

## МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ И ПЛЁНКИ

PACS numbers: 64.60.De, 64.60.Ej, 66.30.Ny, 66.30.Pa, 68.35.bd, 81.30.Hd

### Вплив проміжного нанопрошарку на кінетику фазоутворення та впорядкування в тонких плівках — моделювання середньопольовою кінетичною методою

В. М. Безпальчук, Д. С. Русенко, А. М. Гусак

*Черкаський національний університет імені Богдана Хмельницького,  
бульв. Шевченка, 81,  
18031 Черкаси, Україна*

Розглядається спрощений середньопольовий кінетичний модель можливого впливу проміжного прошарку на швидкість перемішування та впорядкування у тонкоплівковій дифузійній парі типу Fe–Pt. Показано, що є широка область параметрів, за яких додавання проміжного прошарку підвищує ефективність перемішування та впорядкування.

**Ключові слова:** наносистема, тонкі плівки FePt, дифузія, впорядкування, середньопольова метода, моделювання.

Simplified mean-field kinetic model is applied to check the possible influence of the intermediate layer on the mixing and ordering rates in the Fe–Pt-type thin film system. This idea seems to work within the wide range of the parameters.

**Key words:** nanosystem, FePt thin films, diffusion, ordering, mean-field method, modelling.

Рассматривается упрощённая среднеполевая кинетическая модель возможного влияния промежуточной прослойки на скорость перемешивания и упорядочения в тонкоплёночной диффузионной паре типа Fe–Pt. Пока-

---

Corresponding author: Andriy Mykhaylovych Gusak  
E-mail: amgusak@ukr.net

*Bohdan Khmelnytsky National University of Cherkasy,  
81 Shevchenko Blvd., 18031 Cherkasy, Ukraine*

Please cite this article as: V. M. Bezpalchuk, D. S. Rusenko, and A. M. Gusak, Influence of the Intermediate Nanointerlayer on a Kinetics of Phase Formation and Ordering in Thin Films—Mean-Field Kinetic Simulation, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 39, No. 7: 865–879 (2017) (in Ukrainian), DOI: 10.15407/mfint.39.07.0865.

зано, что существует широкая область параметров, при которых введение промежуточной прослойки повышает эффективность перемешивания и упорядочения.

**Ключевые слова:** наносистема, тонкие плёнки FePt, диффузия, упорядочение, метод среднего поля, моделирование.

*(Отримано 25 червня 2017 р.)*

## 1. ВСТУП

Властивості та кінетику утворення феромагнітних тонкоплівкових систем Fe–Pt та Fe–Pd інтенсивно вивчають у зв'язку із пошуками способів підвищення щільності запису інформації [1–12]. Це, зокрема, пов'язано із анізотропією упорядкованої фази Fe–Pt. А саме, домени упорядкованої фази  $L1_0$  складаються з паралельних площин Fe і Pt типу (100), властивості упорядкованої плівки FePt суттєво залежать від того, як саме упорядковані ці площини — паралельно вільній поверхні чи перпендикулярно до неї.

Отримання упорядкованих фаз Fe–Pt при відносно низьких температурах підложжя зв'язано із проблемами контролю за орієнтацією зерен. Для контролю за швидкістю і напрямом упорядкування в ряді робіт запропоновано використовувати прошарки срібла, золота або міді. (Авторам даної роботи цю ідею підказав Ю. М. Макогон.) Зокрема, детальне дослідження впливу третього компоненту на дифузію і впорядкування у системі Fe–Pt було зроблено в статті [12]. Згідно з експериментальними результатами, додавання нанопрошарку третього компонента дійсно може привести до пришвидшення перемішування та упорядкування основних компонентів. Наскільки нам відомо, це явище ще не було описано теоретично і тим більше промодельовано, перша така спроба робиться в даній роботі.

## 2. МЕТОДА ДОСЛІДЖЕННЯ

Як основну методу моделювання ми вибираємо середньопольову кінетичну методу у формі, запропонованій Ж. Мартаном у 1990 р., застосовану до тонких плівок Д. Беке, З. Ерделі та їхніми учнями [14–16], узагальнену на тривимірний випадок у роботі [17] і зрештою розвинуту до рівня Stochastic Kinetic Mean Field (SKMF) [18]. При всіх відомих недоліках середньопольових методів, метода SKMF є достатньо ефективною для опису зародкоутворення, розпаду, впорядкування і дифузії в бінарних стопах [19, 20].

Основне кінетичне рівняння роботи Мартана (записане для послідовності атомових площин — квазиодновимірний модель) є рів-

нянням балансу із самоузгодженими частотами стрибків:

$$\begin{aligned} \frac{dC_i}{dt} = & -Z_v [C_i(1 - C_{i-1})\Gamma_{i,i-1} - (1 - C_i)C_{i-1}\Gamma_{i-1,i} + \\ & + C_i(1 - C_{i+1})\Gamma_{i,i+1} - (1 - C_i)C_{i+1}\Gamma_{i+1,i}], \end{aligned} \quad (1)$$

де  $C_i$  — це ймовірність того, що у вузлі площини « $i$ » знаходиться атом сорту  $A$ ,  $Z = Z_i + 2Z_v$  — загальна кількість найближчих сусідів,  $Z_i$  — визначає кількість найближчих сусідів в центральній « $i$ »-й площині, перпендикулярній до концентраційного градієнту,  $Z_v$  — кількість найближчих сусідів в « $i + 1$ » (або « $i - 1$ ») площині;

$$\Gamma_{i,i+1} = v \exp\left(-\frac{E_{i,i+1}}{kT}\right), \quad (2)$$

де  $\Gamma_{i,i+1}$  — це частота (ймовірність за одиницю часу) обміну атома сорту  $A$  в площині « $i$ » та атому сорту  $B$  в площині « $i + 1$ »,  $E_{i,i+1}$  — різниця між енергією сідлової точки  $E^{saddle}$  і  $\bar{E}_{i,i+1}$  — енергією взаємодії двох атомів з їх сусідами до обміну:

$$E_{i,i+1} = E^{saddle} - \bar{E}_{i,i+1}. \quad (3)$$

Енергію сідлової точки  $E^{saddle}$  в моделюванні приймають за константу ( $E^{saddle} = 0$ ) для всіх обмінів, енергії  $\bar{E}_{i,i+1}$  визначають в наближенні середнього поля із використанням концентрацій у сусідніх вузлах і значень парних енергій взаємодії.

В цій роботі ми поширюємо дану методу на трикомпонентний стоп для найпростішого обмінного механізму дифузії. Спочатку записуємо формули для визначення швидкості зміни концентрацій:

$$\begin{aligned} \frac{dC_A(i)}{dt} = & -C_A(i) \left( \sum_j^Z C_B(j)\Gamma_{AB} + \sum_j^Z C_C(j)\Gamma_{AC} \right) + \\ & + C_B(i) \sum_j^Z C_A(j)\Gamma_{BA} + C_C(i) \sum_j^Z C_A(j)\Gamma_{CA}, \\ \frac{dC_B(i)}{dt} = & -C_B(i) \left( \sum_j^Z C_A(j)\Gamma_{BA} + \sum_j^Z C_C(j)\Gamma_{BC} \right) + \\ & + C_A(i) \sum_j^Z C_B(j)\Gamma_{AB} + C_C(i) \sum_j^Z C_B(j)\Gamma_{CB}, \\ C_C(i) = & 1 - C_B(i) - C_A(i). \end{aligned} \quad (4)$$

Частоти обміну атомів різних сортів і енергії зв'язку між сусідами наступні:

$$\Gamma_{AB} = \Gamma_0 \exp\left(-\frac{\bar{E}_{i,j}^{AB}}{kT}\right), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \bar{E}_{i,j}^{AB} &= E_i^A + E_j^B, \\ E_i^A &= V_{AA} \sum_{in}^Z C_A(in) + V_{AB} \sum_{in}^Z C_B(in) + V_{AC} \sum_{in}^Z C_C(in), \\ E_j^B &= V_{BA} \sum_{jn}^Z C_A(jn) + V_{BB} \sum_{jn}^Z C_B(jn) + V_{BC} \sum_{jn}^Z C_C(jn); \end{aligned} \quad (6)$$

аналогічно й для інших сортів атомів.

### 3. ОПИС «ЛОКАЛЬНОГО ПАРАМЕТРУ ДАЛЕКОГО ПОРЯДКУ» В НЕОДНОРІДНОМУ ГЦК-СТОПІ

Взаємна дифузія між двома ГЦК-ґратницями може приводити до утворення структур  $L1_2$  (типу  $A3B$  або  $AB3$ ) та/або структури  $L1_0$  (типу  $AB$ ). У структурах  $L1_2$  локальний далекий порядок в невеликому кластері, який складається із заданого вузла та його найближчих сусідів, визначають відповідно до стандартних рівнянь [21, 22], але з належним розрахунком локальних (в межах кластеру) значень ймовірностей та середніх по кластеру концентрацій:

$$\eta = \frac{p_A^I - C_A}{1 - v^I} = \frac{p_B^{II} - C_B}{1 - v^{II}}, \quad (7)$$

де

$$p_{A(B)}^{I(II)} = \frac{N_{A(B)}^{I(II)}}{N^{I(II)}} \text{ і } v^{I(II)} = \frac{N^{I(II)}}{N^I + N^{II}}, \quad (8)$$

що виражають ймовірність знаходження атому типу  $A(B)$  в  $I(II)$  підґратниці і частку вузлів  $I(II)$  підґратниці відповідно.

Визначаючи локальний аналог параметру далекого порядку (7) для методи SKMF, потрібно розглядати кластери, які мають таку ж частку атомних компонентів, що і весь кристал. Одночасно з цим, потрібно також враховувати, що вузли з одного кластеру можуть одночасно належати кільком сусіднім кластерам. Тоді частка вузлів певної підґратниці  $v^{I(II)}$  може бути обчислена відповідно до (8) за наступною формулою:

$$N^I = \sum_{i1=1}^{M^I} 1/\text{share}(i1) \quad (N^{II} = \sum_{i2=1}^{M^{II}} 1/\text{share}(i2)), \quad (9)$$

де підсумовування відбувається по всіх вузлах  $M^I$  ( $M^{II}$ ) підґратниці

$I$  ( $II$ ), що повністю або частково належать кластеру,  $share(i)$  — число сусідніх кластерів, які ділять між собою  $i$ -й вузол, таким чином, що  $1/share(i)$  є часткою вузла  $i$  у кластері. Звідси локальну атомну концентрацію можна буде визначити як:

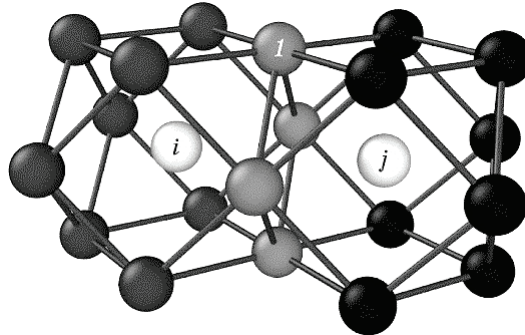
$$C_A = \frac{\sum_{i1=1}^{M^I} C_A(i1)/share(i1) + \sum_{i2=1}^{M^{II}} C_A(i2)/share(i2)}{N^I + N^{II}}, \quad (10)$$

$$C_B = \frac{\sum_{i1=1}^{M^I} C_B(i1)/share(i1) + \sum_{i2=1}^{M^{II}} C_B(i2)/share(i2)}{N^I + N^{II}}.$$

Априорні ймовірності для підґратниць із вузлами, зайнятими атомами  $A$  і  $B$ , будуть обчислюватися за формулами:

$$p_A^I = \frac{\sum_{i1=1}^{M^I} C_A(i1)/share(i1)}{N^I}, \quad p_B^{II} = \frac{\sum_{i2=1}^{M^{II}} C_A(i2)/share(i2)}{N^{II}}. \quad (11)$$

Виберемо кластер, який складатиметься з центрального вузла і дванадцяти його найближчих сусідів. Такий вибір найменшого можливого кластеру, найкраще підходить для систем з різким ґradientом концентрації. Два сусідніх кластери, показані на рис. 1,



**Рис. 1.** Приклад двох кластерів, що використовуються для обчислення локального далекого порядку у вузлах « $i$ » та « $j$ ». Вузол  $l$  належить до обох з них і ще до двох кластерів над ними, тобто одночасно належить 4 кластерам, тому лише  $1/4$  його належить одному заданому кластеру. Аналогічна ситуація буде для всіх вузлів навколо « $i$ » або « $j$ ».

**Fig. 1.** An example of two clusters used for calculation of local long-range order at the sites ‘ $i$ ’ and ‘ $j$ ’. Lattice site  $l$  belongs to both of them and two more clusters over them, *i.e.*, 4 clusters simultaneously, so, only  $1/4$  of it belongs to the one given cluster.

ділять між собою 4 спільні вузли. Один з кластерів містить центральний вузол ( $share = 1$ ) і 12 граничних вузлів ( $share = 4$ ).

Почнемо зі структури  $L1_2$ . Легко бачити, що кожен з межових вузлів буде спільним для чотирьох сусідніх кластерів. Тому загальне число незалежних вузлів буде  $N^I + N^{II} = N = 1 + 12/4 = 4$ . Центральний вузол має належати до однієї з 4 простих кубічних ґратниць, які утворюють ГЦК-ґратницю. Три прості кубічні ґратниці формують підґратницю більшості в структурі  $L1_2$ , четверта проста кубічна ґратниця є підґратницею меншості цієї структури. Для кожного випадку, потрібно буде обчислити свій власний локальний параметр далекого порядку.

Якщо припустити, що центральний вузол кластеру належить підґратниці більшості  $I$ , тоді 8 з 12 сусідніх вузлів також належать даній підґратниці, але лише  $j$  з них належать кластеру. Інші 4 вузли, що залишилися, належатимуть підґратниці  $II$ , але також, лише  $j$  з них належатимуть заданому кластеру:

$$M^I = 1 + 8 = 9, \quad N^I = 1 + 8/4 = 3, \quad M^{II} = 0 + 4 = 4, \quad N^I = 0 + 4/4 = 1.$$

Якщо припустити, що центральний вузол кластеру належить підґратниці меншості  $I$ , тоді всі 12 сусідів належатимуть іншій підґратниці  $II$ , але знову, лише  $1/4$  з них належатиме даному кластеру. Тому в цьому випадку:

$$M^I = 0 + 12 = 12, \quad N^I = 0 + 12/4 = 3, \quad M^{II} = 1 + 0 = 1, \quad N^I = 1 + 0/4 = 1.$$

Як було згадано вище, кожен вузол апріорі має належати одній з 4-х простих кубічних підґратниць ГЦК-ґратниці. Звичайно, у загальному випадку, всі 4 випадки необхідно перевірити та порівняти. А саме, якщо вузол  $i$  розглядається, як такий, що належить підґратниці більшості структури  $L1_2$  та зайнятий компонентом більшості, тоді існує 3 способи вибрати дві площини з трьох взаємно перпендикулярних площин підґратниці більшості, які містять даний вузол.

Кожен з варіантів вибору відповідає певному значенню локального параметру порядку. Кожен із цих локальних параметрів порядку може бути обчислений, залежно від вибору 8 сусідніх вузлів (із 12), що належать тій самій підґратниці:

$$\eta_{1,2,3}^I(i) = \frac{\frac{1}{3} \left( C_A(i) + \frac{1}{4} \sum_{nn=1}^8 C_A(nn) \right) - \frac{1}{4} \left( C_A(i) + \frac{1}{4} \sum_{nn=1}^{12} C_A(nn) \right)}{1 - 3/4}. \quad (12)$$

Якщо вузол, що розглядається, належить підґратниці меншості, то локальний параметр далекого порядку визначається як

$$\eta_4''(i) = \frac{C_A(i) - \frac{1}{4} \left( C_A(i) + \frac{1}{4} \sum_{nn=1}^{12} C_A(nn) \right)}{1 - 1/4}. \quad (13)$$

Можна легко перевірити, що локальний параметр далекого порядку  $\eta$ , який визначається для кожного вузла, дорівнює 1 у випадку ідеального порядку за умови, що підґратниці вибрані належним чином. У випадку «невдалого» вибору підґратниць значення  $\eta$  від'ємне і рівне  $-1/3$ .

Для випадку системи  $L1_0$  локальний параметр далекого порядку визначатиметься наступним чином:

$$\eta_{1,2,3}(i) = \frac{\frac{1}{2} \left( C_A(i) + \frac{1}{4} \sum_{plane}^4 C_A(nn \ plane) \right) - \frac{1}{4} \left( C_A(i) + \frac{1}{4} \sum_{nn=1}^{12} C_A(nn) \right)}{1 - 1/2}, \quad (14)$$

де *plane* — це одна з трьох площин ((100), (010) або (001)), яка, окрім вузла  $i$ , містить ще 4 його сусіда. За актуальний локальний параметр порядку, з усіх обчислених для заданого вузла  $i$ , ми вибираємо той, що матиме найбільше по модулю значення.

Для характеристики ступеню перемішування основних компонентів ми будемо використовувати інтегральну характеристику близького порядку, а саме, ми будемо вимірювати в кожний момент часу суму добутоків концентрацій двох основних компонентів у двох сусідніх вузлах, при чому, сума береться по всім парам найближчих сусідів і нормується на одну пару сусідів:

$$p = \frac{1}{NZ} \sum_i^N \sum_k^Z C_A(i) C_B(k). \quad (15)$$

#### 4. ДИФУЗІЙНА ПАРА Fe–Pt — КІНЕТИКА ВПОРЯДКОВАНОЇ ФАЗИ

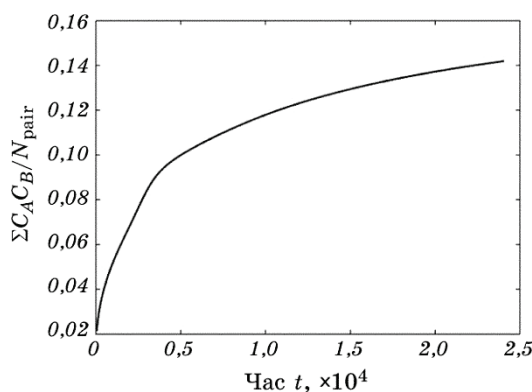
Всі моделювання виконувалися за допомогою середньопольової кінетичної методи.

Спочатку було промодельовано утворення фази  $A_1B_1$  (що імітує фазу FePt) для дифузійної пари компонентів  $A$ – $B$  без проміжного прошарку. Початкові параметри системи: розміри зразка —  $40 \times 40 \times 40$  атомарних площин; температура  $T = 600$  К; періодичні межові умови по  $OY$ – $OZ$ ; енергії парної взаємодії  $\phi_{AB} = -0,1248$  еВ,  $\phi_{AA} = -0,0624$  еВ,  $\phi_{BB} = -0,0624$  еВ.

В процесі моделювання було знайдено вищеописану інтегральну характеристику близького порядку (рис. 2) та параметри локального далекого порядку для фази  $A_1B_1$  (рис. 3).

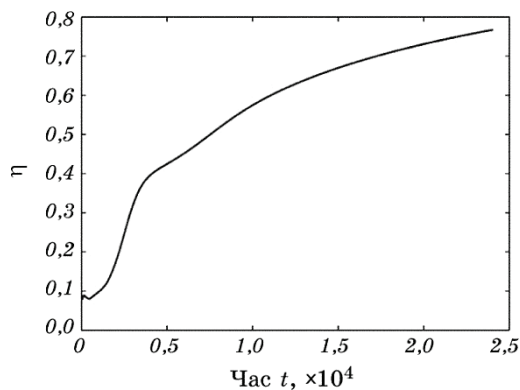
## 5. ВПЛИВ ТРЕТЬОГО КОМПОНЕНТА

В подальших моделюваннях до системи було додано третій компонент  $C$ , у вигляді проміжного шару в центрі зразка. Розміри проміжного шару варіювались від однієї до декількох атомних площин (рис. 4 і 5). В даних модельних експериментах планувалось перевірити гіпотезу про те, що проміжний шар третього компоненту може допомогти процесу упорядкування, пришвидшуючи його. Всі початкові параметри системи залишилися такими самими, як у розділі 4, було додано лише парні енергії взаємодії для третього компо-



**Рис. 2.** Залежність інтегральної характеристики близького порядку від часу.

**Fig. 2.** Dependence of the short-range order integral characteristic on time.



**Рис. 3.** Залежність усередненого по системі параметру локального далекого порядку фази  $AB$ .

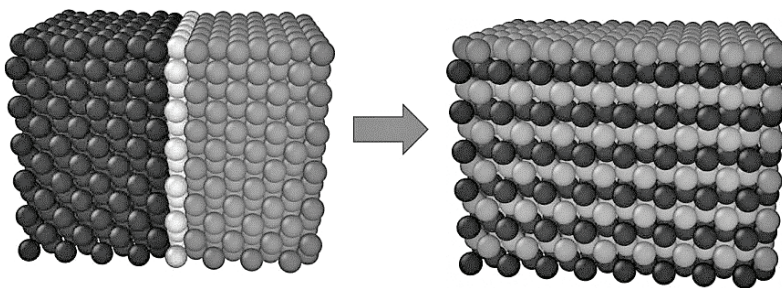
**Fig. 3.** Dependence of the local long-range order parameter of the  $AB$  phase averaged over whole volume.



ненту:  $\phi_{BC} = -0,0687$  еВ,  $\phi_{AC} = -0,0687$  еВ,  $\phi_{CC} = -0,075$  еВ.

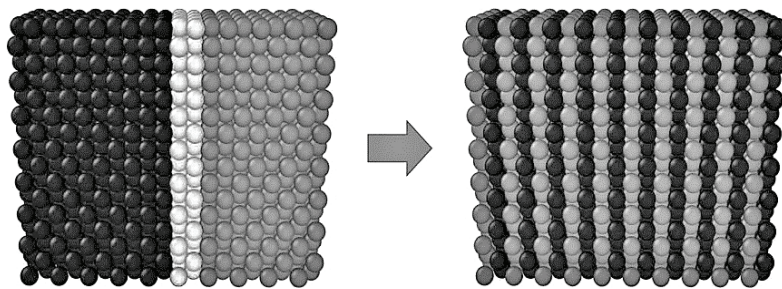
Параметри взаємодії основних компонентів із додатковим компонентом вибирались із наступних міркувань. З одного боку, утворення розчинів  $AC$  і  $BC$  має бути термодинамічно вигідним (у цьому випадку атоми  $A$  і  $B$  зустрічаються «на території» прошарку  $C$ ). З іншого боку, ця вигідність не повинна бути занадто великою, щоб не створити високовпорядкованих прошарків  $AC$  і  $BC$ , які б у подальшому могли гальмувати дифузію. Початкову концентрацію третього компоненту, ми робили дещо меншою за 1, оскільки в процесі нанесення тонкої плівки майже невідворотним є певне перемішування компонентів.

Процес насправді залежить від багатьох параметрів, але ми варіювали лише 2 з них — товщину проміжного прошарку і парну енергію взаємодії основних компонентів. Основні результати моделювання представлено на рис. 4–9.



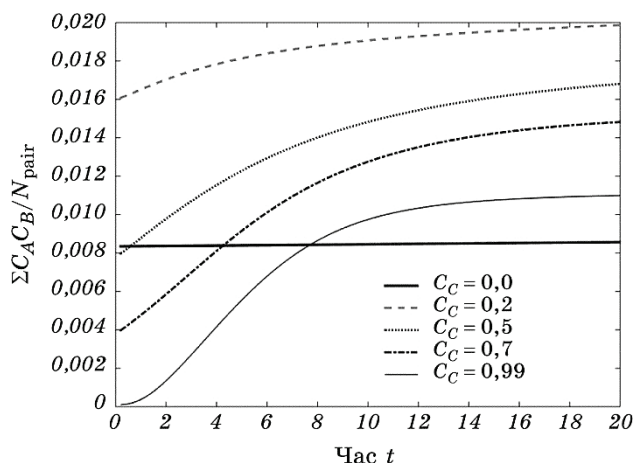
**Рис. 4.** Результати дифузії та впорядкування при введенні однієї атомної площини проміжного шару третього компоненту.

**Fig. 4.** Diffusion and ordering results after incorporation of single atomic plane of the intermediate layer of the third component.



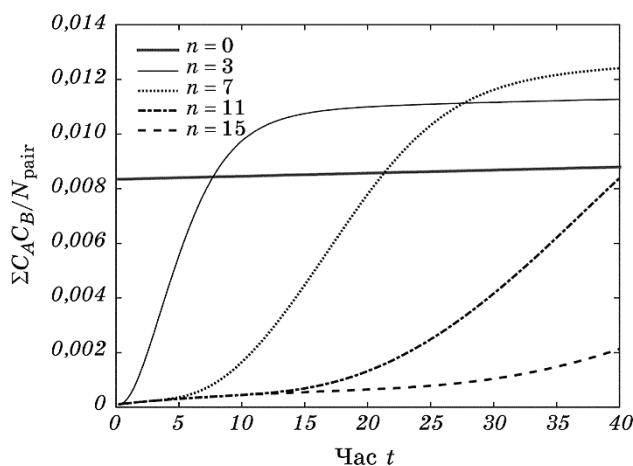
**Рис. 5.** Результати дифузії та впорядкування при введенні двох атомних площин проміжного шару третього компоненту.

**Fig. 5.** Diffusion and ordering results after incorporation of two atomic planes of the intermediate layer of the third component.



**Рис. 6.** Залежність інтегральної характеристики близького порядку від часу для різних концентрацій проміжного шару (товщина  $n = 3$ ).

**Fig. 6.** Dependence of the short-range order integral characteristic on time for different concentrations of the intermediate layer (thickness  $n = 3$ ).

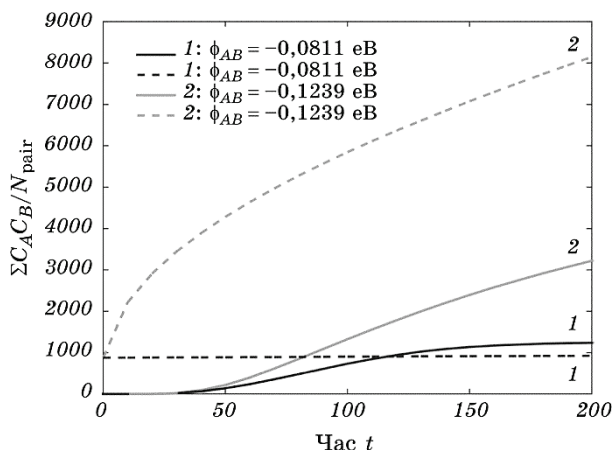


**Рис. 7.** Залежність інтегральної характеристики близького порядку від часу для різних товщин (кількості атомних площини) проміжного шару.

**Fig. 7.** Dependence of the short-range order integral characteristic on time for different thicknesses (number of atomic planes) of the intermediate layer.

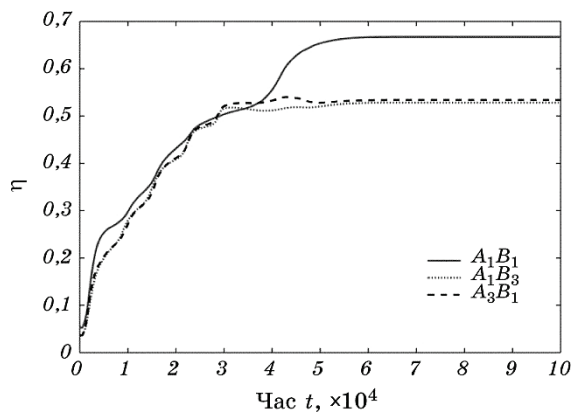
Основні висновки такі: при збільшенні товщини атомарного прошарку від 3 до 15 ступінь перемішування й усереднений далекий порядок системи з проміжним прошарком на ранній стадії відстають від бінарного випадку, а потім починають різко переганяти.

Початкове відставання здається нам цілком зрозумілим; воно пов'язане із необхідністю певного мінімального часу для атомів  $A$  і  $B$ , щоб вони могли продифундувати через проміжний прошарок  $C$ . Подальше пришвидшення процесу пов'язано, як ми вважаємо, із



**Рис. 8.** Залежність інтегральної характеристики близького порядку від часу для різних енергій  $\phi_{AB}$  проміжного шару у порівнянні із бінарними прототипами (пунктир).

**Fig. 8.** Dependence of the short-range order integral characteristic on time for different energies  $\phi_{AB}$  of the intermediate layer in comparison with binary samples (dotted lines).



**Рис. 9.** Залежність усередненого параметра локального далекого порядку фаз  $A_1B_1, A_1B_3, A_3B_1$  (проміжний шар — 3 атомарні площини).

**Fig. 9.** Dependence of the average local long-range order parameter of  $A_1B_1, A_1B_3, A_3B_1$  phases (the intermediate layer—3 atomic planes).

тим, що завдяки проміжному прошарку атоми  $A$  і  $B$  не створюють початкового сильновпорядкованого прошарку  $AB$ , який слугує бар'єром для подальшого перебігу дифузії.

На далеких стадіях процесу, звичайно, все вирішується стехіометрією, тобто загальною кількістю атомів  $A$  і  $B$  у системі, чим товще прошарок, тим більша концентрація третього компонента, тим менша кількість атомів  $A$  і  $B$ , що опиняються поруч. Як видно з рис. 8, вигідність чи невигідність проміжного прошарку залежить також від енергетичних характеристик пари  $A-B$ : при достатньо сильній взаємодії основних компонентів ( $\phi_{AB} = -0,0811$  еВ) додавання семи атомних прошарків підвищує ефективність перемішування (після певної затримки), а при слабшій взаємодії ( $\phi_{AB} = -0,1239$  еВ) додавання прошарку третього компонента виявляється неефективним.

Параметр далекого порядку для всіх можливих структур  $L1_0$ ,  $L1_2$  зростає із часом монотонно, але із значними осциляціями швидкості впорядкування. Цей результат до певної міри перекликається зі спостереженням осциляційного характеру упорядкування при реакційному утворенні ОЦК-фази  $B_2$  [23, 24]. Частково осциляції швидкості упорядкування в нашому випадку можна пов'язати із переорієнтацією доменів в процесі взаємної дифузії.

## 6. ВИСНОВКИ

В даній роботі наведено перші результати спрощеного моделю можливого впливу проміжного прошарку на швидкість перемішування і впорядкування в тонкоплівкових системах  $Fe-Pt$  і  $Fe-Pd$ .

В моделю використовувалося наближення об'ємної дифузії за обмінним механізмом без врахування низькотемпературних механізмів дифузії та дифузійно-індукованої міграції меж (ДІММ).

Навіть даний спрощений модель показує, що додавання більш-менш інертного прошарку сприяє перемішуванню основних компонентів в центральній зоні з подальшим їх упорядкуванням. При цьому проміжний прошарок заважає створенню початкового високпорядкованого прошарку  $AB$ , який зазвичай слугує бар'єром для подальшої взаємної дифузії.

## ПОДЯКИ

Автори вдячні проф. Ю. М. Макогону за постановку задачі.

Дану роботу було підтримано європейською програмою EXMONAN FP7-PEOPLE-2013-IRSES (грантова угода PIRSES-GA-2013-612552), а також грантом МОН України (за грантовою угодою 0115 U 000638).

## ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Y. S. Yu, Hai-Bo Li, W. L. Li, Mei Liu, Yu-Mei Zhang, and W. D. Fei, *J. Magn. Magn. Mater.*, **322**, Iss. 13: 1770 (2010).
2. T. Maeda, T. Kai, A. Kikitsu, T. Nagase, and Jun-ichi Akiyama, *Appl. Phys. Lett.*, **80**, Iss. 12: 2147 (2002).
3. M. Maret, C. Brombacher, P. Matthes, D. Makarov, N. Boudet, and M. Albrecht, *Phys. Rev. B*, **86**, Iss. 2: 024204 (2012).
4. C. Brombacher, H. Schletter, M. Daniel, P. Matthes, N. Jöhrmann, M. Maret, D. Makarov, M. Hietschold, and M. Albrecht, *J. Appl. Phys.*, **112**, Iss. 7: 073912 (2012).
5. D. A. Gilbert, L.-W. Wang, T. J. Klemmer, J.-U. Thiele, C.-H. Lai, and K. Liu, *Appl. Phys. Lett.*, **102**, Iss. 13: 132406 (2013).
6. C. L. Platt, K. W. Wierman, E. B. Svedberg, R. van de Veerdonk, J. K. Howard, A. G. Roy, and D. E. Laughlin, *J. Appl. Phys.*, **92**, Iss. 10: 6104 (2002).
7. C. Feng, Q. Zhan, B. Li, J. Teng, M. Li, Y. Jiang, and G. Yu, *Appl. Phys. Lett.*, **93**, Iss. 15: 152513 (2008).
8. C. Y. You, Y. K. Takahashi, and K. Hono, *J. Appl. Phys.*, **100**, Iss. 5: 056105 (2006).
9. Y. Tokuoka, Y. Seto, T. Kato, and S. Iwata, *J. Appl. Phys.*, **115**, Iss. 17: 17B716 (2014).
10. D. H. Wei, F. T. Yuan, H. W. Chang, K. L. You, Y. Liou, Y. D. Yao, and J. K. Wu, *J. Appl. Phys.*, **103**, Iss. 7: 07E116 (2008).
11. L. Zhang, Y. K. Takahashi, K. Hono, B. C. Stipe, J.-Y. Juang, and M. Grobis, *J. Appl. Phys.*, **109**, Iss. 7: 07B703 (2011).
12. G. L. Katona, N. Y. Safonova, F. Ganss, D. Mitin, I. A. Vladymyrskiy, S. I. Sidorenko, Iu. N. Makogon, G. Beddies, M. Albrecht, and D. L. Beke, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **48**, No. 17: 175001 (2015).
13. G. Martin, *Phys. Rev. B*, **41**, Iss. 4: 2279 (1990).
14. Z. Erdélyi, I. A. Szabó, and D. L. Beke, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, Iss. 16: 165901 (2002).
15. Z. Erdélyi, M. Sladeczek, L.-M. Stadler, I. Zizak, G. A. Langer, M. Kis-Varga, D. L. Beke, and B. Sepiol, *Science*, **306**, Iss. 5703: 1913 (2004).
16. Z. Erdélyi, D. L. Beke, and A. Taranovskyy, *Applied Physics Letters*, **92**, Iss. 13: 133110 (2008).
17. N. V. Storozhuk, K. V. Sopiga, and A. M. Gusak, *Philos. Mag.*, **93**, Iss. 16: 1999 (2013).
18. Z. Erdélyi, M. Pasichnyy, V. Bezpalchuk, J. J. Tomán, B. Gajdics, and A. M. Gusak, *Comput. Phys. Commun.*, **204**: 31 (2016).
19. В. М. Безпальчук, М. О. Пасічний, А. М. Гусак, *Металлофиз. новейшие технол.*, **37**, №12: 1583 (2015).
20. В. М. Безпальчук, М. О. Пасічний, А. М. Гусак, *Металлофиз. новейшие технол.*, **38**, №9: 1135 (2016).
21. А. А. Смирнов, *Физика металлов* (Москва: Наука: 1971).
22. А. А. Смирнов, *Молекулярно-кинетическая теория металлов* (Москва: Наука: 1966).
23. А. М. Гусак, А. А. Ковальчук, *Металлофиз. новейшие технол.*, **19**,

№7: 39 (1997).

24. A. M. Gusak and A. O. Kovalchuk, *Phys. Rev. B*, **58**, Iss. 5: 2551 (1998).

## REFERENCES

1. Y. S. Yu, Hai-Bo Li, W. L. Li, Mei Liu, Yu-Mei Zhang, and W. D. Fei, *J. Magn. Magn. Mater.*, **322**, Iss. 13: 1770 (2010).
2. T. Maeda, T. Kai, A. Kikitsu, T. Nagase, and Jun-ichi Akiyama, *Appl. Phys. Lett.*, **80**, Iss. 12: 2147 (2002).
3. M. Maret, C. Brombacher, P. Matthes, D. Makarov, N. Boudet, and M. Albrecht, *Phys. Rev. B*, **86**, Iss. 2: 024204 (2012).
4. C. Brombacher, H. Schletter, M. Daniel, P. Matthes, N. Jöhrmann, M. Maret, D. Makarov, M. Hietschold, and M. Albrecht, *J. Appl. Phys.*, **112**, Iss. 7: 073912 (2012).
5. D. A. Gilbert, L.-W. Wang, T. J. Klemmer, J.-U. Thiele, C.-H. Lai, and K. Liu, *Appl. Phys. Lett.*, **102**, Iss. 13: 132406 (2013).
6. C. L. Platt, K. W. Wierman, E. B. Svedberg, R. van de Veerdonk, J. K. Howard, A. G. Roy, and D. E. Laughlin, *J. Appl. Phys.*, **92**, Iss. 10: 6104 (2002).
7. C. Feng, Q. Zhan, B. Li, J. Teng, M. Li, Y. Jiang, and G. Yu, *Appl. Phys. Lett.*, **93**, Iss. 15: 152513 (2008).
8. C. Y. You, Y. K. Takahashi, and K. Hono, *J. Appl. Phys.*, **100**, Iss. 5: 056105 (2006).
9. Y. Tokuoaka, Y. Seto, T. Kato, and S. Iwata, *J. Appl. Phys.*, **115**, Iss. 17: 17B716 (2014).
10. D. H. Wei, F. T. Yuan, H. W. Chang, K. L. You, Y. Liou, Y. D. Yao, and J. K. Wu, *J. Appl. Phys.*, **103**, Iss. 7: 07E116 (2008).
11. L. Zhang, Y. K. Takahashi, K. Hono, B. C. Stipe, J.-Y. Juang, and M. Grobis, *J. Appl. Phys.*, **109**, Iss. 7: 07B703 (2011).
12. G. L. Katona, N. Y. Safonova, F. Ganss, D. Mitin, I. A. Vladymyrskiy, S. I. Sidorenko, Iu. N. Makogon, G. Beddies, M. Albrecht, and D. L. Beke, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **48**, No. 17: 175001 (2015).
13. G. Martin, *Phys. Rev. B*, **41**, Iss. 4: 2279 (1990).
14. Z. Erdélyi, I. A. Szabó, and D. L. Beke, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, Iss. 16: 165901 (2002).
15. Z. Erdélyi, M. Sladeczek, L.-M. Stadler, I. Zizak, G. A. Langer, M. Kis-Varga, D. L. Beke, and B. Sepiol, *Science*, **306**, Iss. 5703: 1913 (2004).
16. Z. Erdélyi, D. L. Beke, and A. Taranovskyy, *Applied Physics Letters*, **92**, Iss. 13: 133110 (2008).
17. N. V. Storozhuk, K. V. Sopiga, and A. M. Gusak, *Philos. Mag.*, **93**, Iss. 16: 1999 (2013).
18. Z. Erdélyi, M. Pasichnyy, V. Bezpalchuk, J. J. Tomán, B. Gajdics, and A. M. Gusak, *Comput. Phys. Commun.*, **204**: 31 (2016).
19. V. M. Bezpalchuk and A. M. Gusak, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **37**, No. 12: 1583 (2015) (in Ukrainian).
20. V. M. Bezpalchuk, M. O. Pasichnyy, and A. M. Gusak, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38**, No. 9: 1135 (2016) (in Ukrainian).

21. A. A. Smirnov, *Fizika Metallov* [The Physics of Metals] (Moscow: Nauka: 1971) (in Russian).
22. A. A. Smirnov, *Molekulyarno-Kineticheskaya Teoriya Metallov* [The Molecular-Kinetic Theory of Metals] (Moscow: Nauka: 1966) (in Russian).
23. A. M. Gusak, A. A. Kovalchuk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **19**, No. 7: 39 (1997) (in Ukrainian).
24. A. M. Gusak and A. O. Kovalchuk, *Phys. Rev. B*, **58**, Iss. 5: 2551 (1998).