

ივ. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო
უნივერსიტეტი



გრიგოლ თანიაშვილი

დოქტორანტის სემინარი: 2

მიონის სპინის ბრუნვის მეთოდი ზეგამტარების
კვლევაში

ხელმძღვანელი:

ზუსტ და საბუნებისმეტყველო
მეცნიერებათა ფაკულტეტის
პროფესორი

ალექსანდრე შენგელაია

თბილისი 2019

სარჩევი

| | |
|---|----|
| აბსტრაქტი | 3 |
| Abstract | 3 |
| მიუონის სპინის ბრუნვის მეთოდი..... | 4 |
| მიუონის თვისებები და მისი დაშლა..... | 4 |
| მიუონები და ზეგამტარობა..... | 8 |
| სპინურად პოლარიზებული მიუონების მიღება..... | 13 |
| μ SR სიგნალი | 15 |
| გამოყენებული ლიტერატურა: | 21 |

აბსტრაქტი

მეცნიერები სხვადასხვა ექსპერიმენტული მეთოდების გამოყენებით სწავლობენ მიკროსკოპულ სტრუქტურებს და პროცესებს სხვადასხვა ნივთიერებაში. ერთერთი მათგანია მიუონების სპინის ბრუნვის მეთოდი.

მიუონები აღმოაჩინეს კარლ ანდერსონმა და სეტ ნედერმაიერმა 1936 წელს, როდესაც ისინი იკვლევდნენ კოსმოსურ სხივებს. მიუონი არის ელემენტარული ნაწილაკი რომელიც მსგავსია ელექტრონის, მასით მეტია ელექტრონზე და მძიმე ელექტრონსაც ემახიან. მიუონები თამაშობენ უდიდეს როლს ზეგამტარების კვლევაში. მიუონის სპინის ბრუნვის მეთოდი გვაძლევს საშუალებას ზუსტად გამოვიკვლიოთ ზეგამტარული პარამეტრები სხვადასხვა წნევის მოდებისას.

Abstract

Scientists are searching new materials with several types of experimental methods, one of them is the Muon Spin Rotation method. The muon is an elementary particle similar to the electron, with an electric charge of $-1 e$ and a spin of $1/2$, but with a much greater mass.

Muons are important for investigation of Superconductors, Muon spin rotation experiments can find out Superconductors properties at any supplied hydrostatic pressure.

მიუონის სპინის ბრუნვის მეთოდი

მიუონის თვისებები და მისი დაშლა

იმისათვის, რომ გავიგოთ ნივთიერების ფიზიკური თვისებები მიკროსკოპულ დონეზე, აუცილებელია, აქამდე არსებული ტექნოლოგიების გაფართოვება, რომელიც საშუალებას გვაძლევს განვაკვიროთ ახალი ნივთიერების კვლევა. მეცნიერები სხვადასხვა ექსპერიმენტული მეთოდების გამოყენებით სწავლობენ მიკროსკოპულ სტრუქტურებს და პროცესებს სხვადასხვა ნივთიერებაში. ერთერთი მათგანია მიუონების სპინის ბრუნვის მეთოდი.

მიუონები აღმოაჩინეს კარლ ანდერსონმა და სეტ ნედერმაიერმა 1936 წელს, როდესაც ისინი იკვლევდნენ კოსმოსურ სხივებს. მათ შენიშნეს რომ ეს ნაწილაკები განსხვავებულად გადაიხრებოდნენ ვიდრე ელექტრონები, მაგნიტურ ველში გავლისას. დაკვირვებების შემდეგ, მათ ივარაუდეს რომ ამ ნაწილაკის მუხტი ელექტრონის მუხტის ტოლი იყო და მისი მასა ელექტრონზე უფრო დიდი, მაგრამ პროტონზე ნაკლები. 1937 წელს იქნა კი მიუონის არსებობა დადასტურდა სტრიტის და სტივენსონის მიერ ჩატარებულ ექსპერიმენტში.

ასეთი (მეზონური) მასის ნაწილაკების არსებობა იწინასწარმეტყველა ჰიდეკი უიკავამ, მეზონების აღმოჩენამდე. სწორედ მასის გამო, თავიდან მიუონები ჩათვალეს იუკავას ნაწილაკებად, მოგვიანებით კი ეს მოსაზრება უკუაგდეს. 1947 წელს აღმოჩენილი ჰი მეზონები, რომლების არსებობაც იუკავამ ივარაუდა.

მიუონები რომლებიც დედამიწის ზედაპირზე ფიქსირდება, წარმოიშვება ატმოსფეროს ზედა ფენებში, კოსმოსური სხივებთან ურთიერთქმედების გამო. როდესაც კოსმოსური სხივი (პროტონი) ეჯახება ბირთვებს ატმოსფეროს ზედა ფენებში, წარმოიშვება პიონები რომელთა სისოცხლის ხანგრძლივობის (2.6×10^{-8} წამი) გამო მხოლოდ რამდენიმე მეტრზე ასწრებენ გავრცელებას მიუონად და მიუონურ ნეიტრინოდ დაშლამდე. მიუონები კი განაგრძობენ მოძრაობას თითქმის კოსმოსური სხივის მიმართულებით. მიუხედავად იმისა, რომ მიუონები თითქმის სინათლის სიჩქარით მოძრაობენ, რელატივისტური ეფექტის გარეშე, თითქმის ვერცერთი მიუონი ვერ მოაღწევდა დედამიწის ზედაპირს. მიუონები (კოსმოსური სხივებისგან წარმოშობილი) ადვილად გადიან ჩვეულებრივ ნივთიერებებში, მათი დეტექტირება წყლის და მიწისქვეშა არის შესალებელი.

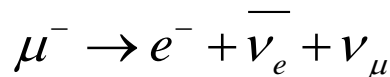
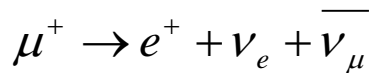
მიუონის მასა დაახლოებით 207-ჯერ მეტია ელექტრონის მასაზე და 9 ჯერ ნაკლებია პროტონის მასასთან შედარებით. მისი სპინი $\frac{1}{2}$ არის. მიუონის თვისებების დაწვრილებით შესწავლის შედეგად, სულ უფრო იკვეთებოდა ელექტრონთან მისი საოცარი მსგავსება. მართლაც მოიუხნების და ელექტრონებს ერთნაირი სპინი, ბარიონული და ელექტრული მუხტები აქვთ ($B=0$, $z=\pm 1$). ორივე მონაწილეობს სუსტ ურთიერთქმედებაში (მცირე კვეთი, ლუწობის შენახვის კანონის დარღვევა) და არ მონაწილეობს ძლიერში. ისინი ერთნაირად იქცევიან ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედებისას. მიუონებს ისევე როგორც ელექტრონებს შეუძლიათ იყვნენ ატომის შემადგენლობაში, μ -მეზოატომების შექმნით, აწარმოებენ მსგავს ენერგეტიკულ გადასვლებს ელექტრომაგნიტური გამოსხივების გამოყოფით. მიუონს ესოდენ დიდი მასის გამო ხშირად „მძიმე ელექტრონს“ უწოდებენ. მიუონების მონაწილეობით მიმდინარე პროცესების სუსტ ურთიერთქმედებს მიეკუთვნება. არსებობს

დადებითად და უარყოფითად დამუხტული მიუონი. ისინი შედიან ლეპტონთა ოჯახში და ხასიათდებიან ლეპტონური მუხტით, რომელიც ინახება რეაქციაში და დაშლის პროცესში.

მიუონისთვისებები

| | |
|----------------------------------|---------------------------|
| მასა (m μ) | 206.76835*me=0.1126096*mp |
| მუხტი | +e, -e |
| სპინი | (1/2) |
| გირომაგნიტური თანაფარდობა(γμ/2π) | 13.55342 KHz/G |
| სიცოცხლის ხანგრძლივობა | 2.19714μs |

მიუონი არის არასტაბილური ნაწილაკი რომელიც τμ=2.2μs-ში exp(-t/τμ) ალბათობით იშლება :



რადგან მიუონების მონაწილეობით მიმდინარე პროცესები სუსტ ურთიერთქმედებს მიეკუთვნება, ამიტომ ისევე, როგორც β-დაშლისას აქაც ადგილი აქვს ლუწობის შენახვის კანონის დარღვევას. ამ კანონის დარღვევა ექსპერიმენტულად მიღებულ იქნა 1957 წელს, T.D. Lee და C.N. Yang მეცნიერების მიერ, რომლებიც დააკვირდნენ β-რადიოაქტიური დაშლისას გამოტყორცნილი ელექტრონების ასიმპტოტიკას ბირთვების სპინების მიმართულებისადმი. მიუონის დაშლის პროცესი პოზიტრონების და ელექტრონების კუთხური განაწილებისას აღმოჩნდა, რომ მათი მოცემული მიმართულებებით და მოცემული ენერგიებით გამოტყორცნის ალბათობა მოიცემა შემდეგი ფორმულით:

$$dW^\pm = \{G^2 m\mu^5 (3-2\varepsilon)[1 \mp (1-2\varepsilon)/(3-2\varepsilon)\cos\theta]\varepsilon^2 / 192\pi^3\} d\varepsilon d\cos\theta \quad (1)$$

$$\varepsilon = (E/E_{max}) \quad \text{და} \quad (G/2^{1/2})=1.01 \times 10^{-5} \text{ mp}^{-2}$$

სადაც ზედა და ქვედა ნიშანი მიუთითებს დადებითი და უარყოფითი მიუონის დაშლაზე, შესაბამისად θ არის კუთხე მიუონის სპინის მიმართულებასა და გამოტყორცნილი ელექტრონის ან

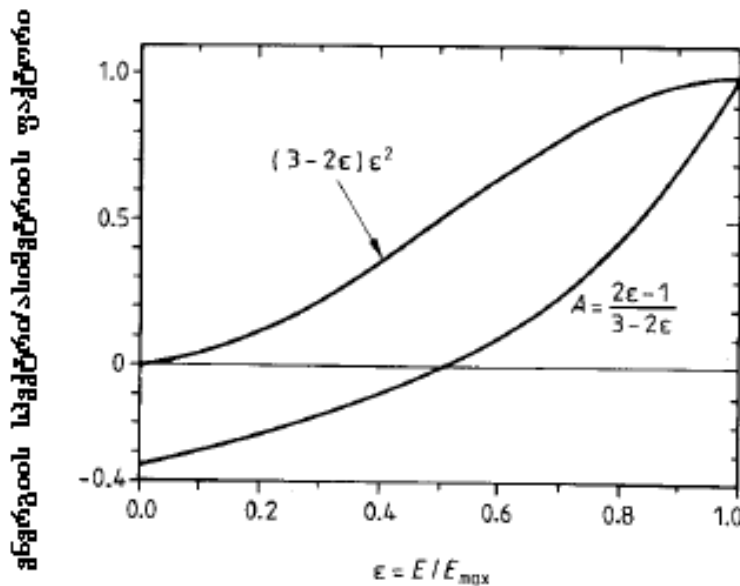
პოზიტრონის k იმპულსს შორის. (1) ფორმულაში კოსინუსის წინ მდგომ კოეფიციენტს ეწოდება ასიმეტრიის ფაქტორი, რომელიც დამოკიდებულია ელექტრონის ან პოზიტრონის ენერგიაზე.

$$A^\pm = \pm (2\varepsilon - 1) / (3 - 2\varepsilon) \quad (2)$$

ეს არის ასიმეტრიის ფაქტორი. როდესაც $\varepsilon = 1$, მაშინ ასიმეტრიის ფაქტორი უტოლდება 1 - ს და როგორც (1) ფორმულიდან ჩანს გამოტყორცნის ალბათობაც არის 0. ეს იმას ნიშნავს რომ არცერთი მაქსიმალური ენერგიის მქონე პოზიტრონი არ გამოიტყორცნება μ^+ სპინის ანტიპარალელური მიმართულებით. თუ ვაინტეგრებთ (1) ფორმულას მარტო კუთხის მიმართულებით, მაშინ მივიღებთ პოზიტრონების ან ელექტრონების ენერგიის სპექტრს.

$$dW(\varepsilon) = W(\varepsilon) d\varepsilon = [2(3 - 2\varepsilon)\varepsilon^2 / \tau\mu]$$

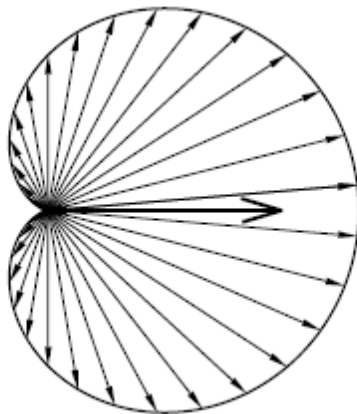
ვნახოთ თუ როგორ გამოიყურება პოზიტრონების ენერგიის სპექტრი და ასიმეტრიის ფაქტორის ენერგიაზე დამოკიდებულების გრაფიკი μ^\pm დაშლის პროცესში.



ნახ.1. ენერგიის სპექტრი. ასიმეტრიის ფაქტორის ენერგიაზე დამოკიდებულება, რომელიც გვიჩვენებს გამოტყორცნილი პოზიტრონების ენერგეტიკულ განაწილებას

ნახ.2-ზე ნაჩვენებია გამოტყორცნილი პოზიტრონების კუთხური განაწილება მიუონის მიმართულების მიმართ. მიუონის ბრუნვის მეთოდის არსებობის საფუძველი არის სწორედ ის ფაქტი, რომ მიუონის დაშლის პროცესში ლუწობის შენახვის კანონი დარღვეულია. პოზიტრონები უფრო

მეტი ალბათობით გამოიტყორცნებიან მიუონის სპინის გასწვრივ ვიდრე საწინააღმდეგო მიმართულებით.



ნახ.2 გამოტყორცნილი პოზიტრონების განაწილება სივრცეში, მიონის სპინის მიმართ

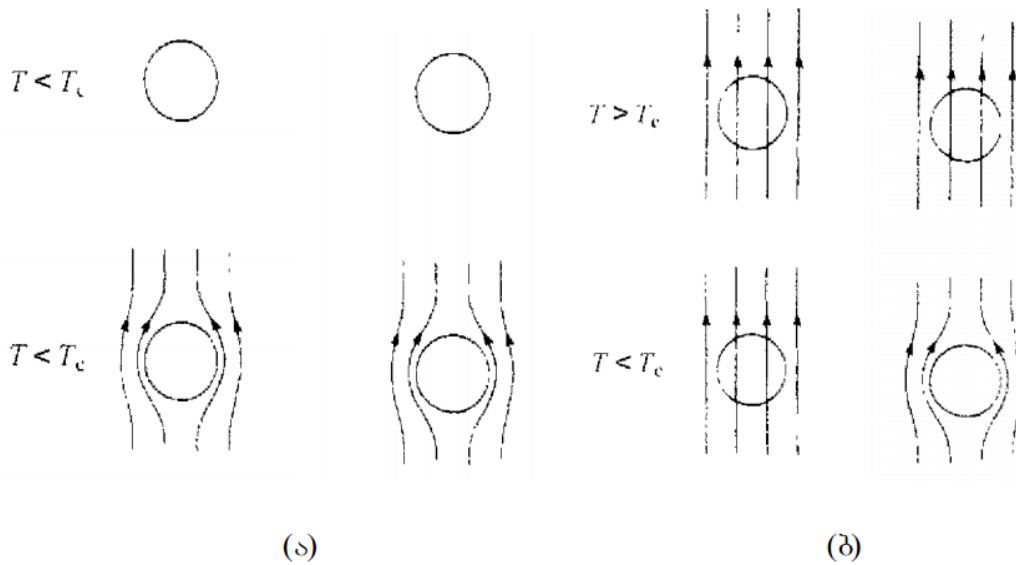
მიუონები და ზეგამტარობა

მიუონები თამაშობენ უდუდეს როლს ზეგამტარების კვლევაში. გავიხსენოთ, თუ რა ექსპერიმენტული ფაქტები ვიცით ზეგამტარობის შესახებ. ზეგამტარობას ახასიათებს 2 ერთმანეთისგან დამოუკიდებელი თვისება: იდეალური გამტარობა და იდეალური დიამაგნეტიზმი. 1911წ კამერლინგ ონესმა, რომელიც ზომავდა ვერცხლისწყლის ელექტრული წინააღმდეგობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულებას, შემაჩნია, რომ $T_c = 4.1K$ ტემპერატურაზე წინააღმდეგობის მნიშვნელობა ნახტომისებურად ეცემა ნულამდე. 1933წ შემჩნეულ იქნა მაგნიტური თვისებების ცვლილება ზეგამტარულ მდგომარეობაში გადასვლისას. თუ ზეგამტარულ ნიმუშს მოვათავსებთ მაგნიტურ ველში და გავაციებთ კრიტიკულ ტემპერატურაზე ქვევით, მაშინ მაგნიტური ველი გამოიდევენება ამ ნიმუშიდან. ამ ეფექტს ეწოდება მეისნერის ეფექტი. ამგვარად, ყველა ზეგამტარში არსებობს ისეთი არე, რომელშიც ერთდროულად წინააღმდეგობა და ველი არის 0. როგორც ცნობილია ნივთიერების შიგნით მაგნიტური ინდუქცია მოიცემა ფორმულით:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$$

რადგან ზეგამტარში $B=0$, $M=-H$ და მაგნიტური შეღწევადობა $\mu=0$. ზეგამტარისათვის $\chi=-1$ ანუ წარმოადგენს იდეალურ დიამაგნეტიკს. ცნობილია, რომ იდეალურ გამტარში მაგნიტური ველი "იყინება". მაგნიტური ნაკადი არ უნდა შეიკვალოს, როცა ნივთიერება გადავა ზეგამტარულ მდგომარეობაში. მეისნერის ეფექტი არის ზემოთგანხილულის საწინააღმდეგო და შეგვიძლია ვთქვათ, რომ იდეალური დიამაგნეტიზმი და წინააღმდეგობის არარსებობა წარმოადგენს ზეგამტარული მდგომარეობის ორ არსებითად დამოუკიდებელ თვისებას. ვნახოთ ეს განსხვავება სქემატურად:

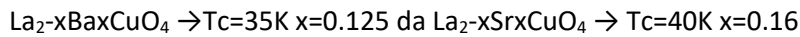
იდეალური გამტარი ზეგამტარი იდეალური გამტარი ზეგამტარი



ნახ.3. იდეალური გამტარი და ზეგამტარი

ნახ.3 (ა)-ზენიუმის გაცივებაკრიტიკულ ტემპერატურაზე დაბალ ტემპერატურამდე მოხდა ნულოვან ველში (Zero Field Cooling) და შემდეგ მოხდა ველის მოდება. როგორც ვხედავთ სიტუაცია იდეალურ გამტარში და ზეგამტარშიც მსგავსია, მაგრამ მეორე ექსპერიმენტში, სადაც მოხდა ნიმუშების გაცივება მაგნიტურ ველში (Field Cooling), ვხედავთ განსხვავებას. იდეალურ გამტარში მოხდა ველის "ჩაყინვა", ხოლო ზეგამტარიდან კი ველი გამოიდეგნა.

1986 წ-მდე ინტერმეტალური შენადნობის Nb3Ge -ის კრიტიკული ტემპერატურა რჩებოდა ყველაზე მაღალ ტემპერატურად ($T_c=23K$). თეორიული შეფასებებით კრიტიკული ტემპერატურის ზედა ზღვარი იყო 30k. 1986 წ გეორგ ბედნორცმა და ალექს მიულერმა აღმოაჩინეს ახალი ტიპის ზეგამტარი, რომლის კრიტიკული ტემპერატურა აღემატებოდა იმ დროისათვის არსებულ თეორიულ შეფასებას.



ამ აღმოჩენაზე დაყრდნობით Paul Chu - ს ხელმძღვანელობით ჰიუსტონის უნივერსიტეში აღმოაჩინეს $YBa_2Cu_3O_7$ ზეგამტარი, რომლის კრიტიკული ტემპერატურაა 92K, ხოლო წნევის ქვეშ 160K. ამ ზეგამტარის აღმოჩენით დაიწყო ახალი ერა კონდენსირებული გარემოს ფიზიკასა და ქიმიაში. YBCO იყო პირველი ზეგამტარი რომელიც ხდება ზეგამტარი 77K ზევით, რომელიც არის თხევადი აზოტის ტემპერატურა.

არსებობს ზღვრული მაგნიტური ველი, რომელზეც ზეგამტარობა ქრება. მაგნიტურ ველში ქვევის მიხედვით ანსხვავებენ 2 გვარის ზეგამტარს: პირველი და მეორე გვარის ზეგამტარებს. ზეგამტარებში არსებობს 2 მნიშვნელოვანი პარამეტრი: მაგნიტური შეღწევადობის სიღრმე λ

და კოჰერენტობის სიგრძე ξ . გინზბურგ-ლანდაუს თეორიაში შემოდის k პარამეტრი $K = \frac{\lambda}{\xi}$, რომელსაც გინზბურგ-ლანდაუს პარამეტრს უწოდებენ. როდესაც $K < \frac{1}{2}$ გვაქვს 1-ლი გვარის ზეგამტარი და როდესაც $K > \frac{1}{2}$ მე-2 გვარის ზეგამტარი, ვნახოთ თუ როგორ გამოიყურება დამაგნიტების მრუდები 1-ლ და მე-2 გვარის ზეგამტარებისთვის. ზეგამტარულ ნიმუშს აქვს ცილინდრის ფორმა და მაგნიტური ველი მოდებულია Z ღერძის გასწვრივ.

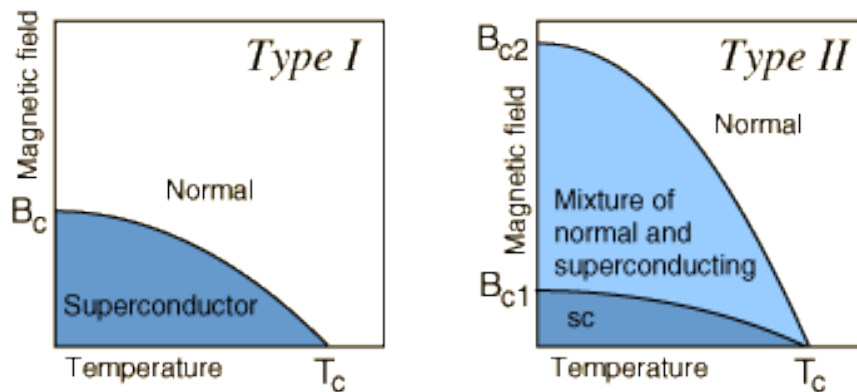
ნახ.4 (ა) - ზე ნაჩვენებია დამაგნიტების მრუდი 1-ლი გვარის ზეგამტარისთვის, სადაც კარგად ჩანს მეისნერის ეფექტი. ველის გაზრდით დამაგნიტება მცირდება წრფივად და ველის რაღაც H_c მნიშვნელობაზე, რომელსაც ეწოდება კრიტიკული ველი H_c ზეგამტარობა ქრება.

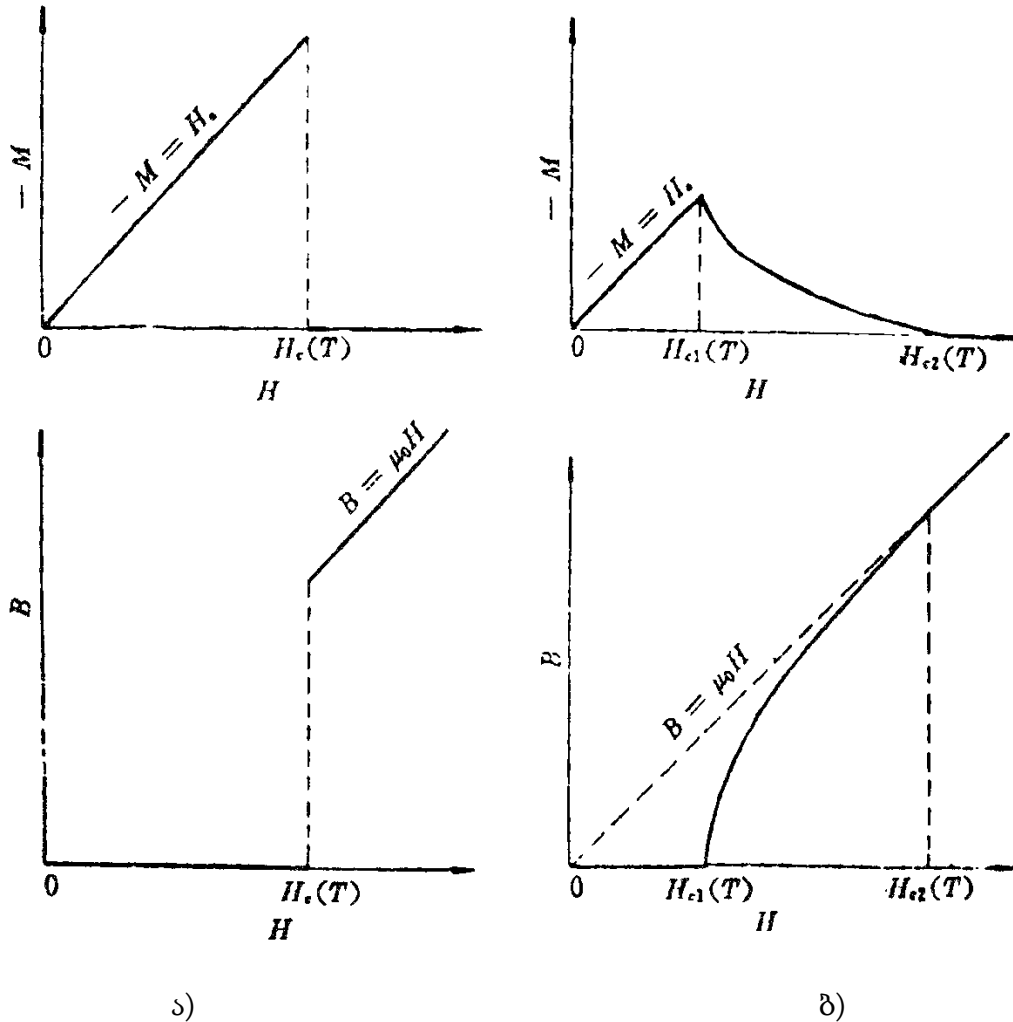
რაც შეეხება მეორე გვარის ზეგამტარებს, ნახ.4(ბ) - ზე ჩანს, მცირე ველებისთვის დამაგნიტება მცირდება წრფივად, როცა ველი მიაღწევს $H=H_{c1}$ -ს, რომელსაც უწოდებენ პირველი კრიტიკულ ველს, მაგნიტური ველის ნაკადი აღწევს ზეგამტარში. დამაგნიტება მონოტონურად იზრდება და მეორე კრიტიკულ ველზე (H_{c2}) ხდება 0. $H_{c1} < H < H_{c2}$ არეს ეწოდება შერეული მდგომარეობა.

არსებობს ფორმულები, რომლითაც პირველი და მეორე კრიტიკული ველები უკავშირდებათ λ და ξ პარამეტრებს:

$$H_{c2} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2} \text{ და } H_{c1} = \frac{\phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln K$$

მეორე გვარის ზეგამტარებში, როდესაც $T < T_c$ არსებობს 3 კარგად განსხვავებული ფაზა: მეისნერის ფაზა $H < H_{c1}$, შერეული ფაზა $H_{c1} < H < H_{c2}$ და ნორმალური ფაზა $H > H_{c2}$. ნარევ ფაზაში მაგნიტური ველი აღწევს ზეგამტარში გრიგალების სახით, რომლებსაც ახასიათებთ რეგულარული განაწილება ნიმუშში. გრიგალები ქმნიან ზეგამტარში მოწესრიგებულ სტრუქტურას.



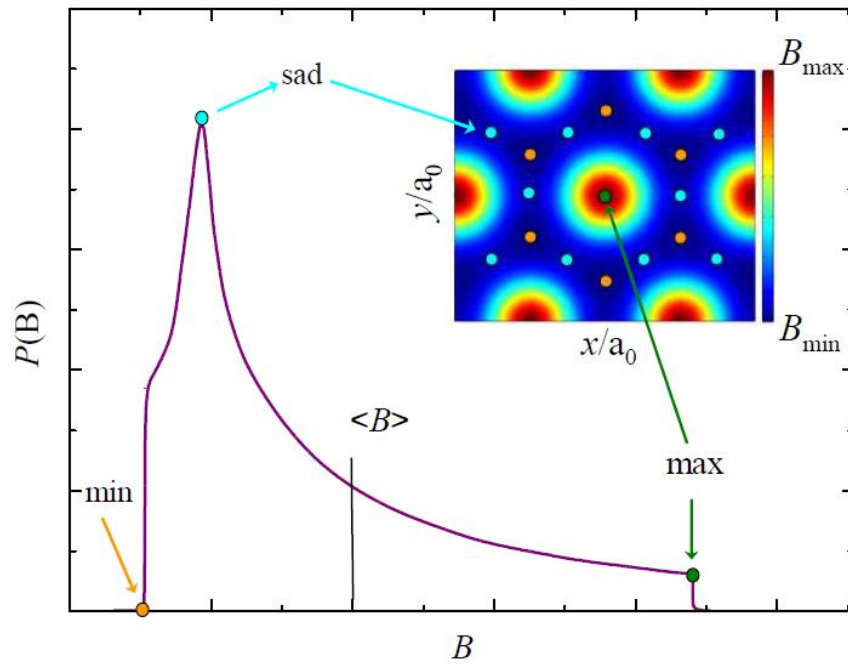


ნახ.4 პირველი და მეორე გვარის ზეგამტარი

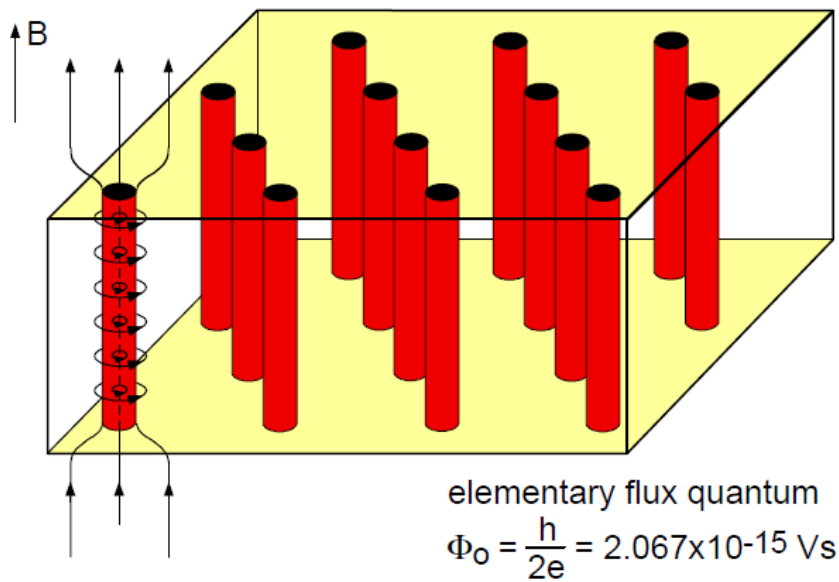
არსებობს მართკუთხა გრიგალური მესერი და ასევე კვადრატული მესერი. თითოეულ გრიგალში გადის მკაცრად განსაზღვრული $\phi_0 = h/2e$ ნაკადი, რომეზსაც ეწოდება მაგნიტური ნაკადის ქვანტი. გრიგალებს შორის მანძილი დამოკიდებულია ველის სიდიდეზე:

$$d \propto B^{-1/2}$$

მიუონის სპინის ბრუნვის მეთოდი საშუალებას გვაძლევს ვიპოვოთ მაგნიტური ველის შეღწევადობის სიღრმე და ვნახოთ თუ როგორია მაგნიტური ველის განაწილება გრიგალურ მესერში, როდესაც მიუონი მოხვდება ზეგამტარულ ნიმუშში, რომელზეც მოდებულია B მაგნიტური ველი ნორმალურ მდგომარეობაში ყველა მიუონის სპინი პრეცესირებს ერთიდაიმავე სიხშირით, თუ გრიგალის რომელ წერტილში მოხვდება მიუონი. მაგნიტური ველის თეორიულ განაწილებას იდეალურ გრიგალურ მესერში აქვს სახე:



ნახ.5 მეორე გვარის ზეგამტარში მაგნიტური ველის განაწილება

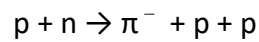
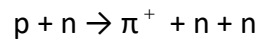
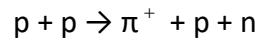


ნახ.6 მაგნიტური გრიგალები მეორე გვარის ზეგამტარში

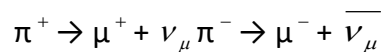
$P(B)$ არის ალბათობა იმისა, რომ ნიმუშში შემთხვევით აღებულ წერტილს აქვს B ველი, იმის მიხედვით, მიუხედავად იმისა, რომ გრიგალის ცენტრში თუ გრიგალს შორის სივრცეში, მასზე მოქმედებს სხვადასხვა სიდიდის ველი და სპინის პრეცესიის სიხშირეც იქნება განსხვავებული, რასაც მივყავართ μSR სიგნალის დეფაზირებამდე.

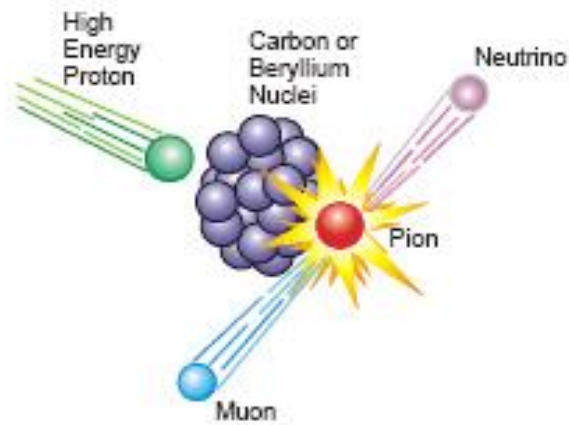
სპინურად პოლარიზებული მიუონების მიღება

მიუონების დაშლის პროცესში გამოტყორცნილი პოზიტრონების ასიმეტრიული კუთხური განაწილებიდან შეგვიძლია გავიგოთ მიუონის სპინის მიმართულება და აგრეთვე მისი განვითარება დროში ნიმუშში მოხვედრის შემდეგ. ამისათვის გვჭირდება სპინურად პოლარიზებული მიუონების ნაკადი. მაშინ ყველა მიუონი შევა ნიმუშში სპინის ერთიდა იმავე საწყისი ორიენტაციით. მიუონები შეიძლება მივლოთ სხვადასხვა მაღალი ენერჯის პროცესებში და ელემენტარული ნაწილაკების დაშლის პროცესში, მაგრამ მიუონის სპინის ბრუნვის მეთოდი მოითხოვს დაბალი ენერჯის მიუონებს, რომლებიც გაჩერდებიან გამოსაკვლევ ნიმუშში. ასეთი მიუონების მიღება შეიძლება პიონების დაშლის შედეგად. ამისათვის საჭიროა მივიღოთ პიონები. უნდა მოვახდინოთ საკმარისი ენერჯის (500-800 MeV) მქონე პროტონების ნაკადით სამიზნის ბომბარდირება:



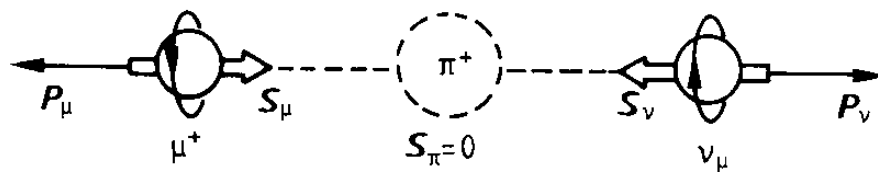
პიონი არის არასტაბილური ნაწილაკი, რომელიც იშლება მოუონად და მიუონურ ნეიტრინოდ ან ანტინეიტრინოდ:





ნახ.7 პიონების მიღება პროტონების ნაკადით

წნევის შემთხვევაში დაბალი ენერგიის პიონები ჩერდებიან ზედაპირთან ახლოს. ამ დროს შიძლება მოხდეს უარყოფითი პიონების ჩაჭერა სამიზნის ბირთვების მიერ და მის თავისუფალ დაშლას ადგილი არ ექნება, მაგრამ დადებითი პიონი გაჩერდება სამიზნეში და დაიშლება. ასეთი გზით მიღებულ მიუონს „ზედაპირული მიუონები“ ეწოდება. მომენტის შენახვის კანონი მოითხოვს, რომ მიუონს და ნეიტრინოს ჰქონდეთ ტოლი და საწინააღმდეგო მომენტები. რადგან პიონს ნულის ტოლი სპინი აქვს, ამიტომ მიუონის სპინი უნდა იყოს ნეიტრინოს სპინის საწინააღმდეგო. ერთი ძალიან მნიშვნელოვანი თვისება ნეიტრინოსი არის ის, რომ მისი ლუწობა არი -1 , $H=-1$ ანუ მისი სპინი არის იმპულსის საწინააღმდეგოდ მიმართული. შესაბამისად მიუონის სპინიც იქნება მიმართული მისი იმპულსის საწინააღმდეგოდ. ამ დაშლის შედეგად მიღებულ მიუონებს გააჩნიათ $4,1 \text{ MeV/c}$ კინეტიკური ენერგია და 29 მომენტი.

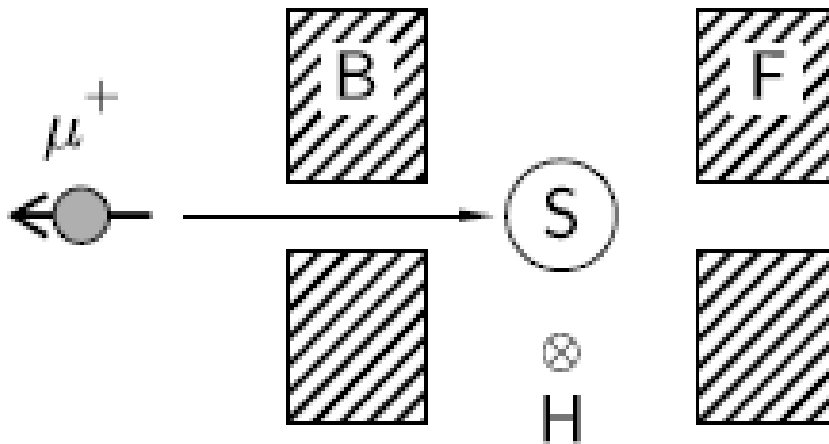


ნახ.8 პიონის დაშლა მიონად და მიონურ ნეიტრინოდ

ნახ.8 არის გაჩერებული პიონის, დადებით მიუონად და მიუონურ ნეიტრინოდ დაშლის ილუსტრაცია. ასეთი დაშლის შედეგად მიღებთ 100% ით პოლარიზებულ მიუონების ნაკადს, რომელიც შეგვიძლია გამოვიყენოთ ჩვენი მიზნებისთვის.

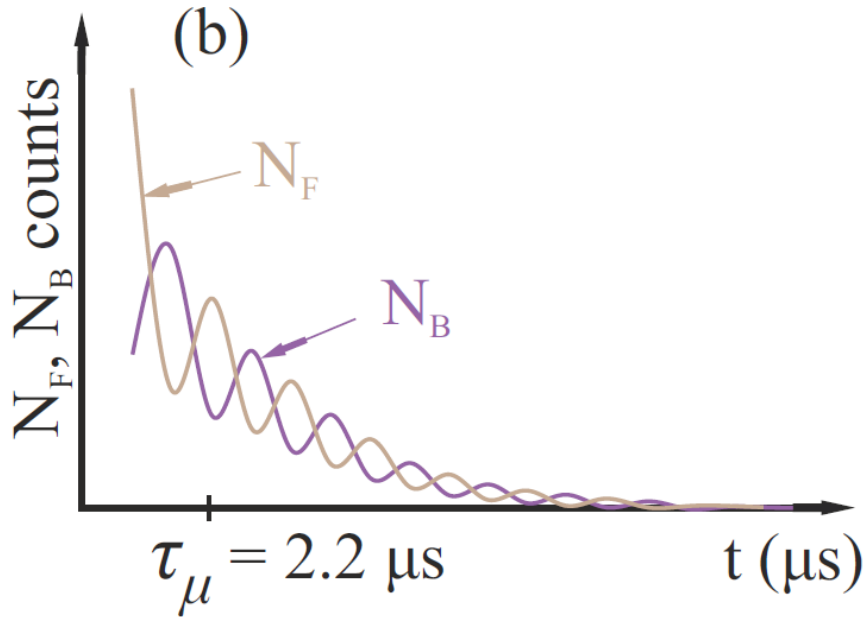
μSR სიგნალი

მას შემდეგ რაც მივიღებთ სპინურად პოლარიზებულ მიუონების ნაკადს, ხდება მისი მიმართვა სამიზნისკენ, ნიმუშში მოხვედრის და გაჩერების შემდეგ მიუონის სპინი B მაგნიტურ ველში იწყებს პრეცესიას ლარმორის სიხშირით $\omega_{\mu} = \gamma_{\mu} B$, $\gamma_{\mu} = ge/2m_{\mu}$ -არისმიუონის გირომაგნიტური თანაფარდობა. მიუონის დაშლის შემდეგ გამოტყორცნილი პოზიტრონების აღრიცხვა და დათვლა დეტექტორების საშუალებით ხდება, რომლებიც სამიზნის წინა და უკანა მხარეს არიან მოთავსებულები (ნახ. 9)



ნახ. 9 პოზიტრონების დეტექტირება, ასიმეტრიის დროზე დამოკიდებულები დადგენა

ჩვენ გვინტერესებს ამ დეტექტორების მიერ აღრიცხული პოზიტრონების რაოდენობა დროის მიხედვით. წინა და უკანა დეტექტორების მიერ დათვლილი პოზიტრონების რიცხვის ცვლილება დროში აღიწერება $N_F(t)$ და $N_B(t)$ ფუნქციებით (ნახ.10)



ნახ.10 დეტექტორების მიერ აღრიცხული პოზიტრონების რაოდენობა დროის მიხედვით. წინა და უკანა დეტექტორების მიერ დათვლილი პოზიტრონების რიცხვის ცვლილება დროში

t დროის შემდეგ დარჩენილი მოუონების რიცხვი არის N(t). დაშლის შედეგად მოუონების რიცხვი მცირდება რადიექტიური დაშლის კანონის მიხედვით

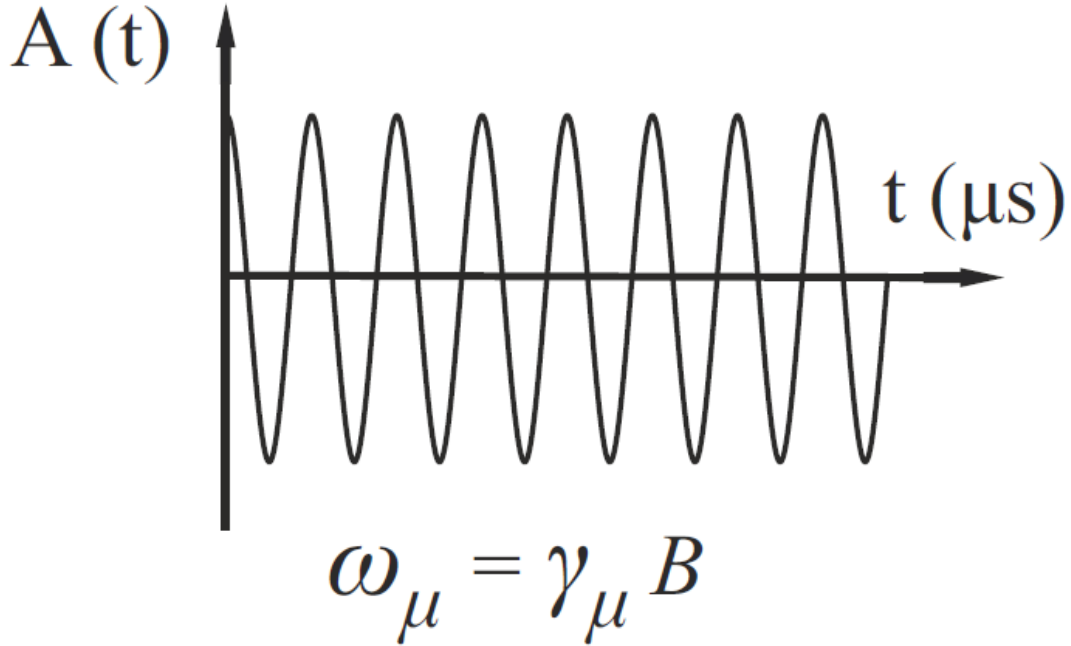
$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) \quad (3)$$

ნახ.17 ზე ექსპონენციალური დაშლა და ბრუნვით გამოწვეული ოსცილაციები არის შერწყმული, მიუონის სპინის ბრუნვის გათვალისწინების გარეშე.

$$N(t) = B + N_0 \exp(-t/\tau_\mu) [1 + A(t)] \quad (4)$$

ფორმულა (4) კი აღწერს ორივე პროცესს, აქ B - არის ფონი A(t) - კი დეპოლარიზაციის ფაქტორი, რომელიც გვიჩვენებს წინა და უკანა დეტექტორების მიერ დათვლილი პოზიტრონების ნორმირებული სხვაობის ცვლილებას დროში.

$$A(t) = \frac{N_B(t) - N_F(t)}{N_B(t) + N_F(t)} \quad (5)$$



ნახ.11 ასიმეტრიის დროზე დამოკიდებულება ერთგვაროვანი მაგნიტური ველის შემთხვევაში

ნახ.11 არის $A(t)$ ფუნქციის გრაფიკი, როდესაც გვაქვს ერთგვაროვანი მაგნიტური ველი

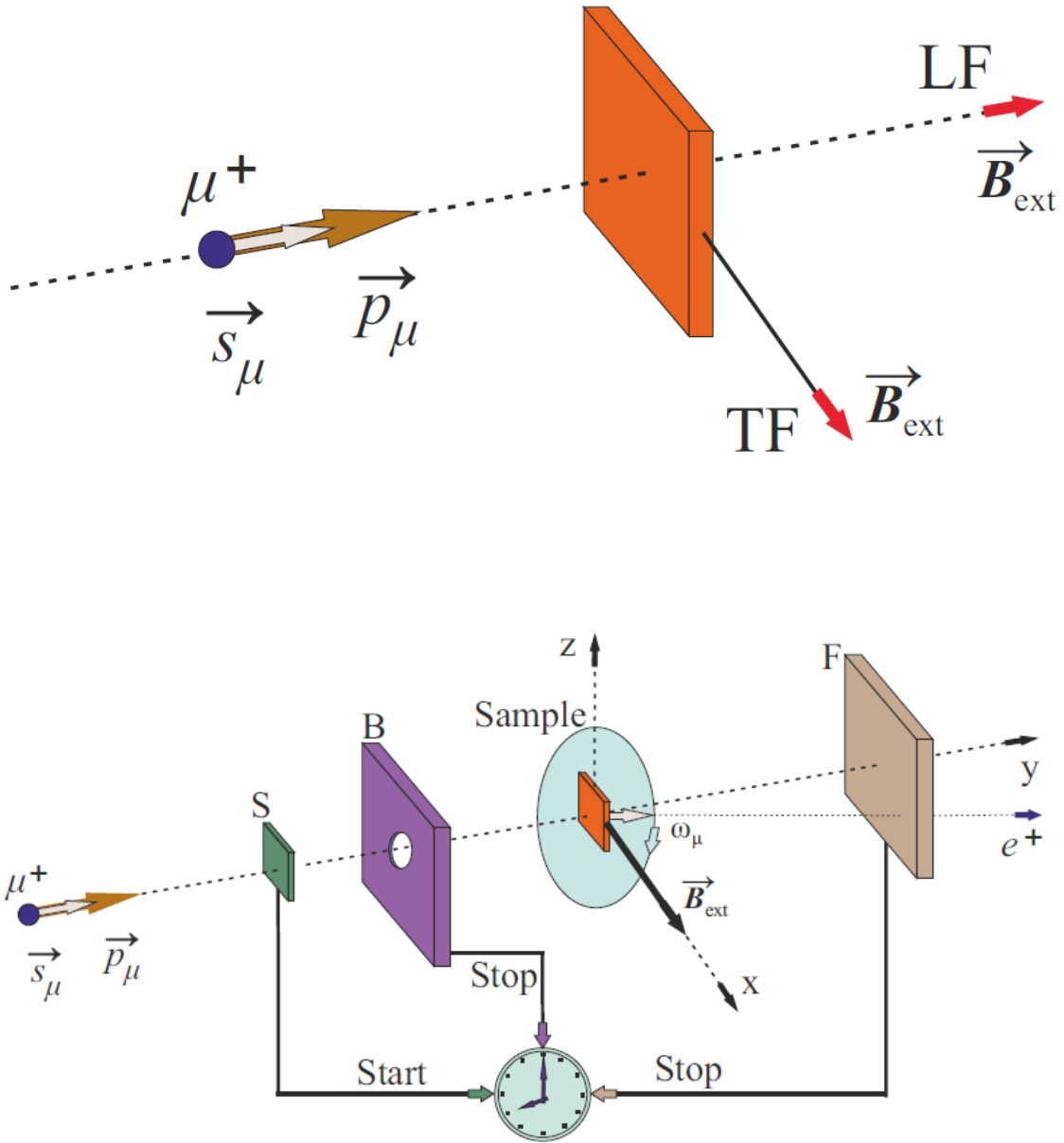
$$A(t) = A(0) \cos(\omega t) \quad (6)$$

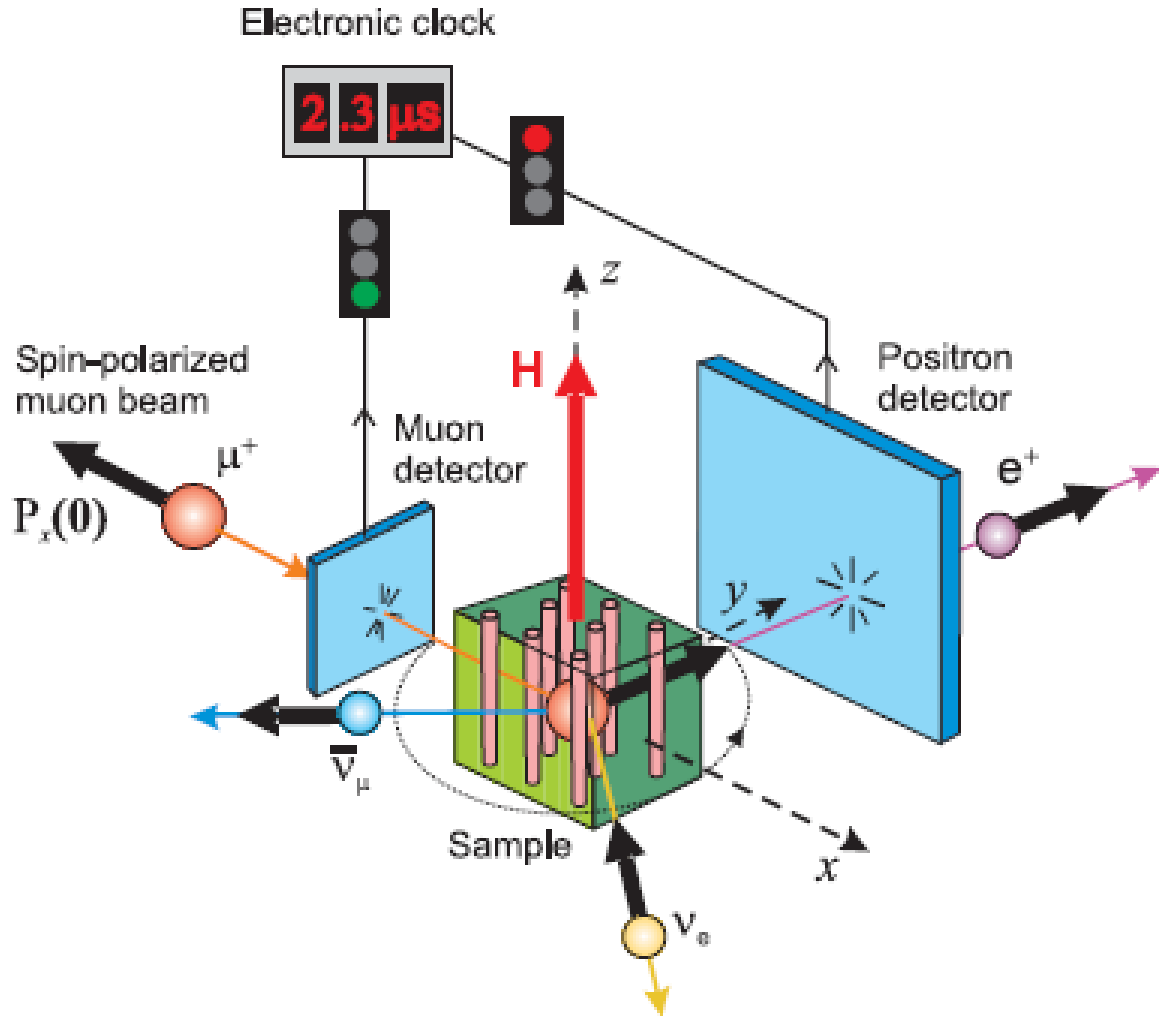
ექსპერიმენტულა დმიდებულ ასიმეტრიის ფუნქციას(6) აქვს მაქსიმალური მნიშვნელობა, მისი მნიშვნელობა ჩვეულებრი ვარის $A_{\max} \sim 0.25$. $A(t)$ ფუნქციის ნორმირება ხდება შემდეგნაირად:

$$G(t) = \frac{A(t)}{A_{\max}} \quad (7)$$

$G(t)$ -სმიუნონისსპინისაუტოკორელაციისფუნქციასუწოდებენ.

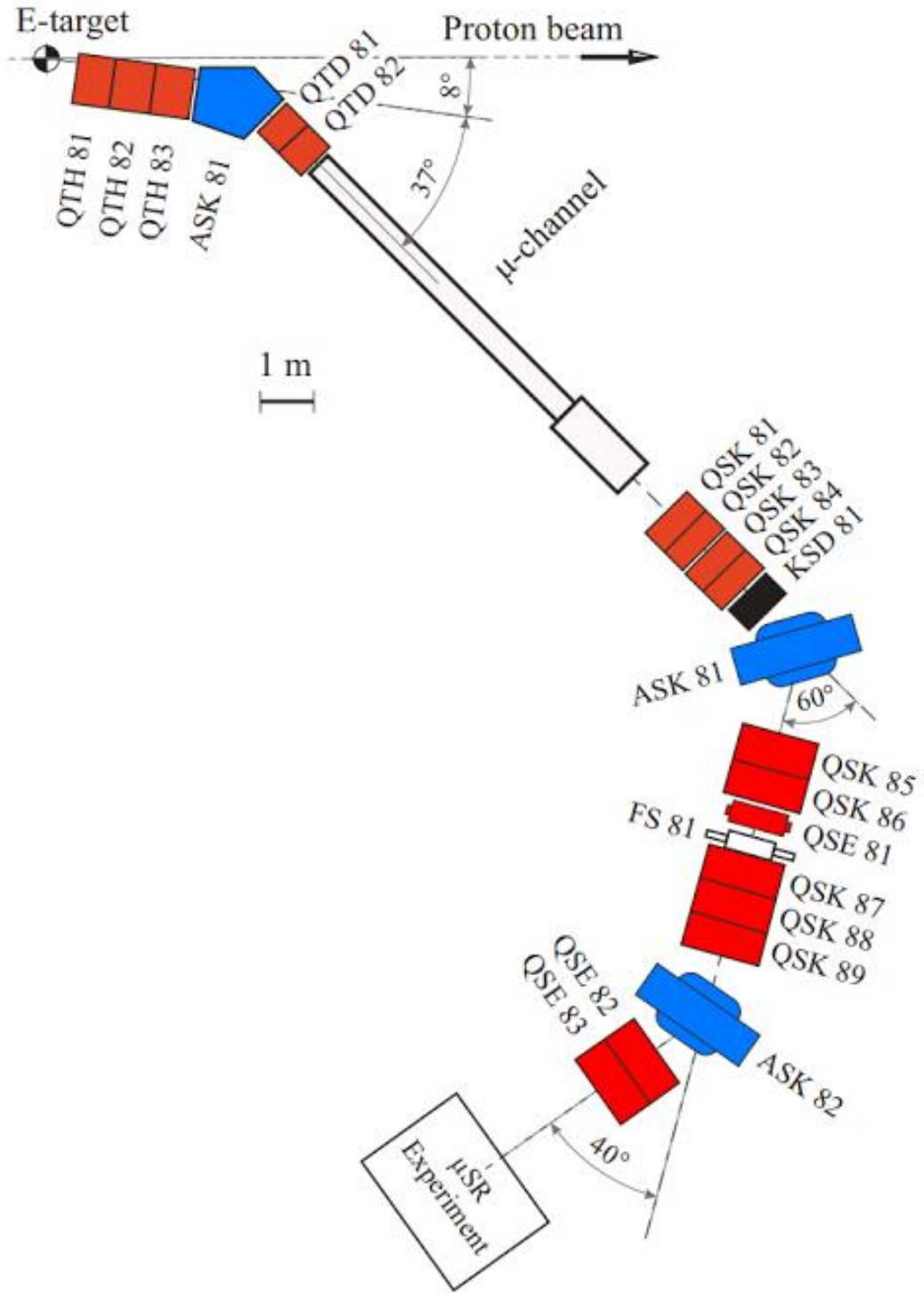
არსებობს μ SR სპექტროსკოპიის სხვადასხვა კონფიგურაცია. განვიხილოთ მიუონის სპინის ბრუნვა განივ ველში (TF- μ SR). ეს კონფიგურაცია სქემატურად ნაჩვენებია ნახ.12 ზე.





ნახ.12 მიონის სპინის ბრუნვა მაგნიტურ ველში და პოზიტრონების დეტექტირება

ამ მეთოდში მაგნიტური ველი არის მიუონის სპინის საწყისი მიმართულების პერპენდიკულარული. მიუონის სპინი იწყებს პრეცესიას ველის გარშემო, რომლის სიხშირე დამოკიდებულია ველის სიდიდეზე. TF- μ SR კონფიგურაცია საშუალებას გვაძლევს ვიპოვოთ მაგნიტური ველისგანაწილება გრიგალურ მესერში, რომელიც ჩნდება მეორე გვარის ზეგამტარში, როდესაც მასზე მოვდებთ ველს, რომელიც მოთავსებულია პირველ და მეორე კრიტიკულ ველს შორის. როგორც კი მიუონი შემოვა ექსპერიმენტში, მიუონის დეტექტორით ხდება მისი დაფიქსირება და ელექტრონული საათის ჩართვა, როდესაც გამოსხივებული პოზიტრონის დეტექტირება მოხდება ერთერთი დეტექტორის მიერ, საათი გამოირთვება. ეს დრო იწერება ჰისტოგრამულ მახსოვრობაში. თუ ერთი მიუონის დაშლამდე შემოვიდა მეორე, მაშინ ასეთ მოვლენას ელექტრონიკა არ აღრიცხავს.



ნახ.13 μSR ექსპერიმენტი. GPD დანადგარის სქემა

გამოყენებული ლიტერატურა:

- 1) S. J. Blundell, arxiv:cond-mat/0207699 v1 (2002).
- 2) Investigations of Superconductivity and Magnetism in Iron-Based and Cuprate High-Temperature Superconductors, Zurab Guguchia (2013).
- 3) Introduction to polarized low energy muons as depth dependent probes of thin films and heterostructures, Elvezio Morenzoni.
- 4) Z.Guguchia arXiv:05216v2 22mar 2016.
- 5) A. Schenk, Muon Spin Rotation Spectroscopy, Adam Hilger LTD 1985.
- 6) Spin-polarized muons in condensed matter physics. S. J. Blundell (2008)
- 7) High pressure research using muons at the Paul Scherrer Institute Zurab Guguchia (2016)