

**Л. В. Поперенко<sup>1</sup>, Д. Ю. Манько<sup>2</sup>**

Київський Національний Університет ім. Тараса Шевченка

вул. Володимирська 64, 01033 Київ, Україна

Інститут проблем реєстрації інформації НАН України

вул. М. Шпака, 2, 03113 Київ, Україна

## **Прояв локалізованих електронних станів в оптичних властивостях аморфних і наноструктурованих металевих сплавів**

*Розглянуто особливості оптичних властивостей аморфних металевих сплавів на основі кобальту в далекій інфрачервоній області спектра за умов наявності локалізованих електронних станів. Представлено математичні моделі опису оптичних характеристик (дійсної частини діелектричної проникності й оптичної провідності) розупорядкованих і наноструктурованих металевих сплавів у випадку непридатності застосування моделі Друде. Описано дію термічних обробок аморфних стрічок цих сплавів на параметри шорсткості їхньої поверхні, електронну підсистему і характер оптичної провідності та дійсної частини діелектричної проникності.*

**Ключові слова:** спектральна еліпсометрія, оптичні характеристики, залежності Друде, атомно-силова мікроскопія, плазмова та релаксаційна частоти.

### **Вступ**

Розвиток сучасної техніки потребує пошуку нових металічних матеріалів, що володіють такими механічними, фізичними та хімічними властивостями, які не можуть бути отримані на базі традиційних матеріалів. Одним із актуальних напрямків фізики неупорядкованих конденсованих середовищ є вивчення їхньої атомно-електронної структури та оптичних властивостей. До таких середовищ відносяться тіла з аморфною структурою, аморфні металеві сплави (АМС) тощо. Незважаючи на те, що за останні роки вивченню АМС було присвячено багато наукових досліджень, поки ще не з'ясовано багато питань, пов'язаних з їхніми оптичними властивостями. Основний інтерес до АМС пов'язаний насамперед із тим, що такі металеві сплави є деякою мірою незвичайними об'єктами, і їхнє вивчення розширює представлення фізики конденсованого стану і надає унікальну можливість вивчати специфіку неупорядкованих систем у твердому стані. З практичної точки зору, підвищений інтерес до АМС зумовлений поєднанням їхніх унікальних фізичних властивостей. Застосування АМС у сучасних нанотехнологіях дозволяє добитися такого рівня фізичних характеристик, які майже неможливо отримати, застосовуючи тільки матеріали з кристалічною структурою. Відомо, що властивості АМС залежать не тільки від їхнього елементного складу, а й від умов виготов-

лення та їхньої подальшої обробки чи модифікації. Такі зовнішні дії, як опромінення стрічок АМС частинками різної природи і обробки при температурах значно нижче температури кристалізації, призводять до змін електропровідності, намагніченості, механічних і оптичних характеристик [1].

Необхідність розуміння перебігу процесів структурних перетворень і походження змін у такого типу матеріалах під впливом зовнішніх впливів і можливість прогнозування їхньої поведінки в умовах експлуатації зумовлює пошук нових підходів до проведення досліджень поверхневих шарів та до покращення відповідної експериментальної бази. В основу таких підходів покладені методи оптичної та атомно-силової мікроскопії, які є визначальними при вимірюваннях характеристик мікрорельєфу поверхні і їхньої інтерпретації.

### Методи опису оптичних властивостей аморфних металевих сплавів на основі кобальту

Зазвичай оптичні характеристики металів і металевих сплавів у далекій інфрачервоній (ІЧ) області спектра описуються в рамках теорії Друде, що була запропонована в 1900 р. [2, 3]. Згідно з цією теорією (яка є прикладом кінетичної теорії газів стосовно електронного газу в металах) метал складається з вільних електронів (електронний газ) і важких іонів, які можна вважати нерухомими. Важливо зазначити, що тільки експоненціальний закон затухання швидкості електрона призводить до формул Друде.

У рамках цієї моделі вирази для  $\varepsilon_1(\omega)$ ,  $\varepsilon_2(\omega)$  і  $\sigma(\omega)$  в далекій інфрачервоній області набувають вигляду:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2}, \quad \varepsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}, \quad \sigma(\omega) = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega^2 + \gamma^2}, \quad (1)$$

де  $\omega_p$  і  $\gamma$  — плазмова і релаксаційна частоти електронів відповідно. Плазмова частота задається співвідношенням  $\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m^* \varepsilon_0}$  і є функцією густини електронів провідності  $N$ , їхньої ефективної маси  $m^*$  та заряду електрона  $e$ .

Однак, в окремих випадках хід частотних залежностей оптичних характеристик аморфних металевих сплавів на основі Со відхиляється від друдєвих в далекому ІЧ-діапазоні, і тоді формули Друде-Зінера є непридатними для опису кривих  $\varepsilon_1(\omega)$ ,  $\varepsilon_2(\omega)$  і  $\sigma(\omega)$ . Причина такої поведінки полягає у включенні на певних частотах  $\omega$  переходів, що зачіпають квантові стани, які при відповідних енергіях можуть бути делокалізованими чи локалізованими [3, 4]. При цьому має місце андерсонова локалізація, що виникає при розгляді хвиль де-Бройля електронів у середовищі з просторовими неоднорідностями [5, 6]. Розглянемо явище андерсонової локалізації докладніше (рис. 1) [2].

Спектр енергії електрона в неупорядкованому середовищі і аморфних металевих сплавах, зокрема, можна розділити на дві області значень [2]: а) рухливість  $\zeta \neq 0$  (провідні стани); б) рухливість  $\zeta = 0$  (локалізовані стани).

Границя  $E_g$  між цими станами називається межею рухливості. Хвильовий пакет частинки, яка знаходиться у початку координат з енергією, що відповідає області рухливості, за достатньо великий час  $t$  буде сильно розпливатися, так, що усереднений

квадрат радіуса розподілу густини ймовірності  $\langle R^2(t) \rangle$  складає величину [2]:

$$\langle R^2(t) \rangle = 2Dt, \quad (2)$$

де  $D$  — коефіцієнт дифузії.

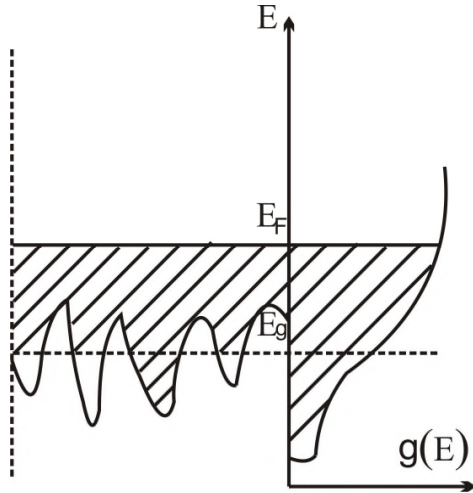


Рис. 1. Схематичне зображення електронних станів у полі потенціалу у випадку хаотично розташованих центрів. Пунктирною лінією показано поріг рухливості  $E_g$ , вище якого стани є делокалізованими, а нижче — локалізованими

Якщо розглядати частинку з певною енергією  $E$ , що відповідає області локалізованих станів, то розпливання хвильового пакета стає обмеженим, і при достатньо великому часі  $t$  досягає граничного розподілу густини ймовірності [2]:

$$\rho_\infty(R) \sim \begin{cases} \text{const}, & R \ll L, \\ \exp(-R/L), & R \gg L, \end{cases} \quad (3)$$

де  $L$  — довжина локалізації.

Таким чином, андерсонова локалізація електронів викликається розупорядкуванням структури та розглядається в системі періодично розташованих потенціальних ям різної глибини або в системі випадково розташованих у просторі однакових потенціальних ям. Для пояснення відхилень частотних залежностей оптичних характеристик певних матеріалів від тих залежностей, що описуються в рамках теорії Друде, застосовують наступні ідеї [7]:

1) частотну залежність часу релаксації  $\tau^{-1}(\omega) = \gamma_0 + B\omega^2$  ( $\gamma_0 = \tau^{-1}(0)$ ,  $B$  — це стала величина, що знаходиться в інтервалі значень від 1,6 до 2,99 і визначається як значенням температури (через електрон-фононну взаємодію), так і внеском електрон-електронного розсіяння);

2) обернено пропорційну залежність між часом  $\tau$ , одержаним в наближенні когерентного потенціалу, та уявною частиною комплексної самоузгодженої енергії на рівні Фермі  $E_F$  у випадково заміщених сплавах у вигляді співвідношення:  $\tau^{-1} = 2|\text{Im}\Sigma(E_F)|$ , коли  $E_F$  потрапляє в мінімум енергетичного спектра густини станів (ЕСГС)  $g(E)$  (рис. 1) електронів, де значення  $\text{Im}\Sigma(E_F)$  є максимальним, а  $\sigma(\omega = 0) = \sigma_0 < \sigma(\omega)$ ;

3) перколяційну провідність по випадковим мережам у системі ланцюжків провідник–ізолятор у шаруватій структурі, включаючи рухливість носіїв заряду в цих мережах зі змінною довжиною стрибка вздовж ланцюжків, або розглядаючи перколяційний перехід як фазовий;

4) автолокалізовані електрони і ефекти слабкої локалізації, яка полягає в тому, що когерентна суперпозиція прямої і розсіяної хвиль тривалий час не руйнується в електронній системі, і це стає причиною залежності діелектричної проникності від товщини плівки металу;

5) мотт-андерсоновий перехід, який розглядається в рамках наближення когерентного потенціалу, або формалізму функції пам'яті чи теорії масштабних перетворень для інтерпретації результатів оптичного експерименту в наноструктурованих системах чи в сполуках з проміжною валентністю.

Причина зазначених відхилень полягає в тому, що на певних частотах  $\omega$  відбуваються переходи, що зачіпають квантові стани, які при відповідних енергіях можуть бути делокалізованими чи локалізованими, а пов'язаний з ними у координатному просторі рух — інфінітним або фінітним залежно від розмірів просторових областей з класично дозволеним переміщенням (за умови плавного випадкового потенціалу в середовищі). Тоді така область розбивається на ізольовані одна від одної ділянки скінчених розмірів (просторова андерсонова локалізація хвильової функції) або охоплює увесь простір середовища. Перехід від однієї із описаних картин до іншої відбувається при певному значенні  $E_{np}$  (рівні протікання потенціалу), що збігається в квазікласичному випадку з межею рухливості  $E_c$  в ЕСГС електронів. Окіл  $E_{np}$  багато в чому аналогічний околу точки фазового переходу II роду. За цих умов при розрахунку дійсної частини комплексної оптичної провідності  $\sigma_1(\omega)$  потрібно врахувати 3 типи переходів електронів: між одними локалізованими, одними делокалізованими і локалізованими та делокалізованими станами.

У випадку невпорядкованих сплавів можлива апроксимація оптичної провідності функцією  $\sigma(\omega) = A\omega^{1/3}$ , де  $A$  — деяка константа [8]. Згідно з роботою [7] оптична провідність в ПЧ-області для випадку локалізації електронних станів може бути подана у вигляді співвідношення

$$\sigma(\omega) = e^2 [N_L(E_F) \hbar \omega]^{1/3} \exp(-2r_c / a), \quad (4)$$

де  $N_L(E_F)$  — густина локалізованих електронних станів на рівні Фермі;  $r_c$  — критична віддаль, на яку може перескакувати електрон;  $a$  — віддаль між сусідніми атомами (аналог сталої ґратки).

Використовуючи співвідношення Крамерса-Кроніґа [9] і перетворення, що описані в роботі [10], можна отримати відповідні співвідношення для обох частин комплексної діелектричної проникності, а саме:

$$\varepsilon_1(\omega) \approx 1 + \frac{\omega_p^{2/3}}{\omega^{2/3} + \gamma^{2/3}}; \quad \varepsilon_2(\omega) \approx \frac{\gamma^{1/3} \omega_p^{2/3}}{(\omega^{2/3} + \gamma^{2/3}) \omega^{1/3}}. \quad (5)$$

Одержані співвідношення (5) представлені у вигляді, наближеному до стандартних співвідношень Друде, і передбачають зростання величини оптичної провідності при

збільшенні енергії зондових фотонів і великі позитивні значення дійсної частини діелектричної проникності в далекому ІЧ-діапазоні, на відміну від поведінки оптичних характеристик для типових металів, що описуються цими співвідношеннями.

### Експериментальні методи досліджень і обговорення результатів

Зразки аморфних металевих сплавів  $\text{Co}_{59}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{15}$  виготовлені методом спінінгування з розплаву у вигляді стрічок шириною 5 мм і товщиною 20 мкм. Після виготовлення склад стрічок перевірявся за допомогою оже-аналізу. Термічний відпал зразків відбувався при температурах  $T_a = 350, 375, 400$  і  $425$  °С протягом 10 хвилин у вакуумі. Перед проведенням оптичного експерименту поверхня зразків полірувалася алмазною пастою і очищувалася ізопропанолом, ацетоном за допомогою ультразвукової ванни з метою ліквідації забруднень поверхні зразків, зняття оксидного шару і придання поверхні блиску, що спостерігався візуально.

Визначення спектральної поведінки оптичних характеристик відбувалося відповідно до спектроеліпсометричного вимірювання за методом Бітті-Конна (рис. 2) вимірювання шляхом фіксації поляризатора під азимутальним кутом  $\alpha_p = 45^\circ$  і послідовної фіксації аналізатора під азимутальними кутами  $\alpha_A = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  і  $135^\circ$  відносно площини падіння (відбивання) світла [11].

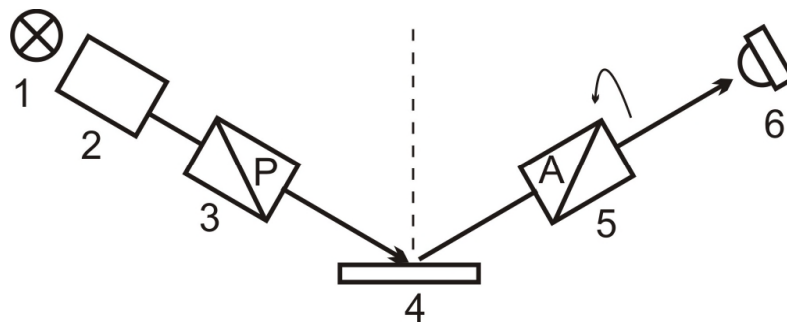


Рис. 2. Оптична схема проведення спектроеліпсометричного експерименту за методом Бітті-Конна у схемі PSA ( $P$  — поляризатор,  $S$  — зразок,  $A$  — аналізатор): джерело світла (1), монохроматор (2), поляризатор (3), зразок (4), аналізатор (5), система реєстрації сигналу (6)

Для спектральних вимірювань оптичних характеристик досліджуваного зразка необхідно одержати значення еліпсометричних параметрів: різниці фаз  $\Delta(\hbar\omega)$  між  $p$ - і  $s$ -компонентами і азимут  $\psi(\hbar\omega)$  відновленої лінійної поляризації  $\psi(\hbar\omega)$  для довжин хвиль  $\lambda$  (або енергії фотона  $\hbar\omega$ ) для кута падіння світла  $\varphi$ , який при проведенні експерименту встановлюється близьким до головного (при такому куті падіння світла різниця фаз  $\Delta = 90^\circ$ ), а довжина хвилі вибирається за допомогою монохроматора. Як джерела світла використовувалися джерела неперервного спектра: ксенонова і дейтерієві лампи та лампи розжарювання. Шукані еліпсометричні параметри  $\Delta(\hbar\omega)$ ,  $\psi(\hbar\omega)$  і величину оптичних сталих одержують згідно із виразами [7, 12]:

$$\text{tg}\psi = \text{tg}\psi_p \sqrt{\frac{I_0}{I_{90}}}, \quad (6)$$

$$\cos \Delta = \frac{2I_{45} - I_0 - I_{90}}{2\sqrt{I_0 I_{90}}} = \frac{I_{45} - I_{-45}}{2\sqrt{I_0 I_{90}}}, \quad (7)$$

$$n = \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi \frac{I_{90} - I_0 \operatorname{tg} \psi_P}{I_{90} + I_0 \operatorname{tg}^2 \psi (2I_{45} - I_0 - I_{90})}, \quad (8)$$

$$k = \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi \frac{\operatorname{tg} \psi_P \sqrt{4I_0 I_{90} - (2I_{45} - I_0 - I_{90})^2}}{I_{90} + I_0 \operatorname{tg}^2 \psi (2I_{45} - I_0 - I_{90})}. \quad (9)$$

Спектральні компоненти в далекій інфрачервоній ділянці спектра (0,05–0,60 еВ) виділялися за допомогою Фур'є-спектрометра IFS-55 (Bruker). Величина кута падіння світла на зразки складала 70–75° і дещо варіювалась відповідно до змін складу зразків і енергії зондового фотону. Діаметр пучка світла складав 3,5 мм. Відповідно до Фур'є-перетворення отримано частотні залежності інтенсивностей  $I_0$ ,  $I_{45}$ ,  $I_{90}$ ,  $I_{-45}$  відбитого від зразка світла, а за ними за формулами (8) і (9) й оптичні сталі.

На рис. 3 і 4 представлені спектральні залежності оптичної провідності і дійсної частини діелектричної проникності зразків аморфних металічних сплавів  $\text{Co}_{59}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{15}$  як щойно виготовлених, так і термічно відпалених.

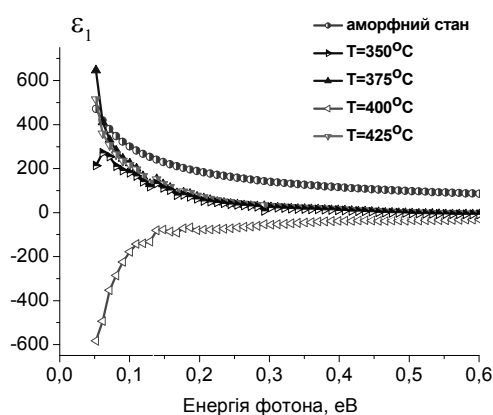


Рис. 3. Дійсна частина діелектричної проникності  $\epsilon_1(\hbar\omega)$  стрічок АМС  $\text{Co}_{59}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{15}$  після обробок при різних термічних режимах

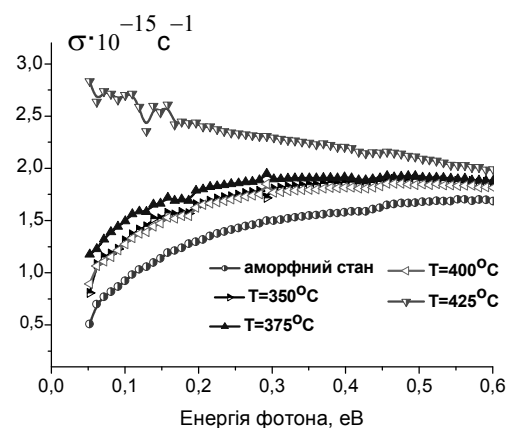


Рис. 4. Оптична провідність  $\sigma(\hbar\omega)$  стрічок АМС  $\text{Co}_{59}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{15}$  після обробок при різних термічних режимах

Виявлено аномальну порівняно з типовими металами спектральну залежність діелектричної проникності в інфрачервоній області, пояснення якій надано в наближенні Кавея-Мотта [7]. Особливістю впливу термічного відпалу на оптичну провідність  $\text{Co}_{59}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{15}$  є зростання останньої після відпалу при температурі  $T = 350$  °С, її незмінність (в порівнянні зі значеннями, отриманими при  $T = 350$  °С) після відпалу при  $T = 400$  °С та наступне різке зростання зі зміною характеру спектральної залежності після відпалу при  $T = 425$  °С. Спадання оптичної провідності  $\sigma$  зі зменшенням енергії  $\hbar\omega$  зондових фотонів може бути пояснене впливом на цю провідність ефекту слабкої андерсонової локалізації електронів в наближенні Кавея-Мотта відповідно із співвідношення

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma(0)}{1 + (\omega/\gamma)^2} \left\{ 1 - \frac{3}{(k_F l)^2} [1 - \sqrt{\omega/\gamma}] \right\}, \quad (10)$$

де  $\sigma(0)$  — статична провідність;  $\gamma$  — релаксаційна частота носіїв заряду;  $k_F$  — хвильовий вектор Фермі;  $l$  — довжина локалізації хвильової функції електрона з енергією Фермі.

У роботі [13] були обраховані параметри електронної підсистеми: плазмова  $\omega_p$  і релаксаційна  $\gamma$  частоти. Спостерігалася загальна тенденція зменшення величин релаксаційних частот  $\gamma$  стрічок АМС  $\text{Co}_{59}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{15}$  при зростанні температури відпалювання. Очевидно, це призводить до різкого збільшення часу релаксації  $\tau$  (довжини вільного пробігу), а отже, зменшення величини релаксаційної частоти  $\gamma = 1/\tau$ . Це відбувається завдяки зменшенню рівня розсіювання електронів на елементах мікрорельєфу скін-шару стрічок. Завдяки процесу структурної релаксації і подальшої кристалізації збільшується концентрація вільних носіїв, а отже, і величина плазмової частоти. Це, в свою чергу, відображується на вимірних еліпсометричних залежностях.

З іншого боку, згідно з результатами роботи [14] в ІЧ-області спектра оптичні характеристики АМС на основі перехідних металів можна описати співвідношеннями  $\sigma(\omega) \sim \omega^\alpha$ ,  $\varepsilon_1(\omega) \sim \omega^{-\beta}$ , причому виконується співвідношення  $\alpha + \beta = 1$ . Залежність  $\sigma(\omega) \sim \omega^{1/3}$ , що справедлива у випадку АМС  $\text{Co}_{59}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{15}$  у далекому ІЧ-діапазоні, вказує на додаткову локалізацію електронів, подібну до андерсонової [14]. Згідно з цією моделлю атом чи кластер (декілька атомів) попадають у подвійну потенціальну яму, створену кристалічним полем. Можливість для перескакування електронів між потенціальним бар'єром такої «двогорбої» структури визначає поведінку температурних і магніторезистивних характеристик в АМС [14]. Слід зазначити, що в роботі [15] було встановлено більшу ступінь локалізації 3d-електронів у АМС на основі Со порівняно з АМС, збагаченими Fe. У цьому випадку аномальна поведінка залежностей оптичних характеристик в ІЧ-області визначається додатковою локалізацією електронів. Магнітні властивості також залежать від ступеню локалізації електронних станів. Установлено, що наявність металоїдів у АМС суттєвіше впливає на енергію обмінного розщеплення в збагачених Со АМС, ніж на таку ж взаємодію між парами атомів Fe–Fe [14].

Для інтерпретації даних спектроскопії в інфрачервоній області важливо порівняти результати спектральних поляриметричних досліджень з даними атомно-силової мікроскопії, що дає пряму інформацію про параметри мікрорельєфу поверхні. Методом атомно-силової мікроскопії встановлено, що термічний відпал АМС призводить до монотонного зростання параметрів шорсткості для неконтактної поверхні стрічки. Результати досліджень морфологічних змін поверхні стрічок АМС на основі кобальту після ізохронних термічних відпалів в інтервалі температур  $T = 350\text{--}475$  °С представлені на рис. 5 згідно з даними робіт [15, 16].

Представлені дані свідчать про характерний гладенький мікрорельєф з періодичним чергуванням напливів і впадин в атомарній структурі. Термічні обробки (ТО) в інтервалі  $T = 350\text{--}450$  °С призводять до появи особливостей мікрорельєфу у вигляді виступів висотою близько 10 нм. При цьому число цих виступів при збільшенні температури відпалу зростає. А ТО при найвищій температурі  $T = 475$  °С призведе до появи поодиноких виступів висотою понад 100 нм [16]. У роботах [15, 16] також встановлено, що термічний відпал стрічок аморфних сплавів на основі кобальту при температурах,

що не перевищують температури кристалізації, призводить до зняття деформаційних напруг на поверхні й монотонному зростанню параметрів шорсткості на неконтактній стороні, а після їхнього відпалу при  $T = 425$  °С у поверхневому шарі вже з'являються мікрокристалічні області з упорядкованою структурою.

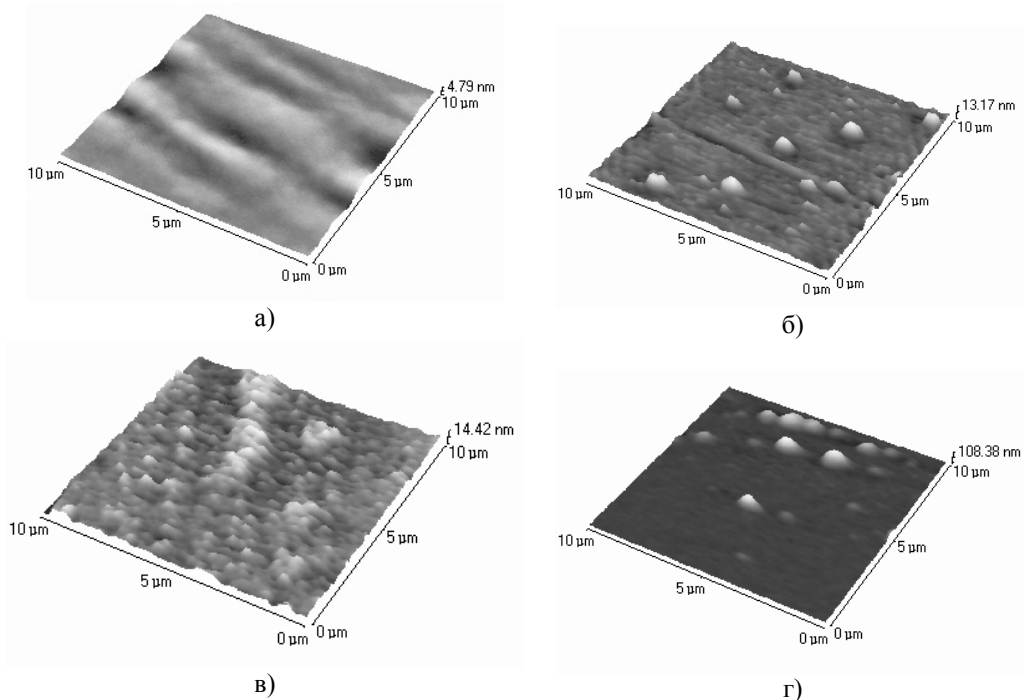


Рис. 5. Дані атомно-силової мікроскопії для ділянки  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup> на неконтактній поверхні щойно виготовленого (а), термічно відпаленого при  $T = 350$  (б),  $425$  (в) і  $475$  °С (г) зразка АМС  $\text{Co}_{59}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{15}$

Таким чином, дані атомно-силової мікроскопії лише демонструють монотонне зростання всіх параметрів шорсткості стрічок аморфних металевих сплавів на основі Со, відпалених при температурах  $T \leq 450$  °С. І лише завдяки проведеним спектроскопічним дослідженням було встановлено факт початку процесу кристалізації в АМС на основі Со після термічних обробок при  $T = 425$ – $450$  °С, тоді як за даними рентгеноструктурного аналізу [15] температура кристалізації для цього сплаву складає  $492$  °С.

## Висновки

Методом спектроскопії і атомно-силової мікроскопії встановлено факт участі локалізованих електронних станів у формуванні оптичних властивостей в інфрачервоній області спектра в аморфних металевих сплавах на основі кобальту. Запропоновані моделі дозволили провести більш глибокий аналіз оптичних даних і з'ясувати роль андерсонової локалізації в явищі поглинання світла такими сплавами. Отримано співвідношення, які уможливають математичний опис оптичних характеристик в умовах їхньої недрудевої поведінки. Встановлено, що термічні обробки аморфних металевих сплавів на основі кобальту при понижених температурах призводять до зміни характеру поведінки оптичних характеристик. Дані атомно-силової мікроскопії надійно вста-



новлюють факт монотонного зростання параметрів шорсткості поверхні, а разом із результатами спектроскопічних досліджень переконують в перебігу процесів структурної релаксації і подальшої кристалізації, що вже розпочинається при термічних обробках аморфних металевих стрічок на основі кобальту при понижених температурах.

1. Умнов П.П. Получение и свойства одномерных наноаморфных композитов на основе ферромагнитных сплавов: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. тех. наук: спец: 05.16.06 «Порошковая металлургия и композиционные материалы» / П.П. Умнов. — Москва, 2009. — 24 с.
2. *Физическая энциклопедия*: в 5 т. / ред. Прохоров А.М. — М.: Советская энциклопедия, 1988. — Т. 1 — 699 с.
3. Fox M. *Optical Properties of Solids* / M. Fox. — New York: Oxford University Press, 2010. — 408 p.
4. *Діагностика поверхні поляризованим світлом* / [Поперенко Л.В., Сташук В.С., Шайкевич І.А., Одарич В.А.]. — К.: Київський Університет, 2007. — 336 с.
5. Phillips P.W. *Advanced Solid State Physics* / P.W. Phillips. — Ann Arbor: Westview Press, 2003. — 386 p.
6. Anderson P.W. Absence of Difusion in Certain Random Lattices / P.W. Anderson // *Phys. Rev.* — 1958. — Vol. 109. — P. 1492–1505.
7. *Покропивний В.В.* Фізика наноструктур / В.В. Покропивний, Л.В. Поперенко. — К.: Київський Університет, 2008. — 220 с.
8. *Кравець В.Г.* Специфические особенности поглощения ИК-излучения пленочными материалами в магнитном поле / В.Г. Кравец, Л.В. Поперенко // *Оптика и Спектроскопия.* — 2003 – Т. 95, № 2. — С. 293–298.
9. Kittel C. *Introduction to Solid State Physics.* — [6-th ed.] / C. Kittel. — New York: Wiley, 1986 — 647 p.
10. *Gradshteyn I.S.* Table of Integrals, Series and Products / I.S. Gradshteyn, I.M. Ryznik. — Academic Press: New York, 1994. — 1204 p.
11. *Tompkins H.G.* Handbook of Ellipsometry / H.G. Tompkins, E.A. Irene. — Materials Science and Process Technology. — New York: Norwich, 2005. — 870 p.
12. *Schubert M.* Generalized Ellipsometry and Complex Optical Systems / M. Schubert // *Thin Solid Films.* — 1998. — Vol. 313–314. — P. 323–332.
13. *Поперенко Л.В.* Электронные и топологические параметры скин-слоя аморфных металлических лент после термического отжига / Л.В. Поперенко, Д.Ю. Манько, К.Л. Винниченко, В.Г. Кравец // *Журнал Прикладной спектроскопии.* — 2010. — Т. 77, № 4. — P. 598–603.
14. *Kravets V.G.* 'The Influence of Laser Annealing on the Crystallization Processes in Amorphous Co-rich Alloys / V.G. Kravets, X. Portier, A.K. Petford-Long // *Journal of Materials Science.* — 2002. — Vol. 37, N 13. — P. 2773–2780.
15. *Poperenko L.V.* Effect of Thermophysical Factors and Magnetic Field on the Composition and Optical Properties of the Surface of Ribbons of Amorphous Cobalt- and Iron-Based Alloys / L.V. Poperenko, K.L. Vinnichenko // *Optika i Spektroskopiya.* — 2007. — Vol. 103, N 3. — P. 515–521.
16. *Poperenko L.V.* Optical Properties of Surface of Co-Based Amorphous Metallic Alloys / L.V. Poperenko, V.G. Kravets, S.I. Lysenkoand, K.L. Vinnichenko // *J. Mag. Mag. Mat.* — 2005. — Vol. 290–291, N 1. — P. 640–643.

Надійшла до редакції 14.06.2010