

ІНСТИТУТ  
ФІЗИКИ  
КОНДЕНСОВАНИХ  
СИСТЕМ

ICMP-03-18U

Мриглод І.М., Табунщик К. В., Шевченко М.М.

Магнітні властивості систем із магнітними нановключеннями:  
короткий огляд та обговорення можливих застосувань до опису  
ЛПВМ

ЛЬВІВ

УДК: 535.37

PACS: 75.30.Cr; 75.50.Mm; 61.44.Br; 32.50.+d

**Магнітні властивості систем із магнітними нановключеннями: короткий огляд та обговорення можливих застосувань до опису ЛПВМ**

І.М.Мриглод, К.В.Табунщик, М.М.Шевченко

**Анотація.** На основі гіпотези про те, що магнітні властивості ЛПВМ є обумовлені в основному магнетизмом дрібнодисперсних нановключень в склоподібній матриці цих матеріалів, проаналізовано деякі особливості експериментально-спостережуваних проявів магнетизму у таких системах. Обговорено основні принципи теоретичного опису систем із магнітними включеннями та експерименти, що дозволили б перевірити вірогідність запропонованої гіпотези. Проаналізовано властивості системи однодомених частинок у зовнішньому полі в залежності від умов проведення експерименту. Розглянуто основні ідеї побудови як феноменологічної, так і мікроскопічної теорії з врахуванням різних факторів та найбільш суттєвих механізмів.

**Magnetic properties of a system with magnetic nanoparticles: Brief review and possible applications for the description of lava-like fuel-containing materials**

I.M.Mryglod, K.V.Tabunshchik, M.M.Shevchenko

**Abstract.** Assuming that the magnetic properties of lava-like fuel-containing materials are caused by the magnetism of small nanoparticles, immersed in glass-like matrix, we analyze the main specific features in magnetic behavior which can be observed experimentally. Basic principles of theoretical description and experimental investigations, being useful for the verification of such hypothesis, are discussed. The properties of a system, consisted of single-domain nanoparticles, are analyzed in dependence on an external magnetic field and experimental setup. The main ideas for theoretical study of such systems within phenomenological or/and microscopic schemes are considered with the emphasis on different physical mechanisms and processes.



## Вступ

Магнітні властивості сполук, що складаються із сукупності слабо взаємодіючих дрібнодисперсних включень, доволі активно вивчаються в літературі впродовж останніх кількох десятиріч. Інтерес до них обумовлений, насамперед, можливостями широких прикладних застосувань, що відносяться до різних галузей промисловості, зокрема відмітимо такі проблеми як розробка нанокаталізаторів в хімічній промисловості та виробництво магнітних носіїв інформації на одно доменних наночастинках. З цією проблематикою тісно пов'язані також питання про властивості порошкових матеріалів, а також фероколоїдних суспензій - напрямку, що важливий з точки зору задач промислової сепарації/розділення суміші дрібнодисперсних часток на основі відмінності у їх магнітних характеристиках. Загалом такі системи володіють добрими магніто-м'якими властивостями (порівняно висока проникність, мала магнітострикція, висока намагніченість насичення тощо).

Добре відомо також, що властивості магнітних дрібнодисперсних систем (суперпарамагнітних систем, кластерних спінових стекло, наноструктурованих м'яких магнітних сплавів тощо) суттєвим чином залежать від характерних розмірів дрібнодисперсних включень, їх магнітних властивостей, геометрії і т.п. Розглянемо деякі із цих факторів більш детально.

**Геометрія та розміри гранул.** Розміри дрібнодисперсних часток можуть бути співмірними з розмірами доменів. В результаті такі малі частки представляють собою звичайні однорідно намагнічені утворення [1]. Критерій для визначення граничного розміру однорідно намагнічених часток можна отримати шляхом порівняння магнітної енергії однорідно намагніченої частки з енергією неоднорідності в розподілі намагніченості по об'єму частинки, що могла б виникнути в ній за певних умов, наприклад при збільшенні їх розміру. Перехід з багатодоменного в однодомений стан відбувається, звичайно, через стан з перехідною магнітною структурою. При значному зменшенні розмірів феромагнітних часток виникає ситуація, коли феромагнетизм зникає при всіх температурах (ці критичні розміри є звичайно порядку кількох міжатомних віддалей). Зрозуміло, що при виконанні такого типу оцінок суттєвим є те, взаємодії якого типу є домінуючими на мікроскопічному рівні опису або ж іншими словами, який тип магнітопорядкованих структур властивий макроскопічному зразку. Для прикладу, в роботі [2] показано, що дрібні частки антиферомагнітного матеріалу із розмірами поряд-

ку 5 nm, оскільки в них відбувається порушення повної компенсації магнітних моментів підґраток, ведуть себе як феромагнітні частинки в стані суперпарамагнетизму. Для більших частинок (~10 nm), їх поведінка залежатиме в значній мірі від геометрії часток, яка і визначатиме загалом її магнітні властивості - або типові для суперпарамагнітних часток, або зовсім незвичні для них (великі значення сприйнятливості гранули при малих полях і прямування до значень типових для масивного зразка з ростом зовнішнього поля - явище суперантиферомагнетизму).

### Магнітні властивості окремих гранул і роль взаємодії.

Суттєво, що магнітні властивості системи дрібнодисперсних часток визначаються насамперед властивостями одного домену. Розрахунки [3] показують, що магнітні поля, необхідні для насичення феромагнітного взірця, який складається із негустої сукупності вкрапель магнітних часток у немагнітну матрицю (тоді магнітною взаємодією між частками можна знехтувати), є значно меншими у випадку однодомених часток в порівнянні з випадком багатодоменних часток. В зв'язку з цим, цікавим є питання поведінки окремої частки в зовнішньому полі. Якщо за наявності зовнішнього поля однодоменність не порушується, то процес перемагнічування відбувається в основному за рахунок ефектів повороту локалізованого магнітного моменту частки і тому сильно залежатиме від її форми, а також величини кристалографічної і магнітної анізотропії [4]. Оскільки розміри таких часток є звичайно досить малими, то суттєвим фактором, роль якого особливо зростає коли середня теплова енергія часток стає співмірною або ж більшою за енергію анізотропії, є вплив теплових флуктуацій на пряму магнітного моменту. Тоді сукупність дрібнодисперсних часток, які є елементарними носіями магнетизму, що можуть містити до  $10^6$  магнітоактивних атомів, веде себе по відношенню до відгуку на зовнішнє магнітне поле і температуру як парамагнітний газ з суперпарамагнітними властивостями. Зрозуміло, що взаємодія між частками відіграватиме все більш важливу роль при збільшенні концентрації магнітних включень і зменшенні, відповідно, середньої відстані між ними.

## 1. Основні теоретичні концепції та моделі

При вивченні матеріалів із магнітними нановключеннями, в силу малості взаємодії між окремими включеннями, які надалі будуть називатися магнітними частками або ж гранулами, добрим наближенням вважається підхід, що базується на вивченні системи невзаємодію-

чих (або ж слабо взаємодіючих) гранул.

Дослідження показали [3], що магнітні властивості немагнітних матеріалів (матриць) з вкрапленнями магнітних частинок значною мірою визначаються властивостями гранул. Найбільш характерно це проявляється у випадку коли в гранулах може виникати однодомений стан.

Перші теоретичні дослідження в цьому напрямку розпочалися ще в 40-х роках і пов'язані із теорією Нееля [1], в рамках якої запропоновано фізично-коректну картину поведінки однодомених частинок та сформульовано ідею врахування густини енергії анізотропії, що разом із об'ємними характеристиками визначає енергетичний бар'єр в такій системі. Наступним логічним кроком в розвитку таких уявлень стала модель, запропонована наприкінці 40-х років [5] - модель невзаємодіючих однодомених магнітних часток з одновісною анізотропією.

Одним з базових методів дослідження властивостей мезоскопічних та неоднорідних за складом магнітних систем є метод функціоналу вільної енергії [4,6]. Умова однорідної намагніченості зводиться до вимоги, щоб приріст вільної енергії при довільних порушеннях однорідності був додатнім. Задача визначення розподілу намагніченості, що задовольняє мінімуму функціоналу вільної енергії, розв'язується при умові постійного значення величини намагніченості для окремих часток, а також параметрів обмінної енергії та магнітної анізотропії. На кінцевому етапі розрахунків до уваги може прийматися випадковий розподіл у розмірах окремих часток, напрямків їх магнітної анізотропії чи констант, що характеризують її величину. Розглянемо далі основні ідеї деяких із найбільш поширених моделей.

### 1.1. Модель однодомених частинок

Припущення, що при певних розмірах малі феромагнітні частинки стають однодоменими, тобто при будь-якому значенні зовнішнього магнітного поля намагнічені однорідно, вперше було зроблено Дорфманом та Френкелем [7].

Пізніше, на основі розв'язку варіаційної задачі для розподілу намагніченості в малих феромагнітних частинках було строго доведено, що при досягненні певних критичних розмірів такі частинки стають однодоменими [1-4].

Для визначення магнітної структури гранули, стійкої в заданому магнітному полі  $\mathbf{H}$ , необхідно знайти функції напрямляючих косинусів вектора намагніченості  $\mathbf{M}$ , при яких забезпечується мінімум

термодинамічного потенціалу

$$\Phi = F - \mathbf{HM} = F_m + F_A + F_K - \mathbf{HM}. \quad (1)$$

Тут у виразі для термодинамічного потенціалу  $F_m$  - магнітостатичний,  $F_A$  - обмінний,  $F_K$  - анізотропний доданки вільної енергії (їх детальний вигляд буде представлено нижче);  $\mathbf{M}$  - магнітний момент гранули. Розв'язок варіаційної задачі за умови однорідної намагніченості в частинці приводить до висновку про існування стійкої однодоменої структури. Зокрема, для частинок у формі еліпсоїда з великою піввіссю  $L$  і малою піввіссю  $R$  для випадку, коли вісь  $L$  співпадає з віссю легкого намагнічування (для одновісного кристала) і зовнішнє поле напрямлене вздовж вісі легкого намагнічування, значення радіуса  $R$ , при якому зразок є намагнічений однорідно, знаходиться із виразу:

$$R \leq R_0 \approx \frac{0.95}{M_s} \sqrt{\frac{10cA}{a_0 N_R}}, \quad (2)$$

де  $N_R$  - фактор розмагнічування вздовж малої вісі частинки ( $N_R = 2\pi$  - для циліндра і  $N_R = 4\pi/3$  - для сферичних гранул);  $a_0$  - постійна ґратки;  $c$  - параметр, що залежить від типу ґратки ( $c = 1/2, 1, 2$  відповідно для п.к., о.ц.к., г.ц.к. ґратки);  $M_s$  - величина намагніченості при насиченні, а  $A$  - параметр обмінної взаємодії. Параметри для чисельних оцінок значень  $R_0$  визначають з експериментально відомих значень температури Кюрі, із температурної залежності намагніченості насичення в області низьких температур, із дослідів по спіно-хвильовому резонансу, тощо. Оцінки дають такі розміри для однодомених сферичних частинок  $(R_0)_{\text{Fe}} \approx 100 \text{ \AA}$ ,  $(R_0)_{\text{Fe}_2\text{O}_3} \approx 240 \text{ \AA}$ ,  $(R_0)_{\text{Ni}} \approx 300 \text{ \AA}$ . Різниця у три рази між оціночними розміром для Fe та Ni пов'язана в основному з різницею у значеннях намагніченості при насиченні (для меншої намагніченості отримуємо більше значення розмірів однодомених частинок). Перехід між багатодоменим станом (в крупних гранулах) в однодомений стан здійснюється через стан з перехідною магнітною структурою, коли в рамках однієї частинки є один домен і поблизу поверхні зберігаються лише замикаючі області.

Важливим є питання про те, що відбуватиметься з частинками малих розмірів, якщо продовжувати зменшувати їх розміри значно нижче критичних. В роботі [8] встановлено, що в такому випадку необхідно враховувати квантовий характер кооперативного явища феромагнетизму. В результаті встановлено, що для частинок із лінійним розміром  $R < r_0 \sim 10 \text{ \AA} (r_0^2 \simeq \hbar^2/2mk_B T_c)$  магнітне впо-

рядкування у зразку руйнується за рахунок впливу квантових флюктуацій і феромагнетизм зникає при будь-яких температурах. Таке теоретичне передбачення знайшло своє підтвердження в багатьох експериментах.

Для розуміння особливостей поведінки дрібнодисперсних магнітних систем важливим є питання про поведінку окремої однодомної частинки, а також сукупності таких частинок в зовнішньому магнітному полі. Зауважимо, що зовнішнє магнітне поле теж може впливати на характер магнітного впорядкування в об'ємі частки, зокрема на величину граничного її розміру [6, 14]. У випадку, коли однодомний характер впорядкування зберігається, то зміна магнітного моменту можлива лише через процеси його переорієнтування і тому залежатиме насамперед від анізотропних властивостей (анізотропія форми, кристалграфічна та магнітна анізотропія). Для високих концентрацій однодомних частинок, важливо також враховувати магнітну міжчастинкову взаємодію. Так, зокрема, експерименти [11] вказують на те, що взаємодія в порошках однодомних частинок змінює умови для їх критичних розмірів. Врахування взаємодій є досить складною задачею і в основному теоретичні розрахунки проводяться для деяких спрощених моделей.

Метод функціоналу вільної енергії є одним із базових методів дослідження властивостей мезоскопічних та неоднорідних за складом магнітних систем. В своїй основі цей метод є чисто феноменологічним, хоча і допускає використання підходів, в рамках яких окремі доданки у виразі (1) отримуються із мікроскопічного розгляду (див. [14]). Для прикладу, схема отримання виразів для магнітостатичного  $F_m$  та обмінного  $F_A$  вкладів може базуватися на виборі певного мікроскопічного гамільтоніану, що описує спінові взаємодії всередині гранул із наступною побудовою відповідного функціоналу вільної енергії на основі середньо-польового наближення. При цьому, переходячи на заключному етапі від граткових сум до інтегралів (наближення неперервного середовища), отримуємо в такий спосіб явні вирази для доданків  $F_m$  та  $F_A$ , що будуть функціями від косинусів кутів  $\alpha$ ,  $\beta$  і  $\gamma$ , які описуватимуть орієнтацію вектора намагніченості окремої частки у просторі.

Енергію анізотропії  $F_K$  можна визначити за допомогою феноменологічного підходу [6, 14], який для кубічного кристалу дає густину енергії у вигляді

$$w_K = K_1(\alpha^2\beta^2 + \beta^2\gamma^2 + \gamma^2\alpha^2) + K_2\alpha^2\beta^2\gamma^2, \quad (3)$$

а для гексагонального кристалу отримуємо, відповідно,

$$w_a = K_1(1 - \gamma^2) + K_2(1 - \gamma^2)^2, \quad (4)$$

де  $\alpha, \beta, \gamma$  - косинуси напрямку вектора намагніченості  $\sigma$ . В загальному випадку константи анізотропії  $K_i$  є функціями температури.

Величину густини поверхневої енергії анізотропії в першому наближенні можна записати у вигляді

$$w_s = \frac{1}{2}K_s(\mathbf{nv})^2. \quad (5)$$

В рамках феноменологічної теорії можливо також врахувати енергію дисипації  $w_d = \frac{1}{2}\eta\dot{\sigma}^2$ , де  $\eta$  - деяка додатня константа (вражаємо, що дисипативний процес ізотропний).

Зібравши всі доданки можемо записати загальний вигляд для функціоналу вільної енергії у формі:

$$F = F_m + F_A + \int w_K d\tau + \int w_s dS + \int w_d d\tau. \quad (6)$$

Представлений метод побудови виразу для вільної енергії є частково мікроскопічний, а частково феноменологічний. Проте отримані вирази слід трактувати виключно як феноменологічні. При цьому робиться припущення про те, що гранула знаходиться в стані стійкої внутрішньої рівноваги для заданого розподілу намагніченості. Для визначення магнітної структури, стійкої при заданому зовнішньому полі  $H$ , необхідно знайти функції  $\alpha(x, y, z)$ ,  $\beta(x, y, z)$ ,  $\gamma(x, y, z)$  та їх просторові градієнти, при яких реалізується мінімум термодинамічного потенціалу  $G = F - \int \mathbf{H}\sigma d\tau$ . Відзначимо, що для випадку, коли суттєвою є деформація гранули, вираз для вільної енергії матиме дещо інший вигляд - при розгляді несферичних гранул, до функціоналу вільної енергії необхідно додати також енергію анізотропії форми.

У порівнянні з чистого феноменологічним підходом, метод, що описаний вище [14], дозволяє на мікроскопічній основі враховувати магнітостатичний та обмінний доданки і тому є точнішим для оцінок та має ширші можливості щодо різноманітних використань. Суттєво, що в рамках представленого підходу є можливим також врахування і негайзенбергівського обміну при побудові функціоналу вільної енергії. Нагадаємо [15], що саме на основі врахування такого типу обмінів можна пояснити встановлення багатовекторних магнітних структур в простих уранових сполуках типу UX ( $X = \text{N, P, As, Pb}$ )

та в кристалі  $\text{UO}_2$ . Важливо також, що описаний метод може бути безпосередньо узагальнений на випадок ансамблю магнітних гранул, з мікроскопічним врахуванням міжгранулярної взаємодія [17–19, 25], хоча послідовний розгляд таких ускладнених моделей є все ж достатньо складним з математичної точки зору. Тому далі ми зупинимося більш детально на аналізі найпростіших моделей невзаємодіючих магнітних гранул, з використанням яких можна пояснити цілий ряд ефектів, що спостерігалися експериментально.

## 1.2. Врахування магнітної анізотропії: модель Стонера-Вольфарта і суперпарамагнетизм

Для достатньо малих розмірів часток і збереженні у них однодомного характеру магнітного впорядкування, а також при розгляді температур нижчих за температуру Кюрі в об'ємній фазі, визначальну роль в процесах магнітного впорядкування часток у дрібнодисперсній системі відіграватимуть теплові ефекти, що будуть конкурувати із енергією магнітної анізотропії. Тому розглянемо далі спрощену модель таких процесів, запропоновану в 50х роках Стонером і Волфартом [5].

В моделі Стонера-Волфарта виходимо із уявлень про систему *невзаємодіючих однодомених часток/гранул із одновісною енергією магнітної анізотропії* [5]. При цьому покладається, що частинки перемагнічуються шляхом когерентного обертання. У рамках таких простих уявлень густина енергії магнітної гранули визначається лише вкладом, що описують енергію магнітної анізотропії ( $\sim K$ ) та Зеєманівською енергією частинки у зовнішньому магнітному полі, тобто:

$$E = K \sin^2 \Theta - M_s H \cos(\Psi - \Theta), \quad (7)$$

де  $\Theta$  - кут між вектором намагніченості  $\mathbf{I}_s = \mathbf{M}/M_s$  і віссю легкого намагнічення,  $\Psi$  - кут між вектором зовнішнього магнітного поля  $\mathbf{H}$  і віссю легкого намагнічення (див. Рис. 1).

При малих полях та порівняно високих температурах ( $k_B T > K$ ) теплові ефекти є достатніми для переорієнтації магнітних моментів окремих гранул і система в цілому буде вести себе як парамагнетик, у якому, на відміну від парамагнітного газу молекул, змінюються не орієнтації окремих гранул, а орієнтації їх магнітних моментів. Водночас, ці процеси є якісно цілком подібними, що дало підстави Біну [9] ввести в обіг термін *суперпарамагнетизм* для пояснення особливостей магнітної поведінки системи однодомених часток при  $T > T_{bl}$ , де  $k_B T_{bl} \simeq K$  - так звана температура блокування. У такому випадку

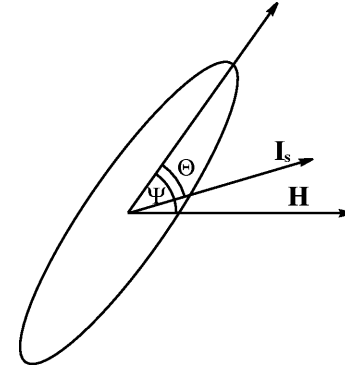


Рис. 1. Схематичне зображення магнітної гранули із вказівкою напрямків орієнтації осі легкого намагнічення та напрямку зовнішнього магнітного поля.

намагніченість  $I(T, H)$  системи можна описувати з допомогою відомої в літературі функції Ланжевена  $L(x)$ , а саме:

$$I(H, T) = n\mu L(x), \quad L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x}, \quad x = \frac{\mu H}{k_B T}, \quad (8)$$

де  $n$  - число суперпарамагнітних часток в одиниці об'єму, а  $\mu$  - ефективний магнітний момент окремої частки. Звідси легко можемо знайти вираз для сприйнятливості  $\chi(T, H)$ :

$$\chi(T, H) = \mu_0 N \mu \left\{ [1 - \coth^2(x)] \frac{\mu}{k_B T} + \frac{k_B T}{\mu H^2} \right\}, \quad (9)$$

з якого в границі малих полів отримується відомий закон Кюрі:

$$\chi(T, 0) = \frac{C}{T}, \quad C = \frac{n\mu^2}{3k_B}, \quad (10)$$

де  $C$  - константа Кюрі, значення якої дозволяє оцінити величину  $\mu$ . Слід зауважити, що величина  $C$  є пропорційною до  $\mu^2$ . Звідси, в припущенні, що до складу кожної з гранул входить  $N_0$  магнітних частинок, неважко показати, що константа Кюрі для невзаємодіючої системи гранул є більшою приблизно у  $N_0$  разів від константи Кюрі системи невзаємодіючих спінів, що формують магнітні моменти гранул.

Якщо зобразити функцію  $\chi(T, H)$  в залежності від  $T$  при фіксованому  $H$ , то легко бачити із (9), що вона матиме максимум при

$$T_{\max} \sim \frac{\mu H}{2k_B}, \quad x_{\max} \sim 1.9.$$

Зауважимо, що для спостереження такого максимуму у високотемпературній області (з  $T_{\max}$  порядку сотень градусів), коли розглядаються гранули з магнітним моментом  $\mu \sim 10^4 - 10^5 \mu_B$ , достатньо розглядати порівняно слабкі поля (порядку кількох  $mT$ ). В той же час для звичайного парамагнетика (одна частинка - один атом) такий максимум є розміщений звичайно в області дуже низьких температур (наприклад, для  $\mu = 1\mu_B$  при  $B \sim 1T$  отримуємо  $T_{\max} < 1K$ ). Остання обставина, зокрема, може бути використана для експериментальної ідентифікації приналежності тієї чи іншої системи до класу суперпарамагнетиків.

Ще один важливий аспект, що слідує із розгляду спрощеної моделі (7), пов'язаний із особливостями релаксаційної динаміки. Із структури (7) зрозуміло, що при малих полях ( $H < H_c$ , де величину  $H_c$  означимо дещо пізніше) для окремої гранули реалізуються дві стійкі рівноважні орієнтації вектора намагніченості  $I_s$  (див. Рис. 1), а саме з  $\Theta_1 = 0$  та  $\Theta_2 = \pi$ . Ці стани розділені енергетичним бар'єром висотою  $E_{\max}$  і тому імовірність переходу із стану  $\Theta_1$  в стан  $\Theta_2$  і навпаки можна оцінити із виразів:

$$\begin{aligned} w_{12} &= f_0 \exp\{-(E_{\max} - E_1)/k_B T\}, \\ w_{21} &= f_0 \exp\{-(E_{\max} - E_2)/k_B T\}, \end{aligned} \quad (11)$$

де  $f_0$  - множник, слабо залежний від температури і має зміст частоти прецесії магнітного моменту в ефективному магнітному полі [10]. Звідси слідує такий висновок: для того, щоб система невзаємодіючих гранул вела себе як суперпарамагнетик необхідно, щоб час спостереження був більший за час релаксації  $\tau$ , який можна оцінити із виразу

$$\tau \simeq \frac{1}{w_{12} + w_{21}}.$$

Повернемося тепер до питання про вплив зовнішнього магнітного поля на поведінку моделі (7). З умови екстремуму енергії  $dE/d\Theta = 0$  щодо кута  $\Theta$  та умови стійкості розв'язків при зміні  $\Theta$  і фіксованому  $Psi$  можемо отримати рівняння для граничного поля  $H_c$ , при якому змінюється характер розв'язків рівняння на екстремум (замість двох

мінімумів будемо мати при більших полях лише один). У безрозмірній формі рівняння для  $H_c$  матиме вигляд [16]:

$$x_c = x_c(\Psi) = \frac{H_c}{2K/I_s} = (\cos^{2/3} \Psi + \sin^{2/3} \Psi)^{-3/2},$$

де  $x_c = H_c M_s / 2K$ . Залежність  $x_c(\Psi)$ , що показана на Рис. 2, має доволі просту фізичну інтерпретацію - для зміни напрямку орієнтації магнітного моменту гранули на протилежний слід прикласти поле, що перевищує граничне значення  $H_c$ . Відповідно дія слабших полів (за умови, що термоактиваційні процеси не враховуються) практично не впливатиме на намагніченість гранули. Це у свою чергу буде приводити до прояву цікавих властивостей, що будуть пов'язані з ефектами залишкової намагніченості при виключенні поля. Розглянемо один із прикладів такого типу ефектів [16].

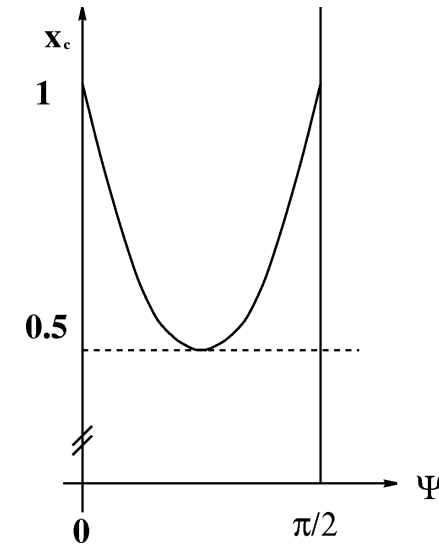


Рис. 2. Залежність граничного значення магнітного поля  $x_c = H_c M_s / 2K$  від взаємної орієнтації осі легкого намагнічення гранули та напрямку поля.

Якщо на систему частинок (із ізотропно розташованими в просторі осями легкого намагнічування) після насичення в полі  $+H_s$  накладається магнітне поле  $-H$ , яке згодом вимикається, то в результаті маємо можливість виміряти для різних полів  $H$  залишкову намагніченість  $I_d(H)$ . Поле при цьому змінюється в інтервалі від 0 до

$H_s$ . Цю величину зручно розглядати нормованою на значення залишкової намагніченості при  $H = 0$ : тобто досліджувати залежність  $m_d(H) = I_d(H)/I_d(0)$ . З наведених вище міркувань очевидно, що для від'ємних полів, які за модулем є меншими за поле перемагнічування  $H_c$  для певного кута  $\Psi$  залишкова намагніченість буде такою ж як і для випадку поля  $H = 0$ . Для полів  $|H| \geq H_c^{\max}$  буде спостерігатися явище перемагнічування гранул, в результаті чого залишкова намагніченість знову прийме максимальне значення  $I_d(0)$ , але уже із знаком мінус, тобто  $I_d(H) = -I_d(0)$ . Порахувавши залишкову намагніченість для випадку проміжних полів отримаємо:

$$m_d(H) = I_d(H)/I_d(0) = \begin{cases} 1 & (x = H_c I_s / 2K) & 0 \leq x < 0.5 \\ 1 - 2 \cos^2 \Psi_x + 2 \sin^2 \Psi_x & 0.5 \leq x < 1 \\ -1 & 1 \leq x \end{cases} .$$

Повністю аналогічно можна розглянути випадок зміни залишкової намагніченості уже в процесі намагнічування в полі (поле діє у напрямку поля насичення, а потім вимикається). У цьому випадку можна означити нормовану залишкову намагніченість  $m_r(H) = I_r(H)/I_d(0)$ . З простих розрахунків можна отримати загальне співвідношення між залишковими намагніченостями при розмагнічуванні та при намагнічуванні  $m_d(H) = 1 - 2m_r(H)$  для будь-якого значення  $H$ .

Зауважимо, що загалом залишкова намагніченість є чутливою до способу приготування вихідного стану системи. Тому розрізняють стани [16], приготовлені при розмагнічуванні зразка полем протилежного знаку від полів насичення певного напрямку (плюс “ $p$ ” чи мінус “ $m$ ”) до  $M(H = 0)$  і позначають їх відповідно як **dcp**-стан, або ж **dcm**-стан. Результати таких простих розрахунків залишкової намагніченості для моделі (7) показані на Рис. 3, де приведено залежність відхилення  $m_d - (1 - 2m_r)$  від  $x$  (фактично від поля  $H$ ) для обох початкових станів, про які йшлося вище. Зрозуміло, що такого типу ефекти можна використати при експериментальному вивченні дрібнодисперсних магнітних систем, зокрема і для перевірки гіпотези щодо гранулярного характеру магнетизму в ЛПВМ.

### 1.3. Модель взаємодіючих гранул і суперпарамагнітний стан

Представлені вище результати є досить добрими для опису випадків незначної концентрації магнітних гранул в середовищі, коли ефектами міжгранулярної взаємодії можна знехтувати. В останні роки

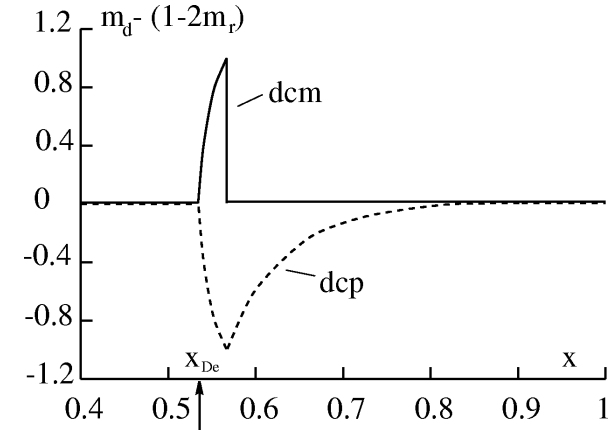


Рис. 3. Співвідношення між залишковими намагніченостями в залежності від поля для моделі Стонера-Вольфарта.

зроблено кілька спроб аналізу більш складних моделей систем із магнітними нановключеннями, в яких, зокрема, враховуються взаємодії між частками. Розглянемо, для прикладу, одну із таких моделей, що описує систему магнітних гранул розташованих в немагнітній матриці з врахуванням взаємодії. В такому випадку, найпростіший гамільтоніан (типу Ізінга) може бути записаний у вигляді [18, 19]:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_i \frac{J^*}{N} \sum_{n \neq m} s_i^z(n) s_i^z(m) - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \sum_{n, m} J_{ij}(n, m) s_i^z(n) s_j^z(m) - \mu_0 \sum_i h_i s_i, \quad (12)$$

де перший доданок описує взаємодію всередині гранул із  $J^* > 0$  для феромагнітного обміну, а другий доданок характеризує парні взаємодії спінів, що належать до різних гранул. Для простоти часто припускається, що така взаємодія залежить лише взаємного розташування гранул і незалежить від положення окремих спінів у самих гранулах, Тоді маємо, що  $J_{ij}(n, m) = J_{ij}$ . Останній доданок описує Зеєманівську взаємодію спінів із зовнішнім полем.

В такій моделі спіни частинок всередині гранул пов'язані між собою через сильні обмінні взаємодії, в той час як спіни, що належать до різних гранул є слабо взаємодіючими. У багатьох випадках останню взаємодію слід розглядати як випадкову, що описується певним заданим розподілом. У граничному випадку відсутності взаємо-



дії між гранулами задача зводиться до вище розглянутого випадку, що розглядався вище. В іншій границі, коли знехтувати взаємодіями всередині гранул, то дана модель (при розгляді міжгранулярних взаємодій як випадкових) переходить у модель типу спінового скла.

Відомі в літературі розрахунки [18, 19] проводилися для найпростіших випадків, зокрема, коли (i) обмінна енергія між найближчими спінами в гранулі є набагато більшою за міжгранулярні спінові взаємодії; (ii) випадкова обмінна взаємодія між спінами різних гранул описується несиметричним розподілом Гауса; (iii) розгляд проводиться в наближенні молекулярного поля. При цьому виявлені деякі цікаві особливості. В моделі можуть існувати дві критичні температури магнітного впорядкування: перша описує появу локального феромагнітного впорядкування всередині гранул, а інша (нижча температура) - пов'язана із виникненням далекосяжного суперферомагнітного стану або ж стану макроспінового скла в усьому зразку. В області між цими двома температурами спостерігається суперпарамагнітна поведінка із залежними від температури значеннями ефективних магнітних моментів окремих гранул. Вище від верхньої критичної температури система веде себе як звичайний парамагнетик із ізінгівськими спінами.

В роботі [20] розглядається дещо інша модель - модель кластерної системи - в якій враховуються також ефекти, обумовлені магнітною анізотропією. Гамільтоніан моделі:

$$H = -D \sum_i [\mathbf{n}_i \mathbf{m}_i(T)]^2 - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} J_{ij} \mathbf{m}_i(T) \mathbf{m}_j(T) - \mathbf{H} \sum_i \mathbf{m}_i(T), \quad (13)$$

де  $\mathbf{m}_i(T)$  - магнітний момент  $i$ -го кластера;  $\mathbf{n}_i(T)$  - одиничний вектор, що задає напрям осі легкого намагнічення; а  $J_{ij}$  і  $H$  позначають (як і в попередньому випадку) обмінну взаємодію та зовнішнє магнітне поле, відповідно. Порівняно із випадком (12), в моделі (13) вважається, що магнітні моменти гранул (чи кластерів) є уже сформовані внутрігранулярними взаємодіями. Температурна залежність  $\mathbf{m}_i(T)$  вибиралася у вигляді

$$m(T) = M_s F(T/T_c^{cl}),$$

де  $M_s$  - магнітний момент насичення,  $T_c^{cl}$  - температура Кюрі для кластера, а  $F(x)$  - деяка функція, що змінюється в межах від одиниці до нуля при зміні  $x$  від нуля до одиниці. Взагалі кажучи, функція  $F(x)$  може також містити інформацію про розміри кластерів.

Для моделі (13) були виконані розрахунки [20] температурних та польових залежностей намагніченості і сприйнятливості, а також

залишкової намагніченості і коерцитивного поля, при різних співвідношеннях енергії анізотропії  $D$  та обмінного інтегралу  $J$ . Отримані результати автори використали для пояснення експериментально виміряних залежностей у ряді сполук із парамагнітними включеннями. Найбільш цікавими є наступні висновки із проведеного в [20] дослідження: (i) окрім температури  $T_c^{cl}$  в системі є дві інші характерні температури, а саме температура блокування  $T_c^{bl}$ , пропорційна до енергії анізотропії, та температура формування фази спінового скла  $T_c^{sys}$ , що пов'язана із міжкластерними взаємодіями; (ii) залежно від співвідношення між характерними температурами можна спостерігати кілька типів магнітної поведінки [від парамагнетизму ( $T > T_c^{cl}$ ) і до суперпарамагнітної ( $T_c^{sys} < T < T_c^{cl}$ ) чи чисто феромагнітної ( $T < T_c^{sys}$ ) поведінки]; (iii) при температурах порядку  $T_c^{bl}$  у температурних залежностях намагніченості і сприйнятливості спостерігаються характерні області зростання, які можуть бути зафіксовані експериментально; (iv) при формуванні фази спінового скласуттєво зростає величина залишкової намагніченості, тоді як великі коерцитивні поля є характерними для області  $T < T_c^{bl}$ . В цілому, проведені авторами [20] розрахунки підтвердили основні висновки, отримані для спрощеної моделі (7).

У роботах [21–24] при вивченні дрібнодисперсних систем до розгляду включаються дипольні та магнітостатичні взаємодії. Зауважимо, що при дослідженні таких складних моделей основними методами, що використовуються, є комп'ютерне моделювання, в рамках якого вдалося пояснити ряд особливостей магнітної поведінки, які спостерігалися в реальних експериментах. Зокрема, в роботах [23, 24] з використанням методу Монте Карло пояснено недавні експерименти по вивченню температурних залежностей залишкової намагніченості для однодомених наночасток заліза, втілених у немагнітну матрицю. Результати проведених досліджень показали, що лише при врахуванні міжгранулярних взаємодій (моделювалася система диполів із кубічною анізотропією) вдається кількісно описати експериментальні дані. Для моделі, в якій взаємодії не враховувалися, отримано занижені значення для температури блокування.

Зрозуміло, що для опису і передбачення експериментальних даних у складних системах недостатньо використовувати лише спрощені моделі типу Стонера-Вольфарта чи Ізинга. Водночас, порівняльний аналіз результатів, отриманих для простих моделей засобами аналітичної теорії і для складних моделей у комп'ютерному експерименті показує, що основні закономірності в магнітній поведінці дрібнодисперсної системи магнітних включень у немагнітній

матриці можуть бути добре описані і пояснені на якісному рівні з використанням простіших модельних уявлень та наближень. Врахуванням ефектів більш складної природи (реалістичних типів взаємодій, кристалографічної анізотропії, пружних властивостей тощо) дозволяє у більшості випадків отримати і надійні кількісні результати, що добре узгоджуються з експериментальними вимірами. Поряд із цим цей напрямок досліджень, незважаючи на певні успіхи теорії, все ще залишається актуальним і перспективним.

## 2. До питання про основні експериментальні прояви ефектів суперпарамагнетизму у системах із мезоскопічними магнітними включеннями

Як вже відзначалось вище, магнітна поведінка систем із дрібнодисперсними магнітними включеннями є досить своєрідною і має цілий ряд специфічних проявів, які можуть бути корисними для експериментальної ідентифікації систем із магнітними нановключеннями. Деякі із таких особливостей уже нами обговорювалися (особливості температурної залежності намагніченості і сприйнятливості при фіксованому полі, специфіка релаксаційної поведінки, вплив початково-приготованого стану на результати вимірів тощо), проте це питання потребує більш детального обговорення із включенням таких аспектів як можливості експериментального вивчення типів, розмірів та впливу розподілу за розмірами і особливостей динаміки в системах із мезоскопічними магнітними включеннями.

### 2.1. Метод порівняння реальної системи з ідеальним ансамблем. Визначення намагніченості гранул

Один із найбільш поширених методів порівняння магнітних властивостей реальної системи з ідеальним ансамблем невзаємодіючих магнітних гранул базується на вимірах залишкової намагніченості. Такі дослідження дозволяють на якісному рівні передбачити та описати структурні властивості матеріалу, кількісно оцінити величину намагніченості гранул, розподіл енергії анізотропії та енергії взаємодії між гранулами.

Відправною точкою в таких дослідженнях можуть служити універсальні співвідношення між залишковими намагніченостями різного типу для ідеальної системи. Експерименти звичайно проводяться за наступною схемою. Для даного зразка готується стан з нульовою намагніченістю в схемі розмагнічування, тобто, вихідним ета-

пом підготовки є стан магнітного насичення (в полі  $H_s$ ) після чого зразок поступово розмагнічується у магнітному полі, величина якого зменшується з малим кроком від значень поля  $H_s$  до нуля. В результаті у початковому стані, приготовленому в такий спосіб, вектори намагніченості окремих гранул є орієнтовані випадковим чином у просторі. Після підготовки основного стану проводяться виміри залишкової намагніченості в процесі намагнічування зразка, тобто вимірюють залежність  $m_r(H) = I_r(H)/I_d(0)$  від поля, а також залишкової намагніченості в процесі його розмагнічування, тобто знаходять залежність  $m_d(H)$  від поля. Відхилення величини  $\Delta m(H)_{exp} = m_d(H) - (1 - 2m_r(H))$  від лінійної залежності і визначає відмінність у поведінці системи від ансамблю ідеальних частинок Стонера-Вольфарта.

Як вказувалося вище при теоретичному аналізі моделі Стонера-Вольфарта, такі дослідження можна проводити при підготуванні основного стану як у схемі розмагнічування у від'ємному полі  $-H_{De}$  (**dcm - стан**), так і в схемі намагнічення зразка в позитивному полі  $H_{De}$  після насичення у від'ємному  $-H_s$  (**dcp - стан**). Шляхом порівняння отриманих результатів з модельною поведінкою, що показана на Рис. 3, знаходимо інформацію про відхилення системи від ідеального ансамблю. У цьому ж напрямку можна також вивчати вплив розподілу енергії анізотропії в ідеальній системі (див. [16]).

Експерименти із вивчення поведінки магнітної сприйнятливості системи від температури при фіксованому магнітному полі також дозволяють перевірити наскільки досліджувана система є близькою до ідеальної, а також отримати ряд важливих фізичних характеристик для суперпарамагнітного зразка, зокрема оцінити середню величину намагніченості гранул. На залежності  $\chi$  від  $T$  при фіксованому  $H$ , для ідеального ансамблю гранул, в якому не враховується міжгранулярна взаємодія і стан системи є близький до суперпарамагнітного (ефекти магнітної анізотропії слабо проявляються) має існувати максимум при  $T_{max} \simeq \mu H / 2k_B$ . На Рис. 4 показано типову поведінку сприйнятливості для системи ідеальних суперпарамагнітних частинок із магнітним моментом  $\mu = 4310\mu_B$  в магнітному полі  $H = 25mT$ , де чітко видно існування такого максимуму.

Таким чином дослідження сприйнятливості дає наступні критерії перевірки наскільки система є ідеальною:  $T_{max}$  для різних полів має задовольняти залежність  $T_{max} \sim H$ ; для позицій  $\chi_{max}$  повинна спостерігатися залежність  $\chi_{max} \sim 1/H$ . Тоді, із положення максимуму, який визначається в експерименті для певного фіксованого значення поля  $H$ , можна оцінити значення ефективного магнітно-

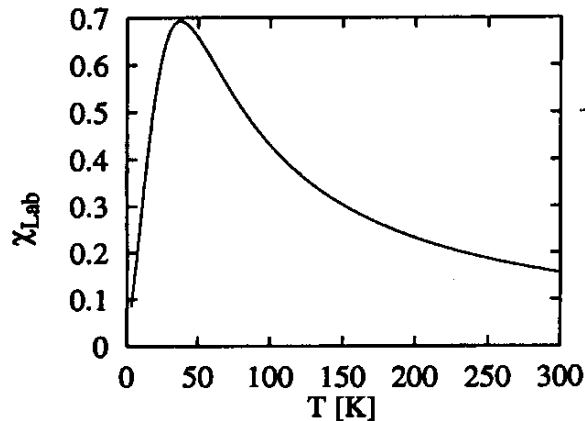


Рис. 4. Температурна залежність сприйнятливості для системи ідеальних суперпарамагнітних частинок із магнітним моментом  $\mu = 4310\mu_B$  в магнітному полі  $H = 25$  мТ.

го моменту окремої гранули  $\mu$ . Зрозуміло, що в реальних системах через вплив ефектів міжгранулярної взаємодії та анізотропії, така ідеалізована картина буде суттєво спотворюватися, проте деякі загальні особливості впливу поля на температурні залежності усе ж будуть зберігатися.

Вплив ефектів магнітної анізотропії на положення положення максимуму сприйнятливості можна зрозуміти уже в рамках модельних уявлень Стонера-Вольфарта. У цьому випадку результати вимірів будуть також залежати від шляху, по якому досягнуто низькотемпературного магнітного стану, починаючи з якого проводять виміри при нагріванні системи. Від цього, зокрема, буде залежати положення максимуму  $\chi_{\max}(H)$ . Існує кілька основних методів приготування початкового низькотемпературного магнітного стану, серед яких є наступні:

- (i) **ZFC** (zero field cooling) - охолодження в нульовому полі, коли стартуємо з області високих температур ( $k_B T \gg K$ , де теплова енергія є значно більшою за енергію магнітної анізотропії), повільно охолоджуємо систему і завершуємо підготовку початкового стану при низьких ( $k_B T \ll K$ ). В результаті приходимо до початкового стану із випадковими орієнтаціями

магнітних моментів окремих гранул. Загалом цей стан є аналогічним до того, що отримується в схемі розмагнічування в полі, про що йшлося вище;

- (ii) **NHFC** (negative high field cooling) - охолодження зразка в сильному магнітному полі  $|\mu H| \gg K$ , де поле прикладене в протилежному напрямку до поля, що використовується при наступних вимірах намагніченості;
- (iii) **PHFC** (positive high field cooling) - поле, у якому проходить процес охолодження, направлене в ту ж сторону, що і поле для наступних вимірів намагніченості, причому знову ж таки  $|\mu H| \gg K$ .

Відмінність вихідного магнітного стану, що отримується методом **NHFC** (чи **PHFC**) від стану, отриманого за схемою **dcm**-стану (чи **dcp**-стану) полягає насамперед в тому, що в першому випадку магнітні моменти усіх гранул системи орієнтовані проти (або ж за) поля вимірів, тоді як у другому випадку початковий стан є змішаний і усі моменти є орієнтовані в просторі випадково. Відповідно магнітна поведінка системи в цілому буде визначатися процесами, які які залежать від початкового стану і ініціюються полем вимірів при наступному нагріванні (**FW** - field warming) зразка. Включення поля в **ZFC** підготовленому стані стимулює переорієнтацію гранул за напрямком поля вимірів за рахунок процесів термоактивації. Для стану приготовленого в схемі **NHFC** - поле сильно стимулюватиме переорієнтацію магнітних моментів гранул у правильному напрямку (напряму поля). При цьому, роль термоактивного процесу буде визначальною при подоланні енергетичного бар'єру, обумовленого магнітною анізотропією. У випадку **PHFC** стану термоактивація практично не спостерігається, усі частинки уже є "правильно" орієнтовані і система перебуває у квазіпарамагнітному стані.

Таким чином існує кілька можливостей для проведення експерименту і відповідно слід очікувати, що різні залежності будуть спостерігатися для величин  $\chi_{lab}(H)$  (а також для  $T_{\max}$ ) для різних способів приготування низькотемпературного стану. Так, зокрема, при **ZFC** чи **NHFC** максимум  $T_{\max}$  на температурних залежностях сприйнятливості буде зсуватися в область нижчих температур з ростом поля  $H$ . Для **PHFC** підготовленого стану максимум  $T_{\max}$  буде зсуватися в сторону вищих значень, тоді як амплітуда сприйнятливості має зменшуватися, що є типовою поведінкою для квазіпарамагнітного стану. Відзначимо також, що метод дослідження при охолодженні

**PHFC** і наступного нагрівання в полі **FW** є придатний для отримання інформації при величині енергії магнітної анізотропії гранул, оскільки типовою характеристикою “стану блокування” є те, що температура в якій спостерігається максимум сприйнятливості (температура блокування) знижується з ростом зовнішнього магнітного поля.

Експериментально такі виміри були проведені для наночастинок нікелю [26] і підтвердили висновки теоретичного аналізу. Зокрема, у цій роботі була апробована ідея про можливість використання виразу  $T_{\max}(H) \sim \mu H / 2k_B$  для оцінки  $\mu$  в схемі **PHFC**. Типова залежність  $\chi(T, H)$  представлена на Рис. 5.

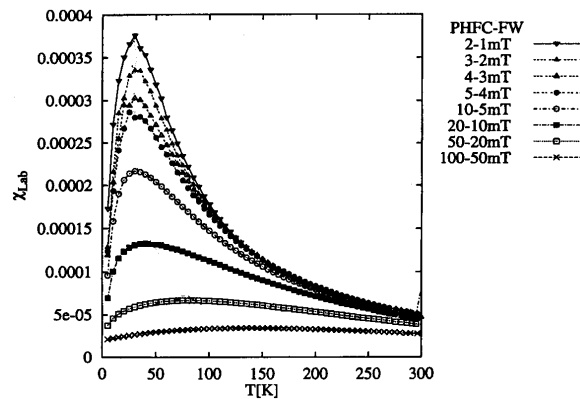


Рис. 5. Типова температурна залежність сприйнятливості системи із магнітними нановключеннями при фіксованих полях (з роботи [26]).

Дуже важливо при цьому, що в експерименті, який виконується за схемою **PHFC+FW** вплив ефектів магнітної анізотропії може бути суттєво редукований, що загалом дозволяє використати уявлення про суперпарамагнітний стан. Підтвердженням цьому дають, зокрема, результати вимірів температурних залежностей намагніченості таких систем при різних значеннях зовнішнього магнітного поля (див. Рис. 6). Завдяки зменшенню впливу ефектів магнітної анізотропії появляється можливість використання екстраполяційної формули для  $T_{\max}(H)$ , яка приводить в схемі **PHFC+FW** до коректних результатів при оцінці ефективного магнітного моменту гранул. Якщо визначати  $T_{\max}(H)$  для сприйнятливості при різних зовнішніх магнітних полях, то в границі великих магнітних полів ця температу-

ра наближатиметься до величини характерної для ідеального суперпарамагнетика. В ідеалі можна очікувати, що значення  $T_{\max}(H)/H$  з ростом  $H$  асимптотично прямує до постійного значення.

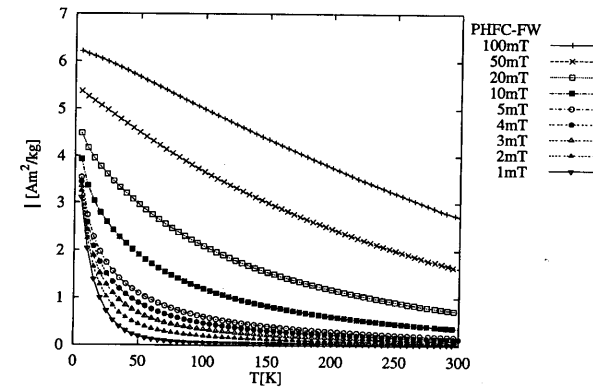


Рис. 6. Температурна залежність намагніченості системи із магнітними нановключеннями, виміряна у схемі **PHFC+FW**. Така поведінка є типовою для квазі-парамагнітних систем.

Порівнюючи знайдені в такий спосіб значення  $\mu$  із намагніченістю насичення всього зразка (за умови нехтування магнітними властивостями матриці) і комбінуючи ці результати із даними інших вимірів, появляється можливість отримання додаткової інформації про досліджувану систему, зокрема можна оцінити абсолютний вміст, а звідси і концентрацію (або відстань між) нановключень. Маючи цю та величину можна також розрахувати (оцінити) поле, яке діє на дану частинку з боку інших. Така методика є корисною уже при вивченні ролі міжчастинкових взаємодій. Відзначимо, що описана схема легко може бути узагальнена і для розгляду полідисперсних систем із врахуванням розподілу наночастинок за розмірами чи значеннями локальних магнітних моментів. Остання обставина є суттєвою для дослідження складних систем, прикладом яких можуть розглядатися в тому числі і ЛПВМ.

## 2.2. Можливості аналізу розподілу магнітних гранул за розмірами і релаксаційні ефекти

Як уже зазначалося, в схемі типу **ZFC+FW** величина  $T_{\max}(H)$  (пік на температурній залежності сприйнятливості, який характеризує

енергію анізотропії або іншими словами енергію блокування) зменшується при збільшенні поля, у якому проводяться виміри. Багато експериментів підтверджують такі уявлення [26, 27]. Водночас у ряді робіт спостерігався ріст температурного положення такого піку із ростом поля [28–31], зокрема, такі результати отримані при дослідженні антиферромагнітних часток ферритину [30, 31], а також гранулярної системи на основі  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  (див. Рис. 7), для якої подібні аномалії спостерігалися в області температур близько 65 К. Зауважимо, що намагання пояснити такі ефекти явищем квантового тунелювання через анізотропний бар'єр виявляються непридатними при таких високих температурах. У роботі [32] запропоновано пояснення такої поведінки полідисперсністю системи і впливом розподілу магнітних гранул за розмірами, зокрема опосередковано через врахування випадкового розподілу енергетичних бар'єрів і впливу на них зовнішнього магнітного поля.

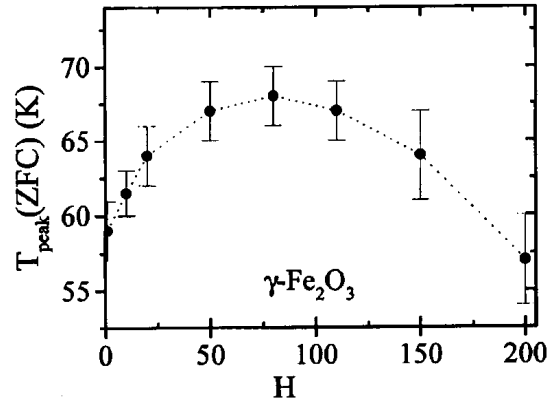


Рис. 7. Положення піку на температурній залежності **ZFC**-намагніченості для  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  як функція величини зовнішнього магнітного поля  $H$ .

Для суперпарамагнітної ідеальної системи магнітних часток для опису розподілу магнітних гранул за розмірами часто використовується так званий нормальний логарифмічний розподіл:

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_d d}} \exp\left(-\frac{\ln^2 d/d_0}{2\sigma_d^2}\right). \quad (14)$$

З використанням такого розподілу можна розрахувати намагніче-

ність системи гранул в **ZFC**-схемі [32]:

$$I_{ZFC}(T) = I_r(H) + \frac{I_s^2}{3k_B T} H \int_0^{V_b(T,H)} f(V) V^2 dV, \quad (15)$$

де

$$V_b(T, H) = -\frac{k_B T \ln t_{\text{вим}}/\tau_0}{K(1 - H/H_c)^{1.5}}.$$

В виразі (15) доданок  $I_r$  описує вклад, обумовлений врахуванням магнітних моментів гранул, які не є орієнтовані вздовж осі легкого намагнічування.

Із використанням отриманих виразів можна досліджувати залежність положення піку  $T_{\text{max}}$  від характерної ширини розподілу енергетичних бар'єрів  $\sigma_\nu = 3\sigma_d$  (див. Рис. 8).

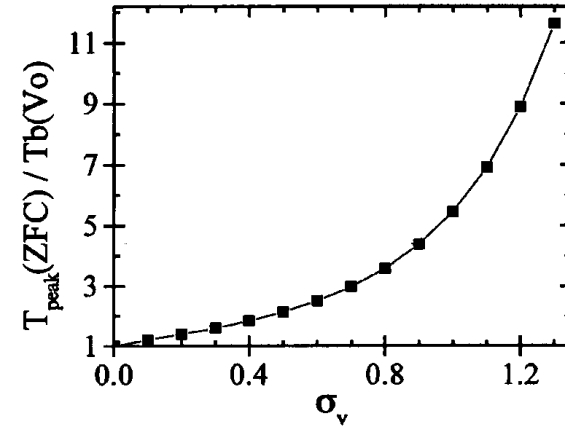


Рис. 8. Відношення температур знаходження піку на **ZFC**-намагніченості до характерної температури блокування в залежності від параметра дисперсії  $\sigma_\nu$  (з роботи [32]).

Слід відмітити, що при зростанні параметра полідисперсності  $\sigma_\nu$  спостерігається досить значне зростання  $T_{\text{max}}(\text{ZFC})$ . З іншого боку, зовнішнє поле, як уже зазначалося раніше, через зміну умов існування однодоменності магнітного впорядкування в гранулах теж приводить до ефективного розширення розподілу енергетичних бар'єрів. При цьому, можна показати, що навіть для частинок одного

розміру, які є хаотично орієнтовані у просторі, накладання зовнішнього поля по-різному понижує енергетичний бар'єр, збільшуючи в результаті ширину розподілу енергетичних бар'єрів. В свою чергу така зміна може обумовлювати приріст температури ZFC-піку (див. також [33]).

З тієї обставини, що результати магнітних вимірів у системах із нановключеннями суттєво залежать від способу приготування початкового стану, то можна запропонувати декілька альтернативних методик проведення експериментів. Одна із них описана у роботі [32]) і полягає у вивченні ефектів залишкової намагніченості зразка. Цей метод [названий авторами **TRM**-метод (termoremanent magnetization method)] дещо перегукується із схемами, описаними вище. Його ідея полягає в початковому охолодженні зразка в полі, виключенні поля при низьких температурах і наступному дослідженні ефектів розблокування при нагріванні зразка у нульовому полі [схеми обернена до процедури **ZFC+FW**, обговореної вище]. В такому випадку у виразі для намагніченості [див. (15)] не виникає доданку  $I_r$  і відповідно маємо здійснити заміну  $1/T \rightarrow 1/T_b$ , оскільки намагніченість частинок дорівнює суперпарамагнітному значенню для даної температури блокування  $T_b(V, H)$ . В результаті, як показує розрахунок похідної намагніченості по температурі у нульовому полі [32], виникає принципова відмінність від схеми описаної вище - положення температурного піку не залежатиме від ширини розподілу. Це відкриває шлях до іншого типу експериментів, результати яких в комбінації з вище описаними методиками дозволяють отримати більш повну інформацію про систему в цілому. Розрахована за такою схемою залежність пікової температури від величини зовнішнього поля для  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  є монотонно-спадною функцією (див. Рис. 9).

Зрозуміло, що можливими є і інші методики, що базуються на різних схемах приготування початкового стану. Проте для предмету нашого обговорення найбільш суттєвим моментом є можливість перевірки природи магнітного впорядкування в системі через використання різного типу експериментальних методик. Зауважимо також, що результати експериментів проведених для наносистеми із феромагнітних гранул  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , а також для антиферомагнітних частинок ферритину, показали добре узгодження з теоретичними передбаченнями, які базувалися на найпростіших уявленнях про слабозаємодіючу сукупність магнітних гранул із врахуванням магнітної анізотропії. При цьому також використовувалося припущення про можливість використання нормального логарифмічного розподілу (14) до опису полідисперсності у розмірах гранул. Питання про справед-

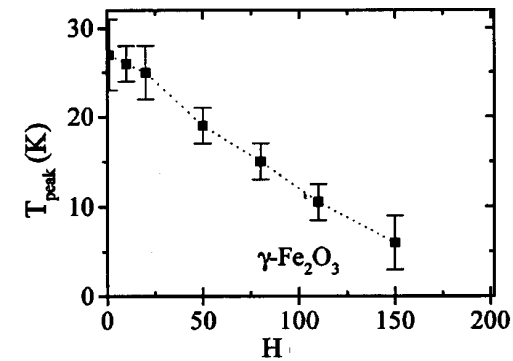


Рис. 9. Залежність  $T_{\text{max}}(TFM)$  від величини зовнішнього поля  $H$  для  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . Порівняно із результатами, що приведені на Рис. 7, спостерігається монотонне спадання із ростом  $H$ .

ливість такого припущення залишається відкритим, проте є кілька можливостей для більш детального дослідження цього питання, зокрема і в реальних експериментах.

Одна із методик, що дозволяє отримати інформацію про розподіл енергетичних бар'єрів у зразку із магнітними нановключеннями може базуватися на вивченні релаксаційних явищ. Так, після отримання в схемі **ZFC** основного низькотемпературного стану, на систему накладається невелике магнітне поле і вимірюється зміна намагніченості з часом (в експериментах виміри проводять у часовому вікні  $3 \times 10^{-1} \text{ s} < t < 10^4 \text{ s}$ ). В результаті, можна знайти функцію релаксації  $S(T, t)$ , означену співвідношенням

$$S = \frac{1}{H} \frac{\partial I}{\partial \ln t}.$$

В свою чергу ця функція може бути пов'язана із розподілом енергетичних бар'єрів в системі через вираз [34]

$$f_E(E_b(T, t)) \approx \frac{3K}{\mu_0 I_S^2} \frac{1}{E_b(T, t)} S(T, t),$$

де  $E_b(T, t) = k_B T \ln(t/\tau_0)$  енергетичний бар'єр, який слід подолати, щоб змінити магнітний момент частки на інший (з іншою мінімальною енергією). Оскільки представлені вирази залежить від логарифму часу спостереження  $\ln t$ , то цю особливість можна використати

для отримання розподілу  $f_E$  (або пов'язаного з ним розподілу за розмірами гранул), вимірюючи магнітну релаксацію при різних температурах. На Рис. 10 приведена залежність функції релаксації від  $T \ln(t/\tau_0)$  для системи гранул  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  [34]. Виміри проводилися в схемі ZFC-релаксації при різних температурах у діапазоні 2.5-70 К.

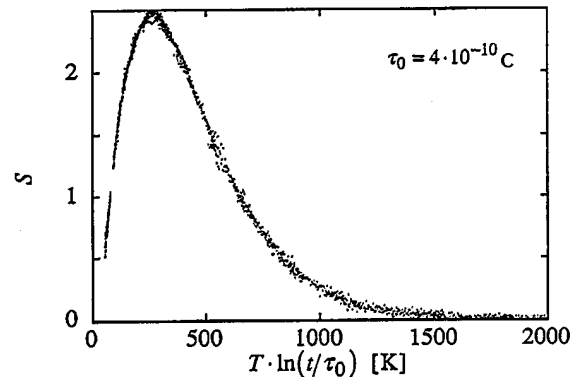


Рис. 10. Релаксаційна функція  $S(T, t)$  в залежності від  $T \ln t/\tau_0$  для температур в області 3-70 К,  $\tau_0 = 410^{-10}$  с. Результати вимірів для системи сферичних наночастинок  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ .

Як видно із рисунка усі дані дуже добре лягають на єдину криву, що дозволяє отримати досить надійну інформацію про розподіл енергетичних бар'єрів. Так, зокрема, використовуючи значення мікроскопічного характерного часу  $\tau_0 = 4 \times 10^{-10}$  с, показано із високою точністю, що для системи гранул  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  розподіл описується гамма-нормованою функцією:

$$f_E(E_b) = \frac{b^{-1}}{\Gamma(1+a)} \left(\frac{E_b}{b}\right) \exp(-E_b/b), \quad (16)$$

де  $a$  і  $b$  - деякі параметри функції розподілу. Для їх знаходження використовувалося схему послідовної ітерації, що базувалася на підстановці розподілу (16) у вирази для намагніченості, що враховують часову залежність. Це робиться за схемою цілком подібною до тої, що використана при отриманні виразу (15). Далі із порівняння отриманих результатів із експериментальними вимірами можна провести розрахунок функції релаксації та знайти невідомі величини. Як стверджують автори [34] така ітераційна процедура швидко збі-

гається і дозволяє отримати дуже точну інформацію про розподіл енергетичних бар'єрів.

Таким чином, можемо стверджувати, що магнітна поведінка системи магнітних гранул у зовнішньому полі може істотно залежати від розмірів гранул. В роботі [35] досліджено зміну магнітних властивостей частинок гадолінію розміром 8-160 Å в діапазоні температур 4-300К. Показано, що насичення для частинок розміром  $R < 16$  Å не досягається (відсутній однодомений стан), в той час як для частинок з розміром  $R > 70$  Å стан насичення досягається дуже швидко при довільній температурі в області 50-250К навіть для порівняно невеликих полів. Інша особливість при дослідженні гадолінієвих наночастинок була виявлена в області проміжних значень  $R$  ( $R > 40$  Å). При таких розмірах наночастинок на залежності намагніченості від температури в постійному магнітному полі спостерігався мінімум в області  $T = 100\text{-}200$  К. Аналогічний результат було отримано також методом нейтронного розсіяння [36]. Для температур вище цієї області намагніченість для великих частинок зростала з наступним насиченням, в той час як для малих гранул намагніченість монотонно спадала.

### 2.3. Магнетизм неупорядкованих сплавів

З точки зору теорії при описі системи однодомених магнітних гранул виникає цілий ряд аналогій з теорією магнетизму неупорядкованих сплавів. Проте в останньому випадку є ряд своєрідних особливостей. Зокрема, цікавим явищем в таких системах є так звані зворотні (re-entrant) переходи. Це означає, що спінова система здійснює зворотній (re-enter) перехід у магнітно впорядкований стан, коли нагрівання розпочати з низькотемпературного стану з малою спонтанною намагніченістю і магнітним порядком типу спінового скла. В роботі [37] експериментально досліджувалась система типу спінового скла  $(\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35})_{100-c}\text{Mn}_c$  зі зворотнім переходом. В цьому трикомпонентному неупорядкованому сплаві шляхом зміни концентрації Mn можна модифікувати низькотемпературний магнітний стан із феромагнітного через спінове скло і до виникнення антиферомагнітного впорядкування [38]. Ефекти, що пов'язані із існуванням зворотніх переходів можна спостерігати на Рис. 11, де приведені результати експериментальних вимірів намагніченості в залежності від температури і значень поля.

При цьому сприйнятливість як функція температури отримана із вимірів намагніченості має два характерні піки, які визначають температуру зворотного переходу і температуру Кюрі. Як видно із

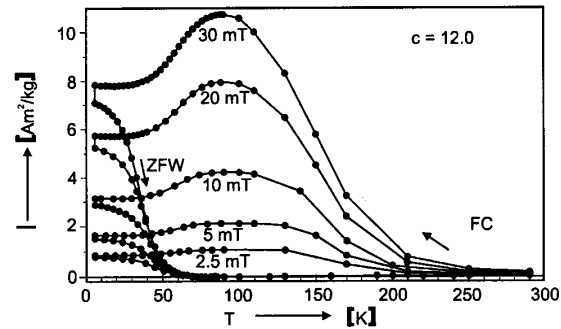


Рис. 11. Температурні залежності намагніченості  $(\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35})_{100-c}\text{Mn}_c$  при  $c = 12$ : спершу зразок охолоджувався в полі (FC), яке після досягнення найнижчої температури вимикалося; потім проводилися при нагріванні у нульовому полі (ZFW).

Рис. 11, коли зразок охолоджувати в полі, а потім нагрівати при  $H = 0$ , то стан “замороженої” намагніченості поступово руйнується термоактиваційними процесами і зовсім зникає при  $T = 50$  К. Цей результат, зокрема, демонструє велику подібність у магнітній поведінці неупорядкованих сплавів до систем незваємодіючих однодомених частинок з магнітною анізотропією, які обговорювалися вище. Іншою подібною рисою у магнітній поведінці систем обох класів є її залежність від способу приготування початкового стану. Зокрема, експерименти, що проводилися для неупорядкованих сплавів у схемі **PHFC+FW** довели важливу роль магнітної анізотропії в таких системах [39].

В роботі [37] проводилися магнітні дослідження методом деполаризації нейтронів. Суть методу - пропускання пучка повністю 100% поляризованих нейтронів через зразок і вимір їх поляризації на виході (neutron depolarization analysis - **NDA**). На Рис. 12 представлено типові результати таких досліджень.

Видно, що для сплаву з  $c=8.6\%$  поведінка є типово феромагнітною, тобто вище температури Кюрі, де сплав перебуває у парамагнітному стані, деполаризація є дуже малою. Для нижчих температур через виникнення у зразку доменної структури спостерігається майже повна деполаризація. Для сплаву із  $c=13.9\%$  спостерігаємо поведінку типу спінового скла - області з добре визначеним магнітним впорядкуванням є надто малі для деполаризації і нейтрони

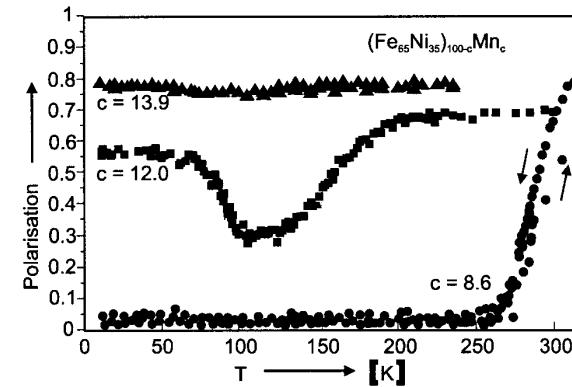


Рис. 12. Результати вимірів нейтронної поляризації в залежності від температури для трьох сплавів  $(\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35})_{100-c}\text{Mn}_c$  із різними значеннями  $c$ .

не мають достатньо часу щоб змінити свою орієнтацію за рахунок прецесії. Для випадку  $c=12\%$ , де існує область зворотного переходу, деполаризація залежить від температури і для температур  $T = 80-150$  К спостерігається поведінка типу феромагнітної.

Відзначимо, що хоча описані вище методи є фактично базовими при вивченні намагніченості і дослідження магнітних властивостей систем, існує ряд проблем технічного плану у проведенні таких вимірів, зокрема, для м'яких феромагнетиків. Системи магнітних нановключень володіють досить добрими магніто-м'якими властивостями (висока проникність, мала магнітострикція, висока намагніченість насичення) і тому при їх дослідженні часто використовують комбінації різних експериментальних методик. Так, поряд зі стандартними вимірами, про які вже йшлося, часто використовують техніку, що базується на ефекті Мессбауера для  $^{57}\text{Fe}$ , якщо залізо є одним із компонентів системи. Ряд аспектів, що стосуються особливостей експериментальних проявів магнетизму у системах із нановключеннями, зокрема магніто-пружних властивостей і провідності таких систем, обговорювалися також у недавній роботі [40].



### 3. Висновки та обговорення можливостей використання відомих методик до вивчення магнітних властивостей ЛПВМ

Завдання даної роботи полягало: в обговоренні основних ідей та підходів теоретичного опису магнітних властивостей систем із магнітними нановключеннями, втіленими у немагнітну матрицю; аналізі специфічних особливостей їх поведінки, які можуть спостерігатися експериментально та огляді відповідних експериментальних результатів і методик, що типові для такого класу об'єктів. При цьому розглянуто основні модельні уявлення, що використовуються при побудові як мікроскопічних, так і феноменологічних теорій, і дозволяють враховувати вплив різних факторів та найбільш суттєвих механізмів магнітного впорядкування. Представлено основні результати таких теоретичних досліджень, що є базовими при інтерпретації результатів різноманітних експериментів і дозволяють проаналізувати структурні особливості матеріалів з магнітними нановключеннями. Зокрема, розглянуто схему використання методу функціоналу вільної енергії із використанням як мікроскопічної теорії (для врахування магнітостатичної та обмінної взаємодій, а також енергії магнітної анізотропії), так і феноменологічного трактування внесків внесків, обумовлених поверхневою анізотропією, анізотропією форми та дисипативними процесами. Проаналізовано аналітичні результати, що слідує із аналізу спрощених моделей невзаємодіючих однодомених наночасток та ідеального суперпарамагнетика, і вказано на найбільш типові прояви у фізичних властивостях таких систем ефектів магнітної анізотропії, впливу поля, особливостей температурних залежностей тощо

Зроблено огляд літератури та описано основні схеми виконання експериментів із вивчення магнітних властивостей систем із дрібнодисперсними магнітними включеннями. Проаналізовано властивості та поведінка системи однодомених частинок у зовнішньому полі в залежності від умов проведення експерименту. Вказано на визначальний вплив на результати експериментальних вимірів способу приготування початкового низькотемпературного стану системи, що важливо, зокрема, для ідентифікації механізмів магнітного впорядкування у тій чи іншій системі. Проведений аналіз, дозволяє будувати різноманітні експериментальні схеми комплексних досліджень систем із магнітними нановключеннями, що мають своїм завданням: (i) вивчення питання про існування мезоскопічних магнітних нановключень та опис структурних властивостей матеріалу; (ii) до-

слідження магнітних властивостей реальної системи та їх порівняння із властивостями ідеального ансамблю невзаємодіючих магнітних гранул; (iii) отримання оцінок для ефективних магнітних моментів гранул, знаходження розподілів для випадкових значень енергії анізотропії чи енергії міжгранулярної взаємодії; (iv) дослідження впливу полідисперсності в розмірах гранул та отримання інформації про розподіл за їх розмірами; (v) отримання оцінок щодо вмісту і концентрації нановключень, роль і впливу міжгранулярних взаємодій, тощо.

Магнітні властивості ЛПВМ (лавоподібні паливомістні матеріали) досліджувалися у роботах [41, 42]. Зокрема, встановлено, що магнітна сприйнятливості ЛПВМ знаходиться в межах 0,0035-0,008 і є майже на порядок більшою порівняно з іншими конструкційними матеріалами, наприклад бетоном. Такі помітні значення магнітної сприйнятливості ЛПВМ не можуть бути пояснені в рамках звичайної теорії парамагнетизму. Дослідження показали, що найбільші значення магнітної сприйнятливості спостерігаються в матеріалах з меншим вмістом заліза, проте величина магнітної сприйнятливості ЛПВМ добре корелює з вмістом у них палива (однак, є значно більшою, ніж для чистого палива і тому магнітна активність ЛПВМ не може бути пояснена лише наявністю в них палива). Зауважимо, що опис аномальних магнітних властивостей ЛПВМ є цікавим не лише у чисто фундаментальному плані, але й має важливий прикладний аспект, зокрема з точки зору можливостей використання методів магнітного розділення високоактивних часток ЛПВМ від фрагментів низькоактивних конструкційних матеріалів [15].

Одним з шляхів пояснення аномальних магнітних властивостей ЛПВМ є гіпотеза про вплив магнітних нановключень, що розглядалася у цій роботі. Окрім чисто евристичних міркувань в користь таких уявлень говорять і інші наявні в літературі результати, що стосуються фізичних властивостей ЛПВМ (див. [15, 42]). Складати такі включення можуть - окиси урану з домішками цирконію (уранцирконій-киснева фаза), ураномісний силікат цирконію, монопектиди урану, включення які походять із переплавлених металічних конструкцій, наприклад, кристалики  $\alpha$ -FeSi,  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> тощо. Зокрема, зауважимо, що формуванню нановключень в ЛПВМ сприяли самі умови формування цих складних техногенних утворень (високі температури, багатий композитний склад, високі радіоактивні поля і стимульовані ними процеси переносу, умови витримки із наступним повільним охолодженням, ліквідаційні процеси, а також вплив внутрішнього самоопромінення із наступним дефектоутворенням за умов

каскадотворення). Приведені у цій роботі результати аналізу магнетизму систем із нановключеннями показують, що існує цілий ряд експериментальних можливостей для з'ясування питання про походження магнетизму в ЛПВМ. Зокрема, найбільш простими і перспективними видаються дослідження таких магнітних властивостей цих об'єктів як температурні і польові залежності намагніченості за умов використання різних методик приготування початкового низькотемпературного стану. Шляхом порівняння результатів таких вимірів можна буде судити про вплив наноутворень та природу магнетизму в ЛПВМ і отримати оцінки для ефективних моментів та енергії магнітної анізотропії. Ця інформація може бути корисна, зокрема, і в плані розробки ефективних методик початкового приготування твердої суміші перед використанням технологій магнітної сепарації ЛПВМ.

Слід водночас відмітити, що магнетизм нановключень не є єдиноможливим, коли мова іде про такі складні системи як ЛПВМ. Окремі аспекти цієї проблеми детально аналізувалися у роботі [15], де обговорювалися можливості впливу таких ефектів як негайзенбергівський обмін, встановлення багатовекторних структур в сполуках актилідів, тощо. В останні роки в літературі (див., наприклад, [43–46]) також інтенсивно обговорюються квантово-статистичні проблеми формування і виникнення ненульових локалізованих магнітних моментів на атомах перехідних елементів у неупорядкованих системах за рахунок ефектів гібридизації. Цікавою обставиною при цьому є те, що експериментально зафіксовано кілька сполук, в яких такі моменти є рівні нулеві у високотемпературній кристалічній фазі і стають ненульовими при переході в структурно-неупорядкований стан. Більше того, ефективна величина таких моментів може зростати при підвищенні температури системи. При цьому ріст ефективних моментів є тісно пов'язаний із температурними модифікаціями структури, так що зростає не локальний момент окремих атомів, а збільшується число магнітоактивних частинок. Тобто, в таких системах не усі атоми перехідного металу є магнітоактивними, а лише певна їх частка атомів, яка може зростати при збільшенні температури. Усе це говорить про те, що проблема дослідження магнітних властивостей ЛПВМ є ще далекою до свого розв'язання і наступним кроком до її вирішення мали б стати комплексні експериментальні дослідження. Відмітимо також, що прогрес у цьому напрямі міг би сприяти також кращому розумінню та опису і інших фізичних характеристик ЛПВМ, зокрема діелектричних, механічних, тощо.

## Література

1. Neel L. // *Compt. Rend.* **224**, 1488 (1947); **224**, 1550 (1947); *J. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. B-1, 672 (1962).
2. Jacobs I.S., Luborsky F.E. // *J. Appl. Phys.* **28**, 467 (1957).
3. Kittel Ch., Galt J.K., Campbell W.E. // *Phys. Rev.* **77**, 725 (1950).
4. Кондорский Е. // *ДАН СССР* **70**, 215 (1950); **74**, 213 (1950).
5. Stoner E.C., Wohlfarth E.P. // *Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser. A240*, 599 (1948).
6. Кондорский Е.И., Штраубе Э. // *Письма в ЖЭТФ*, **17**, 41 (1973).
7. Френкель Я.И., Дорфман Я.Г. // *Nature*, **126**, 274 (1930).
8. Вонсовский С.В. // *Изв. Ан СССР, сер. физ.* **16**, 387 (1952).
9. Bean C.P. // *J. Appl. Phys.*, **26**, 1381 (1930).
10. Brown W.F. // *Trans. Soc. Reology*, **9(1)**, 357 (1965).
11. Morrish A.H., Yu S.P. // *J. Appl. Phys.* **26**, 1049 (1955); *Phys. Rev.* **102**, 670 (1956).
12. Kachkachi H., Garanin D. A. // *Physica A*, **29**, 485, (2001).
13. Garanin D.A. // *Phys. Rev. B*, **55**, 3050 (1997).
14. Кондорский Е.И. // *Изв. АН СССР. Сер. физика*, **42**, №8, 1638 (1978).
15. Теоретичні обґрунтування та експертна оцінка ефективності використання магнітних та електричних властивостей лавоподібних паливовмісних матеріалів в технологіях сепарації радіоактивних відходів об'єкту "Укриття".- Заключний звіт. - Чорнобиль, 2002. - 258 с.
16. Thamm S., Hesse J. // *J. Magn. Magn. Mater.*, **184**, 245 (1998).
17. Johnson C.E. // *J. Appl. Phys.* **33**, 2515 (1962).
18. Medvedev M.V. // *The Physics of Metal and Metallography*, **88**, №1, 9 (1999).
19. Kokorina E.E., Medvedev M.V. // *Jour. Phys. Studies*, **5**, 293 (2001).
20. Wang L., Ding J., Kong H.Z., Li Y., Feng Y.P. // *Phys. Rev. B*, **64**, 214410 (2001).
21. Garsia-Otero J., Porto M., Rivas J., Bunde A. // *Phys. Rev. Lett*, **84**, 167 (2000).
22. Jönsson P.E., Garsia-Palacios J.L. // *Phys. Rev. B*, **64**, 174416 (2001).
23. Lee H.K., Shulthess T.S., Landau D.P., Brown G., Pierce J.P., Gai Z., Farman G.A., Shen J. // *J. Appl. Phys.*, **91**, 6926 (2002).
24. Lee H.K., Shulthess T.S., Brown G., Landau D.P., Sorge K.D.,

- Thompson J.R. // *J. Appl. Phys.*, **93**, 7047 (2003).
25. Johnson C.E. Garcia-Palacios J.L. // *Phys. Rev. B*, **64**, 174416 (2001).
  26. Hesse J., Bremers H., Hupe O., Veith M., Fritscher E.W., Valchev K. // *J. Magn. Magn. Mater.*, **212**, 153 (2000).
  27. Prichard L.S., O'Grady K. // *J. Magn. Magn. Mater.*, **193**, 220 (1999).
  28. Luo W., Nagel S.R., Rosenbaum T.F., Rosensweig R.E. // *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 2721 (1991).
  29. Gider S., Awschalom D.D., Douglas T., Wong K., Mann S., Cain G. // *J. Appl. Phys.*, **79**, 5324 (1996).
  30. Friedman J.R., Voskoboynik U., Li J., Gunner M., Sarachik M.P. // *Phys. Rev. B*, **56**, 10793 (1997).
  31. Tejada J., Zhang X.X., del Barco E., Chudnovsky E.M. // *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1754 (1997).
  32. Sappey R., Vincent E., Hadacek N., Chaput F., Boilot J.P., Zins D. // *Phys. Rev. B*, **56**, 14551 (1997).
  33. Dan'kov S.Yu., Tishin A.M., Pecharsky K.A., Gschneidner Jr. // *Phys. Rev. B*, **57**, 3478 (1998).
  34. Jonsson T., Mattsson J., Nordblad P., Svedlindh P. // *J. Magn. Magn. Mater.*, **168**, 269 (1997).
  35. Aly S.H. // *J. Magn. Magn. Mater.*, **222**, 368 (2000).
  36. Cable J.W., Wollan E.O. // *Phys. Rev.*, **165**, 773 (1968).
  37. Hesse J. // *J. Alloys and Compounds*, **326**, 205 (2001).
  38. Hesse J., Bottger Ch., Wulfes A., Sievert J., Ahlers H. // *Phys. Stat. Sol.*, **135a**, 343 (1993).
  39. Hesse J. // *J. Alloys and Compounds*, **326**, 205 (2001).
  40. Волошиновський А.С., Мягкота С.В., Левицький Р.Р., Вдович А.С. Агретування домішкових іонів як один із можливих механізмів утворення мікроскопічних включень в лавоподібних паливовмісних матеріалах.- Препринт ІФКС НАН України, ІСМР-03-16U, Львів, 2003, 63 с.
  41. Жидков А.В. Ферримагнетизм топливосодержащих материалов объекта "Укрытие". // *Проблеми Чорнобиля.- 2000.- Т.6.- С.6-12.*
  42. Жидков А.В. Топливосодержащие материалы объекта "Укрытие" сегодня: Актуальные физические свойства и возможности прогнозирования их состояния. // *Проблеми Чорнобиля.- 2001.- Т.7.- С.23-40.*
  43. De Laissardiere G.T., Mayou D. // *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3273 (2001).

44. Simonet V., Hippert F., Klein H., Audier M., Bellissent R., Fischer H., Murani A.P., Boursier D. // *Phys. Rev. B*, **58**, 6273 (1998).
45. Prejean J.J., Berger C., Sulpice A., Calvayarac Y. // *Phys. Rev. B*, **65**, 140203 (2002).
46. Hippert F., Audier M., Klein H., Bellissent R., Boursier D. // *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 54 (1996).

Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

The preprints of the Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine are distributed to scientific and informational institutions. They also are available by computer network from Institute's WWW server (<http://www.icmp.lviv.ua/>)

Ігор Миронович Мриглод  
Кирило Вікторович Табунщик  
Микола Миколайович Шевченко

МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ СИСТЕМ ІЗ МАГНІТНИМИ  
НАНОВКЛЮЧЕННЯМИ: КОРОТКИЙ ОГЛЯД ТА ОБГОВОРЕННЯ  
МОЖЛИВИХ ЗАСТОСУВАНЬ ДО ОПИСУ ЛПВМ

Роботу отримано 14 серпня 2003 р.

Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку семінаром відділу квантово-статистичної теорії процесів каталізу

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені