საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის
კიბერნეტიკის ინსტიტუტი

ხელნაწერის უფლებით

მაია ომარის-ას. ელიზბარაშვილი

სპინური რელაქსაცია არატიპიურ მეტალებსა და დიელექტრიკებში და მისი გამოკვლევის მეთოდები

01.04.03. – რადიოფიზიკა

დისერტაცია ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა კანდიდატის სამეცნიერო ხარისხის მოსაპოვებლად

სამეცნიერო ხელმძღვანელი:
ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა დოქტორი
ნ. პ. ფოკინა

თბილისი 2005

ნაშრომის შინაარსი

შესავალი..... გვ. 4

თავი I. ზოგიერთი ახალი მასალების თვისებები და ექსპერიმენტული და თეორიული კვლევის მეთოდები 9

§ 1. არატიპიური მეტალები და დიელექტრიკები 9

§ 2. ბმული ოსცილატორების კლასიკური თეორია 18

თავი II. კვადრუპოლური ბირთვების სპინური რელაქსაცია პარამაგნეტიკებსა და მაგნიტურად მოწესრიგებულ დიელექტრიკებში 26

§ 1. დოპირებული ლანთანიუმის მანგანიტების სტრუქტურა 27

§ 2. ბირთვული რელაქსაციის გამოთვლა 33

§ 3. მაგნიტური იონების პატარა კონცენტრაციის შემთხვევა 46

§ 4. მაგნიტური იონების დიდი კონცენტრაციის შემთხვევა 50

§ 5. სპინური რელაქსაცია სპინური ტალღების არსებობის არეში 52

§ 6. ექსპერიმენტთან შედარება 62

თავი III. ^{55}Mn ბირთვების სპინური რელაქსაცია გამტარ ფერომაგნიტურ პეროვსკიტებში 69

§ 1. ^{55}Mn ბირთვების გასწვრივი და განივი სპინური რელაქსაცია მეტალურ ფერომაგნიტურ პეროვსკიტებში 70

§ 2. ექსპერიმენტთან შედარება 78

თავი IV. მეტალის ორი სახის სპინურ სისტემაში განივი და გასწვრივი რელაძსაციების დროების გაზომვა ეპრ-ისა და გასწვრივი გამოძახილის მეთოდით 80

§ 1. ეპრ-ის და განივი გამოძახილის სიგნალი რელაქსაციურად ბმული ლოკალიზებული (S=½) და დელოკალიზებული სპინების სისტემისათვის 80

§ 2. მეტალის სპინური სისტემის გასწვრივი გამოძახილი ეპრ-ის მოდულირებულ გაჯერებაზე ნებისმიერი მოდულაციის სიხშირისა და გამაჯერებელი ველის აშლისას 80

§ 3. ექსპერიმენტთან შედარება 101

შედეგები 106

ლიტერატურის სია 109

შესავალი

ახალმა მასალებმა, როგორებიცაა მაღალტემპერატურული ზეგამტარები, ფულერენები, ფულერიდები, შერეული ვალენტობის მანგანიტები, გამოავლინეს პრაქტიკული გამოყენებისათვის საინტერესო და პერსპექტიული მაგნიტური და ელექტრული თვისებები, რის გამოც წლების მანძილზე ადგილი აქვს მათ ინტენსიურ შესწავლას. ამ მასალების შესწავლა ხორციელდებოდა ეპრ-ის [1-3], ბმრ-ის [4-21], ნეიტრონების გაბნევის მეთოდებით [22-23], რენტგენული სხივების გაბნევის მეთოდით [24-26], ასევე მიუონის სპინური რელაქსაციისა და ნეიტრონული სპინური ექოს საშუალებით [27].

შერეული ვალენტობის მანგანიტებს $La_{1-x}A_xMnO_3$ (სადაც A – ტუტემიწათა მეტალია; $0 \le x \le 1$) მდიდარი ფაზური დიაგრამა აქვს. დოპირების x დონეზეა დამოკიდებული, როგორც მისი მაგნიტური მოწესრიგება (იგი შეიძლება იმყოფებოდეს ფერომაგნიტურ, ანტიფერომაგნიტურ, ან ისეთ მდგომარეობაში, როცა ადგილი აქვს ერთ კრისტალში ორივე ფაზის თანაარსებობას [28-30]), ასევე გამტარული თვისებები. თუმცა, უნდა აღინიშნოს, რომ გამტარულ თვისებებს დოპირების დონის გარდა, როგორც ეს დადგინდა ექსპერიმენტული კვლევით, განაპირობებს ასევე მანგანუმის e_g -ელექტრონების ორბიტალური მოწესრიგება [13, 26, 31].

შერეული ვალენტობის მანგანიტების ნიმუშებზე ექსპერიმენტული მონაცემების ანალიზისას ჩვეულებრივ არ ითვალისწინებდნენ მაგნიტურად მოწესრიგებულ ნიმუშში ელექტრონულ სპინური სისტემის პარამაგნიტურისგან

განსხვავებულ ქცევას. ლანთანური მანგანიტები კი საინტერესო და პერსპექტიულ თვისებებს (მაგალითად, კოლოსალური მაგნიტოწინაღობის ეფექტი) ავლენენ ფერომაგნიტური გადასვლის მახლობლობაში. ასევე უნდა აღინიშნოს, რომ პარამაგნიტური და მაგნიტურად მოწესრიგებული იზოლატორებისათვის ბირთვული რელაქსაციის დროები ბმრ-ის ექვიდისტანტური სპექტრისთვის ცნობილი იყო. მნიშვნელოვანი იყო ამ შედეგის განზოგადება ბირთვებისათვის, რომლებიც ხასიათდებიან არაექვიდისტანტური სპექტრით და ფერომაგნიტური და პარამაგნიტიკური დიელექტრიკული მასალებისათვის (მაგნიტური მოწესრიგებისა და ბირთვული რელაქსაციის გამომწვევი ზოგადი სახის ელექტრონ-ბირთვული ურთიერთქმედების გათვალისწინებით) ბირთვული რელაქსაციის სიჩქარეების გამოსახულებების მიღება და მიღებული შედეგების გამოყენება შერეული ვალენტობის მანგანიტებზე არსებული ექსპერიმენტული მონაცემების გასაანალიზებლად.

ექსპერიმენტული შედეგების ხარისხობრივი ანალიზისას დადგინდა [17], რომ შერეული ვალენტობის მანგანიტების ფერომაგნიტურ გამტარ ფაზაში ადგილი აქვს მანგანუმის იონების Mn^{3+} და Mn^{4+} კვანძებს შორის e_g-ელექტრონების სწრაფ გადახტომებს ($f_{hop} > f_{10AR}$), და რომ ამ გადახტომებით შექმნილი ფლუქტუაციური ველი წარმოადგენს ბირთვული რელაქსაციის მიზეზს. ექსპერიმენტული მონაცემების ანალიზმა ასევე აჩვენა [17], რომ გასწვრივ და განივ ბირთვულ რელაქსაციის სიჩქარეებს ექსპონენციალური ტემპერატურული დამოკიდებულებები

აქვთ, და რომ მათი ფარდობა ტემპერატურაზე არ არის დამოკიდებული, რაც ადასტურებს იმ ფაქტს, რომ შერეული ვალენტობის მანგანიტები არატიპიურ მეტალებს წარმოადგენენ. მნიშვნელოვანი იყო ამ მასალების რაოდენობრივი აღწერა, რომლის დახმარებითაც შესაძლებელი იქნება ექსპერიმენტიდან საჭირო პარამეტრების დადგენა.

ცოცხალ უჯრედებში ჟანგბადის კონცენტრაციის გაზომვის პრობლემა მეტად აქტუალურია ბიოლოგიასა და მედიცინაში. ამ კონცენტრაციის ერთ-ერთ ყველაზე მგძნობიარე მრიცხველს წარმოადგენს ნახშირი, რომელიც მიიღება სხვადასხვა ნახშირის შემცველი მასალების პიროლიზისას. ჟანგბადის შემცველობის კონცენტრაციის დადგენა დაიყვანება ეპრ-ის სიგნალის სიგანის ან ამპლიტუდის გაზომვაზე [32]. ეს ნახშირები შეიცავენ ორი ტიპის პარამაგნიტურ ცენტრებს, რომლებიც გაცვლითი ურთიერთქმედებით არიან დაკავშირებული გამტარობის ელექტრონებთან. ცნობილია, რომ ნახშირებში პარამაგნიტურ ცენტრების გასწვრივი რელაქსაციის დრო პატარა სიდიდეა (10^{-8}-10^{-7}წმ), შესაბამისად, მათი გაზომვა ჩვეულებრივი მეთოდებით რთულია. ასეთი პატარა დროების გასაზომად [1-3]-ში განვითარებული იქნა ადრე შემუშავებული გასწვრივი გამოძახილის (გგ) მეთოდი [33, 35]. შესაბამისი თეორია იყო დამუშავებული [1-3, 33, 35] ერთი სორტის სპინისთვის. ნახშირები კი, როგორც პოლიმელურ ფაზაში მყოფი RbC_{60} ფულერიდი, შეიცავენ გაცვლითი ურთიერთქმედებით დაკავშირებულ ლოკალიზებულ და დელოკალიზებულ სპინებს. ამიტომ იყო საჭირო გასწვრივი გამოძახილის

ანალიტიკური გამოსახულებების მიღება ორი სორტის გაცვლითი ურთიერთქმედებით ბმული სპინებისათვის. ამ ამოცანის გადასაჭრელად [36, 37]-ში შემუშავებული იქნა ორი რელაქსაციურად ბმული ოსცილატორების თეორია, თუმცა უნდა აღინიშნოს, რომ მიღებული შედეგები ითვალისწინებდნენ გარკვეულ შეზღუდვებს gg დამზერის ექსპერიმენტული პირობებისთვის. მნიშვნელოვანი იყო ამ შედეგის გაუმჯობესება და მისი გამოყენება აქტივირებულ ნახშირზე.

ამრიგად, ზემოთხსენებულიდან გამომდინარე, მოცემული სადისერტაციო ნაშრომის მიზანს წარმოადგენს ბირთვული გასწვრივი და განივი რელაქსაციის დროებისთვის ანალიტიკური გამოსახულებების მიღება, როგორც პარამაგნიტურ და ფერომაგნიტურ იზოლატორებში ბმრ-ის არაექვიდისტანტური სპექტრისთვის, ასევე შერეული ვალენტობის მანგანიტების გამტარი ფაზისთვის. სადისერტაციო ნაშრომის მიზანს წარმოადგენს ასევე გაცვლითი ურთიერთქმედებით დაკავშირებული ორი სორტის სპინების სისტემის gg სიგნალის ანალიზური შესწავლა ზოგად შემთხვევაში.

დისერტაცია შედგება შესავალისაგან, ოთხი თავისაგან და შედეგებისაგან. მისი შინაარსი წარმოდგენილია 108 გვერდზე. გამოყენებული ლიტერატურის სია შეიცავს 82 დასახელებას.

დისერტაციაში მოყვანილი ძირითადი შედეგები გამოქვეყნებულია სამ ნაშრომში და მოხსენებულია შვეიცარიაში EPFL Department de Physique-ში გამართულ

Workshop-৬৯ "Study of Non-common Metals on Practical Interest: Electron Spin Resonance Investigation".

თავი I

ზოგიერთი ახალი მასალების თვისებები და ექსპერიმენტული და თეორიული კვლევის მეთოდები (მიმოხილვა)

ახალმა მასალებმა, როგორებიცაა მაღალტემპერატურული ზეგამტარები, ფულერენები, ფულერიდები, შერეული ვალენტობის მანგანიტები გამოავლინეს პრაქტიკული გამოყენებისათვის საინტერესო და პერსპექტიული მაგნიტური და ელექტრული თვისებები, რის გამოც ადგილი აქვს მათ ინტენსიურ შესწავლას. მათვის დამახასიათებელი ბევრი უჩვეულო თვისებების გამო მათი ძველი მეთოდებით შესწავლა რთული აღმოჩნდა, ამიტომ ბოლო წლების მანძილზე ადგილი აქვს მათვის ახალი თეორიული და ექსპერიმენტული მეთოდების შემუშავებასა და უკვე შემუშავებული მეთოდების გაუმჯობესებას.

§ 1. არატიპიური მეტალები და დიელექტრიკები

შერეული ვალენტობის მანგანიტების ზოგად ფორმულას $La_{1-x}A_xMnO_3$ სახე აქვს (სადაც A – ტუტემიწათა მეტალია; $0 \le x \le 1$). ამ მასალებს მდიდარი ფაზური დიაგრამა აქვთ. მანგანიტების მშობელი შენაერთი ($x=0$) $LaMnO_3$ დიელექტრიკულ ანტიფერომაგნეტიკს წარმოადგენს. x-ის ზრდისას, როცა $x \to 0{,}2$, ადგილი აქვს დიელექრტიკული მდგომარეობიდან მეტალურ მდგომარეობაში გადასვლას, ხოლო x–ის შემდგომი ზრდისას, როცა $x \to 0{,}4$, ადგილი აქვს საპირისპირო გადასვლას. დაახლოებით იმავდროულად

ადგილი აქვს მაგნიტური მოწესრიგების ცვლილებას – შენაერთი ჯერ ანტიფერომაგნიტური მდგომარეობიდან ფერომაგნიტურში გადადის და შემდეგ (x→1) ისევ უბრუნდება ანტიფერომაგნიტურ მდგომარეობას.

პირველი ნაშრომი მანგანიტების ელექტრული და მაგნიტური გაზომვების შესახებ გამოჩნდა 1950 წელს [30]. ამ სტატიაში Harry Jonker-ი და J. H. Santen-ი აღწერდნენ ოთახის ტემპერატურის ქვემოთ შერეული ვალენტობის მანგანიტებში $0.2 \le x \le 0.4$-თვის ფერომაგნიტური გამტარი ფაზის აღმოჩენას. ცოტა მოგვიანებით კი Ernie Wollen-მა და Wally Koehler-მა [22] ნეიტრონების გაბნევის მეთოდით შეისწავლეს ეს მასალები და პირველად გამოავლინეს მასში ფაზების თანაარსებობა. ექსპერიმენტული შედეგებიდან გამომდინარე 1951 წელს Zener-მა [38], ცოტა მოგვიანებით კი Anderson-მა და Hasegawa-მ [39], De Gennes-მა [40], Kanamori-მ, Goodenough-მა [41, 42] და რამოდენიმე სხვა მეცნიერმა შექმნეს ასეთი მასალების თეორიული ბაზა, რომელსაც დღემდე იყენებენ.

ლანთანუმ-მანგანუმის არადოპირებული ოქსიდი $LaMnO_3$ მანგანუმის მხოლოდ სამვალენტიან იონებს შეიცავს, რომლებსაც ოთხი 3d ელექტრონი აქვთ. ამ ელექტრონებიდან სამი t_{2g}–ორბიტალურ მდგომარეობაშია და არ იღებენ მონაწილეობას გამტარობაში. ისინი შედიან მანგანუმის იონის ჩონჩხში. მეოთხე ელექტრონი იკავებს e_g–ორბიტალს. t_{2g} ელექტრონები და e_g ელექტრონი ძლიერი ჰუნდის ბმით (J_H) არიან დაკავშირებულნი [30, 43-45], რის გამოც (ვინაიდან ნახევრად შევსებულ 3d გარსზე ხუთი ელექტრონი ეტევა) მათი სპინები პარალელურად არიან

მიმართული. ლანთანუმ-მანგანუმის ოქსიდის ორვალენტიანი მეტალებით დოპირებისას ($x\neq0$) მანგანუმის იონების ნაწილი გარდაიქმნება ოთხვალენტიანად, რომლებსაც შესაბამისად e_g მდგომარეობაში უჩნდებათ ხვრელი. ზინერის თეორიით მანგანუმის სამ და ოთხვალენტიან იონებს შორის ადგილი აქვს არაპირდაპირ გაცვლით ურთიერთქმედებას, რომელსაც ორმაგი გაცვლა უწოდეს (ოგ). იგი მდგომარეობს შემდეგში: მანგანუმის იონის e_g-ელექტრონი არ იცვლის სპინის მიმართულებას ერთი იონიდან მეორეზე გადახტომისას, ამიტომ იგი ჟანგბადის იონის გავლით ადვილად გადაადგილდება მანგანუმის სამვალენტიანი იონიდან ოთხვალენტიან იონისაკენ თუ მანგანუმის იონების სპინები ერთნაირად არიან მიმართული. მოძრავი e_g-ელექტრონების არსებობისას ენერგეტიკულად ხელსაყრელია ფერომაგნიტური მოწესრიგება, რადგანაც ამ შემთხვევაში სისტემის თავისუფალი ენერგია მინიმალურია [44]. შესაბამისად, e_g-ელექტრონებისათვის ხელსაყრელია დააპოლაროს t_{2g} სპინები მის მახლობლობაში (ჩნდება ფერომაგნიტურად მოწესრიგებული „კუნძულები“). როცა მუხტის მატარებლების სიმკვრივე აღწევს ოპტიმალურ მნიშვნელობას ($x\rightarrow0,3$) ელექტრონული ხვრელების გარშემო ფმ მოწესრიგებული “კუნძულები” იწყებენ გადაფარვას, და ძირითადი მდგომარეობა ხდება მთლიანად ფერომაგნიტური [30]. შესაბამისად, ზინერის თეორიის მიხედვით ფერომაგნიტური მოწესრიგებასა და მეტალურ გამტარებლობას შორის ძლიერი კორელაცია არსებობს.

1994 წელს Bell Labs' Sung-Ho Jin და მისმა თანამშრომელებმა [46] აღმოაჩინეს, რომ $La_{0,67}Ca_{0,33}MnO_3$

თხელი ფირფიტების წინაღობა რამოდენიმე ტესლა მაგნიტურ ველში მოთავსებისას 1000-ჯერ მცირდება. ეს შედეგი გამოწვეული იყო იმით, რომ მაგნიტური ველი იწვევდა ფაზურ გადასვლას - პარამაგნიტური მდგომარეობიდან ნიმუში გადადიოდა ფერომაგნიტურ გამტარ ფაზაში. ამ ეფექტს "კოლოსალური მაგნიტოწინაღობის ეფექტი" (კმწ) უწოდეს. ხარისხობრივად იგი შემდეგნაირად შეიძლება აიხსნას: დიდი მაგნიტური ველი $T \approx T_C$ იწვევს მანგანუმის იონების სპინების დიდი სპინური ფლუქტუაციების მდგომარეობიდან სპინების ერთნაირი მიმართულების მოწესრიგებაზე გადაყვანას, რის შედეგადაც e_g-ელექტრონს უადვილდება მოძრაობა და ელექტრული წინაღობა მცირდება. კმწ აღმოჩენამ შერეული ვალენტობის მანგანიტების მიმართ ფიზიკოსების განახლებული ინტერესი გამოიწვია. კმწ ეფექტის დამზერა მოხდა როგორც ხვრელების პატარა კონცენტრაციისას, ასევე x~0.5-თვის [9] როცა ლანთანუმ-მანგანუმის ოქსიდი ანტიფერომაგნიტურ დიელექტრიკულ მასალას წარმოადგენს, რომელსაც მუხტური მოწესრიგება გააჩნია. x~0.5-თვის კმწ-ის ეფექტი განსაკუთრებით დიდია.

შემდგომმა ექსპერიმენტულმა გამოკვლევებმა აჩვენა, რომ ამ მასალების ძირითადი თვისებების ასახსნელად საჭიროა უფრო მეტად კომპლექსური იდეები, ვიდრე ეს ზინერის თეორიაა. განსაკუთრებული ინტერესი გამოიწვია შერეული ვალენტობის მანგანიტების ფერომაგნიტურმა დიელექტრიკულმა მდგომარეობამ ($d\rho/dT < 0$, სადაც ρ - კუთრი წინაღობაა) $0{,}11 \le x \le 0{,}17$, რომელიც შერეული ვალენტობის მანგანიტების ფერომაგნიტური მოწესრიგების

ოგ მოდელის კონცეფციაში არ ჯდება [13], და რის ასახსნელადაც საჭიროა დამატებითი ეფექტების, როგორებიცაა მესერის დამახინჯება, მუხტის ან ორბიტალური წესრიგის გათვალისწინება.

$La_{0.88}Sr_{0.12}MnO_3$ შენაერთი T_C-ს ქვემოთ ელექტრული წინაღობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულებით მეტალურ ქცევას ავლენს, რაც შეესაბამება ოგ-ს სურათს, მაგრამ ტემპერატურის შემდგომი დაწევისას კონკრეტული T_{00} (ორბიტალური მოწესრიგების ტემპერატურა) ტემპერატურის ქვემოთ წინაღობა მკვეთრად იზრდება. ამ T_{00} ტემპერატურაზე ადგილი აქვს ფმ გამტარი ფაზიდან ფმ დიელექტრიკულ ფაზაში გადასვლას [26]. ამ მასალის რენტგენულმა გამოკვლევებმა აჩვენა, რომ მეტალი-დიელექტრიკი გადასვლა გამოწვეულია მანგანუმის e_g-ელექტრონების ორბიტალურად მოუწესრიგებელი მდგომარეობიდან ანტიფერო-ტიპის ორბიტალურ მოწესრიგებულ მდგომარეობაში გადასვლით. მეტალი-დიელექტრიკი გადასვლა შეიძლება განხორციელდეს, აგრეთვე, მაგნიტური ველის გამოყენებისას [47, 48].

შერეული ვალენტობის მანგანიტებზე ექსპერიმენტულმა შრომებმა გამოავლინეს ერთ კრისტალში სხვადასხვა ადგილას განსხვავებული ელექტრული და მაგნიტური ფაზების თანაარსებობა. აღსანიშნავია, რომ ხვრელების $x\sim0,3$ ($x=0,3$; $x=0,33$) კონცენტრაციებისას გამოვლინდა [18, 27] ორი ფერომაგნიტური მეტალური ფაზის თანაარსებობა, რომელთაც გააჩნიათ ძალიან განსხვავებული Mn–იონების სპინური დინამიკა. ფაზა, რომელსაც გააჩნია უფრო ნელი სპინური ფლუქტუაციები შედარებით ნაკლებად გამტარია

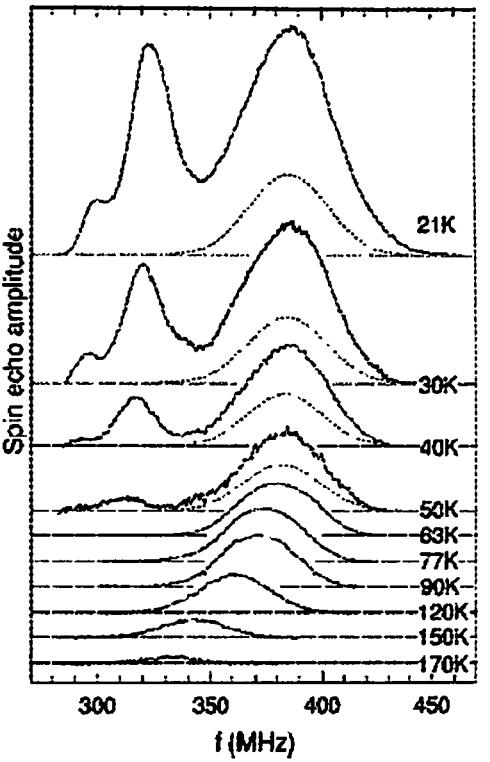
(თუმცა მიუონის სპინური რელაქსაციით ამ მასალის გამოკვლევებმა ლოკალიზებული Mn^{3+} და Mn^{4+} იონები არ აღმოაჩინა). ფერომაგნიტური მეტალური და ფერომაგნიტური დიელექტრიკული ფაზების თანაარსებობა კი კონცენტრაციების საკმაოდ ფართო ინტერვალში მრავალმა ნაშრომმა გამოავლინა [28-30].

როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ, შერეული ვალენტობის მანგანიტების გამტარულ თვისებებს განაპირობებს ორ მეზობელ მანგანუმის იონებს შორის ($Mn^{3+} \rightarrow Mn^{4+}$) e_g-ელექტრონების გადახტომები. ზენაზი ურთიერთქმედების გამო ^{55}Mn ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის სიხშირე f_{NMR} დამოკიდებულია მანგანუმის იონის აქტიური შრის შემცველობაზე. არამეტალურ სისტემებში, სადაც $f_{NMR} > f_{hop}$ (f_{hop} - e_g-ელექტრონების გადახტომის სიხშირეა) ბმრ სპექტრი შეიცავს ≈325 Hz სიხშირეზე Mn^{4+} იონის ბირთვების მახასიათებელ შედარებით ვიწრო ხაზს, და ≈400-430 Hz სიხშირეზე განიერ ხაზს, რომელიც შეესაბამება Mn^{3+} იონის ბირთვებს [16]. ეს ჩანს ნახ.1.1.1-ზე, სადაც მოყვანილია საოსტას [19] ნაშრომის შედეგი. ამ მასალების ფერომაგნიტურ მეტალურ ფაზაში გადასვლისას, როცა როგორც ეს დადგენილია ექსპერიმენტული შედეგებით, ადგილი აქვს მანგანუმის იონების კვანძებში ელექტრონული ხვრელების სწრაფ გადახტომებს ($f_{hop} > f_{NMR}$) [17, 19], რის გამოც ^{55}Mn ბირთვები ერთნაირი სიდიდის გასაშუალებულ ზენაზ ველს ! გრძნობენ და შესაბამისად შუალედურ სიხშირეზე ერთიანი ბმრ ხაზი მიიღება. [17, 21]-ში გამოკვლეული იქნა ^{55}Mn ბირთვების გასწვრივი და განივი

რელაქსაციების ტემპერატურული დამოკიდებულებები ამ გასაშუალებული სპექტრისთვის. აღმოჩნდა, რომ T_1^{-1} და T_2^{-1} აქვთ ერთნაირი ტემპერატურული დამოკიდებულებები, რაც თვისობრივად ახსნილი იქნა [17]-ში. ექსპერიმენტულ მონაცემებზე დაყრდნობით დადგინდა, რომ ^{55}Mn სპინურ რელაქსაციას ფერომაგნიტურ პეროვსკიტებში იწვევს ზენაზი ურთიერთქმედების ფლუქტუაცია და არა კორინგას რელაქსაცია, როგორც ეს ჩვეულებრივ მეტალებში ხდება.

პრაქტიკული გამოყენებისათვის პერსპექტიული თვისებებით ხასიათდება ასევე ფულერენი რომელიც ახლად აღმოჩენილ მასალებს მიეკუთვნება. იგი ბუნებაში კარბონიუმის ერთ-ერთ სახეობას წარმოადგენს. მას შეიცავს ვარსკვლავების მტვერი, მეტეორები, ორგანული გამხსნელები და დედამიწის გეოლოგიური ფორმირებები. დაახლოებით სფერულ ღრმულიან გალიის ფორმის ფულერენის მოლეკულა შეიცავს 60 კარბონიუმის ატომს, რომლებიც შეკრულია ხუთკუთხედებად და ექვსკუთხედებად. მისი სახელი დაკავშირებულია არქიტექტორ ბაქსმისტერ ფულერის სახელთან, რომელმაც დააპროექტა ნაგებობა, რომელსაც ფულერენის მოლეკულის ფორმა აქვს. ვინაიდან მას ფეხბურთის ბურთის ფორმაც აქვს მას buckyball-საც უწოდებენ. ქიმიურად ისინი სავსებით სტაბილურნი არიან – მისი მოლეკულის დასაშლელად საჭიროა 1000^0C-ზე მეტი ტემპერატურა. საკმაოდ დაბალ ტემპერატურაზე (რამოდენიმე ასეული ^{0}C) ფულერენი "ორთქლდება". აორთქლებისას ბურთები არ ნშლება, ისინი მხოლოდ წყდებიან მყარ ნივთიერებას.

მეცნიერული თვალსაზრისით ფულერენებს ახასიათებს სხვა კარბონიუმის მასალებისაგან განსხვავებული უჩვეულო თვისებები. მაგალითად, ერთ C_{60} მოლეკულაზე ტუტე მეტალის (მაგალითად, როგორებიცაა K, Rb, Cs, Na) ერთი ატომის დამატებისას იგი იქცევა საკმაოდ მაღალტემპერატურულ ზეგამტარად. ასეთ დოპირებულ ფულერენს ფულერიდი ჰქვია. იგი ზეგამტარობის გადასასვლის ტემპერატურის სიდიდის მიხედვით კუპრატების შემდეგ მეორე ადგილზე დგას. მისი ზეგამტარობის გადასასვლის ტემპერატურა დამოკიდებულია იმაზე, თუ რომელი მეტალია ჩამატებული, და 19K-დან 40K-მდე იცვლება.



ნახ. 1.1 სავოსტას და თანაავტორების [19] ნაშრომის შედეგი. $La_{1-\delta}MnO_3$. ^{55}Mn ბმრ-ის სპექტრი ათ სხვადასხვა ტემპერატურზე. წყვეტილი მრუდი შეესაბამება ფერომაგნიტური მეტალური კლასტერებიდან წვლილს.

§ 2. ბმული ოსცილატორების კლასიკური თეორია

განვიხილოთ თავისუფლების ორი ხარისხის მქონე სისტემაში მიმდინარე რხევები ორი ზამბარით დაკავშირებული მათემატიკური საქანის მაგალითზე (იხ. ნახ. 1.2.1) [49]. როცა მათემატიკური საქანების წონასწორობის მდგომარეობიდან გადახრა პატარა სიდიდეა, მაშინ სისტემის კინეტიკური და პოტენციური ენერგიები შესაბამისად ტოლია:

$$T = \frac{1}{2} m_1 l_1^2 \dot{\varphi}_1^2 + \frac{1}{2} m_2 l_2^2 \dot{\varphi}_2^2 ,$$

$$V = \frac{1}{2} m_1 g l_1^2 \varphi_1^2 + \frac{1}{2} m_2 g l_2^2 \varphi_2^2 + \frac{1}{2} k a^2 (\varphi_1 - \varphi_2)^2 \qquad (1.2.1)$$

სადაც k – ზამბარის სიხისტის კოეფიციენტია. სისტემის მოძრაობის განტოლებები ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$m_1 l_1^2 \ddot{\varphi}_1 + m_1 l_1 g \varphi_1 - k a^2 (\varphi_2 - \varphi_1) = 0 \qquad (1.2.2)$$

$$m_2 l_2^2 \ddot{\varphi}_2 + m_2 l_2 g \varphi_2 + k a^2 (\varphi_2 - \varphi_1) = 0 \qquad (1.2.3)$$

თავისუფლების ორი ხარისხის მქონე სისტემა შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც ერთმანეთთან დაკავშირებული თავისუფლების ერთი ხარისხის მქონე ორი სისტემის ერთობლიობა. ამ თავისუფლების ერთი ხარისხის სისტემებს პარციალური სისტემები ეწოდება, ხოლო მათ თავისუფალი რხევების სიხშირეებს პარციალური სიხშირეები. საერთო წესის მიხედვით კონკრეტული განზოგადებული კოორდინატის შესაბამისი პარციალური სისტემა მიიღება, თუ ნულს გაუტოლებთ ყველა დანარჩენ კოორდინატებს. თუ (1.2.2) ფორმულაში გავითვალისწინებთ $\varphi_2 = 0$, მაშინ მივიღებთ პირველი პარციალური სისტემის განტოლებას,

რომლის ამონახსენიც ν_1 პარციალურ სიხშირეს წარმოადგენს:

$$\nu_1^2 = \frac{g}{l_1} + \frac{ka^2}{m_1 l_1^2} \tag{1.2.4}$$

ხოლო (1.2.3)-დან $\varphi_1 = 0$-ის გათვალისწინებით მიიღება მეორე პარციალური სიხშირის გამოსახულება:

$$\nu_2^2 = \frac{g}{l_2} + \frac{ka^2}{m_2 l_2^2} \tag{1.2.5}$$

თუ შემოვიტანთ ბმის კოეფიციენტებს $\alpha_1 = \frac{ka^2}{m_1 l_1^2}$ და $\alpha_2 = \frac{ka^2}{m_2 l_2^2}$, მაშინ რხევების განტოლებები მიიღებს სახეს:

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi}_1 + \nu_1^2 \varphi_1 - \alpha_1 \varphi_2 &= 0 \\ \ddot{\varphi}_2 + \nu_2^2 \varphi_2 - \alpha_2 \varphi_1 &= 0 \end{aligned} \tag{1.2.6}$$

ამ განტოლებების ამონახსნებს ეძებენ შემდეგი სახით:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= A\cos(\omega t + \psi) \\ \varphi_2 &= B\cos(\omega t + \psi) \end{aligned} \tag{1.2.7}$$

თუ (1.2.7) ჩავსვავთ (1.2.6)-ში, მივიღებთ:

$$\begin{aligned} -\omega^2 A + \nu_1^2 A - \alpha_1 B &= 0 \\ -\omega^2 B + \nu_2^2 B - \alpha_2 A &= 0 \end{aligned} \tag{1.2.8}$$

ამ განტოლებათა სისტემას აქვს არატრივიალური ამონახსენი, როცა მისი დეტერმინანტი ნულის ტოლია

$$\begin{vmatrix} \nu_1^2 - \omega^2 & -\alpha_1 \\ -\alpha_2 & \nu_2^2 - \omega^2 \end{vmatrix} = 0$$

რომლის ამონახსნებიც სისტემის რხევის სიხშირეებს წარმოადგენენ:

$$\omega_1^2 = \frac{1}{2}\left[\nu_1^2 + \nu_2^2 - \sqrt{\left(\nu_1^2 - \nu_2^2\right)^2 + 4\alpha_1\alpha_2}\right] \qquad (1.2.9)$$

$$\omega_2^2 = \frac{1}{2}\left[\nu_1^2 + \nu_2^2 + \sqrt{\left(\nu_1^2 - \nu_2^2\right)^2 + 4\alpha_1\alpha_2}\right] \qquad (1.2.10)$$

ω_1 და ω_2 სიხშირეებს სისტემის საკუთარ ან ნორმალურ სიხშირეებს უწოდებენ. A და B ამპლიტუდების შეფარდება შესაბამისად ω_1 და ω_2 სიხშირეებზე ტოლია:

$$\left[\frac{B}{A}\right]_{\omega_1} = \frac{\nu_1^2 - \omega_1^2}{\alpha_1} = \frac{\nu_1^2 - \nu_2^2 + \sqrt{\left(\nu_1^2 - \nu_2^2\right)^2 + 4\alpha_1\alpha_2}}{2\alpha_1} = \kappa_1 \qquad (1.2.11)$$

$$\left[\frac{B}{A}\right]_{\omega_2} = \frac{\nu_1^2 - \omega_2^2}{\alpha_1} = \frac{\nu_1^2 - \nu_2^2 - \sqrt{\left(\nu_1^2 - \nu_2^2\right)^2 + 4\alpha_1\alpha_2}}{2\alpha_1} = \kappa_2 \qquad (1.2.12)$$

(1.2.6) განტოლებების საერთო ამონახსენი კი ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= A_1\cos(\omega_1 t + \psi_1) + A_2\cos(\omega_2 t + \psi_2) \\ \varphi_2 &= \kappa_1 A_1\cos(\omega_1 t + \psi_1) + \kappa_2 A_2\cos(\omega_2 t + \psi_2) \end{aligned} \qquad (1.2.13)$$

A_1, A_2, ψ_1 და ψ_2 მუდმივები განისაზღვრება საწყისი პირობებით. (1.2.13)-ის ამონახსნები შეიძლება განვიხილოთ, როგორც x და y ახალი კოორდინატების წრფივი კომბინაცია, სადაც

$$\begin{aligned} x &= A_1\cos(\omega_1 t + \psi_1) \\ y &= A_2\cos(\omega_2 t + \psi_2) \end{aligned} \qquad (1.2.14)$$

ამ კოორდინატებში რხევების განტოლებას შემდეგი სახე აქვს:

$$\ddot{x}+\omega_1^2 x=0$$
$$\ddot{y}+\omega_2^2 y=0 \qquad (1.2.15)$$

x და y კოორდინატებს ნორმალურ კოორდინატებს უწოდებენ.

განვიხილოთ სისტემის ნორმალური სიხშირეების დამოკიდებულება პარციალურ სიხშირეებზე. ჩავთვალოთ, რომ იცვლება ერთი პარციალური სიხშირე, მაგალითად ν_2. ნორმალური სიხშირეების კვადრატების ν_2^2-ზე დამოკიდებულების გრაფიკს (ნახ. 1.2.2) ვინის გრაფიკი ეწოდება [49]. როგორც ჩანს, ორივე პარციალური სიხშირე მოთავსებულია საკუთარ სიხშირეებს შორის. ძლიერად განსხვავებული პარციალური სიხშირეების დროს ნორმალური სიხშირეები ახლოა პარციალურ სიხშირეებთან. პარციალური სიხშირეების დაახლოებისას ნორმალური სიხშირეები შორდებიან პარციალურ სიხშირებს.

განვიხილოთ ახლა განაწილების კოეფიციენტების დამოკიდებულება ν_2 პარციალური სიხშირის ცვლილებაზე. რადგანაც ν_1 ყოველთვის მეტია ω_1 და ნაკლებია ω_2, ამიტომ κ_1 ყოველთვის მეტია ნულზე და κ_2 ყოველთვის ნაკლებია ნულზე. ამიტომ, მათემატიკური საქანების რხევა ω_1 სიხშირეზე ერთ ფაზაში (სინფაზურია) მიმდინარეობს, ხოლო ω_2 სიხშირეზე საპირისპირო ფაზაში. ამპლიტუდების განაწილების კოეფიციენტების ν_2^2-ზე დამოკიდებულების გრაფიკი მოცემულია ნახ. 1.2.3-ზე [49]. ამ ნახაზიდან ვასკვნით, რომ, როცა პარციალური სიხშირეებისთვის სრულდება პირობა $\nu_2 >> \nu_1$, მაშინ $\kappa_1 << 1$ და $\kappa_2 >> 1$. ამ

შემთხვევაში სინფაზური რხევების ენერგია კონცენტრირებულია დაბალსიხშირულ პარციალურ სისტემაში და საპირისპირო ფაზების რხევების ენერგია კონცენტრირებულია მაღალ სიხშირულ პარციალურ სისტემაში. $\kappa_1 << 1$ და $\kappa_2 >> 1$ პირობების შესრულება ნიშნავს, რომ პირველი მათემატიკური საქანი ძირითადად რხევას ასრულებს ω_1 სიხშირით და მეორე კოორდინატისთვის უპირატესი წვლილი მიუძღვის ω_2 სიხშირით რხევას. ეს ნიშნავს, რომ ფიზიკური კავშირი სისტემებს შორის პატარაა. სისტემებს შორის სუსტი ფიზიკური ბმა შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც ერთ-ერთი პარციალური სისტემის რხევა დიდი ამპლიტუდით, რომელიც იწვევს სუსტ იძულებით რხევას მეორე სისტემაში.

როცა პარციალური სიხშირეები ტოლია $\nu_2 = \nu_1$, მაშინ განაწილების კოეფიციენტები აბსოლიტური მნიშვნელობებით ტოლია $\kappa_1 = -\kappa_2$ და ენერგია თანაბრად არის განაწილებული კოორდინატებზე.

მანდელშტამის მიერ იყო შემოტანილი სისტემების ბმულობის მცნება, რომელიც განსაზღვრავს პარციალურ სისტემებს შორის ფიზიკური ბმის დონეს:

$$\sigma = \frac{2\sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}{\left|\nu_1^2 - \nu_2^2\right|} \qquad (1.2.16)$$

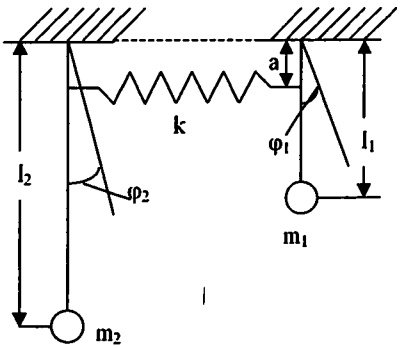
ამ გამოსახულებიდან ჩანს, რომ ბმულობა განისაზღვრება არამარტო ბმის კოეფიციენტების სიდიდეებით, არამედ პარციალური სიხშირეების სიახლოვით. თუ ბმულობა პატარაა, მაშინ საკუთარი სიხშირეები ახლოა პარციალურ სიხშირეებთან. განაწილების კოეფიციენტები

(1.2.11) და (1.2.12), როცა $\nu_1 > \nu_2$ σ სიდიდის გამოყენებით ჩაიწერება შემდეგი სახით:

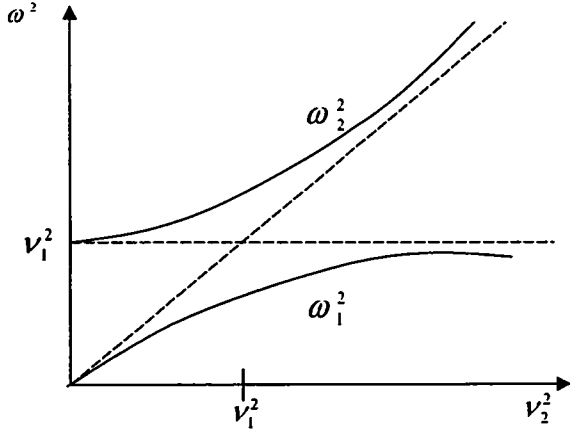
$$\kappa_1 = \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}}\frac{1+\sqrt{1+\sigma^2}}{\sigma}$$
$$\kappa_2 = \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}}\frac{1-\sqrt{1+\sigma^2}}{\sigma} \qquad (1.2.17)$$

(1.2.17)-დან ჩანს, რომ როცა ბმულობა პატარაა ($\sigma \to 0$) $\kappa_1 \to \infty$, $\kappa_2 \to 0$.

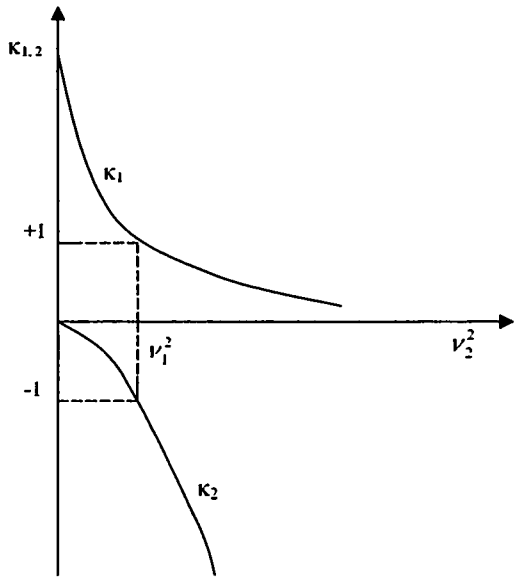
ამრიგად, თითოეული ნორმალური რხევისთვის იმ მათემატიკურ საქანს აქვს დიდი ამპლიტუდა, რომლის პარციალური სიხშირე ახლოა განხილული რხევის საკუთარ სიხშირესთან. როცა პარციალური სიხშირეები ტოლია, მაშინ სისტემის ბმულობა პატარა კავშირის კოეფიციენტების დროსაც კი დიდია.



ნახ. 1.2.1 ორი ბმული მათემატიკური საქანი.



ნახ. 12.2 ვინის გრაფიკი.



ნახ. 1.2.3 განაწილების კოეფიციენტების დამოკიდებულება პარციალურ სიხშირეებზე.

თავი II

კვადრუპოლური ბირთვების სპინური რელაქსაცია პარამაგნეტიკებსა და მაგნიტურად მოწესრიგებულ დიელექტრიკებში

პარამაგნიტურ და მაგნიტურად მოწესრიგებულ იზოლატორებში ბირთვული რელაქსაცია ჩვეულებრივ განპირობებულია ელექტრონული სპინების მიერ ბირთვებზე შექმნილი ფლუქტუირებადი ლოკალური ველებით. ბირთვული რელაქსაციის დროები ბმრ-ის ექვიდისტანტური სპექტრისთვის (როგორც ბირთვების სპინის I=½, ასევე სპინის I>½ შემთხვევაში) ცნობილია [50], მაგრამ მეტად მნიშვნელოვანია ამ შედეგის განზოგადება ბირთვებისათვის, რომლებიც ხასიათდებიან არაექვიდისტანტური სპექტრით. ასეთ ბირთვების მაგალითს წარმოადგენენ ^{139}La და ^{55}Mn ბირთვები დოპირებულ ლანთანურ მანგანიტებში. ასეთი ნიმუშების ექსპერიმენტული მონაცემების ანალიზისას ჩვეულებრივ არ ითვალისწინებენ მაგნიტურად მოწესრიგებულ ნიმუშში ელექტრონულ სპინური სისტემის პარამაგნიტურისგან განსხვავებულ ქცევას. ლანთანური მანგანიტები კი საინტერესო და პერსპექტიულ თვისებებს (მაგალითად, როგორიცაა კოლოსალური მაგნიტოწინაღობის ეფექტი) ავლენენ ფერომაგნიტური გადასვლის მახლობლობაში.

მოცემულ თავში წარმოდგენილია ლოკალიზებული ელექტრონული სპინების სისტემისათვის გასწვრივი (T_1) და განივი (T_2) ბირთვული რელაქსაციის დროების ტემპერატურული დამოკიდებულების ინტერპრეტაციები

სხვადასხვა დონის მოწესრიგების არსებობისას და ფლუქტუაციის წარმოშობის სხვადასხვა მიზეზებისათვის. ამ მიზნით ზოგადი სახის ანიზოტროპული ელექტრონ-ბირთვული ურთიერთქმედებით გამოწვეული ბირთვული რელაქსაციის სიჩქარეების გამოსათვლელი ფორმულა დაიყვანება სახეზე, რომელიც შეიცავს მხოლოდ ელქტრონული სპინური სისტემის კორელაციურ ფუნქციებს და ელექტრონ-ბირთვული ურთიერთქმედების კონსტანტებს. შემდეგ მიღებული შედეგების ილუსტარაციისათვის განხილულია ლანთანუმის მანგანიტების ფაზური დიაგრამის ის ნაწილი, როცა ნიმუში ან პარამაგნიტურია ან წარმოადგენს მაგნიტურად მოწესრიგებულ დიელექტრიკს ([6, 8, 11-13] შრომების მონაცემების მიხედვით, როცა დოპირების დონე x აკმაყოფილებს უტოლობას $0 \le x < 0.15$), ამიტომ დელოკალიზებული სპინების არსებობა მხედველობაში არ მიიღება.

§ 1. დოპირებულილანთანუიმის მანგანიტების სტრუქტურა

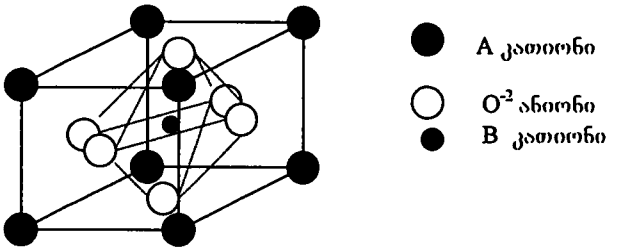
ლანთანუიმის მანგანიტებში მიმდინარე სპინური რელაქსაციის შესასწავლად თავდაპირველად განვიხილოთ მათი სტრუქტურა [44, 51]. მანგანიტების ზოგად ფორმულას ABO_3 სახე აქვს. A დიდი ზომის (დაახლოებით O^{2-} ანიონის ზომის) კათიონია, მაგალითად, როგორიც არის La^{3+}, Nd^{3+}, Ca^{2+}, Cr^{2+}, Ba^{2+}, ხოლო B - პატარა ზომის კათიონი (Mn^{4+} ან Mn^{3+}). მანგანიტების იდეალური პეროსკიტის სტრუქტურა ნაჩვენებია ნახ. 2.1.1-ზე [44]. მანგანუმის იონები 3d იონებს

წარმოადგენენ. ისინი ოქტაედრულადაა კოორდინირებული ჟანგბადის იონებით. 3d გარსში ხუთი d ორბიტალური მდგომარეობაა. თავისუფალი იონისთვის ეს მდგომარეობები ხუთჯერადად გადაგვარებულია. კუბური სიმეტრიის კრისტალური ველი d ორბიტალური მდგომარეობებს გარდაქმნის სამჯერადად გადაგვარებულ t_{2g} – d_{xy}, d_{yz} და d_{zx} ორბიტალებად და ორჯერადად გადაგვარებულ e_g - $d_{x^2-y^2}$, d_{z^2} ორბიტალებად. ჟანგბადის ოქტაედრის დამახინჯება ადაბლებს კრისტალური ველის კუბურ სიმეტრიას, ისე რომ t_{2g} და e_g დონეების სიმძიმის ცენტრი არ იცვლება. დაბალი სიმეტრიის ველი ხსნის e_g დონის გადაგვარებას. ამის გამო Mn^{4+} იონი ($t_{2g}^{3\uparrow}$) არაფერს იძენს ასეთი დამახინჯებით, მაშინ როცა Mn^{3+} ($t_{2g}^{3\uparrow}e_g^{\uparrow}$) იონს შეუძლია შეიმციროს ენერგია დამახინჯებისას. აქედან გამომდინარე Mn^{3+} იონს გააჩნია ტენდენცია დაამახინჯოს მისი გარემომცველი ოქტაედრი რათა შეიმციროს ენერგია. ეს არის ცნობილი, როგორც იან-ტელერის ეფექტის ერთ-ერთი გამოვლინება [44]. მაგალითად, ტეტრაგონალურად წაგრძელებული ოქტაედრისათვის O′-ტიპის სტრუქტურაში (O′: $b>a\approx c/\sqrt{2}$) სტაბილიზირდება d_{z^2} ორბიტალი $d_{x^2-y^2}$ ორბიტალთან შედარებით როგორც ეს ნაჩვენებია ნახ. 2.1.2-ზე [44]. t_{2g} ორბიტალები შედარებით სუსტად გადაფარავენ უახლოესი ჟანგბადის ან ლანთანუმის იონების ორბიტალებს (ნახ. 2.1.3), ამიტომ როგორც წესი ისინი ლოკალიზებულნი არიან, მაშინ როცა e_g ორბიტალები პირდაპირ გადაფარავენ მეზობელი ჟანგბადის p

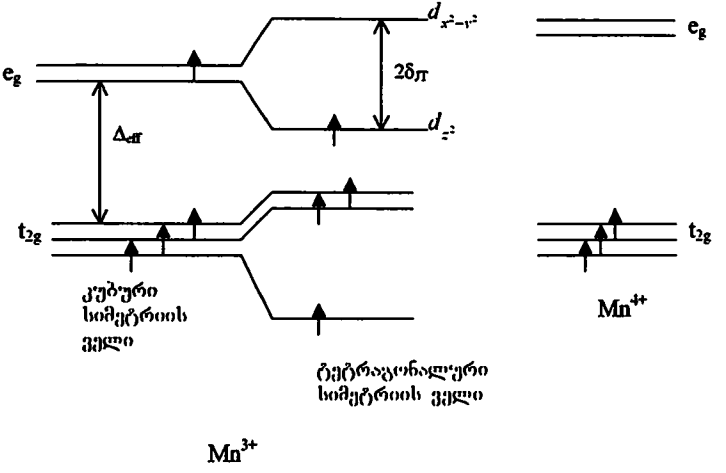
ორბიტალებს და უკანასკნელებთან ერთად წარმოადგენენ ხიდს Mn იონებს შორის. Mn^{4+} და Mn^{3+} იონებს შორის ბმა, როგორც ეს პირველ თავში აღვნიშნეთ ხორციელდება ორმაგი გაცვლის მექანიზმით, რაც სქემატურად არის გამოსახული ნახ. 2.1.4-ზე [44]. აღვნიშნოთ ϕ_1 და ϕ_2-ით ტალღური ფუნქციები, რომლებიც შეესაბამებიან სისტემის კონფიგურაციებს e_g-ელექტრონის გადახტომამდე და გადახტომის შემდეგ [38]:

$$\phi_1 : Mn^{3+}\ O^{2-}\ Mn^{4+}$$
$$\phi_2 : Mn^{4+}\ O^{2-}\ Mn^{3+} \qquad (2.1.1)$$

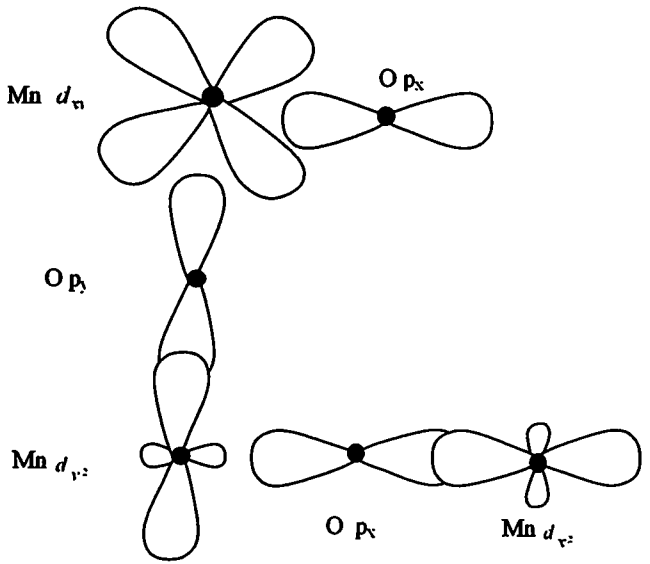
ეს ტალღური ფუნქციები გადაგვარებულები არიან, თუ ორი მანგანუმის იონის 3d გარსების სპინები პარალელურად არიან მიმართულნი. სტაციონალურ მდგომარეობას წარმოადგენს არც ϕ_1 და არც ϕ_2, არამედ მათი წრფივი კომბინაციებიდან $\phi_+ = \phi_1 + \phi_2$, $\phi_- = \phi_1 - \phi_2$ ერთ-ერთი. ორმაგი გაცვლა ზრდის ენერგიას, რომელიც ასოცირდება ϕ_+ მდგომარეობასთან და ამცირებს ენერგიას, რომელიც ასოცირდება ϕ_- მდგომარეობასთან, ან პირიქით. ე.ი. ორი სტაციონალური მდგომარეობიდან ერთის ენერგია შემცირებულია ორმაგი გაცვლის გამო, რომელსაც ადგილი აქვს, როცა 3d გარსების სპინები პარალერულად არიან მიმართულნი. აქედან გამომდინარეობს, რომ სისტემის ენერგია შემცირდება სპინების პარალელურ მოწესრიგებაზე გადასვლისას.



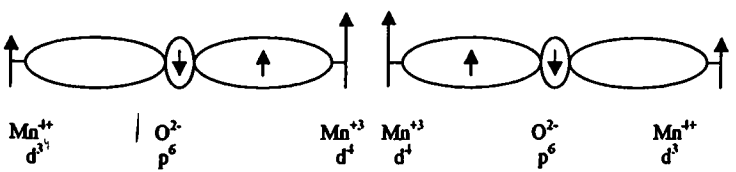
ნახ. 2.1.1 იდეალური კუბური პეროვსკიტის სტრუქტურა, ABO_3. A - დაახლოებით O^{-2} იონოს ზომის დიდი კათიონია; B - პატარა ზომის კათიონებია, როგორებიცაა Mn^{3+} ან Mn^{4+}, რომლებიც ოქტაედრულად არიან კოორდინირებული ჟანგბადის იონებით.



ნახ. 2.1.2 ერთ-ელექტრონული ენერგიის დონეების დაკავება ოქტაედრულად კოორდინირებული Mn^{3+} და Mn^{4+} იონებისათვის. ტეტრაგონალური გადაგვარების ეფექტი Mn^{3+} იონებისათვის, სადაც $\Delta_{eff} = 10Dq$ არის კრიტალური ველის გახლეჩა; δ_{π} არის იან-ტელერის ეფექტით გამოწვეული გახლეჩა.



ნახ. 2.1.3 პეროვსკიტებში ორბიტალების გადაფარვა.



ნახ. 2.1.4 ორმაგი გაცვლის მექანიზმის სქემატური დიაგრამა.

§ 2. ბირთვული რელაქსაციის გამოთვლა [52]

განვიხილოთ დიელექტრიკული ნიმუშის ელექტრონულ-ბირთვული სისტემა, რომელიც შედგება ლოკალიზებული ელექტრონული და ბირთვული სპინებისაგან. ეს შეიძლება იყოს, როგორც პარამაგნეტიკი, ასევე ფერო- ან ანტიფერომაგნეტიკი, რომელთა ქვემესერების მაგნიტური მომენტები მიმართულია "იოლი ღერძების" გასწვრივ. სიმარტივისათვის ჩავთვალოთ, რომ ეს ღერძები მიმართულია კრისტალის z კრისტალოგრაფიული ღერძის გასწვრივ (კოლინეარული სტრუქტურა) და ემთხვევა ელექტრული ველის გრადიენტის (ევგ) მთავარ ღერძს და გარეშე H_0 მუდმივი მაგნიტური ველის მიმართულებას. H_0 ველის სხვა ორიენტაციებისათვის ამოცანის განზოგადოებისას საჭიროა მხოლოდ ω_Q სიდიდის ნორმირების შეცვლა [53]. ჩავთვალოთ, რომ ელექტრული და ბირთვული სპინების დაქვანტვის ღერძები ერთმანეთს ემთხვევა. ასეთი სისტემის ძირითად ჰამილტონიანს აქვს შემდეგი სახე:

$$\mathcal{H}_0 = \hbar\omega_s S^z - \hbar\omega_I I^z - 2J\sum_{jk}\vec{S}_j\vec{S}_k + \frac{\hbar}{2}\left(\omega_Q + \delta\omega_Q\right)\left[\left(I^z\right)^2 - \frac{1}{3}I\left(I+1\right)\right], \tag{2.2.1}$$

იგი ელექტრონული S და ბირთვული I სპინების ზეემანის ენერგიის გარდა (პირველი ორი წევრი) შეიცავს ელექტრონული სპინების გაცვლით ურთიერთქმედებას (J – უახლოესი ელექტრონული სპინების გაცვლითი ინტეგრალია) და ბირთვების ეფექტურ კვადრუპოლურ ჰამილტონიანს. ელექტრონული ზეემანის სიხშირის

$\omega_s = (-g\mu_B/\hbar)H$ ფორმულაში H წარმოადგენს გარეშე მუდმივი ველის H_0, ნიმუშის განმაგნიტების ველისა და ეფექტური მაგნიტური ანიზოტროპიის ველების ჯამს. ბირთვული სიხშირე ω_I შეიცავს სტატიკურ წანაცვლებასაც, რომელიც გამოწვეულია ელექრონულ სპინებთან ურთიერთქმედებით. (2.2.1) გამოსახულების ბოლო წევრი წარმოადგენს ბირთვების აქსიალურად სიმეტრიულ კვადრუპოლურ ჰამილტონიანს, სადაც

$$\hbar\omega_Q = \frac{3e^2qQ}{2I(2I-1)},$$

Q – ბირთვების კვადრუპოლური მომენტია; $eq = V_{zz}$ - ელექტრული ველის გრადიენტის ტენზორის კომპონენტაა. (2.2.1) ფორმულაში გათვალისწინებულია აგრეთვე ის ფაქტი, რომ საკმაოდ დაბალ ტემპერატურებზე ($T << T_{C,N}$, სადაც T_C და T_N – შესაბამისად კიურის და ნეელის ტემპერატურებია) მაგნიტური იონის ბირთვის მიერ სპინური ტალღის გამოსხივების და იგივე ბირთვის მიერ მისი შთანთქმის ვირტუალური პროცესი, რომელიც გამოწვეულია ზენაზი ურთიერთქმედებით (ზნუ), კუბური სიმეტრიის კრისტალებშიც კი, სადაც $\omega_Q = 0$, აღიწერება აქსიალურად სიმეტრიული კვადრუპოლური ჰამილტონიანით [54], სადაც

$\delta\omega_Q = -\frac{SA_i^2}{N_s\hbar^2}\sum_k \omega_k^{-1}$; A – იზოტროპული ზნუ-ის კონსტანტაა; ω_k – k ტალღური ვექტორის მქონე სპინური ტალღის სიხშირეა; N_s - მაგნიტური იონების რიცხვია.

ჩვენ განვიხილავთ შემთხვევას, როცა $(\omega_Q + \delta\omega_Q) << \omega_I$ და ვითვალისწინებთ ექსპერიმენტალურ სიტუაციას, როცა კვადრუპოლური ჰამილტონიანის როლი (მიუხედავად მისი გამომწვევი მიზეზებისა) დაიყვანება მხოლოდ ექვიდისტანტური დონეების არაექვიდისტანტურად გადაქცევაზე. ასეთ სიტუაციაში განვიხილოთ ორი შემთხვევა: ან ორ მეზობელ ბმრ-ის გადასვლის სიხშირეთა სხვაობა აღემატება ბმრ-ის ხაზის სიგანეს და მიიღება გარჩევადი კვადრუპოლური სტრუქტურა (მაგალითად, ასეთ სიტუაციას ადგილი აქვს მაღალხარისხიანი ლანთანუმის მანგანიტების მონოკრისტალებისათვის ჰელიუმის ტემპერატურაზე [8], ასევე ფხვნილებისთვის ძლიერ მაგნიტურ ველში [7]), ან ადგილი აქვს შემთხვევას, როცა კვადრუპოლური სტრუქტურა გაურჩევადია და დაიკვირვება ერთიანი ბმრ-ის ხაზი [4, 5]. ჩვენ არ განვიხილავთ შემთხვევას, როცა ბირთვული რელაქსაცია გამოწვეულია ბირთვებზე ელექტრული ველის გრადიენტის ნელი ფლუქტუაციებით, რასაც ადგილი აქვს La ბირთვებისათვის მხოლოდ ხვრელების დაბალი კონცენტრაციის მქონე დიელექტრიკულ მანგანიტებში გარკვეულ ტემპერატურულ ინტერვალში. ამ დროს ადგილი აქვს მუხტის მატარებლების მოძრაობის არაერთგვაროვნებას, რაც განაპირობებს კორელაციის დროების ფართო სპექტრს და შედეგად მიიღება ბირთვების ისეთი სწრაფი არაეთგვაროვანი განივი რელაქსაცია T_2^* მახასიათებელი დროით, რომ ბირთვული სპინური ექოს სიგნალის დამზერა შეუძლებელი ხდება [6, 13, 15].

ჩავთვალოთ, რომ ბირთვული სპინების რელაქსაციას იწვევს მხოლოდ ელექტრონების მიერ შექმნილი ლოკალური ველის ფლუქტუირებადი ნაწილი. ე.ი. ჩვენ უგულებელვყოთ ბირთვების უშუალო კავშირს მესერთან და მათ შორის პირდაპირ და ირიბ ურთიერთქმედებებს (ეს სამართლიანია ბირთვების დაბალი კონცენტრაციისას). ბირთვებზე ელექტრონების მიერ შექმნილი ლოკალური ველის სტატიკური ნაწილი შესულია, როგორც ეს ზემოთ ავღნიშნეთ, ბირთვების ω_I რეზონანსულ სიხშირეში. შესაბამისად, ბირთვული სპინების რელაქსაციის გამომწვევ ელექტრონულ-ბირთვული ურთიერთქმედების ჰამილტონიანს შემდეგი სახე აქვს:

$$\mathcal{H}' = \hbar \sum_j \sum_{m,m'=-1}^{1} D_{ij}^{-mm'} \tilde{I}_i^m \delta \tilde{S}_l^{m'} \qquad (2.2.2)$$

სადაც $D_{ij}^{-mm'}$ - i-ურ ბირთვულ სპინსა და j-ურ ელექტრონულ სპინს შორის ელექტრონ-ბირთვული ურთიერთქმედების კონსტანტებია;

$$\delta\tilde{S}_j^m = \tilde{S}_j^m - \left\langle \tilde{S}_j^m \right\rangle, \quad m, m' = -1, 0, +1,$$

და გამოყენებულია ალექსანდროვის [50] აღნიშვნები:

$$\tilde{S}_j^{\pm} = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}\left(S_j^x \pm iS_j^y\right); \quad \tilde{S}_j^0 = S_j^z; \quad \tilde{I}_i^{\pm} = \pm\frac{1}{\sqrt{2}}\left(I_i^x \pm iI_i^y\right); \quad \tilde{I}_i^0 = I_i^z$$

შესაბამისად,

$$\tilde{S}_j^{\pm} = \mp\frac{S_j^{\pm}}{\sqrt{2}}; \quad \tilde{I}_j^{\pm} = \pm\frac{I_j^{\pm}}{\sqrt{2}}.$$

ავღნიშნოთ, რომ (2.2.2) ფორმულაში ვითვალისწინებთ მხოლოდ ბირთვების ურთიერთქმედებას საკუთარ ელექტრონულ ღრუბელთან (i=j) ან უახლოეს პარამაგნიტურ

ცენტრებთან (მაგალითად, [5] -ში ^{139}La ბირთვებზე ლოკალური ველის გამოთვლისას კრიბავენ რვა უახლოესი Mn იონების მიერ შექმნილ მაგნიტურ ველს), ვინაიდან ბირთვულ რელაქსაციაში თითოეული ცენტრის წვლილი სწრაფად მცირდება r_{ij} მანძილის ზრდასთან (r_{ij} - i-ურ ბირთვულ სპინსა და j-ურ ელექტრონულ სპინს შორის მანძილია).

განივი რელაქსაციის დროების გამოსათვლელად გამოყენებულია კუბო-ტომიტას მეთოდი [17] (იხ. აგრეთვე [50]). [50]-ში ჩატარებული გამოთვლებისაგან განსხვავებით არ შევიზღუდებით მაღალტემპერატურულ მიახლოებით და მხედველობაში ვიღებთ (I>1/2-თვის) ბმრ-ში კვადრუპოლური სტრუქტურის არსებობას. გასწრივი რელაქსაციის დროების გამოსათვლელად კი გამოყენებულია, როგორც კუბო-ტომიტას [55] ასევე მორიას ფორმულები [56-59]. ეს ფორმულები სამართლიანია ელექტრონების კორელაციური ფუნქციების პატარა კორელაციის დროების მიახლოებაში, ე.ი ბლოხ-რედფილდის მიახლოებაში, როცა ეს დროები სიდიდით არ აღემატება სიხშირის ერთეულებში გამოსახულ ფლუქტუირებადი მაგნიტური ველის ამპლიტუდის შებრუნებულ სიდიდეს.

კუბო-ტომიტას მეთოდი მდგომარეობს შემდეგში: ვთქვათ სისტემის ჰამილტონიანს აქვს სახე: $\mathcal{H} = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2$, სადაც $\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_1(I)$ ახასიათებს დისკრეტული სპექტრი და იძლევა ნ-სახის ხაზს ω, სიხშირეზე. თუ $[\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2] = 0$ და

$\left[I^z, \mathcal{H}_2\right] = 0$, მაშინ რელაქსაციური ფუნქცია განისაზღვრება მხოლოთ $\mathcal{H}_1$ ოპერატორით.

თუ სისტემის ჰამილტონიანს აქვს სახე:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2 + \mathcal{H}',$$

სადაც $\left[\mathcal{H}', \mathcal{H}_2\right] \neq 0$, მაშინ $\mathcal{H}_2$ ოპერატორი არ ქრება რელაქსაციურ ფუნქციაში და იგი გავლენას ახდენს ხაზის ფორმაზე. ამ შემთხვევაში $\mathcal{H}'(t)$ ოპერატორი გარდაიქმნება შემდეგი სახით:

$$\mathcal{H}'(t) = \exp[i(\mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2)t]\mathcal{H}' \exp[-i(\mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2)t] = \sum_r e^{i\omega_r t}\mathcal{H}'_r(t) \quad (2.2.3)$$

სადაც $\mathcal{H}'_r(t) = e^{i\mathcal{H}_2 t}\mathcal{H}'_r e^{-i\mathcal{H}_2 t}$; $\mathcal{H}'_r$ - $\mathcal{H}'$ ჰამილტონიანის ω_r ბირთვული გადასვლის შესაბამისი მატრიცული ელემენტია. აქ ω_r ყველა შესაძლო, მათ შორის ნულოვანი ბირთვული გადასვლების სიხშირეებია. (აქ გათვალისწინებულია, როგორც ბირთვული სპინის მიერ ენერგიის შთანთქმა, ასევე გამოსხივება). $I^{\pm}$ ოპერატორების ნაცვლად შემოვიტანოთ $\varepsilon^{+}_{M+1,M}$ და $\varepsilon^{-}_{M,M+1}$ ოპერატორები, რომლებიც შემდეგნაირად განისაზღვრება:

$$\langle M+1|I^{+}|M\rangle = \sqrt{C_M}\langle M+1|\varepsilon^{+}_{M+1,M}|M\rangle;$$

$$\langle M|I^{-}|M+1\rangle = \sqrt{C_M}\langle M|\varepsilon^{-}_{M+1,M}|M+1\rangle,$$

სადაც $C_M = I(I+1) - M(M+1)$ სიდიდე წარმოადგენს ბმრ-ის სიგნალის კვადრუპოლური სტრუქტურის კომპონენტს, რომელიც დაკავშირებულია ბირთვული სპინის z-კომპონენტის M→M+1 შეცვლასთან, ინტენსივობის

მახასიათებელს. $\varepsilon^{+}_{M+1,M}$ და $\varepsilon^{-}_{M,M+1}$ ოპერატორებს ნულისაგან განსხვავებული მხოლოდ თითო მატრიცული ელემენტი აქვთ

$$\varepsilon^{+}_{M+1,M} = \begin{pmatrix} 0 \cdots 0 \cdots 0 \\ 0 \cdots 1 \cdots 0 \\ 0 \cdots 0 \cdots 0 \end{pmatrix} \begin{matrix} \\ M+1 \\ \\ \end{matrix} \qquad \varepsilon^{-}_{M,M+1} = \begin{pmatrix} 0 \cdots 0 \cdots 0 \\ 0 \cdots 1 \cdots 0 \\ 0 \cdots 0 \cdots 0 \end{pmatrix} \begin{matrix} M+1 \\ \\ M \\ \end{matrix}$$

ამ ოპერატორების საშუალებით $I^{\pm}$ ოპერატორები შემდეგი სახით ჩაიწერება:

$$I^{+} = \sum_{M=-I}^{I-1} \sqrt{C_M}\, \varepsilon^{+}_{M+1,M} \; ; \quad I^{-} = \sum_{M=-I}^{I-1} \sqrt{C_M}\, \varepsilon^{-}_{M,M+1}$$

განივი რელაქსაციის დროის გამოსათვლელ კუბო-ტომიტას ფორმულას M→M+1 ბირთვული გადასვლის სიგანისათვის შემდეგი სახე აქვს [50]:

$$T^{-1}_{2M} = \sum_{r} \sigma^{2}_{M,r} \tau'_{M,r} \,, \tag{2.2.4}$$

სადაც

$$\sigma^{2}_{M,r} = \frac{\left\langle\left\{\left[\left[\varepsilon^{-}_{M,M+1}, \mathcal{H}'_{r}(0)\right]\mathcal{H}'_{-r}(0)\right]\varepsilon^{+}_{M+1,M}\right\}\right\rangle}{\left\langle\left\{\varepsilon^{-}_{M,M+1}\varepsilon^{+}_{M+1,M}\right\}\right\rangle} ; \frac{1}{\hbar^2}$$

$$\tau'_{M,r} = \mathrm{Re}\int_{0}^{\infty} \varphi_{M,r}(t) e^{i\omega_{r} t}\, dt$$

$$\varphi_{M,r}(t) = \frac{\left\langle\left\{\left[\left[\varepsilon^{-}_{M,M+1}, \mathcal{H}'_{r}(t)\right]\mathcal{H}'_{-r}(0)\right]\varepsilon^{+}_{M+1,M}\right\}\right\rangle}{\left\langle\left\{\left[\left[\varepsilon^{-}_{M,M+1}, \mathcal{H}'_{r}(0)\right]\mathcal{H}'_{-r}(0)\right]\varepsilon^{+}_{M+1,M}\right\}\right\rangle}.$$

(2.2.4)-შიც (2.2.3)-ის მსგავსად აჯამვა ხორციელდება ყველა შესაძლო ბირთვული გადასვლების სიხშირეების მიხედვით. გასწვრივი რელაქსაციის დროისათვის კი გვაქვს შემდეგი ფორმულა:

$$T_1^{-1} = \frac{1}{2\hbar^2} \sum_{\omega_r \neq 0} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega_r t} dt \times \frac{\langle [\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_r'(t)] [\mathcal{H}_{-r}'(0), \mathcal{H}_1] \rangle}{\langle \mathcal{H}_1^2 \rangle}, \qquad (2.2.5)$$

კუთხური ფრჩხილები ნიშნავს წონასწორულ გასაშუალებას $\mathcal{H}_0$ ჰამილტონიანით, ხოლო ფიგურული ფრჩხილები – სიმეტრიზებულ ნამრავლს $\{AB\} = (1/2)(AB + BA)$.

თუ გავითვალისწინებთ, რომ ექსპერიმენტალური სიტუაციისათვის ელექტრონების რეზონანსული სიხშირე გაცილებით მეტია ბირთვულ სიხშირეზე $\omega_s >> \omega_I$, მაშინ ბმრ-ის კვადრუპოლური სტრუქტურის M→M+1 გადასვლის სიგანისათვის და გასწვრივი რელაქსაციის დროისათვის მივიღებთ შემდეგ გამოსახულებებს:

$$T_{2M}^{-1} = \tau_{s\parallel}(\omega_{s\parallel}) \sum_j \left(D_{ij}^{00}\right)^2 + \left(C_M + \frac{1}{2}C_{M+1} + \frac{1}{2}C_{M-1}\right) \tau_{s\parallel}(\omega_{s\parallel} - \omega_I) \sum_j \left(-D_{ij}^{+10} D_{ij}^{-10}\right) +$$

$$+ \left[\tau_{s\perp}(\omega_{s\perp}) \sum_j \left(-D_{ij}^{0+1} D_{ij}^{0-1}\right) + \right.$$

$$+ \frac{1}{2}\left(C_M \tau_{s\perp}(\omega_{s\perp}) + \frac{1}{2}C_{M+1}\tau_{s\perp}^{+-}(\omega_{s\perp}) + \frac{1}{2}C_{M-1}\tau_{s\perp}^{-+}(\omega_{s\perp})\right) \sum_j D_{ij}^{+1+1} D_{ij}^{-1-1} +$$

$$\left. + \frac{1}{2}\left(C_M \tau_{s\perp}(\omega_{s\perp}) + \frac{1}{2}C_{M+1}\tau_{s\perp}^{-+}(\omega_{s\perp}) + \frac{1}{2}C_{M-1}\tau_{s\perp}^{+-}(\omega_{s\perp})\right) \sum_j D_{ij}^{+1-1} D_{ij}^{-1+1} \right] \qquad (2.2.6)$$

$$T_1^{-1} = \tau_{s\parallel}(\omega_{s\parallel} - \omega_I) \sum_j \left(-2D_{ij_{j'}}^{+10} D_{ij}^{-10}\right) + \tau_{s\perp}(\omega_{s\perp}) \sum_j \left(D_{ij}^{+1+1} D_{ij}^{-1-1} + D_{ij}^{+1-1} D_{ij}^{-1+1}\right) \qquad (2.2.7)$$

სადაც

$$\tau_{s\parallel}(\omega_{s\parallel}) = \mathrm{Re} \int_0^\infty \left\langle \delta S_j^z(t) \delta S_j^z \right\rangle dt,$$

$$\tau_{s\parallel}\left(\omega_{s\parallel}-\omega_I\right)=\mathrm{Re}\int_0^\infty\left\langle\delta S_j^z(t)\delta S_j^z\right\rangle\exp\left(-i\omega_I t\right)dt\,,$$

$$\tau\left(\omega_{s\perp}\right)=\mathrm{Re}\int_0^\infty\left\langle\left\{\delta S_j^-(t)\delta S_j^+\right\}\right\rangle\exp\left(-i\omega_I t\right)dt$$

$$\tau_{s\perp}^{+-}\left(\omega_{s\perp}\right)=\mathrm{Re}\int_0^\infty\left\langle\delta S_j^\pm(t)\delta S_j^\mp\right\rangle\exp\left(-i\omega_I t\right)dt$$

$\omega_{s\parallel}$ და $\omega_{s\perp}$ აღნიშვნების აზრი ახსნილი იქნება შემდგომში კონკრეტული შემთხვევებისათვის. ავღნიშნოთ, რომ (2.2.6) და (2.2.7) ფორმულები სამართლიანია ნებისმიერი პარამაგნიტური და მაგნიტურად მოწესრიგებული დიელექტრიკისათვის, როცა ბირთვულ რელაქსაციაში ეფექტურია ელექტრონ-ბირთვული ურთიერთქმედება.

(2.2.6) და (2.2.7) ფორმულებიდან ჩანს, რომ ბირთვული რელაქსაცია განისაზღვრება ელექტრონული კორელაციური ფუნქციებით – მათი ფიზიკური ბუნებითა და დროზე დამოკიდებულების კონკრეტული სახით, - რომლებიც განსაზღვრავენ შესაბამის კორელაციის დროებს. ყველაფერი ეს კი დამოკიდებულია ელექტრონულ სპინურ სისტემაში მოწესრიგებულობის ხარისხზე, ამიტომ ეს უკანასკნელი ნათლად გამოვლინდება ბირთვულ რელაქსაციაში.

ელექტრონული სპინის ოპერატორების დროზე დამოკიდებულება განისაზღვრება $\mathcal{H}_0$ ჰამილტონიანით და იმ ურთიერთქმედებებით, რომლებიც იწვევენ ამ ოპერატორების მილევას პარამაგნიტურ და მაგნიტურად მოწესრიგებულ დიელექტრიკებში. რადგანაც ჩვენ ვიხილავთ სიტუაციას,

როცა $(\omega_Q + \delta\omega_Q) << \omega_I$, ამიტომ (2.2.6) და (2.2.7) ფორმულებში გათვალისწინებულია, რომ

$$\tau_s\left[\omega_I - (2M+1)(\omega_Q + \delta\omega_Q)\right] \approx \tau_s(\omega_I)$$

ასეთი დაშვების შედეგს წარმოადგენს ის, რომ გახლეჩილი კვადრუპოლური სტრუქტურის მქონე ბირთვული სპინური სისტემის სრული გასწვრივი დამაგნიტება უახლოვდება წონასწორულ მნიშვნელობასთან ერთიანი T_1^{-1} მახასიათებელი სიჩქარით, რომლებიც [5, 7] შრომებში შესაბამისად აღნიშნულია 2W და τ^{-1}. ავღნიშნოთ, რომ კვადრუპოლურად გახლეჩილ სპექტრში ერთი გამოყოფილი დონეების წყვილის სპინური რელაქსაცია (შესაბამისი გადასვლა განისაზღვრება აღმგზნები და წამკითხველი იმპულსების სიხშირით), რომელიც ექსპერიმენტზე [60-63] შრომებში დაიკვირვება, მრავალექსპონენციალურია. შესაბამისი თეორიული განხილვა [56, 57, 60-62] შრომებში მოყვანილია დონეთა დასახლების ტერმინებში, ე.ი. სპინური დინამიკის შემოკლებული აღწერით, როცა ითვლება, რომ სპინური სიმკვრივის მატრიცის არადიაგონალური ელემენტები მიილია დაკვირვების მომენტში. ექსპერიმენტალურად ასეთ სიტუაციას ადგილი აქვს მაგნიტური რეზონანსის ძლიერად ($\delta^* >> T_{2M}^{-1}$ სიგანით) არაერთგვაროვნად გაგანიერებულ სპინურ სისტემებში, როცა რ.ს. იმპულსებს შორის ინტერვალისთვის ადგილი აქვს $t >> T_2^* = (\delta^*)^{-1}$ პირობის შესრულებას. ამ t დროის განმავლობაში ცალკეული იზოქრომატების პრეცესიის განფაზება ასწრებს გააქროს დამაგნიტების განივი

კომპონენტები, რაც ტოლფასია სიმკრივის მატრიცის არადიაგონალური ელემენტების მილევისა. ამ შემთხვევაში ცდაზე დაკვირვებული განივი მრავალექსპონენციალური რელაქსაცია აღიწერება [60-62] შრომებში მოცემული ფორმულებით. თუ ექსპერიმენტით რეგისტრირდება დამაგნიტების სრული გასწვრივი მდგენელი, მაშინ მისი რელაქსაცია, როცა ადგილი აქვს $(\omega_Q + \delta\omega_Q) << \omega_I$ შემთხვევას, იქნება ერთექსპონენციალური.

თუ კვადრუპოლური სტრუქტურა არ დაიმზირება, მაშინ ბმრ-ის სიგნალს აქვს ისეთივე სახე, როგორც ეს აქვს I=½ შემთხვევაში და მაშინ უნდა ჩავთვალოთ, რომ $C_{M=-1/2}=1$; $C_{M+1}=0$; $C_{M-1}=0$ და, როგორც ეს უნდა გამოსულიყო ამ შემთხვევაში [64], მიიღება:

$$T_1^{-1} = 2\left(T_2^{-1}\right)_{non\,sec},$$

იმ შემთხვევაში, როცა ბირთვებზე მოქმედ ლოკალურ ველს ძირითადად განსაზღვრავს იზოტროპული არაპირდაპირი ზენაზი ურთიერთქმედება [54], მაშინ

$$D_{ij}^{00} = D_{ij}^{+1+1} = D_{ij}^{-1-1} = A/\hbar,$$

ყველა დანარჩენი $D_{ij}^{-mm'} = 0$. ეს შესაძლებელია ზოგიერთი არამაგნიტური იონების ბირთვებისათვის მაგნიტურად მოწესრიგებულ კრისტალებში, როცა იზოტროპული ზენაზი ურთიერთქმედება განპირობებულია ელექტრონული გარსების გადაფარვით. როგორც ეს ხდება მაგალითად ^{139}La ბირთვებისათვის $La_{1-x}Ca_xMnO_3$-ში. ასეთ მასალებში ^{139}La ბირთვებზე ზნუ-ის ველი გამოწვეულია ლანთანუმისა და მანგანუმის ორბიტალების არაპირდაპირი გადაფარვით.

კერძოდ, ერთროულად ადგილი აქვს Mn იონების t_{2g}, $|3d_{xy}\rangle, |3d_{yz}\rangle, |3d_{zx}\rangle$ და ჟანგბადის $|2p_x\rangle$ ტალღური ფუნქციების π ტიპის გადაფარვას და ჟანგბადის ტალღური ფუნქციის σ ტიპის გადაფარვას La^{3+} იონის $|sp^3\rangle$ ჰიბრიდულ მდგომარეობასთან [11], ამიტომ ზნუ-ის ველი ^{139}La ბირთვებზე არ არის მგრძნობიარე მანგანუმის იონების e_g-მდგომარეობების დასახლების მიმართ (ე.ი. იგი ერთნაირია Mn^{3+} და Mn^{4+} იონებისთვის).

თუ ანიზოტროპული ურთიერთქმედების როლში გამოდის ელექტრონული და ბირთვული სპინების დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედება, რაც უფრო დამახასიათებელია არამაგნიტური იონების ბირთვებისათვის, მაშინ

$$D_{ij}^{00} = a_{ij}\left(1-3\cos^2\theta\right), \quad -D_{ij}^{+10}D_{ij}^{-10} = -D_{ij}^{0+1}D_{ij}^{0-1} = \frac{9}{2}a_{ij}^2\sin^2\theta_{ij}\cos^2\theta_{ij};$$

$$D_{ij}^{+1+1}D_{ij}^{-1-1} + D_{ij}^{+1-1}D_{ij}^{-1+1} = \frac{a_{ij}^2}{4}\left(1-3\cos^2\theta\right)^2 + \frac{9}{4}a_{ij}^2\sin^4\theta_{ij} \qquad (2.2.8)$$

სადაც $a_{ij} = \gamma_i\gamma_s r_{ij}^{-3}$ ✂ θ_{ij} - კუთხეა, რომელიც მოთავსებულია z ღერძსა და r_{ij} ვექტორს შორის (r_{ij} წარმოადგენს i-ური ბირთვის მდებარეობის განმსაზღვრელ ვექტორს j-ურ ელექტრონულ სპინთან მიმართებაში). γ_s - ელექტრონის გირომაგნიტური შეფარდებაა. აეღნიშნოთ, რომ ბირთვებზე ანიზოტროპული ველი შეიძლება გამოწვეული იყოს "საკუთარი" ელექტრონული გარსიდან. მაგალითად, Mn^{3+} იონში ^{55}Mn ბირთვებზე ველს გააჩნია ძლიერი ანიზოტროპული წვლილი $d_{x^2-y^2}$ ორბიტალური მდგომარეობის სპინ-დიპილური ველიდან [12], მაშინ, როცა

Mn^{4+} იონებში ზენაზი ველი იზოტროპულად შეიძლება ჩაითვალოს [65]. პარამაგნეტიკებში ელექტრონული სპინის კორელაციური ფუნქციები ტოლია [50]

$$\left\langle\left\{S_j^m(t)S_j^{m'}\right\}\right\rangle = (-1)^m\left\langle\left\{S_j^m S_j^{-m}\right\}\right\rangle \exp\left(i\omega_s mt - \frac{|t|}{\tau_m}\right)\delta_{m',-m}$$

ამიტომ $\omega_{s\parallel} = 0;\ \omega_{s\perp} = \omega_s$ და (2.2.6) და (2.2.7) უნდა მოვახდინოთ შემდეგი ჩასმები:

$$\frac{\left\langle \delta S_j^z(t)\delta S_j^z\right\rangle}{\left\langle\left(\delta S_j^z\right)^2\right\rangle} = f_{\parallel}(t); \qquad \frac{\left\langle \delta S_j^{\pm}(t)\delta S_j^{\mp}\right\rangle}{\left\langle \delta S_j^{\pm}\delta S_j^{\mp}\right\rangle} = \exp(\pm i\omega_s t)f_{s\perp}(t),$$

სადაც ნებისმიერი ტემპერატურებისთვის უნდა გავითვალისწინოთ

$$\left\langle \delta S_j^+\delta S_j^-\right\rangle = -\frac{2\left\langle S_j^z\right\rangle}{\exp(\hbar\omega_s/k_BT)-1}, \qquad \left\langle \delta S_j^-\delta S_j^+\right\rangle = -\frac{2\left\langle S_j^z\right\rangle\exp(\hbar\omega_s/k_BT)}{\exp(\hbar\omega_s/k_BT)-1},$$

$$\left\langle\left\{\delta S_j^+\delta S_j^-\right\}\right\rangle = -\left\langle S_j^z\right\rangle cth\left(\frac{\hbar\omega_s}{2k_BT}\right), \qquad \left\langle S_j^z\right\rangle = -SB_s\left(\frac{S\hbar\omega_s}{k_BT}\right),$$

აქ k_B- ბოლცმანის მუდმივაა, B_s –ბრილუენის ფუნქცია. $\left\langle\left(\delta S_j^z\right)^2\right\rangle$ სიდიდეების პოვნა ელექტრონული სპინის კონკრეტული მნიშვნელობისას მოიძებნება რიცხობრივად.

მაღალ ტემპერატურულ (HT) მიახლოებაში (ე.ი. $\hbar\omega_s/k_BT$ შეფარდების პატარა სიდიდეებისათვის), როცა

$$\left\langle\left\{\delta S_j^+\delta S_j^-\right\}\right\rangle \approx \left\langle \delta S_j^+\delta S_j^-\right\rangle \approx \left\langle \delta S_j^-\delta S_j^+\right\rangle \approx 2\left\langle\left(\delta S_j^z\right)^2\right\rangle \approx \frac{2}{3}S(S+1)$$

(2.2.6) და (2.2.7) გამოსახულებები მარტივდება და იღებს სახეს:

$$\left(T_{2M}^{-1}\right)^{HT} = W_{sec}^{HT} + (2C_M - 1)W_{nonsec}^{HT}$$
$$\left(T_1^{-1}\right)^{HT} = 2W_{nonsec}^{HT} \qquad (2.2.9)$$

აქ გამოყენებულია იგივეობა

$$C_{\lambda l} + \frac{1}{2}C_{\lambda l+1} + \frac{1}{2}C_{\lambda l-1} \equiv 2C_{\lambda l} - 1$$

და შემოტანილია აღნიშვნები

$$W_{sec}^{HT} = \frac{S(S+1)}{3}\left\{\tau'_{s\parallel}(0)\sum_j\left(D_{ij}^{00}\right)^2 + \tau'_{s\perp}(\omega_s)\sum_j\left(-2D_{ij}^{0+1}D_{ij}^{0-1}\right)\right\},$$

$$W_{nonsec}^{HT} = \frac{S(S+1)}{3}\left\{\tau'_{s\parallel}(\omega_I)\sum_j\left(-D_{ij}^{+10}D_{ij}^{-10}\right) + \tau'_{s\perp}(\omega_s)\sum_j\left(D_{ij}^{+1+1}D_{ij}^{-1-1} + D_{ij}^{+1-1}D_{ij}^{-1+1}\right)\right\},$$

$$\tau'_{s\parallel}(0) = \frac{3\tau_{s\parallel}(0)}{S(S+1)}, \quad \tau'_{s\parallel}(\omega_I) = \frac{\tau_{s\parallel}(\omega_I)}{S(S+1)},$$

$$\tau'_{s\perp}(\omega_s) = \frac{3\tau^{+-}_{s\perp}(\omega_s)}{2S(S+1)} = \frac{3\tau^{-+}_{s\perp}(\omega_s)}{2S(S+1)}.$$

(2.2.10)

§ 3. მაგნიტური იონების პატარა კონცენტრაციის შემთხვევა [52]

თუ მაგნიტური იონების კონცენტრაცია დაბალია, მაშინ ნიმუში წარმოადგენს განზავებულ პარამაგნეტიკს. მაგნიტურად განზავებული ლანთანუმის მანგანიტის მაგალითს წარმოადგენს $LaGa_{1-x}Mn_xO_3$, როცა $0 \le x \le 0.2$, სადაც Mn^{3+} იონების უმრავლესობა შეცვლილია არამაგნიტური Ga^{3+} იონებით. ასეთ მასალებში ^{69}Ga და ^{71}Ga –ის

ბირთვების ბმრ-ის და ბირთვული რელაქსაციის კვლევა მოყვანილია [63] ნაშრომში.

განზავებულ პარამაგნეტიკში ელექტრონული სპინების კორელაციური ფუნქციები $f_{s\parallel}(t)$, $f_{s\perp}(t)$ შეიძლება ჩაითვალოს მარტივ ექსპონენციალებად [50] და შესაბამისად მიიღება, რომ $\tau'_{s\parallel}(0) = \tau_{s\parallel}$, სადაც $\tau_{s\parallel}$ - $f_{s\parallel}(t)$ ფუნქციის დროითი მუდმივაა;

$$\tau'_{s\parallel}(\omega_I) = \frac{\tau_{s\parallel}}{\omega_I^2\tau_{s\parallel}^2 + 1}; \quad \tau'_{s\perp}(\omega_s) = \frac{\tau_{s\perp}}{\omega_s^2\tau_{s\perp}^2 + 1}$$

სადაც $\tau_{s\perp}$ - $f_{s\perp}(t)$ ფუნქციის დროითი მუდმივაა. T_1^{-1}-ს (2.2.9) გამოსახულებაში თუ ჩავთვლით, რომ სპინი I=½ და გავითვალისწინებთ ასეთ ელექტრონულ კორელაციურ ფუნქციებს, მაშინ მივიღებთ [50]-ში მოყვანილ შედეგს, რომელიც შეესაბამება ზოგად ანიზოტროპულ ელექტრონ-ბირთვული ურთიერთქმედების შემთხვევას. თუ ბირთვულ რელაქსაციაში უპირატესი წვლილი აქვს დიპოლ-დიპოლურ ურთიერთქმედებას და გავითვალისწინებთ იმ ფაქტს, რომ $\tau_{s\perp}(\omega_s)$- ს შემცველი წევრები უმნიშვნელოა $\omega_s \rangle\rangle \omega_I$ დამოკიდებულების გამო, მაშინ მაგნიტურად განზავებულ ნიმუშისათვის, სადაც პარამაგნიტური ცენტრები ქაოტურადაა განაწილებული (2.2.9) და (2.2.10)-დან მივიღებთ შემდეგ გამოსახულებებს:

$$(T_{2M}^{-1})_{PC}^{HT} \approx \frac{S(S+1)}{3}\left\{0.8\tau'_{s\parallel}(0) + 0.6(2C_M - 1)\tau'_{s\parallel}(\omega_I)\right\}\sum_j a_{ij}^2 \quad (2.3.1)$$

$$(T_1^{-1})_{PC}^{HT} \approx \frac{S(S+1)}{3} 1.2\tau'_{s\parallel}(\omega_I)\sum_j a_{ij}^2 \quad (2.3.2)$$

ხოლო თუ ბირთვულ რელაქსაციაში ეფექტურია იზოტროპული ზნუ, მაშინ (2.2.9) და (2.2.10) გამოსახულებები მიიღებს სახეს

$$(T_{2M}^{-1})_{PC}^{HT} \approx \frac{S(S+1)}{3\hbar^2}\sum_j A_{ij}^2\left\{\tau'_{s\|}(0)+(2C_M-1)\tau'_{s\perp}(\omega_s)\right\} \qquad (2.3.3)$$

$$(T_1^{-1})_{PC}^{HT} \approx \frac{2S(S+1)}{3\hbar^2}\tau'_{s\perp}(\omega_s)\sum_j A_{ij}^2 \qquad (2.3.4)$$

კორელაციის დიდი დროების შემთხვევაში $\omega_s^2\tau_{s\perp}^2 >> 1$ (მაგრამ უნდა სრულდებოდეს პატარა დროების მიახლოება - $\tau_{s\|} = \tau_{s\perp} = \tau_s$ არ უნდა აღემატებოდეს $\hbar\left(S(S+1)\sum_j A_{ij}^2/3\right)^{-1/2}$ სიდიდეს, რომელსაც ჩვენ ვიყენებთ τ_s-ს შესაფასებლად), (2.3.3), (2.3.4)-იდან მივიღებთ:

$$(T_{2M}^{-1})_{PC}^{HT} \approx \frac{1}{\hbar}\left(S(S+1)\sum_j \frac{A_{ij}^2}{3}\right)^{1/2}$$
$$(T_1^{-1})_{PC}^{HT} \approx \frac{2}{\omega_s^2\hbar^3}\left(S(S+1)\sum_j \frac{A_{ij}^2}{3}\right)^{3/2} \langle\langle (T_{2M}^{-1})_{PC}^{HT} \qquad (2.3.5)$$

ძლიერი შევიწროების პირობებში კი, როცა $\omega_s^2\tau_{s\perp}^2 << 1$ ცალკეული ხაზის სიგანე (2.3.3) პროპორციულია C_M–ის, რომელიც წარმოადგენს $M \rightarrow M+1$ გადასვლის დიპოლური მატრიცული ელემენტის კვადრატს:

$$(T_{2M}^{-1})_{PC}^{HT} \approx \frac{C_M}{\hbar^2}\frac{2S(S+1)}{3}\tau_S\sum_j A_{ij}^2 .$$

კვადრუპოლური სტრუქტურის სისტემებში რელაქსაციის იზოტროპული მექანიზმისთვის ეს შედეგი სრულიად ბუნებრივია, როგორიც არ უნდა იყოს კვადრუპოლური

ჰამილტონიანის წარმოშობა [66]. ამ დროს მნიშვნელოვანია, რომ ფლუქტუირებადი სპინის z-კომპონენტის კორელაციური ფუნქციის ფურიე-სახე ნულოვან სიხშირეზე მიახლოებით ტოლი იყოს განივი კომპონენტის კორელაციური ფუნქციის სპექტრალური სიმკვრივისა მის რეზონანსულ სიხშირეზე. ამ შემთხვევაში სრული დამაგნიტების გასწვრივი რელაქსაციის სიჩქარე მიახლიებით ტოლია:

$$(T_1^{-1})_{PC}^{HT} \approx \frac{2S(S+1)}{3\hbar^2}\tau_S \sum_j A_{ij}^2 ,$$

ე.ი. ადგილი აქვს ტოლობას

$$(T_{2M}^{-1})_{PC}^{HT} \approx C_M (T_1^{-1})_{PC}^{HT} \qquad (2.3.6)$$

ჩვეულებრივ პარამაგნეტიკში ელექტრული სპინის კომპონენტების მნიშვნელობების ფლუქტუაცია გამოწვეულია მისი სპინ-მესერული და (ან) სპინ-სპინური (დიპოლ-დიპოლური და გაცვლითი) ურთიერთქმედებით [50]:

$$\tau_{s\parallel}^{-1} \approx T_{1s}^{-1} + \Delta\omega_s ; \qquad \tau_{s\perp}^{-1} \approx \Delta\omega_s \qquad (2.3.7)$$

სადაც T_{1s} - სპინ-მესერული რელაქსაციის დროა; $(\Delta\omega_s)_{1/2} \sim (\gamma_s^2\hbar)^2 c_s$ - ეპრ-ის ერთგვაროვანი სიგანეა (c_s – ელექტრული სპინების კონცენტრაციაა). აქ გათვალისწინებულია ის ფაქტი, რომ ცალკეული ელექტრონული სპინის z-პროექციის ოპერატორი არ კომუტირებს ელექტრონული სპინების დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედების სეკულარულ ნაწილთანაც კი. შესაბამისად, ის პროცესები, რომლებიც იწვევენ ეპრ-ის ერთგვაროვან გაგანიერებას, იწვევენ ასევე ცალკეული ელექტრონის სპინის z- პროექციის რელაქსაციას. სხვანაირად რომ ვთქვათ, პარამაგნიტური ცენტრების ძალიან დაბალი

კონცენტრაციებისას ელექტრონების მიერ შექმნილი მაგნიტური ფლუქტუაციური ველის z-კომპონენტის კორელაციის დრო $\tau_{z\parallel}$ ტოლია T_{1}, ხოლო სასრული კონცენტრაციისას მნიშვნელოვანი ხდება ელექტრონულ სპინებს შორის დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედება, და ელექტრონების flip-flop–ების გამო, ამ სიდიდეს უნდა დაემატოს ეპრ-ის ერთგვაროვანი სიგანე [50]. ავღნიშნოთ, რომ თეორიულ გამოსახულებებში $\tau_{z\parallel}$ და $\tau_{z\perp}$-თვის აქტივაციური ტემპერატურული კანონის [64] გამოყენებისას მიიღება კარგი შესაბამისობა ექსპერიმენტულ შედეგებთან.

§ 4. მაგნიტური იონების დიდი კონცენტრაციის შემთხვევა [52]

მაგნიტური იონების დიდი კონცენტრაციის მქონე კრისტალებში, მაგნიტურ იონებს შორის ძირითადი ურთიერთქმედების სახეს წარმოადგენს გაცვლითი ურთიერთქმედება. როცა $T < T_{C,N}$ ნიმუში იმყოფება მოწესრიგებულ მდგომარეობაში, ფერომაგნიტურ ან ანტიფერომაგნიტურში. თეორიულად და ექსპერიმენტულად მიღებულ მანგანიტების ფაზურ დიაგრამაზე ჩანს, რომ ხერელების $0.10 \le x \le 0.15$ კონცენტრაციისას ნიმუში წარმოადგენს ფერომაგნიტურ დიელექტრიკს. [8, 11–13] ნაშრომების მონაცემების მიხედვით ამ კონცენტრაციების კერამიკული ნიმუშებისთვის $T \ll T_C$ ტემპერატურებზე ბმრ-ის მეთოდით დეტექტირდება მხოლოდ ფერომაგნიტური

დიელექტრიკული ფაზა 3,5 ტესლა რიგის სპონტანური ველით, მაშინ როცა $LaMnO_{3+\delta}$ ნიმუშისათვის $T<<T_N$-სას სპონტანური ველი, რომელიც გამოწვეულია მესერის დამახინჯებით, 0,03 ტესლას რიგისაა.[8]. მაგნეტურად მოწესრიგებულ ნიმუშში ელექტრონული სპინების კომპონენტების ფლუქტუაციებს იწვევს მათ შორის არსებული გაცვლითი ურთიერთქმედება. მაგნიტური იონების დიდი კონცენტრაციისას ამ კანონზომიერებას ადგილი აქვს პარამაგნიტურ არეშიც ე.ი $T >> T_{c,N}$. ამ დროს, როგორც ეს გამოდის მორიას ნაშრომის შედეგებიდან [57], ელექტრონულ კორელაციურ ფუნქციებს აქვთ გაუსის სახე:

$$< S_i^z(t) S_i^z > \approx \frac{1}{2} < S_i^+(t) S_i^- > \approx \frac{1}{2} < S_i^-(t) S_i^+ > \approx \frac{S(S+1)}{3} \exp\left(-\omega_E^2 t^2 / 2\right)$$

ამ გამოსახულების გამოყვანისას თვლიდნენ, რომ გარეშე მაგნიტური ველი ნაკლები იყო მაგნეტიკის სპონტანურ ველთან შედარებით, ე.ი. თვლიდნენ, რომ გაცვლითი სიხშირე, რომელიც განისაზღვრებოდა ფორმულით

$$\omega_E^2 = \frac{2S(S+1)}{3} Z \left(\frac{J}{\hbar}\right)^2 \qquad (2.4.1)$$

(Z – ელექტრონული სპინის უახლოესი მეზობლების რიცხვია) არის მეტი ელექტრონის ზეემანის სიხშირეზე. ამ შემთხვევაში $\tau_{s\parallel} = \tau_{s\perp} = \dfrac{\sqrt{\pi/2}}{\omega_E}$, რის გათვალისწინებითაც მაგნეტიკის პარამაგნიტური არისათვის ვღებულობთ:

$$\left(T_2^{-1}\right)_{P(3\Lambda)}^{HT.4} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{S(S+1)}{3\omega_E} \cdot$$

$$\sum_j \left[\left(D_{ij}^{00}\right)^2 - 2D_{ij}^{0+1} D_{ij}^{0-1} + \left(C_{3I} + \frac{1}{2} C_{3I+1} + \frac{1}{2} C_{VI-1} \right) \left(-D_{ii}^{+10} D_{ij}^{-10} + D_{ii}^{+1+1} D_{ij}^{1-1} + D_{ii}^{+1-1} D_{ij}^{-1+1} \right) \right] \tag{2.4.2}$$

$$\left(T_1^{-1}\right)_{P(VI)}^{HT.4} = \sqrt{2\pi} \frac{S(S+1)}{3\omega_E} \sum_j \left[-D_{ij}^{+10} D_{ii}^{-10} + D_{ij}^{+1+1} D_{ij}^{-1-1} + D_{ii}^{+1-1} D_{ij}^{-1+1} \right] \tag{2.4.3}$$

თუ I=1/2 სპინის მქონე ბირთვების რელაქსაციაში ძირითადი წვლილი აქვს იზოტროპულ ველს, მაშინ:

$$(T_1^{-1})_{P(3I)}^{HT.4} = (T_2^{-1})_{P(VI)}^{HT.4} = \frac{\sqrt{2\pi}}{\omega_E} \frac{S(S+1)}{3} \hbar^{-2} \sum_j A_{ij}^2 \tag{2.4.4}$$

რაც ემთხვევა [54]-ის (5.35) გამოსახულებას.

§5. სპინური რელაქსაცია სპინური ტალღების არსებობოს არეში [52]

მაგნიტურად მოწესრიგებულ კრისტალებში დაბალ ტემპერატურებზე მესერის რხევის ტალღების (ფონონების) გარდა ასევე შეძლება აღიგზნოს და გავრცელდეს მაგნიტური მომენტების რხევის ტალღები (კორპუსკულარულ ენაზე მაგნონები), რომლებიც პირველად განიხილა ბლოხმა (1930) [54]. როგორც მესერის სითბური რხევისას მისი ატომები ქაოტიურად წაინაცვლებენ მისი წონასწორობის მდგომარეობიდან, ზუსტად ასევე სპინური ტალღების სითბური აღგზნებისას ადგილი აქვს მაგნიტური მომენტების ქაოტიურ გადახრას თავისი წონასწორული მდგომარეობიდან. თუ მესერის რხევები პირველ (ჰარმონიულ) მიახლოებაში არ

იწვევენ ატომის დროით გასაშუალებული ადგილმდებარეობის ცვლილებას, მაგნიტური რხევები ამავე მიახლოებაში ამცირებენ მაგნიტური მომენტების საშუალო მნიშვნელობას, რაც შეიძლება აღმოვაჩინოთ ბმრ-ის სიხშირის წანაცვლებით.

კრისტალის გარკვეულ კვანძში ელექტრონული სპინის გადახრა ელექტრონულ სპინებს შორის არსებული გაცვლითი ურთიერთქმედების გამო ერცელდება კრისტალში, როგორც ელექტრული მაგნიტური მომენტების რხევების ტალღა – სპინური ტალღა. სპინური ტალღების ბირთვულ სპინებთან ურთიერთქმედებისას (რაც ხორციელდება ზენაზი ბმის, დიპოლ-დიპოლური ან სხვა ძალების საშუალებით), შეიძლება მოხდეს მათი გაბნევა ბირთვულ სპინებზე, მათი შთანთქმა ან გამოსხივება. ბირთვულ რელაქსაციაში სპინური ტალღების როლი გამოიხატება შემდეგი ორი ტიპის ეფექტით [54]:

1. ბირთვულ სპინზე გაბნევისას სპინური ტალღები ქმნიან ფლუქტუირებად ლოკალურ მაგნიტურ ველს, რომელიც იწვევს ბირთვულ რელაქსაციას.

2. ორ ბირთვს შორის სპინური ტალღების გაცვლა იწვევს ბირთვების სპინებს შორის არაპირდაპირ ურთიერთქმედებას (სულ-ნაკამურას ურთიერთქმედება), რაც შეიძლება გახდეს მაგნიტურ კრისტალებში ბმრ-ის ხაზის გაგანიერების ერთ-ერთ მთავარი მიზეზი.

თავისუფალი სპინური ტალღებისთვის (ე.ი. ისეთი ტალღებისთვის, რომლებიც არ ურთიერთქმედებენ არც ერთმანეთთან არც მესერთან) j–ურ კვანძში სპინის ფლუქტუაციის კომპონენტა ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\delta S_j^z = \pm\left(< a_j^+ a_j > - a_j^+ a_j\right); \quad \delta S_j^{\pm} = \sqrt{2S}\, a_j; \quad \delta S_j^{\mp} = \sqrt{2S}\, a_j^+ \quad (2\,5\,1)$$

სადაც a_j^+ და a_j - j-ურ კვანძში სპინური გადახრის გაჩენის და გაქრობის ოპერატორებია. ამ ფორმულებში ფერომაგნეტიკისათვის უნდა ავიღოთ ზედა ნიშანი, ხოლო ანტიფერომაგნეტიკისათვის – ზედა ნიშანი ერთი ქვემესერისათვის და ქვედა მეორე ქვემესერისათვის. a_j^+ და a_j -დან გადავიდეთ მათ სივრცულ ფურიე-კომპონენტებზე

$$a_j^+ = \frac{1}{\sqrt{N_s}} \sum_k e^{-ikr_j} a_k^+; \quad a_j = \frac{1}{\sqrt{N_s}} \sum_{k'} e^{-ik'r_j} a_{k'} \qquad (2.5.2)$$

და გავითვალისწინოთ კოლექტიური ცვლადების დროითი დამოკიდებულება

$$a_k^+(t) = a_k^+ \exp(i\omega_k t); \quad a_k(t) = a_k \exp(-i\omega_k t), \qquad (2.5.3)$$

სადაც ω_k - k ტალღური ვექტორის მქონე მაგნონის სიხშირეა.

თუ გავითვალისწინებთ, რომ მაგნიტური ატომების (ზოგ შემთხვევაში არამაგნიტური ატომების) ბირთვების ლოკალურ ველში ძირითადი წვლილი აქვს **ASI** სახის იზოტროპულ ურთიერთქმედებას [53], მაშინ ლოკალური ველი გამოისახება ელექტრონული სპინის ფლუქტუაციებით $\delta \mathbf{H}_j = -(A/\gamma_n \hbar)\delta \mathbf{S}_j$. თუ (2.5.1) ფორმულებში გავითვალისწინებთ (2.5.2) და (2.5.3) გამოსახულებებს, მაშინ დავინახავთ, რომ ელექტრონული სპინების z-კომპონენტის კორელაციური ფუნქციები შეიცავენ $\exp\left[i\left(\omega_k - \omega_{k'}\right)t\right]$ ტიპის ექსპონენტებს ($\omega_{\parallel} = \omega_k - \omega_{k'}$), შესაბამისად δS_j^z ფლუქტუაციების სპექტრი

შეიცავს რაგინდ პატარა სიხშირეებს. მაშინ, როცა $\delta S_j^{\pm}(t)$ წარმოადგენს $\exp(\pm i\omega_k t)$ სახის ჰარმონიკების სუპერპოზიციას, ამიტომ სპინების განივი კომპონენტებისათვის ყველაზე პატარა სიხშირეს წარმოადგენს k=0-ის შესაბამისი სპინური ტალღების (მაგნონების) სიხშირე (ე.ი. ფერო- ან ანტიფერომაგნიტური რეზონანსის სიხშირე $\omega_{FMR,AFMR} = \omega_{k=0} = \omega_s$). თუ გავითვალისწინებთ, რომ ბმრ-ის სიხშირე ნაკლებია ელექტრონულ სიხშირეზე ω_s, მაშინ რეალური პროცესი ბირთვების მიერ ერთი მაგნონის შთანთქმისა ან გამოსხივებისა ენერგიის შენახვის კანონით აკრძალულია და მორიას ფორმულებიდან [54, 57] გამომდინარეობს ($1/T_1$ განისაზღვრება ელექტრონული სპინის განივი კომპონენტის კორელაციური ფუნქციით $\langle\{\delta S_j^+(t)\delta S_j^-(0)\}\rangle$), რომ $1/T_1=0$. მაშასადამე, თავისუფალი სპინური ტალღების დროს, ბირთვების რელაქსაციას განაპირობებენ მხოლოდ რამანის გაბნევის პროცესები [54, 67], რაც წარმოადგენს ხაზის გაგანიერების მიზეზს. ფიზიკური მიზეზი იმისა, რომ T_1^{-1} ნულის ტოლი ხდება მდგომარეობს შემდეგში: შეშფოთებას, ე.ი. მოცემულ შემთხვევაში იზოტროპული ზნუ-ის ჰამილტონიანს არ შეუძლია შთანთქოს ელექტრონული სიხშირის კვანტი.

მაგნონების (სპინური ტალღების) მინარევებთან (მაგალითად იშვიათმიწათა იონებთან), ერთმანეთან ან მესერთან ურთიერთქმედებისას ადგილი აქვს მათ მილევას, რის გამოც მაგნონის სიცოცხლის ხანგრძლივობა სასრულო ხდება და მის ენერგიაში ჩნდება გარკვეული

განუზღვრელობა. ამიტომ სპინური ტალღების მილევის გათვალისწინებისას შესაძლებელი ხდება ბირთვული რელაქსაცია მის მიერ ერთი მაგნონის გამოსხივებით ან შთანთქმით ($\omega_{s\perp} = \omega_k$). მილევის გათვალისწინებით ფერომაგნიტიკებში ელექტრონული სპინების კომპონენტების კორელაციური ფუნქციებისთვის მიიღება შემდეგი გამოსახულებები:

$$< \delta S_j^z(t)\delta S_j^z >= N_s^{-2}\sum_{k,k'} \exp\left[i\left(\omega_k - \omega_{k'}\right)t - \left(\Gamma_k + \Gamma_{k'}\right)t\right]\bar{n}_k\left(\bar{n}_{k'}+1\right)$$

$$< \delta S_j^+(t)\delta S_j^- >= 2SN_s^{-1}\sum_k \exp\left(-i\omega_k t - \Gamma_k t\right)\bar{n}_k ;$$

$$< \delta S_j^-(t)\delta S_j^+ >= 2SN_s^{-1}\sum_k \exp\left(i\omega_k t - \Gamma_k t\right)(\bar{n}_k + 1)$$

სადაც N_s – ელექტრონული სპინების სრული რიცხვია, Γ_k – k ტალღური ვექტორის მქონე სპინური ტალღის მილევა; სპინური ტალღების საშუალო რიცხვი კი მოიცემა ბოზე-აინშტაინის განაწილების ფუნქციით:

$$\bar{n}_k = \left[\exp\left(\hbar\omega_k / k_B T\right) - 1\right]^{-1}$$

$T<<T_C$ ტემპერატურებისთვის (დაბალტემპერატურული (LT) მიახლოება) ბირთვული სპინური რელაქსაციის გამოთვლისას თუ გავითვალისწინებთ, რომ სპინური ტალღები გაბნევისას ბირთვებზე შეიძლება იყოს შექმნილი ზოგადი სახის ანიზოტროპული ¡ ფლუქტუაციური ველი, მაშინ ფერომაგნიტიკისთვის ვღებულობთ შემდეგ გამოსახულებებს:

$$\left(T_2^{-1}\right)_{FM}^{LT}=\left[\sum_j\left(D_y^{00}\right)^2-\sum_j\left(-D_y^{+10}D_y^{10}\right)\left(C_{M}+\frac{1}{2}C_{M+1}+\frac{1}{2}C_{M-1}\right)\right]\frac{1}{N_s^2}\cdot$$

$$\cdot\sum_{k,k'}\bar{n}_k\left(\bar{n}_{k'}+1\right)\frac{\Gamma_k+\Gamma_{k'}}{\left(\omega_k-\omega_{k'}\right)^2+\left(\Gamma_k+\Gamma_{k'}\right)^2}+$$

$$+\frac{S}{N_s}\sum_k\left\{\sum_j\left(-D_y^{0+1}D_y^{0-1}\right)\left(2\bar{n}_k+1\right)+\frac{1}{2}\sum_j D_y^{+1+1}D_y^{-1+1}\left[C_M\left(2\bar{n}_k+1\right)+C_{M+1}\bar{n}_k+C_{M-1}\left(\bar{n}_k+1\right)\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{2}\sum_j D_y^{+1-1}D_y^{-1+1}\left[C_M\left(2\bar{n}_k+1\right)+C_{M+1}\left(\bar{n}_k+1\right)+C_{M-1}\bar{n}_k\right]\frac{\Gamma_k}{\omega_k^2+\Gamma_k^2}\right\}$$

(2.5.4)

$$\left(T_1^{-1}\right)_{FM}^{LT}=\sum_j\left(-D_{ij}^{+10}D_{ij}^{-10}\right)\frac{2}{N_s^2}\sum_{k,k'}\bar{n}_k\left(\bar{n}_{k'}+1\right)\frac{\Gamma_k+\Gamma_{k'}}{\left(\omega_k-\omega_{k'}\right)^2+\left(\Gamma_k+\Gamma_k\right)^2}+$$

$$+\frac{S}{N_s}\sum_j\left(D_{ij}^{+1+1}D_{ij}^{-1-1}+D_{ij}^{+1-1}D_{ij}^{-1+1}\right)\sum_k\frac{\left(2\bar{n}_k+1\right)\Gamma_k}{\omega_k^2+\Gamma_k^2}$$

(2.5.5)

იმ შემთხვევაში, როცა სპინური ტალღების მილევა უმნიშვნელოა (2.5.4) და (2.5.5) ფორმულებში ყველა Γ_k უნდა მივასწრაფოთ ნულისკენ, მაშინ მივიღებთ:

$$\left(T_2^{-1}\right)_{FM}^{LT}=\sum_j\left[\left(D_y^{00}\right)^2-D_y^{+10}D_y^{-10}\left(C_M+\frac{1}{2}C_{M+1}+\frac{1}{2}C_{M-1}\right)\right]\frac{\pi}{N_s^2}\sum_{k,k'}\bar{n}_k\left(\bar{n}_{k'}+1\right)\delta\left(\omega_k-\omega_{k'}\right.$$

(2.5.6)

$$\left(T_1^{-1}\right)_{FM}^{LT}=\sum_j\left(-D_{ij}^{+10}D_{ij}^{-10}\right)\frac{2}{N_s^2}\sum_{k,k'}\bar{n}_k\left(\bar{n}_{k'}+1\right)\delta\left(\omega_k-\omega_{k'}\right)\qquad(2.5.7)$$

(2.5.7) ფორმულაში თუ გავითვალისწინებთ მხოლოდ იზოტროპული ზნუ-ის ფლუქტუაციურ ლოკალურ ველს, მაშინ, როგორც ეს ფიზიკური თვალსაზრისით ზემოთ ავხსენით, მივიღებთ ნულს. განივი რელაქსაციისთვის კი მივიღებთ [54]-ის (5.41) ცნობილ გამისახულებას.

არამაგნიტური იონების ბირთვების ლოკალურ ველში მნიშვნელოვანი წვლილი შეიძლება შეიტანოს გარემომცველი

მაგნიტური იონების დიპოლურმა ველმა. იმ შემთხვევაში, როცა გაბნეული სპინური ტალღები ბირთვებზე ქმნიან დიპოლური ველის ფლუქტუაციებს, ბირთვული რელაქსაციის გამოსათვლელად (2.5.4) და (2.5.5) ფორმულებში უნდა შევიტანოთ (2.2.8) გამოსახულებები.

(2.5.6) და (2.5.7) გამოსახულებების ტემპერატურაზე დამოკიდებულების გასარკვევად მათში უნდა მოვახდინოთ ჩასმა [54]-ში მიღებული შედეგისა

$$\frac{\pi}{N_s^2}\sum_{kk'}\overline{n}_k\left(\overline{n}_{k'+1}\right)\delta\left(\omega_k-\omega_{k'}\right)=\frac{1}{16\pi^3\omega_E}\left(\frac{k_BT}{\hbar\omega_E}\right)^2\ln\left[1-\exp\left(-\frac{\hbar\omega_{FMR}}{k_BT}\right)\right]^{-1},$$

(2.5.8)

რომელიც მიღებულია სპინური ტალღებისთვის დისპერსიის კვადრატული კანონის გათვალისწინებისას $\omega_k=\omega_{FMR}+\omega_E\left(ak\right)^2$, სადაც a – მესერის მუდმივაა.

იმისათვის, რომ ვიქონიოთ სრული სურათი, მოვიყვანოთ [54]-დან ანალოგიური შედეგი კუბური სიმეტრიის ანტიფერომაგნეტიკისთვის, როცა ბირთვების რელაქსაციას იწვევს იზოტროპული ლოკალური ველი:

$$\left(T_2^{-1}\right)_{AFM}^{LT}\approx\frac{C}{6\pi\,\omega_E\big|_{AFM}}\hbar^{-2}\sum_j A_{ij}^2\left(\frac{k_BT}{\hbar\omega_E\big|_{AFM}}\right)^3\left[1-I_1\left(\frac{\hbar\omega_{AFMR}}{k_BT}\right)\right],$$

(2.5.9)

სადაც C – ერთეულის რიგის კონსტანტაა, რომელიც განისაზღვრება სპინების რიცხვით ელემენტარულ უჯრაში და უკანასკნელის გეომეტრიით;

$$I_1(x)=\frac{6}{\pi^2}\int_0^x\frac{ydy}{e^y-1};\qquad \omega_E\big|_{AFM}=\frac{4S}{\sqrt{3}}\frac{J_{1,2}(0)}{\hbar},$$

სადაც $J_{1,2}(0)$ – ანტიფერომაგნეტიკის ქვემესრებს შორის გაცვლითი ინტეგრალის k=0 ფურიე კომპონენტაა.

(2.5.9) გამოსახულება სამართლიანია სპინური ტალღების გრძელტალღოვან მიახლოებაში, როცა ანტიფერომაგნეტიკში მათ სპექტრს აქვს სახე:

$$\omega_k^2 \approx \omega_{AFMR}^2 + \left(\omega_E\big|_{AFM}\right)^2 (ak)^2,$$

სადაც ω_{AFMR} - ანტიფერომაგნიტური რეზონანსის სიხშირეა. ვინაიდან $\omega_E\big|_{AFM} << \omega_E$, ამიტომ (2.5.6), (2.5.7) და (2.5.9)-იდან გამომდინარეობს, რომ გასწვრივი და განივი რელაქსაციის სიჩქარეები ანტიფერომაგნეტიკში გაცილებით მეტია ვიდრე ფერომაგნეტიკში, რაც დაიკვირვება ექსპერიმენტზეც [4]. აღსანიშნავია, რომ ანტიფერომაგნიტურ მასალაში ბირთვული სპინური რელაქსაციის უფრო დეტალური და სრული თეორია მოყვანილია [68]

როგორც ცნობილია, კიურის (ნეელის) ტემპერატურის მახლობლობაში ადგილი აქვს ელექტრონული სპინების მოძრაობის გარკვეული ტიპების შენელებას რაც იწვევს გაცვლითი შეკვეთროების ეფექტის შემცირებას, და შესაბამისად ბმრ-ის ხაზის გაგანიერებას. შუალედურ (IT) ტემპერატურებზე ($T \le T_{C,N}$) კუბური სიმეტრიის კრისტალებში ნულოვანი გარეშე ველისას რელაქსაციის სიჩქარეების დროზე დამოკიდებულებებს აქვთ სახე [54, 67]

$$\left(T_2^{-1}\right)_{FM}^{IT} = \left(T_1^{-1}\right)_{FM}^{IT} = C'\left(T_1^{-1}\right)_{P(M)}^{HTA}\left(\frac{T_C}{T-T_C}\right)^{3/2}$$

$$\left(T_2^{-1}\right)_{AFM}^{IT} \approx \left(T_1^{-1}\right)_{AFM}^{IT} = C'\left(T_1^{-1}\right)_{P(M)}^{HTA}\left(\frac{T_N}{T-T_N}\right)^{1/2} \qquad (2.5\ 10)$$

სადაც $C'\sim 0.1$ – რიცხვითი კონსტანტაა, რომელიც დამოკიდებულია მესერის სახეზე. (2.5.10) ფორმულები სამართლიანია ძალიან პატარა ტემპერატურულ ინტერვალში [54, 67]:

ფერომაგნეტიკისათვის - $\left(\frac{\omega_I}{\omega_E}\right)^{1/2} << \frac{T-T_C}{T_C} << 1$,

ხოლო ანტიფერომაგნეტიკისათვის - $\left(\frac{\omega_I}{\omega_E^{AFM}}\right)^{1/2} << \frac{T-T_N}{T_N} << 1$.

გარეშე მუდმივი ველის მოდება, როგორც ეს გამოთვლილია მორიას [66] მიერ თრთგუნავს (2.5.10) გამოსახულებებით მოცემულ T_1^{-1} სიდიდის განშლას, ამიტომ ეს ეფექტი ექსპერიმენტალურ ნაშრომებში, რომლებიც ეხება ლანთანუმის მანგანიტებში ბირთვულ რელაქსაციას [4-8, 11-13], არ განიხილება.

როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ მაგნიტურად მოწესრიგებულ კრისტალებში ბირთვებს შორის ადგილი აქვს არაპირდაპირ (სულ-ნაკამურას) ურთიერთქმედებას, რომელსაც მაგნიტური ბირთვების დიდი კონცენტრაციისას შეაქვს წვლილი ბირთვული კვადრუპოლური სტრუქტურის ხაზის სიგანეში. ეს წვლილი ხაზის მეორე მომენტიდან კვადრატული ფესვის პროპორციულია [69, გვ 443]. ამ მომენტის სიდიდე გარჩევადი

კვადრუპოლური სტრუქტურისას M→M+1 გადასვლისათვის ტოლია:

$$\left(M_{2M}\right)_{SS'} = \frac{2}{N_I\left(2I+1\right)}\sum_{i,j}U_{ij}^2\left\{C_{MI}^2 + \frac{1}{2}C_{M+1}^2 + \frac{1}{2}C_{M-1}^2\right\} \quad (2.5.11)$$

სადაც N_I - მაგნიტური ბირთვების რიცხვია, U_{ij} - სულ-ნაკამურას ურთიერთქმედების კონსტანტაა, რომელიც არ არის დამოკიდებული ტემპერატურაზე. კიურის (ნეელის) ტემპერატურის ზემოთ სპონტანური დამაგნიტება ან არ არის ან პატარა სიდიდეა, რის გამოც ერთნაირ ბირთვებს შორის ელექტრონული სპინებით განხორციელებული არაპირდაპირი ურთიერთქმედება კუბური სიმეტრიის კრისტალებში, სულ-ნაკამურას ურთიერთქმედებისგან განსხვავებით, იზოტროპული (სკალარული) ხდება, რომლის კონსტანტა ტემპერატურაზე დამოკიდებულია, როგორც T^{-2} [67]. იზოტროპული ურთიერთქმედება კი არ იძლევა წვლილს ბმრ-ის სიგნალის მეორე მომენტში. თუმცა ეს არაპირდაპირი ურთიერთქმედება კუბურზე დაბალ სიმეტრიის ველში ერთნაირი ბირთვებისათვის და ნებისმიერი სიმეტრიის ველში განსხვავებული ბირთვებისათვის მოგვცემს წვლილს ხაზის სიგანეში. მორიას თეორიის მიხედვით ეს წვლილი კიურის (ნეელის) ტემპერატურის სიახლოვეს (მაგნიტური გადასვლის ორივე მხარეს), როგორც ფმ ასევე აფმ-თვის გვაძლევს სიდიდეს, რომელიც განშლადია $\left(\frac{T}{\left|T-T_{C,N}\right|}\right)^{1.4}$ კანონით.

§ 6. ექსპერიმენტთან შედარება [52]

ფერომაგნიტურ და პარამაგნიტურ დიელექტრიკებში გამოთვლილი გვაქვს ზოგადი სახის ელექტრონულ-ბირთვული ურთიერთქმედებით გამოწვეული ბირთვული გასწვრივი რელაქსაციის სიჩქარეები T_{2M}^{-1} ბმრ-ის კვადრუპოლური სტრუქტურის ცალკეული გადასვლებისათვის, და ასევე სრული დამაგნიტების გასწვრივი კომპონენტის ერთიანი რელაქსაციის სიჩქარე T_1^{-1}. ეს გამოსახულებები კონკრეტიზირებული გვაქვს დიპოლ-დიპოლური და იზოტროპული ზენაზი რელაქსაციის მექანიზმებისათვის. (2.3.1), (2.3.2), (2.3.3) და (2.3.4) გამოსახულებებიდან ჩანს, რომ ექსპერიმენტული მონაცემების რაოდენობრივი ანალიზისას მნიშვნელოვანია თუ რომელ ელექტრონულ-ბირთვულ ურთიერთქმედებას ჩავთვლით ეფექტურად. მაგალითისათვის მოვიყვანოთ [7]-ში ნახ.11-ზე გამოსახული T_1–ის მუდმივი მაგნიტური ველის კვადრატზე დამოკიდებულების გრაფიკის (იხ. ნახ. 2.6.1) ანალიზი. ეს გრაფიკი მიღებულია $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ (x=1/3) ნიმუშისთვის, როცა იგი იმყოფება პარამაგნიტურ არეში. იგი წრფივი ფუნქციაა და შესაბამისად შეიძლება წარმოვიდგინოთ შემდეგი სახით:

$$T_1 = T_{1|H_0=0} + k_{T_1} \cdot H_0^2$$

სადაც $T_{1|H_0=0}$ და k_{T_1} სიდიდეები განისაზღვრება გრაფიკიდან: $T_{1|H_0=0} \approx 2 \cdot 10^{-3}$c და $k_{T_1} \approx 2.86 \cdot 10^{-4}$c/T^2. თუ ამ გრაფიკის ინტერპრეტაციას, როგორც ეს არის ჩათვლილი [7]

ნაშრომში, მოვახდენთ ელექტრონ-ბირთვულ ურთიერთქმედებაში ($\mathcal{H}'$) dd ურთიერთქმედების გათვალისწინებით, მაშინ მივიღებთ შედეგს: კორელაციის დრო ტოლია

$$\tau_{s\|(dd)} = \frac{\sqrt{k_{T_1} / T_{1|H_0=0}}}{\gamma_I} \approx 10^{-8} c\,; \qquad (2.6.1)$$

ხოლო ფლუქტუაციური ველის ამპლიტუდა კი

$$h_{0(dd)} = \frac{\left(k_{T_1} \cdot T_{1|H_0=0}\right)^{-\frac{1}{4}}}{\sqrt{1.2 \cdot \gamma_I}} \approx 130 G\,. \qquad (2.6.2)$$

აქ გათვალისწინებულია, რომ ^{139}La-თვის $^{139}\gamma_I / 2\pi = 6.0145\, MHz/T$ [5, 7]. [7] ნაშრომში აღნიშნული აქვთ, რომ კორელაციის დროისათვის მიღებულია მოსალოდნელზე რამოდენიმე რიგით დიდი სიდიდე. ვარაუდი იმისა, რომ მიღებული სიდიდეების შეუსაბამობა გამოწვეულია იმით, რომ $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ (x=1/3) შესაძლოა იმყოფება სპინური შუშის მდგომარეობაში (რაც შეესაბამება ნელი ელექტრონული ფლუქტუციების მდგომარეობას) არ დადასტურდა ეპრ-ის მონაცემებით (ეპრ-ის გაზომვებით არ ჩანს ხაზის ანომალური გაგანიერება T_c –ს ზემოთ, რაც ასოცირდება სპინური შუშის მდგომარეობასთან). [7]-ში ასევე აღნიშნულია, რომ ფლუქტუაციური ველის ამპლიტუდისთვის მიღებული სიდიდე დიპოლ-დიპოლური ველის სიდიდის რიგისაა, მაგრამ რამოდენიმე რიგით პატარაა ზენაზ ველზე, რომელიც აღწერს ბმრ-ის წანაცვლებას. თუ ამ გრაფიკის ინტერპრეტაციას მოვახდენთ ელექტრონულ-ბირთვულ

ურთიერთქმედებაში ($\mathcal{H}'$) იზოტროპული ზნუ-ის ეფექტურობის გათვალისწინებით, მაშინ მივიღებთ შედეგს:

$$\tau_{s\perp(hf)} = \frac{\sqrt{k_{T_1} / T_{1\|H_0=0}}}{\gamma_s} = \frac{\gamma_I}{\gamma_s} \cdot \tau_{s\|(dd)} \approx 2 \cdot 10^{-12} c;$$

$$h_{0(hf)} = \frac{\left(k_{T_1} \cdot T_{1\|H_0=0}\right)^{\frac{1}{4}}}{\sqrt{2\gamma_I}} \left(\sqrt{\frac{\gamma_s}{\gamma_I}}\right) = \sqrt{0\,6 \cdot \frac{\gamma_s}{\gamma_I}} \cdot h_{0(hf)} \approx 7000\text{G}.$$

და მიღებული სიდიდეები შესაბამისად აღმოჩნდებიან მოსალოდნელ დიაპაზონში. ვთვლით, რომ [5]-ში მოყვანილი ვარაუდი, რომ ^{139}La ბირთვები იმყოფებიან იზოტროპული ხასიათის ფლუქტუაციურ ლოკალურ ველში უფრო ახლოა რეალობასთან.

$LaMnO_3$-ში თუ ორვალენტიანის ნაცვლად სამვალენტიან არამაგნიტურ იონს დაუმატებთ, მაგალითად Ga^{3+}-ს, მაშინ $LaGa_{1-x}Mn_xO_3$ (x=0-0.2)-ზე ეპრ-ისა და ბმრ-ის ექსპერიმენტებით დასტურდება ელექტრონული სპინების ნელი დინამიკა (რაც ჩვენს შემთხვევაში შეესაბამება (2.3.5) ფორმულებს). $LaGa_{1-x}Mn_xO_3$-ში (იგი ორთორომბულ ფაზაში იმყოფება ოთახის ტემპერატურაზე; T_N=140K) ^{68}Ga და ^{71}Ga –ზე ბირთვული რელაქსაციის მექანიზმი ნაშრომის [63]-ის შესაბამისად შემდეგია. რომბოედრულ ფაზაში $LaMnO_3$ -ში ადგილი აქვს MnO_6 ოქტაედრის იან-ტელერის სტატიკურ კოოპერატიულ გაჭიმვას, რომელიც დაკავშირებულია ორბიტალურ მოწესრიგებასთან – ე.ი. ადგილი აქვს Mn^{3+} იონების $d(3x^2-r^2)$ და $d(3y^2-r^2)$ ორბიტალების მკაცრად მოწესრიგებულ მონაცვლებით დალაგებას. განზაეება და ტემპერატურის გაზრდა იწვევს იან-ტელერის კოოპერატიული დეფორმაციების დაშლას და ორბიტალების

ნელ გადაორიენტირებას. როგორც ეს იყო თეორიულად დასაბუთებული [42]-ში, თერმიულად აქტიური იან-ტელერის კონფიგურაციების გადაორიენტირებას აქვს ადგილი Mn^{3+} იონების კლასტერებში ან დეფექტების მახლობლობაში. ამ გადაორიენტირების გამო Mn^{3+} იონების სპინებს გააჩნიათ შედარებით ნელი რელაქსაცია. ელექტრონული რელაქსაციების დიდი დროების გამო კი (2.3.7) ფორმულის თანახმათ მიიღება $\tau_{s\parallel}$ და $\tau_{s\perp}$- თვის დიდი მნიშვნელობები, რომლებიც განაპირობებენ ^{68}Ga და ^{71}Ga ბირთვულ რელაქსაციას მექანიზმით, რომელიც დაფუძვნებულია ეფექტურ ელექტრონულ-ბირთვულ დიპოლ-დიპოლურ ურთიერთქმედებაზე [62].

ალლოდის ნაშრომში [5] გასწვრივი რელაქსაციის დრო იზომებოდა ორი მეთოდით: 1) სტიმულირებული სპინური ექოთი; და 2) ბმრ-ის გაჯერების შემდეგ მისი აღდგენის მეთოდით, რომელიც დეტექტირდებოდა სპინური ექოს საშუალებით. ამ ექსპერიმენტებში ადგილი ჰქონდა მხოლოდ ცენტრალური გადასვლის დასხივებას და დეტექტირებას. დამაგნიტების z-კომპონენტის მიღებულ მრავალექსპონენციალურ დროით დამოკიდებულებაში დომინირებს რელაქსაციის სიჩქარე ცენტრალურ გადასვლაზე:

$$T_{1eff}^{-1} = 28 \cdot 2W_{nonsec}^{HTA}.$$

ხოლო გასწვრივი რელაქსაციის დრო იზომებოდა სპინური ექოს მილევით, რომელიც ასევე ცენტრალურ სიხშირეზე იყო აღგზნებული და დეტექტირებული. იგი (2.2.9) ფორმულის მიხედვით ტოლია:

$$T_{2(-1/2)}^{-1} = W_{\text{sec}}^{HTA} + 31W_{\text{nonsec}}^{HTA}.$$

ჩვენი აზრით [5] ნაშრომის ნახ. 8 (c)-ზე (იხ. ნახ. 2.6.2) გამოსახულია სიდიდეები:

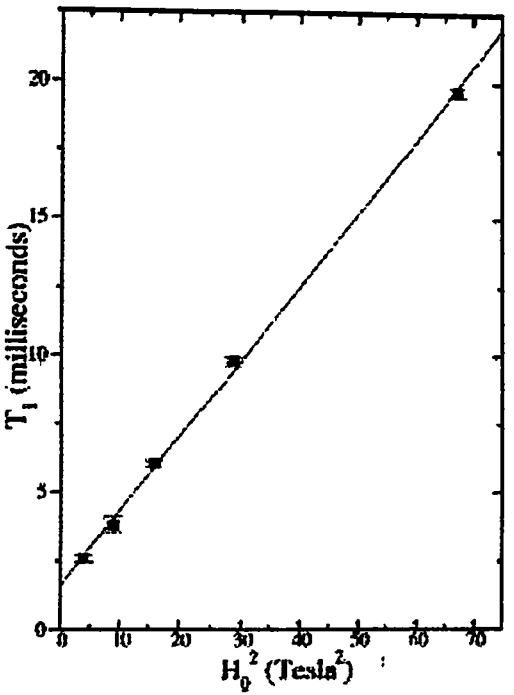
$$2W_1 = T_{1eff}^{-1}/28 = 2W_{\text{nonsec}}^{HTA} = T_1^{-1} \qquad (2.6.1)$$

$$2W_2 = T_{2(-1/2)}^{-1}/16 = W_{\text{sec}}^{HTA}/16 + (31/16)W_{\text{nonsec}}^{HTA} \qquad (2.6.2)$$

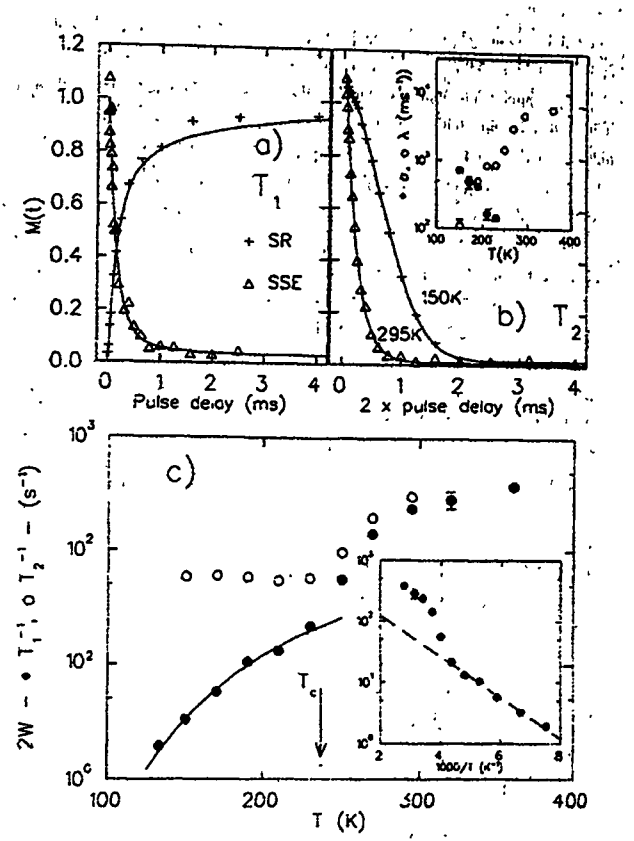
რომლებიც განსხვავდება ამავე ნაშრომში მოცემულ (3) გამოსახულებებისაგან. ჩვენ ვთვლით, რომ სწორია ზემოთ მოყვანილი (2.6.1) და (2.6.2) გამოსახულებები.

ძლიერი შევიწროების შემთხვაში ($T \geq 300K$) ადგილი აქვს ტოლობას $W_{\text{sec}}^{HTA} = W_{\text{nonsec}}^{HTA}$, შესაბამისად მიიღება შედეგი $2W_1 = 2W_2$, რაც ჩანს ექსპერიმენტზეც. ნელი ფლუქტუაციების რეჟიმში, ე.ი. დაბალ ტემპერატურებზე, მაგრამ პარამაგნიტურ არეში ($T_c < T \leq 250K$), როცა $W_{\text{sec}}^{HTA} >> W_{\text{nonsec}}^{HTA}$, თეორიიადან ექსპერიმენტთან შეთანხმებით გამოდის, რომ $2W_1 << 2W_2$.

მეორე მხრივ თუ T_c-ს ქვემოთ გავითვალისწინებთ ელექტრონულ სპინურ სისტემაში მოწესრიგებას, მაშინ, როცა გარეშე მუდმივი მაგნიტური ველი გაცილებით ნაკლებია გაცვლით ველთან შედარებით, თავისუფალი სპინური ტალღების გათვალისწინებისას და ენერგიის შენახვის კანონიდან გამომდინარე W_{nonsec}^{HTA} და T_1^{-1} სიდიდეები ნულის ტოლი ხდება. ტემპერატურის შუალედურ ინტერვალში T_1^{-1} მოსაძებნად უნდა ვისარგებლოთ საერთო ფორმულებით.



ნახ. 2.6.1. სლიქტერის და თანაავტორების [7] ნაშრომის შედეგი. ოთახის ტემპერატურაზე ლანთანიუმის ბირთვული სპინ-მესერული რელაქსაციის დროის H_0^2–ზე დამოკიდებულება.



ნახ. 2.6.2. ალლოდის და თანაავტორების [5] ნაშრომის შედეგი. სპინ-მესერული და სპინ-სპინური რელაქსაციის სიჩქარეებიდან განსაზღვრული 2W-ის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება.

თავი III

^{55}Mn ბირთვების სპინური რელაქსაცია გამტარ ფერომაგნიტურ პეროვსკიტებში [70]

ამ თავში ვიხილავთ შემთხვევას, როცა დოპირებული მანგანიტები ფერომაგნიტურ მეტალურ ფაზაში იმყოფება. ეს შეიძლება იყოს, როგორც სუფთა ფერომაგნიტური მეტალური მასალა (x~0.3; T<Tc), ასევე ფერომაგნიტური დიელექტრიკული ნიმუში ($d\rho/dT<0$, სადაც ρ–კუთრი წინაღობაა), რომელშიც არსებობს ფერომაგნიტური კლასტერები. როგორც პირველ თავში აღვნიშნეთ დოპირებული მანგანიტების ფერომაგნიტურ მეტალურ ფაზაში ადგილი აქვს მანგანუმის იონების კვანძებში ელექტრონული ხვრელების სწრაფ გადახტომებს ($f_{hop} > f_{NMR}$) [12, 17, 19] და შესაბამისად ^{55}Mn ბირთვები ერთნაირი სიდიდის გასაშუალებულ ზენაზ ველს გრძნობენ. ჩვენ მიზანს წარმოადგენს ^{55}Mn სპინური რელაქსაციის ანალიტიკური გამოკვლევა მუხტის მოძრავი მატარებლების არსებობისას იმ მექანიზმით, რომელიც მოყვანილია [17] ნაშრომში. ამ შემთხვევისთვის მიღებული გვაქვს ანალიტიკური გამოსახულებები ბირთვული გასწვრივი და განივი რელაქსაციის სიჩქარეებისათვის, როცა სავალენტო ელექტრონების სწრაფი გადახტომების გამო ადგილი აქვს ზენაზი ურთიერთქმედების სიდიდისა და მიმართულების სწრაფ მოდულაციას. აღმოჩნდა, რომ მათ ახასიათებთ ერთნაირი ტემპერატურული დამოკიდებულებები და მათი შეფარდება არ არის დამოკიდებული ტემპერატურაზე. შედეგები გამოყენებული გვაქვს ფერომაგნიტურ მეტალურ

ფაზაში მყოფი დოპირებულ პეროვსკიტებში ^{55}Mn ბირთვულ რელაქსაციაზე არსებული ლიტერატურული მონაცემების ასახსნელად.

§1. ^{55}Mn ბირთვების გასწვრივი და განივი სპინური რელაქსაცია მეტალურ ფერომაგნიტურ პეროვსკიტებში

მანგანუმის იონები დოპირებულ პეროვსკიტებში იმყოფებიან კრისტალურ ველში, რომელიც შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც კუბური სიმეტრიის ძირითადი წევრისა და მცირე უფრო დაბალი სიმეტრიის ველის ჯამი. როგორც ეს არის გათვალისწინებული [52] ნაშრომის §3-ში, ჩავთვალოთ, რომ Mn^{4+} იონი იმყოფება ოქტაედრულ კუბური სიმეტრიის კრისტალურ ველში, ხოლო Mn^{3+} იონი – იან-ტელერის დამახინჯების გამო დამატებით ტეტრაგონალური სიმეტრიის ველში (ე.ი. ჩვენ არ ვითვალისწინებთ უფრო დაბალი სიმეტრიის ველებს, მაგალითად რომბული სიმეტრიის ველს).

გამოვიკვლიოთ ბირთვული სპინური რელაქსაცია ნულოვან მაგნიტურ ველში. Mn^{4+} იონისთვის (ვინაიდან მის აქტიურ გარსს $t_{2g}^{3\uparrow}$ ელექტრონული კონფიგურაცია აქვს და შესაბამისად წარმოადგენს ორბიტალურად სინგლეტურ იონს) ზენაზი ურთიერთქმედების ტენზორი თითქმის იზოტროპულია [17] ამიტომ, შეიძლება ჩაითვალოს, რომ მის ბირთვებზე საკუთარი ელექტრონული ღრუბლიდან მოქმედებს მხოლოდ ზენაზი კონტაქტური ველი და ფერომაგნიტურ ფაზაში,

სადაც არსებობს გამოყოფილი მიმართულება z (ადვილი დამაგნიტების ღერძი), შესაბამისი ეფექტური ბირთვული სპინური ჰამილტონიანი ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\mathcal{H}_0\left(Mn^{4+}\right) = -\gamma_n \hbar H_F^{4+} I^z \equiv -\gamma_n \hbar H_{loc}^z \left(Mn^{4+}\right) I^z \qquad (3.1.1)$$

სადაც H_F^{4+} - კონტაქტური ზენაზი ველია, რომელიც განსხვავებულია თავისუფალ იონში არსებული ველიდან და შეიძლება გამოითვალოს, მაგალითად ჰარტრი-ფოკის მეთოდით [72].

Mn^{3+} იონების ბირთვული სპინები იმყოფება კუბური სიმეტრიის ველზე უფრო დაბალი სიმეტრიის ველში, ამიტომ მათთვის ელექტრონ-ბირთვული ურთიერთქმედების ტენზორი არ დაიყვანება სკალარზე [53, გვ.195]. დიპოლური ზენაზი ურთიერთქმედების ტენზორი XYZ კრისტალოგრაფულ სისტემაში (Z ღერძი ტეტრაგონალურ ღერძს წარმოადგენს, X და Y - კი სხვა ძირითადი ღერძებია) წარმოიდგინება შემდეგი სახით:

$$\mathcal{H}_d = D\hat{M},$$

სადაც $\hat{M}$ - იონის მაგნიტური მომენტის პარალელური ერთეულოვანი სიგრძის ვექტორია;

$$D = H' \begin{pmatrix} -1/2 & 0 & 0 \\ 0 & -1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\left|H'\right| = (4/7)\left|\mu_B\right| < r^{-3} >$$

H' - დიპოლური ველის პარამეტრია, რომელიც შექმნილია დაუწყვილებელი e_z ელექტრონის მიერ მისგან r მანძილით

დაშორებულ ბირთვზე და გასაშუალებულია იონის d-ტალღური ფუნქციით; μ_B - ბორის მაგნეტონია. Mn^{3+} იონებში ^{55}Mn ბირთვული ჰამილტონიანი ტეტრაგონალური სიმერტიის კრისტალურ ველში (xyz) მაგნიტურ სისტემაში ($z||\hat{M}$) გამოთვლილია [71] ნაშომში და იგი მოიცემა შემდეგი სახით:

$$\mathcal{H}_0\left(Mn^{3+}\right)=$$
$$=-\gamma_n\hbar\left\{\left[H_F^{3+}+(1/2)\left(3\cos^2\theta-1\right)H'\right]I_z-I_x(3/4)H'\sin 2\theta\right\}\equiv$$
$$\equiv-\gamma_n\hbar\left\{H_{loc}^{z}\left(Mn^{3+}\right)I^z+H_{loc}^{x}\left(Mn^{3+}\right)I^x\right\} \qquad (3.1.2)$$

სადაც θ - კუთხეა z ღერძსა და Z ტეტრაგონალურ ღერძს შორის; x- ღერძი მოთავსებულია სიპრტყეში, რომელიც z და Z ღერძებს მოიცავს. განხილული შენაერთებისათვის H_F^{4+}, H_F^{3+} და H' იქნებიან მოსარგები პარამეტრები.

გამტარ პეროვსკიტებში e_g-ელექტრონების სწრაფი გადახტომებით გასაშუალებულ ^{55}Mn ბირთვების ჰამილტონიანს (რომელიც შეესაბამება გაერთიანებულ ბმრ-ის ხაზს) აქვს სახე:

$$\mathcal{H}_0(x)=x\mathcal{H}_0\left(Mn^{4+}\right)+(1-x)\mathcal{H}_0\left(Mn^{3+}\right)= \qquad (3.1.3)$$
$$=-\gamma_n\hbar\left\{\overline{H_{loc}^{z}}\,I^z+\overline{H_{loc}^{x}}\,I^x\right\}$$

სადაც გასაშუალება ხორციელდება Mn^{4+} და Mn^{3+} იონების განაწილების მიხედვით, რაც განისაზღვრება დოპირების დონით:

$$\overline{H_{loc}^{z,x}} = (1-x)H_{loc}^{z,x}\left(Mn^{3+}\right) + xH_{loc}^{z,x}\left(Mn^{4+}\right)$$
$$\overline{H_{loc}^{z}} = xH_F^{4+} + (1-x)H_F^{3+} + (1-x)H'(1/2)\left(3\cos^2\theta - 1\right)H' \qquad (3.1.4)$$
$$\overline{H_{loc}^{x}} = -(1-x)H'(3/4)\sin 2\theta$$

(3.1.3)-დან ჩანს, რომ ^{55}Mn ბირთვები „ხედავენ“ საშუალო ველს, რომელიც გადახრილია ელექტრონული დაქვანტვის z ღერძისაგან; კონკრეტულად ისინი იქვანტებიან ξ,η,ζ კოორდინატთა სისტემაში, რომელიც x,y,z კოორდინატთა სისტემასთან დაკავშირებულია გარდაქმნით:

$$I^x = I_\xi \cos\Theta - I_\varsigma \sin\Theta$$
$$I^z = I_\xi \sin\Theta + I_\varsigma \cos\Theta$$
$$I_y = I_\eta$$

სადაც

$$tg\Theta = -\frac{\overline{H_{loc}^{x}}}{\overline{H_{loc}^{z}}}$$

ξ,η,ζ კოორდინატთა სისტემაში ბირთვულ ჰამილტონიანს აქვს შემდეგი სახე:

$$\mathcal{H}_0(x) = -\hbar\omega_{eff} I_\zeta, \qquad (3.1.5)$$

სადაც

$$\omega_{eff} = \gamma_n \sqrt{\left(\overline{H_{loc}^{z}}\right)^2 + \left(\overline{H_{loc}^{x}}\right)^2} \qquad (3.1.6)$$

[17] ნაშრომში ჩატარებული გამოკვლევის მიხედვით (3.1.5) ჰამილტონიანის მქონე სისტემაში ბირთვული რელაქსაციის წყაროს წარმოადგენს მეზობელ მანგანუმის იონებს შორის e_g ელექტრონების სწრაფი გადახტომებით გამოწვეული ზენაზი ველების ფლუქტუაცია, ე.ი. აბრაგამის [53, გვ. 287]

ტერმინოლოგიის მიხედვით პირველი ტიპის რელაქსაციას აქვს ადგილი. რელაქსაციის გამომწვევ ურთიერთქმედებას x,y,z კოორდინატთა სისტემაში აქვს სახე:

$$\mathcal{H}'(t)=-\gamma_n \hbar\left\{I^z \delta H^z_{loc}(t)+I^x \delta H^x_{loc}(t)\right\} \tag{3.1.7}$$

$$\delta H^{z,x}_{loc}(t)=H^{z,x}_{loc}(t)-\overline{H^{z,x}_{loc}} \tag{3.1.8}$$

ხოლო „ბირთვულ“ ξ,η,ζ კოორდინატთა სისტემაში (3.1.7) ჰამილტონიანი ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\mathcal{H}'(t)=-\gamma_n \hbar\left\{I_\zeta \delta H^\zeta_{loc}(t)+I_\xi \delta H^\xi_{loc}(t)\right\} \tag{3.1.9}$$

სადაც

$$\begin{aligned}\delta H^\zeta_{loc}(t) &= \delta H^z_{loc}(t)\cos\Theta - \delta H^x_{loc}(t)\sin\Theta \\ \delta H^\xi_{loc}(t) &= \delta H^z_{loc}(t)\sin\Theta + \delta H^x_{loc}(t)\cos\Theta\end{aligned} \tag{3.1.10}$$

ელექტრონული სპინების ნახტომებით გამოწვეული ლოკალური ველის z-კომპონენტის კორელაციური ფუნქცია, ქიმიური გაცვლის შემთხვევის ანალოგიურად (ვინაიდან, ქიმიური გაცვლის დროსაც პირველი ტიპის რელაქსაციას აქვს ადგილი [53]), ექსპონენციალურად უნდა ჩაითვალოს:

$$\overline{\delta H^z_{loc}(t)\delta H^z_{loc}} = \overline{\left(\delta H^z_{loc}\right)^2}\exp\left(-|t|/\tau_e\right), \tag{3.1.11}$$

სადაც

$$\overline{\left(\delta H^z_{loc}\right)^2} = x(1-x)\left[H^z_{loc}\left(Mn^{3+}\right)-H^z_{loc}\left(Mn^{4+}\right)\right]^2 \tag{3.1.12}$$

$\delta H^z_{loc}(t)$-ს დროზე დამოკიდებულება დამატებით შეიცავს სწრაფ ექსპონენტას, რომელიც აღწერს e_g-ელექტრონების ω_e სიხშირით პრეცესიას ფერომაგნიტური მეტალის გაცვლით ველში.

თუ ვისარგებლებთ გაცვლითი ველის სიდიდის შესაფასებლად 81,2T სიდიდით [17] და გავითვალისწინებთ, რომ [17]-ში გამოთვლილი τ_e უნდა გამრავლდეს $\left[4x(1-x)\right]^{-1}>1$ სიდიდეზე (იხ. შემდეგში ფორმულა (3.1.19), მაშინ [17]-ს ნახ.8-დან გამომდინარე მივიღებთ, რომ სწრაფი ექსპონენტის სიჩქარე აღემატება e_s ელექტრონების გადახტომის სიჩქარეს, როცა $T>200K$ და მაშინ შესაძლებელია $\delta H^z_{loc}(t)$-ის შემცველი წევრების გადაგდება.

ელექტრონული ხვრელების ნახტომების შესაბამისი კორელაციის დრო მოიცემა შემდეგი გამოსახულებით [64]:

$$\tau_e = \tau_\infty \exp\left(E/k_B T\right), \tag{3.1.13}$$

სადაც E – აქტივაციის ენერგიაა.

ბირთვული რელაქსაციის დროების გამოსათვლელად გამოვიყენოთ მორიას ფორმულები [56-59]:

$$T_1^{-1}=(\gamma_n^2/2)\int_{-\infty}^{\infty} dt<\left\{\delta H^{\xi}_{loc}(t)\delta H^{\xi}_{loc}\right\}>\cos\left(\omega_{eff} t\right) \tag{3.1.14}$$

$$T_2^{-1}=(1/2)T_1^{-1}+\gamma_n^2\int_0^{\infty} dt<\left\{\delta H^{\varsigma}_{loc}(t)\delta H^{\varsigma}_{loc}\right\}> \tag{3.1.15}$$

თუ ლოკალური ველის (3.1.10) გამოსახულებებს ჩავსვავთ (3.1.14) და (3.1.15) ფორმულებში მაშინ განივი და გასწვრივი რელაქსაციის სიჩქარეებისათვის მივიღებთ შემდეგ გამოსახულებებს:

$$T_2^{-1}=\gamma_n^2\tau_e\left\{\overline{(\delta H^{z}_{loc})^2}\left[\cos^2\Theta+(1/2)\sin^2\Theta\right]+\right. \tag{3.1.16}$$

$$\left.+\overline{(\delta H^{x}_{loc})^2}\left[1+\omega_e^2\tau_e^2\right]^{-1}\left[\sin^2\Theta+(1/2)\cos^2\Theta\right]\right\}$$

$$T_1^{-1}=\gamma_n^2\tau_e\left\{\overline{(\delta H_{loc}^{z})^2}\sin^2\Theta+\overline{(\delta H_{loc}^{x})^2}\left[1+\omega_e^2\tau_e^2\right]^{-1}\cos^2\Theta\right\} \qquad (3.1.17)$$

აქ არის მიღებული მხედველობაში, რომ ნახტომების კორელაციის დროისათვის ადგილი აქვს უტოლობას $\omega_{eff}\tau_e\langle\langle 1$. (3.1.16) და (3.1.17) ფორმულებში თუ მოვახდენთ აღნიშვნების შესაბამის შეცვლას, მაშინ ჩვენ გადავალთ პირველი ტიპის რელაქსაციის ფორმულებიდან მეორე ტიპის რელაქსაციის ფორმულებზე [53, გვ. 289], რომლებიც $\omega_e^2\tau_e^2>>1$ პირობის შესრულებისას შეესაბამებიან მორიას [57] შედეგებს (2.26 და 2.27 გამოსახულებები), რომელთა გამოყვანისას ასევე გათვალისწინებული იყო ბირთვული დაქვანტვის ღერძის გადახრა ელექტრონული დაქვანტვის ღერძისაგან.

განვიხილოთ ტემპერატურების ის არე, სადაც $\omega_e^2\tau_e^2>>1$. თუ ელექტრულ-ბირთვულ ურთიერთქმედებაში ანიზოტროპული ურთიერთქმედებას წვლილი არ მიუძღვის, ან მისი სიდიდე გაცილებით ნაკლებია იზოტროპულ ურთიერთქმედებაზე, მაშინ, შეიძლება ჩაითვალოს, რომ $\sin\Theta\approx 0;\ \cos\Theta\approx 1$. თუ გავითვალისწინებთ, რომ ამ შემთხვევაში ადგილი აქვს მიახლოებით ტოლობას

$$\gamma_n^2(1/4)\left(3\cos^2\Theta-1\right)^2\left(H'\right)^2\approx\left[\omega_{eff}\left(Mn^{3+}\right)-\omega_{eff}\left(Mn^{4+}\right)\right]^2 \qquad (3.1.18)$$

მაშინ მივიღებთ, რომ:

$$T_1^{-1} \approx 0;$$

(3.1.19)

$$T_2^{-1} \approx x(1-x)\tau_e \left[\omega_{eff}\left(Mn^{3+}\right) - \omega_{eff}\left(Mn^{4+}\right) \right]^2$$

როცა x=1/2 (3.1.19) გამოსახულება, როგორც ეს იყო მოსალოდნელი, გადადის სწრაფი მოძრაობით შეკუმშვის ეფექტის ანდერსონის ცნობილ ფორმულაში (იხ. გამოსახულება (21) ნაშრომ [73]-ში).

შესაძლებელია შემთხვევა, როცა იზოტროპული ველი არა გვაქვს და ბირთვების რელაქსაციას იწვევს ძლიერად ანიზოტროპული ფლუქტუაციური ველი. ეს შეესაბამება $\Theta \to \pi/2$ შემთხვევას, რომლის არსებობის შესაძლებლობა ექსპერიმენტულად დადგინდა [74]-ში, სადაც მოცემულია ბირთვული რელაქსაციის ექსპერიმენტული შედეგები სუფთა ბუნებრივ რკინაზე. ამ ნაშრომის მიხედვით, როცა რადიო სიხშირული ველის ამპლიტუდა ნულს უახლოვდება (ე.ი., როცა ბმრ-ის სიგნალი მოდის მხოლოდ დომენის კედლების ბირთვებიდან), მაშინ გასწვრივი რელაქსაციის სიჩქარის ფარდობა განივ რელაქსაციის სიჩქარესთან უახლოვდება ორს $T_1^{-1} = 2T_2^{-1}$ –რაც ნიშნავს, რომ ბირთვულ რელაქსაციაში იზოტროპული წევრის წვლილი უმნიშვნელოა. დოპირებულ პეროვსკიტებში ასეთი თანაფარდობა არ იყო დამზერილი [21].

H_F^{4+}, H_F^{3+} და H' სიდიდეების შუალედური თანაფარდობის შემთხვევაში განივი და გასწვრივი რელაქსაციის სიჩქარეების შეფარდება ტოლია:

$$T_2^{-1} / T_1^{-1} = \frac{\cos^2\Theta + (1/2)\sin^2\Theta}{\sin^2\Theta} \qquad (3.1.20)$$

§ 2. ექსპერიმენტთან შედარება [70]

ამრიგად, მოცემულ თავში მიღებული გვაქვს ანალიტიკური გამოსახულებები ^{55}Mn ბირთვული გასწვრივი და განივი რელაქსაციის სიჩქარეებისათვის, როცა ბირთვული რელაქსაციის მიზეზს წარმოადგენდა მუხტის მატარებლების სწრაფი გადახტომებით ($f_{hop} > f_{NMR}$) შექმნილი ზენაზი მაგნიტური ველის სიდიდისა და მიმართულების სწრაფი მოდულაცია, რასაც ადგილი აქვს შერეული ვალენტობის პეროვსკიტების ფერომაგნიტურ გამტარ ფაზაში. რელაქსაციის ეს მექანიზმი არის ხარისხობრივად წარმოდგენილი [17] ექსპერიმენტალურ ნაშრომში. [17, 21] ნაშრომების მიხედვით T_1^{-1} და T_2^{-1} ახასიათებს ერთნაირი ტემპერატურული დამოკიდებულებები (ეს ფაქტი აღიწერება (3.120) ფორმულით) და ისინი ტემპერატურის გაზრდისას ექსპონენციალური კანონოთ იზრდებიან. ასეთი დამოკიდებულება [17]-ში ახსნილია აქტივაციის ენერგიის ტემპერატურაზე კვადრატული დამოკიდებულებით ($E = bk_BT^2$, სადაც $b = 0{,}02K^{-1}$), რაც დამახასიათებელია სპინური პოლარონებისათვის. აღსანიშნავია ის ფაქტი, რომ თუ ბირთვული რელაქსაციის მიზეზი გამტარობის ზონური ელექტრონების ბირთვებზე გაბნევა იქნებოდა (ვ.ი. კორინგას მექანიზმი), მაშინ ნებისმიერი სახის ელექტრონულ-ბირთვული ურთიერთქმედებისათვის განივი რელაქსაციის სიჩქარის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება წრფივი იქნებოდა. ამრიგად, არის საფუძველი, რომ ჩავთვალოთ – დოპირებული

მანგანიტების ფერომაგნიტური ფაზა წარმოადგენს არატიპიურ მეტალს.

[21]-ის მიხედვით T_2^{-1}/T_1^{-1} შეფარდება სხვადასხვა დოპირებისას სხვადასხვაა და მისი მნიშვნელობა იცვლება 10-დან 60-მდე. (3.1.20) გამოსახულების სიდიდის შესაფასებლად გავასაშუალოდ იგი θ-თი, რის შედეგად ვღებულობთ:

$$T_2^{-1}/T_1^{-1} \approx \frac{\left(\left[xH_F^{4+} + (1-x)H_F^{4+}\right]/H'\right) + 0{,}35}{0{,}3}$$

თუ ჩავთვლით, რომ $H_F^{4+} \approx H_F^{3+}$ და ვისარგებლებთ [71]-ს შეფასებებით ($H_F^{3+} = 490kOe$; $H' \cong 170kOe$), მაშინ მივიღებთ T_2^{-1}/T_1^{-1}=30, რაც შესაბამისობაშია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან.

თავი 4

მეტალის ორი სახის სპინურ სისტემაში განივი და გასწვრივი რელაქსაციების დროების გაზომვა ეპრ-ისა და გასწვრივი გამოძახილის მეთოდით

§1. ეპრ-სა და განივი გამოძახილის სიგნალი რელაქსაციურად ბმული ლოკალიზებული (S=½) და დელოკალიზებული სპინების სისტემისათვის.

ისეთი მასალები როგორებიცაა მაღალტემპერატურული ზეგამტარები, ფულერენები, ფულერიდები, კმწ-მანგანიტები შეიცავენ დელოკალიზებულ სპინებს (e-სპინებს) და ლოკალიზებულ სპინებს (s-სპინებს) [1, 2, 37, 38]. სპინების ეს ორი სახეობა დაკავშირებულია ერთმანეთთან გაცვლითი ურთიერთქმედებით. ასეთი მასალების შესასწავლად ეფექტურად გამოიყენება ეპრ-ის მეთოდები, რომლის ხაზის ფორმის გაანალიზება, როგოც წესი, ხდება ბარნეს-პლეფკას [75] თეორიის საშუალებით. მაგრამ ხშირ შემთხვევაში ეპრ-ის სპექტრის სურათი გაინთხევა გამტარობის ელექტრონების უზარმაზარი სიგანის გამო, თუმცა არსებობს ისეთი მასალებიც, რომელთათვის გამტარობის ელექტრონების "საკუთარი" სიგანე დიდი არ არის. მათ რიცხვს განეკუთვნება ფულერიდები RbC_{60} პოლიმერულ ფაზაში, სადაც ლოკალიზებული სპინების როლს ასრულებს პოლიმერული ჯაჭვების გაწყვეტილი ბოლოები. ასეთ მასალებში მიმდინარე ფაზური გადასვლების ბუნების გასაგებად ყველაზე მნიშვნელოვანია მათი შინაგანი ფლუქტუაციური მაგნიტური ველების შესწავლა, რომელთა ამპლიტუდებზე და

კორელაციის დროებზე ინფორმაციის მიღება შეიძლება გასწვრივი (T_1) და განივი (T_2) სპინური რელაქსაციის დროების გაზომვით. განივი რელაქსაციის დრო ჩვეულებისამებრ იზომება ეპრ-ის ხაზის სიგანით, თუმცა არსებული არაერთგვაროვანი გაგანიერება ხშირად მასკირებას უკეთებს ფლუქტუაციურ ველებს. ხოლო როცა გასწვრივი რელაქსაციის დრო მცირე სიდიდეა (10^{-10}-10^{-7}წმ), მაშინ შეუძლებელია მისი განსაზღვრა ჩვეულებრივი მეთოდით – ეპრ-ის სიგნალის სტაციონარული გაჯერების შემდეგ მისი აღდგენის დროით. Herve-სა და Pescia-ს [33-35] შრომებში შემოთავაზებული იქნა გასწვრივი გამოძახილის სიგნალით (რომელიც აღიძვრებოდა მუდმივი ველის გასწვრივ ორიენტირებულ კოჭაში, როცა ადგილი ჰქონდა ზმს სიმძლავრის დაბალსიხშირული მოდულაციით გამოწვეულ ეპრ-ის გაჯერების ძალიან სუსტ მოდულაციას) ასეთი პატარა დროების გაზომვის მეთოდი. ეს მეთოდი შემდგომში გააუმჯობესეს და გამოიყენეს T_1 და T_2-ის გასაზომად მთელ რიგ მასალებში [1-3], თუმცა უნდა აღინიშნოს, რომ შედეგების ინტერპრეტაცია ნიმუშებისათვის, რომლებიც შეიცავდა გაცვლითი ურთიერთქმედებით დაკავშირებულ s- და e-სპინებს, ხდებოდა ერთი სორტის სპინისათვის დაწერილი ბლოხის განტოლებებზე დაყრდნობით გამოყვანილი ფორმულებით [1, 33-35].

ასეთ მასალებზე ჩატარებულმა მრავალწლიანმა ეპრ-ის თეორიულმა და ექსპერიმენტულმა გამოკვლევებმა აჩვენა, რომ გაცვლითი ურთიერთქმედება იწვევს s- და e-სპინების დამაგნიტებების პრეცესიაში ორ მკვეთრად გამოხატულ თავისებურებას :

1. s- და e-სპინების შეუშფოთებელი (პარციალური) რეზონანსული სიხშირეების დინამიურ წანაცვლებას, რომელიც გამოწვეულია მოლეკულური ველით. ექსპერიმენტებში ხშირად გვხვდება შემთხვევა, როცა s- და e-სპინების პრეცესიის სიხშირეების წანაცვლება არ დაიმზირება. ამ შემთხვევაში s- და e- სპინების შორის ბმა სუფთა რელაქსაციური ხასიათისაა, რაც შეესაბამება ექსპერიმენტული სიტუაციების უმრავლესობას. ჩვენ განვიხილავთ ამ შემთხვევას.

2. მილევების მახასიათებელი პარციალური სიდიდეების წანაცვლებას, ე.ი. ეპრ-ის ხაზის სიგანის შეცვლას. ცხადია, s- და e-სპინების დამაგნიტების პრეცესიის ეს თავისებურებები აისახება დამაგნიტების როგორც განივი კომპონენტის ქცევაზე, რომელიც წარმოადგენს ეპრ-ის სიგნალის წყაროს, ასევე გასწვრივი კომპონენტის ქცევაზე, რომელიც წარმოადგენს გასწვრივი გამოძახილის სიგნალის წყაროს.

[66, 75] შრომებში პარამაგნიტური მინარევების მქონე მეტალებში ბმული ორი სორტის სპინისათვის ეპრ-ის გამოკვლევა მოხდა ბლოხი-ხასეგავას განტოლებებზე დაყრდნობით. ამ შრომებში დაწვრილებით განხილული იქნა მბული პრეცესირებადი განივი დამაგნიტებების სპექტრები, ე.ი. ეპრ-ის ხაზის სიხშირეები და სიგანეები, ხოლო მთელი რიგი კონკრეტული ნიმუშებისათვის გამოთვლილი იქნა ეპრ-ის ამთვისებლობები. რადგან [66, 75] შრომების ავტორები მიზნად არ ისახავდნენ ეპრ-ის გაჯერების შესწავლას, ამიტომ დამაგნიტების გასწვრივი კომპონენტის ევოლუცია იქ სრულებით არ განიხილებოდა.

ფოკინასა და ხუციშვილის [37] ნაშრომში, [75]-ისაგან განსხვავებით, ბლოხი-ხასეგავას განტოლებების გამოყენებით გამოთვლილი ეპრ-ის სრული ამთვისებლობა წარმოდგენილი იქნა ორი ლორენციალის ჯამის სახით, რაც საშუალებას იძლევა, რომ ანალიზურად დაშლილი საერთო ეპრ ხაზის თოთოეული ლორენციანის წარმოშობა (s- თუ e-სპინებისაგანაა) განისაზღვროს. თითოეული ლორენციანი [37] ხასიათდება ორი ბმული ოსცილატორის (პრეცესირებადი დამაგნიტებების განივი კომპონენტების) ერთი-ერთი ნორმალური მილევით. სპეციალური მამრავლები, რომლებიც შეიცავენ ეპრ-ის გაძლიერების და შესუსტების კოეფიციენტებს, მოიცავენ მეორე სორტის სპინის გავლენის სრულ ინფორმაციას დასაკვირვებელის ამპლიტუდაზე.

გასწვრივი გამოძახილის ექსპერიმენტების ინტერპრეტაციისათვის აუცილებელია განვიხილოთ გაჯერების ეფექტი, ე.ი. დამაგნიტების ვექტორების z- ღერძის მიმართ ნუტაციური მოძრაობა. ამიტომ, ამ შემთხვევაში აუცილებელია ორი სორტის სპინების დამაგნიტების განივი კომპონენტების ბმული პრეცესიის შეთანხმება მათი გასწვრივი კომპონენტების ბმულ ევოლუციასთან [37]. ეს ამოცანა ამოხსნილია, როცა ორი დამაგნიტების ყველა კომპონენტი იცვლება, როგორც მოდულირებული გამაჯერებელი ზმს-ის გარეგანი ველის გავლენით, ასევე არსებული რელაქსაციური პროცესების გავლენით [37].

[37] ნაშრომში განხილულია შემთხვევა, როცა s- და e-სპინებს შორის ბმა სუფთა რელაქსაციური ხასიათისაა და ჩათვლილია, რომ გარეშე ველი ძლიერია, ე.ი. ლარმორის სიხშირე გაცილებით მეტია მილევების მახასიათებელ ყველა

სიდიდეზე, შესაბამისად ჩათვლილია, რომ რელაქსაციური მოძრაობა ნელია, და ამიტომ დამაგნიტების განივი კომპონენტებისათვის ნელ ამპლიტუტებზე გადადიან. ამის შემდეგ განხორციელებულია ბლოხი-ხასეგავას განტოლებებში ახალ ნორმალურ ცვლადებზე გადასვლა, რომელთათვისაც მიიღება განცალებულ განტოლებათა სისტემა, რომელთაგან თითოეული ხასიათდება ნორმალური მილევებით (ეპრ-ის ხაზის სიგანეებით). ნაჩვენებია, რომ კლასიკური დინამიურად ბმული ოსცილატორების თეორიისგან (იხ. თავი I, §2) განსხვავებით, რელაქსაციურად ბმული ოსცილატორების შემთხვევაში ბმის შედეგად ხდება არა ნორმალურ სიხშირეებს შორის მანძილის ზრდა, არამედ მანძილის ზრდა ნორმალურ მილევის სიჩქარებს შორის პარციალური მილევის სიჩქარეებს შორის მანძილთან შედარებით. დამაგნიტების ნორმალური განივი კომპონენტების ნელი ამპლიტუდებისთვის ჩაწერილ განტოლებებს ავსებენ ინდივიდუალური გასწვრივი კომპონენტების განტოლებებით, რის საფუძველზეც განიხილება სპინურ სისტემაში ნუტაციური მოძრაობა. ასეთი მოძრაობის პროცესისას, მოდულაციურ ექსპერიმენტში ადგილი აქვს სპინურ სისტემაზე გარეშე პერიოდულ ურთიერთქმედებასა (ზმს სიმძლავრის მოდულაცია) და რელაქსაციური პროცესების გავლენით დამაგნიტების კომპონენტების ბუნებრივ მოძრაობას შორის რელაქსაციურ რეზონანს. ამ დროს ინდივიდუალური დამაგნიტების სიდიდეები წარმოიდგინება, როგორც მათი სტაციონალური მნიშვნელობებისა და დროზე დამოკიდებული შესწორებების ჯამი. ინდივიდუალური სინფაზური და $\frac{\pi}{2}$-ით წანაცვლებული

შესწორებების ჯამი დაშლილია ორი სიგნალის ჯამად, რომელთაგან თითოეული პროპორციულია ეპრ-ის ორი მოდიდან ერთ-ერთის ფორმფაქტორის და ხასიათდებიან გასწვრივი და განივი მილევების ორი წყვილით. ზუსტად ეს მილევები იზომებოდა [2, 3] შრომებში შემუშაებულ გგ ექსპერიმენტში.

აღსანიშნავია ის ფაქტი, რომ ფოკინას და ხუციშვილის მიერ ბმული ოსცილატორების თეორიით გამოთველილი ეპრ-ისა და გგ სიგნალების გამოსახულებები [37] სამართლიანია ექსპერიმენტული პირობების შეზღუდულ დიაპაზონში. კერძოდ, როცა შემდეგი ჩამოთველილი ორი შეზღუდვიდან ერთი მაინც სრულდება: ა) ზმს ველის სიხშირის აშლა სპინების რეზონანსული სიხშირისაგან ნებისმიერია, მაგრამ მოდულაციის Ω სიხშირე გაცილებით ნაკლებია ყველა მილევებზე; ბ) მოდულაციის სიხშირე ნებისმიერია, მაგრამ ეპრ-ის სიხშირის აშლა გაცილებით ნაკლებია ხაზის სიგანეებზე. მეორეს მხრივ, გგ თეორია ნებისმიერი მოდულაციიის სიხშირისას და აშლისას განვითარებული იქნა მხოლოდ ერთი სორტის სპინებისათვის [33-35, 76], ამიტომ საჭიროა ურთიერთქმედი ორი სორტის სპინებისთვის მიღებული [36, 37] შედეგების განზოგადოება, როცა ზმს ველის მოდულაციიის სიხშირე და აშლა ნებისმიერია. სწორედ ეს წარმოადგენს მოცებული თავის მიზანს.

§2 მეტალის სპინური სისტემის გასწვრივი გამოძახილი ეპრ-ის მოდულირებულ გაჯერებაზე ნებისმიერი მოდულაციის სიხშირისა და გამაჯერებელი ველის აშლისას [77]

განვიხილოთ სპინური სისტემის ნიმუში, რომელიც შეიცავს ლოკალიზებულ (s) და დელოკალიზებულ (e) სპინებს, რომლებიც დაკავშირებულნი არიან ერთმანეთთან გაცვლითი ურთიერთქმედებით:

$$\mathcal{H}_{ex} = -2J\sum \vec{S}_{si}\vec{S}_{ef}\delta\left(\vec{R}_i - \vec{R}_f\right) \qquad (4.2.1)$$

სადაც $\vec{S}_{si}$ მესერის i-ურ კვანძში მოთავსებული ლოკალიზებული სპინია, ხოლო $\vec{S}_{ef}$ - დელოკალიზებული სპინი (ვიხილავთ შემთხვევას, როცა $S_s=S_e = 1/2$). ნიმუში მოთავსებულია მუდმივ $\mathbf{H}_0 \| Z$ და ცვლად $2H_1\cos(\omega t) \| X$ (ზმს) მაგნიტურ ველებში. s- და e-სპინებს გააჩნიათ ზეემანის ენერგია. გარდა ამისა e-სპინებს გააჩნიათ კინეტიკური ენერგია. (4.2.1) ურთიერთქმედება იწვევს, როგორც s- და e-სპინების პრეცესიის სიხშირეების წანაცვლებას, რაც გამოწვეულია მოლეკულური ველით, ასევე რელაქსაციურ პროცესებს, რაც აისახება s-სპინებიდან დამაგნიტების გადატანით e-სპინებზე და პირიქით [75, 78]. ექსპერიმენტზე ხშირად გვხვდება შემთხვევა, როცა პრეცესიის სიხშირეების დინამიური წანაცვლება უმნიშვნელოა [2, 3]. ჩვენ განვიხილავთ სწორედ ამ შემთხვევას. სიმარტივისათვის ჩავთვალოთ, რომ s- და e-სპინების g-ფაქტორები ტოლია, მაშინ s- და e-სპინების რეზონანსული სიხშირეები ერთმანეთს ემთხვევა და დამაგნიტებებს შორის კავშირს სუფთა

რელაქსაციური ხასიათი აქვს. რის შედეგადაც s- და e-სპინების დამაგნიტების პრეცესიის აღგზნებისას განივი კომპონენტების ბმული მოძრაობა ხასიათდება ნორმალური (მოდური) მილევის სიჩქარეებით (ეპრ-ის ექსპერიმენტში ორი დაკვირვებადი ხაზის სიგანით). ამიტომ მოდულირებული ზმს-ის ველით ეპრ-ის გაჯერების განტოლებები უმჯობესია ჩაიწეროს დამაგნიტების მოდური განივი კომპონენტების ტერმინებში. ამ განტოლებების მისაღებად ვირჩევთ იგივე სტრატეგიას, რასაც იყენებდნენ [37]-ში, თუმცა ვითვალისწინებთ იმ ფაქტს, რომ საკმაოდ დიდი მოდულაციის სიხშირისას თითოეული ინდივიდუალური (s ან e) სპინური სისტემის აღგზნება ხდება სამ სიხშირეზე (ძირითადზე და ორ გვერდითზე).

ბლოხი-ხასეგავას საწყისი განტოლებებიდან გადავიდეთ დამაგნიტების განივი კომპონენტებისათვის მეორე რიგის დიფერენციალურ განტოლებებზე, ხოლო დამაგნიტების გასწვრივი კომპონენტებისათვის დავტოვოთ პირველი რიგის დიფერენციალური განტოლება:

$$\begin{aligned}
&\ddot{M}_s^y + \omega_0^2 M_s^y + 2\omega_\delta^* \dot{M}_s^y + 2\omega_\alpha^* \dot{M}_e^y = -\omega_0 \frac{g_s \mu_B}{\hbar} H^y M_s^z \\
&\ddot{M}_e^x + \omega_0^2 M_e^x + 2\omega_\gamma^* \dot{M}_e^y + 2\omega_\beta^* \dot{M}_e^y = -\omega_0 \frac{g_e \mu_B}{\hbar} H^y M_e^z
\end{aligned} \tag{4.2.2}$$

$$\begin{aligned}
&\dot{M}_s^z + T_s^{-1} M_s^z - T_{es}^{-1} M_e^z = \frac{M_s^0}{T_{sL}} - \frac{g_s \mu_B}{\hbar} H^x M_s^y \\
&\dot{M}_e^z + T_e^{-1} M_e^z - T_{se}^{-1} M_s^z = \frac{M_e^0}{T_{eL}} - \frac{g_e \mu_B}{\hbar} H^x M_e^y
\end{aligned} \tag{4.2.3}$$

სადაც

$$\omega_\delta^* = T_{se}^{-1} + T_{sL}^{-1}; \quad \omega_\gamma^* = T_{es}^{-1} + T_{eL}^{-1}; \quad \omega_\alpha^* = -T_{es}^{-1}; \quad \omega_\beta^* = -T_{se}^{-1} \quad ;$$

T_{sL}^{-1} და T_{eL}^{-1} - ლოკალიზებული და დელოკალიზებული სპინების სპინ-მესერული რელაქსაციის სიჩქარეებია; T_{se}^{-1} და T_{se}^{-1} -კორინგასა და ოვერხაუზერის რელაქსაციის სიჩქარეები, რომლებიც ტოლია:

$$T_{\kappa}^{-1} = \frac{4\pi}{\hbar}(\rho J)^2 k_B T, \quad T_{es}^{-1} = \frac{8\pi c}{3\hbar} S(S+1)\rho J^2$$

სადაც ρ - ფერმის დონეზე გამტარებლობის ელექტრონების მდგომარეობათა სიმკვრივეა; J – გაცვლითი ინტეგრალის მნიშვნელობა; S და c – ლოკალიზებული სპინების სპინი და კონცენტრაციაა; T – მესერის ტემპერატურაა; k_B – ბოლცმანის მუდმივა. როცა სპინების g-ფაქტორები ტოლია, რელაქსაციის სიჩქარეები T_{se}^{-1} და T_{se}^{-1} დაკავშირებულია ერთმანეთთან $T_{se}/T_{es} = \chi_s/\chi_e$ ტოლობით, სადაც χ_s და χ_e - ლოკალიზებული და დელოკალიზებული სპინების სტატისტიკური ამთვისებლობებია. როცა გარდა გაგანიერების ზემოთხსენებული მექანიზმებისა ეპრ-ის გაგანიერების სხვა მექანიზმები არ არსებობს, მაშინ იგი ერთგვაროვნადაა გაგანიერებული. ამ შემთხვევაში T_S^{-1} ემთხვევა ω_δ'', ხოლო T_e^{-1} - ω_γ''. ω_δ'' და ω_γ'' აღნიშვნები შემოტანილია შემდგომში ჯრაერთგვაროვანი და დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედების გათვალისწინებისათვის, რის შედეგადაც ω_δ'' და ω_γ'' -ში ჩნდება შესწორებები, ხოლო T_S^{-1} და T_e^{-1} -ში კი არა.

ჩავთვალოთ, რომ ეპრ-ის გამავჯერებელი ω ≈ω₀ (სადაც ω₀ - s- და e- სპინების საერთო ლარმორის სიხშირეა) სიხშირის ზმს-ის ველის მოდულირება ხდება Ω<< ω₀ სიხშირით. პრაქტიკაში ჩვეულებრივ მოდულირდება ზმს-ის სიმძლავრე. თუ გავითვალისწინებთ იმ ფაქტს, რომ აპარატურა ამ მეთოდში ჭრის $\sqrt{a+b\cos\Omega t}$ პერიოდული ფუნქციის ω+Ω ω-Ω სიხშირის ჰარმონიკების გარდა სხვა ყველა ჰარმონიკას, მაშინ განივი ზმს-ის ველის ამპლიტუდის დროზე დამოკიდებულება შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი სახით:

$$-\frac{g\mu_B}{\hbar}H_x(t)=2\sqrt{a+b\cos\Omega t}\cos\omega t\approx$$
$$\frac{a_0}{2}\exp(-i\omega t)+\frac{a_1}{2}\left(\exp[-i(\omega+\Omega)t]+\exp[-i(\omega-\Omega)t]\right)+c.c \qquad (4.2.4)$$

სადაც a_0 და a_1 $\sqrt{a+b\cos\Omega t}$ ფუნქციის ფურიე გაშლის ნულოვანი და პირველი რიგის კოეფიციენტებია [79]. რადგან, როგორც ეს ჩანს (42.4)-დან, სპინური სისტემის აღგზნება ხდება სამ სიხშირეზე, მასზე გამოძახილიც უნდა ვეძებოთ სამ სიხშირეზე:

$$M_{s,c}^{x}=\frac{1}{2}\left[u_{s,c\perp}(\omega)+iv_{s,c\perp}(\omega)\right]\exp(-i\omega t)+$$
$$+\frac{1}{4}\left[u_{s,c\perp}(\omega+\Omega)+iv_{s,c\perp}(\omega+\Omega)\right]\exp\left[-i(\omega+\Omega)t\right]+ \qquad (4.2.5)$$
$$+\frac{1}{4}\left[u_{s,c\perp}(\omega-\Omega)+iv_{s,c\perp}(\omega-\Omega)\right]\exp\left[-i(\omega-\Omega)t\right]$$

სადაც ექსპონენტების კოეფიციენტები ბლოხის განივი ნელი ამპლიტუდებია $u_{s,e\perp}$, $v_{s,e\perp}$. თუ გავითვალისწინებთ, რომ ისინი ნელია, რაც გამოისახება უტოლობებით

$$\left|\dot{u}_{s,e\perp}(\omega,\omega\pm\Omega)\right| << \left|\omega u_{s,e\perp}(\omega,\omega\pm\Omega)\right|;$$
$$\left|\dot{v}_{s,e\perp}(\omega,\omega\pm\Omega)\right| << \left|\omega v_{s,e\perp}(\omega,\omega\pm\Omega)\right| \qquad (4.2.6)$$

მაშინ ω სიხშირეზე პრეცესირებადი ინდივიდუალური (s- და e- სპინების შესაბამისი) ბლოხის ამპლიტუდებისათვის ვღებულობთ შემდეგ განტოლებებს:

$$\begin{aligned}
&\dot{u}_{s\perp}(\omega)+\Delta v_{s\perp}(\omega)+\omega_{\delta}^{\cdot}u_{s\perp}(\omega)+\omega_{\alpha}^{\cdot}u_{e\perp}(\omega)=0\\
&\dot{v}_{s\perp}(\omega)-\Delta u_{s\perp}(\omega)+\omega_{\delta}^{\cdot}v_{s\perp}(\omega)+\omega_{\alpha}^{\cdot}u_{e\perp}(\omega)=-\frac{g_s\mu_B}{\hbar}H_1M_s^{\cdot}\\
&\dot{u}_{e\perp}(\omega)+\Delta v_{e\perp}(\omega)+\omega_{\gamma}^{\cdot}u_{e\perp}(\omega)+\omega_{\beta}^{\cdot}u_{s\perp}(\omega)=0\\
&\dot{v}_{e\perp}(\omega)-\Delta u_{e\perp}(\omega)+\omega_{\gamma}^{\cdot}v_{e\perp}(\omega)+\omega_{\beta}^{\cdot}u_{s\perp}(\omega)=-\frac{g_e\mu_B}{\hbar}H_1M_e^{\cdot}
\end{aligned} \qquad (4.2.7)$$

სადაც $\Delta=\omega-\omega_0$. ω+Ω ω-Ω ჰარმონიკებზე ბლოხის განივი ამპლიტუდებისთვის განტოლებების მისაღებად (4.2.7)-ში Δ სიდიდეები უნდა შევცვალოთ Δ±Ω-ით.

როცა გარეშე ძალა არა გვაქვს (H_1=0, Δ=0) (4.2.7) დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემა იშლება ორ განტოლებათა სისტემად, რომელთაგან თითოეული ხასიათდება სეკულარული განტოლებით:

$$\left(\omega^{\cdot}-\omega_{\delta}^{\cdot}\right)\left(\omega^{\cdot}-\omega_{\gamma}^{\cdot}\right)-\omega_{\alpha}^{\cdot}\omega_{\beta}^{\cdot}=0,$$

მისი ამონახსნები წარმოადგენენ ნორმალურ მილევებს $\omega_{+}^{''}$ და $\omega_{-}^{''}$ [73]:

$$\omega_{(\pm)}^{''}=\frac{1}{2}\left\{\omega_{\delta}^{''}+\omega_{\gamma}^{''}\pm\sqrt{\left(\omega_{\delta}^{''}-\omega_{\gamma}^{''}\right)^2+\omega_{\alpha}^{''}\omega_{\beta}^{''}}\right\}$$

აქ $\omega_{+}^{''}$ არის ნორმალური მილევაა, რომელიც მეტია დიდ პარციალურ მილევაზე, ხოლო $\omega_{-}^{''}$ - ნაკლებია პატარა

პარციალურ მილევაზე. ისინი ახასიათებენ განხილულ ბმულ სისტემას (ჩვენ შემთხვევაში ტოლები არიან ეპრ-ის ხაზის დაკვირვებადი სიგანეების). აქ t ინდექსი აღნიშნავს მოდას და იღებს მნიშვნელობებს + ან - ; t-მოდა ყოველთვის s-ის ტიპისაა, ხოლო (-t)-მოდა e-ტიპის. ეს ნიშნავს, რომ როცა დინამიურ s-e ბმას ნულს გაუტოლებთ $\left(\omega_{\alpha}^{*}=\omega_{\beta}^{*}=0\right)$, ნორმალური მილევები ω_{t}'' და ω_{-t}'' გადადიან s(e)-სპინების პარციალურ მილევებში ω_{δ}'' და ω_{γ}'' შესაბამისად.

ახლა მოვახდინოთ [37]-ის ანალოგიურად ნორმალურ ბლოხის ამპლიტუდებზე გადასვლა:

$$u_{s\perp}(\omega,\omega\pm\Omega)+iv_{s\perp}(\omega,\omega\pm\Omega)=u_{(t)}(\omega,\omega\pm\Omega)+iv_{(t)}(\omega,\omega\pm\Omega)+$$
$$+k_{(-t)}^{-1}\left[u_{(-t)}(\omega,\omega\pm\Omega)+iv_{(-t)}(\omega,\omega\pm\Omega)\right]$$
$$u_{e\perp}(\omega,\omega\pm\Omega)+iv_{e\perp}(\omega,\omega\pm\Omega)=k_{(t)}\left[u_{(t)}(\omega,\omega\pm\Omega)+iv_{(t)}(\omega,\omega\pm\Omega)\right]+$$
$$+u_{(-t)}(\omega,\omega\pm\Omega)+iv_{(-t)}(\omega,\omega\pm\Omega)$$

(4.2.9)

$u_{(\pm t)}$ და $v_{(\pm t)}$ შეესაბამება $\omega_{(\pm t)}^{*}$ ნორმალური მილევების მქონე მოდებს; $k_{(\pm t)}$ სიდიდეები განისაზღვრება გამოსახულებებით [37]:

$$k_{(t)}=\frac{\omega_{(t)}''-\omega_{\delta}''}{\omega_{\alpha}''}=\frac{\omega_{\beta}''}{\omega_{(t)}''-\omega_{\gamma}''},$$
$$k_{(-t)}=\frac{\omega_{(-t)}''-\omega_{\delta}''}{\omega_{\alpha}''}=\frac{\omega_{\beta}''}{\omega_{(-t)}''-\omega_{\gamma}''} \qquad (3.2.10)$$

(4.2.9)-ს თუ ჩავსვავთ (4.2.7)-ის პირველ ორ განტოლებაში მაშინ მივიღებთ განცალებულ განტოლებებს, რომელიც

აღწერს s-ის ტიპის t-მოდური განივი ბლოხის ამპლიტუდების ნელ ევოლუციას

$$\dot{u}_{(t)}(\omega) = -\Delta\nu_{(t)}(\omega) - \omega''_{(t)}u_{(t)}(\omega)$$

$$\dot{\nu}_{(t)}(\omega) = \Delta u_{(t)}(\omega) - \omega''_{(t)}\nu_{(t)}(\omega) - \frac{a_0}{2}\tilde{K}_{s(t)}M_s^z$$

$$\dot{u}_{(t)}(\omega \pm \Omega) = -[\Delta \pm \Omega]\nu_{(t)}(\omega \pm \Omega) - \omega''_{(t)}u_{(t)}(\omega \pm \Omega) \qquad (4.2.11)$$

$$\dot{\nu}_{(t)}(\omega \pm \Omega) = [\Delta \pm \Omega]u_{(t)}(\omega \pm \Omega) - \omega''_{(t)}\nu_{(t)}(\omega \pm \Omega) - a_1\tilde{K}_{s(t)}M_s^z$$

e-ტიპის (-t)-მოდის განივი ბლოხის ამპლიტუდებისათვის განცალებულ განტოლებების მისაღებად უნდა მოვახდინოთ (4.2.11)-ში შემდეგი შეცვლები $M_s^z \to M_s^z$, $\tilde{K}_{s(t)} \to \tilde{K}_{e(-t)}$, სადაც

$$\tilde{K}_{s(t)} = \frac{(\omega''_{(t)} - \omega''_{\gamma})(1 + k_{(t)})}{\omega''_{(t)} - \omega''_{(-t)}};\ \tilde{K}_{e(-t)} = \frac{(\omega''_{(-t)} - \omega''_{\delta})(1 + k_{(-t)}^{-1})}{\omega''_{(-t)} - \omega''_{(t)}} \qquad (4.2.12)$$

დამაგნიტების M_s^z ინდივიდუალური კომპონენტის განტოლებაში დამაგნიტების განივ ცვლად ველთან ურთიერთქმედების აღმწერი წევრი ჩაიწერება (4.2.4), (4.2.5) და (4.2.9)-ს გათვალისწინებით, რის შედეგადაც მითითებული განტოლება იღებს სახეს:

$$\dot{M}_s^z + \frac{M_s^z}{T_s} - \frac{M_e^z}{T_{es}} = \frac{M_s^{\text{II}}}{\tau_s} + \left(\frac{a_0}{2} + a_1\cos\Omega t\right)[\nu_{(t)} + k_{(-t)}^{-1}\nu_{(t)}] +$$

$$+ \frac{a_0}{4}\cos\Omega t\left[\nu_{(t)}(\omega + \Omega) + \nu_{(t)}(\omega - \Omega) + k_{(-t)}^{-1}[\nu_{(-t)}(\omega + \Omega) + \nu_{(-t)}(\omega - \Omega)\right] -$$

$$- \frac{a_0}{4}\sin\Omega t\left[u_{(t)}(\omega + \Omega) - u_{(t)}(\omega - \Omega) + k_{(-t)}^{-1}[u_{(-t)}(\omega + \Omega) - u_{(-t)}(\omega - \Omega)]\right] \qquad (4.2.13)$$

ახლა გავითვალისწინოთ ის ფაქტი, რომ s-სპინები შეიძლება განიცდიდენ, აქამდე გათვალისწინებულების გარდა, სხვა სახის გაგანიერებებსაც. ეს შეიძლება იყოს, მაგალითად, s-სპინების დიპოლ-დიპოლური (dd) ურთიერთქმედება. თუ ყველა

s-სპინებს ერთნაირი რეზონანსული სიხშირე აქვთ, მაშინ dd ურთიერთქმედების სეკულარული ნაწილი იწვევს ერთგვაროვან გაგანიერებას, რომელიც, როცა არა გვაქვს გაცვლითი შევიწროება, დამოკიდებულია მხოლოდ dd ურთიერთქმედების სეკულარული ნაწილის კონსტანტებზე. გარდა ამისა s-სპინები შეიძლება განიცდიდნენ არაერთგვაროვან გაგანიერებას, რომელიც შეიძლება გამოიწვიოს მესერის დეფექტებმა, კრისტალური ღერძების ორიენტაციების მიკროსკოპულმა ვარიაციებმა, გარემომცველ მაგნიტურ ბირთვებთან ზენაზმა ურთიერთქმედებამ და სხვა მიზეზებმა. მეტალებში ამ ეფექტებით გამოწვეული s-სპინების რეზონანსული სიხშირეების გაშლის გავლენა ეპრ-ზე გათვალისწინებული იქნა [80]-ში, სადაც თითოეულ s-სპინს მიაწერეს თავისი რეზონანსული სიხშირე, ხოლო კინეტიკურ განტოლებებში e-სპინების დამაგნიტებასთან ერთად დინამიური ცვლადის როლში გამოდიოდა s-სპინების დამაგნიტების სპექტრული სიმკვრივე. ეპრ-ის სიგნალის გამოთვლისათვის წარმოებდა ინტეგრება s-სპინების რეზონანსული სიხშირეების მიხედვით. თუმცა, არაერთგვაროვანი გაგანიერების არსებობისას შესაძლოა სიტუაცია, როცა სხვადასხვა რეზონანსული სიხშირეების მქონე s-სპინების ურთიერთგადატრიალებები (“flip-flop”-ბი), რომლებიც გამოწვეულია dd ურთიერთქმედების არასეკულარული ნაწილით, იწვევს არაერთგვაროვნად გაგანიერებული ეპრ-ის ხაზში ე.წ. სწრაფ სპექტრალურ დიფუზიას [81]. ასეთ შემთხვევას აქვს ადგილი, როცა სპექტრალური დიფუზია ასწრებს მოიცვას მთელი არაეთგვაროვნად გაგანიერებული ეპრ-ის ხაზი დროის

მონაკვეთში, რომელიც ნაკლებია განხილულ სისტემაში არსებულ ყველა რელაქსაციურ დროებზე. მაშინ არაერთგვაროვანი გაგანიერება ეფექტურად იქცევა, როგორც ერთგვაროვანი, რომლის რეზონანსული სიხშირე ტოლია ხაზის სიმძიმის ცენტრის სიხშირისა. მისი სიგანე, როცა არა გვაქვს შეეიწროების მექანიზმები, შეიცავს როგორც სეკულარულ dd-ურთიერთქმედებას, ასევე ე.წ. ლოკალური ველების რეზერვუარის წვლილს [81, 82].

მიზნად დავისახოთ მეტალებში s-სპინების დიპოლ-დიპოლური (dd) ურთიერთქმედების გათვალისწინება ორ შემთხვევაში: ა) როცა ისინი წარმოადგენენ ეპრ-ის ერთგვაროვანი გაგანიერების მიზეზს; ბ) როცა ისინი იწვევენ არაეთგვაროვნად გაგანიერებულ ეპრ-ის ხაზში სწრაფ სპექტრალურ დიფუზიას. ამ დამატებითი გაგანიერების წყაროებიდან ეპრ ხაზში წვლილი ნიმუშში e–სპინების არ არსებობისას ავღნიშნოთ δ_s^0-ით, ხოლო როცა e– და s–სპინებს შორის ბმა ეფექტურია, მაშინ ამ დამატებით გაგანიერების წყაროებიდან წვლილი არის არა δ_s^0, არამედ რაღაც ეფექტური სიდიდე - δ^*. მოცემულ ეტაპზე δ^*-წვლილი შეიძლება განისაზღვროს მხოლოდ ორ ზღვრულ შემთხვევაში. როცა ბმა სუსტია (პირობა $T_{se}^{-1} << \delta_s^0$), ეფექტური წვლილი $\delta^* \approx \delta_s^0$, ხოლო როცა s-e-ბმა ძლიერია ($T_{se}^{-1} >> \delta_s^0$), მაშინ $\delta^* \approx (\delta_s^0)^2 / T_{se}^{-1}$. [37, 75, 80]-ში ასეთი თანაფარდობები მოყვანილია ეპრ-ის არაერთგვაროვანი გაგანიერებისათვის; თუმცა, რადგანაც საქმე გვაქვს გაცვლითი შეეიწროების საკმაოდ ზოგად ეფექტთან, მათი

გამოყენება შესაძლებელია, როცა δ_s^0 წარმოადგენს dd ურთიერთქმედების სეკულარული ნაწილით გამოწვეულ ეპრის ერთგვაროვან სიგანეს. ამრიგად, s-სპინებში გაგანიერების დამატებითი წყაროების გასათვალისწინებლად ყველა სიდიდეებში, რომელიც ეხება მოძრაობას განივ სიბრტყეში, s-სპინების პარციალურ სიგანეს ეუმატებთ δ^* სიდიდეს. შესაბამისად,

$$\omega_\delta'' = T_{se}^{-1} + T_{sL}^{-1} + \delta^*$$

თუ (4.2.13) განტოლებას ორჯერ გავაწარმოებთ, გამოვიყენებთ (4.2.7)-ს და დამაგნიტების გასწვრივ მდგენელს დავშლით მისი სტაციონალური მდგენელისა (მოდულაციის გარეშე) და მცირე შესწორების (რომელიც გამოწვეულია მოდულაციით) ჯამის სახით:

$$M_{s,e}^z = M_{s,e}^{zst} + m_{s,e}^z(t),$$

მაშინ ამ მცირე შესწორებისათვის, როცა ადგილი აქვს ეპრის სუსტ გაჯერებას, მივიღებთ შემდეგ განტოლებას:

$$\ddot{m}_{xz} + (T_s^{-1} + 2\omega_\delta')\dot{m}_{xz} + \left[2T_s^{-1}\omega_\delta' + \omega_\delta'^2 + 3T_{se}^{-1}T_{es}^{-1} + \Delta^2\right]\dot{m}_{xz} +$$
$$+\left[T_s^{-1}(\omega_\delta'^2 + \Delta^2) + T_{se}^{-1}T_{es}^{-1}(T_s^{-1} + \omega_\delta' + \omega_\gamma')\right]m_{xz} - 3T_{es}^{-1}\ddot{m}_{xz} -$$
$$-T_{es}^{-1}\left[2T_e^{-1} + 3\omega_\delta' + \omega_\gamma'\right]\dot{m}_{xz} - T_{es}^{-1}\left[T_e^{-1}(\omega_\delta' + \omega_\gamma') + \omega_\delta'^2 + \Delta^2 + T_{se}^{-1}T_{es}^{-1}\right]m_{xz} =$$
$$-a_0 a_1 \tilde{K}_{s(i)} M_s^0 \left\{\left(\omega_\delta' \frac{\omega_{(i)}'}{2}\frac{\Omega^2}{(\omega_{(i)}')^2 + \Delta^2} + k_{(-i)}^{-1}T_{se}^{-1}\right)\cos\Omega t + \Omega\left(\frac{3}{2}\frac{\Delta^2}{(\omega_{(i)}')^2 + \Delta^2}\right)\sin\Omega t\right\} -$$
$$-a_0 a_1 k_{(-i)}^{-1}\tilde{K}_{e(-i)} M_e^0 \left\{\left(\omega_\delta' \frac{\omega_{(-i)}'}{2}\frac{\Omega^2}{(\omega_{(-i)}')^2 + \Delta^2} + k_{(i)}^{-1}T_{se}^{-1}\right)\cos\Omega t - \Omega\left(\frac{3}{2}\frac{\Delta^2}{(\omega_{(-i)}')^2 + \Delta^2}\right)\sin\Omega t\right\}$$

(4.2.14)

e-სპინებისთვის შესაბამისი განტოლებების მისაღებად

(4.2.14)-ში საჭიროა მოვახდინოთ შემდეგი შეცვლები: $k_{(t)} \leftrightarrow k_{(-t)}^{-1}$, ხოლო სხვა სიდიდეებში მოვახდინოთ ინდექსების შეცვლა $s \leftrightarrow e$, $t \leftrightarrow -t$, $\delta \leftrightarrow \gamma$. დამაგნიტების გასწვრივი მდგენელები წარმოადგენენ Ω სიხშირეზე პრეცესირებად ოსცილატორებს. ამიტომ განტოლებათა სისტემის, რომელიც შედგება (4.2.14)–სა და $m_{ez}(t)$-თვის დაწერილი განტოლებისაგან, ამონახსენთა ჯამი [1-2] აღნიშვნების შესაბამისად

$$m_{sz} + m_{ez} = \left(u_s + u_e\right)\cos\Omega t + \left(v_s + v_e\right)\sin\Omega t$$

წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით

$$m_{sz} + m_{ez} = \frac{1}{2}\left\{\left(u + iv\right)\exp\left(-i\Omega t\right) + \left(u - iv\right)\exp\left(i\Omega t\right)\right\},$$

სადაც $u=u_s+u_e$ წარმოადგენს სრული გასწვრივი დამაგნიტების ნელი მოძრაობის ამპლიტუდას, რომლის ფაზა ემთხვევა მოდულაციის ფაზას (სინფაზური კომპონენტა), ხოლო $v = v_s + v_e$ კი - მოდულაციასთან $\frac{\pi}{2}$ ფაზით არის წანაცვლებული (კვადრატურული კომპონენტა). შესაბამისად, ძაბვას, რომელიც გასწვრივ კოჭაში რეგისტრირდება, აქვს ორი ფაზით წანაცვლებული კომპონენტა $U = Au\Omega$ და $V = Av\Omega$, სადაც A– აპარატურის ფაქტორია. (4.14)-სა და მისი დანამატი განტოლების (რომელიც დაწერილი იქნება $m_{ez}(t)$-თვის) ამოხსნით, მივიღებთ ამ ძაბვისათვის კომპლექსურ გამოსახულებას:

$$U+iV=-A\Omega\pi a_0 a_1 M_z^0 K_{a(1)}\frac{\Omega+i(\alpha'_{(-1)}-k_{(1)}\delta^*/(1+k_{(1)}))}{\Omega+i\alpha'_{(-L)}}f(\Omega,\Delta,\alpha'_{(1)},\alpha'_{(L)})g_{(1)}(\omega-\omega_0)+$$

$$-A\Omega\pi a_0 a_1 M_z^0 K_{a(-1)}\frac{\Omega+i(\alpha'_{(1)}-\delta^*/(1+k_{(-1)}^{-1}))}{\Omega+i\alpha'_{(L)}}f(\Omega,\Delta,\alpha'_{(-1)},\alpha'_{(-L)})g_{(-1)}(\omega-\omega_0) \qquad (4.2.16)$$

სადაც

$$K_{a(1)}=\tilde{K}_{a(1)}\left(1+k_{(1)}\right),\quad K_{a(-1)}=\tilde{K}_{a(-1)}\left(1+k_{(-1)}^{-1}\right),$$

ხოლო

$$g_{(\pm 1)}\left(\omega-\omega_0\right)=\frac{\omega'_{(\pm 1)}}{\pi}\frac{1}{\left(\omega-\omega_0\right)^2+\omega''^2_{(\pm 1)}}$$

ეპრ-ის ხაზის მოდური ფორმებია. $\omega''_{(\pm L)}$ და $k_{(\pm L)}$ მიიღება $\omega'_{(\pm 1)}$ და $k_{(\pm 1)}$ სიდიდეებისაგან, თუ მათში მოვახდენთ ჩასმას $\delta^*\to 0$, ხოლო $f(\Omega,\Delta,\omega''_{(1)},\omega''_{(L)})$ ფუნქციებს, რომელიც პირველად გამოიყვანეს [34, 35]-ში ერთი სორტის სპინისთვის, აქვს შემდეგი სახე:

$$f(\Omega,\Delta,\omega''_{(L)},\omega''_{(1)})=\frac{\omega'_{(1)}(1-\frac{i\Omega}{2\omega''_{(1)}})[\Omega+i\omega''_{(1)}(1+\frac{\Delta^2}{(\omega''_{(1)})^2})]}{(\Omega+i\omega''_{(L)})(\Omega+\Delta+i\omega''_{(1)})(\Omega-\Delta+i\omega''_{(1)})} \qquad (4.2.17)$$

ზმს-ის ველის სიხშირის რეზონანსულთან მიმართ პატარა აშლის შემთხვევაში და (ან) ზმს-ის ველის მოდულაციის პატარა სიხშირისას შედეგი (4.2.16) ემთხვევა [37]-ში მიღებულ შედეგს.

ე.ი გგ სიგნალი წარმოიდგინება ორი ნორმალური მოდიდან გამოძახილების ჯამით. თითოეული მათგანი აღიწერება უნივერსალური რეზონანსული ხაზის ფორმით, რომელიც განსხვავებულია ეპრ-ისთვის დამახასიათებელი ლორენცის ხაზის ფორმისაგან. (ისევე როგორც,

ინდივიდუალური გამოძახილების სიხშირული დამოკიდებულება არ ემთხვევა ინდივიდუალური ეპრ-ის ხაზის ფორმას).

თუ s-e-ბმა არა გვაქვს, მაშინ (4.2.16) გამოსახულება გამოისახება, როგორც s- და e-სპინების ინდივიდუალური კომპლექსური გგ სიგნალების ჯამი, რომელთაგან თითოეული ინდივიდუალური გამოძახილი (თუ მოვახდენთ (4.2.16) და (4.2.17)-ში მილევის დეკრემენტების შეცვლას შესაბამისად T_1 და T_2-ით) ემთხვევა [34, 35]-ში ერთი სორტის სპინისთვის მიღებულ გამოსახულებებს.

მოდულაციური მეთოდიკის პარამაგნიტური მინარევების მქონე მეტალებში პრაქტიკული გამოყენებისათვის მნიშვნელოვანია s-e ბმის ზღვრული შემთხვევების განხილვა. ბმის სიძლიერის დასახასიათებლად შემოვიტანოთ დინამიური ბმულობის (1.2.16) შესაბამისი სიდიდე "რელაქსაციური ბმულობა" [36, 37], რომელიც განისაზღვრება როგორც ორი სორტის სპინების ბმის მახასიათებელი სიდიდეების ჯამის ფარდობა მათი პარციალური მილევების სხვაობაზე:

$$\sigma = \frac{T_{se}^{-1} + T_{es}^{-1}}{\left|\delta^* + T_{sL}^{-1} - T_{eL}^{-1}\right|} \qquad (4.2.18)$$

თუ ბმა ძლიერია, ე.ი. $\sigma >> 1$ (სხვა ტერმინოლოგიით, ადგილი აქვს ძლიერი რელაქსაციური ვიწრო ყელის შემთხვევას [75]), მაშინ დამაგნიტების განივი კომპონენტების მილევები მიახლოებით ტოლია

$$\omega''_{(-+-)} \approx T_{se}^{-1} + T_{es}^{-1} + \frac{\chi_e T_{sL}^{-1} + \chi_s T_{eL}^{-1}}{\chi_s + \chi_e} + \frac{\chi_e}{\chi_s + \chi_e}\delta^*$$

$$\omega''_{(--+-)} \approx \frac{\chi_s T_{sL}^{-1} + \chi_e T_{eL}^{-1}}{\chi_s + \chi_e} + \frac{\chi_s}{\chi_s + \chi_e}\delta_s^0 \qquad (4.2.19)$$

როგორც ეს ზემოთ ავღნიშნეთ, δ^* სიდიდე, რომელიც ფიგურირებს s-ტიპის მოდის ნორმალურ მილევებში, ეფექტურად აღწერს დამატებით გაგანიერებას. მიუხედავად იმისა, გაგანიერების ეს დამატებითი წყარო არის არაერთგვაროვანი სწრაფი სპექტრალური დიფუზიის ზღვარში ან გააჩნია დიპოლ-დიპოლური ბუნება, δ^* სიდიდე, როგორც ეს ნაჩვენებია [37]-ის დანართში, $T_{se}^{-1} >> \delta_s^0$ პირობის შესრულებისას ტოლია $\delta^* = \frac{(\delta_s^0)^2}{T_{se}^{-1}}$ (ეს ტოლობა ასახავს გაცვლითი შეივწროების ეფექტს, რასაც ადგილი აქვს ძლიერი ბმისას [3, 80]). გასწვრივი გამოძახილის სიგნალს ძლიერი რელაქსაციური ვიწრო ყელის (რეჟ) შემთხვევაში იწვევს მხოლოდ ვიწრო და s-e–ბმით გაძლიერებული ბლოხის ამპლიტუდების განივი და გასწვრივი მოდები. ამ დროს თუ სრულდება უტოლობები $T_{es}^{-1} + T_{eL}^{-1} < T_{se}^{-1} + T_{sL}^{-1} + \delta^*$ და $\delta^* \langle\langle T_{es}^{-1}; T_{se}^{-1}$, მაშინ გასწვრივი გამოძახილის სიგნალში აქვს ადგილი s- და e–სპინების დამაგნიტების გაერთიანებას:

$$U + iV \approx -A\Omega a_0 a_1 \pi (M_s^0 + M_e^0) f(\Omega, \Delta, \omega''_{(-+-)}, \omega''_{(-L-)}) g_{(-+-)}(\omega - \omega_0) \qquad (4.2.20)$$

როცა ბმა სუსტია, $\sigma << 1$. თუ ადგილი აქვს $T_{es}^{-1} + T_{eL}^{-1} < T_{se}^{-1} + T_{sL}^{-1} + \delta_s^0$ პირობის შესრულებას, მაშინ ამ შემთხვევაში ნორმალური განივი მილევებისთვის გვაქვს

$$\omega^{''}_{(t=+)} \approx T_{se}^{-1} + T_{sL}^{-1} + \delta_s^0 + \frac{\sigma}{4}\left(T_{es}^{-1} + T_{se}^{-1}\right)$$
$$\omega^{''}_{(-t=-)} \approx T_{es}^{-1} + T_{eL}^{-1} - \frac{\sigma}{4}\left(T_{es}^{-1} + T_{se}^{-1}\right) \qquad (4.2.21)$$

(ნორმალური გასწვრივი მილევები $\omega^{''}_{(\pm L)}$ მიიღება (4.2.21)-დან, თუ ჩავთვლით, რომ $\delta_s^0 = 0$). სუსტი ბმის დროს გაცვლით შევიწროებას ადგილი არა აქვს [3. 37, 80]. გასწვრივი გამოძახილის სიგნალი სუსტი ბმისას მიახლოებით ტოლია:

$$U + iV = A\Omega a_0 a_1 M_s^0 \left(1 + \frac{\chi_s + \chi_e}{\chi_s}\frac{\sigma}{4}\right)^2 f(\Omega, \Delta, \omega^{''}_{(t)}, \omega^{''}_{(L)}) g_{(t)}(\omega - \omega_0) +$$
$$+ A\Omega a_0 a_1 M_e^0 \left(1 - \frac{\chi_s + \chi_e}{\chi_e}\frac{\sigma}{4}\right)^2 f(\Omega, \Delta, \omega^{''}_{(-t)}, \omega^{''}_{(-L)}) g_{(-t)}(\omega - \omega_0)$$

(3.2.22)

არსებობს სიტუაცია, როცა $T_{eL}^{-1} >> T_{es}^{-1}$, მაშინ e –სპინები ისე სწრაფად რელაქსირებენ მესერთან, რომ მათ დამაგნიტებას დროის ყველა მომენტში წონასწორული მნიშვნელობა აქვს (ე.წ. იზოთერმული შემთხვევა). ამ დროს ევოლუციას განიცდიან მხოლოდ s –სპინები თავისი პარციალური მილევებით [75], ხოლო გგ სიგნალი წარმოიდგინება მხოლოთ (4.2.22)-ის პირველი წევრით, სადაც σ=0.

ამ ორ შემთხვევაში, როცა გგ სიგნალი წარმოიდგინება ერთი წევრით (იზოთერმული შემთხვევა; ძლიერი რეჯ-ის შემთხვევა) $f(\Omega, \Delta, \omega^{''}_{(t)}, \omega^{''}_{(L)})$ ფუნქციას აქვს სახე:

$$f(\Omega, \Delta, T_{1,eff}, T_{2,eff}) = \frac{T_{2,eff}^{-1}\left(1 - \frac{i\Omega T_{2,eff}}{2}\right)\left[\Omega + iT_{2,eff}^{-1}\left(1 + \Delta^2 (T_{2,eff})^2\right)\right]}{\left(\Omega + iT_{1,eff}^{-1}\right)\left[(\Omega + iT_{2,eff}^{-1})^2 - \Delta^2\right]} \qquad (4.2.23)$$

სადაც იზოთერმული შემთხვევისათვის ეფექტური გასწრივი და განივი რელაქსაციის სიჩქარეები ტოლია: $T_{1eff}^{-1} = T_{se}^{-1} + T_{sL}^{-1}$, $T_{2eff}^{-1} = T_{se}^{-1} + T_{sL}^{-1} + \delta_s^0$; ხოლო ძლიერი რეჟ შემთხვევაში - $T_{2eff}^{-1} = \omega_-''$ $T_{1eff}^{-1} = \omega_-''\big|_{\sigma=0}$. აღსანიშნავია, რომ ამ შემთხვევებში U-სა და V-ს სიგნალების რთული ფორმის ანალიზით შესაძლებელია ერთდროულად განისაზღვროს T_{1eff} და T_{2eff}.

§ 3. ექსპერიმენტთან შედარება [77]

ამრიგად, რელაქსაციურად ბმული ოსცილატორების თეორიის გამოყენებით, მიღებული გვაქვს მეტალის სპინური სისტემისთვის, რომელიც შეიცავს ლოკალიზებულ (s) და დელოკალიზებულ (e) სპინებს, გასწვრივი გამოძახილის კომპლექსური სიგნალისთვის ანალიტიკური გამოასახულება, როცა გამაჯერებელი ზმს-ის ველის მოდულაციის სიხშირე Ω და აშლა Δ ნებისმიერია. s- და e-სპინების ბმის სიძლიერის ორი ზღვრული შემთხვევისათვის (იზოთერმული და ძლიერი რელაქსაციური ვიწრო ყელის შემთხვევა) გასწვრივი გამოძახილის სიგნალი ჩაიწერა იგივე $f\left(\Omega, \Delta, T_{1eff}^{-1}, T_{2eff}^{-1}\right)$ ფუნქციის საშუალებით, რომელიც ადრე გამოიყენებოდა ერთი სორტის სპინური სისტემისათვის [34, 35], მხოლოდ იმ განსხვავებით რომ ამ ზღვრული შემთხვევებისთვის გამოიყენება ეფექტური რელაქსაციის სიჩქარეები T_{1eff}^{-1} და T_{2eff}^{-1}, რომლებიც გამოისახება მასალის მიკროსკოპული პარამეტრებით.

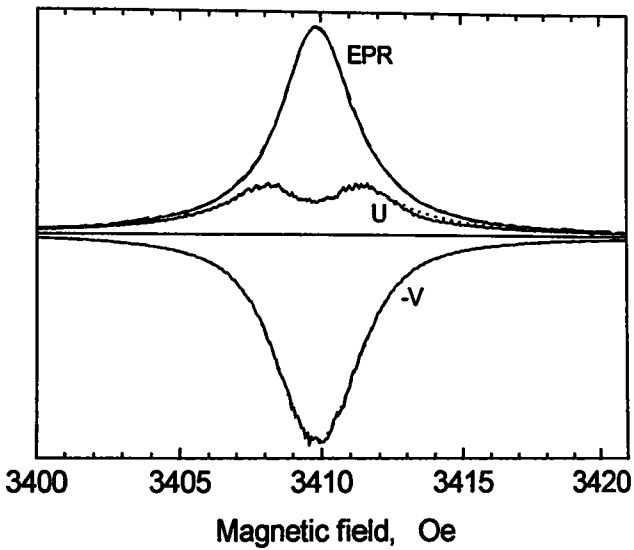
გასწვრივი გამოძახილის სიგნალის ფორმის დამახინჯების (ეპრ-ის ფორმასთან შედარებით) მაგალითი, როცა მოდულაციის სიხშირე რელაქსაციის სიჩქარეებისა და ეპრ-ის ხაზის ცენტრის მიმართ ზმს-ის აშლის რიგისაა, ნაჩვენებია ნახ. 4.1-ზე იგი შეესაბამება იზოთერმულ შემთხვევას. ექსპერიმენტი ტარდებოდა სპეციალური ტექნოლოგიით მომზადებულ გამომწვარ ხის ნახშირის (აქტივირებული ნახშირის) ნიმუშზე, რომელიც შეიცავს სტაბილურ ზედაპირულ რადიკალებს, რომელთა ეპრ-ის ხაზის სიგანე ძალიან მგრძნობიარეა მის გარემოცვაში ჟანგბადის შემცველობისადმი [32]. ზმს სიმძლავრის (ტალღის სიგრძე 3,2 cm) მოდულაციის სიხშირე იყო $\Omega = 10^7$ rad/s. ნახ. 4.1-ზე წარმოდგენილია განივი გამოძახილის სინფაზური და კვადრატურული კომპონენტები (V სიგნალი მოხერხებულობისათვის გამოსახულია "მინუსი" ნიშნით), და ასევე ეპრ-ის შთანთქმის ხაზი (უგანზომილებო ერთეულებში), რომელსაც ლორენცის ფორმა აქვს (ნახევარსიგანე 1.6 Oe). აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ ამ მასალების ეპრ-ის სპექტრი შედგება ორი ხაზისაგან, რომლებიც შეესაბამება პარამაგნიტურ ცენტრებს, რომლებსაც ნახშირის ზედაპირის ფიზიკურად (ჟანგბადის მოლეკულის სიახლოვის მიხედვით) სხვადასხვა უბნებში მდებარეობენ; ნახაზზე მეორე ხაზი არ არის ნაჩვენები, რათა არ გართულდეს ნახაზი. ამ ნახაზიდან ჩანს, რომ გასწვრივი გამოძახილის სიგნალის აშლაზე დამოკიდებულება განსხვავდება ეპრ-ის შთანთქმის ფორმისაგან; ეს განსხვავება უფრო მეტად გამოხატულია U სიგნალში, რომლის ცენტრში წარმოიქმნება ჩავარდნა. პუნქტირიანი ხაზი წარმოადგენს [34, 35] ნაშრომების U და V

ფორმულების შესაბამის თეორიულ გრაფიკებს (პარამეტრებით $T_1 = 2.2\cdot10^{-7}$ წმ; $T_2 = 7\cdot10^{-8}$ წმ). როგორც ნახაზიდან ჩანს, ექსპერიმენტული მონაცემები კარგ შესაბამისობაშია თეორიულად მიღებულ გრაფიკებთან. ჩვენ ფორმულებთან შედარებისას (რადგანაც ნიმუში შეიცავს როგორც ლოკალიზებულ, ისე დელოკალიზებულ სპინებს) ეს კი ნიშნავს, რომ ამ ნახშირებში ადგილი აქვს იზოთერმულ შემთხვევას.

როცა ადგილი აქვს s-e ბმის სიძლიერის შუალედურ შემთხვევას, მაშინ გასწვრივი გამოძახილის სიგნალი წარმოიდგინება ორი წევრის ჯამის სახით, რომელთაგან თითოეული შეიცავს ერთდაიგივე f ფუნქციას. ერთი მათგანი შეიცავს $\Omega, \Delta, \omega''_{(l)}, \omega''_{(L)}$ სიდიდეებზე დამოკიდებულებას, ხოლო მეორე $\Omega, \Delta, \omega''_{(-l)}, \omega''_{(-L)}$ -ზე. $\omega''_{(\pm l)}$ და $\omega''_{(\pm L)}$ სიდიდეების, რომლებიც ახასიათებენ დამაგნიტების მოდური განივი და გასწვრივი კომპონენტების მილევებს, განსაზღვრა შესაძლებელია მიღებული ფორმულების ექსპერიმენტულ მონაცემებთან კომპიუტერული მისადაგებით, სადაც მოსარგები პარამეტრების როლში გამოვლენ $\omega''_{(\pm l)}, \omega''_{(\pm L)}$ სიდიდეები. ამოცანა იოლდება იმით, რომ გასწვრივი გამოძახილის სინფაზური (U) და კვადრატურული (V) სიგნალები აღიწერება ერთიდაიგივე პარამეტრების ნაკრებით.

გარდა ამისა, $\omega''_{(\pm l)}$ პარამეტრები შეიძლება დამოუკიდებლად განისაზღვროს, როგორც ორი მოდური ხაზის სიგანე, რომლებიც მიიღება ეპრ-ის შთანთქმის ექსპერიმენტული სიგნალის ორ ლორენციანად დაშლისას.

ამრიგად, განვითარებული თეორია შეიძლება გამოყენებული იქნას მეტალებში ელექტრონული სპინური რელაქსაციის ძალიან პატარა დროების გაზომვის მეთოდიკის საფუძვლად, ხოლო მათი განზოგადოებისას ნებისმიერი მყარი ტანის მასალებში, რომლებიც შეიცავს გაცვლითი ურთიერთქმედებით დაკავშირებულ რამოდენიმე სორტის პარამაგნიტურ ნაწილაკებს.



ნახ. 4.1. გამომწვარი ხის ზედაპირული თავისუფალი რადიკალების გასწვრივი გამოძახილის სინფაზური U და კვადრატური -V სიგნალები (ოთახის ტემპერატურაზე ჟანგბადისაგან თავისუფალ ატმოსფეროში მოდულაციის $\Omega = 10^7$ rad/s სიხშირისას) ეპრ-ის სპექტრის ერთი კომპონენტისათვის; ზედა მრუდი წარმოადგენს ეპრ-ის შთანთქმის სიგნალს (უგანზომილებო ერთეულებში). წყვეტილი მრუდები შეესაბამებიან [34, 35] ნაშრომის ფორმულებს.

შ ე დ ე გ ე ბ ი

1. თეორიულად გამოკვლეულია პარამაგნიტურ და მაგნიტურად მოწესრიგებულ დიელექტრიკებში კვადრუპოლური სტრუქტურის მქონე ბირთვებისთვის ზოგადი სახის ანიზოტროპული ელექტრონ-ბირთვული ურთიერთქმედებით გამოწვეული გასწვრივი და განივი რელაქსაცია.

გამოთვლილია ფერომაგნიტურ და პარამაგნიტურ დიელექტრიკებში ზოგადი სახის ელექტრონულ-ბირთვული ურთიერთქმედებით გამოწვეული ბირთვული გასწვრივი რელაქსაციის სიჩქარეები T_{2M}^{-1} ბმრ-ის კვადრუპოლური სტრუქტურის ცალკეული გადასვლებისათვის, და ასევე სრული დამაგნიტების გასწვრივი კომპონენტის ერთიანი რელაქსაციის სიჩქარე T_1^{-1}.

2. დამტკიცებულია, რომ $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$-ში ^{139}La ბირთვულ სპინურ რელაქსაციას განაპირობებს იზოტროპული ზენაზი ელექტრონულ-ბირთვული ურთიერთქმედება, განსხვავებით [7]-ში ნავარაუდევი დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედებისა. [7] ნაშრომში არასწორი მოდელის გამოყენების გამო, მასში მოცემული ნახ11-ზე მოყვანილი გრაფიკიდან (T_1 –ის მუდმივი მაგნიტური ველის კვადრატზე დამოკიდებულების გრაფიკი) მიიღეს შედეგები, რომლებიც მოსალოდნელისაგან რამოდენიმე რიგით განსხვავდება.

3. ნაჩვენებია, რომ [5]-ის ნახ.8 (c)-ზე მოცემულ გრაფიკებს ნაცვლად ამავე ნაშრომში მოცემული (3) ფორმულებისა შეესაბამებიან ჩვენს მიერ მიღებული (2.6.1) და (2.6.2) ფორმულები.

4. მიღებულია ანალიტიკური გამოსახულებები გასწვრივი და განივი ბირთვული სპინური რელაქსაციისათვის, როცა რელაქსაციის მიზეზს წარმოადგენს e_g-ელექტრონის მიერ ^{55}Mn-ის ბირთვზე შექმნილი ზენაზი ველის სიდიდისა და მიმართულების სწრაფი მოდულაცია. შედეგები გამოყენებულია დოპირებული პეროვსკიტების ფერომაგნიტურ მეტალურ ფაზაში ^{55}Mn-ის ბირთვული რელაქსაციაზე არსებული ლიტერატურული მონაცემების ასახსნელად. ნაჩვენებია, რომ რელაქსაციის ამ მექანიზმისას გასწვრივ და განივ ბირთვულ რელაქსაციას აქვს ერთნაირი ტემპერატურული დამოკიდებულებები.

5. განვითარებულია გასწვრივი გამოძახილის თეორია გაცვლითი ურთიერთქმედებით დაკავშირებული ლოკალიზებული და დელოკალიზებული სპინური სისტემისათვის, როცა ადგილი აქვს ელექტრონული პარამაგნიტური რეზონანსის მოდულირებულ გაჯერებას. ადრე გამოქვეყნებული ნაშრომისაგან განსხვავებით განხილულია ზოგადი შემთხვევა, როცა გამაჯერებელი ზმს ველის მოდულაციის სიხშირე და ეპრ-ის ცენტრალური სიხშირისაგან აშლა ნებისმიერია. გამოყენებულია თეორიული მიდგომა, რომელიც დაფუძნებულია ორი სორტის სპინური სისტემის დამაგნიტების ბმული პრეცესიაში ნორმალურ მოდების გამოყოფაზე.

ნაჩვენებია, რომ ქვესისტემებს შორის რელაქსაციური ბმისას, რეგისტრირებული გასწვრივი გამოძახილის სიგნალი წარმოიდგინება, როგორც ორი ნორმალური მოდებიდან გამოძახილების ჯამი, რომელთაგან თითოეული აღიწერება

უნივერსალური ხაზით, რომელიც ზოგად შემთხვევაში განსხვავებულია ეპრ-ის ხაზის ფორმისაგან.

ავტორი ღრმა პატივისცემას გამოხატავს და დიდ მადლობას უხდის ბ-ონ თენგიზ სანაძეს მუდმივი ყურადღებისა და დახმარებისათვის, კიბენეტიკის ინსტიტუტის ხელმძღვანელობას თანადგომისა და მხარდაჭერისათვის, თემურ აბესაძეს, როგორც პირველ სამეცნიერო ხელმძღვანელს, რომლის ხემძღვანელობითაც გამოქვეყნებულია ერთი ნაშრომი.

ლიტერატურა:

1. Ацаркин В.А., Васнева Г.А., Демидов В.В. Электронная спин-решеточная релаксация высокотемпературных сверхпроводниках: Cu^{2+} в Y-Ba-Cu-O // ЖЭТФ. – 1995. - Т. 108. - №3 (9). - с. 927-939.
2. Atsarkin V.A., Demidov V.V., Vasneva G.A. Metal-insulator transition in RbC_{60} polymer fulleride studied by ESR and electron-spin relaxation // Phys. Rev. B. – 1997. – V. 56. - №15. - с. 9448-9453.
3. Ацаркин В.А., Г.А., Демидов В.В. Эволюция спектра ЭПР при переходе металл-диэлектрик в квазиодномерных системах // ЖЭТФ. – 1998. - Т. 113. - № 3. – с. 1048-1057.
4. Allodi G., De Renzi R., Guidi G. Licci F., Pieper M. W. Electronic phase separation in Lanthanum manganites: Evidence from ^{55}Mn NMR // Phys. Rev. B. -1997. - V. 56. - № 10 – p. 6036-6046.
5. Allodi G., De Renzi R., Guidi G. ^{139}La NMR in Lanthanum manganites: Indication of the presence of magnetic polarons from spectra and nuclear relaxations // Phys. Rev. B. - 1998. - V. 57. - №2 – p. 1024-1034.
6. Allodi G., Cestelli M., Guidi G., De Renzi R., Caneiro A., Pinsard L. Ultraslow Polaron Dynamics in Low-doped Manganites from ^{139}La NMR-NQR and Muon Spin Rotation // Phys. Rev. Lett. 2001 – V. 87 - №12 - p. 127206-1–127206-4 .
7. Sakaie K. E., Slichter C. P., Lin P., Jaime M., Salamon M. B. ^{139}La spectrum and spin-lattice relaxation measurements of $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ in the paramagnetic state // Phys. Rev. B. -1999. - V. 59. - № 14. – p. 9382-9391.

8. Kumagai K., Iwai A., Tomioka Y., Kuwahara H., Tokura Y., Yakubovskii A. Microscopically homogeneous magnetic structure of $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ beyond the range of $0<x<0.1$ observed by NMR // Phys. Rev. B. – 1999. – V. 59 - №1 - p. 97– 99.

9. Papavassiliou G., Fardis M., Belesi M., Milia F., Simopoulos A., Kallias G., Pissas G., Niarchos D., Ioannidis N., Dimitropoulos C., Dolinsek J. ^{139}La NMR Investigation of spin Ordering in $La_{0.5}Ca_{0.5}MnO_3$ // Phys. Rev. B. – 1997. - V. 55 - № 22. – p. 15000 – 15004.

10. Papavassiliou G., Fardis M., Milia F., Pissas G., Kallias G., Niarchos D., Dimitropoulos C., Scherrer P. NMR in manganese perovskites: Detection of spatially varying electron states in domain walls. // Phys. Rev. B. – 1998. - V. 58 - № 18. – p. 12237 –12241.

11. Papavassiliou G., Fardis M., Belesi M., Pissas G., Panagiotopoulos I., Kallias G., Niarchos D., Dimitropoulos C., Dolinsek J. Polarons and phase separation in Lanthanum-based manganese perovskites: A ^{139}La NMR study // Phys. Rev. B. – 1999. - V. 59 - № 9. – p. 6390 – 6394.

12. Papavassiliou G., Fardis M., Belesi M., Maris T. G., Kallias G., Pissas G., Niarchos D., Dimitropoulos C., Dolinsek J. ^{55}Mn NMR Investigation of Electronic phase separation in $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ for $0.2\leq x\leq 0.5$ // Phys. Rev. Lett. – 2000. - V. 84 - № 4. – p. 761 –764.

13. Papavassiliou G., Belesi M., Fardis M., Dimitropoulos C. ^{139}La NMR Investigation of Quasistatic Orbital Ordering in $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ // Phys. Rev. Lett. – 2001. - V. 87. - № 17. – p. 177204-1 –177204-4.

14. Belesi M., Papavassiliou G., Fardis M., Pissas G., Wegrowe J. E., Dimitropoulos C. NMR as a local probe of magnetic anisotropy of orbital ordering and orbital liquid states in colossal

magnetoresistance manganites // Phys. Rev. B. – 2001. - V. 63. - №8. – p. 180406-1 –180406-4.

15. Feng Ji-Wen, Yu Kai-Chao, Ye C. La NMR probe of intra- and interlayer spin correlations in $La_{1.2}Sr_{1.6}Ca_{0.2}Mn_2O_7$ above TC // Phys. Rev. B. – 2001. - V. 63. - № 18. – p. 180401-1 –180401-4.
16. Savosta M. M., Novák P., Jirák Z., J. Hejtmánek, Maryško M. Temperature dependence of ^{55}Mn NMR in $Pr_{0.7}Ca_{0.15}Sr_{0.15}MnO_3$ and $Pr_{0.7}Ba_{0.3}MnO_3$ Ferromagnetic Manganites // Phys. Rev. Lett. – 1997. - V. 79. - № 21. – p. 4278 – 4281.
17. Savosta M. M., Borodin V. A., Novák P. Ferromagnetic Manganites: Half-metal versus polaronic conductors // Phys. Rev. B. – 1999 - V. 59. - № 13. – p. 8778 – 8783.
18. Savosta M. M., and Novák P. Two-Phase Chatacter of Metalic Ferromagnetism in Manganites. // Phys. Rev. Lett. – 2001. - V. 87. - № 13. – p. 137204-1 – 137204-4.
19. Savosta M. M., Kamenev V. I., Borodin V. A., Novák P., Maryško M., Hejtmánek J., Dörr K., Sahana M. Ferromagnetic insulating states in Manganites: ^{55}Mn NMR study // Phys. Rev. B. – 2003. - V. 67. - № 9. – p. 094403-1 – 094403-8.
20. Savosta M. M., Novák P., Jirák Z. Charge density wave in $La_{0.84}Sr_{0.16}MnO_3$ revealed by ^{55}Mn nuclear magnetic resonance // Phys. Rev. B. – 2003. - V. 67. - № 10. – p. 100411-1 – 100411-4.
21. Савоста М. М., Дорошев В. Д., Каменев В. И., Бородин В. А., Тарасенко Т. Н., Мазур А. С., Маришко М. Неоднородность ферромагнитного состояния перовскитов $(La_{1-x}Sr_x)_{1.\delta}MnO_3$ по данным ЯМР на ядрах ^{139}La и ^{55}Mn // ЖЭТФ. – 2003. – Т. 124. - №3 (9). - с. 633-649.

22. Wollan E. O., Koehler W. C., Wilkinson M. K. Neutron diffraction study of the Magnetic Properties of Rare-Earth-Iron Perovskites // Phys. Rev. – 1955. - V. 118. - № 1. – p. 58 – 70.

23. Hennion M., Moussa F., Rodriguez-Carvajal J., Pinsard L., Revcolevschi A. Coherent wave of magnetic polaron propagating in $La_{1-x}Ca_xMnO_3$: an inelastic–neutron-scattering Study // Phys. Rev. –1997. –V. 56. - p. R497-R500.

24. Murakami Y., Kawada H., Kawata H., Tanaka M., Arima T., Moritomo Y., Tokura Y. Direct Observation of Charge and Orbital Ordering in $La_{0.5}Sr_{1.5}MnO_4$ // Phys. Rev. Lett. – 1998. - V. 80. - №9. – p. 1932 – 1935.

25. Murakami Y., Hill J. P., Gibbs D., Blume M., Koyama I., Tanaka M., Kawata H., Arima., Tokura Y., Hirota K., Endoh Y. Resonant X-ray Scatering from Orbital Ordering in $LaMnO_3$ // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V. 81. - № 3. – p. 582 – 585.

26. Endoh Y., Hirota K., Ishihara S., Okamoto S., Murakami Y., Nishizawa A., Fukuda T., Kimura H., Nojiri H., Kaneko K., Maekawa S. Transition between Two Ferromagnetic States Driven by Orbital Ordering in $La_{0.88}Sr_{0.12}MnO_3$ // Phys. Rev. Lett. – 1999. - V. 82. - № 21. – p. 4328 – 4331.

27. Heffner R. H., Sonier J. E., MacLaughlin D. E., Nieuwenhuys G. J., Ehlers G., Mezei F., Cheong S-W., Gardner J. S., Röder H. Observation of Two Time Scales in the Ferromagnetic Manganites $La_{1-x}Ca_xMnO_3$, $x \approx 0.3$ // Phys. Rev. Lett. – 2000. - V. 85. - № 15. – p. 3285 – 3288.

28. Yunoki S., Hu J., Malvezzi A. L., Moreo A., Furukawa N., Dagotto E. Phase Separation in Electronic Model for Manganites // Phys. Rev. Lett. – 1998 - V. 80. - № 4. – p. 845 – 848.

29. Yunoki S., Moreo A., Dagotto E. Phase Separation Induced by Orbital Degrees of Freedom in Models for Manganites with Janh-Teller Phonons // Phys. Rev. Lett. – 1998 - V. 81. - № 25. – p. 5612 – 5615.

30. Moreo A., Yunoki S., Dagotto E. Phase Separation Scenario for Manganese Oxides and Related Materials // Science. – 1999 - V. 283. – p. 2034 – 2039.

31. Van Aken B. B., Jurchescu O. D., Meetsma A., Tomika Y., Palstra T. M. Orbital-Order-Induced Metal-Insulator Transition in $La_{1-x}Car_xMnO_4$ // Phys. Rev. Lett. – 2003. - V. 90. - № 6. – p. 066403-1 – 066403-4.

32. Atsarkin V.A., Demidov V.V., Vasneva G.A., Dzheparov F. S., Ceroke P. J., Odinsov B. M., Clarcson R. B. Mechanism of Oxygen Response in Carbon-Based Sensor // J. Magn. Res. – 2001. – V. 149. – p. 85-89.

33. Herve J., Pescia J. Résonance Paramagnétique. – Mesure du temps de relaxation T_1 par modulation du champ radiofréquence H_1 et detection de la variation d'aimantation selon le champ directeur // Comp. Rend. Ac. Sci. (Paris). - 1960. - T. 251. – p. 665-667.

34. Herve J. In: Paramagnetic Resonance. Measurements of Electronic Spin-Lattice Relaxation Rates by rapid modulation of the saturation factor // Proc. 1st Int. Conf. Ed. W. Low. Academic Press N.Y., 1963, p. 689-697.

35. Pescia J. La mesure des temps de relaxation spin-reseau tres courts // Annal. de Phys. (Paris). – T. 10. – 1965. – p. 389-406.

36. Fokina N. P., Khutsishvili K. O. Coupled (Localized+Delocalized) Electron Spins Dynamics in Polymer Phase of RbC_{60} Fulleride // Appl. Magn. Res. – 1999. – V. 17. – p. 503-517.

37. Фокина Н.П., Хуцишвили К.О. Сигналы ЭПР и продольного отклика в спиновых системах, состоящих из локализованных (S=½) и делокализованных спинов // ЖЭТФ. – 2003. – Т. 123. - №1 - с. 98-108.

38. Zener C. Interaction between the d-shells in the Transition Metals. II. Ferromagnetic Compounds of Manganese with Perovskites Structure // Phys. Rev. – 1951. - V. 82. - № 3. – p. 403 - 405.

39. Anderson P. W., Hasegawa H. Consideration of double Exchange // Phys. Rev. –1955. – V. 100. – № 2. - p. 675-681.

40. De Gennes P. G. Effects of double Exchange in Magnetic Crystals // Phys. Rev. – 1960. - V. 118. - № 1. – p. 141 - 154.

41. Goodenough J. B. Theory of the role of Covalence in Perovskite-Type Manganites // Phys. Rev. – 1955. - V. 100. - № 2. – p. 564 - 573.

42. Goodenough J. B., Wold A., Arnott R. J., Menyuk N. Relationship Between Crystal Symmetry and Magnetic Properties of Ionic Compounds Containing of Mn^{3+} // Phys. Rev. – 1961. - V. 124. - № 2. – p. 373 - 384.

43. Mathur N., Littlewood P. Mesoscopic Texture in Manganites // Physics Today. – 2003. – № 1. – p. 25 - 30.

44. Coey J. M. D., Viret M., Von Molnar S. Mixed-valence Manganites // Adv. Phys. – 1999. - V. 48. – p. 167-

45. Viret M., Ranno L., Coey J. M. D. Magnetic localization in Mixed-valence Manganites // Phys. Rev. B. – 1997. - V. 55. - № 13. – p. 8067-8070.

46. Jin S-H, Tiefel T. H., McCormack M., Fastnacht R. A., Ramesh R., Chen L. H. Thousandfold Change in Resistivity in Magnetoresistive La-Ca-Mn-O Films // Science. – 1994. – V. 264. – p. 413-415.

47. Senis R., Laukhin V., Martinez B., Fontcuberta J., Obradors X. Pressure and magnetic-field effects on charge ordering in $La_{0.9}Sr_{0.1}MnO_3$ // Phys. Rev. B. – 1998. – V. 57. - № 1. – p. 14680-14683.

48. S. Uhlenbruck S. Teipen R., Klingeler R. Interplay between Charge order, magnetism, and Structure in $La_{0,875}Sr_{0,125}MnO_3$ // Phys. Rev. Lett. – 1999. - V. 82. - № 1. – p. 185-188.

49. Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Основы теории колебаний. М.: Наука, 1978. – С. 245.

50. Александров И. В. Теория магнитной релаксации. Релаксация в жидкостях и твердых неметаллических парамагнетиках. – М.: Наука, 1975. – 399 с.

51. Matsumoto G. Study of $(La_{1-x}Ca_x)MnO_3$. I. Magnetic structure of $LaCaMnO_3$ // J. Phys. Soc. Japan. – 1970. – V. 29. – №3. - p. 606-515.

52. Фокина Н. П., Элизбарашвили М. О. Спиновая релаксация квадрупольных ядер в парамагнитных и магнетоупорядоченных диэлектриках // ЖЭТФ. – 2004. - Т. 126. - №6. - с. 1413-1424

53. Абрагам А. Ядерный Магнетизм: Пер. с англ. М.: ИЛ, 1963. – 551 с.

54. Е. А. Туров, М. П. Петров. Ядерный магнитный резонанс в ферро – и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1969 – 260 с.

55. Kubo K., Tomita K. A General Theory of Magnetic Resonance Absorption // J. Phys. Soc. Japan. – 1954. – V. 9. – p. 888-919.

56. Moriya T. Nuclear Magnetic Relaxation in Antiferromagnetics // Prog. Theor. Phys. – 1956. – V. 16. - № 1. – p. 23.

57. Moriya T. Nuclear Magnetic Relaxation in Antiferromagnetics // Prog. Theor. Phys. – 1956. – V. 16. - № 6. – p. 641-657.

58. Moriya T. The Effect of Electron-Electron Interaction on the Nuclear Spin Relaxation in Metals // J. Phys. Soc. Japan. – 1963. – V. 18. – №4. - p. 616-519.

59. Moriya T. Nuclear Magnetic Relaxation in Ferromagnetic Transition Metals // J. Phys. Soc. Japan. – 1964. – V. 19. – №4. - p. 681-687.

60. Rega T. Separation of magnetic and quadrupolar relaxation rates from spin-lattice recovery laws at short times with illustration in high-TC superconductor // J. Phys.: Condens. Matter. – 1991. – V. 3. - № 12. – p. 1871-1876.

61. Simmons W.W., O'Sullivan W.J., W.A. Robinson. Nuclear Spin-Lattice Relaxation in Dilute Paramagnetic Sapphire // Phys. Rev. – 1962. - V. 127. - № 4. – p. 1168 - 1178.

62. Narath A. Nuclear Spin-Lattice Relaxation in Hexagonal Transition Metals: Titanium // Phys. Rev. – 1967. - V. 162. - № 2. – p. 320 - 332.

63. Noginova N., Arthur E., Weaver T., Loutts G.B., Atsarkin V.A., Gotovtsev D.G. NMR and spin relaxation in $LaGa_{1-x}Mn_xO_3$: evidence for thermally activated internal dynamics. // Phys. Rev. B. – 2004. – V. 69. - № 2 - p. 024406-1– 024406-9.

64. Сликтер Ч. Основы теории магнитного резонанса. Пер. с англ. М.: "Мир", 1967 – 324 с.

65. Anane A., Dupas C., Le Dang K., Renard J. P., Veillet P., De Leon Guevara A. M., Millot F., Pinsard L., Revcolevschi A. Transport properties and magnetic behavior of $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ single crystals // J. Phys.: Condens. Matter. – 1995. – V. 7. - p. 7015-7021.

66. Plefka T. Phys. Theory of Resolved and Unresolved Crystal Field Structure of EPR Spectra in Dilute Magnetic Alloys // Stat. Solidi B. – 1973. – V. 55. – p. 129-141.

67. Moriya T. Nuclear Magnetic Relaxation near the Curie Temperature // Prog. Theor. Phys. – 1962. – V. 28. - № 2 - p. 371-400.

68. Chakravarty S., Gefland M.P., Kopietz P., Orbach R., Wollensak M. Theory of nuclear relaxation in La_2CuO_4 // Phys. Rev. B. – 1991. – V. 43. - 43, № 2 - p. 2796-1808.

69. McClausen M. A. H., Mackenzie I. S. Nuclear magnetic resonance in rare earth metals // Adv. Phys. – 1979. – V. 28. - № 3. – p. 305-456.

70. Фокина Н. П., Элизбарашвили М. О. Спиновая релаксация ^{55}Mn с участием подвижных носителей в допированных перовскитах // ФТТ. – 2005. - Т. 47. - № 3. - с.498-500.

71. Kubo T., Hirai A., Abe H. Mn^{55} Nuclear Magnetic Resonance of the Mn^{3+} Ion Located at the B-Site in Manganese Ferrite Single Crystal – Anisotropic Hyperfine Field Due to the Local Jahn-Teller Distortion // J. Phys. Soc. Japan. – 1969. – V. 26. - № 5 – p. 1094-1108.

72. Freeman A. J., Watson R. E. In Magnetism // Ed. G. T. Rado and H. Suhl (Academic press, New York, 1965), Vol. II-A.

73. Mizoguchi T., Inoue M. Nuclear Magnetic Relaxation in Magnetite // J. Phys. Soc. Japan. – 1966. – V. 21. - № 7 – p. 1310-1323.

74. Dho J., Lee S. Nuclear Magnetic Relaxation in the domain and domain wall of pure iron // Phys. Rev. B. – 1997. – V. 56. – № 13. - p. 7835-7838.

75. Barnes S. E. Theory of electron spin resonance of magnetic ions in metals // Adv. Phys. – 1981. – V. 30. – p. 801-938.

76. Ablart G., Pescia J. Magnetic field dependence of spin-lattice relaxation in the iron group sault // Phys. Rev. B. – 1980. - V. 22. - №3. – p. 1150-1162.

77. Фокина Н. П., Элизбарашвили М. О., Ацаркин В.А., Демидов В. В. Продольный отклик спиновой системы металла на модулированное насыщение ЭПР при произвольных частотах модуляции и расстройках насыщающего поля // ФТТ. – 2003. - Т. 45. - №11. – с. 1921-1927

78. Walker M. B. Coupled Local-Moment-Conduction-Electron Bloch Equations for Cubic and Axial Symmetry // Phys. Rev. – 1973. – V. 7. - № 7. – p. 2920 - 2928.

79. Бронштейн И. Н. и Семендяев К.А. Справочник по математике, М.: Наука, М. 1981. - С. 559.

80. Таригов Л. Р., Трутнев К. Ф. Динамическая сужение неоднородного уширенных линий // ЖЭТФ. – 1984. – Т. 86. - №3. - С. 1092-1100.

81. Буишвили Л.Л., Звиададзе М.Д., Хуцишвили Г.Р. Роль спектральной диффузии и диполь-дипольного резервуара при насыщении неоднородного уширенной линий // ЖЭТФ. – 1969. – Т. 56. – С. 290-298.

82. Ацаркин В.А. Экспериментальное исследование резервуара спин-спиновых взаимодействий в линий ЭПР, связанных кроссрелаксацией. //ЖЭТФ. – 1970. – т. 59 (56) - №3. – С. 769-778.