

ОСЦИЛЯЦИЙНИЙ ГАЛЬВАНОМАГНЕТНИЙ ЕФЕКТ У ТОНКИХ ШАРАХ МЕТАЛУ ЗА НАЯВНОСТІ ДИФУНДУЮЧОГО ШАРУ ДОМІШОК

Л. В. Дехтярук, І. Ю. Проценко
Сумський державний університет,
вул. Римського-Корсакова, 2, Суми, 40007

(Отримано 11 вересня 2006 р.; в остаточному вигляді — 2 березня 2007 р.)

Теоретично проаналізовано питому провідність $\sigma(t_D)$ тонкої металевої плівки як функцію часу дифузійного відпалювання t_D в ортогональному до її поверхні магнетному полі в умовах, коли на одну з поверхонь нанесено дифундуючий ультратонкий шар іншого металу. Отримано загальний та асимптотичні вирази для величини $\sigma(t_D)$. Проведено докладний числовий розрахунок залежності величини σ від часу дифузійного відпалювання при різних значеннях параметрів, які характеризують структуру зразка. Показано, що зміна провідних властивостей металевого шару після дифузійного відпалювання дає змогу дослідити сам процес об'ємної дифузії та оцінити коефіцієнт дифузії.

Ключові слова: плівка, розмірний ефект, коефіцієнт об'ємної дифузії.

PACS number(s): 73.61.-r

І. ВСТУП

Широке застосування тонких металевих плівок у мікроелектроніці й обчислювальній техніці та пов'язана з цим проблема стабільності транспортних характеристик плівкових зразків визначили постійний науковий інтерес до вивчення дифузійних процесів у таких системах [1–5]. Однією з можливостей отримати достовірну інформацію про коефіцієнт об'ємної дифузії є дослідження еволюції кінетичних характеристик тонкої плівки під час дифузійного відпалювання в умовах зовнішнього розмірного ефекту.

Так, зокрема, наявність дифундуючого шару металу на одній із поверхонь тонкого провідника приводить до виникнення в об'ємі провідника ділянки товщиною x_0 з великою концентрацією домішок. У цьому випадку ефективна довжина вільного пробігу носіїв заряду стає порядку $d - x_0$ і розмірні ефекти визначатимуться вже не товщиною плівки d , а ефективною товщиною $d_{\text{eff}} = d - x_0$ [6–9], де $x_0 \cong \sqrt{Dt_D}$ — ефективне зменшення товщини плівки (D — коефіцієнт об'ємної дифузії, t_D — час дифузійного відпалювання). Експериментальне вимірювання транспортного коефіцієнта, зокрема провідності плівки, до і після дифузійного відпалювання дає змогу визначити ефективну глибину проникнення атомів дифузанта в об'єм зразка і, відповідно, отримати інформацію про величину коефіцієнта об'ємної дифузії.

Уперше на можливість використання розмірних ефектів для обчислення коефіцієнта об'ємної дифузії було вказано й експериментально реалізовано в роботі [6], у якій за зміщенням ліній радіочастотного розмірного ефекту в бік більших магнетних полів були визначені коефіцієнти об'ємної дифузії для різних металевих пар. Пізніше вплив дифундуючих домішків на статичні, гальваномagnetні та високочастотні

розмірні ефекти був проаналізований у працях [7, 8].

У цьому повідомленні теоретично проаналізовано гальваномagnetний осциляційний розмірний ефект в ортогональному до поверхні плівки магнетному полі за наявності дифундуючого шару домішок. Наведено узагальнену (при довільному характері взаємодії електронів із поверхнями зразка) формулу для провідності пластини. Показано, що для аналізу зміни провідності пластини з часом дифузійного відпалювання може бути використаний простіший метод — метод середньої концентрації. Проведено докладний числовий розрахунок залежності питомого опору від часу дифузійного відпалювання та величини магнетного поля при різних значеннях параметрів, які характеризують тонкий провідник.

ІІ. РОЗРАХУНОК КОЕФІЦІЄНТА ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ

Розглянемо металеву пластину товщиною d , яка набагато менша за довжину вільного пробігу носіїв заряду l_0 , на одну із поверхонь якої нанесено дифундуючий в об'єм зразка ультратонкий шар іншого металу (рис. 1). Нормаль до поверхні плівки, уздовж якої направлено магнетне поле \mathbf{H} , паралельна до осі X , а зовнішнє однорідне електричне поле напруженості \mathbf{E} прикладене у площині зразка. Будемо вважати, що товщина шару дифузанта $d_1 \ll d$, так що його власний внесок у сумарну провідність провідника незначний і ним можна знехтувати.

Не зупиняючись на стандартній процедурі розв'язку кінетичного рівняння з відповідними граничними умовами для функції розподілу електронів [7–9], запишемо компоненти тензора провідності $\sigma_{\alpha\beta}$, $(\alpha, \beta) = (y, z)$ у такому вигляді:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \text{Re } \tilde{\sigma} & \text{Im } \tilde{\sigma} \\ -\text{Im } \tilde{\sigma} & \text{Re } \tilde{\sigma} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\tilde{\sigma}(t_D) = -\frac{2e^2}{d h^3} \int_{v_x > 0} d^3 p \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \frac{v_y^2}{v_x} \left\{ 2I + \frac{q_1 I_0^2 + q_2 I_d^2 + 2q_1 q_2 W(0) I_0 I_d}{1 - q_1 q_2 W^2(0)} \right\}, \quad (2)$$

$$I = \int_0^d dx W(x) \int_x^d dx' W^{-1}(|x'|), \quad I_0 = \int_0^d dx W(0) W^{-1}(|x|),$$

$$I_d = \int_0^d dx W(x), \quad W(x) = \exp \left\{ -\frac{1}{|v_x|} \int_x^d \frac{dx'}{\tau(x')} \right\}, \quad (3)$$

де $W(x)$ — ймовірність того, що електрон проходить відрізок шляху $[x, d]$ без розсіювання на атомах домішок [6–11]; e , x , p — заряд, координата та квазіімпульс носія заряду, v та ε — його швидкість і енергія, h — стала Планка, $f_0(\varepsilon)$ — фермівська функція розподілу, q_j — ймовірність дзеркального відбиття електрона j -ю поверхнею зразка ($j = 1, 2$). У випадку, коли $q_1 = 0$, формула (2) збігається з відповідною формулою праці [7].

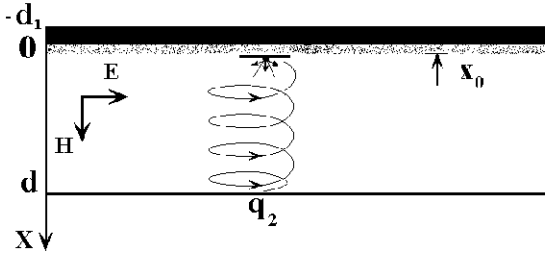


Рис. 1. Модель тонкого шару металу в умовах об'ємної дифузії. Ламаною лінією схематично показано можливу траєкторію носія заряду в сильному магнетному полі, ортогональному до зовнішньої поверхні зразка.

Характерну частоту об'ємних зіткнень $\tau^{-1}(x)$ у виразі (3) можна записати так [6, 7]:

$$\frac{1}{\tau(x)} = \frac{1}{\tau_0} \left(1 + i \frac{\beta}{k} \right) + v_0 \sigma_{\text{eff}} n_0 C(x, t_D), \quad (4)$$

де $\tau_0^{-1} = \text{const}$ і визначається розсіянням носіїв заряду на фонах і залишкових домішках у зразку до дифузійного відпалювання; $\beta = d/r$, r — ларморівський радіус; $k = d/l_0$ — нормована на довжину вільного пробігу електронів l_0 товщина провідника; i — уявна одиниця; v_0 — фермівська швидкість; σ_{eff} — ефективний переріз розсіювання носіїв заряду на атомах домішок, n_0 — концентрація атомів півки до дифузійного відпалювання; $C(x, t_D)$ — розподіл атомів домішок в об'ємі зразка.

Якщо товщина півки $d \gg \sqrt{D t_D}$, коефіцієнт об'ємної дифузії сталий ($D = \text{const}$), немає стрибка концентрації на межі поділу та існує межа розчинності домішок у провіднику ($C(0, t_D) = C_0 < 1$), то розподіл атомів дифузанта $C(x, t_D)$ в об'ємі зразка має такий вигляд [12]:

$$C(x, t_D) = C_0 \text{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D t_D}}. \quad (5)$$

Нижче ми проаналізуємо найцікавіший з погляду експерименту випадок, а саме, зміну питомої провідності тонкого шару металу після дифузійного відпалювання.

Інтегруючи по поверхні Фермі у формулі (2), для величини $\sigma(t_D)$ отримаємо наступну формулу у допущенні, що закон дисперсії для носіїв заряду квадратичний та ізотропний:

$$\frac{\sigma(t_D)}{\sigma_0} \equiv \text{Re} \left(\frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_0} \right) = k^2 \left\langle \frac{G(t_D)}{z^2(1-E)} \right\rangle, \quad (6)$$

$$G(t_D) = 2J + \frac{q_1 J_0^2 + q_2 J_d^2 + 2q_1 q_2 E W(0) J_0 J_d}{1 - q_1 q_2 E^2 W^2(0)}, \quad (7)$$

$$J = \int_0^1 dx W(x) \int_x^1 dx' W^{-1}(|x'|) \times \exp \left\{ -\frac{k + i\beta}{z} (x' - x) \right\}, \quad (8)$$

$$J_0 = \int_0^1 dx W(0) W^{-1}(|x|) \exp \left\{ -\frac{k + i\beta}{z} x \right\},$$

$$J_d = \int_0^1 dx W(x) \exp \left\{ -\frac{k + i\beta}{z} (1 - x) \right\}, \quad (9)$$

$$W(x) = \exp \left\{ \frac{-kA}{z} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{1}{\sqrt{t_l}} \right) - x \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{\sqrt{t_l}} \right) + \sqrt{\frac{t_l}{\pi}} \left(\exp \left(-\frac{x^2}{t_l} \right) - \exp \left(-\frac{1}{t_l} \right) \right) \right] \right\}, \quad (10)$$

$$E = \exp \left\{ -\frac{k+i\beta}{z} \right\}, \quad A = l_0 \sigma_{\text{eff}} n_0 C_0, \quad t_l = \frac{4D}{d^2} t_D, \quad (11)$$

$$\langle \dots \rangle = \frac{3}{4k} \int_0^1 dz (z - z^3) (1 - E) \left\{ \dots \right\}, \quad (12)$$

де σ_0 — провідність масивного зразка за відсутності магнетного поля, час релаксації носіїв заряду в якому τ_0 .

При невеликому часі дифузійного відпалювання t_D ефективна глибина проникнення атомів домішок $\sqrt{Dt_D} \ll d$, похідна функції $W(x)$ має максимум при $x = x_0 = a\sqrt{Dt_D}$ ($W''(x_0) = 0$) і змінюється досить швидко порівняно з функцією $\exp\{-k/z\}$ [6,7], що дає змогу розрахувати інтеграли у формулі (6) асимптотично при $t_l \ll 1$ і зміну провідності $\Delta\sigma(t_D)$ у слабкому магнетному полі ($\beta \ll 1$) запишемо у такому вигляді (для того щоб уникнути громіздкого кінцевого результату розрахунку, ми вважаємо, що зовнішні межі зразка дифузійно розсіюють електрони):

$$\frac{\Delta\sigma(t_D)}{\sigma_0} \cong \frac{\beta^2 l_0}{32 d - x_0}, \quad k \ll 1, \beta \ll 1, \quad (13)$$

де

$$x_0 = a\sqrt{Dt_D}, \quad a \approx 2 \ln^{1/2} \left\{ 2\sigma_{\text{eff}} n_0 C_0 \sqrt{Dt_D} \right\}. \quad (14)$$

З іншого боку, ефективну глибину проникнення атомів домішок в об'єм тонкої плівки можна визначити за формулою:

$$x_0 = d \left\{ 1 - \frac{\sigma(t_D)}{\sigma(0)} \right\}, \quad (15)$$

де $\sigma(t_D)$ — провідність зразка після дифузійного відпалювання, яка визначається формулою (6), а $\sigma(0)$

— провідність тонкого шару металу до дифузійного відпалювання [13]. Порівнюючи між собою формули (14) та (15), для коефіцієнта об'ємної дифузії можна отримати такий вираз:

$$D = \frac{d^2}{a^2 t_D} \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma(0)} \right)^2 = \frac{d^2}{a^2 t_D} \frac{\Delta\sigma^2}{\sigma_0^2} \left(\frac{3}{2} k \ln \left(\frac{1}{k} \right) - \frac{\beta^2}{32k} \right)^{-2}. \quad (16)$$

Величина коефіцієнта a , який входить у формулу (16), залежить від параметрів, які визначають структуру зразка, та від коефіцієнта об'ємної дифузії. Однак при малому часі дифузійного відпалювання ($t_l \ll 1$) величина a є функцією, яка повільно змінюється зі зміною D [6], і тому при отриманні формули (16) коефіцієнт a вважався параметром задачі.

Асимптотичний вираз для коефіцієнта провідності в ділянці сильного магнетного поля ($\beta \gg 1$) наведено в праці [7].

III. АНАЛІЗ ПРОВІДНОСТІ ПЛІВКИ МЕТОДОМ СЕРЕДНЬОЇ КОНЦЕНТРАЦІЇ

Часову зміну провідності тонкого шару металу під час дифузійного відпалювання за наявності ультратонкого дифундуючого шару домішок можна проаналізувати за допомогою методу середньої концентрації [14], у якому допускається, що домішки рівномірно розподілені в об'ємі зразка:

$$\begin{aligned} \bar{C}(t_D) &= \frac{1}{d} \int_0^d dx C(x, t_D) \\ &= C_0 \left\{ \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{t_l} \right) + \sqrt{\frac{t_l}{\pi}} \left(1 - \exp \left(-\frac{1}{t_l} \right) \right) \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Це наближення дозволяє у формулі (6) виконати інтегрування за координатою і показати, що провідність тонкого шару металу в ортогональному до поверхні магнетному полі визначається такою формулою:

$$\frac{\bar{\sigma}(t_D)}{\sigma_0} = \frac{\bar{k}}{\bar{k} + i\beta} \left(1 - \left\langle \frac{2 - q_1 - q_2 + (q_1 + q_2 - 2q_1 q_2) \bar{E}}{1 - q_1 q_2 \bar{E}^2} \right\rangle \right), \quad (18)$$

де

$$\bar{k} = k \left\{ 1 + l_0 \sigma_{\text{eff}} n_0 \bar{C} \right\}, \quad \bar{E} = \exp \left\{ -\frac{\bar{k} + i\beta}{z} \right\}, \quad (19)$$

а кутові дужки у формулі (18) визначені співвідношенням (12), у якому необхідно зробити такі заміни: $k \rightarrow \bar{k} + i\beta$, $E \rightarrow \bar{E}$.

Отриману формулу (18) для провідності тонкої плівки в умовах ефекту Зондгаймера [13] для довільних товщин зразка можна спростити для граничних значень параметра \bar{k} . Якщо шар металу товстий ($\bar{k} \gg 1$), то для довільних і граничних значень величини магнетного поля β провідність зразка дорівнює:

$$\frac{\bar{\sigma}(t_D)}{\sigma_0} = \frac{k\bar{k}}{\bar{k}^2 + \beta^2} \left\{ 1 - \frac{3(2 - q_1 - q_2)\bar{k}^2 - \beta^2}{16\bar{k}} \frac{\bar{k}^2 - \beta^2}{\bar{k}^2 + \beta^2} \right\} \cong \begin{cases} \frac{k}{\bar{k}} \left[1 - \frac{3(2 - q_1 - q_2)}{16\bar{k}} \left(1 - \frac{3\beta^2}{\bar{k}^2} \right) \right], & \beta \ll 1, \\ \frac{k\bar{k}}{\beta^2} \left[1 + \frac{3(2 - q_1 - q_2)}{16\bar{k}} \left(1 - \frac{3\bar{k}^2}{\beta^2} \right) \right], & \beta \gg 1. \end{cases} \quad (20)$$

Коли ж шар металу тонкий ($k \ll 1$), зміна провідності зразка у слабкому магнетному полі ($\beta \ll 1$) дорівнює (для простоти ми вважаємо, що параметри Фукса $q_j = 0$)

$$\frac{\sigma(0) - \bar{\sigma}(t_D)}{\sigma_0} = \frac{\Delta\bar{\sigma}}{\sigma_0} = \frac{\beta^2}{32k\bar{k}}, \quad (21)$$

де

$$\sigma(0) = \frac{3}{4}k \ln \frac{1}{k} \quad (22)$$

— провідність тонкого зразка до дифузійного відпалювання.

Якщо ж магнетне поле сильне ($\beta \gg 1$), то провідність тонкої плівки зручно записати як суму монотонної $\bar{\sigma}_{\text{mon}}$ та осцилюючої $\bar{\sigma}_{\text{osc}}$ частин [15], тобто

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_{\text{mon}} + \bar{\sigma}_{\text{osc}}, \quad (23)$$

де

$$\frac{\bar{\sigma}_{\text{mon}}}{\sigma_0} = \frac{k\bar{k}}{\beta^2} \left\{ 1 + \frac{3}{16k} (2 - q_1 - q_2) \right\}. \quad (24)$$

Осцилюючу частину провідності тонкого зразка можна розрахувати за допомогою методу стаціонарної фази. У результаті розрахунку отримуємо:

$$\frac{\bar{\sigma}_{\text{osc}}}{\sigma_0} = \frac{3(1 - q_1)(1 - q_2)}{\beta^4} k e^{-\bar{k}} \cos \beta, \quad (25)$$

і, відповідно, відношення осцилюючої частини провідності до її монотонної частини можна записати як:

$$\frac{\bar{\sigma}_{\text{mon}}}{\bar{\sigma}_{\text{osc}}} = \frac{3(1 - q_1)(1 - q_2)}{k + \frac{3}{16}(2 - q_1 - q_2)} \cdot \frac{\exp(-\bar{k}) \cos \beta}{\beta^2}. \quad (26)$$

Звідси випливає, що максимальне значення провідності тонкого зразка в сильному магнетному полі при наявності дифузанта дорівнює:

$$\left(\frac{\bar{\sigma}_{\text{osc}}}{\bar{\sigma}_{\text{mon}}} \right)_{\text{max}} = \frac{3}{3/8 + d/\bar{l}} \left(\frac{r}{d} \right)^2, \quad (27)$$

де

$$\bar{l}(t_D) = \frac{l_0}{1 + l_0 \sigma_{\text{eff}} n_0 \bar{C}(t_D)} \quad (28)$$

— ефективна довжина вільного пробігу носіїв заряду за наявності домішок в об'ємі провідника.

IV. ЧИСЛОВИЙ РОЗРАХУНОК

Криві, наведені на рис. 2 а–в, отримані числовим розрахунком за точною формулою (6) та демонструють залежність питомого опору тонкого шару металу від часу дифузійного відпалювання при різних значеннях параметрів, які характеризують провідник у ділянках слабкого ($\beta \ll 1$) та сильного ($\beta \gg 1$) магнетного поля.

На рис. 2 а–б наведено залежності питомого опору тонкої плівки від часу дифузійного відпалювання при різних значеннях нормованої на довжину вільного пробігу електронів товщини плівки k (рис. 2 а) та параметра A (рис. 2 б). Характерно, що при виконанні нерівності $t_l < 0.05$ зміна параметрів, які визначають величину A , практично не впливає на залежність $\rho(t_l)$. Ця обставина дає змогу отримувати інформацію про коефіцієнт дифузії без відомостей про точне значення величини A [6].

Рис. 2 в–г ілюструють осциляційну залежність опору плівки від величини магнетного поля, які одержані за формулами (6) (рис. 2 в) та (18) (рис. 2 г). Розрахунок показує, що зі збільшенням часу дифузійного відпалювання амплітуда та період осциляцій зростає [16]. Це зумовлено тим, що розсіяння електронів, які дають основний внесок в ефект, відбувається не на поверхні зразка, а на атомах домішок, які продифундували в об'єм зразка на деяку ефективну глибину x_0 , що визначається формулою (15). Водночас розрахунок осциляційної залежності $\rho(\beta)$ за формулою (18) показує, що зі збільшенням t_l збільшується лише амплітуда, оскільки зразок під час дифузійного відпалювання стає ефективно тоншим, а період осциляцій практично не змінюється, оскільки в цьому випадку вважається, що домішки рівномірно розподілені в об'ємі зразка.

На рис. 3 а–б наведена залежність ефективної глибини проникнення атомів дифузанта x_0 в об'єм зразка від $t_l^{1/2}$, розрахованої за формулою (14), у якій провідність зразка визначається формулами (6) (рис. 3 а) та (18) (рис. 3 б). Незначне відхилення кривих від лінійності при малих значеннях t_l свідчить про дифузійний характер процесу [16].

V. ВИСНОВКИ

Отже, нанесення ультратонкого дифундуючого шару металу на одну з поверхонь тонкої плівки суттєво впливає на питому провідність зразка, поміщеного в зовнішнє ортогональне до поверхні однорідне магнетне поле.

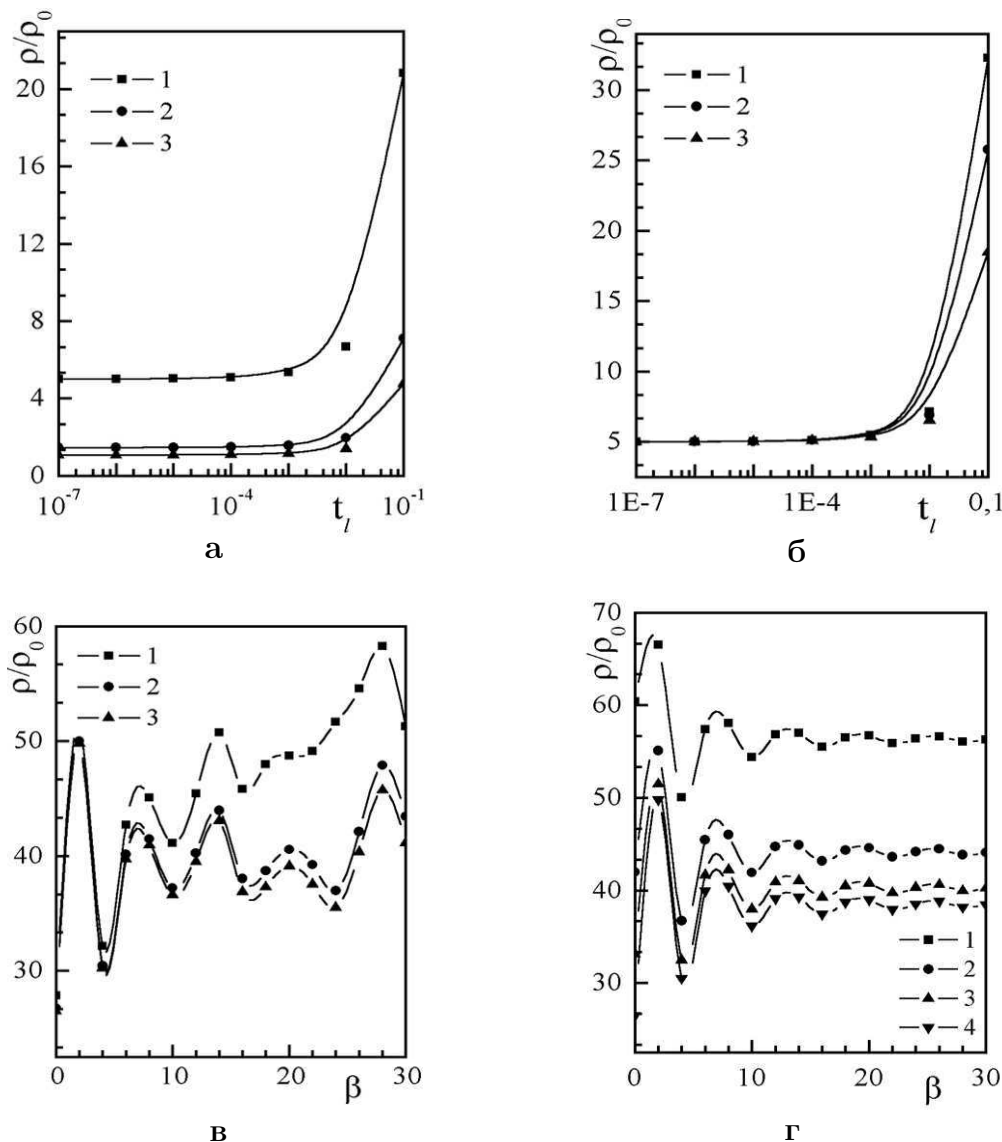


Рис. 2. Залежність питомого опору плівки від часу дифузійного відпалювання $t_l = 4D/d^2 t_D$ при різних значеннях параметрів, які характеризують зразок.

а) $q_j = 0.1$, $A = 1500$, $\beta = 0.1$, $1 - k = 0.1$, $2 - k = 1.0$, $3 - k = 5$;

б) $q_j = 0.1$, $k = 0.1$, $\beta = 0.1$, $1 - A = 6000$, $2 - A = 3000$, $3 - A = 1000$;

в) $q_j = 0.0$, $A = 1500$, $k = 0.01$, $1 - t_l = 10^{-3}$, $2 - t_l = 10^{-4}$, $3 - t_l = 10^{-5}$;

г) $q_j = 0.0$, $A = 1500$, $k = 0.01$, $1 - t_l = 10^{-3}$, $2 - t_l = 10^{-4}$, $3 - t_l = 10^{-5}$, $4 - t_l = 0.0$.

При невеликому часі дифузійного відпалювання, коли характерна глибина проникнення в об'єм плівки атомів домішок $\sqrt{Dt_D}$ значно менша від товщини зразка d ($\sqrt{Dt_D} \ll d$), провідність тонкого шару металу визначатиметься шириною "чистої" ділянки. Експериментально вимірюючи провідність плівки до і після дифузійного відпалювання ($\sigma(0)$ та $\sigma(t_D)$ відповідно), можна за формулою (15) визначити ефективну глибину проникнення атомів домішок в об'єм провідника, а з використанням співвідношення (16) оцінити коефіцієнт об'ємної дифузії. Зі збільшенням часу дифузійного відпалювання, так що ($\sqrt{Dt_D} < d$), зміну питомої провідності тонкої плівки зі зміною t_D

можна проаналізувати за допомогою методу середньої концентрації, у якому вважається, що домішки рівномірно розподілені по об'єму провідника. У цьому випадку відносно простий зв'язок провідності плівки (27) з ефективною довжиною вільного пробігу носіїв заряду $\bar{l}(t_D)$ (28) також дає змогу отримати інформацію про коефіцієнт об'ємної дифузії.

Робота виконана за фінансової підтримки МОН України в межах держбюджетної теми №0106U001942 "Формування кристалічної структури й електрофізичних властивостей плівкових матеріалів на основі багат шарових металевих наносистем" (2006–2008).

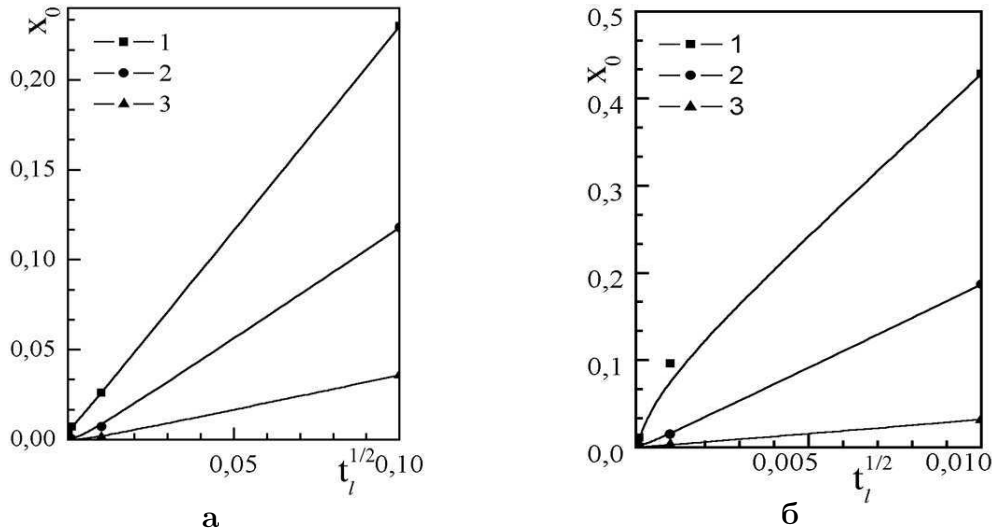


Рис. 3. Залежність ефективної глибини проникнення атомів домішок x_0 в об'єм тонкого шару металу від часу дифузійного відпалювання $t_l^{1/2}$ при таких значеннях параметрів:

- а) $q_j = 0.1$, $A = 1500$, $\beta = 10$, $1 - k = 10$, $2 - k = 0.1$, $3 - k = 0.01$;
 б) $q_j = 0.1$, $A = 1500$, $k = 0.01$, $1 - \beta = 0.01$, $2 - \beta = 0.1$, $3 - \beta = 1$.

- [1] В. М. Адеєв, М. А. Васильєв, Е. А. Погорєлов, Металлофиз. нов. технол. **28**, 193 (2006).
 [2] В. В. Бібик, Т. М. Гричановська, М. Маршалек, О. Б. Проценко, С. І. Проценко, Металлофиз. нов. технол. **28**, 707 (2006).
 [3] Т. П. Говорун, А. О. Степаненко, А. М. Черноус, Физ. хим. тв. тела **5**, 280 (2004).
 [4] А. Д. Васильєв, Письма журн. тех. физ. **29**, 42 (2003).
 [5] Р. П. Волкова, Ю. А. Волков, Металлофиз. нов. технол. **25**, 227 (2003).
 [6] С. В. Гуденко, И. П. Крылов, Журн. эксп. теор. физ. **86**, 2304 (1984).
 [7] Ю. А. Колесниченко, Физ. низк. темп. **11**, 1165 (1985).
 [8] Ю. А. Колесниченко, Физ. низк. темп. **12**, 632 (1986).
 [9] L. V. Dekhtyaruk, Yu. A. Kolesnichenko V. G. Peschansky, in: *Physics Reviews*, **20**, Part 4, edited by I. M. Khalnikov (Cambridge Scientific Publishers Ltd., 2004), p. 3.
 [10] Л. В. Дехтярук, И. М. Пазуха, С. И. Проценко, И. В. Чешко, Физ. тверд. тела **48**, 1729 (2006).
 [11] Л. В. Дехтярук, Физ. хим. тв. тела **7**, 450 (2006).
 [12] И. Каур, В. Густ, *Диффузия по границам зерен и фаз* (Машиностроение, Москва, 1991).
 [13] E. H. Sondheimer, Phys. Rev. **80**, 401 (1950).
 [14] *Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции*, Под ред. Дж. Поута, К. Т. Дж. Мейера (Мир, Москва, 1982).
 [15] О. А. Панченко, С. В. Сологуб, Физ. хим. тв. тела **4**, 7 (2003).
 [16] В. Ф. Коваль, В. И. Ватаманюк, Ю. С. Остроухов, О. А. Панченко, Физ. низк. темп. **12**, 880 (1986).

THE OSCILLATORY GALVANOMAGNETIC EFFECT IN THIN METAL LAYERS UNDER THE PRESENCE OF THE LAYER OF DIFFUSING IMPURITIES

L. V. Dekhtyaruk, I. Yu. Protsenko
 Physical-Technical Faculty, Sumy State University,
 2, Rymskyj-Korsakova St., UA-40007, Sumy, Ukraine
 E-mail: dekhtyaruk@mail.ru

We analyzed theoretically the annealing-time dependence of the electrical resistivity, $\sigma(t_D)$, of a thin metal layer capped with the ultrathin layer of diffusing impurities in a transverse magnetic field. We have obtained both general formulas and asymptotic expressions for $\sigma(t_D)$. We have calculated numerically the dependence of the σ on the annealing time at arbitrary parameters that characterize the sample structure. We demonstrated that changes of the conductivity of the metal layer caused by the diffusion annealing provide us with the possibility to investigate the processes of bulk diffusion and estimate bulk diffusion coefficients.