

## ნეიტრონულ აქტივაციური ანალიზი მალხაზ გოჩიტაშვილი

ივანე ჯავახიშვილის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

### ანოტაცია

ნაშრომში განხილულია ნეიტრონი როგორც ელემენტარული ნაწილაკი მისი მახასიათებელი ფიზიკური სიდიდეები: სპინი, იზოსპინი, მაგნიტური მომენტი. ასევე წარმოდგენილია სხვადასხვა ენერგიის ნეიტრონების ბირთვებთან ურთიერთქმედების თავისებურება, შთანთქმის კვეთის სიდიდის დამოკიდებულება ენერგიაზე. დაწვრილებითაა განხილული ნეიტრონული წყაროები: იზოტოპური  ${}^4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ , სპონტანური დაშლის (კალიფორნიუმი)  ${}^{252}\text{Cf}$  და რეაქტორი, როგორც მაღალი ინტენსივობის წყარო. ნაჩვენებია, რომ ნეიტრონების გამოსხივების წყაროებს თან ახლავს გამა გამოსხივების ფონი.

ძირითადი აქცენტი ნაშრომში გამახვილებულია „ნეიტრონულ აქტივაციურ მეთოდზე“, როგორც აბსოლუტურ ასევე ფარდობითზე.

### შესავალი

ნეიტრონი - ელემენტარული ნაწილაკი, რომელსაც არ გააჩნია ელექტრული მუხტი და რომლის მასა ცოტათი აღემატება პროტონის მასას. ის შედგება ერთი ზედა და ორი ქვედა კვარკისგან. ნეიტრონები (პროტონებთან ერთად) შედიან ნებისმიერი ატომის ბირთვის შემადგენლობაში გამონაკლისია წყალბადის იზოტოპი პროტიუმი, რომლის ბირთვიც მხოლოდ ერთი პროტონისგან შედგება. ატომბირთვში პროტონების რაოდენობა განსაზღვრავს იმას, თუ რომელ ქიმიურ ელემენტს წარმოადგენს ატომი. ბირთვში ნეიტრონების რაოდენობას ნეიტრონული რიცხვი ეწოდება და იგი ელემენტის იზოტოპს განსაზღვრავს. მაგალითად ფართოდ გავრცელებული ნახშირბად C-12 იზოტოპის ბირთვი შედგება 6 პროტონისა და 6 ელექტრონისგან, ხოლო ძალიან იშვიათი, რადიოაქტიური ნახშირბად C-14 იზოტოპის ბირთვში 6 პროტონი და 8 ნეიტრონია. ნეიტრონების ან პროტონების ჭარბი (გადახრა სტაბილურობის არიდან) რაოდენობა ბირთვში განსაზღვრავს ელემენტის რადიოაქტიურობას. თუ ელემენტის ბირთვში ნეიტრონების და პროტონების ფარდობა 1,5-ზე მეტია ელემენტი ავლენს რადიოაქტიურ თვისებას.

ზოგადად არსებობს სხვადასხვა ტიპის ნეიტრონების წყაროები, მაგალითად:

1. რადიოიზოტოპური, სპონტანური.
2. ამაჩქარებლები, რეაქტორები, ნეიტრონული გენერატორი.

თითოეულის რადიოლოგიური მახასიათებლები მნიშვნელოვნად განსხვავდება წარმოებელი ენერგიის ნაკადისა და სპექტრის მიხედვით.

## ნეიტრონული წყარო

ზოგიერთი რადიოიზოტოპი, ბირთვული რეაქტორი ან ამაჩქარებელზე დაფუძნებული მოწყობილობა შეიძლება გამოიყენებულ იქნას ნეიტრონის წყაროდ. რადიოიზოტოპები  $^{252}_{98}\text{Cf}$ ,  $^{239}_{94}\text{Pu}$ ,  $^{241}_{95}\text{Am}$  და სხვები გამოიყენება როგორც ნეიტრონული წყაროები [1].

იზოტოპურ წყაროებში ნეიტრონები მიიღება ან სპონტანური დაშლის შედეგად  $^{252}_{98}\text{Cf}$  ან ბირთვულ ( $\alpha, n$ ) რეაქციებში მსუბუქ ბირთვებზე, მაგალითად  $^9\text{Be} + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C} + n$  ალფა ნაწილაკების წყაროდ შეიძლება არჩეულ იქნას ალფა-აქტიური  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  იზოტოპები. ნეიტრონების ინტენსივობა დამოკიდებულია პრეპარატის აქტივობაზე და ჩვეულებრივ მნიშვნელოვნად მცირეა  $10^8$  ნეიტრონზე/წმ-ში. ამის გარდა, ასეთი იზოტოპური წყაროები იძლევიან ნეიტრონების ენერგიის უწყვეტ სპექტრს (0,1-12 მევ) ენერგიის ინტერვალში. ნეიტრონების სპექტრს თან ახლავს გამა გამოსხივების მაღალი ფონი. დაბალი ენერგიის მონოქრომატული ნეიტრონების ნაკადი შეიძლება მიღებულ იქნას ( $\gamma, n$ ) რეაქციაში. ამისათვის იყენებენ რეაქციას  $d(\gamma, n)p$ .



რეაქციის ენერგია შეადგენს  $Q=-2,23$  მევ-ს.

ნეიტრონების რადიოიზოტოპური წყაროები უფრო იაფია და უფრო მცირე ვიდრე ნეიტრონის გენერატორები, მაგრამ ამ წყაროების ნეიტრონების გამომუშავება დროთა განმავლობაში მცირდება(მცირდება აქტივობა) და, როგორც წესი, შემოიფარგლება მთლიანი ინტენსივობით  $10^7$  ნეიტრონ/წმ. რადიაციული უსაფრთხოების თვალსაზრისით საშიშია რადიოაქტიური წყაროები, რომლებსაც შეუძლიათ მაღალი ნეიტრონული ნაკადის გამომუშავება, მაგალითად  $^{252}_{98}\text{Cf}$ , რომლის ნახევარდაშლის პერიოდი 2,5წელია, მაგრამ ნეიტრონების ნაკადი საშუალო სიმძლავრის რეაქტორების რიგისაა.

რადიოიზოტოპი  $^{252}_{98}\text{Cf}$  არის ინტენსიური ნეიტრონული ნაკადის ემიტერი, რომელიც რეგულარულად არის ჩასმული კომპაქტურ, ცილინდრულ წყაროს კაფსულაში. მისი დაშლა რეალიზდება ალფა-გამოსხივებით (96,91% ალბათობა) და სპონტანური გაყოფით(3,09% ალბათობა). ნეიტრონული გამოსხივების ინტენსივობა შეადგენს  $2,314 \times 10^6$  წმ $^{-1}$   $\mu\text{g}^{-1}$ , სპეციფიკური აქტივობით  $0,536$  mCi  $\mu\text{g}^{-1}$ .

$\text{Cf} - 252$  - ის ნეიტრონების ენერგეტიკული სპექტრი მსგავსია რეაქტორში გამონთავისუფლებული ნეიტრონების სპექტრისა, ყველაზე სავარაუდო ენერგიით 0,7 მევ და საშუალო ენერგიით 2,1 მევ. პორტატული  $\text{Cf} - 252$  ნეიტრონის წყაროებს შეუძლიათ უზრუნველყონ ნეიტრონების იდეალური, არარეაქტორული წყარო, ნაკადის დაბალი ინტენსივობით.  $^{252}_{98}\text{Cf}$ -ის (>100 მგ) დიდი მასები შეიძლება მიუახლოვდეს რეაქტორის შესაძლებლობებს ისეთი აპლიკაციებისთვის, როგორცაა ნეიტრონული რენტგენოგრაფია შემცირებული დიზაინის, რეგულირების და პერსონალის დაბალი ხარჯებით რეაქტორის ხარჯებთან შედარებით.  $^{252}_{98}\text{Cf}$ -ის დიდი მასების (>100 მგ) შექმნა ან ძალიან ძვირია ან ძალიან იაფია, იმისდა მიხედვით, რადიოიზოტოპი შექმნილი იქნება თუ ნასესხები. 50 მგ-მდე  $^{252}_{98}\text{Cf}$  ნეიტრონების ინტენსივობა  $>10^{11}$ /წმ.

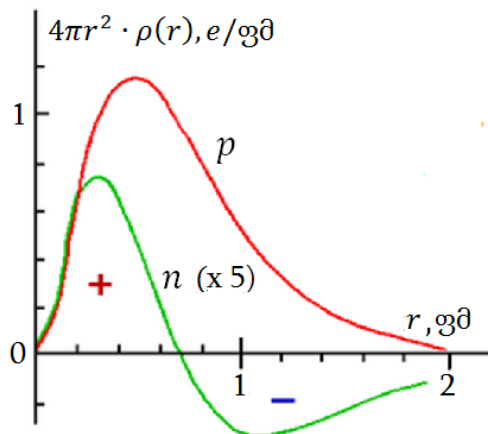
$^{252}_{98}\text{Cf}$  წყაროების სანდობა და გამოყენების ფართო სპექტრი დადასტურებულია გამოყენების 30 წლის განმავლობაში. წყაროები ხელმისაწვდომია კომერციული

გამყიდველებისგან კომერციული აპლიკაციებისთვის, ხოლო სამრეწველო სესხის პროგრამა უზრუნველყოფს მაღალი ინტენსივობის წყაროებს მნიშვნელოვანი დანაზოგით მთავრობისა და ქვეკონტრაქტორების გამოყენებისთვის. უნივერსიტეტის/სამედიცინო სესხის პროგრამა ხელს უწყობს საგანმანათლებლო და სამედიცინო კვლევებსა და ტრენინგებს უმნიშვნელო ღირებულების წყაროების მიწოდებით

**ნუკლონები ნეიტრონი, პროტონი**

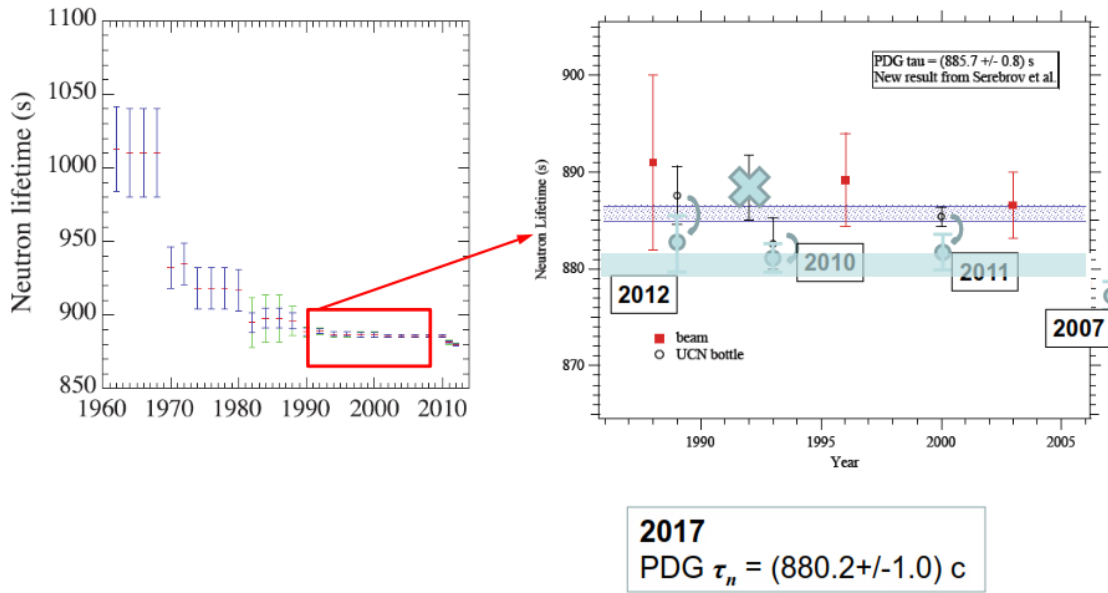
ცხრილი 1. პროტონისა და ნეიტრონის მახასიათებელი სიდიდეები

მახასიათებელი სიდიდე	P-პროტონი	n-ნეიტრონი
სპინი $J^P$	1/2	1/2
მასა (მ.ა.ე.)	1.00727646688	1.0086649159
მასა (მეგ/ც <sup>2</sup> )	938.272081 ± 0.000006	939.565413 ± 0.000006
საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა	$t > 10^{33}$ წელი	880.2 ± 1.0 წმ
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.1 ელექტრული მუხტის განაწილება ნეიტრონში და პროტონში

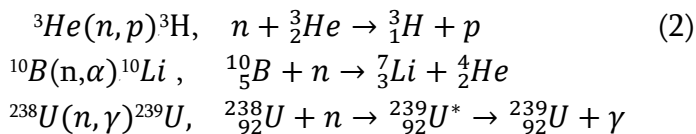
ნეიტრონი "დამაგნიტებულია" - გააჩნია მაგნიტური მომენტი. ნეიტრონის მოცულობით გასაშუალებული ელექტრული მუხტი ნულია. ექსპერიმენტულად მიღებულია, რომ ნუკლონს აქვს რთული შინაგანი სტრუქტურა. ის შედგება კვარკებისგან.



ნახ.2 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. 1მგვტ სიმძლავრე შეესაბამება ჯაჭვურ რეაქციას, რომელშიც ხდება  $3 \cdot 10^{15}$  რეაქციები/წმ – წმ.

**ნეიტრონის მეთოდით, დისტანციურად, რეაქტორის სიმძლავრის გაზომვა**

როცა საწვავის შემადგენლობა მუდმივია, მაშინ რეაქტორიდან წამოსული ნეიტრონის ნაკადი მუდმივი სიდიდისაა და პროპორციულია რეაქტორის სიმძლავრისა. ნეიტრონის ნაკადის შემცირება დაკავშირებულია ურანის გამოწვით და პლუტონიუმის დაგროვებით აქტიურ ზონაში. ექსპერიმენტულად იზომება ანტინეიტრონის სპექტრის ცვლილება, რომელიც დაკავშირებულია ამ ეფექტთან [2].

**დეტექტორი და ნეიტრონის რეგისტრაცია.**

დეტექტორს წარმოადგენს ორგანული მინის მართკუთხა აუზი, რომელიც შევსებულია წყალბადის შემცველი სცინტილატორით (1050ლ). მასში დამატებულია გადოლინიუმი(ნეიტრონების შთანთქმელი). აუზის მოცულობა დაიკვირვება

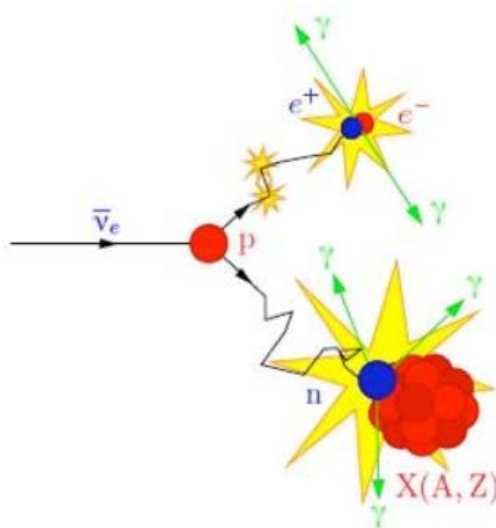
გაჭვირვალე შუქგამტარებით ორივე მხრიდან 84 ფოტოგამამრეველის - ფეგ-125 გამოყენებით.

ანტინეიტრინო რეგისტრირდება შებრუნებულ ბეტა პროცესში, როცა პროტონი ჩაიჭერს ანტინეიტრინოს  $\bar{\nu}$



ანტინეიტრინო რეგისტრირდება პოზიტრონისა და მასთან ერთად ანნიჰილაციური - გამა კვანტის დეტექტირების პროცესში (პირველი შემთხვევა), შემდეგ რეგისტრირდება ნეიტრონი (მეორე შემთხვევა) მისი შენელებისა და ჩაჭერით გადოლინიუმის მიერ.

დეტექტორი გაყოფილია ორ ნაწილად გამოსხივების ამრეკლავი ზედაპირებით . გაზომვები ტარდებოდა ცენტრალურ მოცულობაში (510ლ), ხოლო გარშემო წრიული გარე ნაწილი (540ლ) გამოიყენებოდა ანიჰილაციური  $\gamma$  -გამოსხივების რეგისტრაციის ეფექტურობის გაზრდისათვის, რომელიც იზოლირებული უნდა იყოს გარე გამოსხივებისა და გადოლინიუმის მიერ ნეიტრონის ჩაჭერისას მიღებული  $\gamma$  -გამოსხივებისაგან. დანადგარი განთავსებული იყო რეაქტორის ქვედა ნაწილიდან- აქტიური ზონიდან 18მ სიღრმეზე. დანადგარი მოთავსებული იყო ფოლადის კორპუსში. გაზომვები ტარდებოდა სამი-ოთხი თვის განმავლობაში, მანამდე სანამ მოხდებოდა რეაქტორის გაჩერება პროფილაქტიკური რემონტისათვის და საწვავის ჩატვირთვის მიზნით. შემთხვევითი აქტების ფონი, იზომებოდა ეფექტთან ერთად, დროის დაყოვნებითი თანხვედრის რეჟიმში. ეს დრო რამოდენიმეჯერ აღემატებოდა ნეიტრონის სიცოცხლის ხანგრძლივობას სცინტილლატორში (n=50 მკწმ). სამი წლის განმავლობაში საშუალო მნიშვნელობა კორელირებული მოვლენების ფონისა იყო 149,14,2 დღელამეში, რაც წარმოადგენდა ხელსაწყო ფიზიკურ ნულს, ხოლო ნეიტრონის ეფექტი შეადგენდა 909,1 6,2/24სთ, როცა რეაქტორის შემადგენლობა(საწვავი და სხვა) იყო საშუალო ნორმის შესაბამისი.



ნახ.3 შებრუნებული ბეტა პროცესის სქემა გადოლინიუმით გამდიდრებულ გარემოში

ცხრილი 2. სხვადასხვა დაშლადი იზოტოპების  $\alpha_i$  წილი სრულ ჯამში

მანსიათებლები	<sup>235</sup> U	<sup>239</sup> Pu	<sup>238</sup> U	<sup>241</sup> Pu
$\alpha_i$	0.586	0.292	0.075	0.047
$\sigma_i \cdot 10^{43}, \text{სმ}^2/\text{გაყ.}$	$6.38 \pm 0.20$	$4.18 \pm 0.16$	$8.89 \pm 0.089$	$5.76 \pm 0.21$
$E_i, \text{მეგ}$	$201.8 \pm 0.5$	$210.3 \pm 0.6$	$205.0 \pm 0.7$	$212.6 \pm 0.7$
$\sigma_i/\sigma_5$	1.0	0.655	1.393	0.903
$E_i/E_5$	1.0	1.042	1.016	1.054

**ნეიტრონის დიაგნოსტიკის მეთოდის ფიზიკური საფუძვლები**

რეაქტორში, აქტიურ ზონაში, საწვავის ბირთვების დაშლას თან ახლავს სითბური ენერჯის გამოყოფა და ანტინეიტრონის გამოსხივება. დროის ერთეულში დეტექტორის მოცულობაში ნეიტრონის პროტონთან ურთიერთქმედებების რიცხვი გამოსახება თანაფარდობით:

$$\frac{dn_\nu(E_\nu)}{dE_\nu} dE_\nu = \sigma(E_\nu) \frac{f(E_\nu)}{4\pi R^2 \bar{E}_\nu \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}} N_p \epsilon dE_\nu \tag{4}$$

სადაც  $f(E_\nu)$ - ანტინეიტრონის სპექტრია გათვლილი ერთ გაყოფის რეაქციაზე;  $W_\tau$ - რეაქტორის სითბური სიმძლავრეა მგვატებში;  $\bar{E}_f$  - რეაქტორის საშუალო გამონთავისუფლებული ენერჯიაა, მეგ-ში;  $\sigma(E_\nu)$ - ანტინეიტრონის პროტონთან ურთიერთქმედების კვეთია  $\text{სმ}^2$ -ში;  $R$ --მანძილია დეტექტორისა და რეაქტორის აქტიური ზონის ცენტრებს შორის,  $\text{სმ}$ -ში;  $N_p$ -პროტონების რიცხვია დეტექტორში ;  $\epsilon$ - დეტექტორის რეგისტრაციის ეფექტურობაა.

თუ ვაინტეგრებთ ამ გამოსახულებას ენერჯის მიხედვით, მივიღებთ დეტექტორის მოცულობაში ურთიერთქმედებების სრულ რიცხვს დროის ერთეულში:

$$n_\nu = \frac{N_p W_\tau \bar{\sigma}_f}{4\pi R^2 \bar{E}_\nu \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}} \epsilon \tag{5}$$

სადაც  $\bar{\sigma}_f = \int \sigma(E_\nu) f(E_\nu) dE_\nu$  რეაქციის (4) კვეთია , გასაშუალებული ანტინეიტრონის  $f(E_\nu)$  სპექტრის მიხედვით.

რეაქტორში ჩვეულებრივ გამოიყენებენ ურანისა და პლუტონიუმის რამოდენიმე იზოტოპს : <sup>235,238</sup>U, <sup>239,241</sup> Pu. ამიტომ  $\bar{\sigma}_f$  კვეთი და საშუალო გამონთავისუფლებული  $\bar{E}_f$  ენერჯია გამოსახება ამ იზოტოპების შესაბამისი  $\sigma_i$  და  $E_i$  და  $\alpha_i$ - წვლილით თითოეული იზოტოპისა დაშლების საერთო რიცხვში:

$$\bar{\sigma}_f = \sum \alpha_i \sigma_i; \bar{E}_f = \sum \alpha_i E_i \tag{6}$$

სადაც  $i = 5, 8, 9, 1$  ( $^{235,238}U, ^{239,241}Pu$ ) შეესაბამება იზოტოპების დასახელებებს, ხოლო  $\alpha_i$  აკმაყოფილებს ნორმირების პირობას  $\sum \alpha_i = 1$ . ჩავსვათ მე-6 გამოსახულება მე-(5) გამოსახულებაში და გამოვიტანოთ წევრები, რომლებიც შეესაბამებიან  $^{235}U$ , მივიღებთ

$$n_\nu = \frac{\varepsilon W_\tau N_p \sigma_5 [1 + \sum_i \alpha_i (\sigma_i / \sigma_5 - 1)]}{4\pi R^2 E_5 [1 + \sum_i \alpha_i (E_i / E_5 - 1)]} \quad (7)$$

აჯამვის ოპერატორის ქვეშ მდგომი გამოსახულება მცირე სიდიდეა (0.04-0.08) იხ.ცხრილი2.

საბოლოოდ მოსახერხებელია გამოსახულება (7) წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით

$$n_\nu = \gamma(1 + k)W_\tau, \quad (8)$$

სადაც  $\gamma = \varepsilon N_p \sigma_5 / 4\pi R^2 E_5$ - მუდმივი კოეფიციენტია მოცემული დეტექტორისა და გეომეტრიისათვის;

$$1 + k = \frac{1 + \sum \alpha_i (\sigma_i \sigma_5 - 1)}{\sum \alpha_i (E_i / E_5 - 1)} \quad (9)$$

გამოსახულება (8) ერთმანეთთან აკავშირებს რეგისტრირებულ ნეიტრონების რიცხვს რეაქტორის სიმძლავრეს  $W_\tau$  და საწვავის შემადგენლობის კომპონენტებს (კოეფიციენტით  $1+k$ ).

### 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

$$\sigma \sim \frac{1}{v} \quad (10)$$

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  $0.025\text{ეე}$ :  $E_{ცივი} < 0.025\text{ეე}$ . ცივი ნეიტრონებისათვის მკვეთრად გამოხატულია ტალღური ბუნება, რადგან მათი ტალღის სიგრძე მნიშვნელოვნად აღემატება ატომშორის მანძილს. ენერგია  $E_{სითბ} = 0.025\text{ეე}$  განსაზღვრავს სითბური ნეიტრონების ენერგიის რიგს. კელვინის აბსოლუტურ ტემპერატურულ შკალაზე ეს ენერგია შეესაბამება  $T = 300^{\circ}$ , ანუ ოთახის თემპერატურას ცელსიუსის შკალაზე. ენერგია  $E_{სითბ}$  შეესაბამება უალბათეს სიჩქარეს ნეიტრონებისა, რომლებიც, ოთახის თემპერატურაზე, იმყოფებიან გარემოსთან სითბურ წონასწორობაში.

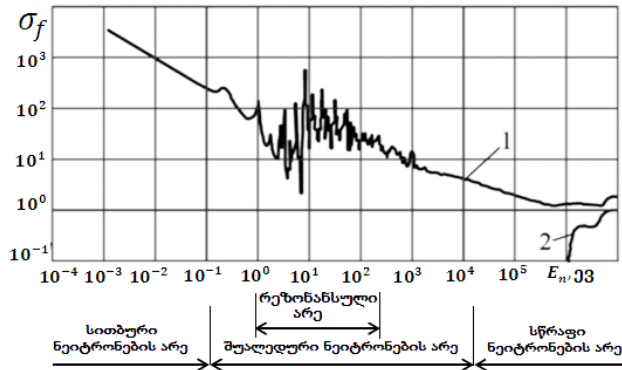
$$E_{სითბ} = kT \tag{11}$$

სადაც  $k$  - ბოლცმანის მუდმივაა. ნეიტრონებს ენერგეტიკულ არეში  $0.025\text{ეე} - 1\text{კეე}$  ეწოდებათ რეზონანსული, რადგან ამ არეში საშუალო და მძიმე ბირთვებისათვის სრული ნეიტრონული კვეთის სიდიდე დიდია და აქვს რეზონანსული ხასიათი (მრავალი ვიწრო-მცირე ენერგეტიკული სიგანის პიკების ერთობლიობა).

ცხრილი 3. რეაქციები ნეიტრონების მონაწილეობით

რეაქციის ტიპი	რეაქციის კვეთი
რადიაციული ჩაჭერა ( $n, \gamma$ )	რეალიზდება ყველა ბირთვზე . კვეთი: სითბური ნეიტრონებისათვის მოიცავს ფართე ინტერვალს $0.1$ და $10^3$ და $10^4$ ბარნიც კი ( $^{135}_{55}\text{Xe}$ ); სწარფი 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: $n + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p + 0.76\text{მეე}$ , $\sigma_{სითბ} = 5400$ ბარნი, $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p + 0.63\text{მეე}$ , $\sigma_{სითბ} = 1.75$ ბარნი
( $n, \alpha$ )	ყველაზე მნიშვნელოვანი რეაქციები: $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \alpha + 4.78\text{მეე}$ $\sigma_{სითბ} = 945$ ბარნი $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \alpha + 2.79\text{მეე}$ $\sigma_{სითბ} = 3840$ ბარნი
( $n, 2n$ )	ზღურბლური რეაქცია. ზღურბლი $\sim 10 - 15\text{მეე}$ . კვეთი რამოდენიმე ათეული ბარნი.
( $n, f$ )	უმრავლეს შემთხვევებში ზღურბლური რეაქცია. კვეთის სიდიდე ძალზედ მცირეა, ზოგიერთი გამონაკლისი შემთხვევის გარდა ${}^{235}_{92}\text{U}$ , ${}^{238}_{92}\text{U}$ და სხვა.





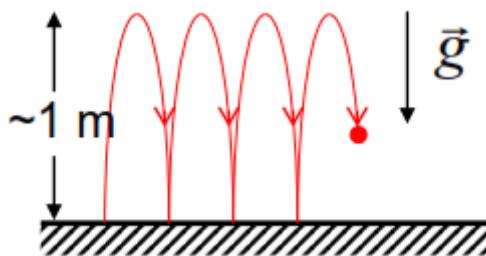
ნახ.4 ურანის იზოტოპების  $^{235}_{92}\text{U}$  და  $^{238}_{92}\text{U}$  გაყოფის კვეთის ნეიტრონების ენერგიაზე დამოკიდებულება: 1-  $^{235}_{92}\text{U}$ , 2-  $^{238}_{92}\text{U}$

ნახ.4-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 ნეიტრონების შთანთქმის კვეთის სიდიდე. ნეიტრონების ენერგიის არეში 1-100ევ დაიკვირვება მკვეთრად გამოსახული რეზონანსული სტრუქტურა. ნეიტრონებს ენერგიით 1-100კეე ეწოდებათ **შუალედური**. ხშირად ამ არეში შეაქვთ რეზონანსული ნეიტრონებიც. ამ არეში ცალკეული რეზონანსები შეერწყმიან ერთმანეთს და ქმნიან ე.წ. გიგანტურ რეზონანს(გამონაკლისს წარმოადგენენ მსუბუქი ბირთვები). **სწრაფ** ნეიტრონებს მიეკუთვნებიან ნეიტრონები ენერგიით შუალედში 100კეე-დან 14მეე-მდე.

**ულტრაცივი ნეიტრონები(უცნ)**

უცნ ნეიტრონებს ენერგიით  $E \sim 10^{-7}\text{ევ}$  ( $\lambda \sim 10^{-10}\text{მ}$ ) და ტემპერატურა  $T \sim 10^{-3}\text{K}$  შეესაბამება  $v \sim 5\text{ მ/წმ}$  (20 კმ/სთ) სიჩქარისა და  $\lambda \sim 50\text{ ნმ}$  ტალღის სიგრძის ნეიტრონები.

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



ნახ.5

ჩამჭერში უცნ იქცევა, როგორც გაცივებული იდეალური აირი. დრეკად არეკვლათა რიცხვი შეადგენს  $10^5$ .

**ნეიტრონული ტალღები გარემოში**

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

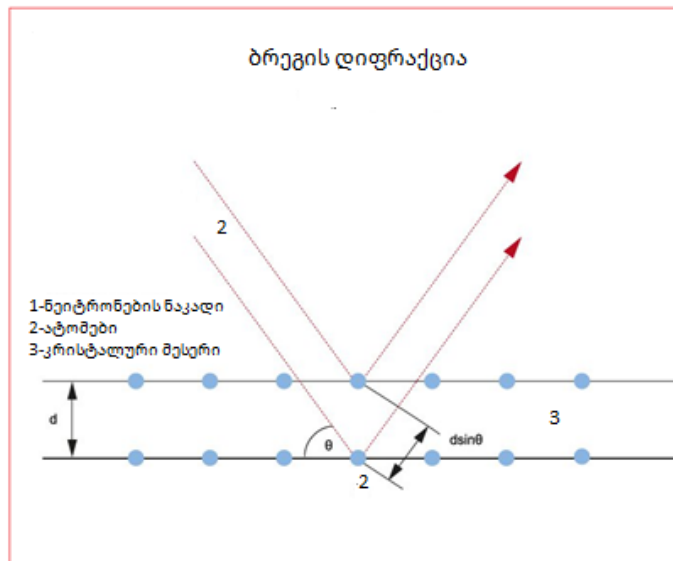
$$\lambda \geq 10^{-8} \text{ მ} \tag{12}$$

შევადროთ ერთმანეთს  $\lambda = 10^{-8} \text{ მ}$  ტალღის სიგრძის ცივი ნეიტრონები და რენტგენული გამოსხივება. ნეიტრონის დებროილის ტალღის სიგრძე ტოლია  $\lambda = 2\pi\hbar/P_n$  სადაც  $P_n$  -ნეიტრონის იმპულსია. აქედან გამოდინარე

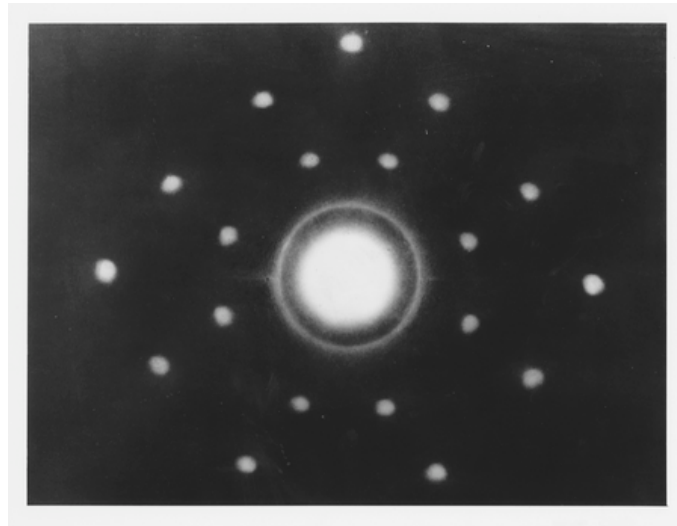
$$\begin{aligned} E_n &= P_n^2/2m_n = 4\pi^2\hbar^2/2m_n\lambda^2 = 0.08 \text{ ევ} \\ E_\gamma &= cP_\gamma = 2\pi\hbar/\lambda = 12.5 \text{ კევ} \end{aligned} \tag{13}$$

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

**ნეიტრონების დიფრაქცია**



ნახ.6 ბრეგის დიფრაქცია



ნახ.7 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 ძირითადად ხმარდება ბირთვის აღზუნებასა და გახლეჩას. ერთი ან რამოდენიმე დაჯახების შემდეგ ნეიტრონის კინეტიკური ენერგია ხდება მცირე ვიდრე სამიზნე ატომბირთვის აღზუნების მინიმალური ენერგია(ბირთვის გვარობაზეა დამოკიდებული და ეს ენერგია იცვლება რამოდენიმე ათეული კევიდან რამოდენიმე მევამდე ). 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 აქტში ნეიტრონი საშუალოდ კარგავს ენერგიის ნაწილს, რომელიც ტოლია  $2A/(A + 1)^2$  სადაც  $A$  სამიზნე ბირთვის მასური რიცხვია. ეს წილი მცირეა მძიმე ბირთვებისათვის (1/100 ტყვისათვის) და დიდია მსუბუქი ბირთვებისათვის 1/7 ნახშირბადისთვის და 1/2 -წყალბადისათვის. ამიტომ შენელება ნეიტრონებისა მსუბუქ ბირთვებზე ხდება გაცილებით სწრაფად, ვიდრე მძიმე ბირთვებზე (ცხრ.3)

**ცხრილი 4**

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

ჩავთვალოთ, რომ შენელება ხდება შემოუსაზღვრავ გარემოში და ნეიტრონების საწყისი ენერგია არის 1მევ-1ევ 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 წყაროებში გამოსხივებული ნეიტრონების ენერგია იცვლება ათეული კევიდან - მევამდე, 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 საწყისი ენერგიაა  $E_0$  მრავალჯერადი  $k$  - რაოდენობის თანმიმდევარ დაჯახებებში ხდება მისი შემცირება  $E_k$  მნიშვნელობამდე. კავშირი ამ ენერგიებს შორის მოიცემა ასეთი სახით:

$$E_k = E_0 \exp(-\xi k) \tag{14}$$

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

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \tag{15}$$

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:

$$\Delta E = \Sigma_s \xi \tag{16}$$

სადაც  $\Sigma_s$ - გაფანტვის კვეთის მაკროსკოპული მნიშვნელობაა, ხოლო  $\xi$  - მოცემული გარემოსთვის ნეიტრონების ენერგიის ლოგარითმული დეკრამენტია. ეს ნამრავლი წარმოადგენს მოცემული გარემოს **შენელების უნარიანობას**.

**ამრიგად მსუბუქი ბირთვები უფრო ეფექტურად ამცირებენ ნეიტრონების ენერგიას.** გარემოს თვისება, რომ კარგად შენელდეს და კარგად შეინახოს (ნაკლებად შთანთქას) ნეიტრონები შეიძლება დავახასიათოთ გარემოს შენელების კოეფიციენტით, რომელიც წარმოადგენს შეფარდებას გარემოს შენელების უნარიანობისა და შთანთქმის მაკრო კვეთის სიდიდესთან.

$$k_{\beta} = \frac{\Sigma_s \xi}{\Sigma_a} \tag{17}$$

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

$$E_0 = \frac{Mv^2}{2} = \frac{Mv_n^2}{2} + \frac{Mv_p^2}{2} \quad (18)$$

$E_0$  და  $v$  ნეიტრონის ენერგია და სიჩქარეა საწყის მომენტში.  $v_n$  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):

$$E_1 = \frac{Mv_n^2}{2} = \frac{Mv_p^2}{2} = \frac{E_0}{2} \quad (19)$$

$E_1$ -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

$$E_1 = 1 - \frac{2A}{(A + 1)^2} \quad (20)$$

მაგალითად თუ შემნელებელ გარემოს წარმოადგენს ნახშირბადი (გრაფიტი)  $^{12}C$  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 უფრო 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 შენელებისას გავლილი მანძილი სუსტადაა დამოკიდებული ნეიტრონის საწყის 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 1მევი-დან 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, ისაა მანძილის კვადრატი, მას დაარქვეს (ე.ფერმი) **ნეიტრონის ასაკი**. ამ სიდიდის არსი მდგომარეობს იმაში, რომ

$$\tau = \frac{\overline{r_{\text{შ}}^2}}{6} \tag{21}$$

სადაც  $\overline{r_{\text{შ}}^2}$  - საშუალო კვადრატული მანძილია, რომელზედაც შორდება ნეიტრონი წყაროს შენელების პროცესში ენერგიიდან 1მეგ-დან 1ეგ-მდე. შენელების მანძილი კარგ შემნელებელში შეადგენს ათეულ სანტიმეტრს. (ცხრილი 5.4)

ცხრილი 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
$k_{\text{შ}}$	61	1900	125	170	170	0.93
$\tau, \text{სმ}^2$	26.9	118.0	90.0	95.0	297	2082.4

დაწყებული ენერგიიდან 0.5-1ეგ ნეიტრონების დაჯახებისას ბირთვებთან მნიშვნელოვანი ხდება ატომების სითბური ენერგია. ნეიტრონების განაწილება მიისწრაფის წონასწორულ, ანუ მაქსველის განაწილებისაკენ:

$$\frac{dN}{dE} \approx e^{-\frac{E}{kT}} \cdot E^{-1/2}, \quad E < 1\text{ეგ}. \tag{15}$$

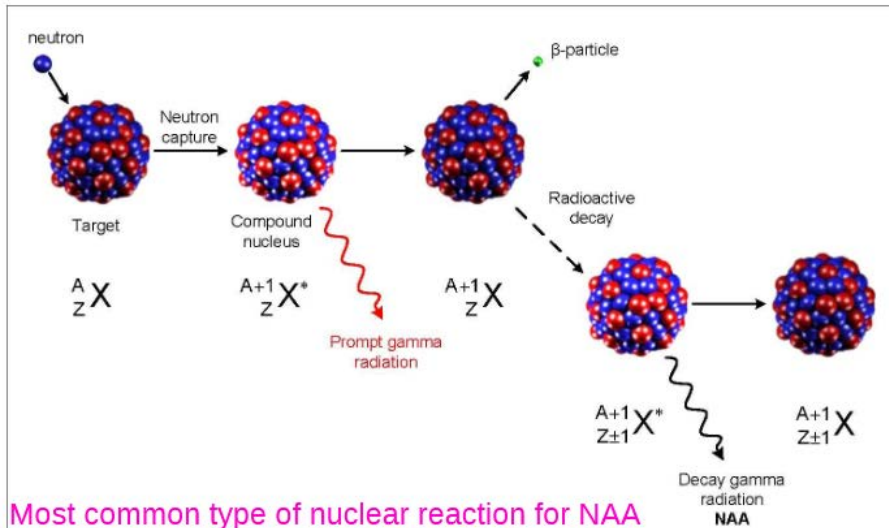
ამ პროცესს ნეიტრონების **თერმალიზაცია** ეწოდება.

**ნეიტრონების გენერაცია**

მძიმე ბირთვი, ნეიტრონებით სპონტანური დაშლისას, იხლიჩება ორ ნაწილად და ამ დროს წარმოიქმნებიან მეორადი ნეიტრონები. მეორადი(მეისიერი) ნეიტრონების რიცხვი ტოლია 2.479, 2.416, 2.862 და 2.938 ბირთვებისათვის  $^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu$  და  $^{241}Pu$  შესაბამისად.

**აქტივაციის განტოლება. აქტივაციური ანალიზის მეთოდები**

აქტივაციური ანალიზი არის ანალიზური მეთოდი საკვლევი ობიექტების რაოდენობრივი და ხარისხობრივი კვლევისა. ეს მეთოდი ეყრდნობა რადიაქტიური ბირთვების გამოსხივებას, რომლების აღზნება 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[3].



ნახ.8 ნეიტრონულ აქტივაციური ანალიზის NNA ყველაზე გავრცელებული არხები

ბირთვული რეაქციის შედეგად დამჯახებელი ნაწილაკი - ნეიტრონი შთაინთქმება. ამის შედეგად ჩამოყალიბდება შედგენილი-შუალედური არასტაბილური მაღალაგზნებული ბირთვი. შედგენილი ბირთვი იშლება, გამოსხივდება ბეტა ან გამა ნაწილაკი და მიიღება დაშლის ერთერთი პროდუქტი - სტაბილური ბირთვი. ნეიტრონის ჩაჭერის პროცესის დამთავრების შემდეგ ძირითადად იზომება გამა გამოსხივება, რომლითაც ხდება საკვლევი ნიმუშის იდენ ტიფიკაცია და მისი რაოდენობის დადგენა.

ბირთვების წარმოქმნის სიჩქარე განისაზღვრება ორი პროცესით: ბირთვების დაგროვება ბირთვული პროცესების შედეგად და მათი რაოდენობის შემცირება რადიაქტიურ დაშლის პროცესში:

$$\frac{dN^*}{dt} = \phi\sigma N - \lambda N^*, \tag{16}$$

სადაც  $N$ - ატომების რიცხვია რომელთა აქტივაციაც რეალიზდება ;  $N^*$ -რადიაქტიური ბირთვების რაოდენობაა;  $\Phi$ -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:

$$N^* = \frac{\phi\sigma N}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \tag{17}$$

აქტივობა

$$A_t = \lambda N^*, A_t = \phi\sigma N(1 - e^{-\lambda t}) \tag{18}$$

გამოვიყენოთ ცნობილი გამოსახულება  $\lambda = 0.693/T_{1/2}$  , სადაც  $T_{1/2}$  რადიაქტიური იზოტოპის ნახევარდაშლის პერიოდია, მაშინ მივიღებთ:

$$A_t = \phi\sigma N(1 - e^{-0.693 \cdot t/T_{1/2}}) \quad (19)$$

მარტივია დავასკვნათ, რომ თუ დასხივების დრო დიდია, მაშინ მეორე წევრი ფრჩხილებში შეიძლება უგულებელვყოთ და მივიღებთ ნაჯერობის აქტივობას:

$$A_\infty = \phi\sigma N \quad (20)$$

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 ნეიტრონულ-აქტივაციური ანალიზი ისააკ ნიუტონის თმებისა, რომელიც ჩატარდა ინგლისში ორდერმატსონ ბირთვულ ცენტრში. ოქროს და ვერცხლისწყლის აღმოსაჩენად დასხივება მიმდინარეობდა 5დღე, ხოლო დარიშხანის და ვერცხლის 14დღე. აღმოჩნდა, რომ მაღალი ტოქსიკური აქტივობის მქონე ვერცხლისწყლის რაოდენობა 90-ჯერ აღემატებოდა ნორმას, რამაც დაამტკიცა, რომ ნიუტონი დიდი ხნის განმავლობაში ავად იყო ვერცხლისწყლის გამო.

$$A_t = \phi\sigma cN'(1 - e^{-0.693 \cdot t/T_{1/2}}) \quad (21)$$

$N'$  - ელემენტის ატომების საწყისი რაოდენობა;  $c$ - აქტივირებული იზოტოპის წილია იზოტოპების ბუნებრივ ნარევაში. თუ გადავალთ აქტივირებულ ელემენტის რაოდენობაზე გრამებში მივიღებთ:

$$A_t = \frac{6.02 \cdot 10^{23} m c \sigma \Phi}{M} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (22)$$

$m$ -საკვლევი ელემენტის მასა;  $M$  -ატომური მასა.

მოცემული განტოლება გვაძლევს რადიოაქტიური იზოტოპის აქტივობას დასხივების დამთავრების მომენტში. თუ შემოვიტანთ აქტივობის ცვლილების ფაქტორს , მივიღებთ:

$$A_t = \frac{6.02 \cdot 10^{23} m c \sigma \Phi}{M} (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_b} \quad (23)$$

საბოლოოდ ამ გამოსახულებიდან შეგვიძლია განვსაზღვროთ საძებნი იზოტოპის  $m$  მასის მნიშვნელობა:

$$m = \frac{A_t \cdot M}{6.02 \cdot 10^{23} c \sigma \Phi} (1 - e^{-\lambda t_a})^{-1} \cdot e^{\lambda t_b} \quad (24)$$

$t_a$ -აქტივაციის დროა;  $t_b$ - დრო გასული აქტივაციის დამთავრების შემდეგ(მოიცავს გაზომვის დროსაც).

ნაწილაკების ან კვანტების რაოდენობა, დაფიქსირებული გაზომვის  $t_c$ დროში იქნება

$$N_t = \frac{6.02 \cdot 10^{23} m c \sigma \Phi P}{M \cdot \lambda} (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_b} \cdot (1 - e^{-\lambda t_c}) \cdot a, \quad (25)$$



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 [4,5].

**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 ცნობილი რაოდენობის-სტანდარტის დასხივება. აქტივობა ნიმუშისა და სტანდარტის იზომება ერთიდაიგივე პირობებში. გასაზომ ნიმუშში საკვლევი ელემენტის რაოდენობა გამოითვლება მარტივი გამოსახულებიდან:

$$\frac{m_x}{m_{სტ}} = \frac{A_x}{A_{სტ}} \tag{26}$$

სადაც  $m_x$  და  $m_{სტ}$  საკვლევი ელემენტის რაოდენობაა ნიმუშში და სტანდარტში-ეტალონში შესაბამისად.

**მეთოდის მგრძობიარობა**

ნებისმიერი ანალიტიკური მეთოდის მგრძობიარობა-ესაა იმის შესაძლებლობა, რომ მოცემული ალბათობით აღმოაჩინოს განსხვავება ძალიან მცირე რაოდენობის ნივთიერებებს შორის. რადიოაქტივაციური ანალიზის მგრძობიარობა დამოკიდებულია მთელ რიგ ფაქტორებზე, რომელთა შორის უნდა აღინიშნოს :1)  $\Phi$  –ნეიტრონების ნაკადის ნაკადის სიმკვივრივე; 2) ნეიტრონების ჩაჭერის კვეთი  $\sigma$ ; 3)დეტექტორების ეფექტურობა; განვიხილოთ ისინი ცალ-ცალკე. თუ დასხივების დრო შეესაბამება პერიოდის ისეთ მნიშვნელობას, რომ გაჯერების ფაქტორი  $(1 - e^{-\lambda t}) \rightarrow 1$  და აქტივობა იზომება იზომება ისეთ  $t_b$  დროის ინტერვალში, რომელიც მცირეა ვიდრე პერიოდი ( $e^{-\lambda t_b} \rightarrow 1$ ), მაშინ ელემენტის მასა განისაზღვრება ფორმულით:

$$m = \frac{A_x \cdot M}{\Phi \sigma c \cdot 6.02 \cdot 10^{23}} \tag{27}$$

თუ ამ ფორმულაში ჩავსვამთ ტიპურ მნიშვნელობებს , მივიღებთ

$$m = \frac{\frac{100\text{ობპ}}{\beta\theta} \cdot M}{10^{12} \sigma \cdot 10^{-24} \cdot 6.02 \cdot 10^{23}} \approx \frac{A_x M}{\sigma} \cdot 10^{-12} \tag{28}$$

(27) ფორმულიდან ჩანს, რომ რაც მეტია ნეიტრონების ნაკადი  $\Phi$  , რაც მეტია  $\sigma$  , მით მეტია დეტექტირების ეფექტურობა. ნებისმიერი პროცესისათვის კვეთი განსაზღვრული

მნიშვნელობისა და სინამდვილეში არის ძირითადი ფაქტორი, რომელიც გავლენას ახდენს მგრძობიარობაზე, რადგანაც  $\sigma$  შეიძლება იცვლებოდეს ფართო დიაპაზონში ათასიდან რამდენიმე ათას ბარნამდე. ეს თავის მხრივ დამოკიდებულია იზოტოპზე და აგრეთვე აქტივაციის სახეზე. სასურველია დაცემული ნაწილაკების ნაკადი იყოს მაქსიმალური. ნეიტრონების შემთხვევაში იგი შეიძლება იცვლებოდეს ლაბორატორიული (Ra-Be) წყაროსათვის  $10^4 \frac{\text{ნეიტ}}{\text{სმ}^2\text{წმ}}$  და  $10^{15} \frac{\text{ნეიტ}}{\text{სმ}^2\text{წმ}}$  ზოგიერთი ატომური რეაქტორისთვის შესაბამისად. ციკლოტრონებს და ელექტროსტატიკურ გენერატორებს შეუძლიათ მოგვცენ  $10^8 - 10^{15} \frac{\text{ნეიტ}}{\text{სმ}^2\text{წმ}}$  ატომური წონა-განსაზღვრული მნიშვნელობისა, მაგრამ როგორც ფორმულიდან ჩანს ერთნაირ პირობებში აქტივაციური მეთოდი უფრო მგრძობიარე იქნება მსუბუქი ელემენტებისთვის. იზოტოპების გავრცელების სიდიდე  $c$  განსაზღვრული მნიშვნელობისა და პერიოდულ სისტემაში იცვლება ფართო ფარგლებში მაგ. 1-დან  $^{75}\text{As}$  და  $0.007$   $^{235}\text{U}$ -თვის. ამიტომ მონოიზოტოპებისთვის 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 მოწყობილობის ეფექტურობის 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: ნეიტრონულ-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 აღზნება ( $\gamma, \gamma'$ ),

სხვადასხვა ტიპის ბირთვული რეაქციები ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, p$ ), ( $\gamma, \alpha$ ), ( $\gamma, f$ ) [6] და სხვა. ჯამური კვეთი ყველა პროცესისა ტოლია:

$$\sigma_\gamma = \sigma_{(\gamma, \gamma')} + \sigma_{(\gamma, n)} + \sigma_{(\gamma, p)} + \sigma_{(\gamma, \alpha)} + \sigma_{(\gamma, f)} + \dots \quad (29)$$

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 მევ. რეზონანსული ენერგიის სიდიდე  $E$ , რომლისთვისაც დაიკვირვება კვეთის მაქსიმუმი მცირდება მასური რიცხვის ზრდასთან ერთად შემდეგი კანონის მიხედვით:

$$E_m \sim M^{-0.19} \quad (30)$$

რეზონანსული მრუდის სიგანე ძალზედ 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.ა.შ). ამიტომ რეაქციას ( $\gamma, f$ ) გამოყენებას აქვს საკმაოდ ვიწრო გამოყენების არე.

პრაქტიკული გამოყენება ფოტოაქტივაციური ანალიზისთვის ჰპოვა ( $\gamma, n$ ) რეაქციამ და რეაქციებმა ბირთვის მეტასტაბილური მდგომარეობების (იზომერების) აღზნებით. მეტასტაბილური მდგომარეობების აღზნებისათვის 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  $E_{\text{შეზღუდული}}$  ენერგიას, რომელზედაც ეს მაქსიმუმი მიიღწევა. კვეთი მაქსიმუმში

იზრდება ატომური ნომრის ზრდასთან ერთად: მსუბუქი ბირთვებისთვის ეს მნიშვნელობა რამოდენიმე მილიბარნის ტოლია და მძიმე ბირთვებისთვის აღწევს დაახლოებით 1ბარნს.ძალიან ხშირად ( $\gamma$ ,  $n$ ) რეაქციის ალბათობის დასახასიათებლად გამოიყენება ინტეგრალური კვეთი  $\sigma_{\text{int}}$ , რომელიც ტოლია

$$\int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \sigma(E) dE. \quad (31)$$

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  $E_{\text{th}}$ ,  $E_{\text{int}}$  და  $\sigma_{\text{int}}$ . ეს პარამეტრები განსაზღვრავენ ფოტოაქტივაციური ანალიზის შესაძლებლობას და მგრძობიარობას  $\gamma$ - გამოსხივების ენერგიის მოცემული 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 წარმოიშვებიან ნეიტრონდეფიციტური იზოტოპები, რომელთაც თან ახლავთ პოზიტრონების გამოსხივება(ბეტა პროცესი)ან აქვთ გამა გამოსხივების დაბალი გამოსავალი.

#### ლიტერატურა:

- [1]. Saadia Amiel “Nondestructive Activation Analysis: With Nuclear Reactors and Radioactive Neutron Sources” Elsevier Science Ltd, 1981.
- [2] Ларин Дмитрий Андреевич “ Исследование возможности применения промышленного спектрометра нейтрино iDREAM для оценки тепловой мощности промышленного ядерного реактора» «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА» ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ, 2020.
- [3]. Marcelis de Bruin, “Instrumental neutron activation analysis - a routine method” <https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/1983. Public/15/035/15035293.pdf>
- [4] Olga Shulyakova, Petr Avtonomov, Valeria Kornienko., “New Developments of Neutron Activation Analysis Applications” World Conference on Technology, Innovation and Entrepreneurship., Procedia - Social and Behavioral Sciences 195 ( 2015 ) 2717 – 2725.
- [5] Monica Sisti, “Neutron Activation analysis” LOW RADIOACTIVITY TECHNIQUES 2019 WORKSHOP (LRT) 20-23 May,2019 Jaca, Spain.
- [6]. R. L. Paul, D. Sahin, J. C. Cook, C. Brocker, R. M. Lindstrom, D. J. O'Kelly, "[NGD Cold-Neutron Prompt Gamma-Ray Activation Analysis Spectrometer at NIST](#)," J. Radioanal. Nucl. Chem. 304 (1) (2015), 189-193.

Article received 2024-12-10