

მესბაურის ეფექტი და მისი გამოყენება

მალხაზ გოჩიტაშვილი

ივ.ჯავახიშვილის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი, ფიზიკის დეპარტამენტი.

ანოტაცია

მოცემულ სამუშაოში განხილულია მესბაურის ეფექტი და მისი გამოყენება, როგორც ბირთვულ ფიზიკაში, მყარი სხეულების ფიზიკაში ასევე ასტროფიზიკაში. მოყვანილია პრაქტიკული შედეგები: ^{57}Fe იზოტოპის ჰიპერნაზი სტრუქტურის სპექტრი (ე.წ. ზეემანის ეფექტი ბირთვისათვის), იზომერული წანაცვლება და გრავიტაციული წითელი წანაცვლება. ნაჩვენებია, რომ მესბაურის სპექტრების გაშიფვრა იძლევა ქიმიური შემადგენლობის იდენტიფიცირებისა და ნივთიერებების კრისტალური სტრუქტურების მახასიათებლების გამოვლენის საშუალებას. ასევე შესაძლებელია ფერომაგნეტიკში მაგნიტური ველის სიდიდის გაზომვა.

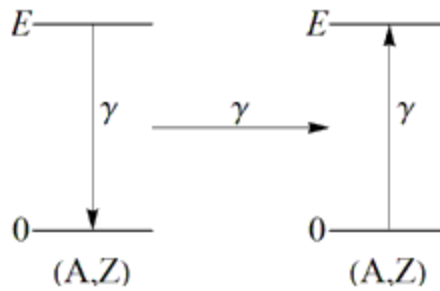
საკვანძო სიტყვები: სიტყვები: მესბაურის სპექტრები, იზომერული წანაცვლება, დეზაის ტემპერატურა, კრისტალური მესერი

შესავალი

მესბაურის ეფექტი არის ფიზიკური მოვლენის მაგალითი, რომელიც გამოიყენება მეცნიერების ბევრ სფეროში: ქიმიაში, ბირთვულ ფიზიკაში, მყარი სხეულების ფიზიკაში და ა.შ. ეს ნაშრომი არ წარმოადგენს მესბაურის ეფექტის გამოყენების სრულ და ყოვლისმომცველ მიმოხილვას, მაგრამ მიზნად ისახავს მკითხველს აუხსნას მესბაურის ეფექტის არსი და აჩვენოს, რომ ამ ეფექტის აღმოჩენას უდიდესი ფუნდამენტური და პრაქტიკული მნიშვნელობა ჰქონდა და მთლიანობაში მეცნიერებისთვის. ავტორი ასევე იმედოვნებს, რომ ეს ნაშრომი მკითხველისთვის სტიმული იქნება მესბაურის ეფექტის შემდგომი ღრმა შესწავლისთვის.

1. γ -გამოსხივების რეზონანსული შთანთქმა

1958 წელს გაკეთდა საინტერესო აღმოჩენა γ -გამოსხივების ფიზიკაში, რომელმაც ავტორის სახელის მიხედვით მიიღო მესბაურის ეფექტის სახელი. ეს ეფექტი არის რეზონანსული ფლოუორესცენციის ბირთვული ანალოგი და მდგომარეობს იმაში, რომ თუ ერთი ბირთვი ასხივებს γ -კვანტს, მაშინ სხვა იდენტური ბირთვი შთანთქმავს ამ კვანტს დიდი ალბათობით (ნახ. 1). 1958 წლამდე ბირთვების მიერ γ სხივების რეზონანსული შთანთქმის დაკვირვება შეუძლებლად ითვლებოდა შემდეგი მიზეზების გამო.



ნახ. 1. γ -კვანტების რეზონანსული შთანთქმის (A, Z) ბირთვების მიერ

γ -დაშლის დროს ბირთვი გარკვეული τ დროის განმავლობაში აღზნებულ მდგომარეობაშია, შემდეგ კი ასხივებს ფოტონს. ჰაიზენბერგის განუზღვრელობის პრინციპიდან გამომდინარე აღზნებული მდგომარეობის ენერგიის განუზღვრელობა Γ (აღზნებული დონის სიგანე) ცალსახადაა დაკავშირებული მდგომარეობის სიცოცხლის ხანგრძლივობასთან:

$$\Gamma \geq \hbar/\tau \quad (1.1)$$

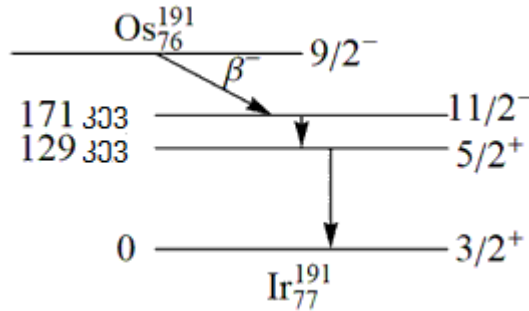
რაც უფრო სწრაფად ხდება აღზნებული მდგომარეობიდან გადასვლა, მით უფრო დიდია განუზღვრელობა აღზნებული მდგომარეობის შესაბამისი ენერგიისა. აღზნებული მდგომარეობის ენერგიაში განუზღვრელობა იწვევს იწვევს ბირთვის აღზნებული მდგომარეობიდან ძირითად მდგომარეობაში გადასვლისას გამოსხივებული γ -გამოსხივების არამონოქრომატულობას. ამ არამონოქრომატულობას ეწოდება γ -სხივის ემისიის ხაზის ბუნებრივი სიგანე Γ [1].

განვიხილოთ, მაგალითად, ირიდიუმის ბირთვი ^{191}Ir , რომელიც აღზნებულ მდგომარეობაშია ენერგიით $E=129$ კეე, საიდანაც მას შეუძლია გადავიდეს ძირითად მდგომარეობაში γ -კვანტის გამოსხივების შედეგად, ნახევარდაშლის პერიოდით $T_{1/2} \approx 10^{-10}$ წმ (ნახ. 2). გამოსხივებული ხაზის ბუნებრივი სიგანე ტოლია:

$$\Gamma \approx \frac{\hbar}{\tau} \approx \frac{0.66 \cdot 10^{-15} \cdot \ln 2}{10^{-10}} \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ ევ} \quad (1.2)$$

ეს ძალიან მცირე სიდიდეა γ გადასვლის $E_\gamma = 129$ კეე ენერგიასთან შედარებით :

$$\frac{\Gamma}{E_\gamma} \approx 4 \cdot 10^{-11} \quad (1.4)$$



ნახ. 2. ირიდიუმის ^{191}Ir იზოტოპის წარმოქმნის სქემა

γ - გამოსხივებისას ბირთვიდან გამოდის ფოტონი. თუ ჩავთვლით, რომ საწყის მდგომარეობაში ბირთვი (nuclear) იყო უძრავი, იმპულსის შენახვის კანონიდან გამომდინარე ბირთვი მიიღებს იმპულსს p_n , რომელიც სიდიდით ტოლია გამონთავისუფლებული ფოტონის იმპულსის p_γ :

$$0 = \vec{p}_n + \vec{p}_\gamma \Rightarrow p_n = p_\gamma \quad (1.5)$$

შესაბამისად, ბირთვი შეიძენს კინეტიკურ ენერგიას $T_n = p_n^2/(2M)$, სადაც M – არის ბირთვის უძრავობის მასა. ენერგიის შენახვის კანონიდან გამომდინარე:

$$E = p_\gamma c + T_n \quad (1.6)$$

გადასვლის E ენერგია გადანაწილდება ფოტონზე და ბირთვის უკუცემაზე. ვინაიდან გადასვლის ენერგია E გაცილებით ნაკლებია ვიდრე ბირთვის უძრავობის Mc^2 ენერგია, უკუცემის ენერგია T_n განისაზღვრება, კარგი სიზუსტით, ფორმულით.

$$T_n = \frac{p_n^2}{2M} \approx \frac{E^2}{2Mc^2} \quad (1.7)$$

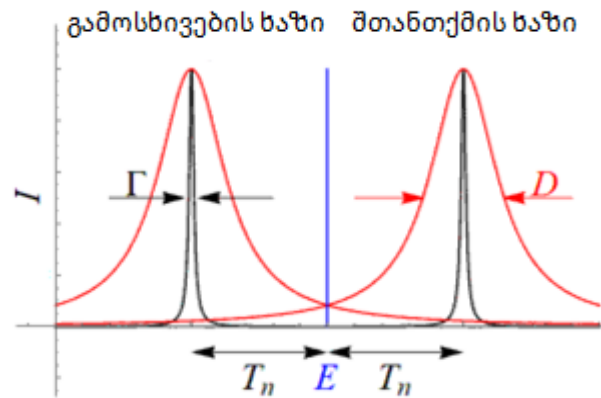
ენერგია, რომელსაც წაიღებს γ -კვანტი აღმოჩნდება უფრო მცირე, ვიდრე გადასვლის E ენერგია:

$$p_\gamma c = E - T_n < E \quad (1.8)$$

ანალოგიურად იმისათვის, რომ მოხდეს ბირთვის აღზუნება E ენერგიამდე საჭიროა γ გამოსხივება ენერგიით

$$p_\gamma c = E + T_n > E \quad (1.9)$$

შედეგად გამა შთანთქმისა და გამოსხივების ხაზების ენერგიები ერთმანეთთან ერთმანეთის წანაცვლებულია ერთმანეთის მიმართ $2T_n$ -ით(ნახ.3)



ნახ. 3. ბირთვის ერთიდაიგივე მდგომარეობის შესაბამისი გამოსხივებისა და შთანთქმის ხაზების წანაცვლება, ბუნებრივი(შავი) და დოპლერის(წითელი) გაფართოება.

^{191}Ir იზოტოპისთვის, რომელიც ასხივებს ფოტონს პირველი აღზნებული მდგომარეობიდან ან შთანთქავს ფოტონს პირველ აგზნებად მდგომარეობაში გადასასვლელად, უკუცემის ენერგია მცირეა:

$$T_n \approx \frac{E^2}{2Mc^2} \approx \frac{(129 \cdot 10^3)^2}{2 \cdot 191 \cdot 931 \cdot 10^6} \approx 0.05 \text{ ევ} \quad (1.10)$$

მაგრამ ეს ენერგია მნიშვნელოვნად აღემატება ემისიის ხაზის ბუნებრივ სიგანეს $\Gamma \approx 5 \cdot 10^{-6}$ ევ. აქედან გამომდინარეობს რეზონანსული შთანთქმის აბსოლუტური შეუძლებლობა. მაგრამ ეს ასე არ არის, რადგან ემისიის და შთანთქმის ხაზების რეალური სიგანე განისაზღვრება არა ბუნებრივი სიგანით Γ , არამედ დოპლერის გაფართოებით, რომელსაც შეიძლება ადგილი ქონდეს ოთახის ტემპერატურაზეც [1]:

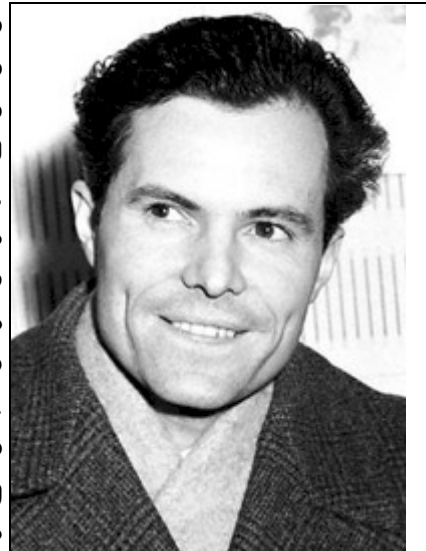
$$D = 2\sqrt{T_n kT} = 2\sqrt{0.05 \cdot 0.86 \cdot 10^{-4} \cdot 300} \approx 0.07 \text{ ევ} \quad (1.11)$$

რადგან, $D \approx T_n$, დოპლერის გაფართოებული ემისიის და შთანთქმის ხაზები ნაწილობრივ გადაფარავენ ერთმანეთს (ნახ. 3) და რეზონანსული პროცესი შესაძლებელი ხდება. მაგრამ მას არ აქვს დიდი სიმკვეთრე, რადგან $D/E \approx 0.5 \cdot 10^{-6}$, და დაიკვირვება მხოლოდ γ კვანტების ძალიან მცირე რაოდენობისთვის, რომელიც შეესაბამება ხაზების გადაფარვის მცირე ფართობს [1].

2. მესბაუერის ცდები

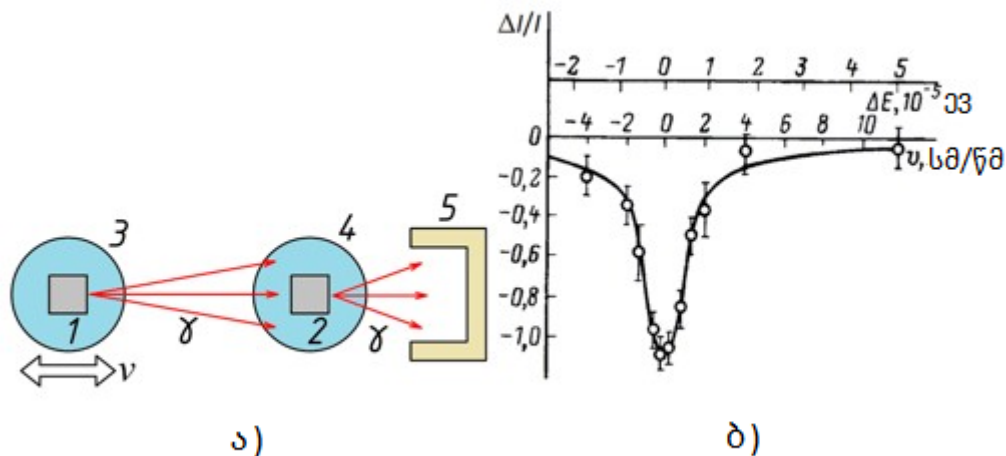
1958 წელს გერმანელმა ფიზიკოსმა მესბაუერმა (ნახ. 4), ჩაატარა ექსპერიმენტები რეზონანსული შთანთქმის შესწავლაზე ხაზების ნაწილობრივი გადაფარვის პირობებში მათი დოპლერის გაფართოების შედეგად. მან გადაწყვიტა დოპლერ გაფართოების D -ის შემცირება წყაროსა და შთანთქმელის გაცივებით. ამ შემთხვევაში, მოსალოდნელი იყო შთანთქმის ფოტონების წილის შემცირება ხაზების გადაფარვის ფართის შემცირების გამო. საპირისპიროდ ამისა, ექსპერიმენტში დაფიქსირდა შთანთქმის ეფექტის ზრდა, რაც მიუთითებდა გადაფარვის არის ზრდაზე. მესბაუერმა ეს მოვლენა ახსნა შემდეგნაირად: რეზონანსული შთანთქმა არ ხდება თავისუფალ ბირთვებზე. გამომსხივებელი წყაროსა და შთანთქმელის ბირთვები იმყოფებიან კრისტალურ მესერში. კლასიკური მექანიკის

კანონების მიხედვით, თავისუფალი ბირთვიდან მყარ სხეულზე - კრისტალზე გადასვლისას სიტუაცია არ იცვლება, კრისტალური ბმების ძალების გავლენით უკუცემის ეფექტი მცირდება, მაგრამ არც იმდენად, რომ რეზონანსული შთანთქმა იყოს შესაძლებელი. თუმცა, უკუცემის ამპლიტუდა იმდენად მცირეა, რომ საჭიროა არა კლასიკური, არამედ კვანტური განხილვა. კვანტურ მექანიკაში კრისტალური კავშირის ეფექტი არ ვლინდება ისე, როგორც კლასიკურ მექანიკაში, არამედ ეფექტი ვლინდება კვანტური სტატისტიკის გათვალისწინებით. უმეტეს შემთხვევაში, წყარო და შთანთქმელი ბირთვები განიცდიან სრულ უკუცემას. მაგრამ შემთხვევების მცირე პროცენტში γ -კვანტების გამოსხივება და შთანთქმა უკუცემის გარეშე მიმდინარეობს. სწორედ ასეთი გადასვლების დროს ხდება რეზონანსული შთანთქმა. უკუცემის გარეშე გადასვლის პირობები უფრო ხელსაყრელია იმ შემთხვევაში, რაც უფრო მცირეა გადასვლის ენერგია და დაბალია კრისტალის ტემპერატურა. თუმცა ზოგიერთი იზოტოპისთვის საკმაოდ შესაძენევი ეფექტი შეიძლება შეინიშნოს ოთახის ტემპერატურაზეც [2].



ნახ. 4. რუდოლფ ლუდვიგ მესბაუერი (1929–2011). 1961 წ. მან მიიღო ნობელის პრემია, რომელსაც მის საპატივცემულოდ დაერქვა მესბაუერის ეფექტი

ნახ. 5a გვიჩვენებს ექსპერიმენტის სქემას მოესბაუერის ეფექტზე დაკვირვებისთვის. წყარო 1- γ -გამომსხივებელი მოძრაობს მცირე სიდიდის მუდმივი სიჩქარით, შთანთქმელი 2-ის მიმართულებით ან საწინააღმდეგოდ. წყარო და შთანთქმელი შედგება იგივე ბირთვებისგან და მოთავსებულია 3 და 4 კრიოსტატებში, რომლებშიც დაბალი ტემპერატურაა შენარჩუნებული. მთვლელი 5 მდებარეობს შთანთქმელის უკან. იზომება მრიცხველის სიჩქარის დამოკიდებულება წყაროს სიჩქარეზე. თუ წყაროს სიჩქარე საკმარისად მაღალია, მაშინ გამოსხივების ხაზის სიხშირე იცვლება დოპლერის ეფექტის გამო, ისე რომ არ მოხდეს რეზონანსული შთანთქმა. სიჩქარის კლებასთან ერთად დოპლერ წანაცვლება მცირდება და გამოსხივების ხაზი იწყებს შთანთქმის ხაზთან მიახლოებას. როდესაც ეს ხაზები იკვეთება, დაიწყება ინტენსიური რეზონანსული შთანთქმა. შედეგად, თვლის სიჩქარე ეცემა, როგორც ნაჩვენებია ნახ. 5 ბ. ამრიგად, სიჩქარის ნელა შეცვლით, შესაძლებელია მესბაუერის ხაზის (ან ხაზების, თუ რამდენიმე მათგანის) პოზიციისა და სიგანის გაზომვა [2].



ნახ. 5.(ა) ექსპერიმენტის სქემა მესბაუერის ეფექტზე დაკვირვებისთვის.
ბ) მესბაუერის ექსპერიმენტის შედეგი.

წყაროსა და შთანთქმელის ფარდობითი სიჩქარე v და გამოსხივებული γ -კვანტების ΔE ენერგიის შესაბამისი ცვლილება გამოსახულია აბსცისთა ღერძის გასწვრივ. ორდინატთა ღერძზე გადაზომილია γ -გამოსხივების ფარდობითი ინტენსივობის განსხვავება $\Delta I/I$, როცა გამოსხივება გადის ირიდიუმის და პლატინის (ფონის შესაფასებლად) ერთნაირი სისტემის შთანთქმელებში.

მოდით შევავსოთ რა v სიჩქარით უნდა მოძრაობდეს ბირთვი, რომ დოპლერის ეფექტის გამო რეზონანსიდან გამოვიდეს. ამისთვის საჭიროა აღვზნებული დონის ენერგეტიკული სიგანე Γ გავუტოლოთ ფოტონის ΔE ენერგიის დანამატს, რომელიც წარმოიქმნება მაშინ, როცა ლაბორატორიული სისტემიდან გადავალთ v სიჩქარით მოძრავ ათვლის სისტემაში. დაბალი v სიჩქარის შემთხვევაში, ეს ნამატი

$$\Delta E = vE/c \quad (2.1)$$

გავუტოლოთ $\Delta E = \Gamma$, სიჩქარის შეფასებისთვის მივიღებთ:

$$v = c\Gamma/E \quad (2.2)$$

სიდიდე Γ/E ბირთვის ქვედა მდგომარეობებისთვის ძალზედ მცირეა. ამის გამო ასევე მიიღება სიჩქარის მცირე მნიშვნელობა. მაგალითად, ირიდიუმის ^{191}Ir იზოტოპისთვის v სიჩქარე მიიღება 1.2 სმ/წმ. ასეთი სიჩქარეების რეალიზება ლაბორატორიის პირობებში ადვილად განსახორციელებელია და შესაძლებელია მათი მექანიკურად [2] გაზომვა.

3. ნივთიერებების არჩევა მესბაუერის ეფექტის შესასწავლად

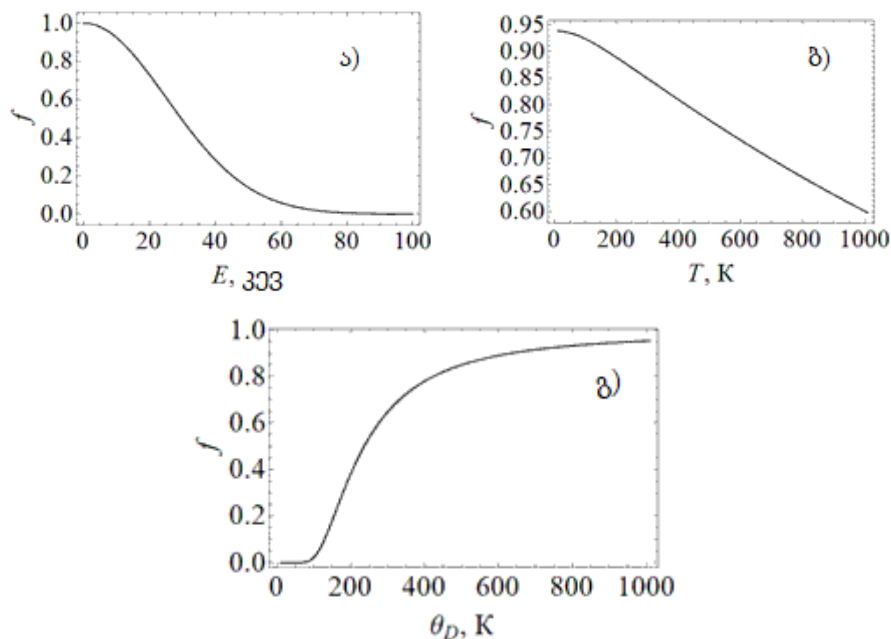
დღეისათვის მესბაუერის ეფექტი დაფიქსირდა 40-ზე მეტ ელემენტისთვის. ყველაზე ხშირად გამოყენებულ იქნა რკინისა ^{57}Fe და კალის ^{119}Sn იზოტოპები. ასევე საკმაოდ ხშირად გამოიყენება იზოტოპები: ^{61}Ni , ^{67}Zn , ^{99}Ru , ^{121}Sd , ^{125}Te , ^{129}I , ^{151}Eu , ^{155}Gd , ^{166}Er , ^{169}Tm ,

^{170}Yb , ^{181}Ta , ^{182}W , ^{191}Ir , ^{197}Au , ^{237}Np [3, 4]. ძირითადი პარამეტრები, რომლებიც ფასდება მესბაუერის ეფექტის გამოყენებით კვლევისთვის ნივთიერებების არჩევისას არის მესბაუერის კოეფიციენტი f (იმ პროცესების წილი რომლებიც მიმდინარეობს უკუცემის გარეშე, $0 \leq f \leq 1$), მიღწევადი გარჩევისუნარიანობა და სამუშაო ტემპერატურა. ერთატომიანი კრისტალებისთვის, f კოეფიციენტი შეიძლება შეფასდეს ფორმულიდან:

$$f = \exp \left(-\frac{6T_n}{k\theta_D} \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^2 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x dx}{e^x - 1} \right] \right) \quad (3.1)$$

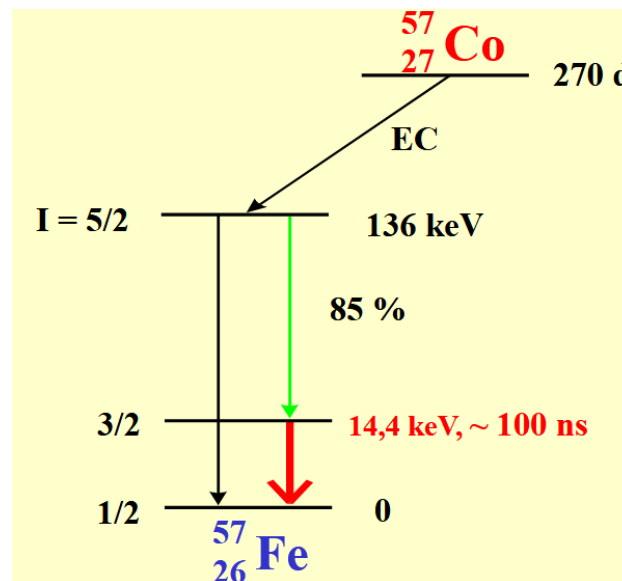
სადაც $\theta_D \approx 500^\circ \text{K}$ დეზაის ტემპერატურაა, რომელიც ახასიათებს კრისტალის დრეკადობას (რეალურად ის წარმოადგენს ტემპერატურას, რომელზედაც ხდება ფონონების აღზნება, ანუ ირთვება კვანტური ეფექტები). ფორმულის ანალიზიდან გამომდინარეობს, რომ f -ის დიდი მნიშვნელობის მისაღებად საჭიროა უკუცემის T_n ენერგიის მცირე მნიშვნელობა, ანუ გადასვლის ენერგიის მცირე მნიშვნელობა, დაბალი T – ტემპერატურა და დეზაის θ_D ტემპერატურის სიდიდის მაღალი მნიშვნელობა (ნახ. 6, ა-გ). მაგალითად რკინის ^{57}Fe იზოტოპისთვის $\theta_D \approx 500^\circ \text{K}$.

მე-7 ნახაზზე გამოსახულია ^{57}Fe გადასვლის სქემატური სურათი პირველი აღზნებული მდგომარეობიდან ენერგიით $E = 14.4$ კეე ძირითად მდგომარეობაში. ^{57}Fe -ის პირველი აღზნებული მდგომარეობის მახასიათებლებია: $T_{1/2} = 1 \cdot 10^{-7}$ წმ, $\Gamma = 4.5 \cdot 10^{-7}$ ევ, $\Gamma/E = 3 \cdot 10^{-13}$. ნახ.6, ბ) ნაჩვენებია მესბაუერის f კოეფიციენტის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება. ნახაზიდან ჩანს, რომ ^{57}Fe -თვის მესბაუერის კოეფიციენტი $f > 0.6$ მაშინაც კი, როცა $T \approx 300^\circ \text{K}$ [1].



ნახ. 6. (ა), f კოეფიციენტის გადასვლის E ენერგიაზე დამოკიდებულება, როცა $M = 57$ გევ, $T = 300 \text{ K}$, $\theta_D \approx 500$. (ბ), f კოეფიციენტის T - ტემპერატურაზე დამოკიდებულება, როცა $M = 57$ გევ, $E = 14.4$ კევ, $\theta_D \approx 500$. (გ) f კოეფიციენტის დეზაის θ_D

ტემპერატურაზე დამოკიდებულება, როცა $M = 57$ გევ, $E = 14.4$ კევ, $T = 300^\circ\text{K}$.



ნახ. 7. ^{57}Fe იზოტოპის პირველი ორი აღზნებული დონის სქემატური სურათი[.]

4. მესბაუერის ეფექტის გამოყენება

გრავიტაციული წითელი წანაცვლების გაზომვა ლაბორატორიულ პირობებში

მესბაუერის ეფექტი საინტერესო და უნიკალურია იმით, რომ მისი გამოყენება შესაძლებელია ენერგიის გასაზომად უზარმაზარი სიზუსტით (15-17 რიგამდე). ასეთი სიზუსტით შესაძლებელი გახდა, მაგალითად, რადიოაქტიური წყაროდან გამოსხივებული ფოტონის ენერგიის დამოკიდებულების განსაზღვრა წყაროს მდებარეობისას სხვადასხვა სიმაღლეზე დედამიწის ზედაპირიდან. გრავიტაციული წითელი წანაცვლება. აინშტაინის ფარდობითობის ზოგადი თეორიის მიხედვით, E ენერგიის მქონე ფოტონი გრავიტაციულ ველში უნდა მოიქცეს ისე, როგორც $m = E/c^2$ მასის მქონე ნაწილაკი. თუ γ -გამოსხივების წყარო მდებარეობს შთანთქმელი დეტექტორის ქვემოთ H მანძილზე, მაშინ ფოტონი, რომელიც ადის შთანთქმელის სიმაღლეზე, უნდა კარგავდეს ენერგიას და მისი სიხშირე შემცირდება (წითელი წანაცვლება). წყაროსა და შთანთქმის რეზონანსული ხაზები გადაინაცვლებს ერთმანეთთან შედარებით პოტენციური ენერგიით U გრავიტაციის ველში.

$$U = mgh = Egh / c^2 \quad (4.1)$$

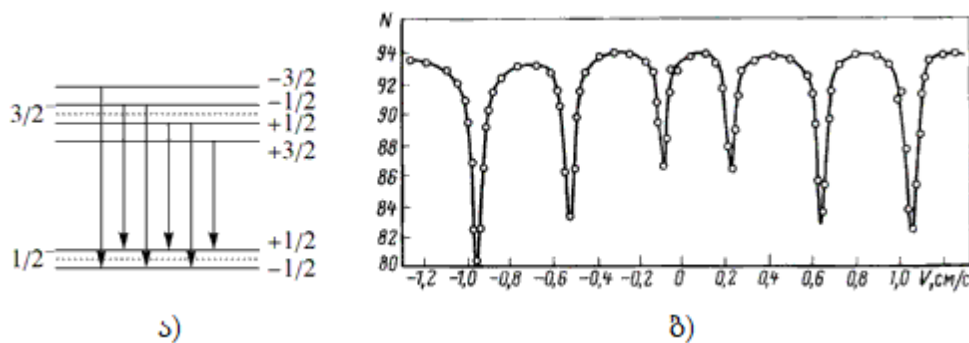
სადაც g – თავისუფალი ვარდნის აჩქარებაა.

ექსპერიმენტი ჩატარეს 1959 წელს პაუნდმა და რეზკამ ჰარვარდის უნივერსიტეტის კოშკში 22,6 მ სიმაღლეზე. ამ სიმაღლეზე γ -კვანტის ენერგიის შედარებითი ცვლილება უდრის

$$\frac{U}{E} = \frac{gH}{c^2} = \frac{9.8 \cdot 22.6}{(3 \cdot 10^8)^2} = 2.5 \cdot 10^{-15} \quad (4.2)$$

რაც დაახლოებით $1.2 \cdot 10^{-2}$ -ჯერ ნაკლებია მნიშვნელობაზე $\Gamma/E \approx 3 \cdot 10^{-13}$ ექსპერიმენტში გამოყენებული ^{57}Fe იზოტოპისთვის. ეფექტის საიმედოდ გამოსავლენად საჭირო იყო ენერგიის გაზომვა აბსოლუტური ცდომილებით $10^{-3}\Gamma \approx 4.5 \cdot 10^{-12}$ eV. ამან ექსპერიმენტისთვის სპეციალური პირობები მოითხოვა: ჰელიუმის გარემო ემიტერსა და შთანთქმელს შორის, ტემპერატურის კონტროლი, ვიბრაციისგან დაცვა[1].

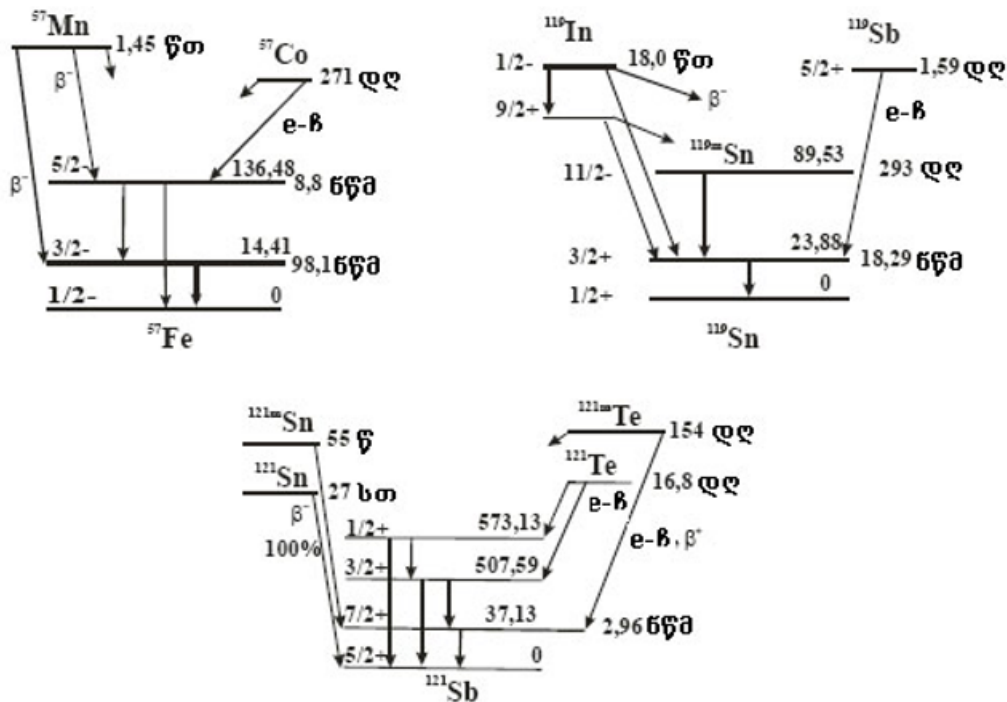
ბირთვული დონის ჰიპერ ნაზი გახლეჩის გაზომვა. ზეფაქიზი გახლეჩა განისაზღვრება როგორც μ_n ბირთვის მაგნიტური მომენტისა და საშუალო მაგნიტური B_e ველის სკალარული ნამრავლი, B_e შეიქმნა ატომის ელექტრონული გარსით ბირთვის რეგიონში. ვინაიდან ბირთვის მაგნიტური მომენტი დაახლოებით ტოლია ბირთვული მაგნეტონის $\mu_n \approx 3.2 \cdot 10^{-8}$ eV/T და $B_e \approx 10\text{T}$ (ტესლა), ზეფაქიზი გახლეჩის სიდიდის მნიშვნელობა იქნება: $\Delta E = \mu_n B_e \approx 3.2 \cdot 10^{-8} \cdot 10 \text{ეე} \approx 3.2 \cdot 10^{-7}$ ევ. ჰიპერ ნაზი სტრუქტურა დონეებისა უნდა გამოვლინდეს ბირთვული გადასვლების ფონზე. ვინაიდან ბირთვული დონეების ჰიპერნაზი გაყოფის ზეფაქიზი გახლეჩის ფარდობითი მნიშვნელობა არის $\Delta E/E \approx 10^{-7}/10^5 \approx 10^{-12}$ რიგის, ამ სიდიდის გახლეჩა შეიძლება გაიზომოს მხოლოდ მესბაუერის ეფექტის გამოყენებით.



ნახ. 8. (ა) რკინის ^{57}Fe დონეები, როდესაც მხედველობაში მიიღება ჰიპერ ნაზი გახლეჩა. (ბ) მესბაუერის მრუდი რკინისთვის ^{57}Fe .

პირველად, ბირთვული დონის ზეფაქიზი გახლეჩის სტრუქტურა აღმოაჩინეს რკინის ^{57}Fe იზოტოპში. ნახ. 8ა გვიჩვენებს შესაძლო გადასვლებს პირველ აღზნებულ და ძირითად დონეებს შორის, რომელთა შორის რეალიზდება ზეფაქიზი ენერგეტიკული გახლეჩა. ქვედონეების ასეთი სტრუქტურა აქვთ ემიტერსაც და შთანთქმელ ბირთვსაც. ამიტომ, წყაროს მოძრაობის სიჩქარეზე რეზონანსული შთანთქმის დამოკიდებულების სურათი ძალიან რთული უნდა იყოს. გამარტივების მიზნით, ემიტერის ბირთვები ჩანერგილია უჟანგავი ფოლადის დიამაგნიტურ მესერში, რის გამოც მათთვის არ რეალიზდება ზეფაქიზი გახლეჩა და მინიმუმების რაოდენობა მესბაუერის მრუდზე ემთხვევა შთანთქმის ბირთვში გადასვლების რაოდენობას (ნახ. 8ბ). მესბაუერის სპექტრის გაშიფვრა შესაძლებელს ხდის გამოითვალოს გახლეჩის ΔE_h სიდიდე როგორც ძირითადი ასევე $\Delta E_{\text{აღ}}$ აღზნებული მდგომარეობებისთვის. ეს საშუალებას იძლევა გამოვიყენოთ ΔE_h გაზომილი მნიშვნელობა და ^{57}Fe იზოტოპის

მაგნიტური მომენტის ცნობილი მნიშვნელობა ძირითადი მდგომარეობისათვის $\mu_n \approx 2.8 \cdot 10^{-9} \text{ eV/T}$ და გამოვთვალოთ ელექტრონების საშუალო მაგნიტური ველი ბირთვის რეგიონში: $B_e = 33.3 \text{ T}$. გარდა ამისა, B_e -სა და $\Delta E_{\text{კვ}}$ -ის ცოდნა საშუალებას იძლევა გამოვთვალოთ ბირთვის მაგნიტური მომენტი აღზნებულ მდგომარეობაში: $\mu_{n\text{ex}} \approx -4.8 \cdot 10^{-9} \text{ eV/T}$ [1].



ნახ.9 დაშლის სქემები, რომელთაც მივყავართ ^{57}Fe ($E_\gamma = 14.41 \text{ კეე}$), ^{119}Sn ($E_\gamma = 23.88 \text{ კეე}$), ^{121}Sb ($E_\gamma = 37.13 \text{ კეე}$), რადიოაქტიურ ბირთვებთან, რომლებიც წარმოადგენენ მესბაუერის გამა ქვანტების გამოსხივების წყაროს.

5.იზომერული წანაცვლების გაზომვა

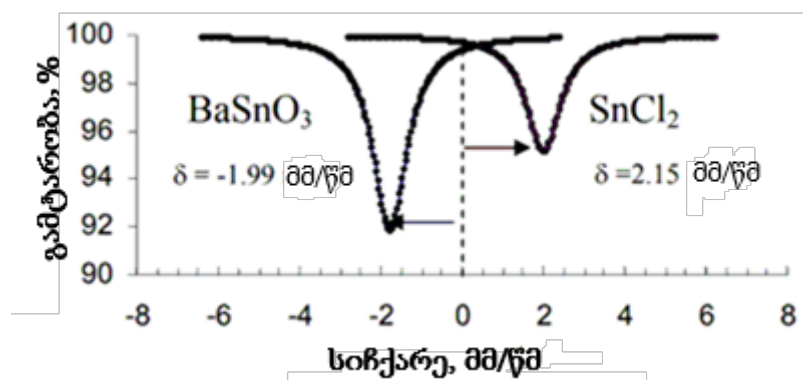
იზომერული წანაცვლება, რომელიც გამოიხატება სპექტრის სიმძიმის ცენტრის წანაცვლებაში ნულოვანი სიჩქარიდან და გამოწვეულია ბირთვის ელექტროსტატიკური ურთიერთქმედებით გარემომცველ ელექტრონებთან. ამ ურთიერთქმედების ენერგია განსხვავებულია ძირითად და აღზნებული მდგომარეობებისთვის, რომელთა შორის ხდება γ -გადასვლა. წყაროსა და შთამნთქმელში გადასვლის ენერგიებს შორის განსხვავება განპირობებულია იმ ფაქტით, რომ აუცილებელია გავითვალისწინოთ ბირთვების სასრული რადიუსი. ამ შემთხვევაში ზოგიერთი იზოტოპისთვის γ -კვანტის გამოსხივებამ შეიძლება გამოიწვიოს ბირთვის ზომის შემცირება, ზოგისთვის კი – გაზრდა. ბირთვის რადიუსის ცვლილებას თან ახლავს ბირთვის სივრცითი მუხტის ცვლილება, რაც იწვევს ბირთვული მუხტის კულონის ურთიერთქმედების ენერგიის ცვლილებას ბირთვის მდგომარეობისას ელექტრონულ მუხტთან. თუ წყაროსა და შთამნთქმელის

მესბაუერის ატომების ქიმიური მდგომარეობა ერთნაირია (მაგალითად, წყარო და შთამნთქმელი არის SnO_2), მაშინ ბირთვის დონეების წანაცვლება წყაროსა და შთამნთქმელში, ბირთვის რადიუსის ცვლილების გამო, ერთნაირი იქნება. მაშასადამე, გადასვლის ენერგიები წანაცვლებულ ძირითად მდგომარეობასა და აღზნებულ მდგომარეობებს შორის გამომსახივებელ E_s -წყაროში და შთამნთქმელ E_a -ში ასევე იქნება ერთნაირი. თუ წყაროსა და შთამნთქმელში ატომები ქიმიურად განსხვავებულ მდგომარეობაშია (მაგალითად, წყარო არის SnO_2 და შთამნთქმელი არის SnCl_2), ელექტრონის მუხტი, რომელთანაც ურთიერთქმედებს წყაროსა და შთამნთქმელ ატომებში არსებული ბირთვი, განსხვავებული იქნება. შედეგად, E_s განსხვავდება E_a - სგან და რეზონანსული შთანთქმის მაქსიმუმი გამოჩნდება სხვა სიჩქარეზე, არა $\nu \neq 0$ -ზე. იზომერული წანაცვლებისთვის სამართლიანია შემდეგი გამოსახულება:

$$\delta = \frac{4\pi}{5} Z e^2 R^2 \frac{\Delta R}{R} (|\Psi_a(0)|^2 - |\Psi_s(0)|^2) \quad (5.1)$$

სადაც $R = (R_{\text{ბირ}} + R_{\text{აღ}})/2$ არის ბირთვის რადიუსის საშუალო მნიშვნელობა აღზნებულ $R_{\text{აღ}}$ და ძირითად $R_{\text{ბირ}}$ მდგომარეობებში; $\Delta R = R_{\text{აღ}} - R_{\text{ბირ}}$; Ψ_s და Ψ_a არის წყაროს და შთანთქმელი ატომების ელექტრონული გარსების ტალღური ფუნქციები შესაბამისად. იზომერული წანაცვლების გაზომვა საშუალებას გვაძლევს შევისწავლოთ ატომების ელექტრონული სტრუქტურის ცვლილება სხვადასხვა ქიმიურ ნაერთებში.

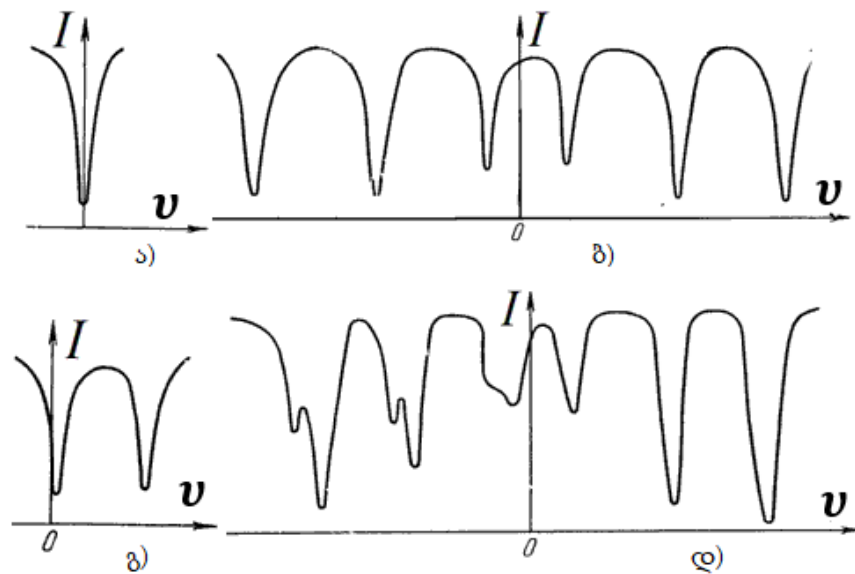
როგორც იზომერული წანაცვლების გაზომვის მაგალითი, ნახ. 9 გვიჩვენებს Mössbauer-ის სპექტრებს იმ შემთხვევებისთვის, როდესაც წყარო არის კალის α -მოდიფიკაცია („ნაცრისფერი“ კალა), ხოლო შთანთქმელები არიან SnCl_2 და BaSnO_3 [3].



ნახ.10

მესბაუერის სპექტრების ხაზები შესამჩნევად გადაადგილდება და იცვლება სიგანეში ერთი ქიმიური ნაერთიდან მეორეზე გადასვლისას, ტემპერატურის ცვლილებისას, მექანიკური დაძაბულობის ზემოქმედებისას და ა.შ. ამიტომ, მესბაუერის ეფექტი ფართოდ გამოიყენება მყარი მდგომარეობის ფიზიკის კვლევებში. მაგალითად, ის შეუცვლელი აღმოჩნდა მეორე რიგის ფაზური გადასვლების შესასწავლად, რომლებშიც

სიმკვრივე არ იცვლება, მაგრამ მესერის სტრუქტურა იცვლება. კრისტალური სტრუქტურის გავლენა მესბაუერის გამოსხივებაზე აშკარად ჩანს ნახ. 10, ა-დ, რომელიც აჩვენებს რკინის იზოტოპ ^{57}Fe -ის მესბაუერის სპექტრებს, რომლებიც აღებულია სხვადასხვა რკინის შემცველ ნიმუშებზე. უქანგავ ფოლადზე მიიღება ერთი ხაზი. ნაერთ FeCO_3 -ზე ეს ხაზი გაორებულია ელექტრული ველის გრადიენტის მოქმედების გამო. რკინის ოქსიდ Fe_2O_3 -ზე მიიღება ექვსი ხაზი შიდა მაგნიტური ველის მიერ გახლეჩის გამო. მაგნეტიტის Fe_3O_4 სპექტრს კიდევ უფრო მეტი ხაზი აქვს. აქ მნიშვნელოვანია ის ფაქტი, რომ მაგნეტიტში რკინის ატომებისთვის მესერში ორი არაეკვივალენტური პოზიციაა. უხეშად რომ ვთქვათ, მაგნეტიტი ერთმანეთში ჩასმული Fe_2O_3 -ისა და FeO მესერების კომბინაციაა. შესაბამისად, მაგნეტიტის მესბაუერის სპექტრი შედგება ერთმანეთზე ზედდებული Fe_2O_3 -ისა და FeO -ის ორი სპექტრისგან [2].



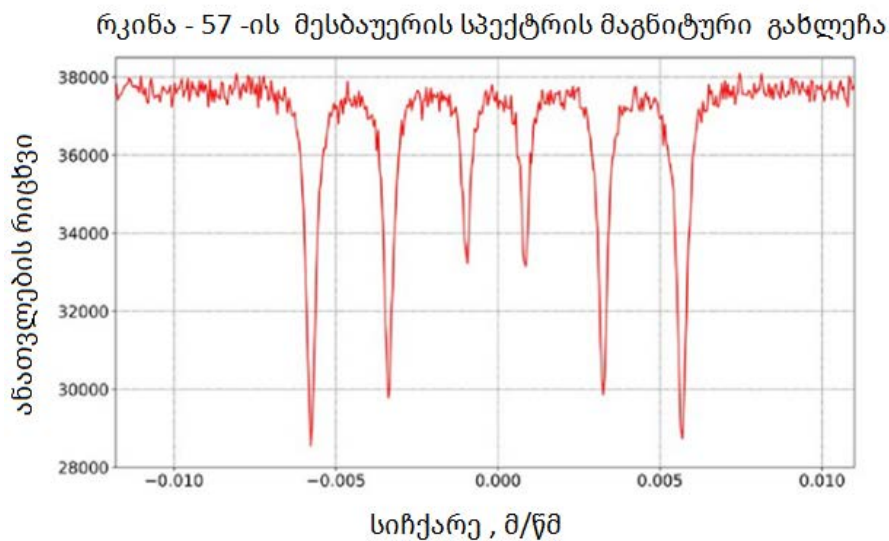
ნახ. 11. მესბაუერის სპექტრები ^{57}Fe იზოტოპისათვის, რკინის შემცველი სხვადასხვა ნიმუშისათვის: (ა) უქანგავი ფოლადი, (ბ) ჰემატიტი Fe_2O_3 , (გ) სიდერიტი FeCO_3 , (დ) მაგნეტიტი Fe_3O_4 .

1.ამოცანა

მესბაუერის სპექტროსკოპიაში ხშირად გამოიყენება ბირთვი ^{57}Fe , რომელსაც ძირითად მდგომარეობაში აქვს სპინი $1/2$ და დადებითი ლუწობა ($1/2^+$) (g – ფაქტორი ტოლია 0.18), აღზნებულ მდგომარეობაში ($3/2^+$) ($g = -0.1$). გადასვლის ენერგია $E_0 = 14.4 \text{ კეV}$.

მე-11 ნახაზზე მოყვანილია რადიოაქტიური რკინის რეზონანსული შთანთქმის სპექტრი მეტალურ ფერომაგნიტურ რკინაში, მოცემული 14.4 კეV ენერგიის გამა გამოსხივებისთვის. აღზნებული $^{57}\text{Fe}^*$ მიიღება ^{57}Co კობალტის β – დაშლის შედეგად. ^{57}Co -ის წყარო ჩანერგილია უქანგავ ფოლადში, რომელიც არამაგნიტური ნივთიერებაა. ამის გამო ფოლადში არ დაიკვირვება მოცემული სპექტრალური ხაზის

გახლეჩა. ხაზის გახლეჩა განპირობებულია ფერომაგნეტიკის შიგა მაგნიტური ველით(ბირთვული ზეემაწ ეფექტი) . წიმუშ ამომრავებენ ν სიჩქარით . განვსაზღვროთ რისი ტოლია მაგნიტური ველის სიდიდე რკინის ბირთვებზე.



ნახ.12 რადიოაქტიური რკინის რეზონანსული შთანთქმის სპექტრი.

ამოხსნა:

გადასვლაში $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ ლუწობა არ იცვლება, ხოლო სრული მომენტი იცვლება l -ით. ასეთი გადასვლა რეალიზდება მაგნიტური დიპოლური ($M1$) გადასვლებისას γ კვანტების გამოსხივებისას.

შინაგანი ზეემაწის ეფექტის გამო გახლეჩის სიდიდე გადასვლებში $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ და $-3/2^+ \rightarrow -1/2^+$ შეადგენს

$$\Delta E = 2 \left(g_{1/2} \cdot \frac{1}{2} - g_{3/2} \cdot \frac{3}{2} \right) B \mu_n = (g_{1/2} - 3g_{3/2}) B \mu_n$$

მეორეს მხრივ, $\Delta E = E_0 \Delta \nu / c$ - რომელიც შეესაბამება სიჩქარეების სხვაობას, რადგან

$$\Delta \nu = 10.5 \text{ მმ/წმ, ამიტომ } B = \frac{E_0 \Delta \nu}{c \mu_n} (g_{1/2} - 3g_{3/2}) = 33.5 \text{ ტესლა}$$

2.ამოცანა

ოთახის ტემპერატურაზე დაახლოებით 20% γ - დაშლებისა ^{119}Sn იზოტოპისა ნაერთში $BaSnO_3$ ხდება უკუცემის გარეშე(მესბაუერის ეფექტი). შევაფასოთ, როგორი უნდა იყოს წყაროს L სისქე, რომ მასში არ მოხდეს მესბაუერის γ - კვანტების მნიშვნელოვანი ნაწილის შთანთქმა. $BaSnO_3$ ნაერთის სიმკვრივე $\rho = 3 \text{ გ/სმ}^3$, ბუნებრივ ნაერთში ^{119}Sn იზოტოპის შემცველობა $\varepsilon = 8\%$, γ - კვანტების ენერგია $E_\gamma = 24 \text{ keV}$.

ამოხსნა:

პირობა იმისა, რომ არ მოხდება გამა კვანტების რაოდენობის მნიშვნელოვანი წილის შთანთქმა ჩაიწერება შემდეგნაირად: $n\sigma L \ll 1$, ანუ $L \ll (n\sigma)^{-1}$, სადაც n -სიმკვრივეა

S_n ბირთვებისა, რომლებიც მონაწილეობას იღებენ შთანთქმის პროცესში. $n = f \varepsilon \rho N_a / A$. სადაც N_a – ავოგადროს რიცხვია, $A = 304$ არის $B_a S_n O_3$ -ის მოლური მასა. მოცემულ შემთხვევაში შთანთქმა რეზონანსული პროცესია, რადგან გამომსხივებელი და შთანთქმელი ერთიდაიგივე ბირთვია და ის აღიწერება ბრეიტ-ბიგნერის ერთარხიანი ფორმულით:

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

რეზონანსში $E = E_0$ ამიტომ გვექნება :

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} = \frac{4\pi \hbar^2 c^2}{E_\gamma^2}$$

და საბოლოოდ მივიღებთ:

$$L \ll \frac{A E_\gamma^2}{4\pi \hbar^2 c^2 f \varepsilon \rho N_a} \approx 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ სმ}$$

დასკვნა

მესბაუერის ეფექტი არის ბირთვული დონეების რეზონანსული აგზნება გამა ფოტონებით იმავე ნივთიერებისგან დამზადებული წყაროდან. რეზონანსული აგზნების დაკვირვების სირთულე განპირობებულია იმით, რომ ბირთვული დონეების ბუნებრივი სიგანე მნიშვნელოვნად მცირეა გამოსხივების ან შთამნთქმელი ბირთვის უკუცემის ენერგიებთან შედარებით. მესბაუერმა, γ კვანტების რეზონანსული შთანთქმის ფენომენის შესწავლისას, შეამცირა წყაროს ტემპერატურა და აღმოაჩინა, რომ შთანთქმელი ფოტონების რაოდენობა მნიშვნელოვნად გაიზარდა. მან ეს ახსნა იმით, რომ გამოსხივების და შთამნთქმელი ბირთვი არ იყო თავისუფალი ბირთვები, არამედ განლაგებული იყო კრისტალებში. კრისტალში, ცალკეული ბირთვის მიერ მიღებული უკუცემის იმპულსი რთული გზით გადანაწილდება მეზობელ ბირთვებს შორის. ხოლო კრისტალის ტემპერატურისა და უკუცემის ენერგიის შემცირებასთან ერთად, ბირთვული გადასვლების ფარდობითი რაოდენობა უკუცემის იმპულსის მთელ კრისტალზე გადაცემით იზრდება. მესბაუერის ეფექტმა მრავალი გამოყენება ჰპოვა მეცნიერების სხვადასხვა სფეროში. მაგალითად, მესბაუერის ეფექტის გამოყენებით გაიზომა მესბაუერის ბირთვების დონეების სიგანეები, დადასტურდა ჰაიზენბერგის განუზღვრელობის პრინციპი და გაიზომა ფოტონის ენერგიის დამოკიდებულება წყაროს სიმაღლეზე გრავიტაციის გამო(გრავიტაციული წითელი წანაცვლება). მესბაუერის სპექტრების გაშიფვრა იძლევა ქიმიური შემადგენლობის იდენტიფიცირებისა და ნივთიერებების კრისტალური სტრუქტურების მახასიათებლების გამოვლენის საშუალებას.

ლიტერატურა

- [1].Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Книга 1, часть 1. // М., Энергоатомиздат, 1993.
- [2].Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. // М., «Наука», 1980.
- [3].Фабричный П.Б., Похолок, К.В. Мессбауэровская спектроскопия и ее применение для химической диагностики неорганических материалов. // Курс лекций для студентов и аспирантов хим. факультета МГУ, 2012.
www.chem.msu.ru/rus/teaching/radio/fabrichn2012.pdf
- [4].Эффект Мессбауэра // Википедия, https://ru.wikipedia.org/wiki/Эффект_Мессбауэра
- [5].Mössbauer Spectroscopy –Principles and Applications, Philipp Gütlich, Institut für Anorganische Chemie und Analytische Chemie Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- [6]. P. Gütlich, J. M. Greneche, F. J. Berry; [Mössbauer Spectroscopy: A Powerful Tool in Scientific Research Archived](#) 2011-11-29 at the [Wayback Machine](#) Accessed June 3, 2010.
- [7]. International Board on the Applications of the Mössbauer Effect (IBAME) and Mössbauer Effect Data Center (MEDC), [Mössbauer Effect website Archived](#) 2021-09-27 at the [Wayback Machine](#) Accessed December 20, 2017

Article received 2025-06-17