებს მიეკუთვნება და პრაქტიკულად შეუძლებელია კავშირიდან ნაკადის გამოყვანა. ბეტატრონები ხშირად გამოიყენებიან მაღალი ენერგიის γ -კვანტების მისაღებად.

ნაწილაკის იმპულსი დაკავშირებულია მის სრულ ენერგიასთან თანაფარდობით $p = \frac{E}{c^2} v$ ან $pc = E\beta$, სადაც $\beta = \frac{v}{c}$. მეორეს მხრივ, $E^2 - (pc)^2 = E_0^2$. ამ ორი თანაფარდობიდან მიიღება

$$\beta^2 = \frac{E^2 - E_0^2}{E^2} \quad (39.9)$$

როცა $\beta \sim 1$

$$1 - \beta = \frac{E_0^2}{2E^2} \quad (39.10)$$

ელექტრონისათვის $E_0 = 0.511$ მევ. ელექტრონის $E = 10$ მევ ენერგისას (39.9) ფორმულიდან $\beta = 1 - 0.000013$. ამრიგად, როცა ელექტრონის ენერგია მეტია დაახლოებით 10 მევ, მაშინ მისი სიჩქარე პრაქტიკულად მუდმივია და არ განსხვავდება სინათლის სიჩქარისაგან. ამიტომ წრიულ ორბიტაზე ელექტრონის გარშემოქცევის პერიოდი პრაქტიკულად მუდმივია. ეს გამოიყენება სინქროტრონებში - თითქმის მუდმივი რადიუსის ორბიტის მქონე ელექტრონების ციკლურ რგოლურ რეზონანსულ ამაჩქარებლებში, სადაც ამაჩქარებელი ელექტრული ველის სიხშირე მუდმივია, ხოლო შემაკავებელი მაგნიტური ველის დაძაბულობა იცვლება დროის მიხედვით. სინქროტრონებში შეიძლება აჩქარებული იქნენ მხოლოდ ულტრარელატივისტური ნაწილაკები. ეს ართულებს ნაწილაკების ინჟექციას (შეშვებას) სინქროტრონში. მსხვილ სინქროტრონებში გამოიყენება წინასწარ ($1 \div 50$ მევ) ენერგიამდე აჩქარებული ელექტრონების ინჟექცია. ამაჩქარებელში ხდება ჯერ ელექტრონების აჩქარება ულტრ-

არელატივისტურ ენერგიამდე, ხოლო შემდეგ გადადის სინქროტრონულ რეჟიმში.

მძიმე ნაწილაკების (პროტონების ან იონების) მაქსიმალურ ენერგიამდე აჩქარებისათვის გამოიყენება სინქროფაზოტრონები. სინქროფაზოტრონი - მძიმე ნაწილაკების ციკლური რეზონანსული ამაჩქარებელი, რომელშიც იცვლება დროით როგორც მაგნიტური ველი, ისე ამაჩქარებელი ელექტრული ველის სიხშირე, ამასთან, ისე, რომ ორბიტის წონასწორობის რადიუსი რჩება თითქმის მუდმივი. ნაწილაკების მოძრაობა მიმდინარეობს აქვს რგოლურ ვაკუუმურ კამერაში, რომელიც მოთავსებულია რგოლის გასწვრივ განსაზღვრული წესრიგით განლაგებული მაგნიტების სისტემის მაგნიტურ ველში. მაგნიტური ველი სინქრონულად იცვლება ნაწილაკების ენერგიის მიხედვით. ძალიან მაღალი ენერგიის სინქროფაზოტრონები აგებულია მრავალსაფეხურიანი პრინციპით: წრფივი ამაჩქარებელი (ინჟექტორი) უშვებს ნაწილაკებს მცირე სინქროფაზოტრონში (ბუსტერი), სადაც ის აჩქარდება შუალედურ ენერგიამდე, ხოლო შემდეგ ხვდება დიდ სინქროფაზოტრონში შემდგომი აჩქარებისათვის. სინქროფაზოტრონში აჩქარებული ნაწილაკების ინტენსივობა შედრებით დაბალია, განსაკუთრებით მაღალი ენერგიებისას.

შესაძლებელია ციკლოტრონის მოდერნიზება, თუ მაგნიტურ ველს დავტოვებთ დროის მიხედვით მუდმივად, ისე, რომ ის გამოვიყენოთ რელატივისტური ნაწილაკების აჩქარებისათვის. ამისათვის უნდა გამოვიყენოთ მუდმივი მაგნიტური ველი $H(r)$, რომელიც გარკვეული სახით დამოკიდებულია r რადიუსზე. (39.1) ფორმულის თანახმად, მაგნიტური ველი უნდა იცვლებოდეს რადიუსის მიხედვით ისე, როგორც ნაწილაკის რელატივისტური მასა, ე.ი. $H = H_0(1 - \beta^2)^{1/2}$. მაშინ ნაწილაკის გარშემოქცევის სიხშირე ω დარჩება ერთი და იგივე, ამაჩქარებელი ველის სიხშირის ტოლი.

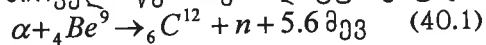
რადგან, $\beta = \frac{v}{c} = \frac{\omega r}{c}$, აღნიშნულ მოთხოვნას აკმაყოფილებს მხოლოდ $H = H_0(1 - \omega r / c^2)^{1/2}$ სახის მაგნიტური ველი. ამაჩქარებლები, სადაც გამოიყენება აღნიშნული პრინციპი იზოქრონული ციკლოტრონები ეწოდებათ.

§40. ნეიტრონებისა და სხვა ნეიტრალური ნაწილაკების წყაროები

ნეიტრონების კარგი (ე.ი. საკმაოდ ინტენსიური და მონოქრომატული) წყაროების მიღება წარმოადგენს საკმაოდ რთულ ამოცანას, რადგან არ შეიძლება ნეიტრონების არც აჩქარება და არც ფოკუსირება ელექტრომაგნიტური ველებით. ნეიტრონების წყაროები შეიძლება დავყოთ სამ ჯგუფად: 1) წყაროები რომლებშიც ნეიტრონები მიიღებიან რადიაქტიური გამოსხივებით; 2) წყაროები, რომლებშიც ნეიტრონები მიიღებიან ამაჩქარებლებიდან გამოტყორცნილი ნაწილაკებით; 3) ბირთვული რეაქტორები. ყველა წყაროებში ნეიტრონები მიიღებიან ბირთვული რეაქციების შედეგად. ყველა ტიპის წყაროებში მიიღებიან სწრაფი ნეიტრონები.

ნეიტრონული წყაროები ხასიათდებიან ინტენსიურობით (ე.ი. წამში გამოტყორცნილი ნეიტრონების რიცხვით) და ენერგეტიკული სპექტრით.

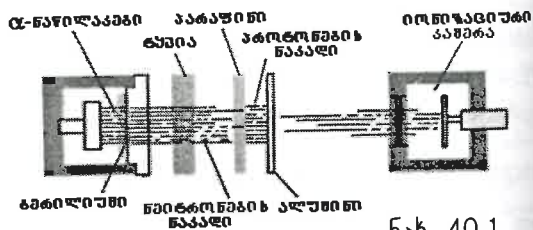
ნეიტრონების პირველი წყაროები დაფუძნებული იყო



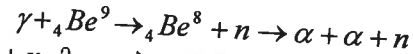
რეაქციაზე. α -ნაწილაკების ასეთ წყაროებში გამოიყენება ${}_{88}\text{Ra}^{226}$, ${}_{84}\text{Po}^{210}$, ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ და სხვა α -აქტიური იზოტოპები. ასეთი წყაროების მოწყობილობა მარტივია. ჰერმეტიკულ ამბულაში ათავსებენ ბერილიუმის ნარევის და α -აქტიურ პრეპარატს, მაგალითად პოლონიუმს (ნახ. 44.1). პოლონიუმი გამოასხივებს $E_\alpha = 5.3$ მევ

ენერგიის α -ნაწილაკებს. ამ α -ნაწილაკებს არ შეუძლიათ გამოვიდნენ ამბულიდან α -ნაწილაკების მცირე განარბენის გამო. ამბულის შიგნით α -ნაწილაკები შედიან (40.1) რეაქციაში, ქმნიან ნეიტრონებს, რომლებიც თავისუფლად გამოდიან გარეთ. ასეთი ტიპის α -ნეიტრონების წყაროების უპირატესობაა- სიმარტივე, პორტატულობა და საკმაო ინტენსიურობა. ძირითადი ნაკლოვანებაა- გამოტყორცნილი ნეიტრონების ენერგიების მიხედვით დიდი გაფანტვა.

0.1 ÷ 1 მევ ენერგიის შედარებით მონოქრომატული ნეიტრონების მისაღებად გამოიყენება წყაროები, რომლებიც დაფუძნებულია ენდოთერმულ რეაქციებზე



ნახ. 40.1.

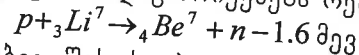


ამასთან, $\gamma + d \rightarrow p + n$ მიიღება იქმნება ${}_{11}\text{Na}^{24}$, ${}_{31}\text{Ga}^{72}$, ${}_{51}\text{Sb}^{124}$ და სხვა რადიაქტიური იზოტოპებით.

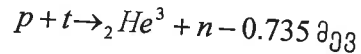
γ -ნეიტრონული რადიაქტიური წყაროების ინტენსიურობა ნაკლებია α -ნეიტრონულზე, მაგრამ ისინი შედარებით მონოენერგეტიკულებია. დაბალ ინტენსიურობასთან ერთად, ამ წყაროების სერიოზული ნაკლოვანებაა γ -გამოსხივების მაღალი ფონი და მცირე სიცოცხლის ხანგრძლივობა. α -ნეიტრონული და γ -ნეიტრონული რადიაქტიური წყაროები გამოიყენებიან გამოყენებითი გამოკვლევებისათვის (განსაკუთრებით საველე პირობებში) როგორც ლაბორატორული წყაროები, და აგრეთვე ნეიტრონული დეტექტორების კალიბრირებისათვის.

ამაჩქარებლების საშუალებით ნეიტრონების მიღების ზოგადი სქემა იგივეა რაც რადიაქტიური წყაროებით: ამაჩქარებლიდან დამუხრებულ ნაწილაკების ნაკადი ეცემა სამიზნეს, რომელშიც მიმდინარეობს რეაქცია, ნეიტრონების გამოტყორცნით. ამაჩქარებელი წყაროების მთავარი უპირატესობა მდგომარეობს იმაში, რომ მათი საშუალებით შეიძლება მივიღოთ სხვადასხვა ენერგიის ნეიტრონების შედარებით მონოქრომატული ნაკადი.

დაბალი ენერგიის (0.03 ÷ 3) მევ მონოქრომატული ნეიტრონების მისაღებად გამოიყენება (p, n), რეაქცია რომელიც მცირედ ენდოთერმულია. ყველაზე ფართოდ გამოიყენება რეაქცია,

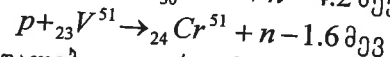
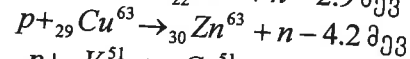
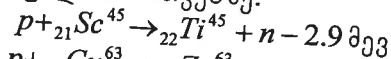


ამ რეაქციის საშუალებით შესაძლებელია 30-დან 500 მევ-მდე ენერგიის მონოენერგეტიკულ ნეიტრონების მიღება. გამოიყენება აგრეთვე

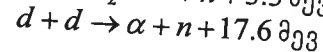
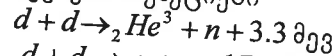


რეაქცია.

მონოენერგეტიკული ნეიტრონების მისაღებად გამოიყენება აგრეთვე რეაქციები საშუალო ბირთვებზე:



ამაჩქარებლების საშუალებით უფრო მაღალი ენერგიის ნეიტრონების მისაღებად გამოიყენება ძლიერ ეგზოთერმული რეაქციები. ყველაზე ფართოდ გამოიყენება რეაქციები



უფრო მაღალი ენერჯის ნეიტრონების მისაღებად (მაგალითად, ასეული მევ) გამოიყენება (d, n) რეაქცია საშუალო და მძიმე ბირთვებზე.

ნეიტრონების ყველაზე ინტენსიურ წყაროს წარმოადგენს ბირთვული რეაქტორი. ნეიტრონების წყაროების რეაქტორების მახასიათებლებია: 1) ნეიტრონების ნაკადის სიდიდე, 2) ნეიტრონების ენერგეტიკული სპექტრი და 3) ნეიტრონების ნაკადის ტექნიკური შესაძლებლობების გამოყენება. ნეიტრონების ნაკადს თანამედროვე რეაქტორებში გააჩნიათ 10^{15} ნეიტრონი/სმ². ნეიტრონული სპექტრი დამოკიდებულია რეაქტორის ტიპზე. ნელი ნეიტრონების რეაქტორებში ამ სპექტრის ფორმა ახლოსაა სიჩქარეების მიხედვით მაქსიმალური განაწილების.

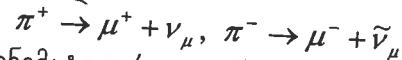
ყველა ნეიტრონული წყაროების საერთო ნაკლოვანებას წარმოადგენს მონოქრომატიზაციის დაბალი ხარისხი.

განვიხილოთ γ -კვანთების და ნეიტრონებისაგან განსხვავებული სხვა ნეიტრალური ნაწილაკების $\pi_0, \eta, \bar{K}^0, K^0, \Lambda, \Sigma^0, \bar{n}, \bar{\Lambda}, \bar{\Sigma}^0$, აგრეთვე $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ წყაროები. აქ ცალკეა გამოყოფილი ყველა სახის ნეიტრონო განსაკუთრებულ ჯგუფად, რადგან ყველა ეს ნაწილაკი განიცდის მხოლოდ სუსტ ურთიერთქმედებას, მაშინ, როცა დანარჩენი ჩამოთვლილი ნაწილაკები მონაწილეობას ლეზულობენ ძლიერ ურთიერთქმედებაში.

ძლიერ ურთიერთმოქმედი ნაწილაკები წარმოიშობიან ამჩქარებლიდან მაღალი ენერჯის დამუხტული ნაწილაკების სამიზნეზე დაჯახებისას. რის შედეგად მიიღება სხვადასხვა როგორც დამუხტული ისე ნეიტრალური ნაწილაკების ნაკადი. თუ ახლა დამუხტულ ნაწილაკებს გადავხრით ძლიერ მაგნიტურ ველით, მიიღება სხვადასხვა ენერჯის ნეიტრალური ნაწილაკების ნარევი. ნარევის შემადგენლობა და ენერგეტიკული სპექტრი დამოკიდებულია პირველადი ნაკადის ენერჯიაზე და გარკვეული ხარისხით სამიზნეს მასალაზე. $700 \div 800$ მევ ენერჯიებისას ძირითადად მიიღება ნეიტრონები. რამოდენიმე მევ და მეტი ენერჯიებისას მიიღებიან ნეიტრალური კაონები და ნეიტრალური ჰიპერონები. რამოდენიმე ათეული მევ ენერჯიებისას, მიიღებიან ანტინეიტრონები და ნეიტრალური ანტიჰიპერონები. უნდა აღინიშნოს, რომ ნეიტრალური პიონები ნაკადს არ ქმნიან მცირე სიცოცხლის ხანგრძლივობის გამო.

ნეიტრონული ნაკადების მიღება ძნელდება იმის გამო, რომ ნაწილაკები განიცდიან მხოლოდ სუსტ ურთიერთქმედებას, და უმნიშვნელო ინტენსიურობით წარმოიშობიან ნებისმიერი ნაწილაკების ნებისმიერ სამიზნეზე დაჯახებებისას.

მიონური ნეიტრონო და ანტინეიტრონო ν_μ და $\bar{\nu}_\mu$ მიიღებიან თანამედროვე პროტონულ ამჩქარებლებში შემდეგი პროცესების ხარჯზე. პირველადი ნაკადის სამიზნეზე დაჯახებისას მიიღება დამუხტული პიონები, რომლებიც იშლებიან მიონად და მიონორ ნეიტრონოდ ან ანტინეიტრონოდ:



რელატივისტური კინემატიკური ეფექტების გამო დაშლის ყველა პროდუქტი მოძრაობენ წინ, ქმნიან ნაკადს. ν_μ და $\bar{\nu}_\mu$ ნაწილაკები შეიძლება გამოვყოთ დანარჩენებიდან, თუ ნაკადის გზაზე მოვათავსებთ საკმაოდ სქელ ბეტონის ან რკინის კედელს, რომლებიც მთანთქავენ ყველა დანარჩენ ნაწილაკებს, მაგრამ პრაქტიკულად არ მოქმედებენ ν_μ და $\bar{\nu}_\mu$.

§41. ნაწილაკების დეტექტორები

ნაწილაკების რეგისტრაციის ხელსაწყოებს დეტექტორებს უწოდებენ. არსებული დეტექტორები შეიძლება დავყოთ მრიცხველებად და კვალურ დეტექტორებად.

მრიცხველების საშუალებით ხდება სივრცის განსაზღვრულ უბანზე დროის განსაზღვრულ მომენტში ნაწილაკის გავლის რეგისტრირება მაკროსკოპული სიზუსტით (სანტიმეტრი და მეტრი მანძილისათვის, $10^{-4} \div 10^{-2}$ მმ დროსათვის). გარდა ამისა სხვადასხვა ტიპის მრიცხველებში შეიძლება განვსაზღვროთ ნაწილაკების სხვა მახასიათებლები, როგორცაა ენერჯია, მუხტი, სიჩქარე მასა.

კვალურ დეტექტორებში დამუხტული ნაწილაკი ტოვებს კვალს, რომელსაც ტრეკს უწოდებენ. ტრეკი ამა თუ იმ სახით ფიქსირდება. ამიტომ კვალურ დეტექტორებში შეიძლება მივიღოთ მეტი ინფორმაცია, ვინემ მრიცხველებში, მაგალითად, ინფორმაცია ნაწილაკების მოძრაობის მიმართულების შესახებ, მათი სხვა ნაწილაკებთან დაჯახებითი პროცესების შესახებ, მათი დაშლის შესახებ და ნაწილაკების მთელ რიგი სხვა მახასიათებლების შესახებ. ნეიტრალური ნაწილაკები ტრეკებს არ ქმნიან, მაგრამ, მიუხედავად ამისა კვალურ დეტექტორების საშუალებით შეიძლება მივიღოთ ინფორმაცია ნეიტრალური ნაწილაკების შესახებ.

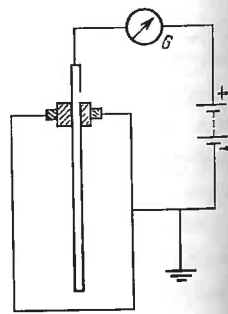
მრიცხველებს მიკუთვნებიან იმპულსური იონიზაციური კამერები, გეიგერ-მიულერის მრიცხველები, სცინტილაციური მრიცხველები, ჩერენკოვის მრიცხველები, ნახევარგამტარული მრიცხველები.

კვალურ დეტექტორებს მიეკუთვნებიან ვილსონის კამერები, ბუ-შტოგანი კამერები, სქელფენიანი ფოტოემულსია, ფართოღრეჩ-ოიანი ნაპერწკლური კამერები და სტრიმერული კამერები.

სხვადასხვა დეტექტორების თვისებების მახასიათებელი ძირითადი სიდიდეებია: 1. ეფექტურობა, ე.ი. რეგისტრირებული ნაწილაკების რიცხვის ფარდობა, მრიცხველში გასული ნაწილაკების მთლიან რიცხვთან. 2. გარჩევის დრო, ე.ი. Δt დრო, რომელიც ერთმანეთის თანმიმდევრო ნაწილაკი არ იყოს დათვლილი როგორც ერთი. 3. ენერგიის მიხედვით გარჩევის უნარიანობა.

კვალური დეტექტორების უპირატესობა განისაზღვრება შემდეგი ფაქტორებით: 1. ეფექტური მოცულობა (იზომება გ/სმ³). კვალური დეტექტორი მით უფრო მძლავრია, რაც უფრო მეტია მისი ეფექტური მოცულობა. 2. ერთეულ დროში მუშა ციკლების რიცხვი. დეტექტორი მით უფრო უკეთესია, რაც უფრო ხშირად ის მოქმედებს. 3. მგრძობიარობა. მცირე იონიზაციის უნარიანობის შემთხვევაში ნაწილაკების კვალი შეიძლება დარჩეს შეუმჩნეველი. მაგალითად, მრავალ დეტექტორებში მძიმე ნაწილაკების კვალები ჩანს, მაგრამ არ ჩანს ელექტრონების კვალები. 4. მართვადობა. ე.ი. მუშა ციკლის პრაქტიკულად მყისიერად ჩართვის შესაძლებლობა. 5. ხანგრძლივობა და დამუშავების შრომატევადობა. 6. ეკონომიური ფაქტორები. მრავალი კვალური დეტექტორები იმდენად ძვირია, რომ მისაღწევია მხოლოდ მსოფლიოს ზოგიერთი ლაბორატორიებისათვის.

იონიზაციური კამერა წარმოადგენს თხელკედლიან ჩაკეტილ მოცულობას, რომელიც ავსებულია აირით. ამ მოცულობაში მოთავსებულია ორი ელექტროდი, რომლებზედაც მოდებულია (100 ÷ 1000) ვ ძაბვა. კამერის მოქმედების პრინციპი მდგომარეობს შემდეგში. დამუხტული ხვდება კამერაში, იონიზირებს მის აირს. წარმოშობილი დადებითი და უარყოფითი იონები მიისწრაფვიან ელექტროდებისაკენ, ქმნიან ელექტრულ დენს, რომლის მიხედვითაც ხდება რეგისტრაცია. იონიზაციური კამერის პრინციპული სქემა ნაჩვენებია ნახ. 41.1). კამერის ძაბვას არჩევენ ისე, რომ ყველა წარმოშობილი იონი აღწევდეს ელექტროდებამდე, ვერ მოასწრონ რეკომბინირება, მაგრამ ამასთან არ აჩქარდნენ ისე, რომ მოახდინონ მეორეული იონიზაცია. ამიტომ კამერაში იზომება სრული იონიზაცია, ე.ი. ნაწილაკების სრული ენერგია. ჩვეულებრივი ტიპის იონიზაციური კამერები



ნახ. 41.1.

გამოიყენება მხოლოდ მოკლე განარბენის მქონე ნაწილაკების რეგისტრაციისათვის, ე.ი. მძიმე ატომური ნაწილაკებისათვის.

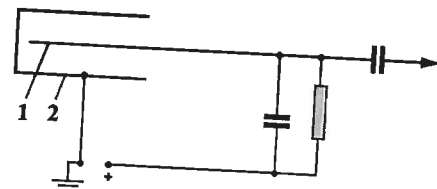
იონიზაციური კამერები არსებობს ორი ტიპის: უწყვეტი მოქმედების (სხვაგვარად, ინტეგრირებადი, ანუ დენის) და იმპულსური. უწყვეტი მოქმედების კამერაში იზომება ჯამური იონიზაციური დენი, ე.ი. გასული დამუხტული ნაწილაკების ენერგიის ნაკადი. იმპულსური კამერა წარმოადგენს მრიცხველს- მასში რეგისტრირდება ცალკეული ნაწილაკების გავლა და იზომება ამ ნაწილაკების ენერგია.

იონიზაციური კამერა წარმოადგენს ბირთვული ნაწილაკების რეგისტრაციის ერთ-ერთ უძველეს მეთოდს. ამჟამად იონიზაციური კამერები ფართოდ გამოიყენებიან ბირთვული გამოსხივების დოზიმეტრიისათვის, γ -კვანტების და ელექტრონული ამაჩქარებლების ნაკადების ინტენსივობის გასაზომად და ზოგიერთი სხვა გამოყენებისათვის.

აირგანმუხტვადი მრიცხველები მსგავსია იონიზაციური კამერებისა იმით, რომ ყველა ამ დეტექტორებში მუშა ნივთიერებას წარმოადგენს აირი, რომელზედაც მოდებულია ელექტრული ძაბვა, ხოლო რეგისტრირდება ძაბვის იმპულსი, რომელიც წარმოიშობა აირში ნაწილაკების გავლისას წარმოქმნილი განმუხტვისას. მთავარი განსხვავება მდგომარეობს იმაში, რომ აირგანმუხტვადი მრიცხველებში არსებით როლს თამაშობს მეორეული იონიზაცია, რომელიც განპირობებულია, პირველადი იონების აირის და კედლის ატომებსა და მოლეკულებთან დაჯახებისას.

აირგანმუხტვადი მრიცხველები იყოფიან პროპორციულ და გეიგერ-მიულერის მრიცხველებად. პროპორციულ მრიცხველში აირის განმუხტვა არის არათავისთავადი. გეიგერ-მიულერის მრიცხველში, პირიქით, განმუხტვა თავისთავადია.

აირგანმუხტვადი მრიცხველები წარმოადგენენ თხელკედლიან, ჩვეულებრივ მინის ცილინდრული ფორმის ჰერმეტიკ კამერას. გამოიყენება კათოდური ანოდური გამოიყენება თხელი ფენით, რომელიც 0.05 მმ ცილინდრის ღერძის გასწვრივ გაჭიმული ლითონის ძაფი. მრიცხველის სქემა ნაჩვენებია ნახ. 45.2). აირგანმუხტვად მრიცხველებში მიმდინარეობს შემდეგი ფიზიკური პროცესები:



ნახ. 41.2.

1) პირველადი იონიზაცია. ეს იონიზაცია წარმოიშობა მრიცხველში გამავალი ნაწილაკის ტრეპტორიის გასწვრივ.

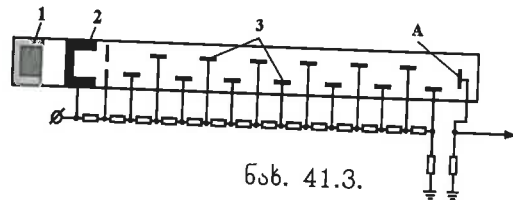
2) მეორეული იონიზაცია. პირველადი ელექტრონი და დედებითი იონები აჩქარდებიან ელექტრული ველის მიერ და იწყებენ მოძრაობას ელექტროდებისაკენ, ისე როგორც იონიზაციურ კამერაში. ანოდი-დაფისაკენ მოძრაობა ელექტრონები ხვდებიან ძალიან დიდი ელექტრული ველის არეში, და დაფის მახლობლობაში მკვეთრად აჩქარდებიან. შედეგად წარმოიშობა მეორეული დარტყმითი იონიზაცია. დაფის მახლობლობაში ველი იმდენად დიდია, რომ გამოტყორცნილი ელექტრონი ასწრებს აჩქარებას და ახდენს ახალ იონიზაციას, ასე ისე, რომ პროცესი ატარებს ზვაფური ხასიათს. ერთ პირველად ელექტრონზე დარტყმითი იონიზაციის ზვაფში მიიღება ასეული, ათასეული და ხშირად მეტი მეორეული ნაწილაკი.

3) განმეორებითი ზვაფი. პირველი ზვაფის შემდეგ მრიცხველში შეიძლება წარმოიქმნას განმეორებითი, ამასთან ორი სხვადასხვა მექანიზმის ხარჯზე. პირველი მექანიზმი განპირობებულია სწრაფად მიმდინარე პროცესებით. ზვაფის განვითარების დასაწყისში ელექტრონები ალაგზნებენ ნეიტრალურ მოლეკულებს, რომლებიც საწყის მდგომარეობაში დაბრუნების შემდეგ გამოასხივებენ ფოტონებს. ეს ფოტონები გამოტყორცნიან ფოტოეფექტის გზით კათოდიდან ელექტრონებს, რომლებიც წარმოადგენენ ახალი ზვაფის ახალწყაროს. განმეორებითი ზვაფის მეორე მექანიზმი განპირობებულია უფრო ნელი პროცესებით. ის მდგომარეობს იმაში, რომ დადებითი იონები, აღწევენ რა კათოდამდე, გამოტყორცნიან მისგან ელექტრონებს ნეიტრალიზაციის პროცესში. გამოტყორცნისათვის საჭირო ენერგია გამოიყოფა იონის ნეიტრალიზაციისას.

სცინტილაციური, (ან რაც იგივეა, ლუმინესცენციური) მრიცხველის მოქმედების პრინციპი დაფუძნებულია, იმაზე რომ რიგ ნივთიერებებში გამავალი ბირთვული ნაწილაკები იწვევენ ხილული სინათლის სცინტილაციურ ნათებებს, რომელთაც სცინტილაციებს უწოდებენ. ეს მოვლენა გამოყენებული იყო დასაწყისში, დამუხტული ნაწილაკების რეგისტრაციისათვის ბირთვული ფიზიკის განვითარების დასაწყისში. სცინტილატორად გამოიყენებოდა გოგირდოვანი თუთია ZnS . შემდგომში ეს მეთოდი უგულვებელყოფილი იქნა როგორც მცირეეფექტური. არაეფექტურობის მთავარი მიზეზს წარმოადგენდა დროის მიხედვით სუსტი გარჩევა, რომელიც არ აღემატება 10^{-1} წმ. მაგრამ შემდგომში რეგისტრაციის სცინტილაციური მეთოდები კვლავ განვითარებული იქნა ორი მნიშვნელოვანი გაუმჯობესებით. პირველი, არაგამჭვირვალე გოგირდოვანი თუთიის ნაცვლად დაიწყო სცინტილაციური გამოსხივებისადმი გამჭვირვალე

ნივთიერებების გამოყენება. რითაც რეგისტრაციის თვალსაზრისით ეფექტური გახდა სცინტილატორის მთლიანი მოცულობა და არა მხოლოდ მისი ზედაპირული ფენა. მეორე, გაუმჯობესება იყო ის, რომ ნათების რეგისტრაციისათვის თვალის ნაცვლად დაიწყო ფოტოელექტრული გამამრავლებლის გამოყენება.

ნახაზზე (ნახ. 41.3) ნაჩვენებია ტიპური სცინტილაციური მრიცხველის სქემა, რომელშიც სცინტილატორად გამოყენებულია იოდის ნატრიუმის კრისტალი NaI . რეგისტრირებული იონიზირებული ნაწილაკი ხვდება კრისტალში და მუხრუჭდება მასში. დამუხრუჭებისას ნაწილაკის ენერგია იხარჯება კრისტალში ელექტრონების იონიზაციასა და აგზნებაზე. სცინტილირებად კრისტალში (1) აგზნების ენერგია ნაწილობრივ გამოიყოფა ხილული სინათლის ნათების სახით. ფოტონები ეცემიან კრისტალთან განლაგებული ფოტოელექტრული გამამრავლებლის ფოტოკათოდს (2) (ნახ. 41.3). ამ ფოტონების რაოდენობა მიახლოებით პროპორციულია პირველადი ნაწილაკების ენერგიის.



ნახ. 41.3.

ფოტონები ფოტოკათოდზე დაცემისას, გამოტყორცნიან მისგან ფოტოელექტრონებს. ეს ფოტოელექტრონები ფოტოელექტრული გამამრავლებლის შიგნით სპეციალური ელექტრული ველით ფოკუსირდებიან და მიემართებიან შუალედურ ელექტროდზე, რომელთაც დინოდებს (3) უწოდებენ. დინოდის მასალა შერჩეულია ისეთნაირად, რომ მასზე ინტენსიურად მიმდინარეობს მეორეული ელექტრონული ემისია. საშუალოდ თითოეული ელექტრონი ამოტყორცნის მისგან $3 \div 10$ ახალ ელექტრონს. პირველი დინოდიდან ელექტრონების ნაკადი ეცემა მეორე დინოდს და ა.შ. ფოტოელექტრული გამამრავლში განლაგებულია სულ დაახლოებით $10 \div 20$ დინოდი, რაც საშუალებას გვაძლევს გავაძლიეროთ ელექტრონების ნაკადი $10^5 \div 10^8$ -ჯერ.

სცინტილაციური მრიცხველების უპირატესობა მდგომარეობს შემდეგში: პირველი, მათთვის მაღალია რეგისტრაციის ეფექტურობა, ტოლია დაახლოებით 100% დამუხტული ნაწილაკებისათვის და 30% γ -კვანტებისათვის. მეორე, სცინტილაციური მრიცხველებს გააჩნიათ ძალიან დროით გარჩევისუნარიანობა რომლის საზღვარი განისაზღვრება ლუმინესცენციური ნათების ხანგრძლივობით. არარეგანული კრისტალებისათვის, როგორცაა NaI , ეს დრო 10^{-7} წმ რიგისაა, ორგანული კრისტალებისათვის (ანთრაცენი, ნაფთალინი)-

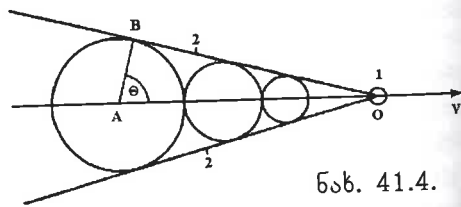
10^{-8} წმ, პლასტიკური სცინტილატორებისათვის აღწევს 10^{-9} წმ. ლუმინისცენციური მრიცხველების მესამე უპირატესობაა - როგორც დამუხტული ისე γ -კვანთების ენერჯის გაზომვის შესაძლებლობა. სცინტილაციური მრიცხველით შესაძლებელია არა მარტო მხოლოდ ენერჯის, არამედ ათეული მევ ენერჯის მძიმე დამუხტული ნაწილაკების სიჩქარეების განსაზღვრა. ამისათვის გამოიყენება თხელი კრისტალები. სცინტილაციურ მრიცხველებში მუშა ნივთიერებად ზოგჯერ გამოიყენება თხევადი გამჭვირვალე სცინტილატორები, რომელთაც შეიძლება გააჩნდეთ დიდი ეფექტური მოცულობა.

ჩერენკოვის მრიცხველის მოქმედების პრინციპი დაფუძნებულია ჩერენკოვის ეფექტს. გარემოში v სიჩქარით მოძრავი დამუხტული ნაწილაკი $v > \frac{c}{n}$ გვაძლევს ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას ნაწილაკის მოძრაობის მიმართ Θ კუთხით (ნახ. 41.4). Θ კუთხე განისაზღვრება თანაფარდობით

$$\cos \Theta = \frac{c}{vn}$$

გამოსხივების გავრცელების Θ კუთხის მიხედვით შეიძლება განვსაზღვროთ ნაწილაკთა სიჩქარე. ეს შესაძლებლობა გამოიყენება ჩერენკოვის მრიცხველში, რომლის მთავარ ნაწილს წარმოადგენს საჭირო გარდატეხის კოეფიციენტის მქონე ნივთიერება, და მარეგისტრირებელი ფოტოელექტრული გამამრავლებელი. ჩერენკოვის მრიცხველების მგრძობიარობა და გარჩევის დრო ისეთივეა როგორც სცინტილაციურების.

მრიცხველებს რომლებშიც მუშა ნივთიერებად გამოიყენება ნახევარგამტარები, ნახევარგამტარულ მრიცხველებს უწოდებენ. კრისტალი დამუხტულია ისე, რომ ერთის მხრივ ის წარმოადგენს დონორს (1), ხოლო მეორეს მხრივ აქცეპტორს (3) თხელი (მეასედი მიკრონიდან 5მმ-მდე) გარდამავალი ფენით (2). სხვაგვარად, კრისტალი წარმოადგენს ნახევარგამტარულ დიოდს. კრისტალზე მოდებულია ელექტრული ძაბვა, ამასთან p -ფენა მიერთებულია უარყოფით ელექტროდზე (ნახ. 41.5). ასეთ შემთხვევაში ყველა მატარებელი განიზიდებიან გარდამავალი ფენიდან, ისე, რომ დიოდი ჩაკეტილია. დენი არ გვაქვს. როცა გარდამავალ ფენაში გადის სწრაფი დამუხტული ნაწილაკი, მაშინ დამუხტულებისას წარმოიშობილი ელექტრონები და ხვრელები განიზიდებიან ელექტროდებისაკენ,



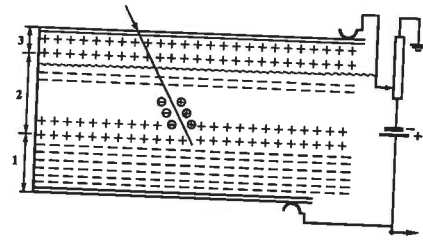
ნახ. 41.4.

მიიღება იონების რაოდენობის პროპორციული ელექტრული იმპულსი. ე.ი. როგორც ჩანს ნახევარგამტარული მრიცხველი მუშაობს როგორც იონიზაციური კამერა, იმ განსხვავებით, რომ მუშა გარემოს წარმოადგენს არა აირი, არამედ მყარი სხეული. ნახევარგამტარული მრიცხველების ნაკლოვანებაა მუშა აირის მცირე სიქე. რაც არ გვაძლევს საშუალებას გამოვიყენოთ ასეთი მრიცხველები მაღალი ენერჯის ნაწილაკების გაზომვისათვის. მაგრამ დაბალი ენერჯების არეში (ელექტრონები 2 მევ-მდე, პროტონები 20მევ-მდე) ნახევარგამტარული მრიცხველებს გააჩნიათ პრაქტიკულად ასპროცენტური ეფექტურობა, დროის მიხედვით კარგი გარჩევა და აღემატებიან სხვა ტიპის მრიცხველებს კომპაქტურობით და ენერჯის გაზომვის სიზუსტით.

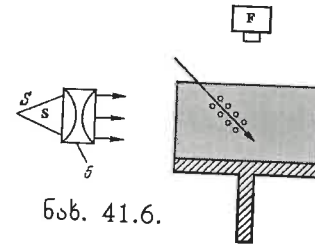
კვალური დეტექტორის უძველეს ტიპს მიკუთვნება ვილსონის კამერა. ამ კამერაში მუშა ნივთიერებას წარმოადგენს გადაცივებული, ე.ი. არამდგრად აგრეგატულ მდგომარეობაში მყოფი ორთქლი (წყალი, ეთილის სპირტი). რეგისტრირებული დამუხტული ნაწილაკი თავის გზაზე ახდენს ორთქლის კონდენსაციას, და ტოვებს კვალს (ტრეკს). ტრეკის დაკვირვება ხდება ვიზუალურად ან ხდება ფოტოგრაფირება (ნახ. 41.6).

ვილსონის კამერით შესაძლებელი გახდა პირველად ელემენტარული ნაწილაკების კვალის უშუალოდ თვალის დაკვირვება. ვილსონის კამერით იქნა პირველად აღმოჩენილი პოზიტრონი, მიონი, ჰიპერონები, კაონები. ამჟამად ვილსონის კამერა გამოიყენება როგორც კარგი ეფექტური სადემონსტრაციო ხელსაწყო.

კვალურ კამერაში მუშა ნივთიერება შეიძლება იყოს არა მხოლოდ გადაჭერებული ორთქლი, არამედ გადახურებული (დუღილის ტემპერატურის ზევით) სითხე. ასეთ კამერას ბუშტოვანი კამერა ეწოდება, რადგან დამუხტული ნაწილაკების კვალი წარმოიშობა ორთქლის ბუშტებით. ბუშტოვან კამერაში ისევე როგორც ვილსონის კამერაში, წნევის მკვეთრი დაცემით, სითხე გადადის არამდგრად აგრეგატულ მდგომარეობაში. ბუშტების წარმოშობის მე-



ნახ. 41.5.

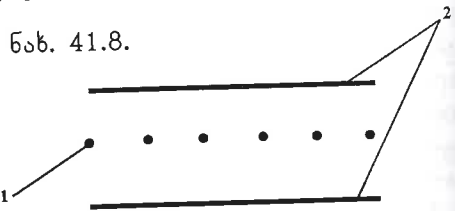


ნახ. 41.6.

ბიან მაღალძაბვიანი იმპულსის ხანგრძლივობით. ფართოლრეჩიონან ნაპერწკლურ კამერაში ნაპერწკლური განმუხტვას ადგილი აქვს იონიზაციური ნაწილაკის ტრეკის გასწვრივ.

სტრიმერულ კამერაში ძაბვის იმპულსი იმდენად მცირეა (~ 20 ნწმ), რომ მისი მოქმედების დროის განმავლობაში ნაწილაკის ტრეკის მახლობლობაში წარმოიშობა მხოლოდ ნაპერწკლის ჩანასახები- სტრიმერები. რის შედეგად ნაწილაკის კვალი აღმოჩნდება მნათი, მაგრამ შედარებით სუსტი, ვიდრე ფართოლრეჩიონან ნაპერწკლურ კამერაში. საზღვარგარეთის ლიტერატურაში ფართოლრეჩიონან კამერებს- ნაპერწკლურ და სტრიმერულს- უწოდებენ "რუსულ" კამერებს, რადგან ის დამუშავებული იყო იქნა საბჭოთა კავშირში (ა.ი. ალიხანინი, ტ.ლ. ასათიანი, ბ.ა. დოლგეშინი, ბ.ი. ლუჩკოვი, ბ.ნ. როინიშვილი, გ.ე. ჩიქოვანი, 1970წ.).

უკანაკნელ წლებში მაღალი ენერგიის ფიზიკაში ფართო გამოყენება ჰპოვა პროპორციულმა მრიცხველებმა. მუშაობის პრინციპის თვალსაზრისით პროპორციული კამერები წარმოადგენენ პარალელურად განლაგებული დამოუკიდებელი მრიცხველების სისტემას (ნახ. 41.8.). უმრავლეს შემთხვევაში ბრტყელი პროპორციული კამერა შედგება ორი სიბრტყისაგან (კილიტის ან მავთულის) (2), რომელთა შორის განლაგებულია პარალელური მათულები, რომელთაც გამზომებს (1) უწოდებენ. ყოველ ამ მავთულზე მოდებულია მაღალი (სიბრტყეების მიმართ დადებითი) ძაბვა. ძაბვის სიდიდეს არჩევენ ისე, რომ მავთულის მახლობლობაში ადგილი ჰქონდეს არათავისთავად აიროვან განმუხტვას. პროპორციული კამერები შეიძლება იყოს სხვადასხვა ფორმის და ზომის. პროპორციული კამერა წარმოადგენს რთულ და ძვირ მოწყობილობას.



ნახ. 41.8.

§42. ნეიტრონებისა და სხვა ნეიტრალური ნაწილაკების რეგისტრაცია

ნეიტრონებისა და სხვა ნეიტრალური ნაწილაკების რეგისტრაციის ყველა არსებული მეთოდები, დაფუძნებულია ერთსა და იმავე საერთო პრინციპს: ნეიტრალური ნაწილაკი, ურთიერთქმედებს დეტექტორის ნივთიერებასთან, ამა თუ იმ სახით ქმნის დამუხტულ ნაწილაკებს, რომელთა რეგისტრირება ხდება შემდგომ ჩვეულებრივი მეთოდებით. ამის გამო ნეიტრალური ნაწილაკების რეგისტრირება

საკმაოდ რთულია ვიდრე დამუხტული ნაწილაკების. მაგალითად, თუ დამუხტული ნაწილაკების მრიცხველების რეგისტრაციის ეფექტურობა ახლოსაა 100%, ნეიტრალური ნაწილაკების მრიცხველებისათვის კარგ ეფექტურობად ითვლება რამოდენიმე პროცენტი. კვალურ დეტექტორებში ნეიტრალური ნაწილაკების შესახებ ინფორმაცია ნაკლებად სრულია, ნაკლებად საიმედოა, ძნელად მისაღებია, ვიდრე იმავე სახის ინფორმაცია (მასა, ენერგია, მოძრაობის მიმართულება) დამუხტული ნაწილაკების შესახებ. ყველა ნეიტრალური ნაწილაკებიდან უმრავლეს შემთხვევაში საქმე გვაქვს γ -კვანტებთან და ნეიტრონებთან. სხვადასხვა ენერგიის ნეიტრონების რეგისტრაციისათვის მოსახერხებელია სხვადასხვა ბირთვული რეაქციები. სითბური ნეიტრონების რეგისტრაციისათვის გამოიყენება მხოლოდ ეგზოთერმული ბირთვული რეაქციები დამუხტული ნაწილაკების გამოტყორცნით. ეს რეაქციებია:

$$n + {}_5B^{10} \rightarrow {}_3Li^7 + \alpha + 2.79 \text{ მეე} \quad (42.1)$$

$$n + {}_3Li^6 \rightarrow t + \alpha + 4.78 \text{ მეე} \quad (42.2)$$

$$n + {}_2He^3 \rightarrow t + p + 0.76 \text{ მეე} \quad (42.3)$$

და გაყოფის რეაქციები ზოგიერთ მძიმე (${}_{92}U^{233}$, ${}_{92}U^{235}$, ${}_{94}U^{239}$ და სხვ.) იზოტოპებზე. არსებობს ნეიტრონული მრიცხველების სამი ძირითადი ტიპი:

1. ბორის, ლითიუმის და ${}_2He^3$ შემცველი პროპორციული მრიცხველები.
2. ამ მსუბუქი ელემენტებიდან ერთერთის შემცველი პროპორციული მრიცხველები.
3. გამყოფი კამერები.

პროპორციული ნეიტრონილი მრიცხველებიდან ყველაზე გავრცელებულია ბორის. ტიპური ბორის მრიცხველი ეს ჩვეულებრივი პროპორციული მრიცხველია, რომელიც ავსებულია BF_3 აირით. მრიცხველში მოხვედრილი ნეიტრონი, იწვევს (42.1) რეაქციას, მისი პროდუქტი ${}_3Li^7$ და α -ნაწილაკები, აიონიზირებს აირს, საბოლოო ჯამში გვაძლევს ძაბვის იმპულსს, რომლიც რეგისტრირდება. ბორის მრიცხველების ეფექტურობა განისაზღვრება ნივთიერებაში გამავალი (42.1) რეაქციის გამომწვევი ნეიტრონების პროცენტით.

სცინტილაციურ ნეიტრონულ მრიცხველებში მუშა ნივთიერებას ჩვეულებრივ წარმოადგენს ლითიუმის იოდის LiI კრისტალი, რომელიც გააქტიურებულია თალიუმით სცინტილაციური თვისებების მისაღებად. ამ კრისტალში ნეიტრონი იწვევს (42.2) რეაქციას, რომლის პროდუქტის რეგისტრირება ხდება ჩვეულებრივი სცინტილ-

აციური მრიცხველის მიხედვით. გამოიყენება სხვა სცინტილაციური მრიცხველები.

გამყოფი კამერა წარმოადგენს იონიზაციურ კამერას (ხშირად მრავალფენიანს) რომლის ელექტროდები დაფარულია ^{225}U ურანის იზოტოპის U_3O_8 ჟანგით. ნეიტრონების მოქმედებით ურანი იყოფა მძიმე და ძლიერ იონიზაციურ ნამსხვრევებად (~200 მეგ რიგის ენერჯის). ამიტომ შესაბამისი ელექტრული იმპულსების რეგისტრირება ადვილია. ურანის ჟანგის ფენის სისქეს მნიშვნელობა არ აქვს იყოს ნამსხვრევის განარბენზე მეტი და არის 1მგ/სმ^2 რიგის, ე.ი. ძალიან მცირეა. ამის გამო ერთი ფირფიტის რეგისტრაციის ეფექტურობა არ აღემატება პროცენტის მეთოდ ნაწილს. დიდი რიცხვი ფირფიტების გამოყენებით ეფექტურობა შეიძლება გაიზარდოს რამოდენიმე პროცენტამდე. გამყოფი კამერების მთავარი უპირატესობა წარმოადგენს ის, რომ მისი საშუალებით შესაძლებელია ნეიტრონების რეგისტრირება γ - და β -გამოსხივებების ძალიან ინტენსიურ ფონზეც.

ნეიტრონების დიდი ნაკადების შემთხვევაში უფრო მნიშვნელოვანია არა ცალკეული ნეიტრონების დეტექტირება, არამედ ნეიტრონების ჯამური ინტენსივობის (ან სიმკვრივის) გაზომვა. ნეიტრონების ნაკადის გასაზომად გამოიყენება ბორის კამერები, ინტეგრირებადი გამყოფი კამერები, ე.ი. უწყვეტ რეჟიმში, აგრეთვე აქტივაციური მეთოდები.

ბორის კამერა წარმოადგენს იონიზაციურ კამერას რომელიც მუშაობს ინტეგრირებად რეჟიმში და შეიცავს ბორს BF_3 აირის სახით, ან კედლებზე მყარი დაფარვის სახით.

აქტივაციური მეთოდის არსი მდგომარეობს შემდეგში. ნეიტრონები შთაინთქმებიან დეტექტორის მუშა ნივთიერების მიერ და ქმნიან γ - და β -აქტიურ ბირთვებს. ამ დროს წარმოშობილი აქტიურობა პროპორციულია ნეიტრონების ნაკადის. ამიტომ, თუ გავზომავთ აქტიურობას ვიპოვით ნაკადს.

$$A(t_1) = \lambda J \sigma N (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_1}$$

აქედან შეიძლება განვსაზღვროთ J - ნეიტრონების ნაკადი. σ - აქტივაციის კვეთა. N - ფირფიტაში აქტივაციური ბირთვების რიცხვი. აქტივაციურებად გამოიყენებიან ინდიუმის $^{49}\text{In}^{15}$, ოქროს $^{79}\text{Au}^{197}$, კობალტის $^{27}\text{Co}^{57}$ და სხვ. იზოტოპები. აქტივაციური მეთოდის უპირატესობაა სიმარტივე, პორტატულობა (დეტექტორებს გააჩნიათ ფოლგის ან ტაბლეტის ფორმა) და აქტიურობის გაზომვის პროცესის, დასხივების პროცესისაგან გამოყოფის შესაძლებლობა.

მაღალი ენერჯის (ათეული მეგ და მეტი) ნეიტრონების რეგისტრაცია საკმაოდ რთულია. მაღალი ენერჯის ნეიტრონების რეგისტრაციისათვის ძირითადად გამოიყენება უკუცემის პროტონების მეთოდი და ზღვრული დეტექტორების მეთოდი.

უკუცემის პროტონების მეთოდი მდგომარეობს იმაში, რომ ნეიტრონი, პროტონთან დაჯახების შემდეგ, გადასცემს მას იმპულსს და ენერჯიას. პროტონის იმპულსის და ენერჯიის მიხედვით შეიძლება ვიმსჯელოთ არა მხოლოდ ნეიტრონის არსებობის შესახებ, არამედ მისი ენერჯიის. უკუცემის პროტონების რეგისტრირება ხდება სხვადასხვა მეთოდებით: იონიზაციური კამერებით, პროპორციული მრიცხველებით, სცინტილაციური მრიცხველებით, ფოტოფირფიტებით, კვალური კამერებით. ძალიან მაღალი ენერჯიებისათვის ეს მეთოდი წარმოადგენს პრაქტიკულად ერთადერთს. უკუცემის პროტონების მეთოდის უპირატესობაა მისი უნივერსალურობა, ხოლო ძირითადი ნაკლოვანება - რეგისტრაციის დაბალი ეფექტურობა.

ზღვრული დეტექტორების მეთოდში მუშა ნივთიერება შეიცავს ბირთვებს, რომლებზედაც მიმდინარეობს (n, p) ან (n, f) რეაქციები, რომელსაც გააჩნია განსაზღვრული ზღვარი. ამ პროდუქტის რეგისტრირებით ჩვენ მივიღებთ ინფორმაციას ზღვრულზე მაღალი მეტი ენერჯიის ნეიტრონების შესახებ.

γ -კვანტებისა და ნეიტრონებისაგან განსხვავებული ნეიტრალური ნაწილაკების რეგისტრაციისათვის საქმე აქვთ მაღალი ენერჯიის ფიზიკის ვიწრო წრის სპეციალისტებს. ამ ნაწილაკების რეგისტრაციის მეთოდები რთულია, სხვადასხვაგვარი, და შეიძლება ითქვას, რომ ინდივიდუალური. მაგრამ, რეგისტრაციის საერთო პრინციპი, ერთია, და მდგომარეობს იმაში, რომ ნეიტრალური ნაწილაკი ამა თუ იმ საშუალებით ქმნის ისეთი ენერჯიის დამუხტულ ნაწილაკებს, რომ შესაძლებელია მათი რეგისტრაცია.

ნეიტრალური π^0 პიონი იშლება ორ γ -კვანტად, რომლებიც პიონის უძრავობის სისტემაში გაიტყორცნებიან ურთიერთსაპირისპირო მიმართულებით 67.5 მეგ ენერჯიით. ამიტომ დაბალი ენერჯიის π^0 პიონების რეგისტრირება ხდება ერთმანეთის მიმართ 180° კუთხით განლაგებული ორი სცინტილაციური მრიცხველით. შედარებით მეტი ენერჯიის ნეიტრალური პიონების რეგისტრაციის მეთოდები არსებითად იგივეა, მაგრამ უნდა გავითვალისწინოთ, რომ კვანტების მიმართულებებს შორის კუთხე ნაკლები იქნება 180° , ხოლო მათი ენერჯია სხვადასხვა. ყველაზე ძნელს წარმოადგენს ნეიტრინოს რეგისტრაცია.

§43. მძიმე ბირთვების გაყოფა. გაყოფის ჯაჭვური რეაქცია

ატომის ბირთვების გაყოფის აღმოჩენა- ერთ-ერთი მნიშვნელოვანი ფუნდამენტური აღმოჩენაა, რომელმაც ჰპოვა მრავალრიცხოვანი სამეცნიერო-ტექნიკური გამოყენება. 1934წ. ფერმიმ და მისმა თანამშრომლებმა დაიწყეს ატომის ბირთვების ნეიტრონებით დასხივება ახალი ქიმიური ელემენტების მიღების მიზნით. ნეიტრონს არ გააჩნია ელექტრული მუხტი, ამიტომ ისინი ადვილად აღწევენ ბირთვის შიგნით და იწვევენ სხვადასხვა ბირთვულ გარდაქმნებს ვიდრე დამუხტული ნაწილაკები. ბუნებრივი ქიმიური ელემენტებიდან ყველაზე მძიმე- ურანის დასხივებით ფერმი ცდილობდა მიეღო უფრო მძიმე ქიმიური ელემენტები, რომელთაც ტრანსურანულს უწოდებენ.

ურანს გააჩნია სამ სტაბილური ელემენტი: ${}_{92}U^{238}$, ${}_{92}U^{235}$ და ${}_{92}U^{234}$. ყველაზე გავრცელებულია ${}_{92}U^{238}$. დანარჩენი ორი იზოტოპის ფარდობითი გავრცელება ძალიან მცირეა: ${}_{92}U^{235}$ შეადგენს ${}_{92}U^{238}$ -ის 1/140, ხოლო ${}_{92}U^{234}$ კი 1/1700. დაუშვათ, რომ დასხივებას განიცდის ამ იზოტოპებიდან ერთ-ერთი, მაგალითად ${}_{92}U^{238}$. ასეთი დასხივების შედეგად წარმოიშობა ახალი რადიაქტიური იზოტოპი ${}_{92}U^{239}$. ეს იზოტოპი გადატვირთულია ნეიტრონებით, ამიტომ უნდა განიცადოს β^- -დაშლა, შედეგად წარმოიშობა $Z=93$ ტრანსურანული ელემენტი. შემდგომი β^- -დაშლის შედეგად უნდა წარმოიშვას $Z=94$ ელემენტი და ა.შ.

ფერმის და მისი თანამშრომლების მიერ ნამდვილად იქნა აღმოჩენილი, რომ ურანის ნეიტრონებით დასხივებისას მიიღება ახალი რადიაქტიური ბირთვები, რაც მტკიცებოდა ახალი ნახევრად დაშლის პერიოდის აღმოჩენით. განსაკუთრებული ყურადღება იქნა მიქცეული 13 და 90 წთ პერიოდებს, რადგან $Z=86$ -დან $Z=94$ -მდე არცერთ ბირთვს არ გააჩნდა ასეთი ნახევრად დაშლის პერიოდი. ამიტომ ფერმის მიერ გამოთქმული იქნა ვარაუდი, რომ ახალ β^- -დაშლა დაკავშირებული უნდა იყოს $Z=93$ ელემენტთან ან უფრო მაღალი მუხტური რიცხვის მქონე ელემენტთან.

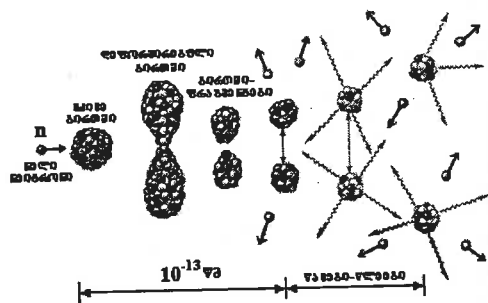
ო. განის (1879-1968), ლ. მეიტნერის (1878-1968) და შტრასმანის (1902-1980) სისტემატურმა გამოკვლევებმა აჩვენა, რომ სხვადასხვა გამოსხივების შესუსტების ინტენსივობის მრუდი გამოიყურებოდა სხვადასხვაგვარად დაკვირვების დაწყების დროის დამოკიდებულების მიხედვით. ეს გვიჩვენებს, რომ რაღაც რადიაქტიური

ნივთიერება წარმოიშობა არა ერთდროულად, არამედ ნეიტრონების დასხივების დაწყებიდან რაღაც დროის შემდეგ. აქედან გამომდინარეობდა, რომ არსებობს თანმიმდევრული რადიაქტიური გარდაქმნების ჯაჭვი, ბუნებრივი რადიაქტიური ნივთიერებების რადიაქტიური მწკრივის მსგავსი. დაზუსტებული იქნა ფერმის მიერ ნაპოვნი 13 და 90წთ ნახევრადშლის პერიოდები და აღმოჩნდა 16 და 59წთ შესაბამისად. გარდა ამისა აღმოჩენილი იქნა მრავალი ნახევრად დაშლის პერიოდი, განსაკუთრებით უფრო ხანგრძლივი, რომლებიც ადრე არ იყო შემჩნეული ფერმის მიერ. ასეთი პერიოდების საერთო რიცხვმა მიაღწია ცხრას, ხოლო ჰიპოთეტური რადიაქტიური ელემენტების ატომური ნომერი გაიზარდა 97-მდე. საინტერესოა აღინიშნოს, რომ ნახევრად დაშლის პერიოდი 23 წთ გამოჩნდა მხოლოდ ნელი ნეიტრონებით დასხივებისას.

ი. კიურის და პ. სავიჩის (1909-) მიერ განის, მეიტნერის და შტრასმანის მიერ ნაპოვნი პერიოდების გარდა აღმოჩენილი იქნა 3.5სთ ნახევრად დაშლის პერიოდი. აღმოჩნდა, რომ თავისი ქიმიური თვისებებით მისი შესაბამისი ელემენტი იშვიათმიწა ელემენტის ლანთანის ანალოგიურია, მაგრამ, კიურიმ და სავიჩიმ ვერ შენიშნეს ასეთი შესაძლებლობა და დაკვირვებული რადიაქტიური გამოსხივება მიაწერეს ტრანსურანულ ელემენტებს. ჩატარებული ცდრიუმის ნეიტრონებით დასხივებისას წარმოიშობიან ქიმიური ელემენტების იზოტოპები, რომლებიც განლაგებული არიან პერიოდული სისტემის საღრავ უშუაში. მათ მიეკუთვნებიან, ბარიუმი, აგრეთვე კიურისა და სავიჩის ცდებში დაკვირვებული ლანთანი.

ამ მოვლენის ბუნება ახსნილ იქნა ლ. მეიტნერისა და ო. ფრიშის (1904-1979) მიერ. მათ დაუშვეს, რომ ნეიტრონის ჩაჭერის შემდეგ ურანისა ან თორიუმის აგზნებული ბირთვი იყოფა მიახლოებით ერთნაირი მასის ორ უფრო მცირე ნაწილად, რომელთაც ნამსხვრევები უწოდეს. ცდებში აღმოჩენილი პერიოდული სისტემის უშუაში განლაგებული რადიაქტიური იზოტოპები წარმოადგენენ ურანისა და თორიუმის ბირთვის ასეთ ნამსხვრევებს. ეს ნამსხვრევები გადატვირთულია ნეიტრონებით. ამიტომ, ნამსხვრევების ბირთვები მიმდინარეობს ნეიტრონების პროტონებად გარდაქმნის პროცესი ელექტრონების გამოსხივების გზით. ასეთი პროცესები მიმდინარეობს შვილობილ ბირთვებშიც, რომლებიც წარმოიშობიან ამ გარდაქმნების შედეგად. ამით აიხსნება თანმიმდევრული β^- -გარდაქმნის ჯაჭვი, რომელიც დაკვირვებული იქნა ჯერ კიდევ ფერმის მიერ. დაუშვათ, რომ ${}_{92}U^{235}$ ბირთვი ნეიტრონის ჩაჭერის შემდეგ იყოფა ორ ერთნაირ ნამსხვრევად (ნახ. 43.1. ურანის

ბირთვში ნუკლონის კუთრი ბმის ენერგია 7.6მეგ ტოლია მაშინ, როცა ყოველ ნამსხვრევში ის 8.5მეგ ტოლია. ე.ი. ურანის ბირთვის გაყოფისას $8.5 - 7.6 = 0.9$ მეგ ენერგია გამოიყოფა ყოველ ნუკლონზე. რადგან გაყოფისას ნუკლონების მთლიანი რიცხვი არ იცვლება, ამიტომ ურანის გაყოფის ერთი აქტისას გამოყოფილი ენერგია $0.9 \cdot 236 \approx 210$ მეგ. ეს უზარმაზარი ენერგია მკლავნდება ძირითადად წარმოშობილი ნამსხვრევების კინეტიკური ენერგიის სახით.



ნახ. 43.1.

გაყოფისას გამოყოფილი ენერგიის შეფასება შეიძლება სხვაგვარადაც. უფრო ზუსტად, ბირთვების მასის დეფექტების მნიშვნელობების გამოყენებით, ე.ი. ბირთვის მასას m და მასურ რიცხვს A შორის სხვაობით $\Delta = m - A$. დაუშვათ, რომ საწყისი ბირთვია ${}_{92}U^{235}$. ნეიტრონის ჩაჭერის შემდეგ წარმოიშობა შუალედური ბირთვი ${}_{92}U^{236}$, რომელიც განიცდის გაყოფას ორ ნამსხვრევად. დაუშვათ, რომ ამ ნამსხვრევების მასური რიცხვები ერთნაირია, ე.ი. თითოეულის ტოლია 118. ურანის შუალედური ბირთვის მასის დეფექტი $\Delta = m^{236} - A^{236} \approx 42$ მეგ, ხოლო თითოეული ნამსხვრევისათვის $\Delta = m^{118} - A^{118} \approx -86$ მეგ. გაყოფისას გამოთავისუფლებული სრული ენერგია განისაზღვრება შუალედური ბირთვის ენერგიის და ორი წარმოშობილი ნამსხვრევის ენერგიათა სხვაობით, და ტოლი იქნება $42 - 2(-86) = 214$ მეგ, რაც ემთხვევა წინა შედეგს ცდომილების ფარგლებში.

არსებითად იგივე შედეგები მიიღება ვეიცზეკერის ნახევრადემპირული (3.1) ფორმულით. ამ ფორმულაში შეიძლება უგულებელვყოთ პირველი, მეოთხე და უკანასკნელი წევრები, რადგან მათი მნიშვნელობები ბირთვის გაყოფისას არ იცვლებიან. ამიტომ (3.1) ფორმულა შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

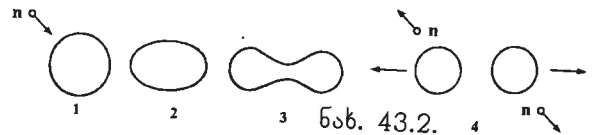
$$E_{92}(Z, A) = bA^{\frac{2}{3}} + cZ^2 A^{-\frac{1}{3}} \quad (43.1)$$

(43.1) ფორმულაში ნიშნები შეცვლილია, რადგან ეს ფორმულა გვაძლევს მუშაობას, რომელიც უნდა დაიხარჯოს, რომ ბირთვი მთლიანად გავხლიჩოთ მის შემადგენლ ნუკლონებად. ხოლო ეს მუშაობა, აღებული საპირისპირო ნიშნით გვაძლევს ბირთვის ენერგიას. თუ ვისარგებლებთ მუდმივი კოეფიციენტების მნიშვნელობ-

ებით: $b = 17.8$ მეგ და $c = 0.710$ მეგ, მარტივი გამოთვლებით მიიღება, რომ $E_{236} = 1653$ მეგ, ხოლო თითოეული ნამსხვრევისათვის $E_{118} = 735$ მეგ. გაყოფისას გამოთავისუფლებული საძიებელი ენერგია ტოლი იქნება $1653 - 2 \cdot 735 = 183$ მეგ, რაც პრაქტიკულად ემთხვევა წინა მიღებულ შედეგებს.

ბირთვების გაყოფის მარტივი თეორია დამუშავებული იქნა 1939წ. ნ. ბორის და დ. უილერის (1911-) მიერ და დამოუკიდებლად მათგან რამდენადმე ადრე ი. ფრენკელის (1894-1952) მიერ. ამ თეორიის საფუძვლად დაედო ბირთვის წვეთური მოდელი.

განვიხილოთ ${}_{92}U^{235}$ ბირთვი. ნეიტრონის ჩაჭერის შემდეგ წარმოიშობა შუალედური შემადგენელი ბირთვი ${}_{92}U^{236}$. შედგენილი ბირთვი ${}_{92}U^{236}$ ძირითად მდგომარეობაში პრაქტიკულად სტაბილურია. მიუხედავად იმისა, რომ ის α -რადიოაქტიურია, მისი ნახევრად დაშლის პერიოდი შეადგენს $2.4 \cdot 10^7$ წელს. ასეთ ბირთვმა შეიძლება შეასრულოს შინაგანი რხევები თავისი წონასწორული ფორმის მახლობლობაში, ისე რომ არ განიცდის გაყოფას. მაგრამ ნეიტრონის ჩაჭერის შემდეგ მიიღება ${}_{92}U^{236}$ ბირთვი ძლიერ აგზნებულ მდგომარეობაში, და რხევის ამპლიტუდა შეიძლება გახდეს იმდენად დიდი, რომ ბირთვი გაიყოს ორ ნაწილად. კულონური გაწვრივების ძალების მოქმედებით ეს ნაწილები გაიტყორცნებიან მნიშვნელოვანი სიჩქარეებით, და შეიძენენ დაახლოებით 200 მეგ კინეტიკურ ენერგიას. ნახაზზე (ნახ. 43.2) სქემატურად ნახვენებია ბირთვის ფორმა სხვადასხვა სტადიაში გახლეჩამდე და გახლეჩის შემდეგ. მაგრამ მთლიანი ენერგია



ნახ. 43.2.

არ გადადის ნამსხვრევების კინეტიკურ ენერგიაში. თვით ნამსხვრევები მიიღება აგზნებულ მდგომარეობაში, და მათი შინაგანი ენერგია გამოთავისუფლება პირველ რიგში ნეიტრონების აორთქლების სახით, ხოლო შემდგომ მიდის γ -სხივების გამოტყორცნაზე. ამრიგად, გაყოფის პროცესის ძირითად პროდუქტებს, წარმოადგენენ დაახლოებით ორი ტოლი ბირთვი, რამოდენიმე ნეიტრონი და γ -კვანტები.

ბირთვის ზედაპირის გაზრდისას ზედაპირული დაჭიმულობის ენერგია იზრდება, ხოლო კულონური გაწვრივების ენერგია კლებულობს. მოცულობითი, სიმეტრიის და შეწყვილების ენერგიები შეიძლება უგულებელვყოთ. ზედაპირული დაჭიმულობა მიისწრაფვის იქითკენ, რომ დააბრუნოს დეფორმირებული ბირთვი საწყის მდ-

გომარეობაში, ხოლო კულონური განზიდვა ხელს უწყობს მის გაყოფას. კულონური ენერჯიის ზედაპირულთან ფარდობა

$$\frac{Z^2 A^{\frac{1}{3}}}{A^{\frac{2}{3}}} = \frac{Z^2}{A}$$

ამიტომ Z^2/A ფარდობა შეიძლება გამოვიყენოთ ბირთვის გაყოფის უნარიანობის განმსაზღვრელ ძირითად პარამეტრად. რაც უფრო მეტია ამ პარამეტრის მნიშვნელობა, მით უფრო ადვილად გაიყოფა ბირთვი. Z^2/A პარამეტრის კრიტიკული მნიშვნელობა, რომლის შემდგომ ბირთვი აბსოლუტურად არამდგრადია გაყოფისადმი, განისაზღვრება პირობიდან,

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{2b}{c} \approx 50$$

გაყოფით ბირთვი აზრობრივად Z_1 და Z_2 მუხტური რიცხვის მქონე ორ ნაწილად (ორ ნამსხვრევად). როცა ეს ეს ბირთვები გაიტყორცნებიან საკმაოდ შორს r მანძილზე, მათი კულონური განზიდვის ენერჯია იქნება $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$. გარდა ამისა თავს იჩენს აგრეთვე

დაახლოებით 200 მეგ ტოლი ნამსხვრევების კინეტიკური ენერჯია. ცხადია, რომ პოტენციალური ენერჯიის $V = V(r)$ მრუდს უნდა გააჩნდეს მაქსიმუმი- პოტენციალური ბარიერი, რომელიც უნდა გადალახული იქნეს, რომ ფაქტიურად მოხდეს გაყოფა. პოტენციალური ენერჯიის მაქსიმალური მნიშვნელობას და მის მნიშვნელობას როცა $r=0$, შორის სხვაობას, სტაბილური ბირთვებისათვის აქტივაციის ენერჯია ეწოდება. ბირთვების გაყოფისათვის აუცილებელია მივიანიჭოთ მას აქტივაციის ენერჯიაზე არანაკლები ენერჯია. როცა აგზნების ენერჯია ნაკლებია აქტივაციის ენერჯიაზე, მაშინ გაყოფა შეუძლებელია. გამოკვლევები გვიჩვენებს, რომ ${}^{235}\text{U}$ ბირთვი განიცდის გაყოფას ნებისმიერი ჩაჭერის შემდეგ, მათ შორის ნელი (სითბური) ნეიტრონების. ${}^{238}\text{U}$ ბირთვების გაყოფისათვის საჭიროა 1მეგ მეტი ენერჯიის სწრაფი ნეიტრონები.

ურანის ბირთვების სპონტანურ გაყოფას პირველად დააკვირდნენ კ.ა. პეტრუჟაკი და გ.ნ. ფლეროვი 1940წ. მათ ცდებში გამოყენებული იყო ურანის ფენით დაფარული 1000სმ² მუშა ფართობის, მრავალფენიანი იონიზაციური კამერა. იონიზაციური კამერის ნეიტრონების წყაროსთან მიახლოებისას ოსცილოგრაფზე დაიკვირვებოდა მძლავრი იონიზაციური ბიძგები, რომელსაც ადგილი ჰქონდა ურანის ბირთვების იძულებითი გაყოფისას.

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ ბირთვი ძირითადად იყოფა ორ ნამსხვრევად. მაგრამ, ამ ნამსხვრევების მასების ფარდობა შეიძლება იყოს განსხვავებული. ყველაზე ალბათურია ნამსხვრევების გაყოფა, როცა ერთი დაახლოებით ერთნახევარჯერ მძიმეა მეორეზე.

ბირთვის გაყოფის პროცესს თან ახლავს მეორეული ნეიტრონების გამოტყორცნა, რომელთაც მყისიერ ნეიტრონებს უწოდებენ. მყისიერთან ერთად ბირთვების გაყოფისას ჩნდებიან დაგვიანებული მეორეული ნეიტრონები. გაყოფისას გამოყოფილი ნეიტრონების 99% მეტი მყისიერია. დაგვიანებული ნეიტრონები შეადგენენ დაახლოებით 0.75%. მიუხედავად ამისა დაგვიანებული ნეიტრონები თამაშობენ მნიშვნელოვან როლს ბირთვულ ენერგეტიკაში- ისინი საშუალებას გვაძლევენ შევქმნათ მართვადი თერმობირთვული რეაქციები, რომლებიც ხორციელდება ბირთვულ რეაქტორებში გაყოფისას.

დასასრულს მოვიყვანოთ გაყოფის ენერჯის უფრო ზუსტი მიახლოებითი განაწილება ${}^{235}\text{U}$ ბირთვის ნელი ნეიტრონებით გაყოფისას:

ნამსხვრევების კინეტიკური ენერჯია	166.2 ± 1.3 მეგ
გაყოფის ნეიტრონების ენერჯია	4.8 ± 0.1 მეგ
მყისიერი γ -კვანტების ენერჯია	8.0 ± 0.8 მეგ
გაყოფის პროდუქტების β -ნაწილაკების ენერჯია	7.0 ± 0.3 მეგ
გაყოფის პროდუქტების γ -გამოსხივების ენერჯია	7.2 ± 1.1 მეგ
გაყოფის პროდუქტების ანტინეიტრონოს ენერჯია	9.6 ± 0.53 მეგ
სულ	202.8 ± 0.4 მეგ

ნეიტრონების მოქმედებით მძიმე ბირთვების გაყოფისას წარმოიშობიან ახალი ნეიტრონები. მაგალითად, ურანის ${}^{235}\text{U}$ ბირთვის ყოველი გაყოფისას საშუალოდ წარმოიშობა 2.4 ნეიტრონი. დაუშვათ, რომ სპონტანური გაყოფის ან კოსმოსური სხივების მოქმედებით ${}^{235}\text{U}$ შემცველ გარემოში გაიყო ერთი ბირთვი. ამ დროს გამოსხივდება 2.4 ახალი ნეიტრონი, რომელთა ნაწილი მათგანთა, გამოვა გარეთ, ხოლო ნაწილი გამოიწვევს ახალი ბირთვების გაყოფას. დაუშვათ, რომ ახალ (n, f) რეაქციაში მონაწილეობს საშუალოდ 2 ნეიტრონი, რომელსაც პირველი თაობის ნეიტრონებს უწოდებენ. ეს ორი ნეიტრონი თავის მხრივ გამოიწვევს ნეიტრონი, შემდეგ მესამე თაობის $2^3 = 8$ ნეიტრონი, და ა.შ. k თაობაში გვექნება 2^k ნეიტრონი.

${}^{235}\text{U}$ -ში ერთი თაობის ნეიტრონების საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა $10^{-7} \div 10^{-8}$ წმ რიგისაა. მაშინ რეაქციის დაწყებიდან

10^{-5} წმ-ის შემდეგ მიიღება ასი თაობის $N_{100} = 2^{100} = 1.27 \cdot 10^{30}$ ნეიტრონი. ამ დროის განმავლობაში ადგილი ექნება $1+2+2^2+\dots+2^{100} \approx 2^{101} \approx 2.54 \cdot 10^{30}$ ბირთვულ გაყოფას და გამოიყოფა $200 \times 2.54 \cdot 10^{30} \approx 5 \cdot 10^{32}$ მევ $\approx 8 \cdot 10^{26}$ ერგი ენერგია. რაც გამოიწვევს კოლოსალურ აფეთქებას, რომლის საშუალო სიმძლავრე $8 \cdot 10^{31}$ ერგი/წმ. შედარებისათვის უნდა აღინიშნოს, რომ მზის გამოსხივების სრული სიმძლავრე შეადგენს $3.8 \cdot 10^{33}$ ერგი/წმ. U^{235} -ის ყველა ბირთვის მასა, რომლებიც განიცდიან გაყოფას განხილული დროის განმავლობაში იქნება $235 \cdot 1.68 \cdot 10^{-24} \cdot 2.54 \cdot 10^{30} \approx 10^9$ გრ $\approx 10^6$ კგ $= 10^3$ ტ. ამიტომ, იმისათვის, რომ განხილულ აფეთქებას ადგილი ჰქონდეს რეალურად, და რეაქცია მიმდინარეობდეს, საწყისი ნივთიერების მასა უნდა იყოს 10^3 ტ მეტი. დედამიწის პირობებში ასეთი მოყვანილი რიცხვი არარეალურია. მაგრამ, მოცემული გამოთვლები შეიძლება გამოყენებული იქნეს ატომური ბომბის მოქმედების პრინციპის მაგალითად. რომ არ არსებობდეს რეაქციის შემდგომი განვითარების დაბრკოლებები 10^{-3} წმ-ის შემდეგ ნეიტრონების რიცხვი ბევრად აღემატება სამყაროს ხილული ნაწილის ნაწილაკების რიცხვს. ნეიტრონების წარმოშობის ასეთ ზეავისებურ პროცესს უწოდებენ ჯაჭვური რეაქციას.

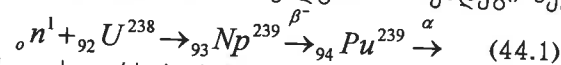
§44. ტრანსურანული ელემენტები

დღესათვის ითვლება, რომ მზის სისტემის ყველა ქიმიური ელემენტი წარმოიშვა 5 მლრდ წლის უკან გალაქტიური წყალბადის უზარმაზარი მასის გრავიტაციული შეკუმშვის შედეგად, რომლის დროს ძლიერ გაიზარდა მისი ტემპერატურა. მეტისმეტად მაღალი ტემპერატურით განპირობებული იქნა წყალბადის უფრო მარტივი ბირთვებიდან რთული ბირთვების სინთეზი. რის შედეგად სინთეზირებული იქნა $Z=92$ -მდე ატომური ნომრის ქიმიური ელემენტების მრავალრიცხოვანი იზოტოპები. $Z=92$ -ზე მეტი ატომური ნომრის ელემენტებს ტრანსურანულ ელემენტებს უწოდებენ. ყველა ისინი მიიღებიან ხელოვნურად, ე.ი. სხვადასხვა ბირთვული რეაქციების შედეგად, რომლებშიც ესა თუ ის (მძიმე) ელემენტი განიცდის დასხივებას ან ბომბარდირებას სხვადასხვა ბირთვული ნაწილაკებით. ყველაზე მნიშვნელოვანი ამათვან ნეიტრონები.

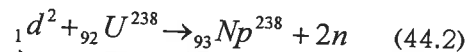
ურანის ${}_{92}U^{238}$ იზოტოპის ნეიტრონებით დასხივებისას მიიღება შუალედური ${}_{92}U^{239}$ ბირთვი. გააჩნია რა ზედმეტი ნეიტრონები ისინი განიცდიან β^- -დაშლას და გარდაიქმნებიან $Z=93$ ტრანსურ-

რანული ელემენტის ბირთვად. ამ ელემენტს ნეპტუნიუმი (Np) უწოდეს მზის სისტემის ანალოგიურად სადაც პლანეტა ურანის შემდგომ განლაგებულია პლანეტა ნეპტუნი. შემდგომი β^- -დაშლის შედეგად ნეპტუნიუმი გარდაიქმნება $Z=94$ მუხტური რიცხვის ტრანსურანულ ელემენტად, რომელსაც პლუტონიუმი (Pu) უწოდეს, ისევე მზის სისტემის ანალოგიურად, სადაც ნეპტუნის შემდეგ განლაგებულია პლანეტა პლუტონი.

$Z=93$ და $Z=94$ ტრანსურანული ელემენტების მიღების ასეთი სქემა ცნობილი იყო ფერმის მიერ 1934წ., როცა მან დაიწყო ურანის დასხივება ნეიტრონებით. მაგრამ, იმ დროისათვის ფერმამ ვერ შეძლო Np და Pu დაკვირვება მათი დიდი ნახევრად დაშლის პერიოდის გამო (2.3 დღე ${}_{93}Np^{239}$ -სათვის, და $2.4 \cdot 10^4$ წ. ${}_{94}Pu^{239}$ -სათვის). მხოლოდ ბირთვული რეაქტორების შექმნის შემდეგ გახდა შესაძლებელი Np და Pu მიღება, ამასთან სამრეწველო მასშტაბით. მათი მიღება შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სქემით:

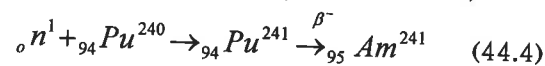
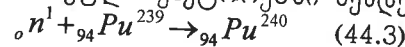


გარდა აღნიშნულისა არსებობს Np და Pu მიღების სხვა სქემები. მაგალითად, ნეპტუნიუმის ${}_{93}Np^{238}$ იზოტოპი მიღებული იქნა ურანის ${}_{92}U^{238}$ ბირთვის 16მეგ ენერგიის დეიტრონებით ბომბარდირებისას:

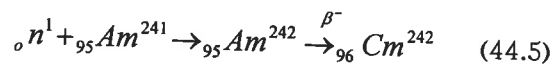


დღეისათვის ცნობილია ნეპტუნიუმის 230-დან 241-მდე მასური რიცხვის მქონე 12 იზოტოპი, და 232-დან 246-მდე მასური რიცხვის მქონე პლუტონიუმის 15 იზოტოპი.

პლუტონიუმის ნეიტრონებით დასხივების გზით მიიღება $Z=95$ ტრანსურანი. ის მიღებული იქნა აშშ და ეწოდა ამერიციუმი (Am). ის მიიღება ბირთვულ რეაქტორებში შემდეგი სქემით:



${}_{94}Am^{241}$ -ის ნეიტრონებით დასხივებისა და შუალედური ბირთვის შემდგომი β^- -დაშლისას მიიღება $Z=96$ ტრანსურანი შემდეგი სქემით:



მას კიუურიუმი (Cm) უწოდეს, მარია და პიერ კიურების საპატივცემულოდ. ის α -რადიოაქტიურია 160 დღე ნახევრდაშლის პერიოდით.

97-ე და 98-ე ელემენტები აგრეთვე მიღებული იქნენ ბირთვულ რეაქტორებში ${}_{94}Pu^{239}$ -ის ნეიტრონებით ხანგრძლივი დასხივების გზით. მათ მიიღეს შესაბამისად სახელწოდებანი ბერკლიუმი (Bk) და კალიფორნიუმი (Cf). ქალაქ ბერკლის (აშშ) და ბერკლის კალიფორნიის უნივერსიტეტის საპატივცემულოდ, სადაც პირველად იქნა მიღებული აღნიშნული ტრანსურანები. დღეისათვის ცნობილია ამერიციუმის 11 იზოტოპი $237 \leq A \leq 247$ მასური რიცხვით, კიურიუმის 13 იზოტოპი ($238 \leq A \leq 252$), ბერკლიუმის 9 იზოტოპი ($243 \leq A \leq 251$) და კალიფორნიუმის 16 იზოტოპი ($240 \leq A \leq 255$).

რეაქტორული მეთოდი, მიხედვად იმისა, რომ ის წარმოადგენს ერთადერთ საშუალებას დიდი რაოდენობით ტრანსურანების მიღების, ყოველთვის არ შეიძლება გამოყენებული იქნეს. ბირთვულ რეაქტორებში ნეიტრონებით დასხივებული ბირთვი შთანთქავს ერთ ან ნეიტრონების მცირე რიცხვს. თუ დასხივებული ნეიტრონების რიცხვს გავზრდით ბევრად მეტად, ბირთვების მიერ შეიძლება შთანთქმული იქნეს ერთდროულად რამოდენიმე ნეიტრონი. ამ გზით შეიძლება მივიღოთ ახალი ტრანსურანული ელემენტები ან უკვე ცნობილი ელემენტების ახალი იზოტოპები. მართლაც, 1952წ. აშშ-ში გამოცადეს წყალბადის ბომბი, რომელშიც მიმდინარეობს დეიტერიუმი-ტრიტიუმის ნარევის წვა. რეაქცია მიმდინარეობს ასი მილიონი რიგის ტემპერატურისას და გრძელდება წამის მცირე ნაწილის განმავლობაში. ასეთი მცირე დროის განმავლობაში ბომბის ურანის გარსში გადის ნეიტრონების ნაკადი, რომელიც რამოდენიმეჯერ აღემატება იმავე დროის განმავლობაში რეაქტორში ნეიტრონების ნაკადს. აფეთქებისას წარმოშობილ რადიოაქტიურ მტვერში აღმოჩენილი იქნა პლუტონიუმის ადრე უცნობი იზოტოპები ${}_{94}Pu^{244}$ და ${}_{94}Pu^{246}$. ისინი მიიღებიან ${}_{92}U^{238}$ ბირთვის მიერ ერთდროულად 6 ან 8 ნეიტრონის ჩაჭერის და შემდგომი β^- -დაშლით,

$${}_{92}U^{238} + 6_0n^1 \rightarrow {}_{92}U^{244} \xrightarrow{\beta^-} {}_{93}Np^{244} \xrightarrow{\beta^-} {}_{94}Pu^{244} \quad (44.6)$$

$${}_{92}U^{238} + 8_0n^1 \rightarrow {}_{92}U^{246} \xrightarrow{\beta^-} {}_{93}Np^{246} \xrightarrow{\beta^-} {}_{94}Pu^{246} \quad (44.7)$$

ამერიკელმა მეცნიერებმა წყალბადის ბომბის აფეთქების ადგილიდან სასწრაფოდ აიღეს ნიმუშები. მათ მიერ ამ ნიმუშებიდან გამოყოფილი იქნა უმნიშვნელო მცირე რაოდენობით 99-ე და მე-100 ელემენტები. მათ ეწოდათ შესაბამისად აინშტაინიუმი და ფერმიუმი აინშტაინისა და ფერმის საპატივცემულოდ. აინშტაინიუმისა

(${}_{99}Es^{253}$) და ფერმიუმის (${}_{100}Fm^{255}$) აღმოჩენილი იზოტოპები მიიღებიან შემდეგი პროცესების შედეგად. წყალბადის ბომბის აფეთქების ურანის ზოგიერთი ბირთვი ერთდროულად შთანთქავს 15 ან 17 ნეიტრონს. შემდგომი β^- -დაშლით წარმოიშობა ახალი ტრანსურანები:

$${}_{92}U^{238} + 15_0n^1 \rightarrow {}_{92}U^{253} \xrightarrow{\beta^-} {}_{93}Np^{253} \xrightarrow{\beta^-} \dots \xrightarrow{\beta^-} {}_{99}Es^{253} \quad (44.8)$$

$${}_{92}U^{238} + 17_0n^1 \rightarrow {}_{92}U^{255} \xrightarrow{\beta^-} {}_{93}Np^{255} \xrightarrow{\beta^-} \dots \xrightarrow{\beta^-} {}_{100}Fm^{255} \quad (44.9)$$

ამჟამად ცნობილია აინშტაინიუმის 14 იზოტოპი ($243 \leq A \leq 256$) და ფერმის 16 იზოტოპი ($242 \leq A \leq 258$).

გამოითქვა მოსაზრება, რომ შემდგომი ტრანსურანები შეიძლება მივიღოთ, იმავე მეთოდით როგორც აინშტაინიუმი და ფერმიუმი, თუ გავზრდით დასხივებული ნეიტრონების ნაკადის სიმძლავრეს. 60-იან წლებში აშშ ჩატარებული იქნა მიწისქვეშა ბირთვული აფეთქებების სერია. ნეიტრონების ნაკადი 10-ჯერ აღემატებოდა ადრე ჩატარებულ აფეთქებებს, მაგრამ $Z > 100$ რიგითი ნომრის ტრანსურანები არ იქნა მიღებული.

$Z > 100$ რიგითი ნომრის ტრანსურანების მისაღებად დაიწყეს ძველი მეთოდის გამოყენება, რომელიც გამოიყენებოდა ნეიტრონის აღმოჩენამდე. ამ მეთოდში ხდებოდა ერთი ელემენტის ატომის ბირთვების შემცველი სამიზნეს ბომბარდირება სხვა ელემენტის ატომის ბირთვებით. ადგილი ჰქონდა ორი ატომის ბირთვების დაჯახებას, რის შედეგად წარმოიშობა ახალი ატომის ბირთვები. ის შეიძლება აღმოჩნდეს შუალედური და განიცადოს შემდგომი რადიოაქტიური დაშლა სხვა ატომის ბირთვების წარმოქმნით. სამიზნედ ყველაზე ხშირად გამოიყენებოდა ურანი ან სხვა ადრე მიღებული ტრანსურანი, ხოლო ბომბარდირება ხდებოდა უფრო მსუბუქი ატომის ბირთვებით, მაგალითად α -ნაწილაკებით.

მეთოდის ნაკლოვანება მდგომარეობს იმაში, რომ ორივე ბირთვი დამუხტულია დადებითად, ამიტომ ისინი განიზიდებიან დაჯახებისას. ამბობენ, რომ ბირთვებს შორის არსებობს კულონური პოტენციალური ბარიერი. ასეთი მეთოდით მიღებული იქნა 101-ე ელემენტი რომელსაც მენდელევიუმი უწოდეს, რუსი ქიმიკოსის დ.ი. მენდელეევის საპატივცემულოდ. ის მიღებული იქნა ბერკლში (აშშ) 1955წ.

$${}_2He^4 + {}_{99}Es^{253} \rightarrow {}_{101}Md^{256} + {}_0n^1 \quad (44.10)$$

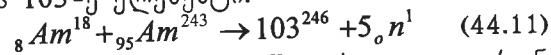
რეაქციის შედეგად. სამიზნედ გამოიყენებოდა აინშტაინიუმის იზოტოპის ${}_{99}Es^{253}$ ატომების თხელი ფენა, რომელითაც დაფარული

იყო თხელი ოქროს კილიტა. ამ კილიტას დასხივება ხდებოდა 41მეგ ენერჯის α -ნაწილაკებით.

ყველა ტრანსურანული ელემენტები 93-დან დაწყებული 101-ის ჩათვლით პირველად მიღებული იყო იქნა აშშ-ში გ. სიბორგის და ა. გიორსის ხელმძღვანელობით. შემდგომში მეტი ატომური ნომრის მქონე ტრანსურანების მისაღებად, ბომბარდირებისათვის დაიწყეს ნახშირბადის 6C , აზოტის 7N , ჟანგბადის 8O , ნეონის ${}^{10}Ne$, არგონის ${}^{18}Ar$ გამოყენება. შემდგომში გამოყენებული იქნა კიდევ უფრო მასური იონები: ${}^{26}Fe$, ${}^{27}Co$, ${}^{28}Ni$, ${}^{29}Cu$, ${}^{30}Zn$, ${}^{32}Ge$, ${}^{36}Kr$, ${}^{54}Xe$ და ა.შ. ${}^{92}U$ ჩათვლით.

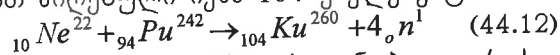
კიურუმიის ${}^{96}Cm^{244}$ სამიზნის, ნახშირბადის ${}^6C^{13}$ იონებით ბომბარდირებისას აღმოჩენილი იქნა 102-ე ელემენტი, რომელსაც ნობელიუმი (${}_{102}No$) უწოდეს, ნობელის პრემიის დამაარსებლის საპატივცემულოდ.

ამერიციუმის ჟანგბადის ატომის ბირთვებით ბომბარდირებისას მიღებული იქნა 103-ე ელემენტი:



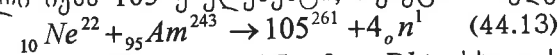
რომელსაც ლოურენსიუმი (Lr) უწოდეს, ციკლოტრონის გამომგონებლის ლოურენსის საპატივცემულოდ.

115მეგ ენერჯის ნეონის ${}^{10}Ne^{22}$ იონებით ${}^{94}Pu^{242}$ სამიზნის ბომბარდირებით მიღებული იქნა 104-ე ელემენტის იზოტოპი:



რომელსაც კურჩატოვიუმი უწოდეს. ცნობილი რუსი ფიზიკოსის ი.ვ. კურჩატოვის (1903-1960) საპატივცემულოდ.

შემდგომში ნეონის ${}^{10}Ne^{22}$ იონებით, ${}^{95}Am^{243}$ ბომბარდირებით სინთეზირებული იქნა 105-ე ელემენტი, რეაქციის შედეგად:



1997წ. ამ ელემენტს უწოდეს დუბნიუმი (Db). სხვადასხვა წლებში გამოცემულ ელემენტთა ცხრილებში გვხვდება სიმბოლოები Ns (ნილსბორი), Ha (ჰანი), Jl (ჯოლიოტი).

1974წ ბერკლის (აშშ) კალიფორნიის უნივერსიტეტის ლოურენსის სახელობის ლაბორატორიაში $Cf^{249} + O^{18} \rightarrow 106 + 4n$ რეაქციის შედეგად სინთეზირებული იქნა 106-ე ელემენტი, რომელსაც ბერკლის უნივერსიტეტის ფიზიკოსის გლენ სიბორგის საპატივცემულოდ, რომელიც მონაწილეობდა პლუტონიუმის და ცხრა სხვა ტრანსურანული ელემენტის აღმოჩენაში უწოდეს სიბორგიუმი ($Seaborgium, Sg$). სიბორგი არის პირველი მეცნიერი რომლის სახელი ეწოდა ელემენტს მის სიცოცხლეში.

107-ე ელემენტი მიღებული იქნა 1976წ. ბისმუტის (Bi^{209}) და ქრომის (Cr^{54}) ბირთვების შერწყმის რეაქციის შედეგად სპონტანურად გაყოფილი პროდუქტების კვლევის საფუძველზე. იმავე $Bi^{209} + Cr^{54}$ რეაქციის პროდუქტები დადასტურებული იქნა 1981წ გერმანელი მეცნიერების მიერ გაუმჯობესებული მეთოდიკით. 1994წ მიღებულ ელემენტს უწოდეს ბორიუმი ($Bohrium, Bh$), დანიელი ფიზიკოსის ნილს ბორის საპატივცემულოდ..

108-ე ელემენტი აღმოჩენილი იქნა 1984წ დარმშტადში (გერმანია) მძიმე იონების კვლევის ცენტრში, ტყვიის (Pb^{208}) სამიზნეს რკინის (Fe^{58}) იონებით ბომბარდირებისას, რის შედეგადაც სინთეზირებული იქნა Hs^{265} ბირთვი, და უწოდეს ჰასი (Hs).

109-ე ელემენტი მიღებული იქნა დარმშტადში (გერმანია) მძიმე იონების კვლევის ცენტრში 1982წ, $Bi^{209} + Fe^{58} \rightarrow Mt^{266} + n$ რეაქციის შედეგად. ავსტრიელი ფიზიკოსის ლიზი მეიტნერის საპატივცემულოდ 1997წ უწოდეს მეიტნერიუმი ($Meitnerium, Mt$).

110-ე ელემენტი სინთეზირებული იქნა 1994წ დარმშტადში (გერმანია) მძიმე იონების კვლევის ცენტრში. ის მიღებული იქნა ${}^{82}Pb^{208} + {}^{28}Ni^{62} \rightarrow {}^{110}Ds^{269} + n$, ${}^{82}Pb^{208} + {}^{28}Ni^{64} \rightarrow {}^{110}Ds^{271} + n$, ${}^{94}Pu^{244} + {}^{16}S^{34} \rightarrow {}^{110}Ds^{273} + 5n$ ბირთვული რეაქციების საფუძველზე, და აგრეთვე (Uub^{283}) და (Uub^{285}) იზოტოპების α -დაშლის შედეგად.

აღმოჩენის ადგილის საპატივცემულოდ უწოდეს დარმშტადიუმიუმი ($Darmstadtium, Ds$),

111-ე ელემენტი სინთეზირებული იქნა 1994წ დარმშტადში (გერმანია) $Bi^{209} + Ni^{54} \rightarrow Rg^{272} + n$ რეაქციის შედეგად. ცნობილი მეცნიერის, ნობელის პრემიის ლაურატის, რენტგენის სხივების აღმოჩენის ვილჰელმ რენტგენის საპატივცემულოდ უწოდეს რენტგენიუმი ($Roentgenium Rg$),

112-ე ელემენტი სინთეზირებული იქნა 1996წ დარმშტადში (გერმანია) მძიმე იონების კვლევის ინსტიტუტში. ის მიღებული იქნა ტყვიის სამიზნეს თუთიის ბირთვებით ბომბარდირებისას. მიღებულ ბირთვს უწოდეს უნუნბიუმი ($Ununbium, Uub^{277}$).

2004წ გამოქვეყნდა 113-ე ელემენტის სინთეზის ექსპერიმენტების შედეგები. ის მიღებული იქნა უნუნპენტიუმის იზოტოპების ${}^{115}Uup^{288} \rightarrow {}^{113}Uut^{284} + {}_2He^4$, ${}^{115}Uup^{287} \rightarrow {}^{113}Uut^{283} + {}_2He^4$ α -დაშლის შედეგად, და აგრეთვე ${}^{93}Np^{237} + {}^{20}Ca^{48} \rightarrow {}^{113}Uut^{282} + 3n$, ${}^{83}Bi^{2209} + {}^{30}Zn^{70} \rightarrow {}^{113}Uut^{278} + n$ ბირთვული რეაქციების შედეგად.. მიღებულ ბირთვს უწოდეს უნუნტრიუმი ($Ununtrium, Uut$).

114-ე ელემენტი მიღებული იქნა 1998წ იზოტოპების სინთეზის (კალციუმის ბირთვების პლუტონის ბირთვებთან შერწყმის) ${}_{94}\text{Pu}^{244} + {}_{20}\text{Ca}^{48} \rightarrow {}_{114}\text{Uuq}^{289} + 3n$, ${}_{94}\text{Pu}^{244} + {}_{20}\text{Ca}^{48} \rightarrow {}_{114}\text{Uuq}^{288} + 4n$ რეაქციის შედეგად. მიღებულ ელემენტს უწოდეს უნუნკვადიუმი (*Ununquadium, Uuq*). სახელწოდება და აღნიშვნა დროებითია, წარმოსდგება ელემენტის რიგითი ნომრის ლათინური რიცხვითი სახელის მიხედვით, და შემდგომში შეცვლილი იქნება.

2004წ გამოქვეყნდა 115-ე ელემენტის სინთეზის ექსპერიმენტების შედეგები. ის მიღებული იქნა ${}_{95}\text{Am}^{243} + {}_{20}\text{Ca}^{48} \rightarrow {}_{115}\text{Uup}^{288} + 3n$, ${}_{95}\text{Am}^{243} + {}_{20}\text{Ca}^{48} \rightarrow {}_{115}\text{Uup}^{287} + 4n$ ბირთვული რეაქციების შედეგად. მიღებულ ელემენტს უწოდეს უნუნპენტიუმი (*Ununpentium, Uup*).

116-ე ელემენტი მიღებული იქნა 1999წ ბერკლში (აშშ) ${}_{96}\text{Cm}^{248} + {}_{20}\text{Ca}^{48} \rightarrow {}_{116}\text{Uuh}^{293} + 3n$, ${}_{96}\text{Cm}^{245} + {}_{20}\text{Ca}^{48} \rightarrow {}_{116}\text{Uuh}^{291} + 2n$ ${}_{96}\text{Cm}^{245} + {}_{20}\text{Ca}^{48} \rightarrow {}_{116}\text{Uuh}^{290} + 3n$ ბირთვული რეაქციების შედეგად. და ${}_{118}\text{Uuo}^{294}$ ბირთვის ${}_{118}\text{Uuo}^{294} \rightarrow {}_{116}\text{Uuh}^{290} + {}_2\text{He}^4$ α -დაშლის შედეგად. მიღებულ ბირთვს უწოდეს უნუნჰექსიუმი (*Ununhexium, Uuh*).

117-ე ელემენტი ამჟამად მიღებული არ არის. სავარაუდოდ ის შეიძლება მიღებული იქნეს ${}_{22}\text{Ti}^{50} + {}_{95}\text{Am}^{243} \rightarrow {}_{117}\text{Uus}^{*293} \rightarrow {}_{117}\text{Uus}^{290,289}$ ${}_{20}\text{Ca}^{48} + {}_{97}\text{Bk}^{249} \rightarrow {}_{117}\text{Uus}^{*297} \rightarrow {}_{117}\text{Uus}^{294,293}$, ბირთვული რეაქციების სინთეზის გზით. ელემენტს უწოდებენ უნუნსეპტიუმს (*Ununseptium, Uus*).

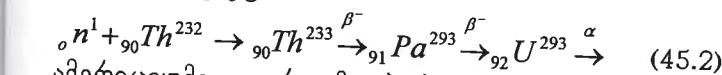
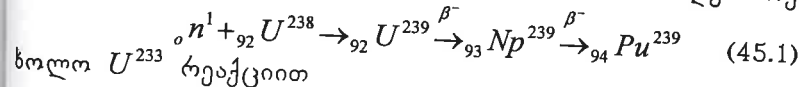
ინფორმაცია 118-ე ელემენტის მიღების შესახებ გამოჩნდა 2006წ. ის მიღებული იქნა ${}_{98}\text{Cf}^{249} + {}_{20}\text{Ca}^{48} \rightarrow {}_{118}\text{Uuo}^{294} + 3n$ ბირთვული რეაქციის შედეგად. მიღებულ ბირთვს უწოდეს უნუნოქტიუმი (*Ununoctium, Uuo*).

§45. ბირთვული რეაქტორები

მძიმე ბირთვების გაყოფისას გამოთავისუფლდება დაახლოებით 200 მეგ ენერგია ყოველ გაყოფილ ბირთვზე. რაც ასეულ მილიონჯერ და მილიარჯერ აღემატება ქიმიური რეაქციის ერთეულოვანი აქტისას გამოყოფილ ენერგიას. ატომის ბირთვების გაყოფისას გამოთავისუფლებულ ენერგიას ბირთვული ან ატომური ენერგია ეწოდება. მისი მიღება მაკროსკოპული რაოდენობით წარმოებს ბირთვულ რეაქტორებში. რეაქტორი ეწოდება მოწყობილობას რომელშიც მიმდინარეობს გაყოფის მართვადი ჯაჭვური რეაქცია. შესაბამისად ჯაჭვური რეაქციის ტიპის მიხედვით განასხვავებენ

რეაქტორებს ნელ, შუალედურ და სწრაფ ნეიტრონებზე. ჯაჭვური რეაქცია მიმდინარეობს ე.წ. გამდიდრებულ ურანზე. გამდიდრებულ ურანში ${}_{92}\text{U}^{235}$ იზოტოპის შემცველობა $(2 \div 5)\%$. ბუნებრივი ურანის გამდიდრება ხდება იზოტოპების გაყოფის გზით. ეს ძალიან ხანგრძლივი და ძვირადღირებული პროცესია. მისი განხორციელება შეუძლებელია ქიმიური მეთოდებით. გამოიყენება სხვადასხვა ფიზიკური მეთოდები: ასეთ მეთოდებს მიეკუთვნებიან აიროვანი დიფუზია, თერმოდიფუზია, ცენტრიფუგირება, იზოტოპების გაყოფის ელექტრომაგნიტური მეთოდი.

ბირთვულ რეაქტორებში გაყოფის ბირთვული რეაქციებისათვის საჭირო ნივთიერებას ბირთვული საწვავი ეწოდება. ბუნებრივი სახით გვხვდება მხოლოდ ერთი ბირთვული საწვავი-ურანი ${}_{92}\text{U}^{235}$. ბუნებრივი ურანი შეიცავს დაახლოებით 0.7% ${}_{92}\text{U}^{235}$ იზოტოპს. ბუნებრივ ურანში თითქმის 99.3% შეადგენს ${}_{92}\text{U}^{238}$. ის და აგრეთვე ${}_{90}\text{Th}^{232}$ წარმოადგენს ნედლეულ მასალას, რომლისგანაც ხელოვნურად მიიღება გაყოფის ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ და ${}_{92}\text{U}^{233}$ იზოტოპები, რომლებიც წარმოადგენენ აგრეთვე ბირთვულ საწვავს. მაგრამ ეს იზოტოპები ბუნებრივი სახით არ გვხვდებიან. ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ მიიღება რეაქციით



ამერიციუმი, კიურიუმი, ბერკლიუმი, კალიფორნიუმი მათი მიღების სიძნელეებისა და სიძვირის გამო არ შეიძლება გამოყენებულნი იქნენ დიდი რაოდენობის ბირთვული ენერგიის გამოსაყოფად.

ბირთვულ ენერგეტიკაში ძირითად როლს თამაშობენ ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, ${}_{92}\text{U}^{233}$ იზოტოპები, რომლებიც შეიცავენ ნეიტრონების კენტ რიცხვს, და იყოფიან ნებისმიერი ენერგიის ნეიტრონებით, მათ შორის სითბურით.

გამყოფი ბირთვების მახასიათებელ მნიშვნელოვან სიდიდეს წარმოადგენს ერთი ბირთვის გაყოფისას გამოტყორცნილი მეორეული ნეიტრონების საშუალო რიცხვი ν . მეორე სიდიდე η ახასიათებს არა ცალკეულ ბირთვებს, არამედ ერთნაირი ბირთვების ერთგვაროვან გარემოს, ამასთან გარემოს ზომები საკმაოდ დიდია (ზღვარში უსასრულოდ დიდი). ეს არის ბირთვის მიერ ნეიტრონის დაჭერის ერთეულოვან აქტზე მოსული მეორეული ნეიტრონების საშუალო რიცხვი. ν და η არ ემთხვევიან ერთმანეთს, რადგან ნე-

იტრონები გარემოში იწვევენ არა მხოლოდ ბირთვების გაყოფას, არამედ ჩაიჭერებიან მათ მიერ, ისე რომ არ იწვევენ გაყოფას, მაგრამ გამოასხივებენ γ -კვანტებს, ე.ი. შედიან რადიაციული ჩაჭერის რეაქციაში (n, γ). დაუშვათ, რომ σ_{nf} -გაყოფის კვეთაა, ხოლო $\sigma_{n\gamma}$ -რადიაციული ჩაჭერის კვეთაა, მაშინ

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}} \quad (45.3)$$

ცხრილში (ცხრ. 45.1) მოცემულია ბირთვული ენერგეტიკის ძირითადი იზოტოპების (როგორც წელი ისე სწრაფი ნეიტრონების) ν და η მნიშვნელობები.

ცხრ. 45.1.

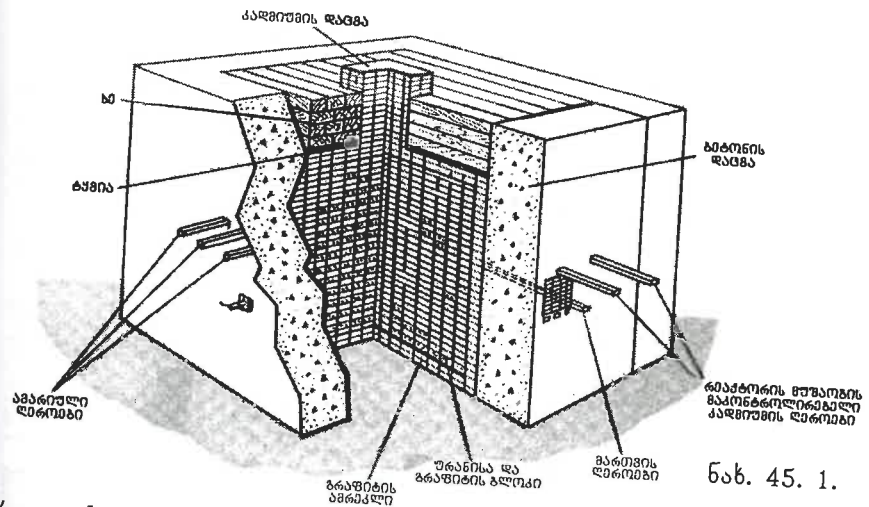
ბირთვი		${}_{92}U^{233}$	${}_{92}U^{235}$	${}_{94}Pu^{239}$
სითბური ნეიტრონები $E = 0.025$ ევ	ν	2.48	2.42	2.86
	η	2.28	2.07	2.11
სწრაფი ნეიტრონები $E = 1$ მეგაევ	ν	2.59	2.52	2.98
	η	2.45	2.3	2.7

ატომის ბირთვების გაყოფის ჯაჭვური ბირთვული რეაქციის განხორციელების აუცილებელი პირობაა, რომ $\eta > 1$.

არსებობს სხვადასხვა სახის დიდი რაოდენობის რეაქტორები. სითბური რეაქტორის ერთ-ერთი ტიპური სქემა ნაჩვენებია ნახ. 45.1. ნებისმიერი რეაქტორის შემადგენელი ნაწილებია: 1. აქტიური ზონა. 2. სითბოსმატარებელი. 3. რეგულირების სისტემა. 4. რადიაციული დაცვა. 5. სხვადასხვა კონსტრუქციული ელემენტები. 6. დისტანციური მართვის პულტი. რეაქტორის მთავარ ნაწილს წარმოადგენს აქტიური ზონა, რომელშიც მიიმდინარებს რეაქცია და ამასთან გამოიყოფა ენერგია. აქტიური ზონის მოცულობა იცვლება ლიტრის მეათედი ნაწილიდან ათეულ მ³-მდე. ნეიტრონების გადინების შემცირებისათვის აქტიურ ზონას გააჩნია სფერული ან სფერულის მსგავსი (მაგალითად, დიამეტრის სიმაღლის ტოლი ცილინდრის, ან კუბის) ფორმა. აქტიური ზონა გარშემოცულია ამრეკლით.

რეაქტორის აქტიური ზონის მნიშვნელოვან სიდიდეს წარმოადგენს ნეიტრონების გამრავლების კოეფიციენტი k . ეს არის რომელიმე თაობაში ნეიტრონების მთლიანი რიცხვის ფარდობა, წინა თაობაში ნეიტრონების მთლიან რიცხვთან. მაგალითად, თუ პირველ

თაობაში იყო N_1 ნეიტრონი, მაშინ n თაობაში ნეიტრონების რიცხვი იქნება $N_n = N_1 k^n$.



ნახ. 45.1.

როცა $k = 1$ გაყოფის რეაქცია სტაციონარულია, ე.ი. ყველა თაობაში ნეიტრონების რიცხვი ერთნაირია- ნეიტრონების გამრავლება არ ხდება. რეაქტორის შესაბამის მდგომარეობას ეწოდება კრიტიკული. როცა $k > 1$, n -ის გაზრდასთან ერთად N_n რიცხვი იზრდება. ასეთ მდგომარეობას ეწოდება კრიტიკულს ზედა. როცა $k < 1$, n -ის შემცირებასთან ერთად N_n რიცხვი მცირდება. ასეთ მდგომარეობას ეწოდება კრიტიკულს ქვედა. ზღვრულ იდეალურ შემთხვევაში, როცა რეაქტორი შედგება მხოლოდ აქტიური ზონისაგან, ამასთან, როცა უკანასკნელი უსასრულოდ დიდია, სარგებლობენ k_{∞} გამრავლების კოეფიციენტით. k_{∞} წარმოადგენს მხოლოდ აქტიური ზონის შემავსებელი გარემოს მახასიათებელს და არაფერი საერთო აქვთ რეაქტორის მოწყობილობასთან.

რადგან აქტიური ზონის ზომები სასრულია, ნეიტრონების ნაწილი გადის გარეთ. ამიტომ შეიძლება დაუშვათ, რომ

$$k = k_{\infty} p$$

სადაც p არის ალბათობა იმისა, რომ ნეიტრონი არ გავა აქტიური ზონიდან გარეთ. ეს ფორმულა სამართლიანია ნებისმიერი სახის ნეიტრონისათვის. ის ინარჩუნებს აზრს ატომური ბომბისათვისაც, რომლის აქტიური ზონა შედგება წმინდა ${}_{92}U^{235}$ და ${}_{94}Pu^{239}$ p სიდიდეს დამოკიდებულია აქტიური ზონის შემადგენლობაზე,

ფორმასა და ზომაზე. როცა აქტიური ზონა არეკლავს ნეიტრონებს საპირისპიროდ, მაშინ p იზრდება. ამ შემთხვევაში მას ეწოდება ამრეკლი და შედგება მსუბუქი ატომებისაგან, რომელიც სუსტად შთანთქავს ნეიტრონებს (გრაფიტი, ბერილიუმი).

როგორც ზემოთ ავლნიშნეთ, რეაქტორის მუშაობისათვის აუცილებელია, რომ $k \equiv k_{\infty} p \geq 1$. ზღვარში, როცა $k_{\infty} p = 1$ რეაქტორში მიმდინარე ჯაჭვური რეაქცია თვითდამჭერია, სტაციონარული. აქტიური ზონის მასას და ზომებს, აგრეთვე p ალბათობას, რომლის დროსაც შესაძლებელია თვითდამჭერი, სტაციონარული ჯაჭვური რეაქცია, ე.ი. როცა

$$p = \frac{1}{k_{\infty}}$$

ეწოდება კრიტიკული. ეს სიდიდეები ცხადია, რომ დამოკიდებულია აქტიური ზონის ფორმასა და შემადგენლობაზე, და აგრეთვე რეაქტორის მოწყობილობაზე.

როცა აქტიური ზონის მასა გაცილებით აღემატება კრიტიკულს, მაშინ ჯაჭვური რეაქცია ღებულობს აფეთქების ხასიათს. ამ პრინციპზეა დაფუძნებული ატომური ბომბის მოქმედება. უკანასკნელი შედგება ორი ან მეტი ნაწილისაგან, რომელიც შეიცავს U^{235} ან Pu^{239} , რომელთა თითოეულის მასა გაცილებით ნაკლებია კრიტიკულზე. როცა ეს ნაწილები დაშორებულია, ყველა ნაწილის მასა ერთად ნაკლებია კრიტიკულზე. ასეთ შემთხვევაში ბირთვული მოწყობილობა არ აფეთქდება. მაგრამ, თუ ქიმიური აფეთქების საშუალებით ნაწილები სწრაფად დაუახლოვდებიან, მაშინ მიღებული აქტიური ზონის მასა გახდება კრიტიკულზე მეტი, და მოხდება ბირთვული აფეთქება.

რეაქტორის მუშაობისას მიმდინარეობს შემდეგი პროცესები: 1. გაყოფის ეგზოთერმული რეაქციის ხარჯზე სითბოს გამოყოფა, 2. საწვავის წვა და კვლავწარმოება. 3. აქტიური ზონის გაჭუჭყიანება გაყოფის ნამსხვრევებით, რომლებიც ძლიერ რადიაქტიურებია და შეუძლიათ ნეიტრონების ინტენსიური შთანთქმა. 4. ნეიტრონებით დაცვის და კონსტრუქციული მასალების გაჭუჭყიანება, რაც იწვევს როგორც მეორეულ რადიაქტიურობას, ასევე ფიზიკურ-ქიმიური თვისებების ცვლილებებს.

რეაქტორის ძირითადი მახასიათებელია მისი სიმძლავრე-ერთეულოვან დროში გამოყოფილი სითბური ენერჯიის რაოდენობა. რეაქტორის სიმძლავრე იზომება მვტ-ში. 1 მვტ სიმძლავრე შეესაბამება ჯაჭვურ რეაქციას, რომელშიც მიმდინარეობს $3 \cdot 10^{16}$ გაყოფის აქტი წამში. განასხვავებენ ჰომოგენურ და ჰეტეროგენურ რე-

აქტორებს. უფრო მეტად გავრცელებულია ჰეტეროგენური რეაქტორები. ჰეტეროგენურ რეაქტორებში აქტიური ზონა შედგება შემანელებლისაგან, რომელშიც მოთავსებულია საწვავის შემცველი კასეტები. რადგან ენერჯია გამოიყოფა სწორედ ამ კასეტებში, მათ უწოდებენ სითბოსგამომყოფ ელემენტებს, შემოკლებით სბმ-ბს. სბმ-ბს შორის მანძილი არ უნდა აღემატებოდეს შენელებისა და დიფუზიის სიგრძეთა ჯამს.

აქტიური ზონიდან რეაქციის სითბოს გამოყოფა ხდება სითბომატარებელით. ენერგეტიკულ რეაქტორებში სითბომატარებელი არა მარტო ინტენსიურად გამოყოფს სითბურ ენერჯიას აქტიური ზონიდან, არამედ მინიმალური დანაკარგებით გადასცემს დანადგარს, რომელიც გამოიმუშავებს ელექტროენერჯიას. სითბომატარებლებს უნდა გააჩნდეთ: დიდი სითბოტევადობა, ნეიტრონების სუსტი შთანთქმა, სუსტი ქიმიური აქტიურობა. არ არსებობს ნივთიერება რომელიც მთლიანად აკმაყოფილებს ყველა ამ მოთხოვნებს. ამ მიზნით მოსახერხებელია: წყალი, წყლის ორთქლი, ჰაერი, აზოტი, ნახშირორჟანგი აირი და სხვ.

ჯაჭვური რეაქციის მიმდინარეობის მართვა ხორციელდება მარეგულირებელი ღეროებით, რომელიც მზადდება მასალისაგან, რომელიც ძლიერ შთანთქავს ნეიტრონებს. ეს ღეროები შეიძლება მთლიანად ან ნაწილობრივ შევიყვანოთ აქტიურ ზონაში, რომლის პარამეტრები გათვლილია ისე, რომ როცა ღეროები მთლიანად მოთავსებულია აქტიურ ზონაში, რეაქცია არ მიმდინარეობს. ღეროს თანდათანობითი გამოყვანისას აქტიურ ზონაში ღეროს გამრავლების კოეფიციენტი k იზრდება და ღეროს რაღაც მდგომარეობისას აღწევს ერთს. ამ მომენტში რეაქტორი იწყებს მუშაობას. მუირების მხარეს აქტიური ზონის გაყოფის ნამსხვრევებით გაჭუჭყნის ირდება ღეროების გამოწვევით და, თუ საჭიროა ღეროების შეწყვეთ. რეაქციის ინტენსიურობის მკვეთრი გაზრდისას რეაქტორს გააჩნია დამატებითი ავარიული ღეროები, რომელთა აქტიურ ზონაში შეყვანით სწრაფად წყდება რეაქცია.

მარეგულირებელ ღეროებს ამზადებენ კადმიუმისაგან, ბორის კარბიდისაგან და სხვ. ნეიტრონების შთანთქმა ხდება ძირითადად კადმიუმის ^{113}Cd და ბორის ^{10}B იზოტოპებზე.

რეაქტორის აქტიური ზონიდან გამოდის ნეიტრონების მძლავრი ნაკადი, რომელიც $\sim 10^{11}$ -ჯერ აღემატება სანიტარული ნორმებით დასაშვებ ზღვარს. გარდა ამისა β -დაშლის შედეგად წარმოიშობა დაახლოებით ასეთივე სიმძლავრის γ -გამოსხივების ნაკადი. ორივე

ნაკადის შესუსტება საკმაო ხარისხით უნდა მოხდეს დაცვის მიზნით γ -გამოსხივებისაგან. საუკეთესო დაცვას წარმოადგენს დიდი ატომური ნომრის Z მასალები. ნეიტრონებისაგან დასაცავად, კარგ შთანთქმელებთან ერთად აუცილებელია მასალები, რომლებიც ეფექტურად შთანთქავენ ნეიტრონებს. დაცვის შემანელებლად გამოიყენება მსუბუქი ელემენტები და ელემენტები, რომლებზედაც მიმდინარეობს ნეიტრონების ინტენსიური არადრეკალი გაბნევა (რკინა, ტყვია და სხვ.).

რეაქტორის კონსტრუქციულ მასალებს უნდა გააჩნდეთ დამატებითი მოთხოვნები რადიაციული მდგრადობისადმი. ე.ი., ინტენსიური ნეიტრონული გამოსხივების პირობებში ფიზიკური და ქიმიური თვისებების ხანგრძლივი შენარჩუნება. განსაკუთრებით საშიშია კოროზია და მექანიკური სიმტკიცის დაცემა. კონსტრუქციული მასალების დასამზადებლად გამოიყენება ალუმინი, მაგნიუმთან, ბერილიუმთან მისი შენადნობები, ცირკონიუმი, კერამიკული მასალები, უჟანგავი ფოლადი, გრაფიტი. ნეობიუმით, მოლიბდენით, ნიკელით და სხვა მასალებით დაფარვა.

მუშა რეაქტორის მდგომარეობა ხასიათდება აქტიურ ზონაში k გამრავლების კოეფიციენტით. k ნაცვლად ხშირად გამოიყენება სხვა სიდიდე- რეაქტიულობა ρ :

$$\rho = \frac{k-1}{k}$$

ცხადია, რომ როცა $\rho < 0$ რეაქცია ქრება, როცა $\rho = 0$ მიმდინარეობს სტაციონარული პროცესი, და როცა $\rho > 0$ რეაქცია იზრდება. დანიშნულების და სიმძლავრის მიხედვით განასხვავებენ შემდეგი სახის რეაქტორებს:

1. ექსპერიმენტალური რეაქტორები. მათი სიმძლავრე არ აღემატება რამოდენიმე კილოვატს. ამ რეაქციების დანიშნულებაა სხვადასხვა ფიზიკური სიდიდეების (ν, η, ϵ და სხვ.) შესწავლა და გაზომვა, რომელთა ცოდნა აუცილებელია სხვა ბირთვული რეაქტორების პროექტირებისა და ექსპლუატაციისათვის.
2. კვლევითი რეაქტორები. მათი სიმძლავრე არ აღემატება 100 მეტ, ხოლო გამოყოფილი სიმძლავრე არ გამოიყენება. აქტიური ზონიდან გამოსული ნეიტრონების და γ -კვანტების ნაკადები გამოიყენებიან ბირთვულ ფიზიკაში, მყარი სხეულის ფიზიკაში, რადიაციულ ქიმიაში, ბიოლოგიაში და სხვ.
3. ახალი ტრანსურანული ელემენტების და რადიოაქტიური იზოტოპების მისაღები რეაქტორები.

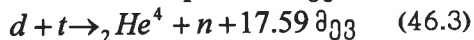
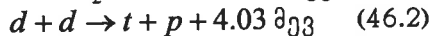
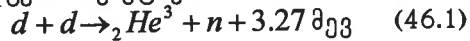
4. ენერგეტიკული რეაქტორები. ისინი გამოიყენებიან ელექტროენერჯის მისაღებად, სხვადასხვა დანადგარებში და სხვ. თანამედროვე ენერგეტიკული რეაქტორების სიმძლავრე $3 \div 5$ გვტ აღწევს.

ბირთვული რეაქტორები განსხვავდებიან აგრეთვე ბირთვული საწვავის (ხელოვნური და გამდიდრებული ურანი) სახით, ქიმიური შემადგენლობით (ლითონური U, UO_2, UC და ა.შ.), შემანელებლების სახით (C, H_2O, D_2O, Be, BeO , ლითონების ჰიდრიდი, შემანელებლები არ გააჩნიათ), სითბომატარებლების (H_2O , აირი, D_2O , ორგანული სითხეები, გამდნარი ლითონები) სახით.

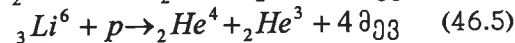
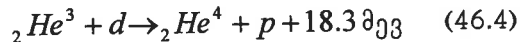
ამჟამად მსოფლიოში ენერგომომარების 70% უზრუნველყოფილია ნავთობითა და აირით. მაგრამ, მათი მარაგი შეზღუდულია. ენერგომომარების ზრდის გათვალისწინებით ისინი შეიძლება ამოწურული იქნენ 20, მაქსიმუმ 50 წლის განმავლობაში. გარდა ამისა ნავთობი და აირი აუცილებელია შენარჩუნებული იქნეს უფრო ხანგრძლივი დროის განმავლობაში როგორც საჭირო ნედლეული მთელი რიგი ქიმიური პროდუქტების, პლასტმასების და სხვ. მისაღებად. როგორია მოსალოდნელი ტოტალური ენერგეტიკული კრიზისის დაძლევის გზები? პირველ რიგში აუცილებელია ფართოდ იქნეს გამოყენებული ქვანახშირი, რადგან ქვანახშირის მარაგი მნიშვნელოვნად აღემატება სხვა ბუნებრივი საწვავების მარაგებს. შემდგომ ფართოდ უნდა იქნეს გამოყენებული ბირთვული ენერჯია. ენერგეტიკული მიზნებისათვის გამოსაყენებელი შედარებით იაფი ურანი არც ისე ბევრია ~ 4 მლნ ტონა. ამჟამად ატომურ ელექტროსადგურებში მოიხმარება U^{235} და 1% U^{238} .

მძიმე ბირთვების გაყოფის პროცესის გარდა, არსებობს ბირთვული ენერჯის გამოყოფის კიდევ ერთი ხერხი- მსუბუქი ბირთვების შერწყმა- სინთეზი.

მსუბუქი ბირთვების სინთეზის რეაქციებიდან განსაკუთრებულ ინტერესს წარმოადგენს რეაქციები:



არსებობენ აგრეთვე მრავალი სხვა ეგზოთერმული ბირთვული სინთეზის რეაქციები:



(46.1) რეაქციის თანახმად ერთ ნუკლონზე მოსული გამოყოფილი ენერჯიაა 3.27/4 მევ, ხოლო (46.2) თანახმად- 4.03/4 მევ. ორივე რეაქცია მიმდინარეობს პრაქტიკულად ერთნაირი ალბათობით, ამიტომ საშუალოდ dd რეაქციისას ერთ ნუკლონზე გამოყოფილი ენერჯია $\frac{1}{2} \left(\frac{3.27}{4} + \frac{4.03}{4} \right) \approx 0.9$ მევ. ე.ი. დაახლოებით ისეთივე, რაც მძიმე ბირთვების გაყოფის ერთი აქტისას. ე.ი., ისევე როგორც მძიმე ბირთვების გაყოფისას, მსუბუქი ბირთვების სინთეზის რეაქციებისას გამოიყოფა ენერჯია, რომელიც მილიონჯერ აღემატება ქიმიური საწვავის წვისას მიღებულ სითბოს (ქვანახშირი, ნავთობი). მაგრამ ამ ენერჯიის მიღება მაკროსკოპული რაოდენობით დღეისათვის შესაძლებელია მხოლოდ სამხედრო მიზნებისათვის- წყალბადის ბომბში სადაც (46.1), (46.2) და (46.3) რეაქციები მიმდინარეობს სწრაფად და უზარმაზარი აფეთქებით. ამიტომ ისინი სავსებით არამართვადია. ამ რეაქციების ენერჯიის მშვიდობიანი მიზნით გამოყენებისათვის უნდა მივცეთ მას მართვადი ბუნება. შესაბამის პრობლემას მართვადი თერმობირთვული სინთეზის პრობლემა ეწოდება. მართვადი თერმობირთვული სინთეზის რეაქცია ჯერ არ განხორციელებულა, მაგრამ მეცნიერები იმედოვნებენ, რომ მიიღონ ის უახლოეს მომავალში.

(46.1), (46.2) და (46.3) რეაქციები მიმდინარეობს დადებითად დამუხტულ ბირთვებს შორის, რომელთა შორის მოქმედებენ განზიდვის კულონური ძალები. (46.1), (46.2) და (46.3) რეაქციების მიმდინარეობისათვის ბირთვებს უნდა მივანიჭოთ საკმარისი კინეტიკური ენერჯია მათი 10^{-11} სმ რიგის მანძილზე დაახლოებისათვის.

მხოლოდ ამის შემდეგ შესაძლებელია ალბათობით იწყება ბირთვების შერწყმა გვირაბული ეფექტის ხარჯზე. დაჯახებისას აჩქარებული ბირთვების კინეტიკური ენერჯია სწრაფად იხარჯება სამიზნის ატომების იონიზაციასა და ავზნებებზე. ამიტომ სამიზნის ატომების იონიზაციისა და ავზნების პროცესებს არ უნდა ჰქონდეს ადგილი. რაც შესაძლებელია მხოლოდ საკმაოდ მაღალ ტემპერატურამდე გახურებულ- 10^8 კევ ($10^8 K$) რიგის მთლიანად იონიზირებულ პლაზმაში. ამიტომ მსუბუქი ელემენტების ბირთვების სინთეზის მართვადი რეაქციებში ენერჯიის სამრეწველო მასშტაბით მიღების პრობლემამ მიიღო თერმობირთვული პრობლემის სახელწოდება. რასაც საფუძვლად უდევს პლაზმის ფიზიკა- ნივთიერების ამ მდგომარეობის მიღება, გამოსხივება და მართვა. რეაქტორში გამოიყენება დეიტერიუმის ან დეიტერიუმისა და ტრიტიუმის ნარევის პლაზმა, რომელიც გახურებულია რაიმე არათერმობირთვული პროცესის შედეგად. ცხადია, რომ პლაზმა იგულისხმება კვაზინეიტრალური.

თუ პლაზმის ტემპერატურა T საკმაოდ მაღალია, მაშინ იონების ერთმანეთთან დაჯახებისას, ყოველ შემთხვევაში ნაწილობრივ მაინც, ადგილი ექნება თერმობირთვული ენერჯიის გამოყოფის რეაქციებს. ცხადია, რომ ერთეულ მოცულობაში ასეთ დაჯახებათა რიცხვი პროპორციულია n^2 , ხოლო პროპორციულობის კოეფიციენტი დამოკიდებულია T . ამიტომ, რეაქტორის აქტიური ზონის ერთეულ მოცულობაში გამოყოფილი ბირთვული ენერჯიის სიმძლავრე შეიძლება წარმოვადგინოთ $P_b = f_b(T)n^2$. ამასთან $f_b(T)$ ფუნქცია დამოკიდებულია საწვავად სუფთა დეიტერიუმი გამოიყენება თუ დეიტერიუმისა და ტრიტიუმის ნარევი.

(46.1), (46.2) და (46.3) რეაქციების პრობლემას წარმოადგენს $\text{He}^3, t, p, \text{He}^4$ და ნეიტრონები. დამუხტული ნაწილაკების სითბური მოძრაობის კინეტიკური ენერჯია შეიძლება გარდაიქმნას ელექტრულ ენერჯიად. ამისათვის შეიძლება გამოვიყენებულნი იქნეს მაგნიტოჰიდროდინამიკური გენერატორი, რომელშიც მიმდინარეობს სითბური ენერჯიის ელექტრულ ენერჯიად პირდაპირ გარდაქმნა, სითბური ციკლის გარეშე. მისი მუშაობის პრინციპი დაფუძნებულია ელექტრომაგნიტურ ინდუქციაზე: თუ მაგნიტური ველის გავლით მოძრაობს გამტარი გარემო, მასში აღიძვრება ელექტრული დენი. ასეთ გამტარ გარემოდ შეიძლება გამოვიყენებულნი იქნეს მაგნიტოჰიდროდინამიკური პლაზმა. რომლის ელექტრული გამტარებლობა პროპორციულია $T^{3/2}$ და არ არის დამოკიდებული ნაწილაკების კონცენტრაციაზე. როცა $T = 1.6 \cdot 10^7 K (1.4 \cdot 10^3 \text{ ევ})$ წყალბადის პლაზმის გამტარებლობა მიახლოებით სპილენძის გამტარებლობის ტოლია

ნორმალურ ტემპერატურაზე, ხოლო როცა ტემპერატურა ტოლია $T = 1.6 \cdot 10^8 K$, ის ~ 30 -ჯერ მეტია.

ენერგიის გამოყოფასთან ერთად ადგილი აქვს აგრეთვე მის დანაკარგს. რეაქტორის აქტიური ზონიდან ენერგია გადის გარეთ პლაზმის ელექტრომაგნიტური გამოსხივებით და გასული ნაწილაკების ნაკადით. გამოსხივება ძირითადად წარმოიშობა ელექტრონების ბირთვებთან დაჯახებათა დამუხრუჭებებისას. ერთეულ მოცულობაში მისი სიმძლავრე პროპორციულია n^2 , და შეიძლება წარმოვადგინოთ $P_i = f_i(T)n^2$ სახით. $f_b(T)$ და $f_i(T)$ ფუნქციები შეიძლება განსაზღვრული იქნენ თეორიულად. ერთეული მოცულობიდან გასული ნაწილაკების ნაკადის ენერგეტიკული სიმძლავრის განსაზღვრავად შემოაქვთ რეაქტორის აქტიური ზონის პლაზმის შეკავების საშუალო დროის τ ცნება. ასე ეწოდება დროის შუალედს, რომლის განმავლობაში პლაზმის ერთეული მოცულობიდან, ერთეული დროის განმავლობაში გადის n/τ ყოველი სახის ნაწილაკი.

თვითდამჭერი სინთეზის თერმობირთვული ენერგია, რომ არ იყოს ნაკლები პლაზმიდან გასული ელექტრომაგნიტური გამოსხივების და ნაწილაკების ნაკადის ენერგიაზე, მათემატიკურად გამოიხატება პირობით

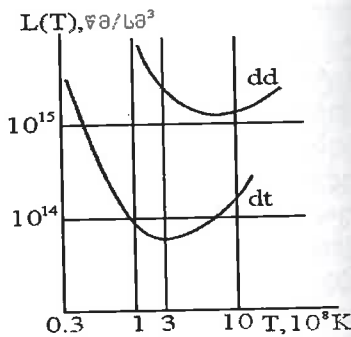
$$f_b(T)n^2 \geq \frac{2nkT}{\tau} + f_g(T)n^2 \quad (46.6)$$

ან, პირობით

$$n\tau \geq L(T) \quad (46.7)$$

სადაც, $L(T) = \frac{2kT}{f_d(T) - 2/3 f_g(T)}$. (46.7) ფორმულა გამოსახავს

თვითდამჭერი თერმობირთვული რეაქციის წარმოშობის პირობას, ანუ თერმობირთვული რეაქციის აგზნების პირობას. ის მიღებული იქნა 1957წ. ინგლისელი ფიზიკოსის ლოუსონის მიერ და ლოუსონის კრიტერიუმში ეწოდება. $L(T)$ ფუნქციის გრაფიკი dt და dd რეაქციებისათვის მოყვანილია გრაფიკზე (ნახ. 46.1) როცა $\eta = 1/3$. გრაფიკიდან ჩანს, რომ dt რეაქციისათვის ოპტიმალური ტემპერატურა $2 \cdot 10^8 K$ რიგისაა, ხოლო dd - $10^9 K$ რიგის. ოპტიმალური ტემპერატურა არის ის მინიმალური ტემპერ-



ნახ. 46.1.

ატურა რომლის დროსაც სრულდება (46.7) პირობა. თუ $n\tau$ მნიშვნელობა ისეთია, რომ $(T, n\tau)$ წერტილი მოთავსებულია $L = L(T)$ მრუდზე, მაშინ სისტემაში შეიძლება მიმდინარეობდეს სტაციონარული თერმობირთვული რეაქცია, სასარგებლო ენერგიის გენერაციის გარეშე. როცა წერტილი მოთავსებულია მრუდის ზევით, მაშინ სისტემა მუშაობს როგორც ენერგიის გენერატორი. გრაფიკიდან ჩანს, რომ როცა $\eta = 1/3$, ლოუსონის კრიტერიუმში აკმაყოფილებს პირობებს:

$$n\tau \geq 10^{14} \text{ სმ}^{-3} \cdot \text{წმ}, T \approx 2 \cdot 10^8 K - dt \text{ რეაქციისათვის.}$$

$$n\tau \geq 10^{15} \text{ სმ}^{-3} \cdot \text{წმ}, T \approx 10^9 K - dd \text{ რეაქციისათვის.}$$

რადგან ნეიტრონებს ელექტრული მუხტი არ გააჩნიათ, მათი სითბური მოძრაობის კინეტიკური ენერგია შეიძლება გარდაიქმნას ელექტრულ ენერგიად სითბური ციკლის გამოყენებით. მისი მქ $\approx 1/3$

დამჯახებელი ბირთვების მიერ კულონური ბარიერის გადასალახავად საჭიროა მივანიჭოთ მას საკმაოდ მაღალი ენერგია. მაგრამ რაოდენობრივი შეფასებები გვიჩვენებენ, რომ აჩქარებული დეიტონების უმრავლესობა, ნივთიერებაში მოხვედრისას, კარგავენ თავიანთ ენერგიას იონიზაციაზე. ამყამად ითვლება, რომ თერმობირთვული რეაქციის განხორციელების ერთად-ერთ საშუალებას წარმოადგენს რეაქციაში მონაწილე ბირთვების გახურება ასეულ მილიონ გრადუს ტემპერატურამდე. ასეთ ტემპერატურაზე ნებისმიერი ნივთიერება გადაიქცევა მთლიანად იონიზირებულ პლაზმად. ამიტომ თერმობირთვული რეაქციის შექმნა დაკავშირებულია ხანგრძლივი მაღალტემპერატრული პლაზმის მიღების ტექნოლოგიურ პროცესებთან. სტაციონარული თერმობირთვული რეაქციის მისაღებად საჭირო პლაზმის პარამეტრები დაკავშირებული იყვნენ ერთმანეთთან შემდეგნაირად: $n\tau = f(T)$, სადაც, n - ნაწილაკების კონცენტრაცია; τ - პლაზმის შეკავების დრო; T - პლაზმის ტემპერატურა. $n\tau$ - პლაზმის შეკავების პარამეტრი. (46.1), (46.2) და (46.3) რეაქციებისათვის ლოუსონის კრიტერიუმის პირობებია

$$d + d \begin{cases} n\tau = 10^{16} \\ T = 10^9 K \end{cases}$$

$$d + t \begin{cases} n\tau = 10^{14} \\ T = 2 \cdot 10^8 K \end{cases}$$

$$d + {}_2\text{He}^3 \begin{cases} n\tau = 10^{15} \\ T = 10^9 K \end{cases}$$

ეს შეფასებები გვიჩვენებენ, რომ ხელსაყრელია $d+t$ რეაქცია.

მაღალტემპერატურული პლაზმის მისაღებად შეიძლება გამოყენებული იქნეს გათბობის შემდეგი მექანიზმები:

1. პლაზმაში ელექტრული დენის გავლისას ჯოულის სითბოს გამოყოფა. ეს მეთოდი გამოიყენება გათბობის საწყის სტადიაზე და არაეფექტურია როცა $T \geq 10^7 K$, რადგან პლაზმის გამტარებლობა სწრაფად იზრდება ტემპერატურის მიხედვით ($\sim T^{3/2}$). პლაზმის შემდგომი გათბობისათვის საჭიროა დამატებითი საშუალებები, რომელთაგან ყველაზე პერსპექტიულს წარმოადგენს ქვემოთ მოყვანილი 2 და 3 საშუალებები
2. პლაზმის ინჟექცია მაღალი ენერჯის ნეიტრალური ნაწილაკების ნაკადით.
3. მაღალსიხშირული ელექტრომაგნიტური ველით გათბობა.
4. პლაზმაში დენის გავლისას პლაზმის შეკუმშვა ელექტროდინამიკური ძალებით (პინჩ-ეფექტი).
5. აჩქარებული მძიმე იონების ნაკადებით გათბობა.
6. მაღალი ენერჯის ნეიტრალური ატომების ნაკადით გათბობა.

პლაზმის გათბობის აღნიშნული მეთოდები თერმობირთვულ ტემპერატურამდე და ზევით წარმოადგენს არა მხოლოდ პრინციპულს, არამედ ტექნიკურად განხორციელებადს. მართვადი თერმობირთვული სინთეზის მთავარი სიძნელეა- მაღალტემპერატურული და საკმაოდ მკვირივი პლაზმის შეკავების პრობლემა.

P_0 ავლნიშნოთ პლაზმაში წნევა რეაქციამდე. რეაქტორის კედლების დაზიანების თავიდან აცილების მიზნით P_0 წნევა არ შეიძლება იყოს ძალიან დიდი, მაგალითად, არ უნდა აღემატებოდეს 1 ატმოსფეროს. როცა $T \approx 10^6 K$ მაშინ $n \sim P_0 / kT = 10^{14} \text{ სმ}^{-3}$. თერმობირთვული ენერჯის გამოყოფის შედეგად პლაზმაში ტემპერატურა და მასთან ერთად წნევა იზრდება რამოდენიმე ასეულჯერ. წნევის ასეთი გაზრდა ტექნიკურად დასაშვებია. ამ დროს გამოყოფილი თერმობირთვული ენერჯია შეადგენს $100nkT \approx 10 \text{ ჯ/სმ}^3$. სინამდვილეში გამოყოფილი ენერჯია იქნება უფრო მეტი, რადგან პლაზმის ტემპერატურა იზრდება რამოდენიმე ასეულჯერ. ამ ენერჯის გამოყოფა მიმდინარეობს შეკავების τ დროის განმავლობაში. ლოუსონის კრიტერიუმის თანახმად $\tau \geq 17$ მ. დაუშვათ $\tau = 17$ მ, მაშინ გამოყოფილი ენერჯის სიმძლავრე იქნება რამოდენიმე ათეული ვტ/($\text{სმ}^3 \cdot 17$ მ) რიგის. 1000 მეგავატი სიმძლავრის მისაღებად, საჭიროა, რომ რეაქციის მუშა მოცულობა იყოს ბევრად მეტი, $1000 \cdot 10^6 \cdot 10 \approx 10^8 \text{ სმ}^3 = 100 \text{ მ}^3$. ასეთი მოცულობის თერმობირთვ-

ლი რეაქტორი მიაღწევს თანამედროვე დიდი ელექტროსადგურის სიმძლავრეს.

ამჟამად შეიძლება გამოიყოს მართვადი თერმობირთვული სინთეზის კვლევის ორი მიმართულება: ერთი მიმართულებით კვლევა მიმდინარეობს დაბალი კონცენტრაციის ($n \approx 10^{14} \text{ სმ}^{-3}$) პლაზმის, მეორე- დიდი კონცენტრაციის ($n \approx 10^{23} \text{ სმ}^{-3}$) პლაზმის. მცირე კონცენტრაციის პლაზმის ძირითად სიძნელეს წარმოადგენს შეკავების საჭირო დროის მიღწევა. არ არსებობს არავითარი ნივთიერება, რომლისგანაც შეიძლება დავამზადოთ პლაზმის შეკავებისათვის საჭირო ჭურჭელი. ამ დროის განმავლობაში გახურებული მაღალტემპერატურული პლაზმა ჭურჭლის კედლებთან შეხებისას გაცივდება და ამასთან აორთქლდება კედლები. პლაზმის შეკავებისათვის საჭირო გამოიყენებული იქნეს სხვადასხვა დაძაბულობის და კონფიგურაციის მაგნიტური ველები. ასეთ ველებს მაგნიტური დამკვირვებს უწოდებენ.

მთლიანი პლაზმის მოძრაობის შესწავლა გართულებულია ნაწილაკებს შორის ურთიერთქმედებებით. ეს ურთიერთქმედება მიახლოებით გათვალისწინებულია პლაზმის ჰიდროდინამიკურ მოდელებში. ამ მოდელებიდან უარტივეს მოდელით ითვლება, რომ პლაზმა შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც კვაზინეიტრალური უწყვეტი გარემო- მაგნიტურ ველში მოძრავი სითხე. უფრო რთულ მოდელებში პლაზმა წარმოვიდგინება როგორც ორი სითხისაგან: ერთი აღწერს ელექტრონების მოძრაობას, მეორე იონების. გარდა ამისა არსებობს მრავალი სხვა ტიპის არამდგრადობები. რომელთა დაძაბულობა შესაძლებელია მაგნიტური ველის დაძაბულობის და კონფიგურაციის საშუალებებით.

სხვადასხვა სახის მაგნიტური დამკვირვებიდან ამჟამად სპეციალისტების მიერ ყველაზე უფრო პერსპექტიულ დამკვირვად ითვლება მაგნიტური კოჭებიანი ტოროიდალური კამერა. რომლის ძირითად ნაწილს წარმოადგენს ტოროიდალური ვაკუუმური კამერა, სადაც შეყავთ დეიტერიუმი. სხვა სიტყვებით, კამერა წარმოადგენს რგოლად დახვეული მილს. რგოლის ღერძის გასწვრივ წრეწირის რადიუს ეწოდება ტოროიდალური კამერის დიდი რადიუსი. რგოლის ზერელის საშუალებით მიიღება მაგნიტური ნაკადი. დროის მიხედვით მისი ცვლილებისას მილის ღერძის პარალელურად აღიძვრება გრიგალური ელექტრული ველი. ხდება ელექტრული გარღვევა, მიიღება პლაზმა, და რგოლურ კამერაში ცირკულირებს ელექტრული დენი. ასეთი დენით ხდება პლაზმის გათბობა და აგზნება. H_0 მაგნიტურ ველის ძალწირები შეკუმშავენ პლაზმას ტორ-

ოიდალური კამერის გარე კედლებისაგან, და წარმოიშობა რგოლური პლაზმური ზონარი. ამ ზონარის განივი კვეთის a რადიუსს ეწოდება ტორიდალური კამერის მცირე რადიუსი. პლაზმის ზონარის შეკავებისა და სტაბილიზაციისათვის გამოიყენებიან გარე წყაროს მიერ შექმნილი ტორიდალური და პოლოიდური მაგნიტური ველები.

დეიტერიუმი ${}_1H^2(D)$ წყალბადის სტაბილური იზოტოპია. ის გვხვდება წყალში D_2O (HDO) მოლეკულების სახით. ბუნებრივ წყალში ატომების რიცხვის მიხედვით მისი შემცველობა შეადგენს $\sim 0.015\%$. ე.ი., 18 გ წყალი შეიცავს $N_A \cdot 0.00015 \approx 9 \cdot 10^{18}$, ხოლო 1 გ კი 10^{18} დეიტერიუმის ატომს, ანუ 10^{18} ნუკლონს. რადგან dd რეაქციისას 1 ერთ ნუკლონზე გამოიყოფა 0.9 მეგ ენერგია, ამიტომ ამ რეაქციის შედეგად 1 გ წყალში შეიძლება გამოიყოს $10^{18} \cdot 0.9 \approx 9 \cdot 10^{17}$ მეგ $\approx 1.5 \cdot 10^3$ ჯ ენერგია. ქიმიურ საწვავთან შედარებით ეს არის უზარმაზარი ენერგია. მაგალითად, ქვანახშირის წვის კუთრი სითბო შეადგენს $\sim 3.5 \cdot 10^7$ ჯ/კგ. ამრიგად, 250 გ წყალი ენერგეტიკული თვალსაზრისით ექვივალენტურია 1 კგ ქვანახშირის. დედამიწის ზღვებსა და ოკეანებში წყლის მასა შეადგენს $\sim 1.45 \cdot 10^{24}$ კგ, რაც ენერგეტიკული თვალსაზრისით ექვივალენტურია $6 \cdot 10^{21}$ კგ $= 6 \cdot 10^{18}$ ტ. ქვანახშირის. რაც შეადგენს დედამიწის მასის 10^{-3} ($\sim 6 \cdot 10^{21}$ ტ). ამრიგად, შეიძლება ითქვას, რომ დეიტერიუმი წარმოადგენს ენერგიის პრაქტიკულად ამოუწურავ წყაროს, რომელიც საკმარისი იქნება ასეული მილიონი წლის განმავლობაში. ტრიტიუმი ${}_1H^3(T)$ წყალბადის რადიაქტიური იზოტოპია $T = 12.3$ წ წახვეარდაშლის პერიოდით. ტრიტიუმი წარმოიშობა მცირე რაოდენობით ატმოსფეროში კოსმოსური სხივების მოქმედებით ($\sim 1000 \div 2000$) ტრიტიუმის ატომი 1მ^3 დედამიწის ზედაპირზე 1წმ განმავლობაში). ასეთი სახით წარმოშობილი ტრიტიუმის ჰაერის ქანგბადთან შეერთებისას წარმოიშობა ზემძიმე წყალბადი, მაგრამ დაშლის გამო შედეგად ასეთი წყალი არ გროვდება. ბუნებრივი წყალი შეიცავს $\sim 10^{18}$ ტრიტიუმის ატომს წყალბადის ატომების რიცხვის მიმართ.

რადიაქტიურობის გამო ტრიტიუმი ბუნებრივი სახით არ გვხვდება. ამიტომ თერმობირთვულ დანადგარებში გამოსაყენებლად ტრიტიუმი მიიღება ხელოვნურად, ლითიუმის იზოტოპის ${}_3Li^6$ ნეიტრონებით დასხივებისას $n + {}_3Li^6 \rightarrow {}_2He^4 + {}_1H^3 + 4.8$ მეგ. ამიტომ (46.3) მართვადი თერმობირთვული სინთეზის რეაქციისას უნდა გავითვალისწინოთ ტრიტიუმის მიღება და კვლავ წარმოება.

§47. კოსმოსური სხივები

კოსმოსური სხივების შესწავლის დასაწყისად ითვლება 1912წ. აგვისტო, როცა ავსტრიელი ფიზიკოსი გესი (1883-1964) საჭაერო ბურთით ავიდა ატმოსფეროს მაღალ ფენებში ელექტროსკოპით ჰაერის იონიზაციის შესასწავლად. იონიზაციის ხარისხის შესახებ ის მსჯელობდა ელექტროსკოპის განმუხტვის სიჩქარის მიხედვით. იმისათვის, რომ ელექტროსკოპების მგრძობიარობა არ შეცვლილიყო სიმაღლის მიხედვით, ის იყო ჰერმეტიზირებული. გესამდე ანალოგიური ცდები ჩატარებული იყო გოკელის მიერ, რომელიც ავიდა ზღვის დონიდან 4000 მ-მდე. მაგრამ, მისი ცდების შედეგები იყო საეჭვო, რადგან მის მიერ გამოყენებული იყო არაჰერმეტიზირებული ხელსაწყო, და სიმაღლის ზრდასთან ერთად იცვლებოდა ხელსაწყოს შიგნით ჰაერის წნევა.

გესის მიერ აღმოჩენილი იქნა, რომ თავდაპირველად, ზღვის დონიდან 600 მ სიმაღლემდე ჰაერის იონიზაცია კლებულობს. 600 მ-დან დაწყებული იზრდება - ჯერ ნელა, ხოლო შემდეგ სწრაფად. 4800 მ სიმაღლეზე იონიზაცია გახდა დაახლოებით ოთხჯერ მეტი, ვიდრე ზღვის დონეზე. გესი მივიდა დასკვნამდე, რომ დედამიწის ატმოსფეროს გამყოფ საზღვარზე გარე სამყაროს კოსმოსური სივრციდან ეცემა ძალიან დიდი შეღწევადობის უნარიანობის მქონე გამოსხივება. გესის შეხედულობის სამართლიანობა დამტკიცებული იქნა სხვადასხვა მეცნიერების (კოლხერსტერი, მილიკენი) მიერ ჩატარებული სხვადასხვა ცდებით. ამ გამოსხივებას კოსმოსური სხივები უწოდეს. შემდგომმა ცდებმა აჩვენა, რომ კოსმოსური სხივების ნაკადის ინტენსივობა იზრდება მხოლოდ ზღვის დონიდან 20კმ მანძილზე. ამ სიმაღლეზე ის აღწევს მაქსიმუმს, ხოლო შემდგომ ის მცირდება. რაც დაკავშირებულია იმასთან, რომ დედამიწაზე დაცემული კოსმოსური გამოსხივება ურთიერთქმედებს ატმოსფეროსთან, ქმნის მრავალ მეორეულ ნაწილაკებს.

კოსმოსური სხივები იყოფიან პირველად და მეორეულ კოსმოსურ სხივებად. პირველადი კოსმოსური სხივები ეცემიან დედამიწას კოსმოსიდან. დედამიწის ატმოსფეროს სქელი ფენის (1000 გ/სმ³) გავლის შემდეგ განიცდიან გარდაქმნის რთულ ჯაჭვს, რის შედეგად წარმოიშობა ახალი გამოსხივება, რომელსაც ეწოდება მეორეული კოსმოსური სხივები.

დედამიწის მახლობელ კოსმოსურ სივრცეში პირველადი კოსმოსური გამოსხივება შედგება გალაქტიკური კოსმოსური გამოსხივებისა და მზის კოსმოსური გამოსხივებისაგან. პირველი მოდის ჩვენი ვარსკვლავთა სისტემის გალაქტიკის დაშორებული ობიექტებიდან, და სხვა გალაქტიკებიდან, მეორე - მზიდან.

პირველადი კოსმოსური სხივები შედგებიან დედამიწის შემადგენლობაში შემავალი ქიმიური ელემენტების ბირთვებისაგან. ძირითადად წყალბადის ბირთვებისაგან. კოსმოსური სხივების ნაწილაკებს გააჩნიათ დიდი კინეტიკური ენერჯია. პირველად კოსმოსურ სხივებს გააჩნიათ 1 გევ-მდე და მეტი ენერჯია.

ის, რომ პირველადი ნაწილაკები, ნაწილობრივ მაინც, შედგებიან დამუხტული ნაწილაკებისაგან, მტკიცდება გეომაგნიტური მოვლენებით. მათ მიეკუთვნებათ პირველ რიგში განედური ეფექტები - კოსმოსური სხივების I ინტენსივობის ადგილის გეომაგნიტურ განედზე დამოკიდებულება. მზის მაგნიტური ველის მოქმედება არ მივიღოთ მხედველობაში, და განვიხილოთ მხოლოდ დედამიწის \vec{H} მაგნიტური ველის მოქმედება. როცა კოსმოსური ნაწილაკი \vec{H} ველის გასწვრივ მოძრაობისას მიუახლოვდება გეომაგნიტურ პოლუსს ლორენცის ძალა მიისწრაფვის ნულისაკენ. ამ შემთხვევაში დედამიწას შეიძლება მიაღწიოს ნებისმიერი ენერჯიის ნაწილაკმა. როცა ნაწილაკი უახლოვდება დედამიწას გეომაგნიტური ეკვატორის სიბრტყეში, მაშინ ლორენცის ძალა მაქსიმალურია, და ნაწილაკის მოძრაობის ტრაექტორია გამრუდებულია. დედამიწას შეიძლება მიაღწიოს მხოლოდ იმ ნაწილაკებმა, რომელთა ენერჯია მეტია განსაზღვრულ სიდიდეზე. როცა ენერჯია ნაკლებია, მაშინ ნაწილაკი ვერ აღწევს დედამიწას, და აირეკლება მისი მაგნიტური ველით. საკმაოდ ნელი ნაწილაკები აირეკლებიან სხვა გეომაგნიტურ განედებზე.

რაოდენობრივად განედური ეფექტი ხასიათდება $\frac{I_{90^\circ} - I_{0^\circ}}{I_{90^\circ}}$ სი-

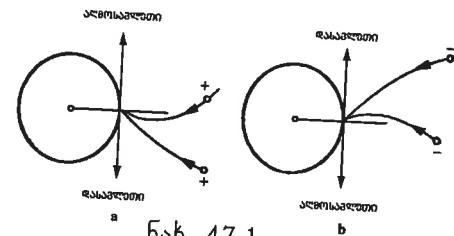
დიდით. გაზომვები გვიჩვენებენ, რომ ეს სიდიდე ზღვის დონეზე შეადგენს 10%, ხოლო 10 კმ სიმაღლეზე 36%.

მეორე, გეომაგნიტურ მოვლენას მეკუთვნება გრძედური ეფექტი. ასე უწოდებენ კოსმოსური სხივების ინტენსივობის ცვლილებას ერთი და იმავე პარალელების გასწვრივ წანაცვლებისას.

და ბოლოს, მესამე, ადგილი აქვს დედამიწაზე მოსული კოსმოსური სხივების მიმართულების ასიმეტრიას. კოსმოსური სხივების ინტენსივობა დამოკიდებულია მარეგისტრირებელი ხელსაწყოს დედამიწის მხარეების მიმართ ორიენტაციაზე. დასავლეთიდან აღწევს მეტი კოსმოსური ნაწილაკები, ვიდრე აღმოსავლეთიდან. რაოდ-

დენობრივად აღმოსავლეთ-დასავლეთის ასიმეტრია ხასიათდება $\frac{2(I_d - I_a)}{I_d + I_a}$ სიდიდით. ნახაზზე (ნახ. 47.1) ნაჩვენებია ეს შემთხვევა

დადებითი და უარყოფითი დამუხტული ნაწილაკებისათვის. იგულისხმება, რომ მაგნიტური ველი პერპენდიკულარულია ნახაზის სიბრტყისადმი და მიმართულია მკითხველისადმი. დადებითი ნაწილაკის ტრაექტორია მაგნიტური ველში გადაიხრება აღმოსავლეთისაკენ. აღმოსავლეთ-დასავლეთ ასიმეტრიის ეფექტიდან გაკეთებული იქნა დაკვნა, რომ პირველადი კოსმოსური სხივების დიდი ნაწილი დამუხტულია დადებითად.



ნახ. 47.1.

პირველადი კოსმოსური სხივების შემადგენლობის მონაცემები მოცემულია ცხრილში (ცხრ.1). ელემენტები დაყოფილია ჯგუფებად:

P - ჯგუფი - პროტონები, დეიტრონები და ტრიტონები.

α - ჯგუფი - α ნაწილაკები და ჰელიუმის ${}^2\text{He}^3$ იზოტოპის ბირთვები.

L - ჯგუფი (მსუბუქი ბირთვები, $Z = 3 \div 5$) - ლითიუმის, ბერილიუმის და ბორის ბირთვები.

M - ჯგუფი (საშუალო ბირთვები, $Z = 6 \div 9$) - ნახშირბადის, უანგბადის, აზოტისა და ფთორის ბირთვები.

H - ჯგუფი (მძიმე ბირთვები) - $Z \geq 10$ ბირთვები.

VH - ჯგუფი (ძალიან მძიმე ბირთვები) - $Z \geq 20$ ბირთვები.

SH - ჯგუფი (ყველაზე მძიმე ბირთვები) - $Z \geq 30$ ბირთვები.

e - ჯგუფი - ელექტრონები და პოზიტრონები.

ცხრილი 1.

ჯგუფი	ბირთვის მუხტი Z	საშუალო ატომური მასა	ნაწილაკების რიცხვი	10 ⁴ პროტონზე ბირთვების რიცხვი	
			მ ² .წმ.სტრ	კოსმოსურ სხივებში	საშუალოდ სამყაროში
P	1	1	1300	10 ⁴	10 ⁴
α	2	4	94	720	1600
L	3 ÷ 5	10	2.0	15	10 ⁻⁴
M	6 ÷ 9	14	6.7	52	14
H	≥ 10	31	2.0	15	6
VH	≥ 20	51	0.5	4	0.06
SH	≥ 30	100	~ 10 ⁻⁴	10 ⁻³	7 · 10 ⁻⁵
e	1	1/1836	13	100	10 ⁴

ცხრილიდან ჩანს, რომ პირველად კოსმოსურ სხივებში ყველაზე მეტად წარმოდგენილია პროტონები (92%), შემდეგ α-ნაწილაკები (6.6%). უფრო მძიმე ბირთვები (C, N, O) დაახლოებით 0.8%. გარდა ამისა კოსმოსური სხივები შეიცავს მცირე რაოდენობით ელექტრონებს და პოზიტრონებს (~1%), და γ-კვანტებს (~0.01%). ცხადია, რომ არსებობენ ნეიტრონები, მაგრამ მეცნიერების თანამედროვე დონე არ იძლევა მათი დეტექტირების საშუალებას კოსმოსურ სხივებში.

ენერგიების მიხედვით კოსმოსური სხივების განაწილება ხასიათდება ენერგეტიკული სპექტრით, რომელიც შეიძლება იყოს ინტეგრალური და დიფერენციალური. ინტეგრალური ენერგეტიკული სპექტრი I(E) ეწოდება კოსმოსური ნაწილაკების ნაკადს, რომელთა კინეტიკური ენერგია აღემატება E. მისი წარმოებული ენერგიით $\frac{dI}{dE}$, აღებული აბსოლუტური სიდიდით, განსაზღვრავს დიფერენციალურ ენერგეტიკულ სპექტრს.

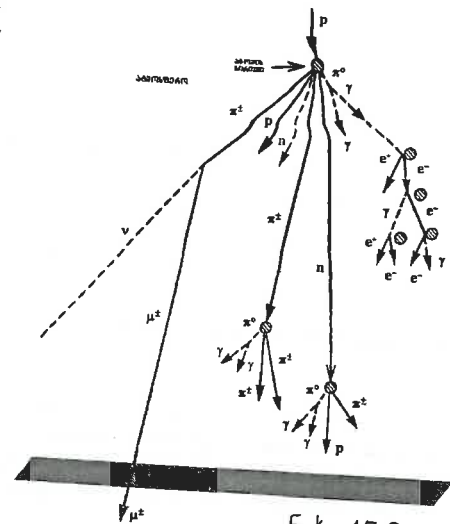
მეორეული კოსმოსური სხივები წარმოიშობიან დედამიწის ატმოსფეროში პირველადი კოსმოსური სხივების გრძელი და განშტოებული გარდაქმნების შედეგად, კოსმოსური ნაწილაკების ჰაერის ატომების ბირთვებთან ურთიერთქმედებების შედეგად. ამასთან, ბირთვი-სამიზნე ამ შემთხვევაში იშლება პროტონებად და ნეიტრონებად. დაშლას განიცდის პირველადი ნაწილაკიც თუ ის რთულია. ნივთიერებაში ნაწილაკის გავლა მოსახერხებელია დავახასიათოთ

გარემოს ბირთვთან ურთიერთქმედებამდე მისი საშუალო განარბენით λ. ნივთიერებაში x მანძილის გავლისას ნაწილაკთა ნაკადის I ინტენსივობის შესუსტება გამოისახება ფორმულით:

$$I = I_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

მაგალითად, დედამიწის ატმოსფეროს სისქე ამ ერთეულებში შეადგენს დაახლოებით 1000 გ/სმ². პროტონებისათვის λ = 70 გ/სმ², α-ნაწილაკებისათვის λ = 25 გ/სმ², უფრო მძიმე ნაწილაკებისათვის λ კიდევ უფრო მცირეა. აქედან ჩანს, რომ დედამიწის ზედაპირზე ნაწილაკის მიღწევის ალბათობა ძალიან მცირეა. მაგალითად, პროტონისათვის ის ტოლია $e^{-\frac{1000}{70}} \sim 10^{-7}$. 10 მილიონი პირველადი პროტონისაგან საშუალოდ მხოლოდ ერთი აღწევს დედამიწას. მცირე რაოდენობით პირველად პროტონებს შეიძლება დავაკვირდეთ მხოლოდ მაღალ მთებში. უფრო მძიმე ბირთვებს კი ატმოსფეროს მაღალ ფენებში ან კოსმოსში.

პროტონის ატომის ბირთვთან დაჯახება სქემატურად გამოსახულია ნახაზზე (ნახ. 47. 2). დაჯახებისას წარმოიშობა დამუხტული პიონები π[±] და ნეიტრალური პიონი π⁰. წარმოიშობა აგრეთვე პროტონი-ანტიპროტონი წყვილი და არასტაბილური ნაწილაკები: K-მეზონები და ჰიპერონები, მაგრამ შემდგომ პროცესებში მთავარ როლს თამაშობენ პიონები. დამუხტული პიონები, რომლებიც განიცდიან დაშლას შედარებით ნელა (საშუალოდ 2.6 · 10⁻⁸ წმ განმავლობაში), ასწრებენ ნაწილობრივ ურთიერთქმედებას ჰაერის სხვა ბირთვებთან და იწვევენ ისეთივე ბირთვულ პროცესებს, როგორც პირველადი ნაწილაკები. დამუხტული ნაწილაკების სხვა დაშლას მიიწვევს ურთიერთქმედებას, განიცდიან დაშლას მხოლოდ (μ[±]) და ნეიტრინოდ. დადებითი მიონი μ⁺ იშლება სქემით μ⁺ → e⁺ + ν_e + ν̄_μ, უარყოფითი კი სქემით μ⁻ →



ნახ. 47.2.

→ $e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. მიონების სიცოცხლის ხანგრძლივობა $2.2 \cdot 10^{-6}$ წმ. ამ დროის განმავლობაში ასწრებს დაშლას მხოლოდ მიონების უმნიშვნელო ნაწილი. ამიტომ, ისინი შედარებით ადვილად გადაინ დედამიწის ატმოსფეროში და შთაინთქმებიან დედამიწის სიღრმეში.

ნეიტრალური პიონის π^0 საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა ძალიან მცირეა ($1.8 \cdot 10^{-16}$ წმ). ამიტომ ის ასწრებს მხოლოდ უმნიშვნელო მანძილის გავლას თავისი წარმოშობიდან, ისე რომ ვერ ასწრებს ურთიერთქმედებას ჰაერის ატომის ბირთვებთან, იშლება მაღალი ენერჯის ორ ფოტონად: $\pi^0 = \gamma + \gamma$. ბირთვის ველში ეს ფოტონები წარმოშობენ ელექტრონულ-პოზიტრონულ წყვილს. წარმოშობილი ელექტრონი და პოზიტრონი ნივთიერებაში დამუხრუჭებითი გამოსხივების პროცესში გამოსახივებენ ახალ ფოტონებს. უკანასკნელი თავის მხრივ წარმოშობენ ახალ ელექტრონულ-პოზიტრონულ წყვილს. ე.ი. მაღალი ენერჯის ნეიტრალური პიონის დაშლის შედეგად ატმოსფეროში წარმოიშობა ელექტრონულ-ფოტონური კასკადური წყვილი.

§48. ბირთვული გამოსხივების ბიოლოგიური მოქმედება

ბირთვული გამოსხივება ახდენს ძლიერ დამაზიანებელ მოქმედებას ყველა ცოცხალ არსებებზე. დაზიანების ხარისხი და ინტენსიურობა დამოკიდებულია გამოსხივების დოზასა და ნაწილაკთა სახეზე. ერთი და იგივე დასხივება სხვადასხვაგვარად მოქმედებს სხვადასხვა ორგანიზმზე. დასხივების საკმაოდ დიდი დოზისას იღუპება ნებისმიერი ორგანიზმი. მინიმალური სასიკვდილო დოზა (ზუსტად, დოზა, რომლის დასხივებისას იღუპება მოცემული სახის პიროვნების 50%) იცვლება 50-რენტგენიდან 30000-რენტგენამდე სხვადასხვა ორგანიზმებისა და ზოგიერთი ბაქტერიებისათვის. სასიკვდილოზე დაბალი დოზა იწვევს სხვადასხვა სახის დაავადებებს, რომელიც ცნობილია ტერმინით "სხივური დაავადება".

სხვადასხვა დოზის γ -გამოსხივების მიქმედების ხარისხი ადამიანზე მოცემულია ცხრილში (ცხრ. 48.1).

ცხრ. 48.1.

0 ÷ 25 რენტგენი	ცხადი დაზიანებები არ არსებობს.
20 ÷ 50 რენტგენი	შესაძლებელია სისხლის შემადგენლობის ცვლილება.
50 ÷ 100 რენტგენი	სისხლის შემადგენლობის ცვლილება. დაზიანება.
100 ÷ 200 რენტგენი	დაზიანება. შესაძლებელია შრომისუნარიანობის დაკარგვა.
200 ÷ 400 რენტგენი	არაშრომისუნარიანობა. შესაძლებელია სიკვდილი.
400 რენტგენი	50% სიკვდილი.
600 რენტგენი	სასიკვდილო დოზა.

ცოცხალი ორგანიზმის სტრუქტურა შეიძლება დავეოთ სამ დონედ: ა) ცალკეული მოლეკულები; ბ) უჯრედები; გ) მაკროსკოპული ნაწილები ანუ ორგანიზმის სისტემები (მაგალითად, კუნთოვანი ქსოვილები ან სასუნთქი სისტემა). რადიაციის დამაზიანებელი მოქმედება მუდამდე ყველა სამივე საფეხურზე. ორგანიზმზე გამოსხივების პირველად მოქმედებას წარმოადგენს მოლეკულების დაზიანება. არსებობს ასეთი დაზიანების ორი მექანიზმი: პირდაპირი და ირიბი. პირდაპირ მექანიზმში ბირთვული ნაწილაკი მოქმედებს თვით მაკრომოლეკულებზე (უშუალოდ, ან უშუალოდ ელური ელექტრონების ან უკუცემის ბირთვების საშუალებით). ირიბ მექანიზმში გამოსხივება ახდენს წყლის რადიოლიზს, რომლის პროდუქტები (ძირითადად OH რადიკალი, აგრეთვე H , HO_2 და წყალბადის ზეჟანგი) შედიან ქიმიურ რეაქციაში მაკრომოლეკულებთან.

სუსტი იონიზაციური გამოსხივების (γ -სხივები, ელექტრონები) ბიოლოგიური მოქმედება ძლიერდება ჟანგბადის არსებობისას. გარემოში ჟანგბადის 0-დან 30% ÷ 40%-მდე გაზრდა სამჯერ ზრდის დამაზიანებელ მოქმედებას. ძლიერი იონიზაციური გამოსხივების (α -ნაწილაკები) მოქმედება ჟანგბადის კონცენტრაციაზე არ არის დამოკიდებული.

რადიაციული დაზიანების მექანიზმში მნიშვნელოვან როლს თამაშობს მაკრომოლეკულაში პირველად შთანთქმული ენერჯის მიგრაცია. გამოსხივების მოქმედებით რიგ შემთხვევებში მაკრომოლეკულებში წარმოიშობა ე.წ. ფარული დაზიანება. ჟანგბადის არსებობისას მოლეკულა შეიძლება იმყოფებოდეს ფარული და-

ზიანების მდგომარეობაში ხანგრძლივი დროის განმავლობაში (რამოდენიმე საათი, დღე-ღამე). ჟანგბადის მოხვედრისას, ხოლო სხვა შემთხვევებში გათბობისას, ფარული დაზიანება გადადის ცხადში-მოლეკულა კარგავს ბიოლოგიურ აქტიურობას.

ემპირიულად დადგენილია, რომ გამოსხივების დამაზიანებელი ბიოლოგიური მოქმედება შეიძლება შევამციროთ ორგანიზმში დასხივებამდე რაიმე ორგანული (ჩვეულებრივ გოგირდის შემცველი) ნივთიერებების შეყვანით. ამ ნივთიერებების მოლეკულები შთანთქმვენ რადიაციული ენერჯიის მნიშვნელოვან ნაწილს, რაც მკვეთრად ამცირებს ორგანიზმის მაკრომოლეკულების დაზიანებას. ეს დამცავი ნივთიერებები არაეფექტურია ძლიერ იონიზაციური გამოსხივებისდმი. ზოგიერთი ფარული დაზიანება შეიძლება აღმოვფხრათ ორგანიზმში დამცავი ნივთიერებების დასხივების შემდეგ შეყვანით.

ზოგიერთი უჯრედები და ერთუჯრედიანი ორგანიზმები იღუპებიან იონიზაციის ერთეულოვანი, ერთჯერადი აქტის შედეგად. ასეთი ერთჯერადი ობიექტის კლასიკურ მაგალითს წარმოადგენს კუჭ-ნაწლავის ჩხირები. მაგრამ უჯრედების უმრავლესობა წარმოადგენს ორჯერადს და აგრეთვე მრავალჯერადს, იმ დროს როცა ერთჯერადობის თვისება უფრო მეტად დამახასიათებელია მცირე უჯრედიანი ობიექტებისათვის, როგორცაა ფერმენტები.

უჯრედის სხვადასხვა ნაწილები და ფუნქციები სხვადასხვაგვარად მგრძობიარეა ერთი და იმავე დოზისადმი. უჯრედის ბირთვი გაცილებით მგრძობიარეა ციტოპლაზმასთან შედარებით.

რადიაცია ახდენს დამაზიანებელ მოქმედებას ორგანიზმის სხვადასხვა ნაწილებსა და სისტემებზე მთლიანად.

დასხივებისადმი ადამიანის ყველაზე მგრძობიარე ორგანოა სისხლისწარმოქმნის ორგანოები (ძვლის ტვინი, ელენთა, ლიმფური ჯირკვლები) სასქესო ჯირკვლების ეპითელიები და ნაწლავის ლორწოვანი გარსი. სასიკვდილო დოზისას, სიკვდილს ადგილი აქვს ძვლის ტვინის უჯრედების წარმოშობი სისხლის დაშლის შედეგად (ლეიკემია). დოზისას, რომელიც გაცილებით აღემატება სასიკვდილოს, სიკვდილი ხდება გაცილებით სწრაფად კუჭ-ნაწლავის დაზიანების შედეგად. სასიკვდილოზე დაბალი დოზისას, ჯერ მიმდინარეობს ავადმყოფობის მწვავე ეტაპი (სისხლნაკლებობა, დამწვრობა, წყლული, თმების ცვენა, თვალის მძიმე დაზიანებანი, ღრძილი, ყელი და ა.შ.). ხშირად წარმოიშობა სხვადასხვა ხანგრძლივი ავადმყოფობა რომელიც იწვევს დაუძლურებას და სიკვდილს დასხივებიდან რამოდენიმე წლის შემდეგ. სხივური დაავადების მიმდინარეობის შემდგომ პერიოდში ძლიერ ქვეითდება ინფექციური დაავადებების-

ადმი წინააღმდეგობა. შესაძლებელია კატარაქტის და კიბოვანი სიმსივნის გამოვლენა. ადგილი აქვს ადრეულ დაბერებას. დასხივების რაგინდ მცირე დოზამ შეიძლება გამოიწვიოს ქრომოსომების შეუქცევადი გენეტიკური ცვლილება, რაც იწვევს მძიმე მემკვიდრეობით ანომალიებს შემდგომ თაობებში. ჩვენ აქამდე ვლაპარაკობდით მთლიანი ორგანიზმის დასხივებაზე, მაგრამ, სხეულის მცირე ნაწილის დასხივებისას დოზით, რომელიც აღემატება სასიკვდილოს, შეიძლება მოხდეს შედარებით სუსტი მოქმედება ორგანიზმის მდგომარეობაზე მთლიანად. მაგრამ ადგილი ჰქონდა შემთხვევას როცა ლოკალური დასხივებანი ახდენდნენ გავლენას ორგანიზმის ნაწილებზე, რომელთაც არ განუცლიათ დასხივება. ასეთი შემთხვევების მექანიზმი მთლიანად არ არის ცნობილი. შესაძლოა, რომ დასხივების დროს წარმოიშობა ძლიერ შხამიანი მომწამვლავი ნივთიერებანი. დასხივებისას ერთი და იგივე დოზის მოქმედება შესამჩნევად დამოკიდებულია იმაზე თუ რა დროის განმავლობაში იქნა მიღებული ეს დოზა. თუ დასხივებას ადგილი ჰქონდა ძლიერ ხანგრძლივი დროის (კვირა, თვეები) განმავლობაში, მაშინ საერთო დამაზიანებელი მოქმედება იქნება მცირე, ვინემ ასეთი რაოდენობის ჯამური დოზის ერთჯერადი დასხივებისას.

ამჟამად დამუშავებულია სხივური დაავადებების მკურნალობის ეფექტური მეთოდები, რომლებიც საშუალებას გვაძლევს გადავარჩინოთ სიცოცხლე სასიკვდილო დოზის დასხივების შემთხვევაშიც კი. დიდი დოზის შემთხვევაში მკურნალობის ძირითად მეთოდს წარმოადგენს სისხლის გადასხმა და ძვლის ტვინის გადანერგვა ცოცხალი ორგანიზმიდან.

§49. დოზიმეტრია და დაცვა. დოზიმეტრიული ერთეულები

ბირთვული გამოსხივება ახდენს დამაზიანებელ მოქმედებას ადამიანის ორგანიზმზე. ამიტომ რადიაციის ნებისმიერ წყაროსთან (რადიოაქტიური იზოტოპები, ამაჩქარებლები, რეაქტორები, კოსმოსური ხომალდები და ა.შ.) მუშაობისას ისმება საკითხი ყველა ადამიანების რადიაციული დაცვის შესახებ, რომლებიც შეიძლება იმყოფებოდნენ გამოსხივების ზონაში უშუალოდ რადიაციული წყაროსთან მომუშავე პირებით დაწყებული, ამ წყაროებთან ახლოს მცხოვრები მოსახლეობით დამთავრებული.

ნებისმიერი დაცვის მიზნით დადგენილია ზღვრული დასაშვები დოზა (ზღდ), რომლის დასხივება არ არის საშიში ჯანმრთელობისათვის. ზღვრული დასაშვები დოზის დადგენისას უნდა გავითვალისწინ-

ინოთ, რომ ბუნებრივ პირობებში ადამიანის დასხივება კოსმოსური სხივებისა და დედამიწის ქერქის რადიაქტიური ნივთიერების შედეგად შეადგენს ~0.1 რბე წელიწადში (რბე- რენტგენის ბიოლოგიური ექვივალენტი) და არ არის საშიში. მეორის მხრივ $400 \div 600$ რბე დოზა სასიკვდილოა.

1934 წლიდან ზღვრული დოზა 0.2 რენტგენის დღეში. შემდგომ ის არაერთგზის შემცირდა. ამჟამად გამოსხივებასთან უშუალოდ მომუშავე პირებისათვის გარე წყაროსგან დასხივებით ზღვრულ დასაშვებ დოზად მიღებული დოზა შეადგენს 5 რბე წელიწადში. ამასთან ივლისდება, რომ ყველა შემთხვევაში უნდა მივიწრაფოდეთ დასხივების ფაქტიური დოზის მაქსიმალური შემცირებისაკენ, იმ შემთხვევაშიც კი, როცა ეს დოზა არ აღემატება ზღვრულ დასაშვებს. მოსახლეობის შესაძლო დასხივებად დადგენილია 5 რბე 30 წელიწადში, რომელიც ახლოსაა ბუნებრივ ფონთან. გარე დასხივებასთან ერთად, შესაძლოა აგრეთვე ორგანიზმის შინაგანი დასხივება, რომელიც ხდება ორგანიზმში სუნთქვის ყლაპვის ან ჭრილობებისაგან. რადიაქტიური ნივთიერებების რაღაც რაოდენობას შეიცავს თვით ადამიანის სხეული. მაგალითად, ის შეიცავს 140 გ კალიუმს, რომელიც თავის მხრივ შეიცავს 0.01% ^{40}K რადიაქტიურ იზოტოპს, რომლის ნახევრად დაშლის პერიოდი 10^9 წელია. არ არის ძნელი გამოვთვალოთ, რომ ადამიანში ადგილი აქვს რადიოკალიუმის 4000 დაშლას წამში. შინაგანი დასხივების ზღვრული დასაშვები დოზის განსაზღვრისას აუცილებელია გავითვალისწინოთ, თუ რომელ ორგანოებში ხდება, და ადგილი აქვს რადიაქტიური იზოტოპის კონცენტრირებას, და რამდენ ხანს გრძელდება ეს. მაგალითად, ტრიტიუმი ნივთიერებათა ცვლის პროცესში საკმაოდ სწრაფად გამოიდევენება ორგანიზმიდან. მეორეს მხრივ ^{90}Sr ორგანიზმში მოხვედრისას, მიისწრაფვის ჩაენაცვლოს კალციუმს ძვლის ქსოვილში, სადაც ის რჩება დიდხანს და ასხივებს რადიაციისადმი ძალიან მგრძობიარე ძვლის ტვინის სისხლისმიმოქცევის ქსოვილებს. ამიტომ ზღვრული დასაშვები კონცენტრაცია წყალში, ჰაერში, კვების პროდუქტებში და ა.შ. ყოველი იზოტოპისათვის განისაზღვრება ცალ-ცალკე. მაგალითად, ღია წყალსაცავების წყლებში ტრიტიუმისა და სტრონციუმის ^{90}Sr ზღვრული დასაშვები კონცენტრაცია შესაბამისად ტოლია $3 \cdot 10^{-7}$ და $3 \cdot 10^{-11}$ კიურ/ლ.

ბირთვული გამოსხივება საშიშია აგრეთვე იმ მხრივ, რომ დიდი დოზის შემთხვევაშიც კი არ აღიქმება ადამიანის გრძნობის ორგანოების მიერ.

დასხივების დოზის გასაზომად გამოიყენება სპეციალური ხელსაწყოები- დოზიმეტრები. დოზიმეტრი წარმოადგენს ბირთვული ნაწილაკების დეტექტორების ერთ-ერთ ტიპს.

ნივთიერებაზე ბირთვული გამოსხივების ზემოქმედების რაოდენობრივი შეფასებისათვის აუცილებელია, ნივთიერების დასხივების ხარისხის რაღაც ერთეულები. ამ ერთეულებს დოზიმეტრიული ერთეულები ეწოდებათ. თითქმის ყველა პრაქტიკულად გამოსაყენებელი ერთეულები სისტემგარეშეა. პრაქტიკულად გამოსაყენებების დოზიმეტრიული ერთეულები:

1. ერთეულები რომლებიც აღწერენ დროით ინტეგრალურ ნაწილაკთა ნაკადს.
2. ერთეულები რომლებიც აღწერენ ნივთიერების მიერ ენერგიის კუთრ შთანთქმას.
3. ერთეულები რომლებიც აღწერენ დროით ინტეგრალურ ენერგიის ნაკადს, რომელიც გადაიტანება ნაწილაკების მიერ ნივთიერებაში ამ ნაკადის შთანთქმის ხარისხის მიუხედავად.

გარდა ამისა სპეციალური ერთეულები გამოიყენება გამოსხივების ბიოლოგიური ზემოქმედების შეფასებისათვის.

გამოსხივების ყველაზე მარტივ და ზუსტ დოზას წარმოადგენს ინტეგრალური ნაკადი- ნიმუშის განიკვეთის ერთეულოვან ფართობში გასულ ნაწილაკთა რიცხვი. ჩვეულებრივ გამოიყენება ერთეული- ნაწილაკი/სმ². ამ ერთეულებში აუცილებლად უნდა მივუთითოთ ნაწილაკთა ხარისხი და მათი ენერგია. 1 მეგ ენერგიის 10^{15} ნეიტრონი/სმ² დოზა ახდენს სრულებით სხვა ზემოქმედებას ნივთიერებაზე, ვიდრე 1 მეგ ენერგიის 10^{15} ფოტონი/სმ² დოზა ან 1 კეე ენერგიის 10^{15} ნეიტრონი/სმ².

დასხივებული გარემოს ერთეულოვანი მასის მიერ შთანთქმული იონიზაციური გამოსხივების ენერგიის შთანთქმის დოზა ეწოდება. ნებისმიერი სახის (α , β , γ და ა.შ.) გამოსხივების შთანთქმის დოზის ერთეულს წარმოადგენს რადი:

$$1 \text{ რადი} = 0.01 \text{ ჯ/კგ} = 100 \text{ ერგი/გ}$$

შთანთქმის დოზის განსაზღვრისას ყურადღება უნდა მიექცეს ტერმინს "მაიონიზირებელი". ეს ნიშნავს, რომ ნივთიერებაში ელექტრონების შთანთქმისას უნდა გავითვალისწინოთ მათი მხოლოდ იონიზაციური დანაკარგები და რადიაციული დანაკარგების ის ნაწილი, რომელსაც შეესაბამება დამუხრუჭებითი გამოსხივება.

პრაქტიკაში ხშირად საჭიროა ისეთი დოზის ცნების შემოღება რომელსაც გააჩნია მიახლოებით მაინც უნივერსალურობა ნაწილა-

კთა ხარისხისა და ენერჯის მიმართ და ამავე დროს დამოკიდებული იქნება გამოსხივების წყაროს თვისებებსა და გეომეტრიაზე. ასეთი სახის სიდიდეს წარმოადგენს დასხივების დოზა (ან რაც იგივეა ექსპოზიციური დოზა), რომელიც გვიჩვენებს ნივთიერებაში გასული გამოსხივების რაოდენობას. რენტგენისა და γ -გამოსხივებისათვის დასხივების დოზის ერთეულია რენტგენი. 1 რენტგენი (P) შეესაბამება რენტგენის ან γ -დასხივების დოზას, რომელიც ქმნის 0.001293 გ ჰაერში, ე.ი. 1 სმ^3 მშრალ ჰაერში 0°C ტემპერატურისას და 760 მმ ვწყ. სვ. წნევისას იონებს, რომელთაც გააჩნით ყოველი ნიშნის ელექტროობის ერთი ელექტროსტატიკური ერთეული.

ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში დასხივების დოზის ერთეულია $1 \text{ კ/კგ. } 1P = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ კ/კგ.}$

γ -კვანტებისაგან განსხვავებული სხვა ნაწილაკების გამოსხივების დოზის გასაზომად გამოიყენება ერთეული- რფე (რენტგენის ფიზიკური ექვივალენტი). 1 რფე შეესაბამება α -ნაწილაკების, β -ნაწილაკების ან ნეიტრონების გამოსხივების დოზას, რომელიც იწვევს ისეთივე იონიზაციას, როგორსაც γ -გამოსხივების 1 რენტგენი დოზა. 1 რფე დოზა შეესაბამება ნორმალურ პირობებში 1 სმ^3 მოცულობის ჰაერში $2.08 \cdot 10^9$ წყვილი იონის წარმოშობას. რამდენადაც ჰაერში ერთი წყვილი იონის წარმოშობაზე საშუალოდ იხარჯება 32.5 ევ ენერჯია, ამიტომ ენერგეტიკულად 1 რფე შეესაბამება 1 სმ^3 მოცულობის ჰაერის მიერ $6.86 \cdot 10^{10} = 0.11$ ერჯი ენერჯიის გამოყოფას. ადამიანის ქსოვილებში ენერჯიის შთანთქმა რამდენადმე მაღალია და მიღებულია 93 ერჯი/გ ტოლად. ეს იმდენად ახლოსაა 100 ერჯთან, რომ პრაქტიკულ დოზიმეტრიული გამოთვლებისათვის 1 რფე და 1 რადი ჩვეულებრივ შეიძლება ჩავთვალოთ ერთმანეთის ტოლად.

ბირვული გამოსხივების ბიოლოგიური მოქმედება დამოკიდებულია არა მხოლოდ დასხივების დოზაზე, არამედ აგრეთვე მათ სახეზე. ამიტომ, ცოცხალი ორგანიზმების დასხივების დოზისათვის გამოიყენება ერთეული რბე (რენტგენის ბიოლოგიური ექვივალენტი). D_B დოზის სიდიდე რბე ერთეულებში დაკავშირებულია იმავე დოზის D_F სიდიდესთან რფე ერთეულებში თანაფარდობით:

$$D_B = D_F \times \text{ფბე}$$

სადაც, ფბე- ემპირიული კოეფიციენტი, რომელსაც ფარდობითი ბიოლოგიური ეფექტურობა ეწოდება. ფბე მნიშვნელობა სხვადასხვა სახის გამოსხივებისათვის მიცემულია ცხრილში (ცხრ. 49.1.)

ცხრ. 49.1.

გამოსხივების სახე	ფარდობითი ბიოლოგიური ეფექტურობა (ფბე)
γ - გამოსხივება	1
β - ნაწილაკები	1
სითბური ნეიტრონები	5
სწრაფი ნეიტრონები	10
პროტონები	10
α - ნაწილაკები	10

§50. ბირთვული ასტროფიზიკა

ბუნებაში არსებობს ობიექტები რომელთა ევოლუცია განპირობებულია მაკროსკოპული ბირთვული პროცესებით. ასეთ ობიექტებს წარმოადგენენ ვარსკვლავები. ვარსკვლავების შიგნით მიმდინარე პროცესები მიულწვევლია დაკვირვებისათვის, ამიტომ ვარსკვლავების შინაგანი სტრუქტურის შესწავლა საკმაოდ რთული ამოცანაა. მიუხედავად ასეთი სიძნელებისა შესაძლებელია ვარსკვლავების სტრუქტურისა და მათი ევოლუციის თანმიმდევრული და დეტალური აღწერა. თავისი ფიზიკური პარამეტრებით მზე ვარსკვლავთა სამყაროში წარმოადგენს ტიპურ საშუალო ვარსკვლავს.

ვარსკვლავების მნიშვნელოვან მახასიათებელს წარმოადგენს ზედაპირული ტემპერატურა T და ნათება L . ვარსკვლავების ევოლუცია შეიძლება განვიხილოთ სამ სტადიად: მთავარი თანმიმდევრობა, წითელი გიგანტები და თეთრი კარლიკები. მთავარი თანმიმდევრობის ვარსკვლავს მიეკუთვნება მზე. ვარსკვლავები, რომელთაც შედარებით დაბალი ზედაპირული ტემპერატურისა და ნათება აქვთ, ზედაპირული ტემპერატურისა და ნათების მქონე ვარსკვლავები. ამ სამ ძირითად სტადიის გარდა აღსანიშნავია ვარსკვლავების წარმოშობის ძნელად დასაკვირვებელი სტადია. ითვლება, რომ ვარსკვლავები წარმოიშობიან ჯგუფებად განფენილ აბორიან-მტვრიან ღრუბლებში, მატერიის ერთგვაროვანი განაწილების გრავიტაციული არამდგრადობის შედეგად: ღრუბელის

სიმკვრივის შემთხვევითი გაზრდის ადგილი იქცევა ნივთიერების გრავიტაციული კონდენსაციის ცენტრად (გრავიტაციული წონასწორობის დარღვევის გამო). ისინი წარმოადგენენ მომავალი ვარსკვლავების ჩანასახებს. ვარსკვლავის წარმოშობის სტადია- გრავიტაციული შეკუმშვის სტადიას წარმოადგენს რთულ და ჯერ კიდევ ბოლომდე გაუგებარ სტადიას. მისი ევოლუციის შეკუმშვის პერიოდში ვარსკვლავების ტემპერატურა, უფრო სწორად პროტოვარსკვლავების, თანდათანობით უნდა გაიზარდოს. გრავიტაციული შეკუმშვის პერიოდში მზის საშუალო გახურება $\approx 6 \cdot 10^6 K$. მზის ნივთიერების რეალური ტემპერატურა, ცხადია არ არის მუდმივი მოცულობის მიხედვით: ცენტრში ის გაცილებით მაღალია ($\approx 10^7 K$), ხოლო ზედაპირზე გაცილებით დაბალი ($\approx 10^4 K$). ვარსკვლავების გრავიტაციული გამკვრივება და გახურება იწვევს მის წიაღში ბირთვული რეაქციის მიმდინარეობას. როგორც კი ბირთვულ რეაქციებში ენერჯის გამოყოფა გახდება საკმარისი იმისათვის, რომ კომპენსირებული იქნეს ენერჯის დანაკარგი გამოსხივებაზე, ვარსკვლავების გრავიტაციული შეკუმშვა შეწყდება.

თანამედროვე სპექტროსკოპიული მონაცემებით სამყაროში ნივთიერების შემადგენლობა (მასის მიხედვით) ასეთია: $\sim 70\%$ წყალბადი, $\sim 30\%$ ჰელიუმი და $\sim 1\%$ უფრო მძიმე ელემენტები (ნახშირბადი, ჟანგბადი და ა.შ.). აქედან გამომდინარეობს, რომ ვარსკვლავებში ბირთვული რეაქციები უნდა იყოს წყალბადიდან უფრო მძიმე ელემენტების სინთეზის თერმობირთვული რეაქციები. ვარსკვლავები გამოასხივებენ ენერჯიას მათ შიგნით მიმდინარე თერმობირთვული რეაქციების ხარჯზე.

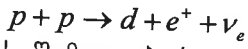
პროტოვარსკვლავებში დაწყებული სინთეზი მიმდინარეობს არასაკმარისად ინტენსიურად, ისე, რომ გამოსხივებაზე ენერჯის დანაკარგი ძირითადად კომპენსირდება პროტოვარსკვლავის გრავიტაციული შეკუმშვით. როცა ენერჯის სინთეზი მიაღწევს სიდიდეს, რომელიც საკმარისი იქნება გამოსხივებაზე ენერჯის დანაკარგის კომპენსაციისათვის. პროტოვარსკვლავის გრავიტაციული შეკუმშვა შეწყდება. ამ მომენტიდან პროტოვარსკვლავი იქცევა ვარსკვლავად. ვარსკვლავში გრავიტაციული ძალების გაწონასწორება ხდება აირის-კინეტიკური და ნაწილობრივ სინათლის წნევით.

ძირითად პროცეს რომლის დროსაც ნორმალურ ვარსკვლავში მიმდინარეობს თერმობირთვული ენერჯის გამოყოფა წარმოადგენს წყალბადის გარდაქმნა ჰელიუმად. ამასთან ნივთიერების მასა მცირდება 0.7% და გამოიყოფა ენერჯია აინშტაინის თანაფარდობის შესაბამისად $E = mc^2$. თუ მზე შედგება მხოლოდ წყალბადი-

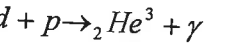
საგან, და შემდგომ ეს წყალბადი მთლიანად გადაიქცევა ჰელიუმად, მაშინ მზის მასა შემცირდება დაახლოებით სიდიდით $\Delta M = 0.007 M_{\odot} = 0.007 \cdot 2 \cdot 10^{33} = 1.4 \cdot 10^{31}$ გ. ამასთან გამოიყოფა $\Delta Mc^2 \approx 1.26 \cdot 10^{52}$ ერგი ენერჯია. მზის გამოსხივების თანამედროვე ტემპით მის მიერ გამოსხივებული ენერჯია შეადგენს $L_{\odot} = 3.83 \cdot 10^{33}$ ერგი/წმ. თუ ეს ტემპი შენარჩუნებული იქნება შემდგომშიც, მაშინ მთლიანი გამოყოფილი ენერჯია საკმარისი იქნება $1.26 \cdot 10^{52} : 3.83 \cdot 10^{33} = 3.3 \cdot 10^{18}$ წმ $\approx 10^{11}$ წ განმავლობაში.

წყალბადის გარდაქმნა ჰელიუმად მიმდინარეობს არა უშუალოდ, არამედ მთელი რიგი შუალედური რეაქციებით. ის შეიძლება განხორციელებული იქნეს ორი გზით: 1). პროტონ-პროტონული (pp) რეაქციით, ანუ წყალბადური ციკლით; 2). ნახშირბად-აზოტური რეაქციით, ანუ ნახშირბადური ციკლით.

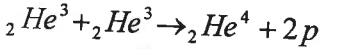
წყალბადური ციკლი იწყება ორ პროტონს შორის რეაქციით, რომლის შედეგად წარმოიშობა დეიტრონი, პოზიტრონი და ნეიტრონი



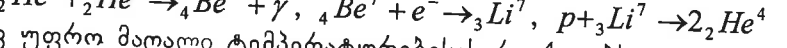
დეიტრონების წარმოშობის შემდეგ ბირთვულ გარდაქმნათა სიჩქარე მკვეთრად იზრდება. წარმოშობილი დეიტრონი შედის რეაქციაში:



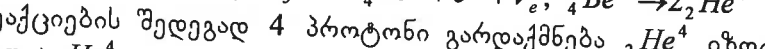
შემდგომი რეაქციაა:



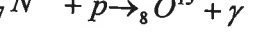
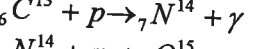
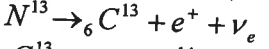
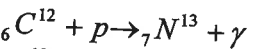
${}_2\text{He}^4$ -ს საკმაოდ მაღალი კონცენტრაციისას და $T > (10 \div 15) \times 10^6 K$ ტემპერატურისას ადგილი აქვს რეაქციებს

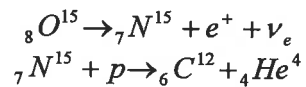


კიდევ უფრო მაღალი ტემპერატურებისას რეაქციებს

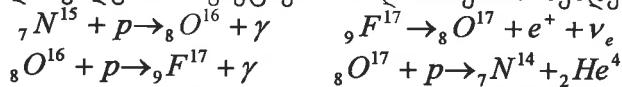


ამ რეაქციების შედეგად 4 პროტონი გარდაქმნება ${}_2\text{He}^4$ იზოტოპად: $4p \rightarrow {}_2\text{He}^4$. ნახშირბადური ციკლი შედგება შემდეგი რეაქციებისაგან:

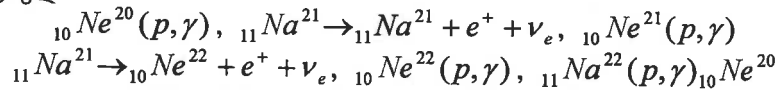




სავარაუდოდ შემდგომი რეაქციები მიმდინარეობს შემდეგი სახით:



ნახშირბადური ციკლის შედეგს, ისევე როგორც წყალბადური ციკლისა წარმოადგენს ოთხი პროტონის გარდაქმნას α -ნაწილაკად: $4p \rightarrow {}^4\text{He}^4$. ასეთი გარდაქმნისას გამოიყოფა 26.8 მეგ ენერგია. გარდა ნახშირბადური ციკლისა შეიძლება მიმდინარეობდეს ნეონური ციკლი:



ამ ციკლების სიმძლავრე როგორც ენერგიის წყაროს შედარებით მცირეა.

ლიტერატურა

1. Сивухин Д.В., Общий курс физики, атомная и ядерная физика: Учебн. пособ. т. V, ч. II, М., Наука, 1989.
2. Ю.М. Широков, Н.П. Юдин, Ядерная физика: Учебн. пособ. М.: Наука, 1980.
3. მუხიბი კ.ე., ექსპერიმენტალური ბირთვული ფიზიკა, დამხმ. სახ-ლო, ტ. 1, 2., თბ. 1980, 1981.
4. Савельев И. В. Курс общей физики, Т.3. М.: Наука, 1979.
5. Савельев И. В. Основы теоретической физики. Т.2. М.: Наука 1979.
6. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Курс физики. Т.3. М.: Наука, 1974.
7. Аюста В. и др. Основы современной физики, М.: Просвещение, 1981.
8. Гольдин Л.Л., Новикова Г.И, Введение в квантовую физику. М.: Наука, 1988.
9. Мултановский В.В. Василевский А.С. Курс теоретической физики. М.: Просвещение, 1991.
10. Спроул Р. Современная физика. М.: Наука, 1974.
11. Физика микромира (Серия «Маленькая Энциклопедия»). М.: Советская Энциклопедия, 1980.
12. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980.

სარჩევი

თავი 1. შესავალი. ბირთვის სტატიკური თვისებები

§1. საწყისი ცნებები ბირთვის შესახებ. ბირთვის თვისებები ----- 3

§2. ბირთვის ზმის ენერჯია. მასის დეფექტი ----- 6

§3. ბირთვის ზმის ვეიცზეკერის ნახევრადემპირიული ფორმულა ----- 8

§4. ბირთვის ზომები ----- 10

§5. ბირთვის სპინი ----- 14

§6. ბირთვის ფორმა და ელექტრული თვისებები ----- 15

§7. იზოტოპური სპინი ----- 17

თავი 2. ბირთვული მოდელები. ბირთვული ძალები.

§8. ბირთვული მოდელები. ბირთვის კოლექტიური მოდელები ----- 21

§9. ბირთვის ერთნაწილაკიანი მოდელები ----- 25

§10. ბირთვის განზოგადოებული მოდელები. სხვა მოდელები ----- 28

§11. ბირთვული ძალები. ბირთვული ძალების თვისებები ----- 30

§12. ბირთვული ძალების თეორია. ბირთვული ძალების მეზონური თეორია ----- 37

§13. დეიტრონი ----- 39

თავი 3. ბირთვული რეაქციები

§14. ბირთვული რეაქციები ----- 42

§15. შენახვის კანონები ბირთვული რეაქციებისას ----- 44

§16. ბირთვული რეაქციების თვისებები ----- 48

§17. ბირთვული რეაქციის მექანიზმები ----- 52

თავი 4. რადიაქტიურობა

§18. რადიაქტიურობა ----- 57

§19. რადიაქტიური დაშლის კანონი ----- 59

§20. ალფა-დაშლა ----- 63

§21. ბეტა-დაშლა ----- 67

§22. გამა-გამოსხივება ----- 73

§23. მესბაუერის ეფექტი ----- 74

თავი 5. ელემენტარული ნაწილაკები.

§24. ელემენტარული ნაწილაკები. ელემენტარული ნაწილაკების კლასიფიკაცია ----- 78

§25. შენახვის კანონები ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში ----- 84

§26. μ -მეზონები ----- 88

§27. π -მეზონები ----- 91

§28. K -მეზონები ----- 94

§29. პიპერონები ----- 96

§30. უცნაური ნაწილაკები ----- 97

§31. რეზონანსები ----- 99

§32. ნეიტრინო ----- 102

§33. ანტინაწილაკები ----- 105

§34. კვარკები. ადრონების კვარკული მოდელი ----- 107

თავი 6. ბირთვული ნაწილაკების გავლა ნივთიერებაში.

§35. მძიმე დამუხტული ნაწილაკების გავლა ნივთიერებაში ----- 114

§36. მსუბუქი დამუხტული ნაწილაკების გავლა ნივთიერებაში ----- 119

§37. გამა-კვანტების გავლა ნივთიერებაში ----- 123

თავი 7. ბირთვული ნაწილაკების წყაროები და რეგისტრაციის მეთოდები.

§38. ბირთვული ნაწილაკების წყაროები ----- 127

§39. ამაჩქარებლები ----- 130

§40. ნეიტრონებისა და სხვა ნეიტრალური ნაწილაკების წყაროები. ----- 140

§41. ნაწილაკების დეტექტორები ----- 143

§42. ნეიტრონებისა და სხვა ნეიტრალური ნაწილაკების დეტექტორები ----- 152

თავი 8. ბირთვების გაყოფა.

§43. მძიმე ბირთვების გაყოფა. გაყოფის ჯაჭვური რეაქცია ----- 156

§44. ტრანსურანული ელემენტები ----- 162

§45. ბირთვული რეაქტორები ----- 168

§46. თერმობირთვული რეაქციები ----- 176

თავი 9. გამოყენებითი ბირთვული ფიზიკა. ბირთვული ასტროფიზიკა

§47. კოსმოსური სხივები ----- 183

§48. ბირთვული გამოსხივების ბიოლოგიური მოქმედება ----- 188

§49. დოზიმეტრია და დაცვა. დოზიმეტრიული ერთეულები ----- 191

§50. ბირთვული ასტროფიზიკა ----- 195

გამომცემლობის დირექტორი
ნანა ხახუტაიშვილი

გამომცემლობის რედაქტორი – ლალი კონცელიძე
ტექნიკური რედაქტორი – ედუარდ ანანიძე

ხელმოწერილია დასაბეჭდად 17.06.2009
ქაღალდის ზომა 60X84 1/16
ფიზიკური თაბახი 12.5
ტირაჟი 100

შპსი სახელწამკრულებო

დაიბეჭდა უნივერსიტეტის სტამბაში

ქ. ბათუმი, ნინოშვილის 35