

КОЕФІЦІЄНТИ ПОЗДОВЖНЬОЇ ТА ПОПЕРЕЧНОЇ ТЕНЗОЧУТЛИВОСТІ ДВОШАРОВИХ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВОК

Л. В. Дехтярук, докторант;

І. Ю. Проценко, д-р фіз.-мат наук, професор

Сумський державний університет

У рамках модифікованої моделі Фукса-Зондгеймера здійснено теоретичний аналіз ефекту поздовжньої і поперечної тензочутливості в двошарових монокристалічних плівках. Отримані точне і асимптотичні співвідношення для коефіцієнтів тензочутливості (КТ). Передбачено немонотонну залежність КТ від наведеної товщини. Вона чутлива до характеру розсіювання електронів провідності на межі поділу шарів. Проведено детальний чисельний розрахунок КТ у широкому інтервалі товщин.

ВСТУП

Останніми роками тензорезистивні властивості багатошарових плівкових структур широко вивчаються як теоретично, так і експериментально [1-5]. Інтерес до таких систем обумовлений значною мірою тим, що використовувані у техніці тонкоплівкові тензодатчики досить часто є багатошаровими системами. З іншого боку дослідження ефекту тензочутливості у мультишарах дає можливість отримати таку важливу з фундаментальної точки зору інформацію щодо провідності багатошарових зразків при їх деформації.

У даному повідомленні з використанням квазікласичної модифікованої моделі Фукса – Зондгеймера (модель ФЗ) [6,7] теоретично проаналізовані ефекти в коефіцієнтах поздовжньої та поперечної тензочутливості двошарових плівок (ДП) з монокристалічною структурою. Отримано точний та асимптотичні (для гранично товстих та тонких порівняно із довжиною вільного пробігу електронів шарів металу) вирази для коефіцієнтів тензочутливості (КТ) двошарових плівок. Передбачено немонотонну поведінку КТ при зміні товщини зразка. Проведений докладний чисельний розрахунок коефіцієнта поздовжньої тензочутливості двошарового зразка для різних значень параметрів, що характеризують ДП.

ТОЧНА ТА АСИМПТОТИЧНІ ФОРМУЛИ ДЛЯ КОЕФІЦІЄНТІВ ТЕНЗОЧУТЛИВОСТІ ДВОШАРОВОЇ ПЛІВКИ

Розглянемо двошарову плівку, яка складається з монокристалічних плоскопаралельних шарів нормального металу різної товщини ($d_i \neq d_j$) та з різним ступенем концентрації дефектів, тобто $l_i \neq l_j$, де l – середня довжина вільного пробігу електронів (рис.1). Будемо вважати, що нормаль до межі поділу (МП) шарів металу паралельна осі X , а розміри окремих шарів у напрямках осей Y і Z “нескінченні”, так що рух носіїв заряду у площині YZ нічим не відрізняється від їх руху у безмежовому провіднику.

Згідно зі стандартним означенням коефіцієнт тензочутливості дорівнює [8]:

$$\gamma^{(n)} = \frac{d \ln R}{d \ln a_n}, \quad (1)$$

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{a_1}{a_2 d}, \quad (2)$$

де R – опір двошарової плівки,

$a_1, a_2, d = d_1 + d_2$ – її довжина, ширина та товщина.

Тут і далі, якщо $n = 1$, то формула (1) і вирази, які будуть наведені нижче, визначають коефіцієнт поздовжньої тензочутливості; якщо ж $n = 2$, то отримані співвідношення визначають коефіцієнт поперечної тензочутливості.

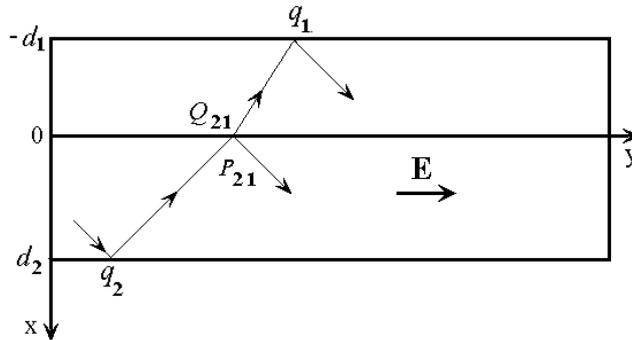


Рисунок 1 - Модель двошарової плівки, яка складається з монокристалічних шарів металу різної товщини ($d_i \neq d_j$) та ступеня чистоти ($l_i \neq l_j$). Ламаною лінією схематично показано можливу траєкторію руху носія заряду

Питома провідність σ ДП може бути розрахована за допомогою кінетичного рівняння Больцмана для квазікласичної функції розподілу електронів, у якому інтеграл об'ємного розсіювання носіїв заряду записаний у τ -наближенні. У випадку квадратичного та ізотропного закону дисперсії для електронів у рамках модифікованої моделі ФЗ провідність двошарової монокристалічної плівки дорівнює [9]:

$$\sigma = \frac{1}{d} \sum_{i=1}^2 d_i \sigma_{0i} \Phi_i, \quad (3)$$

де σ_{0i} - коефіцієнт питомої провідності безмежового зразка, час релаксації електронів в якому τ_i .

Розмірна функція Φ_i та її асимптотичні наближення для товстих ($k_i = \frac{d_i}{l_i} \gg 1$) та тонких ($k_i \ll 1$) шарів металу мають такий вигляд [9]:

$$\Phi_i = 1 - \langle G_i \rangle \cong \begin{cases} 1 - \frac{3}{16k_i} (2 - q_i - P_{ij} - Q_{ji} \tau_{j,i}), & k_i \gg 1, \\ \frac{3(1 + q_i) [(1 + P_{ij})(1 - q_j P_{ji}) + q_j Q_{ij} Q_{ji} + (1 + q_j) Q_{ji} d_{j,i}]}{4 \frac{(1 - q_i P_{ij})(1 - q_j P_{ji}) - q_i q_j Q_{ij} Q_{ji}}{k_i \ll 1}} k_i \ln \frac{1}{k_i}, & k_i \ll 1, \end{cases} \quad (4)$$

$$G_i = \frac{1}{\Delta} \left\{ (2 - q_i - P_{ij} + E_i(q_i + P_{ij} - 2q_i P_{ij})) (1 - q_j P_{ji} E_j^2) - q_j Q_{ji} Q_{ji} E_j^2 (1 - E_i + 2q_i E_i) - Q_{ji} \tau_{ji} (1 - E_j) (1 + q_i E_i) (1 + q_j E_j) \right\}, \quad (5)$$

$$\Delta = (1 - q_i P_{ij} E_i^2) (1 - q_j P_{ji} E_j^2) - q_i q_j Q_{ji} Q_{ji} E_i^2 E_j^2, \quad i \neq j = 1, 2,$$

$$E_i = \exp \left\{ -\frac{k_i}{x} \right\}, \quad k_i = \frac{d_i}{l_i}, \quad \tau_{ji} = \frac{\tau_j}{\tau_i}, \quad d_{j,i} = \frac{d_j}{d_i}, \quad (6)$$

$$\langle \dots \rangle = \frac{3}{4k_i} \int_0^1 dx (x - x^3) (1 - E_i) \{ \dots \}. \quad (7)$$

Тут $q_i = const$ – параметр дзеркальності Фукса [6], який має зміст ймовірності розсіювання електрона із збереженням енергії та тангенціальної до i -ї зовнішньої поверхні двошарового зразка компоненти квазіімпульсу;

$P_{ij} = const$ – ймовірність дзеркального розсіювання носіїв заряду на межі поділу між i -м та j -м шарами металу;

$Q_{ji} = const$ – ймовірність проходження електрона з j -го шару в i -й шар без розсіювання, так що $P_{ij} + Q_{ji} \leq 1$.

Підставляючи формулу (3) у співвідношення (2), а отриманий результат у вираз (1), отримуємо загальну аналітичну формулу для КТ (тут і далі будемо вважати, що параметри $q_i, P_{ij}, P_{ji}, Q_{ij}, Q_{ji}$, які визначають характер взаємодії електронів із внутрішньою та зовнішніми межами зразка, від поздовжньої та поперечної деформації не залежать):

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} - (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln k_i} - (\eta_{lj}^{(n)} - \eta_{dj}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln k_j} - (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{lj}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln \tau_{ji}} \right\}. \quad (8)$$

Тут $D_{j,i} = \frac{d_j \sigma_{0j} \Phi_j}{d_i \sigma_{0i} \Phi_i}$, а феноменологічні параметри $\eta_{li}^{(n)} = -\frac{d \ln l_i}{d \ln a_n}$ та $\eta_{di}^{(n)} = -\frac{d \ln d_i}{d \ln a_n}$ визначають зміну довжини вільного пробігу електронів l_i і товщини i -го шару металу за наявності поздовжньої або поперечної деформації відповідно. Величина $\gamma_{0i}^{(n)}$ визначає коефіцієнт тензочутливості безмежового зразка і дорівнює [8,10]

$$\gamma_{0i}^{(n)} = \eta_{li}^{(n)} + 2(2 - n)(1 + \eta_{di}^{(n)}). \quad (9)$$

У співвідношенні (9) враховано, що феноменологічні параметри, які визначають зміну ширини та довжини i -го шару металу зразка за наявності деформації, по модулю збігаються, внаслідок того, що їх розміри вздовж осей Y та Z нескінченно великі.

Обчислюючи похідні у формулі (8), отримуємо точний у рамках даної моделі вираз для коефіцієнтів тензочутливості монокристалічної двошарової плівки:

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} - M_i^{(n)} \right\}, \quad (10)$$

де

$$M_i^{(n)} = \frac{1}{\Phi_i} \left\{ \left(\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)} \right) J_{di} - \left(\eta_{lj}^{(n)} - \eta_{dj}^{(n)} \right) J_{di}^* - \left(\eta_{lj}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)} \right) J_{\tau i} \right\},$$

$$J_{di} = \left\langle G_i - \frac{k_i E_i}{x} \left\{ G_i (1 - E_i)^{-1} - \Theta_i \right\} \right\rangle, \quad J_{di}^* = \left\langle \frac{k_j E_j}{x} \Theta_i^* \right\rangle, \quad J_{\tau i} = \langle \Lambda_i \rangle, \quad (11)$$

$$\Theta_i = \left\{ \left(q_i + P_{ij} - 2q_i P_{ij} \right) \left(1 - q_j P_{ij} E_j^2 \right) + q_j \left(1 - 2q_i \right) Q_{ij} Q_{ji} E_j^2 - \right. \\ \left. - q_i Q_{ji} \tau_{j,i} \left(1 - E_j \right) \left(1 + q_j E_j \right) \right\} \Delta^{-1} + G_i \Xi_i, \quad (12)$$

$$\Theta_i^* = \left\{ 2q_j P_{ij} E_j \left(2 - q_i - P_{ij} + \left(q_i + P_{ij} - 2q_i P_{ij} \right) E_i \right) + 2q_j Q_{ij} Q_{ji} E_j \left(1 - E_i + 2q_i E_i \right) - \right. \\ \left. - Q_{ji} \tau_{j,i} \left(1 + q_i E_i \right) \left(1 - q_j + 2q_j E_j \right) \right\} \Delta^{-1} - G_i \Xi_j, \quad (13)$$

$$\Xi_i = 2q_i E_i \left\{ P_{ij} + q_j \left(Q_{ij} Q_{ji} - P_{ij} P_{ji} \right) E_j^2 \right\} \Delta^{-1}, \quad (14)$$

$$\Lambda_i = Q_{ji} \tau_{j,i} \left(1 - E_j \right) \left(1 + q_i E_i \right) \left(1 + q_j E_j \right) \Delta^{-1}. \quad (15)$$

Функція G_i , E_i та кутові дужки визначаються формулами (5) - (7).

Якщо зовнішні поверхні та межа поділу шарів металу ДП дзеркальним чином розсіюють носії заряду ($q_i = q_j = 1$, $P_{ij} + Q_{ji} = 1$) і виконуються рівності

$$\eta_{di} = \eta_{dj}, \quad \eta_{li} = \eta_{lj}, \quad l_i = l_j, \quad (16)$$

то коефіцієнт тензочутливості двошарового зразка на всьому інтервалі зміни відношення товщин шарів $d_{2,1} = d_2/d_1$ буде збігатися зі своїм об'ємним значенням і відповідно ДП формально можна розглядати як необмежений зразок.

Якщо ж межі поділу шарів ДП абсолютно не прозорі для носіїв заряду ($Q_{ij} = Q_{ji} = 0$), то розмірні функції Φ_i у кожному із шарів зразка не залежать від параметрів, які характеризують сусідній шар. У разі виконання співвідношень (16) та рівностей $q_i = q_j$, $P_{ij} = P_{ji}$, $d_1 = d_2 = d$ двошаровий зразок формально можна розглядати як тонкий шар металу товщиною d , оскільки числові значення їх коефіцієнтів тензочутливості будуть збігатися.

У випадку, коли межа поділу шарів металу абсолютно прозора для електронів ($Q_{ij} = Q_{ji} = 1$) і виконуються рівності (16), то ДП знову формально можна розглядати як тонкий шар металу, однак у даному випадку уже товщиною $d = d_1 + d_2$.

Для того щоб спростити процедуру порівняння теоретичних результатів із експериментальними, отримуємо асимптотичні формули для КТ двошарової плівки для граничних випадків параметра k_i .

Якщо двошарова плівка складається із товстих шарів металу ($k_i \gg 1$), то для довільних значень відношення товщин шарів $d_{2,1}$ ДП коефіцієнт тензочутливості буде визначатися таким виразом:

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} - \frac{3}{16k_i} \left[(2 - q_i - P_{i,j}) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) - (\eta_{lj}^{(n)} - \eta_{dj}^{(n)}) Q_{j,i} \tau_{j,i} \right] \right\}. \quad (17)$$

У разі виконання нерівності $d_{j,i} \ll 1$ формулу (17) можна записати у вигляді:

$$\begin{aligned} \gamma^{(n)} = & \gamma_{0i}^{(n)} - \frac{3}{16k_i} \left\{ (2 - q_i - P_{i,j}) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) - (\eta_{lj}^{(n)} - \eta_{dj}^{(n)}) Q_{j,i} \tau_{j,i} \right\} - \\ & - \frac{d_j \sigma_{0j}}{d_i \sigma_{0i}} (\gamma_{0i}^{(n)} - \gamma_{0j}^{(n)}) \left\{ 1 + \sum_{N \neq M} (-1)^{N-1} \frac{3}{16k_N} \left[(2 - q_N - P_{N,M}) \left(1 - \frac{\eta_{lN}^{(n)} - \eta_{dN}^{(n)}}{\gamma_{0N}^{(n)} - \gamma_{0M}^{(n)}} \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - Q_{M,N} \tau_{M,N} \left(1 - \frac{\eta_{lM}^{(n)} - \eta_{dM}^{(n)}}{\gamma_{0N}^{(n)} - \gamma_{0M}^{(n)}} \right) \right] \right\}, \quad N \neq M = 1, 2. \end{aligned} \quad (18)$$

У випадку, коли товщини шарів d_i двошарового зразка тонкі ($k_i \ll 1$), то для величини $\gamma^{(n)}$ можна отримати такий наближений вираз при довільному співвідношенні між товщинами шарів ДП:

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} - (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \left(1 - \ln^{-1} \frac{1}{k_i} \right) \right\}, \quad k_i \ll 1. \quad (19)$$

Якщо характер взаємодії носіїв заряду з МП та зовнішніми поверхнями зразка близький до дифузного ($q_i, P_{i,j}, Q_{j,i} \ll 1$), то $\Phi_i \sim k_i$, $\sigma_{0i} \sim l_i$ і функцію $D_{j,i}$ у виразі (19) наближено можна подати у вигляді

$$D_{j,i} = \frac{d_j \sigma_{0j} \Phi_j}{d_i \sigma_{0i} \Phi_i} \approx \frac{d_j l_j k_j}{d_i l_i k_i} = d_{j,i}^2. \quad (20)$$

З урахуванням співвідношення (20) формула (19) набуде такого вигляду:

$$\gamma^{(n)} = \gamma_{0i}^{(n)} - (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \left(1 - \ln^{-1} \frac{1}{k_i} \right), \quad k_i \ll 1, \quad (21)$$

тобто у цьому випадку коефіцієнт тензочутливості буде визначатися своїм значенням i – го шару металу.

ЧИСЕЛЬНИЙ РОЗРАХУНОК

Для проведення чисельного розрахунку коефіцієнта поздовжньої тензочутливості двошарової монокристалічної плівки точну формулу (10) зручно записати у вигляді

$$\frac{\gamma^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}} = \frac{1}{1 + D_{2,1}} \sum_{i \neq j} \left(D_{i,j} \gamma_{0i,j}^{(1)} \right)^{i-1} \left\{ 1 - \frac{M_i^{(1)}}{\gamma_{0i}^{(1)}} \right\}. \quad (22)$$

При виконанні нерівності $D_{j,i} \ll 1$ (22) перетворюється до вигляду

$$\gamma^{(1)} = \gamma_{0i}^{(1)} M_i^{(1)} - D_{j,i} \left\{ \gamma_{0i}^{(1)} - M_i^{(1)} - \left(\gamma_{0j}^{(1)} - M_j^{(1)} \right) \right\}. \quad (23)$$

Звідси випливає, що

$$\frac{\gamma^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}} \cong \begin{cases} 1 - \frac{M_1^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}}, & d_{2,1} \rightarrow 0, \\ \frac{\gamma_{02}^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}} \left(1 - \frac{M_2^{(1)}}{\gamma_{02}^{(1)}} \right) \approx \frac{\gamma_{02}^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}}, & d_{2,1} \rightarrow \infty, \end{cases} \quad (24)$$

де ми врахували, що зі збільшенням товщини шару металу d_2 , що конденсується на базовий шар товщиною d_1 , функція $M_2^{(1)} \rightarrow 0$, оскільки він становиться безмежовим.

Залежність коефіцієнта поздовжньої тензочутливості двошарового монокристалічного зразка від відношення товщин шарів $d_{2,1}$ при різних значеннях параметрів, які характеризують ДП, зображені на рис. 2 а – е. В області малих значень $d_{2,1} \ll 1$ величина $\gamma^{(1)}/\gamma_{01}^{(1)}$ практично не змінюється із зростанням сумарної товщини плівки (рис.2 а та формула (24)) і визначається значенням КТ базового шару металу. При виконанні протилежної нерівності $d_{2,1} \gg 1$ коефіцієнт тензочутливості ДП асимптотично прямує до $\gamma_{02}^{(1)}/\gamma_{01}^{(1)}$ (формула (24) та рис. 2 б). Якщо ж $d_1 \sim d_2$, то характер зміни КТ визначається знаком нерівності між феноменологічними параметрами $\eta_{li}^{(1)}$ і $\eta_{di}^{(1)}$, $\eta_{l1}^{(1)}$ та $\eta_{l2}^{(1)}$. Якщо $\eta_{li}^{(1)} > \eta_{di}^{(1)}$ ($\eta_{li}^{(1)} < \eta_{di}^{(1)}$) і $\eta_{l2}^{(1)} > \eta_{l1}^{(1)}$ ($\eta_{l2}^{(1)} < \eta_{l1}^{(1)}$), то коефіцієнт тензочутливості монотонно збільшується (зменшується) зі збільшенням $d_{2,1}$ (рис. 2 а, криві З(1)), оскільки розмірна добавка у цьому випадку додатна (від'ємна) до об'ємного значення КТ. При збереженні знака нерівності між $\eta_{li}^{(1)}$ і $\eta_{di}^{(1)}$ та зміні знака нерівності між $\eta_{l1}^{(1)}$ та $\eta_{l2}^{(1)}$ на протилежний на залежності $\gamma^{(1)}(d_{2,1})$ з'являється мінімум (максимум), який обумовлений дифузним характером взаємодії носіїв заряду з межами поділу шарів металу (рис. 2 а-д). Із збільшенням дзеркальності меж поділу (рис. 2 в,г), товщини базового шару металу (рис.2 д) та параметра $\eta_{di}^{(1)}$ (рис.2 е) зазначений

мінімум (максимум) вироджується і КТ становиться монотонною функцією зі зміною відношення товщин шарів металу ДП.

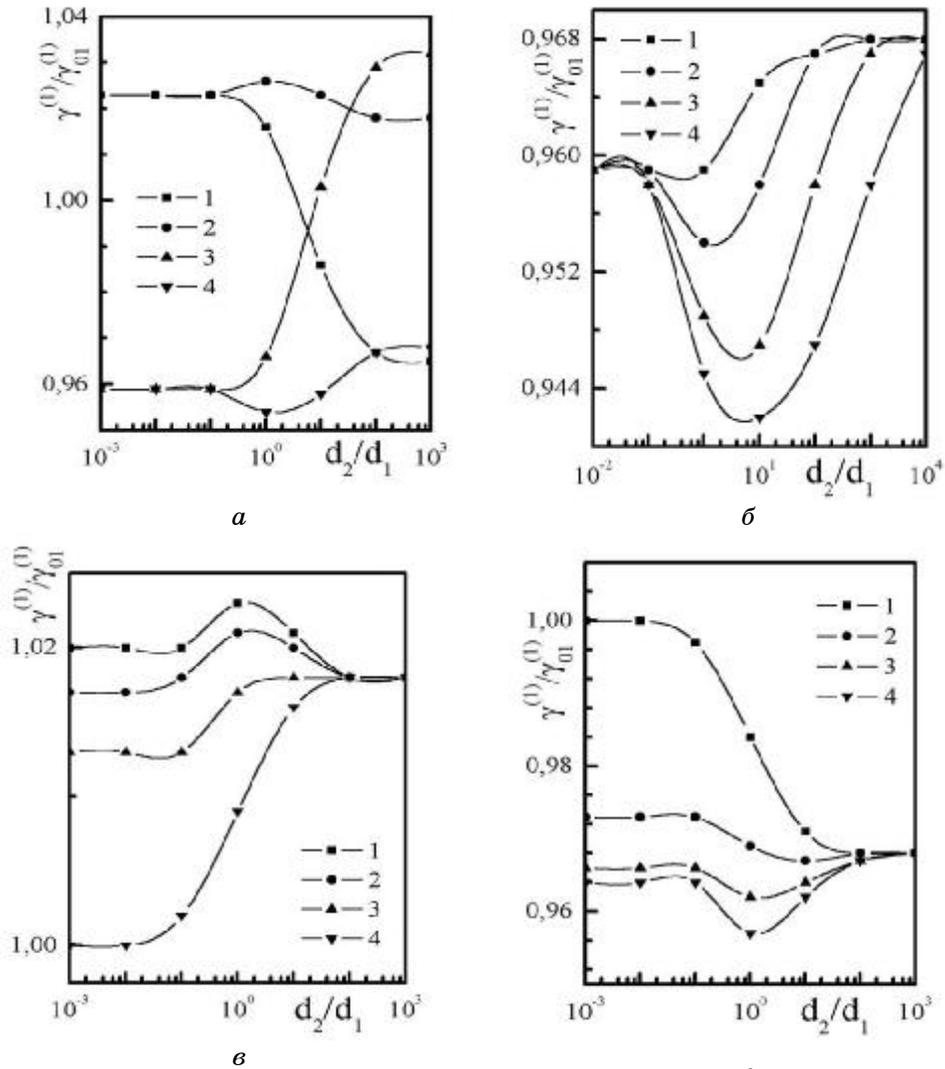


Рисунок 2, лист 1 - Залежність коефіцієнта поздовжньої тензочутливості $\gamma^{(1)}/\gamma_{01}^{(1)}$ двошарової монокристалічної плівки від відношення товщин шарів металу $d_{2,1}$ при таких значеннях параметрів:

a - $k_1 = 0,1$, $q_i = P_{ij} = Q_{ji} = 0,1$, $l_{1,2} = 1$, $\eta_{di} = 0,3$, $1 - \eta_{ll} = 0,2$, $\eta_{l2} = 0,1$,

2 - $\eta_{ll} = 0,2$, $\eta_{l2} = 0,25$, 3 - $\eta_{ll} = 0,5$, $\eta_{l2} = 0,6$, 4 - $\eta_{ll} = 0,5$, $\eta_{l2} = 0,4$;

б - $k_1 = 0,1$, $q_i = P_{ij} = 0,1$, $Q_{ji} = 0,2$, $\eta_{di} = 0,3$, $\eta_{ll} = 0,5$, $\eta_{l2} = 0,4$, 1 - $l_{12} = 10$,

2 - $l_{12} = 1,0$, 3 - $l_{12} = 0,1$, 4 - $l_{12} = 0,01$;

в - $k_1 = 0,1$, $q_i = 1,0$, $Q_{ij} = 0,1$, $l_{1,2} = 1$, $\eta_{di} = 0,3$, $\eta_{ll} = 0,2$, $\eta_{l2} = 0,25$

1 - $P_{ij} = 0,1$, 2 - $P_{ij} = 0,3$, 3 - $P_{ij} = 0,6$, 4 - $P_{ij} = 0,9$;

г - $k_1 = 0,1$, $q_i = 1,0$, $P_{ij} = 0,1$, $l_{1,2} = 1$, $\eta_{di} = 0,3$, $\eta_{ll} = 0,5$, $\eta_{l2} = 0,4$

1 - $Q_{ji} = 0,9$, 2 - $Q_{ji} = 0,6$, 3 - $Q_{ji} = 0,3$, 4 - $Q_{ji} = 0,1$

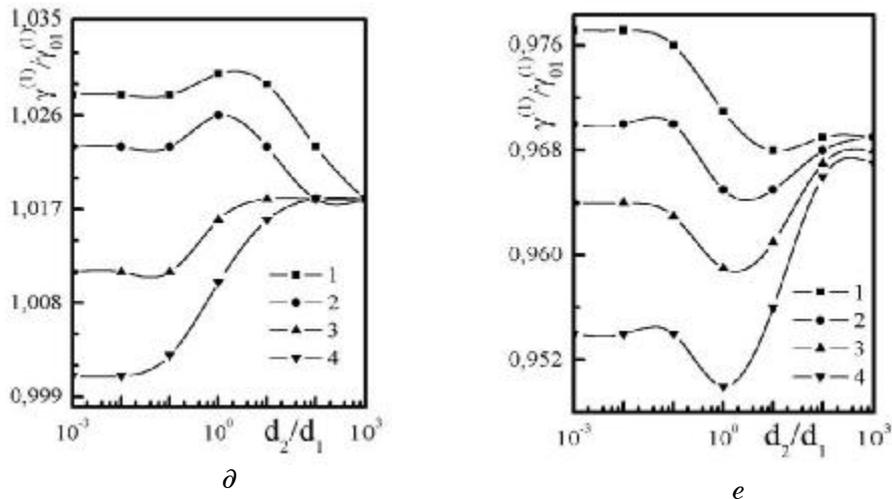


Рисунок 2, лист 2 - Залежність коефіцієнта поздовжньої тензочутливості $\gamma^{(1)} / \gamma_{01}^{(1)}$ двошарової монокристалічної плівки від відношення товщин шарів металу $d_{2,1}$ при таких значеннях параметрів:

$\partial - q_i = P_{ij} = Q_{ji} = 0,1, l_{1,2} = 1, \eta_{di} = 0,3, \eta_{\parallel} = 0,2, \eta_{l2} = 0,25, 1 - k_1 = 0,01,$
 $2 - k_1 = 0,1, 3 - k_1 = 1, 4 - k_1 = 10;$

$e - k_1 = 0,1, q_i = P_{ij} = Q_{ji} = 0,1, l_{1,2} = 1, \eta_{\parallel} = 0,5, \eta_{l2} = 0,4, 1 - \eta_{li} = 0,38,$
 $2 - \eta_{li} = 0,35, 3 - \eta_{li} = 0,32, 4 - \eta_{li} = 0,28.$

ВИСНОВКИ

Таким чином, розмірні залежності коефіцієнта тензочутливості двошарових монокристалічних плівок суттєво відрізняються від аналогічних залежностей для тонкого шару металу. При малій товщині покриття $d_{2,1} \ll 1$ його власний внесок у КТ незначний, однак величина КТ двошарової плівки буде відрізнятися від відповідного значення КТ для одношарової плівки і визначається величиною шорсткості меж поділу шарів металу. Зі збільшенням товщини шару металу d_2 , так що $d_2 \sim d_1$, подальша поведінка КТ буде визначатися знаком нерівності між феноменологічними параметрами та характером взаємодії носіїв заряду з внутрішньою та зовнішніми межами зразка. Якщо домінує дифузне розсіювання електронів, то на залежності $\gamma^{(1)}(d_{2,1})$ з'являється мінімум (максимум), який вироджується при зростанні, зокрема, сумарної дзеркальності границь ДП. При подальшому зростанні товщини шару металу $d_2 \rightarrow \infty$ КТ асимптотично прямує до $\gamma_{02}^{(1)} / \gamma_{01}^{(1)}$.

Робота виконана в рамках теми № 68.01.03.06 – 08 за фінансової підтримки Міністерства освіти і науки України.

SUMMARY

Within the frames of the modified Fuchs-Sondheimer model we have analyzed theoretically the effect of the longitudinal and the transverse strain-sensitivity of a double-layered single-crystal film. We have obtained both the exact and asymptotical expressions for the coefficients of the strain-sensitivity (CS). We predict a non-monotonic behavior of the CS as a function of

the ratio of the adjacent layer thicknesses. We obtain also that this behavior of the CS is sensitive to the characteristics of the charge carrier scattering at the interlayer interfaces. We perform a detailed calculation of the CS for the wide range of the layer thicknesses at various values of the parameters corresponding to the boundary scattering of the charge carriers.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Проценко С.І., Черноус А.М. Дослідження і прогнозування тензорезистивних властивостей плівкових систем на основі Cr, Cu і Sc // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2003. – Т. 25, №5. – С.587 – 601.
2. Зайнабидинов С.З., Маматкаримов О.О., Хамидов Р.Х. Тензочувствительность структур типа Au-Si(Ni)-Sb при всестороннем давлении // *УФЖ.* – 2002. – Т.47, №9. – С.873 – 875.
3. Experimental test of a three – dimensional model for electrophysical properties of metal films / Chornous A.M., Opanasyuk N.M., Pogrebnjak A.D. et al. // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 2000. – V.39, Part 2, №12B. – P.L1320 – L1323.
4. Исаков Г.И. Управление тензорезистивными параметрами эвтектической композиции полупроводник – металл // *Письма в ЖТФ.* – 1996. –Т.22, Вып.24. – С.70 – 74.
5. Клокова Н.П. Тензорезисторы. М.:Машиностроение, 1990. – 222 с.
6. Fuchs K. The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals // *Proc. Cambr. Phil. Soc.Ser. A.* – 1938. –V.34, №1. – P.100-108.
7. Sondheimer E.H. The mean free path of electrons in metals // *Adv.Phys.* – 1952. – V.1, №1. – P.1 – 42.
8. Tellier C.R., Tosser A.J. Size Effects in Thin Films. – Amsterdam – Oxford – New York: Elsevier scientific publishingcompany, 1982. – 310 p.
9. Дехтярук Л.В., Колесниченко Ю.А. Размерные кинетические эффекты в двухслойных пластинах// *ФНТ.* – 1993. – Т.19, №9. – С.1013-1020.
10. Эффект тензоупругости у тонких металевих полікристалічних плівках / Л.В. Дехтярук, С.О.Забіла, С.І. Проценко та ін. // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2004. – Т. 26, №10. – С.1333 – 1345.

Надійшла до редакції 27 квітня 2006 р.

УДК 669.548.56

ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ДЕФОРМАЦИЕЙ КРУЧЕНИЯ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ: ИЗУЧЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

В.Черкасскаяасп.; Р. Кужел**, д-р физ.-мат. наук, доцент;
И.Е.Проценко*, д-р физ.мат. наук, профессор; Я.Чижек, д-р физ.-мат.
наук, доцент; З. Матей,** асп.***

** Сумский государственный университет*

*** Карлов университет в Праге, Чешская Республика*

Проведено комплексное исследование термической стабильности субмикроструктурных (СМК) материалов, имеющих различную структуру, выполненное рентгеновским структурным анализом в сочетании с ПЭМ и спектроскопией аннигиляции позитронов. Обнаруженные структурные особенности СМК Си, Fe, Mg открывают возможность для развития более пригодной модели для изучения их с помощью рентгеновской дифракции

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к проблеме стабильности субмикроструктурных (СМК) материалов, произведённых интенсивной пластической деформацией (ИПД), обусловлен, главным образом, практическим использованием их