

ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

ხელნაწერის უფლებით

ზურაბ შერმადინი

*მაგნიტურ ნივთიერებებში ბირთვული სპინური ექოს ფორმირების
მექანიზმის კვლევა ბმრ სპექტროსკოპიის იმპულსური მეთოდებით*

**ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი
ფიზიკის მიმართულება**

სადოქტორო დისერტაცია

ხელმძღვანელები:

პროგრამის ხელმძღვანელი,
თსუ ასოცირებული პროფესორი,
ფიზ. მათ. მეცნ. დოქტორი

ანატოლი ახალკაცი

სამეცნიერო ხელმძღვანელი,
ანდრონიკაშვილის სახელობის
ფიზიკის ინსტიტუტის მთავარი
მეცნიერ თანამშრომელი,
ფიზ. მათ. მეცნ. დოქტორი

გრიგოლ მამნიაშვილი



თბილისი 2008 წელი

სარჩევი

შესავალი -----	3
თავი I. მაგნიტომოწესრიგებული ნივთიერებების დომენური სტრუქტურა და მათი თავისებურებები	
1.1 ეფექტური მაგნიტური ველები ბირთვზე -----	8
1.2 ბლოხის 180° დომენური კედელი -----	11
1.3 მაგნიტომოწესრიგებულ კრისტალებში ბმრ ძირითადი თავისებურებანი-----	14
თავი II ერთიმპულსიანი ექოს მრავალიმპულსიანი ანალოგები მრავალდომენიან მაგნეტიკებში	
2.1. მეთოდის აღწერა -----	21
2.2. ბირთვული სპინური სისტემის გამოძახილი რთულ რადიოსიხშირულ იმპულსზე -----	24
2.3. ექო სიგნალის გამოჩენის მომენტების და ამპლიტუდების გამოთვლა ბირთვული სპინური სისტემის არარეზონანსული აგზნების დროს -----	28
2.4. ექსპერიმენტული მონაცემები-----	31
თავი III განივი რელაქსაციის ზეგავლენა ერთიმპულსიან სპინური ექოს მიღებაზე მაგნიტურ ნივთიერებებში	
3.1. მიმსის ტრანსფორმაციული მატრიცა -----	35
3.2. ექსპერიმენტული მონაცემები-----	39
თავი IV დაბალსიხშირული მაგნიტური ველის ზემოქმედება ბირთვულ სპინურ ექოზე	
4.1. მეთოდის აღწერა-----	40
4.2 ექსპერიმენტული მონაცემები-----	53
თავი V დამატებითი იმპულსური მაგნიტური ველის ზემოქმედება ბირთვულ სპინურ ექოზე.	
5.1 . მეთოდის აღწერა -----	58
5.2. ექსპერიმენტული მონაცემები-----	60
თავი 6. ექსპერიმენტებში გამოყენებული აპარატურა	
6.1. იმპულსური ბმრ სპექტრომეტრი -----	69
6.2. ნიმუშების დამზადება და წარმომავლობა -----	73
ძირითადი შედეგები -----	75
დასკვნა -----	78
ლიტერატურა -----	80

შესავალი

უკანასკნელი ორი ათეული წლის განმავლობაში მრავალი ახალი მასალა იქნა აღმოჩენილი მყარი სხეულის ფიზიკაში. ამ მასალებს გააჩნიათ ადრე უცნობი ელექტრონული და მაგნიტური თვისებები, რომლებიც ცვლიან ჩვენს ფუნდამენტურ წარმოდგენას კონდენსირებული ნივთიერებების შესახებ. ახალ მასალათა შორის საყურადღებოა ახალი სახის ინტერმეტალური მაგნიტური შენადნობები, მაღალტემპერატურული ზეგამტარები, კოლოსალური მაგნიტური წინაღობის მქონე მასალები, ნანომაგნეტიკები და მაგნიტურად განზავებული ნახევარგამტარები. ეს მასალები მისცემენ მძლავრ ბიძგს მომავლის ტექნოლოგიების განვითარებას, ავლენენ რა გამოყენებისათვის მნიშვნელოვან პოტენციალს და უკვე იმკვიდრებენ საკუთარ ადგილს ტექნიკის სხვადასხვა სფეროში. მაღალტემპერატურული ზეგამტარები გამოიყენება ელექტრული დენის გადაცემისათვის უაღრესად მცირე დანაკარგებით, კოლოსალური მაგნიტური წინაღობის მქონე მასალები გამოიყენება ახალი თაობის მაგნიტური მეხსიერების მოწყობილობებში, ხოლო განზავებული მაგნიტური ნახევარგამტარები გამოცდას გადიან თანამედროვე ელექტრონიკაში, როგორც სპინზე დაფუძნებული ელექტრონული მოწყობილობები (სპინტრონიკა). [1-2].

სპინტრონიკა ან მაგნიტოელექტრონიკა კვანტური ელექტრონიკის დარგია, სადაც ინფორმაციის გადატანისათვის გამოიყენება სპინური პილარიზაციის მოვლენა [3]. ვინაიდან სპინის მანიპულაცია სწრაფად ხდება და უფრო ნაკლები ენერგია სჭირდება ვიდრე მუხტებს, სპინტრონიკას გააჩნია პოტენციური უპირატესობა გაზარდოს მონაცემთა დამუშავების სიჩქარე და შეამციროს ელექტრული სიმძლავრის მოხმარება. პრაქტიკული თვალსაზრისით სპინტრონიკა გულისხმობს იმ ეფექტურ ინჟექციას, რომელიც განაპირობებს პოლარიზაციული ინფორმაციის გადაცემას დანაკარგების გარეშე და ავლენს ადვილი მანიპულირების და დეტექტირების ხასიათს. უკანასკნელი გამოკვლევებით ყურადღება ექცევა ისეთი მასალების მიღებას, რომლებიც იმედის მომცემი არიან სპინტრონიკული მოწყობილობების შექმნისათვის. ასევე დიდ ყურადღებას იქცევს ბოლო ხანებში სამი-ოთხი კომპონენტისაგან შედგენილი მაგნიტურად განზავებული ნახევარგამტარები, Mn – მინარევიან GaAs-ში [4] კიურის ტემპერატურაზე $T_c=110\text{K}$ ფერომაგნეტიზმის გამოვლენის გამო.

ზემოთ განხილული მასალების მაგნიტური მდგომარეობის და სტრუქტურის შესასწავლად მეტად მნიშვნელოვანია ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის მეთოდი, რომელიც მძლავრ იარაღს წარმოადგენს ლოკალური სტრუქტურის შესასწავლად, რითაც ის დიდძალ ინფორმაციას იძლევა ატომური მასშტაბის დონეზე. ცნობილია, რომ ბირთვული მაგნიტური რეზონანსი გვაწვდის მნიშვნელოვან ინფორმაციას მუხტის სიმკვრივის ვარიაციის შესახებ ზეგამტარულ კუპრატებში [5, 6]. ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის სპექტროსკოპია არის ასევე ეფექტური მიკროსკოპული მეთოდი მაგნიტური მასალების შესწავლისათვის [7]. კერძოდ, მაგნიტიზმის შესახებ ლოკალური ინფორმაცია, რომელსაც ბირთვული მაგნიტური რეზონანსი იძლევა, უშუალო სარგებლობისის მომტანი იქნება ახალი მაგნიტური მასალების შექმნისათვის და სპინებზე დამყარებული ელექტრონული მოწყობილობებისათვის, რომლებიც სპინტრონიკისათვის არიან განკუთვნილი. ჯერ-ჯერობით მაგნიტურ მასალებში ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის ეფექტების ფუნდამენტური გაგების დონე არასაკმარისია თანამედროვე მეცნიერებისა და ტექნოლოგიების მოთხოვნების გათვალისწინებით. მაგნიტურ სისტემებში ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის სიხშირე უმთავრესად განისაზღვრება

ლოკალური ველით, განსხვავებით არამაგნიტური მასალებისა, რომელთა რეზონანსულ სიხშირე ძირითადად განისაზღვრება გარეშე ველით.

თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტში და ელ. ანდრონიკაშვილის სახელობის ფიზიკის ინსტიტუტში 80-იან წლებში შემუშავებული იყო ორიგინალური მეთოდები ფერომაგნიტური მასალების მაგნიტური თვისებების შესწავლისათვის. აქედან გამოვყოფთ იმპულსურ ბმრ სპექტროსკოპიის მეთოდს [8], [14]. ეს მეთოდები საშუალებას იძლევიან ჩატარებულ იქნას ფერომაგნიტური მასალების დომენური კედლების დინამიკისა და არაწრფივი ეფექტების გამოკვლევები. ზოგადად ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი გამოყენება მაგნიტურ მასალებში (მაგნეტიკებში) არის დომენური კედლების სტრუქტურისა და დინამიკის შესწავლა სპინტრონიკის მიზნებისათვის [9]. ჩვენი ჯგუფის მიერ თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტში ამ უკანასკნელ წლებში ეს მიზანი მიღწეული იყო ბირთვული სპინური ექოს დამზერის მეშვეობით მაგნეტიკებში, როდესაც ნიმუშებზე ვახდენდით დამატებითი დაბალი სიხშირის და იმპულსური მაგნიტური ველის ზემოქმედებას. ამ გამოკვლევებმა შესაძლებელი გახადა ახსნილი ყოფილიყო ის ეფექტები, რომლებიც თან ახლავს ზენაზი ველების ანიზოტროპიას, ასევე რაოდენობრივი შეფასება მისცა ლოკალურ მაგნიტურ არაერთგვაროვნებას, დომენური კედლების ძვრადობას და სიცხადე შეიტანა მაგნეტიკების ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის სპექტრების ბუნების დადგენაში.

კარგად ცნობილია, რომ მაგნეტიკებში სპინები ხასიათდებიან სტრუქტურაზე დამოკიდებული ორი ძირითადი პარამეტრით: ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის სიხშირით და რადიოსიხშირული ველის გაძლიერების ფაქტორით [10]. ცნობილია, რომ ამ პარამეტრების ცოდნა ძალიან ხელსაყრელია, განსაკუთრებით სხვა მეთოდებთან ერთობლიობაში, როგორც არის მაგნიტური ამთვისებლობის გაზომვა და რენტგენოსტრუქტურული ანალიზი. ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის ექსპერიმენტები დაბალი სიხშირისა და იმპულსური მაგნიტური ველების ზემოქმედებით შესრულებულია როგორც სხვა მეცნიერების მიერ [11, 12], ასევე ჩვენს მიერ [13, 14]. ამ ექსპერიმენტებმა საკმარისად საინტერესო შედეგები მოგვცეს. ჩვენი გაზომვები სხვადასხვა მასალებზე დომენური კედლების მაღალი და დაბალი ძვრადობით (მაგნიტურად ხისტი და რბილი), როგორებიც არიან მეტალური კობალტი, ნახევრად-მეტალები ($NiMnSb$, Co_2MnSi) და ფერიტები, გვიჩვენებენ, რომ ექოს სიგნალის მოდულაცია, რომელიც მიღებულია დაბალი სიხშირის ველის ზემოქმედებით ახლოა სიმეტრიული მაგნიტური იმპულსის გამოყენებით მიღებულ შედეგებთან [15]. აღმოჩნდა, რომ იმპულსურ მეთოდს აქვს გარკვეული უპირატესობა, ვინაიდან, მისი მეშვეობით დამზერილი ბირთვული სპინური ექოს ქცევის ხასიათი ე. წ. რბილ და ხისტ მაგნეტიკებში განსხვავებულია ერთმანეთისგან, რაც განაპირობებს მათი თვისებების იოლად განსხვავებას. სხვადასხვა ტიპის მაგნეტიკების გამოკვლევებისათვის გამოყენებულ იქნა ჩვენს მიერ მოდიფიცირებული ბმრ სპექტრომეტრი, რამაც საშუალება მოგვცა მიგველო მნიშვნელოვანი რაოდენობრივი მონაცემები დომენური კედლების სტრუქტურასა და დინამიკაზე.

აღსანიშნავია ზოგიერთი ახალი ეფექტები, რომლებიც დაბალი სიხშირის ველებისა და იმპულსური მეთოდების გამოყენებით იყო ჩვენი ჯგუფის მიერ აღმოჩენილი. დაბალი სიხშირის მაგნიტური ველის ზემოქმედებისას ახალი ტიპის ერთი იმპულსიანი ექო იქნა დამზერილი ლითიუმის ფერიტში [16-18]. ამ ექო სიგნალის ფორმირება ახსნილია ახალი მექანიზმით (ეგრეთწოდებული მრავალი იმპულსიანი მექანიზმი). გარდა ამისა, ჩვენი ჯგუფის მიერ პირველად მაგნიტური იმპულსისა და რეზონანსული რადიოსიხშირული ველის

კომბინირებული ზემოქმედებით დამზერილი იყო დამატებითი ექოს სიგნალები, რომლებსაც ეწოდა „მაგნიტური ექოები“ [14]. „მაგნიტური ექოს“ ფორმირების მექანიზმი დეტალურად იქნა შესწავლილი. დამატებითი მაგნიტური იმპულსის მოქმედების მეთოდი არის ახალი და პერსპექტიული მიმართულება მაგნეტიკების დომენური კედლების დინამიკის შესასწავლად. პრაქტიკულად ეს მეთოდი წარმატებულად იყო გამოყენებული ზეგამტარებში გრიგალური მესერის დინამიკის შესასწავლად [19, 21].

მაგნიტომოწესრიგებული ნივთიერებების კვლევის ერთ – ერთ ძირითად პრიორიტეტულ მიმართულებას წარმოადგენს ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის (ბმრ) იმპულსური მეთოდი – ე.წ. ბირთვული სპინური ექო, რის საშუალებითაც შესაძლებელია გადაწყვეტილ იქნას მაგნეტიზმის ისეთი ფუნდამენტური საკითხები, რომლებიც დაკავშირებულია მაგნეტიკების ელექტრონულ სტრუქტურასთან, გადამაგნიტების პროცესებთან და ამ პროცესების შესაძლებელ მართვასთან, რაც ხელს შეუწყობს მოცემული თვისებების მქონე მაგნიტური ნივთიერებების შექმნას. პირველად ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის მოვლენა აღმოჩენილ იქნა 1945 წელს სტანფორდის უნივერსიტეტში ბლოხის მიერ, რომელმაც წყლის პროტონებზე მიიღო რეზონანსული შთანთქმა. ხოლო ჰარვარდის უნივერსიტეტში პერსელის მიერ დამზერილ იქნა ასეთივე რეზონანსული შთანთქმა პარაფინის პროტონებზე. ამისთვის მათ 1952 წელს მიიღეს ნობელის პრემია.

გასული საუკუნის 70-იანი წლებში ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის (ბმრ) და მაგნიტომოწესრიგებული სისტემების კვლევის ფიზიკაში გაჩნდა ახალი მიმართულება – არაწრფივი სისტემების და ბირთვული სპინური ექოს კვლევა. ბირთვული სპინური ექო აღმოჩენილ იქნა ჰანის მიერ 1950 წელს. ეს იყო ცნობილი ორიმპულსიანი მეთოდი, რომლის თეორიული ინტერპრეტაცია ავტორის მიერაა მოცემული. სპინ სისტემებში გარდა ორიმპულსიანი ექოს სიგნალისა, ასევე შესაძლებელია ადგილი ჰქონდეს ე.წ. ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირებას. ერთიმპულსიანი ექო დამზერილი იქნა ბლუმის მიერ ჯერ კიდევ 1955 წ, მაგრამ მისი ფორმირების მექანიზმზე წარმოდგენა აღმოჩნდა მეტად რთული ორიმპულსიანთან შედარებით და იგი ახლაც დიდ ყურადღებას იპყრობს მკვლევარებში [14].

წინამდებარე დისერტაციის ძირითადი მიზანი მდგომარეობს ერთიმპულსიანი ბირთვული სპინური ექოს ფორმირების მექანიზმის გარკვევაში.

არსებობს ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების რამოდენიმე მექანიზმი: არარეზონანსული მექანიზმი [7], დამახინჯების მექანიზმი [9] და ნიმუშის შიგნით მიმდინარე არაწრფივ პროცესებთან დაკავშირებული მექანიზმი, რომელიც განპირობებულია სპინ – სიტემებში სხვადასხვა არაწრფივი დინამიკის არსებობით და შეიძლება დაკავშირებული იყოს ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის (ბმრ) სიხშირის მძლავრ დინამიურ წანაცვლებასთან, ან იმ მოვლენებთან, როცა ერთდროულად ლარმორისა და რაბის ბმრ ხაზების დიდი არაერთგვაროვანი გაგანიერების არსებობისას ამ სისტემებზე ამგზნები იმპულსის მოქმედებას მოყვება ბირთვულ სპინ – სისტემაში არაწრფივი დინამიური მოვლენები [6].

90 – იანი წლების დასაწყისში ჩვენს მიერ ფერომაგნიტურ კობალტსა და ლითიუმის ფერიტში შემჩნეული იყო საინტერესო ეფექტი. კერძოდ, ლითიუმის ფერიტი წარმოადგენს მაგნიტურ დიელექტრიკს და მისი ერთიმპულსიანი ექოს თვისებები აზოტის ტემპერატურაზე, მკვეთრად განსხვავდება კობალტის ერთიმპულსიანი ექოს (ეიე) თვისებებისაგან, როდესაც სიხშირის დინამიური წანაცვლება ბმრ – ში არ არსებობს. კობალტში ეიე თვისებები კარგად აიხსნება ექოს ფორმირების კიდურა მექანიზმით (დამახინჯების მექანიზმი), მაშინ როდესაც ლითიუმის ფერიტში ფორმირებული ექო ვერ აიხსნება ამ მექანიზმით. ჩვენს მიერ

წარმოდგენილი იყო სრულიად ახალი მექანიზმი, რომლის ჩარჩოშიც განხილულია ბირთვული სპინური სისტემის ევოლუცია რადიოსიხშირული იმპულსის მოქმედების განმავლობაში.

2002 წელს ჩვენს მიერ დადგენილ იქნა, რომ სპინური ექოს თვისებები ლითიუმის ფერიტში კარგად აიხსნება ე.წ. მრავალიმპულსიანი აგზნების მექანიზმით, რომელიც დაკავშირებულია მაგნეტიკებში ბირთვული სპინ სისტემის არაწრფივ დინამიკასთან. გარდა ამისა, ლითიუმის ფერიტში ჩვენს მიერ პირველად იყო აღმოჩენილი და ძირეულად შესწავლილი მეორადი სიგნალები, როგორც ერთიმპულსიანი ისე ორიმპულსიანი ექოს დროს. მიღებული იქნა ბლოხის კლასიკური და მიმის ტრანსფორმაციული მატრიცების მეთოდების გამოყენებით არაწრფივი განტოლებები, რომლებიც აღწერენ ამ სისტემებში ბირთვული დამაგნიტების არაწრფივ დინამიკას. საინტერესო შედეგს წარმოადგენს ეიე სრული გაქრობის პროცესი სპინური სისტემის წონასწორობის დროს ე.ი. როცა $T \gg T_1$, რაც მიაჩნება მაგნიტურ დიელექტრიკებში და კერძოდ ლითიუმის ფერიტში იმპულსის დამახინჯების კიდურა მექანიზმის წვლილის არ არსებობაზე (ან მის სისუსტეზე), განსხვავებით ფერომეტალებისა, სადაც მისი ინტენსივობა ძალიან დიდია. ეს ფაქტი ჩვენს მიერ დასაბუთებული იქნა შემდგომი კვლევების შედეგად სხვა მაგნეტიკებშიც. დამახინჯების მექანიზმის წვლილი კორელაციაშია მაგნეტიკების ელ. გამტარებლობასთან, რასაც შეიძლება დიდი პრაქტიკული მნიშვნელობა ჰქონდეს.

საზოგადოდ, ერთიმპულსიან და მეორად ექო სიგნალებზე წარმოდგენა მეტად მნიშვნელოვანია არა მარტო თეორიული თვალსაზრისით, არამედ პრაქტიკული თვალსაზრისითაც, ისეთ რადიოტექნიკურ მოწყობილობებში, სადაც გამოყენებულია სპინური ექოს მოვლენები. ფერიტებში ბმრ გამოკვლევებმა აჩვენა, რომ ბმრ მეთოდი სხვა ინსტრუმენტალურ მეთოდებთან ერთობლიობაში წარმოადგენს მაგნეტიკების კონტროლის ეფექტურ საშუალებას. ცნობილია, რომ მაგნეტიკებში ბირთვული სპინური ექოს დამზერის დროს, თუ სპინ – სისტემაზე ვიმოქმედებთ დაბალსიხშირული მაგნიტური ველებით, ადგილი ექნება ისეთ მოდულაციურ ეფექტებს, რომლებიც დაკავშირებულია ზენახი ველების ანიზოტროპიასთან. გარდა ამისა, შესაძლებელია დომენური კედლების ლოკალური არაერთგვაროვნებისა და ძვრადობის შეფასება და შეიძლება მიღებული იქნას ძვირფასი ინფორმაცია დომენურ კედლებში მოთავსებული ბირთვების ბმრ სპექტრების იდენტიფიკაციაზე. ბმრ სპექტრების იდენტიფიკაციისათვის ვიყენებთ დაბალსიხშირული დატუმბვის მეთოდს სუსტად ანიზოტროპიულ მანგანუმისა და ლითიუმის ფერიტებში, სადაც დომენურ კედლებს საკმარისად დიდი ძვრადობა გააჩნიათ. ამ მიზნით გამოყენებულია ექოს სიგნალის ვარდნის მომენტების მოდულაციის ეფექტი, რომელიც განპირობებულია დომენური კედლების ოსცილაციით ნიშნის გადამაგნიტების დროს. გარდა ამისა დაბალსიხშირული დატუმბვის მეთოდი, როგორც აღვნიშნეთ, გამოყენებულია ერთიმპულსიანი ექოს ბუნების დასადგენადაც.

მაგნიტურ სისტემებზე ერთი რადიოსიხშირული იმპულსის მოქმედების არეში მცირე ხანგრძლიობისა და ძლიერი მაგნიტური ველის მქონე იმპულსების ზემოქმედებისა და ასევე სიხშირის, ამპლიტუდისა და ფაზის ნახტომისებური ცვლილებით, ჩვენი ჯგუფის მიერ პირველად იქნა აღმოჩენილი სრულიად ახალი ტიპის ექოს მაგვარი სიგნალები. ამ მოვლენების მექანიზმის დასადგენად ჯერ კლასიკური ბლოხის განტოლების საშუალებით და შემდეგ სიმკვრივის მატრიცის ფორმალის ჩარჩოში განხილული გვაქვს მრავალდომენიან მაგნეტიკებში ერთიმპულსიანი ექოს კვანტომექანიკური მრავალიმპულსიანი ანალოგები, რომლებიც წარმოიქმნება რს იმპულსების მოქმედების არეში ეფექტური მაგნიტური

ველის უეცარი შემოტრიალების დროს. ამ ახალ სიგნალებს აღმოაჩნდა ისეთი თვისებები, რომელთა საშუალებითაც შესაძლებელია განისაზღვროს მაგნეტიკების როგორც კოერცეტიული ძალები, ისე მაგნეტიკებისათვის დამახასიათებელი სხვა მნიშვნელოვანი პარამეტრები.

განსაკუთრებით დიდი ყურადღება ექცევა ნახევრადმეტალურ მაგნეტიკებს, რომლებსაც გააჩნიათ გიგანტური მაგნიტორეზისტული ეფექტები და ითვლება, რომ ისინი გამოყენებული იქნებიან როგორც მაგნიტური მულტიფენების დასამზადებელი მასალები. მათ, მომავალი თაობის ფუნქციონალური ელექტრონიკის მოწოდებლობების შექმნისათვის, გააჩნიათ პრიორიტეტული როლი, რადგანაც მათ ბაზაზე შესაძლებელია შეიქმნას სენსორები, ახალი თაობის სწრაფმოქმედი და დიდი მახსოვრობის მქონე კომპიუტერები და სხვა. ამ მიმართებით ჩვენ უკვე გაგვაჩნია წინასწარი შედეგები სხვადასხვა შემადგენლობის მქონე ლანთანის მანგანიტებზე. ეს ნიმუშები მიღებულია ციურიხის უნივერსიტეტიდან, ვისთანაც ჩვენ გაგვაჩნია სამეცნიერო კავშირები. წარმოდგენილ სამეცნიერო დისერტაციაში აღწერილი კვლევების მიმართულება გარდამავალია და გრძელდება ამჟამადაც.

თავი I მაგნიტომოწესრიგებული ნივთიერებების დომენური სტრუქტურა და მათი თავისებურებები

1.1 ეფექტური მაგნიტური ველები ბირთვზე

განვიხილოთ მაგნეტიკების დომენური კვლევის ზოგიერთი მნიშვნელოვანი თავისებურებები. მაგნიტომოწესრიგებული გარემოს შესწავლისათვის საჭიროა გამოყენებული იქნას ისეთი მეთოდები, რომლებსაც ლოკალურ სივრცეში ელექტრონული და სპინური სიმკვრივების განაწილების შესახებ საინტერესო ინფორმაციის მოცემა შეუძლიათ. ასეთი ლოკალური მახასიათებლები შეიძლება მიღებული იქნას ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის გამოყენებით. როდესაც ლაპარაკია ფერო და ანტიფერომაგნეტიკებში ბმრ-ზე უპირველესად იგულისხმება, რომ მისი საშუალებით გაიზომოს ბირთვებზე ელექტრონების მიერ შექმნილი ლოკალური მაგნიტური (ეფექტური) ველები, ანუ უფრო ზუსტად, ზენაზი ურთიერთქმედების (ზნუ) ველები. არსებობს უფრო პირდაპირი დიფრაქციული მეთოდები (ნეიტრონული და რენტგენული), მაგრამ მათთან შედარებით ბმრ-ს გააჩნია გარკვეული უპირატესობა, რომელიც რადიოსპექტროსკოპისთვისაა დამახასიათებელი და დიდი სიზუსტით გამოირჩევა. ბირთვებს, რომლებსაც გააჩნიათ მაგნიტური მომენტი, წარმოადგენენ წერტილოვან ბუნებრივ ზონდებს, მოთავსებულს კრისტალის ელექტრონულ სისტემაში და ამიტომ ბმრ მეთოდით შესაძლებელია მიღებული იქნას უამრავი სასარგებლო ინფორმაცია მოცემული სისტემის შესახებ. ამ მიზნით გამოიყენება ასევე “მესბაუერის” ეფექტიც, მაგრამ ძალიან ბევრ მაგნიტური ატომების ბირთვებს, რომლებითაც დაინტერესებულნი არიან ფიზიკოსები, არ გააჩნიათ მესბაუერის დონეები, რაც ზღუდავს ამ მეთოდის შესაძლებლობებს.

როგორც ცნობილია ფერომაგნიტურ მეტალებში $3d$ შრის ზენაზი ურთიერთქმედების კვლევებმა საშუალება მისცა მეცნიერებს, დაედგინათ ატომის ბირთვზე უდიდესი უარყოფითი ეფექტური ველების არსებობა. ვატსონმა და ფრიმენმა [22] აჩვენეს, რომ ^{57}Fe – ბირთვზე დიდი უარყოფითი ველის არსებობა შეიძლება აიხსნას, თუ გავითვალისწინებთ $3d$ – ელექტრონების რეზულტირებული სპინებით იონური ჩონჩხის შიდა s – ელექტრონების პოლარიზაციის მოვლენას, რის შედეგადაც წარმოიქმნება შიდა s – ელექტრონების რეზულტირებული შეუწყვილებელი სპინების სიმკვრივე. რეზულტირებული შეუწყვილებელი სპინების სიმკვრივის წარმოქმნა დაკავშირებულია იმასთან, რომ სისტემაში, რომელთა სპინები ნულისაგან განსხვავებულია ელექტრონების ერთი ფენის რადიალური ტალღური ფუნქციები, სხვადასხვა m_s – ით, რამდენადმე განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან სხვადასხვა გაცვლითი ურთიერთქმედების გამო.

საზოგადოდ, ბირთვული სპინის I ურთიერთქმედება მაგნიტური ატომის არაკომპენსირებულ $3d$ (ან $4f$) გარსის ელექტრონებთან, თუ არ გავითვალისწინებთ სხვა ურთიერთქმედებებს, გამარტივებული სახით შეიძლება წარმოდგენილი იქნას შემდეგი ჰამილტონიანით

$$H_{\text{ზნუ}} = \vec{I} \vec{A} \vec{S} \quad (1.1)$$

სადაც A – ზენაზი ურთიერთქმედების მუდმივაა, \vec{S} – ატომის ჯამური სპინი. იშვიათმიწათა ელემენტებში ატომისათვის \vec{S} – ნაცვლად შემოდის სრული მოძრაობის რაოდენობის მომენტი, რამდენადაც ორბიტალური კვანტური რიცხვი

ამ დროს მნიშვნელოვან სიდიდეს აღწევს (გიგანტური მაგნიტოანიზოტროპიისა და მაგნიტოსტრიქციის მოვლენები) $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$.

როგორც ცნობილია, ანტიფერომაგნიტები და ფერიმაგნეტიკები (ან რაც იგივეა ფერიტები) შეიძლება წარმოვადგინოთ, რამდენიმე ქვემესერის ერთობლიობით. ამ სისტემებში ელექტრონული მაგნიტური მომენტების მოწესრიგების გამო ბირთვულ სპინსა და ელექტრონულ ქვემესერებს შორის წარმოიქმნება უზარმაზარი ლოკალური ველები. აღვწერთ ეს ეფექტი ისეთი ფერომაგნეტიკებისასათვის, რომლებსაც გააჩნიათ ერთი მაგნიტური ქვემესერი. უმარტივეს შემთხვევაში იზოტროპიული ზნუ რეალიზირდება კუბური სიმეტრიის მქონე კრისტალებში. თუ შემოვიტანთ თითოეული ქვემესერისათვის საკუთარ ელექტრონულ და ბირთვულ დამაგნიტებებს $\vec{M}(\vec{r})$ და \vec{m} შესაბამისად, მაშინ ზნუ ენერჯის სიმკვრივისათვის შეგვიძლია დავწეროთ შემდეგი ჰამილტონიანი

$$H_{\text{ზნუ}}(\vec{r}) = A_0 \vec{M} \vec{m} \quad (12)$$

სადაც $\vec{A}_0 = A/Ng_i \mu_n \hbar^2$, N —ერთეულოვან მოცულობაში ქვემესერის მაგნიტურ იონთა რიცხვია, A —ზენაზი ურთიერთქმედების მუდმივაა, ხოლო ბირთვზე მოქმედი ზნუ ეფექტური ველი შემდეგნაირად გამოსახება:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \frac{\partial \vec{H}(\vec{r})}{\partial \vec{m}} = -A_0 \vec{M} \quad (13)$$

ჩვეულებრივად (13) გამოსახულება გამოსადეგია ნებისმიერი მაგნიტომოწესრიგებული კრისტალისათვის, თუ \vec{M} —ში ვიგულისხმებთ ქვემესერის დამაგნიტებას. ვინაიდან კიურის ტემპერატურის ქვემოთ ფერომაგნეტიკებში დამაგნიტების საშუალო მნიშვნელობა აღწევს თავის მაქსიმალურ მნიშვნელობას, ამიტომ ეფექტური H_{eff} —ველის მყისი მნიშვნელობა, რომელიც მოქმედებს მაგნიტური ატომის ბირთვზე შეადგენს $10^5 \div 10^6$ ერსტედს. ამასთან, სითბური მოძრაობა იწვევს მაგნიტური მომენტების გაფანტვას სხვადასხვა მიმართულებით, ხოლო გაცვლითი ურთიერთქმედება ატომების მაგნიტური მომენტების გასაშუალებას. ამის შედეგად, მოცემულ ტემპერატურაზე ბირთვის სპინი “ხედავს”, რაიმე H_{eff} —ველის საშუალო მნიშვნელობას

$$\langle H_{\text{eff}} \rangle = -A_0 \langle \vec{M} \rangle \quad (14)$$

ამრიგად ბმრ-ის ω_n —სიხშირე გამოითვლება, როგორც ლარმორის პრეცესიის სიხშირე რეზულტირებულ სტატიკურ მაგნიტურ ველში, რომელიც მოქმედებს ბირთვულ მაგნიტურ მომენტზე

$$\omega_n = \gamma_n [H - A_0 \langle M \rangle] \quad (15)$$

აქ H წვერში მოიაზრება გარეშე მუდმივი მაგნიტური ველი, რომელშიც გათვალისწინებული უნდა იყოს დიპოლური ველებიც, მაგრამ მათი სიმცირის გამო უგულებელყოფენ:

$$H_{\text{დიპ.}} = \sum_j \left[\frac{\langle \mu_j \rangle}{r_j^3} - \frac{3\vec{r}_j \langle \mu_j \rangle \vec{r}_j}{r_j^5} \right] \quad (1.6)$$

პარამაგნიტური მდგომარეობისათვის $\langle M \rangle = \chi_p H$, სადაც χ_p პარამაგნიტური ამთვისებლობაა და მისი მნიშვნელობა მცირეა ფერომაგნიტურთან შედარებით. შესაბამისად, ბმრ პარამაგნიტიკებში განისაზღვრება, როგორც

$$\omega_n = \gamma_n (1 - A_0 \chi_p) H \quad (1.7)$$

და ამიტომ ბირთვებზე ლოკალური ველები იწვევენ რეზონანსულ სიხშირეთა მცირე გადახრას:

$$\frac{\delta \omega_n}{\omega_n} = A_0 \chi_p \ll 1$$

გარდა ამისა, უნდა გავითვალისწინოთ, რომ A_0 და χ_p ტენზორებია, თუმცა მათი ანიზოტროპია მეტად მცირეა. საკმარისად მცირე ტემპერატურებზე ლოკალური დამაგნიტების საშუალო მნიშვნელობა, შეგვიძლია გამოვსახოთ შემდეგნაირად:

$$|\langle M \rangle| \cong M_0$$

სადაც M_0 -არის მესერის დამაგნიტება $T \rightarrow 0K$ მიახლოებაში, ამიტომ

$$|\langle H_n \rangle| \cong A_0 M \quad (1.8)$$

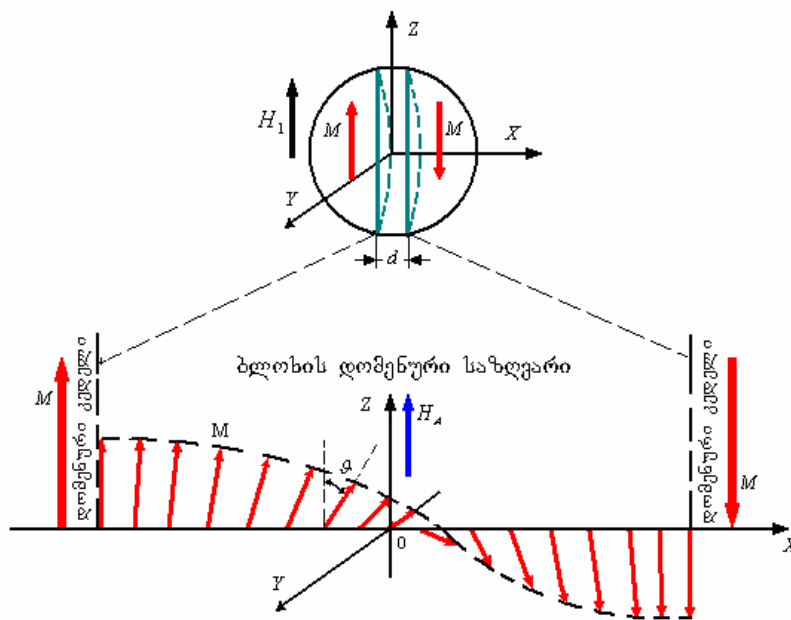
ე.ი. ბირთვზე მოქმედი ლოკალური მაგნიტური ველის საშუალო მნიშვნელობა ძირითადად დამოკიდებულია ზენაზი ურთიერთქმედების მუდმივაზე და ლოკალური დამაგნიტებების საშუალო მნიშვნელობაზე.

1.2 ბლოხის 180⁰ დომენური კედელი

როგორც ცნობილია, ნებისმიერი ფერომაგნიტური ნიმუში შედგება დიდი რაოდენობა უბნებისაგან, რომლებსაც დომენები ეწოდება და თითოეული მათგანი მოცემულ ტემპერატურებზე დამაგნიტებელია ნაჯერობამდე. მაგნეტიკებში, კიურის ტემპერატურის ქვემოთ, სპინებს შორის გაცვლითი ურთიერთქმედების არსებობის გამო წარმოიქმნება ელემენტარული დამაგნიტებების ურთიერთპარალელური ორიენტაცია, რომელიც თავის მხრივ ქმნის ნაჯერობამდე დამაგნიტებულ ისეთ ელემენტარულ უბნებს, რომლებსაც დომენებს უწოდებენ. განსაზღვრულ პირობებში ფერომაგნეტიკების სივრცული ჯამური დამაგნიტება უმნიშვნელოა და შეიძლება ნულის ტოლიც კი გახდეს.

დომენური სტრუქტურის წარმოქმნა ერთდომენიანი მდგომარეობიდან მრავალდომენიანში გადასვლისას დაკავშირებულია ფერომაგნეტიკებში სრული მაგნიტური ენერჯის შემცირებასთან, რომლის დროსაც დომენებს შორის წარმოიქმნება გარდამავალი ფენა. ამ ფენაში დამაგნიტებები თანდათანობით იცვლიან თავიანთ მიმართულებას და მათ დომენურ კედლებს (დკ) ან დომენურ საზღვრებს უწოდებენ. თუმცა დაყოფის პროცესი არ შეიძლება გაგრძელდეს უსასრულოდ, რამდენადაც ნიმუშის სრული მაგნიტური ენერჯია შედგება როგორც მაგნიტოსტატიკურისა, ისე გაცვლითი $H_{გაც.}$ და მაგნიტური ანიზოტროპიის ენერჯიებისაგან - H_A . პირველი მათგანი მინიმალურია, როდესაც მეზობელი დამაგნიტებები ერთმანეთის პარალელურია და სივრცეში ერთნაირადაა ორიენტირებული, ხოლო მეორე მინიმალურია მაშინ, როდესაც სპინები განლაგებულია რომელიმე კრისტალოგრაფიული მიმართულებების გასწვრივ, რომლებსაც მსუბუქი დამაგნიტებების ღერძები ეწოდება (მდღ). დომენის შიგნით ეს ორივე მოთხოვნები შეიძლება შესრულებული იყოს, მაგრამ დომენურ საზღვრებში მეზობელი ატომების მაგნიტური მომენტები ვერ შეინარჩუნებენ ერთმანეთის პარალელურობას და ასევე მდღ-ს გასწვრივ განლაგებას, ამიტომ თითოეული განსახილველი ენერჯია დკ-ში აღმოჩნდება გაცილებით დიდი, ვიდრე ეს თვით დომენშია.

არსებითია, რომ სპინ სისტემაში წონასწორული მდგომარეობა დამყარდება მაშინ, როდესაც მაგნიტოსტატიკური ენერჯის შემდგომი შემცირება სრულიად კომპენსირდება დკ ენერჯით. ამ დროს რეალიზირებადი დომენური სტრუქტურა მნიშვნელოვანწილად განისაზღვრება კრისტალოგრაფიული მესერის სიმეტრიით, ნიმუშის ფორმით, შიდა მექანიკური დაძაბულობებით, დეფექტებით, მინარევებით და სხვა. მრავალდომენიანი ფერომაგნეტიკების მახასიათებელი პარამეტრების გამოთვლა საკმარისად რთულ ამოცანას წარმოადგენს, მაგრამ გაცილებით იოლია ცალკეული დომენური სტრუქტურის პარამეტრების გამოთვლა. რამდენადაც ეს უკანასკნელი საკითხი დაკავშირებულია მაგნეტიკებში ბმრ მოვლენებთან. შევჩერდეთ მასზე უფრო დაწვრილებით.



ნახ. 1. ბლოხის დომენურ კედლებში დამაგნიტებების განლაგების დიაგრამა.

განვიხილოთ ერთდერძიან ფერომაგნეტიკებში 180° -იანი ბლოხის დომენური კედლის მაგნიტური სტრუქტურა, რომლის სქემატური გამოსახულება ნაჩვენებია ნახ. 1-ზე, სადაც H_1 ცვლადი მაგნიტური ველი განაპირობებს დომენური კედლის წანაცვლებას. ბლოხის კედლები დომენებს ჰყოფენ სხვადასხვა მიმართულების დამაგნიტების მქონე უბნებად და ვთქვათ, ისინი ემთხვევიან, როგორც კრისტალოგრაფიული სიმეტრიის მთავარ ღერძს, ისე მსუბუქი დამაგნიტების ღერძს (Z ღერძი). X -ღერძი მივმართოთ დომენური კედლის საზღვრის სიბრტყის მიმართ მართობულად, რათა ლოკალური ელექტრონული დამაგნიტება $M(\vec{r})$ ბლოხის კედელში მხოლოდ ერთი X -ცვლადის ფუნქცია იყოს. მარცხენა დომენიდან, როდესაც პარალელური ორიენტაცია გვაქვს, მაშინ $M \uparrow Z$, ხოლო, მარჯვენაზე გადასვლისას, როცა ანტიპარალელური ორიენტაციაა, მაშინ $M_0 \downarrow Z$, და დამაგნიტების \vec{M} ვექტორი მოტრიალდება ZY საზღვრის სიბრტყეში ისე, რომ $X = 0$ დროს ის მიმართულია Y -ღერძის გასწვრივ. რამდენადაც ფერომაგნეტიკებში დომენის სისქე D -საკმარისად აჭარბებს დომენის საზღვრის d -სისქეს, შეიძლება გამოვიყენოთ შემდეგი სასაზღვრო პირობები:

$$\vartheta(X \rightarrow -\infty) = 0 \text{ და } \vartheta(X \rightarrow +\infty) = \pi \tag{1.9}$$

სადაც ϑ არის დომენებსა და დომენურ კედლებში დამაგნიტებებს შორის კუთხე. $M(X)$ -დამაგნიტების ორიენტაციის ცვლილება, რომელიც განისაზღვრება $\vartheta(X)$ -დამოკიდებულობის ხასიათით, დამყარებულია გაცვლითი ენერჯისა და მაგნიტური ანიზოტროპიის კონკურენტულ მოქმედებაზე (მაგნიტოსტატიკური ენერჯია ნიმუშის ზედაპირიდან მოშორებით შეიძლება უგულვებელყოთ).

გამოვსახოთ $M(X)$ -დამაგნიტების ვექტორის კომპონენტები $\vartheta(X)$ -მობრუნების კუთხის საშუალებით:

$$M^X(X) = 0; \quad M^Y(X) = M_0 \sin \vartheta(X); \quad M^Z(X) = M_0 \cos \vartheta(X) \quad (1.10)$$

და ჩავსვათ მათი გამოსახულებები გაცვლითი ენერჯიის სიმკვრივისა და მაგნიტური ანიზოტროპიის ენერჯიის გამოსახულებაში, რომელსაც კუბური ფერომაგნეტიკებისათვის მსუბუქი დამაგნიტების მხოლოდ ერთი მიმართულებით გააჩნია შემდეგი სახე:

$$H_{\text{გაც.}} = \frac{J_0 a^2}{M_0^2} \left[(\nabla M^X)^2 + (\nabla M^Y)^2 + (\nabla M^Z)^2 \right] \quad (1.11)$$

$$H_A(\vec{r}) = \frac{K}{M_0^2} \left[(M^X)^2 + (M^Y)^2 \right] \quad (1.12)$$

სადაც a –მესერის მუდმივაა, M_0 –დამაგნიტების წონასწორული მნიშვნელობა, J_0 –გაცვლითი ურთიერთქმედების პარამეტრი, რომელსაც ენერჯიის სიმკვრივის ერთეული გააჩნია, ხოლო K –მაგნიტოკრისტალური ანიზოტროპიის ეფექტური მუდმივაა. თავისუფალი ენერჯიის მინიმუმის საპოვნელად, (1.17) და (1.12) განტოლებების ენერჯიების ჯამის წარმოებული უნდა გაუტოლოთ ნულს, საიდან შესაძლებელია გამოისახოს ϑ კუთხის ცვლილება შემდეგნაირად:

$$\frac{d\vartheta}{dX} = \frac{1}{aJ_0^{1/2}} [H_A(\vartheta)]^{1/2} \quad (1.13)$$

რასაც მიყვაროთ შემდეგ გამოსახულებამდე:

$$\frac{d\vartheta}{dX} = \frac{1}{d} \sin \vartheta \quad (1.14)$$

სადაც $d = a(J_0/K)$ –არის დომენური კედლის ეფექტური სისქე, რომელიც ტიპური J_0 და K მნიშვნელობისათვის შეადგენს $\sim 100 \text{ \AA}$ ან $\sim 10^{-6} \text{ სმ}$. (1.14) განტოლების ამოხსნა (1.9) სასაზღვრო პირობების გათვალისწინებით იძლევა შემდეგ გამოსახულებას:

$$\sin \vartheta(X) = \operatorname{sech}(X/d) \quad (1.15)$$

უნდა აღინიშნოს, რომ ბლოხის ტიპის დომენური კედლები რეალიზდება, მხოლოდ ერთდერძიან კრისტალებში, ე.ი. კრისტალებში რომელთა სიმეტრიის ღერძები მესამე ან უფრო მეტი რიგისაა და ერთი მსუბუქი დამაგნიტების ღერძი გააჩნიათ. ისეთ კრისტალში, სადაც დაბალი სიმეტრიაა და ხასიათდება რამოდენიმე მსუბუქი დამაგნიტების ღერძით, შეიძლება წარმოიშვას ისეთი შესაძლებლობა, როდესაც ადგილი აქვს არა მარტო ანტიპარალელური დომენების არსებობას, არამედ ურთიერთმართობული ორიენტაციის მქონე დამაგნიტებების არსებობასაც. არსებობს ისეთი 180° –იანი საზღვარი, რომელსაც ნეელის ტიპისა უწოდებენ, მაგალითად მსუბუქსიბრტვიან ანტიფერომაგნეტიკებში, სადაც \vec{M} ვექტორის შემობრუნება XY სიბრტყეშია განხორციელებული და რომელის თვისებებიც ძალიან ჰგავს ბლოხის კედლებისას.

1.3 მაგნიტომოწესრიგებულ კრისტალებში ბმრ ძირითადი თავისებურებანი

განსხვავებით დია და პარამაგნეტიკებისა, ფერო და ანტიფერომაგნეტიკებში დიდი ლოკალური ველების არსებობას მიუყვართ ბმრ დაკვირვების ზოგიერთ თავისებურებებთან, რომელთაგანაც აღსანიშნავია ორი ძირითადი მათგანი.

1. პირველი დაკავშირებულია ლოკალური ველის სტატიკურ (გრძივ) მდგენელთან, რომელიც ასე გამოისახება:

$$H_n \equiv \langle H_n \rangle \vec{Z} = -A_0 \langle M_z \rangle \quad (1.16)$$

ბმრ სისშირე ამ ველში ორი სამი რიგით მეტია, ვიდრე ამავე კრისტალებში, მხოლოდ პარამაგნეტიკურ არეში, რომლის მაგნიტური ველის დაძაბულობა $10^3 \div 10^4$ ერსტედის რიგისაა

$$\omega_{n0} = |\gamma_n H_n| \quad (1.17)$$

ამასთან ერთად, პარამაგნეტიკებისაგან განსხვავებით, ფერომაგნეტიკების რეზონანსულ სისშირეში ძირითადი წვლილი მიუძღვის (1.5) ფორმულით განსაზღვრულ სისშირეში მეორე წევრს, რამდენადაც გარეშე მუდმივი მაგნიტური ველი უმნიშვნელოდ წაანაცვლებს ბმრ ხაზს. გარეშე მაგნიტური ველიდან უფრო მცირე ზემოქმედებას აქვს ადგილი ისეთ ნიმუშებში, სადაც ველი კომპენსირდება განმამაგნიტებელი ველებით.

2. განვიხილოთ მეორე შემთხვევა, რომელიც ლოკალური ველების დინამიურ (განივ) მდგენელებთანაა დაკავშირებული. ბირთვული სპინების კვანტურ რეზონანსული გადასვლები ინდუცირდება არა უშუალოდ გარეშე ცვლადი მაგნიტური ველის h_x -მოქმედებით (რომლის სისშირე ω დაახლოებით ტოლია ω_n), არამედ h_x -ველით შექმნილი ლოკალური ველის H_n ცვლადი ნაწილით (იხ. ნახ. 2).

H_n ველის ცვლადი მდგენელი დაბალ ტემპერატურებზე, თანახმად (1.4) ფორმულისა, განისაზღვრება, როგორც

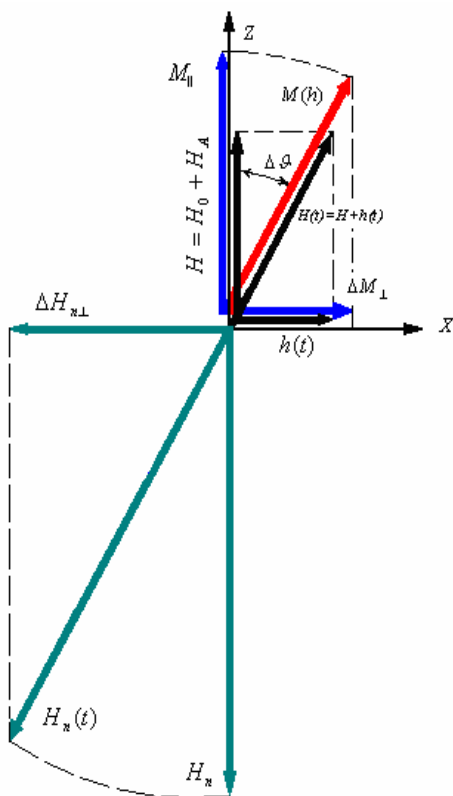
$$H_{\perp} = -A_0 M_{\perp}$$

დაუშვათ, გვაქვს ერთდომენიანი ფერომაგნიტური ნიმუში, რომლის დამაგნიტება ნაჯერია მსუბუქი დამაგნიტების ღერძის გასწვრივ. მსუბუქი დამაგნიტების ღერძის არსებობა შეიძლება გავითვალისწინოთ უმარტივეს შემთხვევაში, თუ შემოვიყვანთ მაგნიტური ანიზოტროპიის რაიმე ეფექტურ H_A -ველს, რომლის მიმართულებაც მსუბუქი დამაგნიტების ღერძის გასწვრივაა მიმართული. ზუსტად რომ ვთქვათ, H_A -ს მიმართულება აირჩევა ისე, რომ მაგნიტური მომენტის ენერგია (ანუ მაგნიტური ანიზოტროპიის ენერგია) ამ ველში $E_A = -\vec{M} \vec{H}_A$ აკმაყოფილებდეს მინიმუმის პირობას. $h(t)$ -ველის ზემოქმედების შედეგად ელექტრონული მაგნიტური მომენტი \vec{M} ორიენტირდება რეზულტირებული $\vec{H}(t) = \vec{H} + \vec{h}(t)$ ველის გასწვრივ. $h(t)$ -ველის სიმცირის გამო მოტრიალება ხდება მცირე კუთხით $\Delta\theta = h/(H_0 + H_A)$. ასეთივე კუთხით

შემოტრიალდება მაგნიტურ მომენტთან დაკავშირებული ზენაზი ველიც $\vec{H}_n(h)$, შედეგად, ბირთვებზე წარმოიქმნება ზენაზი ველის მდგენელები. ნახაზ 2-დან $h(t)$ -ველის სიმცირის გამო ვწერთ:

$$\Delta M_{\perp} \approx M_{0z} \vartheta \cong M_0 \frac{h(t)}{H_0 + H_A} = \chi^{\text{ბრ}} \cdot h(t) \quad (1.18)$$

სადაც $\chi^{\text{ბრ}} = \frac{M_0}{H_0 + H_A}$ არის მაგნიტური ამთვისებლობა და $h(t) \ll H_0 + H_A$ ველის მოქმედება დაკავშირებულია დამაგნიტების მოტრიალებასთან. მაგრამ ბირთვულ სპინზე გარდა $h(t)$ -ველისა მოქმედებს $\Delta H_{n\perp}$ მართობი ლოკალური ველი, რომელიც ისეთივე სისწორით ოსცილირებს, როგორც $h(t)$ -ველი.



ნახ. 2. მაგნიტურ ნივთიერებებში დამაგნიტებების განაწილების ვექტორული დიაგრამა.

როგორც ნახაზიდან ჩანს

$$\Delta H_n(t) \approx H_n \Delta \vartheta(t) = \frac{H_n}{H_0 + H_A} h(t) = -A_0 \chi^{\text{ბრ}} h(t) \quad (1.19)$$

უნდა აღინიშნოს, რომ (1.18) –დან (1.19) –ზე გადასვლა შესაძლებელია, თუ გავითვალისწინებთ საკმარისად მცირე ტემპერატურებს, კერძოდ:

$$|\langle \vec{M} \rangle| \equiv M_0$$

სადაც M_0 ქვემესერის დამაგნიტებაა აბსოლუტურ 0 ტემპერატურაზე, ამიტომ $|\langle \vec{H}_n \rangle| \equiv A_0 M_0$ ყოველ შემთხვევაში, დაბალ ტემპერატურებზე მაინც. ამრიგად ბირთვებზე მოქმედებს ($A_0 \chi^{\text{ბრ}}$)—ჯერ უფრო დიდი ველები $h(t)$ —თან შედარებით, ამიტომ

$$\eta = -A_0 \chi^{\text{ბრ}} = \frac{H_n}{H_0 + H_A} \quad \text{ან} \quad \eta = \frac{\Delta H_n(t)}{h(t)} \quad (1.20)$$

η სიდიდეს უწოდებენ ერთდომენიან ფერომაგნეტიკებში გაძლიერების კოეფიციენტს და ამიტომ გაძლიერების ეფექტი გამოიხატება იმაში, რომ ბირთვებზე ცვლადი ველის ამპლიტუდა გამოისახება არა გარეშე $h(t)$ —ველით, არამედ η —ჯერ გაძლიერებული შიდა ლოკალური ველის ცვლადი $\Delta H_n(t)$ მდგენელით, რომელიც წარმოიქმნება $h(t)$ —ველში ელექტრონული დამაგნიტების რხევით. თუ ჩავთვლით, რომ $H_n \sim 10^5 \div 10^6$ ერსტედი, ხოლო $H_0 + H_A = 10^3 \div 10^4$ ერსტედი, მივიღებთ, რომ $\eta = 10 \div 10^3$.

განვიხილოთ ახლა პირიქით, ბირთვული ქვემესერის მოქმედება ელექტრონულ ქვემესერზე, რომელიც შეიძლება აღიწეროს ზენახი ველის შემდეგი გამოსახულებით:

$$\vec{H}_{en} = A \vec{m} \quad (1.21)$$

სადაც $|\vec{H}_{en}| \ll |H_n|$. მისი მოქმედება გამოვლინდება იმაში, რომ ელექტრონული სპინების სისტემაში, ინდუცირების შედეგად ბირთვული მაგნიტური დამაგნიტების $\Delta m(t)$ რხევის პროცესი, იგივე ზენახი ურთიერთქმედების მექანიზმით, აღძრავს კოჰერენტულ რხევებს. ბმრ სიგნალის გადაცემა და რეგისტრაცია ძირითადად განხორციელებულია ელექტრონული დამაგნიტების განივი მდგენელებით, რომლებიც შემდეგნაირად გამოისახებიან:

$$\Delta M(t) = \chi_e \Delta H_{en}(t) = \eta \Delta m(t) \quad (1.22)$$

შედეგად, ბმრ სიგნალები მაგნეტიკებში იზრდება η —ჯერ.

მაგნიტურ ნივთიერებებში ელექტრონული დამაგნიტების სიდიდე, ორიენტაცია და დინამიური მახასიათებლები დამოკიდებული ხდებიან ატომების სივრცულ კოორდინატებზე \vec{r} და ერთდომენიან მდგომარეობაშიც კი არაერთგვაროვანია. ასეთი ტიპის არაერთგვაროვნება წარმოიქმნება გარემომცველი პარამაგნიტური იონების სხვადასხვაობით, რომელთა შორისაც უფრო მნიშვნელოვანია კრისტალოგრაფიულ მესერში მათი არაეკვივალენტობა, სტრუქტურის არაერთგვაროვნება, ნივთიერების ქიმიური შემადგენლობა, მინარეგების არსებობა, დეფექტები და სხვა.

ამ არაერთგვაროვნების არსებობა განაპირობებს ბმრ—ში უმეტესი მახასიათებელი პარამეტრების კოორდინატზე დამოკიდებულებას. ეს უპირველესად გამოკვეთილია ლოკალური $H_n(\vec{r})$ ველების გრძივი მდგენელებისათვის, რომელთა

არაერთგვაროვნება $\omega_n = \gamma H_n$ გამოსახულების თანახმად იწვევს ბირთვული სპინების საკუთარი სიხშირეების გაბნევას $\omega_n = \omega_n(r)$. ე.ი. წარმოადგენს ერთდომენიან მდგომარეობაში ბმრ ხაზების არაერთგვაროვანი გაგანიერების ერთ-ერთ ძირითად მიზეზს. ამ გარემოების გასათვალისწინებლად ჩვეულებრივად გადადიან ხოლმე Z -კოორდინატის მიხედვით ინტეგრირებაზე ბმრ ω_n სიხშირის მიხედვით, რისთვისაც შემოჰყავთ ბმრ ხაზის ფორმის ფუნქცია $g(\Delta\omega_n)$, რომლის ნორმირების პირობაა

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta\omega_n) d(\Delta\omega_n) = 1$$

ω_n -მნიშვნელობით მაგნიტური მომენტების შემთხვევითი გაბნევისას ხაზის ფორმის განაწილება შეიძლება იყოს გაუსის ან ლორენცის ტიპის.

მაგნიტური ამთვისებლობის χ_e ბრ არაერთგვაროვნების გამოვლენას წარმოადგენს ბირთვებზე ზენაზი ველების განივი მდგენელების არაერთგვაროვნება $\Delta N_n(\vec{r}t)$, რომელიც ჩვეულებრივად დაკავშირებულია $\eta(\vec{r})$ -გაძლიერების კოეფიციენტის მნიშვნელობისა და შესაბამისად ბირთვებზე ცვლადი ველების გაბნევაზე

$$\omega_1(\vec{r}) = \gamma H_1 \eta(\vec{r}) \quad (1.23)$$

ამასთან, ისინი ასევე დაკავშირებული არიან სპინების მოტრიალების კუთხის გაბნევაზეც და სხვა.

$$\varphi_1(\vec{r}) = \omega_1(\vec{r}) \tau_1 \quad (1.24)$$

ეს გარემოება განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია პოლიკრისტალური ნიმუშებისათვის, რომლებიც შედგებიან არასწორი ფორმის სხვადასხვა ზომის და ერთმანეთის მიმართ ნებისმიერი ორიენტაციის მქონე მცირე ზომის (მიკრონები) მონოკრისტალებისაგან. გარდა ამისა, ექსპერიმენტების ჩატარებისას გათვალისწინებული უნდა იყოს მეტალური ნიმუშის ზედაპირებზე რადიოსიხშირული ველების მიღება ე.წ. “სკინ ეფექტის” გამო, განმამაგნიტებელი ველის გავლენა, გენერატორის აღმზნები კონტურის ნიმუშით დიდი შევსების კოეფიციენტის არსებობა და ა.შ. ჩამოთვლილი ფაქტორების მახასიათებელი თავისებურებანი მდგომარეობს იმაში, რომ უმეტესი მათგანი შეიძლება შემცირებული იქნას ან სრულიადაც მოისპოს ექსპერიმენტული პირობების კარგი შერჩევით. კერძოდ, თუ მოვახდენთ გენერატორის კონტურის შევსებას მცირე შევსების კოეფიციენტის მქონე, წვრილდისპერსიული სფერული ან სხვა რეგულიარული ფორმის მქონე მარცვლებით, გამოვიყენებთ თხელ მაგნიტურ ფირებს, მაშინ ყველა ეს ფაქტორები გამოიწვევენ სკინ-ეფექტის შემცირებას.

არსებითად სულ სხვა არაერთგვაროვნებები წარმოიქმნება მრავალდომენიანი ფერომაგნიტიკების დომენურ კედლებში, საიდანაც ფორმირდება ძირითდად ბმრ იმპულსური სიგნალები (სპინური ექოს სიგნალები). განვიხილოთ ეს მოვლენა უფრო დეტალურად.

ზევით აღვნიშნეთ, რომ ბმრ მახასიათებელი პარამეტრების უმეტესი ნაწილი განპირობებულია ნიმუშში დამაგნიტების გაბნევით. მრავალდომენიან ფერომაგნიტიკებში დამაგნიტების გრადიენტი უდიდეს მნიშვნელობას ღებულობს დომენურ კედლებს შორის არსებულ გარდამავლ ფენებში, რაც წარმოადგენს ჩვენთვის საინტერესო სიდიდეების დამატებითი ძლიერი არაერთგვაროვნების

წყაროს. რამდენადაც დე-ში დამაგნიტების წონასწორული განაწილება ემყარება მკაცრ კანონზომიერებას, ამიტომ ამ დროს წარმოქმნილი არაერთგვაროვნება რეგულარული ხასიათისაა.

როგორც ცნობილია, მრავალდომენიანი ფერომაგნეტიკების დამაგნიტების პროცესი, სუსტ ცვლად ველში ($H_1 \ll H_n$) დომენური კედლის შექცევადი წანაცვლებით ხდება და ეს წანაცვლება მიმდინარეობს $\vec{h}(t)$ გარეშე ველის პროექციით დომენში H_A ველის მიმართულებაზე. (1.14) –ის თანახმად ბლოხის 180° კედლის წანაცვლება ΔX სიდიდით ექვივალენტურია ლოკალური \vec{M} დამაგნიტების შემობრუნებისა

$$\Delta \vartheta = \left(\frac{\Delta X}{d} \right) \sin \vartheta$$

კუთხით, რომლის მაქსიმალური მნიშვნელობა დომენური კედლის ცენტრშია და მცირდება კედლების საზღვრებთან მიახლოებისას. ამ დროს წარმოქმნილი ლოკალური ΔM დამაგნიტების განივი მდგენელი წარმოადგენს მხოლოდ ერთი ცვლადი X ფუნქციას და მცირე ΔX წანაცვლების შემთხვევაში მას ექნება შემდეგი სახე:

$$\Delta M(X) \approx M_0 \Delta \vartheta = \frac{M_0 \Delta X \sin \vartheta}{d} \quad (1.25)$$

დაეუშვათ, ყველა დომენური კედელი ერთნაირია და აღმზნები ველის მოქმედებით წანაცვლებს ერთი მიმართულებით და ერთი და იგივე სიდიდით. ამ მიახლოებაში ΔX და წანაცვლების მაგნიტურ ამთვისებლობას χ_e^{dis} შორის კავშირს შემდეგი სახე ექნება:

$$\Delta X = \frac{D \chi_e^{dis} h}{2M_0} \quad (1.26)$$

სადაც $\chi_e^{dis} = \Delta M(t)/h(t)$ მრავალდომენიანი ფერომაგნეტიკის დამაგნიტების ცვლილებას განსაზღვრავს. აქედან (1.8)-ის გათვალისწინებით ბირთვზე მოქმედი ზენაზი ველის განივი მდგენელისათვის ვლებულობთ [23]:

$$\Delta H_n(X, t) = \frac{A \chi_e^{dis} D}{2d} \sin \vartheta \cdot h(t) \quad (1.27)$$

თუ ახლა გამოვიყენებთ (1.15), (1.20), (1.27) გამოსახულებებს შეიძლება განისაზღვროს გაძლიერების კოეფიციენტის ცვლილების ხასიათი კედლების საზღვრის გასწვრივ მისი წანაცვლებით გარეშე ველში.

$$\eta(X) = \eta_0 \operatorname{sech} \left(\frac{X}{d} \right) \quad (1.28)$$

სადაც $\eta_0 = \frac{A \chi_e^{dis} D}{2d}$ არის მაქსიმალური გაძლიერების კოეფიციენტი დომენური კედლის ცენტრში (როცა $X = 0$). (1.28) გამოსახულებიდან ჩანს, რომ საზღვრების სისქის მიხედვით გაძლიერების კოეფიციენტი არაერთგვაროვანია. ის

მაქსიმალურია დომენური კედლის ცენტრში და მცირდება დომენური კედლებისაკენ. თანაც, დომენურ კედლებში η მნიშვნელობები შეიძლება განსხვავდებოდნენ რამოდენიმე რიგით. თეორიული გამოთვლებით დომენურ კედლებში η გაძლიერების კოეფიციენტის მნიშვნელობა, როგორც უკვე აღვნიშნეთ, $10^3 \div 10^4$ რიგისაა. მაშინ, როდესაც ექსპერიმენტული მონაცემებით მისი მნიშვნელობა $\sim 10^3 \div 10^5$ რიგისა და უფრო მეტიც კი შეიძლება იყოს.

უფრო მკაცრი ანალიზით, რომელიც დამყარებულია გარეშე ცვლად მაგნიტურ ველში დომენური კედლის მოძრაობის განტოლების განხილვაზე, ($\omega = \omega_n$) რეზონანსის პირობებში, მაქსიმალური გაძლიერების კოეფიციენტისათვის ვღებულობთ:

$$|\eta_0| = \frac{2M_0\omega_n\mu}{\gamma \cdot d [m^2\mu^2(\omega_p^2 - \omega_n^2)^2 - 4M_0^2\omega_n^2]^{1/2}} \quad (1.29)$$

სადაც $\mu = \frac{\gamma_\ell}{\Gamma} \left(\frac{J_0}{K} \right)^{1/2}$ არის დომენური კედლის ძვრადობა, $m = (2\pi\gamma_\ell^2 d)^{-1}$ ევექტური

მასა, γ_ℓ —ელექტრონის გირომაგნიტური ფარდობა, ω_p —დომენური კედლის რეზონანსული სიხშირე, რომელიც მაგნიტურ კრისტალებში განისაზღვრება მაგნიტოსტატიკური ურთიერთქმედებით, Γ — გილბერტის დახშობის მუდმივა. იმ შემთხვევაში, როდესაც სრულდება პირობა, რომ $(2M_0/m\mu) \gg \omega_n, \omega_p$, მაშინ (1.29) გამოსახულება დაიყვანება შემდეგ მარტივ სახეზე:

$$\eta_0 = \frac{\mu}{\gamma \cdot d}$$

საიდანაც გამოდის, რომ განხილულ მიახლოებაში ბმრ სიგნალის ინტენსივობა პროპორციულია დომენური კედლების ძვრადობისა.

განვიხილოთ ახლა ის ბმრ სიგნალები, რომლებიც ფორმირდებიან მაგნიტომოწესრიგებული ნივთიერებების დომენებში და დომენურ კედლებში მოთავსებული ბირთვებიდან. უმეტეს შემთხვევაში წანაცვლების ამთვისებლობა χ_e^{dis} შეიძლება ერთი—ორი რიგით მაინც აჭარბებდეს ბრუნვის χ_e ბრ ამთვისებლობას და ამიტომ მრავალდომენიან ფერომაგნეტიკებში ბმრ სიგნალები ძირითადად შეიძლება ფორმირდებოდეს დომენური კედლების საზღვრის ბირთვებისაგან, თუმცა ამ უკანასკნელს უკავია ნიმუშის მოცულობის უმნიშვნელო ნაწილი. გარეშე მუდმივი მაგნიტური ველის არ არსებობის შემთხვევაში შიდადომენური ბირთვებისათვის გაძლიერების კოეფიციენტი აღიწერება $\eta = H_n/H_A$ გამოსახულებით. ეს იმას ნიშნავს, რომ მცირე მაგნიტური ანიზოტროპიის მქონე სუსტ ფერომაგნეტიკებში შიდადომენური სიგნალების ინტენსივობა მკვეთრად გაიზრდება და განსაზღვრულ პირობებში შეიძლება საზღვრებში მოთავსებული ბირთვებით განპირობებული ბმრ სიგნალების შესადარიც კი გახდეს. უფრო რთული სიტუაცია წარმოიქმნება ისეთ ნიმუშებში, სადაც მაგნიტური ანიზოტროპია მკვეთრადაა დამოკიდებული ტემპერატურაზე, სადაც შიდადომენური ბირთვების წვლილი სიგნალის რეზულტირებულ ინტენსივობაში საგრძნობი ხდება.

როგორც უკვე აღვნიშნეთ, არსებობს არაერთგვაროვნების ორი ძირითადი წყარო, რომელიც დაკავშირებულია ბირთვების განაწილების თავისებურებებთან

გაძლიერების კოეფიციენტის მიხედვით. გავიხსენოთ, რომ $\bar{M}(\bar{r})$ დამავნიტების რეგულარული არაერთგვაროვნება განსაზღვრავს გაძლიერების კოეფიციენტის ხასიათს ცალკეულად აღებული დომენური კედლების შიგნით, ხოლო არარეგულარული ერთგვაროვნება დიდ როლს თამაშობს დომენური სტრუქტურის ფორმირების პროცესში და დომენური კედლის განაწილებაში სიბრტყეების მიხედვით. ეს უკანასკნელი აიხსნება იმ გარემოებით, რომ რეალურ ფერომაგნიტიკებში ცალკეული საზღვრები დამაგრებულნი შეიძლება აღმოჩნდნენ სხვადასხვა სახის სტრუქტურული არაერთგვაროვნებით. ესენია: კრისტალოგრაფიული ლოკალური დაძაბულობები, დეფექტები, დისლოკაციები, ვაკანსიები და სხვა, რომლებიც იწვევენ დომენური კედლების ენერჯის ცვლილებას და ამუხრუჭებენ მის მოძრაობას. შედეგად წარმოიქმნება დომენური კედლის წანაცვლების არაერთგვაროვნება გარეშე რადიოსიხშირულ ველში, ეს კი განიხილება როგორც დომენური კედლების μ -ძვრადობის სხვადასხვაობა. მეორეს მხრივ, როგორც (1.29)-დან გამომდინარეობს, დომენური კედლის ძვრადობა უშუალოდ დამოკიდებულია გაძლიერების კოეფიციენტის η_0 -მაქსიმალურ მნიშვნელობაზე, ამიტომ არაერთგვაროვნებაში იგულისხმება აგრეთვე გაძლიერების კოეფიციენტის გაბნევა, ნიმუშის მთელ მოცულობაში.

განვიხილოთ ახლა ბმრ სიგნალის ფორმირების საკითხი. ზოგადად არამაგნიტურ ნივთიერებებში ბმრ სიგნალების ინტენსივობები გამოსახება შემდეგი ზოგადი გამოსახულებით

$$I(t) = I_0 \left(\frac{d}{D} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} m^+(\Delta\omega, t) \cdot g(\Delta\omega_n) d(\Delta\omega_n) \quad (1.30)$$

თუ ამ გამოსახულებას გამოვიყენებთ ფერომაგნიტურ ნიმუშიან მიმღებ კოჭაში ინდუცირებული ემძ-ისათვის, შეიძლება მივიღოთ, რომ

$$I(t) = I_0 \left(\frac{d}{D} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} \eta F(\eta) d\eta \int_{-\infty}^{+\infty} m^+(\eta, \Delta\omega, t) \cdot g(\Delta\omega_n) \cdot d(\Delta\omega_n) \quad (1.31)$$

სადაც $F(\eta)$ არის η -მნიშვნელობის გაბნევა, როგორც ცალკეული დომენის საზღვრების შიგნით, ასევე მთელი ნიმუშის მოცულობაში და უწოდებენ ბირთვების განაწილების განზოგადოებულ ფუნქციას გაძლიერების კოეფიციენტის მიხედვით და მას შემდეგი სახე აქვს:

$$F(\eta) = \eta^{-1} \int_{\eta}^{\infty} f(\eta_0) \frac{\eta_0}{(\eta_0^2 - \eta^2)^{1/2}} d\eta_0 \quad (1.32)$$

(1.31) განტოლების ჩაწერისას იგულისხმება, რომ ბმრ სიხშირის $\Delta\omega_n$ -გაბნევა და გაძლიერების კოეფიციენტი η სტატიკურად ერთმანეთისაგან დამოუკიდებლები არიან და არ ითვალისწინებს გაძლიერების კოეფიციენტის დამოკიდებულობას ამგზნები იმპულსის სიხშირეზე.

თავი II ერთიმპულსიანი ექოს მრავალიმპულსიანი ანალოგები მრავალდომენიან მაგნეტიკებში

2.1 მეთოდის აღწერა

მაგნეტიკებში ერთიმპულსიანი ექოს წარმოქმნა დაკავშირებულია სხვადასხვა მექანიზმთან და ამჟამად, ჯერ კიდევ კამათის საგანს წარმოადგენს მეცნიერებს შორის. რადგანაც მაგნეტიკები, ზოგადად განსხვავდებიან როგორც მაგნიტური მდგომარეობით, ისე მაგნიტური სტრუქტურით, ამიტომ ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების მექანიზმიც შესაბამისად მრავალფეროვანი შეიძლება აღმოჩნდეს. ერთი რომელიმე მექანიზმი ვერ ხსნის ამ ექოების წარმოქმნას. ჩვენი ჯგუფის მიერ წარმატებულად არის გამოკვლეული და ახსნილი ზოგიერთ მაგნიტურ დიელექტრიკებში (Li-Fe), ნახევარმეტალები (NiMnSb, მანგანატები) და მეტალებში (სუფთა Co, Co₂MnSb) ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების მექანიზმები, როდესაც ადგილი აქვს სპინ სისტემაზე სხვადასხვა ზემოქმედებას. როგორც ცნობილია, ერთიმპულსიანი ექო ფორმირდება არაერთგვაროვნად გაგანიერებული ბმრ სპექტრის აგზნებით ერთი, წაგრძელებული (ორიმპულსიან მეთოდში გამოყენებულ იმპულსებთან შედარებით) τ ხანგრძლივობის მქონე რადიოსიხშირული იმპულსით [21, 24]. რის შედეგადაც დაიშორება ამ სისტემის გამოძახილი ექო სიგნალის სახით – ეგრეთ წოდებული ერთიმპულსიანი ექო. რადიოსიხშირული იმპულსის ზემოქმედების დროს მხედველობაშია მისაღები რელაქსაციური პროცესების [26] არსებითი ცვლილება და სიხშირის დინამიური წანაცვლება (სდწ), რომელსაც განპირობებს ძლიერი რადიოსიხშირული ველი. ამიტომ, ბირთვულ სპინურ სისტემებში მიმდინარე პროცესების თეორიული ანალიზისათვის ერთიმპულსიან მეთოდში, ბლოხის განტოლებებზე დაყრდნობილი მიდგომა აღმოჩნდა არასაკმარისი და აუცილებელი გახდა სიმკვერივის მატრიცის ფორმალიზმის გამოყენება. პირველად ეს მიდგომა გამოყენებულ იქნა მაგნეტიკებში ერთიმპულსიანი მეთოდის განხილვისას, სიხშირის დინამიური წანაცვლების გარეშე [26].

დისერტაციის ამ თავში განხილულია ერთიმპულსიანი ექოს თეორიული და ექსპერიმენტულ კვლევების მრავალიმპულსიანი ანალოგია, რომლებიც დაიშორება მაგნეტიკების ბირთვულ სპინურ სისტემაზე მოქმედი ეფექტური მაგნიტური ველის უეცარი (სწრაფი) შემობრუნების დროს. ეს ეფექტური მაგნიტური ველი, რადიოსიხშირული იმპულსის მოდებისას, ბრუნავს Z დერძის ირგვლივ რადიოსიხშირული იმპულსის შემავსებელი რხევების სიხშირით მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში. შემობრუნება შეიძლება განპირობებული იყოს შემდეგი მიზეზებით: რადიოსიხშირული იმპულსის სიხშირის, ამპლიტუდის ან ფაზის უეცარი ცვლილებით და მაგნიტური იმპულსის ზემოქმედებით, რომლებიც განსაზღვრულ პირობებში ცვლიან ბირთვებზე მოქმედ ზენაზი ველის პირობებს. თეორიული განხილვით დგინდება, რომ ეფექტური ველის უეცარი შემობრუნების წვლილი ექოს ფორმირებაში მნიშვნელოვანია. შემობრუნების ხანგრძლივობა უნდა აკმაყოფილებდეს პირობას: $\Delta\omega\tau_f \ll 1$, სადაც τ_f – არის იმპულსის ხანგრძლივობა, ხოლო $\Delta\omega$ – სიხშირის აშლა. ჩვენი ჯგუფის მიერ გამოთვლილი თეორიული შედეგები კორელაციაშია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან, რომლებიც მიღებულია ლითიუმ ფერიტის ⁵⁷Fe-ის და ჰექსაგონალური ⁵⁹Co-ის ბირთვებიდან ფორმირებულ ექო სიგნალებზე, აზოტის ტემპერეტურებზე, როცა სიხშირის დინამიური წანაცვლება ამ სისტემებში არ დაიშორება. თეორიული ინტერპრეტაციისათვის განვიხილოთ ბირთვულ სპინ სისტემაში მიმდინარე პროცესები, რომლებიც

წარმოადგენენ მრავალდომენიან მაგნეტიკებში ერთიმპულსიანი ექოს წარმოქმნის მრავალიმპულსიანი ანალოგს. ამისათვის განვიხილოთ მაგნიტური მომენტის ქცევის მახასიათებელი მოძრაობის განტოლება.

ჩავთვალოთ, რომ წონასწორულ მდგომარეობაში მყოფ და ზეემაზის არაერთგვაროვნად გაგანიერებული ბმრ სპექტრის მქონე ბირთვულ სპინურ სისტემაზე, რომელშიც სიხშირის დინამიური წანაცვლება არ არის, $t=0$ საწყის მომენტში მოდებულია ω -სიხშირის, $\omega_1 = \eta\gamma_I H_1 \gg \omega_{SN}$ ამპლიტუდის (სიხშირულ ერთეულებში გამოსახული) და $\tau \sim T_2$ ხანგრძლივობის მქონე ძლიერი რადიოსიხშირული იმპულსი. სადაც γ_I ბირთვული გირომაგნიტული თანაფარდობაა, H_1 რადიოსიხშირული ველის ამპლიტუდა, η გაძლიერების კოეფიციენტი [27]. რადიოსიხშირული იმპულსის მოქმედების დროს სპინ-მესერული ურთიერთქმედება უგულვებელყოფილია, ამიტომ ბირთვული სპინური სისტემა მოძრავ კოორდინატა სისტემაში აღიწერება სიმკვრივის მატრიცით $\rho^*(t)$, რომელიც აკმაყოფილებს ლიუვილის პირობას:

$$i\hbar \frac{\partial \rho^*(t)}{\partial t} = [H^*, \rho^*(t)] \quad (2.1)$$

დროზე დამოუკიდებელი ჰამილტონიანით:

$$H^* = \hbar \sum_j (\Delta_j I_j^z + \omega_1 I_j^x) + H_{SN}, \quad (2.2)$$

$$H_{SN} = \frac{1}{2} \sum_{j \neq k} (I_j^+ I_k^- + I_j^- I_k^+) \cong \sum_j H_{SN}^{(j)},$$

სადაც $\Delta_j = \omega_j - \omega$, ω_j - j -ური იზოქრომატის ზეემაზის სიხშირეა, $I_j^+ = I_j^x \pm iI_j^y$, $I_j^{x,y,z}$ - j -ური იზოქრომატის ბირთვული სპინის ოპერატორებია, და H_{SN} -ში იგნორირებულია სხვადასხვა იზოქრომატების ბირთვის სპინებს შორის ურთიერთქმედება.

როგორც H^* -ის გამოსახულებიდან გამომდინარეობს, მოძრავ კოორდინატა სისტემაში j -ურ იზოქრომატაზე მოქმედებს ეფექტური ველი:

$$\vec{H}_j = \frac{1}{\gamma_I} (\Delta_j \vec{k} + \beta \omega_1 \vec{i}), \quad (2.3)$$

სადაც \vec{k} და \vec{i} - z და x ღერძების ორტებია, შესაბამისად. (2.1) განტოლების ამოხსნას,

$$\rho^*(t)_{t=0} = \rho_0 \cong \frac{1}{Sp1} (1 - \hbar \beta_L \sum_j \omega_j I_j^z) \quad (2.4)$$

საწყისი პირობების გათვალისწინებით, აქვს შემდეგი სახე:

$$\rho^*(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} H^* t} \rho_0 e^{\frac{i}{\hbar} H^* t} \quad (2.5)$$

სადაც ρ_o - წონასწორული სიმკვრივის მატრიცაა, მაღალი ტემპერატურების მახლობლობაში. β_L - წონასწორული უკუ (რეციპროკული) ტემპერატურაა (ენერგეტიკულ ერთეულებში).

განვიხილოთ (2.1) განტოლება, დახრილი მოძრავი კოორდინატთა სისტემით, ღერძით $z \parallel \vec{H}_j$, უნიტარული ოპერატორის გამოყენებით:

$$U_y = e^{i \sum_j \theta_j I_j^y}, \quad \sin \theta_j = \frac{\omega_1}{\Omega_j}, \quad \Omega_j = \gamma_j H_j = \sqrt{\Delta_j^2 + \omega_1^2} \quad (2.6)$$

(2.1) განტოლება მიიღებს სახეს:

$$i\hbar \frac{\partial \tilde{\rho}(t)}{\partial t} = [\tilde{H}, \tilde{\rho}(t)], \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \text{სადაც} \quad \tilde{\rho}(t) &= U_y \rho^*(t) U_y, \quad \tilde{H} = U_y H^* U_y^+ = \tilde{H}_z + \tilde{H}_{SN}, \\ \tilde{H}_z &= \hbar \sum_j \Omega_j I_j^z, \quad \tilde{H}_{SN} = U_y H_{SN} U_y^+ \cong \sum_j \lambda(\theta_j) H_{SN}^{(j)} \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\lambda(\theta_j) = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta_j - 1).$$

რამდენადაც $\omega_1 \gg \omega_{SN}$, უგულვებელყოთ \tilde{H}_{SN} -ში \tilde{H}_z -ის მიმართ არასეკულარული წევრები.

(2.7) განტოლების ამოხსნა, $\tilde{\rho}(t)/_{t=0} = \tilde{\rho}(0) = U_y \rho_0 U_y^+$ საწყისი პირობების გათვალისწინებით, გვაძლევს:

$$\tilde{\rho}(t) = e^{-\frac{i\tilde{H}t}{\hbar}} U_y \rho_0 U_y^* e^{\frac{i\tilde{H}t}{\hbar}}$$

და (2.5)-დან და (2.8)-დან მივიღებთ:

$$\rho^*(t) = U_y^+ \tilde{\rho}(t) U_y = U_y^* \exp(-\frac{i}{\hbar} H^* t) U_y \rho_0 U_y^+ \exp(\frac{i}{\hbar} \tilde{H} t) U_y \quad (2.9)$$

ბირთვული დამაგნიტებების განივი მდგენელების საშუალო მნიშვნელობა

$$I(t) = Sp\{\rho^*(t) I^+\} = Sp\{\rho_0 I^+(t)\}, \quad (2.10)$$

სადაც $I^+ = \sum_j I_j^+$ და

$$I^+(t) = \exp(\frac{i}{\hbar} H^* t) I^+ \exp(-\frac{i}{\hbar} H^* t) = U_y^+ \exp(\frac{i}{\hbar} \tilde{H} t) U_y I^+ U_y^+ \exp(-\frac{i}{\hbar} H^* t) U_y.$$

მაშასადამე, უშუალოდ ექსპერიმენტით დეტექტირდება (2.10) ფორმულით განსაზღვრული დამაგნიტებების განივი მდგენელების საშუალო მნიშვნელობა, ანუ ექო სიგნალის ინტენსივობა.

2.2 ბირთვული სპინური სისტემის გამოძახილი რთულ რადიოსისშირულ იმპულსზე

განვიხილოთ შემთხვევა, როცა ბირთვულ სპინურ სისტემაზე მოქმედებს სტანდარტულ ორ იმპულსიან მეთოდში გამოყენებულ იმპულსებთან შედარებით განიერი, ერთი რადიოსისშირული იმპულსი და ვნახოთ სისტემის გამოძახილი ეფექტური ველის უეცარი ცვლილების შედეგად.

დავუშვათ $t=0$ მომენტში წონასწორულ ბირთვულ სპინურ სისტემაზე მოდებულია ფართო რადიოსისშირული იმპულსი ხანგრძლივობით $\tau = \tau_1 + \tau_2$, და რომელშიც $t = \tau_1$ მომენტში ხდება ეფექტური ველის უეცარი ცვლილება:

$$\vec{H}_{j1} = \frac{1}{\gamma_I} (\Delta_j^{(1)} \vec{k} + \omega_1^{(1)} \vec{i}) \rightarrow \vec{H}_{j2} = \frac{1}{\gamma_I} (\Delta_j^{(2)} \vec{k} + \omega_1^{(2)} \vec{i}) \quad (2.11)$$

$[0, \tau_1]$ დროის მონაკვეთში ბირთვული სპინური სისტემა აღიწერება $\tilde{H}^{(1)} = H_Z^{(1)} + \tilde{H}_{SN}$ ჰამილტონიანით და $\rho_1^*(t)$ სიმკვრივის მატრიცით, რომელსაც (2.9) ფორმულის თანახმად აქვს სახე:

$$\rho_1^*(t) = U_{y1}^+ \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \tilde{H}^{(1)} t\right) U_{y1} \rho_0 U_{y1}^+ \exp\left(\frac{i}{\hbar} \tilde{H}^{(1)} t\right) U_{y1} \quad (2.12)$$

$[\tau_1, \tau]$ დროის მონაკვეთში ბირთვულის სპინური სისტემა აღიწერება $\tilde{H}^{(2)} = \hat{H}_z^{(2)} + \hat{H}_{SN}$ ჰამილტონიანით და $\rho_2^*(t)$ სიმკვრივის მატრიცით, რომელსაც $\rho_2^*(\tau_1) = \rho_1^*(\tau_1)$ საწყისი პირობების გათვალისწინებით აქვს სახე:

$$\rho_2^*(t) = U_{y2}^+ \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \tilde{H}^{(2)} (t - \tau_1)\right) U_{y2} \rho_1^*(\tau_1) U_{y2}^+ \exp\left(\frac{i}{\hbar} \tilde{H}^{(2)} (t - \tau_1)\right). \quad (2.13)$$

(2.12) და (2.13)-ში შემავალი ოპერატორები, (2.6) და (2.8) ფორმულების თანახმად დებულობენ სახეს:

$$\begin{aligned} \tilde{H}_z^{(1,2)} &= \hbar \sum_j \Omega_j^{(1,2)} I_j^z; & U_{y1,2} &= \exp\left(i \sum_j \theta_j^{(1,2)} I_j^z\right); \\ \Omega_j^{(1,2)} &= \sqrt{\Delta_j^{(1,2)2} + \omega_1^{(1,2)2}}; & \sin \theta_j^{(1,2)} &= \frac{\omega_1^{(1,2)}}{\Omega_j^{(1,2)}}; & \Delta_j^{(1,2)} &= \omega_j^{(1,2)} - \omega^{(1,2)}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

თავისუფალი ინდუქცია $t \geq \tau$ დროის ინტერვალში, სპინ-მესერული რელაქსაციის უგულებელყოფისას აღიწერება განტოლებით:

$$i\hbar \frac{\partial \rho_3^*(t)}{\partial t} = [H_0^*, \rho_3^*(t)] \text{ და საწყისი პირობებით } \rho_3^*(\tau) = \rho_2^*(\tau), \text{ სადაც}$$

$$H_0^* = \hbar \sum_j \Delta_j I_j^z + H_{SN}; \quad \Delta_j = \omega_j - \omega. \quad (2.15)$$

ცხადია, რომ

$$\rho_3^*(t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H_0^*(t-\tau)\right) \rho_2^*(\tau) \exp\left(\frac{i}{\hbar} H_0^*(t-\tau)\right) \quad (2.16)$$

და თანახმად (2.10)-სა, ექსპერიმენტზე გაზომილი სიგნალი არის:

$$\begin{aligned} I(t) &= Sp\{\rho_2^*(t) \exp\left(\frac{i}{\hbar} H_0^*(t-\tau)\right) I^+ \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H_0^*(t-\tau)\right)\} = \\ &= \sum_j \exp(i\Delta_j(t-\tau)) Sp\{\rho_2^*(t) \exp\left(\frac{i}{\hbar} H_{SN}(t-\tau)\right) I_j^+ \exp\left(\frac{i}{\hbar} H_{SN}(t-\tau)\right)\} \end{aligned} \quad (2.17)$$

(2.17)-ში გავაკეთოთ შეცვლა $t \rightarrow t + \tau$ (ამ შემთხვევაში t ათვლება $t = \tau$ მომენტიდან, რადიოსიხშირული იმპულსის გამორთვის შემდეგ) და გამოვიყენოთ აპროქსიმაცია:

$$I^+(t) \exp\left(\frac{i}{\hbar} H_{SN}t\right) I_j^+ \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H_{SN}t\right) \cong \exp\left(-\frac{|t|}{T_2}\right) I_j^+, \quad (2.18)$$

რომელიც ეკვივალენტურია გამოთვლების დროს ხშირად გამოყენებული (იხ. [28]) ლორენცის აპროქსიმაციის კორელატორისა

$$\frac{Sp\{I - I^+(t)\}}{Sp\{I - I^+\}} \cong \frac{Sp\{I - I^+\}}{Sp\{I - I^+\}} \exp\left(-\frac{|t|}{T_2}\right)$$

შედაგად მივიღებთ:

$$I(t + \tau) = \sum_j \exp(i\Delta_j t - \frac{t}{T_2}) Sp\{\rho_2^*(\tau) I_j^+\}.$$

(2.12)-ის (2.13)-ში ჩასმით და შპურის თვისების გამოყენებით $Sp(AB) = Sp(BA)$, მივიღებთ:

$$I(t + \tau) = \sum_j \exp(i\Delta_j t - \frac{t}{T_2}) Sp\{\rho_0 I_j^+(\tau_2, \tau_1)\}, \quad (2.19)$$

სადაც

$$\begin{aligned} I_j^+(\tau_2, \tau_1) &= U_{y1}^+ \exp\left(\frac{i}{\hbar} \tilde{H}^{(1)} \tau_1\right) U_{y1} U_{y2}^+ \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \tilde{H}^{(2)} \tau_2\right) U_{y2} I_j^+ \cdot \\ &\cdot U_{y2}^+ \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \tilde{H}^{(2)} \tau_2\right) U_{y2} U_{y1}^+ \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \tilde{H}^{(1)} \tau_1\right) U_{y1} \end{aligned} \quad (2.20)$$

რამდენადაც $\rho_0 \sim \sum_j \omega_j I_j^z$ (2.4)-ში შემავალ ერთეულს არ აქვს გავლენა შედეგზე),

(2.20)-ში უნდა დავტოვოთ ის წევრები, რომლებიც შეიცავენ I_j^z -ს. გამოთვლების შედეგად მივიღებთ:

$$I(t + \tau_1 + \tau_2) = \sum_j \bar{I}_j^z \exp\left(\left(i\Delta_j - \frac{1}{T_2}\right)t\right) \{\alpha_j^{(2)} \gamma_j^{(1)} + \beta_j^{(2)} \gamma_j^{(1)*} + \gamma_j^{(2)} \bar{\gamma}_j^{(1)}\}, \quad (2.21)$$

სადაც

$$\begin{aligned}
\alpha_j^{(k)} &= \frac{1}{2} \sin^2 \theta_j^{(k)} + [\cos^4 \frac{\theta_j^{(k)}}{2} \exp(i\Omega_j^{(k)} \tau_k) + \sin^4 \frac{\theta_j^{(k)}}{2} \exp(-i\Omega_j^{(k)} \tau_k)] \exp(-\frac{\tau_k}{T_{2j}^{(k)}}); \\
\beta_j^{(k)} &= \frac{1}{2} \sin^2 \theta_j^{(k)} \{1 - \frac{1}{2} (\exp(i\Omega_j^{(k)} \tau_k) + \exp(-i\Omega_j^{(k)} \tau_k)) \exp(-\frac{\tau_k}{T_{2j}^{(k)}})\}; \\
\gamma_j^{(k)} &= \sin \theta_j^{(k)} \{ \cos \theta_j^{(k)} + [\sin^2 \frac{\theta_j^{(k)}}{2} \exp(-i\Omega_j^{(k)} \tau_k) - \cos^2 \frac{\theta_j^{(k)}}{2} \exp(i\Omega_j^{(k)} \tau_k)] \exp(-\frac{\tau_k}{T_{2j}^{(k)}})\}; \quad (2.22) \\
\bar{\gamma}_j^{(k)} &= \cos^2 \theta_j^{(k)} + \frac{1}{2} \sin^2 \theta_j^{(k)} (\exp(i\Omega_j^{(k)} \tau_k) + \exp(-i\Omega_j^{(k)} \tau_k)) \exp(-\frac{\tau_k}{T_{2j}^{(k)}}); \\
\bar{I}_j^z &= Sp(\rho_0 I_j^z); \quad T_{2j}^{(k)-1} = |\lambda(\theta_j^{(k)})| T_2^{-1}; \quad \lambda(\theta_j^{(k)}) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta_j^{(k)} - 1); \quad k = 1, 2.
\end{aligned}$$

(2.22)-ის (2.21)-ში ჩასმა იძლევა:

$$\begin{aligned}
I(t + \tau_1 + \tau_2) &= \bar{I}_j^z \exp((i\Delta_j - \frac{1}{T_2})t) \{ \cos \theta_j^{(1)} \sin \theta_j^{(2)} \cos(\theta_j^{(1)} - \theta_j^{(2)}) + \\
&+ \frac{1}{2} \sin \theta_j^{(1)} \sin \theta_j^{(2)} \sin(\theta_j^{(1)} - \theta_j^{(2)}) (\exp(i\Omega_j^{(1)} \tau_1) + \exp(-i\Omega_j^{(1)} \tau_1)) \exp(-\frac{\tau_1}{T_{2j}^{(1)}}) - \\
&- \cos \theta_j^{(1)} \sin(\theta_j^{(1)} - \theta_j^{(2)}) (\sin^2 \frac{\theta_j^{(2)}}{2} \exp(-i\Omega_j^{(2)} \tau_2) - \\
&- \cos^2 \frac{\theta_j^{(2)}}{2} \exp(i\Omega_j^{(2)} \tau_2)) \exp(-\frac{\tau_2}{T_{2j}^{(2)}}) + \\
&+ \sin \theta_j^{(1)} [\cos^2 \frac{\theta_j^{(1)} - \theta_j^{(2)}}{2} (\sin^2 \frac{\theta_j^{(2)}}{2} \exp(-i(\Omega_j^{(1)} \tau_1 + \Omega_j^{(2)} \tau_2)) - \\
&- \cos^2 \frac{\theta_j^{(2)}}{2} \exp(i(\Omega_j^{(1)} \tau_1 + \Omega_j^{(2)} \tau_2)) + \\
&+ \sin^2 \frac{\theta_j^{(1)} - \theta_j^{(2)}}{2} (\cos^2 \frac{\theta_j^{(2)}}{2} \exp(-i(\Omega_j^{(1)} \tau_1 - \Omega_j^{(2)} \tau_2)) - \\
&- \sin^2 \frac{\theta_j^{(2)}}{2} \exp(i(\Omega_j^{(1)} \tau_1 - \Omega_j^{(2)} \tau_2)) \exp(-\frac{\tau_1}{T_{2j}^{(1)}} - \frac{\tau_2}{T_{2j}^{(2)}}) \} \quad (2.23)
\end{aligned}$$

იმ შემთხვევაში, როცა ეფექტური ველის ნახტომისებური ცვლილების კოეფიციენტი არ გვაქვს, ანუ როცა $\theta_j^{(1),(2)} \equiv \theta_j$; $\Omega_j^{(1),(2)} \equiv \Omega_j$; $T_{2j}^{(1),(2)} \equiv T_{2j}$, მივიღებთ:

$$I(t + \tau) = \sum \bar{I}_j^z \exp((i\Delta_j - \frac{1}{T_2})t) \sin \theta_j \{ \cos \theta_j + \sin^2 \frac{\theta_j}{2} \exp(-i\Omega_j \tau) - \cos^2 \frac{\theta_j}{2} \exp(i\Omega_j \tau) \} \exp(-\frac{\tau}{T_{2j}}) \quad (2.24)$$

სადაც $\tau = \tau_1 + \tau_2$ - იმპულსის ხანგრძლივობა.

(2.23)-ში დავტოვოთ ის წევრები, რომელთა ექსპონენტის ხარისხის მაჩვენებელი საკმარისი სიზუსტით ნულის ტოლია, მივიღებთ 4 ექო სიგნალს:

$$\begin{aligned}
 I_e(t + \tau_1 + \tau_2) &= I_1 + I_2 + I_3 + I_4; \\
 I_1 &= \frac{1}{2} \sum_j \bar{I}_j^z \sin \theta_j^{(1)} \sin \theta_j^{(2)} \sin(\theta_j^{(1)} - \theta_j^{(2)}) \exp(i\varphi_j^{(1)} t - \frac{\tau_1}{T_{2j}^{(1)}} - \frac{t}{T_2}); \\
 I_2 &= \sum_j \bar{I}_j^z \cos \theta_j^{(1)} \sin^2 \frac{\theta_j^{(2)}}{2} \sin(\theta_j^{(2)} - \theta_j^{(1)}) \exp(i\varphi_j^{(2)} t - \frac{\tau_2}{T_{2j}^{(1)}} - \frac{t}{T_2}); \\
 I_3 &= \sum_j \bar{I}_j^z \sin \theta_j^{(1)} \sin^2 \frac{\theta_j^{(2)}}{2} \cos^2 \frac{\theta_j^{(1)} - \theta_j^{(2)}}{2} \exp(i\varphi_j^{(3)} t - \frac{\tau_1}{T_{2j}^{(1)}} - \frac{\tau_2}{T_{2j}^{(2)}} - \frac{t}{T_2}); \\
 I_4 &= \sum_j \bar{I}_j^z \sin \theta_j^{(1)} \sin^2 \frac{\theta_j^{(1)} - \theta_j^{(2)}}{2} \exp(-\frac{\tau_1}{T_{2j}^{(1)}} - \frac{\tau_2}{T_{2j}^{(2)}} - \frac{t}{T_2}) x \\
 x &= \cos^2 \frac{\theta_j^{(2)}}{2} \exp(\varphi_{j1}^{(4)}(t)), \quad \text{როცა } \Omega_j^{(1)} \tau_1 > \Omega_j^{(2)} \tau_2; \\
 x &= -\sin^2 \frac{\theta_j^{(2)}}{2} \exp(\varphi_{j2}^{(4)}(t)), \quad \text{როცა } \Omega_j^{(1)} \tau_1 < \Omega_j^{(2)} \tau_2.
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

ექო სიგნალის ფაზები აღიწერება ფორმულებით:

$$\begin{aligned}
 \varphi_j^{(1)}(t) &= \Delta_j t - \Omega_j^{(1)} \tau_1, \quad \varphi_j^{(2)}(t) = \Delta_j t - \Omega_j^{(2)} \tau_2; \\
 \varphi_j^{(3)}(t) &= \Delta_j t - (\Omega_j^{(1)} \tau_1 + \Omega_j^{(2)} \tau_2); \\
 \varphi_j^{(4)}(t) &= \{\varphi_{j1}^{(4)}(t) = \Delta_j t - (\Omega_j^{(1)} \tau_1 - \Omega_j^{(2)} \tau_2); \Omega_j^{(1)} \tau_1 > \Omega_j^{(2)} \tau_2; \\
 \varphi_j^{(4)}(t) &= \{\varphi_{j2}^{(4)}(t) = \Delta_j t + (\Omega_j^{(1)} \tau_1 - \Omega_j^{(2)} \tau_2); \Omega_j^{(1)} \tau_1 < \Omega_j^{(2)} \tau_2.
 \end{aligned} \tag{2.26}$$

$\Omega_j^{(k)}, \theta_j^{(k)}, \Delta_j, T_{2j}^{(k)}$ პარამეტრები აღებულია (2.14), (2.15) და (2.22) ფორმულებიდან.

(2.24) ფორმულა ადრეც იქნა მიღებულია [29] შრომაში ბლოხის განტოლებების გამოყენებით, მაგრამ განივი რელაქსაციის T_2 -ის ცვლადი მაგნიტური ველის ამპლიტუდაზე დამოკიდებულების გარეშე, რადიოსიხშირული იმპულსის მოქმედების დროს [14].

(2.25) ფორმულით გამოსახულია ექო სიგნალების ინტენსივობები, რომლებიც ფორმირდება ეფექტური ველის ნახტომისებური ცვლილების დროს. ჩვეულებრივ შემთხვევაში, როცა არ არსებობს ეფექტური ველის ნახტომისებური ცვლილება, მაშინ $I_1 = I_2 = I_4 = 0$, ხოლო I_3 გადაიქცევა ჩვეულებრივ ერთიმპულსიან ექოდ.

2.3 ექო სიგნალის გამოჩენის მომენტების და ამპლიტუდების გამოთვლა ბირთვული სპინური სისტემის არარეზონანსული აგზნების დროს

წინა პარაგრაფში ვნახეთ სპინური სისტემის ქცევა ეფექტური მაგნიტური ველის ნახტომისებურ ცვლილებაზე. ახლა განვიხილოთ შემთხვევა, როდესაც სპინ სისტემაზე მოდებული რეზონანსული რადიოსიხშირული იმპულსი განიცდის სიხშირის ნახტომისებურ ცვლილებას და ვნახოთ სისტემის გამოძახილი ასეთ ზემოქმედებაზე.

განვიხილოთ იზოქრომატების უწყვეტი განაწილება, რომლებიც აღიწერებიან ფუნქციით:

$$g(\omega' - \omega_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta^*}} \exp\left\{-\frac{(\omega' - \omega_0)^2}{2\Delta^{*2}}\right\}$$

სიგანით $T_2^{*-1} \sim \Delta^*$ (Δ^{*2} - არის $g(x)$ ფუნქციის მეორე მომენტი, რომელშიც გათვალისწინებულია ზეემანის ბმრ არაერთგვაროვანი გაგანიერება). შემოვიტანოთ აღნიშვნები:

$$\Delta_0 = \omega_0 - \omega, \quad \Delta_0^{(k)} = \omega_0 - \omega^{(k)}, \quad k=1, 2$$

და დავეუშვათ, რომ ნახტომი $\delta^{(k)}$, რეზონანსული სიხშირით ω_j , ერთნაირია ყველა იზოქრომატისათვის: $\omega_j^{(k)} = \omega_j + \delta^{(k)}$.

მაშინ:

$$\Delta_j^{(k)} = \Delta_0^{(k)} + \delta^{(k)} + \omega_j - \omega_0, \quad \Delta_j = \Delta_0 + \omega_j - \omega_0.$$

დავეუშვათ

$$\left| \frac{\omega_j - \omega_0}{\Delta_0} \right| \cong \frac{\Delta^*}{|\Delta_0|} \ll 1, \quad \left| \frac{\omega_j - \omega_0}{\Delta_0^{(k)} + \delta^{(k)}} \right| \cong \frac{\Delta^*}{|\Delta_0^{(k)} + \delta^{(k)}|} \ll 1. \quad (2.27)$$

ეს პირობები შეესაბამებიან ბირთვული სპინური სისტემის არარეზონანსულ აგზნებას. ადვილად შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ პირველ მიახლოებაში სამართლიანია ფორმულები:

$$\begin{aligned} \Omega_j^{(k)} &\cong \Omega^{(k)} \left(1 + \frac{\omega_j - \omega_0}{\Omega^{(k)}} \cos \theta^{(k)}\right), \quad \sin \theta_j^{(k)} = \sin \theta^{(k)} \left(1 - \frac{\omega_j - \omega_0}{\Omega^{(k)}} \cos \theta^{(k)}\right), \\ \cos \theta^{(k)} &\cong \cos \theta^{(k)} + \frac{\omega_j - \omega_0}{\Omega^{(k)}} \sin^2 \theta^{(k)}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

სადაც

$$\sin \theta^{(k)} = \omega_1^{(k)} / \Omega^{(k)}, \quad \cos \theta^{(k)} = (\Delta_0^{(k)} + \delta^{(k)}) / \Omega^{(k)}, \quad (2.29)$$

თუ (2.26)-ის ექო სიგნალების ფაზას ჩავწერთ არარეზონანსული მიახლოების (2.27) ფორმულაში, შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ იზოქრომატების სიხშირული

ფაზირების და შესაბამისად მოხდება ექოს ოთხი სიგნალის დამზერა შემდეგი დროის მომენტებისათვის:

$$t_{1e} = \cos\theta^{(1)}\tau_1, \quad t_{2e} = \cos\theta^{(2)}\tau_2, \quad t_{3e} = t_{1e} + t_{2e}, \quad t_{4e} = |t_{1e} - t_{2e}| \quad (2.30)$$

(26)-ის ექო სიგნალის ფაზები დროის ამ მომენტებისთვის არ არიან დამოკიდებული j -ზე და ტოლია:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= (\Delta_0 \cos\theta^{(1)} - \Omega^{(1)})\tau_1 < 0, \quad \varphi_2 = (\Delta_0 \cos\theta^{(2)} - \Omega^{(2)})\tau_2 < 0, \\ \varphi_3 &= \varphi_1 + \varphi_2 < 0, \quad \varphi_4 = |\varphi_1 - \varphi_2|. \end{aligned} \quad (2.31)$$

(2.29) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ, ექო სიგნალი t_{1e} დროის მომენტში ფორმირდება რადიოსიხშირული იმპულსების 1 და 2 ფრონტებით; t_{2e} დროის მომენტში – 2 და 3; t_{3e} მომენტში – 1 და 3 ფრონტებით; ხოლო t_{4e} მომენტში – 4 (ერთიმპულსიანი ექოს მდებარეობა τ_1 იმპულსიდან) და 3 ფრონტებით.

(2.25)-ით მოცემული ექო სიგნალები იზოქრომატების უწყვეტი განაწილების და ბირთვული სპინური სისტემის არარეზონანსული აგზნების შემთხვევაში (2.27), გათვალისწინებით (28), (30) და (31)-ის, ტოლია:

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{2} I_0 \exp(i\varphi_1) \sin\theta^{(1)} \sin\theta^{(2)} \sin(\theta^{(1)} - \theta^{(2)}) \exp\left(-\frac{\tau_1}{T_2^{(1)}} - \frac{t_{1e}}{T_2}\right), \\ I_2 &= I_0 \exp(i\varphi_2) \cos\theta^{(1)} \sin^2 \frac{\theta^{(2)}}{2} \sin(\theta^{(2)} - \theta^{(1)}) \exp\left(-\frac{\tau_2}{T_2^{(2)}} - \frac{t_{2e}}{T_2}\right), \\ I_3 &= I_0 \exp(i(\varphi_1 + \varphi_2)) \sin\theta^{(1)} \sin^2 \frac{\theta_2}{2} \cos^2 \frac{\theta^{(1)} - \theta^{(2)}}{2} \exp\left(-\frac{\tau_1}{T_2^{(1)}} - \frac{\tau_2}{T_2^{(2)}} - \frac{t_{3e}}{T_2}\right), \\ I_4 &= I_0 \sin\theta^{(1)} \sin^2 \frac{\theta^{(1)} - \theta^{(2)}}{2} \exp(i|\varphi_1 - \varphi_2|) \exp\left(-\frac{\tau_1}{T_2^{(1)}} - \frac{\tau_2}{T_2^{(2)}} - \frac{t_{4e}}{T_2}\right) x \\ x &= \cos^2 \frac{\theta^{(1)}}{2}, \quad \text{როცა } \Omega_j^{(1)}\tau_1 > \Omega_j^{(2)}\tau_2; \\ x &= -\sin^2 \frac{\theta^{(2)}}{2}, \quad \text{როცა } \Omega_j^{(1)}\tau_1 < \Omega_j^{(2)}\tau_2; \end{aligned} \quad (2.32)$$

სადაც $I_0 = \sum_j \bar{I}_j^z$ - ბირთვული სპინური სისტემის სრული სპინის წონასწორული მნიშვნელობაა.

ექო სიგნალის ამპლიტუდებისა და მათი წარმოქმნის მომენტების მიღებული მნიშვნელობები, რადიოსიხშირული იმპულსის დიდი აშლის პირობებში, ან მცირე $\theta_j \ll 1$ დროს, და T_2 -ის რადიოსიხშირულ იმპულსის ამპლიტუდაზე დამოუკიდებლობის შემთხვევაში, ემთხვევიან [30] შრომაში მიღებულ შედეგებს, სადაც გამოყენებულია ბლოხის განტოლებების გამოყენების კლასიკური მიდგომა.

კერძო შემთხვევაში, როცა არ არსებობს ეფექტური ველის ნახტომისებური ცვლილება (2.32)-დან გამომდინარეობს, რომ $I_1 = I_2 = I_4 = 0$, ხოლო I_3 გადაიქცევა ჩვეულებრივ ერთიმპულსიან ექოდ [14]:

$$I_e = I_0 \exp(i\varphi) \sin \theta_0 \sin^2 \frac{\theta_0}{2} \exp\left(-\frac{\tau}{\tilde{T}_2} - \frac{t_e}{T_2}\right),$$

სადაც

$$\sin \theta_0 = \omega_1 / \Omega, \quad \Omega = \sqrt{\Delta_0^2 + \omega_1^2}, \quad \varphi = -\omega_1^2 \tau / \Omega, \quad t_e = \Delta_0 \tau / \Omega, \quad \tilde{T}_2^{-1} = \frac{1}{2} |3 \cos^2 \theta_0 - 1| T_2^{-1},$$

(2.22)-ში ნახტომის უგულებელყოფა იძლევა:

$$\begin{aligned} \theta_j^{(1)} = \theta_j^{(2)} = \theta_0, \quad T_{2j}^{(1)} = T_{2j}^{(2)} = T_2^{(0)} = T_2 |\lambda(\theta_0)|^{-1}, \\ \sin \theta_0 = \omega_1 / \Omega, \quad \cos \theta_0 = \Delta_0 / \Omega, \quad \Omega = \sqrt{\Delta_0^2 + \omega_1^2} \end{aligned}$$

და (2.32)-დან მიიღება [14] შრომის შედეგები.

ცხადია, $t_{1e} < \tau_1$, $t_{2e} < \tau_2$, $t_{3e} < \tau_1 + \tau_2$.

როცა სხვაობა $|\theta^{(1)} - \theta^{(2)}|$ მცირეა, I_1, I_2, I_4 ექოს ამპლიტუდებიც მცირეა და გვაქვს ერთი დიდი I_3 სიგნალი.

თუ $\theta^{(1)}, \theta^{(2)}$ – მცირეა, მაშინ [30]-ის შესაბამისად ვღებულობთ

$$\begin{aligned} I_1 \sim \theta^{(1)} \theta^{(2)} |\theta^{(1)} - \theta^{(2)}|, \quad I_3 \sim \theta^{(1)} \theta^{(2)2}, \\ I_2 \sim \theta^{(2)2} |\theta^{(1)} - \theta^{(2)}|, \quad I_4 \sim \theta^{(1)} (\theta^{(1)} - \theta^{(2)})^2. \end{aligned}$$

აღნიშნოთ ასევე (2.32) ფორმულით მიღებული შედეგის განსაკუთრებულობა: $|\theta^{(1)} - \theta^{(2)}|$ -ის ზრდით I_1, I_2, I_4 ინტენსივობები იზრდებიან, ხოლო I_3 – კლებულობს. ანუ რაც უფრო მკვეთრადაა გამოხატული ეფექტური ველის ნახტომი, მით უფრო ადვილი ხდება I_1, I_2, I_4 „გვერდითი“ სიგნალების დამზერა.

2.4 ექსპერიმენტული მონაცემები

განვიხილოთ ახლა მაგნეტიკებში ერთიმპულსიანი ექოს მრავალიმპულსიანი ანალოგის ექსპერიმენტით რეალიზებული შედეგები.

ბმრ ერთიმპულსიანი ექოს მრავალიმპულსიანი ანალოგის ექსპერიმენტული კვლევა განსაკუთრებული იყო შემდეგ ნიმუშებში:

1. სუფთა მეტალური ჰექსაგონალური სტრუქტურის მქონე კობალტის ნიმუში ^{59}Co .
2. დიელექტრიკული ლითიუმ-ფერიტი 0.15 % თუთიის შემცველობით და სუფთა ლითიუმ-ფერიტი. ბმრ დაიმზირება ^{57}Fe იზოტოპურად გამდიდრებულ ფერიტის ბირთვებზე.
3. ინტერმეტალური Co_2MnSi შენადნობი. ბმრ – ^{59}Co და ^{55}Mn – ბირთვებზე.
4. ნეელის ტიპის დომენური კედლის მქონე $\text{Mn}_{1+\sigma}\text{Sb}$. – ბმრ ^{55}Mn -ბირთვებზე.

გამოყენებული ნიმუშების მაგნიტური პარამეტრების სრული აღწერა მოცემულია [17]-ში.

ექსპერიმენტები განხორციელებულია უნივერსიტეტის ბაზაზე არსებულ არაკოჰერენტული ბირთვული სპინური ექოს სპექტრომეტრზე.

იმპულსური მაგნიტური ველი იქმნება რეგულირებადი ამპლიტუდის მქონე დენის სტაბილიზატორით და ნიმუშზე შემოსვრული დამატებითი 6 ხვითიანი კოჭის საშუალებით, რომელიც იძლევა 200 ერსტედამდე მაგნიტურ ველს, 10 მილიმეტრიანი დიამეტრის მქონე ნიმუშის შემთხვევაში.

იმპულსური სპექტრომეტრი მოდიფიცირებულ იქნა რადიოსიხშირული იმპულსის სიხშირის ნახტომისებური ცვლილებისათვის. ამისათვის განხორციელდა შიდაიმპულსური მოდულაცია 2 დამატებითი ვარიკაპის საშუალებით, რომლებიც დამატებულ იქნა ავტოგენერატორის კონტურის ანოდურ წრედში. ეს იძლევა სიხშირული მოდულაციის საშუალებას, ამპლიტუდური მოდულაციის უმნიშვნელო დოზით (1%-ზე ნაკლები). სიხშირის დევიაციის სიღრმე და მიმდების გატარების ზოლი შესაბამისობაშია და შეადგენს 4 მგჰც-ს.

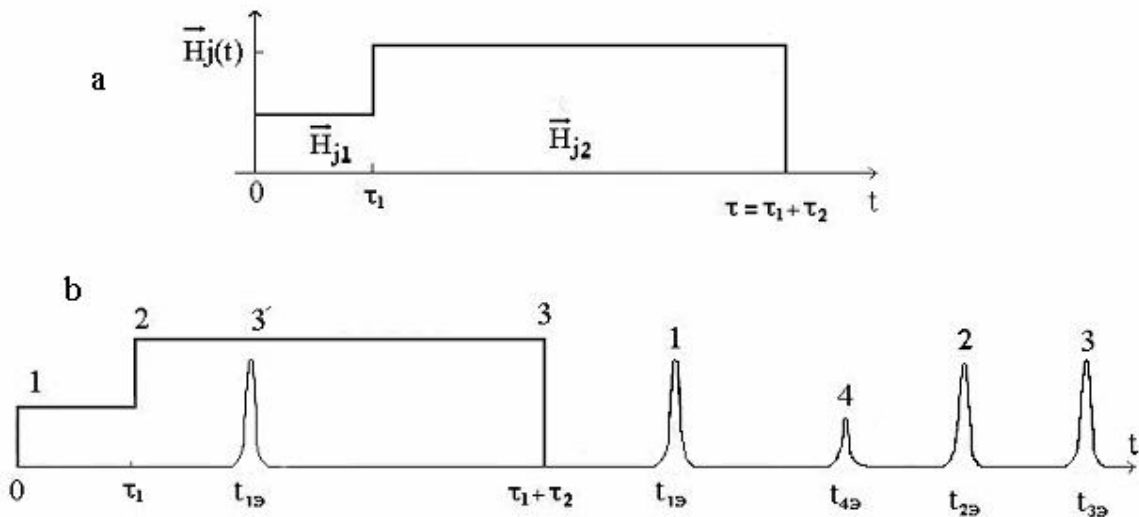
რადიოსიხშირული იმპულსის ამპლიტუდის ნახტომისებური ცვლილებისათვის, სპექტრომეტრის მოდულატორის სისტემაზე მოდებულ იქნა მამოდულირებელი, საჭირო ფორმის მაღალი ძაბვის იმპულსი.

ბირთვულ სპინურ სისტემაზე რადიოსიხშირული იმპულსის და იმპულსური მაგნიტური ველის ერთობლივი მოქმედებით ერთიმპულსიანი ექოს პარალელურად, ფორმირდება დამატებითი ექო სიგნალი, ე.წ. მაგნიტური ექო [24]. რომელიც განპირობებულია მაგნიტური იმპულსით (დამატებითი მაგნიტური ველი) და რადიოსიხშირული იმპულსის კიდევების ერთობლივი ზემოქმედებით, იმ პირობით, რომ მაგნიტური იმპულსის ფართობი გადააჭარბებს რაღაც ზღვრულ მნიშვნელობას $A_m^t = H_m^t \tau_m$, სადაც H_m – მაგნიტური იმპულსის ამპლიტუდაა, τ_m – მისი ხანგრძლივობა. ჩვენს მიერ გამოკვლეულ იქნა ასევე მრავალიმპულსიანი აგზნების სხვა სიტუაციები [14], [31].

მაგნიტური ექო დამზერილ იქნა ინტერმეტალურ შენადნობ MnSb -ში ^{55}Mn -ბირთვებზე, ჰექსაგონალურ კობალტში, ინტერმეტალურ ფერომაგნეტიკებში Co_2MnSi , ^{59}Co და სხვა მაგნეტიკებში.

დაგუბრუნდეთ ახლა დისერტაციის ძირითად თემას. ნახ. 3 -ზე სქემატურად მოყვანილია ერთიმპულსიანი ექოს აგზნების მრავალიმპულსიანი ანალოგი,

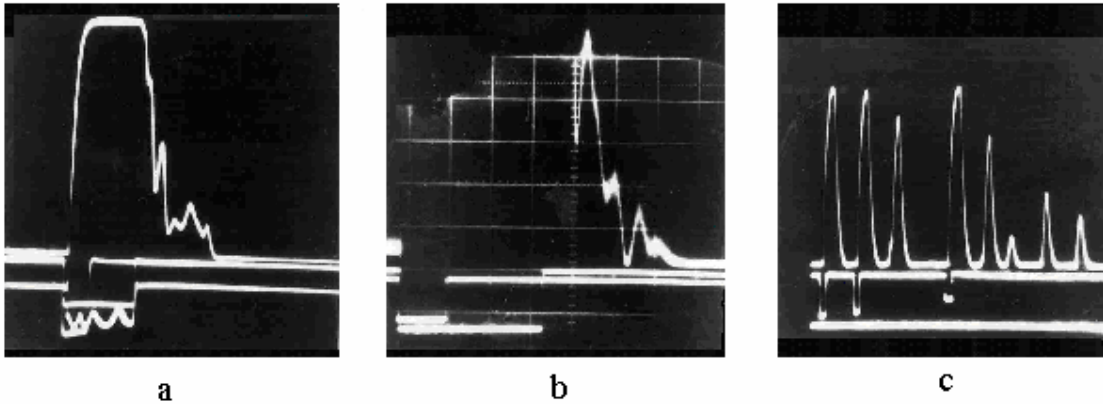
რომელიც მიღებულია რადიოსიხშირულ იმპულსის მოქმედების არეში სიხშირის და ამპლიტუდის ნახტომისებური ცვლილებით. აქვე ნაჩვენებია იმპულსის აგზნების ხერხი და ერთიმპულსიანი ექვების გამოჩენის დროები.



ნახ 3. a - რთული რადიოსიხშირული იმპულსის ფორმა ეფექტური მაგნიტური ველის ამპლიტუდით $H_j(t)$ მბრუნავ კოორდინატა სისტემაში; b - ერთიმპულსიანი ზემოქმედების სქემატური სახე და სპინური სისტემის შესაბამისი გამოძახილები.

რთული, ერთიმპულსიანი აგზნებისას თეორიულად მიღებული ექვების გამოჩენის დროებისა და ამპლიტუდების გამოსახულებების შედარება ხანის სამიმპულსიანი აგზნების მეთოდთან [32] აჩვენებს, რომ მბრუნავ კოორდინატა სისტემაში იმპულსის ფრონტებს და \vec{H}_{eff} -ეფექტური ველის მიმართულების ნახტომისებური ცვლილების ადგილმდებარეობას აქვს ხანის მეთოდის ხარისხობრივი ანალოგია. თანაც \vec{H}_{eff} -ის მიმართულების ცვლილება მოძრავ კოორდინატა სისტემაში ანალოგიურია ბირთვული დამაგნიტებების რაიმე კუთხით მოტრიალებისა ხანის მეთოდში. დიდ ინტერესს წარმოადგენს ზემოთ ნაჩვენები ანალოგიების ექსპერიმენტალური რეალიზაცია, მაშინ როცა ვანხორციელებთ რადიოსიხშირული იმპულსის სიხშირისა და ამპლიტუდის ნახტომისებურ ცვლილებას ისე, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახ. 3-ზე.

ნახ. 4-ზე მოყვანილია ჰექსაგონალური კობალტის შესაბამისი ანალოგების ოსცილოგრამები, რადიოსიხშირული იმპულსის სიხშირის a და ამპლიტუდის b ნახტომისებური ცვლილებისას. c -ზე კი ხანის სამიმპულსიანი აგზნების ოსცილოგრამა, იგივე ნივთიერებაში.



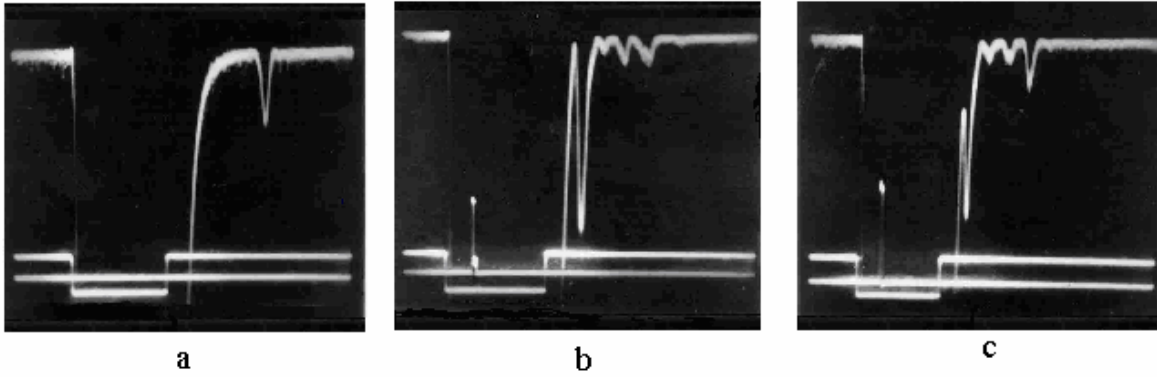
ნახ. 4.

a - ^{59}Co ბირთვების ექო სიგნალი პექსაგონალურ კობალტში რადიოსისშირული იმპულსის სისშირის ნახტომისებური ცვლილებისას - ზედა სხივი; მამოდულირებელი იმპულსის ძაბვის ფორმა, რომელიც მიეწოდება სისტემის მამოდულირებელ ვარიკაპს - შუა სხივი; იმპულსის ძვების სიგნალი - ქვედა სხივი.

b - ^{59}Co ბირთვების ექო სიგნალი პექსაგონალურ კობალტში რადიოსისშირული იმპულსის ამპლიტუდის ნახტომისებური ცვლილებისას - ზედა სხივი; იმპულსის ძაბვის ფორმები, რომელიც ფორმირდება მამოდულირებელი რადიოსისშირული გენერატორის მიერ - შუა სხივები.

c - ^{59}Co ბირთვების ექოს მრავალჯერადი სიგნალები პექსაგონალურ კობალტში, რომლებიც ფორმირდება პანის სამიმპულსიანი აგზნებით. ე.წ. სტიმულირებული ექოს დამზერის შემთხვევა $f_{\text{გაგ}}=216$ მგჰც, $T=77\text{K}$, $\tau_{\text{გაგ}}=12$ მკწმ.

შესაბამის სიგნალები Li-Fe-ის შემთხვევაში მოყვანილია ნახ. 5-ის (b) და (c)-ზე, ხოლო (a)-ზე ნაჩვენებია ჩვეულებრივი ერთიმპულსიანი ექო სიგნალის ოსცილოგრამა.



ნახ. 5.

a – ^{57}Fe –ის ბირთვების ერთიმუდსიანი ექო ლითიუმის ფერიტში – ზედა სხივი; რადიოსიხშირული იმპულსის ფორმა – შუა სხივი.

b – სპინური სისტემის გამოძახილი დამატებითი მაგნიტური ველის იმპულსის ზემოქმედებისას რადიოსიხშირულ იმპულსთან ერთობლიობაში – ზედა სხივი; მაგნიტური იმპულსის ადგილმდებარეობა – ქვედა სხივი.

c – სპინური სისტემის გამოძახილი რადიოსიხშირული იმპულსის სიხშირის ნახტომისებური ცვლილებისას – ზედა სხივი; მამოდულირებელი იმპულსის ძაბვის ფორმა, მიწოდებული ვარიკაპზე – ქვედა სხივი. $f_{\text{გამ}}=71.6$ მგჰც, $T=77\text{K}$, $\tau_{\text{იმპ}}=18$ მკწმ.

Li-Fe საინტერესოა იმით, რომ ის არის დიელექტრიკული ფერომაგნიტი და H_{eff} -ის ნახტომისებური ცვლილებისას მასში გაცილებით ნაკლებია გარდამავალი პროცესები, სხვა ფერომეტალებთან შედარებით, რომელიც თავის მხრივ გამორიცხავს იმპულსის დამახინჯების როლს ერთიმუდსიანი ექოს ფორმირებაში [33], [30]. აღსანიშნავია ისიც, რომ Li-Fe-ში მაგნიტური ექოს დამზერა ხდება მაგნიტური იმპულსის გაცილებით მცირე ზღვრული მნიშვნელობების დროს: A_m ($H_m \sim 5$ ერსტ., როცა $\tau_m \sim 1$ მკწმ), ვიდრე კობალტში.

მიღებული ექსპერიმენტული მონაცემების შედარებისას თეორიული დათვლების შედეგებთან, კეთდება დასკვნა, რომ ყველა შემთხვევაში რეალიზებულია ერთიმუდსიანი მეთოდის ანალოგია ხანის მრავალიმუდსიან მეთოდთან. ანალოგიური სიტუაციაა Co_2MnSi და MnSb -ის შემთხვევაში.

თავი III განივი რელაქსაციის ზეგავლენა ერთიმპულსიან სპინური ექოს მიღებაზე მაგნიტურ ნივთიერებებში

3.1 მიმსის ტრანსფორმაციული მატრიცა

ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების მექანიზმი პირობითად კლასიფიცირდება, ე.წ. კიდურა მექანიზმით, როცა რადიოსიხშირული იმპულსის ფრონტები წარმოადგენენ სპინ სისტემის გარკვეული სპექტრული სიმკვრივის ამგზნებ იმპულსებს. ერთიმპულსიანი ექოს წარმოქმნის მიზეზი შეიძლება იყოს – არარეზონანსული მექანიზმი [7], დამახინჯების მექანიზმი [9] და ნიმუშის შიგნით მიმდინარე არაწრფივ პროცესებთან დაკავშირებული მექანიზმი, რომელიც განპირობებულია სპინ – სიტემებში სხვადასხვა არაწრფივი დინამიკის არსებობით და შეიძლება დაკავშირებული იყოს ბმრ სიხშირის მძლავრ დინამიურ წანაცვლებასთან, ან იმ მოვლენებთან, როცა ერთდროულად ლარმორისა და რაბის ბმრ ხაზების დიდი არაერთგვაროვანი გაგანიერების არსებობისას ამ სისტემებზე ამგზნები იმპულსის მოქმედებას მოყვება ბირთვულ სპინ – სისტემაში არაწრფივი დინამიური მოვლენები [6].

ქვემოთ უფრო დეტალურად განვიხილავთ ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების ეგრეთწოდებულ მრავალიმპულსიან მექანიზმს სისტემებისათვის, სადაც არსებობს [6] შრომაში ნახსენები ბმრ ხაზების ორივე ტიპის მექანიზმი. ასეთი სისტემების მაგალითია მრავალდომენიანი მაგნეტიკები. ისეთები როგორცაა, მაგალითად ლითიუმის ფერიტი. ადრე [28] ნაშრომში ჩვენს მიერ გამოკვლეული იყო ამ მაგნეტიკებში ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების თავისებურებანი. დადგენილი იქნა, რომ მისი თვისებები მკვეთრად განსხვავდება კობალტში ფორმირებული ერთიმპულსიანი ექოს თვისებებისაგან, რომლებიც კიდურა მექანიზმითაა ფორმირებული. აქედან გაკეთებული იქნა დასკვნა ლითიუმის ფერიტში ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების ახალი მექანიზმის შესაძლებლობაზე. თუმცა [28] ნაშრომში, ლითიუმის ფერიტში ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების მექანიზმი საბოლოოდ გამოვლენილი არ იყო, რომელიც შემდგომში გაკეთებული იქნა [14] შრომაში და ნახვენები იყო, რომ ლითიუმის ფერიტში ერთიმპულსიანი ექო და მისი მეორადი სიგნალები კარგად აღიწერებიან მრავალიმპულსიანი ფორმირების მექანიზმით [6].

[6] ნაშრომში გამოყენებული სტატისტიკური ფორმალიზმის ტენზორებით, ჩატარებული იქნა თეორიული გამოთვლები ერთიმპულსიანი ექოზე და მის მეორად სიგნალებზე იმ შემთხვევაში, როცა არსებობს ლარმორისა და რაბის დიდი არაერთგვაროვნად გაგანიერებული ბმრ ხაზები, რომლის დროსაც რადიოსიხშირული იმპულსების გამეორების პერიოდი T აკმაყოფილებს შემდეგ პირობას:

$$T_3 \ll T_2 < T < T_1, \quad (3.1)$$

სადაც T_1 , T_2 , T_3 – მახასიათებელი რელაქსაციური პარამეტრებია, ე.ი. რადიოსიხშირული იმპულსების ციკლებს წინ უსწრებს სპინ – სისტემათა არაწონასწორობანი და ყოველი T პერიოდის ბოლოს სპინური სისტემის დინამიკის განხილვისათვის მორიგი ერთი ციკლის განმავლობაში საწყის პირობად გათვალისწინებული უნდა იყოს ბირთვული დამაგნიტების მხოლოდ გრძივი მდგენელი. ნახვენებია, რომ სპინ – სისტემის დეფაზირება, რომელიც გროვდება n – ჯერადი იმპულსური აგზნებისას აღდგება მრავალიმპულსიანი თანმიმდევრობისას

იმ დროითი ინტერვალის განმავლობაში, რომელიც მოყვება $(n+1)$ „მოვლელ“ იმპულსებს. ეს კი განაპირობებს ერთიმპულსიანი ექოს და მისი მეორადი სიგნალების ფორმირებას რადიოსიხშირული იმპულსის ჯერადი τ ხანგრძლივობის დროის მომენტისათვის, მას შემდეგ, როცა დასრულდება „მოვლელი“ იმპულსი.

[14] ნაშრომში ნახვენებია, რომ [6] – ში დამაგნიტების ვექტორის კომპონენტებისათვის სტატიკური ტენზორების მეთოდით მიღებული გამოსახულება, შეიძლება მიღებული იქნას, თუ მივმართავთ [7] ნაშრომში გამოყენებულ ბლოხის განტოლებათა სისტემის კლასიკურ მეთოდს, სადაც გათვალისწინებულია ორივე ტიპის არაერთგვაროვანი გაგანიერებული ბმრ ხაზები და (3.1) პირობა. მაგრამ უფრო თვალსაჩინო აღმოჩნდა ჩვენს მიერ გამოყენებული მიდგომა [33], სადაც მიმსის ტრანსფორმაციული მატრიცის მეთოდზე [29] დაყრდნობით განხილულია შემთხვევა, როდესაც ლოკალური სტატიკური ველი H_n მიმართულია \vec{Z} ღერძის გასწვრივ, ხოლო რადიოსიხშირული ველი მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში (მკს) \vec{X} ღერძის გასწვრივ. ამ დროს ეფექტური მაგნიტური ველის მოდული მკს – ში გამოისახება შემდეგი გამოსახულებით:

$$H_{\text{eff}} = \frac{1}{\gamma_n} \sqrt{\Delta\omega_j^2 + \omega_1^2}, \quad (3.2)$$

$\vec{H}_{\text{eff}} = \frac{1}{\gamma_n} (\Delta\omega_j \vec{z} + \omega_1 \vec{y})$ და \vec{Z} ღერძს შორის კუთხე აღვნიშნოთ ψ_j -ით (სადაც \vec{z} და \vec{y} - ერთეულოვანი ორტეზია მკს - ში) და განისაზღვრება თანაფარდობით :

$$\sin \psi_j = \frac{\omega_1}{\Delta\omega_j'} \quad \cos \psi_j = \frac{\Delta\omega_j}{\Delta\omega_j'}$$

$\Delta\omega_j' = \sqrt{\Delta\omega_j^2 + \omega_1^2}$ არის H_{eff} -ის გარშემო j -რი იზოქრომატის პრეცესიის კუთხური სიხქარე.

$\Delta\omega_j = \omega_{\text{გმრ}} - \omega_{\text{რს}}$, განვიხილოთ იზოქრომატების ბმრ სიხშირე.

$\omega_1 = \gamma_n \eta H_1$, რომელიც არის სიხშირის ერთეულში იმპულსის ამპლიტუდა, γ_n - ბირთვული გირომაგნიტური ფარდობა, η – რადიოსიხშირული ველის გაძლიერების კოეფიციენტი, Δt – იმპულსის ხანგრძლივობა. t – ახასიათებს იმპულსის ზემოქმედების შემდეგ დროის ინტერვალს და იზომება შესაბამისად იმპულსის უკანა ფრონტიდან. ტრანსფორმაციული მატრიცა (R), რომელიც აღწერს $\vec{m} = (m_x; m_y; m_z)$ დამაგნიტების ვექტორის შემოტრიალებას \vec{H}_{eff} - ის გარშემო აქვს შემდეგი სახე [29]:

$$(R) = \begin{pmatrix} S_\psi^2 + C_\psi^2 C_\theta & -C_\psi S_\theta & S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) \\ C_\psi S_\theta & C_\theta & -S_\psi S_\theta \\ S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) & S_\psi S_\theta & C_\psi^2 + S_\psi^2 C_\theta \end{pmatrix}$$

გამოვიყენოთ შემოკლებული C_ψ , S_ψ , C_θ , S_θ აღნიშვნები შესაბამისად $\cos\psi$, $\sin\psi$, $\cos\theta$ და $\sin\theta$ სიდიდეებისათვის, სადაც $\Psi = \text{tg}^{-1} \left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega_j} \right)$ არის კუთხე \vec{H}_{eff} და \vec{Z} ღერძს შორის; θ – დამაგნიტების მოტრიალების კუთხეა რადიოსიხშირული

იმპულსის მოქმედების შემდეგ \vec{H}_{eff} – ველის გარშემო Δt – დროის განმავლობაში:
 $\theta = \gamma \cdot H_{\text{eff}} \cdot \tau$, სადაც \vec{H}_{eff} მოცემულია (1) – ით.

განვიხილოთ ჯერ ერთიმპულსინი ზემოქმედების შემთხვევა. დავუშვათ, რომ

$$X_j = m_{x_j}/m; \quad Y_j = m_{y_j}/m; \quad Z_j = m_{z_j}/m$$

$$\vec{\mu} = (X_j; Y_j; Z_j),$$

სადაც m – ბირთვული დამაგნიტების წონასწორული სიდიდეა. თუ რადიოსიხშირული იმპულსის ზემოქმედებამდე ბირთვული სპინური სისტემა იმყოფებოდა წონასწორულ მდგომარეობაში. მაშინ $\vec{\mu}_{eq}(0;0;1)$ რადიოსიხშირული იმპულსის ზემოქმედების შედეგად ვექტორი $\vec{\mu}_{eq}$ გარდაიქმნება $\vec{\mu} = (R) \cdot \vec{\mu}_{eq}$ ვექტორად. რადიოსიხშირული იმპულსის დამთავრების შემდეგ იზოქრომატა თავისუფლად პრეცესირებს \vec{Z} ღერძის გარშემო, რომელიც აღიწერება მატრიცით

$$R_\varphi = \begin{pmatrix} C_\varphi & -S_\varphi & 0 \\ S_\varphi & C_\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

სადაც φ - იზოქრომატის მოტრიალების კუთხეა \vec{Z} ღერძის გარშემო, $\varphi = \Delta\omega_j t$, t - რადიოსიხშირული იმპულსის ბოლოდან ათვლილი დროა. შედეგად ამისა ვღებულობთ:

$$\vec{\mu}_1 = (R_\varphi)(R)\vec{\mu}_{eq} = \begin{pmatrix} C_\varphi S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) + S_\varphi S_\psi S_\theta \\ S_\varphi S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) - C_\varphi S_\psi S_\theta \\ C_\psi^2 + S_\psi^2 C_\theta \end{pmatrix}$$

ეს გამოსახულება ერთიმპულსიანი აგზნების შემთხვევისათვის ემთხვევა [6] და [7] – ში მიღებულ შესაბამის გამოსახულებას. განვიხილოთ ახლა n – ჯერადი რადიოსიხშირული იმპულსის მოქმედების ეფექტი [6] – მოდელის ჩარჩოში, როდესაც იმპულსთა თანმიმდევრობაში ყოველი მორიგი რადიოსიხშირული იმპულსების შემდეგ დარჩება, მხოლოდ დამაგნიტების გრძივი კომპონენტა. ადვილად დავრწმუნდებით იმაში, რომ n – ჯერადი იმპულსური ზემოქმედებისას $\vec{\mu}_{eq}$ დამაგნიტებას ბოლო $n+1$ „მოვლელი“ იმპულსის შემდეგ ექნება შემდეგი სახე:

$$\vec{\mu}_n = (C_\psi^2 + S_\psi^2 C_\theta)^n \vec{\mu}_{eq}, \text{ სადაც } \vec{\mu}_{eq} = (0; 0; 1)$$

მაშინ „მოვლელი“ იმპულსის მოქმედების შედეგი და მისი შემდგომი თავისუფალი პრეცესია აღიწერება უშუალოდ, ისე როგორც ერთიმპულსიანი ზემოქმედების შემთხვევაში ახალი საწყისი პირობების გათვალისწინებით:

$$\bar{\mu}_{n+1} = (R_\varphi)(R)\bar{\mu}_n = (C_\psi^2 + S_\psi^2 C_\theta)^n \begin{pmatrix} C_\varphi S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) + S_\varphi S_\psi S_\theta \\ S_\varphi S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) - C_\varphi S_\psi S_\theta \\ C_\psi^2 + S_\psi^2 C_\theta \end{pmatrix}.$$

ეს გამოსახულებები ემთხვევა ბირთვული დამაგნიტების ვექტორების განივი კომპონენტების გამოსახულებებს, რომელიც მიღებულია [6] შრომაში სტატისტიკური ტენზორის მეთოდით. გრძივი ბირთვული დამაგნიტების n – რიგის მამრავლს n – „მოსამზადებელი“ იმპულსის ზემოქმედების შემდეგ გააჩნია მარტივი ფიზიკური არსი, იგი გამოხატავს იმპულსთა თანმიმდევრობით აგზნებისას სპინური სისტემების მახსოვრობას.

ადვილია იმის დანახვა, რომ გამოსახულებას $\bar{\mu}_{n+1}$ ერთიმპულსიანი თანმიმდევრობის შემთხვევაში ექნება შემდეგი სახე:

$$\bar{\mu}_{n+1} = Z^n \cdot \begin{pmatrix} C_\varphi X - S_\varphi Y \\ S_\varphi X + C_\varphi Y \\ Z \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

სადაც X , Y , Z არის ბირთვული დამაგნიტების კომპონენტები უშუალოდ ერთიმპულსიანი ზემოქმედების შემდეგ. ანალოგიურად ამისა ორიმპულსიანი პერიოდული თანმიმდევრობისათვის (3.1) პირობის გამოყენებით, ადვილად შეიძლება მიღებული იქნას ბირთვული დამაგნიტების კომპონენტა $(n+1)$ ორმაგი რადიოსიხშირული “მოვლელი“ იმპულსის შემდეგ რომელიც გამოისახება (3.2) – თი, სადაც აქ უკვე X , Y , Z წარმოადგენს უშუალოდ ერთჯერადი ორიმპულსიანი ზემოქმედების შემდეგ ბირთვული დამაგნიტებების კომპონენტებს და ადვილად მიიღება შემდეგი გამოსახულებებით: $\bar{\mu}_1 = R_\theta R_\varphi R_\theta \bar{\mu}_{eq}$ და

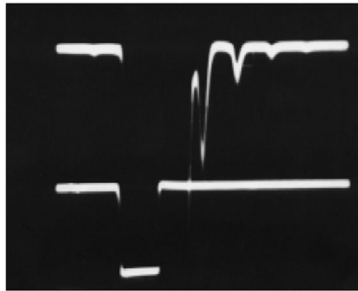
$$\begin{aligned} X &= (S_\psi^2 + C_\psi^2 S_\theta) \cdot [C_\varphi S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) + S_\varphi S_\psi S_\theta] - C_\psi S_\theta \cdot [S_\varphi S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) - C_\varphi S_\psi S_\theta] + \\ & S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) \cdot (C_\psi^2 + S_\psi^2 C_\theta) \\ Y &= C_\psi S_\theta \cdot [C_\varphi S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) + S_\varphi S_\psi S_\theta] + C_\theta \cdot [S_\varphi S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) - C_\varphi S_\psi S_\theta] - \\ & S_\psi S_\theta \cdot (C_\psi^2 + S_\psi^2 C_\theta) \\ Z &= S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) \cdot [C_\varphi S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) + S_\varphi S_\psi S_\theta] + S_\psi S_\theta \cdot [S_\varphi S_\psi C_\psi (1 - C_\theta) - C_\varphi S_\psi S_\theta] + \\ & [C_\psi^2 + S_\psi^2 C_\theta]^2 \end{aligned}$$

აქ, ისე როგორც ერთიმპულსიანი ზემოქმედების დროს, n – ური რიგის მამრავლი გამოხატავს სპინური სისტემის მახსოვრობას მასზე ამგზნები ორმაგი რადიოსიხშირულ იმპულსთა თანმიმდევრობის დროს, რაც განაპირობებს ორიმპულსიანი ექოს მეორადი სიგნალების წარმოქმნას [6].

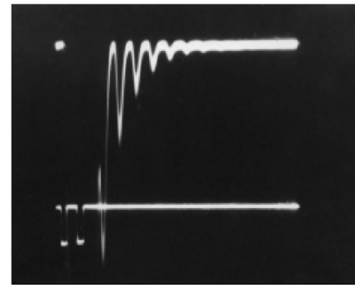
3.2 ექსპერიმენტული მონაცემები

შეხერდეთ იმ ექსპერიმენტულ მონაცემებზე, რომელიც მიღებულია ჩვენს მიერ და უპირველესად მოვიყვანოთ რეზულტატები. ეს შედეგები დაკავშირებულია ერთიმპულსიანი, ორიმპულსიანი და მეორადი ექოების ამპლიტუდების კვლევებთან, ამგზნები რადიოსიხშირული იმპულსების გამეორების T პერიოდზე დამოკიდებულების მიხედვით.

ნახ. 6 და 7-ზე წარმოდგენილია ლითიუმის ფერიტში და აზოტის ტემპერატურაზე ერთიმპულსიანი და ორიმპულსიანი ექოების და მათი მეორადი სიგნალების ოსცილოგრამები, რადიოსიხშირული იმპულსების ოპტიმალური გამეორების T პერიოდის მნიშვნელობის დროს. ხოლო ნახ. 8 და 9 -ზე ნაჩვენებია შესაბამისად ერთიმპულსიანი და ორიმპულსიანი ექოთა ინტენსიობის და მათი მეორადი ექოების ინტენსიობის დამოკიდებულება რადიოსიხშირული იმპულსების გამეორების T – პერიოდზე.



ნახ. 6.



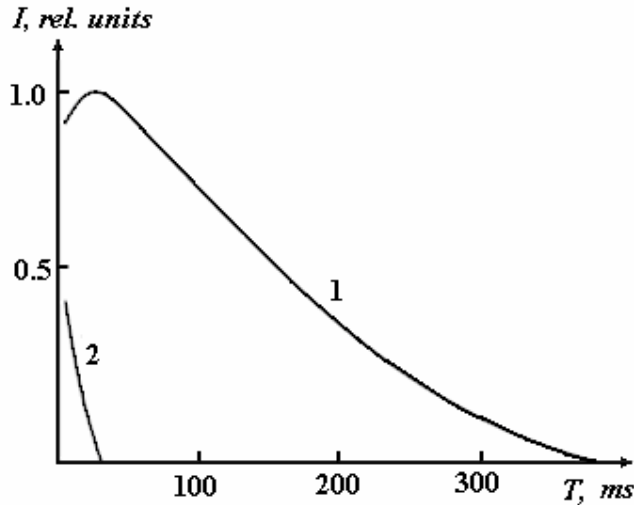
ნახ. 7.

ნახ. 6. ლითიუმის ფერიტში ერთიმპულსიანი ექოს და მისი მეორადი სიგნალების ოსცილოგრამა.

ნახ. 7. ლითიუმის ფერიტში ორიმპულსიანი ექოს და მისი მეორადი სიგნალების ოსცილოგრამა.

განსაკუთრებული მნიშვნელობა ენიჭება ერთიმპულსიანი ექოს დამოკიდებულების კვლევას განმეორების T პერიოდის დიდი შეყოვნების შემთხვევაში, როდესაც სრულდება ერთიმპულსიანი აგზნების $T \gg T_1$, პირობა, რომლის დაკვირვებასაც ვახდენდით დამამახსოვრებელი ციფრული ოსცილოგრაფის გამოყენებით (Tektronix 2430A).

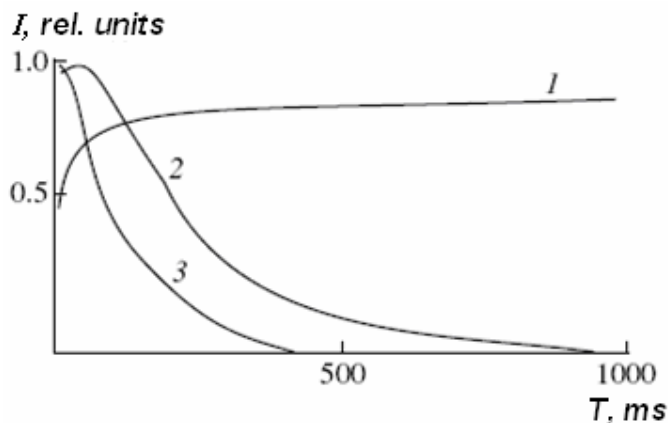
ნახ. 8 – ზე ნაჩვენებია ერთიმპულსიანი ექოს სიგნალის სრული გაქრობის პროცესი ლითიუმ ფერიტში ერთიმპულსიანი აგზნების ზღვარში, რომელიც გამორიცხავს ყველანაირ დამახინჯების მექანიზმით ექოს სიგნალის ინტენსიობის გაზრდას. (ეიე ექო ქრება $T=400$ წმ, $f_{გაგ}=2.5$ ჰც გამეორების პერიოდის დროს). ეიე ექოს სრული გაქრობის პროცესი ნათლად ჩანს შესაბამის ოსცილოგრამებზე (იხ. ნახ. 10, 11, 12). შევნიშნოთ, რომ ყველა ჩვენს მიერ შესწავლილი მაგნეტიკებიდან, მხოლოდ ლითიუმის ფერიტში არ დაიმზირება ერთიმპულსიანი სიგნალის ინტენსიობის ცვლილება რაიმე დამახინჯების არსებობით (ეს დამახინჯება – ფრონტის სიხშირის, ფაზის ან ველის ამპლიტუდის ცვლილებით გამოწვეული დამახინჯებები).



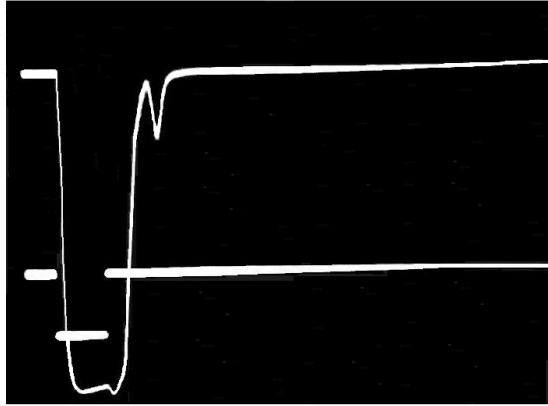
ნახ. 8. ლითიუმის ფერიტში ერთიმპულსიანი (1) და მისი მეორადი (2) ექოების ინტენსიობის დამოკიდებულება რადიოსიხშირული იმპულსების გამეორების T - პერიოდზე.

ნახ. 9 -ზე ნაჩვენებია ორიმპულსიანი ექოსა და მისი მეორადი ექოების ინტენსიობის დამოკიდებულება გამეორების პერიოდზე. როგორც გრაფიკებიდან ჩანს (1) – ორიმპულსიანი ექო გამეორების პერიოდის გაზრდისას არსებობს ინტენსიობის გაზრდის ტენდენცია, მაშინ როდესაც მისი მეორადი ექოები მონოტონურად განიცდიან შემცირებას.

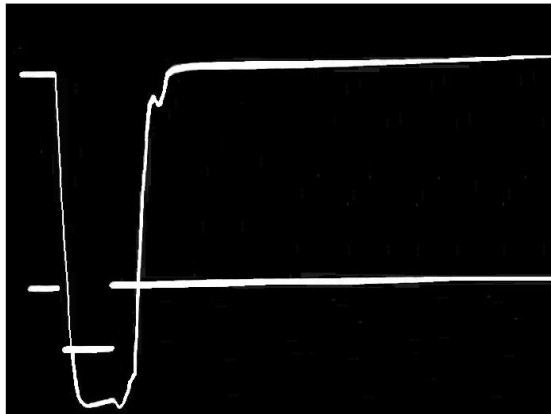
როგორც ცნობილია ერთიმპულსიანი ექოს ინტენსიური სიგნალები ერთიმპულსიანი აგზნების დროს დაიშვრება როგორც ფერომეტალურ ჰექსაგონალურ კობალტში, ისე Co_2MnSi ინტერმეტალში [27]. ანალოგიურად ძლიერი ერთიმპულსიანი ექო სიგნალი დაიშვრებოდა ნახევარმეტალებში: NiMnSb და გაცილებით ნაკლები მანგანატებში.



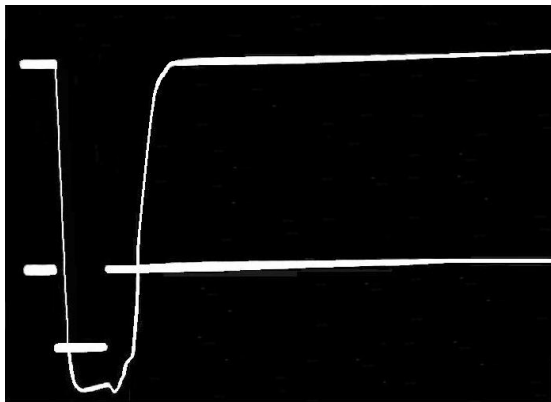
ნახ. 9. ლითიუმის ფერიტში ორიმპულსიანი (1) და მისი მეორადი (2, 3) ექოების ინტენსიობის დამოკიდებულება რადიოსიხშირული იმპულსების გამეორების T - პერიოდზე.



ნახ. 10. Li-Fe. $F_{\gamma_{ab}}=100 \text{ \mu C}$



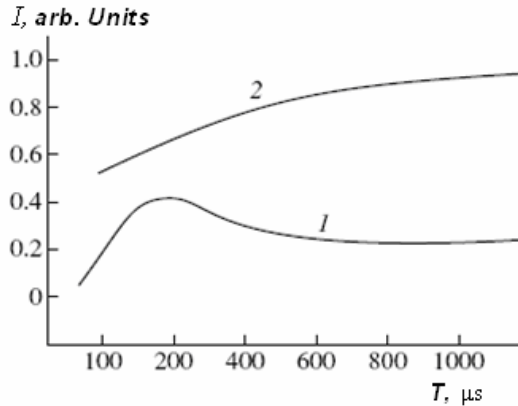
ნახ. 11. Li-Fe. $F_{\gamma_{ab}}=50 \text{ \mu C}$



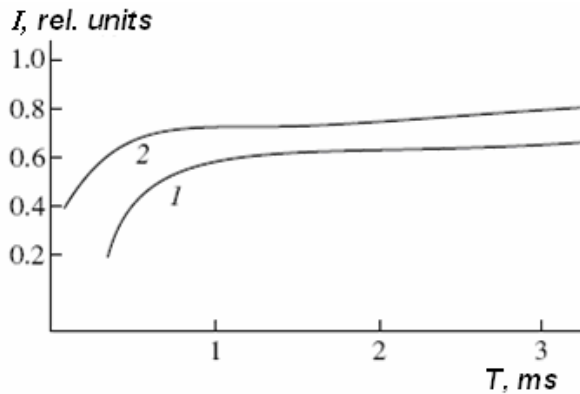
ნახ. 12. Li-Fe. $F_{\gamma_{ab}}=2 \text{ \mu C}$

ნახ. 10, 11 და 12-ზე მოცემულია Li-Fe-ში ერთიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამოკიდებულება რს იმპულსების პაკეტების განმეორების სიხშირეზე. როგორც ვხედავთ ექოს სიგნალი მცირდება სრულ გაქრობამდე, როცა $F_{\gamma_{ab}}=2 \text{ \mu C}$ (ნახ. 12).

შედარების მიზნით მოვიყვანოთ ერთიმუხსიანი და ორიმუხსიანი ექოს ინტენსივობების დამოკიდებულება იმპულსების პაკეტების განმეორების T პერიოდზე Co და Co_2MnSi ნიმუშებისათვის ნახ. 13 და 14, შესაბამისად.



ნახ. 13. ^{59}Co –ში ორიმუხსიანი (2) და ერთიმუხსიანი (1) ექოს ინტენსივობების დამოკიდებულება განმეორების T პერიოდზე.



ნახ. 14. Co_2MnSi -ში ^{59}Co –ბირთვებზე ორიმუხსიანი (2) და ერთიმუხსიანი (1) ექოს ინტენსივობების დამოკიდებულება განმეორების T პერიოდზე.

ამ მასალებში ერთიმუხსიანი ექოს ფორმირებას განსაზღვრავს დამახინჯების მექანიზმი [27]. მისი ეფექტურობა დასაბუთებულია ერთიმუხსიანი ექოს სიგნალების გაძლიერების ეფექტით ამგზნები რადიოსიხშირული იმპულსის უკანა ფრონტის სიხშირული დამახინჯების დროს, რომელიც განხილულია ანალოგიურ შრომებში [30]. მაშინ, როდესაც ლითიუმის ფერიტში ასეთივე ზემოქმედება იწვევდა ერთიმუხსიანი ექოს სიგნალის ინტენსივობის დახშობას.

მიღებული შედეგებიდან დიდ ინტერესს იწვევს ჩვენს მიერ განხილული და შესასწავლი მაგნეტიკები, სადაც არსებობს გარკვეული კორელაცია მათ ფიზიკურ თვისებებსა და დამახინჯების მექანიზმით ფორმირებულ ერთიმუხსიანი ექოს სიგნალების ინტენსივობებს შორის. ასეთი მაგნეტიკებია ფერომაგნიტური მეტალები (Co), სადაც დაიმზირება მეტად ინტენსიური სიგნალები, სუსტი ინტენსივობისა და „ცუდი“ – ფერომაგნიტური ნახევარმეტალური მანგანატები და

ფერომაგნიტური დიელექტრიკები – ლითიუმ ფერიტები, სადაც აღნიშნული სიგნალები არ დაიმზირება. ამიტომ ამ საკითხს გააჩნია განსაზღვრული ინტერესი ერთიმპულსიანი ექოს ეფექტების პრაქტიკული გამოყენების თვალსაზრისით მაგნიტური მასალათმცოდნეობისათვის.

მეორე საინტერესო მომენტს წარმოადგენს ლითიუმის ფერიტში ერთიმპულსიანი ექოს სიგნალის სრული დახშობა. ეს შედეგი თვალნათლივ ეწინააღმდეგება [34] შრომაში მიღებულ შედეგებს, სადაც რადიოსიხშირული იმპულსის დამახინჯების გარეშე რეზონანსული აგზნების დროს გლიცერინში დამზერილი ექოსმაგვარი სიგნალი, ინტერპრეტირდება როგორც ერთიმპულსიანი ექო, რომელიც ფორმირებულია არარეზონანსული მექანიზმით [7] და აღწერილია ვექტორული მოდელის ჩარჩოში [16]. საინტერესოა აღინიშნოს, რომ ანალოგიური დამოკიდებულება ეხოსმაგვარ გამოძახილზე მიღებული იყო $MnCl_2$ წყალხსნარში [17].

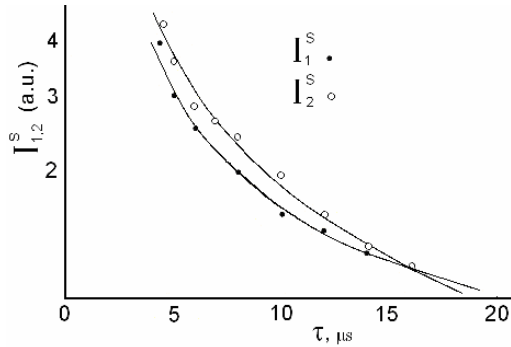
დამზერილი შედეგების სხვადასხვაობის შესაძლებელ ახსნას წარმოადგენს ჩვენი ბმრ არაკოჰერენტული სპექტრომეტრის არასაკმარისი გარჩევისუნარიანობა, რომელიც საშუალებას არ იძლევა დამზერილი ყოფილიყო ლითიუმის ფერიტში ერთიმპულსიანი ექოს სიგნალი ერთიმპულსიანი აგზნების რეჟიმში. შრომებში [16,17] ერთიმპულსიანი ექოს სიგნალების შესაბამისი სიგნალები მიღებული იქნა კოჰერენტულ ბმრ სპექტრომეტრზე სიგნალების დაგროვებით. სხვა მნიშვნელოვანი ახსნა შეიძლება იყოს ის, რომ [16,17] შრომებში დამზერილი სიგნალები [18]-ის თანახმად წარმოადგენს ოსცილირებადი თავისუფალი ინდუქციის მიღვევის ნაწილის, რომელიც ეფექტურად გასაშუალებდა ნულამდე. იმ შემთხვევაში როდესაც არსებობს დიდი არაერთგვაროვნად გაგანიერებული ბმრ ხაზის მქონე სისტემა, კრძოდ ლითიუმ ფერიტი, რაც ნაჩვენებია [6] – ში. ეს საკითხი საჭიროებს ასევე შემდგომ გამორკვევას.

სხვა საინტერესო პრობლემას წარმოადგენს შექცევადი და შეუქცევადი რელაქსაციების გავლენების კვლევა ერთიმპულსიანი ექოს სიგნალების ამპლიტუდაზე. შრომაში [7] ნაჩვენებია, რომ ერთიმპულსიანი ექოს სიგნალების დახმარებით შესაძლებელია განისაზღვროს შეუქცევადი განივი რელაქსაციის დრო T_2 , $MnFe_2O_4$ ტიპის მაგნეტიკებში.

ერთიმპულსიანი ექოსათვის ამ მეთოდით გაზომილი განივი რელაქსაციის დრო T_2 სიდიდით არ ემთხვევა ორიმპულსიანი ექოს მეთოდით გაზომილ T_2 სიდიდეს [7]. როგორც აღმოჩნდა ერთიმპულსიანი ექოს სიგნალის დამოკიდებულება ამგზნები რადიოსიხშირული იმპულსის ხანგრძლივობაზე τ განისაზღვრება არამარტო შეუქცევადი რელაქსაციით, არამედ სხვა ერთიმპულსიანი ექოს სიგნალების ფორმირების მექანიზმებითაც, კერძოდ ბმრ არაერთგვაროვანი გაგანიერებული ხაზების არსებობით.

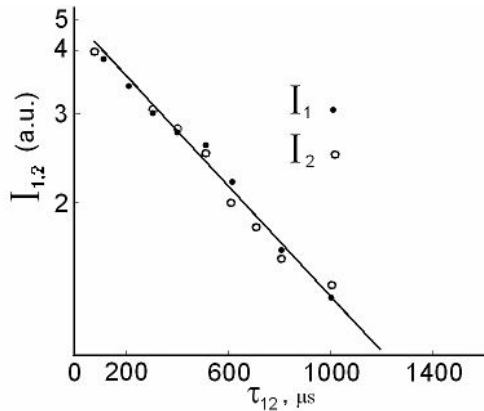
ამ თვალსაზრისით ლითიუმ ფერიტი წარმოადგენს მეტად საინტერესო ობიექტს ფორმირებული ერთიმპულსიანი ექოს სიგნალების რელაქსაციური პროცესების შესწავლისათვის, რამდენადაც მასში დამახინჯების მექანიზმს არავითარი წვლილი არ მიუძღვის და ერთიმპულსიანი ექოს სიგნალის ფორმირების პროცესი აღიწერება მრავალიმპულსიანი მექანიზმით, რომლის ფიზიკური არსი განიხილებოდა ზემოთ.

ნახ. 15 -ზე წარმოდგენილია ლითიუმ ფერიტში ძირითადი და მეორადი სიგნალების ინტენსივობის ექსპერიმენტული დამოკიდებულება (I_1^s , I_2^s) რადიოსიხშირული იმპულსის ხანგრძლივობაზე.



ნახ. 15. $LiFe$ -ში ძირითადი და მეორადი სიგნალების ინტენსივობის ექსპერიმენტული დამოკიდებულება (I_1^S , I_2^S) რადიოსიხშირული იმპულსის ხანგრძლიობაზე.

ხოლო ნახ. 16 -ზე ლითიუმის ფერიტში შესაბამისი დამოკიდებულება ორიმპულსიანი ექოსათვის, როგორც ძირითად ისე მეორადი სიგნალებისათვის, რადიოსიხშირულ ამგზნებ იმპულსებს შორის დაშორების მიხედვით τ_{12} .



ნახ. 16. $LiFe$ -ში ორიმპულსიანი ექოსათვის ძირითადი და მეორადი სიგნალების ინტენსივობის ექსპერიმენტული დამოკიდებულება (I_2 , I_1) რადიოსიხშირული იმპულსის ხანგრძლიობაზე.

როგორც ცნობილია დამახინჯების მექანიზმის ეფექტურობის შემთხვევაში ოიე და ეიე სიგნალების ცვლილება შესაბამისობაშია მათი აგზნების პირობების ცვლილებასთან [27] და ამ შემთხვევაში ადგილი აქვს ოიე (T_2) და ერთიმპულსიანი ექოს (sT_2) სიგნალების განივი რელაქსაციის დროებს შორის შემდეგ თანაფარდობებს :

$${}^sT_2 = (0,5 - 0,8) T_2$$

ლითიუმის ფერიტის შემთხვევაში რელაქსაციის დროებს შორის განსხვავება ერთი რიგით მეტია, მაგალითად $\chi_{\text{ფერ}} = 73,2$ მგჰც -ზე $T_2 = 1200$ მკწმ და ${}^sT_2 = 40$ მკწმ.

საყურადღებოა, რომ $Li-Fe$ -ში ერთიმპულსიანი ექოს რს პაკეტების განმეორების სიხშირეზე დამოკიდებულების სურათი მკვეთრად განსხვავდება იგივე ნიმუშის ორიმპულსიანი ექოს ქცევისაგან. მაშინ როცა, კობალტის შემთხვევაში

ერთ და ორ იმპულსიანი ექოს განმეორების სიხშირეზე დამოკიდებულები ავლენენ ერთნაირ ხასიათს. ეს ფაქტი მიუთითებს Li-Fe-ში ერთი იმპულსიანი ექოს სხვა ნიმუშებისაგან განსხვავებულ ფორმირების მექანიზმზე.

ამ მოსაზრების დამადასტურებელი საინტერესო ექსპერიმენტული შედეგები იქნა მიღებული სპინური სისტემის მრავალჯერადი აგზნებისას. ეს ე.წ. მრავალჯერადი ექო სიგნალები ფორმირდება, მაშინ, როცა სპინ სისტემაზე მოდებულია სხვადასხვა ხანგრძლივობისა და ორი არატოლი რადიოსიხშირული (რს) იმპულსი და სრულდება $\tau_1^{-1}, \tau_2^{-1} \ll \Delta\omega_{1/2}$ პირობა. სადაც τ_1 და τ_2 რს იმპულსების ხანგრძლივობებია, ხოლო $\Delta\omega_{1/2}$ ბმრ ხაზის ნახევარსიგანე. მაგნიტურ მასალებში ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის (ბმრ) სპექტრისა და გაძლიერების ფაქტორის დიდი არაერთგვაროვნობის გამო, ბირთვული სპინური ექო წარმოადგენს რამოდენიმე კომპონენტის ერთობლიობას. მაგნიტიკებში მრავალჯერად ექოთა სტრუქტურის არსებობა ჩვეულებრივად ეფუძნება ერთი იმპულსიანი ექოს ფორმირების მექანიზმს. რეზონანსული რს იმპულსთა პაკეტების პერიოდული ზემოქმედების შემთხვევაში, როცა ამგზნებ იმპულსთა პაკეტების გამეორების სიხშირე ისეთია, რომ სპინ-სისტემა ვერ ასწრებს წონასწორულ მდგომარეობაში მოსვლას (T_1 და T_2 რელაქსაციების დროში) ყოველ მომდევნო თანმიმდევრობიდან ე.წ. მრავალი იმპულსიანი მექანიზმით ფორმირდება მრავალჯერადი ექო სიგნალები.

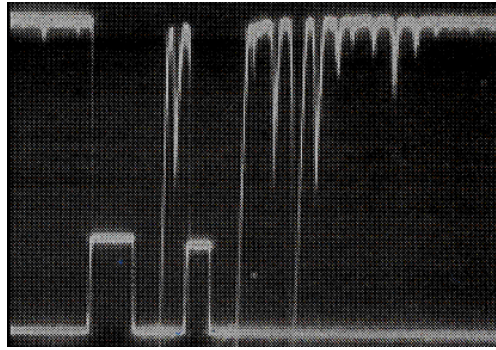
ამ მოსაზრების ექსპერიმენტული დასაბუთებისათვის ჩვენს მიერ გამოკვლეული იყო მრავალჯერადი ექოების სტრუქტურა ლითიუმის ფერიტში ^{57}Fe -ბირთვებზე და სუფთა კობალტში ^{59}Co -ბირთვებზე.

გამოკვლეული იქნა ორი უფრო ინტენსიური და ძლიერად გამოკვეთილი სტრუქტურული კომპონენტი. არსებული ექსპერიმენტული მონაცემებიდან ყველაზე დიდი ინტერესი აქვს იმ მონაცემებს, რომლებიც დაკავშირებულია სამი კომპონენტის რელაქსაციების სინქარის ფარდობებთან: 1) ძირითადი კომპონენტის რელაქსაციის სინქარესთან, 2) (T_2) სპინ-სპინურ რელაქსაციებთან და 3) (T_1) სპინ-მესერულ რელაქსაციებთან, შესაბამისად. ძირითადი კომპონენტის რელაქსაციის დრო ორი რიგით მოკლეა T_2 -ზე, ხოლო მეორე ძირითადი კომპონენტის დრო კი ტოლია T_2 -ს.

მრავალჯერადი ექო სიგნალების ფორმის რიცხვითი გამოთვლებიდან ცნობილია, რომ ორდონიან სპინ სისტემაში ისინი წარმოიქმნებიან არაერთგვაროვნად გაგანიერებული ბმრ ხაზების ორი არატოლი ხანგრძლივობის მქონე სწორკუთხა რეზონანსული იმპულსებით აგზნების შემთხვევაში. აქ დამატებითი ჯერადი სიგნალების წარმოქმნა დაკავშირებულია არარეზონანსული სპინების ჯგუფის ფოკუსირებით, დროის იმ მომენტისათვის, რომელიც დამოკიდებულია იმპულსთა ხანგრძლივობაზე და ეს კომპონენტები წარმოადგენენ ექო სიგნალებს იმ სპინებისაგან, რომლებსაც გააჩნიათ დიდი აშლილობა $|\Delta\omega| \gg \gamma H_1 \cdot \Delta\eta_{1/2}$, სადაც $\Delta\omega = \omega - \omega_n$ არის აშლა; ω - რს იმპულსის სიხშირე; γ - ბირთვის გირომაგნიტური ფარდობა; $\Delta\eta_{1/2}$ - გაძლიერების კოეფიციენტის განაწილების ნახევარსიგანე.

არსებობს გარკვეული ანალოგი ეიე-სა და მრავალჯერად ექოებს შორის. აქედან გამომდინარე საჭიროა განიმარტოს ეიე-ს ფორმირების მექანიზმის რეალიზაციის პირობები, რომლის დროსაც ფორმირდება სხვადასხვა ტიპის გამოძახილები.

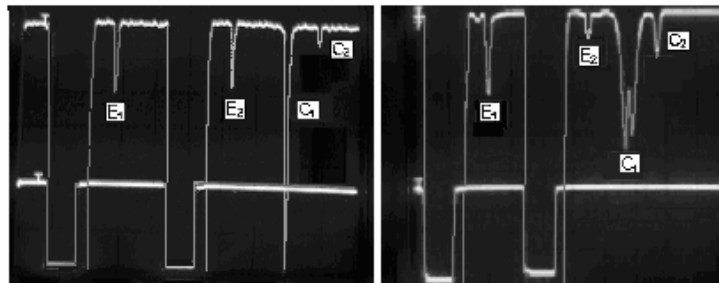
ნახ. 17-ზე მოყვანილია LiFe ნიმუშში მიღებული მრავალჯერადი აგზნების ექოების ოსცილოგრამა.



ნახ. 17. LiFe -ში ორი არატოლი და ფართო რს იმპულსების ზემოქმედებით მიღებული მრავალჯერადი ექო გამოძახილების სიგნალები

როგორც ვხედავთ მათ გააჩნიათ საკმარისად რთული სტრუქტურა და ხასიათებიან სტრუქტურული კომპონენტების არარეგულარული განაწილებით. მაგნეტიკებში მრავალჯერადი ექოთა სტრუქტურის არსებობა ჩვეულებრივად ეფუძნება არარეზონანსული რს იმპულსის ფრონტების დამახინჯებისა და მრავალი იმპულსიანი მექანიზმის მოდელს. ფრონტების დამახინჯების მოდელით შესაძლებელია განისაზღვროს ცალკეული ექოს მაქსიმუმების წარმოქმნის დროის მომენტები, თუმცა ამ მოდელის ფარგლებში მრავალჯერადი ექო სიგნალების ინტენსიობებისა და ფორმის მკაცრი გამოთვლა არ ხერხდებოდა, გამონაკლისს წარმოადგენდა ერთი იმპულსიანი ექოს სიგნალების წარმოქმნის უმარტივესი შემთხვევები.

ლითიუმ ფერიტზე არატოლი ხანგრძლიობის ორი განიერი რეზონანსული რს იმპულსების ზემოქმედებით მიღებული ექო გამოძახილების სახე ნაჩვენებია ნახ. 18-ზე. E_1 არის ერთი იმპულსიანი და E_2 - ორი იმპულსიანი სტიმულირებული ექოს სიგნალები.



ა

ბ

ნახ. 18. LiFe -ში (ა) და Co -ში (ბ) ორი არატოლი, ფართო რეზონანსული იმპულსების ზემოქმედებით მიღებული მრავალჯერადი ექო გამოძახილების სიგნალები.

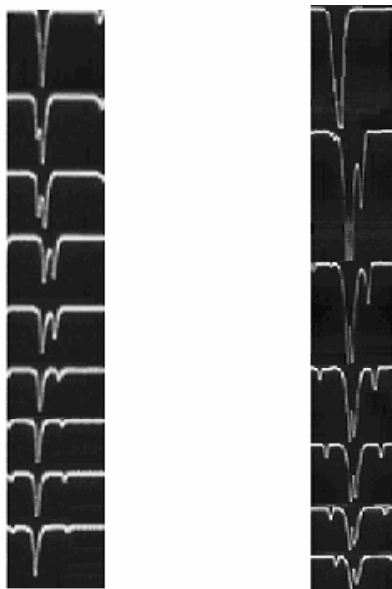
ა) $f_{\text{ამრ}}=71$ მგჰც; $t_1 = t_2 = 8$ მკწმ; $t_{12}=22$ მკწმ.

ბ) $f_{\text{ამრ}}=217$ მგჰც; $t_1 = t_2 = 10$ მკწმ; $t_{12}=16$ მკწმ.

როგორც LiFe-ში ისე Co-ში ბმრ სპექტრი ხასიათდება ფართო რეზონანსული ხაზებით და ამიტომ C_1 და C_2 კომპონენტების სტრუქტურა უფრო გამოკვეთილია, ვიდრე სხვა ნიმუშებში.

[46] შრომაში გამოკვლეულია FeV ნიმუშში მრავალჯერადი ექო სიგნალების რელაქსაციის სიჩქარეები. რომლებსაც შემდეგი მნიშვნელობები გააჩნიათ: C_2 კომპონენტის რელაქსაციის სიჩქარისათვის მიიღეს 1 მკწმ^{-1} , სპინ-სპინური რელაქსაციის სიჩქარისათვის $1/T_2=10^{-2} \text{ მკწმ}^{-1}$ და სპინ-მესერული რელაქსაციის სიჩქარეებისათვის $1/T_1=10^{-3} \text{ მკწმ}^{-1}$. ამრიგად C_2 კომპონენტის ეფექტური რელაქსაციის დრო თითქმის ორი რიგით მოკლე იყო T_2 -ზე, ხოლო C_1 -ის რელაქსაციის დრო კი დაახლოებით T_2 -ის ტოლი აღმოჩნდა. ამ ეფექტის ბუნება დღემდე აუხსნელი რჩებოდა.

ექოს სიგნალის სტრუქტურის ევოლუცია, კერძოდ, ორი უფრო ძლიერი ინტენსიობის მქონე კომპონენტებისათვის (C_1 და C_2) LiFe-ში და Co-ში, ორი ტოლი რადიოსიხშირული იმპულსების ხანგრძლიობაზე დამოკიდებულობის მიხედვით, როცა $\tau_1=\tau_2=\tau$ და $t_p=\text{Constant}$ ნაჩვენებია ნახ. 19-ზე. სადაც τ_1 და τ_2 პირველი და მეორე რს იმპულსების ხანგრძლივობებია, ხოლო t_p – პირველი იმპულსის ბოლო ფრონტსა და მეორე იმპულსის საწყის ფრონტს შორის დროითი დაშორება.



a)

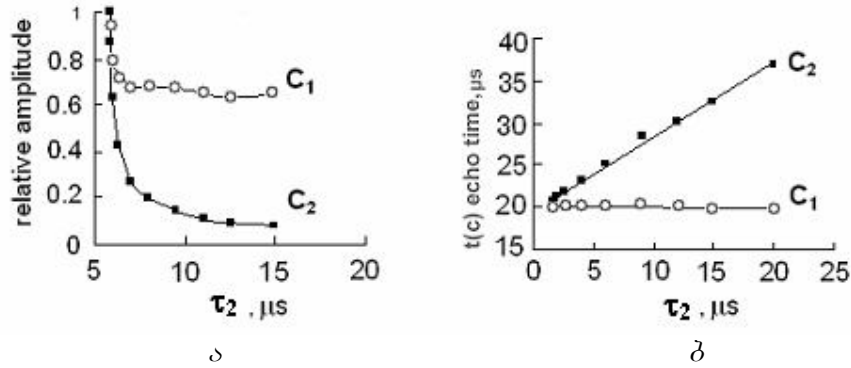
b)

ნახ. 19. რადიოსიხშირული იმპულსის სიგანის დამოკიდებულობის მიხედვით მრავალჯერადი ექო გამოძახილების სახე

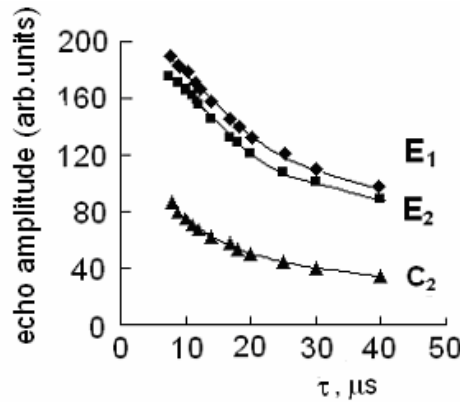
a) LiFe, $F_{\text{გამრ}}=71 \text{ მგპც}$, $\tau_1=\tau_2 = (1; 1,8; 2,2; 3; 4; 6; 7; 10; 14) \text{ მკწმ}$, $t_p=15 \text{ მკწმ}$

ბ) Co; $F_{\text{გამრ}}=217 \text{ მგპც}$, $\tau_1=\tau_2 = (3; 8; 9; 10; 12; 14; 16) \text{ მკწმ}$, $t_p=22 \text{ მკწმ}$

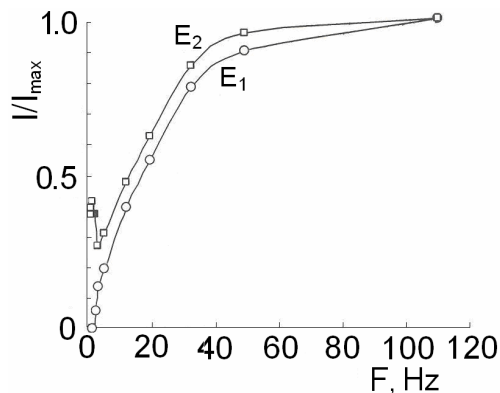
E_1 და E_2 სიგნალების წარმოქმნის დროები ცნობილია და დაახლოებით ტოლია რს იმპულსის τ ხანგრძლიობისა. ხოლო ექოს ფარდობითი მნიშვნელობის დამოკიდებულებას τ_2 ხანგრძლიობაზე წარმოვადგენთ მხოლოდ E_1 , E_2 და C_1 , C_2 კომპონენტებისათვის, ნახ. 20, 21 და 22.



ნახ. 20. $F_{\text{გამ}}=71$ მგჰც, $\tau_1=1.3$ მკწმ, $t_p=20$ მკწმ ა) LiFe- ში ექოს ფარდობითი ამპლიტუდის დამოკიდებულება იმპულსის ხანგრძლიობაზე ; ბ) LiFe-ში სიგნალის დროითი წარმოქმნის დამოკიდებულება რს იმპულსის დროით ხანგრძლიობაზე



ნახ. 21. LiFe-ში ექოს ფარდობითი ამპლიტუდის დამოკიდებულება რს იმპულსების ხანგრძლიობაზე ($F_{\text{გამ}}=71$ მგჰც, $\tau_1=\tau_2=\tau$, $t_p=15$ მკწმ)



ნახ. 22. Li- ე-ში ერთიმპულსიანი ექო (E_1)და ორიიმპულსიანი სტიმულირებული ექო (E_2) სიგნალების დამოკიდებულება რს პაკეტების განმეორების (F) სიხშირეზე.

E_1 - $F_{\text{გამ}}=71$ მგჰც, $t_p=8.5$ მკწმ;

E_2 - $F_{\text{გამ}}=71$ მგჰც, $t_1=13$ მკწმ, $t_2=1.2$ მკწმ, $t_{12}=60$ მკწმ

E_1 - ერთიმუღსიანი ექოს ქცევის ხასიათის მსგავსებამ E_2 -სტიმულირებულ ექო სიგნალის ქცევასთან და ასევე, E_1 , E_2 და C_2 სიჩქარეების ვარდნის შედარებამ უჩვენა აღნიშნული კომპონენტების რელაქსაციის სიჩქარეების სიახლოვე. თუმცა ეიე რელაქსაციის დრო ლითიუმის ფერიტში ორი რიგით მოკლეა, ვიდრე ორიმუღსიანი ექოს სპინ-სპინური T_2 -რელაქსაცია. ეს კი მიანიშნებს E_1 და C_2 ექო სიგნალების სტიმულირებული ექოს ფორმირების მექანიზმზე. ვინაიდან E_2 არის ორიმუღსიანი სტიმულირებული ექოს სიგნალი.

ერთიმუღსიანი ექოს განივი რელაქსაციის დროის შესაძლო დამოკლება, ორიმუღსიანი ექოს სპინ-სპინური რელაქსაციასთან შედარებით დაკავშირებული უნდა იყოს სპინების პრეცესიის დაკარგული კოჰერენტულობის სრულ აღდგენის შეუძლებლობაზე რს იმპულსების დამთავრების შემდეგ, რამდენადაც ეიე არარეზონანსულ ფორმირების მექანიზმში ადგილი აქვს ფაზური გაშლისა და შეკრების (ფაზირების) პირობების განსხვავებულობას.

ამრიგად მიღებული შედეგების საფუძველზე, იმ შემთხვევაში როდესაც გვაქვს ორი ერთნაირი ხანგრძლიობის რს იმპულსი და რს იმპულსების დაუმახინჯებელი ფორონტები LiFe-ში C_2 კომპონენტი ფორმირდება სტიმულირებულ მექანიზმით.

თავი IV დაბალსიხშირული მაგნიტური ველის ზემოქმედება ბირთვულ სპინურ ექოზე

4.1 მეთოდის აღწერა

მრავალდომენიან ფერომაგნეტიკებში ბმრ სიგნალების ბუნებაზე წარმოდგენა საკმარისად რთულ ამოცანას წარმოადგენს. თუ რომელიმე მაგნეტიკის ბმრ სპექტრზე ერთი ტიპის პოზიციისა და ზენაზი ველის ანიზოტროპულობის გამო დაიმზირება ორი პიკი. ეს პიკები განპირობებულია იმ ბირთვებით, რომლებიც მოთავსებული არიან დომენური კედლების ცენტრში ან მის საზღვრებში. მაგრამ ისეთი ნივთიერებების შემთხვევაში, რომლებიც შეიცავენ ორ ან მეტ არაეკვივალენტურ პოზიციებს, ასეთი იდენტიპიკაცია პრობლემური ხდება. როდესაც ზენაზი ველის ანიზოტროპული წვლილი მცირეა, მაშინ სპინ-ექოს სიგნალების იდენტიპიკაცია იმ ბირთვებისაგან, რომლებიც მოთავსებული არიან დომენური კედლების ცენტრში შეესაბამება დამატებითი მაქსიმუმები სპინური ექოს ინტენსივობის რადიოსიხშირული იმპულსების სიმძლავრეზე დამოკიდებულების მრუდზე. ასეთი გამოყოფა შესაძლებელია დომენური კედლების ცენტრში დიდი η გაძლიერების კოეფიციენტის გამო.

რიგ შემთხვევებში ბმრ სიგნალების იდენტიფიკაციისათვის წარმატებით გამოიყენება გარეშე მუდმივი მაგნიტური ველის შემთხვევაში, რაც იმაში გამოიხატება, რომ როდესაც ეს ველი გადააჭარბებს ნიმუშის განმამაგნიტებელ ველს, მაშინ დომენური სტრუქტურა ისპობა და სისტემა ერთდომენიანი ხდება. გარდა ამისა η გაძლიერების ფაქტორის განაწილებაზე და მასთან ბმრ სიგნალის ბუნებაზე სასარგებლო ინფორმაციას იძლევა ექო სიგნალის ინტენსივობის რადიოსიხშირული იმპულსის ველის დაძაბულობაზე დამოკიდებულობის ცოდნა. მაგრამ ამ შემთხვევაში საჭიროა მხედველობაში იქნას მიღებული ის გარემოება, რომ ამ დამოკიდებულების ხასიათი ზოგად შემთხვევაში განისაზღვრება არა მარტო დომენურ კედლებში მოთავსებული ბირტვების განაწილების თავისებურებებით, არამედ რეზონანსული სიგნალების ფორმითაც, რომლებიც თავის მხრივ დამოკიდებულია ბმრ ხაზის სიგანეზე და ამგზნები იმპულსების ხანგრძლივობაზე.

საკმარისად საინტერესო შდედეგები იქნა მიღებული კეინარისა და კემპბელის მიერ 1980 წელს დამატებითი დაბალსიხშირული ველის მეთოდის გამოყენებით, რომლის საშუალებითაც მანგანუმის ფერიტში ^{55}Mn -ის ბირთვებზე ბმრ სპექტრის ბუნების შესწავლის მიზნით გამოკვლეული იყო ბირთვული სპინური ექოს სიგნალის ამპლიტუდის მოდულაციის ეფექტი, სუსტი დაბალსიხშირული მაგნიტური ველების (ნიმუშის განმამაგნიტებელ ველთან შედარებით) მოქმედების შედეგად, რომელიც გამოწვეულია ნიმუშის გადამაგნიტების გამო დომენური კედლების წანაცვლებით [24].

ამ თვალსაზრისით საინტერესო ნიმუშს წარმოადგენს ფერომაგნიტური დიელექტრიკი ლითიუმის ფერიტი Li-Fe. ამ ნივთიერების ბმრ კვლევებზე დიდი ინტერესი განპირობებულია მისი კრისტალოგრაფიული და მაგნიტური სტრუქტურის თავისებურებებით და ამასთან ერთად, ოქტაედრულ კვანძებში იონების მოწესრიგებული განლაგების ხასიათით. გარდა ამისა Li-Fe მეტად პერსპექტიული მუშა ნივთიერებაა რადიოიმპულსური სიგნალების დამუშავებისათვის ისეთ დანადგარებში, რომლებიც შექმნილია სპინური ექოს მოვლენებზე. მასზე ინტერესი განპირობებულია იმითაც, რომ ცნობილ პოლიკრისტალურ ნივთიერებებთან შედარებით მას გააჩნია განივი რელაქსაციის

დროის T_2 -ის უდიდესი მნიშვნელობა, როგორც დაბალ, ისე ოთახის ტემპერატურებზე და ხასიათდება დომენური კედლების დიდი ძვრადობით.

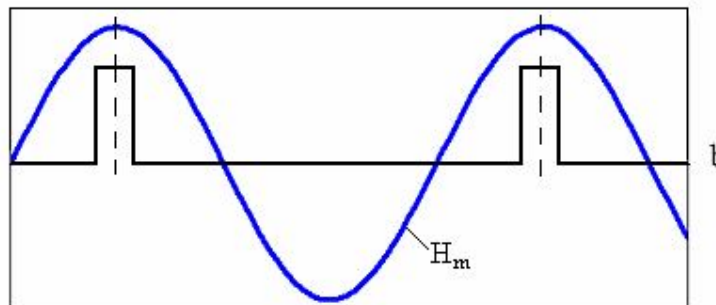
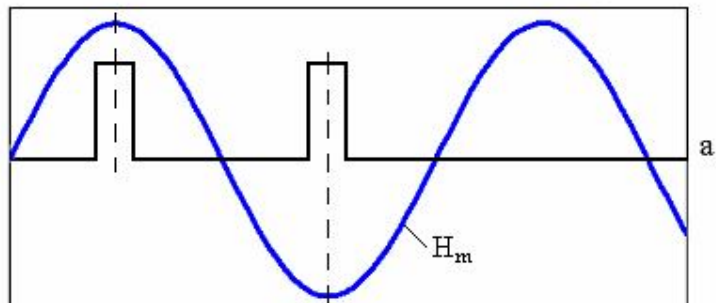
უნდა აღინიშნოს, რომ დიდი ძვრადობის მქონე დომენური კედლების მაგნიტურ კრისტალებში ცვლადი მაგნიტური ველი დომენის შიგნით პრაქტიკულად ვერ აღწევს (ანალოგიურად სკინ-ეფექტის მოვლენისა მეტალებში). ამიტომ ბმრ სიგნალის ფორმირება ხდება არა დომენში არსებული ბირთვებიდან, არამედ დომენურ კედლებთან შესებაში მყოფი დომენის ზედაპირული ფენის ბირთვებიდან.

როგორც ცნობილია სპინ სისტემაზე ერთიმპულსიანი რადიოსიხშირული ველით ზემოქმედებისას იმპულსის დამთავრების შემდეგ ფორმირდება თავისუფალი პრეცესიის მიღევის სიგნალი. გარდა ამისა რადიოსიხშირული ველის დამთავრების შემდეგ იმპულსის უკანა ფრონტიდან ამ იმპულსის τ დროითი ხანგრძლივობის დაშორებით წარმოიქმნება ექო სიგნალი. როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების ერთ-ერთი მოსაზრება მდგომარეობს იმაში, რომ მისი ფორმირება დაკავშირებულია ამგზნები იმპულსის საკმარისად დახრილ ფრონტებთან და მათ გააჩნიათ იმპულსის შემავსებელი რხევებიდან საკმარისად განსხვავებული მაღალი სპექტრალური სიმკვრივის რხევები. ამიტომ ეს რხევები შეიძლება განიხილებოდეს როგორც ორი რადიოსიხშირული იმპულსი.

აღნიშნული ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების მექანიზმის კვლევის საინტერესო ექსპერიმენტული შემოწმების შესაძლებლობას წარმოადგენს ერთიმპულსიანი ექოს ვარდნის მომენტებზე დაბალსიხშირული მაგნიტური ველების

ზემოქმედება $\nu_m = \frac{n}{\tau}$ სიხშირის რიგით, სადაც n მთელი რიცხვია, ν_m

დაბალსიხშირული მაგნიტური ველის სიხშირე, ხოლო τ იმპულსის პერიოდი (ხანგრძლივობა). რომლის H_m ველის ამპლიტუდა რამოდენიმე ერსტედის რიგისაა.



ნახ. 23. დამატებითი დაბალსიხშირული მაგნიტური ველის ზემოქმედება. a-საწინააღმდეგო და b-სინფაზურ ფაზებში

ორიმიპულსიანი ექოს შემთხვევაში, როდესაც დაბალსიხშირული სინუსოიდალური მაგნიტური ველის მაქსიმუმები ემთხვევიან რადიოსიხშირულ იმიპულსებს, ზემოქმედებას სინფაზური ეწოდება; ხოლო როცა ერთი იმიპულსი ერთ მაქსიმუმს ემთხვევა, მეორე კი უახლოეს მინიმუმს – საწინააღმდეგო ფაზით ზემოქმედება. ნახ. 23.

ერთიმიპულსიანი ექოს შემთხვევაში სურათი ანალოგიურია, მხოლოდ დაბალსიხშირული მაგნიტური ველის მაქსიმუმები ან მინიმუმები უნდა ემთხვეოდნენ რადიოსიხშირული იმიპულსის წინა და უკანა ფრონტს.

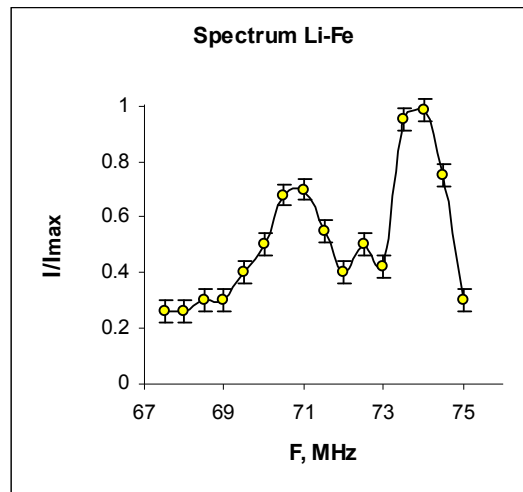
როგორც ცნობილია ორიმიპულსიანი ექოს დამზერის დროს, ნიმუშზე სუსტი დაბალსიხშირული მაგნიტური ველის სიხშირეზე ამ ველის ზემოქმედება იწვევს სპინური ექოს სიგნალის მიღების მომენტების მოდულაციურ ეფექტს [32]. ფერომაგნეტიკებში ორიმიპულსიანი ექოზე დამატებითი დაბალსიხშირული მაგნიტური ველის ზემოქმედება პირველად გამოკვლეულ იქნა [33] შრომაში, სადაც აღნიშნულია მოდულირებული სპინ-ექოს მიღების მომენტების გაძლიერების ეფექტი. დაბალსიხშირული მამოდულირებელი ველის გაძლიერება დაკავშირებულია ზენაზი ველის ანიზოტროპიულ კომპონენტთან, რომლის დროსაც დაბალსიხშირული ველის ზემოქმედებისას ხდება დომენური კედლების წანაცვლება, რასაც თან სდევს დომენურ კედლებში ბირთვების ეფექტური მდებარეობის ცვლილება. [33]. აღმოჩნდა, რომ პირველ მიახლოებაში დაბალსიხშირული დამატებითი მაგნიტური ველის H_m ამპლიტუდა ექოს ფორმირების პროცესში საჭიროა დროის მხოლოდ იმ მომენტში, როდესაც ნიმუშზე რადიოსიხშირული იმიპულსები მოქმედებენ. ამიტომ სინუსოიდალური ველი ისეა აპროქსიმირებული თითქოს არსებობდეს ორი დამატებითი იმიპულსური მაგნიტური ველი, რომლებიც მოქმედებენ სინქრონულად რადიოსიხშირულ I და II იმიპულსებთან ერთად. გარდა ამისა, თუ დამატებითი დაბალსიხშირული ველი დროის მომენტებში რადიოსიხშირული იმიპულსების თანმიმდევრობას არ ემთხვევა, მაშინ ეს არის მეორე რიგის ეფექტები, რომლების განისაზღვრებიან ნიმუშის ფარგლებში H_m ველის არაერთგვაროვნებით. ამრიგად, როცა $\tau_{12} = nT$ (სადაც τ_{12} არის ორ რადიოსიხშირულ იმიპულსს შორის დროითი დაყოვნება, T – დაბალსიხშირული ველის პერიოდი, ხოლო n – მთელი რიცხვი) დამატებითი დაბალსიხშირული იმიპულსები სინფაზურია, ხოლო როცა $\tau_{12} = (n + \frac{1}{2})T$ მაშინ დამატებითი იმიპულსები ფაზით საწინააღმდეგონი არიან. ასეთი განხილვის საფუძველზე შეიძლება დაისვას საკითხი, რომ თუ რადიოსიხშირული იმიპულსის პრონტები ერთიმიპულსიანი ექოს ფორმირებაში ორი რადიოსიხშირული იმიპულსის როლს თამაშობენ, მაშინ ანალოგიურად ორიმიპულსიანი ექოსთვისაც დამზერილი უნდა იქნას ერთიმიპულსიანი ექოს ამპლიტუდის ვარდნის მომენტების მოდულაციის ეფექტი, თანაც მოდულაციის მაქსიმუმები უნდა დაიმიზირებოდეს $\tau = nT$, ხოლო მინიმუმები $\tau = (n + \frac{1}{2})T$ დროით ინტერვალში.

თუ ერთიმიპულსიანი ექოს ფორმირება განხორციელებულია არაკიდურა მექანიზმით, მაშინ უკვე მნიშვნელოვანია რადიოსიხშირული იმიპულსის მთელი სიგრძე და მოსალოდნელია, რომ ერთიმიპულსიანი ექოს ვარდნის მომენტების მოდულაცია ნაკლებ ეფექტური უნდა იყოს რადიოსიხშირული იმიპულსის ფარგლებში დაბალსიხშირული ველის მოქმედების კომპენსაციის გამო.

4.2 ექსპერიმენტული მონაცემები

[23] შრომაში Li-Fe-ის ბმრ სიგნალის ბუნების გამოსარკვევად იზომებოდა რადიოსიხშირული ველის მაქსიმალური გაძლიერების კოეფიციენტის სიდიდე η_0 [23] [35] შრომებში აღწერილი მეთოდებით და გაკეთებულ იქნა დასკვნა, რომ Li-Fe-ში ბმრ სიგნალი განპირობებულია დომენური კედლების ბირთვებით.

აღსანიშნავია, რომ ბმრ სპექტრის ანალოგიური ინტერპრეტაცია აღინიშნებოდა აგრეთვე მანგანუმის ფერიტში – $MnFe_2O_4$. ცნობილია, რომ მანგანუმის ფერიტში ჰანის ექოს სპექტრს გააჩნია, Li-Fe-ის მსგავსად (ნახ. 24), ორი მკვეთრად გამოხატული მაქსიმუმი [36], [37].



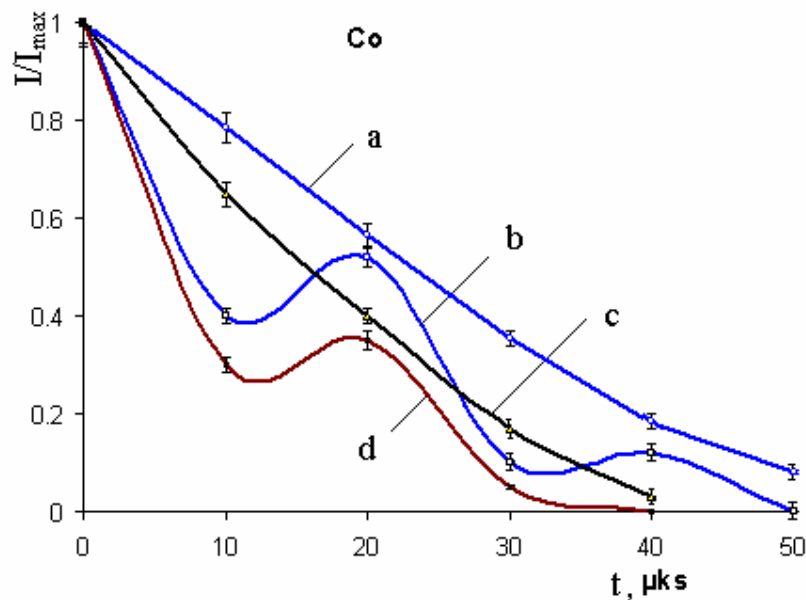
ნახ. 24. Li-Fe-ის სპექტრი

[36]-ში მიჩნეულია, რომ ბმრ სპექტრის დაბალსიხშირული მაქსიმუმი წარმოიქმნება დომენურ კედლებში განლაგებული ბირთვებით, მაღალსიხშირული კი – დომენის ბირთვებით. მეორე მხრივ, [37]-ში ნაჩვენებია, რომ ამგზნების იმპულსების ოპტიმალური სიმძლავრეების პირობებში ბმრ სპექტრის ორივე კომპონენტი განპირობებულია დომენის ბირთვებით, მაგრამ დიდი გაცვლითი ენერჯისა და მცირე მაგნიტოკრიტალური ანიზოტროპიის მქონე ფერიტებში ექოს სიგნალები იმ ბირთვებისაგან, რომლებიც განლაგებული არიან დომენებში და დომენურ კედლებში სიხშირის მიხედვით უმნიშვნელოდ განსხვავდებიან. ამ შემთხვევაში მცირე სიმძლავრის ამგზნების იმპულსების დროს ექოს სპექტრი ძირითადად განპირობებულია დომენური კედლის ბირთვებით. $MnFe_2O_4$ ფერიტში Mn-ის ბირთვების ჰანის ექოს სპექტრის ბუნების კვლევისათვის [38] შრომაში გამოყენებული იყო სპინური ექოს მიღების მომენტების მოდულაციის ეფექტი მცირე სიმძლავრის დაბალსიხშირული მაგნიტური ველის ზემოქმედებით. ამ შემთხვევაში მოდულაციის ეფექტის სიდიდე შეიძლება ყოფილიყო დომენურ კედლებში განლაგებული ბირთვების წვლილის კრიტერიუმი ექოს სიგნალის სიდიდეში, რამდენადაც მცირე სიმძლავრის დაბალსიხშირული ველის ზემოქმედებით დომენში განლაგებულ ბირთვებზე ამ ეფექტის სიდიდე გაცილებით მცირეა. ამ მეთოდის უპირატესობა გამოიხატება ამგზნების იმპულსების ნებისმიერ სიმძლავრეზე მის ეფექტიანობაში. ჩატარებულმა კვლევებმა უჩვენეს, რომ მანგანუმის ფერიტში რადიოსიხშირული იმპულსების მცირე სიმძლავრეებისას

ჰანის ექოს ბმრ სპექტრის დაბალსიხშირული კომპონენტის არსებობაში ძირითადი წვლილი შეაქვთ დომენურ კედლებში განლაგებულ ბირთვებს.

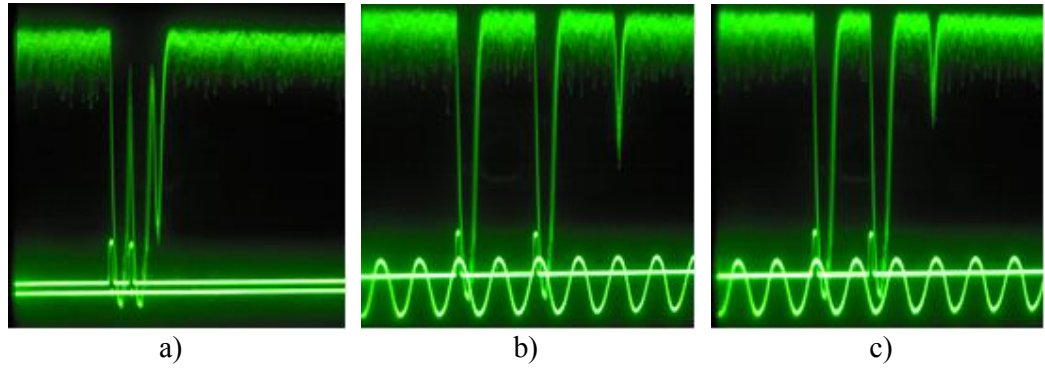
ზემოთ აღნიშნული წარმოდგენების შემოწმებისათვის ჩვენს მიერ ჩატარებული იქნა ექსპერიმენტები ჰექსაგონალურ შემკერივებულ ფაზაში მყოფი ^{59}Co -ის და მაგნიტური დიელექტრიკის Li-Fe-ის ბირთვების სპინური ექოს სიგნალებზე, თხევადი აზოტის ტემპერატურებზე ($T = 77\text{K}$). დაბალსიხშირული ველი იქმნებოდა რეზონანსში მოყვანილი დამატებითი კოჭას საშუალებით, რომელიც სინქრონიზებული იყო იმპულსების თანმიმდევრობასთან. იზომებოდა სპინური ექოს ამპლიტუდა რადიოსიხშირული ველის პარალელურად მოდებული დაბალსიხშირული ველის არსებობისას და მის გარეშე.

Li-Fe-ში ^{57}Fe ბირთვებზე ერთიმპულსიანი ექო სიგნალის ინტენსიობა გაცილებით სუსტია, ვიდრე ^{59}Co -ის ბირთვებზე, მაშინ როდესაც ამ ნივთიერებებში ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობები დაახლოებით ერთნაირია და მოსალოდნელია, რომ ამ ნივთიერებებში ექოს ფორმირება სხვადასხვა მექანიზმით იქონიან განპირობებული.



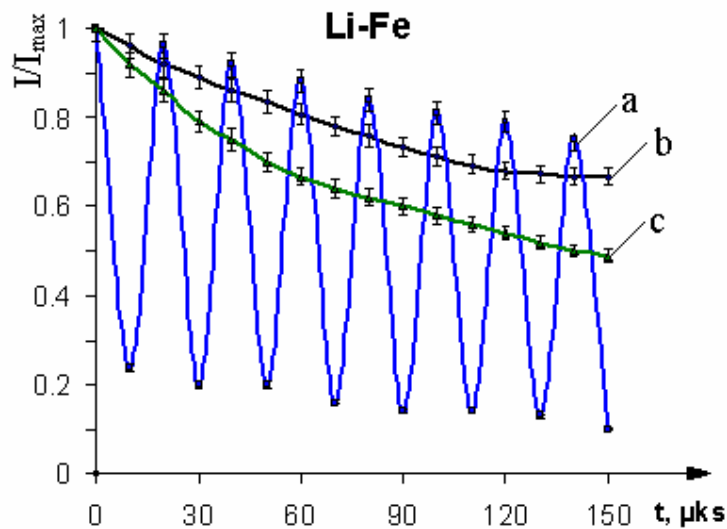
ნახ. 25. ჰექსაგონალური Co. $\nu_m = 120\text{კჰც}$; $f_{\text{გარე}} = 216\text{მგჰც}$; $\tau_1 = \tau_2 = 1\text{მკწმ}$; $\tau_{12} = 5\text{მკწმ}$; $H_m = 4\text{ერსტ}$. $T = 77\text{K}$

ნახ. 25 -ზე წარმოდგენილია ჰექსაგონალურ კობალტში ორიმპულსიანი ექოს მიღების მომენტები დაბალსიხშირული მაგნიტური ველის ზემოქმედებით I(b) და მის გარეშე I(a), ამგზნებ რადიოსიხშირულ იმპულსებს შორის τ_{12} დროით დაყოვნებაზე დამოკიდებულებით. აქვე მოცემულია ერთიმპულსიანი ექოს ანალოგიური დამოკიდებულება დაბალსიხშირული ველის არსებობისას I(d) და მის გარეშე I(c), როცა დაბალსიხშირული ველის სიხშირე $\nu_m = 70\text{კჰც}$ და მისი პერიოდი თანაზომადია ექოს იმპულსებს შორის დაშორების, ხოლო ამპლიტუდა $H_m = 4\text{ერსტ}$. როგორც ნახაზიდან ჩანს, ადგილი აქვს მოდულაციის ეფექტს ორიმპულსიანი ექოს მიღების მომენტებზე ანალოგიურად [33]-ისა და ასევე ერთიმპულსიანი ექოს შედარებით სუსტ მოდულაციის ეფექტს.



ნახ. 26. Li-Fe-ის ოსცილოგრამები. a – ველის გარეშე;
b – სინფაზური მოქმედებით; c – საწინააღმდეგო ფაზით; $T=77K$

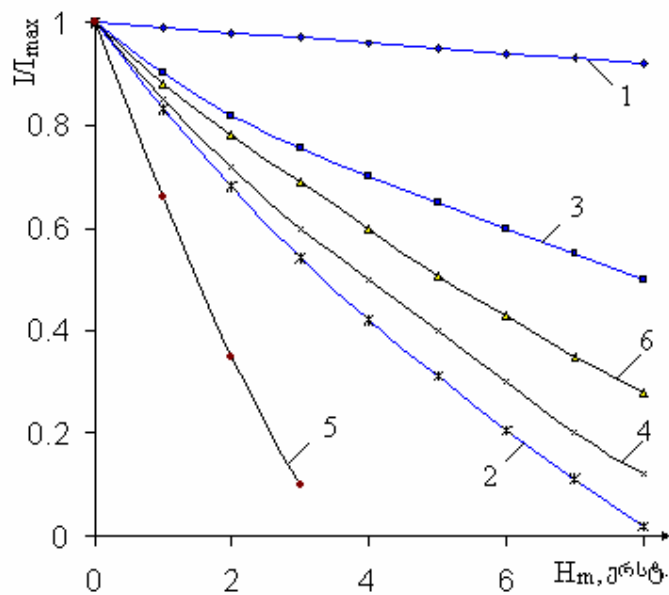
ქვედა სხივებზე მოცემულია ორი საკონტროლო იმპულსი და მასთან სინქრონიზებული დაბალსიხშირული ველი.



ნახ. 27. Li-Fe. $v_m = 50$ კჰც; $f=74$ მგჰც; $H_m = 2$ ერსტ. $T=77K$.

ნახ. 27 -ზე წარმოდგენილია ანალოგიური დამოკიდებულებები Li-Fe-ში. (a) – დაბალსიხშირული ველის ზეგავლენით ორიმპულსიანი ექოს მიღების მომენტების დამოკიდებულება, (c) – ერთიმპულსიანი ექოს მიღების მომენტები დაბალსიხშირული ველის დროს და (b) – მის გარეშე, როცა $v_m = 50$ კჰც და $H_m = 2$ ერსტ. როგორც ნახაზიდან ჩანს ერთიმპულსიან ექოზე მოდულაციის ეფექტი არ არსებობს. ამ რეზულტატების დასაბუთების მიზნით დაბალსიხშირული ველის ამპლიტუდის ყველა დიაპაზონისათვის [32] შრომაში გადაღებული იქნა ექოს სიგნალზე სინფაზური და საწინააღმდეგო ფაზასი ზემოქმედება, ე.ი. როდესაც რადიოსიხშირულ იმპულსებს შორის დროითი დაყოვნება ფიქსირებულია და

ტოლია შესაბამისად $\tau_{12} = nT$ და $\tau_{12} = (n + \frac{1}{2})T$. ექსპერიმენტული რეზულტატები წარმოდგენილია ნახ. 28-ზე, სადაც თითოეული მათგანი (1,2) და (1,3) წარმოადგენს კობალტში შესაბამისად ორიმპულსიანი და ერთიმპულსიანი ექოების ფარდობითი ინტენსივობის დამოკიდებულებას დაბალსიხშირული ველის ამპლიტუდაზე, მისი სინფაზური და საწინააღმდეგო ფაზაში ზემოქმედებისას. როგორც ნახაზიდან ჩანს სინფაზური ზემოქმედებისას როგორც ორიმპულსიანი ისე ერთიმპულსიანი ექოების ინტენსივობების ცვლილებები დევს ექსპერიმენტული ცდომილების ფარგლებში და ისინი ერთმანეთს ემთხვევიან (1). მაშინ, როდესაც დაბალსიხშირული ველის საწინააღმდეგო ფაზით ზემოქმედებისას ერთიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის ფარდობითი ცვლილება (3) დაახლოებით ორჯერ ნაკლებია ვიდრე ორიმპულსიანი ექოსი (2).



ნახ. 28. Li-Fe - $\nu_m = 50$ კჰც; $f = 74.2$ მჰკჰც; Co - $\nu_m = 70$ კჰც; $f = 218$ მჰკჰც;
 $T = 77$ K.

ნახ. 28-ზე წარმოდგენილია ასევე Li-Fe-სათვის ორიმპულსიანი ექოს ფარდობითი ინტენსივობის ცვლილების დამოკიდებულება სინფაზური (4) და საწინააღმდეგო ფაზით (5) ზემოქმედებისას. ხოლო (6) წარმოადგენს ერთიმპულსიანი ექოს ფარდობითი ინტენსივობის ცვლილებას დაბალსიხშირული ველის ამპლიტუდის, როგორც სინფაზური ისე საწინააღმდეგო ფაზით ზემოქმედებისას, რომლებიც ექსპერიმენტული ცდომილების ფარგლებში ერთმანეთს ემთხვევიან. თანხვედრა იმაზე მიუთითებს, რომ Li-Fe-ში ერთიმპულსიანი ექოზე მოდულაციის ეფექტი არ დაიმზირება.

ამრიგად ზემოთ მოყვანილი ექსპერიმენტული შედეგების საფუძველზე შეიძლება იმის დასაბუთება, რომ კობალტში ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირებაში ძირითადი წვლილი უნდა მიუძღოდეს რადიოსიხშირული იმპულსის კიდურა ფრონტებს, მაშინ როდესაც ლითიუმის ფერიტში ერთიმპულსიანი ექოს მოდულაციის ეფექტის არ არსებობა მიანიშნებს ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების არაკიდურა მექანიზმზე, ანალოგიურად იმისა, რაც დაიმზირებოდა

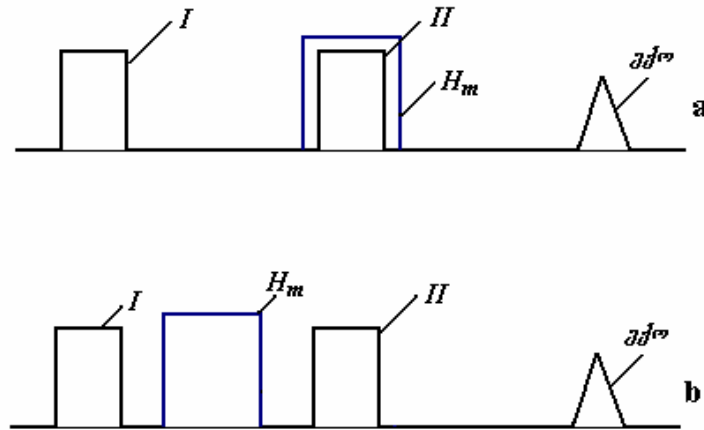
მანგანუმის ფერიტში [39] და როგორც განხილული გვაქვს ზემოთ, Li-Fe-სა და Co-სათვის. ერთიმუხსიან ექოს ფორმირებაზე დამატებითი სასარგებლო ინფორმაციის მიღება შეიძლება, თუ სპინსისტემაზე რადიოსიხშირული იმპულსური მოქმედების დროით არეში და მის გარეთ ვიმოქმედებთ დამატებით ძლიერი იმპულსური მაგნიტური ველით. ამ მიზნით ჩვენს მიერ გარკვეულად მოდიფიცირებული იქნა ბმრ სპექტრომეტრი, რამაც საშუალება მოგვცა განგვეხორციელებინა საინტერესო ექსპერიმენტები მაგნეტიკების მაგნიტური მდგომარეობისა და სტრუქტურის შესასწავლად. განვიხილოთ ამ ზემოქმედების ზოგიერთი ასპექტი მომდევნო თავში.

თავი V დამატებითი იმპულსური მაგნიტური ველის ზემოქმედება ბირთვულ სპინურ ექოზე

5.1 მეთოდის აღწერა

ბირთვული სპინური ექოს გამოკვლევა მაგნიტომოწესრიგებულ კრისტალებში შედარებით დაბალი ინტენსივობის დამატებითი იმპულსური მაგნიტური ველების მოდებით იძლევა ზენაზი ველის ანიზოტროპიასთან დაკავშირებული ეფექტების დამზერის და დომენური საზღვრების არაერთგვაროვნების და ძვრადობის რაოდენობრივი და ხარისხობრივი შეფასების საშუალებას. ეს კი დიდ ინტერესს იწვევს, როგორც სხვადასხვა ტიპის მაგნიტოელექტრონული მოწყობილობების მუშაობის ოპტიმიზაციის თვალსაზრისით, ისე მაგნეტიკებში ბმრ გარჩევისუნარიანობის გაზრდის მიზნით.

ორიმპულსიან მეთოდში გამოკვლეულ იქნა მეორე რადიოსიხშირული იმპულსის მიმართ დამატებითი მაგნიტური იმპულსის მოთავსების ორი შემთხვევა: სიმეტრიული და არასიმეტრიული. (იხ. ნახ. 29)



ნახ. 29. a-სიმეტრიული ზემოქმედება; b-არასიმეტრიული ზემოქმედება

ორივე შემთხვევაში ხდება ექო სიგნალის ინტენსივობის შემცირება. მაგრამ შემცირების ხასიათი სხვადასხვანაირია და განისაზღვრება ნივთიერების შიდა კრისტალოგრაფიული და მაგნიტური სტრუქტურით, რაც თავის მხრივ საინტერესოს ხდის ამ მეთოდს, მეცნიერული თვალსაზრისით. სიმეტრიული განლაგების შემთხვევაში დომენის კედლებიდან წარმოქმნილი ექო სიგნალის ინტენსივობის შემცირება აიხსნება ბირთვების მიმდევრობითი აგზნებით, რომლებიც საფეხურებრივად იცვლიან თავიანთ მდებარეობებს დომენურ საზღვრებში. არასიმეტრიული ზემოქმედების შემთხვევაში ადგილი აქვს ბმრ ლოკალური სიხშირეების არაერთგვაროვან წანაცვლებას, რომელიც გამოწვეულია ზენაზი ველების ანიზოტროპიით. ქვემოთ განვიხილავთ ექოს ინტენსივობის ექსპერიმენტალურ დამოკიდებულებებს მაგნიტური იმპულსის ამპლიტუდაზე და ხანგრძლივობაზე.

ექო სიგნალის ინტენსივობის დამოკიდებულებით მაგნიტური იმპულსის ამპლიტუდაზე $I(H_m)$ შესაძლებელია განისაზღვროს მაგნიტური ველის H_{m1} სიდიდე,

რომელიც იწვევს დომენური საზღვრების წანაცვლებას მისი სიგანის ტოლი მანძილით, ხოლო არასიმეტრიული აგზნების შემთხვევაში ექოს სიგნალის ინტენსიობის მაგნიტური იმპულსის ხანგრძლივობაზე დამოკიდებულებით შესაძლებელია გამოთვლილ იქნეს ბმრ სიხშირის არაერთგვაროვანი წანაცვლების განაწილების სიმკვრივეები, რომლებიც გამოწვეულია ზენაზი ველის ანიზოტროპიით.

მაგნიტურ ნივთიერებებში საინტერესო გამოყენება ჰპოვა დამატებითი იმპულსური მაგნიტური ველით ზემოქმედების მეთოდმა, ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების მექანიზმის კვლევისათვის [40]. საქმე იმაშია, რომ ერთიმპულსიანი ექო რიგ მაგნეტიკებში იქცევა ჩვეულებრივი ორ იმპულსიანი ექოს მსგავსად, მაშინ, როცა ზოგიერთ ნიმუშში არის განსხვავება ერთ და ორ იმპულსიან ექოების ქცევის ხასიათს შორის.

ამ მიზნისათვის შესწავლილ იქნა რადიოსიხშირული იმპულსების ფრონტების დამახინჯების როლი ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირებაში. რის შედეგადაც იმპულსის დამახინჯებული ფრონტები თამაშობენ რადიოსიხშირული იმპულსების როლს, ანალოგიურად ორიმპულსიანი ექოს ფორმირებისა.

ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირებაში რადიოსიხშირული იმპულსის ფრონტების როლის გამოსარკვევად გამოყენებულ იქნა დამატებითი მაგნიტური იმპულსი, τ_m ხანგრძლივობით და H_m ამპლიტუდით, რომლის დროითი მდებარეობა რადიოსიხშირული იმპულსის ფრონტების მიმართ შეიძლება ვცვალოთ. ეს მეთოდი გამოიყენება მაშინ, როცა საჭიროა დომენური საზღვრების წანაცვლება მათი სიგანის ტოლი მანძილით, ორიმპულსიანი ექოს ექსპერიმენტებში [41].

დამატებითი მაგნიტური იმპულსის მოქმედების მთავარი ეფექტი, მრავალდომენიან მაგნეტიკებში, მდგომარეობს დომენური საზღვრების წანაცვლებაში, რომელიც შექცევადია მაგნიტური იმპულსის მცირე ამპლიტუდების შემთხვევაში. ამიტომ მაგნიტური იმპულსის მოდება ერთ-ერთ რადიოსიხშირული იმპულსის არეში ცვლის ექო სიგნალის ფორმირებაში მონაწილე ბირთვების მდებარეობას დომენური საზღვრების შიგნით (y – მიმართულება), მის ცენტრთან მიმართებაში, რომელიც თავის მხრივ ამცირებს გაძლიერების ფაქტორს 180° -იანი

ბლოხის საზღვრებისათვის. ეს ცვლილება, როგორც ცნობილია $\eta = \eta_0 \operatorname{sech} \frac{y}{d}$, სადაც

η_0 გაძლიერების ფაქტორია დომენური საზღვრის ცენტრში, რომელიც თავის მხრივ მაქსიმალურია და კლებულობს კედლებთან მიახლოების მიხედვით. ამიტომ, თუ ორი რადიოსიხშირული იმპულსით დამაგნიტების ვექტორების მობრუნების კუთხეებია $\alpha_{1,2}$ და დამატებითი მაგნიტური იმპულსის გარეშე არიან $\alpha_{1,2} = \gamma H \tau_{1,2}$ და შერჩეულია ექსპერიმენტალურად ისე, რომ იძლევა ექო სიგნალის მაქსიმალურ ინტენსიობას, დამატებითი მაგნიტური იმპულსის მოდების შემდეგ ერთ-ერთ რადიოსიხშირულ იმპულსზე განაპირობებს მობრუნების კუთხის მნიშვნელოვან ცვლილებას, η -ს ცვლილების გამო, რაც თავის მხრივ აისახება ექო სიგნალის ინტენსიობის შემცირებაზე.

გარდა ამისა, დამატებითი იმპულსური მაგნიტური ველის მოდება რადიოსიხშირულ იმპულსებს შორის ან მეორე იმპულსსა და ექოს შორის იწვევს ასევე ექო სიგნალის შემცირებას. რაც განპირობებულია ანიზოტროპული ზენაზი ველის მქონე სისტემებში ბირთვების ბმრ სიხშირეების დომენურ საზღვრებში მდებარეობის მიმართ დამოკიდებულების გამო. ეს ეფექტი, რომელიც დეფაზირების სახელითაა ცნობილი, აიხსნება ლოკალური ბმრ სიხშირეების წანაცვლებით, რაც არღვევს ფაზურ კოჰერენტულობას პრეცესირებად ბირთვულ სპინებს შორის და იწვევს პრეცესირებადი სპინების რეფაზირების (შეკრების) ეფექტურობის შემცირებას.

5.2 ექსპერიმენტული მონაცემები

მაგნიტური იმპულსის მოქმედებისას აღმოჩნდა, რომ ორიმპულსიანი ექოს შემცირება უფრო ძლიერია მაშინ, როცა მაგნიტური იმპულსი სრულად გადაფარავს მეორე რადიოსიხშირულ იმპულსს (სიმეტრიული ზემოქმედება).

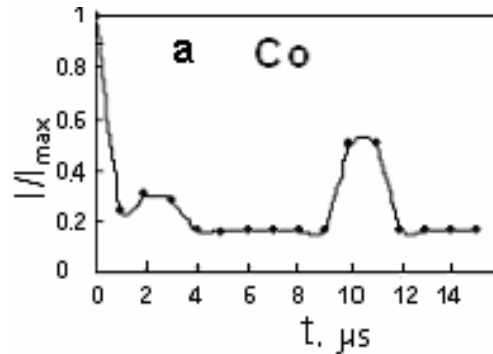
ჩვენი ჯგუფის მიერ განხილული პრობლემის მიმართ ინტერესი მდგომარეობს იმაში, რომ ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების მექანიზმის კვლევისას, Li-Fe-ში, არ გამოვლინდა რადიოსიხშირული იმპულსის ფრონტების დამახინჯების მექანიზმის რაიმე წვლილი ერთიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის შემცირებაში [29], [30]. ნაჩვენებია, რომ ერთიმპულსიანი აგზნების შემთხვევაში სუფთა Li-Fe-ში ერთიმპულსიანი ექო თითქმის არ დაიმზირება (ძალიან სუსტია და იკარგება ხმაურში). კვლევებისათვის გამოყენებული იყო პოლიკრისტალური ლითიუმ ფერიტის რგოლისებური ნიმუში და მისი მყარი ნარევი თუთიასთან $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Zn}_x\text{O}_4$ ($0 \leq X \leq 0.25$) გამდიდრებული ^{57}Fe იზოტოპით (96,8%), ასევე გამოყენებული იყო ჰექსაგონალური პოლიკრისტალური კობალტი, ნახევარმეტალები NiMnSb და Co_2MnSi ბმრ გამოსაკვლეველ ^{59}Co და ^{55}Mn ბირთვებზე.

გარდა ამისა გამოყენებული იყო კობალტის თხელი მაგნიტური ფირები, რომლებიც დამზადებული იყო კვარცის ფირფიტებზე ქიმიური მეტალიზაციის წესით, სისქით 2.24 მკმ, მათი შემდგომი გამოწვივით ვაკუუმში 500°C -ზე 3-4 საათის განმავლობაში. მიღებული იყო ასევე მანგანატების ნიმუშები $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ სისტემაში, დამზადებულნი სტანდარტული მყარსხეულოვანი რეაქციით [17], $X=0.1$; $X=0.2$; $X=0.25$ და $X=0.4$; 72 საათის განმავლობაში 1260°C ტემპერატურაზე გამომწვარი ფხვნილისმაგვარ ოთხივე ნიმუშზე ახდენენ დაწნეხვას ფორმის მიცემის მიზნით. მიღებულ ნიმუშებზე ხდებოდა გაზომვები მაგნიტურ ამთვისებლობაზე სპეციალურ ცვლადი დენის მაღალმგრძობიარე ხიდის საშუალებით [18].

აღსანიშნავია, რომ ლითიუმის გამოკვლევებისათვის ჩვენს მიერ მოდიფიცირებული იყო სპექტრომეტრის რეზონანსული სისტემა ანალოგიურად [24], რომელიც საშუალებას იძლეოდა მკვეთრად გაზრდილიყო სპექტრომეტრის მგრძობიარობა. გარდა ამისა, ჩვენ გვქონდა საშუალება გამოგვეყენებინა ინტენსიური მაგნიტური იმპულსები (~500 ერსტედი), რამაც მნიშვნელოვნად გააფართოვა ექსპერიმენტული მეთოდის შესაძლებლობები. Li-Fe – თუთიის (Zn) – უმნიშვნელო რაოდენობით შეყვანა მნიშვნელოვნად ცვლის ბირთვული სპინური ექოს ფორმირებას. ასეთ ნიმუშში ფორმირდება უკვე დიდი ინტენსივობის მქონე ერთიმპულსიანი ექო. აღმოჩნდა, რომ თუ მოვახდენთ ერთიმპულსიანი აგზნებისას რადიოსიხშირული იმპულსის ფრონტების დამატებით სიხშირულ დამახინჯებას [34]-ის ანალოგიურად ხდება მხოლოდ ერთიმპულსიანი ექოს ინტენსიობის თანაბარი შემცირება. მაშინ როდესაც რიგ მაგნეტიკებში, როგორცაა Co, Co_2 , MnSi, NiMnSb ანალოგიური ზემოქმედება განაპირობებდა ერთიმპულსიანი ექო სიგნალების მნიშვნელოვნად გაზრდას.

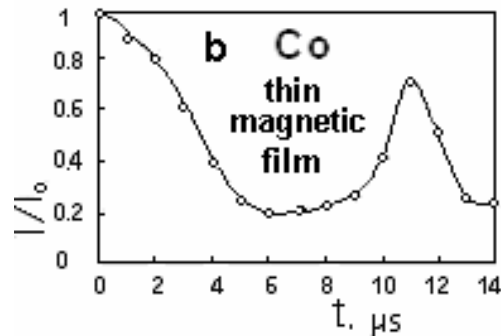
მოვიყვანოთ ექსპერიმენტული დროითი დიაგრამის შედეგები განხილული მაგნეტიკებისათვის ჯერ ორიმპულსიანი ექოს შემთხვევისათვის. როგორც ნახაზებიდან ჩანს პოლიკრისტალური და თხელფიროვანი Co-სათვის, როდესაც ბირთვულ სპინურ ექოსთან ერთად იმპულსური ზემოქმედების სურათი ხარისხობრივად მნიშვნელოვნად განსხვავდება ისეთი, ჩვენს მიერ განხილული ნივთიერებებისაგან, რომლებსაც გააჩნიათ დიდი ძვრადობის მქონე დომენური კედლები და ზენაზი ველების მცირე ანიზოტროპია. ამის საილუსტრაციოდ

შეკადართო წვრილდისპერსიულ ფოლადში ორიმპულსიან ექოსე მაგნიტური იმპულსის მოქმედების დროითი დიაგრამა ნახ. 30 და თხელ მაგნიტურ კობალტზე ნახ. 31, NiMnSb ნახ. 32 ბმრ Mn-ის ბირთვებზე, რომლისთვისაც გვაქვს ანალოგიური შედეგები +0.15% Zn-ის შემცველი ლითიუმის ფერიტი ნახ. 33 და Co_2MnSi ნახ. 34. ნახაზების ქვემოთ მოყვანილია ბმრ სიგნალების აგზნების შესაბამისი ოპტიმალური პარამეტრები.

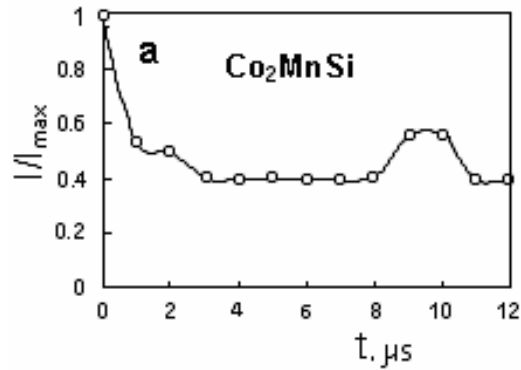


ნახ. 30. ^{59}Co -ში ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამატებითი მაგნიტური იმპულსის H_d -ზე დამოკიდებულების დროითი დიაგრამა.

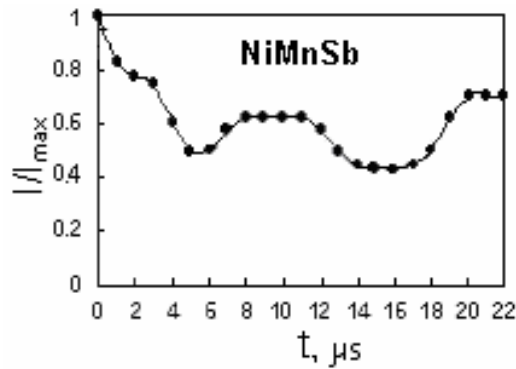
$\tau_1 = \tau_2 = 1$ მკწმ, $\Delta\tau = 10$ მკწმ, $\tau_d = 2.4$ მკწმ, $H_d = 100$ ერსტ. $f_{\text{გაგ}} = 216.5$ მგჰც.



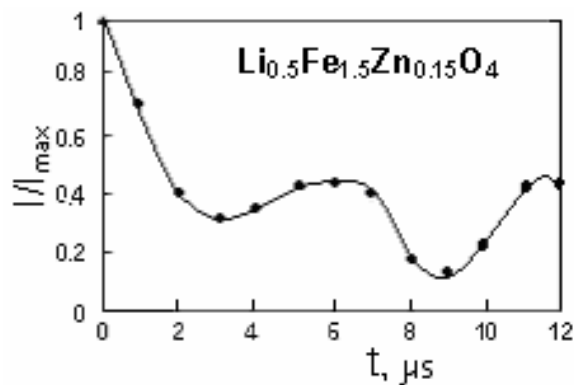
ნახ. 31. კობალტის თხელ ფირში ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამატებითი მაგნიტური იმპულსის H_d -ზე დამოკიდებულების დროითი დიაგრამა. $\tau_1 = \tau_2 = 1.5$ მკწმ, $\Delta\tau = 9$ მკწმ, $\tau_d = 3$ მკწმ, $H_d = 150$ ერსტ. $f_{\text{გაგ}} = 218$ მგჰც.



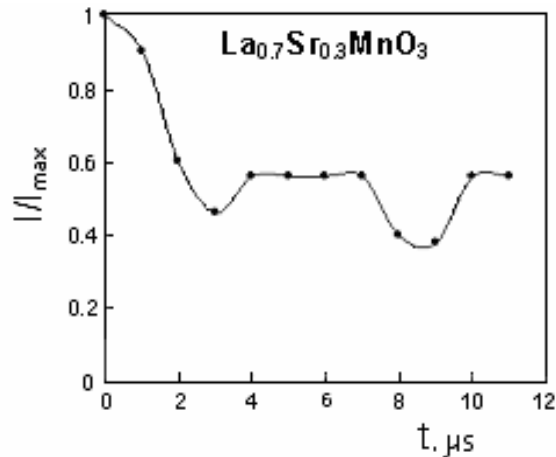
ნახ. 32. Co_2MnSi -ში Co-ის ბირთვებზე ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამატებითი მაგნიტური იმპულსის H_d -ზე დამოკიდებულების დროითი დიაგრამა. $\tau_1=1.1$ მკწმ, $\tau_2=1.4$ მკწმ, $\Delta\tau=10$ მკწმ, $\tau_d=2$ მკწმ, $H_d=550$ ერსტ. $f_{\text{გარ}}=145.5$ მგჰც.



ნახ. 33. NiMnSb -ში ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამატებითი მაგნიტური იმპულსის H_d -ზე დამოკიდებულების დროითი დიაგრამა. $\tau_1=\tau_2=2$ მკწმ, $\Delta\tau=11$ მკწმ, $\tau_d=3$ მკწმ, $H_d=150$ ერსტ. $f_{\text{გარ}}=300$ მგჰც.

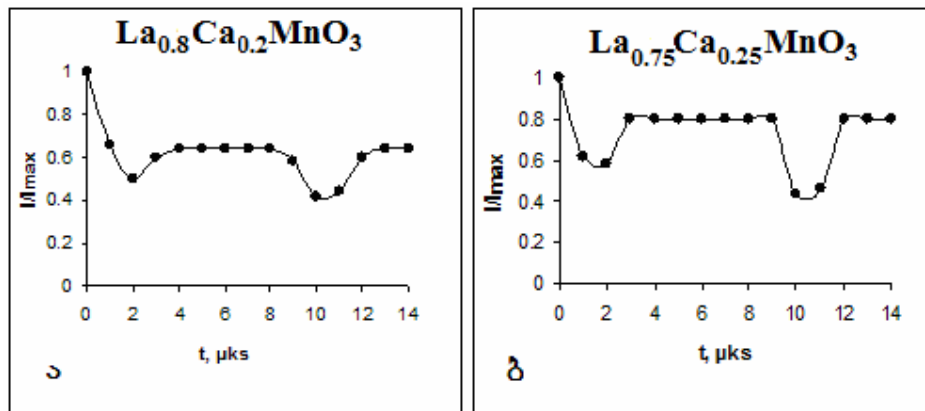


ნახ. 34. $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{1.5}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$ -ში ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამატებითი მაგნიტური იმპულსის H_d -ზე დამოკიდებულების დროითი დიაგრამა. $\tau_1=1$ მკწმ, $\tau_2=1.4$ მკწმ, $\Delta\tau=7$ მკწმ, $\tau_d=1.7$ მკწმ, $H_d=30$ ერსტ. $f_{\text{გარ}}=74$ მგჰც.



ნახ. 35. $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_4$ მანგანატში ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამატებითი მაგნიტური იმპულსის H_d -ზე დამოკიდებულების დროითი დიაგრამა. $\tau_1=1$ მკწმ, $\tau_2=1.2$ მკწმ, $\Delta\tau=8$ მკწმ, $\tau_d=2$ მკწმ, $H_d=30$ ერსტ. $f_{\text{გგ}}=373$ მგჰც.

დროითი დიაგრამის კვლევის შედეგი მაგნიტური იმპულსების ზემოქმედებისას ^{55}Mn ბირთვული სპინების ექოზე ფერომაგნიტურ $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ მანგანატებში, როცა $X=0.2 - 0.25$. მოყვანილია ნახ. 36(ა) და ნახ. 36(ბ) შესაბამისად X-სა.

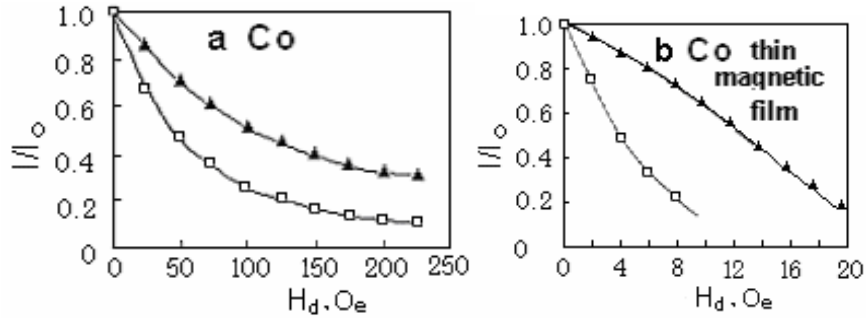


ნახ. 36. $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ -ში მანგანატში ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამატებითი მაგნიტური იმპულსის H_d -ზე დამოკიდებულების დროითი დიაგრამა. $\tau_1=$ $\tau_2=2$ მკწმ, $\Delta\tau=10$ მკწმ, $\tau_d=3$ მკწმ, $H_d=50$ ერსტ. $f_{\text{გგ}}=368$ მგჰც.

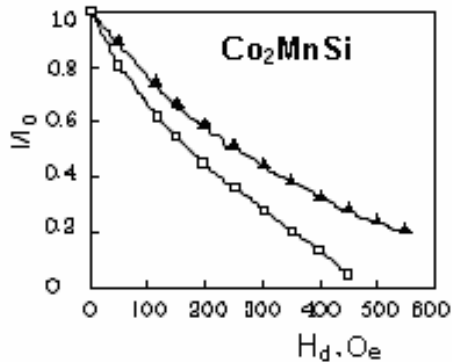
გარდა ამისა გამოკვლეული იყო ნიმუშები $X=0.1$ და $X=0.4$ შემთხვევისათვის. პირველ შემთხვევაში ექოს სიგნალი გამოვლენილი არ იყო, ხოლო $X=0.4$ დროს ექოს სიგნალი იმდენად მცირე იყო, რომ შეუძლებელი იყო მისი რაიმე თვისების გამოკვლევა.

ეს მანგანატები ამ უკანასკნელ წლებში ინტენსიური კვლევის ობიექტს წარმოადგენს, რამდენადაც ისინი ხასიათდებიან კოლოსალური მაგნეტორეზონანსული ეფექტებით მანგანუმის მაგნიტური სპინური მოწესრიგების ტემპერატურასთან მიახლოებაში. მათზე ასევე მრავალი საინტერესო ფიზიკური მოვლენების დაკვირვებაა შესაძლებელი, რომლებიც მოიცავენ სპინების შინაგან არაერთგვაროვან მდგომარეობას, ფაზურ სეპარაციას, მუხტოვან ან ორბიტალურ მოწესრიგებას [23].

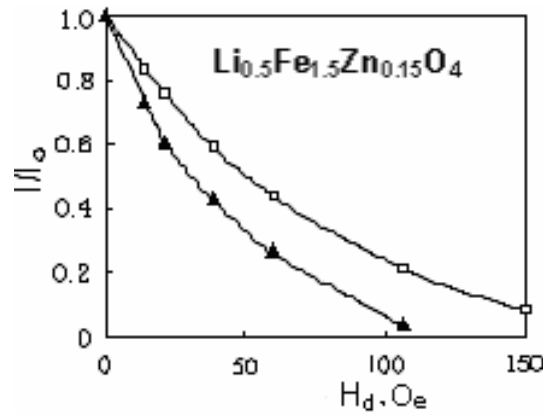
ნახ. 37-42 –ზე წარმოდგენილია გამოსაკვლევი მაგნეტიკების ექო სიგნალის ინტენსიობის დამოკიდებულება მაგნიტური H_m იმპულსის ამპლიტუდაზე სიმეტრიული და არასიმეტრიული მოქმედების დროს. ისინი საშუალებას იძლევიან სწრაფად იყვეს შეფასებული დროითი დიაგრამების შესაძლებელი სახე მაგნიტური იმპულსის ნებისმიერი ამპლიტუდის შემთხვევაში.



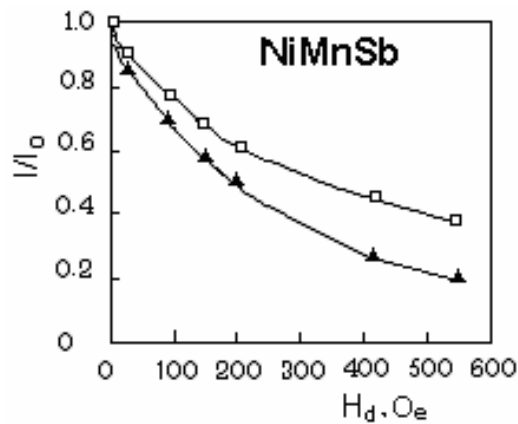
ნახ. 37. ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამოკიდებულება დამატებითი მაგნიტური ვიდეომპილსის ამპლიტუდაზე, სიმეტრიული – (▲) და არასიმეტრიული – (◻) ზემოქმედების დროს, (ა) – Co-ის შემთხვევაში, როცა $\tau_1 = \tau_2 = 1.6$ მკწმ, $\Delta\tau = 10$ მკწმ, $\tau_d = 2.4$ მკწმ, $f_{გარ} = 216$ მგჰც. და (ბ) – Co-ის თხელი ფირის შემთხვევაში, როცა $\tau_1 = 1.3$ მკწმ, $\tau_2 = 1.5$ მკწმ, $\Delta\tau = 9$ მკწმ, $\tau_d = 3$ მკწმ, $f_{გარ} = 218$ მგჰც.



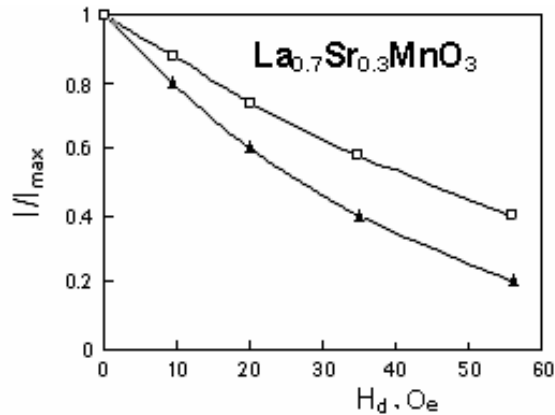
ნახ. 38. ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამოკიდებულება დამატებითი მაგნიტური ვიდეომპილსის ამპლიტუდაზე, სიმეტრიული – (▲) და არასიმეტრიული – (◻) ზემოქმედების დროს, Co_2MnSi -ის შემთხვევაში, როცა $\tau_1 = \tau_2 = 2$ მკწმ, $\Delta\tau = 10$ მკწმ, $\tau_d = 3$ მკწმ, $f_{გარ} = 300$ მგჰც.



ნახ. 39. ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამოკიდებულება დამატებითი მაგნიტური ვიდეომპილსის ამპლიტუდაზე, სიმეტრიული – (▲) და არასიმეტრიული – (◻) ზემოქმედების დროს, $Li_{0.5}Fe_{1.5}Zn_{0.15}O_4$ -ის შემთხვევაში, როცა $\tau_1 = \tau_2 = 2$ მკწმ, $\Delta\tau = 10$ მკწმ, $\tau_d = 3$ მკწმ, $f_{გარ} = 74$ მგჰც.



ნახ. 40. ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამოკიდებულება დამატებითი მაგნიტური ვიდეომპილსის ამპლიტუდაზე, სიმეტრიული – (▲) და არასიმეტრიული – (◻) ზემოქმედების დროს, NiMnSb -ის შემთხვევაში, როცა $\tau_1 = \tau_2 = 2$ მკწმ, $\Delta\tau = 10$ მკწმ, $\tau_d = 3$ მკწმ, $f_{გარ} = 300$ მგჰც.



ნახ. 41. ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამოკიდებულება დამატებითი მაგნიტური ვიდეომიპილსის ამპლიტუდაზე, სიმეტრიული – (▲) და არასიმეტრიული – (◻) ზემოქმედების დროს, $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ – მანგანატის შემთხვევაში, როცა $\tau_1=1$ მკწმ, $\tau_2=1.2$ მკწმ, $\Delta\tau=8$ მკწმ, $\tau_d=2$ მკწმ, $f_{გარ}=373$ მგჰც.

შევაფასოთ მიღებული ექსპერიმენტული შედეგების უფრო მნიშვნელოვანი თავისებურებანი. როგორც ცნობილია [35] მრავალდომენიან მაგნიტიკებში დამზერილი ბმრ სიგნალების ბუნებაზე წარმოდგენა საკმარისად რთული საკითხია. მაგალითად ერთი ტიპის პოლარიზაციისა და ზენაზი ველის ანიზოტროპიის არსებობის დროს, ბმრ სპექტრზე დაიმზირება ორი პიკი, რომელსაც განაპირობებს დომენური კედლის ცენტრში და მის კედლებთან მყოფი ბირთვები.

იმ შემთხვევაში, თუ არ არსებობს ზენაზი ველის ანიზოტროპია, მაშინ დომენის ცენტრში და დომენის კედლებთან მყოფი ბირთვების ბმრ სიგნალის სიხშირეები ერთნაირია, მაგრამ გააჩნია რადიოსიხშირული იმპულსების სხვადასხვა ოპტიმალური სიმძლავრეები.

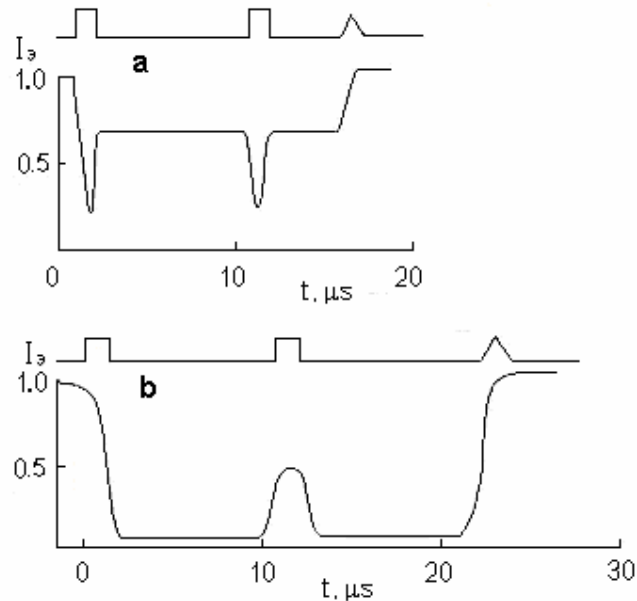
დაბოლოს, თუ გვაქვს ისეთი ნივთიერებები, რომლებსაც გააჩნიათ ორი ან მეტი პოზიციები ბმრ სპექტრის იდენტიფიკაცია რთულდება. ამ დროს სასარგებლო შეიძლება აღმოჩნდეს მაგნიტური იმპულსის ზემოქმედების დროითი დიაგრამა, რომელიც წარმოადგენენ ბმრ ჩვეულებრივი სპექტრის დამატებას. მაგნიტური იმპულსების გავლენის დროითი დიაგრამები თავისი სახით მკვეთრად განსხვავდებიან ზენაზი ველის დიდი და მცირე ანიზოტროპიის პოზიციებისათვის. ეს მეტად მოსახერხებელია ბმრ ხაზების ბუნების დამატებითი იდენტიფიკაციისათვის.

მიღებული შედეგების გამოყენების ნათელ მაგალითად შეგვიძლია მოვიყვანოთ მაგნიტური იმპულსის ზემოქმედების დროითი დიაგრამა ^{151}Eu ბირთვების სპინურ ექოზე ევროპიუმ გრანატში ($\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) ჰელიუმის ტემპერატურაზე [36]. ექსპერიმენტული რეზულტატების ანალიზმა უჩვენა, რომ $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -ში $T=1.7 \div 4.2\text{K}$ ბმრ სპექტრები ^{151}Eu ბირთვებზე, რომლებიც მოთავსებულია დომენურ კედლებში და დაახლოებით ემთხვევიან სიხშირეების მიხედვით. თუმცა განსახილველი ბირთვებისათვის გაძლიერების კოეფიციენტის ($\eta_w/\eta_0 \sim 10^2$) მნიშვნელოვანი განსხვავება საშუალებას იძლევა გამოკვლეული იყოს ცალცალკე ბირთვებისათვის ეს ჯგუფები შესაბამისად რადიოსიხშირული იმპულსების მცირე და დიდი სიმძლავრეების დროს.

დადგენილია, რომ დომენებში და დომენურ კედლებში არსებული ბირთვების სპინური ექოს თვისებები, რომლებიც მოიცავენ ბმრ სიხშირეს 600-750 მგჰც დიაპაზონში არ განსხვავდება ჩვეულებრივი ჰანის ექოს თავისებურებებისაგან.

ცნობილია, რომ ბმრ სპექტრის ერთი რომელიმე კომპონენტის დამზერისას დომენურ კედლებში 575-750 მგჰც ბირთვული სპინურ ექოს გააჩნია რიგი არანეულებრივი თვისებები (გაცილებით დიდი სიგანე, რადიოსიხშირული იმპულსის ამპლიტუდიდან სიგნალის წარმოქმნის დროითი დაშორების მიხედვით, ამპლიტუდათა არასტაბილურობა და ა.შ.). ამ სიგნალის ზოგიერთი თვისებების ხარისხობრივი ახსნის მცდელობა ხდებოდა [37] ნაშრომში. ზოგიერთი ეს თვისება შეიძლება გაგებული იქნას, თუ დავუშვებთ, რომ ^{151}Eu ბირთვები, რომლებიც განლაგებულია $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ დომენურ კედლებში 575-600 მგჰც სიხშირის დიაპაზონში გააჩნია ბმრ სიხშირის დინამიური წანაცვლების ეფექტი, ისე როგორც ამას ადგილი აქვს მანგანუმის ფერიტში ^{55}Mn ბირთვებზე, რომელიც ადრეულ ხანებში დაიმზირებოდა ე.წ. დამატებითი ექო სიგნალები ანალოგიური თვისებებით [38].

ნახ. 42-ზე ნაჩვენებია დამატებითი ექო სიგნალების ოსცილოგრამები, რომელიც დაიმზირება ^{151}Eu ბირთვებზე $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ვეროპიუმ გრანატში. მაგნიტური იმპულსის ზემოქმედების დროითი დიაგრამები დამატებითი ექო სიგნალებისათვის დომენურ კედლებში და დომენებში აღმოჩნდა მნიშვნელოვნად სხვადასხვა [37].



ნახ. 42. ^{151}Eu -ში ორიმპულსიანი ექოს ინტენსივობის დამატებითი მაგნიტური იმპულსის H_d -ზე დამოკიდებულების დროითი დიაგრამა.

(ა) – დამატებითი ექო, როცა, $\tau_1=1.2$ მკწმ, $\tau_2=2.1$ მკწმ, $\Delta\tau=9$ მკწმ. $H_d=3$ ერსტ, $\tau_d=0.5$ მკწმ, $f_{\text{გარ}}=580$ მგჰც, $P_{\text{რს}}=25$ მვტ, $T=1.8$ K.

(ბ) – ძირითადი ექო, როცა $H_d=3$ ერსტ, $\tau_d=0.5$ მკწმ, $f_{\text{გარ}}=678$ მგჰც, $P_{\text{რს}}=5$ მვტ.

ამრიგად განსხვავებით სუსტადანიზოტროპირებული პოზიციისა (ზენაზი ველის ანიზოტროპიის პარამეტრს ბმრ სიხშირის ერთეულში აქვს 0.7 მგჰც და 5.8 მგჰც სიდიდე ^{57}Fe და ^{55}Co -სათვის შესაბამისად), რომელიც არსებობს ^{57}Fe ბირთვებზე ლითიუმის ფერიტში, შესაბამისი დროითი სპექტრების ტიპები მნიშვნელოვნად განსხვავდებიან ^{55}Co და ^{151}Eu ძლიერანიზოტროპიულ პოზიციასთან შედარებით, სადაც დროით დიაგრამებზე მინიმუმები იცვლებიან მაქსიმუმებით. ამ დროს დროითი დიაგრამები განისაზღვრებიან ზენაზი ველის ანიზოტროპიით და არ იცვლებიან ნივთიერებაში დომენური კედლების ძვრადობის გაზრდით

(მაგალითად პოლიკრისტალური კობალტისა და თხელი მაგნიტური კობალტის შემთხვევაში) ან სხვა მასალებში მოცემულ ბირთვებზე (მაგ. ^{55}Co და ^{55}Mn ბირთვებზე Co_2MnSi ნიმუშში).

საინტერესო გამოწვევის წარმოადგენს ევროპიუმ გრანატი, სადაც ჰელიუმის ტემპერატურაზე ^{151}Eu ბირთვების დროითი დიაგრამა განსხვავებულია იმ დროითი დიაგრამებისაგან, რომლებიც დაკავშირებულია იმავე ბირთვების ყოფნასთან დომენებში და დომენურ კედლებში 600-750 მკვც და შეესაბამება სუსტად ანიზოტროპირებულ პოზიციას. ჩვენი აზრით ადგილი აქვს $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ნიმუშში დომენურ კედლებში მოთავსებული ბირთვების ბმრ სიხშირის დინამიური წანაცვლების ეფექტს, რომელიც განაპირობებს დამატებითი ექო სიგნალის ფორმირებას. ამას მივყავართ მიკროარაერთგვაროვანი გაგანიერების ჩაქრობასთან ზენაზი ველის გაბნევის გამო ელექტრონული სპინის რხევის კორელაციის რადიუსში. (დაახლოებით დომენური კედლის სისქის მანძილზე) [38].

ამ მოვლენის გამოვლენის სხვა ექსპერიმენტული ეფექტს წარმოადგენს დამატებითი ექოს დროითი წარმოქმნის ძლიერი დამოკიდებულება რადიოსიხშირული იმპულსის სიმძლავრეზე. დამატებითი ექოს სიგანე შეადგენს 3-4 მკვმ ინტენსივობის ნახევარსიმაღლეზე და 2-3 ჯერ მეტია ვიდრე 600-750 მკვც დიაპაზონში ხანის მექანიზმით ფორმირებული ექო. გარდა ამისა $T=4.2\text{K}$ ტემპერატურამდე გაზრდით დამატებითი ექოს ინტენსივობა მცირდება ერთი რიგით და იგი უახლოვდება ძირითად ექოს სიგნალს.

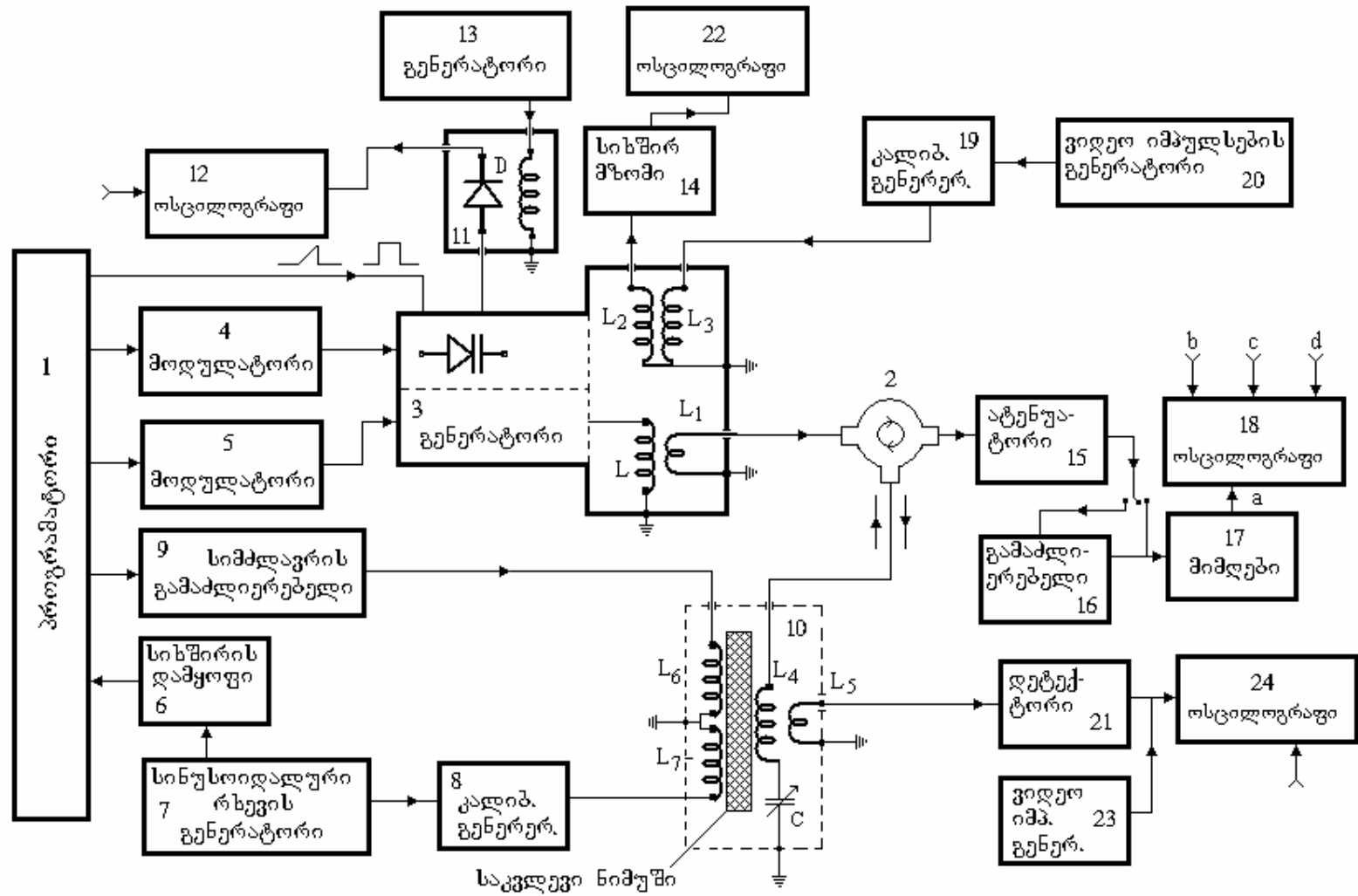
ამრიგად მაგნიტური იმპულსის მოქმედების მეთოდმა გამოავლინა ის, რომ მრავალდომენიან მაგნეტიკებში ორიმპულსიანი ექოს სიგნალზე მაგნიტური იმპულსის დროითი დიაგრამები განისაზღვრებიან მაგნეტიკების პარამეტრებით და ისინი შეიძლება გამოყენებული იქნას როგორც ხარისხობრივ ისე რაოდენობრივ მახასიათებლად.

თავი VI ექსპერიმენტებში გამოყენებული აპარატურა

6.1 იმპულსური ბმრ სპექტრომეტრი

ექსპერიმენტული გაზომვები ჩატარებულია არაკოჰერენტულ ბირთვული სპინური ექოს სპექტრომეტრზე 40-400 მგჰც სიხშირის დიაპაზონში, რომლის სრული ბლოკ სქემა მოცემულია ნახ. 43-ზე. ეს სპექტრომეტრი საშუალებას იძლევა გამოირიცხოს რეზონანსული ხაზების გაჯერების ეფექტი და მირებულ იქნას დიდი მგრძობიარობა სტაციონარულ მეთოდთან შედარებით. ამ მეთოდის უპირატესობა გამოიხატება იმაში, რომ ნიმუშზე მიეწოდება ზონდირებული იმპულსთა თანმიმდევრობა, ხოლო ნიმუშიდან წამოსული ექო სიგნალის რეგისტრაცია ხდება უკვე მთლიანად გამორთული რადიოსიხშირული ველის პირობებში, რაც გამორიცხავს გაჯერების ეფექტს და ზრდის სიგნალ-ხმაურის შეფარდებას სტაციონალურ მეთოდთან შედარებით. სპექტრომეტრი მოდიფიცირებულ იქნა სხვადასხვა დასმული ამოცანის გადაწყვეტისათვის. რომელიც აკმაყოფილებს შემდეგ მოთხოვნებს:

- რადიოსიხშირულ იმპულსთა თანმიმდევრობა აფორმირებს ჩვეულებრივ ჰანის ბირთვულ სპინურ ექოს და ჯერად (სტიმულირებულ) ექო სიგნალებს. ცალკეულ რადიოსიხშირულ იმპულსებში განხორციელებულია როგორც ამპლიტუდის, ისე ხანგრძლივობის ცვლილება.
- რადიოსიხშირული იმპულსების მოქმედების არეში სინქრონულად შესაძლებელია დაბალსიხშირული და იმპულსური მაგნიტური ველების ზემოქმედება.
- რადიოსიხშირულ იმპულსებში განხორციელებულია შიდა იმპულსური სიხშირული მოდულაცია, ხანგრძლივობის, მოდულაციის სიღრმისა და სიხშირის ცვლილების სისწრაფის რეგულირებით.
- რადიოსიხშირული იმპულსების მოქმედების არეში განხორციელებულია ამპლიტუდის ნახტომისებური ცვლილება დამოუკიდებელი წყაროდან.
- გათვალისწინებულია სიხშირის, რადიოსიხშირული იმპულსის ამპლიტუდის მნიშვნელობისა და ექო სიგნალის ინტენსივობის ფარდობითი სიდიდეების გაზომვა.



ნახ. 43. არაკოპერენტული იმპულსური ბმრ სპექტრომეტრი

ნახ. 43-ზე მოცემულია არაკოპერენტული ბმრ სპექტრომეტრის ბლოკ-სქემა. რომელზეც ნაჩვენებია ძირითადი ბლოკების და მათი ურთიერთ შეერთების პრინციპი.

იმპულსთა თანმიმდევრობა განხორციელებულია (1) პროგრამატორის საშუალებით, რომელიც წარმოადგენს ურთიერთ სინქრონიზირებულ ვიდეო იმპულსებისა და დაბალსიხშირული გენერატორებისაგან შემდგარ სისტემას. ეს პროგრამატორი უშვებს (12, 18, 22, 24) ოსცილოგრაფებს და ასევე სინქრონიზაციაში მოყავს სპექტრომეტრის თითქმის ყველა ბლოკი: მოდულატორები (4) და (5), იმპულსური სიმძლავრის გამაძლიერებელი (9), ვიდეოიმპულსების გენერატორი (20), რომელიც თავის მხრივ ექო სიგნალის ინტენსივობის გამზომი კალიბრებული გენერატორის (19) გამშვებია დროითი დაყოვნებით. თვით ეს პროგრამატორი გაშვებულია (სინქრონიზირებულია) (7) სინუსოიდალური რხევების გენერატორით და (6) სიხშირის დამყოფთან ერთობლიობაში წარმოადგენენ გამშვებ გენერატორებს, რითაც სისტემაში ხორციელდება დაბალსიხშირულ ველსა და რადიოსიხშირულ იმპულსებს შორის სინქრონიზაცია.

პროგრამატორის მიერ გამოიშვავებული ვიდეო იმპულსების თანმიმდევრობაში რეგულირდება იმპულსებს შორის დროითი დაყოვნებები და რადიოსიხშირული იმპულსების ხანგრძლივობები. ამ იმპულსების დანიშნულებაა გაუშვას როგორც (4), ისე (5) მოდულატორი. მოდულატორი გამოიშვავებს მძლავრ უარყოფით იმპულსებს, რომელთა საშუალებითაც განხორციელებულია მაღალსიხშირული გენერატორის კვება, რადიოსიხშირული რხევების ამპლიტუდური მოდულაციით. იმპულსების ამპლიტუდის H_1 -ის ცვლილება ხდება მოდულატორის გამოსავალი კასკადის ანოდზე ძაბვის ცვლილებით. რადიოსიხშირული ამგზნები გენერატორი (3) გამოიშვავებს 40-400 მკპც მაღალი სიხშირის რხევებს. სწორედ ამ რხევების მოდულირება ხდება მოდულატორების საშუალებით. ანუ ხდება მიწოდებული ვიდეო იმპულსების „შეფხება“ ამ მაღალი სიხშირის რხევებით.

ამგზნებ გენერატორში (3) გათვალისწინებულია შიდა იმპულსური სიხშირული მოდულაცია ვარიკაპების გამოყენებით, რომლებიც ჩართულია ავტოგენერატორის წრედში. ვარიკაპებზე მიეწოდება როგორც მუდმივი წანაცვლების ძაბვა, ასევე (1) პროგრამატორიდან სწორკუთხა და ხერხისებური ფორმის იმპულსები, რომლებიც სინქრონიზირებულნი არიან ავტოგენერატორის ამგზნებ იმპულსებთან.

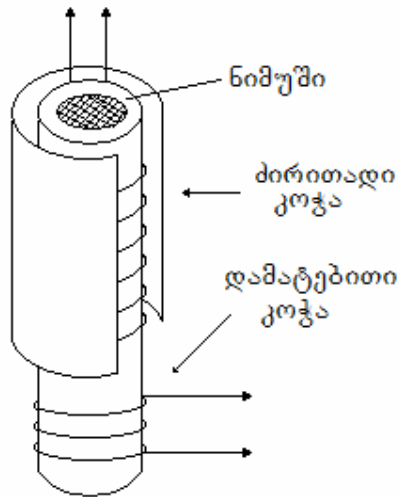
რადიოსიხშირული იმპულსების მოქმედების არეში ამპლიტუდის ნახტომისებური ცვლილების მისაღებად (1) პროგრამატორიდან ცალკეულ იმპულსთა თანმიმდევრობით ხდება (5) მოდულატორის გაშვება, რომლის ამპლიტუდა და დროითი ხანგრძლივობები (4) მოდულატორისაგან განსხვავებით დამოუკიდებლად რეგულირდება.

L_4C კონტური, რომელშიც მოთავსებულია საკვლევი ნიმუში, წარმოადგენს როგორც ამგზნებ, ისე მიმღებ რეზონატორს. მაღალსიხშირული (2) სამკაპა ცირკულატორის გავლით ფორმირებული სპინური ექოს სიგნალები (15) ატენუატორის გავლით მიეწოდება მიმღებ ბლოკს, რომელიც მუშაობს სუპერგეტეროდინულ სისტემაზე. სიგნალების საბოლოო რეგისტრაცია ხდება 4 სხივიან ოსცილოგრაფზე (18).

სიგნალების ინტენსივობა განისაზღვრება მათი ამპლიტუდებისა და კალიბრებული იმპულსების შედარებით. კალიბრებული იმპულსების მისაღებად გამოყენებულია სტანდარტული მაღალსიხშირული გენერატორი (19), რომლის გამოსავალი სიგნალი მიეწოდება რადიოსიხშირულ ავტოგენერატორში (3)

მოთავსებულ და მიმღებ კონტურთან ინდუქტიურად დაკავშირებულ დამატებით L_3 კოჭას და ბმრ სიგნალთან ერთად დაიმზირება ოსცილოგრაფზე. ამით სტანდარტული გენერატორის სკალაზე აიღება ანათვალის მიკროვოლტებში. გაზომვის ცდომილება 2-5%.

დამატებითი იმპულსური მაგნიტური ველის მოქმედებისათვის სიტემაზე გათვალისწინებულია რეზონატორში დამატებითი 6-7 ხვიიანი კოჭა (ნახ.44).



ნახ. 44. სპექტრომეტრის რეზონატორი.

ხვიების სიმცირე განპირობებულია იმპულსის დამახინჯების გამო. შერჩეულია ოპტიმალური რაოდენობა, რათა არ მოხდეს იმპულსის ფრონტების დამახინჯება გარდამავალი პროცესების გამო. ამ დამატებით კოჭას მიეწოდება სისტემასთან სინქრონიზაციაში მოყვანილი ძლიერი ვიდუო იმპულსი, რაც იძლევა 500 ერსტეადამდე მაგნიტური ველს და ამ იმპულსის მოთავსების საშუალებას ნებისმიერ დროით დაშორებაზე რადიოსიხშირული იმპულსების მიმართ.

დაბალსიხშირული მაგნიტური ველის მოსაღებად საკვლევ ნიმუშზე გამოყენებულია სხვა, უფრო ბევრი ხვიის მქონე დამატებითი დაბალსიხშირული კოჭა. პრინციპული სქემა ანალოგიურია დამატებითი მაგნიტური იმპულსის მოდებისა. აქაც, ანალოგიურად შესაძლებელია დაბალსიხშირული ველის ამპლიტუდის და სიხშირის რეგულირება რადიოსიხშირულ იმპულსებთან მიმართებაში. დაბალსიხშირული ველის სიხშირის რეგულირებით ავტომატურად რეგულირდება ამავე ველის სინუსოიდის მინიმუმების და მაქსიმუმების ფაზები რადიოსიხშირული იმპულსების მიმართ. ნახ. 23.

6.2 ნიმუშების დამზადება და წარმომავლობა

დისერტაციის ძირითად მიზანს წარმოადგენს ბირთვული სპინური ექოს სიგნალების ფორმირების თავისებურებების გამოკვლევა ბირთვებზე გარე ზემოქმედებითა და ლოკალური ველების განაწილების ხასიათის მიხედვით. ამ ამოცანის გადაწყვეტისათვის აუცილებელია შერჩეულ იქნას მაგნეტიკების ისეთი სისტემები, რომლებიც განსხვავებული იქნებიან ერთმანეთისაგან, როგორც კრისტალოგრაფიული სტრუქტურით, ისე მაგნეტორეზონანსული თვისებებით და ზენაზი ველების ანიზოტროპულობით, რაც დაკავშირებულია ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების სხვადასხვა მექანიზმებთან. შედეგად კვლევის ობიექტებად გამოყენებული იყო შემდეგი ნიმუშები:

1. სუფთა მეტალური, წიბოცენტრირებულ კუბურ ფაზაში სტაბილიზირებული კობალტი და კობალტის ფუძეზე შექმნილი მინარეული ფერომაგნიტური შენადნობები.

2. ჰექსაგონალური და მჭიდროდ შემკვრივებული კობალტი, რკინის და ნიკელის მცირე მინარევებით $\text{Co}_x\text{Ni}_{0,2-0,3}\text{Fe}_{0,15-0,25}$.

3. ინტერმეტალური შენადნობები Co_2MnSi , რომელსაც გააჩნია ჰეისლერის ტიპის მოწესრიგებული სტრუქტურა [42].

4. მოწესრიგებული მდგომარეობის მქონე ლითიუმის ფერიტი $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$.

5. ინტერმეტალური შენადნობები Mn_{1+d}Sb რომლის კრისტალოგრაფიული სტრუქტურა მიეკუთვნება NiAs ფაზას.

6. MnFe_2O_4

7. Co-ის თხელი ფირი.

8. Co-ის სენდვიჩი.

9. მანგანატები $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$

$\text{Co}_x\text{Ni}_{0,2-0,3}\text{Fe}_{0,15-0,25}$, Co_2MnSi , MnFe_2O_4 და LiFe -ის ნიმუშების სინთეზი განხორციელებულია მოსკოვის სახელმწიფო უნივერსიტეტის არაორგანული ქიმიის კათედრაზე, მოსკოვის რადიოფიზიკისა, ელექტრონიკის და ავტომატიკის ინსტიტუტში. Co-ის თხელი ფირები და Co-ის სენდვიჩის ნიმუშები დამზადებულია ივ. ჯავახიშვილის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტში, ანდრონიკაშვილის ფიზიკის ინსტიტუტში და თბილისის პოლიტექნიკურ უნივერსიტეტში. $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ – მოწოდებულია ციურიხის უნივერსიტეტიდან.

დამზადებულ იქნა წვრილდისპერსიული ფხვნილები, მასით 1 გრ. ისინი თავსდებოდნენ 6-7 მმ დიამეტრის და 30 მმ სიმაღლის მქონე ცილინდრული ფორმის კაპსულებში, რომლის შემდეგაც მიმდინარეობდა კვლევები სპინური ექოს სპექტრომეტრზე.

ყველა მეტალური ზონდი განიცდიდა ხანგრძლივ (300-დან 700 საათი) თერმოდამუშავებას. შენადნობები თავსდებოდა კვარცის ამპულაში, სადაც იქმნებოდა $\sim 10^{-4}$ მმ.ვერცხ.წყლ.სვ. ვაკუუმი, რის შედეგადაც ამპულაში შეიშვებოდა სუფთა ინერტული გაზი He. ამპულის განრჩილების შედეგად იგი თავსდებოდა წინასწარ მომზადებულ ასეთივე ტიპის ამპულაში. გარდა ამისა ამ მეორე ამპულაში (მცირე რაოდენობით) თავსდებოდა ჟანგბადის მშთანთქმელი ფხვნილი. გამოწვა პომოგენობის შენარჩუნების მიზნით მიმდინარეობდა $850-900^\circ\text{C}$ ტემპერატურაზე 300 საათის განმავლობაში. ჰექსაგონალური ფაზის სტაბილიზაციისათვის ნიმუშები ნელა ცივდებოდა 48 საათის განმავლობაში. ამის შემდეგ ნიმუშები იფქვოდა სპეციალურ სანაყში წვრილ ნაწილაკებად, რომელთა ზომაც 0,5-0,6 მკმ-ს არ აღემატება სკინ-ეფექტის სიღრმეს.

ყველა გამოსაკვლევი ნიმუში, გარდა ლითიუმის ფერიტისა და თხელი ფირებისა, წვრილდისპერსიული ფხვნილის სახისაა. ზოგიერთ შემთხვევაში ციფქედვის მოხსნის მიზნით ხდებოდა ნიმუშების განმეორებით თერმოდამუშავება. უნდა ღინიშნოს, რომ შეფუთვის, მიკროარაერთგვაროვნობის და სხვა დეფექტების არსებობის გამო Co-ის ნიმუშებში ჰექსაგონალური მჭიდროს შემკვრივებული ფაზის მიღება სუფთა სახით ვერ ხერხდებოდა. ყველა ნიმუშში სპეციალური დამუშავების შედეგადაც კი არსებობდა წახნაგცენტრირებული კუბური ფაზა.

ამ პროცედურებით მიღებული წვრილდისპერსიული ფხვნილები, მასით დაახლოებით 1 გრამი, თავსდებოდა 6-7 მმ დიამეტრისა და 30 მმ სიმაღლის მქონე ცილინდრული ფორმის კაფსულაში და შემდეგ მიმდინარეობდა კვლევები სპინური ექოს სპექტრომეტრზე.

ძირითადი შედეგები

1. მაგნიტურად მოწესრიგებულ ნივთიერებებში (მაგნეტიკებში) ბმრ სპექტრების იდენტიფიკაციისათვის გამოყენებულია რადიოსიხსირულ იმპულსებთან სინქრონიზირებული დაბალსიხშირული მაგნიტური ველი, რომლის დროსაც სიმეტრიული და არასიმეტრიული აგზნების შემთხვევაში ადგილი აქვს ექო სიგნალის მიღების მომენტების მოდულაციურ ეფექტებს. დადგინდა, რომ ექო სიგნალის შემცირების ეფექტი Li-Fe-ში სიმეტრიული აგზნებისას მნიშვნელოვნად ძლიერია ვიდრე კობალტში, რაც დაკავშირებულია დომენური კედლების მნიშვნელოვან ძვრადობასთან.

დაბალსიხშირული მაგნიტური ველის ზემოქმედება სუფთა ჰექსაგონალურ კობალტში ერთნაირი ხასიათისაა როგორც ორ იმპულსიან, ასევე ერთ იმპულსიან ექოზე, მაშინ როდესაც ლითიუმის ფერიტში ანალოგიური მსგავსება არ დაიმზირება. მეტიც, სუფთა ლითიუმის ფერიტზე ერთიმპულსიანი ექო არ დაიმზირება მინარევის არსებობის გარეშე და ამ შემთხვევაშიც არ არსებობს ექო სიგნალის მიღების მომენტების მოდულაციის ეფექტი. ეს პირდაპირი მინიშნებაა იმისა, რომ კობალტში ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირება ძირითადად განპირობებულია კიდურა მექანიზმით. ანუ ერთიმპულსიან ვარიანტში ფრონტები თამაშობენ ცალკეული იმპულსების როლს. ხოლო ლითიუმის ფერიტის შემთხვევაში ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირება არაა განპირობებული კიდურა მექანიზმით და საჭიროა სხვა დამატებითი მონაცემები პრობლემაში სიცხადის შესატანად.

2. დამატებითი იმპულსური მაგნიტური ველის ზემოქმედებით მიღებულმა ექსპერიმენტალურმა მონაცემებმა გააღრმავეს ზემოთ გამოთქმული მოსაზრება, რომ უნდა იყოს ანალოგია ერთ და ორ იმპულსიან ექოებზე დამატებითი მაგნიტური იმპულსით ზემოქმედებისას სისტემებში, სადაც ერთიმპულსიანი ექო ფორმირდება დამახინჯების მექანიზმით. მხოლოდ Li-Fe-ის შემთხვევაში, როცა ერთიმპულსიანი ექო ფორმირდება სხვა მექანიზმით, ზემოქმედების ხასიათი სხვანაირია. კერძოდ ყველა სხვა ნიმუშებისგან განსხვავებით Li-Fe-ში ერთიმპულსიანი ექოს შემთხვევაში დამატებითი მაგნიტური იმპულსის მოქმედების ხასიათი განსხვავებულია სხვა ნიმუშებზე ანალოგიური ზემოქმედების ხასიათისაგან. არ არის განსხვავება, დამატებით მაგნიტურ იმპულსს ვამოქმედებთ რადიოსიხშირული იმპულსის ფრონტებზე თუ მის შიგნით.

ამით დადგინდა ანალოგია ორ და ერთიმპულსიან ექოებს შორის იმ ნივთიერებებში, სადაც ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირება განპირობებულია ფრონტების დამახინჯების მექანიზმით. რის გამოც გამყარდა ის მოსაზრება, რომ Li-Fe-ში ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების მექანიზმი განსხვავებულია სხვა მაგნეტიკებში ფორმირების მექანიზმისგან.

დამატებითი იმპულსური მაგნიტური ველის ზემოქმედების ხასიათი პოლიკრისტალურ Co-ში და Co-ის შემცველ სხვა ნივთიერებებში, სადაც ექო სიგნალი ფორმირდება Co-ის ბირთვებით (Co, Co₂MnSi, Co-ის თხელი ფირი და სენდვიჩი), განსხვავებულია სხვა მაგნეტიკებისაგან, რომლებსაც აქვთ ზენაზი ველის მცირე ანიზოტროპია და დიდი ძვრადობის დომენური კედლები. ამით ეს მეთოდი შესაძლებელია გამოყენებულ იქნას მაგნიტური ნივთიერებების სწრაფი ხარისხობრივი დახასიათებისათვის, დომენური საზღვრების მობილურობის და ზენაზი ველის ანიზოტროპულობის მიხედვით. მაგნიტური იმპულსის მოქმედების დროითი სპექტრები ორიიმპულსიან ექოზე მრავალდომენიან მაგნეტიკებში

განპირობებულია მაგნეტიკების შიდაკრისტალოგრაფიული თვისებებით და შესაძლებელია გამოყენებულ იქნას მათი სწრაფი ხარისხობრივი და რაოდენობრივი შეფასებისათვის.

3. მოცემულია ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების მრავალიმპულსიანი ანალოგიის ქვანტურ-სტატისტიკური განხილვა, დამყარებული სიმკვრივის მატრიცის ფორმალიზმზე. რის შედეგადაც კეთდება დასკვნა, რომ ერთიმპულსიანი ექო სიგნალი ფორმირდება მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში მბრუნავი ეფექტური მაგნიტური ველის ნახტომისებური ცვლილების შედეგად. ასევე მოყვანილია ამ პროცესების დამადასტურებელი ექსპერიმენტული მონაცემები, ოსცილოგრაფების სახით.

იმ შემთხვევაში, როცა ეფექტური ველის ნახტომისებური ცვლილების კოეფიციენტი არ გვაქვს, მიიღება ჩვეულებრივი, ბლოხის განტოლებებით მიღებული შედეგი. ხოლო ამ კოეფიციენტის გათვალისწინებით გვაქვს 4 ექო სიგნალი: $I_e(t + \tau_1 + \tau_2) = I_1 + I_2 + I_3 + I_4$. ჩვეულებრივ შემთხვევაში, როცა არ არსებობს ეფექტური ველის ნახტომისებური ცვლილება, მაშინ $I_1 = I_2 = I_4 = 0$, ხოლო I_3 გადაიქცევა ჩვეულებრივ ერთიმპულსიან ექოდ. როცა ეფექტური ველის ცვლილება მცირეა, ანუ როცა სხვაობა $|\theta^{(1)} - \theta^{(2)}|$ მცირეა, I_1, I_2, I_4 ექოს ამპლიტუდებიც მცირეა და გვაქვს ერთი დიდი I_3 სიგნალი. $|\theta^{(1)} - \theta^{(2)}|$ -ის ზრდით I_1, I_2, I_4 ინტენსივობები იზრდებიან, ხოლო I_3 - კლებულობს. ანუ რაც უფრო მკვეთრადაა გამოხატული ეფექტური ველის ნახტომი, მით უფრო ადვილი ხდება I_1, I_2, I_4 „გვერდითი“ სიგნალების დამზერა.

ექსპერიმენტულად რეალიზებულია ერთიმპულსიანი ექოს აგზნების მრავალიმპულსიანი ანალოგია, მიღებული რადიოსიხშირული იმპულსის სიხშირის და ამპლიტუდის ნახტომისებური ცვლილებით. რთული, ერთიმპულსიანი აგზნებისას თეორიულად მიღებული ექოების გამოჩენის დროების და ამპლიტუდების გამოსახულებების შედარება ხანის სამიმპულსიანი აგზნების მეთოდთან, აჩვენებს, რომ იმპულსის ფრონტებს და \vec{H}_{eff} -ეფექტური ველის მიმართულების ნახტომისებური ცვლილების ადგილმდებარეობას, მოძრავ კოორდინატთა სისტემაში, აქვთ ხანის მეთოდის ხარისხობრივი ანალოგია. ამით \vec{H}_{eff} -ის მიმართულების ცვლილება მოძრავ კოორდინატთა სისტემაში ანალოგიურია ბირთვული დამაგნიტებების რაიმე კუთხით მოტრიალებისა ხანის მეთოდში.

გადაღებულია ჰექსაგონალურ კობალტსა და შესაბამის ნიმუშებში ოსცილოგრაფები, რადიოსიხშირული იმპულსის სიხშირის და ამპლიტუდის ნახტომისებური ცვლილებისას, რომლებიც შედარებულ იქნა ხანის სამიმპულსიანი აგზნების ოსცილოგრაფთან, იგივე ნივთიერებაში. მიღებული ექსპერიმენტული მონაცემების ერთმანეთთან და თეორიული დათვლების შედეგებთან შედარებისას, კეთდება დასკვნა, რომ ყველა შემთხვევაში რეალიზებულია ერთიმპულსიანი მეთოდის ანალოგია ხანის მრავალიმპულსიან მეთოდთან. ანალოგიური მსგავსებაა Co_2MnSi და MnSb -ის სპექტრების შედარების შემთხვევაშიც.

4. შესწავლილია მთელ რიგ მაგნეტიკებში არსებული ერთიმპულსიანი ექოს სიგნალების თვისებები, მრავალიმპულსიანი და მრავალჯერადი აგზნების რეჟიმში. განხილულია ერთიმპულსიანი ექოს ფორმირების სხვადასხვა მოდულების როლი მიღებული ექსპერიმენტული მონაცემების ინტერპრეტაციის საფუძველზე. შესწავლილია ერთიმპულსიანი ექოს და ორიმპულსიანი სიგნალების ინტენსივობათა დამოკიდებულება რადიოსიხშირული იმპულსების ხანგრძლივობაზე და შესაბამისად მათ შორის დაშორების მისხედვით.

გამოკვლეულია მრავალჯერადი ექობის სტრუქტურა ლითიუმის ფერიტში ^{57}Fe -ბირთვებზე და სუფთა კობალტში ^{59}Co -ბირთვებზე. კერძოდ, მოვასდინეთ არატოლი ხანგრძლიობის ორი განიერი რეზონანსული რს იმპულსების ზემოქმედებით მიღებული ექო გამოძახილების E_1 - ერთიმპულსიანი და E_2 - ორიმპულსიანი სტიმულირებული ექოს სიგნალების, C_1 - ძირითადი და C_2 - მეორადი ექო კომპონენტების რს პაკეტების განმეორების სისშირეზე დამოკიდებულებების და მათი რელაქსაციის სიჩქარეების შესწავლა. ამ მონაცემების ანალიზის შედეგად, შეიძლება გაკეთდეს დასკვნა, რომ Co-ში ეიე ფორმირდება არარეზონანსული კიდურა ფრონტების დამახინჯების მექანიზმით, ხოლო ლითიუმ ფერიტში მრავალიმპულსიანი აგზნების მექანიზმით. ასევე, განხილულია შეუქცევადი რელაქსაციის როლი ლითიუმის ფერიტში ერთიმპულსიანი ექო-ში უზომოდ მოკლე დროის მქონე განივი რელაქსაციის სიგნალების ინტერპრეტაციისათვის.

დასკვნა

მაგნიტომოწესრიგებულ კრისტალებში დამატებითი დაბალსიხშირული და იმპულსური ველების ზემოქმედებით, ბირთვულ სპინურ ექოსზე დაკვირვებისას, შესაძლებელია დამზერილ იქნას ისეთი ეფექტები, რომლებიც დაკავშირებულია ზენაზი ველის ანიზოტროპიასთან. შესაძლებელია მოვახდინოთ ლოკალური არაერთგვაროვნობის და დომენური კედლების მოძრაობის რაოდენობრივი შეფასება და აგრეთვე მივიღოთ სასარგებლო ინფორმაცია მაგნეტიკებში ბმრ სპექტრების იდენტიფიკაციისათვის.

განსაკუთრებით სასარგებლო აღმოჩნდა ბმრ-ის არასტანდარტული (იმპულსური) მეთოდების გამოყენება მაგნიტომოწესრიგებული ნივთიერების ფიზიკაში. გაზრდილი ინტერესი მაგნეტიკებში განპირობებულია იმითაც, რომ ეს ნივთიერებები შეიძლება წარმატებით იქნას გამოყენებული ისეთ მოწყობილობებში, სადაც მუშა ნივთიერებად გამოყენებულია მაგნიტომოწესრიგებული ნივთიერება და რომელსაც საფუძვლად უდევს ბირთვული სპინური ექოს (ბსე) მოვლენები. კერძოდ ისინი წარმოგვიდგებიან, როგორც ოპერაციული მახსოვრობის ელემენტები; მათი საშუალებით შესაძლებელია რადიოსიხშირული სიგნალების ოპტიმალური დამუშავება; რადიოსიხშირული სიგნალების სხვადასხვა დროით შეყოვნება (როგორც შემაყოვნებელი ხაზები), ფილტრაცია, სიგნალების შეკუმშვა ინფორმაციის მატარებელი ექო სიგნალების ამპლიტუდის ზრდის განსახორციელებლად და ა.შ.

ეს მიმართულება, რომელიც ფუნქციონალური ელექტრონიკის სახელწოდებითაა ცნობილი, გამოიყენება მთელი რიგი რადიოტექნიკური ამოცანების გადასაწყვეტად და აღწერს ისეთ ფიზიკურ პროცესებს, რომლებიც მიმდინარეობს ე.წ. “ფუნქციონალურ გარემოში“. ფუნქციონალური ელექტრონიკა მოიცავს რამდენიმე მიმართულებას: აკუსტოელექტრონიკა, ოპტოელექტრონიკა, სპინ-ექო ელექტრონიკა, სპინტალური ელექტრონიკა და ა.შ. ეს მიმართულებები მნიშვნელოვნად განსხვავდებიან ერთმანეთისგან სხვადასხვა ფიზიკური პროცესების გამო.

ბმრ წარმადგენს უნიკალურ მეთოდს მაგნიტურ მასალებში (მაგნეტიკებში) მიკროსკოპული პროცესების შინაგან სტრუქტურებსა და ფიზიკურ მახასიათებლებზე ინფორმაციის მოსაპოვებლად. ამიტომ იგი წარმოადგენს მეტად მნიშვნელოვან მეთოდს ახალი მაგნიტოელექტრონული მოწყობილობების შესაქმნელად და მათი მუშაობის პრინციპის გასაგებად [6].

მაგნეტიკებში ბმრ-ის გამოყენებით შესაძლებელია გამოკვლეული იქნეს დომენური კედლების სტრუქტურა და დინამიკა, რითაც შეაძლებელია გადაწყვეტილ იქნას დომენური კედლების ე.წ. სპინტრონიკის ამოცანები (Domain Wall Spintronics). [7]

უკანასკნელ წლებში, ჩვენი ჯგუფის მიერ მიმდინარეობს ამ ამოცანის შესწავლა და რეალიზაცია მაგნეტიკებში ბირთვული სპინური ექოს დაკვირვების პროცესში, როდესაც შესასწავლ მაგნეტიკებზე ვმოქმედებთ დამატებითი დაბალსიხშირული და იმპულსური მაგნიტური ველებით.

ამ კვლევებმა ჩვენს ჯგუფს საშუალება მისცა გამოველინა ის ეფექტები, რომლებიც დაკავშირებულია ბირთვებზე ზენაზი ველების ანიზოტროპიასთან; მოხდა დომენური კედლების დამაგნიტების ლოკალური არაერთგვაროვნებასა და მობილურობის რაოდენობრივი შეფასება და ნათელი მოეფინა მაგნეტიკების ბმრ სპექტრების ბუნებას.

როგორც ცნობილია მაგნეტიკების ბირთვული სპინები რამდენადმე ხასიათდება ორი სტრუქტურულ მგრძობიარე მახასიათებლით: ბმრ-ის სიხშირით

და რადიოსიხშირული ველის გაძლიერების კოეფიციენტით [6]. ამ სიდიდეების ცოდნა მეტად მნიშვნელოვანია, განსაკუთრებით მაშინ, როდესაც ხდება მათი გამოყენება სხვა მეთოდებით ანალიზთან ერთობლიობაში (მაგნიტური, რენდგენოსტრუქტურული და სხვა), რაც ძალიან აფართოებს ბმრ-ით კვლევის მეთოდების შესაძლებლობებს.

დაბალსიხშირული და იმპულსური მაგნიტური ველების მეთოდების გამოყენებამ მთელ რიგ შრომებში [27] და მათ შორის ჩვენმა კვლევებმაც [14], [28], მოგვცა მნიშვნელოვანი და საჭირო შედეგები. გარდა ამისა, ამ მეთოდებით მიღებული შედეგების შედარებისას ერთიდაიგივე მეგნეტიკებში, აღმოჩნდა, რომ ეს ორივე მეთოდი იდენტურია გამოყენების თვალსაზრისით.

ჩატარებულია გაზომვები მცირე და დიდი ძვრადობის მქონე დომენური კედლების მქონე მთელ რიგ მაგნეტიკებში (ე.წ. მაგნეტოხისტი და მაგნეტორბილი), ისეთები როგორცაა კობალტი, ნახევარმეტალები (NiMnSb, Co₂MnNi), ფერიტები (Li-ფერიტი და Mn-ფერიტი). ნახევრებია, რომ ექოს სიგნალის მოდულაციის სპექტრი, დამატებითი დაბალსიხშირული ველის ზემოქმედებისას, მსგავსია ექოს სიგნალის მოდულაციის იმ სპექტრთან, რომელიც მიღებული იქნა მაგნიტური იმპულსით სიმეტრიული ზემოქმედებასას (პირველი რადიოსიხშირული იმპულსის მიმართ). აღსანიშნავია, რომ იმპულსურ მეთოდს გააჩნია იმდენად დიდი უპირატესობა, რომ ექოს სიგნალის ინტენსივობის ცვლილების სურათი მაგნიტური იმპულსის დროითი მდებარეობის მიხედვით მკვეთრად განსხვავდება რბილ და ხისტ მაგნეტიკებში. ექო სიგნალის ინტენსივობის ეს მკვეთრი განსხვავება მეტად მნიშვნელოვანია ამ ნივთიერებების თვისებების რაოდენობრივი და ხარისხობრივი შეფასებისათვის.

გარდა ამისა, განხორციელდა ამ მეთოდების მათემატიკური კვლევები სხვადასხვა კლასის მაგნეტიკების შემთხვევაში. ასევე მიღებული იქნა მეტად საჭირო რაოდენობრივი მონაცემები დომენური კედლების სტრუქტურაზე და დინამიკაზე. თავის მხრივ, ეს რეზულტატები მეტად აქტუალურია DWS სწრაფი განვითარებისათვის, რათა შეიქმნას მაგნიტოელექტრონიკისა და ქვანტური კომპიუტერების სხვადასხვა მოწყობილობანი.

აღსანიშნავია ასევე ზოგიერთი ახალი ეფექტები, რომელიც პირველად იქნა აღმოჩენილი მაგნეტიკებზე დამატებითი დაბალსიხშირული და იმპულსური მაგნიტური ველებით ზემოქმედებისას. ლითიუმის ფერიტში [33], [29] აღმოჩენილი იქნა ახალი ტიპის ერთიმპულსიანი ექო, რომელიც ფორმირდება შიდანიმუშისეული წარმოქმნის ახალი მექანიზმით, ესაა ე.წ. მრავალიმპულსური მექანიზმი.

რადიოსიხშირული იმპულსის მოქმედების არეში თუ ვიმოქმედებთ მაგნიტური იმპულსით (ე.წ. Zeeman switching of magnetic field), წარმოიქმნება ერთიმპულსიანი ექოსთან ერთად დამატებითი ექოს სიგნალი, რომელსაც ეწოდა “მაგნიტური ექო” [14], [30]. მაგნიტური ექოს სპექტრისა და მისი გენერაციის ზღვრული მნიშვნელობის დადგენა წარმოადგენს მაგნეტიკებისა და დომენური კედლების დინამიკის კვლევის სრულად ახალ მეთოდს. ანალოგიური მეთოდი ასევე შეიძლება გამოყენებულ იქნას მაღალტემპერატურულ ზეგამტარებში აბრიკოსოვის გრივალური მესერის დინამიკის შესასწავლად.

ლიტერატურა:

1. *J. A. Gupta, R. Knobel, N. Samarth and D. D. Awschalom*, //Ultrafast Manipulation of Electron Spin Coherence, Vol. 292, pages 2458-2461; June 29, (2001).//
2. *S. A. Wolf et al*, A Spin-Based Electronics Vision for the Future. //Science 294, pages 1488-1495 (2001)//
3. *P. Sharma*, How to Create a Spin Current. //Science 307, 531-533 (2005)//
4. *S. Savel'ev, A. Rakhmanov, F. Nori*, //New Journal of Physics. 7. №82. 2005.//
5. *G. Alvarez, M. Mayr and E. Dagotto*, //Phys. Rev. Lett. 89, 277202 (2002).//
6. *Kurkin M.I., Turov E.A.* NMR in magnetic ordered substances. //Theory and Applications. M.: Nauka. 1990. c.244.//
7. *Savelev S., Rakhmanov A., Nori F.* Experimentally realizable devices for domain wall motion control. //New Journal of Physics. v.7. №82. 2005.//
8. *T. M. Shavishvili et.al.* //Invention Author's Certificate USSR, N1073653, 198.//
9. *C. W. Searli, H. P. Kunkel, S. Kupca, I. Maartense*, //Phys.Rev. B. 15, 3305 (1977).//
10. *M. I. Kurkin and E. A. Turov*, NMR in Magnetically Ordered Materials: //Theory and Applications, Nauka, Moscow (1990).//
11. *L. A. Rassvetalov and A. B. Levitski*, //Sov. Phys. Solid State 23, 1947 (1981).//
12. *N. Mathur and P. Littlewood*, //Physics Today 56, 25 (2003).//
13. *T. Hanaguri et al.*, //Nature 430, 1001 (2004).//
14. *Akhalkatsi A.M., Mamniashvili G.I., Sanadze T.I.*, The nuclear spin-echo signals under combined action of magnetic field and RF pulses //Appl.Magn.Reson. 1998. v.15/3-4. pp.393-399.//
15. *E. Dagotto*, Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance; //The Physics of Manganites and Related Compounds (Berlin: Springer-Verlag; 2002).//
16. *Akhalkatsi A.M., Mamniashvili G.I., Sakhelashvili G.A., Shermadini Z.* “Nature of Single – Pulse Nuclear Spin Echo and its Multipulse Analogues in Multidomain Magnetism. //Tbilisi State University Scientific Journal “Physica”, December, 2000.//
17. *Akhalkatsi A., Gegechkori T., Katalandze G., Mamniashvili G., Shermadini Z.* Single-Pulse and Two-Pulse Echoes at Multipulse Excitation Mode in Multidomain Magnetic Materials. //cond-mat/0603810. (2006) <http://lanl.arxiv.org/> //

18. *Akhalkatsi A., Gegechkori T., Katalandze G., Mamniashvili G., Shermadini Z.* //Influence of Reversible Relaxation on Single-Pulse Echo Decay in Magnets. //Tbilisi State University Scientific Journal "Physica" ISSN 1512-1461 V40, pp 113-127 (2006)//
19. *I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma,* //Rev. Mod. Phys. 76, 323 (2004)//
20. *H. Ohno,* //Science 281, 951 (1998)//
21. *J. Haase and C. P. Slichter ,*//J. Supercond. 16, 473 (2003)//
22. *Watson R.E., Freeman A.J.* Origin of effective fields in magnetic materials. //Phys. Rev. -1961. v.123. #6. pp-2027-2047.//
23. *Гвалиа Т.В.* Особенности сигнала распада свободной индукции в ЯМР многодоменных ферромагнетиков. //Кандидатская диссертация. Тбилиси.1988. с.150.//
24. *Kinnear R.W.N., Campbell S.J., Chaplin D.H., Wilson G.V.H.,* "Origin of NMR spin echoes in ferromagnetic FeV. //Phys. Stat. Sol. (a). 1980. v.58. №2. pp.507-515.//
25. *J. Barak and N. Kaplan,* Co⁵⁹ Indirect Spin-Spin Interaction in Ferromagnetic Co Metal, //Phys. Rev. Lett. 23, 925 - 927 (1969)//
26. *Bloom A.L,* Nuclear Induction in Inhomogeneous Fields // Phys. Rev. 1955. v. 98, N 4, p.1105-1111.//
27. *Searli C.W., Kunkel H.P., Kupca S., Maartense I.* NMR enchancement of a modulating field due to the anisotropic component of the hyperfine field in hep Co and YCo₅. //Phys. Rev. B. 1977. v.15. №7. pp. 3305-3308//.
28. *Akhalkatsi A.M., Mamniashvili G.I.,* Investigation of NMR signal nature in lithium ferrite by method of low-frequency excitation //Buleten of the Georgian Academy of Sciences 1998. v. 158. №1. pp. 41-43.//
29. *Akhalkatsi A.M., Mamniashvili G.I., Ben-Ezra S.* On mechanisms of single-pulse echo formation in multidomain magnetic materials. //Phys. Lett. 2001, A291, pp.34-38.//
30. *Akhalkatsi A.M., Mamniashvili G.I., Gegechkori T.O., Ben-Ezra S.* On formation mechanism of ⁵⁷Fe single-pulse echo in lithium ferrite. //Phys. Met. Metallogr., 2002, v.94, №1, p.40-46.//
31. *Ахалкаци А.М., Мамниашвили Г.И.,* Сигналы ядерного спинового эха при совместном воздействии магнитных и радиочастотных импульсов.//ФММ, 1998, т. 86, вып. 5, с.461-463//.
32. *Лёше А.,* Ядерная индукция. //М.: ИИЛ, 1963,С.114.//
33. *Akhalkatsi A.M., Mamniashvili G.I.* On the role of pulse edges in the single-pulse spin echo technique. //Phys. Met. Metallogr, 1996, v.81, N6, pp.632-635.//

34. *Emsley J. W., Feeney J., Sutcliffe L.H.* “High Resolution Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy”
35. *Килиптари И.Г., Шавишвили Т.М., Михелаишвили Т.Я.* Влияние неоднородности коэффициента усиления на параметры сигналов эха в ЯМР многодоменных ферромагнетиков //Труды. ТГУ. физика. 1985. т. 253. с.71-96.//
36. *Davis J.H., Searle G.H.* Nuclear resonance and relaxation from domains and domain walls in manganese ferrite. // Phys. Rev. 1976. v.14B. №15. p.2126-2136.//
37. *Чекмарев В.П., Петров М.П., Петров А.А.* Динамический сдвиг частоты ЯМР ядер, расположенных в доменных границах. //ФТТ. 1979. т21. №4. с.1095-1101.//
38. *Мамниашвили Г.И., Чекмарев В.П.* Резонансные эффекты при нерезонансном возбуждении спиновой системы. //Сообщения АН ГССР. физика. 1988. т129. №3. с.537-540.//
39. *Чекмарев В.П., Куркин М.И., Голащанов С.И.* Механизм формирования одноимпульсного эха в хановских спиновых системах. //ЖЭТФ. 1979. т.76. №5. с.1675-1684.//
40. *Kiliptari I.G. Tsifrivovich V.I.* Single-pulse nuclear spin echo in magnets. //Phys. Rev. B. 1998, v.57. p.11554//
41. *Tsifrivovich V. I., Mushailov E.S., Baksheyev N.V., Bessmertny A.M., Glozman E.A., Maltsev V.K., Novosyolov O.V., and Reingardt A.E.* Zh. Eksp. //Teor. Fiz. 88, 1481 (1985) [Sov. Phys. JETP 61, 886 (1985)]//
42. *Le Dang Khoi., Veillet P., Campbell I.A.* NMR study of the doped Heusler alloys Co_2MnSi and Co_2VCa . //International Conf. Magnetizm. 1976. ICM 76. Pt.1. p.p.413-414; North-Holland Ppublishing Company.//
43. *Ватсон Р., Фримен А.* Хартри-фоковская теория электрических и магнетных сверхтонких взаимодействий в атомах и магнетных соединениях. – В кн.: //Сверхтонкие взаимодействия в твердых телах. – М.: Мир. – 1970. С. 62-101.//
44. *A.M. Akhalkatsi, T.O. Gegechkori, G.I. Mamniashvili, Z.G. Shermadini, A.N. Pogorelyy, and O.M. Kuz'mak.* “Magnetic Video-Pulse Action on the Nuclear Spin Echo in Polydomain Magnetic Materials”. //The Physics of Metals and Mettallography, 2008, Vol. 105, No. 4, pp 351-355.//
45. *A.M. Akhalkatsi, G.I. Mamniashvili, Z.G. Shermadini, T.A. Gavasheli, T.O. Gegechkori, W.G. Clark.* “Multiple NMR spin echoes in magnets: The echo structure and potential applications“. //Journal of Applied Physics. 105, 1 (2009)//
46. *Shakhmuratova L.N., Fowler D.K., Chaplin D.H.,* //Phys. Rev. A. 1997, v.55, N4, p.2955-2967//