

ნანონაწილაკის მაგნიტური მახასიათებლების განსაზღვრა დაბალტემპერატურული კალორიმეტრიის მეთოდებით.

1. შესავალი.

ბოლო ათწლეულის განმავლობაში მაგნიტური ნანონაწილაკების დამუშავებისა და კვლევის სფეროში დიდი ცვლილებები მოხდა. ეს დაკავშირებულია როგორც ნანომეტრული ზომების (ნანონაწილაკების) მაგნიტური ნაწილაკების მიღებისა და სტაბილიზაციის ეფექტური მეთოდების დამუშავებასთან, ასევე მათი გამოკვლევისას ფიზიკური მეთოდების განვითარებასთან. ნანონაწილაკების ზომების ერთეულამდე შემცირების დროს, იწყება სითბური ფლუქტუაციების გავლენის ზრდა ნანონაწილაკის მაგნიტური მომენტის m ბრუნვით დინამიკაზე. მაგნიტური მომენტის შემთხვევითი მოძრაობის ასეთ ტიპს ეწოდება სუპერპარამაგნეტიზმი, ხოლო თავად სისტემას, შედგენილს მაკროსკოპული რაოდენობის მაგნიტური ნაწილაკებისაგან – სუპერპარამაგნეტიკი.

ერთი განმასხვავებელი თვისება სუპერპარამაგნეტიკისა ჩვეულებრივი მაგნეტიკისაგან მდგომარეობს იმაში, რომ მაგნიტური თვისებების ელემენტარულ მატარებლებს წარმოადგენენ არა განცალკევებული ატომები ან მოლეკულები, არამედ მაგნიტური ნანონაწილაკები რომლებიც შეიცავენ ბევრი ატომების რაოდენობას მაგნიტურად დალაგებული მიმართულებებით. ნანონაწილაკების მაგნიტური მომენტები სიდიდით რამდენჯერმე აჭარბებენ ჩვეულებრივი ტიპის ინდივიდუალური ნაწილაკების მაგნიტურ მომენტებს, რომელთაც აქვთ ბორის რამოდენიმე მაგნეტონის რიგი. სხვა განმასხვავებელი ნიშანი სუპერპარამაგნეტიკისა ჩვეულებრივი მაგნეტიკისაგან მდგომარეობს მათი შემადგენელი ნაწილაკების მაგნიტური ანიზოტროპიის ენერჯიის არსებობაში.

მოცულობითი ნიმუშების მაგნიტური მახასიათებლები – ანიზოტროპიის კოეფიციენტი A და მაგნიტური მომენტი m – დამოკიდებულია ზომაზე. თუმცა, ნანოსტრუქტურულ მაგნიტურ ნაწილაკში A და m მახასიათებლები გარდა ზომისა დამოკიდებულია ასევე ნანონაწილაკის ზედაპირის ფართობზე. ზედაპირული წვლილი მნიშვნელოვნად ართულებს თეორიული მეთოდების შემუშავებას მისი მახასიათებლების გამოთვლისათვის. მაგნიტური

მახასიათებლების ცნობილი რიცხვითი მნიშვნელობები მიღებულ იქნა ბლოკირების ტემპერატურის გაზომვის გზით (მეთოდით) ან ეს მნიშვნელობები შეიძლება მივიღოთ კლასტერული კონების ექსპერიმენტით და სრული დამაგნიტების რელაქსაციის კვლევებით. ბოლო წლებში მასალების მაკროსკოპული მახასიათებლების განსაზღვრისათვის (მათ შორის სუპერპარამაგნეტიკის) წარმატებით გამოიყენება ადიაბატური კალორიმეტრია, რომელიც საშუალებას გვაძლევს ზუსტად განვსაზღვროთ სითბოტევადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება. მაგნიტური ანიზოტროპიის დიდი სიზუსტით განსაზღვრის იდეის განსახორციელებლად შემოთავაზებულ იქნა დაბალტემპერატურული კალორიმეტრიის მეთოდი. ამ სტატიაში განხილულია ნანონაწილაკის მაგნიტური მახასიათებლების (ანიზოტროპიის კოეფიციენტი და მაგნიტური მომენტი) განსაზღვრის მეთოდები დაბალტემპერატურული სითბოტევადობის განსაზღვრის დახმარებით.

2. ნანონაწილაკის მაგნიტური ენერჯია და ბრუნვის განტოლება.

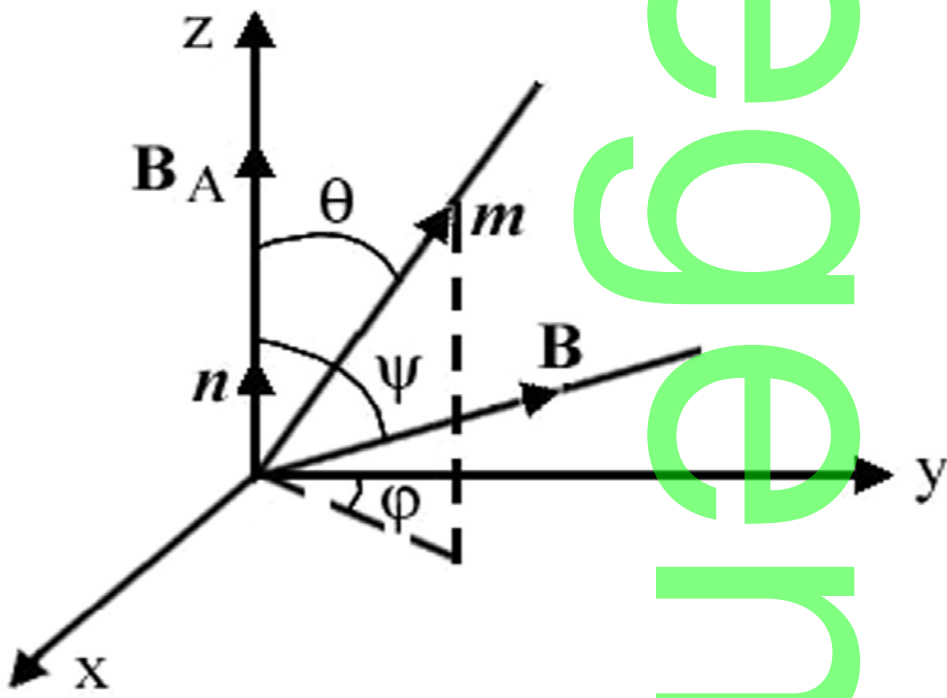
თუ ნანონაწილაკი იმყოფება სუპერპარამაგნეტიკის შემადგენლობაში, მივიღებთ ადვილი ღერძის ტიპის ფერომაგნეტიკის ნანოსტრუქტურისა და ასე, რომ ნანონაწილაკს ექნება დამაგნიტების ადვილი ღერძი (ანიზოტროპიის ღერძი). ერთღერძიანი ნანონაწილაკის ანიზოტროპიის ენერჯია შეგვიძლია წარმოვადგინოთ ასეთი სახით:

$$H_A = A \sin^2 \theta \quad (1)$$

სადაც A ანიზოტროპიის კოეფიციენტია, ხოლო θ კუთხე ნანონაწილაკის მაგნიტური მომენტის \mathbf{m} მიმართულებასა და ანიზოტროპიის ღერძს \mathbf{n} შორის (იხ. სურ. 1)

ჩვეულებრივ ანიზოტროპიის კოეფიციენტი და ნანონაწილაკის მაგნიტური მომენტის სიდიდე შემდეგი სახით წარმოვადგინებთ:

$$A = K_V * V_m \quad \text{და} \quad m = |m| = M_S * V_m$$



სურ. 1. მაგნიტური მომენტის m და მაგნიტური ველის ინდუქციის B ვექტორების მიმართულება (ორიენტაცია) დამაგნიტების იოლი ღერძის გასწვრივ. B_A არის მაგნიტური ველის ანიზოტროპიის ენერჯია, ψ – კუთხე იოლი დამაგნიტების ღერძსა n და მაგნიტური ინდუქციის ვექტორს B შორის. θ და φ პოლარული და აზიმუტალური კუთხეები m ვექტორისა შესაბამისად.

სადაც k_v და M_s შესაბამისი სიდიდეების სიმკვრივეებია. მოსალოდნელია, რომ ნანონაწილაკს გააჩნდეს სფერული ფორმა რომელიც შეიცავს ცენტრალურ მაგნიტურ სფეროს დიამეტრით d_m (ნანონაწილაკის მაგნიტური დიამეტრი) და ნანომაგნეტურ გარსს რომლის მოცულობაა: $V_m = \frac{\pi}{6} * d_m^3$ ამა თუ იმ ფორმით მოცემული ანიზოტროპიის ენერჯია საერთოა ყველა დამაგნიტებულობის ნანონაწილაკებისათვის. მისი უდიდესი მნიშვნელობა (

$K_V = 4.5 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$) დაიკვირვება სპეციაგონალური სტრუქტურის მქონე კობალტში.

ნაწილაკის ჰამილტონის ფუნქციას, რომელსაც ახასიათებს ერთლერძიანი მაგნიტური ანიზოტროპია, მაგნიტურ ველში აქვს სახე:

$$H(\vartheta, \psi, \phi) = A \sin^2 \vartheta - E (\cos \vartheta \cos \psi + \sin \vartheta \sin \psi \cos \phi) \quad (2)$$

$$E = mB. \quad A > 0.$$

ამ ფორმულის პირველი წევრი გამოხატავს ერთლერძიანი მაგნიტური ანიზოტროპიის ენერგიას (1), ხოლო მეორე წევრი შეესაბამება ნაწილაკის მაგნიტური მომენტის ურთიერთქმედებას მაგნიტურ ველთან.

სუპერპარამაგნეტიკებში კუთხეები θ და ψ არიან შემთხვევითი რიცხვები. კუთხე θ -ს შემთხვევითობა განპირობებულია სითბური ფლუქტუაციებით ხოლო ცვლადი ψ -ს შემთხვევითი ხასიათი კი გამოწვეულია ნანონაწილაკის ანიზოტროპიის ღერძების საწყისი განლაგებით. წონასწორობის მდგომარეობაში კუთხეები θ და ψ განსაზღვრავენ მაგნიტური მომენტის მართულებას და განისაზღვრებიან ენერგიის (2) მინიმუმის პირობიდან ϕ ცვლადის მიმართ:

$$\frac{\partial H}{\partial \phi} = E \sin \vartheta \sin \psi \sin \phi = 0 \quad (3)$$

ფხვნილის სახის ნანონაწილაკებში ანიზოტროპიის ღერძები ორიენტირებულნი არიან შემთხვევითი წესით და აკრძალული აქვთ ბრუნვის შესაძლებლობა, ხოლო კუთხე θ დამაგნიტების პროცესში ფლუქტუირებს

$0 < \theta \leq \pi$ დიაპაზონში. მაშინ არც ესთი ამ კუთხეთაგანი იგივურად არაა ნულის ტოლი და (3) მინიმუმის პირობიდან გამომდინარეობს, რომ, რაც ნიშნავს იმას, რომ წონასწორობის პირობებში θ და ψ კუთხეები არიან ერთ სიბრტყეში. გამოვიყენებთ რა ამ პირობას (2) ანიზოტროპიის ენერგიისათვის, ფხვნილის სახის მაგნიტური ნაწილაკების ჰამილტონის ფუნქციისთვის მივირებთ:

$$H(\vartheta, \psi, \phi) = A \sin^2 \vartheta - E \cos(\vartheta - \psi) \quad (4)$$

თუ მივყვებით (4) ჰამილტონის ფუნქციის ანალიზს ნანონაწილაკის ენერგიას

$0 < \theta \leq \pi$ ინტერვალში აქვს ორი მინიმუმი (ან ორი პოტენციური ორმო) სხვადასხვა სიღრმის და A – ს რიგის პოტენციური ბარიერი მათ შორის. მაგნიტური მომენტის მობრუნებისათვის (ნანონაწილაკის ერთი პოტენციური ორმოდან მეორეში გადასასვლელად) აუცილებელია გადაილახოს ეს ენერგეტიკული ბარიერი. ბლოკირების ტემპერატურაზე დაბალი ტემპერატურის დროს $T < T_B$, მაგნიტური მომენტი ბლოკირებულია პოტენციურ ორმოში და შესაბამისად არ იცვლის ორიენტაციას. $T > T_B$ ტემპერატურის პირობებში ხდება ზებარიერული ფლუქტუაციური გადასვლები და გარკვეული τ_N დროის შემდეგ ნანონაწილაკების ერთობლიობა ქმნის ერთიან მაგნიტოთერმოდინამიკურ სისტემას. ფორმულა ფლუქტუაციური

ზედაპირული გადასვლების მახასიათებელ დროზე $a = \frac{A}{k_B T} \geq 1$ პირობებში,

მიღებულ იქნა ნეელის (Néel) მიერ. ნეელის რელაქსაციის პროცესი დაკავშირებულია ნაწილაკის შიგნით მიმდინარე რელაქსაციურ პროცესებთან. ამ რელაქსაციის შედეგად მიმართულება ეცვლება ნაწილაკის მაგნიტურ მომენტს, იმ დროს, როცა თავად ნაწილაკი შეიძლება დარჩეს უცვლელი. ამიტომ ნეელის რელაქსაციის პროცესი განსაკუთრებით საჭიროა მყარი მატრიცის მაგნიტური ნანონაწილაკებისათვის.

მაგნიტური ფლუიდებისათვის, ნეელის რელაქსაციურ პროცესთან ერთად არსებობს სხვა რელაქსაციის მექანიზმიც, რომელიც დაკავშირებულია თვითონ ნაწილაკის ბრუნვით შესაძლებლობასთან (იცვლება ψ ცვლადი). ეს მექანიზმი ხასიათდება ბროუნის რელაქსაციის დროით (ან ბრუნვითი დიფუზიის დროით):

$$\tau_B = \frac{3V\eta}{k_B T} \quad (5)$$

η – ბაზური სითხის სიბლანტის კოეფიციენტი. რამდენადაც ნაწილაკს შეუძლია ბრუნვა, შესაძლებელია θ -სთვის შესრულდეს ენერგიის მინიმუმის პირობა (2) :

$$\frac{\partial H}{\partial \theta} = A \sin 2\theta - E (-\sin \theta \cos \psi + \cos \theta \sin \psi \cos \varphi) = 0 \quad (6)$$

(3) მინიმუმის პირობის გათვალისწინებით, მივიღებთ:

$$A \sin 2\theta = E \sin(\psi - \theta) \quad (7)$$

გარდა რელაქსაციური ძალებისა, რომელიც პროპორციულია ψ სიჩქარისა მაგნიტური ფლუიდის ნანონაწილაკი ასევე განიცდის მაგნიტური ძალის მომენტის გავლენას:

$$\frac{\partial H(\theta, \psi)}{\partial \psi} = E \sin(\psi - \theta) \quad (8)$$

შედეგად, ცვლადი ψ კუთხისათვის (7)-ის გათვალისწინებით, შეგვიძლია დავწეროთ განტოლება ორი შეზღუდული შემთხვევისათვის:

$$\begin{aligned} I \ddot{\psi} + 6 V \eta \dot{\psi} + E \sin \psi &= 0, \quad \theta \approx 0, \quad E \ll A, \\ I \ddot{\psi} + 6 V \eta \dot{\psi} + A \sin 2\psi &= 0, \quad \theta \approx \psi, \quad E \gg A, \end{aligned} \quad (9)$$

სადაც I ნანონაწილაკის ინერციის მომენტია.

3. მექანიკური ანიზოტროპიის მდგომარეობა

მაგნიტური სითხეების ნანონაწილაკის ბრუნვითი მოძრაობის ანალიზმა ზემოთ ნახსენები ძალების მოქმედებისას რომლებიც მიიღებიათ (9) განტოლებიდან, აჩვენა რომ საკმარისად ძლიერ მაგნიტურ ველში ანიზოტროპიის ღერძები შეიძლება დადგეს მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორის პარალელურად ($\psi = 0$). ასეთი გზით მიღებულ მდგომარეობას ეწოდება მექანიკური ანიზოტროპიის მდგომარეობა. ნაწილაკის მობრუნების მახასიათებელ დროს, ან მექანიკური ანიზოტროპიის მდგომარეობის დამყარებას აქვს სახე:

$$\tau_r = \frac{V}{V_m} \frac{6\eta}{M_s B_A} \quad \text{როცა } B \gg B_A, \quad (10)$$

$$\tau_r' = \frac{V}{V_m} \frac{6\eta}{M_s B} = \tau_r \frac{B_A}{B} \quad \text{როცა } B \ll B_A, \quad (11)$$

სადაც:

$$B_A = \frac{2K_V}{M_s} = \frac{2A}{m} \quad \text{ანიზოტროპიის ველის მაგნიტური ინდუქციაა.}$$

იმისათვის, რომ შევძლოთ გამოძვლავება მაგნიტური ველის მიერ ინდუცირებული მექანიკური ანიზოტროპიისა, აუცილებელია, რომ მობრუნების დრო იყოს ნაკლები ბრუნვითი დიფუზიის დროზე $\tau_r \ll \tau_B$.

შეიძლება შევაჯამოთ, რომ მექანიკური ანიზოტროპიის რეალიზაციის პირობა შესრულებულია, თუ ჩვენ შევცვლით $\psi = 0$ (4) ენერჯიის გამოსახულებაში. მაშინ ჰამილტონის გამტოლებისთვის გვექნება:

$$H_f(\theta) = H(\theta, 0, 0) \frac{\hbar}{2} = A \sin^2 \theta - E \cos \theta \quad (12)$$

მექანიკური ანიზოტროპიის მდგომარეობა შეიძლება შევქნათ, ასევე ფხვნილის სახის სუპერპარამაგნეტიკებში, საკმარისია, რომ კონტეინერი, რომელშიც მოთავსებულია ნანონაწილაკების ფხვნილი შევანჯღრიოთ საკმარისად ძლიერ მაგნიტურ ველში $B \gg B_A$, შერყევის დროს ნაწილაკები თავისუფლდებიან ხახუნის ძალისაგან და იძენენ თავისუფალი მოძრაობის შესაძლებლობას და ნეელემის და ბროინის რელაქსაციურ მექანიზმთან ერთად ჰაერის სიბლანტის კოეფიციენტზე დამოკიდებულებასაც აქვს ადგილი. თუმცა თუ სრულდება (10) პირობა, ბრუნვით დიფუზიას არ შეუძლია წინააღმდეგობა გაუწიოს მაგნიტურ ძალებს, რომლითაც გამოწვეულია მექანიკური ანიზოტროპია, და როგორც კი ეს მიიღწევა ეს მდგომარეობა იქნება შენარჩუნებული იგივე ხახუნის ძალების მიერ მაგნიტური ველის გამორთვის შემდეგაც.

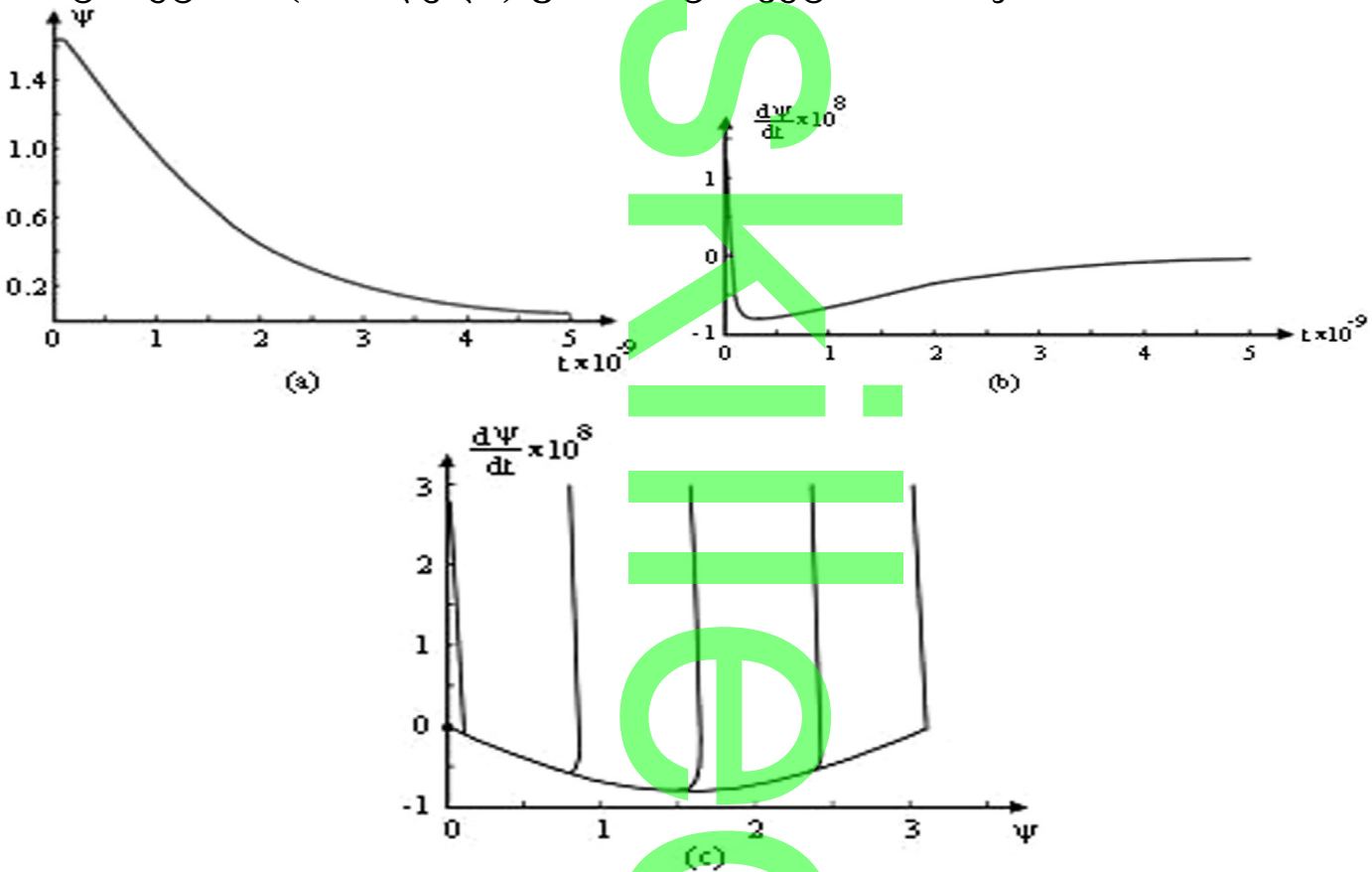
(5) და (10) გამოსახულებების მიხედვით ძალიან მცირე ზომის კობალტის სფერული ნანონაწილაკებისათვის ($d_m = 1.2 \text{ nm}$, $d = 2.4 \text{ nm}$, $I = 2.3 \cdot 10^{-40} \text{ kg} \cdot \text{m}^2$) რომელკას შეიცავს ჰაერი ($\eta = 1.72 \cdot 10^{-5} \text{ kg/ms}$) მაგნიტურ ველში ($B = 0.6 \text{ Tesla}$), რელაქსაციის დრო იქნება $\tau_s = 3 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ და $\tau_r = 8 \cdot 10^{-10} \text{ s}$. იგივე კობალტის ნანონაწილაკისათვის $T = 5 \text{ K}$ ტემპერატურაზე ბროუნის რელაქსაციის დრო იქნება: $\tau_B \approx 4.5 \cdot 10^{-9} \text{ s}$, უგანზომილები ანიზოტროპიის კოეფიციენტი $a \approx 5.8$, და აუცილებელი პირობა, რომელი უნდა შესრულდეს მექანიკური

ანიზოტროპიის რეალიზაციისათვის: $\frac{\tau_r}{\tau_B} = \frac{1}{a} \ll 1$ როცა $B \gg B_A$

სურ 2-ზე ნაჩვენებია კერძო ამონახსნი (9) განტოლებისა, გამოთვლილი რიცხვითი მეთოდებით.

სურ 2 (ა) და 2(ბ) ნაჩვენებია, რომ მექანიკური ანიზოტროპიის მდგომარეობა უკვე შექმნილია $\tau_r \sim 10^{-9} \text{ წმ}$ -ის შემდეგ.

სურ 2 (გ)-ზე კი ნაჩვენებია რომ $\psi = \psi' = 0$ ფაზური წერტილი არის ატრაქტორი (მიზიდული) ფაზათა ტრაექტორიის ოჯახში.



4. მექანიკური ანიზოტროპიის მდგომარეობაში მყოფი ფხვნილის სუპერპარამაგნეტიკების მაგნიტოკალორიმეტრიული თვისებები

ზოგადად, წომასწორების მდგომარეობაში მყოფი ნაწილაკები ურთიერთქმედებენ ერთმანეთთან. თუმცა გარკვეულ სიტუაციებში ეს ურთიერთქმედება შეიძლება უგულვებლყოფილ და ვისარგებლოთ “იდეალური გაზი“-ს მოდელით. გავარკვიოთ პირობა, რომლის დროსაც დასაშვებია ასეთი მიახლოება.

ჩვეულებრივ, მაგნიტური თვისება აქვს ნანონაწილაკის მხოლოდ ცენტრალურ (ბირთვი) ნაწილს, ხოლო თვით ნაწილაკი დაფარულია გარსით (ღრუბლით) რომელსაც მაგნიტური თვისებები არ გააჩნია. ამიტომ ითვლება ნაწილაკი სფერულად და მიზანშეწონილია “მაგნიტური დიამეტრი” ავლნიშნოთ d_m - ით, ხოლო სრულ დიამეტრად ჩავთვალოთ d .

მაგნიტური ნაწილაკებისათვის დამახასიათებელია დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედება, რომელიც არის $\zeta \sim \mu_0 m^2 / 4\pi d^3$ - ის რიგის, სადაც μ_0 მაგნიტური მუდმივაა, m – დამოკიდებულია მაგნიტურ დიამეტრზე. მაშინ ნაწილაკებს შორის მაგნიტური ურთიერთქმედების უგულვებლყოფის პირობა შეიძლება ჩავწეროთ ასე:

$$\left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right)\left(\frac{m^2}{d^3 k_B T}\right) \ll 1$$

პირობის შესრულებისას შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ მაგნიტური ნაწილაკები არ ურთიერთქმედებენ ერთმანეთთან და ქმნიან მაგნიტური ნაწილაკების “იდეალურ გაზს” .

დავუშვათ, რომ მექანიკური ანიზოტროპიის მდგომარეობა ფხვნილის სახის სუპერპარამაგნეტიკში არის შექმნილი. მაშინ ნანონაწილაკის ენერგია შეგვიძლია წარმოვადგინოთ (12) გამოსახულების სახით და სისტემის მაგნიტოკალორიმეტრიული თვისებები შეგვიძლია აღვწეროთ ერთ-ნაწილაკიანი სტატისტიკური ინტეგრალით:

$$z = 4\pi \int_0^\pi d\theta \sin\theta \exp[-H_f(\theta)/k_B T] \quad (13)$$

(13) გამოსახულების ინტეგრებით მივიღებთ:

$$z = \frac{4\pi}{\sqrt{a}} e^b D\left[\sqrt{a} + \frac{b}{2\sqrt{a}} + D e^{-b} \sqrt{a - \frac{b}{2\sqrt{a}}}\right] \quad (14)$$

სადაც:

$$D(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{t^2} dt \quad \text{არის დაუსონის ფუნქცია.}$$

სუპერპარამაგნეტიკის მაგნიტოკალორიმეტრული ეფექტი შეგვიძლია აღვწეროთ მაგნიტური თერმოდინამიკის მაკროსკოპული პატამეტრებით ერთ ნაწილაკზე:

$$E = -k_B T \frac{d \ln(z)}{dA} \quad \text{- შინაგანი ენერჯიით,} \quad w = k_B T^2 \frac{d \ln(z)}{dT} \quad \text{- ენტროპიით}$$

$$\text{და } M = -k_B T \frac{d \ln(z)}{dB} \quad \text{- დამაგნიტებულობით} \quad (15)$$

დამაგნიტებულობა : ვისარგებლოთ (15) – ის მესამე დამოკიდებულებით და (14) სტატისტიკური ინტეგრალით მოცემული დამაგნიტებულობის გამოსახულებისთვის, რომელსაც აქვს მექანიკური ანიზოტროპია შეგვიძლია მივიღოთ:

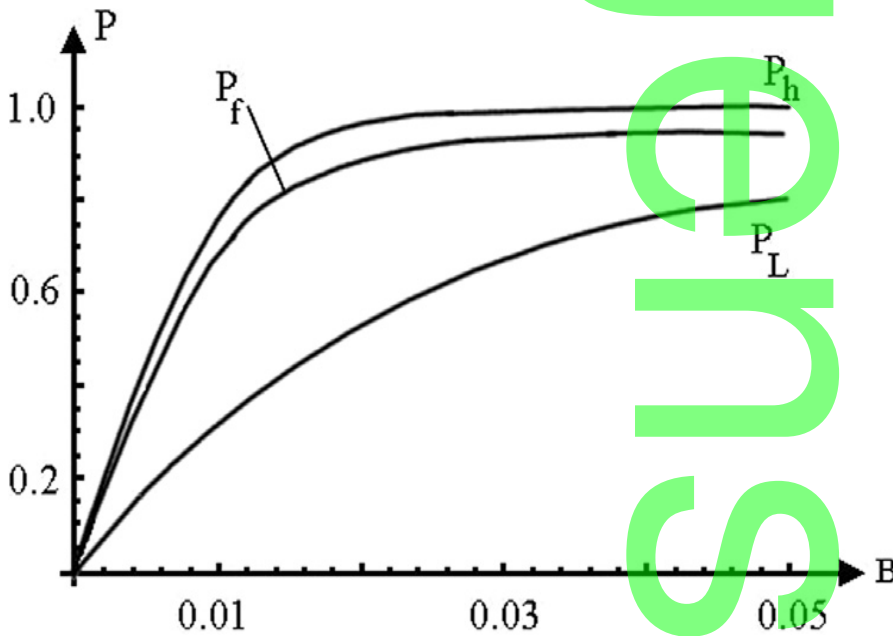
$$P_f(a, b) = \frac{-b}{2a} + \frac{1}{2\sqrt{a}} \frac{2 \sinh b}{e^b D\sqrt{a+b/2\sqrt{a}} + e^{-b} D\sqrt{a-b/2\sqrt{a}}} \quad (16)$$

მოდით განვიხილოთ ამ გამოსახულების რამოდენიმე ზღვრული შემთხვევა:

გამოვიყენოთ დაუონის ფუნქციის ასიმპტოტური გაშლა:

$$D(X \gg 1) \approx \frac{1}{2X} + \frac{1}{4X^3} + \dots, \quad (16) - \text{დან იოლად მივიღებთ პოლარიზაციის}$$

მნიშვნელობას, შესაბამისი დამაგნიტებულობის გაჯერებული მნიშვნელობისათვის. "ღრმა ორმოც" მიახლოებაში ($a \gg 1$), დოუსონის ფუნქციის იგივე ასიმპტოტური გაშლის დახმარებით (16) გამოსახულებიდან მივიღებთ: $P_f(a \gg 1, b) \equiv P_h(b) = \tanh b$.



სურ. 3.

როგორც მესამე სურათიდან ჩანს მრუდი, რომელიც აგებულია (16) გამოსახულების ბაზისზე ძვეს ცნობილი ლანჟევენის მრუდსა და ჰიპერბოლური ტანგენსის მრუდებს შორის და განსხვავდება მათგან მხოლოდ რაოდენობრივად.

სითბოტევადობა: კონდენსირებული გარემოც ფიზიკაში სითბოტევადობა არის ერთ-ერთი თერმოდინამიკური მახასიათებელი რომელიც მიღებულია ეხსპერიმენტული და თეორიული კვლევებით. ზოგადად სარწმუნოა, რომ სუპერპარამაგნეტიკის მთლიანი სითბოტევადობა შედგება შედგება ორი წევრისაგან: პირველი მათგანი უკავშირდება რხევით მოძრაობას ნანონაწილაკის შიგნით, ხოლო მეორე – ნაწილაკების მაგნიტური მომენტების ცვლილებასთანაა დაკავშირებული. რამდენადაც დაბალ ტემპერატურებზე

სითბოტევადობა, რომელიც განისაზღვრება რხევითი მოძრაობის თავისუფლების ხარისხით $C^F = 234nk_B (T/T_D)^3$ არის პატარა, მაგნიტური სითბოტევადობა (n არის ატომების რიცხვი ნანონაწილაკში, T_D დებაის ტემპერატურა) თამაშობს გადამწყვეტ როლს მთლიან სითბოტევადობაში.

გვაქვს ორი სახის მაგნიტური სითბოტევადობა: $C_B = \left(\frac{dW}{dT}\right)_B$ და

$C_M = \left(\frac{dE}{dT}\right)_M$ არიან შესაბამისად მუდმივი მაგნიტური ველის და მუდმივი

დამაგნიტებულობის სითბოტევადობები. თუმცა პირველი მათგანი უფრო მოსახერხებელია პრაქტიკული გამოყენებისათვის და ბუნებრივია ჩვენი ყურადღების ფოკუსიც იქნება მასზე.

ქვემოთ ჩვენ გამოვითვლით სითბოტევადობას. ყურადღებას გავამახვილებთ მაგნიტურ ველზე რომლისათვისაც სრულდება პირობა $b \ll 2a$. ამ ზღვრული შემთხვევებისათვის, დაუსონის ფუნქციისათვის გვაქვს: $D(\sqrt{a}(1 \pm \frac{b}{2a})) \approx D(\sqrt{a})$ მაშინ სტატისტიკური ინტეგრალისთვის გვექნება:

$$Z = \frac{8\pi}{\sqrt{a}} D(\sqrt{a}) \cosh b \quad \text{ხოლო (15) ენტროპიისათვის:}$$

$$W = W_a + W_b, \quad (17)$$

სადაც:

$$W_a = k_B T \left[\frac{1}{2} + a - \frac{\sqrt{a}}{2D\sqrt{a}} \right], \quad W_b = -mB \tanh b$$

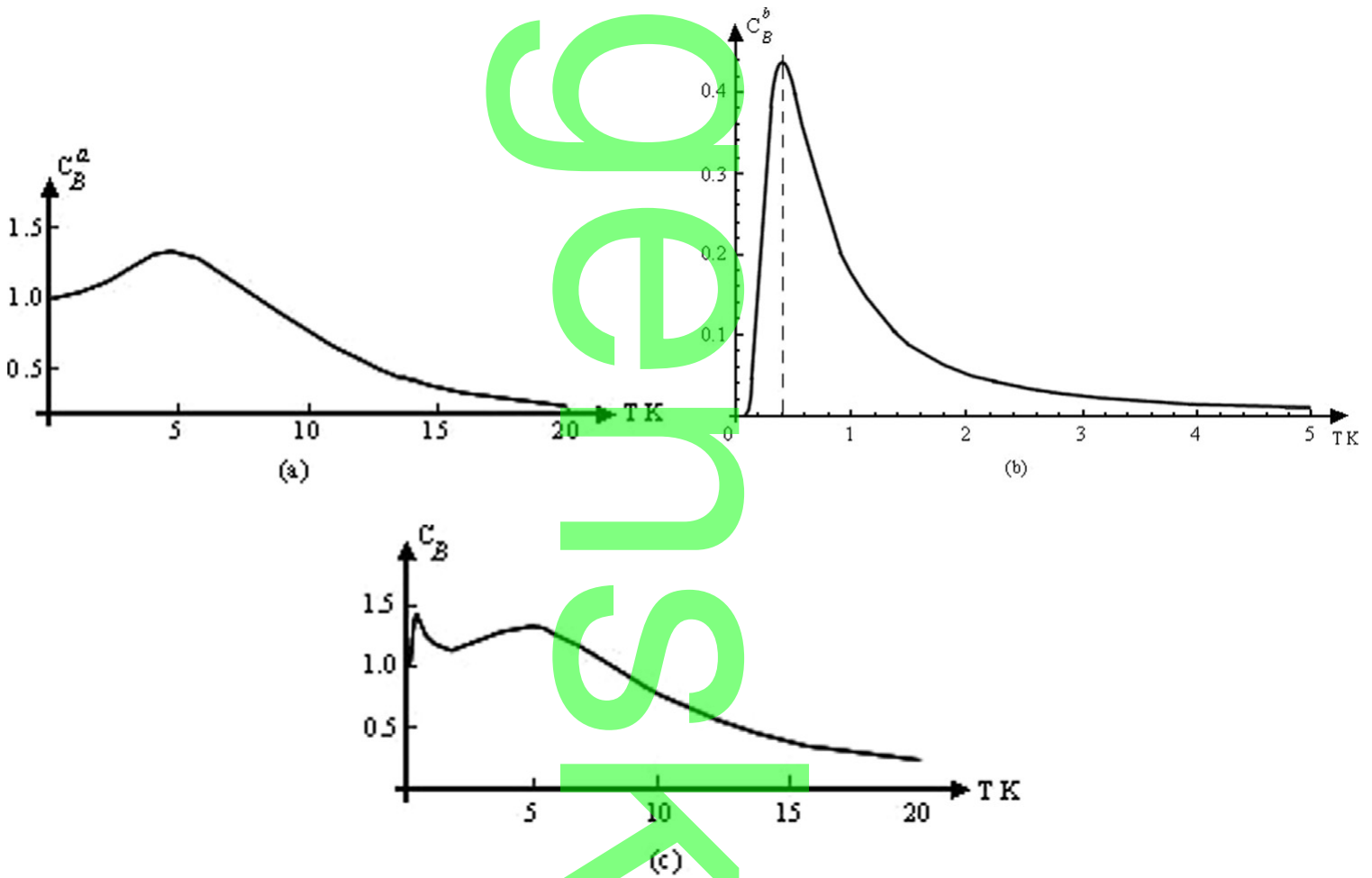
(17) – ის გამოყენებით სითბოტევადობისათვის გვექნება:

$$C_B = C_B^a + C_B^b \quad (18)$$

სადაც:

$$C_B^a = k_b \left[\frac{1}{2} - \frac{\sqrt{a}(1-2a)}{4D(\sqrt{a})} - \frac{a}{4D^2(\sqrt{a})} \right], \quad C_B^b = k_B \frac{b^2}{\cosh^2 b} .$$

(17) და (18) ფორმულებიდან ჩანს, რომ სუპერპარამაგნეტიკის ენტროპია და აქედან გამომდინარე სითბოტევადობაც შედგება ორი წევრისაგან, პირველი მათგანი, რომელიც დაკავშირებულია ნანონაწილაკის ანიზოტროპიის ენერჯიასთან და მეორე მათგანი რომელიც გამოსახავს ნაწილაკის მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედებას.



სურ. 4.

4. ნახაზზე მოცემულია ტემპერატურის დამოკიდებულება სითბოტევადობაზე მექანიკური ანიზოტროპიის მდგომარეობაში და აგებულია ფორმულების მიხედვით. როგორც ვხედავთ C_B -ს აქვს მაქსიმუმი ორივე a და b ცვლადების მიმართ. აქედან შეგვიძლია ვიპოვოთ მათი მაქსიმალური მნიშვნელობები:

$$a_0 = 6.13 \quad \text{და} \quad b_0 = 1.20.$$

5. დასკვნა.

დაბალ ტემპერატურებზე სუპერპარამაგნეტიკის სითბოტევადობაში მაგნიტური თავისუფლების ხარისხის წვლილი შეიძლება მნიშვნელოვნად აღემატებოდეს რხევითი თავისუფლების ხარისხის წვლილს. გარე მაგნიტური ველის არსებობის პირობებში მაგნიტური სითბოტევადობა განისაზღვრება ენერჯიათა ორი წევრის ჯამით – მაგნიტური ანიზოტროპიის ენერჯიით და ნანონაწილაკის მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედების ენერჯიით რომლებიც დამოკიდებულია შესაბამისად $a=A/k_B T$ და $b=mB/k_B T$. ვიხელმძღვანელოთ, რა სითბოტევადობის თეორიული ფორმულით გამოვთვალოთ ამ პარამეტრების ის რიცხვითი მნიშვნელობები, რომელზედაც ისინი თავის მაქსიმუმს აღწევენ. მაგნიტური სითბოტევადობის დაბალტემპერატურული კალორიმეტრიის კვლევით ექსპერიმენტებში მოსალოდნელია, რომ ველოდოთ ამ მაქსიმუმის გამოჩენას. გავზომავთ რა T_{max}^a და T_{max}^b ტემპერატურებს და გამოვიყენებთ $A=a_0 k_B T_{max}^a$ და $m=b_0 k_B T_{max}^b / B$ გამოსახულებებს, შესაძლებელი იქნება გამოვთვალოთ ნანონაწილაკის მაგნიტური მახასიათებლები – ანიზოტროპიის კოეფიციენტი და დამაგნიტებულობა.

დოქტორანტი II სემინარი

დოქტორანტი: რომან აბრამიშვილი.

ხემძღვანელი: სრული პროფესორი,
არჩილ უგულავა.