

PACS numbers: 68.60.Dv, 68.65.Ac, 72.10.Fk, 73.50.Bk, 73.50.Lw, 73.61.At, 85.40.Xx

Ефект тензочувливості в металевих плівкових матеріалах

Л. В. Однодворець, С. І. Проценко, А. М. Черноус, І. Ю. Проценко

*Сумський державний університет,
вул. Римського-Корсакова, 2,
40007 Суми, Україна*

В огляді здійснено аналізу відомих літературних даних про явище тензоефекту в тонких і товстих плівках металів, сплавів або композиційних матеріалів з металевою основою. Розглянуто відомі напівкласичні та феноменологічні моделі для одно- і багатопшарових плівкових систем, наведено результати їх апробації і вказано ступінь відповідності розрахункових і експериментальних результатів. Зроблено висновок про значну роль так названих деформаційних ефектів, врахування яких дає хороше узгодження з експериментальними даними. Проаналізовано найменш вивчене питання фізики тонких плівок про температурну залежність коефіцієнтів поздовжньої та поперечної тензочувливості. Наведено численні експериментальні результати, які підтверджують теоретичні висновки. Проаналізовано різні аспекти практичного застосування плівкових матеріалів як чутливих елементів тензодавачів.

The analysis of literature results concerning tensorresistive effect in thin and thick films of metals, alloys or composite materials based on a metal is presented. Well-known semi-classical and phenomenological models for one- and multilayered film systems are considered, results of their testing are presented, and the degree of conformity of calculated results with experimental ones is specified. A conclusion is drawn concerning significant role of deformation effects, which are taken into account to give satisfactory conformity with experimental data. A least studied problem in physics of thin films concerning the temperature dependence of coefficients of longitudinal and transverse tensor sensitivity is analysed. Numerous experimental results, which confirm theoretical conclusions, are presented. Different aspects of practical application of film materials as sensitive elements of strain sensors are analysed.

В обзоре проведен анализ известных литературных данных по тензоеффекту в тонких и толстых пленках металлов, сплавов или композиционных материалов с металлической основой. Рассмотрены известные полуклассические и феноменологические модели для одно- и многослойных пленочных систем, приведены результаты их апробации и указана степень соот-

ветствия расчетных и экспериментальных результатов. Сделан вывод о значительной роли так называемых деформационных эффектов, учет которых дает хорошее соответствие с экспериментальными данными. Проанализирован наименее изученный вопрос физики тонких пленок о температурной зависимости коэффициентов продольной и поперечной тензочувствительности. Приведены многочисленные экспериментальные результаты, которые подтверждают теоретические выводы. Проанализированы различные аспекты практического применения пленочных материалов как чувствительных элементов тензодатчиков.

Ключові слова: електрофізичні властивості, деформація, коефіцієнти тензочувствитливості, металева плівка.

(Отримано 6 березня 2006 р.)

1. ЗОВНІШНІЙ РЕ В ТЕНЗОЧУТЛИВОСТІ ОДНОШАРОВИХ ПЛІВОК

1.1. Попередні зауваження

Електрофізичні властивості (ЕФВ) плівкових матеріалів (питомий опір, термічний коефіцієнт опору, коефіцієнти тензочувствитливості) суттєво відрізняються від аналогічних для масивних зразків (дроти, пластини, масивні конденсати), що пов'язано з їх товщиною, кристалічною будовою, елементним складом, концентрацією і типом дефектів та ін. ЕФВ дуже чутливі до зміни товщини плівки і розміру кристалітів, концентрації домішкових атомів і дефектів кристалічної будови, дії зовнішніх полів (деформація, напруження магнетного поля, температура та ін.). Як відомо (див., наприклад, [1–3]), вплив вказаних факторів обумовлюють ряд структурних, розмірних фазових і концентраційних ефектів. Оскільки наша увага буде сконцентрована на розмірних ефектах (РЕ) в тензочувствитливості одно- і багатошарових плівок, то відзначимо, що вони додатково класифікуються на зовнішній (розсіяння носіїв електричного струму на зовнішніх поверхнях плівки та інтерфейсах) і внутрішній РЕ (розсіяння носіїв на межах зерен). Ефект тензочувствитливості виникає при стисненні чи розтягу масивного або плівкового провідника [4, 5]. Суть фізичних процесів при тензоефекті зводиться до змін на мікроскопічному рівні (зменшення або збільшення параметра ґратниці) або макроскопічним і мікроскопічним рівні на межі зерен або інтерфейсу (поворот і зміна розмірів зерен, поява локалізованих енергетичних рівнів, зміна концентрації і типу дефектів, залежність від деформації [6] коефіцієнтів дзеркальності, розсіяння (проходження) межі зерен та проходження інтерфейсу).

Не дивлячись на те, що тензочувствитність було відкрито У. Томсоном (Кельвіном) ще в 1856 р. (перевідкрито у 1881 р. О. Д. Хвольсоном),

систематичні дослідження цього явища почалися в 1930-х рр. Одним із стимулів цього послужило виготовлення перших зразків дротяних тензодавачів американськими вченими С. Сіммонсом і Л. Руже (1938 р.). Великий внесок у вивчення тензочутливості масивних і плівкових матеріалів у 1950–70-х рр. зробили Г. Кузинські (1950-і рр.), А. Колумбані (1960 р.), П. Туре (1961 р.), Р. Паркер і А. Кринські (1963 р.), З. Мейксін і Р. Худзинські (1967 р.), Дж. Вітт і Т. Коутс (1970-і рр.), Б. Верма (1970-і рр.) та ін. Усі ці дослідження, за винятком робіт З. Мейксіна та ін., мали експериментальний характер і, в основному, практичну направленість. Кінець 1970-х і 1980-х років ознаменувалися інтенсивними теоретичними дослідженнями РЕ в тензочутливості одношарових металевих плівок Ф. Варкуша [7] і К. Тельє, К. Пішар і А. Тоссе (узагальнення великої кількості їх публікацій див. у монографії [8]), початком аналогічних досліджень на прикладі двошарових плівок у роботах Ф. Катера і М. Ель-Гіті [9–11]. Апробація цих теоретичних моделей була здійснена в наших роботах (див., наприклад, [12, 13]). Крім того, розробка більш досконалих експериментальних метод мірювання коефіцієнтів тензочутливості [14–16] сприяла одержанню більш коректних результатів для одно- і двошарових плівкових систем.

Перехід від двошарових плівкових систем до багатошарових і мультишарів з експериментальної точки зору не несе якихось ускладнень методичного характеру, але з точки зору побудови теоретичних напівкласичних моделей, аналогічних запропонованим в [7–9], цей перехід обумовлює певні труднощі, які, по суті, не вирішені й на цей час.

Починаючи з кінця 1980-х рр. інтенсивно ведуться експериментальні дослідження ЕФВ багатошарових плівкових систем загального типу (власне, їх ми і будемо називати багатошаровими плівковими системами) або періодичного типу (до них слід відносити т.зв. надрешітки і мультишари). У зв'язку із відсутністю напівкласичних моделей для РЕ в тензочутливості, як більш коректних і послідовних, нами було запропоновано ряд макроскопічних [17–19] і напівфеноменологічних моделей [6, 19] для інтерпретації експериментальних результатів. Останні наші роботи [18–20], в яких запропоновані напівкласичні моделі для термічного коефіцієнта опору та коефіцієнта тензочутливості багатошарових плівок і мультишарів, відкриває перспективу для створення більш коректного теоретичного моделю стосовно тензочутливості мультишарів.

Мета нашого огляду полягає в узагальненні відомих на даний момент експериментальних і теоретичних результатів про тензочутливість плівкових матеріалів, акцентуванні уваги на невирішених проблемах та висвітленні питання застосування плівкових тензодавачів. Частина експериментальних результатів, одержаних нами на прикладі плівок на основі Cu і Cr та Ni, Cu і V, публікуються вперше.

1.2. Теоретичні моделі

Систематичні дослідження РЕ в тензочутливості плівкових матеріалів розпочалися в 1960-х рр., і тому робота З. Мейксина і Р. Худзінські [21] (див. також [4]) є спробою узгодити відомі на той час експериментальні результати про коефіцієнт поздовжньої тензочутливості γ_l з теоретичними уявленнями. Їх теоретичний модель базувався на відомій теорії РЕ в електропровідності монокристалічних пластин Фукса-Зондгеймера (див., наприклад, [2]). Автори [21] проаналізували п'ять різних інтервалів товщин та структурного стану плівок:

- a* — товсті плівки (товщина $d > 600$ нм);
- b* — однорідні суцільні плівки ($20 \text{ нм} < d < 600$ нм);
- c* — тонкі плівки з ниткоподібною структурою ($10 \text{ нм} < d < 20$ нм);
- z* — плівки з острівцями, які контактують ($d = 10$ нм);
- d* — несучільні тунельно-зв'язані острівцеві плівки ($d < 10$ нм).

Відзначимо, що для нас найбільший інтерес мають перші два випадки, оскільки інші три (*c-d*) мають відношення до несучільних або острівцевих плівок, які майже не розглядаються в нашій роботі, хоча висновки відносно співвідношення між величинами коефіцієнтів поздовжньої тензочутливості γ_l (для плівок) і γ_{0l} (для масивних зразків) будуть аналізуватися у всіх п'яти випадках.

У випадку (*a*) ми маємо справу фактично з масивними зразками і тому співвідношення для коефіцієнта поздовжньої тензочутливості γ_l одержується на основі таких формул:

$$R = \rho \frac{l}{ad}, \quad \ln R = \ln \rho + \ln l - \ln a - \ln d,$$

$$\gamma_l = \frac{d \ln R}{d \varepsilon_l} = \frac{d \ln \rho}{d \varepsilon_l} + 1 + 2\mu, \quad (1.1)$$

де R, ρ — опір і питомий опір; l, a — довжина і ширина зразка; $d \varepsilon_l = d \ln l \equiv \frac{dl}{l}$ — поздовжня деформація; $\frac{d \ln \rho}{d \varepsilon_l} = \gamma_l^0$ — коефіцієнт поздовжньої тензочутливості, виражений через питомий опір;

$\mu = -\frac{d \ln a}{d \ln l} \equiv -\frac{d \ln d}{d \ln l}$ — коефіцієнт Пуассона.

Оскільки γ_l^0 можна представити у вигляді

$$\frac{d \ln \rho}{d \varepsilon_l} \equiv -\frac{d \ln \lambda_0}{d \varepsilon_l} - \frac{d \ln n}{d \varepsilon_l} = \eta_{\lambda_0} + \eta_n, \quad (1.2)$$

де λ_0, n — середня довжина вільного пробігу (СДВП) і концентрація електронів; η_{λ_0}, η_n — деформаційні коефіцієнти для СДВП і кон-

центрації електронів.

Згідно [22], Фермійове хвильове число k' для електрона при відносно малих деформаціях може бути представлено у вигляді

$$k' \cong (1 - \beta \epsilon_i) \text{ або } \ln k' \cong -\beta \epsilon_i,$$

де β — коефіцієнт у лінійнім розкладі k' за ϵ_i .

Таким чином, враховуючи, що $n = 2\pi k'$, співвідношення для γ_i^p можна подати у вигляді:

$$\gamma_i^p \cong -\frac{d \ln \lambda_0}{d \epsilon_i} + \beta, \quad (1.3)$$

де, згідно [23],

$$\beta \cong \begin{cases} -1, & \text{якщо при деформації } d n > 0 \text{ (стиснення зразка} \\ & \text{або збільшення числа зіткнень електронів при його розтязі),} \\ +1, & \text{якщо при деформації } d n < 0 \text{ (розтяг зразка} \\ & \text{або зменшення числа зіткнень при його стисненні),} \end{cases}$$

а $\eta_{\lambda_0} < 0$, коли при деформації збільшується СДВП ($d \lambda_0 > 0$ — електрон прискорюється) і $\eta_{\lambda_0} > 0$, коли, навпаки, СДВП зменшується ($d \lambda_0 < 0$).

Останні зауваження [23] мають важливе значення, оскільки дозволяють внести деяку ясність у питання про теоретичну розмірну залежність (від товщини плівки) величини γ_i . Суть проблеми в тому, що, якщо у випадку (а), проаналізованого авторами [21], більш-менш зрозуміла ситуація зі знаком γ_i (γ_i буде менше 0 лише у випадку, коли при від'ємнім значенні γ_i^p його модуль буде більше 1,5–1,7, оскільки для металів величина $\mu = 0,25-0,35$ [22]), то у випадку (б) має місце багатоваріантність.

Дійсно, згідно [21], для однорідних суцільних монокристалічних плівок (наше зауваження про монокристалічність зразків витікає безпосередньо із моделю ФЗ, хоча автори [21] не акцентують на цьому уваги) розмірне співвідношення має такий вигляд:

$$\gamma_i = \gamma_{0i} - \frac{Y(k)}{Z(k)} (\eta_{\lambda_0} - \mu), \quad (1.4)$$

$$\text{де } Y(k) = \frac{3}{8} \left[k^{-1} + 2k \left(1 - \frac{1}{4} k^2 \right) B(k) + \left(\frac{1}{2} k^2 - \frac{1}{2} k - 1 - k^{-1} \right) e^{-k} \right];$$

$$Z(k) = \frac{\rho}{\rho_0} = 1 + \frac{3}{4} k \left(1 - \frac{1}{12} k^2 \right) B(k) - \frac{3}{8} k^{-1} (1 - e^{-k}) - \left(\frac{5}{8} + \frac{1}{16} (k - k^2) \right) e^{-k}$$

— Фуксова функція; $k = \frac{d}{\lambda_0}$ — зведена товщина; $B(k) = \int_k^{\infty} \frac{e^{-g}}{g} dg$ — інтегральна експонента (g — змінна величина).

Оскільки відношення $\frac{Y(k)}{Z(k)}$ завжди більше нуля, то співвідношення між γ_i і γ_{i0} повністю визначається знаком ($\eta_{\lambda_{oi}} - \mu$): якщо ця різниця більше нуля, то γ_i буде завжди менше γ_{i0} і навпаки. У залежності від цього і крива $\gamma_i(d)$ буде при зростанні товщини монотонно наближатися знизу чи зверху до асимптотичного значення γ_{i0} . Скориставшись даними [22] про γ_i^0 для масивних дротів, автори [21] роблять висновок, що $\eta_{\lambda_{oi}}$ завжди більше μ , і тому γ_i також завжди менше γ_{i0} (при цьому було проігноровано той факт, що, згідно [22], у дротах Ni з різною передісторією і способами термообробки $\gamma_i^0 = -(2,92 - 12,62)$; дротах ступу (Cu-Ni) з концентрацією $C_{Ni} > 72$ ат. % $\gamma_i^0 = -(0,19 - 13,62)$; дротах Ві $\gamma_i^0 = -(11,16 - 11,36)$. Вказані величини γ_i^0 не забезпечують від'ємного значення ($\eta_{\lambda_{oi}} - \mu$), оскільки, згідно співвідношення (1.3), $\eta_{\lambda_{oi}} \cong \gamma_i^0 - \beta = \gamma_i^0 \pm 1$. У роботі [6] приводяться розрахункові дані $\eta_{\lambda_{oi}}$ для плівок Cr (від $-3,04$ до $-9,17$), Sc (від $-3,02$ до $-4,04$) та Cu ($0,28$). Таким чином, у плівках Cr і Sc $\gamma_i > \gamma_{i0}$, а у випадку плівок Cu ця нерівність буде мати місце при $\beta < 0$.

У випадках (ϵ і z) автори [21] одержали наступні співвідношення:

$$\gamma_i = \gamma_{oi} - \frac{P(k)}{Q(k)} (\eta_{\lambda_{oi}} - \mu) \text{ — випадок } (\epsilon),$$

де $P(k) = 1 - \frac{3}{4}(0,56 + \ln k^{-1})k - \frac{6}{15}k^2$; $Q(k) = 1 - \frac{3}{8}(1,06 + \ln k^{-1})k - \frac{2}{15}k^2$;

$k = D/\lambda_0$ (D — діаметр нитки), або

$$\gamma_i = \gamma_{oi} - (\eta_{\lambda_{oi}} - \mu) \text{ — граничний випадок } (\epsilon) \text{ при } P(k) \text{ і } Q(k) \rightarrow 1,$$

$$\gamma_i = \gamma_{oi} - (1 + \eta_{\lambda_{oi}}) \text{ — випадок } (z).$$

Із тих же міркувань, що і в попереднім випадку (а), автори [21] приходять до висновку, що $\gamma_i < \gamma_{i0}$. Лише в острівцевих плівках, де має місце тунельний механізм провідності $\gamma_i \gg \gamma_{i0}$. Відзначимо, що автори [21] не мали можливості порівняти свої теоретичні співвідношення із експериментальними залежностями $\gamma_i(d)$ через їх відсутність. У цьому можна легко переконатися із огляду [4], в якому

узагальнена більшість експериментальних даних 1960-х рр. (із них витікає, що тоді основна увага була спрямована на вивчення стабільності тензоефекту та встановлення кореляції між γ_t і питомим поверхневим опором R_{\square}). Хоча, навіть у цьому випадку, враховуючи, що $R_{\square} = \rho/d$ можна якісно проаналізувати залежність $\gamma_t(d)$ (більш точно це можна було б зробити за наявності ще й залежності $\rho(d)$). Виявляється, що у випадку плівок Au, β -Ta, Au-SiO, Cr-SiO та ін. чітко проявляє себе тенденція до монотонного зменшення γ_t при збільшенні товщини плівки (у випадку плівок Au із слабко вираженим мінімумом) із виходом на асимптотичну величину ($\bar{\gamma}$, при певних зауваженнях, слід вважати значенням γ_{10}) $\gamma_{\text{Au}} = 4$ (Au), 1 (Au-SiO), 3 (Cr-SiO) та 2 (β -Ta). Ці результати можна порівняти із даними робіт [8, 21], в яких $\gamma_{10} \approx 4,8$ (Au) та 2,8 (Ta). Нажаль, автори [21] не скористалися можливістю такого порівняння, що утримало б їх від категоричного висновку про те, що γ_t завжди менше γ_{10} .

З фізичної точки зору висновок про те, що $\gamma_t < \gamma_{10}$ означає, що дифузійне розсіяння електронів на зовнішніх поверхнях плівки впливає лише на величину опору (R) і не впливає або взагалі зменшує чутливість плівки ($dR/d\varepsilon_t$) до деформації. Нагадаємо, що ці величини входять у формулу для γ_t у такій комбінації:

$$\gamma_t = \frac{d \ln R}{d\varepsilon_t} = R^{-1} \frac{dR}{d\varepsilon_t}.$$

Ці висновки визвали сумнів у багатьох дослідників, і тому із паралельним накопиченням експериментальних результатів постійно вівся пошук більш коректних теоретичних моделей для тензочутливості одношарових плівок.

Великий внесок у вирішення цієї проблеми зробила група французьких вчених К. Тельє, А. Тоссе і К. Пішар (ТТП) (деталі див. у [2]). В серії їх робіт, поряд з ефектом ФЗ, вперше було враховано т.зв. внутрішній розмірний ефект А. Маядаса і М. Шатцкеса (МШ) [24].

Запропоновані ними модель ефективної СДВП, лінеаризоване співвідношення і тривимірний модель у своїй сукупності дозволяють не тільки якісно проаналізувати основні закономірності зовнішнього і внутрішнього РЕ, але і здійснити розрахунок основних параметрів електропровідності і тензочутливості. Наведемо основні співвідношення, запропоновані ТТП.

У випадку полікристалічних плівок модель ефективної СДВП не накладає певних обмежень на співвідношення між λ_0 і середнім розміром кристалітів (L), але не лінеаризується і, як наслідок цього, не дозволяє вести розрахунок параметрів тензочутливості. Виходячи із співвідношення МШ для питомої провідності (σ)

$$\sigma = \sigma_0 [f(\alpha) - A(k, p, \alpha)], \quad (1.5)$$

де $f(\alpha) = 1 - \frac{3}{2}\alpha + 3\alpha^2 - 3\alpha^3 \ln(1 + \alpha^{-1})$ — функція зерномежевого розсіяння електронів ($\alpha = \frac{\lambda_0}{L} \frac{R}{1-R}$, R — коефіцієнт розсіяння електрона на межі зерна); p — коефіцієнт дзеркальності зовнішніх поверхонь плівки;

$$A(k, p, \alpha) = \frac{6}{\pi k} (1-p) \int_0^{2\pi} d\Phi \int_1^{\infty} dt \frac{\cos^2 \Phi}{H^2(t, \Phi)} \left(\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5} \right) \frac{1 - \exp[-ktH(t, \Phi)]}{1 - p \exp[-ktH(t, \Phi)]},$$

$H(t, \Phi) = 1 + 2(\cos \Phi)^{-1} / \sqrt{1 - t^{-2}}$, $t = (\cos \Theta)^{-1}$ (Θ — кут між напрямком руху електрона і віссю z), ТТП одержали [8] співвідношення для γ_i у наближенні ефективної СДВП.

Для цього необхідно взяти логаритмічний диференціал від (1.5) та провести наступне диференціювання по деформації:

$$\gamma_i = \gamma_{0i}^0 + [f(\alpha) - A(k, p, \alpha)]^{-1} \left\{ (\eta_{\lambda_{0i}} + \beta) X - \left\{ 1 + \mu_{fs} \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_{fs}} \right\} Y' \right\} + 1 + \mu_s + \mu_{fn} \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_{fn}}, \quad (1.6)$$

де μ_s, μ_{fs} — коефіцієнти Пуассона для підкладки і плівки; індекс $\bullet t$ — поперечний напрям деформації; $X = \alpha df(\alpha)/d\alpha + E$;

$$E = \frac{6}{\pi k} (1-p) \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\Phi \int_1^{\infty} dt \frac{\cos^2 \Phi}{H^2(t, \Phi)} \left(\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5} \right) \times \left(1 - \frac{2}{H(t, \Phi)} + \frac{1 - \exp[-ktH(t, \Phi)]}{1 - p \exp[-ktH(t, \Phi)]} \right) + \frac{6}{\pi} (1-p)^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\Phi \int_1^{\infty} dt \frac{\cos^2 \Phi}{H^2(t, \Phi)} \left(\frac{1}{t^2} - \frac{1}{t^4} \right) \left(\frac{\exp[-ktH(t, \Phi)]}{(1 - p \exp[-ktH(t, \Phi)])^2} \right);$$

$$Y' = \frac{6}{\pi} (1-p)^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\Phi \int_1^{\infty} dt \frac{\cos^2 \Phi}{H^2(t, \Phi)} \left(\frac{1}{t^2} - \frac{1}{t^4} \right) \frac{\exp[-ktH(t, \Phi)]}{1 - p \exp[-ktH(t, \Phi)]} - \frac{6}{\pi k} (1-p) \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\Phi \int_1^{\infty} dt \frac{\cos^2 \Phi}{H^2(t, \Phi)} \left(\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5} \right) \frac{1 - \exp[-ktH(t, \Phi)]}{1 - p \exp[-ktH(t, \Phi)]}.$$

Підкреслимо, що співвідношення для γ_i має аналогічну математичну структуру.

Наведемо деякі граничні випадки формули (1.6), які дозволяють провести якісну аналізу РЕ в тензочутливості.

За повної відсутності дифузного розсіяння електронів ($p=1$) формула (1.6) спрощується до виду:

$$\gamma_i|_{p=1} \cong 1 + \mu_s + \mu_f \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_{fi}} + (1 + \eta_{\lambda_{ei}}) \left[1 + \frac{\alpha \frac{df(\alpha)}{d\alpha}}{f(\alpha)} \right], \quad (1.6')$$

де множник $1 + \frac{\alpha \frac{df(\alpha)}{d\alpha}}{f(\alpha)} \cong f(\alpha)$.

При $\mu_f = \mu_s$ і $d \rightarrow \infty$ із (1.6') можна одержати співвідношення для γ_{ei} , де індекс «g» означає зерномежове розсіяння:

$$\gamma_{ei} \approx 1 + 2\mu_f + (1 + \eta_{\lambda_{ei}})f(\alpha), \quad (1.6'')$$

а при L і $d \rightarrow \infty$ (монокристалічні зразки)

$$\gamma_i \approx \eta_{\lambda_{ei}} + 2(1 + \mu_f),$$

тобто ми приходимо до співвідношення (1.1).

Від γ_{ei} легко перейти до співвідношення для γ_i^p і γ_{ei}^p . Серія розрахункових графіків на основі співвідношень (1.6)–(1.6'') представлена на рис. 1.

Фізичний зміст залежностей (б) і (в) досить зрозумілий, оскільки мова йде про РЕ в тензочутливості полі- чи монокристалічних плівок. Залежність же γ_i від α до великої міри не має фізичного змісту через невизначеність самого параметру α , який одночасно дуже складно залежить від L і R . Усякі спроби фіксувати одну із цих величин (наприклад, R) і змінювати іншу не дають якогось обнадійливого результату з точки зору розуміння проблеми РЕ. Ми особливо підкреслимо, що у випадку (б), на відміну від (а), характер залежності прямо протилежний висновкам роботи [21], в той час як у випадку (в) він збігається. Таким чином, ми знову приходимо до думки, що результати роботи [21] відповідають лише монокристалевим плівкам, оскільки були одержані на основі моделю ФЗ. Не дивлячись, здавалося б, на очевидні висновки, проблема РЕ в тензочутливості з теоретичної точки зору залишається неоднозначною. Справа в тім, що об'єктивна аналіза потребує згадки про роботу [7], в якій автор, в принципі, користуючись підходом [8] за деякими відмінностями, одержав співвідношення для γ_i у вигляді:

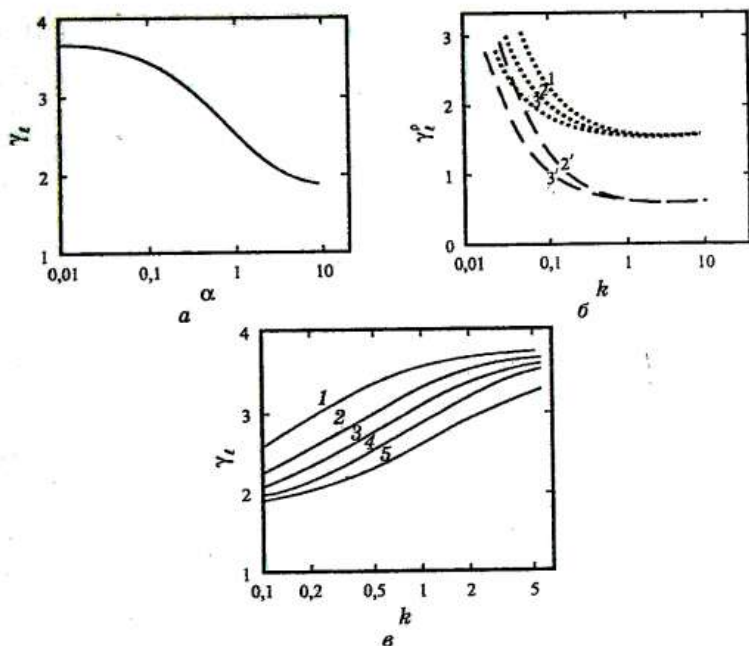


Рис. 1. Залежність γ_t від параметра зерномежового розсіяння α (а), зведеної товщини (б, в) для полікристалічних (а, б) та плівок, які задовольняють умові монокристалічності (в): а) $p=1$, $\mu_s=0,25$, $\mu_f=0,40$; б) $\eta_{\lambda_{ot}}=1,15$; $\mu_s=0,40$; $\mu_f=0,38$; крива 1 — $p=0$, $\alpha=0,25$; крива 2 — $p=0,25$, $\alpha=0,25$; крива 3 — $p=0,50$, $\alpha=0,25$; крива 2' — $p=0,25$, $\alpha=2$; крива 3' — $p=0,50$, $\alpha=2$; в) $g(\alpha)=2,70$; $\mu_s=0,25$; $\mu_f=0,40$; $R=0,1$ (крива 1); 0,2 (крива 2); 0,3 (крива 3); 0,4 (крива 4) і 0,5 (крива 5). Розрахункові залежності взято з роботи [8].

$$\begin{aligned} \gamma_t = & \left[\gamma_{ot}^p + 1 - \frac{\mu}{W} \frac{\partial W}{\partial \mu} (\eta_{\lambda_{ot}} - \mu_f) - \frac{v}{W} \frac{\partial W}{\partial v} (\eta_{\lambda_{ot}} + 1) \right] - \\ & - \left[\gamma_{ot}^p - 1 - \frac{\mu}{W} \frac{\partial W}{\partial \mu} (\eta_{\lambda_{ot}} - \mu_f) - \frac{v}{W} \frac{\partial W}{\partial v} (\eta_{\lambda_{ot}} - \mu_f) \right] \mu_s - \\ & - \left[\gamma_{ot}^p - 1 - \frac{\mu}{W} \frac{\partial W}{\partial \mu} (\eta_{\lambda_{ot}} + 1) - \frac{v}{W} \frac{\partial W}{\partial v} (\eta_{\lambda_{ot}} - \mu_f) \right] \mu', \end{aligned} \quad (1.7)$$

де $W(\mu, v) = \frac{P_0}{\rho(\mu, v)}$ — аналог Фуксової функції, $W(\mu, v) = F(\mu)F(v)$, а

$F(\mu) = \frac{\rho_0}{\rho(\mu)} = \frac{3}{2} \mu \left[\mu - \frac{1}{2} + (1 - \mu^2) \ln(1 + \mu^{-1}) \right]$ — функція Котті, при-

чому $\mu = \frac{d}{\lambda_0} \left(\ln \frac{1}{p} \right)^{-1}$ і $v = \frac{L}{\lambda_0} \left(\ln \frac{1}{r} \right)^{-1}$ — параметри поверхневого та

впроникливого розсіяння електронів; $\mu' = \mu_f \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_f} \cong \mu_f$ — зведений

коefficient Пуассона.

Відзначимо, що, як і у випадку ТТП, співвідношення для γ_i має аналогічний вигляд. Аналіз співвідношення (1.7) вказує на те, що γ_i завжди менше γ_{oi} (рис. 2), а у випадку поперечної тензочутливості взагалі $\gamma_i < 0$.

Дані, протилежні до результатів Ф. Варкуша, одержано в роботі [8] в рамках так названого тривимірного моделю, який враховує внутрішній і зовнішній РЕ. Для коефіцієнта повздовжньої тензочутливості ТТП одержали наступне співвідношення:

$$\gamma_i = (\eta_{\lambda_0} + 1) - \frac{F'(v_x)(\eta_{\lambda_0} - 1) + G'(v_x)(\eta_{\lambda_0} + \mu_x) + G'(v'_x)(\eta_{\lambda_0} + \mu'_x)}{M(v_x, v_y, v'_x)} + 1 + 2\mu_f, \quad (1.8)$$

де були застосовані наступні позначення: $F'(v_x) = v_x \frac{dF(v_x)}{dv_x} F^{-1}(v_x)$,

$M(v_x, v_y, v'_x) = F^{-1}(v_x) + G^{-1}(v_y) + G^{-1}(v'_x) - 2 \cong \frac{\rho_0}{\rho} = f^{-1}(\alpha)$, а функції

$G'(v_y) = v_y \frac{dG(v_y)}{dv_y} G^{-1}(v_y)$ та $G'(v'_x) = v'_x \frac{dG(v'_x)}{dv'_x} G^{-2}(v'_x)$ є відомими,

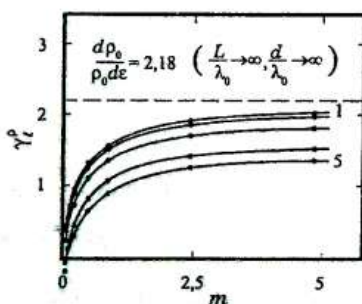


Рис. 2. Залежність γ_i^l від $m = L/\lambda_0$ для плівок Si при різних значеннях k : 20 (крива 1), 2 (крива 2), 0,2 (крива 3), 0,02 (крива 4) і 0,002 (крива 5) [7].

$G(v_{y,x}) = \frac{3}{2} v_{x,y} \left[v_{y,x} - \frac{1}{2} + (1 - v_{y,x}^2) \ln(1 + v_{y,x}^{-1}) \right]$ — функція Котті,

$F(v_x) = 3v_x \left[\frac{1}{2} - v_x + v_x^2 \ln(1 + v_x^{-1}) \right]$, $v_x = \frac{L_x}{\lambda_0} \left(\ln \frac{1}{r} \right)^{-1}$ (r — коефіцієнт

проходження межі зерна), $v_{y,x} = \frac{L_{y,x}}{\lambda_0} \left(\ln \frac{1}{r} \right)^{-1}$, $v'_x = \mu^{-1} + v_x^{-1}$, а

$$\mu = \frac{d}{\lambda_0} \left(\ln \frac{1}{p} \right)^{-1} \text{ (як і в роботі [7]).}$$

Результати розрахунків нормованого на γ_{el}^p коефіцієнта тензочувливості за співвідношенням (1.8) представлено на рис. 3. Акцентовано відразу той факт, що в залежності від величини параметра зерномежового розсіяння (v) коефіцієнт тензочувливості може як збільшуватись (Фуксова залежність), так і зменшуватись (будемо називати цей випадок Маядасовою залежністю) при зростанні параметра μ (а, фактично, товщини, оскільки при розрахунках λ_0 і p фіксуються). Зміна характеру РЕ відбувається десь при значенні $v \leq 4$ (крива 3), коли вже зерномежове розсіяння електронів не відіграє ролі (відмічаємо, що для чисто Фуксового розсіяння залежність (4) співпадає із рис. 1, в і рис. 2). Ще один висновок випливає із сказаного вище: в залежності від співвідношення між поверхневим і зерномежовим розсіянням електронів γ_i може бути більшим або меншим γ_{el} (в останнім випадку ми маємо справу із плівками, які задовольняють умові монокристалічності, а їх тензорезистивні властивості описуються моделями [7, 21] і граничними випадками [8]). Не дивлячись на те, що тривимірний модель дає хороші якісні

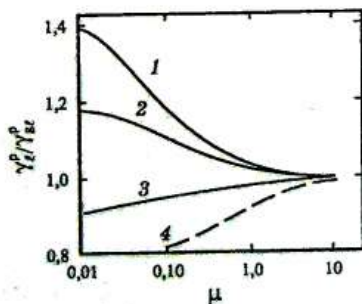


Рис. 3. Розрахункові залежності за співвідношенням (1.8): $v=0,4$ (крива 1), 1 (крива 2), 4 (крива 3) і ∞ (крива 4). $\gamma_{el}^p = \gamma_i^p$ при $p=1$.

результати, мають місце значні кількісні розходження з експериментальними даними. У зв'язку з цим в роботі [13] нами була висунута додаткова гіпотеза про залежність від товщини плівки (оскільки, СДВП є слабкозалежним параметром) деформаційного параметра η_{λ_d} . Тільки при такому підході можна досягнути узгодження експериментальних результатів і тривимірного моделю.

Певним етапом у розвитку уявлень про РЕ в тензоцутливості є модель, який одержав назву лінеаризованого співвідношення ТТП:

$$\gamma_t = (\eta_{\lambda_d} + 1) f(\alpha) - \lambda_0 (1 - p) \left[(\eta_{\lambda_d} + 1) f(\alpha) H(\alpha) - (1 - \mu') U(\alpha) \right] d^{-1}, \quad (1.9)$$

де $H(\alpha)$ і $U(\alpha)$ — відомі й протабульовані функції.

Оскільки залежність (1.9) має вигляд $y = a - b/x$, то при $\eta_{\lambda_d} > 0$ перший доданок $(\eta_{\lambda_d} + 1) f(\alpha)$ виступає як асимптотика для Фуксової (подібної до кривої 4 на рис. 3) залежності. При виконанні нерівності $\eta_{\lambda_d} < 0$ співвідношення (1.9) буде представляти собою Маядасову залежність з тією ж асимптотикою $(\eta_{\lambda_d} + 1) f(\alpha)$.

Зараз ми спробуємо проаналізувати відомі експериментальні результати і з'ясувати, в якому випадку вони підтверджують теоретичні моделі.

1.3. Експериментальні результати

Ми вже згадували про більш ранні роботи [4, 4a], в яких відмічається, що в 1960-х р. були досліджені тензорезистивні властивості плівок Au, Pd, Pt, Co, Al, Ni, Sb, Te, константану, β -Ta, Au-SiO₂ та Cr-SiO₂. Не дивлячись на те, що в цих роботах встановлювалася кореляція між γ_t і R_D , одержані результати (рис. 4) з точки зору РЕ мають Маядасів характер, що відмічалось нами у підрозділі 1.1. Коректність даних, представлених на рис. 4, до деякої міри підтверджують результати для плівок Pd, Au, Cu і пермалою більш сучасних робіт [25, 26] (рис. 5). Відзначимо, що аналогічні дані автори [25] одержали і для плівок пермалою.

Вивчення Маядасової РЕ в тензоцутливості було здійснено нами на прикладі плівок Cr, Mo, W і Nb [27, 28], Ni і Co [29], Cu, Co і Cr [13], Cr, Sc і Cu [30] (деякі залежності із цих робіт наведено на рис. 6).

Рисунок 7 ілюструє залежність γ_t від числа деформаційних циклів (як видно із рисунка десь після 3-4 циклу релаксаційні процеси стабілізуються і величина γ_t приймає стає значення). Відзначимо, що на цьому рисунку і далі на аналогічних під величиною $\Delta R/R$ розуміється відношення зміни опору при деформації до його початкового значення.

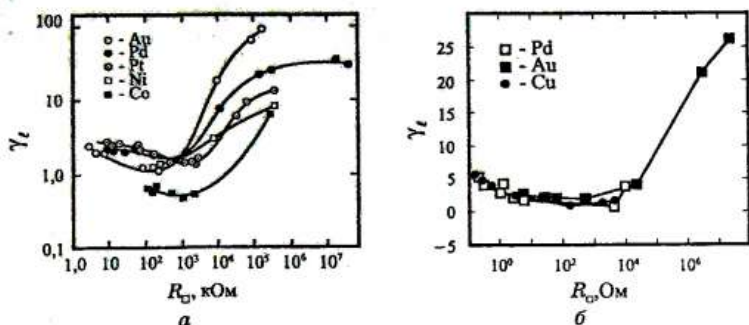


Рис. 4. Залежність γ_ϵ від R_{sq} : а — плівки різних металів [4а]; б — плівки β -Та [4].

ня R при $\epsilon_r = 0\%$. Залежності, подібні представленим на рис. 7, а, б, мають місце в плівкових стопах (рис. 8) [32–34] та напівпровідникових плівках [35]. Результати, аналогічні [32, 34], одержані також і нами на прикладі плівкових стопів Ni–Co [36]. Відзначимо, що в [36] було сформульоване емпіричне правило, згідно якого

$$\gamma_\epsilon(\text{Ni-Co}) = C\gamma_\epsilon(\text{Ni}) + (1 - C)\gamma_\epsilon(\text{Co}),$$

де C — концентрація Ni в мас. %.

Не дивлячись на те, що вивченню зовнішнього та внутрішнього РЕ в тензочутливості завжди приділялася велика увага, в полі зору наших досліджень також було питання про фізичні процеси в тензорезисторі (див., наприклад, [6, 18, 19, 37]). Виконана в [37] аналіза до-

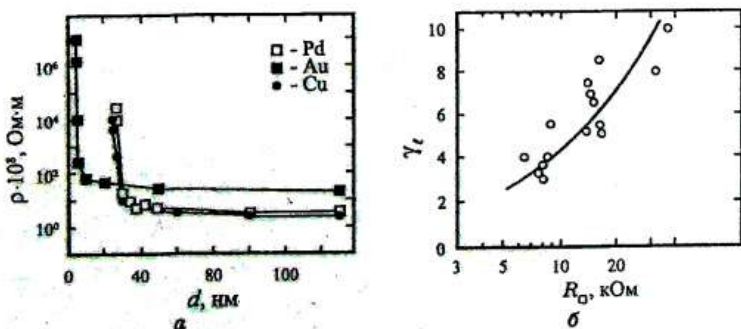


Рис. 5. Залежність ρ від d (а) і γ_ϵ від R_{sq} (б) [26].

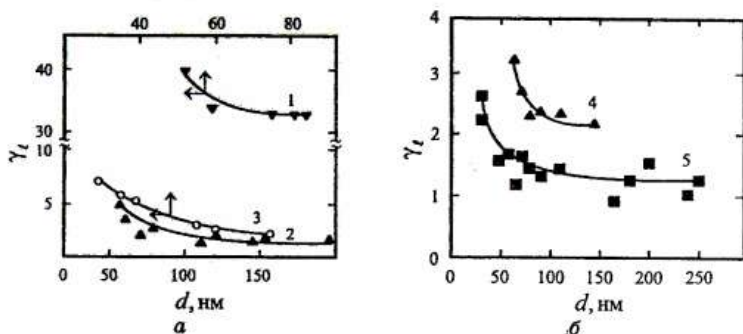


Рис. 6. Розмірна залежність γ_t для плівок W (1), Cr (2, 3), Cu (4) і Sc (5) [28, 29].

згодом одержати своєрідне правило адитивності для величини γ_t :

$$\gamma_t = \gamma_{ot} \frac{\rho_0}{\rho} + \gamma_{gbt} \frac{\rho_{gb}}{\rho} + \gamma_{dt} \frac{\rho_d}{\rho},$$

де ρ_0/ρ , ρ_{gb}/ρ і ρ_d/ρ — статистичні ваги внесків у тензоочутливість, пов'язаних з об'ємним (γ_{ot}), зерномежовим (γ_{gbt}) і поверхневим (γ_{dt}) розсіянням електронів; $\gamma_{gbt} = \frac{(\gamma_{gt}\rho_g - \gamma_{ot}\rho_0)}{\rho_{gb}}$, $\gamma_{dt} = \frac{(\gamma_t\rho - \gamma_{ot}\rho_0)}{\rho d}$;

$\rho_g = \rho_0 + \rho_{gb}$ — питомий опір, який пов'язаний із об'ємним і зерномежовим розсіянням.

Результати розрахунків [37] деяких величин, розглянутих вище, представлені у табл. 1.

У роботі [6] показано, що поряд з вказаними трьома внесками у величину γ_t велику роль відіграють т.зв. деформаційні ефекти, суть яких полягає в тім, що не лише СДВП, але і коефіцієнти p і r (а в багатопшарових плівкових системах і Q — коефіцієнт проходження межі поділу шарів (інтерфейсу)) залежать від деформації. Кількісними характеристиками цих ефектів є деформаційні коефіцієнти:

$$\eta_{\lambda_{ot}} = -\frac{d \ln \lambda_{ot}}{d \varepsilon_t}, \quad \eta_{\rho_t} = -\frac{d \ln \rho}{d \varepsilon_t}, \quad \eta_{r_t} = -\frac{d \ln r}{d \varepsilon_t}, \quad \eta_{Q_t} = -\frac{d \ln Q}{d \varepsilon_t}$$

та похідні

$$\frac{d \ln k}{d \ln p} = \frac{p}{k} \frac{dk}{dp}, \quad \frac{d \ln m}{d \ln r} = \frac{r}{m} \frac{dm}{dr}, \quad \frac{d \ln k}{d \ln Q} = \frac{Q}{k} \frac{dk}{dQ}. \quad (1.10)$$

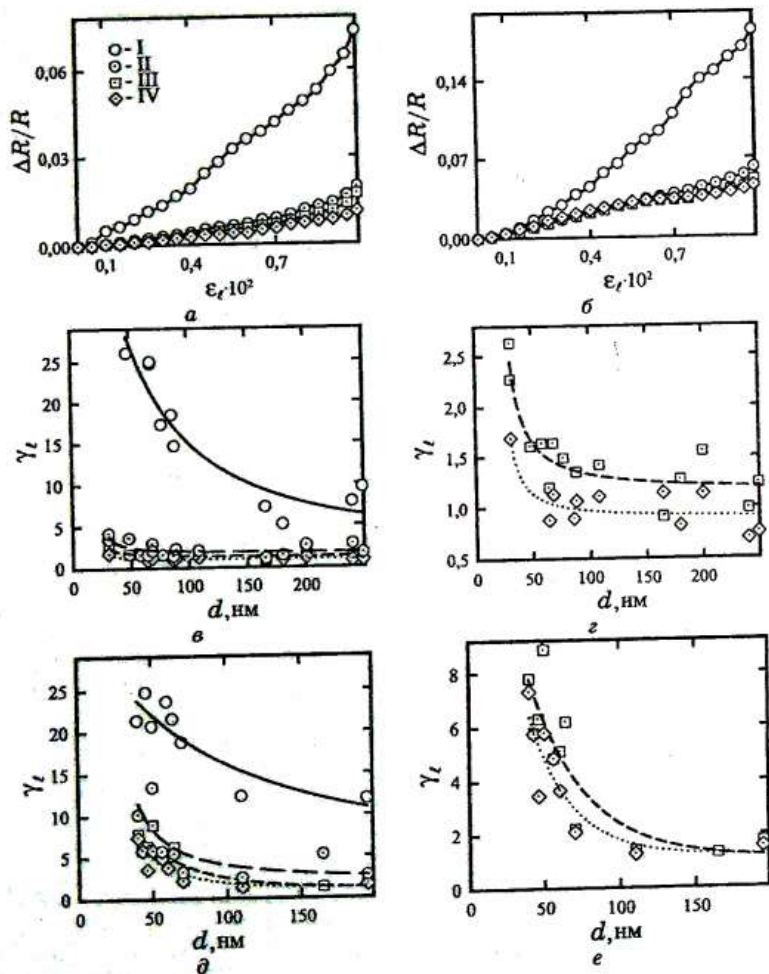


Рис. 7. Приклади деформаційних залежностей для плівок Sc (а) і Cr (б) та розмірні залежності γ_t для плівок Sc (в, з) і Cr (д, е) [29, 30].

Закінчуючи огляд літературних даних, відзначимо, що автор [38] на прикладі моно- і полікристалічних плівок In до деякої міри підтвердив висновки роботи [7]. Зокрема, при $T = 300$ К при збільшенні товщини γ_t зростає від 2,10 до 2,25 (монокристалічні плівки) та від 1,7 до 1,8 (полікристалічні плівки), хоча ці зміни знаходяться в

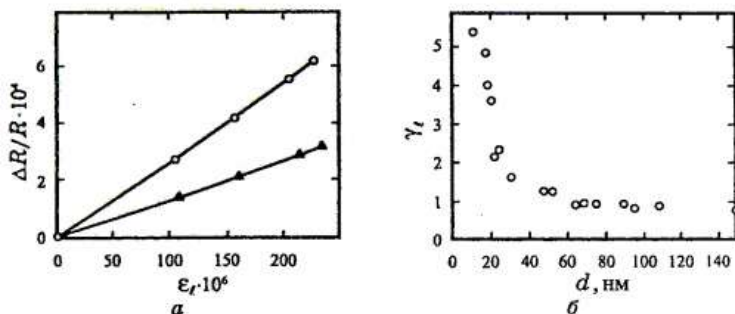


Рис. 8. Деформаційна (а) і розмірна залежності γ_r (б) для плівкового ступу ІІІпару [32].

можках точности міряння γ_r .

Не дивлячись на те, що про ряд аспектів, пов'язаних із тензо-чутливістю одношарових плівок, буде розглянуто в розділі 3, ми зараз акцентуємо увагу на деяких із них.

По-перше, в останні роки сформувався новий напрям дослідження тензо-чутливості в магнетнім полі, який можна достатньо точно охарактеризувати як магнетодеформаційний ефект. Скоріш за все, деформація металевих зразків в магнетнім полі не спричинить суттєвої зміни величини γ_r , але у випадку [39] полідіамантових плівок $\gamma_r(0) = 1,2 \cdot 10^3$, а $\gamma_r(H = 3 \text{ Тл}) = 0,94 \cdot 10^3$, що є досить переконливим результатом (але, взагалі, згідно [40], γ_r для полідіамантових плівок в залежності від структурного стану може мати величину від 8–100 до $500-3,2 \cdot 10^3$ або $4 \cdot 10^3$ одиниць).

По-друге, обмежившись оглядом явища тензо-чутливості лише в металевих плівках, ми констатуємо той факт, що напівпровідникові плівкові тензорезистори мають значно більшу величину γ_r , хоча

ТАБЛИЦЯ 1. Статистична вага різних внесків у величину коефіцієнта поздовжньої тензо-чутливості.

Плівка	d , нм	$\frac{\rho_0}{\rho}$	$\frac{\rho_{gb}}{\rho}$	$\frac{\rho_d}{\rho}$	Плівка	d , нм	$\frac{\rho_0}{\rho}$	$\frac{\rho_{gb}}{\rho}$	$\frac{\rho_d}{\rho}$
Cr	36	0,23	0,22	0,54	Cu	45	0,07	0,35	0,47
	60	0,32	0,30	0,36		60	0,09	0,44	0,33
	76	0,35	0,33	0,31		110	0,09	0,47	0,28
	100	0,37	0,35	0,26		55	0,38	0,05	0,62
	200	0,42	0,40	0,14		75	0,42	0,05	0,56
					130	0,48	0,06	0,48	

меншу термічну стабільність. Вражаючи результати стосовно величини γ , віскерсів $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ наведено в роботі [41]. Так, при $x=0,01$ і $T=4,2$ К має місце «гігантський» тензоефект, оскільки γ досягає величини $3,4 \cdot 10^4$ одиниць. В залежності від конкретної задачі тензометрії краще можуть підходити тензорезистори із металів, стопів чи напівпровідників. У зв'язку з цим ведеться постійний пошук нових матеріалів із унікальними тензорезистивними властивостями. Прикладом такого пошуку є вивчення [42] тензочутливості в металевих, квазіметалевих та напівпровідникових вуглецевих нанотрубках. Якщо в металевих нанотрубках тензоефект проявляється слабо ($\gamma_i > 0$), то в інших двох випадках $\gamma_i = 600-1000$ одиниць.

2. ТЕНЗОЧУТЛИВІСТЬ ДВО- І БАГАТОШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ ТА МУЛЬТИШАРІВ

2.1. Теоретичні моделі

Систематичні теоретичні дослідження РЕ в електрофізичних властивостях двошарових плівкових систем були започатковані у роботах Ф. Варкуша, Р. Дімміха, Ф. Катера і М. Ель-Гіті та ін. Стосовно тензочутливості це питання вперше було проаналізовано в роботах [9-11] для двошарових монокристалічних плівок. Було одержано результат, аналогічний для монокристалічних одношарових плівок, тобто із збільшенням k_1 (при фіксованім значенні k_2) γ_i асимптотично наближається до γ_{011} і навпаки. Подалі автори [12] виходили з того, що двошарову плівку можна моделювати паралельним з'єднанням провідників з точковими контактами (той факт, що всі теоретичні моделі як для коефіцієнта тензочутливості, так і для термічного коефіцієнта опору (див., наприклад, [20, 43]), дають добре узгодження з експериментальними результатами, говорить про відповідність реального плівкового зразка умові паралельного з'єднання).

Таким чином, згідно [9-11, 2, 12, 44], можна записати:

$$\frac{1}{R} = \frac{a}{l} [\sigma_{01} F_1(d_1, \lambda_{01}, p_1^*, r_1) d_1 + \sigma_{02} F_2(d_2, \lambda_{02}, p_2^*, r_2) d_2], \quad (2.1)$$

де F_1 — Фуксова функція, p_1^* — ефективний коефіцієнт дзеркальності ($p_1^* = (p_{1n} + p_{12})/2$, $p_2^* = (p_{2n} + p_{12})/2$, де p_{1n} , p_{12} і p_{2n} — параметри дзеркальності на межі плівка-підложжя, двох плівок (інтерфейс) та плівка-вакуум, відповідно).

Взявши логаритмічний диференціал від лівої і правої частин співвідношення (2.1), одержуємо:

$$\frac{dR}{R} = -(d \ln d_1 + d \ln \sigma_{01} + d \ln F_1) A_1 - (d \ln d_2 + d \ln \sigma_{02} + d \ln F_2) A_2 - (\ln a - d \ln l),$$

$$\text{де } A_1 = \frac{d_1 \sigma_{01} F_1}{d_1 \sigma_{01} F_1 + d_2 \sigma_{02} F_2} = \frac{d_1 \sigma_1}{d_1 \sigma_1 + d_2 \sigma_2}.$$

$$\text{Враховуючи, що } d \ln l = d \varepsilon_l, \mu_j = -\frac{d \ln a}{d \ln l}, \mu'_j = -\frac{d \ln d}{d \ln l} = \mu_j \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_j},$$

$$\gamma_i = \frac{d \ln R}{d \ln l}, \text{ та припускаючи, як і в [7-11], але на відміну від [6, 18,}$$

19, 44, 45], що p_i^* і r_i не залежать від деформації, співвідношення

$$(2.1) \text{ можна перетворити до вигляду } \gamma_i = A_1 \left(1 + \eta_{\lambda_{0i}} + \mu'_i - \frac{d \ln F_i}{d \ln l} \right) +$$

$$+ A_2 \left(1 + \eta_{\lambda_{0i}} + \mu'_i - \frac{d \ln F_2}{d \ln l} \right) + 1 + \mu_i, \text{ де враховано, що } -\frac{d \ln \sigma_0}{d \ln l} = 1 + \eta_{\lambda_{0i}}.$$

$$\text{Оскільки } \frac{d \ln F_i}{d \ln l} = \frac{d \ln F_i}{d \ln k_i} (\eta_{\lambda_{0i}} - \mu'_i) + \frac{d \ln F_i}{d \ln k_i} (\eta_{\lambda_{0i}} - \mu'_k) \frac{d \ln k_i}{d \ln k_k}, \text{ то}$$

після підстановки у попереднє співвідношення із врахуванням, що $\frac{d \ln F_i}{d \ln k_i} = 1 - \frac{\beta_i}{\beta_{0i}}, \frac{d \ln k_i}{d \ln k_k} = \frac{\beta_{0i}}{\beta_{0k}}$ (β — ТКО; $i, k = 1, 2$ та $i \neq k$), одержуємо

наступну формулу:

$$\begin{aligned} \gamma_i = & A_1 \left\{ (\gamma_{01i} + \mu'_1) + \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_{01}} \right) \left[(1 - \gamma_{01i}^p + \mu'_1) + (1 - \gamma_{02i}^p + \mu'_2) \frac{\beta_{01}}{\beta_{02}} \right] \right\} + \\ & + A_2 \left\{ (\gamma_{02i} + \mu'_2) + \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_{02}} \right) \left[(1 - \gamma_{02i}^p + \mu'_2) + (1 - \gamma_{01i}^p + \mu'_1) \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} \right] \right\} + 1 + \mu_i. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Не зважаючи на те, що (2.2) зовні аналогічне до [9], суть адаптації його на випадок полікристалічних плівок полягала у використанні Маядасового співвідношення для питомої провідності σ_i у множниках для A_1 і A_2 . Але ця процедура виявилася малоефективною [44], бо відповідність (2.2) і експериментальних результатів була незадовільною [12, 44]. Очевидно, якби автори [12] поряд із

похідними $\frac{d \ln F_i}{d \ln k_i}$ розглянули також множники $\frac{d \ln F_i}{d \ln m_i}$, де $m_i = \frac{L_i}{\lambda_{0i}}$

— зведена величина середнього розміру кристалітів, то ситуація була б більш привабливою. Крім того, вже автору [44] було зрозуміло, що від деформації мають залежати не лише СДВП, а і коефіцієнти розсіяння й проходження межі зерен та межі поділу шарів (див. (1.10)). Після накопичення значного експериментального матеріалу (узагальненого в роботі [46]) стала можливою побудова напівфеноменологічної моделю [45], який врахував недоліки адаптовано-

го моделю [12]. У цьому випадку Фуксова функція залежить не лише від k , p^* і r , а й від m і Q . У розгорнутому вигляді похідну $\frac{d \ln F(k, m)}{d \ln l}$, наприклад для F_1 , можна [45] представити наступним чином:

$$\begin{aligned} \frac{d \ln F_1(k_1, m_1, p_1^*, r_1)}{d \ln l} = & \left(\frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln l} + \frac{d \ln F_1}{d \ln m_1} \frac{d \ln m_1}{d \ln l} \right) + \\ & + \left(\frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln l} \frac{d \ln k_2}{d \ln l} + \frac{d \ln F_1}{d \ln m_1} \frac{d \ln m_1}{d \ln l} \frac{d \ln m_2}{d \ln l} \right) + \\ & + \left(\frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln l} \frac{d \ln p_1^*}{d \ln l} + \frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln l} \frac{d \ln Q}{d \ln l} \right) + \\ & + \left(\frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln l} \frac{d \ln k_2}{d \ln l} \frac{d \ln p_2^*}{d \ln l} + \frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln l} \frac{d \ln k_2}{d \ln l} \frac{d \ln Q}{d \ln l} \right). \end{aligned}$$

Виходячи з цього виразу, автори [6] одержали співвідношення для γ_i плівкової системи із довільною кількістю шарів, яке коректніше враховує поверхневе і зерномежове розсіяння електронів. У випадку, коли електричні властивості i -го шару обумовлено електронами самого i -го й сусідніх ($i \pm 1$) шарів, що можливо при виконанні умов $\gamma_{0i} \equiv d_1 + d_2$, $\lambda_{0i} \equiv d_2 + (d_1 + d_3) / 2$ і $\gamma_{0i} \equiv d_3 + d_2$ (тобто допускаються лише переходи $3-3''$, яких показано схематично на рис. 9, що, до великої міри, може бути обґрунтовано результатами [48, 49]), співвідношення для γ_i тришарової плівки запишемо у вигляді:

$$\begin{aligned} \gamma_i = & A_1 \left\{ \left(\gamma_{0i}^p + \mu_i' \right) - \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_{01}} \right) \left[\left(2\gamma_{0i}^p - 1 - \mu_i' - \eta_{p1i} \frac{d \ln k_1}{d \ln p_1} - \eta_{Q1i} \frac{d \ln k_1}{d \ln Q_1} - \eta_{r1i} \frac{d \ln m_1}{d \ln r_1} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(\gamma_{0i}^p - 1 - \mu_i' - \eta_{p2i} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q2i} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2i} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) \frac{\beta_{01}}{\beta_{02}} \right] \right\} + \\ & + A_2 \left\{ \left(\gamma_{0i}^p + \mu_i' \right) - \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_{02}} \right) \left[\left(2\gamma_{0i}^p - 1 - \mu_i' - \eta_{p2i} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q2i} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2i} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(\gamma_{0i}^p - 1 - \mu_i' - \eta_{p3i} \frac{d \ln k_3}{d \ln p_3} - \eta_{Q3i} \frac{d \ln k_3}{d \ln Q_3} - \eta_{r3i} \frac{d \ln m_3}{d \ln r_3} \right) \frac{\beta_{02}}{\beta_{03}} \right] \right\} + \quad (2.3) \\ & + A_3 \left\{ \left(\gamma_{0i}^p + \mu_i' \right) - \left(1 - \frac{\beta_3}{\beta_{03}} \right) \left[\left(2\gamma_{0i}^p - 1 - \mu_i' - \eta_{p3i} \frac{d \ln k_3}{d \ln p_3} - \eta_{Q3i} \frac{d \ln k_3}{d \ln Q_3} - \eta_{r3i} \frac{d \ln m_3}{d \ln r_3} \right) + \right. \right. \end{aligned}$$

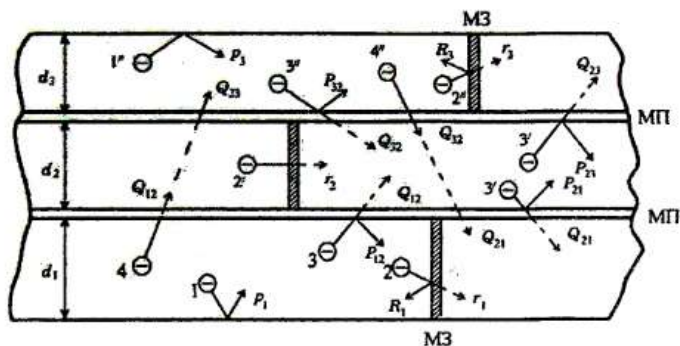


Рис. 9. Схема розсіяння і міжшарових переходів електронів: 1, 1' — поверхневе розсіяння; 2, 2', 2'' — зерномежове (МЗ) розсіяння (в загальному випадку $r_1 \neq r_2 \neq r_3$); 3, 3' — розсіяння і проходження межі поділу (МП).

$$+ \left(\gamma_{\text{ш}}^p - 1 - \mu_2' - \eta_{p2i} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q2i} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2i} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) \frac{\beta_{03}}{\beta_{02}} \Bigg\} + 1 + \mu_3,$$

до вважається, що $Q_1 = Q_{12} = Q_{21}$, $Q_2 = Q_{21} = Q_{23}$, $Q_3 = Q_{32} = Q_{23}$, а $Q_{13} = (Q_{12} + Q_{23})/2$ і $Q_{31} = (Q_{12} + Q_{23})/2$. Зауважимо, що доданки із індексом i враховують електричні властивості даного шару, а із індексом $i \pm 1$ — вплив сусідніх шарів на ці властивості. У тому випадку, коли мають місце нерівності $\lambda_{01} \geq d_1 + (d_2 + d_3)/2$ і $\lambda_{\text{ш}} \geq d_2 + (d_2 + d_1)/2$, у співвідношенні (2.3) з'являться відповідні доданки із множниками β_{01}/β_{03} та β_{01}/β_{03} . Звертаємо увагу, що, не дивлячись на складність співвідношення (2.3), його відносно легко порівняти із експериментальними даними (див. підрозділ 2.2), оскільки в праву частину входять величини і параметри, які можна розрахувати, виходячи із експериментальних результатів для одношарових плівок. Але, при цьому залишається складним теоретичним питанням про ефективність міжшарових переходів, тобто про долю електронів із сусідніх шарів, які впливають на електричні властивості даного шару. Іншими словами, питання полягає в тім, на який поправочний коефіцієнт необхідно домножати множники β_{01}/β_{02} , β_{02}/β_{01} , β_{02}/β_{03} і β_{03}/β_{01} .

Оскільки проста відповідь відсутня, то автори [6], як і [47], вважали, що у міжшарових переходах (рис. 9) можуть приймати участь усі електрони сусідніх шарів.

Як буде показано в п. 2.2, розглянутий напівфеноменологічний модель добре узгоджується із експериментальними даними. Він має дещо перевагу перед запропонованим нами раніше [20a] напівкласичним моделлю, який, як і для одношарових плівок [14], розроблений

на основі моделю МШ (не дивлячись на те, що модель [20a] з фізичної точки зору більш коректний, порівнювати його з експериментом, як і [14], можливо тільки у випадку асимптотичних співвідношень при $k_i \gg 1$ або $k_i \ll 1$, в той час як у випадку моделю (2.3) не обмежуються значення d_i) і допускає можливість комп'ютерного моделювання і прогнозу тензорезистивних властивостей [6, 18]. Поряд з цим, як було показано в [17, 19, 46], досить зручно для прогнозу розмірної залежності коефіцієнта тензочутливості є запропонований нами макроскопічний модель, основне співвідношення якого можна подати в двох наступних варіантах (більш детально див. [2]):

$$\gamma_i^p = \sum_{i=1}^n \gamma_{ii}^p - \frac{\sum_{i=1}^n \mu_i d_i}{\sum_{i=1}^n d_i} - \frac{\sum_{i,k,m=1}^n d_i (\gamma_{ki}^p + \gamma_{mi}^p + \dots - \mu_i) \rho_k \rho_m \dots}{\sum_{i,k,m=1}^n d_i \rho_k \rho_m \dots} \quad (i \neq k \neq m \neq \dots) \quad (2.4)$$

або для γ_i

$$\gamma_i = \gamma_i^p + 1 + 2\bar{\mu}_i, \quad (2.4')$$

де $\bar{\mu}_i$ — середній коефіцієнт Пуассона для багат шарової плівкової системи. Тут враховано, що співвідношення для опору і питомого опору багат шарової плівкової системи можна подати таким чином

$$R = \rho \frac{l}{a(d_1 + d_2 + \dots)} \quad \text{і} \quad \rho = \frac{\rho_1 \rho_2 \dots \rho_n (d_1 + d_2 + \dots + d_n)}{d_1 \rho_2 \rho_3 \dots \rho_n + \dots + d_n \rho_1 \rho_2 \dots \rho_{n-1}}$$

2.2. Експериментальні результати

З метою апробації свого моделю автори [9] змоделивали двошарову плівкову систему Au/Ag, для якої здійснили розрахунок залежності γ_i/γ_{0i}^p від параметра k_1 при фіксованих значеннях k_2 , використовуючи дані різних авторів для плівкових чи масивних Au і Ag. Зокрема, мова йде про величини γ_{01}^p , $\eta_{\lambda_{01}}$, μ_1 , μ_2 та наближені значення γ_{021}^p , $P_{1\lambda} \cong 1$, $P_{20} \cong 0$ та $\lambda_{02}/\lambda_{01}$. Розрахункові залежності підтвердили якісні висновки про те, що відношення γ_i/γ_{0i}^p для монокристалічних зразків (зауважимо ще раз, що у авторів [9] це не реальні, а штучно сконструйовані зразки) монотонно зростає при збільшенні k_1 , виходячи на асимптотичне значення рівне одиниці. Цей результат викликає сумнів, оскільки для масивних зразків $\gamma_i = \gamma_{0i}^p + 1 + 2\mu_i$, що не забезпечує єдиничну асимптотику; але не виключено, що у

авторів [9] вкралася похибка і фактично вони розраховували залежність γ_i/γ_{011} , що було б більш природним і логічним. Але навіть така якісна апробація дозволила авторам [9] прийти до таких висновків:

- нанесення плівки Au на нижній шар Ag призводить до зменшення γ_i , причому величина цього зменшення залежить від товщини плівки Au;
- при $k_1 > 10$ РЕ незначний, а γ_i/γ_{011} не залежить від величини параметра при його значеннях $k_1 < 0,5$ і, навпаки, суттєво залежить при $k_1 > 0,5$.

Як зазначалося раніше, модель [9] було адаптовано нами [12] на випадок полікристалічних двошарових систем. Апробація цього моделю [12, 44] дала лише якісне узгодження із експериментальними результатами, що примусило автора [44] зробити висновок про необхідність урахування т.зв. деформаційних ефектів для коефіцієнтів розсіяння електронів. Ця ідея в повній мірі реалізована в роботах [6, 18, 19, 45] і була концептуально також перенесена [18, 19, 47] на випадок термічного коефіцієнта опору.

У роботі [6] представлено результати апробації напівфеноменологічного моделю на прикладі тришарових плівкових систем на основі Cr, Cu і Sc, для яких є характерним обмежена об'ємна і, до великої міри, зерномежова [48] дифузія атомів та, як результат цього, — збереження індивідуальності окремих шарів, що дуже важливо для концепції напівфеноменологічного моделю.

Оскільки, у співвідношення (2.3) входить ряд параметрів, зокрема — деформаційні коефіцієнти, які можна розрахувати лише на основі експериментальних даних, то з цією метою для усіх одношарових плівок необхідно одержати розмірні залежності термічного коефіцієнта опору (при двох статичних деформаціях, наприклад, $\epsilon_{11} = 0$ і $\epsilon_{12} = 1,0\%$) і середнього розміру кристалітів.

Такі дані у сукупності дозволяють розрахувати за допомогою лінеаризованого співвідношення і моделю ізотропного розсіяння ТТП (див., наприклад, [2]) такі параметри як $p, r, \lambda_0, \eta_{\lambda_0}, \eta_{pl}, \eta_{rl}, \frac{d \ln k}{d \ln p}$ і

$\frac{d \ln r}{d \ln m}$. Приклади цих розмірних залежностей в різних координатах для одношарових плівок і результатів розрахунків наведені на рис. 10, 11 та в табл. 2 і на рис. 12.

Відзначимо, що залежності, подібні тим, що на рис. 11, для плівок Cr і Cu, а також для плівок Ni, були раніше представлені нами в роботі [50]. Деяка відмінність результатів пояснюється сильною залежністю електрофізичних властивостей від умов одержання зразків; цим же можна пояснити і деяку невідповідність величини параметрів електроперенесення в табл. 2 і в роботі [50].

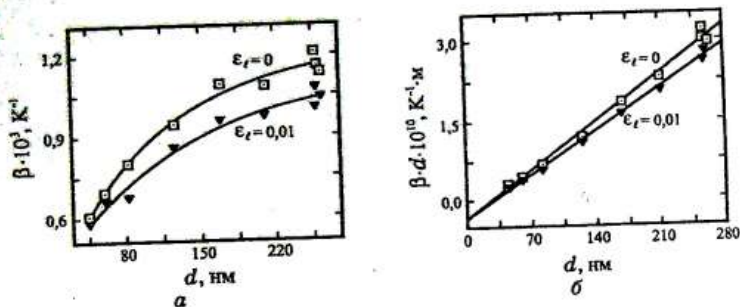


Рис. 10. Залежність β від d у різних координатах для недеформованих і деформованих плівок Sc (із роботи [6]).

Це типова ситуація в технології і фізиці плівкових матеріалів, коли практично неможливо досягти задовільної повторюваності результатів (одна із наших робіт [51], в якій основною метою якраз і було досягнення вказаної повторюваності, є, скоріш за все, винятком, а

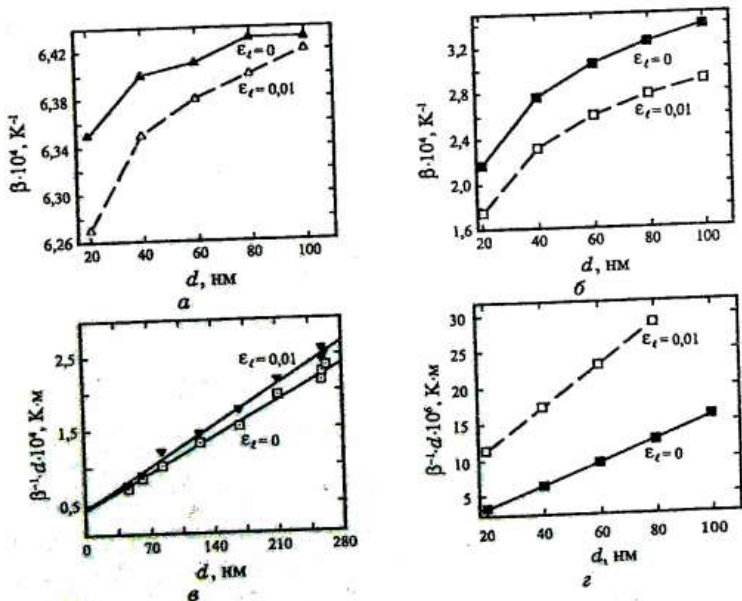


Рис. 11. Залежність β від d у різних координатах для недеформованих і деформованих плівок V (а, в) і Ni (б, г).

ТАБЛИЦЯ 2. Деякі параметри електроперенесення і тензорезистивні характеристики.

Параметри електроперенесення (300 К)		Тензорезистивні характеристики (300 К)		
$\epsilon_t = 0\%$	$\epsilon_t = 1\%$	η_{λ}	$\eta_{\rho t}$	$\frac{d \ln k}{d \ln p}$
Хром				
$p = 0,105$	$p = 0,056$			
$\lambda_0(1-p) = 56,1$ нм	$\lambda_0(1-p) = 64,6$ нм	-9,17	46,55	0,048
$\lambda_0 = 62,7$ нм	$\lambda_0 = 68,4$ нм			
$\beta_s/\beta_0 (\epsilon = 0) = 0,95$	$\beta_s/\beta_0 (\epsilon = 0) = 0,90$			
Скандій				
$p = 0,144$	$p = 0,181$			
$\lambda_0(1-p) = 138,1$ нм	$\lambda_0(1-p) = 156,9$ нм	-3,02	-25,52	-0,174
$\lambda_0 = 161,3$ нм	$\lambda_0 = 166,2$ нм			
$\beta_s/\beta_0 (\epsilon = 0) = 0,34$	$\beta_s/\beta_0 (\epsilon = 0) = 0,30$			
Мідь				
$p = 0,193$	$p = 0,125$			
$\lambda_0(1-p) = 33$ нм	$\lambda_0(1-p) = 34,5$ нм	12,20	3,67	-0,382
$\lambda_0 = 40,9$ нм	$\lambda_0 = 39,4$ нм			
$\beta_s/\beta_0 (\epsilon = 0) = 0,78$	$\beta_s/\beta_0 (\epsilon = 0) = 0,70$			
Нікель				
$p = 0,155$	$p = 0,024$			
$\lambda_0(1-p) = 34$ нм	$\lambda_0(1-p) = 42$ нм	-6,96	84,52	0,095
$\lambda_0 = 40,2$ нм	$\lambda_0 = 43$ нм			
$\beta_s/\beta_0 (\epsilon = 0) = 0,55$	$\beta_s/\beta_0 (\epsilon = 0) = 0,45$			
Ванадій				
$p = 0,074$	$p = 0,057$			
$\lambda_0(1-p) = 3,5$ нм	$\lambda_0(1-p) = 6,0$ нм	-68,42	23,00	1,770
$\lambda_0 = 3,8$ нм	$\lambda_0 = 6,4$ нм			
$\beta_s/\beta_0 (\epsilon = 0) = 0,95$	$\beta_s/\beta_0 (\epsilon = 0) = 0,84$			

не типовою ситуацією).

Необхідно підкреслити, що в табл. 2 похідна $\frac{d \ln k}{d \ln p}$ не залежить

від товщини, оскільки зведена товщина визначається не через СДВП у плівковій зразку ($\lambda_{\text{eff}} = \lambda_0 f(\alpha)$), а через λ_0 для масивного зразка. У випадку цієї величини необхідно враховувати, що середній розмір кристалітів L залежить від товщини (не дивлячись на принципове положення теоретичного моделю про те, що $L = \text{const}$ не залежно від товщини, реалізувати його в конкретній експериментальній ситуації практично неможливо), а r , в свою чергу, залежить від L (якісну аналізу цього питання наведено в [52]).

Це й обумовило необхідність розраховувати розмірну залежність цих величин від товщини плівки (рис. 12), хоча таке диктується

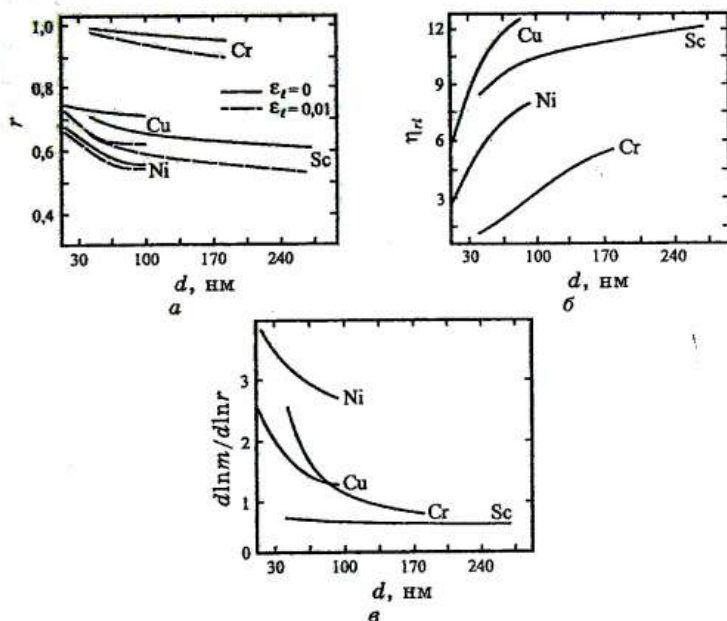


Рис. 12. Величина коефіцієнта $r(a)$, $\eta_r(b)$ і $\frac{d \ln m}{d \ln r}$ (в) для плівок Cr, Sc, Cu і Ni.

лише міркуваннями зручності, оскільки безпосередньо фізичний зміст мають залежності r , η_r і $\frac{d \ln m}{d \ln r}$ від L .

Для апробації теоретичних моделей (2.3) і (2.4) нами було виконано обширні дослідження тензоефекту в одно- і багатошарових плівкових системах на основі такої групи металів: Cr, V, Co, Ni, Cu, Sc і Ti. При цьому дослідження одношарових зразків є необхідною умовою, оскільки у співвідношеннях (2.3) і (2.4) містяться доданки γ_{0ii}^p або γ_{ii}^p , які можна розрахувати на основі лінеаризованого співвідношення ТТІІ.

Приклади деформаційних і розмірних залежностей для плівок Cr, Cu і Sc наведені у нашій більш ранній роботі [14], а для плівок V і Ni на рис. 13. Аналогічні результати для багатошарових плівкових систем, які одержані для інтервалу деформації ϵ_r до 1% (це область пружної деформації), представлені на рис. 14.

Результати апробації співвідношення (2.3) із урахуванням або без урахування деформаційних ефектів представлені на прикладі дво- і

тришарових плівок у табл. 3.

Ці дані дають можливість стверджувати, що в напівфеноменологічному моделю (2.3) врахування деформаційних дефектів здійснено коректно, і це послужило методичною основою для прогнозування [6] тензорезистивних властивостей пліткових систем методом комп'ютерного моделювання. Але, поряд з цим, необхідно зазначити про

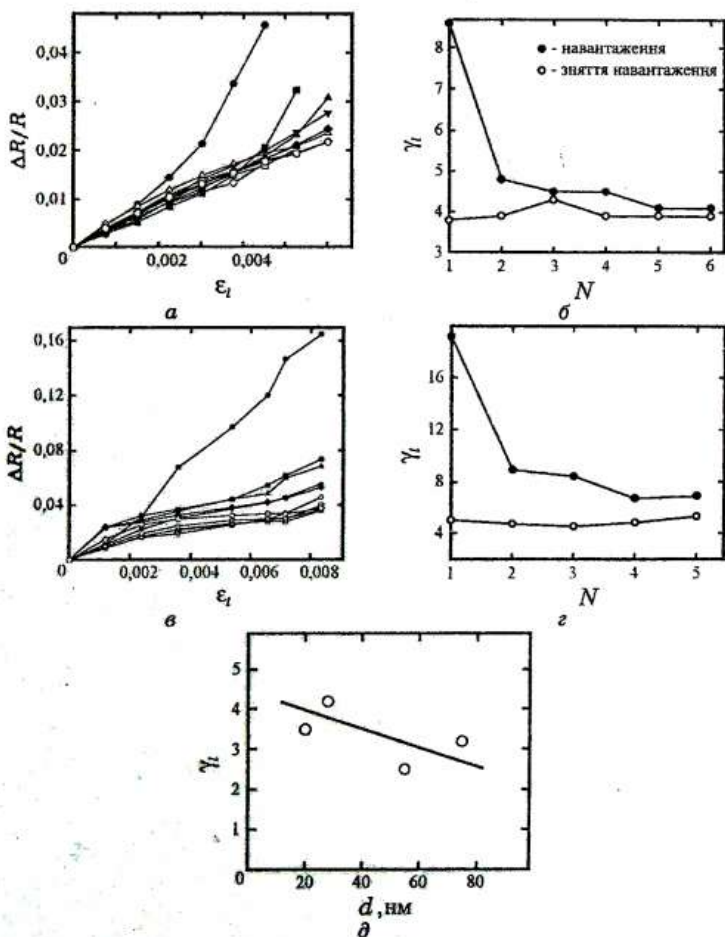


Рис. 13. Деформаційні залежності (а, в), залежності γ_i від номера деформаційного циклу (б, г) і товщини (d) для плівок V(45) (а, б) та Ni(50) (в-д).

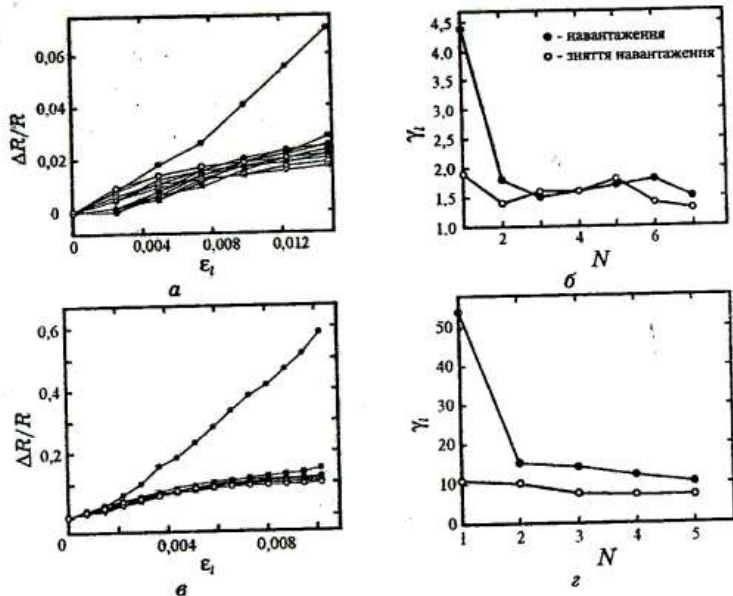


Рис. 14. Деформаційні залежності (а, в) і залежності γ_i від номера деформаційного циклу (б, г) для плівкових систем Ni(40)/V(80)/Π (а, б) та Ni(25)/V(25)/Ni(25)/V(25)/Π (в, г).

відповідність експериментальних і розрахункових результатів у випадку двошарових плівок.

У випадку тришарової системи Cu/Cr/Cu також має місце недостатня відповідність (25–27%). Ці факти мають характер проблеми, суть якої полягає в наступнім. Співвідношення (2.3) одержано для випадку дифузійної нейтральності сусідніх шарів (іншими словами — за умови збереження індивідуальності окремих шарів).

Такі плівкові системи практично неможливо реалізувати, навіть за відсутності об'ємної дифузії або її обмеженості (така ситуація має місце у зразках на основі Cr, Cu і Sc та Cu і V), оскільки значна зерномежова дифузія спричиняє перемішування елементів (див.,

наприклад, [14, 48]) і через це зміну величин r , η_{r1} , Q та $\frac{d \ln m}{d \ln r}$ (в за-

лежності від типу дифузійних пар чужорідні атоми на межах зерен можуть спричинити як збільшення, так і зменшення вказаних величин, оскільки $R(c) = R(0) + \gamma c$, де R — коефіцієнт розсіяння електронів межею зерна, c — концентрація чужорідних атомів, γ — кое-

ТАБЛИЦЯ 3. Порівняння експериментальних і розрахункових на основі (2.3) даних для різних плівкових систем.

Плівкова система (товщина, нм)	Коефіцієнт тензочутливості, γ_i		
	експеримент	розрахунок з урахуванням деформацій- них ефектів	$\frac{\gamma_i^{\text{експ}} - \gamma_i^{\text{роз}}}{\gamma_i^{\text{експ}}}$
Ni(40)/V(20)/П	5,0	3,0	+0,40
Ni(40)/V(80)/П	1,7	2,5	-0,47
Co(40)/V(30)/П	1,7	1,4	+0,20
Co(40)/V(70)/П	1,2	1,4	-0,17
Cr(70)/Cu(45)/Sc(55)/П	17,0	17,6	-0,03
Cr(55)/Cu(120)/Sc(250)/П	7,5	8,3	-0,10
Cu(25)/Cr(80)/Cu(50)/П	9,5	7,1	+0,25
Cu(120)/Sc(70)/Cr(75)/П	7,8	9,3	-0,19
Cu(140)/Cr(65)/Sc(200)/П	8,2	7,1	+0,13
Cu(140)/Cr(80)/Cu(75)/П	7,0	5,1	+0,27

фіцієнт).

Спроба врахувати дифузійні процеси [49] приваблива з точки зору розвитку фундаментальних уявлень про вплив взаємної дифузії атомів на провідність двошарових полікристалічних плівок, але складна для експериментальної перевірки. Сказано про обмежене збереження індивідуальності окремих шарів або про розмиття дифузійних профілів проілюстровано на прикладі дво- і тришарової плівкових систем на рис. 15.

Але виявляється, що ситуація дещо простіша, як це показано в [48]. Згідно даних цієї роботи, конденсаційно-стимульована і термодифузія мають обмеженіший характер у нанорозмірних плівкових системах, якщо виконати дослідження методом Оже-електронної спектроскопії (ОЕС), тобто, на відміну від ВІМС, неруйнівною методикою. Таким чином, первинні йони у вторинно-йоннім маспектрометрі стимулюють дифузійні процеси, що призводить до більшої величини ефективних коефіцієнтів дифузії (D_k і D_n) і дифузійних пробігів атомів (l_k і l_n) у порівнянні з методом ОЕС (табл. 4).

Другий аспект проблеми невідповідності експериментальних і розрахункових даних пов'язаний із тією обставиною, що усі досліджувані системи є по своїй суті не тільки нанорозмірними, але і нанокристалічними зразками. Серія мікрознімків і електронограм на рис. 16 ілюструють наноструктуру і фазовий склад деяких одношарових і двошарових плівок. Як видно із мікрознімків розміри кристалітів Cr, V і Sc мають величину порядку нанометра і мають погано виражені межі зерен. Як наслідок цього може збільшуватися

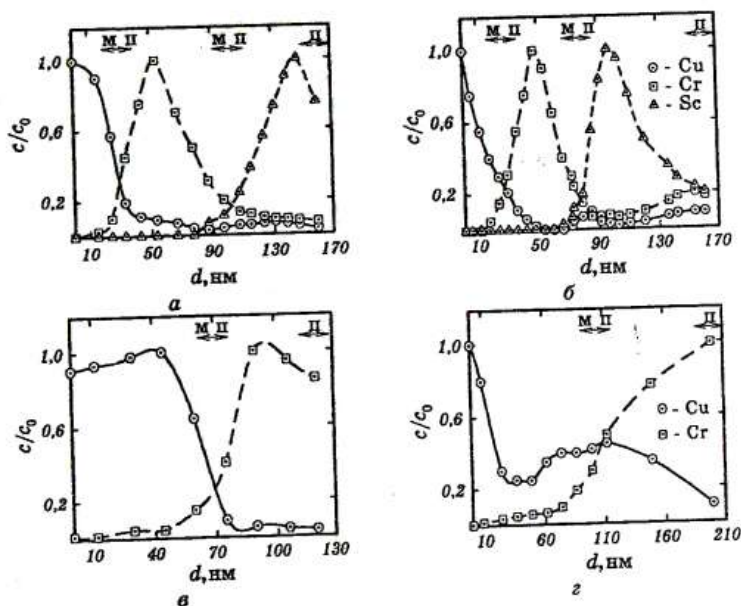


Рис. 15. Приклади дифузійних профілів, одержаних методом вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС), для невідпалених (а, в) та відпалених до 520 К (б) і 650 К (з) плівкових систем Cu(70)/Cr(40)/Sc(50)/П (а, б) та Cu(80)/Cr(40)/П (в) і Cu(100)/Cr(100)/П (з).

об'ємна розчинність атомів, неправильно визначатись за мікросні-мками величина L та розраховуватись λ_0 , ρ і r .

Таким чином, необхідно зробити висновок, що значне відхилен-ня експериментальних і розрахункових значень γ у випадку дво-шарових систем Ni/V і Cu/V (табл. 3) може бути пов'язане із пере-рахованими вище факторами.

Більш загального характеру висновок можна сформулювати так: запропоновані нами напівфеноменологічний і напівкласичний мо-делі потребують своєї екстраполяції (можливо, принципової пере-робки) в область нанокристалічних розмірів, коли уявлення про механізми розсіяння електронів, проілюстровані на рис. 9, будуть мати більш складний характер, оскільки межі зерен, окремі шари і межі поділу між ними неможливо буде моделювати системою па-ралельних площин. У крайнім випадку стає зрозумілим, що такі мікроскопічні параметри як λ_g і r до великої міри втрачають свій звичайний зміст і потребують переформулювання їх фізичного змі-сту, або, взагалі, відмови від них і введення нових понять (напри-

ТАБЛИЦЯ 4. Ефективні коефіцієнти взаємної дифузії і величина дифузійного пробігу атомів із нижнього у верхній шар [48].

Плівкова система (товщина, нм)	Конденсаційно-стимульована дифузія		Термодифузія		Метод ВІМС
	l_n , нм	$D_n \cdot 10^{19}$, м ² /с	$l_n - l_n$, нм; T_n , К	$D_n \cdot 10^{19}$, м ² /с	D_n/D_s
Cu(10)/Cr(10)/П	7,0	2,0	3; 566 К	0,072	2,1/0,27 (770 К)
Cr(10)/Cu(10)/П	3,5	1,0	<6,5; 673 К	<0,017	2,3/0,64 (770 К)
Cr(5)/Fe(10)/П	≤2,5	≤0,9	≥1,0; 673 К	≥0,002	-
Fe(10)/Cr(10)/П	≤3,0	≤0,5	≥2,0; 673 К	≥0,004	-
Cu(10)/Sc(20)/П	5,0	2,5	-	-	-
Sc(20)/Cu(10)/П	4,5	2,0	-	-	-
Sc(20)/Cr(20)/П	6,0	3,6	-	-	-
Cr(10)/Sc(20)/П	4,0	1,6	-	-	-
Co(10)/Cu(10)/П	10,0	≤10,0	-	-	-
Cu(10)/Cr(10)/П	7,0	2,0	3; 566 К	0,072	2,1/0,27 (770 К)

клад, замість межі зерен користуватися терміном «розмитий» внутрішній (або бар'єрний) потенціал; відмовитися від означення $\lambda_e = \lambda_0 f(\alpha)$, а вважати, що $\lambda_e = L$ і т.п.).

Усі ці зауваження не мають відношення до крупнокристалічних плівок Ni, Cu, Sc та ін.

Поряд із сказаним, підкреслимо, що прогнозувати тензорезистивні властивості і установити тенденцію розмірного ефекту можна досить ефективно здійснити [17, 46] в рамках співвідношення (2.4). Дані табл. 5 дають уявлення про відповідність експериментальним результатам.

Істинна причина вказаного узгодження як для тришарових систем, так і мультишарів пояснюється тим, що в праву частину співвідношення (2.4) входять величини, які міряються експериментально для одношарових плівок. Отже, ці величини повністю відповідають нанорозмірним і нанокристалічним зразкам з параметрами λ_0 , ρ і r , які мають місце у реальній експериментальній ситуації.

2.3 Тензорезистивні властивості двошарових плівок Cu/Cr/П

У цьому підрозділі представлені нові результати, які пов'язані із дослідженням тензорезистивних властивостей плівкових систем на основі Cu і Cr за межами пружної деформації ($\epsilon_1 > 1\%$).

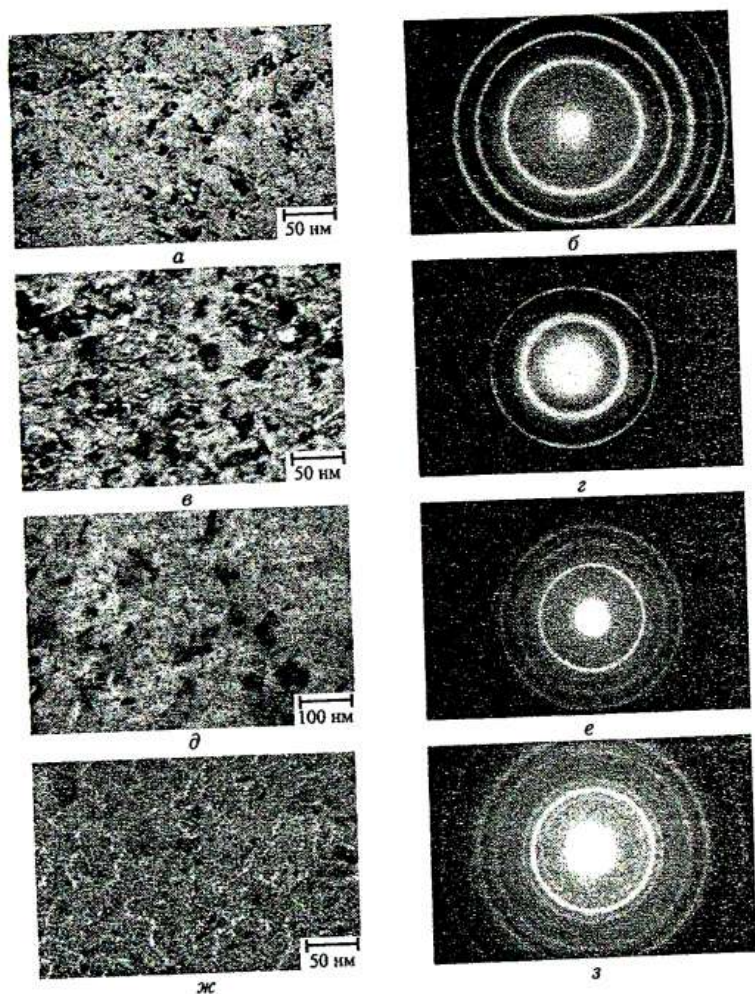


Рис. 16. Мікроструктура і дифракційні картини від плівок Cr (а, б), Sc (в, г), V (д, е) і Cu(12)/Cr(13)/П (ж, з).

До певної міри ці дослідження є продовженням початих в роботі [15], але на методично новім рівні, оскільки було застосовано методику і оригінальне устаткування, які запропоновані в роботах [16, 53]. Їх актуальність випливає безпосередньо із аналізу літературних джерел останніх років, присвячених різним ефектам пружної

ТАБЛИЦЯ 5. Порівняння експериментальних і розрахункових на основі (3.4) даних для різних плівкових систем.

Плівкова система (товщина, нм)	Коефіцієнт тензоцутливості, γ_i		
	експеримент	розрахунок з урахуванням деформацій- них ефектів	$\frac{\gamma_i^{\text{експ}} - \gamma_i^{\text{розрах}}}{\gamma_i^{\text{експ}}}$
Cr(20)/Co(20)/Ni(20)/П	23,1	24,3	-0,05
Co(50)/Cr(50)/Co(55)/П	21,0	21,2	-0,02
Cr(40)/Co(30)/Cr(40)/П	22,3	28,3	-0,27
[Ni(50)/Cr(10)] ₂ /П	20,7	22,2	-0,07
[Ni(30)/Co(30)/Cr(30)] ₂ /П	50,0	52,5	-0,05
[Ni(50)/Cr(10)] ₄ /П	22,7	22,9	-0,01
[Ni(50)/Cr(10)] ₅ /П	21,7	22,2	-0,02

і пластичної деформації нанокристалічних матеріалів у вигляді плівки чи фольги: вплив інтерфейсів на пружні модулі [54]; мікроструктурні, зерномежові, поверхневі, геометричні та споріднені ефекти [55]; розмірні ефекти при пружній або пластичній деформації матеріалів [56]; механічні властивості тонких плівок [57-59] (див. також літературні джерела, які цитуються в [15]).

Нами були проведені дослідження залежності електричного опору двошарових плівок при сумарній динамічній або статичній деформації до 2%, яка досягалася послідовним навантаженням плівкового зразка на полістироловій підкладці в інтервалах $\Delta\epsilon_{i1} = 0-0,6\%$, $\Delta\epsilon_{i2} = 0,5-1,0\%$, $\Delta\epsilon_{i3} = 1,0-1,5\%$ та $\Delta\epsilon_{i4} = 1,5-2,0\%$. Перші п'ять прямих деформаційних циклів реалізовувалися в статично-деформаційним режимі, коли через кожні $\Delta\epsilon_i = 0,05\%$ здійснювалася зупинка на 10 с; інші деформаційні цикли, як і усі обернені, проводилися лише в динамічному режимі. Така методика деформації дозволила провести стабілізацію мікропластичних процесів (тут можна говорити про деяку аналогію із термостабілізацією резистивних властивостей).

На основі цих деформаційних залежностей був здійснений розрахунок величини середнього ($\bar{\gamma}_i$) і миттєвого ($\gamma_{i\text{мит}}$) коефіцієнтів тензоцутливості. Були досліджені наступні нанорозмірні зразки: Cu(10,7)/Cr(5,3)/П, Cu(11,9)/Cr(13,4)/П, Cu(9,7)/Cr(23,2)/П, Cu(20,2)/Cr(26)/П та Cu(26)/Cr(13,6)/П.

На рисунку 17 представлено типові результати для двох плівкових систем Cu/Cr/П. Зміна характеру залежностей R і $\Delta R/R$ від ϵ_i при збільшенні ϵ_i від 1,5% до 2% може говорити про перехід від еластичної до пластичної деформації. При збільшенні загальної товщини плівкової системи гістереза і нелінійність проявля-

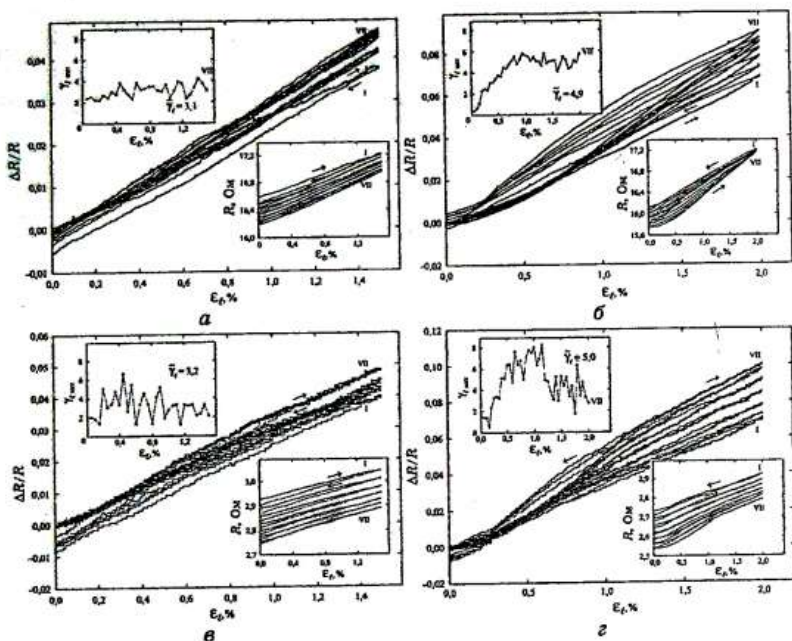


Рис. 17. Деформаційні залежності для різних циклів «розтяг-стискання»: а, б — система Cu(10,7)/Cr(5,3)/Π; в, г — система Cu(9,7)/Cr(23)/Π (нумери циклів вказано римськими цифрами). На вставках — залежності $R_i \gamma_{\text{inst}}$ від ϵ_t .

ються значно сильніше (рис. 17, в, г), що й фіксується у різних значеннях миттєвого (γ_{inst}) і середнього ($\bar{\gamma}_i$) коефіцієнтів поздовжньої тензочутливості.

3. ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ КОЕФІЦІЕНТА ТЕНЗОЧУТЛИВОСТІ

Аналіза літературних даних, виконана нами, дозволяє констатувати факт, що найбільш малозрозумілим у дослідженнях тензоефекту залишається питання про температурну залежність коефіцієнтів тензочутливості (γ_i і $\bar{\gamma}_i$), хоча воно завжди було актуальним з точки зору тензометрії [5]. Вперше відповідну теоретичну аналізу і порівняння із експериментальними даними для одношарових плівок здійснили Б. Верма і Г. Юретчке та Дж. Вітт і Т. Коутс (див. [63], а також [4]). Суть аналізу полягає в одержанні співвідношення для

термічного β_{γ_i} (ТК КТ) і подальшим його спрощенні. Названі автори виходили із означення β_{γ_i} у вигляді:

$$\beta_{\gamma_i} = \frac{1}{\frac{1}{R} \left(\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_i} \right)_T} \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \varepsilon_i} \right)_T \right]_{\varepsilon_i} = -\beta + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_i} \right)_T. \quad (3.1)$$

Виходячи із того, що для плівок Ag і, скоріше за все, для β -Та множник $\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_i} \right)_T \approx 0$, було одержано співвідношення

$$\beta_{\gamma_i} \approx -\beta. \quad (3.1')$$

Зроблено висновок, що в металевих плівках, для яких $\beta > 0$, γ_i повинно зменшуватися із зростанням температури. Автори [8, 10, 11] прийшли до аналогічного висновку, причому у випадку [10, 11] мова йде про двошарові плівкові системи. Поряд з цим автори [27, 64], виходячи із означення для β_{γ_i} і співвідношення (1.1), одержали більш точну формулу для ТК КТ:

$$\beta_{\gamma_i} = \frac{\gamma_i - 1 - 2\mu_f}{\gamma_i} \left(-\beta + \frac{1}{\gamma_i - 1 - 2\mu_f} \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_i \partial T} \right), \quad (3.2)$$

яка за умови $\gamma_i \gg 1$ спрощується до виду:

$$\beta_{\gamma_i} = -\beta + \frac{1}{\gamma_i \rho} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_i \partial T}, \quad (3.2')$$

який є зручним для подальшої аналізи (зазначаємо, що для β_{γ_i} співвідношення має аналогічний вигляд).

У роботі [65] автор звернув увагу, що другий доданок в (3.2') може бути такого ж порядку як і β (наприклад, при $\gamma_i \sim 1$, $\rho \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ Ом·м і $\frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_i \partial T} \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ Ом·м·К⁻¹), і тому виконання співвідношення (3.1') може бути не обов'язковим. Крім того, автор [66] зробив висновок про лінійний характер залежності γ_i від T :

$$\gamma_i = C_1 + C_2 T, \quad (3.3)$$

де C_1 і C_2 — сталі величини, в той час як відомо [2], що $\beta \sim T^{-1}$.

При аналізі (3.2') можна обмежитися двома випадками: полікрис-

ТАБЛИЦЯ 6. Температурні характеристики тензорезисторів.

Тензорезистор	$\beta \cdot 10^3, \text{K}^{-1}$	$\beta_T \cdot 10^3, \text{K}^{-1}$	$\frac{\partial^2 \rho}{\partial \epsilon \partial T} \cdot 10^5,$ Ом·м·К ⁻¹	Літер. джерело
Полікристалічна плівка Cr	0,65	5,00	4,0	[65]
- // -	0,70	6,00	4,5	[27]
Полікристалічні плівки V	0,23	0,28	7,0	[27]
Полікристалічна плівка (Co-Ni)		-0,13	-0,26	[36]
Плівкові стопи Ni _{1-x} Ag _x :				[67]
x = 35%	0,84	2,70	17,0	
x = 45%	0,81	3,10	12,5	
x = 50%	0,75	3,30	11,8	
Нанодисперсні плівки Mo	-0,09	9,90	11,4	[27]
Нанодисперсні плівки W	-0,20	4,00	16,0	[27]
Моно- і полікристалічні плівки In	-	-(0,45-0,70)	-	[38]
Товсті плівки:				
RuO ₂ + скло	-	-0,22	-	[68]
WO ₃ + RuO ₂ + скло	-	-0,51	-	[68]
дроти ніхрому	0,09	-0,02	-	[60]

талічна плівка із $\beta > 0$ і нанодисперсна чи аморфна плівка із $\beta < 0$.

У першому випадку $\beta_T > 0$ за умови, що $\beta < \frac{1}{\gamma_T \rho} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \epsilon \partial T}$ і $\frac{\partial^2 \rho}{\partial \epsilon \partial T} > 0$.

Цей висновок підтверджується на прикладі полікристалічних плівок Cr, V і плівкових стопів (Co-Ni) та (Ni-Ag) (табл. 6), товстоплівкового тензорезистора на основі скла і порошка IrO₂ (табл. 7) та волокон Fe_{7,3}Cu₁Nb₃Si_{13,3}V₉ (табл. 8).

У випадку $\beta < 0$ і $\frac{\partial^2 \rho}{\partial \epsilon \partial T} > 0$ (чи менш жорстких умов $\left| \frac{1}{\gamma_T \rho} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \epsilon \partial T} \right| < \beta$ і $\frac{\partial^2 \rho}{\partial \epsilon \partial T} < 0$), величина β_T буде також більше нуля. Це має місце у ви-

ТАБЛИЦЯ 7. Коефіцієнт тензочутливості резистора із різним вмістом IrO₂ [70].

T, K	Концентрація IrO ₂ , ваг. %				
	12	22	30	35	40
1020	8,4	3,3	4,0	4,3	3,3
1130	8,4	7,3	6,9	4,6	3,0
1230	11,9	12,0	12,4	5,8	3,4

ТАБЛИЦЯ 8. Залежність $\gamma_i(T)$ для волокон $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_2\text{Si}_{13,3}\text{B}_9$ [71].

γ_i	520	300	510	520	1250	5000
T, K	620	670	720	795	820	870

плідку нанодисперсних плівок Mo і W (табл. 6).

У цьому ж випадку β_{γ_i} буде мати негативне значення, якщо

$$\left| \frac{1}{\gamma_i \rho} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \epsilon_i \partial T} \right| < |\beta| \text{ при } \frac{\partial^2 \rho}{\partial \epsilon_i \partial T} < 0. \text{ Це, очевидно, має місце у полі- та мо-}$$

нокристалічних плівках In, товстих плівках RuO_2 + скло та WO_3 + RuO_2 + скло і дротах ніхрому (табл. 6). Ці дані ще раз підтверджують висновок, що співвідношення (3.1') не виконується. Поряд з цим відзначимо, що у випадку плівкових стопів або композитів має місце ряд особливостей, які не спостерігаються або виражені значно слабкіше в однокомпонентних плівках. Наприклад, якщо в плівках на основі RuO_2 $\partial \gamma_i / \partial T < 0$, то, згідно даних [69], в товстих тензорезисторах із RuO_2 , рутенитів ($\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ або $\text{Pb}_2\text{Ru}_2\text{O}_{6,5}$) або їх суміші γ_i майже не змінюється в інтервалі температур 1020–1220 К (зменшується від 17 до 15,5 одиниць), або у випадку рутенитів або їх суміші — спочатку збільшується в інтервалі 1020–1120 К (від 9,5 до 11 одиниць), а потім зменшується (до 9 або 2 одиниць).

У роботі [72] одержано кореляцію між величинами γ_i і β для нанокompозита TaN–Cu із різним вмістом Cu. Так, при 50 ат. % Cu $\gamma_i = 4,50$ при $\beta = 2,18 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$; при 37,5 ат. % Cu $\gamma_i = 4,33$ при $\beta \approx 0$ і $\gamma_i = 1,83$ при 15 ат. % Cu і $\beta \approx -0,8 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$ при близькій концентрації 15 ат. % Cu. Із цих даних випливає, що співвідношення (3.1') у цьому випадку не виконується і γ_i буде збільшуватися з ростом температури. Легко показати [65], що залежність $\gamma_i(T)$ можна представити у вигляді експоненти $\gamma_i(T) = \gamma_i(0) \exp(\beta_{\gamma_i} T)$, яка екстраполюється прямою лінією, де $\gamma_i(0)$ — асимптотичне значення γ_i при $T \rightarrow 0 \text{K}$. В той же час, як вже відмічалось нами, у напівпровідникових тензорезисторах β_{γ_i} має не-

гативну величину, що пов'язано як із температурною залежністю питомого опору, так із деформаційною залежністю ширини забороненої зони. Сказане можна проілюструвати на прикладі композитного тензорезистора GaSb– $\text{FeGa}_{1,3}$ на основі напівпровідникової матриці GaSb: $\beta_{\gamma_i}(\text{GaSb–FeGa}_{1,3}) = -1,9 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$ та $\beta_{\gamma_i}(\text{GaSb}) = -3,6 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$ [73].

Виконана аналіза експериментальних результатів підтверджує висновки роботи [65] стосовно різних значень β_{γ_i} і β як для одно-, так і багатоконпонентних плівок.

4. ЗАСТОСУВАННЯ ТЕНЗОРЕЗИСТОРІВ НА ОСНОВІ ПЛІВКОВИХ МАТЕРІЯЛІВ

У цьому розділі ми проаналізуємо роботи останніх років, в яких розглянуто питання про застосування плівкових матеріалів як чутливих елементів тензодавачів (стосовно дротяних і фольгових матеріалів таку аналізу здійснено раніше в монографіях [5, 60–62]).

Роботу [4a] необхідно розглядати як проблемну і пошукову з точки зору можливого застосування плівкових матеріалів як тензорезисторів. Характерною особливістю цієї роботи є не тільки великий об'єм експериментальних досліджень γ_i від R_{\square} (деякі результати представлені на рис. 18), але і узагальнення відомих результатів, одержаних авторами в 1940–60-х рр., з акцентом уваги на матеріали з відносно великим γ_i , на інтервал товщин, при яких має місце мінімум на залежності γ_i від R_{\square} та на співвідношення між γ_i і γ_{0i} . Показовою є констатація авторами [4a] ролі тунельного ефекту електронів у величезній значенні γ_i острівцевих плівок. У пізніших роботах це підтверджено неодноразово, в чому можна переконатися із даних для острівцевих плівок Au ($\gamma_{i\max} = 120$ [74], 40 [75]) або Cr(5)/Au(50) ($\gamma_{i\max} = 5,5$ [76]) (див. також посилання на літературні джерела в [74–76]).

Раніше цитована нами робота [63] ідейно споріднена [4a], але в ній вже вказані сфери застосування явища тензочутливості. Зокрема мова йде про давачі тиску і деформації, гідрофони, мікрофони і т.п. із схематичним зображенням можливих варіантів розміщення чутливих плівкових елементів на діфрагмах, стрижнях, циліндричних поверхнях тощо.

Характерною рисою сучасної плівкової сенсорики є використання багатокомпонентних тензорезисторів як, між іншим, і терморезисторів. У роботі [77] на прикладі тензо- і терморезисторів на основі $Pd_{0,87}Cr_{0,13}$ викладено загальну концепцію конструювання цих

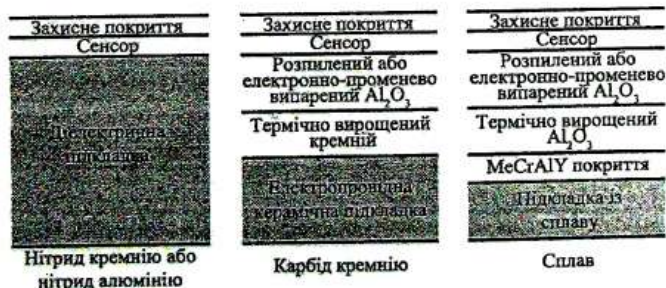


Рис. 18. Схематичне зображення тонкоплівкових сенсорів на різних підкладках; Me: Fe, Co або Ni (із роботи [77]).

сенсорів (рис. 18). Особливість концепції виготовлення сенсорів — їх багатофункціональність, яка ілюструється на рис. 19. Такого виду сенсори успішно використовуються для тензометрії лопаток турбіни та інших вигнутих конструкцій.

Автори [77] відмічають, що сенсор на основі $\text{Pd}_{0,87}\text{Cr}_{0,13}$ стабільний і високотемпературний, оскільки в інтервалі температур 300–1320 К γ_t зменшується лише на 22%, тобто $\beta_{\gamma_t} = -2,1 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$. Хоча в роботі [77] значення γ_t не наводиться, відомо (див., наприклад, [67, 78, 79]), що в плівкових стопах $\text{Ni}_x\text{Ag}_{1-x}$ або ніхрому величина $\gamma_t = 1,94-2,10$ [67] або від 1,4–1,6 [78] до 2 одиниць [79] при $T \approx 300$ К. Таким чином, з точки зору величини γ_t металеві плівкові тензорезистори не ефективні, але їх перевагою є термічна стабільність.

Перехід до композиційних плівкових матеріалів дозволяє вирі-

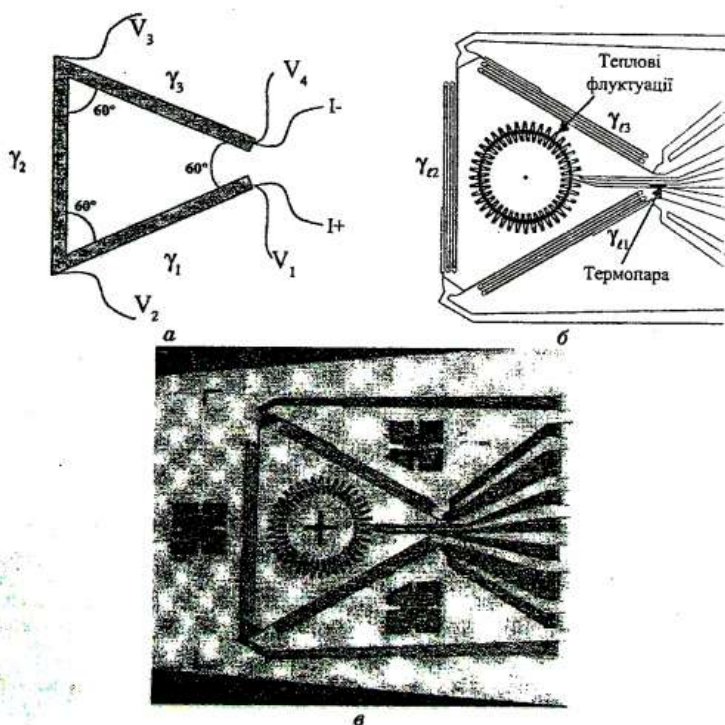


Рис. 10. Концепція (а), схема (б) і зовнішній вигляд (в) багатофункціонального сенсора (із роботи [77]).

ТАБЛИЦЯ 9. Термо- і тензорезистивні властивості плівок на основі Ti і B та Ti, Ta, W і Si [80].

Плівка	d , нм	R_{\square} , Ом	$\rho \cdot 10^6$, Ом·м	$\beta \cdot 10^4$, K ⁻¹	γ_i (Pi-Si)	γ_i (Pi-кераміка)
TiB ₂	140	4,2	0,6	-0,5	1,4	0,7
TiSi ₂	170	190,0	32,0	-27,0	1,1	0,7
TaSi ₂	340	20,0	6,8	-26,0	1,5	-
WSi ₂	720	4,0	2,9	-45,0	2,2	2,0

штити обидві проблеми — відносно велике значення γ_i і широкий температурний інтервал. Наприклад, в цитованій нами вище роботі [71] приводяться дані про величину γ_i від 520 до 5000 одиниць у волокнах на основі Fe, Si, B, Nb і Cu. Як кандидати на високотемпературні тензорезистори (до 600 К) розглядаються [80] плівки TiB₂, TiSi₂, TaSi₂ та WSi₂, хоча і з малою величиною γ_i (табл. 9). Принципова схема такого тензодавача, яка відповідає концепції [77], представлена на рис. 20. Ряд авторів застосовують тензорезистори на основі порошків із металевих оксидів, компактованих у ріжні пасти. Це відмічалось при аналізі результатів роботи [70] стосовно властивостей (табл. 10) товстопліткових тензорезисторів на основі IrO₂. Відзначимо, що в цій роботі також застосована концепція [77] на мембрані із Al₂O₃. У тонкопліткових тензорезисторах на основі V₂O₅ із ріжним вмістом BiO₃ (від 40 до 90 мол.%) вдається реалізувати величину γ_i від 4,9 до 17 одиниць [81].

Очевидно, що відносно велике значення γ_i для оксидів ванадію — досить типова ситуація, оскільки і у випадку плівок VO [82] $\gamma_i = 80$ одиниць при $d = 205$ нм. У плівках In-Sn-оксид, які пропонуються авторами [83] як активні елементи високотемпературного тензодавача (до 1720 К), величина γ_i (відповідно і β_i) характеризується двома температурними інтервалами. Від 270 до 1070 К γ_i змінюється від -6

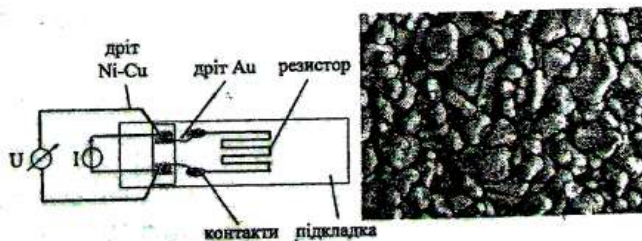


Рис. 20. Схематична будова тензодавача на основі плівки TiB₂. На вставці: РЕМ зображення мікроструктури плівки (із роботи [80]).

ТАБЛИЦЯ 10. Тензометричні параметри товстопліткових резисторів [87].

Резистор	Провідна фаза	Головні елементи	Інші елементи	γ_i	γ_i/γ_1
8039	Рутеніт (P)	Si, Pb, Al	Zr	12,5	0,84
8041	RuO ₂	Si, Pb, Al	Zr, Cu	4,0	0,86
2041	RuO ₂ +P	Si, Pb, Al	Mg, Zn, Ca	12,0	0,78
QM-84	RuO ₂ +P	Si, Pb, Al	Cu, Zr	11,0	0,83
QM-94	RuO ₂ +P	Si, Pb, Al	Ca, Mn, Cu	10,0	0,78
3414	P	Si, Pb	Al, K	20,0	0,65
8241	RuO ₂	Si, Pb, Al	Ca	16,0	0,81

до -4 одиниць ($\beta_{\gamma_i} = 4,2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$), а в інтервалі 1070 – 1370 K різко збільшується від -4 до $+15$ одиниць ($\beta_{\gamma_i} = 158 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$). Відносно проста метода реактивного розпорошення суміші $90 \text{ ваг. \% In}_2\text{O}_3$ і 10 ваг. \% SnO_2 при температурі 370 K відкриває хорошу перспективу використання цього резистора в тензометрії.

Застосування оксидних пліткових матеріалів, зокрема, TiO_2 , як тензорезисторів є методологічною основою запропонованої в роботі [84] методи мірювання коефіцієнта тензоцутливості при згинанні підкладки консольного типу. Суть його полягає в тому, що оксидна плівка виступає з однієї сторони як діелектричний прошарок товстопліткового металевого конденсатора, а з іншої — як тензорезистор. Виходячи із формули для місткості плаского конденсатора,

$$C = \frac{\epsilon' S}{h},$$

можна перейти до диференціального співвідношення

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta \epsilon'}{\epsilon'} + \frac{\Delta S}{S} - \frac{\Delta h}{h},$$

де ϵ' — абсолютна діелектрична проникність, S — площа обкладок конденсатора (сенсора), h — товщина плівки TiO_2 , $\frac{\Delta h}{h} = \frac{\Delta E}{E}$ (E — напруженість електричного поля).

Оскільки деформацію ϵ_i і ΔE можна пов'язати із зміною геометричних розмірів тензорезистора, то легко перейти до робочої формули для γ_i :

$$\gamma_i = \frac{\Delta C}{C} \epsilon_i^{-1}. \quad (4.1)$$

Виконані в [84] дослідження ресурсу роботи тензодавача із TiO_2

протягом 20 деформаційних циклів дали максимальний розкид величини γ_i в 18% при $\bar{\gamma}_i = 30$ одиниць.

Ідеї [84] надалі були реалізовані в роботі [85], але на прикладі мірвання γ_i металевих плівок NiCr. Оскільки даний тензорезистор не є діелектриком, то величина $\Delta C/C$ в (4.1) розраховувалася на основі мірвання зміни резонансної частоти плівкового LC-контура.

Нову сенсорну концепцію запропоновано в [86]; суть її полягає в одночаснім мірванні температури (терморезистор із плівки Pt) і температурності (тензорезистор із ніхрому Ni_{0,8}Cr_{0,2}). В основі мірвань лежать залежності опору резистора від температури і деформації:

$$R(T) = R_n(1 + \beta T), \quad R(\epsilon) = R_n(1 + \gamma_i \epsilon_i),$$

де R_n — початковий опір.

При одночасній дії температурних і деформаційних полів дві попередні залежності об'єднуються в одну:

$$R(T, \epsilon_i) = R_n + R_n \beta T + R_n \gamma_i \epsilon_i. \quad (4.2)$$

У процесі термо- і тензометрії використовується два резистора, для яких справедливе співвідношення (4.2). Маючи залежності $R(T)$ при $\epsilon_i = 0$ і $R(\epsilon_i)$ при $T = T_n$ для двох резисторів, можна на основі залежностей $R_1(T, \epsilon_i)$ і $R_2(T, \epsilon_i)$ розраховувати одночасно β і γ_i . У роботі [86] приведені вказані експериментальні залежності і результати розрахунків, які узгоджуються із відомими в літературі даними для β і γ_i .

Цикль робіт М. Хрвата та ін. [69, 87, 88] містить дані, які дозволяють узагальнити інформацію про товстоплівкові тензорезистори (табл. 10 і 11). Для нас найбільший інтерес представляють їх термо-

ТАБЛИЦЯ 11. Температурна залежність β і γ_i для товстоплівкових резисторів [69, 88].

Резистор	$T_{\text{опр}}, \text{K}$	$\beta \cdot 10^6, \text{K}^{-1}$ (250–300 K)	$\beta \cdot 10^6, \text{K}^{-1}$ (250–300 K)	γ_i
8039	1020	-5	75	9,5
	1070	-15	85	11,0
	1120	+50	90	11,0
	1170	+270	285	10,0
	1220	+1730	1685	2,0
8241	1020	20	60	17,0
	1070	20	65	15,5
	1120	20	60	15,5
	1170	5	45	15,5
	1220	5	40	15,2

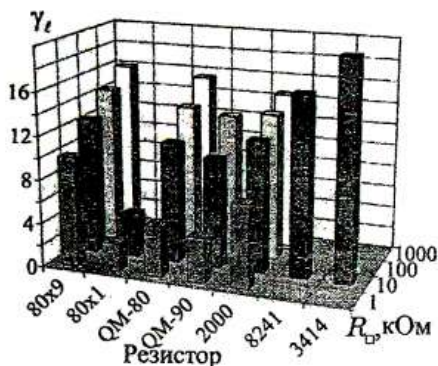


Рис. 21. Величина γ_t для різних типів тензорезисторів (із роботи [87]).

і тензорезистивні властивості, хоча у вказаних роботах представлені також рентгеноструктурні і РЕМ дослідження.

Ілюстрація впливу термообробки ($T_{обр}$) на ці параметри представлена в табл. 11, а залежність γ_t від R_0 на рис. 21. Роботи 2005 р. (наприклад, [89]) вказують на те, що певну перспективу подальшого розвитку тензометрії слід пов'язувати із нанотрубками у якості тензорезисторів. Згідно [89], γ_t для них має величину від -200 до $+200$ одиниць, хоча це можна розглядати як проміжний результат.

Закінчуючи огляд, акцентуємо увагу на деякі напрями застосування тензорезисторів. Так, автори [90, 91] за допомогою т.зв. вертикального товстоплівкового тензорезистора на основі $ZrSiO_4$ з домішками Si та Zr провадять мірювання баричного коефіцієнта опору $\gamma_p = R^{-1}dR/dp$ і перпендикулярних деформацій. Тензорезистор на основі плівки манганину автори [92] застосували для мірювання на основі співвідношення для γ_p всебічного тиску. Автори [93] використовують тензорезистор на основі плівкового ступу Pt-W для мірювання тиску плазми у вакуумній камері. Інверсний магнетострикційний ефект Віларі автори [94] використовують для мірювання сили, тиску та видовження. Чутливим елементом сенсора виступає мікротрансформатор, який виготовлений із плівки магнетоеластичного ступу $Ni_{0,45}Fe_{0,55}$ і має O-подібну форму (рис. 22).

5. ВИСНОВКИ

Аналіза сучасних літературних даних дозволяє вказати основні напрями фундаментальних і прикладного характеру досліджень.

Перш за все, ознакою певної завершеності у побудові теоретичних моделей буде розробка напівкласичного моделю тензоєфекту

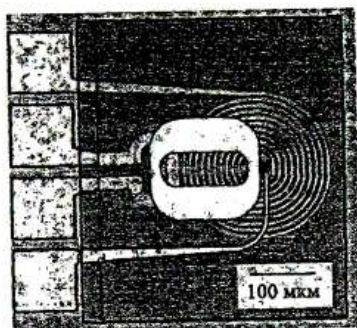


Рис. 22. Зовнішній вигляд сенсора на основі мікротрансформатора (із роботи [94]).

для мультишарів із полікристалічною і нанокристалічною структурою окремих шарів.

По-друге, дуже важливе значення будуть мати результати дослідження тензорезистивних властивостей таких нових матеріалів електроніки як нанотрубок, нанодротів та плівок нанодіамантів і фулеренів.

Прикладом таких пошуків можуть служити результати робіт [95–97], які мають відношення до предмету нашої аналізи лише з причини дослідження тензочутливості. Мова йде про діамантові полікристалічні плівки (полі-С), які можна охарактеризувати як ідеальний матеріал для мікросенсорів. Лише з таких міркувань слід дати коротку характеристику цьому класу тензорезисторів. Якщо в плівки полі-С впровадити атоми В, то їх можна розглядати [95] як високотемпературні (робоча температура може бути більшою 470 К) і як матеріали високого тиску (видержують тиск $p > 10$ МПа), які при кімнатній температурі мають $\gamma_i = 10^3$ одиниць, що в 6 разів більше у порівнянні із Si; при $T \approx 470$ К γ_i може також мати величину в 700 одиниць. Змінюючи концентрацію атомів В від $3,1018$ до $8,1022$ м⁻³, можна в широких межах регулювати термо- і тензорезистивні властивості. Про це свідчать результати інших авторів. Згідно [40], в полі-С-плівках, одержаних, як і авторами [95], методом хемічного осадження пари (CVD), γ_i може мати величину від 10 до 25 одиниць (середній розмір зерна $L \approx 25$ нм) або від 10 до 65 одиниць ($L \approx 50$ нм). Якщо ж концентрація атомів В досягає величини $7 \cdot 10^{25}$ м⁻³, то $\gamma_i = 5,1$, що є максимальною величиною при вказаній концентрації [96]. Пошуковий характер досліджень, проведених в роботі [97], дозволив встановити, що при впровадженні атомів Ni у гідрогенезовані аморфні плівки карбону (Ni:a-C:H), вони, маючи відносно малу величину γ_i , дуже чутливі до концентрації

атомів Ni. Так, при $c_{Ni} \approx 0$ $\gamma_t = 6$, при $c_{Ni} \approx 90\%$ — $\gamma_t = 1,5-2$ одиниці.

Наведені дані говорять про те, що прикладні інтереси проблеми тензоцутливості поступово зміщуються в бік неметалевих систем, і тому необхідно здійснювати подальший пошук нових композиційних плівкових матеріалів з широким температурним інтервалом функціонування та високою чутливістю до деформації.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. В. М. Ієвалев, А. В. Бугаков, В. И. Трофимов, *Рост и субструктура конденсированных пленок* (Воронеж: ВГТУ: 2000).
2. І. Ю. Проценко, В. А. Саєнко, *Тонкі металеві плівки (технологія та властивості)* (Суми: СумДУ: 2002).
3. *Поверхностные явления и фазовые превращения в конденсированных пленках* (Ред. Н. Т. Гладких) (Харьков: ХНУ: 2004).
4. З. Г. Мейксин, *Несплошные и керметные пленки* (Москва: Мир: 1978).
5. Н. П. Клокова, *Тензометрия* (Москва: Машиностроение: 1990).
6. С. І. Проценко, А. М. Чорноус, *Металлофиз. новейшие технол.*, 25, № 5: 587 (2003).
7. F. Warkusz, *Progr. Surface Sci.*, 10, No. 3: 287 (1980).
8. C. R. Tellier and A. J. Tossier, *Size Effects in Thin Films* (Amsterdam-Oxford-New York: ESPS: 1982).
9. F. Khater and M. El-Hiti, *Phys. Stat. Sol. (A)*, 108, No. 1: 241 (1988).
10. F. Khater and M. El-Hiti, *Phys. Stat. Sol. (A)*, 109, No. 2: 517 (1988).
11. M. El-Hiti, *Phys. Stat. Sol. (A)*, 155, No. 1: 185 (1989).
12. А. И. Кузьменко, С. В. Петренко, И. Е. Проценко, *ВАНТ. Серия: Ядерно-физические исследования*, вып. 2: 87 (1990).
13. А. М. Chornous, N. M. Oranasyuk, A. D. Pogrebnyak et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, 39, No. 12 B: L1320 (2000).
14. И. Е. Проценко, А. Н. Чорноус, В. А. Хворост, *Тонкие пленки в оптике и электронике* (Харьков: ННЦ ХФТИ: 2002).
15. С. О. Забіла, І. Ю. Проценко, *УФЖ*, 50, № 7: 729 (2005).
16. Д. Великодний, І. Пазуха, С. Проценко та ін., *Міжнародна конференція студентів і молодих науковців «ЕВРИКА-2006»* (Львів: ЛНУ: 2006).
17. Л. В. Однодворець, *Кінетичні явища в багатощарових плівкових конденсатах на основі Cr, Co, Ni та Ge: Автореф. дис. ... к.ф.-м. н.* (Суми: СумДУ: 1996).
18. С. І. Проценко, *Вплив температурної і деформаційної залежності параметрів електроперенесення на електрофізичні властивості багатощарових плівок на основі Cr, Cu і Sc (Co): Автореф. дис. ... к.ф.-м. н.* (Харків: Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна: 2004).
19. А. М. Чорноус, *Розмірні ефекти в електрофізичних властивостях нанокристалічних плівкових систем в умовах взаємної дифузії та фазоутворення: Автореф. дис. ... д.ф.-м. н.* (Суми: СумДУ: 2006).
20. L. Dekhtyaruk, I. Protsenko, A. Chornous et al., *Cryst. Res. Technol.*, 41, No. 4: 388 (2006); Л. В. Дехтярук, С. И. Проценко, А. Н. Чорноус, *Тонкие пленки в оптике и электронике* (Харьков: ННЦ ХФТИ: 2003) (а).
21. Z. H. Meiksin and R. A. Hudzinski, *J. Appl. Phys.*, 38, No. 11: 4490 (1967).
22. G. C. Kuczynski, *Phys. Rev.*, 94, No. 1: 61 (1954).

23. І. П. Бурик, Д. В. Великодний, Л. В. Одноворець та ін., *ФХТТ*, 7, № 2: 241 (2006).
24. A. F. Mayadas and M. Shatzkes, *Phys. Rev. B.*, 1, No. 4: 1382 (1970).
25. S. U. Jen, T. C. Wu, and C. H. Liu, *J. Magn. Magnet. Mat.*, 256: 54 (2003).
26. S. U. Jen, C. C. Yu, and C. H. Liu et al., *Thin Solid Films*, 434: 316 (2003).
27. С. В. Петренко, И. Е. Проценко, В. Г. Шамоля, *Металлы*, № 1: 180 (1989).
28. С. В. Петренко, *Электроспротивление и тензочувствительность тонких пленок металлов VA и VIA групп: Автореф. дис. ... к. ф.-м. н.* (Киев: Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича: 1989).
29. И. Е. Проценко, А. Н. Черноус, *Металлофиз. новейшие технол.*, 16, № 12: 18 (1994).
30. Л. В. Дехтярук, С. О. Забіла, С. І. Проценко та ін., *Металлофиз. новейшие технол.*, 26, № 10: 1333 (2004).
31. С. И. Проценко, А. Н. Черноус, *Тонкие пленки в оптике и электронике* (Харьков: 2002).
32. K. Rajanna and M. M. Nayak, *Mat. Sci. Eng. B.*, B77: 288 (2000).
33. I. H. Kazi, P. M. Wild, T. N. Moore et al., *Thin Solid Films*, 433: 337 (2003).
34. I. H. Kazi, P. M. Wild, T. N. Moore et al., *Thin Solid Films* (2006) (in press).
35. R. R. Desai, D. Lakshminarayana, P. B. Patel et al., *Sens. Actuat. A*, 121: 405 (2005).
36. V. A. Kravchenko, V. B. Loboda, I. Yu. Protsenko et al., *Functional Materials*, 6, No. 5: 892 (1999).
37. O. B. Lasyuchenko, I. Yu. Protsenko, and A. M. Chornous, *Functional Materials*, 6, No. 5: 880 (1999).
38. М. Е. Щербина, *Исследование размерных эффектов электрических свойств пленок легкоплавких металлов: Автореф. дис. ... к.ф.-м.н.* (Харьков: ХПИ: 1981).
39. W. L. Wang, K. J. Liao, C. G. Hu et al., *Sensors Actuat. A*, 108: 55 (2003).
40. Yu. Tang, D. M. Aslam, J. Wang et al., *Diam. Relat. Mater.*, 15: 199 (2006).
41. A. Druzhinin, I. Ostrovskii, and N. Liakh, *Mater. Sci. Semiconductor Process*, 5: 193 (2005).
42. J. Cao, Q. Wang, and H. Dai, *Phys. Rev. Lett.*, 90, No. 15: 157601-1 (2003).
43. L. V. Dekhtyaruk, S. I. Protsenko, A. M. Chornous et al., *Ukr. J. Phys.*, 49, No. 6: 587 (2004).
44. А. І. Кузьменко, *Структура та електрофізичні властивості двошарових плівок перехідних d-металів: Автореф. дис. ... к.ф.-м.н.* (Суми: СФТІ: 1993).
45. O. Lasyuchenko, L. Odnodvoretz, and I. Protsenko, *Cryst. Res. Technol.*, 35, No. 3: 329 (2000).
46. I. Protsenko, L. Odnodvoretz, and A. Chornous, *Металлофиз. новейшие технол.*, 20, No. 1: 36 (1998).
47. С. І. Проценко, О. В. Синашенко, А. М. Черноус, *Металлофиз. новейшие технол.*, 27, № 12: 1621 (2005).
48. В. В. Бібик, Т. М. Гричановська, М. Маршалек та ін., *Металлофиз. новейшие технол.*, 28, № 6: 707 (2006).
49. Л. В. Дехтярук, И. М. Пазуха, С. И. Проценко и др., *ФТТ*, 48: 1729 (2006).
50. І. Ю. Проценко, О. В. Шовкопляс, Ю. М. Овчаренко та ін., *Журнал фізичних досліджень*, 2, № 1: 105 (1998).
51. Л. В. Дехтярук, І. М. Пазуха, І. Ю. Проценко, *УФЖ*, 51, № 7: 729 (2006).
52. О. А. Вілоус, І. Ю. Проценко, А. М. Черноус, *ФХТТ*, 4, № 1: 48 (2003).

53. Д. В. Великодный, С. И. Проценко, *Материалы II Международной научной конференции «Современные информационные системы. Проблемы и тенденции развития»* (Харьков—Туапсе: ХНУРЕ: 2007).
54. G.-F. Wang, X.-Q. Feng, S.-W. Yu et al., *Mater. Sci. Eng. A*, **363**: 1 (2003).
55. P. J. M. Janssen, Th. H. de Keijser, and M. G. D. Geers, *Mater. Sci. Eng. A*, **419**: 238 (2006).
56. G. Simons, Ch. Weippert, J. Dual et al., *Mater. Sci. Eng. A*, **416**: 290 (2006).
57. D. Son, J.-H. Jeong, and D. Kwon, *Thin Solid Films*, **437**: 182 (2003).
58. D. Son, J.-J. Kim, and T. W. Lim, *Scripta Mater.*, **50**: 1265 (2004).
59. S. U. Jen and T. C. Wu, *Thin Solid Films*, **492**: 166 (2005).
60. З. Рузга, *Электрические термометры сопротивления* (Москва—Ленинград: Госэнергоиздат: 1961).
61. Н. П. Клокова, В. Ф. Лукашик, В. М. Воробьева и др., *Тензодатчики для экспериментальных исследований* (Москва: Машиностроение: 1972).
62. *Сопряжение датчиков и устройства ввода данных с компьютерами IBM PC* (Ред. У. Томпкинс, Дж. Уэбстер) (Москва: Мир: 1992).
63. R. C. Witt, *Thin Solid Films*, **22**: 133 (1974).
64. І. Ю. Проценко, *Технологія та фізика тонких металевих плівок* (Суми: СумДУ: 2000).
65. С. І. Проценко, *ФХТТ*, **3**, № 3: 401 (2002).
66. C. R. Tellier, *J. Mater. Sci.*, **20**, No. 6: 1901 (1985).
67. H. Chiriac, M. Urse, F. Rusu et al., *Sens. Actuat. A*, **76**: 376 (1999).
68. O. Abe, Y. Taketa, M. Haradome et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **59**, No. 8: 1394 (1988).
69. M. Hrovat, D. Belavic, and Z. Samardzija, *J. Europ. Ceram. Soc.*, **21**: 2001 (2001).
70. S. Tankiewicz, B. Morten, M. Prudenziati et al., *Sens. Actuat. A*, **95**: 39 (2001).
71. D. Li, Z. Lu, and S. Zhou, *Sens. Actuat. A*, **109**: 68 (2003).
72. B. Fu and L. Gao, *Scripta Mater.*, **55**: 521 (2006).
73. M. I. Aliyev, A. A. Khalilova, D. H. Arasly et al., *Appl. Phys. A*, **79**: 2075 (2004).
74. B. W. Licznernski, *Int. J. Electronics*, **73**, No. 5: 919 (1992).
75. E. Broitman and R. Zimmerman, *Thin Solid Films*, **317**: 440 (1998).
76. D. P. Wang, F. Y. Biga, A. Zaslavsky et al., *J. Appl. Phys.*, **98**, 086107-1 (2005).
77. L. S. Martin, L. C. Wrbanek, and G. C. Fralick, *Thin Film Sensors for Surface Measurements*, **1** (2001).
78. M. A. Angadi and R. Whiting, *Mater. Sci. Engin. B*, **7**: L1 (1990).
79. P. Kayser, J. C. Godefroy, and L. Leca, *Sens. Actuat. A*, **37–38**: 328 (1993).
80. G. Schultes, M. Schmitt, D. Goettel et al., *Sens. Actuat. A*, **126**: 287 (2006).
81. K. Arshak and R. Perrem, *Sens. Actuat. A*, **36**: 73 (1993).
82. Т. М. Гричановська, В. А. Соломаха, А. М. Чорноус, *Матеріали I науково-технічної конференції з міжнародною участю «Матеріали електронної техніки та сучасні інформаційні технології»* (Кременчук: ІЕІТ: 2004).
83. O. J. Gregory, Q. Luo, J. M. Bienkiewicz et al., *Thin Solid Films*, **405**: 263 (2002).
84. A. Arshak, K. Arshak, D. Morris et al., *Sens. Actuat. A*, **122**: 242 (2005).
85. J. Li, J. P. Longtin, S. Tankiewicz et al., *Sens. Actuat. A* (2006) (in press); www.sciencedirect.com.
86. D. J. Lichtenwalner, A. E. Hydrick, and A. I. Kingon, *Sens. Actuat. A* (2006) (in press); www.sciencedirect.com.
87. M. Hrovat, D. Belavic, Z. Samardzija et al., *J. Mater. Sci.*, **36**: 2679 (2001).

88. M. Hrovat, A. Bencan, D. Belavic et al., *Sens. Actuat. A*, **103**: 341 (2003).
89. S. Dohn, J. Kjelstrup-Hansen, D. N. Madsen et al., *Ultramicroscopy*, **105**: 209 (2005).
90. G. Cao, X. Chen, and J. W. Kysar, *Phys. Rev. B*, **72**: 195412 (2005).
91. D. Belavic, M. Hrovat, and M. Pavlin, *J. Europ. Cer. Soc.*, **21**: 1989 (2001).
92. F. Löffler, C. Siewert, and C. Ascher, *Sur. Coatings Technol.*, **174**: 1287 (2003).
93. R. J. Stephen, K. Rajanna, V. Dhar et al., *IEEE Sens. J.*, **4**, No. 3: 373 (2004).
94. A. B. Amor, T. Budde, and H. H. Gatzert, *Sens. Actuat. A*, **129**: 41 (2006).
95. M. Deguchi, N. Hase, M. Kitabatake et al., *Diamond Relat. Mater.*, **6**: 367 (1997).
96. P. Gluche, M. Adamschik, V. Vescan et al., *Diamond Relat. Mater.*, **7**: 779 (1998).
97. G. Schultes, P. Frey, D. Gottele et al., *Diamond Relat. Mater.*, **15**: 80 (2006).