

PACS numbers: 75.30.Et, 75.30.Gw, 75.40.Gb, 75.50.Bb, 75.50.Kj, 75.75.+a, 81.07.Bc

Стохастична магнетна структура аморфних стопів

А. П. Шпак, Ю. А. Куницький*, В. О. Демент'єв*, Я. А. Нечитайло*,
Л. Ю. Куницька**, Л. Г. Дзюба*, М. Ю. Барабаш*

*Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульв. Акад. Вернадського, 36,
03680, ГСП, Київ-142, Україна
*Технічний центр НАН України,
вул. Покровська, 13,
04070 Київ, Україна*

***Інститут хімії поверхні ім. О. О. Чуйка НАН України,
вул. Генерала Наумова, 17,
03164 Київ, Україна*

Для бінарних та багатокомпонентних аморфних ферромагнетиків на основі групи заліза, одержаних швидким гартуванням розтопу, в наближенні стохастичної магнетної структури виконано розрахунки значень напруженості кореляційного поля H_l , Блохової сталі B , коефіцієнта спін-хвильової цупкості D , сталі обмінної взаємодії α , радіуса кореляції r_c . Встановлено закономірності зміни локальних магнетних параметрів в залежності від хемічного складу аморфних ферромагнетиків та при переході їх у кристалічний стан. Проаналізовано причини існування кореляцій обмінної взаємодії і неоднорідностей намагнетованості у нанокристалічних 3d-ферромагнетиках.

For binary and multicomponent amorphous ferromagnetics based on metals of the iron group and produced by fast quenching from melt, calculations of correlation-field intensity H_l , Bloch constant B , factor of spin-wave rigidity D , constant of exchange interaction α , and correlation radius r_c are carried out within the stochastic magnetic-structure approximation. Regularities in changes of local magnetic parameters are determined depending on chemical composition of amorphous ferromagnetics and at their transition in crystal state. Reasons for existence of correlations between the exchange interaction and the heterogeneities of magnetization in nanocrystalline 3d-ferromagnetics are analyzed.

Для бинарных и многокомпонентных аморфных ферромагнетиков на основе металлов группы железа, полученных быстрой закалкой из расплава, в приближении стохастической магнитной структуры проведены расчеты значений напряженности корреляционного поля H_l , постоянной Блоха B , коэффициента спин-волновой жесткости D , постоянной обменного взаимодействия

вия α , радіуса кореляції r_c . Определены закономерности изменения локальных магнитных параметров в зависимости от химического состава аморфных ферромагнетиков и при переходе их в кристаллическое состояние. Проанализированы причины существования корреляций обменного взаимодействия и неоднородностей намагниченности в нанокристаллических 3d-ферромагнетиках.

Ключові слова: стохастична магнетна структура, аморфні ферромагнетики, локальні магнетні властивості, обмінна взаємодія, намагнетованість.

(Отримано 10 квітня 2008 р.)

1. ВСТУП

Багато матеріалів сучасної техніки одержують за нерівноважних умов (плівки або покриття, що формуються методами термічного або плазмового напилювання, стрічки, які одержують швидким гартуванням розтопу, поверхневі шари матеріалів після лазерної обробки тощо). При формуванні таких матеріалів одночасно проходять різні за своєю природою процеси, які описуються законами ймовірності. Внаслідок цього структурні та концентраційні параметри мікрооб'ємів таких неупорядкованих матеріалів відрізняються від середньостатистичних за макрооб'ємом [1–10]. Флюктуації цих параметрів істотно впливають на фізичні властивості матеріалів, зокрема на магнетні. Об'єкти, у яких вплив випадкових параметрів великий, є *стохастичними*.

У загальному випадку основною характеристикою неоднорідностей будь-якої природи є кореляційна функція [3]

$$\eta(\mathbf{r}) = \langle (a(\mathbf{x}) - \langle a \rangle)(a(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \langle a \rangle) \rangle,$$

де $a(\mathbf{x})$ — випадкова функція координат, \mathbf{r} — параметр. Оскільки $\eta(\mathbf{r})$ описує статистичні зміни, то r не може бути меншим за розмір атома чи середню міжатомову відстань. Корінь квадратний з максимального значення кореляційної функції $\gamma = \sqrt{\eta(\mathbf{r})}$ характеризує інтенсивність неоднорідностей і являє собою середньоквадратичну флюктуацію випадкової функції $a(\mathbf{x})$. Зазначимо, що під терміном «флюктуація» розуміють плавну зміну в середовищі певного структурного, концентраційного чи спінового параметра (густини речовини, концентрації елементів, локальної зміни обмінної взаємодії, намагнетованості тощо).

Для опису стохастичних об'єктів, що характеризуються наявністю неоднорідностей будь-якої природи, застосовують статистичні методи [3, 10–18]. В основу феноменологічної теорії аморфних, нано- та мікрокристалічних магнетних систем покладено аналітичний вираз для закону наближення намагнетованості до насичення, записаний у формі [15]:

$$J(H) / J_s = (1 - 2d_m)^{1/2}, \quad d_m = 1/2 (\langle S_{\perp} \rangle / J)^2 = 1/J^2 \int S_m(k) dk, \quad (1)$$

де d_m — відносна дисперсія, $S_m(k)$ — спектральна густина кореляційної функції флюктуацій поперечних компонент намагнетованості J_z .

У сферичній системі координат спектральна густина кореляційної функції флюктуацій $S_m(k)$ для випадкової функції флюктуацій $S(k)$ вздовж осі магнетної анізотропії (МА) має вигляд

$$S_m(k) = \pi (H_A / \alpha)^2 \left[1 / (k^2 + k_H^2)^2 + 1 / (k^2 + k_0^2 + k_m^2 \sin^2 \theta) \right] S(k), \quad (2)$$

де $H_A = \beta J_s$ — поле льокальної анізотропії, $k_H = (H / (\alpha J_s))^{1/2}$ — хвильове число, що характеризує взаємодію намагнетованості із зовнішнім магнетним полем \mathbf{H} , $k_m = (4\pi / \alpha)^{1/2}$ — характерне хвильове число обмінної взаємодії, J_s — намагнетованість насичення, $\alpha = 2I / J_s^2$ — параметр обміну, I — константа неоднорідної обмінної взаємодії.

Аморфні та нанокристалічні феромагнетики можна розглядати як ансамбль зв'язаних обмінною взаємодією кластерів розміром $2r_c$, вісі легкого магнетування (ВЛН) яких орієнтовані випадково [10–18]. Кореляційний радіус r_c характеризує просторову довжину флюктуацій, розмір упорядкованих областей, у яких обмінна взаємодія є однорідною. У наближенні суцільного середовища така система описується густиною внутрішньої енергії [15]:

$$U = \frac{1}{2} \alpha (\nabla \mathbf{J})^2 + \frac{1}{2} \beta (\mathbf{J} \cdot \mathbf{n})^2 - \mathbf{H} \cdot \mathbf{J}, \quad (3)$$

де $\beta = H_A / J_s = 2K / J_s^2$ — параметр, пов'язаний з константою льокальної анізотропії K , \mathbf{n} — одиничний вектор ВЛН цієї анізотропії; \mathbf{J} — намагнетованість.

Неоднорідність магнетної анізотропії (МА) будь-якої природи веде [14–20] до виникнення у феромагнетику неоднорідного стану орієнтації магнетного моменту $\mathbf{m}(\mathbf{r})$. Характеристики такої стохастичної магнетної структури визначаються співвідношеннями між зовнішнім полем \mathbf{H} , обмінним кореляційним полем $H_l = 2I / J_s r_c^2$ та середньоквадратичною флюктуацією поля льокальної анізотропії $D^{1/2} H_A$, де D — коефіцієнт, який для випадку одновісної анізотропії дорівнює 1/15. Для великих кластерів, що задовольняють нерівності

$$r_c > D^{-1/4} \left(\frac{I}{K} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

поле H_l виявляється меншим за $D^{1/2} H_A$, а кореляційні властивості неоднорідного стану \mathbf{m} визначаються переважно флюктуаціями льокальної МА. У цьому разі при розрахунку закону наближення

намагнетованости до насичення маємо [20]:

$$\frac{\Delta J}{J_s} = \left(\sqrt{D} \frac{H_A}{H} \right)^2, \quad (5)$$

де $\Delta J = J_s - J_{(H)}$.

Якщо, для аморфних та нанокристалічних феромагнетиків виконується умова

$$r_c < D^{-1/4} \left(\frac{I}{K} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

за якої $H_l > D^{1/2} H_A$, то в області полів $H < H_l$ кореляційні характеристики магнетної системи істотно відрізняються від характеристик льокальної МА. У цьому разі відхилення намагнетованости $\mathbf{J}(\mathbf{x})$ від напрямку зовнішнього поля \mathbf{H} скорельовані в просторі у вигляді статичної хвилі [21] з довжиною $\lambda = \left(\frac{2I}{JH} \right)^{1/2}$. Зазначимо, що закон

наближення намагнетованости до насичення [15] виконується при $H > H_l$, а величина H_l визначається дією обмінної взаємодії, яка прагне упорядкувати систему і частково зменшити просторові флюктуації орієнтації вектора намагнетованости.

У малих полях $H \ll H_l$ в аморфних та нанокристалічних феромагнетиках проявляється ефект Ірмі і Ма [22], який полягає у нестійкості феромагнетного стану стосовно дії випадково орієнтованої льокальної МА. У цьому разі феромагнетний порядок реалізується лише у масштабі характерних кореляційних довжин $\lambda = r_c (H_l / D^{1/2} H_A)^2$ [21]. Магнетна структура таких матеріалів може бути описана моделлю ансамблів слабо зв'язаних бльоків [20]. Розмір бльока становить 2λ , середня константа анізотропії в бльоці $\langle K \rangle = K / (r_c / \lambda)$, а одиничний вектор вісі анізотропії \mathbf{n} орієнтований випадковим чином. У нульовому полі вектор намагнетованости \mathbf{J} магнетного бльока орієнтується вздовж вектора \mathbf{n} .

Ефективний кореляційний радіус r_c зв'язаний з кореляційною функцією $\eta(\mathbf{r})$ співвідношенням [15]

$$\frac{4}{3} \pi r_c^3 = \int \eta(\mathbf{r}) d^3 r. \quad (7)$$

При $r > r_c$ спостерігається істотне зменшення $\eta(\mathbf{r})$. Оскільки при кристалізації АМС топологічний порядок змінюється, а композиційний зберігається, то незмінна частина функції γ обумовлена саме композиційним БП.

Згідно з уявленнями [23] бінарний аморфний феромагнетик складається з комплексів, що містять один атом металоїду і кілька

атомів феромагнетного металу. Під впливом ковалентних зв'язків метал–металоїд атоми металу в межах комплексу упаковані більш щільно, що збільшує обмінний інтеграл. При магнетнім впорядкуванні обмінна взаємодія між сусідніми атомами металу, що належать двом ріжним комплексам, послаблюється. У цьому наближенні для АМС типу $Me-X$ обмінний інтеграл $I(r)$ і температура Кюрі T_c визначаються співвідношеннями

$$I(r) = I_{0к} \exp \left[- \left(\frac{\delta r}{\langle r_a \rangle} \right) \right], \quad (8)$$

$$T_c^a = T_c^к \frac{I(r)}{I_{0к}} \exp \left\{ - \frac{3\sqrt{2}\pi \langle \delta r^2 \rangle^{1/2}}{4z^* \langle r_a \rangle} \right\}, \quad (9)$$

де $I_{0к}$ — обмінний інтеграл для кристалічного стану, δr — зміна довжини міжатомових зв'язків, $\langle r_a \rangle = 0,1r_0$ (r_0 — відстань між атомами), z^* — загальна кількість зв'язків у комплексі, що містить n атомів.

Оцінка значень $I(r)$ і T_c за рівняннями (8) і (9) для бінарних аморфних стопів на основі металів групи заліза задовільно узгоджується з експериментом [23]. Однак, оскільки перекриття d -орбіталей сусідніх феромагнетних атомів залежить від відношення міжатомових відстаней r_0 до радіуса орбіталі, то статистичний розподіл r_0 в аморфних $3d$ -феромагнетиках має призводити до відповідного розподілу обмінних інтегралів, і таке слід враховувати у співвідношеннях (8) й (9).

Низка параметрів аморфного магнетика у феноменологічній теорії може бути представлена у вигляді флюктуацій за напрямком ефективної МА. У феноменологічній Гамільтоніані вплив неоднорідних пружних напружень, дефектів і неоднорідностей ріжної природи може враховуватися анізотропними членами. В аморфному магнетіку такі анізотропні члени призводять до появи орієнтаційно-невпорядкованого стану вектора намагнетованости [6, 15].

Флюктуації обмінної взаємодії в АМС обумовлені переважно композиційним ближнім порядком (БП) і є наслідком сильної залежності обмінного інтеграла від міжатомової відстані. Причиною виникнення специфічних БП в бінарних та багатокомпонентних АМС є ріжниця енергії міжатомної взаємодії типу $Me-Me$ і $Me-X$.

Мета даної роботи — розрахунок льокальних магнетних параметрів для бінарних і багатокомпонентних аморфних стопів на основі елементів групи заліза, одержаних швидким гартуванням розтопу, визначення зміни цих параметрів при переході у кристалічний стан і встановлення взаємозв'язку між параметрами стохастичної магнетної структури.

2. ОБ'ЄКТИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ

Об'єктами дослідження були стрічки аморфних стопів товщиною 30 мкм та шириною 10 мм, одержані методом швидкого гартування розтопу за ідентичних умов [9, 10]. Досліджувались стопи систем $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$ ($11 < x < 25$ ат.%), $\text{Fe}_{85-x}\text{Cr}_x\text{B}_{15}$ ($8 \leq x \leq 15$ ат.%), $\text{Fe}_{95-y}\text{Me}_5\text{B}_y$ ($y = 15, 20$; $\text{Me} = \text{Ti}, \text{Mn}, \text{Ni}$), а також багатокомпонентні стопи $\text{Fe}_{72}\text{Co}_8\text{Si}_5\text{B}_{15}$, $\text{Fe}_{70,5}\text{Co}_8\text{Cr}_3\text{Si}_5\text{B}_{11,5}$, $\text{Fe}_{68,5}\text{Co}_8\text{Cr}_8\text{Si}_5\text{B}_{11,5}$, $\text{Fe}_{82}\text{Ni}_{10}\text{Si}_5\text{B}_3$. Структурні особливості аморфних стопів досліджувались методами рентгенографії та просвітлювальної електронної мікроскопії. Рентгенографічні дослідження виконували на дифрактометрі ДРОН-2.0 з використанням FeK_α -випромінювання, а електронно-мікроскопічні — на електроннім мікроскопі ЕМ-200. Ізотермічний відпал зразків здійснювали за фіксованих температур $400 \text{ K} \leq T \leq 750 \text{ K}$ протягом 30 хв. Середній розмір нанокристалів L розраховували за формулою Селякова–Шеррера

$$L = \lambda(1/\cos \theta) / \Delta(2\theta), \quad (10)$$

де λ — довжина хвилі використаного випромінювання, θ — дифракційний кут, $\Delta(2\theta)$ — півширина дифракційної лінії.

Температурно-часові залежності намагнетованості $J_{(H)}$ досліджували на вібраційнім магнетометрі в інтервалі температур 77–1200 К у магнетнім полі $H \leq 1 \text{ MA/м}$ [10]. Значення $J_s(0)$ визначали шляхом екстраполяції кривої $J_s(T)$ до перетинання з віссю абсцис. Оскільки свіжозагартовані аморфні та нанокристалічні феромагнетики, зазвичай, перебувають у напруженому стані, то для зняття напружень і здійснення структурної релаксації виконували термоциклічну обробку зразків в інтервалі $T < T_c$. Для виявлення впливу структурних флюктуацій феромагнетних стопів, що призводять до флюктуацій обмінної взаємодії, будували криві зведеної намагнетованості $J_s(T)/J_s(0)$ у залежності від T/T_c . Однорідність АМС у магнетнім відношенні перевіряли побудовою графіків Мазона [7] у координатах $J_s^2 = f(T^2)$. Відхилення цих графіків від лінійної залежності в області $T < T_c$ свідчить про наявність структурних неоднорідностей у феромагнетнику.

Методика кореляційного аналізу. Основною характеристикою феромагнетика є залежність намагнетованості J від напруженості зовнішнього магнетного поля H , за якою обчислювали величину намагнетованості насичення J_{s0} при $H = 0 \text{ kA/м}$ і $T \rightarrow 0 \text{ K}$ і константу магнетної анізотропії K_0 .

За кривими $J(H)$ у наближенні стохастичної магнетної структури розраховували відносну дисперсію [14]

$$d_m(H) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{J(H)}{J_s} \right]. \quad (11)$$

Побудова залежності $\lg d_m = f(\lg H)$ дає змогу визначати середні значення $\langle d_m \rangle$ і напруженість кореляційного поля H_l , оскільки ці залежності у шкалі полів мають характерні точки, за яких відбувається їх злам. По точці перетину асимптот визначали напруженість кореляційного поля H_l . Напруженість кореляційного поля H_l визначали методомю комп'ютерного моделювання [10].

Зазначимо, що відповідно до Гайзенберґового моделю зменшення середнього магнетного моменту внаслідок теплових флюктуацій, обумовлює температурну залежність намагнетованості [1]:

$$J(T) = J(0)[1 - BT^{3/2} \dots - \dots]. \quad (12)$$

У цьому наближенні обчислювали Блохову сталу B , коефіцієнт спін-хвильової цупкості D і сталу обмінної взаємодії α для аморфного, нанокристалічного та кристалічного стану стопів. З цією метою в області температур $T < T_c$ здійснювали перебудову залежності $J_s(T)$ у координатах $[I_s(0) - I_s(T)]/[I_s(0)T^{3/2}] = f(T)$. За куттом нахилу одержаної прямої визначали Блохову сталу B .

Сталу обміну α визначали за формулою [15]

$$\alpha = \frac{(2,612g\mu_B)^{2/3} k_B}{(4\pi g\mu_B)B^{2/3}I_s(0)^{5/3}}, \quad (13)$$

де $g = 2,1$ — фактор Лянде, μ_B — Борів магнетон, k_B — Больцманнова стала; $J_s(0)$ — намагнетованість насичення при $T \rightarrow 0$ К.

Після спрощення рівняння (13) маємо:

$$\alpha = C \frac{1}{B^{2/3} J_s(0)^{5/3}}, \quad (14)$$

де $C = 1,755 \cdot 10^{-17}$ Дж^{2/3}·Тл^{-1/3}·К⁻¹.

Значення сталої спін-хвильової цупкості D знаходили за формулою [15]

$$D = g\mu_B J_s(0)\alpha = GJ_s(0)\alpha, \quad (15)$$

де $G = 19,475 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл.

Середній магнетний момент $\langle \mu \rangle$ на атом перехідного металу (у Борових магнетонах) оцінювали за виразом

$$\langle \mu \rangle = \frac{J_s \sum_i A_i c_i}{5585\rho}, \quad (16)$$

де A_i і c_i — атомова вага і концентрація i -го компонента стопу, ρ — середня густина стопу.

Зв'язок між експериментальними значеннями Блохової сталої B і сталої спін-хвильової цупкості D визначається виразом

$$B = 2,612 \left[\frac{g\mu_B}{J_s(0)} \right] \left[\frac{k_B}{4\pi D} \right]^{\frac{3}{2}}. \quad (17)$$

Якщо рівняння (17) виконується, то вважають [15], що зменшення середнього магнетного моменту $\langle \mu \rangle$ при зростанні температури обумовлене збудженням магніонів з великою довжиною хвилі λ .

За значеннями напруженості кореляційного поля H_l та намагнетованості насичення J_s розраховували ефективну константу льокальної МА:

$$K_l = 1,935 H_l J_s \sqrt{\langle d_m \rangle}. \quad (18)$$

З основної кривої магнетування $J = f(H)$ розраховували константу МА K_o за формулою:

$$K_o = \mu_o \int_0^{H_s} (J_s - J) dH, \quad (19)$$

де J_s — намагнетованість насичення, J — складова намагнетованості зразка вздовж зовнішнього поля H , H_s — напруженість магнетного поля насичення, $\mu_o = 1,257 \cdot 10^{-6}$ Гн/м.

Порівняння величин K_l з рівняння (18) із константою МА K_o , обчисленою за формулою (19), дає змогу судити про вплив динаміки руху доменної межі (ДМ) і повороту вектора намагнетованості J до напрямку зовнішнього магнетного поля H на характер кривої $J = f(H)$.

Радіус кореляції r_c флюктуацій напрямку осей МА визначали за формулою

$$r_c = \sqrt{\frac{\alpha I_s}{H_l}}. \quad (20)$$

3. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Структурні особливості. Для багатьох аморфних і наноструктурних систем характерною є складна морфологічна будова. В залежності від хемічного складу, метод і режимів формування стрічок спостерігаються нанонеоднорідна структура хвилястого, зернистого або лабіринтного типів, гльобулярні, колонкові й коміркові структури, які відрізняються розміром гльобуль, товщиною і характером розміщення сіток (ділянок пониженої щільності). Гльобулі мають фрактальну структуру і являють собою стовпці діаметром 5–80 нм, а тов-

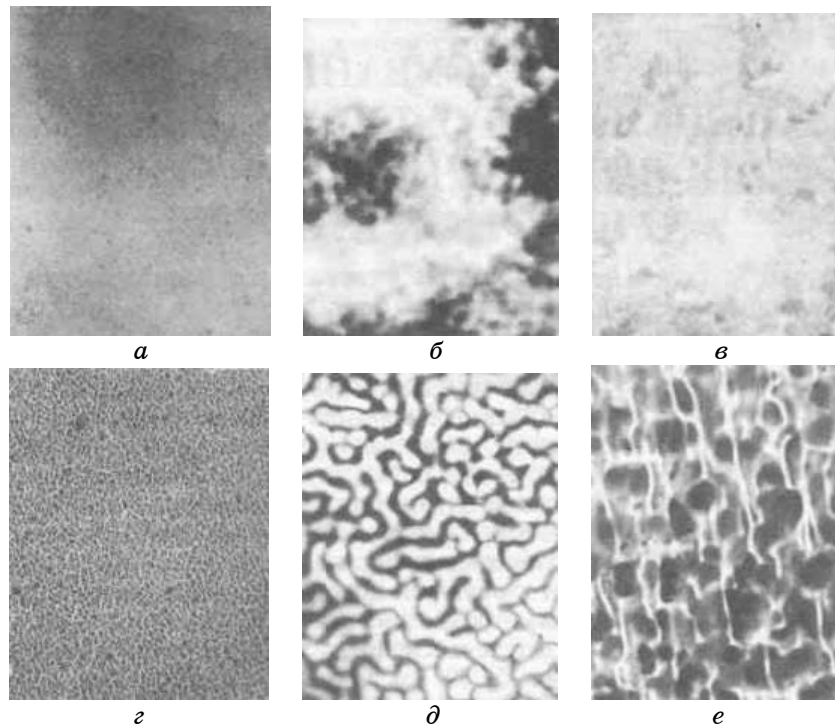


Рис. 1. Типові мікроструктури наноструктурних плівок в вихідному стані: *a* — $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$; *б* — $\text{Ni}_{50}\text{Nb}_{50}$; *в* — $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$; *г* — $\text{Co}_{81}\text{P}_{19}$; *д* — $\text{Ni}_{64}\text{Zr}_{36}$; *е* — $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$ (*a, б, в, д* — гартування з рідкого стану; *г* — електрохімічне осадження; *е* — плазмово-дугове напорощення).

щина сіток між ними складає 5–30 нм. Спостерігаються великомасштабні періодичності типу лабіринтів (рис. 1), що мають темні й світлі ділянки, які відповідають різній щільності чи різному хемічному складу матеріалу. Зазвичай темні ділянки вказують на збагачення компонентом з більшим атомовим номером. Стійке існування таких областей з різним характером БП у відповідним інтервалі температур свідчить про стабілізацію формування гетерогенної структури внаслідок зниження Гіббсової енергії. Такий стан матеріалу характеризується підвищеною електронною локалізацією, а макрогратниця з областей БП — неперервно змінним параметром R , значення якого в залежності від хемічного складу АМС, метод одержання і режимів термообробки знаходяться в інтервалі 5–300 нм [9].

Для досліджених АМС на основі металів групи заліза в межах аморфного стану середні міжатомові відстані $\langle r \rangle$ та структурні радіуси кореляції L (область когерентного розсіювання) змінюються немонотонно з часом відпалу та з його температурою (рис. 2). Це пов'язують [9] зі зменшенням рівня гартівних напружень, знижен-

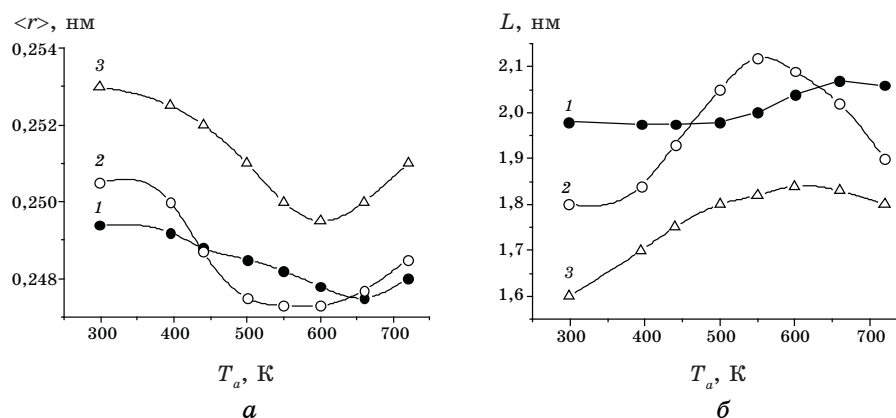


Рис. 2. Залежність середніх міжатомових відстаней $\langle r \rangle$ (а) та радіуса кореляції L (б) від температури ізотермічного відпалу T_a для аморфних сплавів: 1 — $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$; 2 — $\text{Co}_{83,8}\text{Fe}_{5,7}\text{Si}_{7,9}\text{B}_{2,7}$; 3 — $\text{Fe}_{66,9}\text{Ni}_{24,7}\text{Si}_{4,9}\text{B}_{3,5}$.

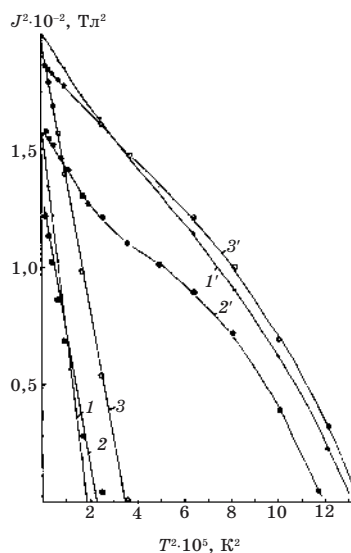


Рис. 3. Графіки Мазона для аморфних (1, 2, 3) і аморфно-кристалічних (1', 2', 3') сплавів (відпал при $T = T_c + 100 \text{ К}$): $\text{Fe}_{72}\text{Co}_8\text{Si}_5\text{B}_{15}$ (1); $\text{Fe}_{70,5}\text{Co}_8\text{Cr}_3\text{Si}_5\text{B}_{13,5}$ (2); $\text{Fe}_{68,5}\text{Co}_8\text{Cr}_8\text{Si}_5\text{B}_{11,5}$ (3).

ням вільного об'єму та перерозподілом компонентів сплавів, що призводить до зміни як композиційного, так і топологічного БП.

Відмітимо, однак, що профіль першого дифракційного максимуму отримується як середнє від положення слабо зміщених піків окремих квазіструктур. Тому для багатокомпонентних АМС, які

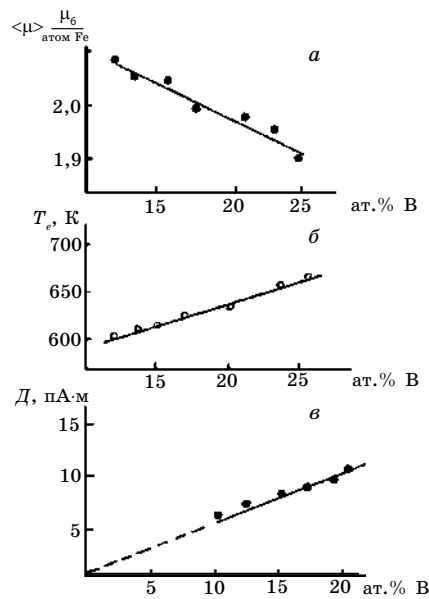


Рис. 4. Концентраційні залежності середнього значення магнетного моменту $\langle \mu \rangle$, температури Кюрі T_c і коефіцієнта спін-хвильової цупкості D для АМС системи Fe–В.

мають мікрообласті з різними міжатомовими відстанями, неоднозначність висновків про аморфну структуру за першим дифракційним максимумом обумовлена накладанням кривих, відповідних кожному виду впорядкування. В багатокомпонентних АМС на основі перехідних металів з металоїдами виявляється сильна міжатомова взаємодія, що фіксується [9] у вигляді впливів на першому максимумі загального структурного фактора $a(s)$ та складної форми максимумів ріжницевої функції $g(r)$. Це свідчить [9] про суперпозиції декількох дифракційних піків, які відповідають ріжним міжатомовим відстаням.

Типові графіки Мазона для багатокомпонентних стопів на основі металів групи заліза наведено на рис. 3. Видно, що для стопів, які знаходяться в аморфнім стані, мають місце лінійні залежності $J^2 = f(T^2)$, а перехід цих стопів у змішаний аморфно-кристалічний стан супроводжується відхиленням зазначених залежностей від лінійності.

Характерною особливістю основних кривих магнетування $J = f(H)$ досліджуваних стопів є відсутність повного насичення в полях $H \leq 0,7$ МА/м. Спостерігається також зміна характеру кривих $J = f(H)$ для ідентичних складів АМС за ріжних температур [9]. З пониженням температури значення намагнетованості насичення J_s зростають. Для більшості досліджених АМС Блохів закон $\propto T^{3/2}$ ви-

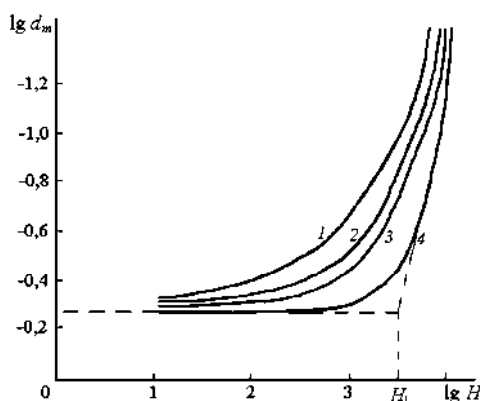


Рис. 5. Залежність $\lg d_m$ від $\lg H$ для сплавів: 1 — $\text{Fe}_{77}\text{Cr}_8\text{B}_{15}$; 2 — $\text{Fe}_{77}\text{Cr}_{10}\text{B}_{15}$; 3 — $\text{Fe}_{73}\text{Cr}_{12}\text{B}_{15}$; 4 — $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{15}\text{B}_{15}$.

конується лише в області $T < T_c/2$ [10].

Система Fe–В. Стопи системи Fe–В є базовими для створення багатьох аморфних сплавів. Фазові перетворення при розпаді аморфної фази в системі Fe–В вивченні досить прискількиво [9, 24, 25]. Атомарна структура аморфних сплавів Fe–В характеризується істотною локальною неоднорідністю. В області складів Fe–(23–25)В аморфні сплави складаються з кластерів, будова яких близька до тетрагональної фази $\text{Fe}_3\text{B}^\circ$. В області складів Fe–(22–17)В з'являються додатково кластери з БП типу орторомбічної фази $\text{Fe}_3\text{B}^\circ$. Симетрія найближчого оточення та найближчі відстані атомів бору та заліза в цих двох БП істотно відрізняються. В області складів Fe–(16–12)В до кластерів з БП за типом $\text{Fe}_3\text{B}^\circ$ та $\text{Fe}_3\text{B}^\circ$ додаються ще й кластери з БП за типом $\alpha\text{-Fe}$. Кількість кластерів типу $\alpha\text{-Fe}$ збільшується при зменшенні вмісту бору, а в сплавах Fe–(14–12)В цей тип кластерів стає переважним [24].

Концентраційні залежності середнього значення магнетного моменту $\langle \mu \rangle$, температури Кюрі T_c і коефіцієнта спін-хвильової цупкості D істотно залежать від хемічного складу аморфних сплавів, режимів і метод їх одержання. Так, за ідентичних умов одержання, наприклад, для сплавів системи Fe–В, одержаних швидким гартуванням з розтопу, з ростом вмісту бору спостерігається (рис. 4) зменшення середнього значення магнетного моменту $\langle \mu \rangle$, збільшення значень T_c і D .

Характерно, що екстраполяція залежності D на $x \rightarrow 0$ дає практично нульове значення. Це означає, що чисте аморфне залізо не є ферромагнетиком, а може являти собою парамагнетну чи суперпарамагнетну фазу [6].

Система Fe–Cr–В. Легування аморфних сплавів системи Fe–В перехідними металами впливають на параметри БП, електронну структуру, термічну стабільність і фізичні властивості [9, 10]. Додавання

ТАБЛИЦЯ 1. Магнетні параметри для стопів $\text{Fe}_{85-x}\text{Cr}_x\text{B}_{15}$.

Параметр	Значення параметра в залежності від складу			
	$\text{Fe}_{77}\text{Cr}_8\text{B}_{15}$	$\text{Fe}_{75}\text{Cr}_{10}\text{B}_{15}$	$\text{Fe}_{73}\text{Cr}_{12}\text{B}_{15}$	$\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{15}\text{B}_{15}$
Намагнетованість насичення при $T = 300 \text{ K}$ J_s , Тл:				
аморфний	0,63	0,415	0,215	0,07
кристалічний	0,97	0,95	0,938	—
Температура Кюрі T_c , К:				
аморфний	396	363	338	297
кристалічний	1038	1032	1030	1023
Температура кристалізації T_k , К	662	675	680	696
Блохова стала $B \cdot 10^5$, $\text{K}^{-3/2}$	8,0	10,6	14,2	16,8
Константа обмінної взаємодії $\alpha \cdot 10^{13}$, cm^{-2}	3,84	3,67	3,6	3,48
Коефіцієнт спінової цупкості D , пА·м	4,87	4,43	4,18	3,84
Середнє значення дисперсії $\langle d_m \rangle$	0,28	0,48	0,49	0,50
Льокальне поле анізотропії H_l , кА/м	29,6	40	142,4	200,8
Кореляційний радіус при $T = 300 \text{ K}$ r_c , нм	9,6	6,8	2,1	1,7
Коефіцієнт протяжності обмінної взаємодії D/T_c , фА·м/К	12,3	12,2	12,4	12,9
Середній магнетний момент $\langle \mu \rangle$, $\mu_B/\text{атом ПМ}$:				
аморфний	1,26	1,11	0,98	0,76
кристалічний	1,68	1,66	1,62	1,37
Енергія активації кристалізації $\langle E \rangle$, кДж/моль	235	240	257	280
T_c^a/T_c^k	0,38	0,35	0,33	0,29

перехідних d -металів призводить до зростання концентраційної неоднорідності аморфного стану, утворення в ньому, окрім ОЦК-кластерів з БП типу $\alpha\text{-Fe}$ і Fe_3B , угруповань з ГЦК-структурою. Зокрема, легування хромом стопів системи Fe-B призводить до зміни основних кривих магнетування [10] і характеру залежностей $\lg d_m = f(\lg H)$ (рис. 5).

Для стопів системи $\text{Fe}_{85-x}\text{Cr}_x\text{B}_{15}$ у наближенні теорії стохастичної магнетної структури були розраховані льокальні магнетні параметри (табл. 1). Аналіз магнетних параметрів показує, що зі збільшенням вмісту хрому спостерігається зменшення значень намагнетованості насичення J_s як в аморфному, так і в кристалічному станах. Аналогічна тенденція спостерігається для значень T_c , відношення T_c^a/T_c^k , константи обмінної взаємодії α , коефіцієнта спінової цупкості D , кореляційного радіуса r_c , середніх магнетних моментів

ТАБЛИЦЯ 2. Магнетні параметри для стопів $\text{Fe}_{80}\text{Me}_5\text{B}_{15}$.

Параметр	Значення параметра в залежності від складу			
	$\text{Fe}_{80}\text{Ti}_5\text{B}_{15}$	$\text{Fe}_{80}\text{Mn}_5\text{B}_{15}$	$\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$	$\text{Fe}_{80}\text{Ni}_5\text{B}_{15}$
Намагнетованість насичення при $T = 300$ К для аморфного стану J_s , Тл	0,96	0,97	1,13	1,13
Температура Кюрі T_c , К:				
аморфний	470	495	580	605
кристалічний	1065	1045	1040	1025
Блохова стала $B \cdot 10^5$, $\text{K}^{-3/2}$	4,95	4,50	3,56	2,05
Константа обмінної взаємодії $\alpha \cdot 10^{13}$, cm^{-2}	3,70	4,22	4,36	5,40
Коефіцієнт спін-хвильової цупкості D , пА·м	5,9	6,48	7,9	9,9
Коефіцієнт протяжності обмінної взає- модії D/T_c , фА·м/К	12,5	13,1	13,6	16,4
Середнє значення дисперсії $\langle d_m \rangle$	0,45	0,48	0,43	0,45
Льокальне поле анізотропії H_l , кА/м	44,8	32	22,4	21,6
Кореляційний радіус при $T = 300$ К r_c , нм	7,9	10,8	12,8	14,0
Середній магнетний момент $\langle \mu \rangle$, μ_B /атом ПМ:				
аморфний	1,15	1,16	1,86	1,6
кристалічний	1,79	1,6	1,93	1,7
Температура кристалізації T_k , К	660	652	633/687	620
Енергія активації кристалізації $\langle E \rangle$, кДж/моль	370	260	235	180

$\langle \mu \rangle$. При збільшенні вмісту хрому в АМС цієї системи зростають льокальне поле анізотропії H_l та Блохова стала B , які характеризують довгохвильову область спектру спінових хвиль. Характерно, що при цьому спостерігається підвищення температури початку кристалізації T_k і середніх значень енергії активації кристалізації $\langle E \rangle$. Це вказує на те, що легування стопів системи Fe–В хромом з одного боку сприяє підвищенню термічної стабільності аморфного стану, а з іншого — зменшенню величини обмінної взаємодії.

Зазначимо, що середнє значення дисперсії $\langle d_m \rangle$ і коефіцієнта довжини обмінної взаємодії D/T_c слабо змінюються при зміні складу стопів системи Fe–Cr–В в аморфнім стані. Відносно малі значення D/T_c для АМС порівняно з кристалічними аналогами вказують на можливість існування у стопах цієї системи від'ємної обмінної взаємодії, яка веде до антиферромагнетного зв'язку між магнетними моментами металевих атомів.

З аналізу даних, наведених у табл. 1, випливає, що характерна довжина обмінної взаємодії в АМС менше, ніж у кристалічних матеріалах. Для АМС на основі заліза флюктуації обмінного інтеграла вищі, ніж в АМС на основі кобальту. Внаслідок сильної залежності обмінного інтеграла від міжатомових віддалей, параметрів БП і конфі-

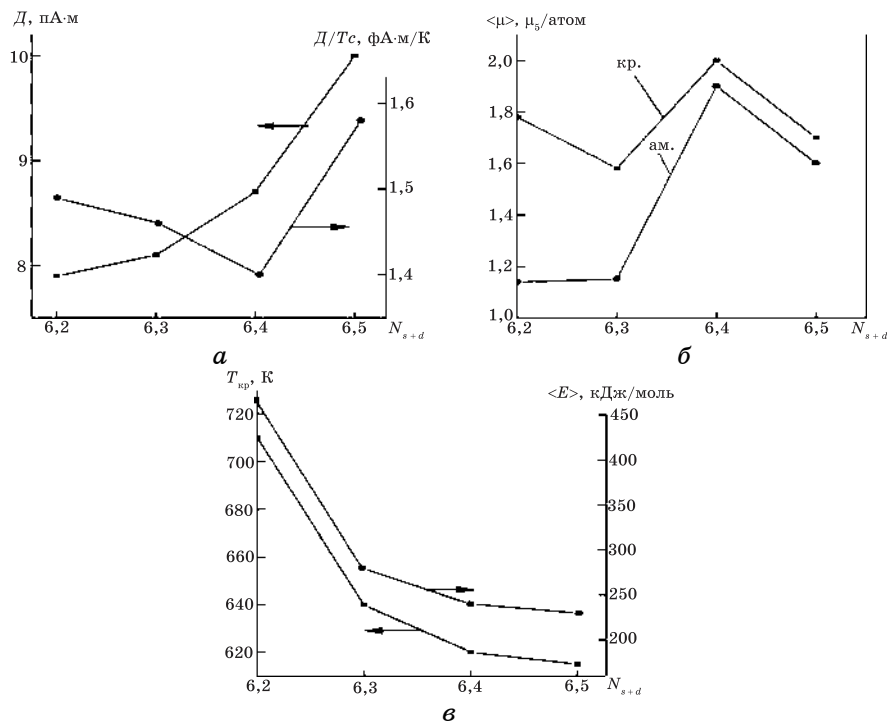


Рис. 6. Залежність магнетних параметрів і параметрів кристалізації для стопів $\text{Fe}_{75}\text{Me}_5\text{B}_{20}$ від концентрації електронів на атом ПМ N_{s+d} : *a* — коефіцієнт спин-хвильової цупкості D і відношення D/T_c ; *б* — середній магнетний момент $\langle \mu \rangle$; *в* — температури кристалізації T_k і енергії активації кристалізації $\langle E \rangle$.

гурації атомових мікрогруповань флюктуації обмінної взаємодії в більшій мірі обумовлені льокальним композиційним безладом, а не льокальним топологічним розупорядкуванням. Причиною направлено атомного впорядкування в АМС є різниця сил міжатомної взаємодії типу $\text{Me}-\text{Me}$ і $\text{Me}-\text{X}$.

Система $\text{Fe}-\text{Me}-\text{B}$. Аналіз магнетних параметрів АМС системи $\text{Fe}_{95-y}\text{Me}_5\text{B}_y$ ($y = 15, 20$; $\text{Me} = \text{Ti}, \text{Mn}, \text{Ni}$) показує, що у всіх феромагнетних стопах зі значеннями температури Кюрі T_c , нижчими за температуру початку кристалізації T_k , при легуванні стопів Zd -елементами, що знаходяться ліворуч від заліза, температура Кюрі T_c знижується, а якщо легувальний елемент знаходиться праворуч від заліза, то значення T_c зростає. У кристалічних аналогах виявляється протилежна тенденція. При цьому спостерігається підвищення термічної стабільності аморфного стану: зростає значення T_k і енергія активації кристалізації $\langle E \rangle$. Збільшення вмісту металоїдів у даному інтервалі призводить як до збільшення сил міжатомної вза-

ємодії, так і до збільшення константи спінової взаємодії.

Порівняльний аналіз магнетних параметрів стопів системи $\text{Fe}_{80}\text{Me}_5\text{V}_{15}$ (табл. 2) і $\text{Fe}_{75}\text{Me}_5\text{V}_{20}$ (рис. 6) при $T = 300 \text{ K}$ вказує на такі тенденції. У міру заповнення електронної d -оболонки атомів легувального елемента, тобто при переході від титану до мангану, залізу і нікю, намагнетованість насичення J_s , відношення T_c^a/T_c^k , коефіцієнт спінової взаємодії D зростають. При такому переході спостерігається також зменшення Блохової сталої B , локального поля анізотропії H_l , кореляційного радіуса r_c , температури початку кристалізації T_k і середнього значення енергії активації кристалізації $\langle E \rangle$.

При заміні легувальних елементів у напрямку $\text{Ti} \rightarrow \text{Mn} \rightarrow \text{Fe} \rightarrow \text{Ni}$ для стопів $\text{Fe}_{75}\text{Me}_5\text{V}_{20}$ спостерігається збільшення T_c , а при переході цих стопів до кристалічного стану виявляється зворотна залежність — зменшення значень T_c . Зниження температури від 300 до 77 K спричинює збільшення намагнетованості насичення приблизно на 10–15% і зменшення значень r_c на 5%. Остання обставина вказує на важливу роль у досліджуваних аморфних феромагнетиках локальної анізотропії магнетопружного походження.

Багатокомпонентні аморфні стопи. У таблиці 3 наведено значення магнетних параметрів для багатокомпонентних АМС. Відносно малі значення коефіцієнта спінової взаємодії D для АМС порівняно з кристалічними аналогами відображають нестабільність у них спінових хвиль, одночасно з якими можливе збудження й інших низькоенергетичних мод.

Для досліджених багатокомпонентних АМС коефіцієнт B майже на порядок більший, а коефіцієнт спінової взаємодії D значно менший, ніж для кристалічних аналогів. Це свідчить про зменшення обмінного інтеграла при аморфізації стопів. Зазначимо, що величина D пропорційна обмінному інтегралу, магнетному моменту і квадрату міжатомної відстані. Оцінку величини обмінної взаємодії можна одержати з відношення D/T_c , яке для більшості багатокомпонентних АМС становить приблизно 12–10 фА·м/К. Середнє значення дисперсії $\langle d_m \rangle$ і D/T_c мало змінюються зі зміною складу. Відносно малі значення D і D/T_c в АМС систем Fe-Ti-V , Fe-Mn-V можуть бути зумовлені нестабільністю в них феромагнетного стану.

Стохастична магнетна структура характеризується випадковими відхилами вектора намагнетованості \mathbf{J} від напрямку зовнішнього магнетного поля \mathbf{H} . При збільшенні напруженості поля \mathbf{H} амплітуда флюктуацій вектора \mathbf{J} зменшується, а проєкція його на напрямок поля \mathbf{H} зростає. Це призводить до наближення середнього значення намагнетованості до насичення, тобто $\langle J \rangle \rightarrow J_s$. Зростання напруженості зовнішнього магнетного поля \mathbf{H} супроводжується також зменшенням довжини хвилі стохастичної магнетної структури λ .

ТАБЛИЦЯ 3. Магнетні параметри для багатокомпонентних аморфних стопів.

Параметр	Значення параметра залежно від складу			
	Fe ₇₂ Co ₈ Si ₅ B ₁₅	Fe _{70,5} Co ₈ Cr ₃ Si ₅ B _{11,5}	Fe _{68,5} Co ₈ Cr ₃ Si ₅ B _{11,5}	Fe ₈₂ Ni ₁₀ Si ₅ B ₃
Намагнетованість насичення при $T = 300$ К				
J_s , Тл:				
аморфний	0,99	1,23	0,94	1,16
кристалічний	1,36	1,33	1,19	1,18
Температура Кюрі T_c , К:				
аморфний	540	630	550	650
кристалічний	1168	1243	1173	1250
Температура кристалізації T_k , К	690	688	665	676
Блохова стала $B \cdot 10^5$, К ^{-3/2}	4,53	2,15	3,29	3,25
Константа обмінної взаємодії $\alpha \cdot 10^{13}$, см ⁻²	4,05	5,87	6,9	17,2
Коефіцієнт спін-хвильової цупкості D , пА·м	6,36	9,95	8,56	12,94
Коефіцієнт протяжності обмінної взаємодії D/T_c , фА·м/К	11,78	15,8	15,56	19,9
Середнє значення дисперсії $\langle d_m \rangle$	0,38	0,48	0,48	0,48
Льокальне поле анізотропії H_l , кА/м	80	71,2	10,4	12,8
Кореляційний радіус r_c , нм	6,3	9,0	20,9	23,5
Середній магнетний момент $\langle \sigma \rangle$, μ_B /атом ПМ:				
аморфний	2,92	3,73	2,67	—
T_c^a / T_c^k	0,46	0,5	0,47	0,52

При напруженості зовнішнього магнетного поля $H = H_l$ довжина хвилі λ близька до кореляційного радіуса магнетної неоднорідності r_c . Напруженість кореляційного поля можна подати у вигляді $H_l = \alpha k_c^2 \langle J \rangle$, де $k_c \approx 1/r_c$ — кореляційне хвильове число флюктуації осі МА. Величина $2r_c$ у аморфному магнетикі відповідає розміру орієнтаційного магнетного кластера.

4. ЗАКІНЧЕННЯ

Структурний радіус кореляції L , визначений за результатами дифракційного експерименту, відповідає для АМС декільком міжатомним відстаням, а кореляційний радіус r_c магнетної неоднорідності може складати десятки нанометрів. Значення кореляційного поля H_l практично для всіх аморфних $3d$ -ферромагнетиків не збігається з полем технічного насичення H_s . Кристалізація АМС супроводжується зростанням структурного радіуса кореляції L , у той час як кореляційні радіуси магнетної структури r_c практично не змінюються. З іншого боку, значення параметрів ближнього порядку АМС ідентичного складу, усередненні по макрооб'єму, слабо залежать від технології їх виготовлення, хоча локальні характеристики (H_l і r_c) стохастичної магнетної структури можуть при цьому змінюватися досить істотно. Структурні зміни, що спостерігаються в аморфних, нано- і мікрокристалічних матеріалах під дією різнманітних зовнішніх чинників, можуть бути умовно розділені на дві групи: 1) зв'язані зі змінами вільного об'єму і параметрами БП; 2) обумовлені різним композиційним та топологічним БП у мікрооб'ємах матеріалу. Процеси, що ведуть до зміни намагнетованості насичення, температури Кюрі, константи магнетострикції, обумовлені переважно змінами композиційного БП. З локальними параметрами стохастичної магнетної структури корелює низка фізичних властивостей. Зокрема, залежно від хемічного складу феромагнетика та технологічних умов його одержання, величина радіуса кореляції r_c становить 1–100 нм. При цьому у бінарних та багатокомпонентних системах значення r_c залежно від концентрації елементів можуть змінюватися немонотонно. Зазвичай структура багатокомпонентних АМС є локально неоднорідною, у ній посилюються флюктуації, а залежності фізичних величин мають сингулярний характер.

Причиною існування кореляцій обміну і намагнетованості в аморфних феромагнетиках є структурні і концентраційні неоднорідності масштабу від одиниць до кількох десятків нанометрів. У стопах типу Me–X хемічні неоднорідності призводять до формування великомасштабних неоднорідностей обмінної взаємодії, а в стопах типу Me^I–Me^{II} — до формування неоднорідностей намагнетованості. Разом з тим, наприклад, у нанокристалічних стопах системи Fe–C–B виявляються [16, 18] одночасно як флюктуації обмінної взаємодії $I(r)$, так і флюк-

туації намагнетованості $\mathbf{J}(\mathbf{r})$. Причиною таких флюктуацій є хемічні неоднорідності, причому в АМС типу перехідний метал–металоїд хемічні неоднорідності виявляються через флюктуації обмінного параметра I (чи α) (FeB), а в стопах перехідний метал–перехідний метал — через просторові флюктуації модуля намагнетованості. Характерно, що середнє значення $\langle D \rangle$ у стрічках цих АМС зростає при збільшенні товщини d . Це обумовлене тим, що кінетика тверднення Fe(C) залежить від швидкості охолодження плівки, яка, у свою чергу, визначається її товщиною. Фазовий склад вихідних плівок Fe (ГЦК-Fe(C), ГЦУ-Fe(C), цементит Fe₃C [16–18]) визначається переважно хемічним складом і технологічними режимами їх формування. Величини кореляційного радіуса r_c , константи спін-хвильової цупкості $\langle D \rangle$ та інтенсивності флюктуації γJ^2 для плівок системи Fe–C не залежать від їх товщини. Ймовірно, що у цьому випадку модифікація закону дисперсії спінових хвиль обумовлена флюктуаціями намагнетованості розміром ~ 10 нм, спричиненими неоднорідним розподілом атомів вуглецю в атомній структурі нанокристалічних плівок системи Fe–C. Цим відрізняються плівки стопів Fe(C) від стрічок АМС стопів систем перехідний метал (Fe, Co)–металоїд (B, P, Si), у яких основним флюктувальним параметром є обмінна взаємодія.

Автори висловлюють щире вдячність доценту М. І. Захаренку за корисну дискусію та слушні зауваження.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. К. Хандрих, С. Кобе, *Аморфные ферро- и ферромагнетики* (Москва: Мир: 1982).
2. *Магнетизм аморфных систем* (Ред. В. Леви, Р. Хасегава) (Москва: Металлургия: 1981).
3. Г. А. Петраковский, *УФН*, 134, № 2: 303 (1981).
4. *Быстрозакаленные металлы* (Ред. А. Ф. Прокошин) (Москва: Металлургия: 1983).
5. И. В. Золотухин, *Физические свойства аморфных металлических материалов* (Москва: Металлургия: 1986).
6. *Аморфные металлические сплавы* (Ред. Ф. Е. Любарский) (Москва: Металлургия: 1987).
7. Н. Судзуки, Х. Фидзимори, К. Хасимото, *Аморфные металлы* (Ред. Ц. Масумото) (Москва: Металлургия: 1987).
8. Ю. А. Куницкий, В. Н. Коржик, Ю. С. Борисов, *Некристаллические металлические материалы и покрытия в технике* (Киев: Техника: 1988).
9. А. П. Шпак, Ю. А. Куницкий, В. И. Лысов, *Кластерные и наноструктурные материалы* (Киев: Академперіодика: 2002).
10. А. П. Шпак, Ю. А. Куницкий, М. І. Захаренко, А. С. Волощенко, *Магнетизм аморфных та нанокристалічних систем* (Киев: Академперіодика: 2003).
11. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, Л. А. Чеканова, Н. С. Чистяков, *ЖЭТФ*, 75, № 2: 876 (1978).
12. Р. С. Исхаков, М. М. Бруштунов, А. С. Чеканов, *ФТТ*, 29, № 9: 1214 (1987).
13. Р. С. Исхаков, М. М. Бруштунов, А. Г. Нармонеv, И. А. Турпанов, *ФММ*,

- 79, № 5: 122 (1995).
14. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, Г. В. Попов, *ЖЭТФ*, **82**, вып. 5: 1518 (1982).
 15. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, *Физика магнитных материалов* (Новосибирск: Наука: 1983), с. 3.
 16. Р. С. Исхаков, С. В. Столяр, Л. А. Чеканова, В. С. Жигачев, *ФТТ*, **43**, № 6: 1072 (2001).
 17. Р. С. Исхаков, С. В. Комогорцев, С. В. Столяр, Д. Е. Прокофьев, В. С. Жигалов, *ФММ*, **88**, № 3: 56 (1999).
 18. Р. С. Исхаков, С. В. Комогорцев, С. В. Столяр, Д. Е. Прокофьев, В. С. Жигалов, А. Д. Балаев, *Письма в ЖЭТФ*, **70**, № 11: 727 (1999).
 19. Г. И. Фролов, В. С. Жигалов, С. М. Жарков, И. Р. Ярулин, *ФТТ*, **36**, № 4: 970 (1994).
 20. Р. С. Исхаков, С. В. Комогорцев, Ж. М. Мороз, Е. Е. Шалыгина, *Письма в ЖЭТФ*, 2000, **72**, вып. 12: 872 (1994).
 21. Р. С. Исхаков, С. В. Комогорцев, А. Д. Балаев и др., *Письма в ЖЭТФ*, **72**: 440 (2000).
 22. Y. Imry and S.-K. Ma, *Phys. Rev. Lett.*, **35**: 1399 (1975).
 23. А. И. Ахиезер, *Металлофизика*, **6**, вып. 5: 3 (1984).
 24. В. С. Покатилов, *ФТТ*, 2007, **49**, вып. 12: 2113 (1984).
 25. Г. Е. Абросимова, А. С. Аронин, С. В. Добаткин, И. И. Зверькова, Д. В. Матвеев, О. Г. Рыбченко Е. В. Татьянанин, *ФТТ*, **49**, вып. 6: 983 (2007).