

მალხაზ გორიტაშვილი

---

# გამოყენებითი ბირთვული ფიზიკა

(ნაწილი 1)



გამოყენებითი ბირთვული ფიზიკა

(ნაწილი 1)



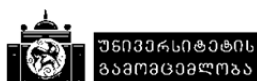
ივანე ჯავახიშვილის სახელობის  
თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

ზუსტ და საბუნებისმეტყველო  
მეცნიერებათა ფაკულტეტი

მალხაზ გორჩიტაშვილი

## გამოყენებითი ბირთვული ფიზიკა

(ნაწილი 1)





წიგნი ეძღვნება ჩვენი კოლეგის, აკადემიური დოქტორის – ზურაბ შავგულიძის ნათელ ხსოვნას. მოცემულ ნაშრომს საფუძვლად დაედო ლექციების საბაკალავრო და სამაგისტრო კურსები გამოყენებით ბირთვულ ფიზიკაში, რომელიც წლების განმავლობაში იკითხებოდა ივ. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტზე. მასში შეტანილია როგორც კურსის თეორიული ნაწილი, ასევე, პრაქტიკული მაგალითები და ამოცანები.

**რედაქტორი** ემერეტუს პროფესორი სიმონ წერეთელი

**რეცენზენტები:** ასოცირებული პროფესორი ზაალ მაჭავარიანი,  
ასისტენტ-პროფესორი თემურ ნადარეიშვილი

*გამოცემულია ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის საუნივერსიტეტო საგამომცემლო საბჭოს გადანყვეტილებით.*

© ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის  
სახელმწიფო უნივერსიტეტის გამომცემლობა, 2020

ISBN 978-9941-13-932-1 (pdf ყველა ნაწილის)

ISBN 978-9941-13-933-8 (pdf I ნაწილის)

# შინაარსი

<b>1. ბირთვი და ბირთვული რეაქციები</b> .....	7
ბირთვის ძირითადი მახასიათებლები .....	7
ბირთვის შმის ენერგია .....	8
წვეთური მოდელი .....	8
ბირთვის რადიუსი .....	10
ბირთვის ლუნობა .....	11
შენახვის კანონები .....	12
რეაქციის ენერგია .....	14
ბირთვული რეაქციის მაგალითები: .....	15
ამოცანები .....	16
<b>2. რადიოაქტიური დაშლის პროცესი</b> .....	26
ალფა-დაშლა .....	27
ბეტა-დაშლა .....	28
გამა-დაშლა .....	29
რადიოაქტიური დაშლის კანონი .....	29
ამოცანები .....	31
ალფა-დაშლის მექანიზმი .....	34
რადიოაქტიური ოჯახები .....	42
ამოცანები .....	47
სუსტი ურთიერთქმედება (ბეტა დაშლის პროცესი) .....	51
<b>β</b> -დაშლის ენერგია და ნახევარდაშლის პერიოდი .....	53
დაშვებული და აკრძალული ბეტა დაშლის პროცესი .....	54
<b>β</b> -სპექტრი, სარჯენტის წესი .....	55
ამოცანები .....	57
გამა გამოსხივება .....	65
კომპტონის ეფექტი .....	69
ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილის დაბადება .....	71
ამოცანები .....	71
<b>3. რადიაციული გამოსხივების ურთიერთქმედება ნივთიერებასთან</b> .....	76
ალფა ნაწილაკების ურთიერთქმედება გარემოსთან .....	76
მძიმე დამუხტული ნაწილაკების ურთიერთქმედება გარემოსთან .....	78
მაიონებელი გამოსხივების ურთიერთქმედება გარემოსთან .....	82
<b>4. ფარდობითობის სპეციალური და ზოგადი რელატივისტური</b>	
თეორიის შედეგები .....	84
გრავიტაციული წითელი წანაცვლების შედეგები .....	86
პაუნდისა და რეპკას ექსპერიმენტი .....	88

<b>5. ნუკლონ-ნუკლონური ურთიერთქმედება .....</b>	<b>91</b>
დეიტრონი .....	91
ნუკლონები: ნეიტრონი, პროტონი .....	94
რეაქციები ნეიტრონების მონაწილეობით .....	95
ნეიტრონების შენელება .....	99
ამოცანები .....	103
<b>6. აქტივაციის განტოლება. აქტივაციური ანალიზის მეთოდები .....</b>	<b>107</b>
გაზომვის ფარდობითი მეთოდი .....	108
მეთოდის მგრძობიარობა .....	109
აქტივაციის მეთოდები .....	110
ამოცანები .....	112
<b>7. ბირთვული ქრონოლოგია.....</b>	<b>115</b>
ურან-ტყვიის მეთოდი .....	117
კალიუმ-არგონის მეთოდი.....	119
რადიონახშირბადის მეთოდი .....	121
ამოცანები .....	122
<b>8. ლიტერატურა.....</b>	<b>125</b>

# 1. ბირთვი და ბირთვული რეაქციები

ზოგადად, ბირთვული რეაქცია შეიძლება ჩაინეროს შემდეგი ფორმით:

$$a_1 + a_2 \rightarrow b_1 + b_2 + \dots \quad (1.1)$$

სადაც  $a_1$  და  $a_2$  რეაქციაში მონაწილე ნაწილაკებია, ხოლო  $b_1, b_2 \dots$  – რეაქციის შედეგად დაბადებული ნაწილაკები. ყველაზე გავრცელებული სახე რეაქციისა არის რეაქცია, რომელშიც საბოლოო მდგომარეობაში ორი ნაწილაკია:

$$a + A \rightarrow b + B \quad (1.2)$$

ან შემოკლებული სახით:

$$A(a, b)B \quad (1.3)$$

ასეთ ჩანაწერში  $a$  დაცემული ნაწილაკია, ხოლო  $b$  – რეაქციის შედეგად გამოსხივებული ნაწილაკი,  $A$  სამიზნე ბირთვია, ხოლო  $B$  – რეაქციაში წარმოქმნილი (ჩვეულებრივ: მსუბუქი) საბოლოო ბირთვი. რეაქციის საწყის ეტაპს **შემაჯავალი არხი** ეწოდება, ხოლო საბოლოო ეტაპს – **გამომავალი არხები**. შესაძლებელია საბოლოო მდგომარეობაში სისტემის მიღება იქნას სხვადასხვა განსხვავებულ არხებში.

## ბირთვის ძირითადი მახასიათებლები

**ბირთვის მასა** იზომება მასის ატომურ ერთეულში (მ.ა.ე.). ერთეულად მიღებულია ნახშირბადის  $^{12}\text{C}$  ატომის  $1/12$  ნაწილი:

$$1\text{მ.ა.ე.} = 1.6606 \cdot 10^{-27} \text{კგ.} \quad (1.4)$$

ენერგიისათვის ბირთვულ ფიზიკაში გამოიყენება არასისტემური ერთეულები ევ, მევ, გევ, ტევ :  $1\text{ევ} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ჯ}$ ,  $1\text{მევ} = 10^6 \text{ევ}$ ,  $1\text{გევ} = 10^9 \text{ევ}$ ,  $1\text{ტევ} = 10^{12} \text{ევ}$  და ა.შ.

მ.ა.ე. შეიძლება გამოვსახოთ ენერგეტიკულ ერთეულებში.

$$1\text{მ.ა.ე.} = 931.49 \text{მევ} = 931.49 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^6 \text{ჯ} = 1.49 \cdot 10^{-10} \text{ჯ} \quad (1.5)$$

ნაწილაკის უძრაობის მასა  $m$ , სრული ენერგია  $E$  და იმპულსი  $p$  დაკავშირებული არიან ერთმანეთთან შემდეგი თანაფარდობით (რელატივისტურად ინვარიანტული სიდიდე):

$$E^2 - c^2 p^2 = m^2 c^4 \quad (1.6)$$

როცა ნაწილაკის სიჩქარე  $v = 0$ , უძრაობის ენერგია  $E_0$  და ნაწილაკის სრული ენერგია  $E$  ემთხვევა ერთმანეთს:

$$E_0 = mc^2 \quad (1.7)$$

სრული ენერგია მოიცავს ორ ნევრს :

$$E = mc^2 + T \quad (1.8)$$

სადაც  $T$  ნაწილაკის კინეტიკური ენერგიაა.



## ბირთვის ბმის ენერგია

ბირთვის მასა ყოველთვის მცირეა მისი შემადგენელი ნუკლონების მასათა ჯამზე.

ბირთვის ბმის ენერგია  $E_{\text{ბმ}}(A, Z)$  არის ენერგია, რომელიც საჭიროა ბირთვის დასაშლელად ცალკეულ ნუკლონებად. ის რიცხობრივად ტოლია გარე ძალების შესაბამისი მუშაობისა. ბმის ენერგია  $E_{\text{ბმ}}(A, Z)$  გამოითვლება შემდეგი ფორმულით:

$$E_{\text{ბმ}}(A, Z) = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)]c^2. \quad (1.9)$$

აქედან შეიძლება განვმარტოთ მასის დეფექტი, როგორც:

$$\Delta m = E_{\text{ბმ}}(A, Z)/c^2 = Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z) \quad (1.10)$$

მასის დეფექტი, ასევე, შეგვიძლია, გამოვსახოთ როგორც სხვაობა ბირთვის მასასა (ატომურ ერთეულებში) და მასურ რიცხვს შორის:

$$\Delta = [M(A, Z)/(1/12) \cdot M(^{12}\text{C})] - A, \quad (1.11)$$

სადაც  $Z$  – პროტონების რიცხვია,  $(A - Z)$  – ნეიტრონების რიცხვი,  $m_p$  და  $m_n$  პროტონის და ნეიტრონის მასებია,  $M(A, Z)$  – ბირთვის მასა მასური რიცხვით  $A$  და მუხტით  $Z$ .

ატომის მასით გამოსახული ბირთვის ბმის ენერგია ასე შეიძლება ჩაინეროს:

$$E_{\text{ბმ}}(A, Z) = (Zm_H + (A - Z)m_n - M_{\text{ატ}}(A, Z)) c^2 \quad (1.12)$$

სადაც  $m_H$  წყალბადის ატომის მასაა.

ბმის კუთრი ენერგია  $\varepsilon(A, Z)$  არის ერთ ნუკლონზე მოსული ბმის ენერგია.

$$\varepsilon(A, Z) = E_{\text{ბმ}}(A, Z) / A \quad (1.13)$$

ბირთვი, ზოგადად, ჩაინერება ასეთი სახით  ${}^A_ZX$ , მაგალითად, ურანის ბირთვი მასური რიცხვით  $A = 235$  და მუხტით  $Z = 92$  ჩაინერება როგორც  ${}^{235}_{92}\text{U}$ .

## წვეთური მოდელი

წვეთურ მოდელში ბირთვი განიხილება, როგორც უკუმშვადი, დამუხტული ბირთვული სითხის, სფერული ფორმის წვეთი, რადიუსით  $R$ , ამ მოდელის ფარგლებში აიხსნა ბირთვის ბევრი თვისება. მათ შორის მიღებულ იქნა ბირთვის ბმის ენერგიის ნახევრად ემპირიული ფორმულა.

$$E_{\text{ბმ}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \frac{\gamma Z^2}{A^{1/3}} - \frac{\xi \left(\frac{A-Z}{2}\right)^2}{A} + \delta A^{-3/4} \quad (1.14)$$

სადაც  $\alpha = 15.75$  მევ;  $\beta = 17.8$  მევ;  $\gamma = 0.711$  მევ;  $\xi = 94.8$  მევ;

$$\delta = \begin{cases} +34 \text{ მევ ლუნ} - \text{ლუნ ბირთვებისთვის} \\ 0 \text{ კენტი ბირთვებისთვის} \\ -34 \text{ მევ კენტ} - \text{კენტი ბირთვებისთვის.} \end{cases}$$

პირველი წევრი (1.14) ფორმულაში წარმოადგენს ბირთვის მოცულობით ენერგიას, რომელიც პროპორციულია მასური  $A$  რიცხვის:

$$W_{\text{მოც}} = \alpha A. \quad (1.15)$$

მორე წევრი არის ბირთვის ზედაპირული ენერგია, რომელიც ამცირებს სრულ ენერგიას, რადგანაც ბირთვული „წვეთის“ ზედაპირული ნუკლონები მხოლოდ ერთი (შიდა) მხრიდან მიიზიდებიან. ეს სითხისათვის კარგად ცნობილი ზედაპირული დაჭიმულობის ეფექტია. პირველი წევრი გვიჩვენებს, რომ ნუკლონებს შორის ძლიერი ურთიერთქმედების ძალას ახასიათებს ნაჯერობა – ნუკლონი ურთიერთქმედებს მხოლოდ უახლოეს ნუკლონთან.

$$W_{\text{ზედ}} = \beta A^{2/3} \quad (1.16)$$

შემდეგ საჭიროა, გავითვალისწინოთ პროტონებს შორის განზიდვის კულონური ენერგია, როცა  $Ze$  მუხტი თანაბრადაა განაწილებული ბირთვის შიგნით. კულონური განზიდვა რეალიზდება ნებისმიერ მანძილზე, ის ამცირებს ბმის ენერგიას და მას არ გააჩნია ნაჯერობის თვისება.

$$W_{\text{კულ}} = \gamma Z^2 / A^{1/3} \quad (1.17)$$

შემდეგი წევრი ბმის ენერგიაში არის სიმეტრიის პოტენციალური ენერგია:

$$W_{\text{სიმ}} = \xi (A/2 - Z)^2 / A. \quad (1.18)$$

ფორმულა ატომბირთვის აღნაგობაში უნდა ასახავდეს ბუნებაში შემჩნეული სიმეტრიის ტენდენციას. ეს სიმეტრია ნათლად ჩანს მსუბუქ ბირთვებში, სადაც, როგორც წესი, ისეთი ბირთვებია ყველაზე მდგრადი, რომელთაც აქვთ პროტონებისა და ნეიტრონების ერთნაირი რაოდენობა. ანუ ბირთვები  $Z = \frac{A}{2}$  უდიდესი მდგრადობით გამოირჩევიან ე.ი. მათ უდიდესი ბმის ენერგია  $E_{\text{გბ}}$  აქვთ. გადახრა  $Z = \frac{A}{2}$  ამ ტოლობიდან იწვევს ბმის ენერგიის შემცირებას. სიმეტრიის ეფექტი დაკავშირებულია იმ ფაქტთან, რომ ნუკლონების სპინი  $\frac{1}{2}$ -ია და ისინი პაულის პრინციპს ექვემდებარებიან.

ექსპერიმენტზე დაიკვირვება ბმის ენერგიის ნახტომისებური ცვლილება, როცა ბირთვს ემატება ან აკლდება ერთი ნუკლონი. ამიტომ  $E_{\text{გბ}}$  ბმის ენერგიაში უნდა დავამატოთ ე.წ. წყვილის ენერგია (ნუკლონური წყვილის განცალკავების ენერგია). ეს ენერგია აპროქსიმირდება გამოსახულებით

$$W_{\text{წყ}} = \delta A^{-3/4}. \quad (1.19)$$

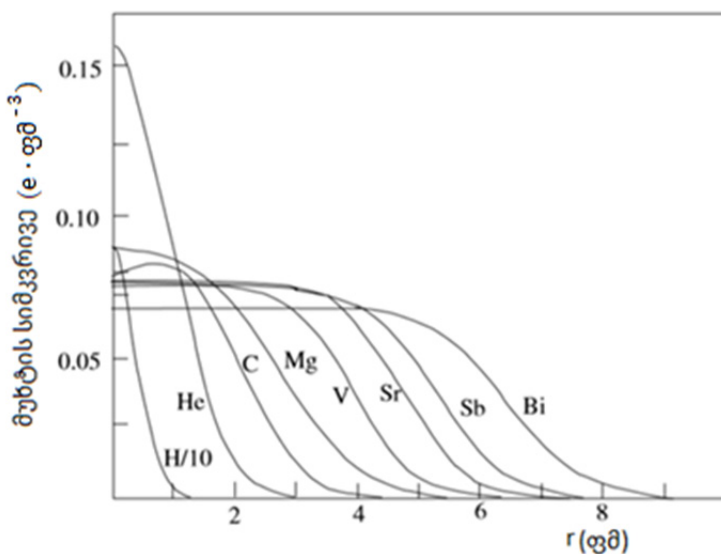
რეალურად ეს წევრი დაკავშირებულია ბირთვის გარსულ მოდელთან, რომელშიც, პაულის პრინციპზე დაყრდნობით, ხდება ცალკე ნეიტრონული და ცალკე პროტონული გარსების შევსება. აქედან გამომდინარე, ლუნ-ლუნ ბირთვებისათვის  $\delta$  დადებითია, ხოლო კენტ-კენტისთვის უარყოფითი. ანუ ყველაზე მდგრადია ლუნ-ლუნ ბირთვები, რომლებშიც ნეიტრონული და პროტონული გარსები შევსებულია.

## ბირთვის რადიუსი

ბირთვის რადიუსი  $R$  დაკავშირებულია მასურ რიცხვთან  $A$  შემდეგი თანაფარდობით:

$$R = r_0 A^{1/3}. \quad (1.20)$$

ბირთვულ ფიზიკაში ნუკლონის ზომა, ბირთვის რადიუსი, ურთიერთქმედების მანძილი იზომება ფემტო მეტრებში(ფმ) ( $1\text{ფმ}=10^{-15}\text{მ}$ ), სადაც პარამეტრი  $r_0$  იცვლება 1.2-1.4 ფმ არეში, რომელიც, ზოგადად, დამოკიდებულია ბირთვის რადიუსის განსაზღვრის მეთოდზე.



**ნახ.1.1** სხვადასხვა ბირთვისთვის ბირთვის შიგნით მუხტის სიმკვრივის განაწილების ექსპერიმენტული მონაცემები.

ბირთვებზე სწრაფი ელექტრონების დრეკადი გაფანტვის ექსპერიმენტიდან განისაზღვრა (ნახ.1.1) მუხტის სიმკვრივის ( $e \cdot \text{ფმ}^{-3}$ ) განაწილების ბირთვის ცენტრიდან  $r$  მანძილზე დამოკიდებულება. ნახაზიდან ჩანს, რომ მსუბუქი ბირთვებისათვის სიმკვრივის მაქსიმუმი განაწილებულია  $r = 0$  მახლობლობაში, ხოლო მძიმე ბირთვებისათვის –  $r \sim 2$  ფმ არეში. მნიშვნელოვანი განსხვავება მუხტის სიმკვრივის განაწილებაში დაიკვირვება მსუბუქ ბირთვებში. ეს შეიძლება აიხსნას იმით, რომ ბირთვული ძალების ნაჯერობა გაცილებით კარგადაა გამოხატული მძიმე ბირთვებისთვის. რადიუსის ფორმულა (1.20) სამართლიანია სფერული ფორმის სტაბილური ბირთვებისთვის. ის ფაქტი, რომ ბირთვის რადიუსი დამოკიდებულია მხოლოდ მასურ რიცხვზე, მიუთითებს იმაზე, რომ ბირთვული მატერიის სიმკვრივისა

და მუხტური სიმკვრივის განაწილება ბირთვში ერთნაირია. ბირთვული მატერიის სიმკვრივის განაწილება ბირთვში მოიცემა ფერმის გამარტივებული ფორმულით:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R)/a]} \quad (1.21)$$

სადაც  $\rho_0$  ბირთვული მატერიის სიმკვრივეა ბირთვის ცენტრში,  $R$  – ბირთვის რადიუსი (ცენტრიდან ათვლილი მანძილი, რომელზედაც ბირთვული მატერიის სიმკვრივე მცირდება ორჯერ),  $t$  – შრის სისქე (რომელშიც ბირთვული მატერიის სიმკვრივე მცირდება  $0.9\rho_0$ -დან  $0.1\rho_0$ -მდე).  $t$  პარამეტრი დაკავშირებულია  $a$ -სთან თანაფარდობით  $t \approx 4.4a$ .

**ბირთვის სპინი**  $\vec{J}$  ბირთვის შემადგენელი ნუკლონების სპინებისა და ორბიტალური მომენტების ვექტორული ჯამია.

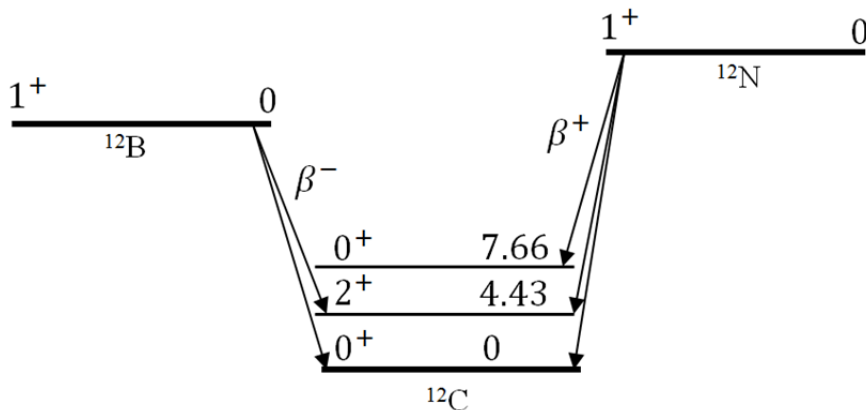
$$\vec{J} = \vec{s}_1 + \vec{l}_1 + \vec{s}_2 + \vec{l}_2 + \dots + \vec{s}_A + \vec{l}_A \quad (1.22)$$

$\vec{s}_i$  ბირთვის შემადგენელი ნუკლონების სპინებია, ხოლო  $\vec{l}_i$  – მათი ორბიტალური მომენტები.

**ბირთვის ლუნობა**  $P$  განისაზღვრება ბირთვის შემადგენელი ნუკლონების ორბიტალური მომენტებით

$$P = (-1)^{\sum l_i} \quad (1.23)$$

ნახ.1.2 ნაჩვენებია ( $^{12}\text{C}$  ბირთვის) ენერგეტიკული დონეების ტიპური სქემა, ალგზნების ენერგიები მევ, სპინები და ლუნობა. ბირთვის ალგზნების ენერგია ათვლილია ძირითადი მდგომარეობიდან. ნახაზზე, ასევე, ნაჩვენებია  $^{12}\text{B}$  და  $^{12}\text{N}$  ბირთვების მდგომარეობები, რომლებიც ბეტა  $\beta^-$  და  $\beta^+$  დაშლის შედეგად გადადიან  $^{12}\text{C}$  ბირთვის ძირითად და ალგზნებულ მდგომარეობებში.



ნახ. 1.2  $^{12}\text{B}$  და  $^{12}\text{N}$  ბირთვების  $^{12}\text{C}$  ბირთვის ძირითად და ალგზნებულ მდგომარეობებში გადასვლის სქემა.



## შენახვის კანონები

ბირთვულ რეაქციებში სრულდება შემდეგი შენახვის კანონები:

### ელექტრული მუხტის შენახვის კანონი

ბირთვულ რეაქციებში შემავალი არხის ჯამური მუხტი გამომავალი არხის ჯამური მუხტის ტოლია.

### ნუკლონების რიცხვის შენახვის კანონი

ბირთვულ რეაქციებში ინახება ნუკლონების რიცხვი, რაც ეკვივალენტურია მასური  $A$  რიცხვის შენახვის კანონის. ეს კანონი ბარიონული რიცხვის შენახვის კანონის კერძო შემთხვევაა. ბარიონული რიცხვი (ბარიონული მუხტი) ნაწილაკის (მაგალითად, ნუკლონებისთვის) ერთ-ერთი კვანტური მახასიათებელია. ბარიონული რიცხვი  $B = 1$  ყველა ბარიონისთვის და  $B = -1$  ანტიბარიონისთვის.  $B = 0$  ყველა დანარჩენი ნაწილაკისათვის (მეზონები, ლეპტონები). ბარიონული კვანტური რიცხვი წარმოადგენს ადიტიურ კვანტურ რიცხვს. ნაწილაკთა სისტემის ბარიონული რიცხვი ტოლია სხვაობისა ბარიონების რიცხვსა და ანტიბარიონების რიცხვს შორის. ბირთვის ბარიონული რიცხვი მასური  $A$  რიცხვის ტოლია. ბარიონული რიცხვის შენახვის კანონი სამართლიანია ნაწილაკებისა და ბირთვების ყველა ტიპის ურთიერთქმედებისთვის.

### სრული მომენტის შენახვის კანონი

ბირთვულ რეაქციებში ინახება სრული მომენტი  $\vec{J}$  და მისი პროექცია  $J_z$ . რეაქციისათვის  $a + A \rightarrow b + B$  შეიძლება ჩავენეროთ

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f, \quad (1.24)$$

სადაც  $\vec{J}_i$  და  $\vec{J}_f$  – სრული მომენტებია სანყის და საბოლოო მდგომარეობაში შესაბამისად,

$$\vec{J}_i = \vec{J}_A + \vec{J}_a + \vec{L}_a \text{ და } \vec{J}_f = \vec{J}_B + \vec{J}_b + \vec{L}_b, \quad (1.25)$$

სადაც  $\vec{J}_A, \vec{J}_a, \vec{J}_B, \vec{J}_b$ , შესაბამისად,  $A, a, B, b$  ნაწილაკების (ბირთვების) სპინებია, ხოლო  $\vec{L}_a$  ფარდობითი ორბიტალური მომენტია  $a$  ნაწილაკისა  $A$  -ს მიმართ,  $\vec{L}_b$  ორბიტალური მომენტია  $b$  ნაწილაკისა  $B$ -ს მიმართ. ორბიტალური მომენტის კვანტურ რიცხვებს შეუძლიათ მიიღონ მხოლოდ მთელი მნიშვნელობები. როცა  $l = 0$ -ს მაშინ ტალღური ფუნქცია, რომელიც აღწერს ნაწილაკების ფარდობით მოძრაობას, სფერულად სიმეტრიულია. ვექტორისათვის  $\vec{J}$  ერთდროულად შეიძლება განსაზღვრულ იქნას მისი კვადრატის მოდული  $|\vec{J}|^2 = J(J+1)\hbar^2$  და პროექცია  $J_z$  გამოყოფილ ღერძზე. პროექცია  $J_z$  იცვლება  $J\hbar$ -დან  $-J\hbar$ -მდე. ორი კვანტური ვექტორის ჯამის  $\vec{J}_1 + \vec{J}_2$  სიდიდეს შეუძლია მიიღოს მნიშვნელობები:

$$|J_1 - J_2|, |J_1 - J_2 + 1|, \dots, |J_1 + J_2 - 1|, |J_1 + J_2|. \quad (1.26)$$

### ლუნობის შენახვის კანონი

ძლიერ და ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებებში სივრცული P ლუნობა ინახება. ბირთვული რეაქციისათვის  $a + A \rightarrow b + B$  შეიძლება ჩაინეროს

$$P_a P_A (-1)^{l_a} = P_b P_B (-1)^{l_b} \quad (1.27)$$

სადაც  $P_a, P_A, P_b, P_B$  – ნაწილაკების (ბირთვების) –  $a, A, b, B$  შიგა ლუნობაა, ხოლო  $l_a, l_b$  ფარდობითი ორბიტალური მომენტებია შესაბამისად. ელექტრონული ფოტონების შინაგანი ლუნობა ტოლია  $(-1)^j$ , მაგნიტურის –  $(-1)^{j+1}$ , სადაც  $j$  ფოტონის მულტიპოლობაა. სუსტ ურთიერთქმედებაში ლუნობა არ ინახება.

### იზოტოპური სპინის შენახვის კანონი

იზოსპინი ადრონების (ბარიონები, მეზონები) მახასიათებელი კვანტური რიცხვია, რომელიც აღწერს მათ სიმეტრიას ძლიერი ურთიერთქმედების მიმართ. ბირთვული ძალების მუხტისაგან დამოუკიდებლობამ განაპირობა ბირთვულ ურთიერთქმედებაში შენახვადი კვანტური რიცხვის იზოსპინის შემოტანა. პროტონისა და ნეიტრონის ბირთვული ურთიერთქმედება ერთნაირია, როცა ისინი იმყოფებიან ერთიდაიგივე კვანტურ მდგომარეობაში და არაა დამოკიდებული ნუკლონის მუხტზე. ამიტომ ნეიტრონი და პროტონი განიხილებიან, როგორც ერთი ნუკლონი ორ სხვადასხვა მდგომარეობაში. მათი იზოსპინის მნიშვნელობა  $I = 1/2$  ერთმანეთის ტოლია, მაგრამ განსხვავებულია მათი იზოსპინის პროექცია. პროტონის იზოსპინის პროექციაა  $+1/2$ , ნეიტრონის  $-1/2$ . იზოსპინის  $\vec{I}$  ვექტორი განსაზღვრულია ფიქტიურ მუხტურ (იზოსპინურ სივრცეში). როცა პროცესი მიმდინარეობს ძლიერი ურთიერთქმედების შედეგად, მაშინ ჯამური იზოსპინი  $\vec{I}$  და მისი პროექცია  $I_z$  ინახება. ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებაში ინახება მხოლოდ იზოსპინის პროექცია. სუსტ ურთიერთქმედებაში იზოსპინი და მისი პროექცია არ ინახება. ელექტრომაგნიტური დიპოლური გადასვლებისთვის სრულდება შერჩევის წესი  $\Delta I = 0, 1$ . იზოტოპური სპინის შენახვის კანონი ადიტიური კანონია. რეაქციისათვის  $a + A \rightarrow b + B$ , რომელიც რეალიზდება ძლიერი ურთიერთქმედებით, შეიძლება ჩავწეროთ:

$$\vec{I}_a + \vec{I}_A = \vec{I}_b + \vec{I}_B, \quad (1.28)$$

სადაც  $\vec{I}_a, \vec{I}_A, \vec{I}_b, \vec{I}_B$  – შესაბამისად,  $a, A, b, B$  ნაწილაკების (ბირთვების) იზოტოპური სპინია შემავალ და გამომავალ არხებში. ბირთვს სხვადასხვა ენერგეტიკულ მდგომარეობაში შეიძლება ჰქონდეს იზოსპინის განსხვავებული მნიშვნელობა :

$$I_{min} = \frac{N - Z}{2} - \text{დან} \quad I_{max} = \frac{A}{2} - \text{მდე} \quad (1.29)$$

ბირთვის იზოსპინის პროექცია  $I_z$  ტოლია შემადგენელი ნუკლონების იზოსპინების პროექციების ჯამისა:

$$I_z = (Z - N)/2 \quad (1.30)$$

ბირთვის ძირითადი მდგომარეობის იზოსპინის მნიშვნელობა ტოლია მისი  $I_z$  პროექციის მოდულის

$$I = |I_z| = |Z - N|/2 \quad (1.31)$$

## რეაქციის ენერგია

რეაქციის ენერგია არის კინეტიკური ენერგია, რომელიც გამოიყოფა ან შთანთქმება რეაქციის პროცესში; ის სანყის და საბოლოო მდგომარეობებში ნაწილაკების უძრაობის ენერგიების სხვაობის ტოლია. ზოგად შემთხვევაში ის განისაზღვრება ფორმულიდან

$$Q = (\sum m_i - \sum m_f)c^2, \quad (1.32)$$

სადაც  $m_i$  და  $m_f$ - ნაწილაკების მასებია, შესაბამისად, სანყის და საბოლოო მდგომარეობებში. რეაქციას, როცა  $Q > 0$ , ეწოდება **ეგზოთერმული**, რომელიც დამჯახებელი ნაწილაკის ნებისმიერი ენერგიისათვის მიმდინარეობს ენერგიის გამოყოფით. რეაქციას, როცა  $Q < 0$ , ეწოდება **ენდოთერმული**. დრეკადი გაფანტვის პროცესში  $Q = 0$ . იმისათვის, რომ განხორციელდეს ენდოთერმული რეაქცია, დამჯახებელი ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია უნდა აღემატებოდეს კინეტიკური ენერგიის გარკვეულ ზღურბლურ  $T_{ზღ}$  მნიშვნელობას. **რეაქციის ზღურბლი** არის დაცემული ნაწილაკის კინეტიკური ენერგიის მინიმალური მნიშვნელობა ლაბორატორიულ სისტემაში, როცა შესაძლებელი ხდება მოცემული რეაქციის განხორციელება.

$$T_{ზღ} = \frac{(\sum m_i - \sum m_f)(\sum m_i + \sum m_f)c^2}{2m_A}, \quad (1.33)$$

სადაც  $m_i$  და  $m_f$  ნაწილაკების მასებია სანყის და საბოლოო მდგომარეობებში, შესაბამისად,  $m_A$  სამიზნე ნაწილაკის მასაა

ან

$$T_{ზღ} = \frac{(\sum m_f c^2)^2 - (\sum m_i c^2)^2}{2m_A} \quad (1.34)$$

ან

$$T_{ზღ} = |Q| \left( 1 + \frac{m_a}{m_A} + \frac{|Q|}{2m_A c^2} \right), \quad (1.35)$$

სადაც  $Q$  რეაქციის ენერგიაა,  $m_a$  – დაცემული ნაწილაკის მასა,  $m_A$  – სამიზნე ბირთვის მასა. არარელატივისტურ შემთხვევაში  $Q \ll 2m_A c^2$

$$T_{ზღ} \cong |Q| \left( 1 + \frac{m_a}{m_A} \right) \quad (1.36)$$

**ამაჩქარებლებზე** შემხვედრი კონებით ერთნაირი მასის ნაწილაკების დაჯახებისას (კოლაიდერები) ბირთვული რეაქციის განხორციელებისთვის, საკმარისია თითოეული ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია  $T'$  იყოს რეაქციის ენერგიის ნახევრის ტოლი  $T' = |Q/2|$ . იგივე პროცესის განხორციელებისთვის უძრავ სამიზნეზე საჭირო იქნებოდა ენერგიის  $T_{\text{მძ}}$  მნიშვნელობა:

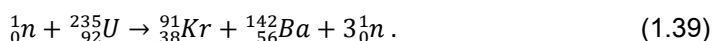
$$T_{\text{მძ}} = 2T'(T' + 2mc^2)/mc^2 \quad (1.37)$$

შემხვედრ კონებში, როცა ერთმანეთს ეჯახებიან სხვადასხვა ტიპის და მასის ნაწილაკები  $T_a$  და  $T_b$ , შეიძლება დაიბადოს ნაწილაკი მასით  $M$ , რომელიც შემდეგი თანაფარდობითაა დაკავშირებული ნაწილაკების კინეტიკურ ენერგიებთან:

$$Mc^2 = 2(T_a \cdot T_b)^{1/2} \quad (1.38)$$

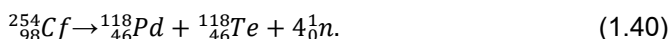
### ბირთვული რეაქციის მაგალითები:

1. ურან  $U-235$ -ის მიერ სითბური ნეიტრონების ჩაჭერის პროცესში რეალიზდება ბირთვის გაყოფის პროცესი, რომლის დროსაც გამოიყოფა კოლოსალური ენერგია



მოცემულ რეაქციაში, ურან  $U-235$ -ის ნეიტრონებით ბომბარდირებისას ბირთვის გაყოფის პროცესში წარმოიქმნებიან შედარებით მცირე მასის ბირთვები კრიპტონ-91, ბარიუმ -142 და 3 ნეიტრონი.

სპონტანური დაშლის რეაქციაა



2. წყალბადის ორი ატომის ბირთვული სინთეზის რეაქციაა



მოცემულ რეაქციაში წყალბადის ორი ატომის (წყალბადი-1 და დეიტერიუმი-წყალბადი-2) სინთეზის პროცესში წარმოიშობა ჰელიუმ-3 ატომი.

T ტრიტიუმის (წყალბადი-3) და d დეიტერიუმის (წყალბადი-2) ატომების სინთეზის რეაქციას ექნება შემდეგი სახე



სინთეზის პროცესში წარმოიშობა ჰელიუმ-4 ატომი. ეს რეაქცია ბირთვული სახით შეიძლება ჩაინეროს როგორც  $^3T(d, n) ^4He$ . ანალოგიურად რეაქცია



ბირთვული სახით ჩაინერება ასეთი სახით  $^{10}B(n, \alpha)^7Li$ .

3. ალფა დაშლის რეაქცია, რომელსაც თან ახლავს  $\alpha$  ნაწილაკის გამოსხივება:





მოცემულ რეაქციაში ურანის  $U-238$ -ის ბირთვი დაშლის პროცესში გამოასხივებს ალფა ნაწილაკს და გარდაიქმნება თორიუმის  $Th-234$  ბირთვად. ალფა დაშლის რეაქციაში ოთხი ერთეულით მცირდება ბირთვის მასური რიცხვი და ორი ერთეულით ბირთვის მუხტი.

4. ბეტა დაშლის რეაქცია, რომელსაც თან ახლავს  $\beta$  ნაწილაკის (ელექტრონის  $e^-$  ან  $e^+$  პოზიტრონის) გამოსხივება.



მოცემულ (1.45) რეაქციაში თორიუმის  $Th-234$  ბირთვი გამოასხივებს  $\beta$  ნაწილაკს – ელექტრონს და გარდაიქმნება პროტაქტინიუმის  $Pa-234$  ბირთვად. ამ რეაქციაში ბირთვის მასური რიცხვი არ იცვლება, მაგრამ ხდება ბირთვის მუხტის გაზრდა ერთი ერთეულით.

ბშირად ბირთვულ რეაქციებს თან ახლავს გამა გამოსხივება, აქ მოყვანილ რეაქციებში, სიმარტივის მიზნით, გამა ფოტონების გამოსხივება არ მოვიყვანეთ (გამა გამოსხივების პროცესში არ იცვლება ბირთვის არც მასური რიცხვი და არც მუხტი). მაგალითად,  $U-238$  ბირთვის ალფა დაშლის პროცესს თან ახლავს ორი გამა ფოტონის გამოსხივება



ყველა აქ ჩამოთვლილი რეაქციის ტიპი და მათი რეალიზაციის მექანიზმები უფრო დანვრილებით იქნება განხილული კონკრეტულ მაგალითებში.

### 1. ამოცანა

${}^{40}Ca$  და  ${}^{107}Ag$  ბირთვებისათვის, ვაიცზეკერის ემპირიული ფორმულის გამოყენებით, გამოვთვალოთ ბმის ენერგია.

**ამოხსნა:**

ა) ბირთვისათვის  ${}^{40}Ca$ :  $A = 40$ ;  $Z = 20$ .

ვისარგებლოთ ვეიცზეკერის ფორმულით:

$$E_{\text{ბმ}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2/A^{1/3} - \xi (A/2 - Z)2/A + \delta A^{-3/4}.$$

კალციუმის ბირთვისათვის  ${}^{40}Ca$  მასური რიცხვი  $A=40$ , ხოლო პროტონებისა და ნეიტრონების რიცხვი ტოლია ერთმანეთის  $Z=N=20$ ; ასევე კალციუმის ბირთვი ლუნ-ლუნ ბირთვია; მაშინ ვეიცზეკერის ფორმულაში შემავალი მუდმივების მნიშვნელობები იქნება:  $\alpha = 15.75$  მევ;  $\beta = 17.8$  მევ;  $\gamma = 0.711$  მევ;  $\xi = 0$  მევ და  $\delta = 34$  მევ. აქედან გამომდინარე, ბმის ენერგია იქნება ტოლი

$$\begin{aligned} E_{\text{ბმ}} &= 15.75 \cdot 40 - 17.8 \cdot 40^{2/3} - 0.71 \cdot \frac{20^2}{\sqrt[3]{40}} + 34 \cdot 40^{-3/4} = \\ &= 630 - 208.2 - 83 + 2.1 \approx 341(\text{მევ}). \end{aligned}$$

ექსპერიმენტული მონაცემებიდან მიიღება 342 მევ.

ბ) განვიხილოთ ვერცხლის ბირთვი  $^{107}\text{Ag}$ , რომლის მასური რიცხვია  $A=107$ , ხოლო მუხტი  $Z=47$ .  $^{107}\text{Ag}$ -ბირთვი კენტია (ნუკლონების რიცვი 147), ამიტომ  $\xi$  განსხვავებულია ნულისაგან და  $\delta = 0$ .

ვეიცზეკერის ფორმულიდან მივიღებთ:

$$E_{\text{გგ}} = 15.75 \cdot 107 - 17.8 \cdot 107^{\frac{2}{3}} - 0.71 \cdot 107^{-\frac{1}{3}} - 94.8 \cdot \frac{\left(\frac{107}{2} - 47\right)^2}{107} =$$

$$= 15.75 \cdot 107 - 17.8 \cdot 107^{\frac{2}{3}} - 0.71 \cdot 47^2 \cdot 107^{-\frac{1}{3}} - 94.8 \cdot \frac{\left(\frac{107}{2} - 47\right)^2}{107} =$$

$$= 1685.25 - 401.18 - 330.9 - 37.43 = 915.7 \text{ მევ. ექსპერიმენტული მონაცემებიდან მიიღება } 915 \text{ მევ.}$$

## 2. ამოცანა

ვეიცზეკერის ფორმულის გამოყენებით ვიპოვოთ ყველაზე მდგრადი იზობარული ბირთვის  $Z_0$  მუხტის მნიშვნელობა მასური რიცხვის ფიქსირებული მნიშვნელობისთვის. მაგალითისთვის ავიღოთ იზოტოპი მასური რიცხვით  $A = 27$ .

**ამოხსნა:**

როცა  $A = \text{const}$ , მაშინ

$$\frac{\partial E_{\text{გგ}}}{\partial Z} = 0$$

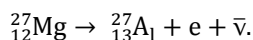
$$E_{\text{გგ}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \frac{\gamma Z^2}{A^{1/3}} - \frac{\xi \left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta A^{-3/4}$$

$$\frac{\partial E_{\text{გგ}}}{\partial Z} = -2\gamma Z \cdot A^{-\frac{1}{3}} + 2\xi \left(\frac{A}{2} - Z\right) \cdot A^{-1} = 0$$

$$\xi - Z \left(2\gamma \cdot A^{-\frac{1}{3}} + 2\xi \cdot A^{-1}\right) = 0$$

$$Z_0 = \frac{\xi}{2 \left(\gamma \cdot A^{-\frac{1}{3}} + \xi \cdot A^{-1}\right)} = \frac{A}{2 + \frac{2\gamma}{\xi} \cdot A^{2/3}}$$

$A = 27$ , მაშინ მივიღებთ  $Z_0 = 12.64$ . რადგან  $Z$  იღებს მხოლოდ მთელ მნიშვნელობებს გვექნება  $Z_0 = 13$ . აქედან გამომდინარე მივიღებთ, რომ ჩვენი სტაბილური ბირთვი იქნება  $^{13}_{13}\text{Al}$ , ხოლო  $^{12}_{12}\text{Mg}$  ბირთვი  $Z = 12$  არასტაბილურია და  $\beta^-$  დაშლის პროცესში გადადის სტაბილურ  $^{13}_{13}\text{Al}$  ბირთვში:



## 3. ამოცანა

ვეიცზეკერის ფორმულის გამოყენებით, ვიპოვოთ  $Z^2/A$  პარამეტრის მინიმალური მნიშვნელობა, რომლისთვისაც ენერგეტიკულად დასაშვებია ბირთვის დაშლა ორ ერთნაირ ლუნ-ლუნ ბირთვად (ლუნი  $A$  და  $Z$ -ით).

**ამოხსნა:**

დაშლის დაშვება ნიშნავს, რომ  $M(A, Z) > 2M\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right)$ .

რაც შეესაბამება იმას, რომ  $E_{\text{გ}}(A, Z) < 2E_{\text{გ}}\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right)$  უტოლობიდან გამომდინარეობს, რომ

$$\begin{aligned} & \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \frac{\gamma Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \frac{\xi \left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta(A, Z) < \\ & < \alpha A - 2\beta \left(\frac{A}{2}\right)^{\frac{2}{3}} - 2\gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{5}{3}} - \frac{\xi \left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta(A, Z) \\ & \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \frac{\gamma Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \frac{\xi \left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta(A, Z) < \\ & < \alpha A - 2^{\frac{1}{3}}\beta A^{\frac{2}{3}} - 2\gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{5}{3}} - \frac{\xi \left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right) \end{aligned}$$

საბოლოოდ მივიღებთ  $(Z^2/A) > 18$ .

#### 4. ამოცანა

განვსაზღვროთ ნუკლონების კონცენტრაცია, ბირთვული მატერიის სიმკვრივე და ელექტრონული მუხტის სიმკვრივეები ბირთვში.

**ამოხსნა:**

აღვნიშნოთ ნუკლონების კონცენტრაცია  $n_0$ .

$$n_0 = \frac{A}{V} = \frac{3A}{4\pi R^3}; \quad R = r_0 A^{1/3}, \quad \text{მაშინ} \quad n_0 = \frac{3}{4\pi r_0^3} = 8.7 \cdot 10^{37} \text{სმ}^{-3}$$

ბირთვული მატერიის სიმკვრივე  $\rho_{\text{ბ}} = \frac{m_{\text{ბ}}}{V} = \frac{m_p A}{V} = \frac{3m_p}{4\pi r_0^3} = 1.5 \cdot 10^{14} \text{გ/სმ}^3$ .

ბირთვის მუხტური სიმკვრივე  $\rho_Q = \frac{Q}{V} = \frac{Ze}{V}; Z \approx \frac{A}{2} = 7 \cdot 10^{18} \text{კ/სმ}^3$ .

#### 5. ამოცანა

განვსაზღვროთ დეიტრონის  ${}^2H$  მასა ენერგეტიკულ ერთეულებში, თუ დეიტრონის ბმის ენერგია  $E_{\text{გ}}(A = 2, Z = 1) = 2.2$  მევ.

**ამოხსნა:**

ნეიტრონის  $m_n$  და პროტონის  $m_p$  მასა ენერგეტიკულ ერთეულებში ტოლია  $m_n = 939.6$  მევ,  $m_p = 938.3$  მევ შესაბამისად. განმარტების თანახმად ბირთვის მასა

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - E_{\text{გ}}(A, Z),$$

სადაც  $Z$  და  $A$  ბირთვის მუხტი და მასური რიცხვია, ხოლო  $E_{\text{გ}}(A, Z)$  ბმის ენერგიაა შესაბამისად. მაშინ დეიტრონის მასისთვის გვექნება

$$M(A = 2, Z = 1) = 1 \times 938.3 \text{ მევ} + 1 \times 939.6 \text{ მევ} - 2.2 \text{ მევ} = 1875.7 \text{ მევ}.$$

## 6. ამოცანა

განვსაზღვროთ ნეიტრონის ბმის ენერგია აზოტის  $^{14}\text{N}$  ბირთვში, თუ ცნობილია, რომ  $^{14}\text{N}$  და  $^{13}\text{N}$  ბირთვების ბმის ენერგია, შესაბამისად, ტოლია 104.66 და 94.10 მევ-ის.

### ამოხსნა:

ბირთვის სრული ენერგიაა

$$E(A, Z) = M_A c^2 = (m_p Z + m_n N) c^2 - |E_{\text{გ}}| = M_{14} c^2 = (7m_p + 7m_n) c^2 - 104.66 \text{ მევ};$$

$$M_{13} c^2 = (7m_p + 6m_n) c^2 - 94.10 \text{ მევ};$$

$$M_{14} c^2 + E_{\text{გ}}^n = M_{13} c^2 + m_n c^2$$

$$\text{საბოლოოდ ნეიტრონის ბმის ენერგიისათვის მივიღებთ } E_{\text{გ}}^n = 104.66 - 94.10 = 10.56 \text{ (მევ)}$$

## 7. ამოცანა

რისი ტოლია ერთი ნეიტრონის ან ერთი პროტონის „მოცილების“ ენერგია ჟანგბადის ბირთვში  $^{16}\text{O}$ ?

### ამოხსნა:

„მოცილების“ ენერგია ცალკეული ნეიტრონისა და პროტონისათვის შეიძლება გამოვსახოთ თანაფარდობებით:

$$\epsilon_n(A, Z) = (m_n + M(A - 1, Z) - M(A, Z)) c^2,$$

$$\epsilon_p(A, Z) = (m_p + M(A - 1, Z - 1) - M(A, Z)) c^2$$

$^{16}\text{O}$  – ბირთვი თანაფარდობაში მოცემულია  $M(A, Z)$  სახით, სადაც  $A = 16$ ,  $Z = 8$ , ბირთვი  $M(A - 1, Z)$  წარმოადგენს ჟანგბადის  $^{15}\text{O}$  ბირთვს, მისი მასაა 15.003 მ.ა.ე, ხოლო ბირთვი  $M(A - 1, Z - 1)$  – აზოტის  $^{15}\text{N}$  ბირთვს, მისი მასაა 15.001 მ.ა.ე, სადაც 1 მ.ა.ე = 931.5 მევ ენერგეტიკულ ერთეულებში. საბოლოოდ მივიღებთ:

$$\epsilon_n = 939.6 \text{ მევ} + (15.003 - 15.9949) 931.5 \text{ მევ} = 15.6 \text{ მევ}$$

$$\epsilon_p = 938.3 \text{ მევ} + (15.001 - 15.9949) \cdot 931.5 \text{ მევ} = 12.5 \text{ მევ}.$$

ცხადია, პროტონის მოცილების ენერგია უფრო მცირეა, კულონური განზიდვის ენერგიის წვლილის გამო.

შევავსაოთ ეს ენერგია, თუ ჩავთვლით, რომ მუხტი თანაბრადაა განაწილებული ბირთვში და თითოეული პროტონი ურთიერთქმედებს დანარჩენ  $Z - 1$  პროტონ-



თან. ცნობილია, რომ ამ შემთხვევაში ურთიერთქმედების კულონური ენერგია შეიძლება გამოვსახოთ ასეთი სახით:

$$\frac{3Z(Z-1)e^2}{5R},$$

სადაც  $Z$  ბირთვის მუხტია. ჟანგბადის  $^{15}_8\text{O}$  და აზოტის  $^{15}_7\text{N}$  ბირთვებისათვის, განსხვავება კულონური ურთიერთქმედების ენერგიებში, განაპირობებს  $\varepsilon_n$  და  $\varepsilon_p$  ენერგიებს შორის სხვაობას.

$$\varepsilon_n - \varepsilon_p = \Delta E_c = \frac{3Z(Z-1)e^2}{5R} - \frac{3(Z-1)(Z-2)e^2}{5R} = \frac{6(Z-1)e^2}{5R},$$

სადაც  $Z = 8$ , ხოლო ბირთვის რადიუსი  $R = r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}} = 1.3 \cdot 16^{\frac{1}{3}} = 1.3 \cdot 2.52 = 3.3$  (ფმ), გავამრავლოთ მრიცხველი  $\hbar c$  სიდიდეზე, მივიღებთ

$$\frac{6(Z-1)e^2\hbar c}{5R\hbar c}.$$

ცნობილია, რომ სიდიდე  $e^2/\hbar c$  წარმოადგენს ნაზი სტრუქტურის მუდმივას, რომელიც ტოლია  $1/137$ , ხოლო  $\hbar c = 197$  მევ·ფმ. საბოლოოდ გვექნება

$$\Delta E_c = \frac{6 \cdot 7 \cdot 197 \text{ მევ}}{5 \cdot 3.3 \cdot 137} \approx 3.7 \text{ მევ}$$

ეს შეფასება ნაკლებად ზუსტია, თუმცა ახლოსაა წინა შედეგთან

$$15.6 - 12.5 = 3.1 \text{ (მევ)}.$$

## 8. ამოცანა

$^{11}\text{B}$  ( $A = 11, Z = 5$ ) და  $^{11}\text{C}$  ( $A = 11, Z = 6$ ) სარკული ბირთვების ბმის ენერგიის შედარებიდან გამომდინარეობს, რომ მათ შორის განსხვავებაა  $\Delta E = 3.06$  მევ. აქედან გამომდინარე, განვსაზღვროთ  $r_0$ -ის მნიშვნელობა ფორმულაში  $R = r_0 A^{1/3}$ , სადაც  $R$ -ბირთვის რადიუსია.

### ამოხსნა:

ბმის ენერგიებს შორის სხვაობა ( $\Delta E = 3.06$  მევ) განპირობებულია კულონური ურთიერთქმედებით. ცნობილია, რომ თანაბრად დამუხტული სფეროს კულონური ენერგია ტოლია

$$\frac{3e^2Z(Z-1)}{5R}.$$

ამ ბირთვებს ერთნაირი აქვთ მასური რიცხვი და განსხვავებული აქვთ პროტონებისა და ნეიტრონების რიცხვი ერთი ერთეულით  $Z$ .

$$\Delta E = \frac{3e^2Z(Z+1)}{5R} - \frac{3e^2Z(Z-1)}{5R} = \frac{6}{5R}e^2Z, R = \frac{6}{5\Delta E}e^2Z = r_0\sqrt[3]{A}.$$

აქედან საბოლოოდ მივიღებთ  $r_0 = 1.28$  ფმ. ეს შედეგი კარგ თანხვედრაშია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან.

### 9. ამოცანა

ვიპოვოთ ისეთი ბირთვის ბმის ენერგია, რომელსაც აქვს ერთიდაიგივე რაოდენობა პროტონების და ნეიტრონების და რომლის რადიუსი  $\eta = 1.5$  ჯერ მცირეა  $^{27}\text{Al}$  ბირთვის რადიუსზე.

#### ამოხსნა:

ვიპოვოთ მოცემული ბირთვის  $A$  მასური რიცხვი. გვექნება შემდეგი თანაფარდობა:

$$\eta A^{1/3} = A_{\text{Al}}^{1/3},$$

აქედან გამომდინარეობს

$$A = \left(\frac{A_{\text{Al}}}{\eta^3}\right) = 8.$$

მასური რიცხვის ეს მნიშვნელობა შეესაბამება ბერილიუმის ბირთვის  $^8\text{Be}$ , სწორედ ამ შემთხვევაში, პროტონების და ნეიტრონების რიცხვი ერთმანეთის ტოლია.

ბმის ენერგია შეგვიძლია გამოვთვალოთ შემდეგი თანაფარდობიდან:

$$E_{\text{გგ}} = (4m_H + 4m_n - m_A)c^2$$

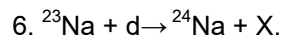
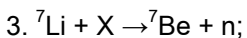
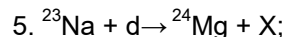
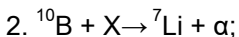
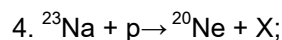
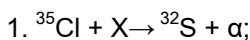
ჩავსვათ მნიშვნელობები  $m_H c^2 = 938.789$  მევ,  $m_n c^2 = 939.571$  მევ,

$m_A c^2 = 7456.944$  მევ, მივიღებთ  $E_{\text{გგ}} = 56.5$  მევ, კუთრი ენერგია მოსული ერთ ბირთვზე  $\mathcal{E} = (E_{\text{გგ}}/A) \approx 7$  მევ.

აღვნიშნოთ, რომ ატომებში ელექტრონის ბმის ენერგია არის 10 ევ რიგის, ანუ გამოდის, რომ ბმის კუთრი ენერგია ბირთვში თითქმის მილიონჯერ –  $10^6$  აღემატება ელექტრონების ბმის ენერგიას ატომში.

### 10. ამოცანა

მოვახდინოთ  $X$  ნაწილაკის იდენტიფიკაცია და გამოვთვალოთ რეაქციის  $Q$  ენერგია შემდეგ შემთხვევებში:



#### ამოხსნა:

ამისათვის უნდა გამოვიყენოთ მუხტისა და ნუკლონების რიცხვის შენახვის კანონები.

1	$^{35}\text{Cl}$	X	$^{32}\text{S}$	$\alpha$	$Q = -29.013 + 7.289 - (-26.016 + 2.424) = 1.87$ მევ
Z	17	1	16	2	რეაქცია ეგზოთერმულია
A	35	1	32	4	
		X = p			
2	$^{10}\text{B}$	X	$^7\text{Li}$	$\alpha$	$Q = 12.05 + 8.071 - (14.907 + 2.424) = 2.79$ მევ
Z	5	0	3	2	რეაქცია ეგზოთერმულია
A	10	1	7	4	
		X = n			
3	$^7\text{Li}$	X	$^7\text{Be}$	n	$Q = 14.907 + 7.29 - (15.768 + 8.07) = -1.643$ მევ
Z	3	1	4	0	რეაქცია ენდოთერმულია
A	7	1	7	1	$(T_{\text{ზლ}} = 1.643(1 + 1/7) = 1.88$ მევ)
		X = p			
4	$^{23}\text{Na}$	p	$^{20}\text{Ne}$	X	$Q = -9.532 + 7.289 - (-7.041 + 2.424) = 2.38$ მევ
Z	11	1	10	2	რეაქცია ეგზოთერმულია
A	23	1	20	4	
				X = $\alpha$	
5	$^{23}\text{Na}$	d	$^{24}\text{Mg}$	X	$Q = -9.532 + 13.136 - (-13.933 + 8.071) = 9.47$ მევ
Z	11	1	12	0	რეაქცია ეგზოთერმულია
A	23	2	24	1	
				X = n	
6	$^{23}\text{Na}$	d	$^{24}\text{Na}$	X	$Q = -9.532 + 13.136 - (-8.42 + 7.289) = 4.74$ მევ
Z	11	1	11	1	რეაქცია ეგზოთერმულია
A	23	2	24	1	
				X = p	

## 11. ამოცანა

ჩამოთვალეთ რამდენიმე ბირთვული რეაქცია, რომელშიც შეიძლება წარმოიშვას იზოტოპი  $^8\text{Be}$ .

### ამოხსნა:

გამოვიყენოთ მუხტისა და მასური რიცხვის შენახვის კანონები.

1.  $\alpha + \alpha \rightarrow ^8\text{Be} + \gamma$
2.  $d + ^6\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be} + \gamma$ ,
3.  $p + ^7\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be} + \gamma$ ,
4.  $\gamma + ^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be} + n$ ,
5.  $\gamma + ^{10}\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be} + d$ ,

6.  $p + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^3\text{He}$ ,
7.  $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha$ ,
8.  $p + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha$ .

## 12. ამოცანა

განვსაზღვროთ რეაქციის ზღურბლური ენერგია:  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$  და  ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ .

ამოხსნა:

$$1) {}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He} Q = +17.348 \text{ მევ } T_{\text{ზღ}} = |Q| \left(1 + \frac{m}{M}\right); T_{1\text{ზღ}} = 17.35(1+1/7)$$

$$2) {}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be} Q = +17.26 \text{ მევ } T_{2\text{ზღ}} = 17.3 (1+1/7)$$

## 13. ამოცანა

გამოვთვალოთ ენერგიის ზღურბლური მნიშვნელობა რეაქციისათვის  ${}^{14}\text{N} + \alpha \rightarrow {}^{17}\text{O} + P$ , ორ შემთხვევაში, როცა დაცემული ნაწილაკია: 1)  $\alpha$  – ნაწილაკი და 2) აზოტის ბირთვი  ${}^{14}\text{N}$ . ჩავთვალოთ, რომ დაჯახება არარელატივისტურია და სამიზნე გაჩერებულია.

ამოხსნა:

თუ ჩავატარებთ გამოთვლას, მივიღებთ, რომ რეაქციის ენერგია  $Q$  ტოლი იქნება 1.13 მევ.

$$T_{\text{ზღ}} \cong |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A}\right)$$

$$1) T_{\text{ზღ}} = 1.18(1+4/14) = 1.52(\text{მევ})$$

$$2) T_{\text{ზღ}} = 1.18(1+14/4) = 5.31(\text{მევ}).$$

მივიღეთ, რომ დაჯახების პროცესში რეაქციის განსახორციელებლად ენერგეტიკულად ხელსაყრელია მსუბუქი ნაწილაკის დაჯახება მძიმე სამიზნეზე.

## 14. ამოცანა

განვსაზღვროთ როგორი მინიმალური ენერგია უნდა ჰქონდეს ნეიტრონს, რომ განხორციელდეს რეაქცია:  ${}^{16}\text{O} + n \rightarrow {}^{13}\text{C} + {}^4\text{He}$

ამოხსნა:

გამოვთვალოთ რეაქციის ენერგია.

$$Q = 8.071 - 4.737 - 2.424 - 3.125 = -2.215(\text{მევ}) \text{ არარელატივისტურ შემთხვევაში}$$

$$T_{\text{ზღ}} = |Q| \left(1 + \frac{1}{16}\right) = 2.35\text{მევ}$$

## 15. ამოცანა

შევაფასოთ როგორი  $\bar{E}$  ენერგია უნდა ჰქონდეს ნაწილაკების ნაკადს ამაჩქარებელზე უძრავი სამიზნით, თუ ეკვივალენტურ ამაჩქარებელს წარმოადგენს ა) პრო-

ტონ-ანტიპროტონული ამჩქარებელი (ტევატრონი, ფერმის სახ. ლაბორატორია FNAL), როცა შემხვედრი ნაკადების ენერგიაა 1ტეე. ცხადია, რომ დამჯახებელ ნაწილაკს წარმოადგენს ანტიპროტონი, ხოლო უძრავ სამიზნეს პროტონი (პროტონების შემცველი გარემო). ამჩქარებლებში უძრავი სამიზნით ენერგიის დიდი ნაწილი იხარჯება უსარგებლო მასათა ცენტრის მოძრაობაზე ლაბორატორიულ სისტემაში. ამიტომ მაღალი ენერგიების ფიზიკაში, სადაც ასეთი დანაკარგები იქნებოდა, განსაკუთრებით დიდი გამოყენება აქვთ ამჩქარებლებს შემხვედრი კონებით.

**ამოხსნა:**

ამჩქარებელში შემხვედრი კონებით, როცა ნაწილაკების მასები და მათი ენერგიები ტოლია, ლაბორატორიული სისტემა ემთხვევა მასათა ცენტრის სისტემას. ამ სისტემაში  $E^2 - P^2 = inv = 4E^2$  (რადგან შემხვედრ კონებში გამოდის, რომ სრული ენერგია  $2E$  ტოლია, ხოლო ჯამური იმპულსი ნულია). მეორე მხრივ, კოორდინატთა სისტემაში, რომელიც დაკავშირებულია ერთ-ერთ ნაწილაკთან (მაგალითად, მეორე უძრავ ნაწილაკთან) პირველი ნაწილაკის ენერგია იქნება საძებნი  $\tilde{E}$  ენერგია. ამ სისტემაში სრული ენერგიის კვადრეტი იქნება  $(m + \tilde{E})^2$  (იგულისხმება, რომ სინათლის სიჩქარე  $c=1$ ), ხოლო სრული იმპულსის კვადრეტი ტოლი იქნება დაცემული 1 ნაწილაკის ოთხი იმპულსის:

$$P^2 = (P_1)^2 = \tilde{E}^2 - m^2$$

გავუტოლოთ ინვარიანტული სიდიდეები ამ ორ სისტემაში. ამჩქარებელზე უძრავი სამიზნით ნაწილაკის ენერგიისათვის მივიღებთ

$$4E^2 = (m + \tilde{E})^2 - \tilde{E}^2 + m^2 = 2m^2 + 2m\tilde{E}$$

$$\tilde{E} = \frac{2E^2}{m} - m.$$

აქედან გამომდინარე, კოლაიდერის ეკვივალენტურ ამჩქარებელზე უძრავი სამიზნით ანტიპროტონის ენერგიისათვის (ანტიპროტონი ეჯახება პროტონის შემცველ უძრავ სამიზნეს) მივიღებთ:

$$\tilde{E} = \frac{2 \cdot 10^3 \cdot 10^3}{0.94} \text{ გეე} - 0.94 \text{ გეე} \approx 2.1 \cdot 10^6 \text{ გეე} = 2.1 \text{ ტეე}$$

**16. ამოცანა**

ამჩქარებელში HERA (DESY, გერმანია) შემხვედრ ნაკადებში ერთმანეთს ეჯახებიან 30გეე ენერგიის ელექტრონები და 920 გეე კინეტიკური ენერგიის პროტონები. ვიპოვოთ რა მაქსიმალური მასის ნაწილაკი შეიძლება დაიბადოს ამ ექსპერიმენტში.

**ამოხსნა:**

$$Mc^2 = 2\sqrt{T_1 T_2} = 332 \text{ გეე}.$$

## 17. ამოცანა

1983 წელს ცერნში ამაჩქარებელზე შემხვედრი კონებით (კოლაიდერი) აღმოჩენილ იქნა სუსტი ველის ბოზონები  $W^\pm$  და  $Z$ . 270 გევ ენერგიის პროტონ-ანტიპროტონულ დაჯახებებში ეძებდნენ მძიმე ბოზონს და რეაქციაში  $P + \bar{P} \rightarrow Z$  აღმოაჩინეს  $Z$  ბოზონი. აღმოჩნდა, რომ  $Z$  ბოზონის მასა არის 91.2 გევ (ენერგეტიკულ ერთეულებში). ცხადია, რომ ერთნაირი მასისა და ენერგიის ნაწილაკების (პროტონი და ანტიპროტონი) დაჯახებისას (ურთიერთშემხვედრ კონებში) ასეთი მასის დაბადებისთვის საკმარისი იყო 45.6 გევ ენერგიის პროტონი და ანტიპროტონი.  $(T_P + T_{\bar{P}})_{min} = |Q| = m_Z c^2 = 91.2 \text{ გევ}$ ,  $|T_P|_{min} = |T_{\bar{P}}|_{min} = \frac{91.2 \text{ გევ}}{2} = 45.6 \text{ გევ}$ . ვიპოვოთ ზღურბლური კინეტიკური ენერგია ეკვივალენტური ამაჩქარებლისთვის უძრავი სამიზნით.

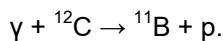
**ამოხსნა:**

$$|T_{\bar{P}}|_{min} = |Q| \left( 1 + \frac{m_{\bar{P}}}{m_P} + \frac{|Q|}{2m_P c^2} \right) = 91.2 \left( 1 + 1 + \frac{91.2}{2 \cdot 0.94} \right) \text{ გევ} = 4607 \text{ გევ} = 4.607 \text{ ტევ}$$

მოცემული შედეგიდან ჩანს, რომ 91.2 გევ მასის მძიმე  $Z$  ბოზონის დაბადებისთვის ეკვივალენტურ ამაჩქარებელზე უძრავი სამიზნით საჭიროა გაცილებით დიდი (ორი რიგით მეტი) ენერგია.

## 18. ამოცანა

გამოვთვალოთ  $\gamma$ -ფოტონების ზღურბლური ენერგია ფოტოდაშლის რეაქციაში



**ამოხსნა:**

ფორმულას ზღურბლური ენერგიისათვის ექნება სახე:

$$T_\gamma = E_\gamma = \frac{1}{2M_N({}^{12}\text{C})} [M_N({}^{12}\text{C}) + M_N({}^{11}\text{B}) + m_p] \cdot [M_N({}^{12}\text{C}) - M_N({}^{11}\text{B}) + m_p].$$

## 2. რადიოაქტიური დაშლის პროცესი

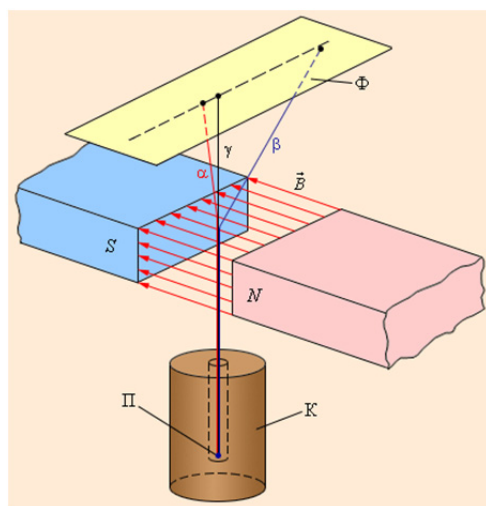
ცნობილი ატომის ბირთვთაგან დაახლოებით 90% არასტაბილურია. არასტაბილური ბირთვები თვითნებურად გადაიქცევიან სხვა ბირთვებად, რასაც თან ახლავს ნაწილაკების გამოსხივება. ამ თვისებას **რადიოაქტივობა** ეწოდება. დიდი ბირთვებისთვის არასტაბილურობა მიიღწევა ბირთვის ნუკლონების მიზიდვის ძალებსა და პროტონების კულონური განზიდვის ძალებს შორის კონკურენციის შედეგად.  $Z > 83$  მუხტის და  $A > 209$  მასური რიცხვის მქონე სტაბილური ბირთვები არ არსებობენ, მაგრამ რადიოაქტიური შეიძლება აღმოჩნდეს  $Z$  და  $A$  რიცხვების გაცილებით ნაკლები მნიშვნელობების მქონე ატომის ბირთვებიც. თუ ბირთვი შეიცავს მნიშვნელოვნად მეტ პროტონს ვიდრე ნეიტრონს, მაშინ არასტაბილურობა გამოწვეულია კულონური ურთიერთქმედების ენერჯის სიჭარბით. ბირთვები, რომლებიც შეიცავენ ჭარბ ნეიტრონებს, არასტაბილურები არიან იმის გამო, რომ ნეიტრონების მასა ჭარბობს პროტონების მასას. ბირთვის მასის გაზრდა მისი ენერჯის ზრდას იწვევს.

რადიოაქტივობის მოვლენა ფრანგმა მეცნიერმა **ა. ბეკერელმა** აღმოაჩინა 1896 წელს, რომელმაც დაადგინა, რომ ურანის მარილები ასხივებენ უცნობ გამოსხივებას, რომელსაც შეუძლია სინათლისათვის გაუმჭვირვალე წინააღმდეგობაში გავლა და გამოიწვიოს ფოტოემულსიის გაშვება. ორი წლის შემდეგ ფრანგმა მეცნიერებმა **მარია და პიერ** კიურებმა დაადგინეს თორიუმის რადიოაქტივობა და აღმოაჩინეს ორი ახალი რადიოაქტიური ელემენტი – პოლონიუმი  ${}^{210}_{84}\text{Po}$  და რადიუმი  ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ .

შემდეგ წლებში რადიოაქტიური გამოსხივების ბუნებას მრავალი ფიზიკოსი სწავლობდა, მათ შორის **ე. რეზერფორდი** და მისი მოსწავლეები. დადგინდა, რომ რადიოაქტიურ ბირთვებს შეუძლიათ გამოსახვიონ სამი სახის ნაწილაკები: დადებითი, უარყოფითი და ნეიტრალური. მათ უწოდეს  $\alpha$ ,  $\beta$  და  $\gamma$  – გამოსხივება. ნახ.2.1-ზე ექსპერიმენტის სქემაა გამოსახული, რომელიც რადიოაქტიური ნივთიერების რთული აგებულების აღმოჩენის საშუალებას იძლევა. მაგნიტურ ველში  $\alpha$  და  $\beta$ -სხივები გადაიხრებიან სხვადასხვა მიმართულებით, ამასთან,  $\beta$ -სხივები გაცილებით დიდად გადაიხრებიან.  $\gamma$  – სხივები მაგნიტურ ველში არ გადაიხრებიან.

რადიოაქტიური გამოსხივების ეს სამი სახე, ნივთიერების ატომების იონიზაციის უნარის მიხედვით, ერთმანეთისაგან ძლიერ განსხვავდება და, აქედან გამომდინარე, განსხვავებულია მათი გარემოს განჭოლვის უნარი. უმცირესი განჭოლვის უნარი  $\alpha$ -სხივებს ახასიათებს. ჰაერში ნორმალურ პირობებში  $\alpha$ -სხივები რამდენიმე სანტიმეტრიან გზას გაივლიან.  $\beta$ -სხივები გაცილებით ნაკლებად შთანთქმევა ნივთიერების მიერ. მათ შეუძლიათ რამდენიმე მილიმეტრიან ალუმინის ფენაში გავლა. ყველაზე დიდი განჭოლვის უნარი  $\gamma$ -სხივებს აქვთ, რომლებიც 5-10 სმ სისქის ტყვიის ფენაში გადიან.

XX საუკუნის მეორე ათწლეულში, რეზერფორდის მიერ ატომის ბირთვის აგებულების აღმოჩენის შემდეგ მკაცრად დადგინდა, რომ რადიოაქტივობა **ატომის ბირთვის თვისებაა**. კვლევებმა დაადგინეს, რომ  $\alpha$ -გამოსხივება ჰელიუმის  ${}^4_2\text{He}$  ბირთვის  $\alpha$ -ნაწილაკების ნაკადს წარმოადგენს,  $\beta$ -სხივები – ელექტრონების ნაკადია,  $\gamma$ -სხივები უკიდურესად მცირე  $\lambda < 10^{-10}$  მ ტალღის სიგრძის მოკლე ტალღოვან ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას წარმოადგენს და ამის გამო აქვს მკვეთრად გამოსახული კორპუსკულური თვისებები, ე.ი.  $\gamma$ -ქვანტების ნაკადს წარმოადგენს.



ნახ. 2.1  $\alpha$ ,  $\beta$  და  $\gamma$ -სხივების აღმოსაჩენი ცდის სქემა. **K** – ტყვიის კონტეინერი, **Π** – რადიოაქტიური ნივთიერება, **Φ** – ფოტოფირფიტა,  **$\vec{B}$**  – მაგნიტური ველის ინდუქცია.

## აღფა-დაშლა

აღფა დაშლა ეწოდება  $Z$  რაოდენობის პროტონებისა და  $N$  რაოდენობის ნეიტრონების მქონე ატომის ბირთვის თვითნებურ გარდაქმნას სხვა ბირთვად, რომელიც შეიცავს  $Z - 2$  რაოდენობა პროტონებს და  $N - 2$  რაოდენობა ნეიტრონებს. ამ დროს გამოსხივდება  $\alpha$ -ნაწილაკი –  ${}^4_2\text{He}$  ჰელიუმის ატომის ბირთვი. ასეთი პროცესის მაგალითად გამოდგება რადიუმის  $\alpha$ -დაშლა:



რადიუმის ბირთვიდან გამოსხივებულ  $\alpha$ -ნაწილაკებს რეზერფორდი იყენებდა მძიმე ელემენტების ბირთვებზე გაბნევის ცდებში. რადიუმის დაშლისას გამოსხივებული  $\alpha$ -ნაწილაკების სიჩქარე, რომელიც მაგნიტურ ველში მისი ტრანექტორიის სიმრუდის მიხედვით იზომება, დაახლოებით  $1,5 \cdot 10^7$  მ/წმ-ს ტოლია, ხოლო შესაბამისი კინეტიკური ენერგია  $7,5 \cdot 10^{-13}$  ჯ-ს (დაახლოებით 4,7 მევი). ეს სიდიდე ადვილად შე-



იძლება იქნეს განსაზღვრული პირველადი (დედობრივი) და წარმოქმნილი (შვილობილი) ბირთვების და ჰელიუმის ბირთვის ცნობილი მასების საშუალებით. მიუხედავად იმისა, რომ ამოტყორცნილი  $\alpha$ -ნაწილაკის სიჩქარე უზარმაზარია, ის სინათლის სიჩქარის მხოლოდ 5%-წარმოადგენს, ამიტომ გამოთვლებისას კინეტიკური ენერგიისათვის შეიძლება არარელატივისტური მიახლოების გამოყენება.

$$T_\alpha = \frac{m_\alpha v^2}{2} \quad (2.2)$$

## ბეტა-დაშლა

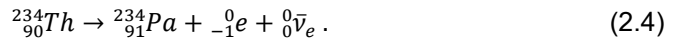
$\beta$ -დაშლისას ბირთვიდან ამოიტყორცნება ელექტრონი ( $\beta^-$  - დაშლა) ან მისი ანტინაწილაკი პოზიტრონი ( $\beta^+$  - დაშლა). ბირთვის შიგნით არც ელექტრონებს და არც პოზიტრონებს არსებობა არ შეუძლიათ, ისინი წარმოიქმნებიან დაშლისას ნეიტრონის პროტონად გარდაქმნის შედეგად ან პირიქით პროტონის ნეიტრონად გარდაქმნის პროცესში. თავისუფალი ნეიტრონის შემთხვევაში ეს პროცესი ხდება ბირთვის გარეთაც, მაშინ, როცა პროტონის გარდაქმნა ნეიტრონად შესაძლებელია მხოლოდ ბირთვის შიგნით. ეს განპირობებულია იმ ფაქტით, რომ პროტონის მასა მცირეა, ვიდრე ნეიტრონის მასა და დაშლის პროცესის განხორციელებისათვის აუცილებელია დამატებითი ენერგია, რომელსაც ის იღებს ძლიერი ურთიერთქმედებიდან. თავისუფალი ნეიტრონის სიცოცხლის ხანგრძლივობა დაახლოებით 15 წუთს შეადგენს.

გაზომვებმა აჩვენეს, რომ ამ პროცესში დაიკვირვება ენერგიის შენახვის კანონის მოჩვენებითი დარღვევა, რადგანაც ნეიტრონის დაშლისას წარმოქმნილი ელექტრონისა და პროტონის ენერგიების ჯამი ნეიტრონის ენერგიაზე ნაკლებია. 1931 წელს **პაულმა** გამოთქვა აზრი იმის შესახებ, რომ ნეიტრონის დაშლისას გამოიყოფა კიდევ ერთი ნაწილაკი უძრაობის მასისა და მუხტის ნულოვანი მნიშვნელობით, რომელსაც ენერგიის ნაწილი მიაქვს. ახალმა ნაწილაკმა მიიღო სახელი **ნეიტრინო** (მცირე ნეიტრონი).

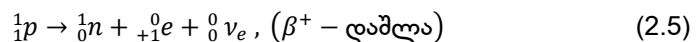
$$\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^- + \bar{\nu}_e, (\beta^- - \text{დაშლა}). \quad (2.3)$$

იმის გამო, რომ ნეიტრინოს მასა ძალზე მცირეა (ნულთან ახლოსაა) და მუხტი ნულის ტოლია, ის სუსტად ურთიერთქმედებს ნივთიერების ატომებთან, ამიტომ ექსპერიმენტით მისი აღმოჩენა ძალიან ძნელია. ნეიტრინოს მაიონიზებელი მოქმედება იმდენად მცირეა, რომ 500 კმ მანძილის გავლისას მკვრივ გარემოში იონიზაციის მხოლოდ ერთი აქტია შესაძლებელი. ეს ნაწილაკი აღმოჩენილი იქნა მხოლოდ 1953 წელს (რეინესისა და კოუენის მიერ). დღეისათვის ცნობილია, რომ არსებობს ნეიტრინოს რამდენიმე სახეობა: ელექტრონული, ტაუ და მიუონური ნეიტრინო და მათი ანტინაწილაკები. ნეიტრონის დაშლისას წარმოიქმნება ნაწილაკი, რომელსაც **ელექტრონულ ნეიტრინოს უწოდებენ**.

$\beta^-$  - დაშლისას მუხტის რიცხვი  $Z$  ერთით იზრდება, ხოლო მასური რიცხვი  $A$  რჩება უცვლელი. შვილობილი ბირთვი აღმოჩნდება იმ ელემენტის ერთ-ერთი იზოტოპის ბირთვი, რომელიც მენდელეევის სისტემაში ერთი რიგითი ნომრით მეტია სანყის ბირთვის რიგით ნომერზე.  $\beta^-$ -დაშლის ტიპიურ მაგალითად შეიძლება გამოდგეს ურანის  $^{238}_{92}\text{U}$  - ბირთვის  $\alpha$ -დაშლისას წარმოქმნილი  $^{234}_{90}\text{Th}$  თორიუმის იზოტოპის გარდაქმნა  $^{234}_{91}\text{Pa}$  პროტაქტინიუმად:



როგორც უკვე აღვნიშნეთ, ელექტრონული  $\beta$ -დაშლის გარდა, აღმოჩენილია ე.წ. პოზიტრონული  $\beta^+$ -დაშლა, რომლის დროსაც ბირთვიდან ამოიტყორცნება **პოზიტრონი**  ${}_{+1}^0e$  და ნეიტრინო  ${}^0_0\nu_e$ . პოზიტრონი ნაწილაკია, რომელიც ელექტრონის ანტინაწილაკს წარმოადგენს მისი მასა ელექტრონის მასის ტოლია და მისგან მხოლოდ მუხტის ნიშნით განსხვავდება. ( $e^+$ ) პოზიტრონის არსებობა გამოჩენილი ფიზიკოსის **დირაკის** მიერ იქნა ნაწინასწარმეტყველები 1928 წელს. რამდენიმე წლის შემდეგ პოზიტრონი იქნა აღმოჩენილი კოსმოსური სხივების შემადგენლობაში. პოზიტრონები წარმოიქმნებიან პროტონის ნეიტრონად გადაქცევის რეაქციისას შემდეგი სქემით:



## გამა-დაშლა

$\alpha$ - და  $\beta$ - რადიაქტივობისგან განსხვავებით, ბირთვის  $\gamma$  -რადიაქტივობა ბირთვის შიგნით სტრუქტურასთან არ არის დაკავშირებული (ნუკლონებთან არაა დაკავშირებული) და თან არ ახლავს მუხტის ან მასური რიცხვის ცვლილებას. როგორც  $\alpha$  , ისე  $\beta$ -დაშლისას შვილობილი ბირთვი რამდენადმე ალგზნებულ მდგომარეობაში შეიძლება აღმოჩნდეს და ჰქონდეს ჭარბი ენერგია. ბირთვის ალგზნებული მდგომარეობიდან ძირითად მდგომარეობაში გადასვლას თან ახლავს ერთი ან რამდენიმე  $\gamma$ -ქვანტის გამოსხივება, რომელთა ენერგია შეიძლება რამდენიმე მევ-ს აღწევდეს.

## რადიოაქტიური დაშლის კანონი

რადიოაქტიური ნივთიერების ნებისმიერ ნიმუშში რადიოაქტიური ატომების უზარმაზარი რიცხვია. რადგანაც რადიოაქტიურ დაშლას შემთხვევითი ხასიათი აქვს (დაშლის ალბათობა არაა დამოკიდებული იმაზე, განხორციელდა თუ არა დროის წინა მომენტში დაშლის აქტი) და გარეპირობებზე არ არის დამოკიდებული, მოცემული  $t$  მომენტისათვის დაუშლელი ბირთვების  $N(t)$  რაოდენობა შეიძლება რადიოაქტიური დაშლის პროცესის მნიშვნელოვან სტატისტიკურ მახასიათებელს წარმოადგენდეს.

ვთქვათ, მცირე  $\Delta t$  დროის შუალედში დაუშლელი-რადიოაქტიური ბირთვების რიცხვი  $N(t)$  შემცირდა  $\Delta N$ -ით. რადგანაც თითოეული ბირთვის დაშლის ალბათობა

დროში უცვლელია, დაშლების რიცხვი ბირთვების  $N(t)$  რიცხვის და  $\Delta t$  დროის შუალედის პროპორციული იქნება:

$$\Delta N = -\lambda N(t) \Delta t \quad (2.6)$$

პროპორციულობის კოეფიციენტი  $\lambda$  – დაშლის მუდმივა  $\Delta t = 1$  წმ-ში ბირთვების დაშლის ალბათობაა. ეს ფორმულა ნიშნავს, რომ  $N(t)$  ფუნქციის  $dN/dt$  ცვლილების სიჩქარე თვით ფუნქციის პირდაპირ პროპორციულია.

$$dN/dt = -\lambda N \quad (2.7)$$

ამ განტოლების ამოხსნას ექსპონენციალურ კანონამდე მივყავართ:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2.8)$$

სადაც  $N_0$  – რადიოაქტიური ბირთვების საწყისი რიცხვია  $t=0$  მომენტისათვის.  $\tau = 1/\lambda$  დროისათვის დაშლელი ბირთვების რიცხვი  $e \approx 2,7$  -ჯერ კლებულობს.  $\tau$  სიდიდეს ბირთვის **სიცოცხლის საშუალო დროს** უწოდებენ.

პრაქტიკული გამოყენებისათვის რადიოაქტიური დაშლის კანონის ჩანერა სხვა სახითაა მოსახერხებელი. ძირითადი რიცხვის  $\lambda$  -ს ნაცვლად  $T$ -ს გამოყენებით:

$$N(t) = N_0 \cdot 2^{-t/T}. \quad (2.9)$$

$T$  სიდიდეს ნახევარდაშლის პერიოდს უწოდებენ.  $T$  დროის განმავლობაში იმლება რადიოაქტიური ბირთვების საწყისი რაოდენობის ნახევარი.  $T$  და  $\tau$  სიდიდეები დაკავშირებული არიან თანაფარდობით

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \cdot \ln 2 = 0.693\tau \quad (2.10)$$

$\lambda N(t)$  – სიდიდეს (დაშლის სიჩქარეს) რადიოაქტიური წყაროს აქტივობა ეწოდება

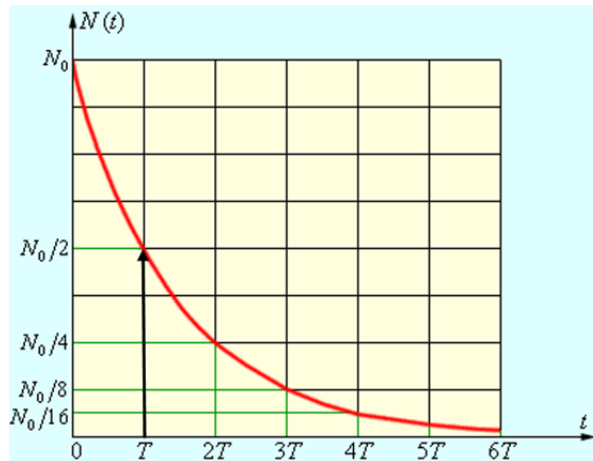
$$A(t) = \lambda N(t) \quad (2.11)$$

აქტივობა იზომება ბეკერელებში(ბკ):  $1\text{ბკ}=1\text{დაშლა/წმ}$ , ანუ ერთი ბეკერელი შეესაბამება ერთ დაშლას წამში. 1980 წლამდე აქტივობა იზომებოდა კიურებში.  $1(\text{კი})=3.7 \cdot 10^{10}\text{ბკ}$  სიდიდით 1გ რადიუმის ბირთვის აქტივობის ტოლია. აქტივობა იცვლება შემდეგი კანონით:

$$A(t) = A(0)e^{-\lambda t}, \quad (2.12)$$

სადაც  $A(0)$  რადიოაქტიური ნიმუშის აქტივობაა დროის საწყის მომენტში, ხოლო  $A(t)$  დროის  $t$  მომენტში აქტივობა დამოკიდებულია ნიმუშში რადიოაქტიური ბირთვების რაოდენობაზე და დაშლის მუდმივაზე (დაშლის ალბათობაზე). დაშლის მუდმივა დამოკიდებულია მხოლოდ ბირთვის გვარობაზე.

ნახ. 2.2-ზე ილუსტრირებულია რადიოაქტიური დაშლის კანონი.



ნახ. 2.2. რადიოაქტიური დაშლის კანონი

ნახევარდაშლის პერიოდი პროცესის სიჩქარის დამახასიათებელი ძირითადი სიდედეა. რაც ნაკლებია ნახევარდაშლის პერიოდი, მით უფრო ინტენსიურად მიმდინარეობს დაშლა (დიდია დაშლის მუდმივის სიდიდე). მაგალითად, ურანისათვის  $T \approx 4,5$  მილიარდი წელია, ხოლო რადიუმისათვის  $T \approx 1600$  წელი. ამიტომაც, ერთიდაიგივე რაოდენობის ბირთვებისათვის ნიმუშში, რადიუმის აქტივობა გაცილებით მეტია, ვიდრე ურანისა.

### 19. ამოცანა

1910 წელს მარია კიურიმ მოამზადა რადიოაქტიური პრეპარატი-1გ მასის Ra-226. გამოვთვალოთ, როგორი იყო ამ პრეპარატის აქტივობა 2010 წ. თუ დაშლის მუდმივა  $\lambda = 1.38 \cdot 10^{-11} \text{წმ}^{-1}$ .

#### ამოხსნა:

m-მასის ნიმუშში ბირთვების N რაოდენობა შეიძლება დაითვალოს შემდეგი ფორმულით:

$N = \frac{m}{M} N_a$ , სადაც M მოლური მასაა  $N_a$ -ავოგადროს რიცხვი. განმარტების თანახმად, რადიოაქტიური ნიმუშის აქტივობა A ტოლია დაშლების რიცხვისა 1წმ-ში. აქტივობის ერთეულია ბეკერელი(ბკ)=1დაშლა/წმ. ნიმუშის აქტივობა დროთა განმავლობაში მცირდება, რადგან დაშლის პროცესში მცირდება რადიოაქტიული ბირთვების რაოდენობა. დაშლის კანონი მოიცემა ასეთი სახით:

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t},$$

სადაც  $N_0$  რადიოაქტიური ბირთვების რაოდენობაა დროის საწყის  $t = 0$  მომენტში, ხოლო  $N_t$  – დროის მოცემულ  $t$  მომენტში  $\lambda$  დაშლის მუდმივაა (იგივე ერთი ბირთვის დაშლის ალბათობა).  $\lambda = 1/\tau$ , სადაც  $\tau$  რადიოაქტიური ბირთვის სიცოცხლის ხანგრძლივობაა. აქტივობისთვისაც მიიღება ანალოგიური ტიპის განტოლება:

$$A_t = A_0 e^{-\lambda t},$$

სადაც  $A_0 = \lambda N_0$ , ხოლო  $A_t = \lambda N_t$ .

დროის საწყის მომენტში აქტივობა იყო:

$$A_0 = \lambda N_0 = \lambda \frac{m}{M} N_a = 1.38 \cdot 10^{-11} \frac{1}{226} \cdot 6.02 \cdot 10^{23} (\text{ბკ}) = 3.66 \cdot 10^{10} (\text{ბკ}).$$

$3.7 \cdot 10^{10} (\text{ბკ}) = 1$  კიური – სწორედ ეს ერთეული იქნა შემოღებული აქტივობისათვის თავდაპირველად.

1910-დან 2010 წლამდე გავიდა 100 წელი. ამიტომ 2010 წელს აქტივობა იქნებოდა:

$$A_t = A_0 e^{-\lambda t}, -\lambda t = -1.38 \cdot 10^{-11} \cdot 100 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 = -0.0435$$

$$A_t = 3.66 \cdot 0.957 \cdot 10^{10} (\text{ბკ}) = 3.5 \cdot 10^{10} (\text{ბკ})$$

## 20. ამოცანა

ნიმუში შეიცავს  $N_0 = 1000$  რადიაქტიურ ბირთვს ნახევარდაშლის პერიოდით  $T_{1/2}$ . რამდენი ბირთვი დარჩება  $\frac{1}{2} T_{1/2}$  დროში?

ამოხსნა:

$$N = N_0 e^{-\frac{(\ln 2) \frac{T_{1/2}}{2}}{T_{1/2}}} = 1000 e^{-\frac{\ln 2}{2}} = 707.$$

## 21. ამოცანა

განვსაზღვროთ ენერგია  $W$ , რომელსაც გამოყოფს 1 მგ პრეპარატი  $^{210}\text{Po}$  საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობის დროში, თუ დაშლის ერთ აქტში გამოიყოფა  $E = 5.4$  მევ. ენერგია.

ამოხსნა:

რადიაქტიური პრეპარატის ბირთვების რაოდენობა საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობის პერიოდში მცირდება  $e = 2.718$ -ჯერ. მაშინ ამ დროში დაშლილი ბირთვების ფარდობითი რაოდენობა-წილი საწყისთან შედარებით იქნება  $D = 1 - 1/2.718 = 0.632$ . ბირთვების საწყისი რაოდენობა  $N$  ნიმუშში მასით  $m$  განისაზღვრება თანაფარდობით  $N = m N_a / M$ , სადაც  $N_a$  ავოგადროს რიცხვია,  $M$  – მოლური მასა. ამ დროში  $^{210}\text{Po}$ -იზოტოპის დაშლისას გამოიყოფა ენერგია:

$$W = \frac{D m N_a E}{M} = 1.56 \cdot 10^6 \text{ჯ} = 1.56 \text{ მგჯ}.$$

## 22. ამოცანა

$M = 5$  კგ მასის ალუმინის რადიაქტიური იზოტოპის ნიმუში საწყის მომენტში შეიცავს  $x_0 = 10^{-6}\%$  რადიონუკლიდ  $^{23}\text{Mg}$ . რადიონუკლიდის ნახევარდაშლის პერიოდი  $T_{1/2} = 11.3$  წმ. რეაქციის შედეგად გამოსხივებული პოზიტრონისა და ფოტონის

ენერგია ტოლია და 3.10 მევ და 450კევ შესაბამისად. ვიპოვოთ რადიონუკლიდის პროცენტული შემცველობა  $\tau = 16\text{წმ}$  შემდეგ და ტემპერატურის ცვლილება ნიმუშისა, რომელიც მოთავსებულია თერმოსტატში. განსვსაზღვროთ, რომელი ბირთვი წარმოიქმნება რეაქციის პროცესში.  $c = 896 \frac{\text{ჯ}}{\text{კგ}^\circ\text{C}}, M = 5\text{კგ}, x_0 = 10^{-6}\%, \tau = 16\text{წმ}, T_{1/2} = 11.3\text{წმ}$ , უნდა ვიპოვოთ  $x, \Delta N, \Delta t$ .

**ამოხსნა:**

რადიექტიური ნიმუშის მასა არის:  $m_0 = \frac{x_0}{100} M = 0.5 \cdot 10^{-7} \text{კგ}$ . რადიონუკლიდის მასა, რომელიც დარჩება დაშლის შემდეგ ნიმუშში,  $\tau = 16\text{წმ}$  შემდეგ მოიძებნება რადიექტიური დაშლის კანონის გამოყენებით  $m = m_0 \cdot 2^{-\tau/T_{1/2}} = 0.5 \cdot 10^{-7} 2^{-16/11.3} = 0.16 \cdot 10^{-7} \text{კგ}$ .

ამ დროს მთელი ნიმუშის უძრავობის მასა, პრაქტიკულად, არ იცვლება  $m_0 \ll M$ , მაშინ  $\tau = 16\text{წმ}$  შემდეგ ნიმუშში რადიექტიური რადიონუკლიდის პროცენტული შემცველობა იქნება:

$$x = \frac{m}{M} \cdot 100\% = \frac{0.16 \cdot 10^{-7}}{5} \cdot 100\% = 3.3 \cdot 10^{-7}\%. \text{ ვიპოვოთ დაშლილი ბირთვების მასა:}$$

$$\Delta m = m_0 - m = (0.5 - 0.16) \cdot 10^{-7} \text{კგ} = 0.34 \cdot 10^{-7} \text{კგ}$$

დაშლილი ბირთვების რაოდენობა იქნება:

$$\Delta N = \frac{\Delta m}{\mu} \cdot N_a = \frac{0.3351 \cdot 10^{-7}}{23 \cdot 10^{-3}} \cdot 6.02 \cdot 10^{23} = 8.774 \cdot 10^{17},$$

სადაც  $N_a = 6.02 \cdot 10^{23} \text{მოლი}^{-1}$  ავოგადროს რიცხვია და  $\mu = 23 \cdot 10^{-3} \text{კგ/მოლი}$  – მაგნიუმის რადიონუკლიდის მოლური მასაა. როგორც უკვე ავღნიშნეთ, ენერგია, რომელიც გამონთავისუფლდება რადიონუკლიდის ბირთვის დაშლის შედეგად  $\beta^+$  პოზიტრონზე და  $\gamma$  გამა ნაწილაკზე, ტოლია  $\epsilon_\beta = 3.1\text{მევ}$  და  $\epsilon_\gamma = 0.45\text{მევ}$  შესაბამისად.

წარმოქმნილი პოზიტრონი ანიჰილირებს ნივთიერების ელექტრონთან:  $\beta^+ + \beta^- \rightarrow 2\gamma$ , გამონთავისუფლებული გამა ფოტონების ენერგია  $\epsilon' = 2m_e c^2 = 2 \cdot 0.511\text{მევ}$ . სრული სითბური ენერგია, გამოყოფილი ერთი ბირთვის დაშლის პროცესში, ტოლია ყველა გამოსხივებული ნაწილაკის კინეტიკური ენერგიების ჯამისა. ბირთვის უკუცემის ენერგია შეიძლება უგულებელვყოთ სიმცირის გამო, დანარჩენი ნაწილაკების კინეტიკურ ენერგიასთან შედარებით:

$$E = \epsilon' + \epsilon_\beta + \epsilon_\gamma = 2 \cdot 0.511 + 3.1 + 0.45 = 4.572 \text{ (მევ)} = 7.324 \cdot 10^{-13} \text{ჯ.}$$

ალუმინის ნიმუშის ტემპერატურის ცვლილება  $\Delta t$  მოიძებნება გამოსახულებიდან

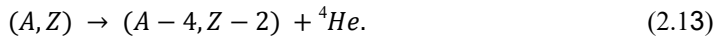
$$E = Q = Mc\Delta t, \text{ საიდანაც } \Delta t = \frac{E}{Mc} = 126.54^\circ\text{C.}$$

X-ბირთვის იდენტიფიკაცია შესაძლებელია, თუ დაშლის პროცესისთვის  ${}_{12}^{23}\text{Mg} \rightarrow {}_Z^A\text{X} + {}_1^0\text{e} + \nu + \gamma$ , რომლის პროდუქტსაც წარმოადგენს ეს ბირთვი, გამოვიყენებთ მასური რიცხვისა და მუხტის შენახვის კანონებს. აქედან გამომდინარე შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ  $A' = 23$  და  $Z' = 11$ .

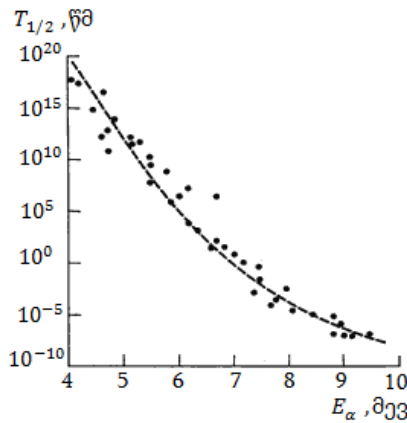
საბოლოოდ მივიღებთ, რომ რადიექტიური  $^{23}_{12}Mg$  ბირთვის დაშლის პროცესში მიიღება  $^{23}_{11}Na$ .

### ალფა-დაშლის მექანიზმი

$\alpha$ -დაშლის მოვლენა იმაში მდგომარეობს, რომ ატომბირთვი თავისთავად იშლება და გამოასხივებს ნაწილაკებს – ჰელიუმის ატომის ბირთვს  $^4He$ . ამ დროს მასური რიცხვი  $A$  მცირდება ოთხი ერთეულით, ბირთვის მუხტი  $Z$  ორი ერთეულით:



ცნობილი  $\alpha$ -რადიექტიური ბირთვების ნახევარდაშლის პერიოდი იცვლება ფართო არეში. მაგალითად, ვოლფრამის  $^{182}W$  ნახევარდაშლის პერიოდია  $T_{1/2} > 8.3 \cdot 10^{18}$  წელი, ხოლო პროტაქტინიუმის იზოტოპის  $^{219}Pa$  ნახევარდაშლის პერიოდია  $T_{1/2} = 5.3 \cdot 10^{-8}$  წმ.



**ნახ. 2.3. სხვადასხვა ელემენტისთვის ნახევარდაშლის პერიოდის დაშლის პროდუქტის –  $\alpha$ -ნაწილაკის კინეტიკური ენერგიაზე დამოკიდებულება.**

დაშტრიხული წირი გამოხატავს გეიგერ-ნეტოლის კანონს. ლუნ-ლუნი იზოტოპებისათვის ნახევარდაშლის პერიოდი დამოკიდებულია  $\alpha$ -დაშლის (რეაქციის)  $Q_{\alpha}$  ენერგიაზე. ეს დამოკიდებულება აღინერება ნახევრადემპირიული გეიგერ-ნეტოლის კანონით:

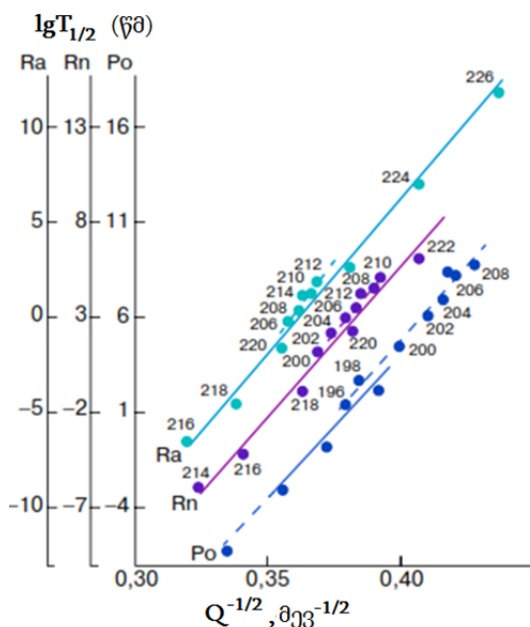
$$\lg T_{1/2} = A + B/\sqrt{Q_{\alpha}}, \quad (2.14)$$

სადაც  $A$  და  $B$  კონსტანტებია, რომლებიც სუსტად არიან დამოკიდებული  $Z$ -ზე. თუ გავითვალისწინებთ ბირთვის მუხტს,  $Z$  მაშინ ნახევარდაშლის  $T_{1/2}$  პერიოდსა და  $\alpha$ -დაშლის  $E_{\alpha}$  ენერგიას შორის დამოკიდებულება შეიძლება წარმოვადგინოთ ასეთი სახით:

$$\lg T_{1/2} = 1.61 \left( Z \cdot E_{\alpha}^{-\frac{1}{2}} - Z^{\frac{2}{3}} \right) + 28.9, \quad (2.15)$$

სადაც  $Z$  – დაშლის შედეგად მიღებული ბირთვის მუხტია, ნახევარდაშლის პერიოდი  $T_{1/2}$  მოცემულია წამებში, ხოლო  $\alpha$ -ნაწილაკის ენერგია  $E_\alpha$  – მევ-ში.

ნახ. 2.3 მოცემულია ნახევარდაშლის პერიოდის ექსპერიმენტული შედეგები  $\alpha$ -რადიოაქტიური ლუნ-ლუნი იზოტოპებისათვის ( $Z$  იცვლება 74-დან 106-მდე) და მრუდები, რომელიც მოცემულია (2.14) თანაფარდობით. ნახ. 2.4-ზე წარმოდგენილია ნეპტოლის ემპირიული მრუდები ( $\lg T_{1/2}$  დამოკიდებულება  $Q^{-1/2}$ -ზე) მოცემული (2.14) ფორმულით, რომლებიც შედარებულია რადიუმის- $Ra$ , რადონის- $Rn$  და პოლონიუმის- $Po$  იზოტოპებისათვის მიღებულ ექსპერიმენტულ მონაცემებთან.



ნახ. 2.4.  $\lg(T_{1/2})$  დამოკიდებულება  $Q^{-1/2}$ -ზე, რადიუმის –  $Ra$ , რადონისა –  $Rn$  და პოლონიუმის –  $Po$  იზოტოპებისათვის.

კენტი-ლუნი, ლუნი-კენტი და კენტ-კენტი ბირთვებისათვის ზოგადი ტენდენცია  $\lg T_{1/2}$  დამოკიდებულებისა  $Q_\alpha$ -ზე ინახება, მაგრამ ნახევარდაშლის პერიოდი 2–100-ჯერ მეტია, ვიდრე ლუნი-ლუნი ბირთვების შემთხვევაში ბირთვებისათვის იგივე  $Z$  და  $Q_\alpha$ . იმისათვის, რომ განხორციელდეს  $\alpha$ -დაშლის პროცესი, აუცილებელია, რომ საწყისი ბირთვის მასა  $M(A, Z)$  მეტი იყოს, ვიდრე მასების ჯამი საბოლოო ბირთვისა  $M(A - 4, Z - 2)$  და  $\alpha$ -ნაწილაკის  $M_\alpha$ :

$$M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + M_\alpha. \quad (2.16)$$

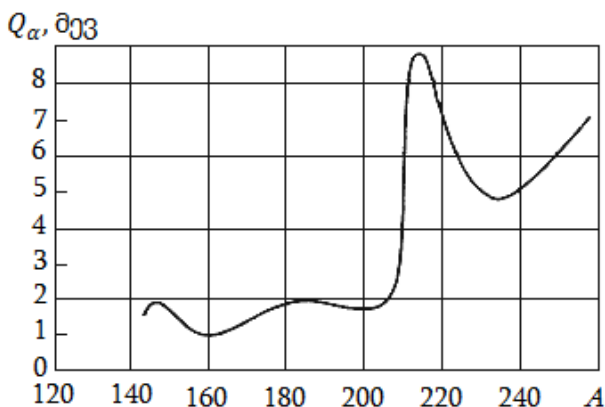
( $A, Z$ )-ბირთვის  $\alpha$ -დაშლის შედეგად საბოლოო მდგომარეობაში წარმოიშობა დაშლის ორი პროდუქტი:  $\alpha$ -ნაწილაკი და ბირთვი ( $A-4, Z-2$ ). ამიტომ  $\alpha$ -ნაწილაკის



$E\alpha$  ენერგიას ექნება ფიქსირებული მნიშვნელობა, რომელიც განისაზღვრება ენერგიისა და იმპულსის შენახვის კანონებით:

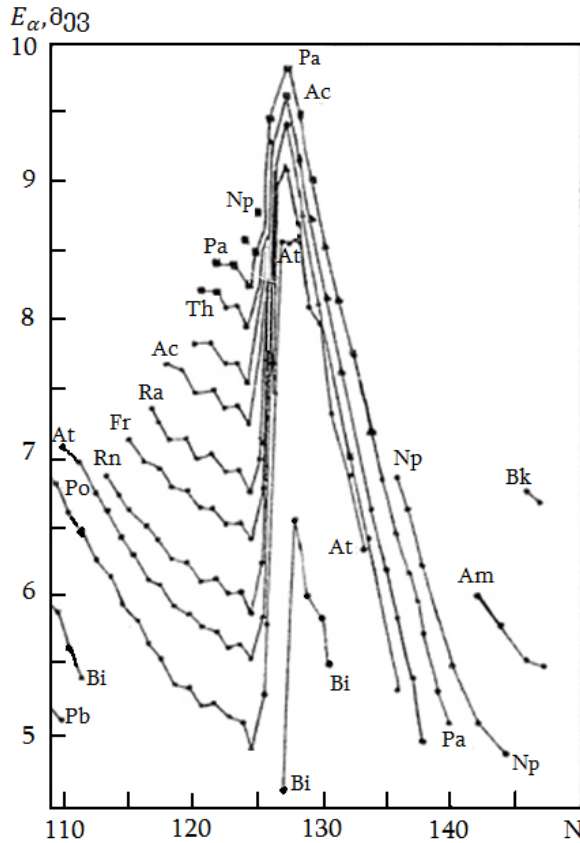
$$E_\alpha = Q_\alpha \frac{M(A-4, Z-2)}{M_\alpha + M(A-4, Z-2)}, \quad (2.17)$$

სადაც  $\alpha$  არის დაშლის რეაქციის ენერგია  $Q_\alpha = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M_\alpha]c^2$   $\alpha$ -დაშლის რეაქციის პროცესში, რადგან  $M_\alpha \ll M(A-4, Z-2)$ , ამიტომ  $\alpha$ -დაშლის ენერგიის დიდი ნაწილი მიაქვს მსუბუქ  $\alpha$ -ნაწილაკს და მხოლოდ  $\approx 2\%$  – საბოლოო ბირთვის  $(A-4, Z-2)$ .  $\alpha$ -ნაწილაკების ენერგეტიკული სპექტრი ბევრი რადიონუკლიდისათვის შეიცავს რამოდენიმე ხაზს ( $\alpha$ -სპექტრის ნაზი სტრუქტურა). ამის მიზეზია ის ფაქტი, რომ საწყისი  $(A, Z)$  ბირთვის დაშლისას მიიღება ისევე ალგზნებული  $(A-4, Z-2)$  ბირთვი. ამ სტრუქტურის შესწავლა საშუალებას იძლევა, წარმოდგენა გვექონდეს ალგზნებულ მდგომარეობებზე. იმისათვის, რომ ბირთვებისათვის განისაზღვროს  $A$  და  $Z$  არე, რომელშიც ენერგეტიკულად შესაძლებელია  $\alpha$ -დაშლა, მიზანშეწონილია დაშლის ენერგიის შესახებ ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენება.  $\alpha$ -დაშლის  $Q_\alpha$  ენერგიის მასურ რიცხვზე დამოკიდებულება მოცემულია 2.5 ნახაზზე.



ნახ. 2.5.  $\alpha$ -დაშლის ენერგიის მასურ  $A$  რიცხვზე დამოკიდებულება.

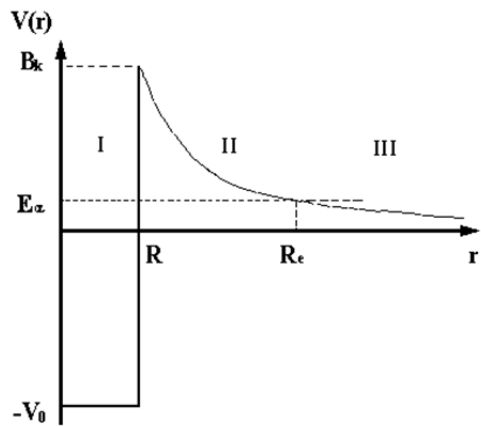
ნახაზიდან ჩანს, რომ  $\alpha$ -დაშლა ენერგეტიკულად შესაძლებელი ხდება დაწყებული  $A \approx 140$ -დან. არეში  $A = 140 \div 150$ , ბირთვისათვის მასური რიცხვით  $A \approx 210$  დაშლის  $Q_\alpha$  ენერგიას აქვს მკვეთრად გამოსახული მაქსიმუმები, რომლებიც განპირობებულია ბირთვის გარსული სტრუქტურით. მაქსიმუმები არეში  $A = 140 \div 150$  დაკავშირებულია ნეიტრონული გარსის შევსებასთან მაგიური რიცხვით  $N = A - Z = 82$ , ხოლო მაქსიმუმი  $A \approx 210$  დაკავშირებულია პროტონული გარსის შევსებასთან, როცა  $Z = 82$ . სწორედ ბირთვის გარსული მოდელის გამო არე  $\alpha$ -აქტიური ბირთვებისა იწყება  $N = 82$ , ხოლო მძიმე  $\alpha$ -რადიაქტიური ბირთვები, რომელთა რაოდენობა საკმაოდ ბევრია, იწყებიან  $Z = 82$ .



ნახ. 2.6.  $\alpha$ -ნაწილაკების  $E_\alpha$ -ენერგიის დამოკიდებულება, დედობრივ ბირთვში, ნეიტრონების  $N$  რიცხვზე.

ნახ. 2.6 მოყვანილია სხვადასხვა ბირთვის კვლევისას მიღებული ექსპერიმენტული შედეგები, რომლებიც აჩვენებენ, რომ გამონთავისუფლებული  $\alpha$ -ნაწილაკების  $E_\alpha$ -ენერგიის დამოკიდებულება ნეიტრონების  $N$  რიცხვზე საკმაოდ რთულია, შესაძლოა ცალკეული პიკის დაკვირვება, ასევე იზრდება ალფა ნაწილაკების ენერგია  $N < 125$  არეში. მაგალითის სახით განვიხილოთ პოლონიუმის იზოტოპი  ${}_{84}^{A}Po$ . ცნობილია, რომ მასური  $A$  რიცხვი  $\alpha$ -რადიოაქტიური  $Po$  იზოტოპებისათვის იცვლება ფართო არეში  ${}^{186}Po$ -დან  ${}^{219}Po$ -მდე. რადგან დაშლის ენერგიის შემცირება ნიშნავს დაშლის ალბათობის შემცირებას, მრუდის ანალიზიდან გამომდინარე შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ მინიმუმის არეებში  $N \approx 125$  და  $N \approx 140$  დაშლის ალბათობა მკვეთრად მცირდება. ამ არეში  $\alpha$  ნაწილაკების ენერგია  $E_\alpha < 5$  მეგ-ზე. ეს არე შეესაბამება ბუნებაში არსებული  $\alpha$ -აქტიური ბირთვების ენერგეტიკულ ქვედა ზღვარს. ნახაზზე მოცემულ იზოტოპებში, ნეიტრონების რიცხვის ფართო არეში, მონაცემები წარმოდგენილია რამოდენიმე იზოტოპისათვის ( ${}_{84}Po$ )-პოლონიუმი, ( ${}_{85}At$ )-ასტატინი, ( ${}_{91}Pa$ )-პროტაქტინიუმი. ყველა ეს იზოტოპი არ არსებობს სტაბილურ მდგომარეობაში.

ნახევარდაშლის პერიოდის ფართო დიაპაზონი, უმრავლესი  $\alpha$ -რადიაქტიურ ბირთვებისათვის, და ასევე მათი დიდი სიდიდე დაკავშირებულია იმასთან, რომ  $\alpha$ -ნაწილაკებს არ შეუძლიათ „მყისიერად“ დატოვონ ბირთვი, მიუხედავად იმისა, რომ ეს ენერგეტიკულად შესაძლებელია. იმისათვის, რომ დატოვონ ბირთვი, მათ უნდა დაძლიონ პოტენციალური ჯებირი, რომელიც მიიღება ელექტროსტატიკური განზიდვის ( $\alpha$ -ნაწილაკსა და დაშლის შედეგად მიღებულ ბირთვს შორის) პოტენციალური ენერგიისა და ნუკლონებს შორის ბირთვული მიზიდვის (ძლიერი ურთიერთქმედება) ჯამური მოქმედების შედეგად. კლასიკური თვალსაზრისით,  $\alpha$ -ნაწილაკს არ შეუძლია ბირთვის დატოვება, მაგრამ კვანტური თვალსაზრისით, არსებობს სასრული ალბათობა იმისა, რომ ბირთვის კედელთან ჩამოყალიბებული  $\alpha$ -ნაწილაკი გამოვა ბირთვიდან „გვირაბული“ ეფექტის გამო. რაც უფრო მაღალია პოტენციალური ბარიერის სიმაღლე და სიგანე, მით უფრო ნაკლებია ჯებირის გაჭონვის ალბათობა და შესაბამისად დიდია ნახევარდაშლის პერიოდი. ნახევარდაშლის პერიოდების ფართო დიაპაზონი აიხსნება იმით, რომ გაჭონვის ალბათობა დამოკიდებულია, როგორც  $\alpha$ -ნაწილაკის კინეტიკურ ენერგიაზე, ასევე ჯებირის სიმაღლეზე და სიგანეზე. თუ არ იარსებებდა პოტენციალური ჯებირი,  $\alpha$ -ნაწილაკი ბირთვს დატოვებდა ბირთვისთვის მახასიათებელ დროში  $\approx 10^{-21} - 10^{-23}$ წმ.  $\alpha$ -დაშლის მარტივი მოდელი 1928 წელს წარმოდგენილ იქნა გ. გამოვის და მისგან დამოუკიდებლად გ. გერნისა და ე.კონდონის მიერ. ამ მოდელში ითვლებოდა, რომ  $\alpha$ -ნაწილაკი მუდმივად არსებობდა ბირთვში. სანამ ის ბირთვშია, მასზე მოქმედებენ მიზიდვის ხასიათის ბირთვული ძალები. ამ ძალების ქმედების არე შეესაბამება ბირთვის R-რადიუსს.  $\alpha$ -ნაწილაკის პოტენციალური ენერგია – პოტენციალური ბარიერის გამარტივებული სქემა მოყვანილია 2.7 ნახაზზე. ბირთვული პოტენციალის სიღრმე აღინიშნება  $V_0$  -ით. ბირთვის ზედაპირის (საზღვრის) გარეთ  $r > R$  პოტენციალი არის კულონური განზიდვის ხასიათის  $V(r) = 2Ze^2/r$ .



ნახ. 2.7.  $\alpha$ -ნაწილაკის პოტენციალური ენერგია – პოტენციალური ჯებირი.

იმისათვის, რომ  $E_\alpha$  ენერგიის  $\alpha$ -ნაწილაკი გამოვიდეს ბირთვიდან, მან უნდა გაიაროს პოტენციალური ჯებირი, რომელიც შემოფარგლურია საზღვრებით R-დან

R<sub>c</sub>-მდე. α-დაშლის ალბათობა ძირითადად განისაზღვრება α-ნაწილაკის პოტენცი-  
ალურ ჯებირში გაჟონვის ალბათობით D:

$$D = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_e} \sqrt{2\mu[V(r) - E_\alpha]} dr\right). \quad (2.18)$$

ამ მოდელის ფარგლებში შესაძლებელი შეიქმნა იმის ახსნა, რატომაა α-დაშლის  
ალბათობა ძლიერად დამოკიდებული α-ნაწილაკის ენერგიაზე.

დაშლის(ალბათობის) λ მუდმივას მისაღებად საჭიროა α-ნაწილაკის ჯებირში  
გაჟონვის კოეფიციენტი გავამრავლოთ ბირთვის კედელთან, α-ნაწილაკის წარმოქმ-  
ნის w<sub>α</sub> ალბათობაზე და კედელზე დაცემის სიხშირეზე ≈ v/2R, სადაც v-α-ნაწილაკის  
სიჩქარეა კედელთან, ხოლო R-ბირთვის რადიუსი. შედეგად λ- დაშლის მუდმი-  
ვასათვის მივიღებთ გამოსახულებას:

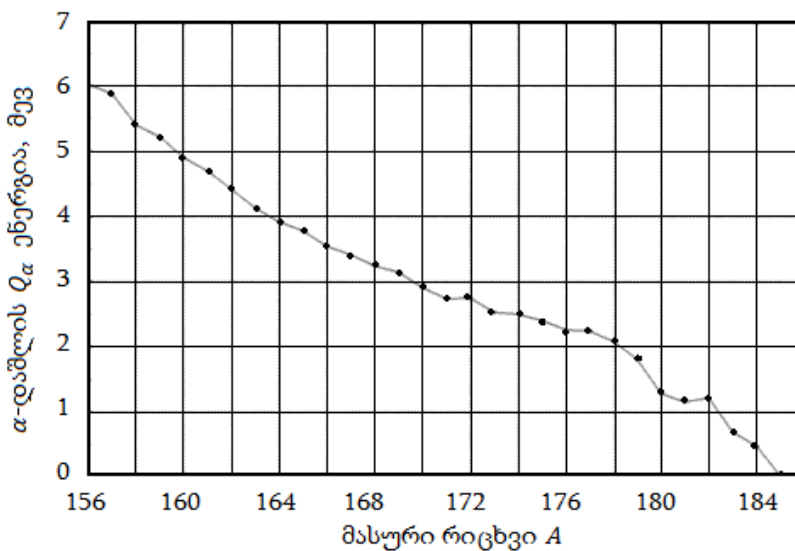
$$\lambda \approx w_\alpha \frac{v}{2R} \cdot D = w_\alpha \frac{v}{2R} \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_e} \sqrt{2\mu[V(r) - E_\alpha]} dr\right) \quad (2.19)$$

α-ნაწილაკების სიჩქარე ბირთვის შიგნით შეიძლება შევადგასოთ მათი კინეტიკუ-  
რი ენერგიიდან (E<sub>α</sub> + V<sub>0</sub>) პოტენციალური ორმოს შიგნით, რაც გვაძლევს v ≈ (0.1-0.2)c  
(c-სინათლის სიჩქარეა). უკვე აქედან გამომდინარეობს, რომ ბირთვში α-ნაწილაკის  
არსებობისას ჯებირის გაჟონვის ალბათობა საკმაოდ მცირეა D < 10<sup>-14</sup>, ყველაზე  
მცირე α- სიცოცხლისუნარიანი მძიმე ბირთვებისათვისაც კი. გაჟონვის ალბათობა  
შედარებით ძლიერადაა დამოკიდებული ექსპონენციალურ მაჩვენებელზე. (2.19)  
ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ ნახევარდაშლის პერიოდი ძლიერადაა დამო-  
კიდებული ბირთვის R რადიუსზე, რადგან ის შედის არა მარტო ექსპონენტის წინა  
მამრავლში, არამედ ექსპონენციალურ მაჩვენებელშიც, როგორც ინტეგრალის ზე-  
და საზღვარი. ამიტომ ექსპერიმენტული მონაცემები α-დაშლის შესახებ შეიძლება  
გამოყენებულ იქნეს ბირთვების რადიუსების შესაფასებლად. ასეთი გზით შეფასე-  
ბული რადიუსების მნიშვნელობები 20–30% -ით მეტია ცდაზე მიღებულთან შედარე-  
ბით, როცა გამოყენებული იყო სწრაფი ელექტრონების გაფანტვა ბირთვზე. ამ შემ-  
თხვევაში შეისწავლებოდა მუხტის განაწილება ბირთვის შიგნით. ეს განსხვავება  
აიხსნება იმით შემდეგ რომ ელექტრონების შემთხვევაში იზომება მუხტის განაწი-  
ლების რადიუსი ბირთვის შიგნით, ხოლო α-დაშლისას იზომება ის მანძილი ბირთვსა  
და α-ნაწილაკს შორის, როცა ბირთვული ძალები წყვეტენ მოქმედებას. პლანკის  
მუდმივას არსებობა ექსპონენციალურ მამრავლში (2.18) განაპირობებს ნახევარ-  
დაშლის პერიოდის ძლიერ დამოკიდებულებას ენერგიაზე. ენერგიის სიდიდის მცი-  
რე ცვლილება კი იწვევს ექსპონენციალური მაჩვენებლის მნიშვნელოვან ცვლი-  
ლებას და შედეგად ნახევარდაშლის პერიოდის მნიშვნელოვან ცვლილებას. ამიტომ  
α-ნაწილაკების ენერგიები მნიშვნელოვნად შემოსაზღვრულია. მძიმე ბირთვები-  
სათვის α-ნაწილაკები 9 მეგ მეტი ენერგიით ბირთვიდან გამოდიან პრაქტიკულად

მყისიერად, ხოლო 4მეც ნაკლები ენერგიით ცხოვრობენ ბირთვის შიგნით იმდენად დიდხანს, რომ  $\alpha$ -ნაწილაკების რეგისტრაცია პრაქტიკულად შეუძლებელია.

იშვიათმიწა  $\alpha$ -რადიაქტიური ბირთვებისათვის ორივე ენერგია მცირდება ბირთვის რადიუსისა და პოტენციალური ჯებირის სიმაღლის შემცირების გამო. ნახ. 2.8 ჰაფნიუმის  $Hf(Z = 72)$  იზოტოპებისათვის, მასური რიცხვის ცვლილების არეში  $A = 156-185$ , ნაჩვენებია  $\alpha$ -დაშლის ენერგიის მასურ  $A$  რიცხვზე დამოკიდებულება.

2.1-ცხრილში,  $^{156-185}Hf$  იზოტოპებისათვის, მოყვანილია ნახევარდაშლის პერიოდები და დაშლის ენერგიები. ჩანს, რომ მასური რიცხვის გაზრდასთან ერთად მცირდება  $\alpha$ -დაშლის ენერგია, რასაც მივყავართ  $\alpha$ -დაშლის ალბათობის შემცირებასთან და  $\beta$ -დაშლის ალბათობის გაზრდასთან (ცხრილი 2.1). იზოტოპი  $^{174}Hf$  წარმოადგენს სტაბილურ იზოტოპს (იზოტოპების ბუნებრივ ნარევეში ის შეადგენს 0.16%), მიუხედავად ამისა, იშლება  $\alpha$ -ნაწილაკის გამოსხივებით (ნახევარდაშლის პერიოდი  $T_{1/2} = 2 \cdot 10^{15}$  წ). ცხრილიდან ჩანს, რომ მასური რიცხვის არეში  $A=164 \div 175$  დაშლის არხის 100% მოდის ბეტა დაშლის  $e$  – ჩაჭერის პროცესზე.



ნახ. 2.8.  $Hf(Z = 72)$  იზოტოპებისათვის  $\alpha$ -დაშლის  $Q_\alpha$ -ენერგიის მასურ  $A$  რიცხვზე დამოკიდებულება.

ცხრილი 2.1  $Hf(Z = 72)$  იზოტოპებისათვის,  $\alpha$ -დაშლის  $Q_\alpha$ -ენერგიისა და ნახევარდაშლის  $T_{1/2}$  პერიოდის მასურ  $A$  რიცხვზე დამოკიდებულება

Z	N	A	$Q_\alpha$	$T_{1/2}$	დაშლის არხები (%)
72	84	156	6.0350	23 მწმ	$\alpha$ (100)
72	85	157	5.8850	110 მწმ	$\alpha$ (86), $e$ (14)
72	86	158	5.4050	2.85 წმ	$\alpha$ (44.3), $e$ (55.7)

72	87	159	5.2250	5.6 წმ	$\alpha$ (35), $e$ (65)
72	88	160	4.9020	13.6 წმ	$\alpha$ (0.7), $e$ (99.3)
72	89	161	4.6980	18.2 წმ	$\alpha$ ( $<0.13$ ), $e$ ( $>99.87$ )
72	90	162	4.4160	39.4 წმ	$\alpha$ ( $<8 \cdot 10^{-3}$ ), $e$ (99.99)
72	91	163	4.1280	40.0 წმ	$\alpha$ ( $<1 \cdot 10^{-4}$ ), $e$ (100)
72	92	164	3.9240	111 წმ	$e$ (100)
72	93	165	3.7790	76 წმ	$e$ (100)
72	94	166	3.5460	6.77 წთ	$e$ (100)
72	95	167	3.4090	2.05 წთ	$e$ (100)
72	96	168	3.2380	25.95 წთ	$e$ (100)
72	97	169	3.1450	3.24 წთ	$e$ (100)
72	98	170	2.9130	16.01 სთ	$e$ (100)
72	99	171	2.7390	12.1 სთ	$e$ (100)
72	100	172	2.7470	1.87 სთ	$e$ (100)
72	101	173	2.5350	23.4 სთ	$e$ (100)
72	102	174	2.4960	$2 \cdot 10^{15}$ სთ	$e$ (100)
72	103	175	2.4041	70 დღ	$e$ (100)
72	104	176	2.2580	სტაბ.	
72	105	177	2.2423	სტაბ.	
72	106	178	2.0797	სტაბ.	
72	107	179	1.8040	სტაბ.	
72	108	180	1.2806	სტაბ.	
72	109	181	1.1530	42.39 დღ	$\beta$ (100)
72	110	182	1.2140	$8.9 \cdot 10^6$ წ	$\beta$ (100)
72	111	183	0.6850	1.07 სთ	$\beta$ (100)
72	112	184	0.4750	4.12 სთ	$\beta$ (100)
72	113	185	0.0150	3.5 წთ	$\beta$ (100)

$H_f$ -ის იზოტოპები მასური რიცხვით  $A = 176-180$  წარმოადგენენ სტაბილურ იზოტოპებს. ამ იზოტოპების  $\alpha$ -დაშლის ენერგია დადებითია, მაგრამ  $\alpha$ -დაშლის ენერგია  $\sim 1.3-2.2$  მევ ძალზე მცირეა პროცესის განსახორციელებლად და ამ იზოტოპების დაშლა არაა დაკვირვებული, მიუხედავად იმისა, რომ დაშლის ალბათობა ნულისაგან განსხვავებულია. მასური რიცხვის შემდგომი გაზრდისას  $A > 180$  ძირითად არხს წარმოადგენს  $\beta$ -დაშლა.

## რადიოაქტიური ოჯახები

პრაქტიკულად, ყველა მძიმე ბირთვისათვის  $Z > 83$   $\alpha$ -დაშლის ენერგია დადებითია, რადგან  $(A, Z)$  დედა ბირთვის მასა მეტია  $\alpha$ - ნაწილაკისა და შვილობილი ბირთვის  $(A - 4, Z - 2)$  მასათა ჯამზე. ამიტომ შესაძლებელია ბირთვების  $\alpha$ -დაშლის ჯაჭვის წარმოქმნა. დედამინაზე გვხვდება დიდი ნახევარდაშლის პერიოდის, მძიმე რადიოაქტიური იზოტოპები  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  და  $^{232}\text{Th}$ . დაშლისას ისინი ქმნიან შვილობილ იზოტოპებს, რომლებიც ასევე რადიოაქტიურებია და იშლებიან  $\alpha$ - და  $\beta$ -არხებში. საბოლოოდ მიიღება სტაბილური  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  და  $^{208}\text{Pb}$  იზოტოპები. არსებობს თანამიმდევარი  $\alpha$ -დაშლების 4 ჯაჭვი, რომლებიც ქმნიან 4 რადიოაქტიურ ოჯახს მასური რიცხვით  $A$ , რომელიც შესაბამისად ტოლია  $4n, 4n + 1, 4n + 2$  და  $4n + 3$ , სადაც  $n$  ნატურალური რიცხვია. ბუნებაში ძირითადად გვხვდება  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  და  $^{232}\text{Th}$  იზოტოპები, რომელთა დაშლისას იქმნება სამი რადიოაქტიური ოჯახი.

ცხრილი 2.2. რადიოაქტიური ოჯახები

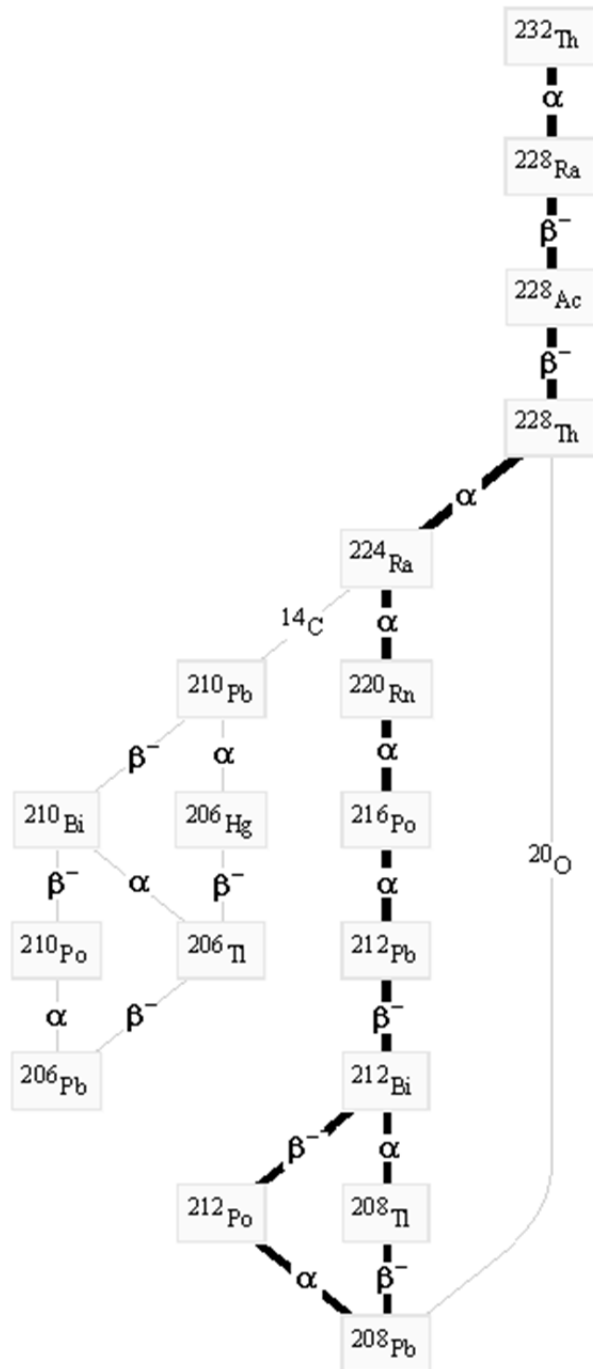
ოჯახი	ყველაზე დიდი სიცოცხლის უნარიანი იზოტოპები	ნახევარდაშლის პერიოდი $T_{1/2}$	ოჯახის საბოლოო წევრი
$A = 4n$	$^{232}\text{Th}$	$1.4 \cdot 10^{10}$ წელი	$^{208}\text{Pb}$
$A = 4n + 1$	$^{237}\text{Np}$	$2.2 \cdot 10^6$ წელი	$^{209}\text{Bi}$
$A = 4n + 2$	$^{238}\text{U}$	$4.5 \cdot 10^9$ წელი	$^{206}\text{Pb}$
$A = 4n + 3$	$^{235}\text{U}$	$7 \cdot 10^8$ წელი	$^{207}\text{Pb}$

ცხრილი 2.3. ურანის რადიოაქტიური იზოტოპის –  $^{235}\text{U}$  დაშლის არხები

დაშლის არხი	დაშლის ალბათობა, %	დაშლის პროდუქტი
$\alpha$ -დაშლა	100	$^{231}\text{Th}$
სპონტანური დაშლა	$7 \cdot 10^{-11}$	
კლასტერული რადიოაქტივობა $^{20}\text{Ne}$ $^{26}\text{Ne}$ $^{28}\text{Mg}$	$\sim 8 \cdot 10^{-12}$ $\sim 8 \cdot 10^{-12}$ $\sim 8 \cdot 10^{-12}$	$^{211}\text{Pb}$ $^{209}\text{Pb}$ $^{207}\text{Hg}$

ნეპტუნიუმის  $^{237}\text{Np}$  ნახევარდაშლის პერიოდი:  $T_{1/2}(^{237}\text{Np}) = 2.1 \cdot 10^6$  წელი. რადგან  $^{237}\text{Np}$  ნახევარდაშლის პერიოდი გაცილებით მცირეა დედამინის არსებობის დროსთან ( $4 \cdot 5 \cdot 10^9$  წელი), შედარებით  $^{237}\text{Np}$  იზოტოპი მთლიანად დაიშალა და ოჯახი ( $A = 4n + 1$ ) აღმოჩენილ იქნა ამაჩქარებლებზე, ბირთვულ რეაქციებში  $^{237}\text{Np}$ -ის ხელოვნურად მიღების შემდეგ  $^{237}\text{Np}$  მიღებულ იქნა ტრანსურანული ელემენტების (ურანზე უფრო მძიმე) დაშლის შედეგად. რადიოაქტიურ ოჯახებში შემავალი იზოტოპების დაშლის ძირითად არხებს წარმოადგენენ  $\alpha$ -და  $\beta$ -დაშლები. ამის გარდა, არსებობს

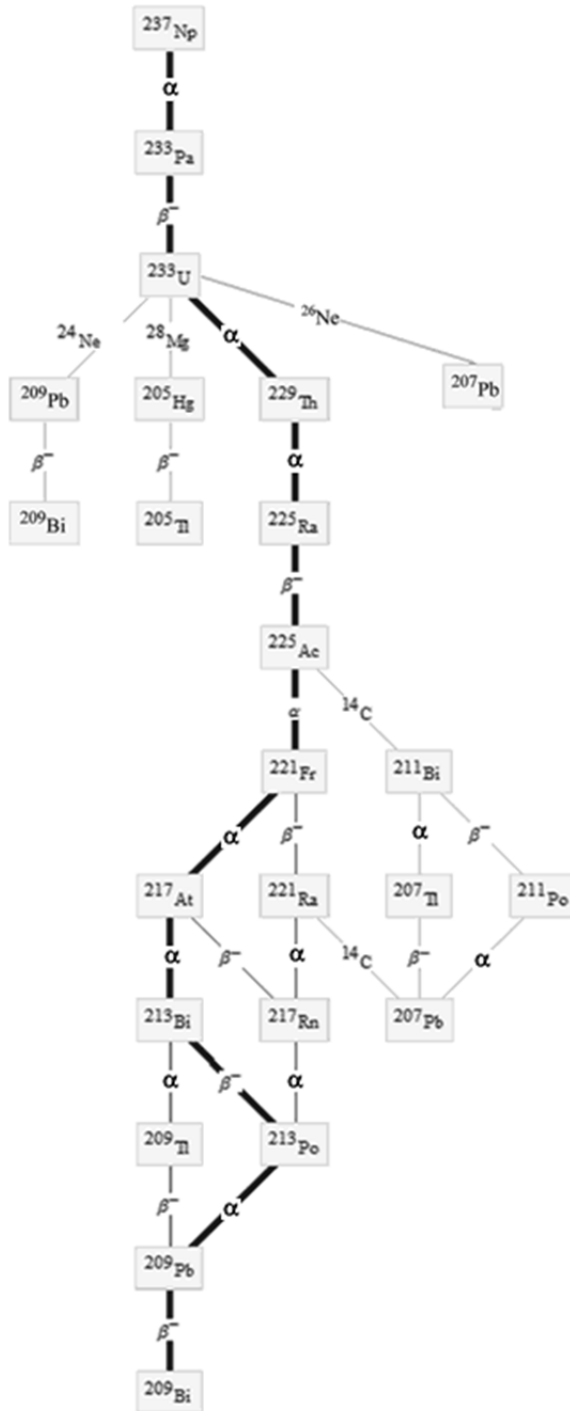
დაშლის პროცესები უფრო მძიმე დაშლის ფრაგმენტებით  ${}^4\text{C}$ ,  $24,26\text{Ne}$ ,  $28\text{Mg}$ , ვიდრე  $\alpha$  ნაწილაკები. კლასტერული დაშლის ალბათობა შეადგენს  $\alpha$ -დაშლის  $10^{-12}$ – $10^{-10}\%$  -ს.



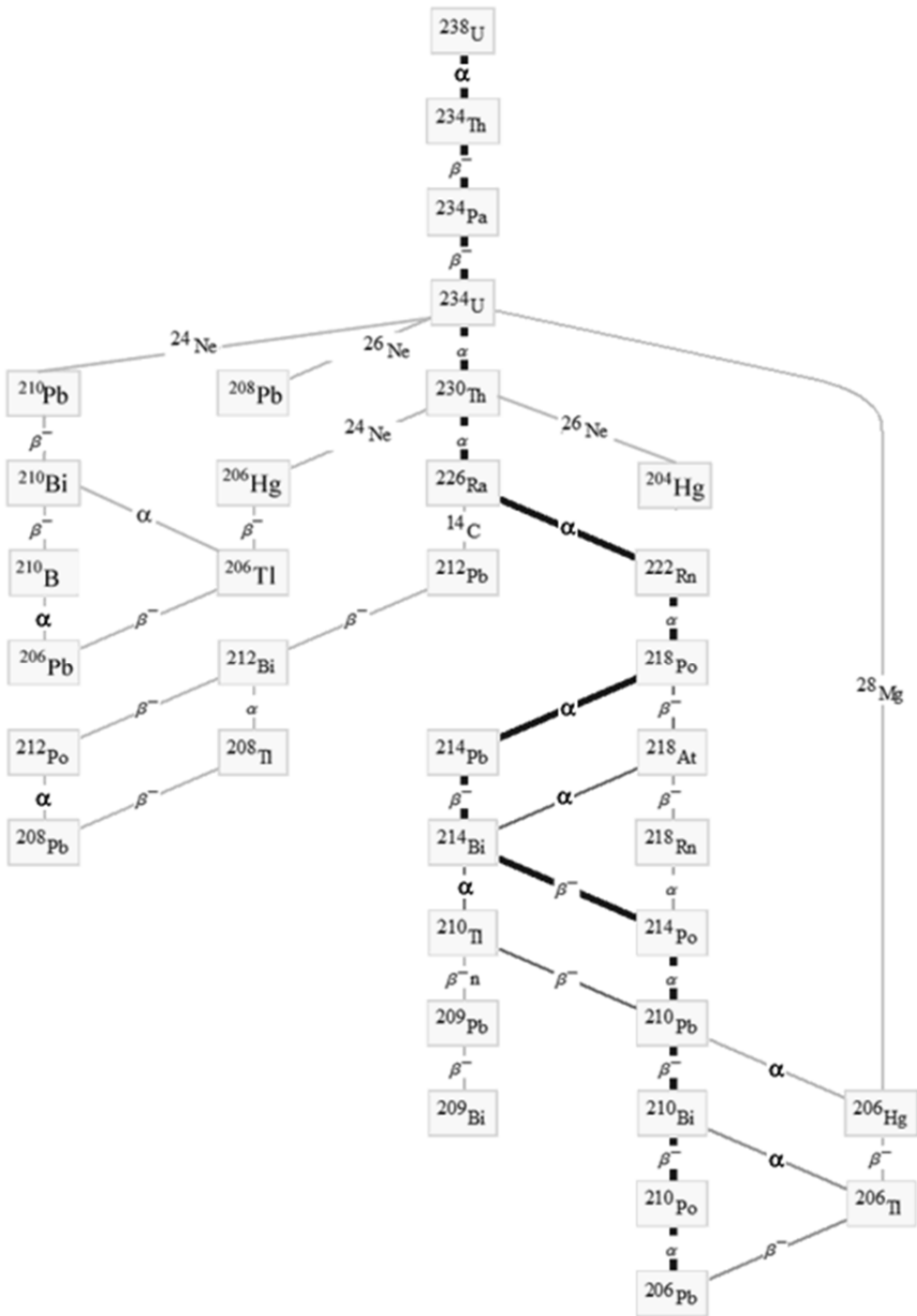
ნახ. 2.9 რადიოაქტიური ოჯახი  ${}^{232}\text{Th}$  ( $A = 4n$ ).



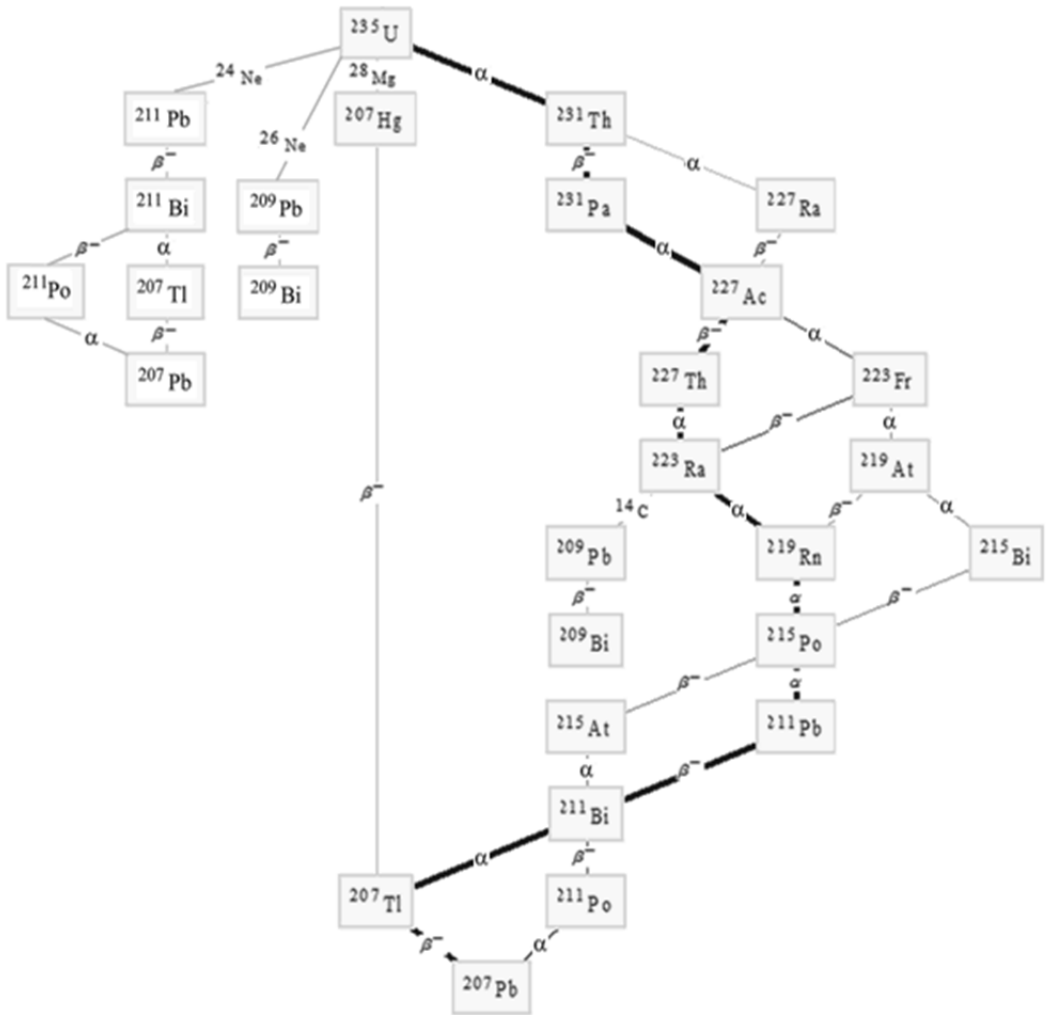
თორიუმის  $^{232}\text{Th}$  პროცენტული შემადგენლობა ბუნებრივ ნარევეში 100%-ია, ნახევარდაშლის პერიოდი  $T_{1/2}(^{232}\text{Th}) = 1.4 \cdot 10^{10}$  წელი .  $1.4 \cdot 10^{10}$  წელი.



ნახ. 2.10. რადიაქტიური ოჯახი  $^{237}\text{Np}$  ( $A = 4n+1$ )



ნახ. 2.11. რადიოაქტიური ოჯახი  $^{238}\text{U}(A = 4n + 2)$ .



ნახ. 2.12. რადიექტიური ოჯახი  $^{235}\text{U}$  ( $A = 4n + 3$ ).

ცხრილი 2.4. ურანის იზოტოპების პროცენტული შემადგენლობა და ნახევარდაშლის პერიოდები

ურანის იზოტოპის პროცენტული შემადგენლობა ბუნებრივ ნარევეში, %	ნახევარდაშლის პერიოდი, წელი
$^{234}\text{U} - 0.0052$	$2.45 \cdot 10^5$
$^{235}\text{U} - 0.7204$	$7.04 \cdot 10^8$
$^{238}\text{U} - 99.2742$	$4.4 \cdot 10^9$

### 23. ამოცანა

$\alpha$ -დაშლის შედეგად რადიუმი  $^{226}\text{Ra}$  გარდაიქმნება რადონად  $^{222}\text{Rn}$ . რადონის რა მოცულობა იქნება, ნორმალურ პირობებში, ნონასნორობაში  $m=1$  გ რადიუმთან? მოცემული იზოტოპების ნახევარდაშლის პერიოდებია  $T_{1/2}(^{226}\text{Ra}) = 1600$ , წელი  $T_{1/2}(^{222}\text{Rn}) = 3.82$  დღე.

#### ამოხსნა:

ცნობილია, რომ იმ შემთხვევაში, თუ დედობრივი-1 და შვილობილი-2 ბირთვების ნახევარდაშლის პერიოდები მნიშვნელოვნად განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან  $T_{1/2}(1) \gg T_{1/2}(2)$ , მაშინ მყარდება ე.წ. საუკუნეობრივი ნონასნორობა

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2,$$

სადაც  $\lambda_1, \lambda_2$  დაშლის მუდმივებია, ხოლო  $N_1, N_2$  ბირთვების რაოდენობა, დედობრივ და შვილობილ რადიოაქტიურ ნიმუშებში შესაბამისად. ჩვენს შემთხვევაში დედობრივ ბირთვს წარმოადგენს  $^{226}\text{Ra}$ , ხოლო შვილობილს –  $^{222}\text{Rn}$ . აქედან გამომდინარე, შეგვიძლია შევადგინოთ თანაფარდობა

$$\lambda_{\text{Ra}} N_{\text{Ra}} = \lambda_{\text{Rn}} N_{\text{Rn}},$$

საიდანაც

$$N_{\text{Rn}} = N_{\text{Ra}} \lambda_{\text{Ra}} / \lambda_{\text{Rn}} = N_{\text{Ra}} T_{1/2}(\text{Rn}) / T_{1/2}(\text{Ra}).$$

$^{226}\text{Ra}$  ბირთვების რაოდენობაა

$$N_{\text{Ra}} = m N_A / A,$$

სადაც  $m$  რადიუმის მასაა(გ-ში),  $A$  – რადიუმის იზოტოპის  $^{226}\text{Ra}$  მასური რიცხვია,  $N_A$  – ავოგადროს რიცხვი. საძებნი მოცულობა

$$V = V_M N_{\text{Ra}} / N_A,$$

სადაც  $V_M = 22.4$  (ლ/მოლი) – აირის მოლური მოცულობაა. მივიღებთ

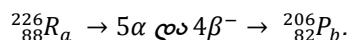
$$V = \frac{V_M m T_{1/2}(\text{Rn})}{A T_{1/2}(\text{Ra})} = \frac{22.4 \cdot 1.3.82}{226 \cdot 1600 \cdot 365} = 6.5 \cdot 10^{-7} \text{ (ლ)}.$$

### 24. ამოცანა

$\alpha$ - დაშლის რეაქცია. რადიუმ-226 თანამიმდევარი რადიოაქტიური დაშლების შედეგად გარდაიქმნება ტყვიის სტაბილურ იზოტოპად  $^{206}\text{Pb}$ . ჰელიუმის რა მასა გამოიყოფა  $t = 1$  თვის განმავლობაში  $m=1$ გ რადიუმიდან, რომელიც არის ნონასნორობაში თავისი დაშლის პროდუქტებთან?  $^{226}\text{Ra}$ -ის ნახევარდაშლის პერიოდი  $T_{1/2} = 1600$  წ.

#### ამოხსნა:

რეაქცია მიმდინარეობს შემდეგი გზით:



გამოვიკვლიოთ, როგორ შეიძლება შევადგინოთ  $\alpha$ -აღფა დაშლების რაოდენობა  $R_\alpha$  და  $P_\beta$  შორის. რადგან ვიცით, რომ  $\beta^-$ -დაშლა მასას არ ცვლის, ამიტომ  $\alpha$  დაშლე-

ბის რადონობის განსაზღვრისათვის 226 უნდა გამოვაკლოთ 206 და გავყოთ 4-ზე (4 არის  $\alpha$ -ნაწილაკის მასური რიცხვი). მივიღებთ 5-ს. ჩავთვალოთ, რომ დაშლის ყველა პროდუქტი საუკუნეობრივ წონასწორობაშია და ვიპოვოთ ბირთვების საწყისი რადონობა:

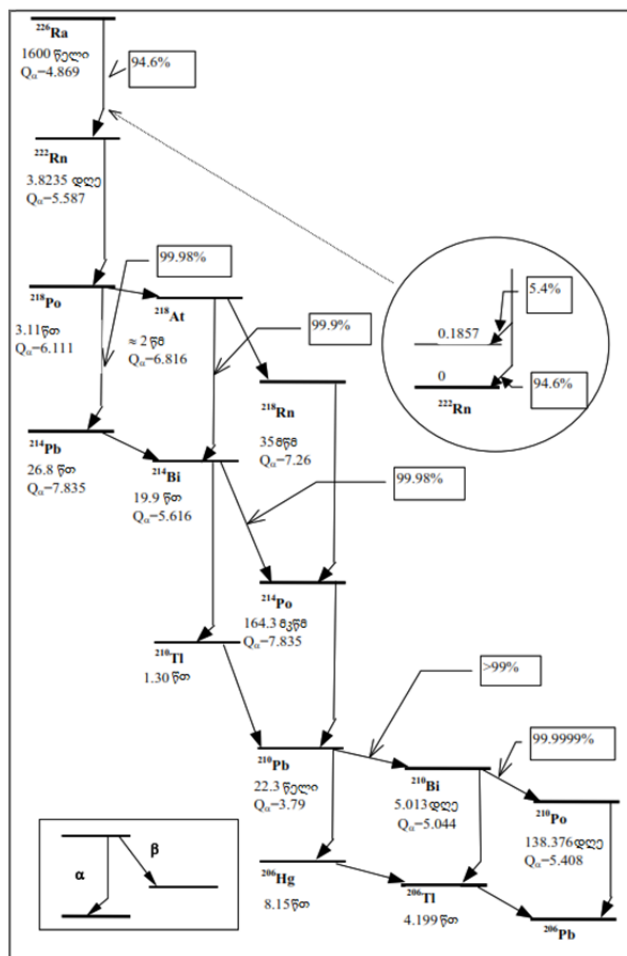
$$N_0 = \frac{N_a m}{A} = 2.7 \cdot 10^{21}.$$

$t$ -დროის განმავლობაში დაშლილი ბირთვების რადონობა ტოლია:

$$N(t) = N_0 \left( 1 - e^{-\frac{t \log 2}{T_{1/2}}} \right) \approx N_0 \cdot \frac{t \log 2}{T_{1/2}} = 0.97 \cdot 10^{17}.$$

აქედან გამომდინარე, ჰელიუმის ატომების სრული მასა ტოლია:

$$M_{\text{სრ}} = 5 N(t) \cdot m_{\alpha} = 3.2 \cdot 10^{-6} \text{ გ.}$$



ნახ. 2.13. ალფა რადიოაქტიური ჯაჭვის  $A = 4n + 2$  სქემა, დაწყებული  $^{226}\text{Ra}$  - რადიუმიდან.  $Q_{\alpha}$  (მეგ)  $\alpha$  - დაშლის ენერგია.

ნახ. 2.13 მოყვანილია წარმოშობილი რადიაქტიური იზოტოპების ნახევარდაშლის პერიოდები და დაშლის ძირითადი არხების ალბათობები.

## 25. ამოცანა

$^{213}\text{Po}$ -ის უძრავმა ბირთვმა გამოასხივა  $\alpha$ -ნაწილაკი კინეტიკური ენერგიით 8.34მეე. ამასთან, შვილობილი ბირთვი აღმოჩნდა ძირითად მდგომარეობაში. ვიპოვოთ ამ პროცესში გამონთავისუფლებული სრული ენერგია. ენერგის რა ნაწილს შეადგენს შვილობილი ბირთვის კინეტიკური ენერგია?

**ამოხსნა:**

$$Q = T \left( 1 + \frac{m_\alpha}{M} \right) = 8.34 \left( 1 + \frac{4}{213} \right) = 8.5 \text{ (მეე)}$$

$$(8.5 - 8.34) / 8.5 = 0.019.$$

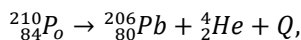
**პას:**  $Q = 8.5$ მეე; 1.9%.

## 26. ამოცანა

$^{210}\text{Po}$  ბირთვები ასხივებენ  $T_\alpha = 5.30$  მეე კინეტიკური ენერგიის ალფა ნაწილაკებს. ამ დროს შვილობილი ბირთვები წარმოიშობიან ძირითად მდგომარეობაში. განვსაზღვროთ სითბური ენერგია, რომელსაც გამოიყოფს 10.0მგ  $^{210}\text{Po}$  პრეპარატი ამ ბირთვების საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობის პერიოდში.

**ამოხსნა:**

$^{210}\text{Po}$  დაშლის რეაქციას აქვს შემდეგი სახე:



სადაც  $Q$ - ალფა დაშლის პროცესში გამოყოფილი ენერგიაა.

$$Q = T_\alpha \left( 1 + \frac{m_\alpha}{M} \right) = \frac{105}{103} \cdot 5.30 = 5.40 \text{ (მეე)}.$$

პოლონიუმის  $^{210}\text{Po}$  ნახევარდაშლის პერიოდი:  $T_{1/2} = 138$  დღე. სიცოცხლის ხანგრძლივობა  $\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = 199$  დღე, რადიაქტიური ბირთვების რაოდენობა დროის სანყის მომენტში ტოლია

$$N_0 = \frac{m}{M} N_a = \frac{10}{210} 6.02 \cdot 10^{20} = 2.87 \cdot 10^{19}.$$

დაშლილი ბირთვების რაოდენობა ტოლია

$$N = N_0 - N_\tau = N_0 (1 - e^{-1}) = N_0 \frac{e - 1}{e} = 0.63 N_0 = 1.8 \cdot 10^{19}.$$

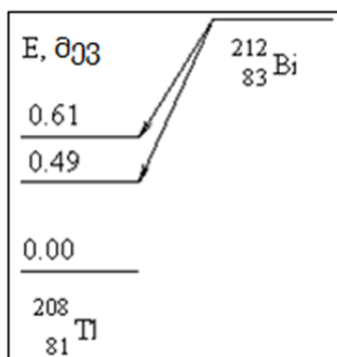
ახლა შეგვიძლია განვსაზღვროთ სითბოს რაოდენობა, რომელიც გამოიყოფა რადიაქტიური პრეპარატის  $^{210}\text{Po}$  დაშლის პროცესში:

$$\text{გამოყოფილი } Q_{\text{სრ}} = Q \cdot N = 5.40 \cdot 1.8 \cdot 10^{19} \cdot 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ ჯ} = 15 \text{ მჯ}.$$

## 27. ამოცანა

განვსაზღვროთ  $\alpha$ -ნაწილაკების კინეტიკური ენერგია  $T_\alpha$ ,  $^{212}\text{Bi}$  ბირთვების  $\alpha$ -დაშლის პროცესში, რომლის დროსაც მიიღება ალგზნებული ბირთვი  $^{208}\text{Tl}$  ენერგიებით 0,49 და 0,61 მევ. ბმის ენერგიები  $E_{\text{გგ}}(A,Z)$  ბირთვებისათვის  $^{212}\text{Bi}$ ,  $^{208}\text{Tl}$  და  $\alpha$ -ნაწილაკისთვის ტოლია – 1654.32 მევ, 1632.23 მევ და 28.30 მევ შესაბამისად.

ამოხსნა:



ნახ. 2.14. ენერგეტიკულ მდგომარეობებს შორის გადასვლების სქემატური სურათი.

$\alpha$ -დაშლის  $Q_0$  ენერგია სანყისი ბირთვის ძირითადი მდგომარეობიდან საბოლოო ბირთვის ძირითად მდგომარეობაში გადასვლისას განისაზღვრება თანაფარდობით:

$$Q_0 = [M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M(\alpha)]c^2 = E_{\text{გგ}}(A - 4, Z - 2) + E_{\text{გგ}}(\alpha) - E_{\text{გგ}}(A, Z),$$

სადაც  $M(A, Z)$  სანყისი ბირთვის მასაა,  $M(A - 4, Z - 2)$  – საბოლოო ბირთვის მასა,  $M(\alpha)$  –  $\alpha$ -ნაწილაკის მასა და  $E_{\text{გგ}}(A, Z)$ ,  $E_{\text{გგ}}(A - 4, Z - 2)$ ,  $E_{\text{გგ}}(\alpha)$  მათი ბმის ენერგიებია შესაბამისად. ზოგადად, როცა დაშლა ხორციელდება ალგზნებულ მდგომარეობაში მყოფ საბოლოო ბირთვში, გადასვლის გზით,  $\alpha$ -დაშლის ენერგია განისაზღვრება თანაფარდობიდან:

$$Q = Q_0 + E_i - E_f,$$

სადაც  $E_i$  და  $E_f$  სანყისი და საბოლოო ბირთვების ალგზნების ენერგიებია შესაბამისად.

$\alpha$ -ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია საბოლოო ბირთვის უკუცემის გათვალისწინებით მოიცემა შემდეგი ფორმულით:

$$T_\alpha = (Q_0 + E_i + E_f) \frac{M(A - 4, Z - 2)}{M(A - 4, Z - 2) + M_\alpha} \approx (Q_0 + E_i + E_f) \frac{A - 4}{A}.$$

სანყისი ბირთვის  $^{212}\text{Bi}$  დაშლის პროცესში  $^{208}\text{Tl}$  ბირთვის პირველ ალგზნებულ მდგომარეობაში (0.49 მევ) გადასვლისას  $\alpha$ -ნაწილაკის კინეტიკური ენერგიაა:

$$T_\alpha = (1632.23 + 28.30 - 1654.32 - 0.49) \text{ მევ} \times 208 / 212 = 5.61 \text{ მევ}.$$

სანყისი ბირთვის  $^{212}\text{Bi}$  დაშლის პროცესში  $^{208}\text{Tl}$  ბირთვის მეორე აგზნებულ მდგომარეობაში (0.61 მევ) გადასვლისას მივიღებთ:

$$T_\alpha = (1632.23 + 28.30 - 1654.32 - 0.61) \text{ მევ} \times 208 / 212 = 5.49 \text{ მევ}.$$

## 28. ამოცანა

პოლონიუმის უძრავი ბირთვი  $^{213}\text{Po}$  ასხივებს  $\alpha$ -ნაწილაკს, რომლის კინეტიკური ენერგიაა 8.34 მევ. ამ დროს შვილობილი ბირთვი აღმოჩნდა ძირითად მდგომარეობაში. ვიპოვოთ ალფა დაშლის რეაქციის ენერგიის სიდიდე და ენერგიის რა ნაწილს მიიღებს შვილობილი ბირთვი ამ პროცესში.

### ამოხსნა:

განმარტების თანახმად,  $Q_\alpha = [M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) + m_\alpha]c^2$ , ხოლო ალფა ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია იქნება

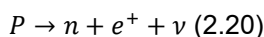
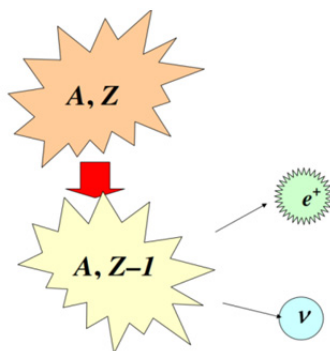
$$T = Q \frac{M(A - 4, Z - 2)}{m_\alpha + M(A - 4, Z - 2)}.$$

რეაქციის ენერგია არარელატივისტურ შემთხვევაში ტოლია

$$Q = T \left( 1 + \frac{m_\alpha}{M} \right) = 8.34 \cdot \left( 1 + \frac{4}{209} \right) = 8.5 \text{ (მევ)}.$$

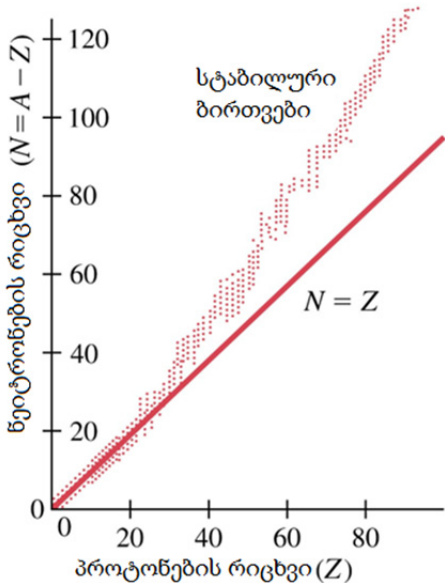
## სუსტი ურთიერთქმედება (ბეტა დაშლის პროცესი)

$\beta$ -დაშლა არის  $(A, Z)$  ბირთვის სპონტანური გარდაქმნა იზობარულ  $(A, Z \pm 1)$  ბირთვად. ამ დროს გამონთავისუფლებიან ლეპტონები (ელექტრონი და ანტინეიტრინო, ან პოზიტრონი და ნეიტრინო) ან ადგილი აქვს ბირთვის (პროტონის მიერ) მიერ  $k$ -გარსის ატომური ელექტრონის შთანთქმას ( $e^-$ -ჩაჭერა) და ნეიტრინოს გამოსხივებას.  $\beta$ -რადიაქტიურობა დაიკვირვება თავისუფალი ნეიტრონიდან დანყებული  $A$ -მასური რიცხვის მძიმე ბირთვით დამთავრებული.

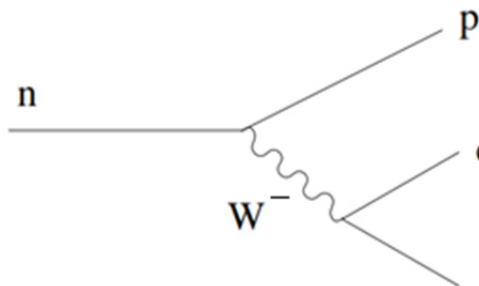


ნახ. 2.15. ნახაზზე მოცემულია ბეტა დაშლის პროცესი, როცა ბირთვის შიგნით იშლება პროტონი და გამოსხივდება პოზიტრონი და ნეიტრინო.





ნახ. 2.16. სტაბილურობის არის (წერტილები) ზემოთ გვაქვს ჭარბი ნეიტრონები, ქვემოთ ჭარბი პროტონები. ამიტომ პირველ შემთხვევაში დაიკვირება ბეტა მინუს პროცესი  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ , ხოლო მეორე შემთხვევაში ბეტა პლიუს პროცესი  $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ .



ნახ. 2.17. ნეიტრონის დაშლის ბეტა მინუს პროცესი  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ , რომელიც რეალიზდება ნეიტრონის d-კვარკის გადასვლით u კვარკში. ამას ახორციელებს სუსტი ურთიერთქმედების კვანტი  $W^-$  ბოზონი, რომლის მასაა 80.4 გეე, საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა  $3 \cdot 10^{-25}$  წმ.

$\beta$ -დაშლის პროცესი რეალიზდება სუსტი ურთიერთქმედების მედეგად. ურთიერთქმედების გადამტან კვანტებს წარმოადგენენ  $W^\pm$  ბოზონები. კვარკულ დონეზე ხდება u კვარკის d-კვარკში გარდაქმნა ან პირიქით d კვარკის u-კვარკში. ნუკლონურ დონეზე ამას შეესაბამება ნეიტრონის გარდაქმნა პროტონში ( $\beta^-$ -პროცესი), ან პროტონის გარდაქმნა ნეიტრონში ( $\beta^+$ -პროცესი). ამასთან, თუ ნეიტრონი თავისუფალ მდგომარეობაშიც კი გარდაიქმნება პროტონად, პროტონის გარდაქმნა ნეიტრონად ხდება მხოლოდ ბირთვში. რადგან პროტონის მასა მცირეა ნეიტრონის მასასთან შედარებით, ამიტომ პროტონს ნეიტრონად გარდაქმნისათვის სჭირდება დამატებითი ენერგია. ეს დამატებითი ენერგია მან უნდა აიღოს ბირთვის შიგნით ყოფნის პროცესში.

$\beta$ -დაშლა შიგა ნუკლონური პროცესია. ბირთვში იშლება ერთი ნუკლონი, თუმცა ხდება ბირთვის გადაწყობა, ამიტომ ნახევარდაშლის პერიოდი და სხვა მახასიათებლები დამოკიდებული არიან იმაზე, თუ რამდენად რთულია ეს გადაწყობა ბირთვის შიგნით.  $\beta$ -დაშლის პროცესში არ იცვლება მასური რიცხვი, იცვლება ბირთვის მუხტი ერთი ერთეულით

$$Z_{სტაბ} = \frac{A}{0.015A^{2/3} + 2} \quad (2.21)$$

როცა  $Z < Z_{სტაბ}$ , ბირთვი არასტაბილურია  $\beta^-$ -დაშლის მიმართ,  $Z > Z_{სტაბ}$  შემთხვევაში –  $\beta^+$  პოზიტრონული დაშლისა და  $e^-$  - ჩაჭერის მიმართ.  $\beta$ -დაშლა ხშირად ხდება ბირთვის არა ძირითად მდგომარეობაში გადასვლით, არამედ აღგზნებულ მდგომარეობაში გადასვლითაც. ქვემოთ (2.22) მოგვყავს ბეტა დაშლის ენერგიების გამოთვლის პროცედურა:

$$\begin{aligned} Q_{\beta^-} &= [M^{\beta}(A, Z) - M^{\beta}(A, Z+1) - m_e]c^2 && - \beta^- \text{- დაშლა} \\ Q_{\beta^+} &= [M^{\beta}(A, Z) - M^{\beta}(A, Z-1) - m_e]c^2 && - \beta^+ \text{- დაშლა} \\ Q_{e^-} &= [M^{\beta}(A, Z) + m_e - M^{\beta}(A, Z-1)]c^2 && - e \text{- ჩაჭერა} \end{aligned} \quad (2.22)$$

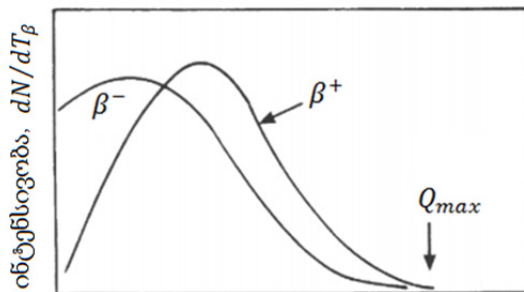
ცნობარებში ხშირად მოყვანილია ატომების მასები

$$\begin{aligned} Q_{\beta^-} &= [M^{ატ}(A, Z) - M^{ატ}(A, Z+1)]c^2 && - \beta^- \text{- დაშლა} \\ Q_{\beta^+} &= [M^{ატ}(A, Z) - M^{ატ}(A, Z-1)]c^2 - 2m_e c^2 && - \beta^+ \text{- დაშლა} \\ Q_{e^-} &= [M^{ატ}(A, Z) - M^{ატ}(A, Z-1)]c^2 && - e \text{- ჩაჭერა} \end{aligned}$$

$M^{\beta}$  - ბირთვის მასა,  $M^{ატ}$  - ატომის მასა,  $m_e$  - ელექტრონის მასა

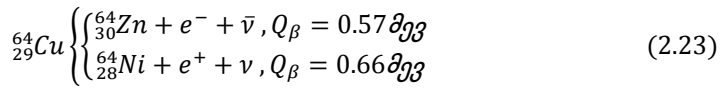
## $\beta$ -დაშლის ენერგია და ნახევარდაშლის პერიოდი

ბეტა დაშლის პროცესში გამოყოფილი ენერგია ძირითადად მიაქვს მსუბუქ ნაწილაკებს – ლეპტონებს (ელექტრონი, ელექტრონული ანტინეიტრინო, პოზიტრონი, ელექტრონული ნეიტრინო).



ნახ. 2.18. ბეტა დაშლის ენერგეტიკული სპექტრი

საინტერესოა, აღინიშნოს, რომ სპილენძის იზოტოპს  ${}^{64}_{29}\text{Cu}$  ახასიათებს ორივე ტიპის  $\beta^{\pm}$  დაშლის პროცესი.



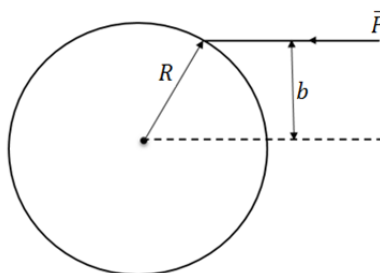
ბეტა-  $\beta^\pm$  დაშლის ენერგეტიკული სპექტრი უწყვეტია. ამას განაპირობებს ის ფაქტი, რომ დაშლის პროდუქტებზე (სამი ნაწილაკი) ენერგია შეიძლება გადანაწილდეს ნებისმიერი გზით (პრაქტიკულად, ბეტა ნაწილაკზე და ნეიტრინოზე). ელექტრონებისთვის და პოზიტრონებისთვის განსხვავებულია ბეტა ენერგეტიკული სპექტრის ფორმა, რადგან მათზე მოქმედებს ბირთვის კულონური ველი-მიზიდვისა და განზიდვის შესაბამისად, რაც იწვევს სპექტრის ენერგეტიკული მაქსიმუმის წანაცვლებას ელექტრონისთვის და პოზიტრონისთვის შესაბამისად მარცხნივ და მარჯვნივ (იხილეთ ნახ.2.18).

ბეტა დაშლა დაყოფილია დაშვებულ და აკრძალულ გადასვლებად, რომლებიც განსხვავებული არიან რეალიზაციის ალბათობებით. დაშვებულს მიეკუთვნებიან გადასვლები, რომლის დროსაც ჯამური ორბიტალური მომენტი, რომელიც მიაქვთ ბეტა ნაწილაკს და ნეიტრინოს, ტოლია ნულის. აკრძალული გადასვლები განსხვავებული არიან აკრძალვის რიგის მიხედვით, რომელიც განისაზღვრება  $l$ -ორბიტალური მომენტით.  $l = 1$  – პირველი რიგის აკრძალული გადასვლაა,  $l = 2$  მეორე რიგის და ა.შ. ალბათობების  $w_0$  და  $w_l$  შეფარდება ორბიტალური მომენტებისათვის  $l = 0$  და  $l \neq 0$  შესაბამისად შეიძლება გამოვსახოთ შემდეგი სახით:

$$w_l/w_0 \approx (2\pi R/\lambda)^{2l}. \quad (2.24)$$

$R$  ბირთვის რადიუსია,  $\lambda$  ნაწილაკის დე-ბროილის ტალღის სიგრძეა. ბეტა-დაშლები იყოფიან ფერმის ტიპის გადასვლებზე, როდესაც გამოსული ლეპტონების სპინები ანტიპარალელურია და გამოვ-ტელერის ტიპის გადასვლებზე, როდესაც გამოსული ლეპტონების სპინები პარალელურია.

### დაშვებული და აკრძალული ბეტა დაშლის პროცესი



**ნახ.2.19**  $\vec{p}$  იმპულსის ნაწილაკის გაფანტვა ბირთვზე,  $R$  – ბირთვის რადიუსია,  $b$ -დაჯახების პარამეტრია.

როგორც უკვე აღვნიშნეთ, ბეტა გადასვლის ალბათობა ძლიერადაა დამოკიდებული გამოსული ლეპტონების ორბიტალურ მომენტზე. ამის გაგება შესაძლებელია თვისობრივად შემდეგი განხილვის საფუძველზე: დავუშვათ, რომ  $R$  რადიუსის ბირ-

თვზე იფანტება  $\vec{p}$  იმპულსის ნაწილაკი, რომლის დაჯახების პარამეტრია  $b$ . კლასიკური იმპულსის მომენტი  $pb$  ტოლია ორბიტალური მომენტის სიდიდისა  $\hbar\sqrt{l(l+1)}$ .  
კლასიკურ მიახლოებაში

$$b = \frac{\hbar\sqrt{l(l+1)}}{P} < R. \quad (2.25)$$

რელატივისტურ მიახლოებაში

$$\frac{\hbar c\sqrt{l(l+1)}}{T} < R, \quad (2.26)$$

სადაც  $T$  გამოსული ლეპტონის კინეტიკური ენერგიაა. როგორც ცნობილია, ყველაზე მძიმე ბირთვების რადიუსებიც კი მცირეა 10ფმ. ჩავსვათ რადიუსის მნიშვნელობა 10ფმ,  $\hbar c \approx 200\text{მეგ} \cdot \text{ფმ}$ , ბეტა ნაწილაკების ენერგია მაქსიმალურად შესაძლებელი 20მეგ, მაშინ მივიღებთ

$$200\text{მეგ} \cdot \text{ფმ} \frac{\sqrt{l(l+1)}}{20\text{მეგ}} < 10\text{ფმ}. \quad (2.27)$$

აქედან ჩანს, რომ ბეტა დაშლის პროცესში, კვაზიკლასიკურ მიახლოებაში, გამოსული ლეპტონების ორბიტალური მომენტი შეიძლება იყოს მხოლოდ ნულის ტოლი, ხოლო გადასვლები  $l \neq 0$  აკრძალულია, თუმცა ასეთი გადასვლები კვანტური განხილვის საფუძველზე შესაძლებელია, მაგრამ მათი ალბათობა მცირეა.

## **$\beta$ -სპექტრი, სარჯენტის წესი**

განვიხილოთ სუსტი ძალების ველი იმ შემთხვევაში, როცა უგულვებელყოფილია შვილობილი ბირთვის კულონური ველის ურთიერთქმედება  $\beta$ -ნაწილაკთან. ამ პირობებში ფერმიმ აჩვენა, რომ  $\beta$ -ნაწილაკების ენერგეტიკულ განაწილებას  $T_\beta$  კინეტიკური ენერგიის მიხედვით აქვს სახე:

$$n(T_\beta) = D' \cdot (E_\beta - T_\beta)^2 (T_\beta + E_0) \sqrt{T_\beta(T_\beta + 2E_0)}, \quad (2.28)$$

სადაც  $D' = \text{const}$  არის მუდმივა,  $E_0$  - ელექტრონის უძრაობის ენერგიაა,  $T_\beta$  - ბეტა ნაწილაკის ენერგიაა,  $E_\beta$  - ენერგიის მაქსიმალური მნიშვნელობაა, რომელიც პრაქტიკულად ბეტა დაშლის ენერგიის (რეაქციის ენერგიის)  $Q_\beta$  ტოლია.

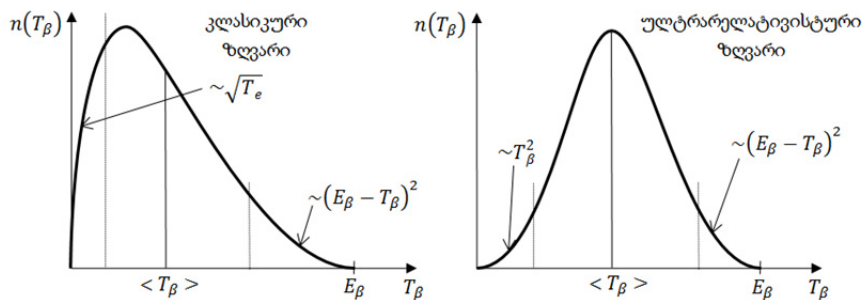
დაბალ ენერგეტიკულ ზღვარში  $T_\beta \ll E_0$  ფორმულა (1) მარტივდება,

$$n(T_\beta) = \sqrt{2} D' \cdot E_0^{3/2} \cdot (E_\beta - T_\beta)^2 \sqrt{T_\beta} \quad (2.29)$$

მეორე ზღვრულ შემთხვევაში, როცა პრაქტიკულად ყველა ელექტრონი შეიძლება ჩაითვალოს ულტრარელატივისტურად  $T_e \gg E_0$  მივიღებთ:

$$n(T_\beta) = D' \cdot (E_\beta - T_\beta)^2 T_\beta^2 \quad (2.30)$$

ნახ. 2.20-ზე მოყვანილია გრაფიკები, რომლებზედაც წარმოდგენილია პირველი და მეორე შემთხვევების შესაბამისი ბეტა სპექტრები.



ნახ. 2.20.  $\beta$ -სპექტრის ორი სხვადასხვა ფორმა

თითოეული შემთხვევისათვის (კლასიკური და ულტრარელატივისტური) გამოვთვალოთ ელექტრონის კინეტიკური ენერჯიის საშუალო მნიშვნელობა. საშუალო მნიშვნელობის განმარტებიდან შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\bar{T}_\beta = \frac{\int_0^{E_\beta} T_\beta n(T_\beta) dT_\beta}{\int_0^{E_\beta} n(T_\beta) dT_\beta} \quad (2.31)$$

ინტეგრების შემდეგ, კლასიკური შემთხვევისთვის მიიღება:

$$\bar{T}_\beta = \frac{\int_0^{E_\beta} T_\beta^{3/2} \cdot (E_\beta - T_\beta)^2 dT_\beta}{\int_0^{E_\beta} (E_\beta - T_\beta)^2 \sqrt{T_\beta} dT_\beta} = \frac{1}{3} E_\beta. \quad (2.32)$$

ულტრარელატივისტური განაწილება (3) სიმეტრიულია სპექტრის შუა ნაწილის მიმართ (იხ.ნახ. 2.20), ამიტომ გვექნება

$$\bar{T}_\beta = E_\beta/2. \quad (2.33)$$

ბეტა დაშლის სრული ალბათობის გამოსათვლელად საჭიროა, (1) გამოსახულება ვაინტეგრირებოთ  $T_\beta$  ყველა მნიშვნელობით 0-დან  $E_\beta$ -მდე. მაშინ ბეტა დაშლის მუდმივა გამოისახება შემდეგი ინტეგრალით:

$$\lambda \propto \int_0^{E_\beta} n(T_\beta) dT_\beta. \quad (2.34)$$

ინტეგრების პროცედურა საკმაოდ რთულია, მაგრამ თუ უგულებელვყოფთ ბირთვის კულონურ ურთიერთქმედებას ბეტა ნაწილაკთან (ფერმის თეორია) და სიმარტივისათვის განვიხილავთ მხოლოდ კლასიკურ და ულტრარელატივისტურ შემთხვევებს შესაბამისად მივიღებთ:

$$\lambda \propto \int_0^{E_\beta} (E_\beta - T_\beta)^2 \sqrt{T_\beta} dT_\beta \propto E_\beta^{7/2} \quad (2.35)$$

$$\lambda \propto \int_0^{E_\beta} (E_\beta - T_\beta)^2 T_\beta^2 dT_\beta \propto E_\beta^5 \quad (2.36)$$

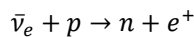
ამრიგად, შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ ბეტა დაშლის მუდმივა დამოკიდებულია ენერგიაზე, როგორც  $(E_\beta)^n$  (სარჯენტის წესი), სადაც  $n = 3.5 - 5$ .

## 29. ამოცანა

კოსმოსური სივრციდან დედამიწაზე ეცემა ელექტრონული ანტინეიტრინოს ნაკადი (ძირითადად მზიდან). შევაფასოთ ანტინეიტრინოს შთანთქმის ალბათობა, როცა ეს ნაწილაკი განჭოლავს დედამიწას დიამეტრის გასწვრივ  $1.3 \cdot 10^7$  მ. ანტინეიტრინოს ნივთიერების ბირთვთან ურთიერთქმედების ეფექტური კვეთი დაახლოებით ტოლია  $\sigma = 10^{-20}$  ბარნის. ჩავთვალოთ, რომ დედამიწის საშუალო სიმკვრივეა  $\rho = 5500$  კგ/მ<sup>3</sup>, ხოლო ამ ნივთიერების საშუალო ატომური მასაა  $\mu = 38$  კგ/მოლი.

### ამოხსნა:

ელემენტარული ნაწილაკი ანტინეიტრინო  $\bar{\nu}$  მონაწილეობს მხოლოდ სუსტ ურთიერთქმედებაში. კერძოდ, ელექტრონული ანტინეიტრინოს ბირთვთან ურთიერთქმედებისას შესაძლებელია შემდეგი რეაქციის წარმართვა, რომელსაც მივყავართ ნივთიერების



მიერ ნეიტრინოს შთანთქმასთან. ასეთი ურთიერთქმედების ალბათობა ძალზე მცირეა. ამ ალბათობის შეფასება შეგვიძლია, თუ გამოვიყენებთ ანტინეიტრინოს ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების ეფექტური კვეთის ცნებას. ეფექტური კვეთი  $\sigma$  წარმოადგენს სამიზნის ფართს, რომელითაც უნდა შემოვსაზღვროთ თითოეული ბირთვის ცენტრი – ანუ ეს ის მინიმალური ფართია სამიზნე ბირთვის გარშემო, რომელიც უნდა განჭოლოს დამჯახებელმა ნაწილაკმა ანტინეიტრინომ, რომ მოხდეს მისი შთანთქმა.

ამ სამიზნეს აქვს ისეთი ზომა, რომ მხოლოდ იმ შემთხვევაში შევა ანტინეიტრინო ურთიერთქმედებაში – შთანთქმება ბირთვის მიერ, თუკი დაცემული ნეიტრინო მოხვდება ამ ფართის შიგნით. ეფექტური კვეთი  $\sigma$  იზომება ბარნებში, ამასთან, 1 ბარნი =  $10^{-28}$  მ<sup>2</sup>. ეფექტური  $\sigma$  კვეთის განმარტებიდან გამომდინარეობს, რომ თუ ავიღებთ ნივთიერების საკმარისად მცირე  $\Delta x$  სისქის ფენას, რომლის ფართი ტოლია  $S$  და ბირთვების (ატომების) კონცენტრაციაა  $n_b$ , მაშინ ჯამური ფართი ყველა სამიზნისა ბირთვების გარშემო იქნება ტოლი  $\Delta S = \sigma n_b S \Delta x$ . მაშინ  $\Delta S$  და  $S$  ფართების შეფარდება გვაძლევს  $\Delta P$  იმის ალბათობას, რომ მოცემულ თხელ ფენაში ანტინეიტრინოს გავლისას ის ერთ ბირთვთან მაინც შევა ურთიერთქმედებაში. ამრიგად,

$$\Delta P = \frac{\Delta S}{S} \sigma n_b \Delta x.$$

თუ შევკრიბავთ ალბათობებს ცალკეული შრეების მიხედვით, შეიძლება შევაფასოთ  $P$  ალბათობა იმისა, რომ ანტინეიტრონო გააღწევს რა ნივთიერების  $D$  შრეში, ურთიერთქმედებაში შევა ერთ ნეიტრონოსთან მაინც. ეს ალბათობა მოიცემა ასეთი სახით

$$P = \sigma n_b D$$

ბირთვების რაოდენობა მოცულობის ერთეულში შეგვიძლია ვიპოვოთ სტანდარტული ფორმულიდან:

$$n_b = \frac{\rho}{\mu} N_A,$$

სადაც  $N_A$  ავოგადროს რიცხვია,  $\mu$  – მოლური მასა. თუ შევიტანთ ალბათობის ფორმულაში სიდიდეებს

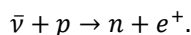
$$\sigma = 10^{-48} \text{მ}^2; D = 1.3 \cdot 10^7 \text{მ}; \rho = 5.5 \cdot 10^3 \text{კგ/მ}^3; N_A = 6.02 \cdot 10^{23} \text{1/მოლი},$$

$$\mu = 38 \text{კგ/მოლი}.$$

მაშინ მივიღებთ:

$$P = \frac{10^{-48} \cdot 1.3 \cdot 10^7 \cdot 5.5 \cdot 10^3 \cdot 6.02 \cdot 10^{23}}{38 \cdot 10^{-3}} = 10^{-12}.$$

წარმოუდგენელია, მაგრამ  $10^{12}$  ანტინეიტრონოდან, რომლებიც განჭოლავენ დედამიწას, საშუალოდ მხოლოდ ერთი შედის ურთიერთქმედებაში დედამიწის შემადგენელი ატომების ბირთვთან. უნდა აღინიშნოს, რომ მიუხედავად ასეთი მცირე ურთიერთქმედების ალბათობისა, **1956** წელს, მიწისქვეშ განთავსებულ რეაქტორის მახლობლად (გამოყენებულ იქნა რეაქტორის აქტიური ზონიდან წამოსული ელექტრონული ანტინეიტრონოების ნაკადი), ფ.რეინესმა და კ.კოუენმა ნაწილაკების ნაკადში აღმოაჩინეს და ექსპერიმენტულად დაასაბუთეს ელექტრონული ანტინეიტრონოს არსებობა.

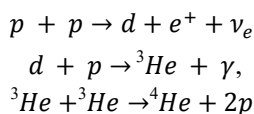


ექსპერიმენტს საფუძვლად დაედო ის ფაქტი, რომ პროტონის მიერ ანტინეიტრონოს შთანთქმისას ერთდროულად წარმოიშობიან  $n$  ნეიტრონი და  $e^+$  პოზიტრონი. ექსპერიმენტი ჩატარდა  $n$  და  $e^+$  ნაწილაკების თანხვედრის სქემით, რამაც მნიშვნელოვნად შეამცირა სხვა ნაწილაკების ფონი.

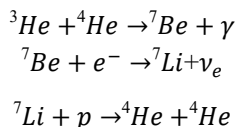
### 30. ამოცანა

შევაფასოთ მზის ნეიტრონოს ნაკადი დედამიწაზე. ჩავთვალოთ, რომ მზის ენერჯიის გამოყოფა ხდება ე.წ. წყალბადის ციკლში-რგოლში.

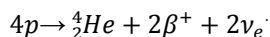
**ამოხსნა:**



ამ პროცესებში გამოიყოფა 24.6 მეგ ენერგია. არსებობს კიდევ ამ რგოლის განშტოება მაგ.:



მაგრამ პირველად მოყვანილი ციკლი არის ძირითადი. ეს ციკლი შეიძლება დავიყვანოთ შემდეგ რეაქციაზე



ამრიგად, თითოეულ  $E = 24.6$  მეგ გამონათავისუფლებულ ენერგიაზე გამოიყოფა ორი ნეიტრინო: მზის ნათება  $W = 4 \cdot 10^{26}$  ჯ/წმ, დედამიწის ორბიტის რადიუსი  $R_{\oplus} = 1.5 \cdot 10^{13}$  სმ. ნეიტრინოების საერთო რიცხვი, გამოსხივებული მზის მიერ დროის ერთეულში, ტოლია

$$N = 2W/E.$$

სფეროს ფართობი, რომლის რადიუსი ტოლია დედამიწის ორბიტის რადიუსის:

$$S = 4\pi R_{\oplus}^2.$$

მაშინ ნეიტრინოების ნაკადის სიმკვრივე იქნება

$$J = \frac{2W}{4\pi R_{\oplus}^2 \cdot E} = 7 \cdot 10^{10} \frac{\text{ნეიტრინო}}{\text{სმ}^2 \cdot \text{წმ}}$$

### 31. ამოცანა

$W$ -ბოზონი იშლება სუსტი ურთიერთქმედების გამო და ამ დაშლის დრო ტოლია:

$$\tau \approx \frac{\hbar}{\Gamma_W} \approx \frac{6.6 \cdot 10^{-22} \text{მეგ} \cdot \text{წმ}}{2.1 \cdot 10^3 \text{მეგ}} \approx 3 \cdot 10^{-25} \text{წმ}.$$

სადაც  $\Gamma_W = 2.1$  გეგ არის  $W$ -ბოზონის დაშლის სიგანეა. უნდა აიხსნას თუ რატომაა ეს დრო ასე მცირე. უფრო მეტიც ის ორი რიგით მცირეა ძლიერი ურთიერთქმედების მახასიათებელ დროსთან შედარებით.

**ამოხსნა:**

ძირითადი მიზეზი  $W$ -ბოზონის „ზესწრაფი“ დაშლისა არის ამ პროცესში გამოყოფილი ენერგიის სიდიდის დიდი მნიშვნელობა  $Q_w \approx m_w c^2 = 80$  გეგ. სარჯენტის



ნესის თანახმად, სუსტი ურთიერთქმედებისას დაშლის ალბათობა დამოკიდებულია გამოყოფილ ენერგიაზე  $\approx (Q_w)^5$  მეხუთე ხარისხში.

შევაფასოთ  $W$ -ბოზონის საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა  $\pi$ -მეზონის დაშლის დროიდან  $\tau_\pi = 2.6 \cdot 10^{-8}$  წმ გამომდინარე. ამის საფუძველს გვაძლევს ის ფაქტი, რომ  $\pi$ -მეზონის დაშლაც რეალიზდება სუსტი ურთიერთქმედებით.  $\pi$ -მეზონის დაშლისას ( $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ) გამოყოფილი ენერგიის სიდიდე ტოლია:

$$Q_\pi = (m_\pi - m_\mu)c^2 = 140 \text{ მევ} - 106 \text{ მევ} = 34 \text{ მევ}.$$

$\tau_w$  - შეფასებისთვის გვექნება

$$\tau_w = \tau_\pi (Q_\pi / Q_w)^5 = 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ წმ} \cdot ((34 \text{ მევ}) / (8000 \text{ მევ}))^5 = 3.6 \cdot 10^{-25} \text{ წმ}$$

მივიღეთ შედეგი, რომელიც ახლოსაა რეალურთან.

### 32. ამოცანა

უარყოფითი მიუონი ხვდება რა ტყვიის ფირფიტაში, ძალიან სწრაფად მუხრუჭდება, რის შემდეგაც ჩაიჭირება ტყვიის ატომის  $K$  გარსზე, რომელზედაც მისი სიცოცხლის ხანგრძლივობა ტოლია  $7 \cdot 10^{-8}$  წმ. ეს დრო დაახლოებით 30-ჯერ მცირეა თავისუფალი მიუონის სიცოცხლის ხანგრძლივობაზე. რომელ ნუკლონთან ურთიერთქმედება ამცირებს მიუონის სიცოცხლის ხანგრძლივობას? რომელია შესაბამისი რეაქცია? შევაფასოთ კვეთის სიდიდე.

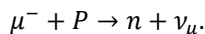
#### ამოხსნა

ტყვიის ბირთვის რადიუსია  $8 \cdot 10^{-13}$  სმ, ხოლო მიუონური  $K$ -რადიუსი ტყვიის ბირთვში იქნება

$$a_1 = a_B \frac{m_e}{m_\mu + Z} \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}.$$

სადაც  $a_B$  - ბორის რადიუსია,  $m_e$  - ელექტრონის მასა,  $m_\mu$  - მიუონის მასა,  $Z$  - ტყვიის ბირთვის მუხტი.

მივიღეთ, რომ  $a_1 < R$  ე.ი. მიუონი პრაქტიკულად იმყოფება ბირთვში. აქედან გამომდინარე, ის ურთიერთქმედებს ნუკლონთან, კერძოდ, პროტონთან



ეს რეაქცია ამცირებს მიუონის სიცოცხლის ხანგრძლივობას, რომელიც შეიძლება გამოითვალოს შემდეგი ფორმულით:

$$\tau = (nv\sigma)^{-1}$$

აქ  $\sigma$  - საძებნი კვეთია,  $v$  - სიჩქარე,  $n$  - პროტონების სიმკვრივეა ბირთვში.

$$n = \frac{3Z}{4\pi R^3},$$

სადაც  $R = r_0 A^{1/3}$ , საბოლოოდ კვეთის სიდიდისთვის მივიღებთ:

$$\sigma = \frac{4\pi r_0^3 A}{3\tau v Z}$$

მიუონის სიჩქარე  $K$  გარსზე შეიძლება შევაფასოთ ბორის თეორიის საფუძველზე

$$v = \frac{Ze^2}{\hbar}.$$

აქ მუხტი ჩათვლილია წერტილოვანად, რაც არასწორია და სიჩქარეც  $v \approx 1.8 \cdot 10^{10} \text{სმ/წმ}$  რელატივისტურია. საბოლოოდ მივიღებთ  $\sigma \sim 10^{-41} \text{სმ}^2$ . მიღებული კვეთის სიდიდე შეესაბამება სუსტი ურთიერთქმედების კვეთის რიგს.

### 33. ამოცანა

${}_{18}^{37}\text{Ar}$  ბირთვის ნახევარდაშლის პერიოდი  $K$  ჩაჭერის პროცესში შეადგენს  $T = 32$  დღე. შევაფასოთ სუსტი ურთიერთქმედების კვეთი რეაქციაში  $P + e^- \rightarrow n + \nu_e$ .

#### ამოხსნა:

$K$  გარსზე არის ორი ელექტრონი, ეკრანირების გამო ორბიტის რადიუსი ბორის რადიუსის საშუალებით გამოისახება შემდეგნაირად:

$$a_1 = a_B / (Z - 1)$$

$$a_1 = \frac{53 \cdot 10^{-10}}{17} \text{სმ} \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{სმ},$$

სადაც  $a_B$  ბორის რადიუსია. არგონის ბირთვის ზომა გამოთვლილია ფორმულით  $R_g = r_0 A^{\frac{1}{3}} \approx 4.3 \cdot 10^{-13} \text{სმ}$ . აქედან ჩანს, რომ  $K$  გარსის რადიუსი გაცილებით აღემატება ბირთვის ზომას  $a_1 \gg R$ . ე.ი. ელექტრონის ბირთვის შიგნით მოხვედრის ალბათობა მცირე სიდიდეა  $W \ll 1$ . სიცოცხლის ხანგრძლივობა  $K$  ჩაჭერის არხში არის ფუნქცია  $K$  გარსზე ელექტრონების რიცხვის (ტოლია 2-ის), მუხტის  $n$  სიმკვრივის ბირთვში, ელექტრონის  $v$  სიჩქარის  $K$  გარსზე, ელექტრონის ჩაჭერის (პროტონის მიერ)  $\sigma$  კვეთის და ელექტრონის ბირთვში მოხვედრის  $W$  ალბათობის. შედეგად სიცოცხლის ხანგრძლივობა  $K$  ჩაჭერის არხში შეიძლება გამოითვალოს ფორმულით

$$\tau = (2n\nu\sigma W)^{-1}.$$

აქედან გამომდინარე,  $\sigma = (2n\nu\tau W)^{-1}$  ცხადია, რომ განმარტების თანახმად, არგონის ატომში  $K$  გარსზე ყოფნის ალბათობა შეგვიძლია გამოვთვალოთ ფორმულით

$$W = 4\pi \int_0^R r^2 |\Psi(r)|^2 dr,$$

სადაც

$$\Psi(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_1^3}} e^{-r/a_1}.$$

$\Psi(r) - K$  ელექტრონის ტალღური ფუნქციაა, ხოლო

$$n = \frac{Z}{\frac{4\pi R^3}{3}}$$

სადაც  $R$  არის ბირთვის რადიუსი. ამოხსნის შედეგად მივიღებთ, რომ  $W = \frac{4R^3}{3a_1^3}$  და შესაბამისად  $\sigma = (2n\pi\tau W)^{-1} = \frac{\pi a_1^3}{2Z\tau v}$ . უნდა გვახსოვდეს, რომ  $\tau = T/\ln 2 = 9.95 \cdot 10^7$  წმ და  $v = (Z - 1)e^2/\hbar = 4.4 \cdot 10^8$  სმ/წმ. საბოლოოდ კვეთისათვის მივიღებთ:

$$\sigma \approx \frac{3.14 \cdot 27 \cdot 10^{-30}}{2 \cdot 17 \cdot 10^8 \cdot 4.4 \cdot 10^8} \approx 1.8 \cdot 10^{-45} \text{ სმ}^2.$$

ეს შეფასება ახლოსაა ექსპერიმენტულ მონაცემებთან.

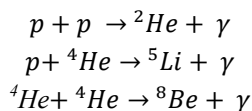
### 34. ამოცანა

ასხენით, ბირთვული სინთეზის რეაქცია ვარსკვლავებში რატომ იწყება რეაქციით  $p + p \rightarrow d + e^+ + \bar{\nu}_e$ , რომელიც განპირობებულია სუსტი ურთიერთქმედებით და არა რეაქციით  $p + n \rightarrow d + \gamma$ , რომელიც მიდის ძლიერი ურთიერთქმედების შედეგად?

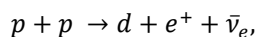
#### ამოხსნა:

ბირთვული რეაქციების დასაწყისში ვარსკვლავებს შემდეგი ქიმიური ელემენტების შემადგენლობა გააჩნიათ: 90% წყალბადის ატომები და 10% ჰელიუმის ატომები, დანარჩენი ელემენტების წილი ნაკლებია <1%.

ორი პროტონის, ან ორი ჰელიუმის, ან პროტონისა და ჰელიუმის დაჯახებისას არ წარმოიშობა ბირთვის დიდი სიცოცხლის ხანგრძლივობის ბმული მდგომარეობები. ბირთვები  ${}^2\text{He}$  და  ${}^5\text{Li}$  -ბუნებაში არ არსებობს.  ${}^8\text{Be}$  ბირთვის სიცოცხლის ხანგრძლივობა კი მცირეა  $\sim 10^{-16}$  წმ. ამიტომ ცხადია, რომ ვარსკვლავურ გარემოში არ რეალიზდებიან შემდეგი რეაქციები:



ერთადერთი შესაძლებელი რეაქცია დეიტრონის წარმოქმნისა ვარსკვლავურ გარემოში არის



რომელიც განპირობებულია სუსტი ურთიერთქმედებით. თეორიული შეფასებიდან გამოდის, რომ პროტონების ენერგიისათვის  $\sim 1$  მევ, ამ რეაქციის კვეთი არის  $\sim 10^{-23}$  ბარნი. რეაქცია  $p + n \rightarrow d + \gamma$  შეუძლებელია განხორციელდეს, რადგან ვარსკვლავურ გარემოში, სამყაროს ევოლუციის ამ ეტაპზე, ნეიტრონები არ არსებობდნენ.

### 35. ამოცანა

ვიცით რა ატომების მასების სიდიდეები, განვსაზღვოთ პოზიტრონების ენერგეტიკული სპექტრის ზედა საზღვარი, თუ ისინი გამოსხივდებიან  $^{27}\text{Si}$  ბირთვის  $\beta^+$ -დაშლის პროცესში.  $M_{\text{ატ}}(^{27}\text{Si}) = 25137.961$  მევ,  $M_{\text{ატ}}(^{27}\text{Al}) = 25133.150$  მევ (მასები მოცემულია ენერგეტიკულ ერთეულებში).

**ამოხსნა:**

$\beta^+$ -დაშლის ენერგია

$$Q = M_{\text{ატ}}(A, Z) - M_{\text{ატ}}(A, Z - 1) - 2m_e,$$

სადაც  $M_{\text{ატ}}(A, Z)$  საწყისი ბირთვის შესაბამისი ატომის მასაა და  $M_{\text{ატ}}(A, Z - 1)$  საბოლოო ბირთვის შესაბამისი ატომის მასაა. პოზიტრონის ენერგეტიკული სპექტრის ზედა საზღვარი დაშლის ენერგიის ტოლია

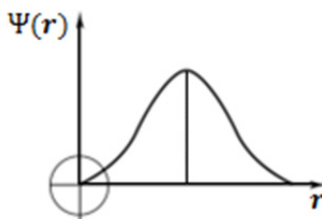
$$T_{\text{max}} = Q = 25137.961 \text{ მევ} - 25133.150 \text{ მევ} - 2 \times 0.511 \text{ მევ} = 3.789 \text{ მევ}$$

### 36. ამოცანა

1942 წელს ამერიკელმა ფიზიკოსმა ალენმა გაზომა  $^7\text{Li}$  ატომების უკუცემის ენერგია  $E_0$ , რომელიც მიიღო ლითიუმის ატომმა  $^7\text{Be}$ -ის მიერ k-ჩაჭერის პროცესში. უკუცემის ენერგიამ შეადგინა 50ევ. გამომდინარე ამ მნიშვნელობიდან, შევაფასოთ განსხვავება  $^7\text{Be}$  და  $^7\text{Li}$  ატომების მასებს შორის.

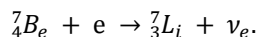
**ამოხსნა:**

e-ჩაჭერა (ატომური k-გარსის ელექტრონის ჩაჭერა) არის  $\beta$ -დაშლის ერთ-ერთი სახე, რომელიც რეალიზდება იმ შემთხვევაში, როცა ბირთვს არ შეუძლია ზემდეტი ენერგიის გამონთავისუფლება. თუ დავხატავთ k ელექტრონის ტალღურ ფუნქციას



**ნახ. 2.21. k ელექტრონის რადიალური ტალღური ფუნქცია.**

ცხადია, არსებობს იმის ალბათობა, რომ ელექტრონი მოხვდება ბირთვის შიგნით. ამ დროს გარკვეული ალბათობით მოხდება მისი ჩაჭერა, გამოსხივდება ნეიტრინო და ბირთვი გადავა სტაბილურ მდგომარეობაში. სქემა შემდეგნაირია:



$^7_3\text{Li}$  – ბირთვის კინეტიკური ენერგია  $E_0 = 50$ ევ. იმპულსის შენახვის კანონიდან:

$P_{Li} = P_\nu$ , სადაც  $P_{Li}$  ლითიუმის ბირთვის იმპულსის სიდიდეა,  $P_\nu$  – ნეიტრინოს იმპულსის სიდიდე.

$$P_{Li} = \sqrt{2m_{Li}c^2} = P_\nu, \frac{E_\nu}{E_0} = \frac{P_\nu c}{E_0} = \frac{\sqrt{2m_{Li}c^2 E_0}}{E_0} = \sqrt{\frac{2m_{Li}c^2}{E_0}} \gg 1$$

ენერგიის შენახვის კანონიდან:

$$m_{Be}c^2 = m_{Li}c^2 + E_0 + E_\nu \Rightarrow \Delta mc^2 = (m_{Be} - m_{Li})c^2 = E_0 + E_\nu \approx E_\nu,$$

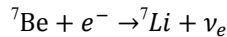
$$\text{რადგან } E_\nu \gg E_0, E_\nu^2 = P_\nu^2 c^2, \Delta mc^2 = \sqrt{2m_{Li}c^2 E_0} = 0.8\text{მევ.}$$

### 37. ამოცანა

განვსაზღვროთ  ${}^7Li$  ბირთვის უკუცემის ენერგია, რომელიც წარმოიქმნება  ${}^7Be$  ბირთვის გარდაქმნის შედეგად  $e^-$  ჩაჭერის პროცესში. მოცემულია ბმის ენერგიები –  $E_{\text{ბმ}}({}^7Be) = 37.6$  მევ,  $E_{\text{ბმ}}({}^7Li) = 39.3$  მევ.

**ამოხსნა:**

$e^-$ -ჩაჭერის პროცესი შეგვიძლია ჩავწეროთ ასეთი სახით:



$e^-$ -ჩაჭერის რეაქციის ენერგია ტოლია:

$$\begin{aligned} Q_e &= E_{\text{ბმ}}(A, Z - 1) - E_{\text{ბმ}}(A, Z) - (m_n - m_p)c^2 + m_e c^2 = \\ &= E_{\text{ბმ}}(A, Z - 1) - E_{\text{ბმ}}(A, Z) - 0.78\text{მევ,} \end{aligned}$$

სადაც  $E_{\text{ბმ}}(A, Z)$  და  $E_{\text{ბმ}}(A, Z - 1)$  ბმის ენერგიებია საწყისი და საბოლოო ბირთვისათვის, შესაბამისად;  $m_n$ ,  $m_p$  და  $m_e$ , შესაბამისად ნეიტრონის, პროტონის და ელექტრონის მასებია.

$$Q_e = E_{\text{ბმ}}({}^7Li) - E_{\text{ბმ}}({}^7Be) - 0.78 \text{ მევ} = (39.3 - 37.6 - 0.78) \text{ მევ} \approx 0.9 \text{ მევ.}$$

ენერგიისა და იმპულსის შენახვის კანონიდან

$$\begin{cases} T_{Li} + T_\nu = Q_e \\ |P_{Li}| = |P_\nu| \end{cases}$$

სადაც  $T_{Li}$ ,  $T_\nu$  ლითიუმის  $Li$  ბირთვის უკუცემის კინეტიკური ენერგიაა და ნეიტრინოს ენერგიაა შესაბამისად. ნეიტრინო რელატივისტური ნაწილაკია, ხოლო ბირთვი – არარელატივისტური:

$$P_{Li} = \frac{\sqrt{2m_{Li}c^2 T_{Li}}}{c}, \quad P_\nu = \frac{T_\nu}{c}.$$

საბოლოოდ გვექნება

$$T_{Li} = \frac{T_\nu^2}{2m_{Li}c^2} \approx \frac{Q_e^2}{2A_{Li} \cdot 931} \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ მევ} = 60 \text{ ევ.}$$

## ცხრილი 2.5

ზოგიერთი $\beta$ - რადიაქტიური ბირთვის მახასიათებლები.					
ელემენტი	$T_{1/2}$	$E_{\beta_{max}}$ , მევ	ელემენტი	$T_{1/2}$	$E_{\beta_{max}}$ , მევ
$^{12}\text{B}$	0.02 წმ	13.37	$^{56}\text{Cr}$	5.4 წთ	1.5
$^{11}\text{C}$	20.3 წთ	0.97	$^{52}\text{Mn}$	5.7 დღე	0.57
$^{13}\text{N}$	9.96 წთ	1.2	$^{56}\text{Mn}$	2.6 სთ	2.85
$^{18}\text{N}$	0.63 წმ	9.4	$^{53}\text{Fe}$	8.6 წთ	3.0
$^{17}\text{F}$	66.6 წმ	1.74	$^{62}\text{Co}$	1.5 წთ	2.88
$^{24}\text{Ne}$	3.38 წთ	1.99	$^{65}\text{Ni}$	2.55 სთ	2.13
$^{21}\text{Na}$	23 წმ	2.52	$^{68}\text{Cu}$	30 წმ	3.5
$^{27}\text{Mg}$	9.5 წთ	1.75	$^{71}\text{Zn}$	2.4 წთ	2.4
$^{28}\text{Al}$	2.3 წთ	2.88	$^{66}\text{Ga}$	9.4 სთ	4.15
$^{31}\text{Si}$	2.62 სთ	1.48	$^{68}\text{Ga}$	68.3 წთ	1.90
$^{30}\text{P}$	2.5წთ	3.24	$^{65}\text{Ge}$	30.9 წმ	3.7
$^{31}\text{S}$	2.72 წმ	4.42	$^{79}\text{As}$	9.1 წთ	2.15
$^{33}\text{Cl}$	2.5 წმ	4.55	$^{73}\text{Se}$	7.1 სთ	1.7
$^{37}\text{K}$	1.2 წმ	5.14	$^{75}\text{Br}$	1.7 სთ	1.7
$^{44}\text{Sc}$	3.9 სთ	1.47	$^{87}\text{Kr}$	78 წთ	3.8
$^{45}\text{Ca}$	163 ცუტ	0.25	$^{88}\text{Rb}$	17.8 წთ	5.3
$^{51}\text{Ti}$	5.8 წთ	2.14	$^{92}\text{Y}$	3.5 სთ	3.63
$^{46}\text{V}$	0.43 წმ	6.03	$^{89}\text{Nb}$	1.9 სთ	2.9

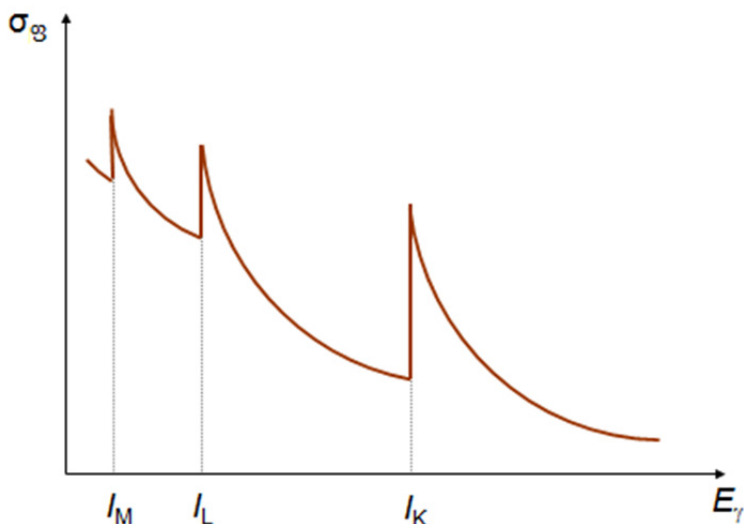
### გამა გამოსხივება

ურთიერთქმედების ძირითადი მექანიზმებია:

1. ფოტოეფექტი.
2. კომპტონეფექტი.
3. ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილის დაბადება.

ფოტოეფექტი შთანთქმის პროცესია, როდესაც ხდება ფოტონის შთანთქმა ატომური ან გარემოს ელექტრონის მიერ. ამ პროცესში ელექტრონი იღებს ენერგიას, რომელიც აღემატება ატომში მისი იონიზაციის  $E_i$  პოტენციალს, ხოლო გარემოში ბმის ენერგიას. გამონათავისუფლებული ენერგია პრაქტიკულად მთლიანად გადაეცემა ელექტრონს  $E_e = E_\gamma - E_i$  კინეტიკური ენერგიის სახით, რადგან ბირთვის უკუცემის ენერგია  $\frac{E_\gamma^2}{M_{\text{ატ}}c^2}$  გაცილებით მცირეა  $E_\gamma$  და  $E_i$ -თან შედარებით. ამის გამო

ელექტრონის ენერგეტიკული სპექტრი დისკრეტულია. განვიხილოთ ატომური ელექტრონის შემთხვევა, რადგან  $\gamma$ -ფოტონების დიდი ენერგიის გამო ძირითადად რეალიზდება ეს პროცესი, უფრო მეტიც, როცა  $E_\gamma$  ენერგია აღემატება  $K$ -გარსზე ელექტრონის იონიზაციის ენერგიას ძირითადად ხდება  $K$ -გარსის ელექტრონის გამონთავისუფლება.



**ნახ. 2.22.** ფოტოეფექტის  $\sigma_\gamma$  კვეთის დამოკიდებულების თვისობრივი სურათი გამა ფოტონების  $E_\gamma$  ენერგიაზე, სადაც  $I_M, I_L$  და  $I_K$  ატომის  $M, L$  და  $K$  გარსების იონიზაციის პოტენციალებია შესაბამისად.

ფოტოეფექტის ფიზიკური არსის გასაგებად აუცილებელია, გავითვალისწინოთ ის ფაქტი, რომ თავისუფალ ელექტრონს არ შეუძლია ფოტონის შთანთქმა! ეს ცალსახად გამომდინარეობს იმპულსისა და ენერგიის შენახვის კანონიდან:

$$\begin{cases} E_\gamma + m_e c^2 = c\sqrt{p_e^2 + m_e^2 c^2}, \\ p_\gamma = p_e \quad (p_\gamma = E_\gamma/c), \end{cases} \Rightarrow E_\gamma = 0. \quad (2.38)$$

$$(E_\gamma + m_e c^2)^2 = c^4 (p_e^2 + m_e^2)$$

$$E_\gamma^2 + 2E_\gamma m_e c^2 + m_e^2 c^4 = c^4 p_e^2 + m_e^2 c^4 = c^4 p_\gamma^2 + m_e^2 c^4 = E_\gamma^2 + m_e^2 c^4, \text{ აქედან}$$

$$2E_\gamma m_e c^2 = 0 \text{ ე.ი. } E_\gamma = 0.$$

ამრიგად, რაც უფრო სუსტადაა ბმული ელექტრონი ატომში, მით უფრო მცირეა ფოტოეფექტის ალბათობა და პირიქით.

ე.ი. შეიძლება მოველოდეთ, რომ:

- ფოტოეფექტის ალბათობა  $K$ -გარსისათვის მეტია, ვიდრე  $L$ -გარსისათვის და ა.შ;
- რაც უფრო დიდია  $Z$ , მით მეტია ფოტოეფექტის რეალიზაციის ალბათობა;
- გამა ფოტონების  $E_\gamma$  ენერგიის გაზრდასთან ერთად მცირდება ფოტოეფექტის ალბათობა.

კვანტური ელექტროდინამიკის ფარგლებში შესაძლებელია, გამოითვალოს ფოტოეფექტის (ფე) კვეთი წყალბადის ატომისა ან წყალბადისმაგვარ იონისათვის მუხტით  $Z \ll 137$  (ანუ მსუბუქი ბირთვებისათვის). აღმოჩნდა, რომ არარელატივისტურ შემთხვევაში ( $E_\gamma \ll m_e c^2$ ) მიღებული შედეგი ასევე კარგად მიესადაგება ფოტოეფექტის შემთხვევას სხვა ატომებისათვისაც:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2^7 \pi \alpha a^2 \left( \frac{I}{E_\gamma} \right)^4 \frac{\exp(-4\eta \cdot \text{arccotg} \eta)}{1 - \exp(-2\pi\eta)} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{e})^2 \left( a = \frac{a_0}{Z}; \eta = \frac{Ze^2 m_e}{p_e} \right). \quad (2.38)$$

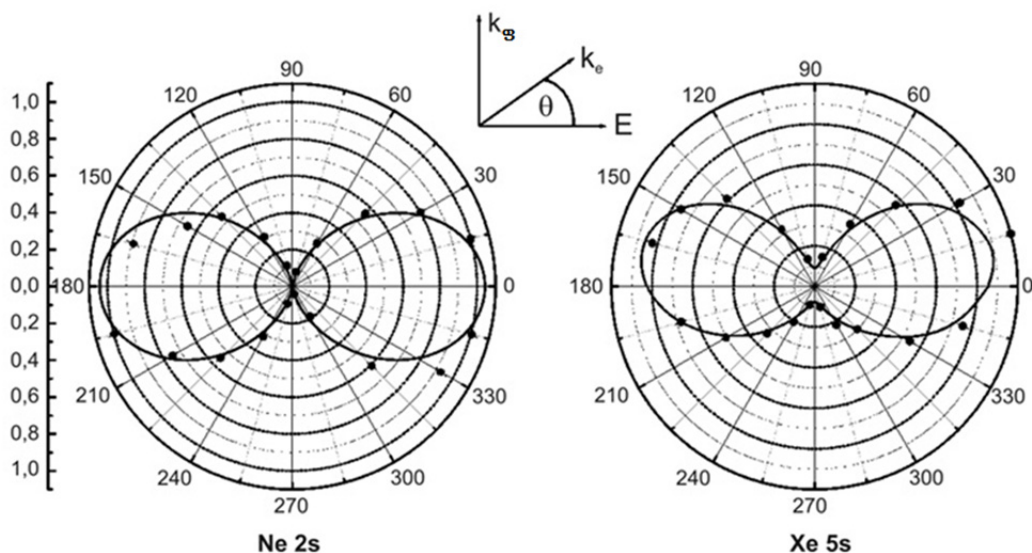
$\mathbf{n}$  ფოტოელექტრონის იმპულსის მიმართულებაა;  $\mathbf{e}$  ფოტონის პოლარიზაციის ვექტორია.

$$\mathbf{E}_\gamma \rightarrow I \text{ (ანუ } \eta \rightarrow \infty): \sigma = \frac{2^9 \pi^2}{3} \alpha a^2 = \frac{2^9 \pi^2}{3} \frac{\alpha a_0^2}{Z^2}. \quad (2.39)$$

როცა  $m_e c^2 \gg E_\gamma \gg I$  (ანუ  $\eta \ll 1$ ) სრული კვეთისათვის გვექნება:

$$\sigma = \frac{2^8 \pi}{3} \alpha a_0^2 Z^5 \left( \frac{I_0}{E_\gamma} \right)^{7/2} \left( I = Z^2 I_0; I_0 = \frac{\alpha^2 m_e c^2}{2} \right), \quad (2.40)$$

სადაც  $a_0$  ბორის რადიუსია,  $\alpha$  – ნაზი სტრუქტურის მუდმივაა. განვიხილოთ შემთხვევა  $E_\gamma = 150$  ევ;  $\mathbf{E}$  ფოტონის პოლარიზაციის ვექტორია;  $\mathbf{k}_\varphi$  და  $\mathbf{k}_e$  – ფოტონის და ელექტრონის იმპულსებია შესაბამისად.



ნახ. 2.23. ფოტოელექტრონების კუთხური განაწილების სურათი



ულტრარელატივისტურ შემთხვევაში, როცა  $E_\gamma - E_i \gg m_e c^2$ :

$$d\sigma \approx 4Z^5 \alpha^4 r_e^2 \frac{(1 - \beta^2)^{\frac{3}{2}} \vartheta^3}{(1 - \beta^2 + \vartheta^2)^3} d\vartheta d\varphi, \left( r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \cong 2.82 \text{ ფმ} \right), \quad (2.41)$$

სადაც  $r_e$  ელექტრონის კლასიკური რადიუსია,  $\alpha$  – ნაზი სტრუქტურის მუდმივა. ამრიგად, კუთხურ განაწილებას აქვს მკვეთრად გამოსახული მაქსიმუმი კუთხისათვის  $\theta \sim 1/\gamma$  ( $\gamma$  ლორენც ფაქტორია), ანუ ფოტოელექტრონები უპირატესად გამოსხივდებიან ფოტონის დაცემის მიმართულებით. სრული კვეთი მოიცემა შემდეგი ფორმულით:

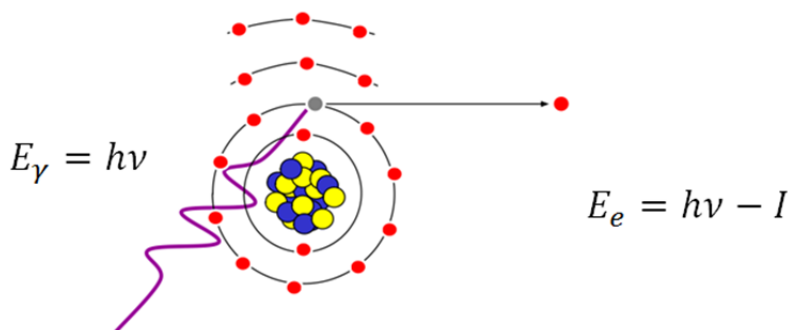
$$\sigma \approx 2\pi Z^5 \alpha^4 r_e^2 \frac{1}{\gamma}, \quad (2.42)$$

სადაც კვეთების შეფარდება სხვადასხვა ელექტრონული გარსისათვის იქნება:

$$\frac{\sigma_L}{\sigma_K} \approx \frac{1}{5}, \quad \frac{\sigma_M}{\sigma_L} \approx \frac{1}{4} \Rightarrow \sigma_{\text{tot}} = \sum_X \sigma_X \approx \frac{5}{4} \sigma_K. \quad (2.43)$$

ფოტოეფექტის ძირითადი შედეგებია:

- ფოტოეფექტის კვეთი  $\sim Z^5$ ;
- კვეთი ეცემა გამა ფოტონის  $E_\gamma$  ენერჯიის ზრდასთან ერთად:
- $\sim (1/E_\gamma)^{7/2}$ , როცა  $E_\gamma > I_k$ ;  $I_k$  არის  $K$  გარსის ელექტრონის იონიზაციის პოტენციალი.
- $\sim 1/E_\gamma$ , როცა  $E_\gamma \gg I_k$ ;
- კვეთის 80% განისაზღვრება  $K$  გარსის ფოტოეფექტით



ნახ. 2.24. ფოტოეფექტის რეალიზაციის სქემატური სურათი.

ფოტოეფექტის პროცესში ატომის ბმული ელექტრონი შთანთქავს  $E_\gamma = h\nu$  ენერჯიის ფოტონს, რომლის ენერჯია  $E_\gamma$  აღემატება ელექტრონის ბმის  $I$  ენერჯიას (იონიზაციის პოტენციალს). შედეგად ელექტრონი ტოვებს ატომს და მისი ენერჯია დისკრეტულია  $E_e = E_\gamma - I$ .

ფოტოეფექტის პროცესში შთანთქმის კვეთის სიდიდე შედარებით ფართო ენერჯეტიკულ არეში გამოისახება შემდეგი თანაფარდობით:

$$\sigma_{\text{ფე}} = \left(2 \cdot 10^{-8} \frac{8\pi}{3} e^2 (m_e c^2)^{3/2}\right) \cdot S \cdot (Z - 0.3)^5 \cdot (h\nu)^{-\frac{7}{2}}, \quad (2.44)$$

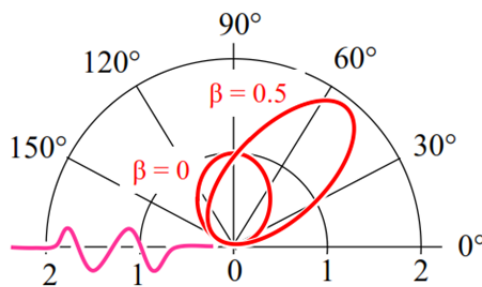
სადაც  $Z$  ატომური ნომერია (ატომბირთვის მუხტი),  $h\nu$  – ფოტონის ენერგია (კეე),  $S$  – ფუნქცია  $h\nu$  და  $Z$ -ის.

$$S \approx -0.18 + 0.28 \log \frac{1000 \cdot h\nu}{Z^2} \quad (2.45)$$

### გამოსხივებული ელექტრონების კუთხური განაწილება

$d\Omega$  სხეულოვან კუთხეში,  $\vartheta$ -კუთხით (კუთხე ათვლილია დაცემული ფოტონების მიმართულების მიმართ) გაფანტული ელექტრონების კუთხური განაწილება მოიცემა ფორმულით

$$dn = \frac{\sin^2 \vartheta}{(1 - \beta \cos \vartheta)^4} \quad (2.46)$$

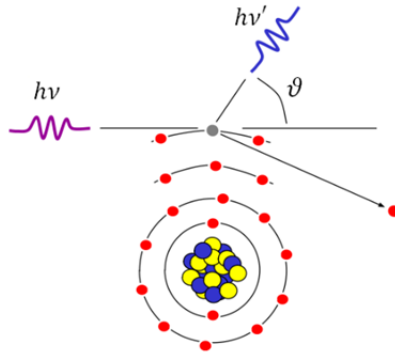


ნახ. 2.25 ფოტოეფექტში გამონთავისუფლებული ელექტრონების კუთხური განაწილება.

კუთხე  $\vartheta$  ათვლილია დაცემული ფოტონების მიმართულების მიმართ.  $\beta = v/c$ , სადაც  $v$  არის ელექტრონის სიჩქარე,  $c$  – სინათლის სიჩქარე.

### კომპტონის ეფექტი

კომპტონის ეფექტი, განსხვავებით ფოტოეფექტის შთანთქმის პროცესისა, წარმოადგენს ფოტონის გაფანტვის პროცესს სუსტად ბმულ ელექტრონზე  $E_\gamma \gg I$ . ელექტრონი შეიძლება ჩაითვალოს თავისუფალ ნაწილაკად და გაფანტვის პროცესი აღინერება, როგორც დრეკადი გაფანტვა ფოტონისა ელექტრონზე. ამ შემთხვევაში ელექტრონს ფოტონი, გადასცემს ენერგიას და ის გამოდის ატომიდან (ამ თვალსაზრისით პროცესი არადრეკადია). რეალურად ამ პროცესს კომპტონის პირდაპირი ეფექტი ეწოდება. არსებობს შებრუნებული ეფექტი, როცა მაღალი ენერგიის ელექტრონი გადასცემს ფოტონს ენერგიას და ფოტონის ენერგია იზრდება.



**ნახ. 2.26** კომპტონ ეფექტის სქემატური სურათი.  $h\nu$ -დაცემული ფოტონის ენერგიაა,  $h\nu'$  – გაფანტული ფოტონის ენერგია.

გაფანტული ფოტონის ენერგია მოიცემა ფორმულით

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta)}. \quad (2.47)$$

გამონთავისუფლებული ელექტრონის ენერგია მოიცემა შემდეგი ფორმულით

$$E_e = \frac{h^2 \nu^2 (1 - \cos \vartheta)}{m_e c^2 + h\nu (1 - \cos \vartheta)}. \quad (2.48)$$

კომპტონის პირდაპირ ეფექტში დაცემული ფოტონის ტალღის  $\lambda_0$  სიგრძე იზრდება და ტალღის სიგრძის ცვლილება  $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0$  არაა დამოკიდებული ტალღის სიგრძის სანყის მნიშვნელობაზე ( $\lambda_1$ -გაფანტული ფოტონის ტალღის სიგრძეა).

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \vartheta) \quad (2.49)$$

სიდიდეს  $\lambda_k = \frac{h}{m_e c}$  კომპტონის ტალღის სიგრძე ეწოდება, რომელიც სიდიდით ტოლია  $2.43 \cdot 10^{-3}$ ნმ.

კომპტონის გაფანტვის კვეთი მოიცემა კლეინ – ნიშინას განტოლებით (1929წ),

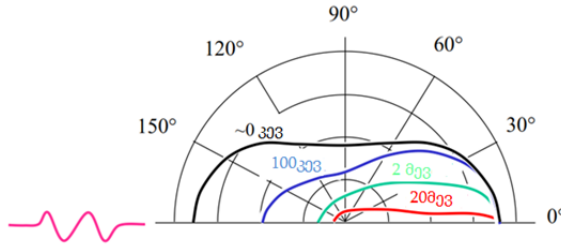
$$\sigma_3 = \frac{3\sigma_0}{4\alpha} \left( \frac{9 + 51\alpha + 93\alpha^2 + 5\alpha^3 - 10\alpha^4}{3 \cdot (1 + 2\alpha)^3} - \frac{3 + 2\alpha - \alpha^2}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right), \quad (2.50)$$

სადაც  $\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ ,  $\sigma_0$ - ტომპსონის გაფანტვის კვეთია ელექტრონისთვის.

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \quad (2.51)$$

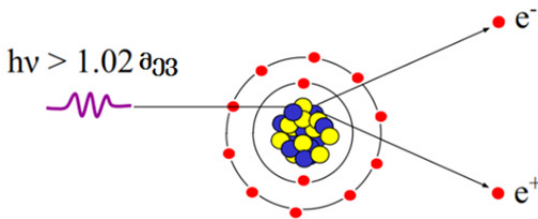
ფოტოელექტრონებისაგან განსხვავებით, კომპტონის ელექტრონების ენერგეტიკული სპექტრი უწყვეტია, რადგან დამოკიდებულია ფოტონის გაფანტვის კუთხეზე.

კლეინ-ნიშინას განტოლება გვაძლევს გაფანტული ფოტონების კუთხურ განაწილებას



ნახ. 2.27. გაფანტული ფოტონების კუთხური განაწილება ენერგიის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის.

### ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილის დაბადება



ნახ. 2.28. ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილის დაბადების სქემატური სურათი.

წყვილის დაბადება ხდება გამა ფოტონების ბირთვის ველთან ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების შედეგად. წყვილის დაბადების კვეთის ფოტონების ენერგიაზე დამოკიდებულება გამოიხატება შემდეგი გამოსახულებით

$$\sigma_{\text{წყ}} = \sigma_0 Z^2 \left( \frac{28}{9} \ln 2\alpha + \frac{218}{17} \right). \quad (2.52)$$

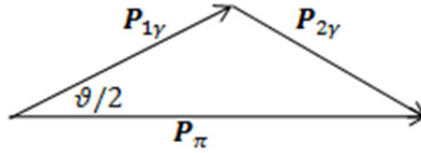
ეს ფორმულა სამართლიანია ფოტონების ენერგიამდე 15 მევ. როცა გამა კვანტების ენერგია აღემატება 10მევ-ს, ხდება ფოტობირთვული რეაქციის ენერგეტიკული ზღურბლის დაძლევა და შესაძლებელი ხდება ფოტობირთვული რეაქციების რეალიზება  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, \alpha)$ .

### 38. ამოცანა

$\pi^0$ -მეზონი, რომლის კინეტიკური ენერგია ტოლია უძრაობის ენერგიის, იშლება ორ  $\gamma$ -კვანტად, რომელთა ენერგიები ტოლია. განვსაზღვროთ კუთხე გამოსხივებულ კვანტების მიმართულებებს შორის.

#### ამოხსნა:

$\gamma$ -კვანტების ენერგიები ლაბორატორიულ სისტემაში ტოლია, თუ მათი გამოსხივების კუთხეები ტოლია პიონის პირვანდელი მიმართულების მიმართ. პირობის თანახმად,  $T = mc^2$ , სადაც T პიონის კინეტიკური ენერგიაა, m – მასა. მაშინ სრული ენერგიისათვის



ნახ. 2.29.  $\pi^0$ -მეზონის დაშლის იმპულსური დიაგრამა

ცხადია, რომ იმპულსური დიაგრამა აგებულია იმპულსის შენახვის კანონის საფუძველზე,  $P_\pi - \pi^0$ -მეზონის (პიონის) იპულსია,  $P_{1\gamma}$  და  $P_{2\gamma}$  დაშლის შედეგად მიღებული  $\gamma$ -კვანტების იმპულსებია შესაბამისად.

$E_i$  და პიონის  $P_\pi$  იმპულსისათვის შეიძლება ჩავწეროთ:

$$E = T + mc^2 = 2T,$$

$\pi^0$ -მეზონის იმპულსი ტოლია

$$P_{\pi^0} = \frac{\sqrt{T^2 + 2Tmc^2}}{c} = \frac{T\sqrt{3}}{c}.$$

ენერჯის შენახვის კანონიდან  $2E_\gamma = 2T$ . მივიღებთ  $E_\gamma = T$ . იმპულსის შენახვის კანონი მოგვცემს :

$$\frac{T\sqrt{3}}{c} = 2p_\gamma \cos \frac{\theta}{2} = 2 \frac{E_\gamma}{c} \cos \frac{\theta}{2} = 2 \frac{T}{c} \cos \frac{\theta}{2},$$

სადაც  $p_\gamma$  ერთ-ერთი  $\gamma$ -კვანტის იმპულსია,  $\theta$  – კუთხეა კვანტების გამოსხივების მიმართულებებს შორის. ამ გამოსახულებიდან საბოლოოდ მივიღებთ, რომ

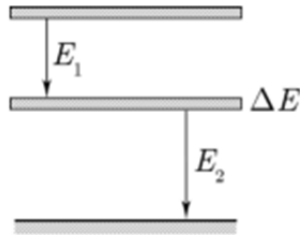
$$\theta = 2 \arccos \frac{\sqrt{3}}{2} = 60^\circ.$$

### 39. ამოცანა

#### კასკადური გადასვლა

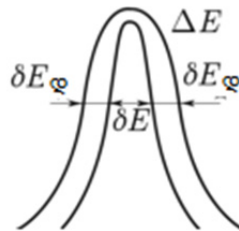
მაღალ გარჩევისუნარიანობის მქონე სპექტრომეტრზე GAMS4 გრენობლში (საფრანგეთი) იზოტოპისათვის  $^{49}\text{Ti}$  დაარეგისტრირეს კასკადური გადასვლა მაღალ-აღზნებული მდგომარეობიდან ძირითად მდგომარეობაში ორი თანამიმდევარი  $\gamma$ -კვანტის გამოსხივებით, რომელთა ენერჯებია  $E_1 = 5\text{მეე}$  და  $E_2 = 1.5\text{მეე}$ .  $E_2$  ხაზის ფორმის პრეცეზიულმა გაზომვებმა აჩვენა, რომ მისი სიგანე  $\Delta E = 400\text{ეე}$ . შევაფასოთ აღზნებული ( $E_2$  ენერჯის შესაბამისი) დონის ბუნებრივი სიგანე და სიცოცხლის ხანგრძლივობა. გავითვალისწინოთ, რომ სპექტრომეტრი არეგისტრირებს  $\gamma$  გამოსხივებას ვიწრო სხეულოვან კუთხეში დეტექტორის ფანჯრის ნორმალის მახლობლობაში.

ამოხსნა:



ნახ. 2.30. კასკადური გადასვლის სქემატური სურათი

ცხადია, რომ თავიდან ბირთვი სანყის მდგომარეობაში იყო უძრავი. პირველი გამა კვანტის გამოსხივებისას ის ამოდრავდა. მოძრაობის პროცესში ალგზნებული ბირთვი გამოსახივებს მეორე გამა კვანტს. ასეთი ბირთვების რაოდენობა საკმაოდ ბევრია. სპექტრალურ ხაზს თან ახლავს დოპლერ წანაცვლება.



ნახ. 2.31. გამა გამოსხივების შესაბამისი ენერგეტიკული დონის გაგანიერების სქემატური სურათი.

ექსპერიმენტზე მიღებული დონის  $\Delta E$  სიგანე არ წარმოადგენს ენერგეტიკული დონის ბუნებრივ  $\delta E$  სიგანეს. ამიტომ საჭიროა, ვიპოვოთ  $\delta E$ -ს მნიშვნელობა. მისი ორივე მხრიდან გაფართოება  $\delta E_{ღ}$  შეესაბამება დოპლერ ეფექტს. ალგზნებული მდგომარეობის სიცოცხლის ხანგრძლივობა ტოლია:

$$\tau_{E_2} = \frac{\hbar}{\delta E}$$

იმპულსის შენახვის კანონიდან ბირთვის მიერ მიღებული იმპულსი ტოლია გამოსხივებული პირველი კვანტის იმპულსისა

$$P_{\beta} = \frac{E_1}{c}$$

$P_{\beta}$  – იმპულსის მიღებისას ბირთვი დაიწყებს გარკვეული სიჩქარით მოძრაობას, რაც განაპირობებს დონის დოპლერ გაფართოებას. ვიპოვოთ დოპლერ წანაცვლების სიდიდე:

$$\Delta \hbar \omega = \hbar \omega_2 \frac{v}{c} = \hbar \omega_2 (mv/mc) = \hbar \omega_2 (P_\beta/mc) = (E_1 E_2)/(mc^2) = \delta E_\varphi = 160 \text{ ევ}$$

$$\delta E = \Delta E - 2\delta E_\varphi = 80 \text{ ევ},$$

$$\tau_{E_2} = \frac{\hbar}{\delta E} \approx 10^{-17} \text{ წმ.}$$

#### 40. ამოცანა

შევაფასოთ გამა გამოსხივების სპექტრალური ხაზის დოპლერ გაფართოება ენერგიისათვის  $E_\gamma = 1 \text{ მევ}$ , ოთახის ტემპერატურაზე ( $T = 300 \text{ K}$ ).

**ამოხსნა:**

დოპლერ გაფართოება

$$D = 2\sqrt{E_\delta kT},$$

სადაც  $T$  ტემპერატურაა აბს. ერთეულებში,  $k$  – ბოლცმანის მუდმივა.  $E_\delta$  კვანტის გამოსხივებისას ბირთვის მიერ მიღებული უკუცემის ენერგიაა, რომელიც ტოლია

$$E_\delta = \frac{E_\gamma^2}{2M_\delta c^2}.$$

დავუშვათ, რომ ბირთვის მასური რიცხვია  $A = 50$ . ოთახის ტემპერატურაზე  $T = 300 \text{ K}$ , სიდიდე  $kT = 0.025 \text{ ევ}$ , მივიღებთ:

$$D = 2E_\gamma \sqrt{\frac{kT}{2M_\delta c^2}} \approx 1 \text{ ევ}$$

#### 41. ამოცანა

$^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$  რეაქციის ინტეგრალური კვეთი  $^{31}\text{P}$  ბირთვის წარმოქმნით ძირითად მდგომარეობაში  $\gamma$ -კვანტების ენერგიისათვის  $18 \text{ მევ}$ , შეადგენს  $4 \text{ მბ}$ . შევაფასოთ შებრუნებული რეაქციის  $^{31}\text{P}(p, \gamma)^{32}\text{S}$  ინტეგრალური კვეთის სიდიდე, რომელიც შეესაბამება ბირთვის  $^{32}\text{S}$  იგივე ენერგიით აღგზნებას, როგორც რეაქციაში  $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$ . გავითვალისწინოთ, რომ ეს აღგზნება იხსნება ძირითად მდგომარეობაში  $\gamma$ -გადასვლით.

**ამოხსნა:**

გამოვიყენოთ დეტალური წონასწორობის პრინციპი:

$$\frac{\sigma_{\gamma p}}{\sigma_{p\gamma}} = \frac{(2s_p + 1)\vec{P}_p^2}{2(2J_S + 1)\vec{P}_\gamma^2},$$

სადაც  $P_\gamma^2 = \frac{E_\gamma^2}{c^2}$ ,  $P_p^2 = 2\mu_p T_p \cong 2m_p T_p$ .

ფოტონის ენერგია  $E$  და პროტონის კინეტიკური ენერგია  $T_p$  დაკავშირებული არიან თანაფარდობით  $E_\gamma + Q = T_p$ , სადაც  $Q$  რეაქციის ენერგიაა.

$$Q = \Delta(^{32}\text{S}) - \Delta(^{31}\text{P}) - \Delta(^1\text{H}) = (-26.015) - (-24.441) - 7.289 = -8.863 \text{ მევ},$$

$$T_p = 18 - 8.863 = 9.137 \text{ მევ}.$$

$\gamma$ -ნაწილაკებს ნულოვანი მასით აქვთ სპინის მხოლოდ ორი პროექცია: პარალელური და ანტიპარალელური მისი იმპულსის მიმართულებაზე, დამოუკიდებლად იმისა, რა მნიშვნელობისაა სპინი. ამიტომ მოცემულ შემთხვევაში დეტალური ნონასწორობის პრინციპს აქვს სახე:

$$\frac{\sigma_{\gamma p}}{\sigma_{p\gamma}} = \frac{\left(2 \cdot \frac{1}{2} + 1\right) \left(2 \cdot \frac{1}{2} + 1\right) 2 \cdot 938 \cdot 9.137}{2(2 \cdot 0 + 1) \cdot (18)^2} \cong 105.8$$

აქედან მივიღებთ, რომ  $\sigma_{p\gamma} = 4/105.8 \cong 0.04\text{მბ} = 0.04 \cdot 10^{-27}\text{სმ}^2$ .

## 42. ამოცანა

„ლალის“ ლაზერის ფოტონი ტალღის სიგრძით  $\lambda = 0.6943\text{მკმ}$  განიცდის „შუბლა“ დაჯახებას ელექტრონთან, რომლის კინეტიკური ენერგიაა  $T = 500\text{მევ}$ . შევაფასოთ ფოტონის ენერგია, რომელიც მას ექნება „შებრუნებულ კომპტონ ეფექტში“.

ამოხსნა:



$$hv + E = hv_1 + E_1, \frac{hv}{c} - p = -\frac{hv_1}{c} - p_1$$

$$hv_1 = hv(E + pc)/(2hv + E - pc).$$

$$T \gg mc^2 \text{ აქედან } E = mc^2 + T \approx T$$

მეორე მხრივ, ვიცით, რომ  $m^2c^4 = E^2 - p^2c^2 = (E - pc)(E + pc)$

$$pc \approx E \approx T, E - pc \approx m^2c^4/(2T), hv_1 \approx hv \cdot 2T/[2hv + m^2c^4/2T]$$

$$hv = hc/\lambda = 6.6 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10} / (0.6943 \cdot 10^{-4} \cdot 1.6 \cdot 10^{-12}) \approx 1.7\text{ევ}$$

$$hv \ll m^2c^4/T, hv_1 \approx hv(2T/mc^2)^2 \approx 6.7\text{მევ}$$

შებრუნებულ კომპტონეფექტში ფოტონი იღებს ენერგიას ელექტრონისაგან და მისი ტალღის სიგრძე მცირდება. ეს ეფექტი შეიძლება გამოყენებულ იქნეს მაღალი ენერგიის მონოქრომატული გამა გამოსხივების მისაღებად.



### 3. რადიაციული გამოსხივების ურთიერთქმედება ნივთიერებასთან

მძიმე დამუხტული ნაწილაკების მიერ ნივთიერებაში გავლისას ენერგიის კუთრი იონიზაციური დანაკარგები გამოისახება გამოსახულებით (ბეტეს ფორმულა):

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{იონიზ.}} = \frac{4\pi n_e q^2 e^2}{m_e v^2} \left[ \ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (3.1)$$

$q$  და  $v$  მძიმე დამუხტული ნაწილაკის მუხტი და სიჩქარეა შესაბამისად,  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $I \approx 13.5 \cdot Z$  ევ – გარემოს ატომების საშუალო იონიზაციის პოტენციალია, სადაც  $Z$  გარემოს შემადგენელი ატომების ბირთვის მუხტია.

მძიმე დამუხტული ნაწილაკის **სრული განარბენი** (როცა ნაწილაკი გაჩერდება გარემოში) გარემოში:

$$R = - \int_v^0 \frac{dE}{q^2 f(v)} = \frac{m}{q^2} F(v), \quad (3.2)$$

სადაც  $F(v)$  ფუნქცია დამოკიდებულია მხოლოდ ნაწილაკის სიჩქარეზე და გარემოს თვისებებზე. განარბენი არის მანძილი, რომელზედაც ნაკადი შემცირდება ორჯერ. ალფა ნაწილაკების განარბენი გარემოში

$$R_\alpha = a \cdot E_\alpha^n \text{ სმ}, \quad (3.3)$$

$E_\alpha$  ალფა ნაწილაკის ენერგიაა მევ-ში,  $n$  – ხარისხის მაჩვენებელი,  $a = 0.318$ ,  $n = 1.5$   $a$  – ნაწილაკისათვის, რომელიც მიიღება დაშლის პროცესში ( $4\text{მევ} < E_\alpha < 9\text{მევ}$ ), დიდი ენერგიებისათვის, როცა  $E_\alpha \leq 200\text{მევ}$ ,  $a = 0.148$  და  $n = 1.8$ .

5 მევ ენერგიის  $\alpha$ -ნაწილაკის განარბენი ჰაერში ტოლია 3.51 სმ, ხოლო 30მევ ენერგიისა – 68 სმ.

**ცხრილი 3.1. სხვადასვა ენერგიის  $\alpha$ - ნაწილაკის განარბენი ჰაერში, ბიოლოგიური ქსოვილში და ალუმინში**

$\alpha$ - ნაწილაკის ენერგია, მევ	4	6	8	10
ჰაერი, სმ	2.5	4.6	7.4	10.6
ბიოლოგიური ქსოვილი, მკმ	3.1	56	96	130
ალუმინი, მკმ	16	30	48	69

ალფა ნაწილაკების ურთიერთქმედება გარემოსთან

#### 43. ამოცანა

განვსაზღვროთ  $\alpha$ -ნაწილაკების განარბენი ჰაერში, თუ ისი ენერგია  $E_\alpha=5\text{მევ}$ .

### ამოხსნა:

$\alpha$ -ნაწილაკების საშუალო განარბენი (სმ) ჰაერში დაკავშირებულია მის ენერგიასთან  $E_\alpha$  (მეგ) შემდეგი თანაფარდობით

$$\bar{R}_\beta = 0.318 E_\alpha^{3/2}.$$

ეს ფორმულა სამართლიანია 4-7 მეგ ენერგეტიკულ დიაპაზონში. თუ გავამართივებთ ამ ფორმულას, მაშინ 8% სიზუსტით მივიღებთ:

$$\bar{R}_\beta = \frac{E_\alpha^{3/2}}{3}.$$

ჩვენს შემთხვევაში  $\bar{R}_\beta = \frac{\sqrt{5^3}}{3} = 3.7$  სმ . სხვა გარემოში

$$\bar{R}_\alpha = 10^{-4} \frac{\sqrt{AE_\alpha^3}}{\rho}$$

უფრო ზუსტად

$$\bar{R}_\alpha = 10^{-4} \frac{A \cdot E_\alpha^{\frac{3}{2}}}{\rho \cdot Z^{\frac{2}{3}}},$$

სადაც  $A$  ატომური მასაა,  $\rho$  – შთანმთქმელი ნივთიერების (გარემოს) სიმკვრივეა გ/სმ<sup>3</sup>,  $Z$  – გარემოს ბირთვის მუხტია.

### 44. ამოცანა

განვსაზღვროთ  $\alpha$ -ნაწილაკების განარბენი ბიოლოგიურ ქსოვილში, თუ  $A_{\text{ქსოვ}} = 15.7$ , გარემოს ბირთვების ეფექტური მუხტი  $Z_{\text{ქოვ}} = 7.5$ , სიმკვრივე  $\rho = 1$  გ/სმ<sup>3</sup> და  $E_\alpha = 5$  მეგ.

$$\bar{R}_\alpha = 10^{-4} \frac{\sqrt{15.7 \cdot 5^3}}{1} = 44.5 \cdot 10^{-4} \text{ სმ}$$

### 45. ამოცანა

$T_\alpha = 25$  მეგ ენერგიის და  $q = ze$  მუხტის  $\alpha$  ნაწილაკი გაივლის უძრავი ელექტრონის მახლობლობაში  $b = 2 \cdot 10^{-9}$  სმ დაჯახების პარამეტრით. ვიპოვოთ ელექტრონის უკუცემის ენერგია. ჩავთვალოთ, რომ  $\alpha$  ნაწილაკის ტრაექტორია წრფივია და ელექტრონი უძრავია  $\alpha$  ნაწილაკის ფრენის პერიოდში.

### ამოხსნა:

აღვა ნაწილაკსა და ელექტრონს შორის კულონური  $F$  ძალით ურთიერთქმედების შედეგად ელექტრონი მიიღებს იმპულსს  $P_e = F \cdot t$ , სადაც  $t$  ურთიერთქმედების დროა:

$$F = \frac{ze \cdot e}{b^2}, \quad t = \frac{2b}{v}.$$

აქედან ელექტრონის მიერ მიღებული იმპულსის სიდიდე იქნება ტოლი

$$P_e = \frac{2ze \cdot eb}{v \cdot b^2} = \frac{2ze^2}{vb},$$

ელექტრონის კინეტიკური ენერგია გამოისახება ფორმულით

$$T_e = \frac{p_e^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2}$$

$$T_\alpha = \frac{m_\alpha v^2}{2}, v^2 = \frac{2T_\alpha}{m_\alpha}.$$

საბოლოოდ მივიღებთ:

$$T_e = \frac{m_\alpha z^2 e^4}{m_e T_\alpha b^2} = 6\text{ევ}.$$

## მძიმე დამუხტული ნაწილაკების ურთიერთქმედება გარემოსთან

### 46. ამოცანა

რამდენჯერ განსხვავდება  $T = 100$  მევ კინეტიკური ენერგიის პროტონებისა და  $K^+$ -მეზონების კუთრი იონიზაციური ენერგეტიკული დანაკარგები 1მმ სისქის ალუმინის ფოლგაში?

**ამოხსნა:**

კუთრი იონიზაციური დანაკარგების სიდიდე  $dT/dx$  მძიმე დამუხტული ნაწილაკებისათვის ( $E \ll (Mc^2)/m_e$  პირობებში), სადაც მძიმე ნაწილაკის  $M$  და  $m_e$  ელექტრონის მასებია შესაბამისად, მოიცემა თანაფარდობით:

$$-\frac{dT}{dx} = 3.1 \cdot 10^5 \frac{Zz^2 d}{A\beta^2} \left( 11.2 + \ln \frac{\beta^2}{Z(1-\beta^2)} - \beta^2 \right), \quad \frac{\text{ევ}}{\text{სმ}},$$

სადაც  $z$  დაცემული ნაწილაკის მუხტია,  $\beta = v/c$  ( $v$  – ნაწილაკის სიჩქარე),  $Z, A$  – გარემოს მუხტი და მასური რიცხვია,  $d$  – გარემოს სიმკვრივეა გ/სმ<sup>3</sup>. რადგან პროტონისა და  $K^+$ -მეზონის მუხტები ტოლია, ამიტომ დანაკარგების შეფარდება დამოკიდებული იქნება მარტო ნაწილაკის სიჩქარეზე, უფრო ზუსტად  $\beta^2 = v^2/c^2$ :

$$\frac{\left(-\frac{dT_p}{dx}\right)}{\left(-\frac{dT_{K^+}}{dx}\right)} = \frac{\beta_{K^+}^2}{\beta_p^2} \left\{ \left( 11.2 + \ln \frac{\beta_p^2}{Z_{Al}(1-\beta_p^2)} - \beta_p^2 \right) : \left( 11.2 + \ln \frac{\beta_{K^+}^2}{Z_{Al}(1-\beta_{K^+}^2)} - \beta_{K^+}^2 \right) \right\}$$

ნაწილაკის სრული ენერგიაა

$$E = T + mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

საიდანაც

$$\beta^2 = \frac{T^2/m^2c^4}{T^2/m^2c^4 + 2T/mc^2 + 1}$$

ნანილაკის T კინეტიკური ენერგიის შეფარდება უძრაობის ენერგიასთან  $mc^2$  აღენიშნოთ როგორც  $\alpha = T/mc^2$ , მაშინ

$$\beta^2 = \frac{\alpha^2 + 2\alpha}{\alpha^2 + 2\alpha + 1};$$

პროტონისათვის

$$\alpha = 100 \text{ მევ}/938.3 \text{ მევ} = 0.1066 \text{ და } \beta^2 = 0.183;$$

$K^+$  მეზონისთვის

$$\alpha = 100 \text{ მევ}/493.6 \text{ მევ} = 0.2026 \text{ და } \beta^2 = 0.309;$$

დანაკარგების შეფარდება პროტონებისთვის და  $K^+$ -მეზონებისთვის:

$$\left(-\frac{dT_p}{dx}\right) : \left(-\frac{dT_{K^+}}{dx}\right) = 1.56.$$

#### 47. ამოცანა

გამოვთვალოთ კუთრი იონიზაციური დანაკარგები 10მევ ენერგიის პროტონებისათვის ალუმინში. (იხ.წინა ამოცანა)

**ამოხსნა:**

$$\alpha = T/M_p c^2$$

$$\beta^2 = \frac{\alpha^2 + 2\alpha}{\alpha^2 + 2\alpha + 1}$$

10 მევ ენერგიის პროტონებისთვის მივიღებთ:  $\alpha = 10 \text{ მევ}/938.3 \text{ მევ} = 0.0107$ ,  $\beta^2 = 0.021$ .

ცნობილია, რომ ალუმინის სიმკვრივე  $\rho_{Al} = 2.7 \text{ გ/სმ}^3$ ,  $Z_{Al} = 13$ ,  $A_{Al} = 27$ .

ჩავსვათ მიღებული რიცხვები ფორმულაში:

$$-\frac{dT}{dx} = 3.1 \cdot 10^5 \frac{Zz^2 d}{A\beta^2} \left( 11.2 + \ln \frac{\beta^2}{Z(1-\beta^2)} - \beta^2 \right), \frac{\text{მევ}}{\text{სმ}};$$

მაშინ მივიღებთ:

$$-\frac{dT}{dx} = 3.1 \cdot 10^5 \cdot \frac{13 \cdot 1^2 \cdot 2.7}{27 \cdot 0.021} \left( 11.2 + \ln \frac{0.021}{13(1-0.021)} - 0.021 \right) \frac{\text{მევ}}{\text{სმ}};$$

საბოლოოდ:

$$-\frac{dT}{dx} = 92.314 \frac{\text{მევ}}{\text{სმ}}.$$

#### 48. ამოცანა

$T = 500$  მევ კინეტიკური ენერგიის მქონე პროტონების ნაკადი დენით  $I = 1$  მა გადის  $D = 1$  სმ სისქის სპილენძის ფირფიტაში. გამოვთვალოთ ნაკადის გაფანტული სიმძლავრე  $W$  ფირფიტაში. განვსაზღვროთ ენერგია, რომელსაც კარგავს ერთი პროტონი ფირფიტაში. პროტონებისათვის კინეტიკური ენერგიით  $T = 500$  მევსიდიდე  $\alpha$  (იხ. წინა ამოცანა)

ამოხსნა:

$$\alpha = T/M_p c^2$$
$$\alpha = \frac{500}{938.3} = 0.533,$$

მაშინ

$$\beta_p^2 = \frac{0.533^2 + 2 \cdot 0.533}{0.533^2 + 2 \cdot 0.533 + 1} = 0.574.$$

პროტონის კუთრი იონიზაციური დანაკარგები სპილენძის ფირფიტაში იქნება (ასევე, იხ. წინა ამოცანა)

$$-\frac{dT}{dx} = 1.67 \cdot 10^7 \frac{\text{მევ}}{\text{სმ}}$$

ფირფიტაში გაფანტული სიმძლავრე

$$W = \frac{D \cdot I \left( -\frac{dT_p}{dx} \right)}{Z_p}$$

მოცემულ ფორმულაში ჩავსვათ

$$-\frac{dT}{dx} = 1.67 \cdot 10^7 \frac{\text{მევ}}{\text{სმ}}, Z_p = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ კ}, D = 1 \text{ სმ}, I = 1 \text{ მა}.$$

თუ ყველა ერთეულს გადავიყვანთ SI სისტემაში, მივიღებთ  $W = 1.67 \cdot 10^4$  ვტ.

#### 49. ამოცანა

2მევ ენერგიის პროტონებისთვის, რომლებიც იფანტებიან ნახშირბადზე, გამოვთვალოთ მაქსიმალური მიახლოების მანძილი, ეკრანირების პარამეტრი, პროტონების გაფანტვის  $\mu_{min}$  კუთხე და გადაცემული ენერგიის  $T_{min}$  მინიმალური მნიშვნელობა.

ამოხსნა:

პროტონის სამიზნე ბირთვთან მაქსიმალურად მიახლოების მანძილი გამოითვლება, თუ დამჯახებელი ნაწილაკის კინეტიკურ ენერგიას გაუტოლებთ კულონური განზიდვის პოტენციალურ ენერგიას.

$$T = \frac{zZe^2}{b}$$

$$b = \frac{zZe^2}{T} = \frac{1 \cdot 6 \cdot e^2 \hbar c}{2 \hbar c} = \frac{6 \cdot 197 \text{ფმ}}{2 \cdot 137} = 4.3 \cdot 10^{-13} \text{სმ}$$

როცა ნაწილაკის ენერგია მნიშვნელოვნად მცირეა კულონური ბარიერის ენერგიასთან შედარებით, მაშინ მას არ შეუძლია საკმარისად ახლოს მიუახლოვდეს ბირთვის და ღრმად შეაღწიოს ატომის ელექტრონულ გარსში. ამ შემთხვევაში მნიშვნელოვანი ხდება ეკრანირების ფაქტორი და ურთიერთქმედების პოტენციალს ექნება ეკრანირებული კულონის სახე:

$$V_c(r) = \frac{zZe^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{a_b}\right),$$

სადაც ეკრანირების პარამეტრი  $a_b$  ტოლია

$$a_b = \frac{a_0}{\sqrt{z^{2/3} + Z^{2/3}}}.$$

აქ  $a_0$  ბორის რადიუსია,  $z$  – დაცემული იონის ბირთვის მუხტი,  $Z$  – სამიზნე ატომის ბირთვის მუხტი.

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0.53 \cdot 10^{-8} \text{სმ}$$

ეკრანირების პარამეტრი, როცა პროტონი იფანტება ნახშირბადაზე, გამოითვლება ფორმულით:

$$a_b = \frac{a_0}{\sqrt{z^{2/3} + Z^{2/3}}} = \frac{0.53 \cdot 10^{-8} \text{სმ}}{\sqrt{1 + 6^{2/3}}} \approx 0.26 \cdot 10^{-8} \text{სმ}.$$

სადაც პროტონის მუხტი  $Z = 1$ , ხოლო ნახშირბადის ბირთვის მუხტი  $Z = 6$ .

როგორც ვიცით მანძილზე  $b > a_b$  ბირთვის ველი ძლიერადაა ეკრანირებული, ხოლო  $b < a_b$  მანძილზე სუსტად. ცხადია, რომ ჩვენ შემთხვევაში ბირთვი სუსტადაა ეკრანირებული და შეგვიძლია ჩავთვალოთ დაჯახების  $\rho_{max}$  პარამეტრის მაქსიმალური მნიშვნელობა  $\rho_{max} \approx a_b$ .

მცირე მანძილებზე დაჯახების პარამეტრი  $\rho$  და გაფანტვის კუთხე დაკავშირებული არიან ერთმანეთთან ფორმულით:  $b = \rho_{min}$ .

$$tg \frac{\theta}{2} \cong \frac{\theta}{2} = \frac{b}{2\rho}, \theta_{min} = \frac{b}{a_b} = 1.65 \text{რად} = 0.005^\circ.$$

კავშირი გაფანტვის კუთხესა და გადაცემულ ენერგიას შორის მოიცემა ფორმულით:

$$T_{min} = T_{max} \left(\frac{b}{2a_b}\right)^2 = T_{max} \left(\frac{\theta}{2}\right)^2, T_{max} = \frac{4mM_A}{(m+M_A)^2} T = 0.57 \text{მეგ}, T_{min} \cong 0.4 \cdot 10^{-2} \text{ეგ}$$

## მაიონებელი გამოსხივების ურთიერთქმედება გარემოსთან

### 50. ამოცანა

1მ<sup>3</sup> მოცულობაში წყვილების რა რაოდენობას და შთანთქმული ენერჯის რა ნილს ( $\frac{J}{კგ}$ ), ( $\frac{მეგ}{კგ}$ ), ( $\frac{მეგ}{გ}$ ) შეესაბამება 1რ (რენტგენი)? რენტგენი შეესაბამება დასხივებული დოზის ისეთ რაოდენობას, როცა მოცულობის ერთეულში – 1სმ<sup>3</sup> ჩნდება წყვილი იონების 1Q<sub>CGSE</sub> რაოდენობა, რომელიც შეესაბამება 3.34 · 10<sup>-10</sup> კულონ მუხტს.

#### ამოხსნა:

$$\text{განსაზღვრის თანახმად, } 1\text{რ} = \frac{1Q_{CGSE}}{1\text{სმ}^3} = \frac{3.34 \cdot 10^{-10} \text{კ}}{10^{-6} \text{გ}^3} = 3.34 \cdot 10^{-4} \frac{\text{კ}}{\text{გ}^3}$$

რენტგენებში იზომება ექსპოზიციური დოზა.

SI სისტემაში გამოსხივების ექსპოზიციური დოზის ერთეულია  $\frac{\text{კულონი}}{\text{კგ}}$ , პრაქტიკაში გამოიყენება რენტგენი (რ). 1რ არის დასხივების დოზა, რომელიც ნორმალურ პირობებში 1 სმ<sup>3</sup> მოცულობის ჰაერისგან წარმოშობს მუხტს, რომელიც ტოლია მუხტის 1CGSE ერთეულის. ჰაერის სიმკვრივე ტოლია 1.293  $\frac{\text{კგ}}{\text{გ}^3}$ , აქედან

$$1\text{რ} = \frac{3.34 \cdot 10^{-4} \text{კ}}{1.293 \frac{\text{კგ}}{\text{გ}^3} \cdot \text{გ}^3} = 2.58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{კ}}{\text{კგ}}$$

შევაფასოთ შთანთქმული დოზა, რომელიც შეესაბამება ექსპოზიციურ დოზას 1რენტგენი.

საშუალო ენერჯია, რომელიც იხარჯება 1 წყვილი იონის წარმოქმნაზე, ჰაერში შეადგენს 34ეე, მაშინ N წყვილი იონის წარმოქმნას დასჭირდება N · 34ეე შთანთქმული ენერჯია. თუ ჩავთვლით, რომ 1რენტგენი ექსპოზიციური დოზა წარმოქმნის N წყვილ იონს, მაშინ :

$$N \approx \frac{3.34 \cdot 10^{-4}}{1.602 \cdot 10^{-19}} \cong 2.08 \cdot 10^{15}$$

$$\text{ანუ } 1 \text{ რენტგენი შეესაბამება } 2.08 \cdot 10^{15} \cdot 34 \frac{\text{მეგ}}{\text{გ}^3} = 7.1 \cdot 10^{10} \frac{\text{მეგ}}{\text{გ}^3} \cong 5.47 \cdot 10^{10} \frac{\text{მეგ}}{\text{კგ}}$$

### 51. ამოცანა

განვსაზღვროთ 1მეე ენერჯის  $\gamma$ -კვანტების ნაკადის გამოსხივების I ინტენსივობა და I/E სიმკვრივე, როცა ექსპოზიციური დოზის P სიმძლავრე ჰაერში და ალუმინში ტოლია 0.1  $\frac{\text{რ}}{\text{წმ}}$ .

1მეე ენერჯის  $\gamma$ -ნაწილაკების ენერჯის შთანთქმის წრფივი კოეფიციენტი ალუმინში ტოლია 0.072 სმ<sup>-1</sup>, ხოლო ჰაერში – 0.0361სმ<sup>-1</sup>.

ამოხსნა:

$$I_{Al} = \frac{P}{\mu_{Al}} \approx \frac{0.1 \text{ რ/წმ}}{0.072 \text{ სმ}^{-1}} \approx 1.39 \frac{\text{რ} \cdot \text{სმ}}{\text{წმ}} \approx 1.57 \cdot 10^{-4} \frac{\text{ფშ}}{\text{წმ} \cdot \text{მ}^2}$$

$$I_{\beta} = \frac{P}{\mu_{\beta}} \approx 2.77 \frac{\text{რ} \cdot \text{სმ}}{\text{წმ}} \approx 3.13 \cdot 10^{-4} \frac{\text{ფშ}}{\text{წმ} \cdot \text{მ}^2}$$

მიღებული შედეგები უნდა გავყოთ  $\gamma$ -კვანტის ენერგიაზე და მივიღებთ მათი ნაკადის სიმკვრივეს

$$\varphi_{Al} = \frac{I_{Al}}{E} = 1.57 \cdot 10^{-10} \frac{1}{\text{წმ} \cdot \text{მ}^2}, \varphi_{\beta} = 3.13 \cdot 10^{-10} \frac{1}{\text{წმ} \cdot \text{მ}^2}.$$



#### 4. ფარდობითობის სპეციალური და ზოგადი რელატივისტური თეორიის შედეგები

1. დროის შენელების ეფექტი რელატივისტური ნაწილაკებისთვის.
2. მანძილის შემოკლების ეფექტი მოძრაობის მიმართულებით.
3. ზოგადი თეორიიდან გამომდინარეობს დროის შენელება გრავიტაციულ ველში (გრავიტაციული წითელი წანაცვლება).

განვიხილოთ რადიოაქტიური დაშლის პროცესი:

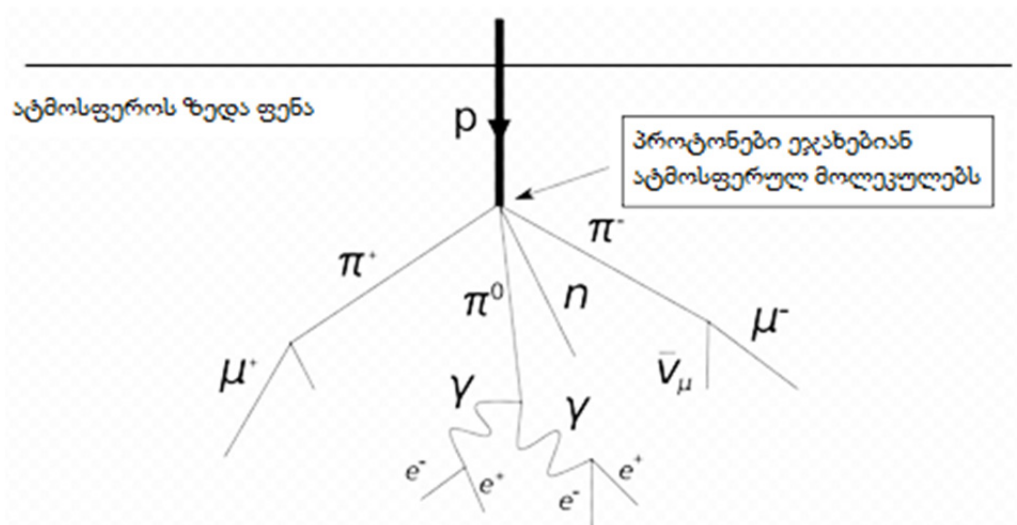
$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \tag{4.1}$$

თუ რადიოაქტიური ნაწილაკი მოძრაობს  $v$ -რელატივისტური სიჩქარით, მაშინ  $\tau = \gamma\tau_0$  სადაც  $\gamma$  ლორენც ფაქტორია. ამ შემთხვევაში რელატივისტური ნაწილაკისათვის დაშლის კანონი ჩაინერება ასეთი სახით:

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\gamma\tau_0}\right), \tag{4.2}$$

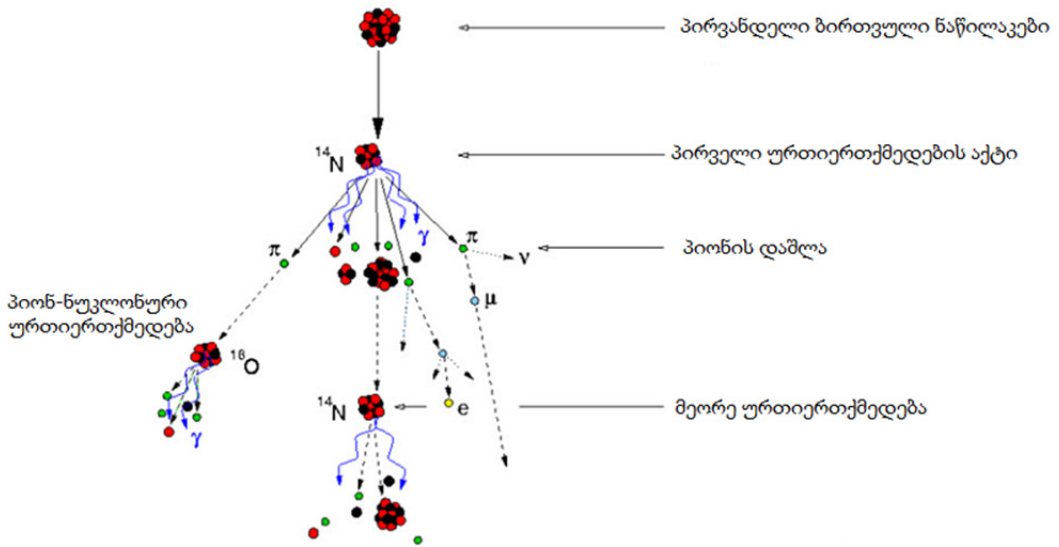
სადაც ლორენც ფაქტორი  $\gamma = 1 + \frac{v^2}{c^2}$ .

რელატივისტური ნაწილაკების მაგალითს წარმოადგენს კოსმოსური სხივები, რომლებიც შემოიჭრებიან დედამიწის ატმოსფეროში.



ნახ. 4.1

კოსმოსური სხივების ატმოსფერული ღვარი



ნახ. 4.2.

კოსმოსური სხივების ძირითად კომპონენტს, რომელიც შემოიჭრება ატმოსფეროში წარმოადგენს პროტონების ნაკადი, რომელთა ენერგია შეიძლება იყოს  $10^{20}$  ევ რიგისა ც კი. პროტონები ატმოსფერულ ბირთვებთან ურთიერთქმედებისას წარმოშობენ  $\pi^\pm$  პიონებს, რომლებიც შემდგომში თავისუფალი ფრენისას დაიშლებიან  $\mu^\pm$  მიუონებად და მიუონურ ნეიტრინოდ ან ანტინეიტრინოდ შემდეგ პროცესებში:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{4.3}$$

$m_{\pi^\pm} = 139\text{მეგ}$ ,  $m_{\pi^0} = 135\text{მეგ}$  არარელატივისტური პიონებისათვის  $\tau_0 = 2.6 \cdot 10^{-8}\text{წმ}$ , მიუონებიც ასევე იშლებიან:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu; \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \tag{4.4}$$

ასეთი დაშლის საკუთარი დრო  $\tau_0(\mu^\pm) = 2.2 \cdot 10^{-6}\text{წმ}$ ,  $m_\mu = 105\text{მეგ}$ .

**52. ამოცანა**

რისი ტოლია ნაწილაკის  $v$  სიჩქარე, თუ მისი კინეტიკური ენერგია  $T$  ტოლია მისი უძრაობის  $mc^2$  ენერგიის?

**ამოხსნა:**

რელატივისტური ნაწილაკის სრული ენერგია ტოლია:

$$E = T + mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

როცა  $T = mc^2$ , მივიღებთ

$$2mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

საიდანაც  $v = \frac{\sqrt{3}}{2} c \approx 0.87c$ .

### 53. ამოცანა:

დავუშვათ, რომ მიუონები ენერგიით  $T=1$  გეე იბადებიან ატმოსფეროში 5 კმ სიმაღლეზე, მოძრაობენ რა დედამიწის ზედაპირისაკენ მიაღწევენ, თუარა ზედაპირს დაშლამდე?

#### ამოხსნა:

თუ არ გავითვალისწინებთ დროის შენელებას, მაშინ მიუონები  $\tau_0 = 2.2 \cdot 10^{-6}$  წმ დროში გაივლიან  $l_0 = c \tau_0 = 660$  მ-ს და მიუონების წილი, რომლებიც მიაღწევენ დედამიწის ზედაპირს, იქნება:

$$\frac{N(l)}{N(0)} = e^{-\frac{ct}{c\tau_0}} = e^{-\frac{l}{l_0}} = e^{-\frac{5000}{660}} = 5.13 \cdot 10^{-4}.$$

თუ გავითვალისწინებთ დროის რელატივისტურ შენელებას

$$\frac{N(l)}{N(0)} = e^{-\frac{ct}{\gamma\tau_0}} \approx 0.484.$$

$l = \gamma l_0 \approx 6.9$  კმ, ლორენც ფაქტორი  $\gamma = 1 + \frac{T}{mc^2} = 10.46$ .

დროის შენელების რელატივისტური ფაქტორი საშუალებას აძლევს თითქმის ნახევარს მიუონებისა, მიაღწიონ დედამიწის ზედაპირს, კინეტიკური ენერგიით 1 გეე, როცა ისინი იბადებიან 5 კმ სიმაღლეზე.

### გრავიტაციული წითელი წანაცვლების შედეგები

ფიზიკაში გრავიტაციული წითელი წანაცვლება წარმოადგენს ეფექტს, რომელიც დაკავშირებულია სინათლის წყაროს მიერ გამოსხივებული ელექტრომაგნიტური ტალღის სიხშირის ცვლილებასთან, როცა წყარო ცილდება მასიურ ობიექტებს, ისეთებს, როგორცაა ვარსკვლავები და შავი ხვრელები. ის დაიკვირვება, როგორც წყაროს მიერ სპექტრალური ხაზების წანაცვლება, წითელი არის სპექტრალური მიმართულებით, როცა გამომსხივებელი ახლოსაა მასიურ ობიექტთან. სინათლე, რომელიც მოდის შედარებით მცირე გრავიტაციული ველიდან, განიცდის გრავიტაციულ ცისფერ წანაცვლებას.

წანაცვლების ეფექტი არ შემოიფარგლება მარტო ელექტრომაგნიტური გამოსხივებით. ის გამოვლინდება ყველა პერიოდულ პროცესში. მასიური (დიდი გრავიტაციული ველი) ობიექტიდან მოშორებით ელემენტარული ნაწილაკების **დე-ბროილის სიხშირე** ელემენტარული ნაწილაკებისა (ფოტონების, ელექტრონების, პრო-

ტონების) მეტია, ვიდრე მასიური ობიექტის ზედაპირზე და ყველა პროცესები მიმდინარეობს დიდი სიჩქარით. მოცემული ეფექტი არის გრავიტაციულ ველში დროის შენელების გამოვლინების ერთ-ერთი შედეგი.

გრავიტაციული წითელი წანაცვლება აღინიშნება ასე:

$$z_G = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\nu_0 - \nu}{\nu}, \quad (4.5)$$

სადაც  $\lambda$  და  $\nu$ , გაზომვის შედეგად მიღებული, ფოტონის ტალღის სიგრძეა და სიხშირე შესაბამისად. ხოლო  $\lambda_0$  და  $\nu_0$  გამოსხივებული ნაწილაკის-ფოტონის ლაბორატორიული ტალღის სიგრძეა და სიხშირე შესაბამისად.

გრავიტაციული წითელი წანაცვლება, ფარდობითობის ზოგადი თეორიიდან გამომდინარე, იწინასწარმეტყველა აინშტაინმა (1911წ). წანაცვლება სუსტ გრავიტაციულ ველში ტოლია:

$$z_G = \frac{\varphi - \varphi_0}{c^2} = \frac{GM}{c^2 r} - \frac{GM}{c^2 R}, \quad (4.6)$$

სადაც  $z_G$  სპექტრალური ხაზების ფარდობითი წანაცვლებაა გრავიტაციის ზეგავლენით.

$$\varphi = \frac{GM}{r} \quad \text{და} \quad \varphi_0 = \frac{GM}{R}.$$

გრავიტაციული პოტენციალის მნიშვნელობებია შესაბამისად დაკვირვებისა და გამოსხივების წერტილებში.

$G$  – ნიუტონის გრავიტაციული მუდმივაა;

$M$  – გრავიტაციული სხეულის მასაა;

$c$  – სინათლის სიჩქარე;

$r$  – რადიალური მანძილია სხეულის მასათა ცენტრიდან გამოსხივების წერტილამდე;

$R$  – რადიალური მანძილია სხეულის მასათა ცენტრიდან დაკვირვების წერტილამდე.

## 54. ამოცანა

Fe-57 იზოტოპისთვის შევაფასოთ გამოსხივებული გამა ხაზის ( $E_0 = 14.4$ კეე) სიგანე და, მიღებული გამოსხივების პროცესში, ბირთვის უკუცემის  $\Delta E_R$  ენერგია, აღგზნებული ბირთვის სიცოცხლის ხანგრძლივობა  $\tau_g = 10^{-8}$ წმ, დონის ბუნებრივი სიგანე  $\Gamma = 10^{-8}$ ეე.

**ამოხსნა:**

$$E_0 = E_\gamma + \Delta E_R,$$

სადაც  $E_\gamma$  გამოსხივებული კვანტის ენერგიაა, ხოლო  $\Delta E_R$  – ბირთვის უკუცემის ენერგია. იმპულსის შენახვის კანონიდან

$$\vec{P}_\gamma + \vec{P}_\beta = 0$$

$$\Delta E_R = \frac{P_\beta^2}{2M} = \frac{P_\gamma^2}{2M}$$

$$P_\gamma = \frac{E_\gamma}{c}$$

$M$ -ბირთვის მასაა, საბოლოოდ მივიღებთ:

$$\Delta E_R = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}.$$

ენერგიის დიდი ნაწილი მიაქვს გამა ნაწილაკს, ამიტომ

$$\Delta E_R = \frac{E_0^2}{2Mc^2}.$$

შთანთქმისა და გამოსხივების ხაზები ერთმანეთისაგან წანაცვლებულია  $2 \cdot \Delta E_R$ -ით. აქედან გამომდინარე მივიღებთ, რომ უკუცემის ენერგია  $\Delta E_R = 0.00193$ ევ, მაშინ, როცა  $Mc^2 = 5.35 \cdot 10^{10}$ ევ.  $\Delta E_R$  ხუთი რიგით აღემატება ხაზის შესაბამისი დონის სიგანეს  $\Gamma \sim 10^{-8}$ ევ. ეს ნიშნავს იმას, რომ  $\gamma$ -კვანტების რეზონანსული შთანთქმა იზოლირებული-თავისუფალი ბირთვის მიერ შეუძლებელია.

## პაუნდისა და რეპკას ექსპერიმენტი

დროის შენელების გამო გრავიტაციულ ველში (გრავიტაციული წითელი წანაცვლება) ადგილი აქვს გამომსხივებლის სიხშირის წანაცვლებას იმასთან შედარებით, რაც მას ექნებოდა ველის (გრავიტაციულის) გარეშე.

იზომებოდა ფოტონის სიხშირე ორ სხვადასხვა მანძილზე დედამიწის ცენტრიდან: დედამიწის ზედაპირზე ( $R$ -მანძილზე დედამიწის ცენტრიდან, სადაც  $R$  – დედამიწის რადიუსია) და დედამიწის ზედაპირიდან  $h = 22.6$ მ სიმაღლეზე ( $R + h$  – მანძილზე დედამიწის ცენტრიდან).  $E=14.4$  კეე ენერგიის ფოტონი, გამოსხივებული  $^{57}\text{Fe}$  იზოტოპის მიერ ზედაპირის მიმართ ვერტიკალური მიმართულებით, რეზონანსულად შთანთქმებოდა იგივე ნივთიერების მიერ  $22.6$ მ სიმაღლეზე. ექსპერიმენტში გამოყენებული იყო „მესბაუერის“ ეფექტი, რომელიც საშუალებას იძლეოდა, განხორციელებულიყო ბირთვისათვის რეზონანსული შთანთქმის პროცესი. გამომსხივებელი და შთანთქმელი  $^{57}\text{Fe}$  მოთავსებული-ჩაშენებული იყო კრისტალურ მესერში, რომელიც შთანთქმავს გამომსხივებელი და შთანთქმელი ბირთვის მიერ მიღებულ უკუცემის ენერგიას და თანაბრად ანაწილებს მთელ კრისტალზე. შედეგად არც გამოსხივების და არც შთანთქმის პროცესში არა აქვს ადგილი სიხშირის წანაცვლებას, რომელიც დაკავშირებულია ბირთვის უკუცემასთან. უნდა აღინიშნოს, რომ მოცემული იზოტოპისთვის უგულვებლყოფილია სითბურ პროცესებთან დაკავშირებული დოპლერ წანაცვლება. სხვა იზოტოპებისათვის აუცილებელია ნიშნისა და შთანთქმელი სიტემების გაცივება დაბალ ტემპერატურამდე.

სინათლის სიხშირის ფარდობითი ცვლილება, დაკავშირებული გრავიტაციული პოტენციალის ცვლილებასთან, ტოლია:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{c^2}. \quad (4.7)$$

ფოტონი გამოსხივდება ნერტილში (დედამინის ზედაპირიდან) პოტენციალით  $\varphi_1$  და შთაინთქმება ნერტილში (დედამინის ზედაპირიდან  $h$  სიმაღლეზე) პოტენციალით  $\varphi_2$ . ექსპერიმენტის პირობებში  $\varphi_2 - \varphi_1 = gh$ , სადაც

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{gh}{c^2} = -2.46 \cdot 10^{-15}. \quad (4.8)$$

მათი გაზომვის სიზუსტე არ იყო საკმარისი, ამიტომ, ცდომილების შემცირების მიზნით, ისინი  $h$  სიმაღლეზე მოთავსებულ მიმღებს ამოძრავებდნენ ზევით და ქვევით (ვერტიკალის გასწვრივ) სიჩქარით  $v = v_0 \cos(\omega t)$ , სადაც  $\omega$  იყო დაბალი სიხშირის – რამოდენიმე ჰერცის რიგის, ხოლო სიჩქარე  $v$  ისე იყო შერჩეული, რომ შთანთქმელის მიერ მიღებული ფოტონის სიხშირის დოპლერ წანაცვლება მნიშვნელოვნად აღემატებოდა გრავიტაციულ წანაცვლებას.

**გამომსხივებელ წყაროს** წარმოადგენდა რკინის ფოლგა სისქით 15მკმ, მასში ჩანერგილი რადიონუკლიდით კობალტ-57 (*Co-57*), რომლის აქტივობა იყო 0.4 კიურნი. კობალტის დაშლის შედეგად (ბეტა) პროცესში (ელექტრონის ჩაჭერის პროცესი ნახევარდაშლის პერიოდი 272 დღე) წარმოიშობოდა რკინა-57 აღზნებულ მდგომარეობაში (აღზნების ენერგია-14.4კეე). ექსპერიმენტის სიზუსტის გაზრდის მიზნით აუცილებელი იყო, რომ გამოსხივებლისა და მიმღების ტემპერატურა დიდი სიზუსტით ყოფილიყო ერთნაირი. განსხვავება 1 °C იწვევდა სიხშირეში ფარდობით წანაცვლებას

$$\langle v^2 \rangle / 2c^2, \quad (4.9)$$

ტოლს  $2,20 \cdot 10^{-15}$ . ეს სიდიდე თითქმის მოსალოდნელი შედეგის რიგისაა.

საბოლოოდ მიღებულ იქნა მაღალი სიზუსტის შედეგი

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = -(2.57 \pm 0.26) \cdot 10^{-15} \quad (4.10)$$

1964 წელს პაუნდმა (სნაიდერთან ერთად) გაზარდა ექსპერიმენტის სიზუსტე და მიიღო ექსპერიმენტისა და თეორიის თანხვედრა 1 %-ის სიზუსტით. 1976 წელს ფიზიკოსთა ჯგუფმა რობერტ ვესოს ხელმძღვანელობით (*Smithsonian Institution*) ექსპერიმენტში **Gravity Probe A** გაზომა გრავიტაციული წანაცვლება წყალბადის ორ მაზერს შორის: ერთი მოთავსებული იყო დედამინის ზედაპირზე, ხოლო – მეორე სუბორბიტალურ რაკეტაზე 10273 კმ-ზე დედამინის ზედაპირიდან. სიზუსტე (განსხვავება თეორიულ და ექსპერიმენტულ მონაცემებს შორის) შეადგენდა 0.007%-ს.

## 55. ამოცანა

GPS-სისტემაში (გლობალური პოზიციონირების სისტემა) გამოიყენება მაღალსიხშირული „ცეზიუმის“ გენერატორი, რომელიც დაყენებულია თანამგზავრზე. გამოვთვალოთ თანამგზავრის ფრენის სიმაღლე, თუ თანამგზავრი იმყოფება მიმდებარის თავზე და თანამგზავრიდან დედამიწაზე მიღებული სიხშირე ემთხვევა გენერატორის სიხშირეს.

**ამოხსნა:**

$M$  – დედამიწის მასაა;

$G$  – გრავიტაციული მუდმივა;

$R_{\oplus}$  – დედამიწის რადიუსი.

გრავიტაციული პოტენციალი დედამიწის ზედაპირზე ტოლია  $\varphi_1 = -G \frac{M}{R_{\oplus}}$ ,  $r$  – მანძილზე (თანამგზავრის მდებარეობა) დედამიწის ცენტრიდან  $\varphi_2 = -G \frac{M}{r}$  ფოტონის ენერგია, რომელიც გამოსხივდა თანამგზავრიდან ტოლია:

$$\hbar w_2 = \hbar w_0 \left(1 + 2 \frac{\varphi_2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \hbar w_0 \left(1 + \frac{\varphi_2}{c^2}\right), \quad (4.11)$$

სადაც  $w_0$  არის ფოტონის სიხშირე (ციკლიური) ნულოვან ველში. თანამგზავრის მოძრაობის გამო თანამგზავრიდან გამოსხივებული სიგნალი განიცდის დოპლერ ნანაცვლებას. ამის გამო დედამიწაზე მიღებული ციკლიური სიხშირე იქნება

$$w_{\oplus} = w_2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \cos(\theta) = 0, \theta = 90^\circ \quad (4.12)$$

$\beta = \frac{v}{c}$ , ზოგადად სიხშირისათვის ფორმულას აქვს სახე  $w = w_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}} / (1 - \beta \cos(\theta))$ ,  $v$  – თანამგზავრის სიჩქარეა ორბიტაზე. საბოლოოდ

$$w_{\oplus} = w_0 \left(1 + \frac{\varphi_2}{c^2}\right) \left(1 - \frac{v^2}{2c^2}\right). \quad (4.13)$$

დედამიწის ზედაპირზე გრავიტაციული  $\varphi_1$  პოტენციალის ველში გვექნება:

$$\hbar w_1 = \hbar w_0 \left(1 + 2 \frac{\varphi_1}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \hbar w_0 \left(1 + \frac{\varphi_1}{c^2}\right) \quad (4.14)$$

სიხშირის ნანაცვლებას ადგილი არ ექნება, თუ  $w_1 = w_{\oplus}$  ანუ

$$w_0 \left(1 + \frac{\varphi_2}{c^2}\right) \left(1 - \frac{v^2}{2c^2}\right) = \left(1 + \frac{\varphi_1}{c^2}\right) \quad (4.15)$$

$\frac{\varphi_2}{c^2} - \frac{v^2}{2c^2} = \frac{\varphi_1}{c^2}$ ,  $\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{v^2}{2}$ , სადაც  $v = \left(G \frac{M}{r}\right)^{\frac{1}{2}}$ . გვექნება:

$$-G \frac{M}{r} + G \frac{M}{R_{\oplus}} = G \frac{M}{2r}, \quad (4.16)$$

საიდანაც  $r = \frac{3}{2} R_{\oplus}$ .

## 5. ნუკლონ-ნუკლონური ურთიერთქმედება

ნუკლონ-ნუკლონური ურთიერთქმედების თვალსაჩინო მაგალითია დეიტრონის ამოცანა.

**დეიტრონი ( ${}^2\text{H}$ )** – პროტონ-ნეიტრონის ბმული მდგომარეობაა. დეიტრონი სტაბილური ნაწილაკია, რომელსაც არ გააჩნია აღზნებული მდგომარეობები. დეიტრონის მახასიათებლები მოყვანილია ცხრილში.

**ცხრილი 5.1** დეიტრონის მახასიათებლები

მახასიათებელი	სიდიდე
უძრაობის ენერგია $mc^2$ , მეე	1875.613
ბმის ენერგია, მეე	2.224
სპინი $J$	1
ლუნობა $P$	+1
მაგნიტური მომენტი $\mu_N$ (ბირთვის მაგნეტონებში)	0.857
ელექტრული კვადრუპოლური მომენტი ფმ <sup>2</sup>	0.282
დეიტრონის საშუალო რადიუსი, ფმ	4.3

დეიტრონის სპინი განისაზღვრება ვექტორული ჯამით პროტონის სპინით  $s_p$ , ნეიტრონის სპინით  $s_n$  და მათი ფარდობითი ორბიტალური მომენტით  $\vec{L}$ .

$$\vec{J}({}^2\text{H}) = \vec{s}_p + \vec{s}_n + \vec{L} \quad (5.1)$$

რადგან დეიტრონის ლუნობა დადებითია  $P = +1$ , ხოლო პროტონისა და ნეიტრონის ლუნობები ასევე დადებითი,  $L$ -ს შეუძლია მიიღოს მხოლოდ მნიშვნელობები  $L = 0$  და  $2$ . დეიტრონში ნუკლონის სპინისა და ორბიტალური მომენტის შესაძლო ორიენტაციები იხილეთ სურ. 5.1.

$s_n \uparrow$	$s_n \downarrow$
$s_p \uparrow$	$s_p \downarrow$
$L = 0$	$L = 2 \downarrow$
$J = 1 \uparrow$	$J = 1 \uparrow$

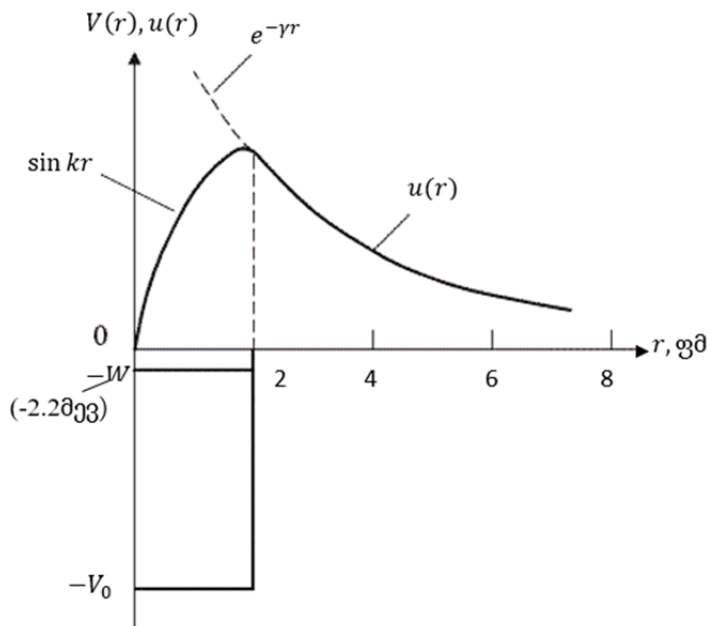
**ნახ. 5.1.** დეიტრონში ნუკლონების სპინებისა და ორბიტალური მომენტების შესაძლო ორიენტაციები.



თუკი დეიტრონიში ორბიტალური მომენტი  $L$  ტოლია 0-ის, მაშინ დეიტრონის მაგნიტური მომენტის სიდიდე იქნება:

$$\vec{\mu}_{(L=0)} = \vec{\mu}_p + \vec{\mu}_n = 2.793\vec{\mu}_N - 1.913\vec{\mu}_N = 0.88\vec{\mu}_N \quad (5.2)$$

განსხვავება ექსპერიმენტული მნიშვნელობისაგან  $\vec{\mu}_{\text{ექს}} = 0.857$  მიუთითებს იმაზე, რომ  $L = 2$  მდგომარეობის წვლილი დეიტრონიში შეადგენს ~4%-ს.



ნახ. 5.2. დეიტრონის მართკუთხა პოტენციალური ორმო

ნუკლონ-ნუკლონური  $n$ - $p$  პოტენციალის არჩევა მართკუთხა ორმოს სახით, რომლის სიღრმეა  $V_0 \approx 35$  მევ და სიგანე = 2 ფმ, კარგად აღწერს დეიტრონის მახასიათებლებს. შრედინგერის განტოლებას დეიტრონისთვის არეებში  $r < a$  და  $r > a$ , აქვს სახე:

$$\frac{d^2 u_1}{dr^2} + k^2 u_1 = 0, u_1 = A \sin kr, k = \frac{\sqrt{M_N(V_0 - W)}}{\hbar}, r < a \quad (5.3)$$

$$\frac{d^2 u_2}{dr^2} + \gamma^2 u_2 = 0, u_2 = C e^{-\gamma r}, \gamma = \frac{\sqrt{M_N W}}{\hbar}, r > a \quad (5.4)$$

დეიტრონის რადიუსი  $R_D$  განისაზღვრება შემდეგნაირად:

$$R_D = (1/\gamma) \text{ფმ} \quad (5.5)$$

ბმის ენერჯიის მცირე მნიშვნელობის გამო  $W \approx 2.2$  მევ დეიტრონი წარმოადგენს «მყიფე» ნაწილაკს. დეიტრონის რადიუსი სიდიდით ახლოსაა ბირთვის რადიუსთან, რომლის მასური რიცხვია  $A \approx 50$ .

## 56. ამოცანა

1988 წელს ცერნში ნელ ანტიპროტონებს ატარებდნენ წყალბადის კამერაში. ამ დროს დაიკვირვებოდა პროტონიუმის ( $P\bar{P}$ ) წარმოქმნის პროცესი. გამოსხივების ენერგია, რომელიც შეესაბამებოდა  $2p-1s$  გადასვლას, აღმოჩნდა  $10.1\text{კეეV}$ -ის ტოლი. განვსაზღვროთ ძლიერი ურთიერთქმედების წვლილი ენერგეტიკულ სხვაობაში მოცემული მდგომარეობების შესაბამის დონეთა შორის.

### ამოხსნა:

რენტგენული კვანტის ენერგიისათვის მივიღებთ:

$$E = \left(\frac{m_p}{2}\right) \frac{e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right) \cong 9.4\text{კეეV}$$

დაყვანილი მასა ტოლია პროტონის მასის ნახევრის ( $\frac{m_p}{2}$ ). გამოთვლილ მნიშვნელობასა და ექსპერიმენტულ შედეგებს შორის განსხვავება არის  $10.1\text{კეეV} - 9.4\text{კეეV} = 0.7\text{კეეV}$ . სწორედ ეს სიდიდე გვიჩვენებს ძლიერი ურთიერთქმედების წვლილს, დამატებით კულონურ ურთიერთქმედების შედეგად მიღებულთან შედარებით, დონეების ენერგეტიკულ წანაცვლებაში. ძლიერი ურთიერთქმედება გავლენას ახდენს მხოლოდ  $1s$  დონის წანაცვლებაზე. ძლიერი ურთიერთქმედების შედეგად ეს დონე „სუფთა კულონის“ მნიშვნელობასთან შედარებით წანაცვლებებს  $\delta E \approx 0.7\text{კეეV}$ -ით.

ჩავთვალოთ, რომ ძლიერი ურთიერთქმედება აღინერება იუკავას პოტენციალით:

$$U(r) = -\left(\frac{g^2}{r}\right) \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right),$$

სადაც  $r_0 = 0.8 \cdot 10^{-13}\text{სმ}$  (პროტონის რადიუსია).

შევაფასოთ ძლიერი ურთიერთქმედების კონსტანტა  $g^2/\hbar c$ , პროტონიუმის პროტონ-ანტიპრონი ( $p\bar{p}$ ) სისტემისთვის.

პროტონიუმის რადიალური ტალღური ფუნქცია  $1s$  მდგომარეობაში, ანალოგიურად წყალბადის ატომისა, მოიცემა ასეთი სახით:

$$\Psi = (\pi r_b^3)^{-1/2} \exp\left(-\frac{r}{r_b}\right),$$

სადაც  $r_b$  პროტონიუმის ბორის რადიუსია:

$$r_b = \frac{2\hbar^2}{m_p e^2} = \frac{2\hbar^2 c^2}{m_p c^2 e^2} = \frac{2\hbar c}{(m_p c^2) \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)} = \frac{2 \cdot 197\text{მეეV} \cdot \text{ფმ}}{938 \cdot \frac{1}{137}\text{მეეV}} = 5.8 \cdot 10^{-12}\text{სმ}$$

ძირითადი მდგომარეობის ენერგია.

$$|E| = \frac{m_p e^2}{4\hbar^2} \gg \delta E.$$

ძლიერი ურთიერთქმედების წვლილია

$$\delta E \approx \langle U \rangle = \int \Psi^* U \Psi dV = 4\pi \int \Psi^2 U r^2 dr = -\frac{4\pi g^2}{\pi r_b^3} \int r \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right) \exp\left(-\frac{2r}{r_b}\right) dr.$$

რადგან  $r_b \gg r_0$  შეიძლება ჩაითვალოს, რომ  $\exp(-\frac{2r}{r_b}) \approx 1$ , მაშინ გვექნება:

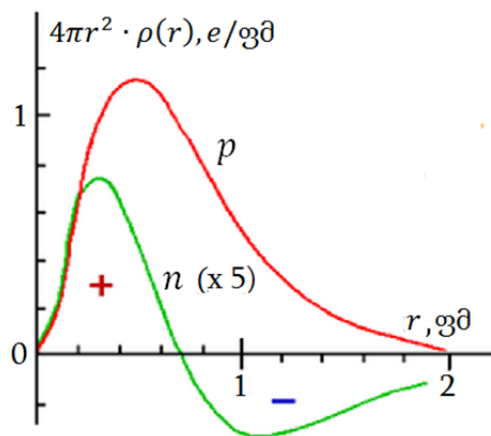
$$\delta E \approx -\frac{4\pi q^2}{\pi r_b^3} \int r \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right) dr = \frac{4q^2 r_0^2}{r_b^3} \approx 0.7 \text{ კეეV}$$

თუ ჩავსვავთ შესაბამისი რიცხვით  $r_b = 5.8 \cdot 10^{-12}$  სმ,  $r_0 = 0.8 \cdot 10^{-13}$  სმ,  $\hbar c = 197$  მეეV · ფმ მნიშვნელობებს, მივიღებთ:  $q^2/\hbar c = 0.28$ .

## ნუკლონები: ნეიტრონი, პროტონი

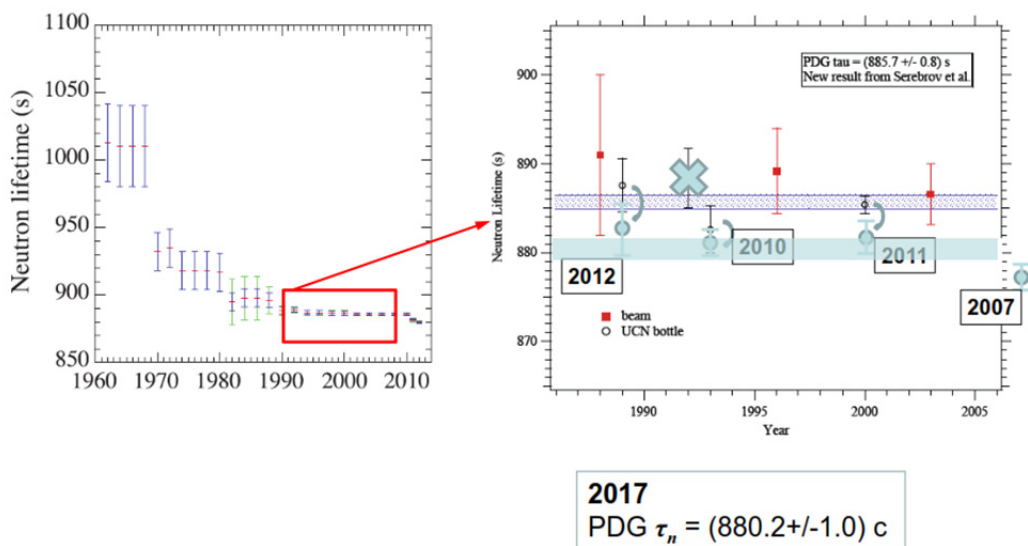
ცხრილი 5.2. პროტონისა და ნეიტრონის მახასიათებელი სიდიდეები

მახასიათებელი სიდიდე	P-პროტონი	n-ნეიტრონი
სპინი $J^P$	1/2	1/2
მასა (მ.ა.ე.)	1.00727646688	1.0086649159
მასა (მეეV/c <sup>2</sup> )	938.272081 ± 0.000006	939.565413 ± 0.000006
საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა	$t > 10^{33}$ წელი	880.2 ± 1.0 ნმ
მაგნიტური მომენტი $\mu$	2.792847351 $\mu_N$	-1.9130427 $\mu_N$
ელექტრული დიპოლური მომენტი $d$	< 0.54 · 10 <sup>-23</sup> e სმ	< 0.30 · 10 <sup>-25</sup> e სმ
საშუალო კვადრატული მუხტური რადიუსი $\langle r^2 \rangle$	0.7071 ± 0.0004 ფმ	



ნახ. 5.3 ელექტრული მუხტის განაწილება ნეიტრონში და პროტონში

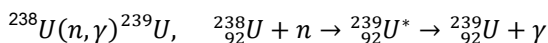
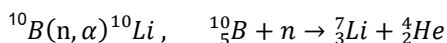
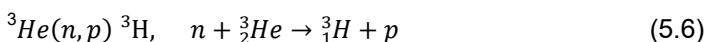
ნეიტრონი „დამაგნიტებული“ – გააჩნია მაგნიტური მომენტი. ნეიტრონის მოცულობით გასაშუალებული ელექტრული მუხტი ნულია. ექსპერიმენტულად მიღებულია, რომ ნუკლონს აქვს რთული შინაგანი სტრუქტურა. ის შედგება კვარკებისაგან.



ნახ. 5.4 ნეიტრონის სიცოცხლის ხანგრძლივობის განსაზღვრის ექსპერიმენტული შედეგები.

### რეაქციები ნეიტრონების მონაწილეობით

მოვიყვანოთ ბირთვული რეაქციის მაგალითები, რომლებშიც მონაწილეობენ ნეიტრონები:



ნეიტრონების ყველაზე მძლავრი ნაკადები მიიღება რეაქტორზე. ამიტომ, პრაქტიკულად, ძირითადი ფუნდამენტური და გამოყენებითი-პრაქტიკული კვლევების ჩატარება ხდება ატომურ რეაქტორზე. ბირთვული რეაქტორის ძირითადი მახასიათებელი სიდიდეა მისი სიმძლავრე. მგვრტ სიმძლავრე შეესაბამება ჯაჭვურ რეაქციას, რომელშიც ხდება  $3 \cdot 10^{15}$  დაშლა/წმ-ში.

### სხვადასხვა ენერგიის ნეიტრონების თვისებები

ნივთიერებაში გავლისას ნეიტრონები მონაწილეობენ სხვადასხვა ტიპის ბირთვულ რეაქციებში და დრეკადი გაფანტვის პროცესში. ნეიტრონების ნივთიერებაში გავლისას ყველა ეს პროცესი განაპირობებს მაკროსკოპულ თვისებებს: ენერგიის

დაკარგვა, დიფუზია, შთანთქმა და სხვა. იმის გამო, რომ ნეიტრონს არა აქვს მუხტი, ის პრაქტიკულად არ ურთიერთქმედებს ატომურ ელექტრონებთან. ამიტომ, გარემოს ატომური მახასიათებლები არ თამაშობენ არავითარ როლს ნეიტრონების გავრცელებისას გარემოში. ნეიტრონების ურთიერთქმედება სუფთა ბირთვული პროცესია.

ნეიტრონების ბირთვთან ურთიერთქმედების (ჩაჭერის) კვეთი იზრდება ნეიტრონების  $v$  სიჩქარის უკუპროპორციულად

$$\sigma \sim \frac{1}{v}. \tag{5.7}$$

ამ თვისების მიხედვით განასხვავებენ ნეიტრონების ორ დიდ ჯგუფს – **ნელი** და **სწრაფი** ნეიტრონების ჯგუფი. ამ ორ ჯგუფს შორის არ არსებობს მკვეთრი საზღვარი. ის დევს 1000ევ არეში. სახელი **ნელი** პირობითია:

ნეიტრონებს ენერგიით 0.025ევ აქვთ სიჩქარე 2კმ/წმ.

მიღებულია ნელი ნეიტრონების დაყოფა სამ ჯგუფად: **ცივი, სითბური და რეზონანსული**.

**ცივი** ეწოდებათ ნეიტრონებს, რომელთა ენერგია მცირეა 0.025ევ:  $E_{ცივი} < 0.025ევ$ . ცივი ნეიტრონებისათვის მკვეთრად გამოხატულია ტალღური ბუნება, რადგან მათი ტალღის სიგრძე მნიშვნელოვნად აღემატება ატომშორის მანძილს. ენერგია  $E_{სითბ} = 0.025ევ$  განსაზღვრავს **სითბური** ნეიტრონების ენერგიის რიგს. კელვინის აბსოლუტურ ტემპერატურულ შკალაზე ეს ენერგია შეესაბამება  $T = 300^{\circ}$ , ანუ ოთახის ტემპერატურას ცელსიუსის შკალაზე. ენერგია  $E_{სითბ}$  შეესაბამება უაღბათეს სიჩქარეს ნეიტრონებისა, რომლებიც, ოთახის ტემპერატურაზე, იმყოფებიან გარემოსთან სითბურ წონასწორობაში.

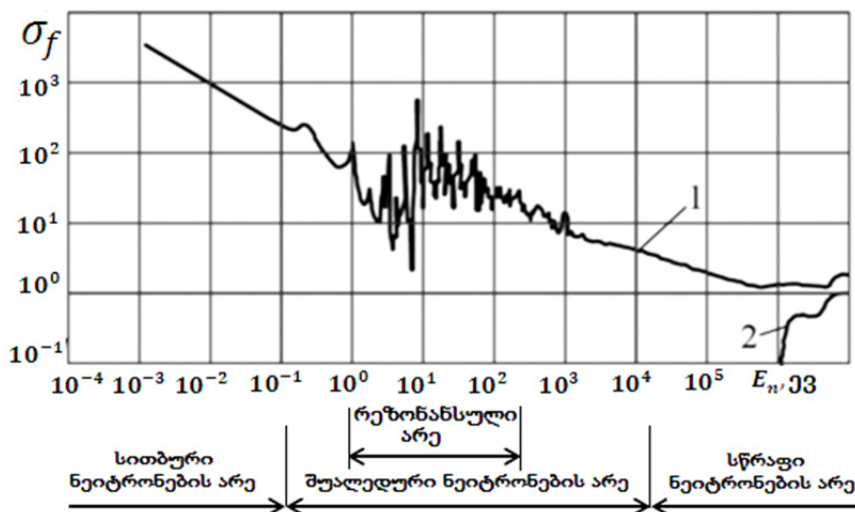
$$E_{სითბ} = kT, \tag{5.8}$$

სადაც  $k$ -ბოლცმანის მუდმივაა. ნეიტრონებს ენერგეტიკულ არეში 0.025ევ – 1კევ ეწოდებათ **რეზონანსული**, რადგან ამ არეში საშუალო და მძიმე ბირთვებისათვის სრული ნეიტრონული კვეთის სიდიდე დიდია და აქვს რეზონანსული ხასიათი (მრავალი ვიწრო-მცირე ენერგეტიკული სივანის პიკების ერთობლიობა).

### ცხრილი 5.3. რეაქციები ნეიტრონების მონაწილეობით

რეაქციის ტიპი	რეაქციის კვეთი
რადიაციული ჩაჭერა $(n, \gamma)$	რეალიზდება ყველა ბირთვზე. კვეთი: სითბური ნეიტრონებისათვის მოიცავს ფართო ინტერვალს 0.1 ბარნიდან $10^3$ და $10^4$ ბარნამდეც კი ( $^{135}_{55}Xe$ ); სწრაფი ნეიტრონებისათვის 0.1-დან რამოდენიმე ბარნამდე.
დრეკადი გაფანტვა $(n, n)$	კვეთი მოიცავს რამოდენიმე ბარნის არეს.
არადრეკადი გაფანტვა $(n, n')$	ზღურბლური რეაქცია. კვეთი არის რამოდენიმე ბარნის რიგის.

$(n, p)$	ყველაზე მნიშვნელოვანი რეაქციები: $n + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p + 0.76\text{მეე}, \sigma_{\text{სიბ}} = 5400 \text{ ბარნი},$ $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p + 0.63\text{მეე}, \sigma_{\text{სიბ}} = 1.75 \text{ ბარნი}$
$(n, \alpha)$	ყველაზე მნიშვნელოვანი რეაქციები: $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^3_1\text{H} + \alpha + 4.78\text{მეე}$ $\sigma_{\text{სიბ}} = 945 \text{ ბარნი}$ $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \alpha + 2.79\text{მეე}$ $\sigma_{\text{სიბ}} = 3840 \text{ ბარნი}$
$(n, 2n)$	ზღურბლური რეაქცია. ზღურბლი $\sim 10 - 15\text{მეე}$ . კვეთი რამოდენიმე ათეული ბარნი.
$(n, f)$	უმრავლეს შემთხვევაში ზღურბლური რეაქცია. კვეთის სიდიდე ძალზე მცირეა, ზოგიერთი გამონაკლისი შემთხვევის გარდა ${}^{235}_{92}\text{U}, {}^{238}_{92}\text{U}$ და სხვა.



ნახ. 5.5. ურანის იზოტოპების  ${}^{235}_{92}\text{U}$  და  ${}^{238}_{92}\text{U}$  გაყოფის კვეთის ნეიტრონების ენერგიაზე დამოკიდებულება: 1-  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , 2 –  ${}^{238}_{92}\text{U}$ .

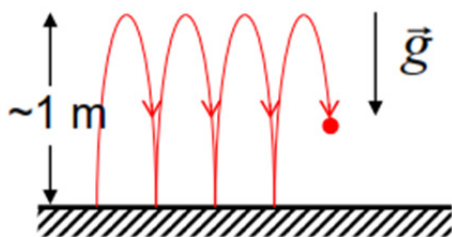
ნახ. 5.5-ზე მოყვანილია ურანის  ${}^{235}_{92}\text{U}$  და  ${}^{238}_{92}\text{U}$  იზოტოპების გაყოფის (ნეიტრონების შთანთქმის შედეგად) რეაქციის კვეთის ნეიტრონების ენერგიაზე დამოკიდებულება. ცხადია, რომ ურანის ბირთვების კვეთის ყოფაქცევა ცალსახადაა დაკავშირებული (პრაქტიკულად, იგივეა) ნეიტრონების შთანთქმის კვეთთან. აქედან გამომდინარე, შეგვიძლია ჩავატაროთ მოყვანილი შედეგების თვისობრივი აღწერა. ნახაზიდან ჩანს, რომ  ${}^{235}_{92}\text{U}$  იზოტოპისთვის ნეიტრონების შთანთქმის კვეთი გაცილებით მეტია, ვიდრე კვეთი  ${}^{238}_{92}\text{U}$  იზოტოპისთვის. ამასთან, როგორც ეს თეორიიდან გამომდინარეობს, ნეიტრონების ენერგიის შემცირებასთან ერთად, იზრდება ნეიტრო-

ნების შთანთქმის კვეთის სიდიდე. ნეიტრონების ენერჯის არეში 1-100ევ დაიკვირ-  
ვება მკვეთრად გამოსახული რეზონანსული სტრუქტურა. ნეიტრონებს ენერჯით  
1-100კეე ენოდებათ **შუალედური**. ხშირად ამ არეში შეაქვთ რეზონანსული ნეიტ-  
რონებიც. ამ არეში ცალკეული რეზონანსები შეერწყმიან ერთმანეთს და ქმნიან ე.წ.  
გიგანტურ რეზონანს (გამონაკლისს წარმოადგენენ მსუბუქი ბირთვები). **სწრაფ** ნეი-  
ტრონებს მიეკუთვნებიან ნეიტრონები ენერჯით შუალედში 100კეე-დან 14მეე-მდე.

### ულტრაცივი ნეიტრონები(უცნ)

უცნ ნეიტრონებს ენერჯით  $E \sim 10^{-7}$  ეე (შესაბამისი ტემპერატურაა  $T \sim 10^{-3} K$ )  
შეესაბამება  $v \sim 5$  მ/წმ (20 კმ/სთ) სიჩქარისა და  $\lambda \sim 50$  ნმ ტალღის სიგრძის ნეიტ-  
რონები.

უცნ შეიძლება ჩაჭერილ და ლოკალიზებულ იქნას ჩაკეტილ სივრცეში. ასეთ  
მდგომარეობაში მათი შენახვა შეიძლება დიდი დროის განმავლობაში.



ნახ. 5.6

ჩამჭერში უცნ იქცევა, როგორც გაცივებული იდეალური აირი. დრეკად არეკვ-  
ლათა რიცხვი შეადგენს  $10^5$ -ს.

### ნეიტრონული ტალღები გარემოში

ნეიტრონი ავლენს ტალღურ ბუნებას, თუ მისი დებროილის ტალღის სიგრძე  
იგივე რიგისაა ან აღემატება ატომებს შორის მანძილებს.

$$\lambda \geq 10^{-8} \text{ სმ.}$$

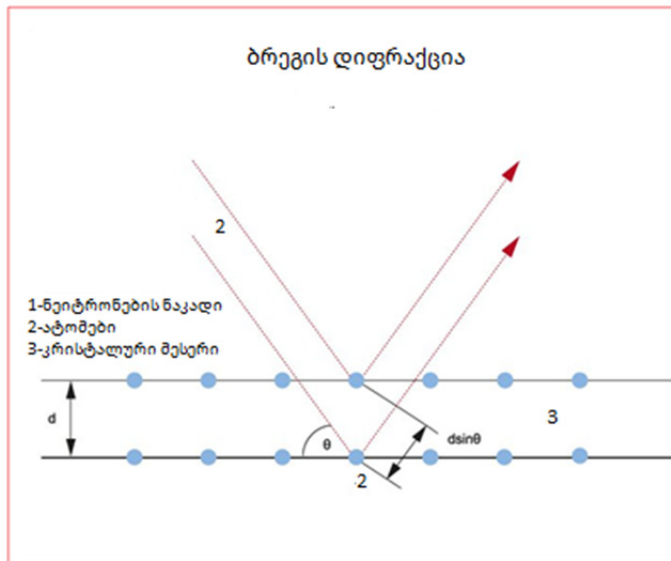
შევადართ ერთმანეთს  $\lambda = 10^{-8}$  სმ ტალღის სიგრძის ცივი ნეიტრონები და რენ-  
ტგენული გამოსხივება. ნეიტრონის დებროილის ტალღის სიგრძე ტოლია  $\lambda = 2\pi\hbar/P_n$ ,  
სადაც  $P_n$  ნეიტრონის იმპულსია. აქედან გამომდინარე

$$E_n = P_n^2/2m_n = 4\pi^2\hbar^2/2m_n\lambda^2 = 0.08 \text{ ეე}$$

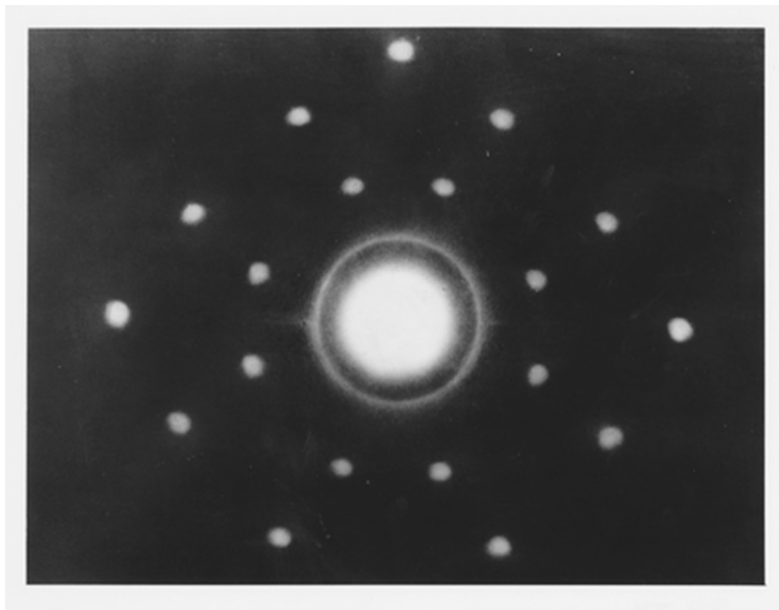
$$E_\gamma = cP_\gamma = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} = 12.5 \text{ კეე.}$$

კრისტალურ მესერზე გაბნევისას ნეიტრონები, ანალოგიურად რენტგენის სხი-  
ვებისა, ავლენენ ტალღურ ბუნებას, რაც გამოიხატება იმაში, რომ დაიკვირვება  
დიფრაქციული სურათი.

## ნეიტრონების დიფრაქცია



ნახ. 5.7. ბრევის დიფრაქცია.



ნახ. 5.8. ნეიტრონების პირველი დიფრაქციული სურათი მიღებული NaCl-ის კრისტალურ მესერზე, გრაფიტის რეაქტორზე 1948 წელს.

**ნეიტრონების შენელება** – ნეიტრონების გარემოს ბირთვებთან მრავალჯერადი გაფანტვის შედეგად კინეტიკური ენერგიის შემცირება. ენერგია სწრაფი ნეიტრონებისა, რომლებიც წარმოიქმნებიან ბირთვულ რეაქციებში  $> 1$ მევ. ატომბირთვებთან დაჯახებისას ისინი კარგავენ ენერგიის დიდ პორციებს, რომლებიც ძირითა-



დად ხმარდება ბირთვის ალგზნებასა და გახლეჩას. ერთი ან რამოდენიმე დაჯახების შემდეგ ნეიტრონის კინეტიკური ენერგია ხდება მცირე, ვიდრე სამიზნე ატომბირთვის ალგზნების მინიმალური ენერგია (ბირთვის გვარობაზეა დამოკიდებული და ეს ენერგია იცვლება რამოდენიმე ათეული კევიდან რამოდენიმე მევაამდე). ამის შემდეგ ნეიტრონების გაფანტვა ბირთვზე ხდება დრეკადი. ანუ ნეიტრონიდან ბირთვზე გადაცემული ენერგია ხმარდება მხოლოდ სამიზნე ბირთვის კინეტიკური ენერგიის გაზრდას. ანუ არ იცვლება ბირთვის შინაგანი მდგომარეობა. შენელება გამოიყენება ბირთვულ რეაქტორებში, რომლებიც მუშაობენ სითბურ ნეიტრონებზე.

დაჯახების ერთ აქტივი ნეიტრონი საშუალოდ კარგავს ენერგიის ნაწილს, რომელიც ტოლია  $2A/(A + 1)^2$ , სადაც  $A$  სამიზნე ბირთვის მასური რიცხვია. ეს წილი მცირეა მძიმე ბირთვებისათვის ( $1/100$  ტყვიისათვის) და დიდია მსუბუქი ბირთვებისათვის  $1/7$  ნახშირბადისთვის და  $1/2$ -წყალბადისათვის. ამიტომ შენელება ნეიტრონებისა მსუბუქ ბირთვებზე ხდება გაცილებით სწრაფად, ვიდრე მძიმე ბირთვებზე (ცხრ. 5.4).

#### ცხრილი 5.4

ნივთიერება	დაჯახებათა საშუალო რიცხვი $N$	შენელების საშუალო ხანგრძლივობა $t$ , მკნმ	საშუალო კვადრატული გადახრა $L_{კვ}$ , სმ
ტყვია	1600	1300	200
გრაფიტი	110	70	43
წყალი	23	3	13

ჩავთვალოთ, რომ შენელება ხდება შემოუსაზღვრავ გარემოში და ნეიტრონების სანყისი ენერგია არის  $1\text{მეე}-1\text{ევ}$  არეში. შენელების პროცესი გაგრძელდება მანამ, სანამ ნეიტრონების ენერგია არ გახდება (თერმალიზდება) გარემოს სითბური ენერგიის  $kT$  ტოლი.

ნეიტრონების შთანთქმა და დიფუზია ხდება როგორც შენელების პროცესში, ასევე შენელების შემდეგ. ნეიტრონების ნაწილი იკარგება, შთანთქმება ან გამოდის გარემოდან. როცა შენელება ხდება მსუბუქი ბირთვების გარემოში, ნეიტრონების შთანთქმის ალბათობა მცირეა და გარემოს დიდი ზომების შემთხვევაში ისინი გარდაიქმნებიან სითბურად. შენელება აუცილებელია, რადგან უმრავლეს ნეიტრონულ წყაროში გამოსხივებული ნეიტრონების ენერგია იცვლება ათეული კევიდან მევაამდე, მაშინ, როცა ნეიტრონული რეაქციები დიდი ალბათობით მიმდინარეობენ ნელი (სითბური) ნეიტრონებისათვის. შემნელებელი გარემოს ზომა გაცილებით უნდა აღემატებოდეს წყაროდან საშუალო კვადრატული გადახრის  $L$ -მანძილს.

ნეიტრონის ენერგიის შემცირებას ერთგვაროვან გარემოში აქვს ექსპონენციალური ხასიათი. როცა ნეიტრონის სანყისი ენერგიაა  $E_0$ , მაშინ მრავალჯერადი  $k$  – რაოდენობის თანმიმდევარ დაჯახებებში ხდება მისი შემცირება  $E_k$  მნიშვნელობამდე. კავშირი ამ ენერგიებს შორის მოიცემა ასეთი სახით:

$$E_k = E_0 \exp(-\xi k), \quad (5.9)$$

სადაც  $\xi$  – ენერგიის საშუალო ლოგარითმული დანაკარგია გაფანტვის ერთ აქტში.

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}, \quad (5.10)$$

წყალბადისათვის  $A = 1$ , ხოლო  $\xi = 1$ . მასური  $A$  რიცხვის ზრდასთან ერთად საშუალო ლოგარითმული ენერგეტიკული დანაკარგი სწრაფად მცირდება და უკვე  $A > 3$ ,  $\xi \approx \frac{2}{A+\frac{2}{3}}$ , ხოლო მძიმე ბირთვების გარემოში ( $A > 10$ ) შენელებისას  $\xi \approx 2/A$ .

საშუალო ენერგეტიკული დანაკარგის აბსოლუტური მნიშვნელობა, რომელიც დაკავშირებულია  $\xi$ -თან, გამოისახება შემდეგნაირად:

$$\Delta E = \Sigma_s \xi, \quad (5.11)$$

სადაც  $\Sigma_s$  გაფანტვის კვეთის მაკროსკოპული მნიშვნელობაა, ხოლო  $\xi$  არის მოცემული გარემოსთვის ნეიტრონების ენერგიის ლოგარითმული დეკრამენტი. ეს ნამრავული წარმოადგენს მოცემული გარემოს **შენელების უნარიანობას**.

**ამრიგად მსუბუქი ბირთვები** უფრო ეფექტურად ამცირებენ ნეიტრონების ენერგიას.

გარემოს თვისება, რომ კარგად შენელებს და კარგად შეინახოს (ნაკლებად შთანთქმას) ნეიტრონები, შეიძლება დავახასიათოთ გარემოს შენელების კოეფიციენტით, რომელიც წარმოადგენს შეფარდებას გარემოს შენელების უნარიანობისა და შთანთქმის მაკრო კვეთის სიდიდესთან.

$$k_p = \frac{\Sigma_s \xi}{\Sigma_a}, \quad (5.12)$$

სადაც  $\Sigma_s$  და  $\Sigma_a$  ნეიტრონების შენელებისა და შთანთქმის მაკროსკოპული კვეთებია შესაბამისად.

განვიხილოთ წყალბადის გარემო. რადგან ნეიტრონისა და პროტონის მასები ერთმანეთის ტოლია, ამიტომ, ენერგიის შენახვის კანონიდან გამომდინარე

$$E_0 = \frac{Mv^2}{2} = \frac{Mv_n^2}{2} + \frac{Mv_p^2}{2}, \quad (5.13)$$

სადაც  $E_0$  და  $v$  ნეიტრონის ენერგია და სიჩქარეა სანყის მომენტში, ხოლო  $v_n$  და  $v_p$  ნეიტრონისა და პროტონის სიჩქარეებია დაჯახების შემდეგ. რადგან მასათა ინერციის ცენტრის სისტემაში გაფანტვა იზოტროპულია, ამიტომ საშუალოდ პროტონისა და ნეიტრონის ენერგია დაჯახების შემდეგ იქნება ერთნაირი (მასების ტოლობის გამო):

$$E_1 = \frac{\overline{Mv_n^2}}{2} = \frac{\overline{Mv_p^2}}{2} = \frac{E_0}{2} \quad (5.14)$$

$E_1$ -ნეიტრონის საშუალო ენერგიაა დაჯახების შემდეგ. წყალბადის გარემოში ნეიტრონის ენერგია დაჯახების ყოველ აქტში საშუალოდ მცირდება ორჯერ. ხოლო სხვა გარემოში ენერგიის საშუალო დანაკარგი დაჯახების თითოეულ აქტში ტოლია

$$E_1 = 1 - \frac{2A}{(A + 1)^2}. \quad (5.15)$$

მაგალითად, თუ შემნელებელ გარემოს წარმოადგენს ნახშირბადი (გრაფიტი)  $^{12}\text{C}$ , მაშინ  $E_1 \approx 0.8E_0$ . ნახშირბადში ენერგია მცირდება ორჯერ დაახლოებით სამჯერადი დაჯახების შემდეგ. კარგი შემნელებელი უნდა იყოს ნეიტრონების ცუდი შთანთქმელი (შთანთქმის კვეთი უნდა იყოს მცირე). შთანთქმის კვეთის მნიშვნელობა მცირეა დეიტერიუმზე და ჟანგბადზე. ამიტომ, საუკეთესო შემნელებელს წარმოადგენს მძიმე წყალი  $D_2O$ . შედარებით ცუდი შემნელებელია ჩვეულებრივი წყალი  $H_2O$ , რადგან წყალბადი შთანთქავს ნეიტრონებს მნიშვნელოვნად ინტენსიურად, ვიდრე დეიტრონი. ასევე ნორმალური შემნელებლებია ნახშირბადი, ბერილიუმი, ბერილიუმის დიოქსიდი.

მნიშვნელოვანია ის ფაქტი, რომ ენერგიის დანაკარგი პროპორციულია დაცემული ნეიტრონის ენერგიისა. მაგალითად, წყალბადის ატომთან დაჯახებისას 1მეგ ენერგიის ნეიტრონი კარგავს 0.5მეგ-ს, ხოლო 10მეგ ენერგიის ნეიტრონი მხოლოდ 5მეგ-ს. შენელების ხანგრძლივობა და შენელებისას გავლილი მანძილი სუსტადაა დამოკიდებული ნეიტრონის სანყის ენერგიაზე. გამონაკლისს წარმოადგენენ წყალბადის შემცველი ნივთიერებები. ნეიტრონ-პროტონის ურთიერთქმედების კვეთი მნიშვნელოვნად მცირდება ენერგიის გაზრდით 100კევის ზემოთ. შენელების სიგრძე წყალბადისშემცველ გარემოში ძლიერადაა დამოკიდებული ნეიტრონის ენერგიაზე. ნეიტრონის შენელების დრო არაა დიდი. მაგალითად, ენერგიის შენელებისას 1მევიდან 100კევა-მდე ტყვიაშიც კი ის შეადგენს  $4 \cdot 10^{-4}$ წმ-ს. შენელების მნიშვნელოვანი მახასიათებელი სიდიდეა **შენელების მანძილი**, რომელიც აღინიშნება  $\tau^{1/2}$  [სმ].  $\tau$  – არ წარმოადგენს დროს, ის არის მანძილის კვადრეტი, მას დაარქვეს (ე.ფერმი) **ნეიტრონის ასაკი**. ამ სიდიდის არსი მდგომარეობს იმაში, რომ

$$\tau = \frac{\overline{r_g^2}}{6}, \quad (5.16)$$

სადაც  $\overline{r_g^2}$  საშუალო კვადრატული მანძილია, რომელზედაც შორდება ნეიტრონი წყაროს შენელების პროცესში ენერგიიდან 1მეგ-დან 1მეგ-მდე. შენელების მანძილი კარგ შემნელებელში შეადგენს ათეულ სანტიმეტრს. (ცხრილი 5.4)

### ცხრილი 5.5

მახასიათებლები	ნივთიერება					
	$H_2O$	$D_2O$	$Be$	$BeO$	$C$	$Zr$
$\rho, \text{გ/სმ}^3$	1.0	1.10	1.85	2.96	1.6	6.4
$\xi$	0.926	0.509	0.207	0.174	0.158	0.0218
$\Sigma_s, \text{სმ}^{-1}$	1.495	0.352	0.749	0.670	0.405	0.344
$\xi \cdot \Sigma_s, \text{სმ}^{-1}$	1.35	0.179	0.155	0.120	0.064	0.0075
$k_g$	61	1900	125	170	170	0.93
$\tau, \text{სმ}^2$	26.9	118.0	90.0	95.0	297	2082.4

დანყებული ენერგიიდან 0.5-1ევ ნეიტრონების დაჯახებისას ბირთვებთან მნიშვნელოვანი ხდება ატომების სითბური ენერგია. ნეიტრონების განაწილება მიისწრაფვის წონასწორულ, ანუ მაქსველის განაწილებისაკენ:

$$\frac{dN}{dE} \approx e^{-\frac{E}{kT}} \cdot E^{\frac{1}{2}}, E < 1\text{ევ}. \quad (5.13)$$

ამ პროცესს ნეიტრონების **თერმალიზაცია** ეწოდება.

### ნეიტრონების გენერაცია

მძიმე ბირთვი, ნეიტრონებით სპონტანური დაშლისას, იხლიჩება ორ ნაწილად და ამ დროს წარმოიქმნებიან მეორადი ნეიტრონები. მეორადი (მყისიერი) ნეიტრონების რიცხვი ტოლია 2.479, 2.416, 2.862 და 2.938 ბირთვებისათვის  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  და  $^{241}\text{Pu}$  შესაბამისად.

### 57. ამოცანა

რკინის ბირთვების მიერ სითბური ნეიტრონების შთანთქმის კვეთი შეადგენს 2.5 ბარნს, რკინის სიმკვრივეა 7.8 გ/სმ<sup>3</sup>. შევაფასოთ სითბური ნეიტრონების თავისუფალი განარბენის სიდიდე რკინაში.

**ამოხსნა:**

ნეიტრონების ნაკადის შესუსტება ნივთიერების თხელ ფენაში ემორჩილება ექსპონენციალურ კანონს  $I = I_0 e^{-n\sigma x}$ , სადაც  $I_0$  და  $I$  ნეიტრონების ნაკადის სიმკვრივეა საწყის მომენტში და  $x$ -სისქის გარემოში გავლის შემდეგ შესაბამისად.

$n = \frac{N_a \cdot \rho}{A}$  ბირთვების კონცენტრაციაა მოცულობის ერთეულში,  $\sigma$  – ურთიერთქმედების სრული კვეთია ნივთიერებაში. თავისუფალი განარბენი  $L = \frac{1}{n\sigma}$ , თუ დავუშვებთ, რომ  $\sigma \approx \sigma_{\text{შ}}$ , მაშინ მივიღებთ

$$L = \frac{1}{n\sigma} = \frac{A}{\rho N_a \sigma} = 4.8\text{სმ},$$

( $A = 56\text{გ}, \rho = 7.8\text{ გ/სმ}^3, N_a = 6.02 \cdot 10^{23}\text{ მოლი}^{-1}, \sigma = 2.5 \cdot 10^{-24}\text{ სმ}^2$ ).

### 58. ამოცანა

სითბური ნეიტრონების რა ნაწილი შთანთქმდება 1სმ სისქის რკინის შრეში, თუ შთანთქმის კვეთის სიდიდე ტოლია  $\sigma = 2.5$  ბარნის ( $10^{-24}\text{ სმ}^2$ )?

**ამოხსნა:**

$$I/I_0 = e^{-n\sigma x}, \quad n = \frac{N_a \cdot \rho}{A}, \quad \sigma \approx \sigma_{\text{შ}}$$

( $A = 56\text{გ}, \rho = 7.8\text{ გ/სმ}^3, N_a = 6.02 \cdot 10^{23}\text{ მოლი}^{-1}, \sigma = 2.5 \cdot 10^{-24}\text{ სმ}^2$ ),  $I/I_0 \approx 0.81$ .

## 59. ამოცანა

ბირთვების რა რაოდენობა უნდა დაიშალოს  $^{235}\text{U}$ -ში  $1\text{კვტ}$  სიმძლავრის მისაღებად? ურან-235 რა რაოდენობა იშლება წამში  $1000\text{მგვტ}$  სიმძლავრის რეაქტორში?

**ამოხსნა:**

ერთი გაყოფის პროცესში გამოიყოფა  $200\text{მეგ} = 3.2 \cdot 10^{-11}\text{ჯ}$ .  $1\text{კვტ} = 1\text{ჯ/წმ}$  მას შეესაბამება  $\approx 3.1 \cdot 10^{10}$  გაყოფა/წმ. შესაბამისად  $1000\text{მგვტ}$  სიმძლავრეს შეესაბამება გაყოფათა რიცხვი ერთ წამში  $3.1 \cdot 10^{19}$ , ხოლო ურანის მასა შესაბამისად იქნება

$$(3.1 \cdot 10^{19}) \cdot 235 \cdot 1 \text{ მ.ა.ე.} = (3.1 \cdot 10^{19}) \cdot 235 \cdot 1.66 \cdot 10^{-24} \text{ გ} \approx 12 \text{ მგ.}$$

უნდა აღინიშნოს, რომ ეს შეესაბამება  $1\text{კვტ}$  ურანის წვას (დაშლას) დღე-ღამეში.

## 60. ამოცანა

ვაჩვენოთ, რომ გაყოფის ენერჯიის ძირითადი წილი გამონთავისუფლდება ნამსხვრევების კინეტიკური ენერჯიის სახით.

**ამოხსნა:**

ეს დასკვნა გამომდინარეობს იქიდან, რომ კულონური განზიდვის ენერჯია ორი ნამსხვრევისა მიახლოებით ტოლია ბირთვის გაყოფის ენერჯიისა. ელექტრული განზიდვის გამო ნამსხვრევების ურთიერთქმედების კულონური ენერჯია გადადის მათ კინეტიკურ ენერჯიაში. შევაფასოთ ამ ენერჯიის მნიშვნელობა ერთნაირი მასის ნამსხვრევებისათვის:

$$E_{\text{კულ}} \approx \frac{e^2 Z^2}{2R} = \frac{\alpha \cdot \hbar c \cdot Z^2}{2r_0 A^{\frac{1}{3}}} = \frac{197 \cdot 46^2}{137 \cdot 2 \cdot 1.3 \cdot 120^{\frac{1}{3}}} \approx 240\text{მეგ},$$

სადაც  $Z$  და  $R$  ნამსხვრევის მუხტი და რადიუსია შესაბამისად,  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$  – ნაზი სტრუქტურის მუდმივა,  $\hbar c = 197\text{მეგ}\cdot\text{ფმ}$ . ურანის გაყოფისას ორ ერთნაირ ნამსხვრევად ( $A \approx 240/2$ ,  $Z = 92/2$ ) (სიმეტრიული გაყოფა), თითოეულის რადიუსია  $R \approx 1.3A^{1/3}\text{ფმ}$ .

## 61. ამოცანა

გამოვთვალოთ, რა სიდიდის ენერჯია გამოიყოფა  $1\text{გ}$  ურანის გაყოფისას? ურანისათვის  $A \approx 240$ . ჩავთვალოთ, რომ ურანი იყოფა დაახლოებით ტოლი მასის ნამსხვრევებად ( $A_1 = A_2 \approx 120$ ), ხოლო ნუკლონის კუთრი ბმის ენერჯია იზრდება,  $\epsilon_{240} \approx 7.6\text{მეგ}\cdot\text{დან}$   $\epsilon_{120} \approx 8.5\text{მეგ}\cdot\text{მდე}$ .

**ამოხსნა:**

ერთ ნუკლონზე მოსული ბმის ენერჯია შეადგენს

$$\Delta\epsilon = \epsilon_{120} - \epsilon_{240} \approx (8.5 - 7.6)\text{მეგ} = 0.9\text{მეგ}.$$

ბირთვების რიცხვი  $N$  ნიმუშის  $m$  მასაში მოიცემა თანაფარდობით  $N = mN_A/A$ , სადაც  $N_A$  ავოგრაძოს რიცხვია, ხოლო  $A$  – მასური რიცხვი.  $1\text{გ}$  ურანის დაშლისას გამოყოფილი ენერჯიაა  $E = N \cdot \Delta\epsilon \cdot A = m \cdot N_A \cdot \Delta\epsilon = 1\text{გ} \cdot 6.02 \cdot 10^{23} \text{ გ}^{-1} \cdot 0.9\text{მეგ} = 5.4 \cdot 10^{23}\text{მეგ} \approx 10^{11}\text{ჯ}$ .

## 62. ამოცანა

ბირთვების რა რაოდენობა უნდა დაიშალოს  $16\text{მ}$ -ში  $1\text{ვტ}$  სიმძლავრის მისაღებად? ურან-235 რა რაოდენობა იშლება ნამში  $1000\text{მგვტ}$  სიმძლავრის რეაქტორში?

**ამოხსნა:**

ერთი გაყოფის პროცესში გამოიყოფა  $200\text{მეგ} = 3.2 \cdot 10^{-11}\text{ჯ}$ .  $1\text{ვტ} = 1\text{ჯ/წმ}$  მას შეესაბამება  $\approx 3.1 \cdot 10^{10}$  გაყოფა/წმ. შესაბამისად,  $1000\text{მგვტ}$  სიმძლავრეს შეესაბამება გაყოფათა რიცხვი ერთ წამში  $3.1 \cdot 10^{19}$ , ხოლო ურანის მასა შესაბამისად იქნება

$$(3.1 \cdot 10^{19}) \cdot 235 \cdot 1 \text{ მ.ა.ე.} = (3.1 \cdot 10^{19}) \cdot 235 \cdot 1.66 \cdot 10^{-24} \text{ გ} \approx 12 \text{ მგ.}$$

უნდა აღინიშნოს, რომ ეს შეესაბამება  $1\text{კვ}$  ურანის წვას (დაშლას) დღე-ღამეში.

## 63. ამოცანა

$^{235}\text{U}$  სითბური ნეიტრონების შთანთქმისას ყველაზე ალბათურად იშლება – იყოფა ბირთვებად  $^{139}\text{Xe}$  და  $^{92}\text{Sr}$ . მათი კინეტიკური ენერგიების ჯამი ტოლია  $170\text{მეგ}$ . ჩავთვალოთ, რომ დედა ბირთვი – ურანი იყო უძრავი და განვსაზღვროთ, როგორ გადანაწილდა ჯამური კინეტიკური ენერგია გაყოფის შედეგად მიღებულ ნამსხვრევებზე  $^{139}\text{Xe}$  და  $^{92}\text{Sr}$ . განვსაზღვროთ მათი მოძრაობის სიჩქარეები.

**ამოხსნა:**

ენერგიის შენახვის კანონიდან

$$T_{Xe} + T_{Sr} = T.$$

იმპულსის შენახვის კანონიდან

$$\begin{aligned} P_{Xe} &= P_{Sr} \text{ ან } P_{Xe}^2 = P_{Sr}^2 \\ M_{Xe} \frac{P_{Xe}^2}{2M_{Xe}} &= M_{Sr} \frac{P_{Sr}^2}{2M_{Sr}} \\ M_{Xe} \cdot T_{Xe} &= M_{Sr} \cdot T_{Sr} \\ T_{Xe} &= T \frac{M_{Xe}}{M_{Xe} + M_{Sr}} = 170 \cdot \frac{95}{95 + 139} = 69\text{მეგ} \\ T_{Sr} &= T \frac{M_{Sr}}{M_{Xe} + M_{Sr}} = 170 \cdot \frac{139}{95 + 139} = 101\text{მეგ} \end{aligned}$$

## 64. ამოცანა

ვაჩვენოთ, რომ ურანის ბირთვის გაყოფის ენერგიის ძირითადი წილი გამონთავისუფლდება ნამსხვრევების კინეტიკური ენერგიის სახით.

**ამოხსნა:**

ეს დასკვნა გამომდინარეობს იქიდან, რომ ორი ნამსხვრევის კულონური განზიდვის ენერგია მიახლოებით ტოლია ბირთვის გაყოფის ენერგიისა. ელექტრული განზიდვის გამო ნამსხვრევების ურთიერთქმედების კულონური ენერგია გადადის

მათ კინეტიკურ ენერგიაში. შევაფასოთ ამ ენერგიის მნიშვნელობა ერთნაირი მასის ნამსხვრევებისათვის:

$$E_{კლ} \approx \frac{e^2 Z^2}{2R} \approx \frac{\alpha \cdot \hbar c \cdot Z^2}{2r_0 \cdot A^{1/3}} \approx \frac{197 \cdot 46^2}{137 \cdot 2 \cdot 1.3 \cdot 120^2} \approx 240(\text{მეე}),$$

სადაც  $Z$  და  $R$  – ნამსხვრევის მუხტი და რადიუსია შესაბამისად,  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$  – ნაზი სტრუქტურის მუდმივაა,  $\hbar c = 197$  მეე·ფმ. ურანის გაყოფისას ორ ერთნაირ ნამსხვრევად ( $A \approx 240/2$ ,  $Z = 92/2$ ) (სიმეტრიული გაყოფა), თითოეულის რადიუსია  $R \approx 1.3A^{1/3}$  ფმ.

### 65. ამოცანა

ნეიტრონების ურთიერთქმედებისას ბირთვთან რეაქციის დიფერენციალური კვეთის  $d\sigma/d\Omega$  მნიშვნელობა  $90^\circ$  გაფანტვის კუთხეზე შეადგენს 10 მბ/სტერად. გამოვთვალოთ ინტეგრალური კვეთის სიდიდე, თუ დიფერენციალური კვეთის კუთხეზე დამოკიდებულებას აქვს სახე  $1+2\sin\theta$ .

**ამოხსნა:**

$$\begin{aligned} \sigma &= \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \Omega = a \iint_0^{2\pi} (1 + 2\sin\theta) \sin\theta d\theta d\varphi = \\ &= 2\pi a \left( \int_0^\pi \sin\theta d\theta + 2 \int_0^\pi \sin^2\theta d\theta \right) = 2\pi a(2 + \pi) \end{aligned}$$

ვიპოვოთ კონსტანტა  $a$  პირობიდან  $a(1 + 2\sin 90^\circ) = 10$ .  $a = 10/3$  მბ/სტერად. შედეგად მივიღებთ

$$\sigma = \frac{2\pi \cdot 10(2 + \pi)}{3} = 108 \text{ მბ.}$$

### 66. ამოცანა

ნელი ნეიტრონების ( $T_n=1$  კეე) გაფანტვა ბირთვებზე იზოტროპულია. როგორ შეიძლება ავხსნათ ეს ფაქტი?

**ამოხსნა:**

შევაფასოთ მძიმე ბირთვის  $^{238}\text{U}$  ცენტრიდანული ბარიერის სიმაღლე ნეიტრონებისთვის

$$B_\gamma = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu_n R^2} = \frac{\hbar^2 c^2 l(l+1)}{2c^2 2\mu_n r_0^2 A^{2/3}} \cong \frac{(197)^2 l(l+1)}{2 \cdot 940 \cdot (1.3)^2 \cdot (238)^{2/3}} \cong 0.3l(l+1) \text{ მეე.}$$

ამრიგად  $B_\gamma > 1$  კეე, როცა  $l \neq 0$ , ანუ ნეიტრონები ენერგიით  $\approx 1$  კეე ბირთვთან ეფექტურად ურთიერთქმედებენ, მხოლოდ როცა  $l = 0$ , ამ დროს ფარდობითი მოძრაობის ტალღური ფუნქცია სფერულად სიმეტრიულია, ხოლო კუთხური განაწილება ინერციის ცენტრის სისტემაში იზოტროპულია.

## 6. აქტივაციის განტოლება. აქტივაციური ანალიზის მეთოდები

აქტივაციური ანალიზი არის ანალიზური მეთოდი საკვლევი ობიექტების რაოდენობრივი და ხარისხობრივი კვლევისა. ეს მეთოდი ეყრდნობა რადიაქტიური ბირთვების გამოსხივებას, რომელთა აღგზნება ხდება ნეიტრონების, გამა ნაწილაკების და სხვა ნაწილაკებით ბომბარდირებისას. ამ დროს ხდება არა მარტო საკვლევი ბირთვების გამოსხივების გამოკვლევა, არამედ ბირთვული გარდაქმნის პროცესში წარმოქმნილი სხვა იზოტოპების გამოსხივების დამზერა.

ბირთვების წარმოქმნის სიჩქარე განისაზღვრება ორი პროცესით: ბირთვების დაგროვება ბირთვული პროცესების შედეგად და მათი რაოდენობის შემცირება რადიაქტიურ დაშლის პროცესში:

$$\frac{dN^*}{dt} = \phi\sigma N - \lambda N^*, \quad (6.1)$$

სადაც  $N$  ატომების რიცხვია, რომელთა აქტივაცია რეალიზდება;  $N^*$  – რადიაქტიური ბირთვების რაოდენობა;  $\Phi$  – ნეიტრონების ნაკადის სიმკვრივეა ნეიტრონი/(სმ<sup>2</sup> წმ);  $\lambda$  – რადიაქტიური დაშლის მუდმივაა, (წმ<sup>-1</sup>);  $\sigma$  – რეაქციის კვეთი სმ<sup>2</sup> ერთეულებში. კვეთი ჩვეულებრივ იზომება ბარნებში (1ბარნი= 10<sup>-24</sup> სმ<sup>2</sup>). ამ განტოლების ინტეგრებით მივიღებთ:

$$N^* = \frac{\phi\sigma N}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (6.2)$$

აქტივობა იქნება:

$$A_t = \lambda N^*, A_t = \phi\sigma N (1 - e^{-\lambda t}). \quad (6.3)$$

გამოვიყენოთ ცნობილი გამოსახულება  $\lambda = 0.693/T_{1/2}$ , სადაც  $T_{1/2}$  რადიაქტიური იზოტოპის ნახევარდაშლის პერიოდია, მაშინ მივიღებთ:

$$A_t = \phi\sigma N (1 - e^{-0.693t/T_{1/2}}). \quad (6.4)$$

მარტივია, დავასკვნათ, რომ თუ დასხივების დრო დიდია, მაშინ მეორე წევრი ფრჩხილებში შეიძლება უგულებელვყოთ და მივიღებთ ნაჯერობის აქტივობას:

$$A_\infty = \phi\sigma N. \quad (6.5)$$

ჩვეულებრივ, ითვლება, რომ აქტივობის ნაჯერობა მიიღწევა, როცა  $t = 10 \cdot T_{1/2}$  დროის განმავლობაში. ყოველწლიურად მსოფლიოში ტარდება რამდენიმე ასეულ ათასი აქტივაციური ანალიზი.

მაგალითისათვის მოვიყვანოთ ნეიტრონო-აქტივაციური ანალიზი ისააკ ნიუტონის თმებისა, რომელიც ჩატარდა ინგლისში ორდერმატსონ ბირთვულ ცენტრში. ოქროს და ვერცხლისწყლის აღმოსაჩენად დასხივება მიმდინარეობდა 5 დღე, ხოლო დარიშხანის და ვერცხლის – 14 დღე. აღმოჩნდა, რომ მაღალი ტოქსიკური აქტივო-



ბის მქონე ვერცხლისწყლის რაოდენობა 90-ჯერ აღემატებოდა ნორმას, რამაც დაამტკიცა, რომ ნიუტონი დიდი ხნის განმავლობაში ავად იყო ვერცხლისწყლის გამო.

$$A_t = \phi \sigma c N' (1 - e^{-0.693 \cdot t / T_{1/2}}), \quad (6.6)$$

$N'$  – ელემენტის ატომების სანყის რაოდენობა;  $c$  – აქტივირებული იზოტოპის წილი იზოტოპების ბუნებრივ ნარევეში. თუ გადავალთ აქტივირებულ ელემენტის რაოდენობაზე გრამებში, მივიღებთ:

$$A_t = \frac{6.02 \cdot 10^{23} m c \sigma \Phi}{M} (1 - e^{-\lambda t}), \quad (6.7)$$

სადაც  $M$  საკვლევი ელემენტის მასაა;  $M$  – ატომური მასა.

მოცემული განტოლება გვაძლევს რადიაქტიური იზოტოპის აქტივობას დასხივების დამთავრების მომენტში. თუ შემოვიტანთ აქტივობის ცვლილების ფაქტორს, მივიღებთ:

$$A_t = \frac{6.02 \cdot 10^{23} m c \sigma \Phi}{M} (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_b}. \quad (6.8)$$

საბოლოოდ, ამ გამოსახულებიდან შეგვიძლია, განვსაზღვროთ საძებნი იზოტოპის  $m$  მასის მნიშვნელობა:

$$m = \frac{A_t \cdot M}{6.02 \cdot 10^{23} c \sigma \Phi} (1 - e^{-\lambda t_a})^{-1} \cdot e^{\lambda t_b}, \quad (6.9)$$

სადაც  $t_a$  აქტივაციის დროა;  $t_b$  – დრო გასული აქტივაციის დამთავრების შემდეგ (მოიცავს გაზომვის დროსაც).

ნაწილაკების ან კვანტების რაოდენობა, დაფიქსირებული გაზომვის  $t_c$ -დროში, იქნება

$$N_t = \frac{6.02 \cdot 10^{23} m c \sigma \Phi p}{M \cdot \lambda} (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_b} \cdot (1 - e^{-\lambda t_c}) \cdot a, \quad (6.10)$$

სადაც  $P$  რადიოიზოტოპის მახასიათებელი გამოსხივების კვანტური გამოსავალია;  $a = \zeta \cdot \varepsilon \cdot \chi \cdot \xi$  – კოეფიციენტი, რომელიც ითვალისწინებს ექსპერიმენტულ პირობებს;  $\zeta$  – კოეფიციენტი, რომელიც ითვალისწინებს აქტივირებული ნაწილაკების შთანთქმას და გაფანტვას ან ნიმუშის შიგნით გამოსხივებას;  $\varepsilon$  – გამოსხივების რეგისტრაციის ეფექტურობაა წერტილიდან, რომელიც შეესაბამება ნიმუშის ცენტრის განლაგებას;  $\chi$  – კოეფიციენტი, რომელიც ითვალისწინებს რეგისტრაციის სისტემის „მკვდარ“  $\tau$ -დროს;  $\xi$  – ნიმუშის მიერ გამოსხივების თვითშთანთქმის კოეფიციენტი.

## გაზომვის ფარდობითი მეთოდი

ყველა პრობლემები, რომლებიც თან ახლავს აქტივაციური ანალიზის აბსოლუტურ მეთოდს, გამოირიცხება ფარდობით მეთოდში. ამ მეთოდის არსი მდგომარეობს იმაში, რომ საკვლევ ნიმუშთან ერთად ხდება ამ საკვლევი ნივთიერების სტანდარტის (მაღალი სისუფთავის, განსაზღვრული მასის და ფორმის ნივთიერება) დასხივება. აქტივობა ნიმუშისა და სტანდარტის იზომება ერთიდაიგივე პირობებში.

გასაზომ ნიმუშში საკვლევი ელემენტის რაოდენობა გამოითვლება მარტივი გამო-  
სახულებიდან:

$$\frac{m_x}{m_{სტ}} = \frac{A_x}{A_{სტ}}, \quad (6.11)$$

სადაც  $m_x$  და  $m_{სტ}$  საკვლევი ელემენტის რაოდენობაა ნიმუშში და სტანდარტში –  
ეტალონში შესაბამისად.

### მეთოდის მგრძობიარობა

ნებისმიერი ანალიტიკური მეთოდის მგრძობიარობა არის იმის შესაძლებლობა,  
რომ მოცემული ალბათობით აღმოაჩინოს განსხვავება ძალიან მცირე რაოდენობის  
ნივთიერებებს შორის. რადიოაქტივაციური ანალიზის მგრძობიარობა დამოკიდე-  
ბულია რიგ ფაქტორებზე, რომელთა შორის უნდა აღინიშნოს: 1)  $\Phi$  – ნეიტრონების  
ნაკადის სიმკვირვე; 2) ნეიტრონების ჩაჭერის კვეთი  $\sigma$ ; 3) დეტექტორების ეფექტუ-  
რობა; განვიხილოთ ისინი ცალ-ცალკე. თუ დასხივების დრო შეესაბამება პერიოდის  
ისეთ მნიშვნელობას, რომ გაჯერების ფაქტორი  $(1 - e^{-\lambda t}) \rightarrow 1$  და აქტივობა იზო-  
მება ისეთ  $t_b$  დროის ინტერვალში, რომელიც მცირეა, ვიდრე პერიოდი ( $e^{-\lambda t_b} \rightarrow 1$ ),  
მაშინ ელემენტის მასა განისაზღვრება ფორმულით

$$m = \frac{A \cdot M}{\Phi \sigma c \cdot 6.02 \cdot 10^{23}}. \quad (6.12)$$

თუ ამ ფორმულაში ჩავსვამთ ტიპურ მნიშვნელობებს, მივიღებთ

$$m = \frac{\frac{100 \text{ იმპ}}{\text{სმ}} \cdot M}{10^{12} \sigma \cdot 10^{-24} \cdot 6.02 \cdot 10^{23}} \approx \frac{AM}{\sigma} \cdot 10^{-12}. \quad (6.13)$$

ფორმულიდან ჩანს, რომ რაც მეტია ნეიტრონების ნაკადი  $\Phi$ , რაც მეტია  $\sigma$ , მით  
მეტია დეტექტირების ეფექტურობა. ნებისმიერი პროცესისათვის კვეთი განსაზღვ-  
რული მნიშვნელობისაა და სინამდვილეში არის ძირითადი ფაქტორი, რომელიც გა-  
ვლენას ახდენს მგრძობიარობაზე, რადგანაც  $\sigma$  შეიძლება იცვლებოდეს ფართო  
დიაპაზონში ათასიდან რამდენიმე ათას ბარნამდე. ეს, თავის მხრივ, დამოკიდებუ-  
ლია იზოტოპზე და აგრეთვე აქტივაციის სახეზე. სასურველია, დაცემული ნაწილა-  
კების ნაკადი იყოს მაქსიმალური. ნეიტრონების შემთხვევაში იგი შეიძლება, იცვ-  
ლებოდეს ლაბორატორიული (Ra-Be) წყაროსათვის  $10^4 \frac{\text{ნეიტ}}{\text{სმ}^2 \cdot \text{წმ}}$  და  $10^{15} \frac{\text{ნეიტ}}{\text{სმ}^2 \cdot \text{წმ}}$  ზოგიერთი  
ატომური რეაქტორისთვის. ციკლოტრონებს და ელექტროსტატიკურ გენერატო-  
რებს შეუძლიათ მოგვცენ  $10^8 - 10^{15} \frac{\text{ნეიტ}}{\text{სმ}^2 \cdot \text{წმ}}$  ატომური წონა – განსაზღვრული მნიშვ-  
ნელობისაა, მაგრამ, როგორც ფორმულიდან ჩანს, ერთნაირ პირობებში უფრო  
მგრძობიარე იქნება მსუბუქი ელემენტებისთვის. იზოტოპების გავრცელების სი-  
დიდე  $c$  განსაზღვრული მნიშვნელობისაა და პერიოდულ სისტემაში იცვლება ფარ-  
თო ფარგლებში მაგ., 1-დან  $^{75}\text{As}$  და  $0.007 \cdot ^{235}\text{U}$ -თვის. ამიტომ მონოიზოტოპებისათ-

ვის მგრძობიარობა უფრო მაღალია. ამავე დროს, მონოიზოტოპები საშუალებას იძლევიან, მიღებული იქნას მთელი წყება რადიაქტიური იზოტოპებისა და, შესაბამისად, შეირჩეს ანალიზის ოპტიმალური პირობები.

მგრძობიარობა მით მეტი იქნება, რაც მეტია აპარატურის ეფექტურობა. როგორც ცნობილია, აღრიცხვის ალბათობა დამოკიდებულია გამოსხივების სახეზე, მის ენერგიაზე, დეტექტორის ზომებზე, ცდის გეომეტრიაზე, მარეგისტრირებელი მონწყობილობის დისკრიმინაციის ხარისხზე. დეტექტორის ეფექტურობას და მგრძობიარობას, ჩვეულებრივ, ექსპერიმენტულად განსაზღვრავენ.

## აქტივაციის მეთოდები

აქტივაციურ ანალიზში ძირითადად გამოიყენება საკვლევი ელემენტის სტაბილური ბირთვების დასხივება ბირთვული ნაწილაკებით და  $\gamma$ -კვანტებით. ამიტომ, აქტივაციური ანალიზის განვითარება მჭიდროდაა დაკავშირებული ბირთვული ფიზიკის მიღწევებთან.

ენერგია ბირთვული ნაწილაკებისა და  $\gamma$ -კვანტების, რომლებიც გამოიყენებიან პრაქტიკაში, აქტივაციური ანალიზის პროცესში არ აღემატება 30მეგ-ს. ენერგიები (>30 მეგ)არ გამოიყენება, რადგან ადგილი აქვს რთული პროცესების განვითარებას: მნიშვნელოვნად იზრდება რადიაქტიური პროდუქტების რაოდენობა, მცირდება ბირთვული რეაქციების კვეთი. ანუ ენერგეტიკული დიაპაზონი მოიცავს დაბალ და საშუალო ენერგიებს. აქტივაციური ანალიზი იყოფა შემდეგნაირად: **ნეიტრონული აქტივაციური ანალიზი, ფოტოაქტივაციური ანალიზი და აქტივაციური ანალიზი დამუხტული ნაწილაკებით.** თითოეული მათგანის გამოყენება დაკავშირებულია დასმულ კონკრეტულ ამოცანასთან და განისაზღვრება მოცემული ბირთვული ნაწილაკის ნიმუშთან ურთიერთქმედების თავისებურებით. ასევე, მათი გამოყენება განსხვავდება შესაბამის წყაროებთან წვდომის შესაძლებლობით და გამოყენების შესაძლებლობების მრავალფეროვნებით.

## ფოტოაქტივაციური ანალიზი (ხისტი $\gamma$ -კვანტების ურთიერთქმედება ბირთვებთან)

$\gamma$ -კვანტების ატომბირთვებთან ურთიერთქმედებისას შესაძლებელია მთელი რიგი პროცესების განვითარება: ბირთვის უფრო მაღალი მდგომარეობების აღგზნება ( $\gamma, \gamma'$ ), სხვადასხვა ტიპის ბირთვული რეაქციები ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, p$ ), ( $\gamma, \alpha$ ), ( $\gamma, f$ ) და სხვა. ჯამური კვეთი ყველა პროცესისა ტოლია:

$$\sigma_{\gamma} = \sigma_{(\gamma, \gamma')} + \sigma_{(\gamma, n)} + \sigma_{(\gamma, p)} + \sigma_{(\gamma, \alpha)} + \sigma_{(\gamma, f)} + \dots \quad (6.14)$$

მკვეთრად გამოკვეთილია კვეთის რეზონანსული ხასიათი. რეზონანსის არეში დაწყებული ენერგიის ზღურბლური მნიშვნელობიდან  $\sigma$  კვეთი  $\gamma$ -კვანტების ენერგიის ზრდასთან ერთად სწრაფად იზრდება გარკვეულ მაქსიმალურ მნიშვნელობამდე და შემდეგ ეცემა. რეზონანსული ურთიერთქმედება დაიკვირვება  $\gamma$ -კვანტების ენერგიისთვის 10–20 მეგ. რეზონანსული ენერგიის სიდიდე  $E$ , რომლისთვისაც

დაიკვირვება კვეთის მაქსიმუმი. მცირდება მასური რიცხვის ზრდასთან ერთად შემდეგი კანონის მიხედვით:

$$E_m \sim M^{-0.19}. \quad (6.15)$$

რეზონანსული მრუდის სიგანე ძალზე დიდია – დაახლოებით 6-12 მევ; ამის გამო მას დაერქვა „გიგანტური რეზონანსი“. ყველა ფოტობირთვულ პროცესში ყველაზე მცირე ზღურბლური ენერგია და უდიდესი კვეთი უმრავლეს შემთხვევებში ახასიათებს  $(\gamma, n)$  რეაქციას. რეაქციებს, რომლებშიც გამონთავისუფლებიან დამუხტული ნაწილაკები, მოითხოვენ  $\gamma$ -კვანტების უფრო მაღალ ენერგიებს და აქვთ შედარებით მცირე სიდიდის კვეთი. ეს დაკავშირებულია იმასთან, რომ რეაქციის მიმდინარეობა მოითხოვს პოტენციალური ბარიერის გადალახვას, რაც ამცირებს რეაქციის ალბათობას და საჭიროებს დამატებითი ენერგიის დახარჯვას. პოტენციალური ბარიერის გავლენა იზრდება ბირთვის მუხტის სიდიდის გაზრდასთან ერთად. ამის გამო რეაქციისთვის  $(\gamma, p)$ , რომელსაც მსუბუქი ბირთვებისათვის აქვს იგივე კვეთი და ზღურბლი, როგორც რეაქციას  $(\gamma, n)$ . მძიმე ბირთვებისათვის კვეთი კიდევ უფრო მცირდება და იზრდება ზღურბლური ენერგიის მნიშვნელობა. რეაქციას  $(\gamma, f)$  აქვს შედარებით მცირე სიდიდის ზღურბლი და საკმაოდ დიდი სიდიდის კვეთი მხოლოდ გარკვეული ბირთვებისთვის (U, Th და.შ). ამიტომ, რეაქციის  $(\gamma, f)$  გამოყენებას აქვს საკმაოდ ვიწრო გამოყენების არე.

ფოტოაქტივაციური ანალიზისთვის პრაქტიკულად გამოიყენება  $(\gamma, n)$  რეაქცია და რეაქციები ბირთვის მეტასტაბილური მდგომარეობების (იზომერების) აღგზნებით. მეტასტაბილური მდგომარეობების აღგზნებისათვის ჩვეულებრივ გამოიყენება 1-3მევ ენერგიის  $\gamma$ -კვანტები.  $(\gamma, n)$  რეაქციის ზღურბლი, გარდა  ${}^2\text{H}$  და  ${}^9\text{Be}$  ბირთვებისა, იცვლება 4-16მევ არეში და აბსოლუტური მნიშვნელობით პრაქტიკულად ტოლია ნეიტრონის ბმის ენერგიისა ბირთვში. იმის გამო, რომ  $(\gamma, n)$  რეაქციის კვეთი დამოკიდებულია ენერგიაზე, პრაქტიკულად, მიუთითებენ  $\sigma$  კვეთის მაქსიმალურ მნიშვნელობას და შესაბამის  $E_{\text{გაქ}}$  ენერგიას, რომელზედაც ეს მაქსიმუმი მიიღწევა. კვეთი მაქსიმუმში იზრდება ატომური ნომრის ზრდასთან ერთად: მსუბუქი ბირთვებისთვის ეს მნიშვნელობა რამოდენიმე მილიბარნის ტოლია და მძიმე ბირთვებისთვის აღწევს დაახლოებით 1 ბარნს. ძალიან ხშირად  $(\gamma, n)$  რეაქციის ალბათობის დასახასიათებლად გამოიყენება ინტეგრალური კვეთი  $\sigma_{\text{ინტ}}$ , რომელიც ტოლია

$$\int_{E_{\text{გაქ}}}^{\infty} \sigma(E) dE. \quad (6.16)$$

ამ პარამეტრის შემოტანა დაკავშირებულია იმასთან, რომ კვეთის განსაზღვრა, ფოტობირთვული რეაქციების შესწავლა და ფოტოაქტივაცია ჩვეულებრივ ტარდება დამუხრუჭებითი გამოსხივების გამოყენებით, რომელსაც აქვს უწყვეტი ენერგეტიკული სპექტრი. ამრიგად, თითოეული ფოტობირთვული რეაქცია ხასიათდება პარამეტრებით  $E_{\text{გაქ}}$ ,  $E_{\text{გაქ}}$  და  $\sigma_{\text{ინტ}}$ . ეს პარამეტრები განსაზღვრავენ ფოტოაქტივაციური ანალიზის შესაძლებლობას და მგრძობიარობას  $\gamma$ -გამოსხივების ენერგიის მოცემუ-

ლი მნიშვნელობისთვის და მნიშვნელოვნად იცვლებიან ბირთვიდან ბირთვამდე. ნახევარდაშლის პერიოდთან ერთად და აღზნებული ბირთვის გამოსხივების ხასიათიდან გამომდინარე, ეს პარამეტრები ასევე განსაზღვრავენ შესაძლებლობას და ამა თუ იმ ელემენტის შერჩევისა და აღმოჩენის-დამზერის პირობებს.

( $\gamma, n$ ) რეაქციის შემთხვევაში დიდი ალბათობით წარმოიშობიან ნეიტრონდეფიციტური იზოტოპები, რომელთაც თან ახლავთ პოზიტრონების გამოსხივება (ბეტა პროცესი) ან აქვთ გამა გამოსხივების დაბალი გამოსავალი.

### 67. ამოცანა

ნატურალური ბორის სამიზნე განიცდის პროტონებით ბომბარდირებას. დასხივების დამთავრების შემდეგ  $\beta$ -ნაწილაკების დეტექტორმა დააფიქსირა აქტივობა 100 ბკ. 40 წთ შემდეგ აქტივობა შემცირდა ~25 ბკ-მდე. როგორია აქტივობის წყარო? რომელი ბირთვული რეაქცია მიმდინარეობს?

#### ამოხსნა:

აქტივობა იცვლება კანონით  $A = A_0 e^{-\lambda t}$ . აქედან ვპოულობთ ნახევარდაშლის პერიოდს

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{t \cdot \ln 2}{\ln\left(\frac{A_0}{A_1}\right)} = \frac{40 \cdot \ln 2}{\ln\left(\frac{100}{25}\right)} = 20 \text{ (წთ)}.$$

ნახევარდაშლის პერიოდი 20 წთ შეესაბამება ბირთვის  $^{11}\text{C}$ , რომელიც წარმოიქმნება რეაქციაში  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ .

### 68. ამოცანა

განესაზღვროთ რეაქციის  $^{31}\text{P}(n, p)^{31}\text{Si}$ -ს კვეთი, თუ ცნობილია, რომ  $d = 1$  გ/სმ<sup>2</sup> სისქის  $^{31}\text{P}$  სამიზნის ნეიტრონების ნაკადით  $J = 2 \cdot 10^{10}$  ნმ<sup>-1</sup>·სმ<sup>-2</sup> დასხივებისას,  $t_{\text{დასხ}} = 4$  სთ დროის განმავლობაში, მისი  $\beta$ -აქტივობა  $A$ , გაზომილი დასხივების დამთავრებიდან ( $t_{\text{გავ}} = 1$  სთ) ერთი საათის შემდეგ აღმოჩნდა  $A_{t_{\text{გავ}}} = 3.9 \cdot 10^6$  დაშლა/წმ-ის ტოლი. ნახევარდაშლის პერიოდი  $T_{1/2}(^{31}\text{Si}) = 157.3$  წთ.

#### ამოხსნა:

ბირთვების რაოდენობა  $^{31}\text{Si}$ , რომლებიც წარმოიშობა მოცემულ რეაქციაში 1წმ-ის განმავლობაში, ტოლია:

$$N = \sigma J n = \sigma J \frac{d N_a}{M},$$

სადაც  $n$  ბირთვების რიცხვია მოსული სამიზნის ერთეულოვან ფართზე,  $N_a$  – ავოგადოს რიცხვი,  $^{31}\text{Si}$ -ის  $M$  მოლური მასაა. დაშლილი ბირთვების რაოდენობა 1წმ-ში ტოლია  $\lambda N_t$ , სადაც  $\lambda = \ln 2 / T_{1/2} = 60 \times 0.693 / 157.3 = 0.264$  სთ<sup>-1</sup> – დაშლის მუდმივაა  $^{31}\text{Si}$  მაშინ

$$\frac{dN_t}{dt} = \sigma J \frac{dN_a}{M} - \lambda N_t.$$

ამასთან,  $N(t=0) = 0$ . მივიღებთ, რომ  $t_{\text{დასს}} \equiv t$  აქტ (ცხადია, რომ დასხივებისა და აქტივაციის დრო ერთიდაიგივეა) მივიღებთ, რომ  $t_{\text{დასს}}$  პერიოდში წარმოიქმნება  $^{31}\text{Si}$  ბირთვები

$$N_{t_{\text{დასს}}} = \frac{\sigma J d N_a}{\lambda M} (1 - e^{-\lambda t_{\text{დასს}}}).$$

დასხივების დამთავრების შემდეგ  $t_{\text{გაყ}}$  დროში  $^{31}\text{Si}$  ბირთვების რაოდენობა იქნება:

$$N_{t_{\text{გაყ}}} = N_{t_{\text{დასს}}} e^{-\lambda t_{\text{გაყ}}} = \frac{\sigma J d N_a}{\lambda M} (1 - e^{-\lambda t_{\text{დასს}}}) e^{-\lambda t_{\text{გაყ}}}$$

შესაბამისად, პრეპარატის აქტივობაა:

$$A_{t_{\text{გაყ}}} = \frac{\sigma J d N_a}{M} (1 - e^{-\lambda t_{\text{დასს}}}) e^{-\lambda t_{\text{გაყ}}}.$$

რეაქციის კვეთისათვის ბარნებში ( $1 \text{ ბარნი} = 10^{-24} \text{ სმ}^2$ ) მივიღებთ:

$$\sigma = \frac{A_{t_{\text{გაყ}}} M}{\sigma J d N_a (1 - e^{-\lambda t_{\text{დასს}}}) e^{-\lambda t_{\text{გაყ}}}} \cong 2 \cdot 10^{-26} \text{ სმ}^2 = 20 \text{ მბ}.$$

## 69. ამოცანა

გამოვთვალოთ ნეიტრონების ნაკადის  $J$  ინტენსივობა, რომლითაც დასხივდნენ  $d = 0.1$  სმ სისქის  $^{55}\text{Mn}$  ფირფიტას  $t_{\text{დასს}} = t_{\text{აქტ}} = 15$  წთ განმავლობაში, თუ  $t_{\text{გაყ}} = 150$  წთ შემდეგ დასხივების დამთავრებიდან აქტივობა  $A$  შეადგენდა 2100 ბკ. ნახევარდაშლის პერიოდი  $^{56}\text{Mn}$  ტოლია 2.58 სთ, აქტივაციის კვეთი  $\sigma = 0.48$  ბნ, ფირფიტის ნივთიერების სიმკვრევე  $\rho = 7.42$  გ/სმ<sup>3</sup>.

**ამოხსნა:**

$$T_{1/2} = 2.58 \text{ სთ} = 2.58 \cdot 60 \text{ წთ} = 154.8 \text{ წთ}, T_{1/2} = \frac{1}{\lambda} \ln 2$$

ფირფიტის აქტივობისათვის შეიძლება დავწეროთ

$$A = J n \sigma (1 - e^{-\lambda t_{\text{დასს}}}) e^{-\lambda t_{\text{გაყ}}},$$

$$A = \frac{J \rho d N_A \sigma}{M} (1 - e^{-\lambda t_{\text{დასს}}}) e^{-\lambda t_{\text{გაყ}}},$$

სადაც  $n$  ბირთვების რიცხვია მოსული ფართის ერთეულზე:

$$n = \frac{\rho d N_A}{M}.$$

აქედან

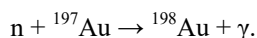
$$J = \frac{A M e^{\lambda t_{\text{გაყ}}}}{\rho d N_A \sigma (1 - e^{-\lambda t_{\text{აქტ}}})} = \frac{2100 \cdot 55 \cdot e^{150 \cdot \ln 2 / 154.8}}{7.42 \cdot 0.1 \cdot 6.02 \cdot 10^{23} \cdot 0.48 \cdot 10^{-24} (1 - e^{15 \cdot \ln 2 / 154.8})} = 1.62 \cdot 10^7 \text{ ნეიტრონი/წმ}.$$

## 70. ამოცანა

განვსაზღვროთ 0.1გ ოქროს  $^{198}\text{Au}$  ნიმუშის აქტივობა, რომელიც მიიღება ოქროს თხელი კილიტას  $^{197}\text{Au}$  დასხივებისას, სითბური ნეიტრონების ნაკადით  $I=10^{12}\text{სმ}^{-2}\text{წმ}^{-1}$ ,  $t=1$  საათის განმავლობაში. სითბური ნეიტრონებით აქტივაციის ეფექტური კვეთი შეადგენს 97 ბარნს.

### ამოხსნა:

ნეიტრონებით დასხივებისას მიიღება რადიოაქტიური პრეპარატი – იზოტოპი  $^{198}\text{Au}$ .



$^{198}\text{Au}$  იშლება ბეტა არხში (ნახევარდაშლის პერიოდი  $T_{1/2}({}^{198}\text{Au})= 2.7$ დღე)



$$A(t) = \lambda N(t) = I n \sigma (1 - e^{-\lambda t}).$$

დასხივების პროცესში შესრულებულია პირობა  $t \ll T_{1/2}$ , ამ შემთხვევაში აქტივაცია ვერ აღწევს ნაჯერობას ( $t = 1$  სთ,  $T_{1/2}({}^{198}\text{Au})= 2.7$ დღე)

$$\lambda t = \frac{t \ln 2}{T_{1/2}} \ll 1; (1 - e^{-\lambda t}) \approx \lambda t.$$

**გავითვალისწინოთ, რომ  $n = m N_a / A$** , სადაც  $m$  ნიმუშის მასაა,  $N_a$  – ავოგადროს რიცხვია, მივიღებთ, რომ აქტივაციის შედეგად მიღებული ოქროს იზოტოპის  $^{198}\text{Au}$  აქტივობა იქნება:

$$J(t) = I \cdot t \cdot m \frac{N_a \cdot \sigma}{A T_{1/2}} \ln 2 \approx 3.2 \cdot 10^8 \text{ბეკერელი} = 8.5 \text{მკიური}.$$

## 7. ბირთვული ქრონოლოგია

### ძირითადი პრინციპები

რადიოაქტიური დაშლის შედეგად, ერთი ელემენტის გარდაქმნას მეორედ, ბირთვული გეოქრონოლოგია იყენებს გეოლოგიური ობიექტების ასაკის დასადგენად. როგორც ცნობილია, რადიოაქტიური დაშლის სისწრაფე ანუ მუდმივა  $\lambda$  არ იცვლება საუკუნეთა განმავლობაში. მასზე არ მოქმედებს გარემოს პირობები ტემპერატურა, წნევა. ამიტომ ბირთვული ქრონომეტრების ჩვენება შეიძლება ჩაითვალოს საიმედოდ. ბირთვული ქრონოლოგია დღეს უკვე ჩამოყალიბდა როგორც დამოუკიდებელი დისციპლინა, მისი საშუალებით შეიქმნა დედამიწის აბსოლუტური ნელ-თადრიცხვის სკალა.

უძველესი მთის ქანების ასაკის დადგენა საშუალებას იძლევა, დადგინდეს დროის ის მომენტი, როცა დედამიწაზე დაიწყო ძლიერი ტექტონიკური და მაგმატიკური პროცესები და, შესაბამისად, ქერქის ჩამოყალიბების ფიზიკო-ქიმიური წინამძღვრები. ნათელია, რომ მაქსიმალური ასაკი, რომელსაც ვადგენთ დედამიწის ქანების საშუალებით, გვიჩვენებს დედამიწის ასაკის ქვედა ზღვარს, როგორც პლანეტისას.

ბირთვული ქრონოლოგიის მეთოდის არსი მდგომარეობს იმაში, რომ რადიოაქტიური დაშლის მოვლენის საფუძველზე განისაზღვროს საკვლევი ნიმუშის ასაკი. რადიოაქტიური იზოტოპი  $M$  – დედობრივი ბირთვი გარდაიქმნება რადიოგენურ სტაბილურ ან რადიოაქტიურ შვილობილ  $D$  ბირთვში  $M \rightarrow D$ .

რადიოაქტიური დედობრივი  $M$  ბირთვების რიცხვის შემცირება აღინერება კანონით

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \text{ აქედან } t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N_0}{N(t)}, \quad (7.1)$$

სადაც  $N_0$  – რადიოაქტიური  $M$  ბირთვების რაოდენობაა საწყის  $t = 0$  მომენტში,  $\lambda$  – რადიოაქტიური  $M$  ბირთვის დაშლის მუდმივაა. ცხადია, რომ  $D(t) = N_0 - N(t)$ . დროის მოცემული  $t$  მომენტისათვის წარმოშობილი რადიოგენური  $D(t)$  ბირთვების რაოდენობა დაკავშირებულია დაშლადი  $N_0$  ბირთვების რაოდენობასთან თანაფარდობით:

$$D(t) = N_0(1 - e^{-\lambda t}) \quad (7.2)$$

ხოლო დროის მოცემულ  $t$  მომენტში კავშირი დედობრივ და შვილობილ ბირთვების რაოდენობებს შორის შეგვიძლია გამოვსახოთ შემდეგნაირად:

$$D(t) = N(t)(e^{\lambda t} - 1). \quad (7.3)$$

საბოლოოდ მივიღებთ:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left( 1 + \frac{D(t)}{N(t)} \right). \quad (7.4)$$



მაშასადამე, როგორც (7.4) ფორმულიდან ჩანს, გამოსაკვლევ ნიმუშში აუცილებელია, გაიზომოს დედობრივი (რადიოაქტიური) და შვილობილი (სტაბილური) იზოტოპების რაოდენობა, ამისათვის, როგორც წესი, გამოიყენება მასს-სპექტრომეტრული გაზომვები.

(7.4) ფორმულის გამოყენებისას იგულისხმებოდა, რომ ობიექტის (მინერალი, ქანი) ჩამოყალიბების დროს მის შემადგენლობაში არ იყო შვილობილი  $D$  იზოტოპის ატომები. თუ იგი მაინც შეიცავდა ასეთი ატომების  $D_0$  რაოდენობას, მაშინ  $D(t) = D_0 + M_0 - M(t)$  და ფორმულა რამდენადმე რთულდება

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left( 1 + \frac{D(t) - D_0}{N(t)} \right). \quad (7.5)$$

$t$  დროის გაზომვის სიზუსტე (რომელიც განსაზღვრავს აბსოლუტურ გეოლოგიურ ასაკს) დამოკიდებულია  $M$  და  $D$  იზოტოპების რაოდენობის გაზომვის სიზუსტეზე და აგრეთვე რადიოაქტიური დაშლის მუდმივას მნიშვნელობაზე, რომელიც განისაზღვრება სხვა დამოუკიდებელ ექსპერიმენტში. ძირითადი მოთხოვნა, რომელიც წაეყენება მეთოდის გამოყენებას – ესაა ნიმუშის არსებობა ჩაკეტილ სისტემაში. ანუ რადიოაქტიური და მისგან მიღებული სტაბილური ბირთვი იზოლირებული უნდა იყვნენ მთელი „სიცოცხლის“ განმავლობაში. ამ დროს ერთადერთი პროცესი, რომელიც შეიძლება მიმდინარეობდეს სისტემაში, ესაა რადიოაქტიური დაშლა. ჩაკეტილობის დარღვევა აუცილებლად უნდა იქნას გათვალისწინებული. მაგალითად, მაღალ ტემპერატურაზე შეიძლება მოხდეს ატომების დიფუზია, ე.ი. მათი გავლა გარემოში. ახლა, (7.5) ფორმულაზე დაყრდნობით, განვიხილოთ გეოლოგიური ობიექტების დათარიღების რამოდენიმე მეთოდი.

### ცხრილი 7.1. იზოტოპები, რომლებიც გამოიყენება ბირთვულ ქრონოლოგიაში

საწყისი იზოტოპი	ნახევარდაშლის პერიოდი, წელი	გავრცელება, %	ბირთვის-დაშლის პროდუქტი
$^{14}\text{C}$	5700		$^{14}\text{N}$
$^{40}\text{K}$	$1.238 \cdot 10^9$	0.0117	$^{40}\text{Ar}$
$^{87}\text{Rb}$	$4.81 \cdot 10^{10}$	27.84	$^{87}\text{Sr}$
$^{129}\text{I}$	$1.57 \cdot 10^7$		$^{129}\text{Xe}$
$^{232}\text{Th}$	$1.40 \cdot 10^{10}$	100	$^{208}\text{Pb}$
$^{235}\text{U}$	$7.04 \cdot 10^8$	0.7204	$^{207}\text{Pb}$
$^{238}\text{U}$	$4.468 \cdot 10^9$	99.2742	$^{206}\text{Pb}$

ბირთვულ ქრონოლოგიაში გამოიყენება რადიოაქტიური ოჯახის იზოტოპები, რომელთა ნახევარდაშლის პერიოდი ძალზე დიდია. ასევე გამოიყენება დიდი სიცოცხლის ხანგრძლივობის მქონე რადიოაქტიური იზოტოპები, რომლებიც წარმოიშობიან კოსმოსური სხივების ურთიერთქმედებისას ატმოსფეროს ბირთვებთან და იზოტოპები, რომლებიც წარმოიშვნენ მზის სისტემის ფორმირების პროცესში.

მაგალითად, სხვადასხვა ასტროფიზიკური პროცესების დათარიღებისათვის გამოიყენება იზოტოპები  $^{129}\text{I}(T_{1/2}=1.57 \cdot 10^7 \text{წელი})$ ,  $^{238}\text{U}(T_{1/2}=4.468 \cdot 10^9 \text{წელი})$ ,  $^{235}\text{U}(7.04 \cdot 10^8 \text{წელი})$ ,  $^{40}\text{K}(1.238 \cdot 10^9 \text{წელი})$ ,  $^{232}\text{Th}(1.40 \cdot 10^{10} \text{წელი})$ . მზის სისტემის ჩამოყალიბების მომენტში ურანისა და თორიუმის იზოტოპებისათვის რაოდენობრივი შეფარდება შეადგენდა  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U} = 0.3$ ,  $^{232}\text{Th}/^{235}\text{Th} = 35$ .

დღესდღეობით და მოცემულ მომენტში ეს შეფარდება ტოლია:

$$^{235}\text{U}/^{238}\text{U} = 7.3 \cdot 10^{-3}, \quad ^{232}\text{Th}/^{235}\text{Th} = 4 \quad (7.6)$$

რაც საშუალებას იძლევა, შევაფასოთ მზის სისტემის ასაკი  $t = 4.5 \cdot 10^9$  წელი.

გეოქრონოლოგიაში არსებობს დათარიღების რამოდენიმე მეთოდი:

1. ურან, თორიუმ-ტყვიის მეთოდი;
2. ტყვიის მეთოდი;
3. კალიუმ-არგონის მეთოდი;
4. ნახშირბადის მეთოდი და სხვა.

### ურან-ტყვიის მეთოდი

მეთოდი ემყარება იმას, რომ ურანისა  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  და თორიუმის  $^{232}\text{Th}$  იზოტოპები რადიოაქტიური ჯაჭვის თანამიმდევარ  $\alpha$ -დაშლის პროცესში გარდაიქმნებიან ტყვიის სტაბილურ  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$  და  $^{208}\text{Pb}$  იზოტოპებად.



მინერალის ასაკი განისაზღვრება მინერალში-ნიმუშში, კონცენტრაციების თანაფარდობებიდან  $^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}$ ,  $^{206}\text{Pb}/^{238}\text{U}$  და  $^{208}\text{Pb}/^{232}\text{Th}$

$$\begin{aligned} ^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U} &= (e^{\lambda_1 t} - 1) \\ ^{206}\text{Pb}/^{238}\text{U} &= (e^{\lambda_2 t} - 1) \\ ^{208}\text{Pb}/^{232}\text{Th} &= (e^{\lambda_3 t} - 1), \end{aligned} \quad (7.8)$$

სადაც  $\lambda_1, \lambda_2$  და  $\lambda_3$  რადიოაქტიური იზოტოპების  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  და თორიუმის  $^{232}\text{Th}$  დაშლის მუდმივებია შესაბამისად. რადგანაც  $^{232}\text{Th}$  ( $T_{1/2} = 13.9 \cdot 10^9$ წ) თორიუმის ნახევარდაშლის პერიოდი ძალიან დიდია ფარდობის  $^{208}\text{Pb}/^{232}\text{Th}$  ფარდობის მგრძნობიარობა ძალზე მცირეა. ამიტომ მას ნაკლებად იყენებენ. პირველი და მეორე თანაფარდობებიდან ადვილად მივიღებთ

$$(^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}) = \frac{(e^{\lambda_2 t} - 1)^{238}\text{U}}{(e^{\lambda_1 t} - 1)^{235}\text{U}} = \frac{(e^{\lambda_2 t} - 1) \cdot 137.8}{(e^{\lambda_1 t} - 1)}. \quad (7.9)$$

დღესდღეობით ( $^{238}U/^{235}U$ ) $\approx 138$  ამიტომ, სწორედ ეს რიცხვი შეგვაქვს (7.9) ფორმულაში. გავზომავთ რა ( $^{207}Pb/^{206}Pb$  შეფარდებას მინერალში, (7.9) თანაფარდობიდან შეგვიძლია, შევაფასოთ ნიმუშის – მინერალის ასაკი. მეთოდის გამოყენებისათვის იყენებენ ისეთ ურანომინერალებს, როგორიცაა **ურანიტი, ლუნოციტი, ცირკონი**. თუ მინერალი წარმოადგენს ჩაკეტილ სისტემას, მაშინ მასში საკმარისად დიდია რადიოგენული ტყვიის რაოდენობა და მაშინ აბსოლუტური ასაკი განისაზღვრება 2-3% სიზუსტით.

ზოგიერთ შემთხვევაში მეთოდის გამოყენება შეიძლება იმ შემთხვევაშიც, თუ სისტემა არაა ჩაკეტილი (შეიძლება მოხდეს რადიოგენური ტყვიის დიფუზია). მაგრამ ამ დროს ტყვიის ყველა იზოტოპი იკარგება ერთნაირი პროპორციით (რადგან მათი მასები, პრაქტიკულად, ტოლია ერთმანეთის), მაშინ მე-8 თანაფარდობა სამართლიანია და შეგვიძლია განვსაზღვროთ ნიმუშის ასაკი. ფარდობა  $^{238}U/^{235}U$  მუდმივია და ცნობილია – 137.8. ამიტომ ფარდობა ( $^{207}Pb/^{206}Pb$ ) შეიძლება ჩაითვალოს დამატებით ფაქტორად და (7.9) ფორმულის საშუალებით შეიძლება გამოითვალოს  $t$ . თუ მინერალებში იმყოფებიან პირველადი ტყვიის იზოტოპები  $^{206}Pb$  და  $^{207}Pb$ , მაშინ ეს გამოიწვევს მინერალის ასაკის გაზრდას. შეიძლება გამოითვალოს ეს შესწორება, თუ განვსაზღვრავთ მინერალში აბსოლუტურად არარადიოგენული ტყვიის  $^{204}Pb$  რაოდენობას და ფარდობებს  $^{206}Pb/^{204}Pb$ ,  $^{207}Pb/^{204}Pb$  შევადარებთ იგივე იზოტოპების ფარდობებს აბსოლუტურად არარადიოაქტიურ მინერალებში. ასეთია მინერალები, რომლებშიც ურანისა და თორიუმის რაოდენობები ძალზე მცირეა, მაშინ ტყვიის ყველა იზოტოპი შეიძლება ჩაითვალოს არარადიოგენურად.

### ცხრილი 7.2. ტყვიის იზოტოპური შემადგენლობა

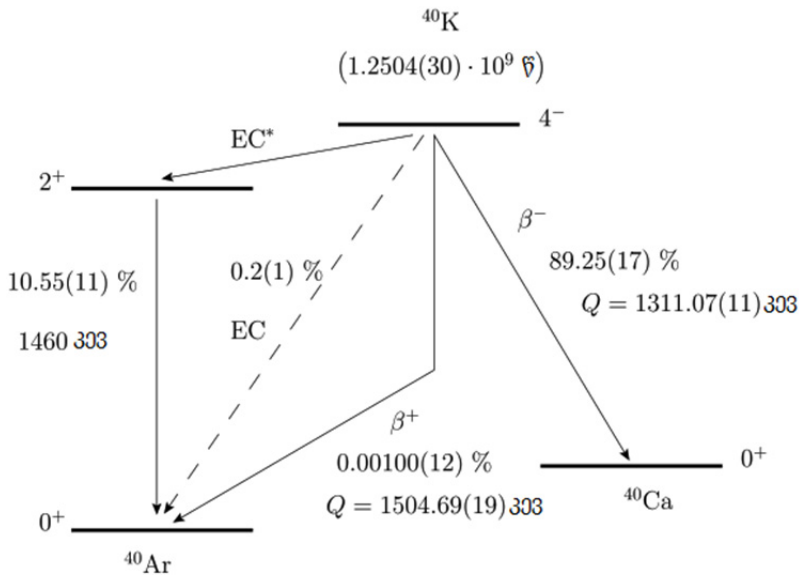
იზოტოპი	შემცველობა ბუნებრივ ნაერთში, %
$^{204}Pb$	1.4
$^{206}Pb$	24.1
$^{207}Pb$	22.1
$^{208}Pb$	52.4

ბუნებრივ ნაერთში  $^{204}Pb$  იზოტოპი წარმოადგენს ბუნებრივ იზოტოპს და განსხვავებით  $^{206}Pb$ ,  $^{207}Pb$ ,  $^{208}Pb$  იზოტოპებისაგან, არ წარმოიქმნება რადიოაქტიური დაშლის შედეგად. ამიტომ ანალიზისას მისი შემცველობა პირობითად ითვლება ერთის ტოლად. იზოტოპები  $^{206}Pb$ ,  $^{207}Pb$ ,  $^{208}Pb$  წარმოიქმნებიან და გროვდებიან ურანისა და თორიუმის დაშლის შედეგად. ამიტომ ტყვიის იზოტოპების  $^{206}Pb$ ,  $^{207}Pb$ ,  $^{208}Pb$  შემცველობა ადრეულ ნიმუშში მეტია  $^{204}Pb$ -სთან შედარებით.

- ნიმუშის ასაკი შეიძლება დამოუკიდებლად განისაზღვროს  $Pb$  ტყვიის ოთხი იზოტოპის შემცველობიდან გამომდინარე.
- ურანის, თორიუმის და ტყვიის შემცველობა მინერალებში ძირითადად განპირობებულია რადიოაქტიური დაშლის პროცესებით და გაცილებით ნაკლები ხარისხით გეოლოგიური და ტემპერატურული ცვლილებებით.

## კალიუმ-არგონის მეთოდი

ამ მეთოდში გამოიყენება  $^{40}\text{K}$  იზოტოპის რადიოაქტიური დაშლა, რომელიც ბუნებრივი რადიოაქტიური იზოტოპია ქიმიური ელემენტისა კალიუმი. მისი ატომური ნომერია 19 და მასური რიცხვი 40. ბუნებაში მისი იზოტოპური შემცველობა შეადგენს 0.0117%-ს. 1 გ სუფთა  $^{40}\text{K}$  აქტივობა ტოლია  $2.652 \cdot 10^5$  ბკ-ს. მთელი ბუნებრივი კალიუმის რადიოაქტივობა დაკავშირებულია მხოლოდ  $^{40}\text{K}$ -თან. ბუნებრივი კალიუმის კუთრი აქტივობა (აქტივობა მოსული მასის ერთეულზე) შეადგენს დაახლოებით 31 ბკ/გ. იზოტოპი აღმოჩენილ იქნა 1935 წ. თუმცა ბუნებრივი კალიუმის რადიოაქტივობა აღმოაჩინეს ჯერ კიდევ 1905 წელს (ჯ.ჯ.ტომსონი). ნახ. 7.1 მოყვანილია  $^{40}\text{K}$  იზოტოპის რადიოაქტიური დაშლის სქემა.



ნახ. 7.1 რადიოაქტიური იზოტოპის  $^{40}\text{K}$  დაშლის სქემატური სურათი. ის ძირითადად იშლება ორი გზით:

- $\beta^-$  – დაშლა (ალბათობით 89.28%, ნახევარდაშლის პერიოდი  $1.97 \cdot 10^9$  წელი):



- ელექტრონული ჩაჭერა (ალბათობა 10.72%, ნახევარდაშლის პერიოდი  $11.93 \cdot 10^9$  წელი):



- ძალიან იშვიათად (0.001% ალბათობით) ის იშლება  $^{40}_{18}\text{Ar}$  წარმოქმნით და პოზიტრონის გამოსხივებით (ეს არხი არ გამოიყენება მცირე ალბათობის გამო).



კალიუმ-40-ის მიერ ელექტრონის ჩაჭერის პროცესში ფორმირდება არგონის ბირთვი ალგზნებულ  $^{40}\text{Ar}^*$  მდგომარეობაში. ალგზნებული  $^{40}\text{Ar}^*$  ბირთვის ძირითად მდგომარეობაში გადასვლისას, ხდება 1.46 მევ ენერგიის  $\gamma$  კვანტის გამოსხივება. ხოლო კალიუმ-40-ის ბეტა დაშლის  $\beta^-$  და  $\beta^+$  პროცესებში, ელექტრონისა და პოზიტრონის რეაქციის ენერგიები ტოლია 1311კევ და 1504კევ-ის შესაბამისად (ბეტა ელექტრონის მაქსიმალური ენერგიაა 1.3კევ).

ბეტა დაშლის არხი არ გამოიყენება დათარიღებისათვის, რადგან მინერალებში სადაც ბევრია კალციუმი, ძნელია არარადიოგენური კალციუმის  $^{40}\text{Ca}$  ზუსტი დადგენა, ამიტომ გამოიყენება ელექტრონული ჩაჭერის არხი.  $^{40}\text{K}$  ნახევარდაშლის პერიოდი დაშლის ორივე არხის გათვალისწინებით ტოლია  $1.25 \cdot 10^9$  წელი. ეს იძლევა საშუალებას, დავათარილოთ ნიმუშები, რომელთა ასაკი ტოლია დედამიწის ასაკის და ნიმუშები, რომელთა ასაკი შეადგენს რამოდენიმე ასეულ და ათეულ ათას წელს.  $^{40}\text{K}$  დაშლის შედეგად გადადის  $^{40}\text{Ar}$ -ში. ამ ატომების წილი შეიძლება გამოითვალოს შემდეგი ფორმულით:

$$^{40}\text{Ar}/(^{40}\text{Ar}+^{40}\text{Ca}) = \frac{\lambda_{\beta^+}}{\lambda_{\beta^+} + \lambda_{\beta^-}}. \quad (7.14)$$

$^{40}\text{K}$ -ის (თანამედროვე) რაოდენობა გამოსაკვლევ ნიმუშში განისაზღვრება ფორმულით

$$^{40}\text{K} = ^{40}\text{K}_0 e^{-(\lambda_{\beta^+} + \lambda_{\beta^-})t},$$

ხოლო დრო შეიძლება გამოითვალოს ფორმულით

$$t = \frac{1}{\lambda_{\beta^+} + \lambda_{\beta^-}} \ln \left[ 1 + (^{40}\text{Ar}/^{40}\text{K}) \left( 1 + \frac{\lambda_{\beta^-}}{\lambda_{\beta^+}} \right) \right], \quad (7.15)$$

სადაც  $\lambda_{\beta^+} = 0.557 \cdot 10^{10} \text{წმ}^{-1}$  – ელექტრონის ჩაჭერის მუდმივაა, ხოლო  $\lambda_{\beta^-} = 4.72 \cdot 10^{10} \text{წმ}^{-1}$  – ბეტა დაშლის მუდმივა.

კალიუმ-არგონის მეთოდი უფრო უნივერსალურია ვიდრე ურან-ტყვიის მეთოდი, რადგანაც კალიუმის მინერალები უფრო ფართოდაა გავრცელებული.

კალიუმი დედამიწის ქერქში, შემცველობის მიხედვით, არის მე-7 ელემენტი და ბუნებრივად ის გავრცელებულია დედამიწის ზედაპირზეც.  $^{40}\text{K}$  იზოტოპის წილი ბუნებრივ იზოტოპში მუდმივაა და განსაზღვრულია მაღალი სიზუსტით. კალიუმ არგონის მეთოდი (უფრო ზუსტად, მისი ნაირსახეობა არგონ-არგონული მეთოდი) – ძირითადი მეთოდია გეომაგნიტური პოლარობის კალიბრებისათვის.  $^{40}\text{Ca}$  ძალზე გავრცელებულია ბუნებრივ ნაერთებში და მისი წარმოშობა დაკავშირებულია სხვა რეალიზაციის არხებთანაც, ამიტომ დათარიღებისათვის გამოიყენება მხოლოდ შვილობილი ბირთვი  $^{40}\text{Ar}$ . რადგან არგონი ინერტული აირია და შესაძლებელია, ნიმუშის გაცხელებისას რამოდენიმე ასეულ გრადუსამდე, მისი გაჟონვა ნიმუშიდან. ამიტომ კალიუმ-არგონის დათარიღების მეთოდი გვიჩვენებს ნიმუშის უკანასკნელად გაცხელების დროს მაღალ ტემპერატურამდე.

ძირითადი პრობლემა კალიუმ-არგონის დათარიღების მეთოდისათვის, ისევე, როგორც სხვა რადიოზოტოპური მეთოდებისთვის, არის ნივთიერებათა ცვლა გარემოსთან და სიძნელე დაკავშირებული ნიმუშის საწყის შემცველობასთან. მნიშვნელოვანია ის, რომ საწყის მომენტში ნიმუში არ შეიცავდა არგონს და შემდეგ არ კარგავდა მას. ასევე არ უნდა ხდებოდეს ნიმუშის დაბინძურება ატმოსფერული არგონით. ამ დაბინძურების გათვალისწინება შეიძლება გამომდინარე იმ ფაქტიდან, რომ ატმოსფერული არგონი, იზოტოპ  $^{40}\text{Ar}$ -ის გარდა, შეიცავს სხვა იზოტოპსაც ( $^{36}\text{Ar}$ ), მაგრამ ამ იზოტოპის სიმცირის გამო (1/295 მთელი არგონისა) ამ შესწორების სიზუსტე მცირეა.

არსებობს გაუმჯობესებული ვარიანტი კალიუმ-არგონის მეთოდისა –  $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$  მეთოდი (არგონ-არგონის მეთოდი). ამ მეთოდით  $^{40}\text{K}$ -ის შემცველობის მაგივრად განისაზღვრება  $^{39}\text{Ar}$  შემცველობა, რომელიც წარმოიქმნება ხელოვნურად  $^{39}\text{K}$ -დან ნეიტრონებით დასხივების პროცესში.  $^{40}\text{K}$  რაოდენობა ცალსახად განისაზღვრება  $^{39}\text{K}$  რაოდენობიდან, რადგან იზოტოპური თანაფრდობა მუდმივია. ამ მეთოდის უპირატესობა ისაა, რომ  $^{40}\text{Ar}$  და  $^{39}\text{Ar}$  წარმოადგენენ ქიმიურად იდენტურ ელემენტებს. არგონ-არგონული მეთოდი, თითოეული დათარიღების პროცესში, მოითხოვს კალიბრებას ცნობილი ასაკის ნიმუშის გამოყენებით. ეს ცნობილი ნიმუში უნდა დასხივდეს ნეიტრონებით იგივე პირობებში (ნეიტრონების იგივე ნაკადით), როგორც საკვლევი ნიმუში.

### რადიონახშირბადის მეთოდი

როგორც ცნობილია, ატმოსფეროს ზედა ფენებში კოსმოსური სხივების, კერძოდ, პროტონების ურთიერთქმედებისას ატმოსფერულ ბირთვებთან წარმოიქმნებიან ნეიტრონები, რომლებიც, თავის მხრივ, მოქმედებენ აზოტის ბირთვებზე შემდეგი რეაქციით



რადიოაქტიური იზოტოპი  $^{14}_6\text{C}$  ( $T_{1/2} = 5730$  წელი) დაშლისას გამოყოფს  $\beta^-$  სხივებს და გადადის სტაბილურ  $^{14}_7\text{N}$ -ში. რადიონახშირბადი ძალიან სწრაფად გადაიქცევა რადიოაქტიურ ნახშირორჟანგად  $^{14}\text{CO}_2$ , რომელიც 10-15 წლის განმავლობაში მთლიანად აირევა ატმოსფეროს ნახშირორჟანგში. ნახშირორჟანგთან ერთად  $^{14}\text{C}$  მოხვდება მცენარეებში, ხოლო შემდეგ ცხოველებში. წონასწორული კონცენტრაციის პირობებში  $^{14}\text{C}$  რაოდენობა ბიოსფეროში შეადგენს  $1.2 \cdot 10^{-10}\%$ -ს, ეს შეესაბამება 1 გრამ ნახშირბადზე 15 დაშლას წუთში. მთლიანი რაოდენობა  $^{14}\text{C}$  (ატმოსფეროში, ჰიდროსფეროში და ბიოსფეროში) შეადგენს ~60 ტონას, რაც ეკვივალენტურია  $300 \cdot 10^6$  კიურის აქტივობისა.

როგორც კი წყდება ნივთიერებათა ცვლა (ორგანიზმის დაღუპვა), შესაბამისად, საკვლევ ნიმუშში იწყება რადიონახშირბადის რაოდენობის შემცირება. დროთა განმავლობაში ქსოვილებში, მოჭრილ ხეში, დაღუპულ ორგანიზმში მცირდება რადიო-

ნახშირბადის აქტივობა, მაშინ, როცა ცოცხალ ბუნებაში რადიონახშირბადის შემცველობა პრაქტიკულად არ იცვლება.

$${}^{14}C_6 = {}^{14}C_{აბ} \cdot e^{-\lambda t}, \quad (7.17)$$

სადაც  ${}^{14}C_6$  ნიმუშის აქტივობაა,  ${}^{14}C_{აბ}$  – ატმოსფეროში რადონახშირბადის აქტივობა, ნიმუშის ასაკი განისაზღვრება ფორმულით

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln[({}^{14}C_{აბ})/({}^{14}C_6)]. \quad (7.18)$$

მეთოდი განსაკუთრებით გამოიყენება არქეოლოგიაში. რადიონახშირბადის მცირე ნახევრდაშლის პერიოდი ზღუდავს დათარიღების ზედა ზღვარს, რომელიც შეადგენს  $50 \cdot 10^3$  წელს. ქვედა ზღვარი 1000 წელია. მასზე ნაკლების გაზომვა უკვე დიდ შეცდომას იძლევა.

## 71. ამოცანა

განვსაზღვროთ დედამიწის ასაკის ზედა ზღვარი, თუ ჩავთვლით, რომ დედამიწაზე არსებული  ${}^{40}Ar$  მთლიანად წარმოიქმნება  ${}^{40}K$ -დან  $e$ -ჩაჭერის პროცესში. დღევანდელ პირობებში ყოველ 300 ატომ  ${}^{40}Ar$  მოდის ერთი  ${}^{40}K$ .

**ამოხსნა:**

დაუშლელ  ${}^{40}K$ -ის რიცხვი ტოლია

$$N_K = \frac{N_{Ar}}{300} = N_0 e^{-t \ln 2 / T_{1/2}},$$

სადაც  $N_0$  არის  ${}^{40}K$ -ის საწყისი რაოდენობა დედამიწის წარმოქმნის მომენტში,  $t$  – დედამიწის ასაკი,  $T_{1/2}$  –  ${}^{40}K$ -ის ნახევრდაშლის პერიოდი, რომელიც შეადგენს  $1.248 \cdot 10^9$  წელს.  ${}^{40}K$  რადიოაქტიური დაშლისას  $e$ - ჩაჭერის გზით იშლება მხოლოდ 10.67% ბირთვებისა, ამიტომ არგონის ატომების რიცხვი დღესდღეობით იქნება

$$N_{Ar} = 0.1067 N_0 \left( 1 - e^{-t \ln 2 / T_{1/2}} \right).$$

მივიღებთ განტოლებას:  $300 N_0 e^{-t \ln 2 / T_{1/2}} = 0.1067 N_0 \left( 1 - e^{-t \ln 2 / T_{1/2}} \right)$ , საიდანაც

$$t = -\ln \left( \frac{0.1067}{300 + 0.1067} \right) \frac{1.248 \cdot 10^9}{\ln 2} \approx 1.5 \cdot 10^{10} \text{ წელი.}$$

## 72. ამოცანა

${}^{14}C$  შემცველობა, რომელიც შეთვისებულია ხის მიერ მთელი არსებობის პერიოდში, მცირდება ხის მოჭრის შემდეგ,  ${}^{14}C$ -ის  $\beta$ - დაშლის შედეგად ( $T_{1/2} = 5730$  წელი). განვსაზღვროთ ხის საგნის ასაკი, რომელიც აღმოაჩინეს გათხრებში, თუ მისი ფარდობითი აქტივობა, ახლად მოჭრილი ხის ფარდობით აქტივობასთან შედარებით, შეადგენს 0.1-ს. ჩათვლილია, რომ მოუჭრელ (ხე, რომელიც განიცდის ზრდას)

ხეში საუკუნეების მანძილზე არ იცვლება ფარდობითი აქტივობა. ხოლო მოჭრილ ხეში  $^{14}\text{C}$ -ის ფარდობითი აქტივობა მცირდება, რადგან მოჭრილი ხე არ მონაწილეობს ატმოსფეროსთან გაცვლით პროცესში.

**ამოხსნა:**

$^{14}\text{C}$  ბირთვები მიიღება აზოტიდან კოსმოსური სხივების ზემოქმედებით. ფარდობითი აქტივობა არის აქტივობა მოსული ერთეულოვან მასაზე.

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \ln 0.1 = -\lambda t, t = -\frac{T_{1/2} \ln 0.1}{\ln 2} = 19000 \text{ წელი.}$$

**73. ამოცანა**

მთვარის ნიადაგის მასს-სპექტროსკოპულმა ანალიზმა აჩვენა, რომ  $^{40}\text{Ar}$  და  $^{40}\text{K}$  ატომების რაოდენობის ფარდობა შეადგენს  $\eta=10.3$ -ს. ჩავთვალოთ, რომ არგონი მთლიანად წარმოიშვა კალიუმის რადიოაქტიური დაშლის პროცესში და განვსაზღვროთ მთვარის ასაკი.  $^{40}\text{K}$ -ის ნახევარდაშლის პერიოდი ტოლია:  $T_{1/2} = 1.25 \cdot 10^9$  წელი.

**ამოხსნა:**

დავწეროთ რადიოაქტიური დაშლის კანონი  $^{40}\text{K}$  ბირთვებისათვის

$$N_K(t) = N_K(0) \exp(-\lambda t).$$

დაშლის მუდმივა დაკავშირებულია ნახევარდაშლის პერიოდთან შემდეგი თანაფარდობით:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

კალიუმის დაშლის შედეგად მიღებული არგონის ბირთვების რაოდენობა იქნება დაშლილი ბირთვების რაოდენობის ტოლი:

$$N_{Ar}(t) = N_K(0) - N_K(t).$$

არგონისა და კალიუმის ბირთვების რაოდენობის შეფარდება:

$$\eta = \frac{N_{Ar}}{N_K} = \frac{N_K(0) - N_K(t)}{N_K(t)} = 2^{t/T_{1/2}} - 1.$$

აქედან მარტივად მიიღება მთვარის ასაკის შეფასებული მნიშვნელობა

$$t = T_{1/2} \frac{\ln(1 + \eta)}{\ln 2}$$

$$t = 4.37 \cdot 10^9 \text{ წელი}$$

**74. ამოცანა**

ბუნებრივი ურანი შეიცავს  $\eta_1 = 99.28\%$  ურან-238-ს და  $\eta_2 = 0.72\%$  ურან-235-ს. ჩავთვალოთ, რომ დედამიწის ჩამოყალიბების პროცესში ორივე იზოტოპის რაოდენ-



ნობა იყო ერთნაირი და ამაზე დაყრდნობით შევაფასოთ დედამინის ასაკი. ცნობილია, რომ მოცემული იზოტოპებისათვის ნახევარდაშლის პერიოდები ტოლია  $T_1(U^{238}) = 4.56 \cdot 10^9$  წელი და  $T_2(U^{235}) = 0.71 \cdot 10^9$  წელი შესაბამისად.

**ამოხსნა:**

დავწეროთ რადიოაქტიური დაშლის კანონი  $N(t) = N_0 e^{-t/\tau}$ , სადაც  $N_0$  რადიოაქტიური ბირთვების რაოდენობაა დროის საწყის  $t=0$  მომენტში,  $N(t)$  – დროის მოცემულ  $t$  მომენტში,  $\tau$  ბირთვის სიცოცხლის ხანგრძლივობაა, რომელიც დაკავშირებულია ნახევარდაშლის პერიოდთან შემდეგი თანაფარდობით  $T = \tau \cdot \ln 2$ . დავწეროთ დაშლის კანონი  $U^{238}$  და  $U^{235}$  ბირთვებისათვის:

$$N_1(t) = N_{01} e^{-(t \cdot \ln 2)/T_1}, \text{ და } N_2(t) = N_{02} e^{-(t \cdot \ln 2)/T_2}.$$

$N_{01}$  და  $N_{02}$  მოცემული რადიოაქტიური ბირთვების რაოდენობაა დროის საწყის მომენტში. განვსაზღვროთ რადიოაქტიური ბირთვების რაოდენობების შეფარდება  $\frac{N_1(t)}{N_2(t)}$  დროის მოცემულ მომენტში

$$\frac{N_1(t)}{N_2(t)} = \frac{\eta_1}{\eta_2} = e^{t \cdot \ln 2 \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)}.$$

აქედან საბოლოოდ მივიღებთ:

$$t = \frac{\ln \left( \frac{\eta_1}{\eta_2} \right)}{\ln 2} \cdot \frac{T_1 \cdot T_2}{T_1 - T_2} \approx 6 \cdot 10^9 \text{ წელი.}$$

## ლიტერატურა:

1. Introduction to Applied Nuclear Physics , Spring 2012, prof.PaolaCapellaro, Massachusetts Institute of Technology. <http://ocw.mit.edu>
2. Applied Nuclear PhysicsFall 2004 Lecture Notes, Sidney YipProfessor of Nuclear Science and EngineeringProfessor of Material Science and Engineering Massachusetts Institute of Technology.
3. ПРИКЛАДНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, П.Г.Кужир, Минск“Технопринт“ 2004.
4. Физика в задачах и ответах (электродинамика, ядерная физика) ВОРОНЕЖ 2005, ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ.
5. Основы прикладной ядерной физики и введение в физику ядерных реакторов, В.С. Окунев, Москва Издательство МГТУ имени Н.Э. Баумана 2010.
6. Прикладная ядерная физика, Кадилин В.В., Милосердин В.Ю., Самосадный В.Т.,М.: Московский инженерно-физический институт (государственный университет, МИФИ), 2007
7. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. Т. 1. Физикаатомногоядра, Мухин К.Н Издательство „Лань „, 2009
8. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. Т. 2. Физика ядерных реакций. Мухин К.Н Издательство „Лань „, 2009
9. Ядерная физика., Ю.М.Широков, Н.П.Юдин Москва “Наука” 1980.
10. АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, Кныр В.А., Намм Р.В., Крамарь Е.И., Хабаровск Издательство ХГТУ2000.
11. “Законы сохранения в ядерных реакциях”.Мальцев Ю.Ф., Латуш Л.Т., Малышевский В.С.Методические указанияк решению задач по ядерной физике для студентов физического факультета, Ростовский Государственный Университет, Ростов-на-Дону 2004 г.
12. “Формула Вайцзеккера”. Методические указания к решению задач по ядерной физике для студентов физического факультета, Мальцев Ю.Ф., Латуш Л.Т., “Ростовский Государственный Университет” Ростов-на-Дону 2004 г.
13. An Advanced Course in Modern Nuclear Physics, Robert Vinh Mau (auth.), José M. Arias, Manuel Lozano (eds.), Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2001.
14. Fundamentals in Nuclear Physics: From Nuclear Structure to Cosmology, Jean-Louis Basdevant, James Rich, Michael Spiro, Springer 2005.
15. A Primer in Applied Radiation Physics, F. A. Smith, World Scientific Publishing Company, 2000.
16. Атомная и ядерная физика: Радиоактивность и ионизирующие излучения, Бекман И.Н., изд. Юрайт 2018.
17. LECTURES ON NUCLEAR THEORY, L. D. Landau and Ya. Smorodinsky, DOVER PUBLICATIONS, INC. New York 1959.

გამომცემლობის რედაქტორი  
კომპ. უზრუნველყოფა  
გარეკანის დიზაინერი  
გამოცემის მენეჯერი

რუსუდან მიქენაია  
ლალი კურდღელაშვილი  
ნინო ებრალიძე  
მარიაკა ერქომაიშვილი

0179 თბილისი, ი. ჭავჭავაძის გამზირი 14  
14, Ilia Tchavtchavadze Ave., Tbilisi 0179  
Tel: +995 (32) 2250484, 6284; 6278  
[www.press.tsu.edu.ge](http://www.press.tsu.edu.ge)

