საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის
ე.ლ. ანდრონიკაშვილის სახელობის ფიზიკის
ინსტიტუტი

ხელნაწერის უფლებით

ანა იოსების-ასული აბაშიძე

ბირთვული სპინური სისტემის არაწრფივი დინამიკა ცვლად მაგნიტურ ველებში

(სპეციალობა: 01.04.03 რადიოფიზიკა)

დ ი ს ე რ ტ ა ც ი ა

ფიზიკა-მათემატიკურ მეცნიერებათა
კანდიდატის სამეცნიერო ხარისხის
მოსაპოვებლად

სამეცნიერო ხელმძღვანელები:
საქ. მეცნიერებათა აკადემიის აკადემიკოსი; ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა დოქტორი, პროფესორი:
ლ.ლ. ბუიშვილი

ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა დოქტორი, პროფესორი მ.დ. ზვიადაძე

თბილისი-2005

სარჩევი

შესავალი

მაგნიტური რეზონანსი ეწოდება მოვლენას, რომელიც დაიკვირვება ნაწილაკთა სისტემაზე, რომლებსაც გააჩნიათ როგორც მაგნიტური, ასევე მექანიკური მომენტები. მრ-ი მუდმივ მაგნიტურ ველში მოთავსებული ნივთიერების მიერ ცვლადი ელექტრომაგნიტური ველის ენერგიის შერჩევითი (რეზონანსული) შთანთქმაა. მრ-ს განაპირობებს ელექტრონების ან ატომთა ბირთვების მაგნიტური მომენტების ორიენტაციის ცვლილება მუდმივი მაგნიტური ველის მიმართულების მიმართ. განასხვავებენ ბირთვულ მაგნიტურ რეზონანსს, ელექტრონულ პარამაგნიტურ რეზონანსს, ფერომაგნიტურ რეზონანსს.

ბირთვული მაგნიტური რეზონანსი (ბმრ) — რადიოტალღების რეზონანსული შთანთქმაა. მას განაპირობებს იმ ენერგეტიკულ დონეებს შორის გადასვლები, რომლებიც წარმოიქმნება ბირთვების მაგნიტური მომენტების ურთიერთქმედების შედეგად მუდმივ მაგნიტურ ველთან. ბმრ-ის ხაზი განივრდება ბირთვების ერთმანეთთან ურთიერთქმედების შედეგად (ბმრ-ის სპექტრი). მყარ სხეულებში ბმრ-ის სპექტრის არსებობას ძირითადად განაპირობებს ბირთვების მაგნიტური დიპოლური მომენტების პირდაპირი ურთიერთქმედება.

ბმრ-ი ელექტრომაგნიტური ენერგიის რეზონანსული შთანთქმაა მყარი, თხევადი და აირისებრი ნივთიერებების მიერ, რაც გამოწვეულია ატომთა ბირთვების მაგნეტიზმით. ცნობილია, რომ ბირთვს, რომელიც შეიცავს პროტონების ან ნეიტრონების კენტ რიცხვს, აქვს ნულისაგან განსხვავებული იმპულსის მომენტი (სპინი) და მასთან დაკავშირებული მაგნიტური დიპოლური მომენტი. მუდმივ H_0 მაგნიტურ ველში ასეთი

ბირთვების მოთავსებისას მათი მაგნიტური მომენტი იწყებს პრეცესიას (ბრუნვას) მაგნიტური ველის მიმართულების გარშემო ე.წ. ლარმორის ω_0 სიხშირით, რომელიც მაგნიტური ველის პროპორციულია $\omega_0 = \gamma H_0$. პროპორციულობის γ კოეფიციენტს გირომაგნიტური ფარდობა ეწოდება. მისი სიდიდე ბირთვის გვარობაზეა დამოკიდებული. თუ მუდმივ H_0 მაგნიტურ ველთან ერთად მის პერპენდიკულარულ სიბრტყეში ბირთვების სისტემას მოვდებთ მაღალი სიხშირის ცვლად მაგნიტურ ველს, მაშინ ამ ველის სიხშირისა და ლარმორის სიხშირის ტოლობისას ადგილი ექნება მაღალი სიხშირის ველის ენერგიის მკვეთრ შთანთქმას. შთანთქმის ხაზის $\Delta\omega$ სიგანე ძალზე მცირეა, განსაკუთრებით სითხეებში მოლეკულების სწრაფი მოძრაობისა და ბრუნვის გამო. ერთის მხრივ, მოლეკულური რეორიენტაციის მახასიათებელი დრო არაბლანტ სითხეებში შეადგენს $(10^{-10}-10^{-11})$ წმ-ს, რომელიც ბევრად ნაკლებია მყარი სხეულის დიპოლური ხაზის სიგანის შებრუნებული სიდიდის. მეორეს მხრივ, იზოტროპული მოლეკულური მოძრაობით გასაშუალებული სეკულარული დიპოლური ველი ნულის ტოლია. ეს წარმოადგენს მიზეზს იმისა, რომ ხაზის სიგანე სითხეებსა და გაზებში ასეთი ვიწროა. სითხეებში ხაზის სიგანე ჩვეულებრივ (0,1–1) ჰც-ია, მაშინ როდესაც მყარი სხეულებისათვის 40 კჰც რიგისაა.

განვიხილოთ ორი შემთხვევა: ა) ელექტრონულ გარსს გააჩნია მომენტი (პარამაგნიტური სხეულები) და ბ) ელექტრონულ გარსს არ გააჩნია მაგნიტური მომენტი, სამაგიეროდ ბირთვს გააჩნია მაგნიტური მომენტი (დიამაგნიტური სხეულები). პირველ შემთხვევაში საქმე გვაქვს პარამაგნიტურ რეზონანსთან, მეორე შემთხვევაში ბირთვულ მაგნიტურ რეზონანსთან.

ვთქვათ, ატომს გააჩნია სრული მექანიკური მომენტი $\vec{j}(\vec{j}=\vec{L}+\vec{S}$ ორბიტალური და სპინ მომენტების ჯამი). დავუშვათ, რომ ნიმუში მოთავსებულია გარეშე მაგნიტურ ველში, რომელიც OZ ღერძის პარალელურია, მაშინ თანახმად კვანტური მექანიკისა, მაგნიტურ მომენტს ამ ღერძის მიმართ ექნება დისკრეტული ორიენტაციები, რომლებსაც ეთანადებიან OZ ღერძზე მომენტის გეგმილის შემდეგი მნიშვნელობები

$$j_z = m\hbar, \qquad -j \le m \le j,$$

სადაც, m მაგნიტური კვანტური რიცხვია, რომელიც ღებულობს დისკრეტულ მნიშვნელობებს. როდესაც მაგნიტური ველი არა გვაქვს, მაშინ OZ ღერძის მიმართ j ვექტორის ყველა ორიენტაციებს აქვს ერთნაირი ალბათობა. კვანტური მექანიკის ენით რომ ვთქვათ, ატომის j მდგომარეობა არის $(2j+1)$ ჯერადად გადაგვარებული. გარეშე მაგნიტური ველი H_0 ამ გადაგვარებას მოხსნის, რის შედეგად მიიღება $(2j+1)$ დისკრეტული დონე რომლებსაც ზეემანის დონეებს (ზეემანის გახლეჩვას) უწოდებენ. ზეემანის დონეების შესაბამისი ენერგია მოიცემა ფორმულით

$$E_m = mg\beta H_0 \qquad -J \le m \le j,$$

სადაც, $\beta = \dfrac{e\hbar}{2\mu c}$ ბორის მაგნეტონია,

ხოლო $g = 1 + \dfrac{j(j+1)+s(s+1)-l(l+1)}{2j(j+1)}$ – ლანდეს მამრავლი.

(სადაც l, s და j ატომის ორბიტული, სპინური და სრული მოძრაობის მომენტის განმსაზღვრელი კვანტური რიცხვებია).

ზეემანის მეზობელ დონეებს შორის მანძილი

$$E_{m+1} - E_m = g\beta H_0,$$

არ არის დამოკიდებული m-ზე ე.ი. ზეემანის დონეები ტოლი მანძილით არიან დაშორებული ერთმანეთისაგან. შემოვიტანოთ სიხშირე ω_0 შემდეგი სახით

$\hbar\omega_0 = g\beta H_0$, $\omega_0 = \frac{g\beta}{\hbar} H_0 = \gamma H_0$. სადაც $\gamma = \frac{g\beta}{\hbar} = \frac{g\beta j}{\hbar j} = \frac{\mu}{\hbar j}$ არის მაგნიტური მომენტის ფარდობა მექანიკურ მომენტთან ($\hbar j$), მას გირომაგნიტურ ფარდობას უწოდებენ. ბორის მაგნეტონი მნიშვნელში შეიცავს მასას, ამიტომ ბირთვის შემთხვევაში ბორის მაგნეტონი დაახლოებით 1000-ჯერ ნაკლებია, ვიდრე ბორის მაგნეტონი გარსისათვის. შესაბამისად ამისა, ბირთვისათვის γ სამი რიგით ნაკლებია, ვიდრე გარსისათვის ($\gamma \sim 10^4$, $\gamma \sim 10^7$).

ω_0-ს რეზონანსულ სიხშირეს უწოდებენ, რამდენადაც ეს სიხშირე ანალოგიურია ატომური სპექტრების მახასიათებელი სიხშირის, მდებარეობს ჩვეულებრივ მაღალსიხშირეების (ბირთვული სპინებისათვის) და ზემაღალსიხშირეების (ელექტრონული სპინებისათვის) არეებში. ე.ი. ბირთვის შემთხვევაში რადიოტალღების არეშია, გარსისათვის კი – მიკროტალღების (სანტიმეტრიანი) ტალღების არეში.

მაგნიტური ველის მართობი მიმართულებით მოვდოთ წრფივად დაპოლარებული ცვალებადი მაგნიტური ველი $H_x = H_1 \cos\omega t$, ამასთან $H_1 \ll H_0$. გავარკვიოთ რა ცვლილებას გამოიწვევს ასეთი ცვალებადი მაგნიტური ველის დამატება. უპირველეს ყოვლისა, განვიხილოთ კლასიკური სურათი: ელექტროდინამიკიდან ცნობილია, რომ მაგნიტურ მომენტზე $\vec{\mu}$ (ანდა $\vec{j}$) მოქმედებს მაბრუნებელი მომენტი $\left[\vec{\mu}\times\vec{H}_0\right]$, რომელიც გვაძლევს $\vec{\mu}$ ვექტორის პრეცესიას $\vec{H}_0$-ის გარშემო $\omega_0 < \gamma H_0$ სიხშირით. იმისათვის რომ გავარკვიოთ თუ რა გავლენას

ახდენს აღნიშნულ პრეცესიაზე წრფივად დაპოლარებული H_x ველი, უკანასკნელი წარმოვიდგინოთ როგორც წრიულად დაპოლარებული ორი ველების ჯამი, რომლებიც ბრუნავენ ω სიხშირით ერთმანეთის საწინააღმდეგო მიმართულებით. ჯერ განვიხილოთ წრიულად დაპოლარებული ველი, რომელიც ბრუნავს $\vec{\mu}$ ვექტორის პრეცესიის საწინააღმდეგო მიმართულებით. ამასთან ერთად დავუშვათ, რომ $\omega \neq \omega_0$ ამ შემთხვევაში დროის რომელიმე მომენტში ეს ორი რხევა აღმოჩნდება ერთნაირ ფაზებში, რადგანაც $\omega \neq \omega_0$ რომელიმე მომენტში მათი ფაზები გახდება განსხვავებული π-ით. შემდეგ ორივე ფაზებში აღმოჩნდება და ა.შ. ამრიგად, ეს რხევები ერთ მომენტში ერთმანეთს გააძლიერებენ, მეორე მომენტში ერთმანეთს შეასუსტებენ და ა.შ. და რადგანაც აღნიშნული პრეცესია მიმდინარეობს ძალიან დიდი სიჩქარით ω საშუალო ეფექტი ნულის ტოლი იქნება. იგივე შედეგი მიიღება იმ შემთხვევაში, როდესაც ω_0 სიხშირით პრეცესირებად $\vec{\mu}$ ვექტორთან იკრიბება იმავე მიმართულებით მბრუნავი წრიულად დაპოლარებული ველი. როდესაც $\omega = \omega_0$, მაშინ პრეცესიის საწინააღმდეგო მიმართულებით მბრუნავი წრიული ველი ეფექტს არ იძლევა, სამაგიეროდ პრეცესიის მიმართულებით მბრუნავი ყოველთვის ფაზაში იქნება. ამიტომ თუ რომელიმე მომენტში ისინი ერთმანეთს აძლიერებენ (ე.ი. იმყოფებიან ფაზებში), შემდეგშიც ეს მდგომარეობა უცვლელი დარჩება. შედეგად ამისა მიიღება $\vec{\mu}$ მომენტის პერფორიენტაცია, რომელსაც ეთანადება ენერგიის შთანთქმა ცვალებადი მაგნიტური წყაროდან. ამ შთანთქმას ეწოდება რეზონანსული შთანთქმა.

უფრო მარტივია კვანტური სურათი: კვანტური მექანიკიდან ცნობილია, რომ ცვალებადი ელექტრომაგნიტური ველი ამ შემთხვევაში წრიულად დაპოლარებული ველი $H_x = H_1 \cos\omega t$, შეიძლება

წარმოვიდგინოთ როგორც $\hbar\omega$ ენერგიის კვანტების ერთობლიობა, როდესაც კვანტის ენერგია გაუტოლდება ზეემანის მეზობელ დონეებს შორის მანძილს, ე.ი. $\hbar\omega = \hbar\omega_0$ ანდა $\omega = \omega_0$, ადგილი ექნება ზეემანის დონეებს შორის გადასვლებს (შთანთქმა ან გამოსხივება).

გადასვლები გამოწვეულია მაგნიტური მომენტისა და ცვალებადი H_x ველის ურთიერთქმედებით. მაგნიტო-დიპოლური გადასვლები, რომელიც ემორჩილება შერჩევის წესს $\Delta m = 0, \pm 1$ გვაძლევს გადასვლებს ზეემანის მეზობელ დონეებს შორის $m \to m+1$ და $m \to m-1$.

დიპოლის მაგნიტური ენერგია გარეშე H_x ველში არის μH_x. ეს უკანასკნელი შეიძლება განვიხილოთ როგორც შეშფოთების ენერგია, რომელიც პასუხისმგებელია ზემოდ აღნიშნული გადასვლებისა ზეემანის მეზობელ დონეებს შორის. გადასვლის მატრიცული ელემენტები ნულისაგან განსხვავებულია ცვალებადი ველის იმ კომპონენტის მიმართ, რომელიც მართობია $\vec{H}_0$ ველისა, რომელიც გვაძლევს ზეემანის გახლეჩვას. სწორედ ამის გამო ავიღეთ ცვალებადი მაგნიტური ველი H_x, რომელიც H_0-ის მართობია.

ვთქვათ, რეზონანსული ცდა ტარდება ბირთვების ერთობლიობაზე (ბმრ). თუ ბირთვის მომენტი $I = 1/2$, მაშინ $H = H_z$ ველში მიიღება ზეემანის ორი დონე. ერთს ეთანადება სპინი, რომელიც პარალელურია H_0-ის, მეორეს H_0-ის ანტიპარალელური სპინი. მოვდოთ რეზონანსული სიხშირის ცვალებადი ველი H_z-ის მართობულად. ეს უკანასკნელი გამოიწვევს აღნიშნულ დონეებს შორის გადასვლებს. ამ დროს მიიღება ერთი სპექტრალური ხაზი, რომელსაც გარკვეული სიგანე გააჩნია. ეს გარემოება აიხსნება შემდეგნაირად. ყოველ ბირთვზე მოქმედებს სრული ველი გარეშე H_0 დამატებული ლოკალური $H_{lok} \sim \frac{\mu}{a^3}$, რომელიც იქმნება მეზობელი ბირთვების მიერ. H_0-ის მიმართ

სხვადასხვა ბირთვების მიერ შექმნილ ველს აქვს სხვადასხვა ორიენტაცია ამიტომ $H_0 + H_{lok}$ სიდიდე იცვლება ერთი ბირთვიდან მეორეზე გადასვლის დროს და რადგანაც ცდას ვაწარმოებთ არა ერთ ბირთვზე, არამედ ბირთვების სისტემაზე რეზონანსის პირობა იქნება

$$H_0 + H_{lok} = \frac{\omega_0}{\gamma}.$$

პირველი რეზონანსული ცდა ელექტრონულ გარსზე (ეპრ) გაკეთებული იყო 1944 წელს ზავოისკის მიერ, ხოლო მაგნიტური რეზონანსი ბირთვებზე (ბმრ) – პერსელისა და ბლოხის მიერ 1946 წელს. ბმრ-ი მოლეკულების ნაკადში პირველად განახორციელა რაბიმ (1938). კონდენსირებულ ნივთიერებაში ბმრ-ის მოვლენა ერთმანეთისგან დამოუკიდებლად აღმოაჩინეს პარსელმა და ბლოხმა თანამშრომლებთან ერთად 1946 წ. ამ აღმოჩენისთვის პარსელსა და ბლოხს ნობელის პრემია მიეკუთვნათ (1952). 1948 წელს ბლომბერგენის, პარსელის და პაუნდის მიერ შეიქმნა მაგნიტური რეზონანსის გაჯერების თეორია. დიდი დროის განმავლობაში ეგონათ, რომ ბპპ (ბლომბერგენ-პარსელ-პაუნდის) თეორია აღწერდა მაგნიტური რეზონანსის გაჯერების მოვლენას არა მარტო სითხეებისთვის, არამედ მყარი სხეულებისათვის. მაგრამ 1955 წელს რედფილდმა აჩვენა, რომ მოსაზრება რომელზედაც დაფუძნებულია ბპპ არ სრულდება მყარი სხეულების სივრცულად ფიქსირებული სპინებისათვის და დიპოლური ურთიერთქმედებით გაგანიერებული ხაზებისათვის (მკაცრი დიპოლური მესერი). იმავე ნაშრომში რედფილდმა შექმნა რეზონანსის ძლიერად გაჯერების თეორია მყარი სხეულებისათვის, რომელიც სამართლიანია შემთხვევებისთვის $H_1 >> H_{lok}$. (H_{lok} - ერთგვაროვანი ხაზის სიგანის რიგისაა). 1961 წელს პროვოტოროვმა შექმნა რეზონანსის შუალედური გაჯერების თეორია შემთხვევებისათვის $H_1 << H_{lok}$.

მრ-ს ფართოდ იყენებენ მეცნიერებასა და ტექნიკაში, მისი მეშვეობით დიდი სიზუსტით ზომავენ მაგნიტური მომენტის სიდიდეს. ადგენენ ნივთიერების სტრუქტურას. მას იყენებენ აგრეთვე მაგნიტური ველის ისეთი სიზუსტით გაზომვისა და სტაბილიზაციისათვის, რაც სხვა მეთოდებით მიუღწეველია. მრ-ის ინტენსიური გამოყენების ერთ-ერთი მიზეზი ისაა, რომ ფიზიკის ზოგიერთი დარგი მოითხოვს პროცესებზე ატომური დონის ინფორმაციის მოპოვებას, რაც სხვა მეთოდებით შეუძლებელია. ამ მეთოდის გამოყენების მაღალი სიზუსტე საშუალებას იძლევა ექსპერიმენტატორისათვის ხელმისაწვდომი გახდოს "ახალი ინფორმაცია".

ყველა სხვა დანარჩენ სპექტროსკოპიის სახეებთან ერთად მრ-ი კერძოდ ბმრ-ი კვლევის განსაკუთრებული დარგია და გზას უხსნის რადიოსპექტროსკოპიის შემდგომ განვითარებას. როგორც წესი, კარგად გადაწყვეტილი სპექტრები იძლევიან ბევრ საინტერესო ინფორმაციას ნიმუშზე ან კვლევის ობიექტზე.

ეპრ-ის, ბმრ-ის და ბირთვული დინამიური პოლარიზაციის (ბდპ) მეთოდების განვითარებაში საერთაშორისო დონის შედეგები მიიღეს ქართველმა ფიზიკოსებმა: ლ. ბუიშვილმა, გ. ხუციშვილმა და თ. სანაძემ [1,2].

ბდპ-ს მნიშვნელოვანი ადგილი უკავია არა მარტო კვანტურ რადიოფიზიკაში, არამედ საერთოდ ფიზიკაში თავისი გამოყენებადი შესაძლებლობებით. ბდპ-ის მექანიზმის გამოკვლევა და მისი გამოყენება იძლევა ვრცელ ინფორმაციას ელექტრონული და ბირთვული სპინური სისტემების ურთიერთქმედებისა ერთმანეთთან და კრისტალურ მესერთან.

ნაშრომის ზოგადი დახასიათება

<u>თემის აქტუალობა</u>. სადისერტაციო ნაშრომი ეძღვნება ელექტრონული დიამაგნეტიკების და მაგნიტურად მოწესრიგებული ნიმუშების ბირთვული სპინური სისტემების (ბსს) მაგნიტური რეზონანსული (მრ) თვისებების შესწავლას ზედაბალ სპინურ (მილიკელვინის 10^{-3} K რიგის) ტემპერატურებზე.

მაგნიტური რეზონანსის თეორია კარგადაა შესწავლილი მაღალტემპერატურულ არეში [3,4,5], ამავე დროს ექსპერიმენტებმა ისეთი ტემპერატურების არეში გადაინაცვლა, სადაც მაღალტემპერატურული მიახლოება არაა სამართლიანი. მაგნიტური რეზონანსის თეორია დაბალ სპინურ ტემპერატურებზე განვითარების სტადიაშია. ზედაბალტემპერატურული რეჟიმების შესწავლა ახლახანს მოხერხდა და ამდენად მასთან დაკავშირებული თეორიული კვლევებიც აქტუალური გახდა. ზედაბალტემპერატურული რეჟიმი მკვეთრად განსხვავდება მაღალტემპერატურულისაგან როგორც აღმოჩნდა, სპინ-სისტემები დაბალ ტემპერატურებზე აღიწერება არაწრფივი განტოლებებით. სპინური სისტემის შესაბამისი არაწრფივი განტოლებების ზუსტად ამოხსნა თითქმის არასოდეს ხერხდება და ამიტომ გამოიყენება სხვადასხვა მიახლოებითი მეთოდი. მოცემულ ნაშრომში ჩვენ განვიხილავთ კერძო შემთხვევებს, როდესაც აღნიშნული არაწრფივობა წარმოიქმნება, მაგრამ ამოცანა ამოიხსნება ბოლომდე.

<u>პრობლემის მიმოხილვა და კვლევის ამოცანების დასმა.</u>
უკანასკნელ წლებში ბსს-ის დინამიკის ექსპერიმენტულად შესწავლამ დაბალტემპერატურებზე ინტენსიური ხასიათი მიიღო. რის შედეგადაც ინტერესი ამ საკითხებისადმი გაიზარდა და საჭირო გახდა ამ დარგის თეორიული განვითარება. დისერტაციის კვლევის ძირითად პრობლემას წარმოადგენს ბსს-ის პოლარიზაციის დინამიკის თეორიული გამოკვლევა არაწრფივი ეფექტების --- რეზონანსული სიხშირის დინამიური წანაცვლების (სდწ) და ხაზის ფორმის პოლარიზაციაზე დამოკიდებულების გათვალისწინებით.

როგორც ცნობილია, მაგნიტური რეზონანსის გაჯერება მაღალტემპერატურულ ზღვარში აღიწერება პროვოტოროვის განტოლებებით [3]. არაწონასწორული სტატისტიკური ოპერატორის აგების [6] და ბოგოლუბოვ-მიტროპოლსკის გასაშუალების მეთოდებით [7,8] ეს საკითხები დეტალურად შესწავლილია მაღალტემპერატურულ არეში [4,5,9]. ამჟამად კვლევების მიმართულებამ დაბალტემპერატურებზე გადაინაცვლა [10], რაც ბუნებრივია და გამართლებული.

კერძო ამოცანებში არაწრფივობის გამოვლენის ეფექტების თეორიულ შესწავლას ეხება მოცემული ნაშრომი. დისერტაციის ძირითადი შინაარსი დაკავშირებულია მყარი სხეულის ბსს-ის არაწრფივი არასტაციონარული დინამიკის შესწავლასთან, როცა დროის შუალედები, რომლებზეც იხილება სპინური სისტემის ყოფაქცევა, ნაკლებია სპინ-მესერული რელაქსაციის დროზე (ადიაბატური შემთხვევა). დადგენილია ბსს-ის პოლარიზაციის სტაციონარული მნიშვნელობის დამყარების კანონი დიამაგნიტურ და მაგნიტურად მოწესრიგებულ ნიმუშებში.

განხილულია აგრეთვე ბსს-ის ყოფაქცევა პერპენდიკულარულ და პარალელურ მაგნიტურ ველებში. ბოგოლუბოვ-მიტროპოლსკის

გასაშუალების მეთოდით გამოთვლილია ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლება ჩვეულებრივ და მბრუნავ-კოორდინატთა სისტემებში.

ამ საკითხების შესწავლა მნიშვნელოვანია არაწრფივი სპინური სისტემის თვისებების კვლევებისათვის, მაგნიტური მოვლენების ფიზიკის განვითარებისათვის და განაპირობებს ბმრ-ის ბუნების კვლევის სრულყოფილი მეთოდების შექმნის აუცილებლობას.

ნაშრომის პრაქტიკული და სამეცნიერო ღირებულება. დისერტაციის ზოგიერთი შედეგი შეიძლება დამზერილ იქნას ექსპერიმენტულად, რაც საშუალებას იძლევა შევამოწმოთ გამოყენებული თეორიული მეთოდების გამოსადეგობა ექსპერიმენტულ შედეგებთან შედარების გზით, რაც უდავოდ ხელს შეუწყობს ზედაბალტემპერატურულ ექსპერიმენტულ კვლევებს ამ დარგში.

ავტორის პირადი წვლილი შესრულებულ ნაშრომში: ღებულობდა მონაწილეობას ამოცანის დასმაში, პირადად ჩაატარა გამოთვლები და თანაავტორებთან ერთად გაიაზრა მიღებული შედეგები.

სადისერტაციო ნაშრომის სტრუქტურა და მოცულობა. სადისერტაციო ნაშრომი შედგება შესავლის, სამი თავის, დასკვნის, დაცვაზე გამოსატანი ძირითადი დებულებისა, დანართის და ციტირებული ლიტერატურისგან. სამუშაო შეიცავს კომპიუტერზე აკრეფილ 55 გვერდს და 36 დასახელების ბიბლიოგრაფიას.

დისერტაციის მოკლე შინაარსი

შესავალში დასაბუთებულია თემის აქტუალობა, ჩამოყალიბებულია ნაშრომის ძირითადი მიზნები და მათ გადასაჭრელად დასახული ამოცანები. განსაზღვრულია ნაშრომის მეცნიერული სიახლე და პრაქტიკული ღირებულება, ჩამოყალიბებულია დასაცავად გამოტანილი ძირითადი დებულებები.

პირველ თავში შესწავლილია ელექტრონული დიამაგნეტიკების და მაგნიტურად მოწესრიგებული ნიმუშების ბსს-ის არაწრფივი დინამიკა დაბალ სპინურ ტემპერატურებზე. განხილულია არასტაციონარული და სტაციონარული რეჟიმები. ნაჩვენებია, რომ არაწრფივობა ასუსტებს გაჯერების ეფექტებს, რაც შეიძლება დამზერილ იქნას იმპულსური (სპინური ექო) და სტაციონარული ექსპერიმენტების დროს. არსებითი სიდიდის $\alpha p > \frac{1}{T_2}$ არაწრფივობის პირობებში შესაძლებელია სხვადასხვა სტაციონარული მდგომარეობის არსებობა, მათ შორის მდგრადებიც. ნაპოვნია არატრივიალური სტაციონარული ამოხსნები.

მეორე თავში ბსს-ის არაწრფივი დინამიკის კერძო რეზონანსული შემთხვევაა განხილული. შესწავლილია ბსს-ის დროითი დინამიკა ორივე რეჟიმში.

მესამე თავში შესწავლილია პრეცესიის სიხშირის ცვლილება. როგორც ცნობილია, მყარ სხეულებში რეზონანსის ხაზი გაგანიერებულია, რის გამოც ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლება ძნელად დაიმზირება. მაგრამ ნიმუშზე თუ მოვდებთ მაგიური $\left(\arccos\frac{1}{\sqrt{3}}\right)$ კუთხით მაგნიტურ ველს, მაშინ მუდმივის პარალელურ ველს ექნება ვიწრო რეზონანსული ხაზი და ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლების დაკვირვებაც გაუმჯობესდება.

<u>სადისერტაციო ნაშრომის აპრობაცია</u>. დისერტაციაში მიღებული ძირითადი შედეგები მოხსენებულ იქნა: საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ე. ლ. ანდრონიკაშვილის სახელობის ფიზიკის ინსტიტუტის მაგნიტურ მოვლენათა ფიზიკის განყოფილების და ივ. ჯავახიშვილის სახ. სახელმწიფო უნივერსიტეტის რადიოფიზიკის კათედრის სემინარებზე.

<u>პუბლიკაციები</u>. სადისერტაციო ნაშრომის კვლევის ძირითადი შედეგები გამოქვეყნებულია საერთაშორისო რეიტინგის (იმპაქტ-ფაქტორის) მქონე ჟურნალებში – სამი ნაშრომი.

თავი I. ბირთვული სპინური სისტემის დინამიკა დაბალ სპინურ ტემპერატურებზე [11]

შესავალი

სადისერტაციო ნაშრომი ეძღვნება მყარი სხეულების ბირთვული სპინური სისტემების რეზონანსული თვისებების შესწავლას დაბალ სპინურ ტემპერატურებზე [12]. ამ საკითხების გამოკვლევა შესაძლებელია სპინური ტემპერატურებისათვის უნივერსალური განტოლებათა სისტემის გამოყენებით [10], რომლებიც აღწერენ დიპოლური ბირთვული სპინური სისტემის დინამიკას ნებისმიერ ტემპერატურებზე. უნდა აღინიშნოს რომ ამ ნაშრომში კირკვუდის [13] მიერ დამუშავებული "შეზღუდული კვალის მიახლოების" მეთოდის განზოგადებით — ორ სპინურ ტემპერატურაზე მათ პირველად შეძლეს ტემპერატურების შუალედური არის განხილვა.

ბსს-ის უნივერსალური განტოლებები შეიძლება განცალებულ იქნას 1) ზუსტი რეზონანსისა და 2) მაღალი დიპოლური ტემპერატურებისა და წონასწორობიდან მცირე გადახრების შემთხვევაში [10].

მაღალტემპერატურებზე სპინური სისტემების რეზონანსული თვისებები კარგადაა ცნობილი და აღიწერება ორტემპერატურული მოდელით — ზეემანის და დიპოლური ქვესისტემებით, რომლებსაც განსხვავებული სპინური ტემპერატურები შეესაბამება. ურთიერთკონტაქტი ამ ორ ქვესისტემას შორის ხორციელდება სუსტი გამაჯერებელი რეზონანსული ველით, რომელიც იწვევს თერმოდინამიკური წონასწორობის დამყარებას (ოსცილირებადი ველის სიხშირით) მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში (მკს). ესაა ე.წ. კვაზი წონასწორული რეჟიმი, რომელიც მაღალტემპერატურულ

ზღვარში ცნობილი პროვოტოროვის განტოლებებით [3] აღიწერება. ეს განტოლებები [3] შეიძლება მიღებულ იქნას ზუბარევის არაწონასწორული სტატისტიკური ოპერატორის მეთოდითაც [14].

მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში ზეემანის H_z და დიპოლური H_d ენერგიები შუალედური გაჯერების პირობებში $H_1 << H_{lok}$, $s \equiv \omega_1^2 T_1 T_2 > 1$ განიხილება როგორც მოძრაობის კვაზიინტეგრალები [15] პარამეტრებით β_z და β_d შესაბამისად. მაღალტემპერატურულ ზღვარში β_z და β_d შესაძლებელია განვიხილოთ როგორც ქვესისტემების შებრუნებული ტემპერატურები (ენერგეტიკულ ერთეულებში), რადგან ზეემანის და დიპოლური ენერგიები ამ მიახლოებაში დამოკიდებულნი არიან სხვადასხვა კოლექტიურ ცვლადებზე. დაბალტემპერატურულ მიახლოებაში H_z და H_d, იმის მიუხედავად რომ კომუტირებენ ერთმანეთთან არ არიან სტატისტიკურად დამოუკიდებელნი [16].

დაბალტემპერატურებზე სპინური სისტემა შეიძლება დავახასიათოთ შებრუნებული სპინური ტემპერატურით β და ქიმიური პოტენციალით μ, რომლებიც მოძრაობის კვაზიინტეგრალების სპინური სისტემის სრული ენერგიის და სრული სპინის [15] შეუღლებულია. ასე რომ კვაზიწონასწორული სიმკვრივის მატრიცა შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით [15,17].

$$\rho_q = Z_q^{-1} e^{-\beta(H_z+H_d+\mu I_z)}, \qquad Z_q = Tr\left\{e^{-\beta(H_z+H_d+\mu I_z)}\right\} \qquad (I.1)$$

სადაც H_z და H_d ზეემანის ჰამილტონიანი და დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედების ჰამილტონიანის სეკულარული ნაწილია შესაბამისად, ხოლო I_z სპინური სისტემის სრული სპინის ოპერატორის z მდგენელი. თუ გავითვალისწინებთ კვაზი

ინტეგრალებს შორის წრფივ დამოკიდებულებას, კვაზი წონასწორული სიმკვრივის მატრიცა შეიძლება გადაიწეროს ასეთი სახით:

$$\rho_q = Z_q^{-1} e^{-(\beta_z H_z + \beta_d H_d)} \quad , \quad Z_q = Tr\left\{e^{-(\beta_z H_z + \beta_d H_d)}\right\} \qquad (I.2)$$

სადაც β_z, β_d, β და μ ნელად ცვლადი პარამეტრებია და წრფივად არიან დაკავშირებულნი:

$$\beta_d = \beta \quad , \quad \beta_z = \beta\left(1 + \frac{\mu}{\omega_0}\right),$$

სადაც იგულისხმება, რომ $\hbar = 1$; ე.ი. კვაზი წონასწორული სიმკვრივის მატრიცა ისევე შეგვიძლია ჩავწეროთ, როგორც მაღალტემპერატურულ ზღვარში, რათა მივიღოთ უნივერსალური განტოლებები, რომლებიც აღწერენ სპინ სისტემის დინამიკას ორივე როგორც მაღალ ასევე დაბალტემპერატურულ შემთხვევებში.

დავუშვათ, ბსს (სპინით $I = 1/2$) თერმოდინამიკურ წონასწორობაშია მესერთან და მოთავსებულია ძლიერ სტატიკურ H_0 ($H_0 >> H_{lok}$) მაგნიტურ ველში, რომელიც მიმართულია Z ღერძის გასწვრივ. ჰამილტონიანის სეკულარულ ნაწილს აქვს შემდეგი სახე:

$$H_0 = -\omega_0 I_z + H_d , \qquad (I.3)$$

სადაც $\omega_0 = \gamma H_0$ ($\hbar = k_B = 1$) , γ – გირომაგნიტური ფარდობაა. H_d დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედების სეკულარული ნაწილია.

$$H_d = \sum_{ij} A_{ij}(2I_i^z I_j^z - I_i^+ I_j^-) \quad , \quad A_{ij} = \frac{\gamma^2}{4r_{ij}^3}(1 - 3\cos^2\theta_{ij}) \ ,$$

$\vec{I} = \sum_i^N \vec{I}_i$, $I_i^{\pm} = I_i^x \pm i I_i^y$, N სპინების რაოდენობაა მესერში, $\vec{I}_i$ – მესერის i-ური კვანძის სპინის ოპერატორი, $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ i-ური და j-ური სპინების რადიუსვექტორებია შესაბამისად, θ_{ij} კუთხეა $\vec{r}_{ij}$-სა და Z ღერძს შორის. როდესაც X ღერძის გასწვრივ

მოვდებთ სუსტ რხ-ის ოსცილირებად მაგნიტურ ველს სიხშირით ω, ბსხ-ის ჰამილტონიანს მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში ექნება ასეთი სახე:

$$H^{rot} = H_0^{rot} + \frac{\omega_1}{2}\left(I^+ + I^-\right), \qquad H_0^{rot} = H_z + H_d, \qquad H_z = -\Delta I_z \qquad (I.4)$$

$\Delta = \omega_0 - \omega$ რეზონანსზე აწყობაა, $\omega_1 = \gamma H_1$ რხ-ის ველის ამპლიტუდაა სიხშირის ერთეულებში. ოპერატორები H_z და H_d შეიძლება განვიხილოთ, როგორც მოძრაობის კვაზი ინტეგრალები, ამიტომ კვაზიწონასწორული სიმკვრივის მატრიცა (მბრუნავ სისტემაში) შეიძლება ჩაიწეროს როგორც [15]

$$\rho_q = Z_q^{-1} e^{-(\beta_z H_z + \beta_d H_d)} \quad , \qquad Z_q = Tr e^{-(\beta_z H_z + \beta_d H_d)} \qquad (I.5)$$

რადგანაც ρ_q არ აკმაყოფილებს ლიუვილის განტოლებას იგი არ აღწერს სპინური სისტემის ევოლუციას დროში, ამიტომ ზუბარევმა [14] განავითარა არაწონასწორული სტატისტიკური ოპერატორის აგების ρ-ს მეთოდი, რომლის მიხედვით ρ დამოკიდებულია სპინური სისტემის კვაზი ინტეგრალებზე შემდეგი სახით:

$$\rho = Z^{-1} \cdot \exp\left\{-\beta_z H_z - \beta_d H_d - (\beta_d - \beta_z)\int_{-\infty}^{0} e^{\varepsilon t} K(t) dt\right\}.$$

$$Z = Tr\left\{\exp\left[-\beta_z H_z - \beta_d H_d - (\beta_d - \beta_z)\int_{-\infty}^{0} e^{\varepsilon t} K(t) dt\right]\right\}, \qquad (I.6)$$

სადაც K ზეემანის ენერგიის ნაკადია [18]

$$K = \frac{d}{dt} H_z = i\left[H^{rot}, H_z\right] = i\Delta\frac{\omega_1}{2}(I^- - I^+), \qquad K(t) = e^{iH_0^{rot} t} \cdot K \cdot e^{-iH_0^{rot} t}, \qquad (I.7)$$

და $\varepsilon \to 0$ თერმოდინამიკური ზღვრული გადასვლის შემდეგ $\left(N \to \infty, \quad V \to \infty, \quad \frac{N}{V} = const\right)$.

(I.6)-ე გამოსახულებაში უგულებელყოფილია β_z და β_d დროითი წარმოებულები, რადგანაც $\frac{d\beta_{z,d}}{dt}\sim\omega_1^2$ [18] და ურთიერთქმედება რს-ის მაგნიტურ ველთან განიხილება მცირე შეშფოთებად. აგრეთვე (I.6)-ში ითვლება, რომ სპინური სისტემა იზოლირებულია მესრისაგან, რადგან გაჯერების პროცესი უსწრებს სპინ-მესრულ რელაქსაციას [19].

(I.6) და (I.7) გამოსახულებებში გამოვიყენოთ ოპერატორის ტოლობა [20]

$$e^{-A-B}=e^{-A}\left(1-\int_0^1 e^{\lambda A}Be^{-\lambda(A+B)}d\lambda\right).$$

გამოვიყენოთ თანაფარდობა $K\sim\Delta\omega_1\ll\omega_d^2$, ჩვენ მივიღებთ ზეემანის ენერგიის ევოლუციის შემდეგ განტოლებას [18]

$$\frac{d}{dt}\langle H_z\rangle=(\beta_z-\beta_d)\int_0^1 d\lambda\int_{-\infty}^0 dt e^{\varepsilon t}\langle K(t,\lambda)\cdot K\rangle_q, \qquad (I.8)$$

სადაც

$$K(t,\lambda)=e^{\lambda(\beta_z H_z+\beta_d H_d)}\cdot K(t)\cdot e^{-\lambda(\beta_z H_z+\beta_d H_d)}, \qquad (I.9)$$

$\langle\cdots\rangle\equiv Tr\{\rho(t)\cdots\}$, $\langle\cdots\rangle_q\equiv Tr\{\rho_q(t)\cdots\}$, $\langle\cdots\rangle$ — არაწონასწორული სიმკვრივის მატრიცის კვანტურ სტატისტიკური საშუალო, ხოლო $\langle\cdots\rangle_q$ — კვაზიწონასწორული სიმკვრივის მატრიცის კვანტურ სტატისტიკური საშუალო.

თუ გავითვალისწინებთ რომ $\langle H_z\rangle=\langle H_z\rangle_q$, $\langle H_d\rangle=\langle H_d\rangle_q$, [18] და რს-ის მაგნიტური ველი მცირეა, მაშინ სპინური სისტემის ენერგიის შენახვის კანონის მეშვეობით ვღებულობთ განტოლებას:

$$\frac{d}{dt}\langle H_d\rangle_q=-\frac{d}{dt}\langle H_z\rangle_q, \qquad (I.10)$$ ეი.

ჩვენ უგულებელვყოფთ სრული ენერგიის ცვლილებას ზეემანის და

დიპოლ-დიპოლური ქვესისტემის [18] ენერგიებს შორის ცვლილებასთან შედარებით.

შემდგომი გარდაქმნების ჩატარების შედეგად საბოლოოდ მივიღებთ ბსს-ის დინამიკის ზოგად განტოლებას ბსს-ის პოლარიზაციის ნებისმიერი მნიშვნელობისათვის. (აუცილებელია, რომ რს-ის მაგნიტური ველი იყოს სუსტი).

$$\frac{d}{dt}\langle H_z\rangle_q = 2\pi\Delta\omega_1^2\cdot\tanh\left\{\Delta\left(\frac{\beta_z-\beta_d}{2}\right)\right\}\cdot g(\Delta)\cdot\langle (I^x)^2\rangle_q, \qquad \frac{d}{dt}\langle H_z\rangle_q = -\frac{d}{dt}\langle H_d\rangle_q . \quad (I.11)$$

ხაზის ფორმის ფუნქცია $g(\Delta)$ გამოისახება შემდეგი ფორმულით:

$$g(\Delta) = \frac{1}{2\pi}\cdot\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} dt\left\{\langle I^-(t)\cdot I^+\rangle_q + \langle I^+(t)\cdot I^-\rangle_q\right\}}{\langle I^-I^+\rangle_q + \langle I^+I^-\rangle_q}, \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} d\Delta\cdot g(\Delta) = 1. \quad (I.12)$$

ეს განტოლება შეიძლება გავრცელდეს დიამაგნეტიკების [12] ბირთვული სპინური სისტემის დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედების აღსაწერად, ასევე შესაძლებლობას იძლევა შევისწავლოთ მაგნიტურად მოწესრიგებული ნიმუშების ბმრ-ის გაჯერების მოვლენა მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში.

1.1. ადიაბატური ბირთვული სპინური სისტემის დინამიკა დაბალ ტემპერატურებზე [11]

ცნობილია, რომ თუ მაგნიტური მომენტების ურთიერთქმედებას აქვს შორსმოქმედების ხასიათი ($r_0 > a$, სადაც r_0 ურთიერთქმედების რადიუსია, a მესერის პარამეტრი) ე.წ. სიხშირის დინამიური წანაცვლება $\omega_0 \to \omega_0 + \omega_p$, $\omega_p = \alpha p$ [21] მცირე პოლარიზაციის ($p << 1$) დროსაც კი იწვევს ხაზის გაგანიერებას, რომელიც ვლინდება ექსპერიმენტებზე.

თუ ურთიერთქმედების რადიუსი $r_0 \sim a$, სიხშირის დინამიური წანაცვლება αp ხდება ხაზის პირველი M_1 მომენტის [22] რიგის ($\alpha p \approx M_1$) და აგანიერებს ბმრ-ის ხაზს მხოლოდ მაღალი პოლარიზაციების დროს ($1 - p << 1$), ე.ი. ძალიან დაბალ სპინურ ტემპერატურებზე.

პირველი ტიპის ურთიერთქმედების მაგალითად შეიძლება ჩავთვალოთ მაგნიტურად მოწესრიგებული ნიმუშების ბირთვულ სპინებს შორის სულ-ნაკამურას [23] ურთიერთქმედება. როდესაც $r_0 \sim 100a$ სიხშირის დინამიური წანაცვლება ვლინდება იმპულსური (სპინური ექო) [21,23] და სტაციონარული ექსპერიმენტების [24] დროს. რეზონანსის ხაზების გაჯერების აღწერისას პოლარიზაციაზე დამოკიდებულება მხედველობაში მიიღება მხოლოდ რეზონანსული სიხშირის წანაცვლებისას; ამ დროს ითვლება, რომ ხაზის სიგანე დამოკიდებული არ არის პოლარიზაციაზე მისი სიმცირის გამო; მიუხედავად ამისა ამოცანაში ჩნდება არაწრფივობა და ამ მოვლენის გამოკვლევა რთულდება და ამით უფრო საინტერესო ხდება.

სტატიაში [11] განხილულია ფერომაგნეტიკის ბირთვული სპინური სისტემის სტაციონარული მდგომარეობის წარმოქმნაზე

სიხშირის დინამიური წანაცვლების გავლენა მაღალსიხშირული მცირე ამპლიტუდის მქონე ველის მოქმედების პირობებში.

ნაჩვენებია, რომ არსებითი დინამიური წანაცვლებით $\left(\alpha p > \frac{1}{T_2}\right)$ განპირობებული არაწრფივობის პირობებში შესაძლებელია სხვადასხვა სტაციონარული მდგომარეობების არსებობა, რომელთა შორის არის მდგრადებიც. (T_2 – განივი ანუ სპინ-სპინური რელაქსაციის დრო, T_2^{-1} – ხაზის სიგანეა $10^{-4} + 10^{-5}$ ჰც რიგის სიდიდე).

საჭიროა აღინიშნოს, რომ არაწრფივი ეფექტები ვლინდება მაშინაც, როდესაც გაჯერება ხდება მცირე დროში ($t < T_2$) და ისინი შეიმჩნევა სპინური ექოს [21,23] ექსპერიმენტებზე.

მეორე ტიპის ურთიერთქმედების მაგალითად შეიძლება ჩაითვალოს ელექტრონული დიამაგნეტიკების ბირთვული სპინური სისტემა. ეს ფიზიკური სისტემა საინტერესო ობიექტია თეორიული კვლევებისათვის, რადგან ბირთვულ სპინებს შორის ურთიერთქმედებაში მხოლოდ დიპოლ-დიპოლურით შეიძლება შემოვიფარგლოთ, ხოლო სხვა დანარჩენი კი უგულებელვყოთ მათი შედარებითი სიმცირის გამო. მოცემულ შემთხვევაში ბსს-ის მაგნიტურ მომენტებს შორის ადგილი აქვს დიპოლ-დიპოლურ ურთიერთქმედებას [22]. როდესაც მაღალ პოლარიზაციებზე $(1-p \ll 1)$ ჩნდება არსებითი სიხშირის დინამიური წანაცვლება, ერთდროულად საჭიროა ყურადღება მიექცეს ხაზის სიგანის დამოკიდებულებას პოლარიზაციაზე. ეს გარემოება ართულებს ამოცანას, მაგრამ ჩვენ განვიხილავთ კერძო შემთხვევებს, როდესაც აღნიშნული არაწრფივობა წარმოიქმნება, მაგრამ ამოცანა ამოიხსნება ბოლომდე.

გაჯერების მცირე დროებისათვის $t < T_2$ აუცილებელია გავითვალისწინოთ მხოლოდ სიხშირის დინამიური წანაცვლების

დამოკიდებულება პოლარიზაციაზე. ამ დროს ხაზის სიგანის დამოკიდებულება პოლარიზაციაზე არ არის არსებითი და შეიძლება უგულებელვყოთ. მაშასადამე, ამ სიტუაციაში ელექტრონული დიამაგნეტიკების და მაგნიტურად მოწესრიგებული ნიმუშების დინამიკა "მსგავსია" და განსხვავდება მხოლოდ მათთვის დამახასიათებელი თავისებურებებით.

როდესაც $T_2 < t < T_1$ (T_1 – სიგრძივი ანუ სპინ-მესერული რელაქსაციის დრო) პოლარიზაციის ცვლილება გარკვეულ პირობებში აღიწერება განტოლებით

$$\frac{dp}{dt} = -2W(\Delta)p, \qquad \text{(I.1)}$$

სადაც $W(\Delta)$ –ზეემანის დონეებს შორის გადასვლის ალბათობაა გამოწვეული მაღალსიხშირული მასტიმულირებელი ველით, $\Delta = \omega_0 - \omega$ – რეზონანსის აშლაა, ω_0 – ლარმორის სიხშირეა, ω – მს-ი ველის სიხშირე. ცნობილია, რომ [22]

$$W(\Delta) = \frac{1}{2}\pi\omega_1^2 g(\Delta), \qquad \text{(I.2)}$$

ω_1 – მს-ი ველის ამპლიტუდაა სიხშირის ერთეულებში, $g(\Delta)$ –ხაზის ფორმის ფუნქციაა, რომელიც შეგვიძლია გამოვთვალოთ მომენტების მეთოდით [22]. მაღალ პოლარიზაციებზე $(1-p \ll 1)$ მას აქვს ლორენცის ფორმა:

$$g(\Delta) = \frac{1}{\pi}\cdot\frac{\tau_0^{-1}}{\tau_0^{-2} + (\Delta + M_1)^2}, \qquad \text{(I.3)}$$

აქ $M_1 = \alpha p$ – პირველი მომენტია, $\tau_0^{-1} = \sqrt{\pi/2}\sqrt{M_2/\mu}$, $M_2 = M_2^{(0)}(1-p^2)$ – მეორე მომენტი, $\mu = M_4/M_2^2 \gg 1$, $M_4 = (M_2^{(0)})^2(1-p^2)$ – მეოთხე მომენტი. (ითვლება, რომ $p \approx 1$).

თუ ბირთვული სპინური სისტემის პოლარიზაცია შესამჩნევად განსხვავდება ერთისგან ხაზის ფორმა არ იქნება ლორენცის და მოცემული განხილვა არასამართლიანი იქნება, ამიტომ მაღალ

პოლარიზაციებზე ჩვენ შემოვისაზღვრებით საწყისი მნიშვნელობიდან მხოლოდ პატარა გადახრებით; მეორეს მხრივ, პატარა გადახრებზე შეიძლება უგულებელვყოთ დიპოლ-დიპოლური რეზერვუარის საშუალო ენერგიის ცვლილების ზემოქმედება პოლარიზაციის ცვლილების დინამიკაზე [25,26] და მაშასადამე (I.1) გან-ბა შეიძლება ჩავთვალოთ კარგ მიახლოებად ელექტრონული დიამაგნეტიკების ბირთვული სპინური სისტემის გაჯერების აღსაწერად. (აქ სიმარტივისთვის შემოვისაზღვროთ შემთხვევით, როდესაც ბირთვული სპინური სისტემის პოლარიზაცია დადებითია. ქვემოთ გამოყვანილი განზოგადება პოლარიზაციის უარყოფითი მნიშვნელობებისათვის არ ქმნის არავითარ სირთულეს).

შევიტანოთ (I.2) და (I.3) (I.1)-ში, მივიღებთ

$$\frac{dp}{dt}=-\omega_1^2\frac{\tau_0^{-1}}{\tau_0^{-2}+(\Delta+M_1)^2}p. \qquad (I.4)$$

განვსაზღვროთ $\tau_2^{-1}=\sqrt{2\pi M_2^{(0)}}$. გავითვალისწინოთ, რომ $1-p<<1$ დროს $1-p^2=2(1-p)$. შევიტანოთ $M_1=\alpha p$, $\tau_0^{-1}=\tau_2^{-1}(1-p)$ (I.4)-ში, რის შედეგადაც (I.4) მიიღებს ასეთ სახეს:

$$\frac{dp}{dt}=-\omega_1^2\frac{T_2(1-p)}{(1-p)^2+(\Delta+\alpha p)^2T_2^2}p. \qquad (I.5)$$

როდესაც $p<<1$, მაგრამ სიხშირის დინამიური წანაცვლება მაინც დიდია ($\alpha pT_2>>1$), რასაც ადგილი აქვს მაგნიტურად მოწესრიგებული ნიმუშების ბირთვული სპინური სისტემებისთვის (I.4) განტოლება გამარტივდება

$$\frac{dp}{dt}=-\omega_1^2\frac{T_2}{1+(\Delta+\alpha p)^2T_2^2}p. \qquad (I.6)$$

(I.6) განტოლების ინტეგრაცია ადვილად ხერხდება და ჩვენ ვღებულობთ პოლარიზაციის ცვლილების კანონს, როცა $p<<1$:

$$(1+\Delta^2T_2^2)\ln\frac{p}{p_0}+2\Delta\alpha T_2^2(p-p_0)+\frac{1}{2}\alpha^2T_2^2(p^2-p_0^2)=-\omega_1^2T_2t. \qquad (I.7)$$

სადაც $p_0 \equiv p(0)$ პოლარიზაციის მნიშვნელობაა მსი ველის ჩართვის $t=0$ მომენტში. როგორც ჩანს, პოლარიზაციის სიდიდე თანდათან მიილევა ნულ მნიშვნელობამდე $t \to \infty$ დროს. (სპინ-მესერული რელაქსაცია არ გაითვალისწინება). საწყისი მნიშვნელობიდან მცირე გადახრებისთვის $p_0 - p \ll p_0$, $p_0^2 - p^2 = 2p_0(1-p)$. (I.7) - დან მიიღება გამოსახულება

$$\frac{p_0 - p}{p_0} \simeq \frac{1}{1+(\Delta+\omega_p)^2 T_2^2}\omega_1^2 T_2 t,$$

სადაც $\omega_p = \alpha p_0$.

$$p = p_0\left(1 - \frac{\omega_1^2 T_2}{1+(\Delta+\omega_p)^2 T_2^2} t\right), \tag{I.8}$$

მაშასადამე, პოლარიზაციის ცვლილება ხდება იგივე კანონით ($p_0 - p \propto t$), როგორც ნულოვანი დინამიური წანაცვლების დროს ($\omega_p = 0$). მაგრამ პოლარიზაციის ცვლილების სიჩქარე დამოკიდებულია ω_p-ზე.

რელაქსაციის საბოლოო ეტაპის დროს, როდესაც $p \ll p_0$ (I.7) განტოლებიდან გამომდინარეობს:

$$p = p_0 e^{-\frac{\omega_1^2 T_2 t}{1+\Delta^2 T_2^2}}, \tag{I.9}$$

სადაც

$$p_0 = e^{\frac{T_2^2 \omega_p}{1+\Delta^2 T_2^2}}\left(2\Delta + \frac{1}{2}\omega_p\right). \tag{I.10}$$

პოლარიზაციის დინამიკა ატარებს ექსპონენციალურ ხასიათს და არაფრით არ განსხვავდება $\omega_p = 0$ შემთხვევისგან.

შემდგომ, როგორც ეს (I.7) განტოლებიდან ჩანს, როდესაც საწყის მომენტში ადგილი აქვს რეზონანსულ გაჯერებას (ე.ი. $\Delta + \alpha p_0 = 0$), პოლარიზაციის საწყისი მნიშვნელობიდან $p_0 - p$ გადახრის ზრდით პოლარიზაციის ცვლილების სიჩქარე მცირდება. ხოლო როდესაც საწყის მომენტში ($t = 0$) $\Delta = 0$, პოლარიზაციის

საწყისი მნიშვნელობიდან $p_0 - p$ გადახრის ზრდით, პოლარიზაციის ცვლილების სიჩქარე იზრდება დროის მიხედვით.

მაღალი პოლარიზაციებისათვის $(1-p \ll 1)$ მოვახდინოთ (I.5) განტოლების ინტეგრაცია, მივიღებთ:

$$T_2^2(\Delta+\alpha)^2 \ln\frac{1-p}{1-p_0}+(p_0-p)\left[(\alpha^2T_2^2+1)\left(1-\frac{p+p_0}{2}\right)-2\alpha(\Delta+\alpha)T_2^2\right]=\omega_1^2T_2t\,. \quad \text{(I.11)}$$

როდესაც საწყის მომენტში ადგილი აქვს რეზონანსულ გაჯერებას $(\Delta+\alpha p_0=0)$, მოცემული განტოლება შესამჩნევად მარტივდება:

$$T_2^2\alpha^2(1-p_0^2)\ln\frac{1-p}{1-p_0}+(p_0-p)\left[(\alpha^2T_2^2+1)\left(1-\frac{p+p_0}{2}\right)-2\alpha^2(1-p_0)T_2^2\right]=\omega_1^2T_2t\,. \quad \text{(I.12)}$$

თუ $(p_0-p)/(1-p_0) \ll 1$, ე.ი. პოლარიზაციის ფარდობითი გადახრა საწყისი მნიშვნელობიდან $(1-p_0)$ სიდიდესთან შედარებით მცირეა, პოლარიზაციის ცვლილება დროის პროპორციულია ისევე როგორც მცირე პოლარიზაციების დროს:

$$p_0-p=\omega_1^2\frac{T_2t}{1-p_0}\,. \quad \text{(I.13)}$$

საწინააღმდეგო შემთხვევაში ე.ი. როდესაც $(p_0-p)/(1-p_0) \gg 1$, პოლარიზაცია იცვლება ფესვის კანონით:

$$p_o-p=\sqrt{\frac{2\omega_1^2}{1+T_2^2\alpha^2}T_2t}\,, \quad \text{(I.14)}$$

(მოცემულ განხილვაში ყოველთვის საჭიროა შესრულდეს პირობა $1-p \ll 1$). რაც მიუთითებს რომ შესამჩნევად განსხვავდება იმ შემთხვევისგან, როდესაც არაწრფივი ეფექტები არ გაითვალისწინება და გადახრა დროის პროპორციულია.

$p_0 \to 1$ მნიშვნელობებისთვის სპინური სისტემის გაჯერების დინამიკა თავიდანვე ატარებს ფესვის დამოკიდებულებას დროის მიხედვით.

საჭიროა აღინიშნოს შემდეგი: თუ $p_0 = 1$, გაჯერება ხდება მხოლოდ $\Delta + \alpha p_0 = 0$ დროს ნამდვილად, რადგან $\Delta + \alpha p_0 \neq 0$ პირობებში (1.11) განტოლებას აქვს ამონახსნი $p = const = 1$.

I.2. ბირთვული სპინური სისტემის სტაციონარული გაჯერება დაბალ ტემპერატურებზე

ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის ხაზის გაჯერება სპინ-მესერული რელაქსაციის გათვალისწინებით ($t > T_1$) აღიწერება განტოლებით:

$$\frac{dp}{dt} = -2W(\Delta)p - \frac{p-p_0}{T_1} \tag{I.15}$$

რომელიც (I.1) განტოლებისგან განსხვავდება $\frac{p-p_0}{T_1}$ რელაქსაციური წევრით. პოლარიზაციის $p=1$ მნიშვნელობისთვის I.1 პარაგრაფში ჩატარებული ანალოგიური გარდაქმნების შედეგად მივიღებთ პოლარიზაციის ცვლილების ზოგად განტოლებას:

$$\frac{dp}{dt} = -\omega_1^2 \frac{2T_2(1-p^2)p}{(1-p^2)^2 + 4T_2^2(\Delta+\alpha p)^2} - \frac{p-p_0}{T_1}. \tag{I.16}$$

ბმრ-ის სტაციონარული გაჯერებისას როდესაც $\frac{dp}{dt}=0$, $p=p_u$ ზოგადი განტოლება მიიღებს ასეთ სახეს:

$$\frac{2\omega_1^2 T_2(1-p_u^2)p_u}{(1-p_u^2)^2 + 4T_2^2(\Delta+\alpha p_u)^2} + \frac{p_u-p_0}{T_1} = 0. \tag{I.17}$$

შემოვიღოთ $s \equiv \omega_1^2 T_1 T_2$ — გაჯერების პარამეტრი, რის შედეგად (I.17) ზოგადი განტოლება ჩაიწერება ასეთი სახით:

$$2sp_u(1-p_u^2) + (p_u-p_0)\left\{(1-p_u^2) + 4T_2^2(\Delta+\alpha p_u)^2\right\} = 0. \tag{I.18}$$

შემოვიღოთ სიდიდე $z = \frac{p_0-p_u}{p_0}$ პოლარიზაციის ფარდობითი გადახრა წონასწორული მნიშვნელობიდან მცირე პოლარიზაციების დროს [11] ($p \ll 1$) (I.18)-დან მივიღებთ შემდეგი სახის განტოლებას:

$$z = \frac{\omega_1^2 T_1 T_2}{1 + \omega_1^2 T_1 T_2 + (\bar{\Delta} - \omega_p z)^2 T_2^2}. \tag{I.19}$$

როგორც ნაჩვენებია [24] მცირე გაჯერებისას ($\omega_1^2 T_1 T_2 << 1$) (I.19) განტოლებას აქვს სამი ნამდვილი დადებითი ფესვი z_1, z_2, z_3. თუ აშლები $\bar{\Delta} = \Delta + \alpha p_0$ მიეკუთვნება დიაპაზონს

$$\frac{3}{T_2}\left(\frac{\omega_p T_{2s}}{4}\right)^{1/3} \le \bar{\Delta} \le \frac{1}{T_2}\omega_p T_{2s}, \qquad (I.20)$$

მაშინ გამოსახულებას მდგრადი მნიშვნელობისთვის $z = \frac{p_0 - p_{st}}{p_0}$ აქვს ასეთი სახე [24]

$$z_1 = s/(\bar{\Delta} T_2)^2, \qquad z_3 = \bar{\Delta}/\omega_p. \quad (\omega_p \equiv \alpha p_0).$$

რომელიც შეესაბამება ბსს-ის არაგაჯერებულ და გაჯერებულ მდგომარეობას შესაბამისად.

შემდგომ, სამი ფესვის არსებობის აუცილებელი პირობის $(\bar{\Delta})^2 > 3/T_2^2$ შედარებით (I.20) გამოსახულებასთან მიიღება უტოლობა

$$\omega_p T_{2s} > \sqrt{3},$$

ე.ი. სიხშირის დინამიური წანაცვლება (სდწ) გაჯერების დასაწყისში ($s << 1$) უნდა იყოს ბევრად მეტი ხაზის სიგანეზე. თუ საწყისი პირობა არ შესრულდება, მაშინ ადგილი აქვს ერთ არაგაჯერებულ მდგრად მნიშვნელობას

$$z \simeq \frac{s}{1 + \bar{\Delta}^2 T_2^2}.$$

პოლარიზაციის საწყისი დიდი მნიშვნელობებისთვის ($1 - p_{st} << 1$) $1 - p_{st}^2 \simeq 2(1 - p_{st})$ $(1 - p_{st})p_{st} \simeq 1 - p_{st}$ შეიძლება ვიპოვოთ პოლარიზაციის სტაციონარული მნიშვნელობა (საწყისი მნიშვნელობიდან მცირე გადახრებზე). საინტერესოა ჩვენთვის ზღვრული შემთხვევა $p_0 = 1$. (I.18) გარდაქმნების ჩატარების შედეგად მიიღებს ასეთ სახეს:

$$s(1 - p_{st}) + (p_{st} - p_0)\left\{(1 - p_{st})^2 + T_2^2(\Delta + \alpha p_{st})^2\right\} = 0, \qquad (I.21)$$

ანუ Z-ის მიმართ მესამე რიგის განტოლებას:

$$z=\frac{s}{z^2+(\bar{\Delta}-\alpha z)^2T_2^2}z, \tag{I.22}$$

ამ განტოლების ფესვებია:

$$z_1=0\,, \qquad z_{2,3}=\frac{\bar{\Delta}\alpha T_2^2\pm\sqrt{\bar{\Delta}^2\alpha^2T_2^4-(\bar{\Delta}^2T_2^2-s)(1+\alpha^2T_2^2)}}{1+\alpha^2T_2^2}.$$

როცა

$$\sqrt{s}\le\bar{\Delta}T_2\le\sqrt{s(1+\alpha^2T_2^2)} \tag{I.23}$$

(I.22) განტოლებას აქვს სამი დადებითი ფესვი, რომელთაგან z_1 და z_3 მდგრად სტაციონარულ მნიშვნელობებს წარმოადგენს. მაშასადამე სპინ სისტემის გაჯერება არ ხდება. ხოლო როცა

$$\left|\bar{\Delta}T_2\right|\le\sqrt{s} \tag{I.24}$$

z_1 მდგომარეობა არ წარმოადგენს მდგრადს და არიალიზებს z_2 გაჯერებულ მდგომარეობას. რამდენადაც ჩვენ ვიხილავთ მხოლოდ მცირე გადახრებს, აუცილებელია შესრულდეს დამატებითი პირობა $\bar{\Delta}\alpha T_2^2/(1+\alpha^2T_2^2)<<1$, რომელიც ავტომატურად გამომდინარეობს მოცემული დიაპაზონის აშლაში დატუმბვის მცირე ამპლიტუდისთვის $s<<1$.

(I.23) და (I.24) დიაპაზონების გარეთ მივიღებთ მხოლოდ ერთ ამონახსნს $z=0$.

როდესაც $p_0\neq 1$ (I.22) - ის ნაცვლად მივიღებთ განტოლებას:

$$z=\frac{s(1-p_0+z)}{(1-p_0+z)^2+(\bar{\Delta}^2-\alpha z)^2T_2^2}. \tag{I.25}$$

აქ ჩვენ განვიხილავთ კერძო (მაგრამ სავსებით რეალურ) შემთხვევას $\alpha T_2\sim 1$, $s<<1$, $(p_0-1)<s$: (I.25) - ე კუბური განტოლების ანალიზის შედეგად და ასევე $p_0=1$ ზღვრული მნიშვნელობის შედეგების გათვალისწინებით გამოვიყვანთ მიახლოებით გამოსახულებას

პოლარიზაციის მდგრადი სტაციონარული მნიშვნელობის რეზონანსის სხვადასხვა დიაპაზონის აშლისთვის.

მხოლოდ $\sqrt{s(1+k)} \le \bar{\Delta} T_2 \le \sqrt{s(1+\alpha^2 T_2^2)}$ $(k=\sqrt{1-p_0}/s^{1/4} << 1)$ დიაპაზონისათვის (I 25) განტოლებას აქვს სამი ნამდვილი დადებითი ამონახსნი, მათ შორის ორი შეესაბამება პოლარიზაციის მდგრად სტაციონარულ მნიშვნელობას:

$$z_1 = \frac{(1-p_0)s}{\bar{\Delta}^2 T_2^2 - s}, \qquad z_3 = \frac{\bar{\Delta}\alpha T_2^2 + \sqrt{\bar{\Delta}^2\alpha^2 T_2^4 - (\bar{\Delta}^2 T_2^2 - s)(1+\alpha^2 T_2^2)}}{1+\alpha^2 T_2^2}.$$

$\bar{\Delta}$-ის დანარჩენი არის ცვლილებისთვის გვაქვს მხოლოდ ერთი ამონახსნი.

კერძოდ

$$s(1+\alpha^2 T_2^2) \le \bar{\Delta}^2 T_2^2 < \infty \quad \text{და} \quad -\sqrt{s(1+\alpha^2 T_2^2)} \le \bar{\Delta} T_2 < -\sqrt{s(1+k)}$$

დიაპაზონისთვის რეალიზდება სტაციონარული არაგაჯერებული მდგომარეობა

$$z \approx \frac{(1-p_0)s}{\bar{\Delta} T_2^2 - s},$$

$-\sqrt{s(1+k} \le \bar{\Delta} T_2 \le -\sqrt{s}$ დიაპაზონისთვის მიიღება არაგაჯერებული მდგომარეობა

$$z \approx \sqrt{1-p_0} \cdot s^{1/4}.$$

ხოლო დიაპაზონისთვის $\sqrt{s} \le \bar{\Delta} T_2 \le \sqrt{s(1+k)}$ გვაქვს უკვე გაჯერებული მდგომარეობა $z \approx \sqrt{s}$, ხოლო $\bar{\Delta}^2 T_2^2 < s$ შემთხვევაში

$$z \approx \frac{\bar{\Delta}\alpha T_2^2 + \sqrt{\bar{\Delta}^2\alpha^2 T_2^4 - (\bar{\Delta}^2 T_2^2 - s)(1+\alpha^2 T_2^2)}}{1+\alpha^2 T_2^2}.$$

საჭიროა აღინიშნოს, მაღალი პოლარიზაციების დროს მცირე ამპლიტუდის დატუმბვისას $(s << 1)$ სტაციონარული მდგრადი მნიშვნელობები არატრივიალური ამონახსნი (სამი ფესვი) რეალიზდება

კიდევ მაშინ, როდესაც სიხშირის დინამიური წანაცვლება უტოლდება ხაზის სიგანეს ($\omega_p T_2 \sim 1$). ამით გამომჟღავნდება განსხვავება მცირე პოლარიზაციის შემთხვევისგან, როდესაც არატრივიალური ამონახსნების არსებობისთვის $s<<1$ - თვის მოითხოვება გაჯერების დასაწყისში ხაზის სიგანესთან შედარებით დიდი სიხშირის დინამიური წანაცვლება ($\omega_p T_{2s} > \sqrt{3}$).

შევნიშნოთ, რომ როგორც არასტაციონარულ ისე სტაციონარულ შემთხვევაში არაწრფივი ეფექტებით შესუსტებულია მს-ი ველის გავლენა ბსს-ის გაჯერების დინამიკაზე. მაგალითად (I.14) გამოსახულებიდან ჩანს, რომ არასტაციონარულ რეჟიმში ბსს-ის პოლარიზაციის დინამიკა იცვლება ფესვის კანონით, მაშინ როდესაც არაწრფივი ეფექტების არ არსებობისას პოლარიზაციის ცვლილება დროის პროპორციულია.

სტაციონარულ შემთხვევაში, როდესაც $p<<1$ და $1-p<<1$ სტაციონარული მნიშვნელობების გამოსახულებების შედარებით ჩანს, რომ როდესაც $p<<1$ გამოვლინდება ბევრად უფრო ძლიერი დამოკიდებულება z-ისა s-ზე ვიდრე $1-p<<1$ დროს. მოცემული მოვლენა განპირობებულია იმით, რომ მაღალი პოლარიზაციებისთვის ხაზის სიგანე დამოკიდებულია პოლარიზაციაზე და საწყისი მნიშვნელობიდან გადახრის ზრდით (ე.ი. პოლარიზაციის შემცირებით) გადასვლის ალბათობა $W(\Delta)$ მცირდება (ფორმულა (I,5)). რის გამოც z-ის დამოკიდებულება s-ზე მცირდება. მცირე პოლარიზაციების დროს ხაზის დამოკიდებულება პოლარიზაციაზე (მისი სიმცირის გამო) შეიძლება უგულებელვყოთ.

I – თავის დასკვნები

გამოკვლეულია ბირთვული სპინური სისტემის დინამიკა არასტაციონარულ და სტაციონარულ რეჟიმებში არაწრფივი ეფექტების გათვალისწინებით, რომლებიც გამოწვეულია რეზონანსული სიხშირის დინამიური წანაცვლებით და ხაზის ფორმის სპინური სისტემის პოლარიზაციაზე დამოკიდებულებით. ნაჩვენებია, რომ არაწრფივობა ამცირებს $\left(\frac{\omega_1}{\omega_p}\right)$ - ჯერ გაჯერების ეფექტებს, რაც შეიძლება დამზერილ იქნას ექსპერიმენტებზე.

თავი II. ბირთვული პოლარიზაციის ცვლილება ცვლად მაგნიტურ ველებში

შესავალი

ბირთვების დინამიური პოლარიზაციის (ბდპ) ცნებაში გულისხმობენ მოვლენების და მეთოდების ერთობლიობას, რომლებიც მიიღება ნიმუშის ბირთვული სპინების იძულებითი ორიენტაციებით მაღალსიხშირული ველის მოქმედებით – მოცემული მიმართულებით.

ვიხილავთ მყარ სხეულს, რომლის ბირთვის სპინი განსხვავდება ნულისგან, რომელიც იმყოფება გარეშე მუდმივ $\vec{H}_0$ დაძაბულობის მაგნიტურ ველში. $\vec{H}_0$ მიმართულია z ღერძის გასწვრივ $I=1/2$ მნიშვნელობისათვის მიიღება ზეემანის ორი დონე (ზოგადად დონეების რიცხვი $2I+1$). ზეემანის დონეების დასახლებულობა ემორჩილება ბოლცმანის განაწილებას

$$\frac{n_1}{n_2}=\exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right). \tag{II.1}$$

სადაც n_1 და n_2 – ზედა და ქვედა დონეების დასახლებულობებია შესაბამისად, k – ბოლცმანის მუდმივაა, T – აბსოლუტური ტემპერატურა, ε – ზეემანის დონეებს შორის მანძილია

$$\varepsilon=\hbar\gamma H_0,$$

სადაც γ – გირომაგნიტური ფარდობაა: ასეთი სისტემის სპინური პოლარიზაციის სიდიდე განსაზღვრის თანახმად ტოლია

$$p=\frac{\langle I_z\rangle}{I}=\frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}=th\frac{\hbar\gamma H_0}{2kT}\approx\frac{\hbar\gamma H_0}{2kT}. \tag{II.2}$$

სადაც $\langle I_z\rangle$ – ბირთვული სპინების პროექციის საშუალო მნიშვნელობებია z ღერძზე (II.2) წარმოადგენს ბრილუენის

ფორმულის კერძო შემთხვევას, რომელიც სპინის I ნებისმიერი მნიშვნელობისთვის სამართლიანია ასეთი სახით:

$$p = \frac{1}{2I}\left\{(2I+1)cth\left[(2I+1)\frac{\hbar\gamma H_0}{2kT}\right] - cth\left(\frac{\hbar\gamma H_0}{2kT}\right)\right\}. \qquad (II,3)$$

II.1. ადიაბატური ბირთვული პოლარიზაციის დინამიკა დაბალ სპინურ ტემპერატურებზე [27]

მყარი სხეულების ბირთვული სპინური სისტემის დინამიკა ცვლად მაგნიტურ ველში ნებისმიერ სპინურ ტემპერატურებზე აღიწერება პროვოტოროვის მოდიფიცირებული განტოლებებით [10] β_z და β_d პარამეტრებით. მაღალტემპერატურულ ზღვარში β_z და β_d ზეემანის და დიპოლური ქვესისტემების შებრუნებული ტემპერატურებია (ენერგეტიკულ ერთეულებში). რეზონანსის შემთხვევაში, როდესაც $\Delta=\omega_0-\omega$ განტოლება β_z და β_d - თვის შეიძლება განცალებულ იქნას და ადიაბატური შემთხვევისთვის β_d - თვის P პოლარიზაციის ცვლილებისთვის მიიღება ცალკეული განტოლება:

$$\frac{dp}{dt}=-2W(0)p\,, \tag{II.1}$$

სადაც $W(\Delta)$ — ზეემანის დონეებს შორის გადასვლის ალბათობაა მაღალსიხშირულ მასტიმულირებელ ველში, $\Delta=\omega_0-\omega$ — რეზონანსზე აწყობაა, ω_0 — ლარმორის სიხშირეა, ω — მს-ი ველის სიხშირეა;

$$W(\Delta)=\frac{1}{2}\pi\omega_1^2 g(\Delta)\,; \tag{II.2}$$

$g(\Delta)$ — ხაზის ფორმის ფუნქციაა, ω_1 — მს-ი ველის ამპლიტუდაა სიხშირის ერთეულებში.

მაღალტემპერატურებზე როდესაც $(p\ll1)$ ხაზის ფორმა რეზონანსის დროს არ არის p — ზე დამოკიდებული (II.1)-ი (II.2)-ის გათვალისწინებით მიიღებს ასეთ სახეს:

$$\frac{dp}{dt}=-\pi\omega_1^2 p\,, \tag{II.3}$$

(II.3)-ის ამონახსნი მოცემა ასეთი სახით:

$$p = p_0 e^{-\pi\omega_1^2 t}, \qquad (II.4)$$

სადაც $p_0 \equiv p(0)$ პოლარიზაციაა მსი ველის ჩართვის მომენტში. (II.4)-დან ჩანს რომ მაღალტემპერატურებზე პოლარიზაცია დროის მიხედვით მიილევა ექსპონენციალური კანონით წულ სტაციონარულ მნიშვნელობამდე.

(II.1) განტოლება უნივერსალური ხასიათისაა პოლარიზაციის მნიშვნელობის დამოუკიდებლად. მაგრამ როდესაც ირღვევა მაღალტემპერატურული მიახლოების პირობა $p \ll 1$, განტოლების მარჯვენა მხარეში თავს იჩენს არაწრფივი დამოკიდებულება p - ზე, რაც განპირობებულია იმით, რომ ხაზის სიგანე დამოკიდებულია პოლარიზაციაზე. კერძოდ, როდესაც პოლარიზაციის მნიშვნელობა არ არის ერთის მახლობლობაში ხაზის სიგანე განისაზღვრება მეორე მომენტით [22]

$$g(0) = (2\pi M_2)^{-1/2}, \qquad (II.5)$$

სადაც $M_2 = M_2^{(0)}(1-p^2)$; $M_2 = 9/4\sum_j A_{ij}^2$; A_{ij} — დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედების მუდმივებია (აქ ითვლება, რომ ნიმუში სფერული ფორმის და კუბური სიმეტრიის კრისტალია. მაშასადამე, პირველი მომენტი $M_1 = \frac{3}{2}p\sum_j A_{ij}$ ნულის ტოლია).

ჩავსვათ (II.5) გამოსახულება (II.2) - ში, შემდეგ (II.1) - ში, მივიღებთ არაწრფივ განტოლებას

$$\frac{dp}{dt} \approx -\frac{\omega_1^2}{\sqrt{M_2^{(0)}}}\frac{p}{\sqrt{1-p^2}}, \qquad (II.6)$$

მოვახდენთ ინტეგრაციას და ამონახსნი არაცხადი სახით ჩაიწერება ასეთი სახით:

$$\frac{1}{2}\ln\left[\frac{1-(1-p^2)^{1/2}}{1+(1-p^2)^{1/2}}\right]+(1-p^2)^{1/2} \approx -\frac{\omega_1^2}{(M_2^{(0)})^{1/2}}(t-t_{10})+\frac{1}{2}\ln\left[\frac{1-(1-p_{10}^2)^{1/2}}{1+(1-p_{10}^2)^{1/2}}\right]+(1-p_{10}^2)^{1/2}, \qquad (II.7)$$

სადაც p_{10} — პოლარიზაციაა $t = t_{10}$ დროის მომენტში.

როგორც აღვნიშნეთ, (II.5) გამოსახულება სამართლიანია პოლარიზაციის მნიშვნელობისათვის რომელიც არ არის ერთის მახლობლობაში. თუ $1-p<<1$ რეზონანსის დროს (II.5) გამოსახულება იცვლება ლორენცის ფორმით [22]:

$$g(0)=(1/\pi)\tau_0\,, \tag{II.8}$$

სადაც $\tau_0^{-1}=\sqrt{\pi/2}(M_2/\mu)^{1/2}$; $\mu=M_4/M_2^2$, M_4 – მეოთხე მომენტია და $M_4=(M_2^{(0)})^2(1-p^2)$ (ითვლება, რომ $p=1$). (II.8) გამოსახულების ჩასმით (II.2) - ში და შემდეგ (II.1) - ში მიიღება სხვა სახის არაწრფივი განტოლება:

$$\frac{dp}{dt}\approx\frac{\omega_1^2}{(M_2^{(0)})^{1/2}}\frac{p}{1-p^2}\,, \tag{II.9}$$

რომელსაც აქვს ამონახსნი

$$\ln p-\frac{p^2}{2}\approx-\frac{\omega_1^2}{(M_2^{(0)})^{1/2}}t-\frac{p_0^2}{2}+\ln p_0 \tag{II.10}$$

$p=p_0$ საწყისი პირობაა $t=0$ მომენტში.

როგორც (II.10) გამოსახულების ანალიზიდან ჩანს, თუ საწყის მომენტში $p_0=1$ მაშინ პოლარიზაცია მიილევა კანონით $1-p\propto t^{1/2}$ $1-p<<1$ პირობის დარღვევამდე, და თუ $p=1$, მაშინ (II.7)-დან ჩანს რომ $1-p\propto t^{2/3}$. შემდგომ ხარისხობრივი დამოკიდებულება t-თვის იზრდება და $p\to 0$-თვის პოლარიზაციის ცვლილების დინამიკა ატარებს ექსპონენციალურ ხასიათს, როგორც მაღალტემპერატურული მიახლოების დროს.

II.2. სტაციონარული ბირთვული პოლარიზაცია დაბალ ტემპერატურებზე

ბმრ-ის ხაზის გაჯერება სპინ მესერული რელაქსაციის გათვალისწინებით ($t > T_1$) აღიწერება განტოლებით:

$$\frac{dp}{dt} = -2W(\Delta)p - \frac{p-p_0}{T_1}, \qquad \text{(II.15)}$$

რომელიც (II.4) განტოლებისგან განსხვავდება მარჯვენა მხარეში რელაქსაციური წევრით $\frac{p-p_0}{T_1}$.

ბმრ-ის სტაციონარული გაჯერება $\left(\frac{dp}{dt}=0\right)$ აღიწერება შემდეგი განტოლებით:

$$2W(0)p_{st} + (p_{st}-p_0)/T_1 = 0, \qquad \text{(II.16)}$$

იმის გათვალისწინებით, რომ მაღალი პოლარიზაციების დროს $W(0)$ დამოკიდებულია პოლარიზაციაზე, შეიძლება მივიღოთ თვითშეთანხმებული ამონახსნი p_{st} სტაციონარული მნიშვნელობისთვის. აღვნიშნოთ, რომ როგორც (II.16) განტოლების ამოხსნა გვიჩვენებს განტოლებას აქვს მხოლოდ ერთი ნამდვილი ფესვი $0 \le p_{st} \le p_0$ არეში

$$p_{st} = \frac{p_0}{1+2W(0)T_1},$$

(როგორც მაღალტემპერატურული მიახლოების დროს). ასე რომ, დაბალ ტემპერატურებზე $W(\Delta)$ - ას p - ზე დამოკიდებულების გათვალისწინებით სტაციონარული მდგომარეობის განსაზღვრა არ იწვევს არავითარ თავისებურებას.

II თავის დასკვნები

შესწავლილია ბირთვული პოლარიზაციის დამოკიდებულება დროზე. თუ საწყის მომენტში სრულდება $p_0 \approx 1$, ხოლო მომდევნო მომენტებში - $p_0 - p \ll 1$. მაშინ პოლარიზაცია მიილევა კანონით $p_0 - p \propto t^{1/2}$. ამ უკანასკნელი პირობის დარღვევისას პოლარიზაციის დროზე ხარისხობრივი დამოკიდებულება ძლიერდება $1 - p \propto t^{2/3}$ და გადადის ექსპონენციალურში, ისევე როგორც ეს ხორციელდებოდა მაღალტემპერატურებზე.

თავი III. პრეცესიის სიხშირის ცვლილება ცვლად ძლიერ მაგნიტურ ველებში [29]

შ ე ს ა ვ ა ლ ი

ცნობილია, რომ თუ სპინურ სისტემას მოვათავსებთ მუდმივ ველში, რომლის მიმართ პერპენდიკულარულად მოდებულია ცვლადი ველი, მაშინ რეზონანსული სიხშირე შეიცავს ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლებას [30]. ეს წანაცვლება უკუპროპორციულია რეზონანსული სიხშირის და პროპორციულია ცვლადი ველის ამპლიტუდის კვადრატის. მყარ სხეულებში სადაც რეზონანსის ხაზი ძლიერად გაგანიერებულია [31], ეს წანაცვლება ძნელად დაიკვირვება. მაგრამ, მეორეს მხრივ ხაზის სიგანე მყარ სხეულებში შეიძლება შემცირდეს, თუ მოვდებთ ძლიერ არაზუსტ რეზონანსულ პერპენდიკულარულ ცვლად ველს, რომელიც ქმნის მაგიურ კუთხეს (54°44') [30] მაშინ ცვლად ველს მუდმივის პარალელურს აქვს ვიწრო რეზონანსული ხაზი. ამ ველის რეზონანსული სიხშირე რამოდენიმე რიგით მცირეა ჩვეულებრივ რეზონანსულ სიხშირეზე, ასე რომ შეიძლება ველოდოთ ამ პირობებში ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლების დაკვირვება შესამჩნევად გაუმჯობესდება.

III 1. ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლება ლაბორატორიულ კოორდინატთა სისტემაში

თვალსაჩინოებისთვის განვიხილოთ ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლება ჩვეულებრივ კოორდინატთა სისტემაში, რისთვისაც გამოვიყენებთ ჰამილტონიანის გასაშუალების [32,33] მეთოდის კლასიკურ წარმოდგენას. შემდეგ განვაზოგადოთ განხილვა მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში. სპინური სისტემის ჰამილტონიანი მაგნიტურ ველში შეიძლება წარმოვიდგინოთ ასეთი სახით:

$$U=-M^{\alpha}H^{\alpha},$$

სადაც $\alpha=x,y,z$. M^{α},H^{α} — მაგნიტური მომენტის მაგნიტური ველის α მდგენელია შესაბამისად.

მაგნიტური მომენტის ცვლილება დროის მიხედვით აღიწერება მოძრაობის განტოლებით [34]

$$\frac{dM^{\alpha}}{dt}=\left\{M^{\alpha},U\right\},$$

სადაც $\{\cdots\}$ — პუასონის ფრჩხილებია. თუ მაგნიტური ველი მუდმივია და მოდებულია z ღერძის გასწვრივ, მაშინ $U=-M^{z}H_{0}$, სადაც H_{0} მაგნიტური ველის სიდიდეა.

თუ შემოვიტანთ $M^{+}=M_{x}+iM_{y}$, მაშინ M^{+} - თვის ადვილად მიიღება ასეთი განტოლება:

$$\frac{dM^{+}}{dt}=i\omega_{0}M^{+}, \qquad \text{(III.1)}$$

სადაც $\omega_{0}=\gamma H_{0}$, γ — გირომაგნიტური ფარდობაა ω_{0} — პრეცესიის ანუ რეზონანსული სიხშირეა [35].

როგორც ჩანს რეზონანსული სიხშირე განისაზღვრება იმ ველით, რომელიც გაჩნდება ჰამილტონიანში M^{z}-ის გვერდით.

I. დავუშვათ, რომ გარდა მუდმივი ველისა, x ღერძის გასწვრივ მოდებულია ცვლადი პერპენდიკულარული ველი $2h_0\cos\omega t$, სადაც $2h_0$ ამპლიტუდაა, ხოლო ω ცვლადი ველის სიხშირეა შესაბამისად. მაშინ M^+ - თვის მივიღებთ შემდეგი მოძრაობის განტოლებას:

$$\frac{dM^+}{dt}=\left\{M^+,-M^zH_0-2M^zh_0\cos\omega t\right\}, \tag{III.2}$$

შემოგვაქვს ნელად ცვლადი სიდიდე, შემდეგი გარდაქმნის დახმარებით:

$$M^+=\bar{M}^+e^{i\omega t}, \tag{III 3}$$

(III.2) განტოლება (III 3) - ის ჩასმის შედეგად გამარტივდება და მიიღებს ასეთ სახეს:

$$\frac{d\bar{M}^+}{dt}=\left\{\bar{M}^+,-2M^zh_0\cos\omega t\right\}, \tag{III.4}$$

(III.4) განტოლება შეიძლება ჩავწეროთ ასეთი სახითაც:

$$\frac{d\bar{M}^+}{dt}=-\frac{h_0}{2}\left\{\bar{M}^+,(\bar{M}^+e^{i\omega t}+\bar{M}^-e^{-i\omega t})(e^{i\omega t}+e^{-i\omega t})\right\}, \tag{III.5}$$

დავუშვათ, $\omega=\omega_0$ და შემოგვაქვს ახალი ცვლადი $\tau=\omega_0 t$, მაშინ $\bar{M}^+$ - თვის მივიღებთ შემდეგ განტოლებას:

$$\frac{d\bar{M}^+}{d\tau}=-\frac{\gamma h_0}{\omega_0}\left\{\bar{M}^+,\left(\frac{\bar{M}^+e^{i\tau}+\bar{M}^-e^{-i\tau}}{\gamma}\cdot\frac{e^{i\tau}+e^{-i\tau}}{2}\right)\right\}.$$

თუ ცვლადი ველის ამპლიტუდა გაცილებით მცირეა მუდმივი ველის ამპლიტუდაზე $\gamma h_0/\omega_0=\varepsilon\ll 1$. ამ სიტუაციაში მიღებული განტოლება ანალოგიურია განტოლების, რომელიც გვხვდება არაწრფივი რხევების გამოკვლევისას [32]. კარგადაა ცნობილი, რომ ამ განტოლებებისთვის შეიძლება გამოვიყენოთ გასაშუალების მეთოდი, რის შედეგადაც მივიღებთ მიახლოებით განტოლებას, რომელთა ჰამილტონიანი დროზე ცხადად არ არის დამოკიდებული. მეორე მიახლოებაში შეშფოთების თეორიაში ε-ით ჰამილტონიანს აქვს სახე [33]

$$U^{\infty}=\bar{U}_1+\frac{1}{2}\left\{\overline{\tilde{U}_1,U_1}\right\}, \tag{III.6}$$

სადაც

$$U_1 = -\frac{h_0}{2}\left(\bar{M}^+ e^{it} + \bar{M}^- e^{-it}\right)\left(e^{it} + e^{-it}\right),$$

ხაზი აღნიშნავს გასაშუალებას t-თი,

$$\tilde{U}_1 = \int\left(U_1 - \overline{U_1}\right)dt .$$

ადვილად მივიღებთ, რომ

$$\overline{U_1} = -h_0 M^z .$$

$U^{\propto}$ მეორე წევრისთვის მივიღებთ:

$$-\frac{\gamma h_0^2}{4\omega_0} M^z ,$$

თუ დავუბრუნდებით M^+, საბოლოოდ მივიღებთ:

$$\frac{dM^+}{dt} = \left\{M^+, U^{eff}\right\},$$

სადაც

$$U^{eff} = -M^z\left(H_0 + \frac{\gamma h_0^2}{4\omega_0}\right) - 2h_0\left(M^+ e^{i\omega t} + M^- e^{-i\omega t}\right). \qquad \text{(III.7)}$$

ჩვენ ვხედავთ, რომ ცვალებადი ველი ცვლის პრეცესიის სიხშირეს ანუ ადგილი აქვს რეზონანსული სიხშირის წანაცვლებას. ეს წანაცვლება არის კარგად ცნობილი – ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლება. ცვალებადი ველიდან რჩება ნაწილი, რომელიც იწვევს მაგნიტური მომენტის ამპლიტუდის რეზონანსულ მოქმედებას, ე.ი. ცვლის პრეცესიის ამპლიტუდას.

აღვნიშნოთ, რომ როდესაც სისტემა იმყოფება ცვლადი ველის რეზონანსში, გასაშუალებული ჰამილტონიანი, როგორც კვანტური ვარიანტის გასაშუალებული თეორია [36] განსხვავდება მაგნუსის გაშლის გამოყენებით მიღებული გასაშუალებული ჰამილტონიანისგან. არარეზონანსულ შემთხვევაში, რამდენადაც $\overline{U}_1 = 0$, ორივე გასაშუალებული ჰამილტონიანის გამოსახულება ემთხვევა ერთმანეთს [30].

ახლა განვიხილოთ მეორე ზღვრული შემთხვევა, როდესაც ცვალებადი ველი არის არა მარტო არარეზონანსული, არამედ $/\omega_0-\omega/>>\gamma h_0$, თანაც $\omega_0>>/\omega_0-\omega/$.

ამ შემთხვევაშიც ანალოგიური გარდაქმნებით მივიღებთ განტოლებას M^+ - თვის.

შემოგვაქვს ახალი ცვლადი $\tau=(\omega_0-\omega)t$, მაშინ $\bar{M}^+$ - თვის მივიღებთ შემდეგი სახის განტოლებას:

$$\frac{d\bar{M}^+}{d\tau}=-\frac{\gamma h_0}{\omega_0-\omega}\left\{\bar{M}^+,\frac{\bar{M}^+(e^{2i\tau}+e^{i\tau})+\bar{M}^-(e^{-2i\tau}+e^{-i\tau})}{2\gamma}\right\}, \tag{III.8}$$

განტოლების მარჯვენა მხარეში $\varepsilon=\dfrac{\gamma h_0}{\omega_0-\omega}$ პროპორციული იქნება ერთის, რის შედეგადაც შეგვიძლია გამოვიყენოთ გასაშუალების მეთოდი. თუ დავუბრუნდებით M^+ ცვლადს, საბოლოოდ გვექნება:

$$\frac{dM^+}{dt}=\left\{M^+,U^{eff}\right\},$$

სადაც

$$U^{eff}=-M^z\left(H_0+\frac{\gamma h_0^2}{4(\omega_0-\omega)}+\frac{\gamma h_0^2}{8\omega_0}\right). \tag{III.9}$$

როგორც ვხედავთ, არარეზონანსულ შემთხვევაში ცვალებადი ველი უკვე აღარ განაპირობებს პრეცესიის ამპლიტუდის ცვლილებას. მაგრამ ის ბლოხზიგერტის წანაცვლების გარდა, იწვევს სხვა წანაცვლებას $|\omega_0>>|\omega_0-\omega||$. თანაც იმისდა მიხედვით, როგორი ნიშანი აქვს ω_0 - ს ის წაანაცვლებს – შეამცირებს ან გაზრდის რეზონანსულ სიხშირეს. ამ წანაცვლების დაკვირვება შეიძლება დამატებითი ცვალებადი ველის რეზონანსული ზემოქმედების შესწავლით.

III.2. ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლება მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში

ვიხილავთ შემთხვევას, როდესაც რეზონანსული ცვლადი ველის ამპლიტუდა მეტია მაგნიტური რეზონანსის ხაზის სიგანეზე და დამატებით მოდებულია მუდმივი ველის პარალელურად დაბალი სიხშირის ცვლადი ველი.

სისტემის ჰამილტონიანი შეიძლება ჩავწეროთ ასეთი სახით:

$$U = -M^z H_0 - 2M^x h_0 \cos\omega t - 2M^z h_{//} \cos\Omega t, \qquad \text{(III.10)}$$

სადაც $h_{//}$ და Ω მუდმივი ველის პარალელური ველის ამპლიტუდა და სიხშირეა შესაბამისად.

გადავიდეთ მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაზე გარდაქმნის ფორმულების დახმარებით (III.10) ჰამილტონიანი მიიღებს ასეთ სახეს:

$$U'' = -M^z\left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma}\right) - M^x h_0 - 2M^z h_{//} \cos\Omega t. \qquad \text{(III.11)}$$

აქ სწრაფად ოსცილირებადი წევრები, რომლებიც იწვევენ ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლებას არ არის გათვალისწინებული.

გადავიდეთ დახრილ კოორდინატთა სისტემაზე, გარდაქმნის ფორმულების დახმარებით

$$M^z \Rightarrow M^z \cos\varphi + M^x \sin\varphi, \qquad M^x \Rightarrow M^x \cos\varphi - M^z \sin\varphi,$$

სადაც

$$\cos\varphi = \frac{\gamma H_0 - \omega}{\sqrt{(\gamma H_0 - \omega)^2 + \gamma^2 h_0^2}}.$$

რის შედეგადაც (III.11) გამოსახულება მიიღებს ასეთ სახეს:

$$U'' = -M^z H^{ef} - 2M^x h_{//} \sin\varphi \cos\Omega t, \qquad \text{(III.12)}$$

სადაც

$$H^{ef} = \sqrt{(H_0 - \omega/\gamma)^2 + h_0^2}.$$

აქ არ არის აღრიცხული არარეზონანსული წევრები. გამოსახულება ანალოგიურია (III,2) განტოლების ჰამილტონიანის. ოღონდ H_0 ნაცვლად გვაქვს H^{ef}, h_0 შეცვლილია $h_{\parallel}\sin\varphi$, ხოლო ω სიხშირე შეცვლილია Ω - თი. თუ Ω ზუსტად რეზონანსულია, ე.ი. $\Omega=\gamma H^{ef}$, მაშინ შეშფოთების თეორიის მეორე მიახლოებაში, ჰამილტონიანი მიიღებს სახეს:

$$U^{ef}=-M^{z}\left(H^{ef}+\frac{\gamma h_{\parallel}^{2}\sin^{2}\varphi}{4\Omega}\right)-h_{\parallel}(M^{+}e^{i\Omega t}+M^{-}e^{-i\Omega t}). \qquad \text{(III.13)}$$

ამ შემთხვევაში ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლება განისაზღვრება გამოსახულებით:

$$\Delta\Omega=\frac{\gamma^{2}h_{\parallel}^{2}\sin^{2}\varphi}{4\Omega}.$$

თუ φ - ს აქვს მაგიური ხასიათი, ასეთ პირობებში ხაზის სიგანეს მიახლოებით აქვს ასეთი სახე:

$$\delta\approx\frac{\gamma^{2}H_{lok}^{2}}{\Omega},$$

სადაც H_{lok} ლოკალური ველია დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედებით განპირობებული.

$\eta=\Delta\Omega/\delta$ ფარდობისთვის მივიღებთ:

$$\eta\sim(h_{\parallel}/H_{lok})^{2}.$$

აღმოჩნდა, რომ თუ $h_{\parallel}\geq H_{lok}$, მაშინ მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში შესაძლებელია ბლოხ-ზიგერტის დაკვირვება ექსპერიმენტალურად. რადგან $\frac{\Omega}{\omega}<<1$ ე.ი. მუდმივი ველის პარალელური დს - ი ველის რეზონანსული სიხშირე რამოდენიმე რიგით მცირეა ჩვეულებრივ რეზონანსულ სიხშირეზე, ე.ი. $\Delta\Omega$ ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლება უფრო მნიშვნელოვანი სიდიდეა, ვიდრე ჩვეულებრივი $\Delta\omega$, ამიტომ ამ პირობებში ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლების დაკვირვება შესამჩნევად გაუმჯობესდება.

III თავის დასკვნები

მუდმივი ველის პერპენდიკულარული ცვლადი ველი იწვევს ე.წ. ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლებას $\Delta\omega=\frac{\omega_1^2}{4\omega_0}$, თუ სისტემაზე დამატებით მოდებულია მუდმივი ველის პარალელური დაბალი სიხშირის ველი, z ღერძის ირგვლივ $\omega=\omega_0$ სიხშირით მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლება განისაზღვრება გამოსახულებით $\left(\Delta\Omega=\frac{\gamma^2 h_{\parallel}^2\sin^2\varphi}{4\Omega}\right)$. თუ კოორდინატთა სისტემა დახრილია მაგიური კუთხით $\left(\varphi=ar\cos\frac{1}{\sqrt{3}}\right)$ და $h_{\parallel}\geq H_{lok}$, ეს პირობები ოპტიმალურია ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლების დაკვირვებისათვის.

დ ა ს კ ვ ნ ა

დასაცავად გამოტანილი ძირითადი შედეგები მდგომარეობს შემდეგში:

1. გამოკვლეულია ბირთვული სპინური სისტემის დინამიკა არასტაციონარულ და სტაციონარულ რეჟიმებში არაწრფივი ეფექტების გათვალისწინებით, რომლებიც გამოწვეულია რეზონანსული სიხშირის დინამიური წანაცვლებით და ხაზის ფორმის სპინური სისტემის პოლარიზაციაზე დამოკიდებულებით. ნაჩვენებია, რომ არაწრფივობა ამცირებს $\left(\frac{\omega_1}{\omega_p}\right)$ - ჯერ გაჯერების ეფექტებს, რაც შეიძლება დამზერილ იქნას ექსპერიმენტებზე.

2. შესწავლილია ბირთვული პოლარიზაციის დამოკიდებულება დროზე. თუ საწყის მომენტში სრულდება $p_0 \approx 1$, ხოლო მომდევნო მომენტებში - $p_0 - p \ll 1$. მაშინ პოლარიზაცია მიილევა კანონით $p_0 - p \propto t^{1/2}$. ამ უკანასკნელი პირობის დარღვევისას პოლარიზაციის დროზე ხარისხობრივი დამოკიდებულება ძლიერდება $1 - p \propto t^{2/3}$ და გადადის ექსპონენციალურში, ისევე როგორც ეს ხორციელდებოდა მაღალტემპერატურებზე.

3. მუდმივი ველის პერპენდიკულარული ცვლადი ველი იწვევს ე.წ. ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლებას $\Delta\omega = \frac{\omega_1^2}{4\omega_0}$, თუ სისტემაზე დამატებით მოდებულია მუდმივი ველის პარალელური დაბალი სიხშირის ველი, z ღერძის ირგვლივ $\omega = \omega_0$ სიხშირით მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლება განისაზღვრება გამოსახულებით $\left(\Delta\Omega = \frac{\gamma^2 h_{//}^2 \sin^2\varphi}{4\Omega}\right)$. თუ კოორდინატთა სისტემა დახრილია მაგიური კუთხით $\left(\varphi = ar\cos 1/\sqrt{3}\right)$ და $h_{//} \geq H_{lok}$, ეს პირობები ოპტიმალურია ბლოხ-ზიგერტის წანაცვლების დაკვირვებისათვის.

დანართი I

შემოკლებული აღნიშვნების სია

1. ბმრ — ბირთვული მაგნიტური რეზონანსი
2. ბპდ — ბირთვული პოლარიზაციის დინამიკა
3. ბპპ — ბლომბერგენ-პარსელ-პაუნდი
4. ბსს — ბირთვული სპინური სისტემა
5. დ-დ — დიპოლ-დიპოლური
6. დს — დაბალი სიხშირის
7. ეპრ — ელექტრონული პარამაგნიტური რეზონანსი
8. ლკს — ლაბორატორიული კოორდინატთა სისტემა
9. მრ — მაგნიტური რეზონანსი
10. მს — მაღალი სიხშირის
11. რს — რადიო სიხშირის
12. სდწ — სიხშირის დინამიური წანაცვლება
13. სს — სპინური სისტემა

ციტირებული ლიტერატურა

1. Б. Г. Берулава, М. Д. Звиададзе: Исследования магнитного резонанса в Грузинской ССР. (Министерство электронной промышленности СССР) электронная техника, Серия 1, Электоника СВЧ Выпуск 12, 1972.
2. Л. Л. Буишвили, М. Д. Звиададзе, Г. Р. Хуцишвили: Квазитермодинамическая теория магнитного резонанса, Тбилиси, 1982.
3. B. N. Provotorov, ZhETF 41, 1582, 1961.
4. L. L. Buishvili and M. D. Zviadadze : On the theory of magnetic resonance saturation in solids, Phys. Lett. v. 24A, №12, p. 661, 1967.
5. L. L. Buishvili : On the quasithermo dynamic theory of magnetic relaxation, Phys., v. 59, №4, p. 697, 1971.
6. D. H. Зубарев: Неравновесная статистическая термодинамика, М. Наука, 415с, 1971.
7. Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский: Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, М. "Наука", 1974.
8. Ю. А. Митропольский: Метод усреднения в нелинейной механике, Киев, "Наукова Думка", 1971.
9. Л. Л. Буишвили, М. Г. Менабде: Применение метода усреднения в задачах ядерного магнитного резонанса высокого разрешения в твердых телах, ЖЭТФ, т. 77, Вып. 6(12), 1979.
10. L. Buishvili, T. Buishvili, R. Khomeriki: Nuclear Spin-System Dynamics Caused by NMR Saturation for Arbitrary Spin Temperature, Progress of Theoretical Physics Volume 98, Number 4 pp. 795~805, 1997.
11. А. И. Абашидзе, Л. Л. Буишвили, Н. М. Созашвили, Р. Р. Хомерики: Динамика Ядерной Спиновой Системы При Низких Температурах, ЖЭТФ, том 110, вып. 3 (9) стр. 1121-1126. 1996.

12. A. Abragam and M. Goldman, Nuclear Magnetism: Order and Disorder, Clarendon Press, Oxford 1982.
13. J. G. Kirkwood, J. Chem. Phys. v.6 p.70, 1938.
14. D. N. Zubarev, Nonequilibrium Statistical Thermodynamics, Nauka, Moskow, 1967.
15. B. I. Kochelaev and D A Taiurskii, Fiz Tver. Tela 30, 3075, 1988.
16. T. J. Philippo, Spin-spin relaxation and spin temperatures. Phys. Rev., v. 133A, No. 2, p 471-477, 1964.
17. L J. de Haas, W. Th. Wenckebach and N J. Poulis, Physica 103A (1980), 295; 111B , 219, 1981.
18. I. V. Aleksandrov, The Theory of Magnetic Relaxation, Nauka, Moskow, 1975.
19. L L Buishvili, N P. Gorgadse and R L Lepsveridse, Fiz, Nzk Temp. 21, 931, 1995.
20. A. Isihara, Statistical Physics, Academic Press, New York-London, 1971.
21. М. И Куркин, Е. А Туров, ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения, Наука, Москва, с. 143, 1990.
22. А. Абрагам, М. Гольдман, Ядерный магнетизм порядок и беспорядок, Мир, Москва, 1984.
23. Е. А. Туров, М. П Петров, Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках, Наука, Москва, 1969.
24. М. И. Куркин, Письма в ЖЭТФ 28, 675, 1978.
25. В. А. Ацаркин, М. И Родак, УфН 107, 3, 1972.
26. Б. Н. Провоторов, ЖЭТФ 41, 1582, 1961.
27. А. И. Абашидзе, Л. Л. Буишвили, Т. Л. Буишвили, Р. Р. Хомерики: Изменение поляризации, обусловленное переменным магнитным полем при низких спиновых температурах, Физика низких температур, т. 22, №4, с. 400-401, 1996.
28. Э. Б. Фельдман, А. Е. Хитрин, ЖЭТФ 98, 967, 1990.

29. L. L. Buishvili, A. I. Abashidze, Z. G. Rostomashvili and N. M. Sozashvili : A shift of the Resonance Frequency in a Rotating Frame Caused by a Varying Magnetic Field, phys. stat. sol. (b) 204, 793 , 1997.
30. M. Mehring, High Resolution NMR Spectroscopy in Solids, Springer-Verlag, Berlin , 1974.
31. A. Abragam and M. Goldman, Nuclear Magnetism: Order and Disorder, Clarendon Press, Oxford , 1982.
32. N. N. Bogoljubov and Yu. A. Mitropolsku, Asymptotical Methods in the Theory of Nonlinear Oscillations, Izd. Nauka, Moscow 1974.
33. Yu. A. Mitropolsku, Averaging Methods in Nonlinear Mechanics, Naukova dumka, Kiev 1971.
34. L. D. Landau and E. M. Lifshits, Mechanics, Izd. Nauka, Moscow 1973.
35. A. Abragam, The Principles of Nuclear Magnetism, Clarendon Press, Oxford 1961.
36. L L. Buishvili and M. G. Menabde, Zh. Eksper. Teor. Fiz. 77, 2435, 1979.