ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი

ფიზიკა

თორნიკე ჭაბუკიანი

ნივთიერებების მაგნიტური თვისებები - დიამაგნეტიზმი და პარამაგნეტიზმი

სადოქტორო სემინარი I

ხელმძღვანელი: ალექსანდრე შენგელაია

ფიზ. მათ. მეცნიერებათა დოქტორი, პროფესორი

თბილისი 2017 წელი

ანოტაცია

ცნობილია, რომ ბუნებაში ყველა ნივთიერება მაგნიტურად აქტიურია.ეს ნიშნავს, რომ მაგნიტური ველის მოქმედებით ნივთიერებებში ჩნდება არანულოვანი დამაგნიტება. მოცემულ სემინარში განხილული იქნება დიამაგნიტური და პარამაგნიტური ნივთიერებები. დიამაგნეტიკებში დამაგნიტების ვექტორი მაგნიტური ველის საწინააღმდეგოდაა მიმართული და მაგნიტური ამთვისებლობა უარყოფითია. პარამაგნეტიკებში დამაგნიტების ვექტორი მაგნიტური ველის პარალელურია და მაგნიტური ამთვისებლობა დადებითია. მაგნიტური ველის მოდების გარეშე, დიამაგნეტიკის და პარამაგნეტიკის ჯამური დამაგნიტება ნულის ტოლია და დამაგნიტება მაგნიტური ველის პროპორციულად იზრდება. ამ ნივთიერებების მაგნიტური თვისებები განხილული იქნება როგორც, კალსიკური, ისე კვანტურ მექანიკური თვალსაზრისით. ასევე განხილული იქნება დამაგნიტების გაზომვის ექსპერიმენტული მეთოდი ვიბრაციული მაგნიტომეტრის გამოყენებით.

Abstract

It is known that all materials in nature are magnetically active. This means that when exposed to a magnetic field, a non-zero total magnetization is produced. In this seminar we consider diamagnetic and paramagnetic materials. In diamagnetic materials the magnetization vector is aligned antiparallel to applied magnetic field and susceptibility is negative. In paramagnetic materials the magnetization vector is parallel to applied magnetic field and susceptibility is positive. Without applied magnetic field the total magnetization of both diamagnetic and paramagnetic materials is zero and magnetization increases linearly with magnetic field. Magnetic properties of these materials will be discussed from classical and quantum mechanical points of view. One experimental method for measuring magnetization by using vibration sample magnetometer will be also presented

სარჩევი

შესავალი

ნივთიერებებში მაგნიტური ველის დამახასიათებელი სიდიდეები

მაგნიტურ ველში ნივთიერების დამაგნიტების ხარისხის მახასიათებელი სიდიდეა დამაგნიტების ვექტორი. დამაგნიტების ვექტორს $\vec{M}$ უწოდებენ ერთეულოვანი მოცულობის მქონე დამაგნიტებული ნივთიერების მაგნიტურ მომენტს. მისი გამოთვლისათვის აუცილებელია, ვიპოვოთ ერთეულოვანი მოცულობის მქონე დამაგნიტებულ ნივთიერებაში მყოფი ატომთა მაგნიტური მომენტების ვექტორული ჯამი. დაუშვათ, რომ ნივთიერება ერთგვაროვანია და ყველა ატომს გააჩნია ერთი და იგივე მაგნიტური მომენტი $\vec{\mu}_m$, მაშინ დამაგნიტების ვექტორი

$$\vec{M} = \frac{N}{V}\,\vec{\mu}_m = n\,\vec{\mu}_m$$

სადაც n - ატომის კონცენტრაციაა.

თუ დამაგნიტებული ნივთიერება პარამაგნიტი ან დიამაგნიტია, მაშინ მისი დამაგნიტების ვექტორი პროპორციულია დამამაგნიტებელი ველის დაძაბულობისა:

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H}$$

χ_m პროპორციულობის კოეფიციენტს ნივთიერების მაგნიტურ ამთვისებლობას უწოდებენ. $\vec{H}$ დაძაბულობის მქონე მაგნიტური ველი ნივთიერებაზე მოქმედებისას იცვლის თავის მნიშვნელობას ვაკუუმთან შედარებით და ხასიათდება მაგნიტური ველის $\vec{B}$ ინდუქციით, რომელიც შემდეგნაირად გამოისახება:

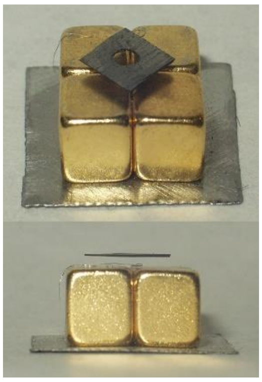
$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$$

სადაც $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ ჰნ/მ მაგნიტური მუდმივაა, ხოლო μ ნივთიერების მაგნიტურ შეღწევადობა. უმეტესი ნივთიერებებისათვის μ ძალიან ახლოა ერთთან. რადგანაც ჩვენი განხილვის ძირითად ობიექტებს ნივთიერების შემადგენელი ატომური და მოლეკულური მაგნიტური სისტემები წარმოადგენს, ამიტომ მოხერხებულობის მიზნით, უმჯობესია, გამოვიყენოთ χ მაგნიტური ამთვისებლობა, რომელიც დაკავშირებულია μ-სთან შემდეგი თანაფარდობით:

$$\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi}$$

χ შეიძლება განხილული იქნას ერთეულოვან მოცულობაში, ერთეულოვან მასაში ან ნივთიერების რაოდენობაში, ამიტომ შესაბამისად მათ უწოდებენ მოცულობით

მაგნიტურ ამთვისებლობას χ (უგანზომილებო სიდიდე), კუთრ ამთვისებლობას $\chi_{\text{კუთრი}}$ (სმ³/გ) და მოლურ ამთვისებლობას $\chi_{\text{მოლ.}}$ (სმ³/მოლი).



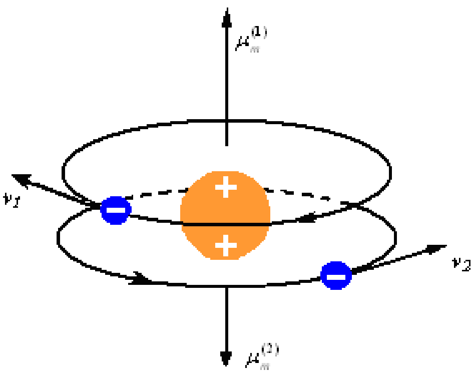
ნახ. 1 დიამაგნეტიკი გამოიძევება მაგნიტური ველის მიერ

ნივთიერება მაგნიტური თვისებების მიხედვით შეიძლება დაიყოს ორ კატეგორიად: დიამაგნიტური ნივთიერება, რომელიც ამცირებს გარეშე მაგნიტურ ველს, მისთვის $\chi < 0$ და პარამაგნიტური ნივთიერება, რომელიც ზრდის მაგნიტურ ველს და მისთვის $\chi > 0$. ცდებით დასტურდება, რომ არაერთგვაროვან მაგნიტურ ველში დიამაგნეტიკი გამოიძევება ველიდან (ნახ. 1), ხოლო პარამაგნეტიკი კი პირიქით მიიზიდება. სწორედ, ამაზეა დამყარებული ნივთიერების მაგნიტური თვისებების გაზომვის ძირითადი მეთოდები. განვიხილოთ ნივთიერების ეს ორი კატეგორია უფრო დაწვრილებით, ჯერ კლასიკური ინტერპრეტაციით და შემდეგ კი კვანტურ-მექანიკური თვალსაზრისით.

თავი I

1.1. დიამაგნეტიზმი

დიამაგნეტიზმი არის მატერიის მნიშვნელოვანი თვისება და განპირობებულია იმით, რომ მაგნიტური ველის ზემოქმედებით ატომის შევსებულ ელექტრონულ გარსზე მყოფ ელექტრონებს უჩნდებათ ველის საწინააღმდეგო და ნულისაგან განსხვავებული მაგნიტური მომენტი. დიამაგნეტიზმი წარმოიშობა გარეშე მაგნიტური ველის მოქმედებით ელექტრონის ორბიტალური მოძრაობის შეცვლის შედეგად. მაშასადამე, ის დამახასიათებელია ნებისმიერი ნივთიერებისათვის, მაგრამ ხშირად მისი გამოვლინება არ ხდება, ვინაიდან იგი გადაფარულია უფრო ძლიერი პარა და ფერომაგნეტიზმით. სუფთა სახით დიამაგნეტიზმი მხოლოდ ისეთ ნივთიერებებში გვხვდება, რომელთა ატომებისა და მოლეკულების საერთო ჯამური მაგნიტური მომენტი გარეშე მაგნიტური ველის არარსებობის შემთხვევაში ნულის ტოლია. ასეთი ატომებისა და მოლეკულებისაგან შედგენილ ნივთიერებებს, როგორც უკვე აღინიშნა, დიამაგნეტიკები ეწოდება. მათი დამაგნიტება, რომელსაც ადგილი აქვს მხოლოდ გარეშე მაგნიტურ ველში, ყოველთვის მიმართულია ველის საწინააღმდეგოდ, ამიტომ არაერთგვაროვან მაგნიტურ ველში ხდება დიამაგნეტიკის გადაადგილება ველის შემცირების მიმართულებით.



ნახ. 2 ჰელიუმის ატომის

იმისათვის, რომ ატომის ან მოლეკულის მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლი იყოს, საჭიროა, რომ ადგილი ჰქონდეს მასში შემავალი ელექტრონების ორბიტული და სპინური მაგნიტური მომენტების სრულ კომპენსაციას. ასეთ კომპენსაციას ყოველთვის აქვს ადგილი ისეთ ატომრბში, რომლის ელექტრონული შრეები (K,L,M,N) მთლიანად არის შევსებული ელექტრონებით. აქედან გამომდინარე ყველა ინერტული აირი (He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn) დიამაგნეტიკებია. დიამაგნიტურია ასევე ყველა იონი, რომლის ელექტრონული კომფიგურაცია ისეთივეა, როგორც ინერტული აირის ატომისა. ასეთებია, მაგალითად Na^+ , Cl^- და სხვა. სპინური მაგნიტური მომენტის სრული კომპენსაციისათვის საჭიროა ატომი ან მოლეკულა შეიცავდეს ელექტრონების წყვილ რაოდენობას, მაგრამ ბევრი ელემენტი, რომლებიც შეიცავენ ელექტრონთა კენტ რაოდენობას, ამჟღავნებენ დიამაგნიტურ თვისებებს. ეს იმით აიხსნება, რომ ამ ნივთიერებებში პარამაგნიტური ეფექტი იმდენად მცირეა, რომ გადაიფარება დიამაგნიტურით. დიამაგნიტურ თვისებებს ამჟღავნებს Zn, Pb, C, Hg, Si, Ge, S, CO_2, წყალი, მინა, ფაიფური და ორგანული ნაერთების უმრავლესობა.

შევეცადოთ ავხსნათ დიამაგნიტური ეფექტი. ანალიზისათვის გამოვიყენოთ ჰელიუმის ატომის მოდელი. ამ ატომის ბირთვს გააჩნია q = +2e მუხტი, ხოლო ბირთვის გარშემო ბრუნავს ორი ელექტრონი. ცდა აჩვენებს, რომ ჰელიუმის ატომს არ გააჩნია მაგნიტური მომენტი. ამის ახსნა კი შეიძლება, თუ დავუშვებთ, რომ ბირთვის გარშემო ერთნაირ ორბიტაზე სხვადასხვა მიმართულებით და ერთნაირი სიჩქარით ბრუნავს ორი ელექტრონი, რომელთა მაგნიტური მომენტების სიდიდეები ტოლია, მაგრამ ნიშნით საწინააღმდეგო, ამის გამო ატომის ჯამური მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლი აღმოჩნდება (ნახ. 2). ან უფრო ზუსტად, როგორც ზემოთ აღინიშნა, კვანტურ მექანიკური თვალსაზრისით ნივთიერების ატომი დიამაგნიტურ თვისებებს ამჟღავნებს იმ შემთხვევაში, თუ მისი ელექტრონული ორბიტებისა და სპინების მაგნიტური მომენტები ერთმანეთს აკომპენსირებენ.თუ ჰელიუმის ატომზე მოვახდენთ მაგნიტურ ველით ზემოქმედებას, პირველი ელექტრონის სიჩქარე შემცირდება, მეორესი კი გაიზრდება რაც განაპირობებს მათი მაგნიტური მომენტების ცვლილებას. შედეგად ატომში ინდუცირდება მაგნიტური მომენტი, რომლის მიმართულება ლენცის წესის თანახმად გარეშე ველის საწინააღმდეგოა. ანალიზით მიღებულია, რომ ატომში ინდუცირებულ მაგნიტურ მომენტს შემდეგი სახე აქვს:

$$\mu_m = \frac{e^2 r^2 \mu_0}{2m} H$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\vec{\mu}_m$ და $\vec{H}$ ვექტორებია და მიმართული არიან ურთიერთსაწინააღმდეგოდ, მოცემული ფორმულა ვექტორული სახით ასე ჩაიწერება:

$$\vec{\mu}_m = -\frac{e^2 r^2 \mu_0}{2m} \vec{H}$$

მიღებულიდან გამომდინარე ნივთიერების დამაგნიტების ჯამური ვექტორისთვის მივიღებთ გამოსახულებას:

$$\vec{M} = n\,\vec{\mu}_m = -\frac{e^2 r^2 n \mu_0}{2m} \vec{H}$$

ამრიგად დამაგნიტების ვექტორი დამამაგნიტებელი ველის დაძაბულობის პროპორციულია და დიამაგნეტიკის მაგნიტური ამთვისებლობა უარყოფითი სიდიდეა.

$$\chi_m = \frac{\vec{M}}{\vec{H}} = -\frac{e^2 r^2 n \mu_0}{2m}$$

დიამაგნიტური ეფექტების დამზერისათვის საჭიროა ძალიან ძლიერი მაგნიტური ველი. დიამაგნეტიზმი ყველა ნივთიერების თვისებაა (გარდა ატომარული წყალბადისა), რადგანაც გააჩნიათ შეწყვილებული ელექტრონები და შევსებული ელექტრონული გარსები, მაგრამ დაიმზირებიან მხოლოდ ცალკეულ ნივთიერებებში, რამდენადაც ისინი გადაფარულია გაცილებით უფრო ძლიერი პარამაგნიტური ეფექტებით.

1.2 დიამაგნეტიზმი კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით

კლასიკური ფიზიკის თვალსაზრისით ნივთიერებათა დიამაგნიტური თვისებები გამოწვეულია გარეშე მაგნიტური ველის მოდების შედეგად ელექტრონთა ორბიტალური მოძრაობის ცვლილებით, მაგრამ ამ მსჯელობაში არაა გათვალისწინებული ის ფაქტი, რომ ელექტრონის ორბიტული $\vec{L}$ მომენტი იკვანტება. განვიხილოთ დიამაგნეტიზმის მოვლენა კვანტურმექანიკური თვალსაზრისით.

ნივთიერების მიერ მაგნეტიზმის გამოვლენა, არსებითად კვანტურ მექანიკური თვისებაა, რადგან კლასიკური თვალსაზრისით სისტემას სითბურ წონასწორობაში მაგნიტური მომენტი არ შეიძლება ჰქონდეს იმ შემთხვევაშიც კი, როცა იგი გარეშე მაგნიტურ ველში იმყოფება, ეს მტკიცება ცნობილია, როგორც ვან_ლევენის თეორემა. თავისუფალ ატომში მაგნიტური ატომის არსებობა შეიძლება გამოწვეული იყოს შემდეგი გარემოებით:

1. ყველა ელექტრონს გააჩნია სპინი.

2. ბირთვის გარშემო მოძრაობისას ყველა ელექტრონს გააჩნია მოძრაობის რაოდენობის (კუთხური მომენტის) ორბიტალური მომენტი.

3. გარეშე მაგნიტური ველის მოდებისას ორბიტალური მომენტი განიცდის ცვლილებას.

შემოვიტანოთ ატომის ელემენტარული მაგნიტური მომენტის ცნება. ვინაიდან ელექტრონი ცირკულირებს ბირთვის გარშემო, იგი ქმნის ელემენტარულ წრიულ დენს, რომელსაც გააჩნია მაგნიტური მომენტი და გაუსის სისტემაში გამოისახება შემდეგი ფორმულით:

$$\mu = \frac{iA}{c}$$

სადაც c სინათლის სიჩქარეა, $A = \pi \cdot r^2$ ელექტრონის მიერ შემოწერილი ორბიტის ფართობი, i ამ მოძრაობასთან დაკავშირებული დენი, რომელიც გამოისახება ასე:

$$i = \frac{e}{\tau} = \frac{e\omega}{2\pi}$$

სადაც τ პერიოდია, ω ორბიტაზე ბრუნვის კუთხური სიხშირე, ამიტომ ორბიტალური მაგნიტური მომენტი შეიძლება ასე გადაიწეროს:

$$\mu = \frac{e\omega}{2\pi \cdot c}\pi \cdot r^2 = \frac{e\omega \cdot r^2}{2c} = \frac{e}{2m \cdot c}m\omega \cdot r^2$$

სადაც m ელექტრონის მასაა, ხოლო $m\omega \cdot r^2$ ელექტრონის ორბიტაზე ბრუნვის მოძრაობის რაოდენობის მომენტი. ბორის ატომური მოდელის თეორიიდან ცნობილია, რომ ეს მომენტი იკვანტება, ე.ი. შეიძლება მიიღოს მხოლოდ გარკვეული

დისკრეტული მნიშვნელობები და იგი ჯერადია $h/2\pi$ (h პლანკის მუდმივა). ამასთან ერთად მაგნიტური მომენტიც ასევე იღებს, მხოლოდ გარკვეულ დისკრეტულ მნიშვნელობებს, რომელიც ჯერადი იქნება რაღაც მინიმალური მნიშვნელობისა ისე, რომ

$$\mu_B = \frac{e}{2mc} \cdot \frac{h}{2\pi} = \frac{eh}{4\pi \cdot mc} \quad (9{,}274078 \pm 0{,}000036)\ 10^{-21} \text{ ერგი/გაუსი}$$

ეს სიდიდე, რომელიც მიღებულია ატომური მაგნიტური მომენტის ერთეულად უწოდებენ ბორის მაგნეტონს და აღინიშნება μ_B. ბორის მაგნეტონი ელექტრონის მაგნიტური მომენტის პროექციის ნულისაგან განსხვავებული მნიშვნელობაა ნებისმიერი მიმართულებით. იგი გვიჩვენებს მაგნიტური მომენტის ნულისაგან განსხვავებულ უმცირეს მნიშვნელობას. რადგან ატომის მაგნიტური მომენტი ელექტრონების მაგნიტური მომენტების ვექტორული ჯამია, ამიტომ დასაბუთებლად შეიძლება ითქვას, რომ ატომის მაგნიტური მომენტის პროექცია რაიმე ღერძზე ან ნულის ტოლია, ან ბორის მაგნეტონის ჯერადია.

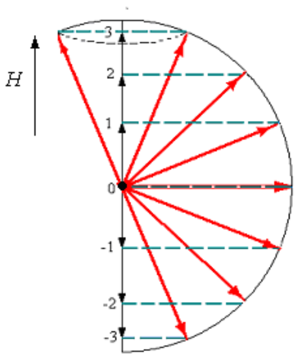
როგორც კვანტური მექანიკის ზოგადი განხილვიდან მტკიცდება ერთელექტრონიანი ატომის სტაციონალური მდგომარეობა განისაზღვრება ოთხი კვანტური რიცხვით, ესენია: n მთავარი, l ორბიტალური, m_l მაგნიტურ ორბიტალური და m_s მაგნიტურ სპინური კვანტური რიცხვები. მთავარი კვანტური რიცხვი n პირველ არარელატივისტურ მიახლოებაში განსაზღვრავს ატომის სტაციონალურ მდგომარეობას $\varepsilon_n (n = 1,2,3,....)$. ორბიტალური კვანტური რიცხვი l კი განსაზღვრავს მექანიკური ორბიტალური მომენტის აბსოლუტური სიდიდის შესაძლო მნიშვნელობებს

$$\left|\vec{L}_l\right| = \hbar\sqrt{l(l+1)}$$

l კვანტური რიცხვი მთელია და მოცემული n სათვის იღებს გარკვეულ შესაძლო მნიშვნელობებს $l = 0,1,2....(n-1)$. ვინაიდან ეს ციფრები განაპირობებენ ელექტრონულ მდგომარეობებს, ამიტომ მათ შესაბამისად უწოდებენ $s\ (l = 0)$, $p(l = 1)$, $d(l = 2)$, $f(l = 3)$, $g(l = 4)$ და ა.შ. მდგომარეობებს, ლათინური ალფავიტის მიხედვით. ორბიტალური მექანიკური მომენტების პროექციები დაკვანტვის Z ღერძზე (მაგ. გარეშე ერთგვაროვანი მაგნიტური ველის მიმართულებით), განისაზღვრებიან m_l კვანტური რიცხვებით.

$$L_{lZ} = \hbar m_l$$

m_l კვანტური რიცხვები ასევე მთელია და მოცემული l-სთვის ღებულობს $2l+1$ შესაძლო მნიშვნელობებს $m_l = l,(l-1),.....,-(l-1),-l$. ნახ.3 ნაჩვენებია f მდგომარეობა, როცა გვაქვს $l=3$ ორბიტალური მომენტის სივრცული დაკვანტვის ვექტორული მოდელი +3, +2, +1, 0, -1, -2, -3 სულ 7 შესაძლო მდგომარეობა).ორბიტალურ მექანიკურ მომენტს $|\vec{p}_l|$ შეესაბამება ორბიტალური მაგნიტური მომენტის აბსოლუტური სიდიდე:



ნახ. 3

$$|\vec{\mu}_l| = \frac{|e|}{2mc}\hbar\sqrt{l(l+1)} = \mu_B\sqrt{l(l+1)}$$

შესაბამისი შესაძლო პროექციებისათვის კი გვექნება:

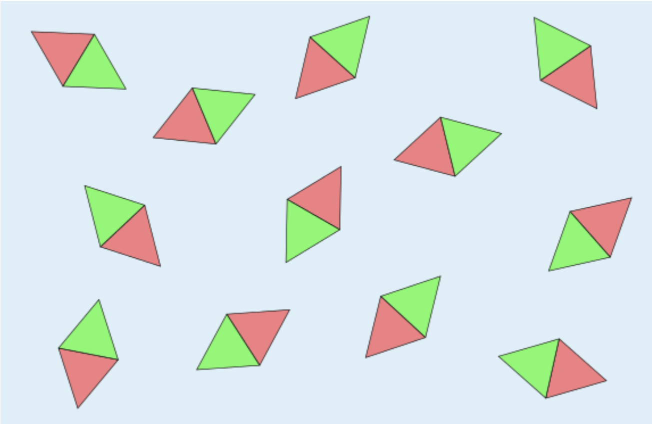
$$\mu_{Zl} = \frac{|e|}{2mc} m_l \hbar = m_l \mu_B$$

საბოლოოდ შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ დიამაგნეტიზმი არის ინდუცირებული მაგნიტური მომენტის გაჩენა ატომში, რომელიც მხოლოდ გარეშე მაგნიტური ველის მოდების შედეგად გამოვლინდება, ამიტომ შესაბამისი მაგნიტური ამთვისებლობა უარყოფითი ნიშნისაა. დიამაგნეტიზმი ახასიათებს ყველა ნივთიერებას, მაგრამ ყველა ნივთიერებაში იგი არ გამოვლინდება, ვინაიდან იგი გადაიფარება უფრო ძლიერი პარამაგნეტიზმით. პარამაგნეტიზმის არსებობა ვერ აღიწერება კლასიკური ფიზიკის თვალსაზრისით ვინაიდანი იგი სუფთად კვანტურმექანიკური მოვლენაა და დაკავშირებულია ელექტრონის სპინის არსებობასთან.

თავი II

2.1 პარამაგნეტიზმი

ნივთიერებებს, რომელთა ატომებს ან მოლეკულებს გარეშე მაგნიტური ველის არ არსებობის შემთხვევაში გააჩნია მუდმივი მაგნიტური მომენტი პარამაგნეტიკები ეწოდება, თვით მოვლენას კი - პარამაგნეტიზმი. გარეშე მაგნიტური ველის არ არსებობის შემთხვევაში ატომების მაგნიტური მომენტები ქაოსურადაა ორიენტირებული და ერთმანეთს აბათილებს, რის გამოც პარამაგნეტიკის მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლია. გარეშე მაგნიტური ველის მოდების შემდეგ ხდება ატომური მაგნიტური მომენტების უპირატესი ორიენტაცია ველის გასწვრივ და სხეული იძენს ნულისაგან განსხვავებულ ჯამურ მაგნიტურ მომენტს, რომლის მიმართულებაც ემთხვევა გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულებას. პარამაგნიტური სხეულის დამაგნიტება ამ შემთხვევაში განისაზღვრება სტატისტიკური წონასწორობით ველის მაორიენტირებელ მოქმედებასა და სითბური მოძრაობის მადეზორიენტირებელ მოქმედებას შორის. ეს უკანასკნელი ფაქტი მით ძლიერია, რაც მაღალია სხეულის ტემპერატურა, ამიტომ დიამაგნეტიკისგან განსხვავებით, პარამაგნეტიკის მაგნიტური ამთვისებლობა დამოკიდებულია ტემპერატურეზე. საინტერესოა განვიხილოთ ატომის მაგნიტური მომენტის წარმოქმნის მექანიზმი, რომელიც დაკავშირებულია პარამაგნეტიზმის მოვლენასთან, რაც კლასიკური ფიზიკის ფარგლებში ვერ აიხსნება. ამის მიზეზია ელექტრონის სპინის არსებობა და მასთან დაკავშირებული მაგნიტური მომენტი, ეგრედწოდებული სპინური მაგნიტური მომენტი.



ნახ. 4 ქაოსურად ორიენტირებული მაგნიტური მომენტები პარამაგნიტურ ნივთიერებაში

1925 წ გაოდსმითმა და ულენბეკმა წამოაყენეს ჰიპოტეზა იმის შესახებ, რომ ელექტრონს უნდა გააჩნდეს საკუთარი იმპულსური მომენტი $\vec{p}_S$, რომელიც დაკავშირებულია ელექტრონის სივრცულ მოძრაობასთან. ამ საკუთარ იმპულსის მომენტს უწოდეს სპინი. თავიდანვე ფიქრობდნენ, რომ სპინის არსებობა განპირობებულია ელექტრონის ღერძის გარშემო ბრუნვით, როგორც ბზრიალა, მაგრამ ასეთი მოდელი არასწორი აღმოჩნდა, რამდენადაც მბრუნავ დამუხტულ ბურთულას უნდა გააჩნდეს მაგნიტური მომენტი, თანაც მაგნიტური მომენტის მექანიკურთან შეფარდებას უნდა ჰქონდეს შემდეგი სახე

$$\frac{\mu}{L} = \frac{|e|}{2mc}$$

ორბიტალური მომენტისათვის ეს პირობა სრულდება

$$\gamma_l = \left|\frac{\vec{\mu}_l}{\vec{p}_l}\right| = \frac{|e|}{2mc}$$

მაგრამ ცდებმა აჩვენა, რომ სპინისათვის საკუთარი მაგნიტური მომენტის მექანიკურ მომენტთან შეფარდება ორჯერ მეტია, ვიდრე ორბიტალური მომენტისათვის:

$$\gamma_S = \left|\frac{\vec{\mu}_S}{\vec{p}_S}\right| = \frac{|e|}{m_l c}$$

აქედან გამომდინარე ელექტრონის მოძრაობაზე წარმოდგენა, რომ იგი თითქოს მბრუნავი ბურთულაა არასწორია. გარდა ამისა სპინის არსებობა ავტომატურად გამომდინარეობს რელატივისტურ კვანტური მექანიკაში დირაკის განტოლებიდან. სპინი გააჩნია არა მარტო ელექტრონს არამედ პროტონს, ნეიტრონს, ფოტონს და სხვა ელემენტარულ ნაწილაკებს. კვანტური მექანიკის ზოგადი კანონებიდან გამომდინარე ელექტრონის მოძრაობის რაოდენობის საკუთარი იმპულსის მომენტის აბსოლუტური სიდიდე განისაზღვრება სპინური კვანტური რიცხვით. ამჟამად მიღებულია, რომ სპინი და მასთან დაკავშირებული მაგნიტური მომენტი წარმოადგენს ელექტრონის ისეთივე განუყოფელ ნაწილს, როგორიც მისი მასა და მუხტია. ელემენტარული ნაწილაკის სპინი აღმოჩნდა $\hbar$ სიდიდის მთელი ან ნახევარი მნიშვნელობის ჯერადი, სადაც

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}05 \cdot 10^{-34} \text{ ჯ.წმ} = 1{,}05 \cdot 10^{-27} \text{ ერგი.წმ}$$

ელექტრონის მექანიკური მოძრაობის რაოდენობის მომენტი ტოლია $\hbar/2$ და ამასთან დაკავშირებით ამბობენ, რომ ელექტრონის სპინი $s = 1/2$. ამრიგად ელექტრონის იმპულსის საკუთარი იმპულსის მომენტის აბსოლუტური სიდიდე განისაზღვრება $s = 1/2$ სპინური კვანტური რიცხვით მოცემულ მიმართულებაზე (მაგ. მაგნიტური ველის გასწვრივ)

$$\left|\vec{L}_S\right| = \hbar\sqrt{s(s+1)} = \hbar\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)} = \sqrt{3}\,\frac{\hbar}{2}$$

ელექტრონის იმპულსის საკუთარი მექანიკური მომენტის პროექციამ შეიძლება მიიღოს შემდეგი შესაძლო მნიშვნელობები

$$L_{SZ} = m_S \hbar \text{ სადაც } (m_S = \pm s = \pm\frac{1}{2})$$

აქედან გამომდინარე ელექტრონს შეიძლება გააჩნდეს ორი სახის მაგნიტური მომენტი -ორბიტალური და სპინური.ზეემანის ეფექტიდან გამომდინარე და გირომაგნიტური თანაფარდობის გათვალისწინებით ვღებულობთ, რომ:

$$\left|\vec{\mu}_S\right| = \frac{|e|}{m_e c}\left|\vec{L}_S\right| = \frac{e\hbar}{mc}\sqrt{s(s+1)} = 2\mu_B\sqrt{s(s+1)}$$

სადაც გათვალისწინებულია, რომ $\mu_B = \frac{|e|}{2mc}\hbar$.

უნდა აღინიშნოს, რომ მაგნიტური მომენტის ნიშანი უარყოფითია (ელექტრონის მუხტი უარყოფითია), რაც ნიშნავს, რომ ელექტრონის მექანიკური L_S და მაგნიტური μ_S მომენტები ურთიერთსაწინააღმდეგოდაა მიმართული. რაც შეეხება ელექტრონის საკუთარი მაგნიტური მომენტის პროექციას განსაზღვრულ მიმართულებაზე, მას აქვს შემდეგი მნიშვნელობა:

$$\mu_{SZ} = \frac{|e|}{m\ c} p_{SZ} = \frac{|e|}{m\ c}\hbar m_S = 2\mu_B m_S$$

ელექტრონის სპინური და ორბიტალური იმპულსის მომენტის არსებობის გამო შემოდის ჯამური იმპულსის მომენტი L_j და მისი შესაბამისი კვანტური რიცხვი j . სრული იმპულსის მომენტი ტოლია ორბიტალური და სპინური მომენტების ჯამის:

$$\left|\vec{L}_j\right| = \hbar\sqrt{j(j+1)}$$

სადაც $j = l \pm s = l \pm 1/2$. თუ $l = 0$, მაშინ j მხოლოდ ერთი $j = s = 1/2$ მნიშვნელობა გააჩნია. თუ $l \neq 0$ შესაძლებელია ორი მნიშვნელობა $j = \pm 1/2$, რომლებსაც p_l და p_S ორი სხვადასხვა პარალელური და ანტიპარალელური ორიენტაცია შეესაბამება.

მრავალელექტრონიანი გარსის სრული კვანტური აღწერისათვის საჭიროა შემოყვანილი იქნას სრული ორბიტალური $\vec{L}_l$ და სრული სპინური $\vec{L}_S$ მომენტები. პირველი განისაზღვრება ორბიტალური L კვანტური რიცხვით, რომელსაც, მაგალითად ორი ელექტრონისათვის l_1 და l_2 კვანტური რიცხვით გააჩნია შემდეგი შესაძლო მნიშვნელობები

$$L = l_1 + l_2,\ \ l_1 + l_2 - 1, \cdots,\ \ l_1 - l_2$$

სადაც $l_1 \geq l_2$.

შეკრების ანალოგიური წესი გააჩნია ჯამურ სპინურ $\vec{L}_S$ მომენტს s სპინური კვანტური რიცხვით. მოძრაობის რაოდენობის სრული მომენტი $\vec{L}_J$ კი ტოლია $\vec{L}_l$ და $\vec{L}_S$ მომენტების ვექტორული ჯამისა.

$$\vec{L}_J = \vec{L}_l + \vec{L}_S$$

ელექტრონული გარსის ჯამური მაგნიტური მომენტის $\vec{\mu}$ მიმართულება არ ემთხვევა ჯამური მექანიკური მომენტის მიმართულებას, ჩვენს მიერ განხილული სპინის გირომაგნიტური ანომალიის გამო $(\gamma_S \neq \gamma_l)$ ნახ.5, სადაც ჩანს, რომ $\vec{\mu}_L$ სიგრძე ტოლია $\vec{L}_l$ ვექტორის სიგრძისა, ამიტომ $\vec{\mu}_S$ ვექტორი ორჯერ უფრო გრძელია $\vec{L}_S$ ვექტორის სიგრძეზე. ჯამური მაგნიტური მომენტის $\vec{\mu}$ ვექტორი $\vec{L}_J$-სთან ადგენს

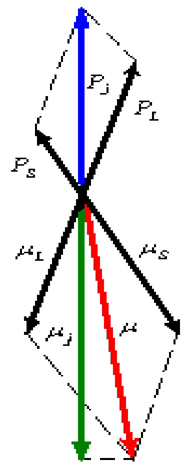
კუთხეს, რომრლიც განსხვავებულია 180^0 გრადუსით. ჩვენ გვაინტერესებს, მხოლოდ რეზულტირებული $\vec{L}_J$ ვექტორის მიმართულებაზე სრული მაგნიტური მომენტის მდგენელი. ეს მდგენელი ტოლია $\vec{\mu}_L$ და $\vec{\mu}_S$ ვექტორების პროექციების ჯამისა $\vec{L}_J$ ვექტორების მიმართულებაზე, ესე იგი

$$\mu_J = \mu_L \cos(\vec{P}_L \vec{P}_J) + \mu_S \cos(\vec{P}_S \vec{P}_J)$$

თუ სამკუთხედისათვის გამოვიყენებთ ჩვეულებრივ ტრიგონომეტრიულ ფორმულებს $\vec{P}_L$, $\vec{P}_s$ და $\vec{P}_j$ ვექტორების მიმართ მივიღებთ:

$$\cos(\vec{P}_S \vec{P}_J) = \frac{L(L+1) + J(J+1) - S(S+1)}{2 \cdot \sqrt{L(L+1) \cdot J(J+1)}}$$

$$\cos(\vec{P}_S \vec{P}_J) = \frac{S(S+1) + J(J+1) - L(L+1)}{2 \cdot \sqrt{S(S+1) \cdot J(J+1)}}$$



ნახ. 5

საბოლოო ჯამში შეგვიძლია დავწეროთ, რომ:

$$\mu_J = \left[1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}\right] \cdot \mu_B \sqrt{J(J+1)} =$$

$$= g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)} = g_J \cdot \frac{|e|}{2mc} \cdot |J|$$

სადაც შემდეგი გამოსახულება

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

არის ელექტრონული გარსის ლანდეს ფაქტორი. როგორც ჩანს მულტიპლეტის სხვადასხვა მდგენელისათვის g_J ფაქტორი სიდიდით იცვლება განსაზღვრულ ინტერვალში, რომელსაც მოცემულ L დან S-სთვის შეესაბამება კვანტური რიცხვის ექსტრემალური მნიშვნელობა, კერძოდ $L > S$ _ის შემთხვევაში შეესაბამება $J = L \pm S$ და ვიღებთ

$$1 + \frac{S}{L+S} \geq g_J \geq 1 - \frac{S}{L-S+1}$$

ხოლო $L < S$ შეესაბამება $J = S \pm L$

$$1 + \frac{S}{L+S} \geq g_J \geq 1 + \frac{S+1}{S-L+1}$$

სრული მაგნიტური მომენტის მდგენელს გარეშე ველის მიმართულებაზე შეიძლება ჰქონდეს $2J+1$ შესაძლო მნიშვნელობა, რომელიც განისაზღვრება $m_J = J,\ \ J-1, \cdots,$ $-J$ მაგნიტური კვანტური რიცხვით

$$\mu_{JZ} = g_J m_J \mu_B$$

ამრიგად მივიღეთ გამოსახულება, რომელიც სპინური და ორბიტალური მაგნიტური მომენტებისათვის ანალოგიურია, მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა $g_J = g_S$ და $g_J = g_L$. საზოგადოდ ატომის ეფექტური მაგნიტური მომენტის ნაცვლად შემოაქვთ არა L_J პროექციის მნიშვნელობა, არამედ მისი პროექციის მაქსიმალური დადებითი მნიშვნელობა $\left(|m_J|_{MAX} = J\right)$ მაგნიტური ველის გასწვრივ - $(\mu_J)_{MAX} = g_J J\mu_B$. ისე როგორც ერთელექტრონიანი ატომისათვის, მრავალელექტრონიანი ატომისთვისაც ლანდეს ფაქტორის ანუ სპექტროსკოპული გახლეჩის შემოტანა დაკავშირებულია ელექტრონის სპინისა და ორბიტალური მოძრაობის რაოდენობის გირომაგნიტური შეფარდებების სხვადასხვაობით, ამიტომ ლანდეს ფაქტორის გამოსათვლელი ფორმულა საშუალებას იძლევა რაოდენობრივად აიხსნას ატომში მიმდინარე მაგნიტური მოვლენები. კერძოდ g_J ფაქტორის კონკრეტული მნიშვნელობა ახასიათებს ორბიტალური და სპინური მაგნიტური მომენტების შესაბამის მნიშვნელობებს. თუ ეს კავშირი არ არსებობს ე.ი. როცა $L = 0$, მაშინ $J = S$ და სპექტროსკოპული გახლეჩის ფაქტორი განპირობებულია მხოლოდ სპინით $g_J = g_S = 2$, ხოლო სუფთა ორბიტალური მოძრაობისათვის როცა $S = 0$, მაშინ $J = L$ და გვექნება $g_J = g_L = 1$. მაგრამ, როდესაც არსებობს ერთდროულად ორივე, როგორც სპინური ისე ორბიტალური მომენტი, მაშინ $g_J > 2$.

2.2 ლანჟევენის და ბრილუენის ფორმულები. კიურის კანონი

რეალურ შემთხვევაში, ნივთიერებაში ცალკეული ატომებისა და იონების მაგნიტური მომენტები, სითბური მოძრაობის გამო ორიენტირებულია შემთხვევითი მიმართულებით. თუ ასეთ სისტემას მოვათავსებთ გარეშე მუდმივ მაგნიტურ ველში, მაშინ "მაგნიტური დიპოლები" ცდილობენ განლაგდნენ ველის გასწვრივ და სისტემა მიიღებს ჯამურ დამაგნიტებას. სისტემის იმ თვისებას, როცა ცალკეული დამოუკიდებელი მაგნიტური დიპოლები დამაგნიტდება გარეშე მაგნიტურ ველში უწოდებენ პარამაგნეტიზმს. სითბური პროცესების გავლენა პარამაგნეტიზმზე კლასიკური ფიზიკის თვალსაზრისით ჩამოაყალიბა ლანჟევენმა. ეს თეორია იძლევა კვანტური განხილვის ანალოგიურ შედეგს. იგი ემყარება პარამაგნეტიკის, როგორც მაგნიტური მომენტების იდეალური გაზის განხილვას.

განვიხილოთ გაზის ზოგიერთი ნაწილაკები (მოლეკულა, ატომი ან ელექტრონი), რომლებიც იმყოფებიან სითბურ წონასწორობაში და გააჩნიათ სპინური მაგნიტური მომენტი. დავუშვათ, რომ ეს სისტემა იმყოფება გარეშე მაგნიტურ ველში. თუ ჩვენ გაზის საკმარისად დიდი გაიშვიათების დროს შემოვიფარგლებით დიპოლებს შორის სუსტ მაგნიტური ურთიერთქმედებით, მაშინ დარჩება მხოლოდ ორი ურთიერთსაწინააღმდეგოდ მოქმედი ფაქტორი, რომელიც გავლენას ახდენს დიპოლის ორიენტაციაზე. პირველი ეს გარეშე

მაგნიტური ველია, რომელიც ცდილობს მოახდინოს მაგნიტური მომენტების ორიენტაცია მაგნიტური ველის გასწვრივ, ხოლო მეორე, ნაწილაკის სითბური მოძრაობა, რომელიც ცდილობს მოახდინოს ამ მოწესრიგებული განლაგების რღვევა. სტატისტიკური განხილვა გვიჩვენებს, რომ სითბური მოძრაობებით გამოწვეული დეზორიენტაცია მუდამ სრული არ არის. ყოველთვის იქნება შენარჩუნებული მოწესრიგების რაიმე ხარისხი, რომელიც იძლევა დამაგნიტებას ე.ი. ერთეულოვანი მოცულობის მაგნიტურ მომენტს, თანაც დამაგნიტების ვექტორი მიმართული იქნება გარეშე ველის გასწვრივ. დამაგნიტების ეს მნიშვნელობა გამოითვლება, თუ გამოვიყენებთ მაქსველ-ბოლცმანის განაწილების კანონს ნაწილაკის მიმართ, რომელიც იმყოფება სითბურ წონასწორობაში სხვა ნაწილაკებთან. ეს კანონი დაიყვანება შემდეგ მტკიცებაზე: ალბათობა იმისა, რომ მოცემულ ნაწილაკს გააჩნდეს V ენერგია პროპორციულია $e^{-V/kT}$, სადაც k ბოლცმანის მუდმივაა, ხოლო T აბსოლუტური ტემპერატურა. V ენერგია წარმოადგენს გარეშე მაგნიტურ ველში დიპოლის პოტენციალურ ენერგიას და ტოლია დიპოლის მაგნიტური მომენტის ვექტორის $\vec{\mu}$ და გარეშე მაგნიტური ველის $\vec{H}$ დაძაბულობის სკალარულ ნამრავლისა:

$$V = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} \cos\theta$$

სადაც θ დიპოლის ღერძსა და მაგნიტური ველის $\vec{H}$ დაძაბულობის მიმართულებას შორის კუთხეა. ჩვენ შეგვიძლია ვიპოვოთ დიპოლების ის რიცხვი dN, რომელთა ღერძებიც მოთავსებულია ელემენტის შიდა სხეულოვან კუთხეში $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$,ამრიგად დიპოლების რიცხვისათვის გვექნება

$$dN = C \exp(\frac{\vec{\mu}\vec{H}\cos\theta}{kT} d\Omega)$$

სადაც C პროპორციულობის კოეფიციენტია და მისი გამოთვლა შესაძლებელია, თუ ცნობილია N სრული ნაწილაკთა რიცხვი. ამისათვის კი საჭიროა აღებული იქნას ინტეგრალი მთელი θ კუთხით.

$$N = 2\pi \cdot C \int_0^{\pi} e^{a\cos\theta} \sin\theta \cdot d\theta = \frac{4\pi \cdot C}{a} sh(a)$$

სადაც $a = \frac{\mu H}{kT}$.

თუ თითოეული ნაწილაკის მაგნიტური მომენტის ვექტორს დავშლით ორ კომპონენტად, მაგნიტური ველის პარალელურ და პერპენდიკულარულ მიმართულებებზე, მაშინ გამომდინარე სიმეტრიულობის მოსაზრებიდან ველის მართობი კომპონენტები კომპენსირდება, ხოლო ველის პარალელური კომპონენტები ($\mu\cos\theta$) შეჯამდებიან და იძლევიან რეზულტირებულ $\vec{M}$ დამაგნიტებას:

$$\vec{M} = \int_0^N \mu\cos\theta \cdot dN = 2\pi \cdot C\int_0^{\pi} \mu\cos\theta\, e^{a\cos\theta}\sin\theta \cdot d\theta = \mu N\left(cth(a) - \frac{1}{a}\right)$$

დამაგნიტება, როგორც ტემპერატურისა და გარეშე მაგნიტური ველის ფუნქცია აღიწერება შემდეგი ფორმულით:

$$\vec{M} = \overrightarrow{M_s}[L(a)]$$

სადაც $\vec{M}_S = \vec{\mu}N$ ნაჯერი დამაგნიტებაა, ხოლო $L(a)$-ს ლანჟევენის ფუნქციას უწოდებენ.

$$L(a) = cth(a) - \frac{1}{a}$$

აქედან გამოდის საჭირო ფიზიკური შედეგი იმის შესახებ, რომ მცირე მაგნიტურ ველში ან დიდ ტემპერატურებზე, როცა $a = \frac{\mu H}{kT} << 1$, $L(a)$ ღებულობს დაახლოებით შემდეგ მნიშვნელობას:

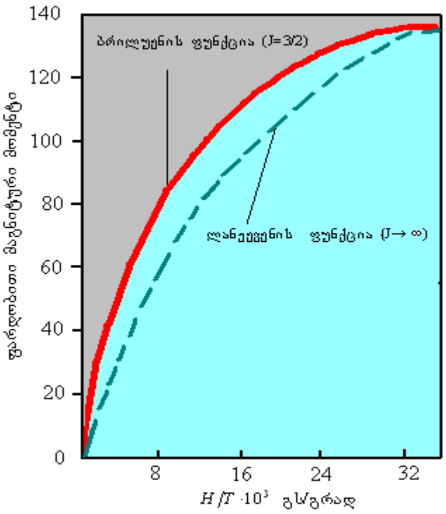
$$L(a) \approx \frac{a}{3}$$

მიღებული მნიშვნელობის გათვალისწინებით მივიღებთ მაგნიტური ამთვისებლობისათვის შემდეგ გამოსახულებას:

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{\mu M_S}{3kT} = \frac{C}{T}$$

ეს დამოკიდებულება ცნობილია კიურის კანონის სახელწოდებით. იგი ამტკიცებს, რომ მაგნიტური ამთვისებლობა იცვლება აბსოლუტური ტემპერატურის უკუპროპორციულად და სიდიდე

$$C = \frac{\mu M_S}{3k}$$



ნახ. 6 ფარდობითი მაგნიტური მომენტის დამოკიდებულება H/T ფარდობაზე,

T=1,29⁰ K მუდმივი ტემპერატურის დროს

g=2, J=S=3/2

წარმოადგენს მუდმივას. სხვა ზღვრული შემთხვევისათვის, როცა ძლიერი ველი, ან ძალიან დაბალი ტემპერატურები გვაქვს, ლანჟევენის ფუნქცია მიისწრაფის მუდმივ მნიშვნელობამდე ერთისაკენ, ხოლო დამაგნიტება ასიმპტოტურად უახლოვდება ნაჯერობის დამაგნიტებას, როგორც ნაჩვენებია ნახ.6-ზე. კიურის კანონი სამართლიანია პარამაგნიტურ ატომებში, მოლეკულებში და იონებში, თხევად ხსნარებში და ასევე ზოგიერთ პარამაგნიტურ მარილებში, კერძოდ რკინის ჯგუფის გარდამავალი მეტალების იონებში და იშვიათმიწათა ჯგუფის ელემენტებში. ამ

სისტემებში პარამაგნიტური იონები პრაქტიკულად შეიძლება ჩაითვალოს თავისუფალ იონებად, სადაც უგულვებელყოფილია ნაწილაკებს შორის მაგნიტური ურთიერთქმედება და წარმოადგენს თეორიის ძირითად დაშვებას.

თუ ჩვენ გვინდა გავითვალისწინოთ მაგნიტური ატომების ენერგეტიკული დონეების კვანტური ბუნება დამაგნიტებისათვის ვიღებთ ბრილუენის შემდეგ ფორმულას,:

$$M = N_g J \mu_B B_j(x)$$

სადაც $B_j(x)$ ბრიულენის ფუნქციაა:

$$B_j(x) = \frac{(2J+1)}{2J} cth \frac{(2J+1)x}{2J} - \frac{1}{2J} cth \frac{x}{2J}$$

რომლის არგუმენტიც ტოლია:

$$x = \frac{gJ\mu_B H}{kT}$$

კვანტური განხილვიდან ჩანს, რომ $\vec{\mu}$ ელექტრონული მაგნიტური მომენტის ნაცვლად, რომელიც ფიგურირებს ლანჟევენის თეორიაში, შემოდის სამი ახალი სიდიდე, კერძოდ $\vec{\mu}_B$ ბორის მაგნეტონი, J მოძრაობის რაოდენობის სრული მომენტის კვანტური რიცხვი, რომელიც დაკავშირებულია სპინისა და ორბიტალური მომენტის დისკრეტული კვანტური დონეების რიცხვზე და მესამე g სიდიდე - ლანდეს ფაქტორი. როგორც აღინიშნა ეს ფორმულა შეესაბამება იმ მდგომარეობას, როდესაც იონებში L და S შორის კავშირი შიდაკრისტალური ველით დარღვეული არ არის.

ლანჟევენის კლასიკური მოდელი შეიცავს თავისთავად დაშვებას იმის შესახებ, რომ მაგნიტური მომენტების ენერგეტიკული დონეები ქმნიან უწყვეტ მიმდევრობას და შესაბამისად $J \to \infty$ ზღვრული შემთხვევისათვის კვანტური მექანიკის საფუძველზე მიღებული ბრილუენის შედეგი გადადის კლასიკურ ლანჟევენის შედეგზე (ლანჟევენის ფორმულა). კიურის კანონი ასევე შეიძლება მივიღოთ ბრიულენის მოდელში სუსტი მაგნიტური ველის ზღვრული მნიშნელობით, ან მაღალი ტემპერატურებისას ($x << 1$). თუ ბრილუენის ფორმულას გავშლით მწკრივად არგუმენტის მცირე მნიშვნელობისათვის (როგორც ეს იყო გაკეთებული ლანჟევენის ფუნქციისათვის), ჩვენ მივიღებთ იმავე შედეგს ე.ი. $\chi = \frac{M}{H} = \frac{\mu M_S}{3kT} = \frac{C}{T}$ ფორმულას, მაგრამ $\vec{\mu}$ -ს მაგივრად შემოდის შემდეგი ეფექტური სიდიდე:

$$\mu_{eff} = g\mu_B \left[J(J+1)\right]^{1/2} = P_{eff}\,\mu_B$$

სადაც μ_{ef} არის ატომის მაგნიტური მომენტი, რომელიც გამოსახულია ბორის მაგნეტონის საშუალებით.

იმ შემთხვევაში, როდესაც $x << 1$, რომელიც ხშირად კარგი მიახლოებაა, გვაქვს:

$$B_j(x) \cong \frac{J+1}{3J} x$$

სითბურ წონასწორობაში მყოფი ჯამური მაგნიტური მომენტის მნიშვნელობის გამოსახულება ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$\vec{M}_0 = \frac{N g_L^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3kT} \vec{H}_0$$

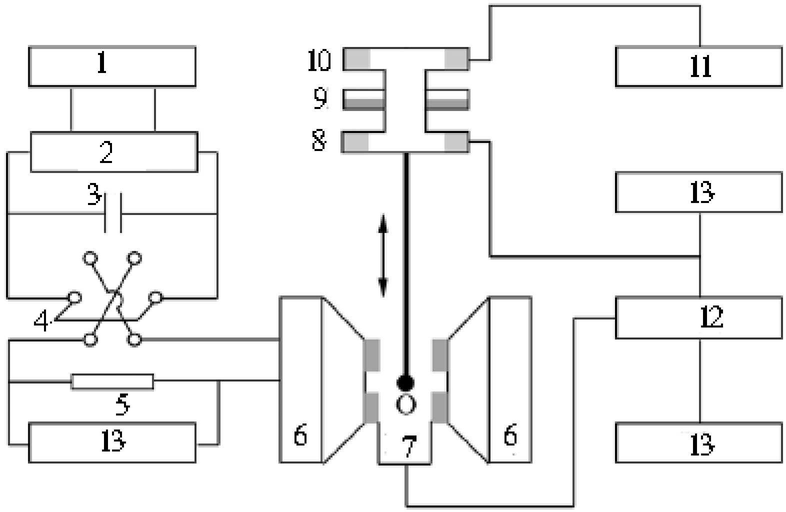
პარამაგნიტური ამთვისებლობისათვის ვღებულობთ:

$$\chi = \frac{M_0}{H_0} = \frac{N g_L^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3kT}$$

თავი III

3.1 ვიბრაციული მაგნიტომეტრის მოქმედების პრინციპი

ვიბრაციული მაგნიტომეტრის მოქმედების პრინციპი ეფუძნება მაგნიტური თვისებების ინდუქციური გაზომვების საშუალებებს. ნიმუში, რომელიც დამაგრებულია ღეროზე მოდის რხევით მოძრაობაში ოთხ გამზომ კოჭათა სისტემაში (ნახ.7). თანაც ამ დროს რხევის ღერძი პარალელურია კოჭათა სიბრტყისა,



ნახ.7 ვიბრაციული მაგნიტომრტრის ბლოკ-სქემა

1. ავტოტრანსფორმატორი
2. გამმართველი
3. ელექტროლიტური კონდენსატორების ბლოკი
4. პოლარობის გადამრთველი
5. ელექტრული წინაღობა
6. ელექტრომაგნიტი
7. გამზომი კოჭა
8. სიგნალის ამპლიტუდის გასაზომი კოჭა
9. მუდმივი მაგნიტი
10. აღმგზნები კოჭა
11. გენერატორი
12. სინქროდეტექტორი
13. ვოლტმეტრი

ხოლო ნიმუშის მაგნიტური მომენტი ინდუცირებულია გარეშე მაგნიტური ველით და ორიენტირებულია კოჭების სიბრტყეების მართობულად. კოჭები განლაგებულია ელ.მაგნიტის პოლუსებზე, რომლებიც წარმოადგენენ მაგნიტური ველის წყაროს. თითოეულ პოლუსზე წყვილად კოჭები შეერთებულნი არიან “შემხვედრად”, ხოლო თითოეული წყვილი ერთმანეთთან “მართობულად”. ნიმუშის ზევით გადაადგილებისას ზედა კოჭებში იზრდება მაგნიტური ნაკადი, ხოლო ქვედა კოჭებში მცირდება. მათში ინდუცირებულ ემძ-ს გააჩნია სხვადასხვა ნიშნები, მაგრამ რამდენადაც კოჭები შეერთებულია “შემხვედრად”, ხდება მათი ზედდება. ანალოგიურად განვითარდება სიტუაცია, როცა ნიმუში მოძრაობს

საწინააღმდეგოდ ქვევით. ამავე დროს ელ.მაგნიტის ერთგვაროვანი ველის ცვლილება იწვევს კოჭაში ურთიერთკომპენსირებულ სიგნალებს. კოჭების შეერთების ასეთი სისტემა საშუალებას იძლევა გამოიყოს ნიმუშიდან სასარგებლო სიგნალი და მოიხსნას გარეშე ველებიდან პარაზიტული სიგნალები.

კოჭებში ინდუცირებული ემძ დამოკიდებულია არა მარტო ნიმუშის მაგნიტურ მომენტზე, არამედ ნიმუშის გეომეტრიაზე - ნიმუშის ზომაზე და ფორმაზე. ამიტომ მაგნიტური მომენტის (დამაგნიტების) აბსოლუტური სიდიდის პირდაპირი გაზომვისათვის, როგორც წესი გამოიყენება შედარების წესი ეტალონურ ნიმუშებთან, რომლის ზომები და ფორმა ახლოა საკვლევ ნიმუშებთან და ცნობილია მისი მაგნიტური მახასიათებლები.

ინდუქციური მეთოდით გაზომვების ჩატარება შესაძლებელია, მხოლოდ ნიმუშის მაგნიტური მომენტების შედარებით. იმისათვის, რომ გადავიდეთ კუთრ მახასიათებლებზე ($\vec{M}$ - დამაგნიტება ან σ კუთრი დამაგნიტება), საჭიროა ნიმუშის მოცულობის ან მასის ცოდნა. დამაგნიტება ეს არის ერთეულოვანი მოცულობის მქონე მაგნიტური მომენტი, განზომილებით [გს.სმ3/გ], ან [ა.მ2/კგ]. ეს მახასიათებლები დაკავშირებულნი არიან ერთმანეთთან ნივთიერების სიმკვრივით:

$$M = \rho\sigma$$

ცდისეულად უფრო მარტივია განისაზღვროს ნიმუშის მასა, ამიტომ შედარებითი გაზომვებისათვის უფრო ხშირად ხმარობენ კუთრ დამაგნიტებას, რომელიც გამოითვლება ფორმულით:

$$\sigma_X = \frac{\sigma_{et} \cdot m_{et}}{U_{et}} \cdot \frac{U_X}{m_X}$$

სადაც $\sigma_{et}, m_{wt}, U_{et}$ არის ეტალონური ნიმუშის კუთრი დამაგნიტება, მასა და ემძ, ხოლო σ_X, m_X, U_X გამოსაკვლევი ნიმუშის შესაბამისი მახასიათებლებია.

გამოყენებული ლიტერატურა

1. გ. კუკულაძე - „მყარი სხეულის ფიზიკა“.
2. ანატოლი (თემური) ახალკაცი - „ნივთიერების მაგნეტიზმის მოვლენები“
3. M.S.Dresselhaus – Solid State Physics , Part III, Magnetic Properties of Solids