

PACS numbers: 68.55.jd, 68.65.Ac, 72.10.Fk, 72.15.Lh, 73.40.Jn, 73.50.Bk, 73.50.Jt

Кінетичні розмірні ефекти у багатошарових плівках з полікристалічною структурою

А. Г. Басов, Ю. О. Шкурдода*, Л. В. Дехтярук**, А. М. Чорноус

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

**Сумський державний педагогічний університет ім. А. С. Макаренка,
вул. Роменська, 87,
40002 Суми, Україна*

***Харківський державний технічний університет будівництва
та архітектури,
вул. Сумська, 40,
61002 Харків, Україна*

В огляді систематизовано результати теоретичних та експериментальних досліджень транспортних розмірних ефектів у багатошарових плівках (БП) з полікристалічною структурою, кінетичні характеристики яких суттєво відрізняються від відповідних характеристик масивних металів і тонких металевих плівок. Основною причиною такої відмінності є взаємодія носіїв заряду з інтерфейсами та з міжкристалітними межами мультишару. Зазначена взаємодія призводить до додаткового розсіяння електронів, і числові значення транспортних коефіцієнтів БП можуть бути як значно більшими, так і меншими у порівнянні з відповідними коефіцієнтами для однорідних одношарових плівок, з яких складається мультишар, а їх розмірні залежності є немонотонними. Розглянуті в огляді кінетичні ефекти можуть бути використані не лише для аналізу електронного транспорту у полікристалічних мультишарах, а й у багатошарових плівках з монокристалічною структурою, а з врахуванням формальної відповідності між мультишаром та двошаровою плівкою — і у двошаровій плівці з моно- та полікристалічними структурами.

In a given review, the results of theoretical and experimental investigations of transport size effects in multilayer polycrystalline films (MLF), whose kinetic characteristics are appreciably differing from the characteristics of bulk metals and thin films forming these multilayers, are systemized. Interaction of current carriers with both the interfaces and the grain boundaries is the main cause of the difference. It leads to the nonmonotonic dependence of transport coefficients on the layer thicknesses and applied magnetic field. The kinetic

effects discussed in the review may be used to analyse electron transport in single-crystalline multilayer films. Moreover, taking into account a formal equivalence between the multilayer and the two-layer film, one may use these results to investigate transport characteristics of bilayer films.

В обзоре систематизированы результаты теоретических и экспериментальных исследований транспортных размерных эффектов в многослойной пленке (МС) с поликристаллической структурой, кинетические характеристики которой существенно отличаются от соответствующих характеристик массивных металлов и тонких металлических пленок. Основной причиной такого отличия является взаимодействие носителей заряда с интерфейсами и с межкристаллитными границами мультислоя. Указанное взаимодействие приводит к дополнительному рассеянию носителей заряда, и численные транспортные коэффициенты могут быть как значительно больше, так и меньше по сравнению с соответствующими коэффициентами однородных пленок, а размерные зависимости кинетических коэффициентов в многослойной пленке являются немонотонными. Рассмотренные в обзоре эффекты могут быть использованы не только для анализа транспортных коэффициентов в многослойной поликристаллической пленке, но и в мультислое с монокристаллической структурой, а при учете формального соответствия между мультислоем и двухслойной пленкой — также в двухслойных пленках с моно- и поликристаллической структурами.

Ключові слова: багат шарова полікристалічна плівка, магнетоопір, провідність, теплопровідність, температурний коефіцієнт опору, коефіцієнти поперечної та поздовжньої тензочутливостей, модифікований модель Маядаса і Шацкеса, внутрішній розмірний ефект, параметри дзеркальності.

(Отримано 27 жовтня 2010 р.)

ВСТУП

Вивчення впливу розмірів провідника на його транспортні властивості (зовнішній розмірний ефект) були започатковані в кінці 19 століття Стоун у праці [1], в якій експериментально досліджувався опір тонких плівок та було показано, що тонкі металеві провідники мають більший опір у порівнянні з масивними зразками. Аналогічний результат був одержаний Паттерсоном [2], і одночасно з ним Томсон [3] вперше запропонував наближену теорію зовнішнього розмірного ефекту звідки випливало, що зменшення провідності тонких плівок обумовлено обмеженням довжини вільного пробігу (ДВП) електронів товщиною провідника. Однак в зазначених роботах експериментальні дослідження проводилися на плівках, які одержувалися в погано контрольованих умовах, і тому найбільш переконливі результати стосовно впливу розмірів провідника на його провідні властивості було одержано Ловеллом [4, 5], на основі яких Фукс [6] вперше побудував послідовну кількісну теорію про-

відности тонких монокристалічних плівок. Шляхом розв'язання Больцманного кінетичного рівняння для нерівноважної складової функції розподілу електронів, доповненого крайовими умовами, які описують характер взаємодії носіїв заряду з межами зразка, для провідності плівки σ , межі якої дифузним чином розсіюють електрони, Фукс одержав наступний вираз: $\sigma = (3/4)\sigma_0(d/l)\ln(l/d)$ (σ_0 — провідність масивного провідника, d — товщина провідника, l — ДВП носіїв заряду). Автори робіт [7, 8] прийнявши до уваги той факт, що умови розсіяння електронів межею плівки, яка прилягає до підкладки, відрізняється від умов розсіяння електронів на межі «метал–вакуум» одержали загальні та асимптотичні вирази для провідності плівки, межі якої різним чином розсіюють електрони.

В подальшому Фуксову теорію було застосовано до розрахунку коефіцієнтів провідності для тонких дротів круглого [9, 10], квадратного [11] та прямокутного перерізу [12, 13], а у роботі [14] було одержано прості апроксимаційні співвідношення для зазначених випадків. Якщо зразок товстий ($d \gg l$), то одержані авторами робіт [9, 11, 12] асимптотичні вирази для їх провідності з точністю до чисельного множника збігаються з аналогічним Фуксовим результатом. Якщо ж зразок тонкий ($d \ll l$), то провідність тонких дротів при зменшенні їх товщини зменшується швидше, у порівнянні з провідністю плівки, оскільки $\sigma_f/\sigma_0 \cong d/l$.

Тонкі плівки, які одержують методом осадження на підкладку, зазвичай монокристалічні по товщині, а у напрямку паралельному межах зразка мають полікристалічну структуру. Якщо характерний розмір кристалітів L сумірний або менший за довжину вільного пробігу електронів l , то ефективні (відповідальні за ефект) носії заряду або розсіюються межами зерен або змінюють свою швидкість руху при проходженні через міжкристалітні межі внаслідок різної орієнтації суміжних кристалітів і, відповідно, в провіднику виникає внутрішній розмірний ефект. Цей ефект подібний до зовнішнього розмірного ефекту (розсіяння електронів на зовнішніх межах), однак він принципово відрізняється від останнього, оскільки при зовнішньому розмірному ефекті розсіяння носіїв заряду відбувається на поверхні «метал–вакуум», а при внутрішньому — на межі «метал–метал».

Внутрішній розмірний ефект не враховується у рамках Фуксового моделю, і тому Маядас і Шацкес [15] його модифікували. Вони запропонували модель (модель МШ) полікристалічної плівки, у якому кристаліти мають однаковий середній розмір L у площині провідника, а їх межі або перпендикулярні, або паралельні поверхням. Вважаючи, що потенціал на міжкристалітних межах можна описати одномірною δ -функцією, а розсіяння електронів відбувається лише на перпендикулярних до вектора напруженості електричного поля міжкристалітних межах, Маядасом та Шацкесом [15] було одержано загальний аналітичний вираз для питомої провідності σ_g полік-

ристалічної плівки, який в подальшому авторами роботи [16] був узагальнений на випадок, коли зовнішні межі провідника мають різну ступінь шерсткостей. Таким чином, на відміну від Фуксового моделю, в якому враховується лише об'ємний та поверхневий механізми релаксації носіїв заряду, модель МШ враховує іще один механізм дисипації електронного потоку — зерномежовий.

Одержана Маядасом та Шацкесом аналітична розмірна залежність провідності полікристалічної плівки виявилася досить складною, щоб можна було б провести безпосереднє порівняння з результатами експериментальних досліджень. Тому у роботах [17, 18] були запропоновані прості асимптотичні вирази для коефіцієнта електропровідності, температурного коефіцієнта опору (ТКО) [19] та коефіцієнтів тензочутливості (КТ) [20], які не лише суттєво спрощують порівняння теоретичних результатів з експериментально вимірними відповідних коефіцієнтів, а й дозволяють розрахувати залежності ймовірностей відбиття електронів від зовнішніх меж та меж зерен (МЗ) від товщини провідника [21].

У подальших теоретичних дослідженнях, беручи модель МШ за базову, було запропоновано різні феноменологічні моделі з іншою кристалічною структурою в плівкових зразках. Так, зокрема, в роботах [22–24] проаналізовано електропровідність провідника з моноблочними кристалітами, які мають форму циліндрів однакового діаметра, твірні яких є перпендикулярними зовнішнім межах. В роботах [25–27] розглядається двовимірний модель, а в роботах [28, 29] — тривимірний модель (більш докладно див. узагальнювальну монографію [30]) електропровідності тонкої полікристалічної плівки у припущенні, що розмір кристалітів однаковий у кожному з трьох взаємно перпендикулярних напрямків, а взаємодія носіїв заряду з межами зерен характеризується лише одним параметром, який визначає ймовірність проходження електрона через міжкристалітну межу. В подальшому у роботах [31, 32] було виконано узагальнення тривимірного моделю на випадок, коли кристаліти мають не кубічну форму, а моделювалися трьома сукупностями площин, які перпендикулярні трьом осям координат. Однак, наведена у роботі [27] чисельна аналіза показала, що значення ймовірності дзеркального відбиття носіїв заряду від зовнішніх поверхонь провідника та ймовірності дифузного розсіяння електронів на МЗ, яких одержано у рамках дво- та тривимірного моделей, при аналізі експериментальних даних практично збігаються з відповідними результатами для одновимірного моделю. Цей факт обумовлений тим, що міжкристалітні межі, які паралельні вектору густини електричного струму, слабо впливають на електронний потік i , відповідно, не змінюють величину транспортних коефіцієнтів. Саме через цю причину при подальшій аналізі кінетичних коефіцієнтів, які характеризують електронний транспорт в багатошарових полікристалічних плівках, використовувався одно-

вимірний модель МШ [15].

Для визначення, який з механізмів релаксації носіїв заряду (об'ємний, поверхневий чи зерномежовий) в полікристалічній плівці є домінуючим, автори роботи [33] запропонували модель полікристалічного провідника, який по суті є комбінацією моделей, що використовувалися у роботах [15, 34]. Полікристалічна плівка розглядалася як сукупність двох паралельних шарів — поверхневого та об'ємного (який мав полікристалічну структуру, на відміну від моделю [34], у якому об'ємний шар вважався монокристалічним) з різними фіксованими параметрами. Розбиття провідника на сукупність паралельно з'єднаних шарів металу дозволило розділити внески у транспортні коефіцієнти зерномежового та поверхневого розсіяння електронів та показати, що опір поверхневого шару та опір, який пов'язаний із зерномежовим розсіянням електронів не залежать від товщини плівки. Разом з тим, «поверхневий» опір у декілька разів більший за «зерномежовий» опір, в той час, як для температурного коефіцієнта опору (ТКО) спостерігається зворотна тенденція а саме, ТКО поверхневого шару у кілька разів менший у порівнянні зі своїм об'ємним значенням.

Експериментальні дослідження опору тонких металевих плівок, які були виконані до 60-х років минулого століття вказували на те, що електрони межами зразка в основному розсіюються дифузно. Такий висновок обумовлений тим, що в ранніх експериментах об'єктом вивчення розмірного ефекту були в основному полікристалічні плівки, в яких умова сильного розмірного ефекту практично не виконувалася і, відповідно, результати вимірювань вдавалося пояснити лише за умови дифузного характеру взаємодії носіїв заряду із зовнішніми межами провідника. Однак в подальшому, в зв'язку з удосконаленням експериментальної техніки і можливістю одержання чистих монокристалічних плівок, появилися експериментальні дані, які вказували на часткове дзеркальне відбиття носіїв заряду межами провідника.

Лукас у роботі [35] для експериментального підтвердження наявності дзеркального характеру взаємодії носіїв заряду з межами провідника, досліджував відпалені плівки Au на одну з поверхонь яких було нанесено додатковий шар золота (так звані «дзеркальні» плівки за термінологією автора) і показав, що опір таких плівок збільшується на 10%, що було зумовлено, на його думку, збільшенням шерсткостей межі поділу шарів і, відповідно, збільшенням дифузного (а не дзеркального) розсіяння носіїв заряду. Тим самим, очевидно, можна стверджувати, що Лукас вперше одержав і дослідив опір двошарових плівок (ДП). В подальшому об'єкти, у яких експериментально досліджувалися транспортні властивості, були розширені на випадок тришарових (сандвічів) [36–39] та багатошарових плівок (БП) [40–42].

Характерною рисою багатошарових плівок є наявність у них меж

поділу шарів (МПШ, інтерфейс) металу, взаємодія електронів з якими суттєво відрізняється від їх взаємодії із зовнішніми поверхнями, оскільки окрім їх дифузного розсіяння, можливе проходження носіїв заряду у сусідні шари металу. Ця обставина призводить до нетривіальних залежностей транспортних коефіцієнтів від повної товщини двошарової та тришарової плівки або від товщини елемента періодичності мультишару (бішару), яка суттєво відрізняється від аналогічних залежностей для одношарових плівок, які входять до складу багатошарового зразка.

Провідність двошарової плівки вперше теоретично проаналізував Лукас [7], який розглянув найпростішу ситуацію, коли наявність МПШ не впливає на траєкторію руху носіїв, а зовнішні межі ДП мають різну ступінь шерсткостей (за таких умов, по суті, одержана Лукасом [7] формула є узагальненням Фуксової формули [6] на випадок, коли межі тонкої плівки мають різну дзеркальність). Намагання врахувати проходження електронів у сусідні шари металу через МПШ була здійснена авторами роботи [43], які описали взаємодію електронів з МПШ за допомогою узагальнених Фуксових крайових умов [6]. В подальшому у роботах [44, 45] були сформульовані коректні крайові умови для квазиклясичної функції розподілу електронів, які містять параметри, що визначають величину ймовірності дзеркального відбиття інтерфейсами провідника та проходження носіїв заряду у сусідні шари металу. Запропоновані крайові умови дозволяють коректно розрахувати будь-які транспортні коефіцієнти двота багатошарового зразків (див. огляд [46] та праці [47–54]).

Каганов та Фікс [44] також замітили одне цікаве фізичне явище, яке характерне лише для двошарової або багатошарової плівки, тобто для провідників, які мають межу поділу шарів металу. Ними було показано, що для анізотропного зразка внаслідок різної орієнтації зерен і, відповідно, поверту в імпульсному просторі поверхні Фермі, для падаючих на МПШ металу носіїв заряду існують особливі стани, для яких неможливе одночасне виконання умови збереження енергії та тангенційної, по відношенню до інтерфейсу, компоненти квазіімпульсу, і електрони зазнають повного внутрішнього відбиття.

Устинов у роботі [45] теоретично розрахував внесок сукупності пласких дефектів, які знаходяться на однаковій віддалі один від одного, у сумарний опір тонкої плівки (в подальшому результати цієї роботи були узагальнені у роботі [55] на випадок довільного характеру взаємодії електронів з межами поділу шарів). Розглянутий ним модель по суті формально збігається з найпростішим моделем металеві багатшарової плівки, яка являє собою періодичну (у напрямку уздовж нормалі до інтерфейсів) систему абсолютно однакових металевих шарів металу з квадратичним та ізотропним законом дисперсії для носіїв заряду. Устинов показав, що паралельна межах поділу шарів металу провідність зазначеного мультишару (мо-

дель Устинова) не залежить від співвідношення між ймовірностями дзеркального відбиття та проходження носіїв заряду у сусідні металеві шари, а визначається сумарною ймовірністю дзеркального «відбиття» електронів інтерфейсами зразка.

У роботах [56–61] результати Устинова були узагальнені на випадок мультишару, який складається з шарів металу різної товщини з різними довжинами вільного пробігу електронів у них, що чергуються, як з використанням крайових умов, які описують взаємодію електронів з межами зразка феноменологічно, так і за допомогою крайової умови для квазикласичної функції розподілу у формі лінійного інтегрального співвідношення [61]. В роботі [61] також обговорена можливість застосування до розглянутих задач наближення незалежних від квазіімпульсу ймовірностей відбиття та проходження носіїв заряду через інтерфейси.

Наявність зовнішнього магнетного поля \mathbf{H} суттєво змінює електронний транспорт в тонкому провіднику. Так, зокрема, у тонкій плівці, яку поміщено у схрещені електричне (\mathbf{E}) та магнетне (\mathbf{H}) поля, носії заряду з відмінними від нуля імпульсами p_H (p_H — проєкція квазіімпульсу на напрямок вектора \mathbf{H}) рухаються по гвинтовій траєкторії. Якщо електрон за час руху t від однієї поверхні до протилежної здійснить ціле число обертів — $k = t/T_H$ (T_H — період обертання), то зміщення носія заряду у напрямку електричного поля дорівнює нулю, і він не є ефективним. При зміні магнетного поля \mathbf{H} періодично то виконується, то порушується умова $k = t/T_H$, у результаті чого питомий опір (провідність) тонкої плівки стає осцилювальною функцією магнетного поля (або товщини зразка) [62].

Осциляції Зондгайма [62] визначаються вузькою групою носіїв заряду на поверхні Фермі [63–67]. При квадратичному та ізотропно-му законі дисперсії це група електронів, які з максимальною швидкістю рухаються уздовж напрямку вектора \mathbf{H} , тобто це електрони, які розташовані в околі опорних точок поверхні Фермі [63]. У випадку довільного закону дисперсії — це електрони, зміщення яких уздовж напрямку вектора \mathbf{H} максимальне за період обертання у полі [63]. Носії заряду з різними значеннями квазіімпульсу p_H в результаті накладання осциляцій з різними періодами та фазами дають лише додатковий до об'ємного, монотонний внесок у провідність плівки.

У подальших теоретичних роботах (див. огляди [66, 67] та цитовану там літературу) було докладно вияснено питання про вплив стану поверхні зразка на осциляції Зондгайма і розрахована амплітуда осциляцій магнетоопору, як в наближенні Фуксового параметра дзеркальності, так і для довільної індикатрисы розсіяння і проведено узагальнення зазначеного ефекту на випадок багатоканального відбиття носіїв заряду поверхнями провідника.

Метою даного огляду є систематизація результатів теоретичного та експериментального дослідження транспортних розмірних ефе-

ктів в магнетоопорі, провідності, температурному коефіцієнті опору і в поперечній та поздовжній тензочутливостях у багатошарових полікристалічних плівках, які були виконані в останні роки, в рамках модифікованого моделю МШ [15], який і зараз широко використовується для аналізу транспортних ефектів в одно- та багатошарових нанокристалічних плівках [68–73].

1. РОЗМІРНИЙ ГАЛЬВАНОМАГНЕТНИЙ ЕФЕКТ В БАГАТОШАРОВІЙ ПЛІВЦІ

1.1. Постановка задачі. Загальна формула для провідності багатошарової плівки

Розглянемо багатошарову періодичну плівку, яка складається з полікристалічних шарів металу, що чергуються, різної товщини ($d_j \neq d_n, j \neq n = 1, 2$) та з різним ступенем концентрації дефектів в об'ємі шарів металу ($l_j \neq l_n, l_j$ — довжина вільного пробігу носіїв заряду). Будемо вважати, що до багатошарової плівки прикладене зовнішнє однорідне електричне поле напруженістю \mathbf{E} уздовж меж поділу шарів металу, а сильне однорідне магнетне поле \mathbf{H} направлене уздовж нормалі до інтерфейсів зразка, так що характерний Ларморів радіус електронів $r \ll d_j$ товщини j -го шару металу. Оскільки ми нехтуємо незначними крайовими ефектами, то елементом періодичності БП є подвійний шар (бішар) товщиною $d = d_1 + d_2$ і, відповідно, наша задача зводиться до розрахунку магнетоопору у двошаровому провіднику з періодичними крайовими умовами.

Для того щоб обчислити густину струму \mathbf{J} в БП

$$\mathbf{J} = \frac{2e}{d h^3} \sum_{j=1}^2 \int_0^{d_j} dx \int d^3 p \mathbf{v}_j f_j(|x|, \mathbf{p}), \quad (1.1)$$

необхідно розв'язати лінеаризоване за слабким електричним полем Больцманнове кінетичне рівняння для функції розподілу електронів $f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ у кожному шарі елемента періодичності БП

$$f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = f_0(\varepsilon_j) - \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_j} \Psi_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \quad j = 1, 2, \quad (1.2)$$

яке у τ -наближенні для інтеграла зіткнення має наступний вигляд:

$$\frac{\partial \Psi_j}{\partial t} + \mathbf{v}_j \frac{\partial \Psi_j}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\Psi_j}{\tau_j} = e \mathbf{v}_j \mathbf{E}. \quad (1.3)$$

У формулах (1.1)–(1.3) введено позначення: d — товщина бішару, h — Плянкова стала, e, \mathbf{r} і \mathbf{p} — заряд, координата та квазіімпульс носія за-

ряду, v_j і ϵ_j — його швидкість та енергія, $f_0(\epsilon_j)$ — фермівська функція розподілу електронів, t — час руху носія заряду по траєкторії.

Ефективний час релаксації електронів τ_j у моделю МПШ враховує розсіяння носіїв заряду, як в об'ємі шарів металу, так і на межах зерен і дорівнює [15]:

$$\frac{1}{\tau_j} = \frac{1}{\tau_{0j}} \left\{ 1 + \alpha_j \frac{p_F}{|p_{yj}|} \right\}, \tag{1.4}$$

де τ_{0j} — характерний час релаксації носіїв заряду відносно їх пружних зіткнень в об'ємі шарів металу, p_F — фермівський квазіімпульс, p_{yj} — перпендикулярна до міжкристалітних меж компонента квазіімпульсу електрона, $\alpha_j = l_j R_j / L_j (1 - R_j)$ — зерномежовий параметер, L_j — середня ширина кристалітів у площині шарів металу, R_j — ймовірність дифузного розсіяння електронів на межах зерен.

Загальний розв'язок кінетичного рівняння (1.3) може бути знайдений з використанням методи характеристик, —

$$\Psi_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = F_j e^{\frac{\lambda-t}{\tau_j}} + \int_{\lambda}^t dt' e v_j(t') E e^{\frac{t'-t}{\tau_j}}, \tag{1.5}$$

і містить довільні функції F_j , які необхідно визначити за допомогою крайових умов, які описують характер взаємодії електронів з МПШ металу; $\lambda < t$ і має зміст моменту часу останньої взаємодії носія заряду з інтерфейсами бішару ($x_s = -d_1, 0, d_2$) та є ближчим до t , однак меншим за його корінь рівняння:

$$x - x_s = \int_{\lambda}^t v_{x_j}(t') dt' \equiv x_j(t) - x_j(\lambda). \tag{1.6}$$

Для простоти будемо вважати, що у кожному шарі металу багатошарового зразка закон дисперсії квадратичний та ізотропний. У цьому випадку перенормування хемічного потенціалу носіїв заряду після взаємодії з МПШ відсутня [44, 45], і крайові умови для функції розподілу $\Psi_j(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ (1.5), які дозволяють знайти функції F_j , мають такий вигляд [44, 45]:

$$\Psi_j^{s_j}(s_n d_j, \mathbf{p}) = P_{jn} \Psi_j^{s_n}(s_n d_j, \mathbf{p}') + Q_{nj} \tilde{\Psi}_n^{s_j}(s_n d_j, \mathbf{p}''), \tag{1.7}$$

$$\Psi_j^{s_n}(0, \mathbf{p}) = P_{jn} \Psi_j^{s_j}(0, \mathbf{p}') + Q_{nj} \Psi_n^{s_n}(0, \mathbf{p}''), j \neq n = 1, 2. \tag{1.8}$$

Тут $P_{jn} = \text{const}$ — ймовірність дзеркального відбиття носія заряду межею поділу між j -м та n -м шарами металу; $Q_{nj} = \text{const}$ — ймовірність проходження електрона з n -го шару в j -й шар без розсіяння,

так, щоб виконувалися нерівності $P_{jn} + Q_{nj} \leq 1$. Квазіімпульси \mathbf{p} , \mathbf{p}' і \mathbf{p}'' зв'язані умовами збереження енергії та тангенційної по відношенню до МПШ компоненти квазіімпульсу; $s_j = \text{sign} v_{xj}$ і визначає знак нормальної до міжшарової межі складової швидкості v_{xj} носіїв заряду. Тильда у другому доданку правої частини крайової умови (1.7) вказує на те, що функція $\tilde{\Psi}_n^{s_j}$ описує розподіл електронів у суміжних шарах металу, по відношенню до елементу періодичності багатшарового зразка, для якого записуються крайові умови.

Підставляючи функції $\Psi_j(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ в формі (1.5) у крайові умови (1.7) та (1.8), одержимо систему лінійних алгебричних рівнянь відносно F_j^\pm . Знаючи функції розподілу $\Psi_j(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ у кожному шарі елементу періодичності БП, можна записати компоненти тензору провідності $\sigma_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = y, z$), який зв'язує повний електричний струм (1.1) в мультшарі з електричним полем E_β [74–77, 80]:

$$\sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \text{Re} \left\{ \frac{1}{d} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j} \Phi_{Hj}^* \right\}, \quad (1.9)$$

$$\sigma_{yz} = -\sigma_{zy} = \text{Im} \left\{ \frac{1}{d} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j} \Phi_{Hj}^* \right\}. \quad (1.10)$$

Тут σ_{0j} — коефіцієнт питомої провідності масивного зразка з монокристалічною структурою за відсутності магнетного поля, час релаксації в якому — τ_{0j} , а розмірні функції Φ_{Hj}^* можна записати у вигляді [77]:

$$\Phi_{Hj}^* = f_j^* - \frac{6 k_j}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\varphi \cos^2 \varphi \int_0^1 dx \frac{(x - x^3)(1 - E_j)}{(k_j H_j + i\beta_j)^2} G_j, \quad (1.11)$$

$$f_j^* = \frac{k_j}{k_j + i\beta_j} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \frac{\alpha_j k_j}{k_j + i\beta_j} + 3 \frac{\alpha_j^2 k_j^2}{(k_j + i\beta_j)^2} - 3 \frac{\alpha_j^3 k_j^3}{(k_j + i\beta_j)^3} \ln \left| 1 + \frac{k_j + i\beta_j}{k_j \alpha_j} \right| \right\}, \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} G_j &= \\ &= 1 - \frac{\{(1 + P_{jn} E_j)(1 + P_{nj} E_n) - Q_{jn} Q_{nj} E_j E_n\} \{C_j (1 - P_{nj} E_n) + Q_{nj} d_{n,j} \tau_{j,n} E_n C_n\}}{\Delta} = \\ &= 1 - \frac{AB_j}{\Delta}, \\ \Delta &= \\ &= \{(1 - P_{jn} E_j)(1 - P_{nj} E_n) - Q_{jn} Q_{nj} E_j E_n\} \{(1 + P_{jn} E_j)(1 + P_{nj} E_n) - Q_{jn} Q_{nj} E_j E_n\}, \end{aligned}$$

$$C_j = P_{jn} (1 - E_j) + Q_{nj} d_{n,j} \tau_{j,n} (1 - E_n),$$

$$E_j = \exp \left\{ -\frac{k_j H_j}{x} - i \frac{\beta_j}{x} \right\}, \quad \tau_{j,n} = \frac{k_j H_j + i \beta_j}{k_n H_n + i \beta_n}, \quad \beta_j = \frac{d_j}{r}, \quad \frac{\beta_j}{k_j} \equiv \Omega \tau_{0j},$$

$$H_j = 1 + \frac{\alpha_j}{\cos \varphi \sqrt{1 - x^2}}, \quad k_j = \frac{d_j}{l_j}, \quad d_{n,j} = \frac{d_n}{d_j}, \quad (1.13)$$

де Ω — Ларморова частота, i — уявна одиниця.

Наведені загальні формули (1.9) та (1.10) у рамках модифікованого моделю МШ [15] в принципі повністю визначають залежність компонент тензора питомої провідності багатошарової плівкової системи з полікристалічною структурою від товщини шарів металу, їхньої структури та величини магнетного поля (гальваномагнетний осциляційний ефект у полікристалічних БП). Інтеграли, які входять у формули (1.9) та (1.10) не можна виразити через елементарні функції, тому подальша аналіза гальваномагнетного розмірного ефекту в БП є можливою лише на основі чисельного розрахунку. Однак, для граничних значень параметрів k_j , α_j і β_j можна одержати прості аналітичні вирази, які значно спрощують порівняння теоретичних результатів з експериментальними. В подальшому ми проаналізуємо найбільш цікавий з точки зору експерименту випадок, а саме, провідність багатошарової плівки.

1.2. Асимптотичні формули для розмірної функції

У випадку, коли інтерфейси багатошарової плівки дзеркальним чином розсіюють електрони ($P_{jn} + Q_{nj} = 1$), розмірний множник у формулі (1.11) буде дорівнювати нулю і провідність мультишару σ в ортогональному до МПШ магнетному полі буде визначатися формулою (1.9) у якій функції $\Phi_{H_j}^* = f_j^*$. У випадку, коли шари металу БП мають крупнозернисту структуру ($\alpha_j \ll 1$), вираз для коефіцієнта електропровідності значно спрощується і набуває вигляду ($\Phi_{H_j} = \text{Re}(\Phi_{H_j}^*)$):

$$\sigma = \frac{1}{d} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j} \Phi_{H_j} = \frac{1}{d} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j} \frac{k_j^2}{k_j^2 + \beta_j^2} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \alpha_j \frac{k_j^2 - \beta_j^2}{k_j^2 + \beta_j^2} \right\} \cong$$

$$\cong \frac{1}{d} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j} \begin{cases} 1 - \frac{\beta_j^2}{k_j^2} - \frac{3}{2} \alpha_j \left(1 - \frac{3\beta_j^2}{k_j^2} \right), & \frac{\beta_j}{k_j} \ll 1, \\ \frac{k_j^2}{\beta_j^2} \left(1 + \frac{3}{2} \alpha_j \right) \left(1 - \frac{3k_j^2}{\beta_j^2} \right), & \frac{\beta_j}{k_j} \gg 1. \end{cases} \quad (1.14)$$

Якщо ж виконується протилежна нерівність ($\alpha_j \gg 1$), тобто коли структура шарів металу БП дрібнозерниста, то провідність мультишару для довільних значень величини магнетного поля має наступний вигляд:

$$\sigma = \frac{1}{d} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j} \frac{3}{4\alpha_j} \left\{ 1 - \frac{4}{5\alpha_j} + \frac{2}{3\alpha_j^2} \left(1 - \frac{\beta_j^2}{k_j^2} \right) \right\}. \quad (1.15)$$

При довільному характері взаємодії носіїв заряду з інтерфейсами багат шарового зразка, асимптотичні формули для розмірних функцій Φ_j БП, яка складається з товстих ($k_j \gg 1$) шарів металу з дрібнозернистою ($\alpha_j \gg 1$) та крупнозернистою ($\alpha_j \ll 1$) структурами, можна одержати з формули (1.11). У цьому випадку, експоненти у виразі (1.11) малі і ними можна знехтувати, а функцію H_j потрібно розвинути в ряд по степеням α_j , що дозволяє виконати інтегрування по кутах φ та $x = \cos\theta$ і одержати наступну формулу для провідності мультишару, яка виконується при довільних значеннях параметрів q_j, P_{jn}, Q_{nj} і β_j :

$$\sigma(H) = \frac{1}{d} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j} \Phi_{Hj}(H), \quad (1.16)$$

де

$$\begin{aligned} \Phi_{Hj}(H) = & \frac{k_j^2}{k_j^2 + \beta_j^2} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \alpha_j \frac{k_j^2 - \beta_j^2}{k_j^2 + \beta_j^2} - \frac{3}{8k_j} \left[(1 - P_{jn}) \frac{k_j^2 - \beta_j^2}{k_j^2 + \beta_j^2} \times \right. \right. \\ & \times \left(1 - \frac{32}{3\pi} k_j^2 \alpha_j \frac{k_j^2 + 3\beta_j^2}{k_j^4 - \beta_j^4} \right) - Q_{nj} d_{n,j} \frac{k_j k_n - \beta_j \beta_n}{k_n^2 + \beta_n^2} \times \\ & \left. \left. \times \left(1 - \frac{16}{3\pi} \frac{k_j k_n}{k_j k_n - \beta_j \beta_n} \left(\alpha_j \frac{k_j^2 - \beta_j^2}{k_j^2 + \beta_j^2} + \alpha_n \frac{k_n^2 - \beta_n^2}{k_n^2 + \beta_n^2} \right) \right) \right] \right\}, \alpha_j \ll 1, \quad (1.17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{Hj} = \Phi_{Hj}(0) - \Phi_{Hj}(H) = & \frac{1}{2\alpha_j^3} \left\{ \frac{\beta_j^2}{k_j^2} + \frac{135}{256k_j\alpha_j^4} \left[(1 - P_{jn}) \left(1 - \frac{\beta_j^2}{k_j^2} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{3} Q_{nj} \tau_{0nj} \frac{\alpha_j^2}{\alpha_n^2} \left(1 - \frac{\beta_j \beta_n}{k_j k_n} \right) \right] \right\}, \alpha_j \gg 1. \quad (1.18) \end{aligned}$$

З формули (1.17) випливає, що в області слабкого ($\beta_j \ll 1$) та сильного ($\beta_j \gg 1$) магнетних полів розмірні функції $\Phi_{Hj}(H)$ багат шарової плівки з крупнозернистою структурою можна записати у вигляді:

$$\Delta\Phi_{Hj} = \frac{\beta_j^2}{k_j^2} \left\{ 1 - \frac{9}{2} \alpha_j - \frac{9}{8k_j} \left[(1 - P_{jn}) \left(1 - \frac{128}{9\pi} \alpha_j \frac{\beta_j^2}{k_j^2} \right) - \frac{1}{3} Q_{nj} \tau_{0n,j} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(1 + \frac{k_j \beta_j}{k_n \beta_n} + \frac{\beta_n^2 k_j^2}{\beta_j^2 k_n^2} - \frac{16}{3\pi} \left(\alpha_j \left(3 + \frac{\beta_n^2 k_j^2}{\beta_j^2 k_n^2} \right) + \alpha_n \left(1 + \frac{\beta_n^2 k_j^2}{\beta_j^2 k_n^2} \right) \right) \right) \right] \right\}, \frac{\beta_j}{k_j} \ll 1, (1.19)$$

$$\Phi_{Hj} = \frac{k_j^2}{\beta_j^2} \left\{ 1 - \frac{k_j^2}{\beta_j^2} + \frac{3}{2} \alpha_j \left(1 - \frac{3k_j^2}{\beta_j^2} \right) + \frac{3}{8k_j} \left[(1 - P_{jn}) \left(1 - \frac{3k_j^2}{\beta_j^2} + \frac{32}{3\pi} \alpha_j \frac{k_j^2}{\beta_j^2} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - Q_{nj} \left(1 - \frac{k_j^2}{\beta_j^2} - \frac{k_n^2}{\beta_n^2} - \frac{k_j k_n}{\beta_j \beta_n} \left(1 + \frac{16}{3\pi} (\alpha_j + \alpha_n) \right) \right) \right] \right\}, \frac{\beta_j}{k_j} \gg 1. (1.20)$$

У формулах (1.18) та (1.19) величини $\Phi_{Hj}(0)$ визначають розмірні функції за відсутності магнетного поля і дорівнюють [78]:

$$\Phi_{Hj}(0) = \begin{cases} 1 - \frac{3\alpha_j}{2} - \frac{3}{8k_j} \left\{ (1 - P_{jn}) \left(1 - \frac{32}{3\pi} \alpha_j \right) - Q_{nj} \tau_{0n,j} \left(1 - \frac{16}{3\pi} (\alpha_j + \alpha_n) \right) \right\}, \alpha_j \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha_j} \left\{ 1 - \frac{1}{8k_j \alpha_j} \left[(1 - P_{jn}) \left(1 - \frac{512}{105\pi \alpha_j} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - Q_{nj} \tau_{0n,j} \frac{\alpha_j}{\alpha_n} \left(1 - \frac{256(\alpha_j + \alpha_n)}{105\pi \alpha_j \alpha_n} \right) \right] \right\}, \alpha_j \gg 1. \end{cases} (1.21)$$

Розглянемо випадок, коли багатошарова плівка складається з тонких шарів металу ($k_j \ll 1$) і виконується нерівність ($\alpha_j < k_j$). У цьому випадку розсіянням носіїв заряду на межах зерен можна знехтувати [79], функцію Φ_{Hj} (1.11) у сильному магнетному полі ($\beta_j \gg 1$) зручно записати у вигляді суми монотонної та осцилювальної частин [80]:

$$\Phi_{Hj} = \Phi_{Hj}^{\text{мон}} + \Phi_{Hj}^{\text{ос}}, (1.22)$$

де монотонно залежна від величини магнетного поля частина розмірної функції дорівнює:

$$\Phi_{Hj}^{\text{мон}} = \frac{k_j^2}{\beta_j^2} \left\{ 1 + \frac{3}{8k_j} (1 - P_{jn} - Q_{nj}) \right\}. (1.23)$$

Для розрахунку осцилювальної частини розмірної функції Φ_{Hj}^{oc} , інтеграли у формулі (1.11), можна обчислити за допомогою методи стаціонарної фази [81]. Кінцевий результат розрахунку запишемо у вигляді [74]:

$$\begin{aligned} \Phi_{Hj}^{oc} = \frac{3k_j}{\beta_j^4} & \left\{ (1 - P_{jn})(1 - P_{jn} - Q_{nj}) e^{-k_j} \cos \beta_j - \right. \\ & - Q_{nj} d_{j,n}^2 (1 - P_{nj} - Q_{jn}) e^{-k_n} \cos \beta_n + Q_{nj} \left((1 - P_{jn})(1 - P_{nj} - 2Q_{jn}) + \right. \\ & \left. \left. + Q_{jn} Q_{nj} \right) \frac{e^{-(k_j+k_n)}}{(1 + d_{n,j})^2} \cos(\beta_j + \beta_n) \right\} \equiv \frac{3k_j}{\beta_{Hj}^4} \tilde{\Phi}_j^{oc}, \end{aligned} \quad (1.24)$$

а відношення осцилювальної частини Φ_{Hj}^{oc} (1.24) до монотонної $\Phi_{Hj}^{мон}$ (1.23) має наступний вигляд:

$$\frac{\Phi_{Hj}^{oc}}{\Phi_{Hj}^{мон}} = \frac{3}{\frac{d_j}{l_j} + \frac{3}{8}(1 - P_{jn} - Q_{nj})} \left(\frac{r}{d_j} \right)^2 \tilde{\Phi}_{Hj}^{oc}, \quad (1.25)$$

де величина $\tilde{\Phi}_{Hj}^{oc}$ визначена співвідношенням (1.24).

Таким чином, в області сильного магнетного поля, питома провідність (опір) стає осцилювальною функцією магнетного поля, що обумовлено втраченою кореляцією між «падаючим» та відбитим (або носієм заряду який тунелює у сусідній шар металу), а основний внесок в Φ_{Hj}^{oc} вносить лише окіл точки, де змінна інтегрування x дорівнює одиниці, що відповідає опорним точкам поверхні Фермі [63–65]. З формули (1.25) випливає, що осцилювальна залежність провідності БП, як і у випадку двошарової монокристалічної плівки [80], носить складний характер, оскільки окрім осциляцій Зондгайма обумовлених товщиною шарів металу d_j , можуть виникати гармоніки, які зв'язані з товщиною елементу періодичності багатошарової плівки.

При відхилі магнетного поля від нормалі до інтерфейсів багатошарового зразка, якісний характер залежності провідності МП від магнетного поля та товщин шарів металу $d_{n,j}$ не зміниться. У цьому випадку у формулі (1.11) товщину d_j необхідно замінити на $d_j/\cos\vartheta$, де ϑ — кут відхилу магнетного поля від нормалі [80].

1.3. Результати чисельного розрахунку

Для проведення чисельного розрахунку питомий опір багатошарового полікристалічного зразка ρ зручно записати у наступному вигляді:

$$\rho/\rho_{01} = \operatorname{Re} \left(\frac{1 + d_{2,1}}{\Phi_{H1}^* (1 + D_{H2,1})} \right) \cong \begin{cases} 1/\Phi_{H1}, & d_{2,1} \rightarrow 0, \\ 1/\Phi_{H2} \approx 1/f_2, & d_{2,1} \rightarrow \infty, \end{cases} \quad (1.26)$$

де $D_{H2,1} = (d_2 \sigma_{02} \Phi_{H2}) / (d_1 \sigma_{01} \Phi_{H1})$, а розмірні функції Φ_{Hj}^* визначені формулою (1.11), $\Phi_{Hj} = \operatorname{Re}(\Phi_{Hj}^*)$. У формулі (1.26) ми врахували, що при $d_{2,1} \rightarrow \infty$, розмірна функція Φ_{H2} стає порядку $\operatorname{Re}(1/f_2^*) = 1/f_2$.

Криві, яких наведено на рис. 1.1, одержано чисельним розрахунком по формулі (1.26) та ілюструють залежності ρ/ρ_{01} (ρ_{01} — об’ємне значення питомого опору шару металу товщиною d_1) багатошарово-

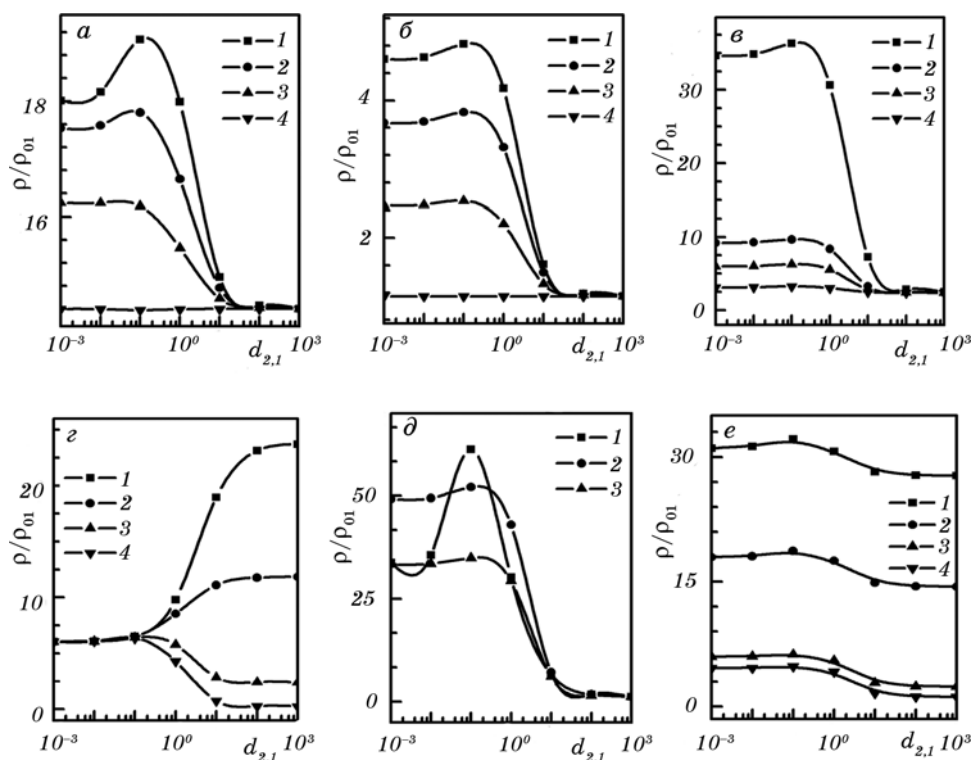


Рис. 1.1. Залежності опору БП від відношення товщин суміжних шарів металу в області слабого магнетного поля ($\beta_j \ll 1$) при таких значеннях параметрів: а) $P_{jn} = 0,1, k_1 = 0,1, l_{1,2} = 1, \beta_1 = 0,1, \alpha_j = 10$: 1 — $Q_{jn} = 0,0, 2$ — $Q_{jn} = 0,3, 3$ — $Q_{jn} = 0,6, 4$ — $Q_{jn} = 0,9$; б) $Q_{jn} = 0,1, k_1 = 0,1, l_{1,2} = 1, \beta_1 = 0,1, \alpha_j = 0,1$: 1 — $P_{jn} = 0,1, 2$ — $P_{jn} = 0,3, 3$ — $P_{jn} = 0,6, 4$ — $P_{jn} = 0,9$; в) $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1, l_{1,2} = 1, \beta_1 = 0,1, \alpha_j = 1$: 1 — $k_1 = 0,01, 2$ — $k_1 = 0,05, 3$ — $k_1 = 0,1, 4$ — $k_1 = 0,5$; г) $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1, k_1 = 0,1, \beta_1 = 0,1, \alpha_j = 0,1$: 1 — $l_{1,2} = 5, 2$ — $l_{1,2} = 1, 3$ — $l_{1,2} = 0,5, 4$ — $l_{1,2} = 0,5$; д) $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1, k_1 = 0,01, l_{1,2} = 1, \alpha_j = 0,1$: 1 — $\beta_1 = 10, 2$ — $\beta_1 = 1, 3$ — $\beta_1 = 0,1, 4$ — $\beta_1 = 0,1$; е) $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1, k_1 = 0,1, \beta_1 = 1, l_{1,2} = 1$: 1 — $\alpha_j = 10, 2$ — $\alpha_j = 1, 3$ — $\alpha_j = 0,1, 4$ — $\alpha_j = 0,01$.

го зразка від відношення товщин суміжних шарів металу $d_{2,1} = d_2/d_1$ у слабкому магнетному полі ($\beta_j \ll 1$), при різних значеннях параметрів, які характеризують інтерфейсну, об'ємну та зерномежову релаксацію носіїв заряду.

Одержані залежності показують, що в області малих значень $d_{2,1} \ll 1$ характер зміни $\rho(d_{2,1})$ зі зростанням товщини періоду БП визначається характером взаємодії електронів з інтерфейсами зразка (рис. 1.1, а, б). При виконанні оберненої нерівності $d_{2,1} \gg 1$ питомий опір $\rho(d_{2,1})$ багат шарового зразка асимптотично прямує до свого об'ємного значення у шарі металу товщиною d_2 (див. формулу (1.26)). У випадку, коли товщини шарів елемента періодичності БП

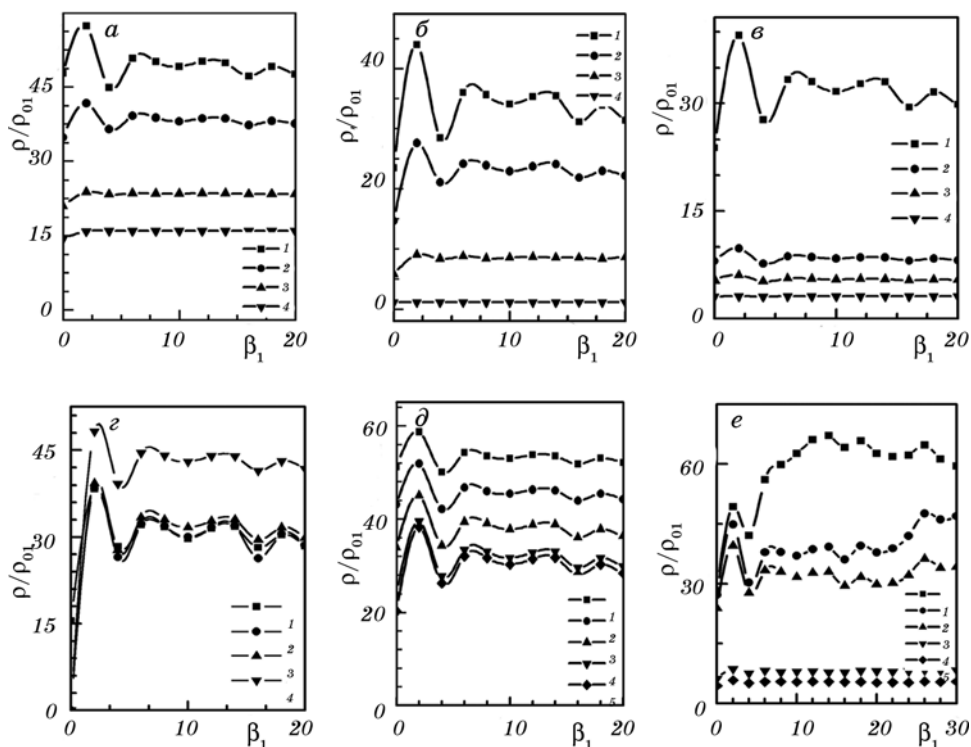


Рис. 1.2. Залежності опору БП від величини сильного магнетного поля ($\beta_j \gg 1$) при таких значеннях параметрів: а) $P_{jn} = 0,1$, $k_1 = 0,01$, $l_{1,2} = 1$, $d_{2,1} = 1$, $\alpha_j = 1$: 1 — $Q_{jn} = 0,0$, 2 — $Q_{jn} = 0,3$, 3 — $Q_{jn} = 0,7$, 4 — $Q_{jn} = 0,9$; б) $Q_{jn} = 0,1$, $k_1 = 0,01$, $l_{1,2} = 1$, $d_{2,1} = 1$, $\alpha_j = 0,1$: 1 — $P_{jn} = 0,0$, 2 — $P_{jn} = 0,3$, 3 — $P_{jn} = 0,7$, 4 — $P_{jn} = 0,9$; в) $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1$, $l_{1,2} = 1$, $d_{2,1} = 1$, $\alpha_j = 1$: 1 — $k_1 = 0,01$, 2 — $k_1 = 0,05$, 3 — $k_1 = 0,1$, 4 — $k_1 = 0,5$; г) $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1$, $k_1 = 0,01$, $l_{1,2} = 1$, $d_{2,1} = 1$: 1 — $\alpha_j = 15$, 2 — $\alpha_j = 10$, 3 — $\alpha_j = 5$, 4 — $\alpha_j = 1$, 5 — $\alpha_j = 0,1$; е) $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1$, $k_1 = 0,01$, $l_{1,2} = 1$, $\alpha_j = 1$: 1 — $d_{2,1} = 0,1$, 2 — $d_{2,1} = 0,01$, 3 — $d_{2,1} = 1$, 4 — $d_{2,1} = 10$, 5 — $d_{2,1} = 20$.

співпадають, тобто $d_2 \sim d_1$, то на залежності $\rho(d_{2,1})$ виникає максимум, який обумовлений конкуренцією внесків в ρ об'ємного, інтерфейсного та міжкристалітного розсіяння електронів. Зі збільшенням ймовірності дзеркального розсіяння носіїв заряду на інтерфейсах (рис. 1.1, *a*), ймовірності їх дзеркального проходження через інтерфейси у сусідні шари металу (рис. 1.1, *б*), та зі збільшенням параметра k_1 (рис. 1, *в*) зазначений максимум вироджується і $\rho(d_{2,1})$ монотонно зменшується (збільшується) зі збільшенням товщини періоду БП.

На рисунку 1.2 наведена залежність питомого опору багатошарового зразка від величини сильного ($\beta_j \gg 1$) магнетного поля при різних значеннях параметрів, які характеризують БП. Одержані залежності показують, що зі зміною магнетного поля (або товщини шарів металу) опір $\rho(\beta_1)$ БП стає осцилювальною функцією з амплітудою, яка зменшується по мірі зростання β_1 . Зі збільшенням дзеркальності інтерфейсів (рис. 1.2, *a*, *б*) та зі збільшенням нормованої на довжину вільного пробігу носіїв заряду k_1 (рис. 1.2, *в*) амплітуда осциляцій зменшується. Якщо інтерфейси дзеркальним чином розсіюють електрони ($P_{in} + Q_{nj} = 1$), то опір БП збігається зі своїм об'ємним значенням (криві 4 на рис. 1.2, *a*, *б*), оскільки «дзеркальні» інтерфейси не руйнують синхронність руху, і, відповідно, осциляції $\rho(\beta_1)$ зникають.

Зі зменшенням «дзеркальності» інтерфейсів (тобто зі збільшенням їх шерсткості) порушується кореляція у русі електронів після їх взаємодії з МП шарів, що і призводить до осцилювальної залежності опору від величини магнетного поля.

2. ПИТОМА ПРОВІДНІСТЬ

2.1. Загальний аналітичний вираз та асимптотичні формули для коефіцієнта електропровідності

Будемо вважати, що зовнішнє магнетне поле слабке і воно практично не впливає на траєкторію руху носіїв заряду ($\beta_j \rightarrow 0$). У цьому випадку коефіцієнт питомої електропровідності багатошарової полікристалічної плівки дорівнює [78]:

$$\sigma = \frac{1}{d} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j} \Phi_j, \quad (2.1)$$

де розмірні функції Φ_j , які визначають вплив розмірів шарів БП на її провідність, можна записати у вигляді:

$$\Phi_j = f(\alpha_j) - \langle G_j \rangle. \quad (2.2)$$

У формулі (2.2) функції G_j визначені співвідношеннями (1.13), в яких варто виконати наступні заміни:

$$E_j \rightarrow E_j = \exp\left\{-\frac{k_j H_j}{x}\right\}, \tau_{j,n} \rightarrow \tau_{n,j} = \frac{\tau_{0n}}{\tau_{0j}} \frac{H_j}{H_n} \equiv \tau_{0n,j} H_{j,n}, \quad (2.3)$$

а кутові дужки означають інтегрування по кутах ($x = \cos\theta$):

$$\langle \dots \rangle = \frac{6}{\pi k_j} \int_0^{\pi/2} d\varphi \cos^2 \varphi \int_0^1 dx \frac{(x-x^3)(1-E_j)}{H_j^2} \left\{ \dots \right\}. \quad (2.4)$$

Функція $f(\alpha_j)$ у виразі (2.2) описує провідність масивного зразка ($d_j \rightarrow \infty$) з полікристалічною структурою і у рамках модифікованого моделю МШ має вигляд [15]:

$$f(\alpha_j) = 1 - \frac{3}{2}\alpha_j + 3\alpha_j^2 - 3\alpha_j^3 \ln\left(1 + \frac{1}{\alpha_j}\right) \equiv \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}\alpha_j + 3\alpha_j^2, & \alpha_j \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha_j} - \frac{3}{5\alpha_j^2}, & \alpha_j \gg 1. \end{cases} \quad (2.5)$$

Загальний аналітичний вираз для розмірних функцій (2.2) можна спростити для великих і малих значень параметрів k_j та α_j і одержати досить прості асимптотичні формули, які суттєво спрощують порівняння теоретичних результатів з експериментальними.

Якщо товщини шарів металу d_j значно більші за довжину вільного пробігу електронів l_j у них ($k_j \gg 1$), то нехтуючи експонентами, які містяться у підінтегральному виразі формули (2.2), і виконавши інтегрування, одержимо наступні формули для розмірних функцій Φ_j (і, відповідно, для коефіцієнта провідності (2.1)), які виконуються при довільних значеннях параметрів дзеркальності P_{jn} , Q_{nj} та зерномежових параметрів α_j :

$$\Phi_j = f(\alpha_j) - \frac{3}{8k_j} \left\{ (1 - P_{jn}) \Gamma_{1,j} - Q_{nj} \tau_{0n,j} \Gamma_{2,j} \right\}, \quad (2.6)$$

$$\Gamma_{1,j} = 1 - \frac{32}{3\pi} \alpha_j + 12\alpha_j^2 + \frac{16}{\pi} \left\{ 5 - (4 - 5\alpha_j^2) I_j \right\} \alpha_j^3 - 40\alpha_j^4, \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{2,j} = & 1 - \frac{16}{3\pi} \left\{ \alpha_j + \alpha_n - \frac{3\pi}{4} (\alpha_j^2 + \alpha_j \alpha_n + \alpha_n^2) - \right. \\ & - 3(\alpha_j^3 + \alpha_j^2 \alpha_n + \alpha_j \alpha_n^2 + \alpha_n^3) + \frac{3\pi}{2} (\alpha_j^4 + \alpha_j^3 \alpha_n + \alpha_j^2 \alpha_n^2 + \alpha_j \alpha_n^3 + \alpha_n^4) + \\ & \left. + \frac{3}{\alpha_j - \alpha_n} \left[\alpha_j^4 (1 - \alpha_j^2) I_j - \alpha_n^4 (1 - \alpha_n^2) I_n \right] \right\}, \quad (2.8) \end{aligned}$$

$$I_j = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1-\alpha_j^2}} \ln \frac{1+\sqrt{1-\alpha_j^2}}{\alpha_j}, & \alpha_j \leq 1, \\ \frac{\arccos\left(\frac{1}{\alpha_j}\right)}{\sqrt{\alpha_j^2-1}}, & \alpha_j > 1. \end{cases} \quad (2.9)$$

У разі, коли БП складається з шарів металу, для яких виконуються рівності $\alpha_j = \alpha_n$, $\tau_{0j} = \tau_{0n}$, то $\Gamma_{1,j} = \Gamma_{2,n}$ і формула (2.6) істотно спрощується і набуває вигляду:

$$\Phi_j = f(\alpha_j) - \frac{3}{8k_j} (1 - P_{jn} - Q_{nj}\tau_{0n,j}) \Gamma_{1,j}. \quad (2.10)$$

Якщо ширина кристалітів L_j у шарах металу значно більша за довжину вільного пробігу електронів l_j ($L_j \gg l_j$) або міжкристалітні межі майже прозорі для носіїв заряду ($R_j \ll 1$), то зерномежовий параметер ($\alpha_j \ll 1$). Якщо ж шари металу мають дрібнозернисту структуру ($L_j \ll l_j$) або межі зерен майже непрозорі для електронів ($1 - R_j \ll 1$), то параметри ($\alpha_j \gg 1$). Для цих граничних випадків параметра α_j , розмірні функції Φ_j визначаються формулою (1.21), у якій потрібно зробити заміну $\Phi_{Hj} \rightarrow \Phi_j$.

У випадку, коли товщини шарів d_j , з яких складається багатошарова плівка, значно менші за довжину вільного пробігу електронів l_j у них, тобто $k_j \ll 1$, то для функцій Φ_j можна одержати наступні наближенні вирази:

$$\Phi_j \cong \frac{3k_j}{4} \frac{(1 + P_{jn})(1 - P_{nj}) + Q_{jn}Q_{nj} + 2Q_{nj}d_{n,j}}{(1 - P_{jn})(1 - P_{nj}) - Q_{jn}Q_{nj}} \begin{cases} \ln \frac{1}{k_j}, & \alpha_j \leq k_j, \\ \ln \frac{1}{k_j} - \frac{4}{\pi} \alpha_j, & k_j < \alpha_j \ll 1, \\ \ln \frac{1}{\alpha_j k_j}, & 1 < \alpha_j \ll \frac{1}{k_j}. \end{cases} \quad (2.11)$$

Таким чином, як випливає з формули (2.11), числове значення розмірних функцій Φ_j у багатошаровій плівці, яка складається з тонких полікристалічних шарів металу, як і для тонкої плівки [6], визначається невеликою групою ефективних, відповідальних за ефект (Піппардова концепція «неефективності» [82]) носіїв заряду, які рухаються паралельно МПШ металу і не стикаються з ними на довжині вільного пробігу l_j . Відносна кількість таких електронів

порядку d_j/l_j . Логаритмічний фактор $\ln(1/k_j)$ враховує внесок електронів у функцію Φ_j , які рухаються майже паралельно межах поділу шарів металу, а їх довжина вільного пробігу обмежена об'ємними зіткненнями. Зауважимо, що при виконанні нерівності $\alpha_j \leq k_j$, основним механізмом релаксації електронів є їх розсіяння на МПШ і полікристалічний зразок наближено можна розглядати як монокристалічний, оскільки розсіянням електронів на межах зерен, у порівнянні з їх розсіянням на інтерфейсах, незначне і ним можна знехтувати. Якщо ж виконується нерівність $\alpha_j \gg 1/k_j$, то спостерігається зворотна ситуація, тобто електрони в основному розсіюються на міжкристалічних межах, а розсіяння електронів на інтерфейсах незначне, і БП буде ефективно «товстою».

Зауважимо, що значення розмірних функцій Φ_j суттєво залежить від відношення товщин сусідніх шарів металу $d_{n,j}$. Цей факт свідчить про те, що підбираючи товщини шарів металу з відповідними фізичними властивостями, можна одержати багатошаровий зразок з потрібними електрофізичними характеристиками.

2.2. Формальна відповідність між провідністю багатошарової плівки та провідністю одно- та двошарової плівок

Для визначення формальної відповідності між багатошаровою плівкою і одно- та двошаровою плівками для простоти будемо вважати, що зовнішнє магнетне поле відсутнє. Якщо багатошарова полікристалічна плівка складається з шарів металу з однаковими об'ємними і структурними характеристиками, тобто виконуються рівності

$$\sigma_{0j} = \sigma_{0n}, \quad l_j = l_n, \quad \alpha_j = \alpha_n \quad (2.12)$$

і відсутнє розсіяння носіїв зарядів на межах поділу шарів

$$P_{jn} + Q_{nj} = 1, \quad (2.13)$$

то БП формально можна розглядати як необмежений зразок, оскільки числове значення провідності мультишару буде збігатися із об'ємним значенням однорідного масивного провідника.

Якщо межі поділу шарів металу у багатошаровій плівці абсолютно не прозорі для електронів ($Q_{jn} = Q_{nj} = 0$) (зокрема, шари металу багатошарового провідника розділені ультратонкими діелектричними прошарками), то функції Φ_j у кожному шарі металу не залежать від параметрів, які характеризують сусідній шар, і провідність БП має вигляд:

$$\sigma = \frac{1}{d} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j} \left\{ f(\alpha_j) - \left\langle \frac{(1 - P_{jn})}{(1 - P_{jn} E_j)} \right\rangle \right\}. \quad (2.14)$$

При виконанні співвідношень (2.12) і рівностей

$$P_{jn} = P_{nj} = P, \quad d_j = d_n = d \quad (2.15)$$

багатошаровий зразок формально можна розглядати як одношарову плівку, оскільки їх провідності збігаються та дорівнюють:

$$\sigma/\sigma_0 = f(\alpha) - \langle (1 - P)/(1 - PE) \rangle. \quad (2.16)$$

Параметер дзеркальності P у формулі (2.16) визначає ймовірність дзеркального відбиття інтерфейсами носіїв заряду без проходження у сусідні шари металу у випадку розгляду БП, або визначає ймовірність дзеркального відбиття зовнішньою межею тонкої плівки у разі застосування формули (2.16) до аналізу провідності тонкого шару металу.

Якщо ж БП складається з шарів металу однакової товщини ($d_j = d_n = d$), з однаковими структурними характеристиками, які визначаються рівностями (2.12), а інтерфейс між j -м та n -м шарами однаковим чином розсіюють електрони ($P_{jn} = P_{nj} = P$) і з однаковою ймовірністю носії заряду проходять у сусідні шари ($Q_{jn} = Q_{nj} = Q$), то багатошарову плівку з полікристалічною структурою, як і у випадку монокристалічної БП [45], знову формально можна розглядати як одношаровий зразок, зовнішні межі якої «відбивають» електрони з ефективною ймовірністю $(P + Q)$, а її провідність буде визначатися формулою (2.16), у якій необхідно зробити заміну ($P \rightarrow P + Q$), тобто

$$\sigma/\sigma_0 = \Phi_{ML} = f(\alpha) - \langle (1 - (P + Q))/(1 - (P + Q)E) \rangle. \quad (2.17)$$

У формулах (2.14), (2.16) та (2.17) величина E , кутові дужки та функція $f(\alpha)$ визначаються формулами (2.3)–(2.5) відповідно, у яких необхідно знехтувати індексом « j ».

Щоб одержати формальну відповідність між мультишаром та двошаровою плівкою, необхідно порівняти між собою асимптотичні формули (1.21) та (2.11) з відповідними асимптотичними формулами для двошарової плівки [79]. Порівняння відповідних формул між собою показує, що у випадку, коли шари багатошарової плівки тонкі ($k_j \ll 1$) і мають довільну полікристалічну структуру, то БП формально можна розглядати як двошаровий зразок, зовнішні межі якого дзеркальним чином розсіюють електрони ($q_{\text{еф}} = 1$, $q_{\text{еф}}$ — ймовірність дзеркального відбиття електронів зовнішніми межами двошарового провідника).

Якщо ж шари металу БП товсті ($k_j \gg 1$), то мультишар знову формально можна розглядати як двошаровий зразок, однак у даному випадку, зовнішні поверхні двошарової плівки будуть описуватися ефективним параметром дзеркальності, який має вигляд [46]:

$$q_{\text{еф}} = \begin{cases} P_{jn} + Q_{nj} \tau_{0n,j} \left(1 + \frac{16}{3\pi} (\alpha_j - \alpha_n) \right), & \alpha_j \ll 1, \\ P_{jn} + Q_{nj} \tau_{0n,j} \frac{\alpha_j}{\alpha_n} \left(1 + \frac{256}{105\pi} \frac{\alpha_n - \alpha_j}{\alpha_j \alpha_n} \right), & \alpha_j \gg 1. \end{cases} \quad (2.18)$$

Звідси випливає, що зменшення середнього розміру зерна або прозорості міжкристалітних меж у сусідньому n -му шарі металу (тобто при збільшенні параметра α_n) призводить до зменшення ефективного параметра дзеркальності і, відповідно, до зменшення провідності багатшарового зразка. Якщо ж збільшується ступінь чистоти та прозорість МПШ металу, то ефективний параметр $q_{\text{еф}}$ збільшується і, відповідно, збільшується провідність БП. Також зауважимо, що якщо для шарів металу багатшарового зразка виконується рівність $\alpha_j = \alpha_n$, то у цьому випадку, як і у випадку мультишару з монокристалічною структурою [60], БП формально можна розглядати як двошарову плівку, зовнішні поверхні якої описуються ефективним параметром дзеркальності $q_{\text{еф}} = P_{jn} + Q_{nj} \tau_{0n,j}$.

Оскільки температурний коефіцієнт опору (ТКО), коефіцієнти поздовжньої та поперечної тензочутливості тощо багатшарової плівки можна виразити через провідність (2.1), то вище зазначена формальна відповідність між провідністю мультишару та провідністю одно- та двошаровою плівкою також буде виконуватися для інших транспортних коефіцієнтів.

2.3. Провідність тонких полікристалічних плівок з моноблочною структурою

Питома провідність σ тонкої полікристалічної плівки з моноблочною структурою описується формулою (2.16) ($P = q$). У випадку, коли товщина плівки значно більша за довжину вільного пробігу електронів ($k \gg 1$), то провідність тонкого зразка наближено дорівнює [17]:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = f(\alpha) - \frac{3(1-q)}{8} \frac{l}{d} \Gamma_1 \cong 1 - \frac{3}{2} \alpha - \frac{3(1-q)}{8} \frac{l}{d} \left(1 - \frac{32}{3\pi} \alpha \right), \quad \alpha \ll 1, \quad (2.19)$$

де Γ_1 визначається формулою (2.7), у якій необхідно знехтувати індексом « j ». При написанні правої частини формули (2.19) ми обмежилися лінійними за параметром α множниками.

З метою апробації асимптотичного співвідношення (2.19) експериментально були одержані розмірні залежності для провідності для плівок Cu та Ni [17]. Плівкові зразки одержувалися електронно-променевою методою (для плівок Ni) і методою термічного випаровування (для плівок Cu) у вакуумі порядку 10^{-3} – 10^{-4} Па. У якості під-

ложжя для дослідження електропровідності одержаних зразків використовувалися скляні поліровані пластини з вплавленими металевими стержнями та тонкі плівки вуглецю для проведення електронно-мікроскопічних досліджень. Швидкість конденсації шарів металу складала 0,2–0,5 нм/с і 1,5–3 нм/с для Ni і Cu відповідно. З метою стабілізації електрофізичних властивостей та рекристалізації структури, плівкові зразки відпалювалися протягом трьох–чотирьох циклів за схемою «нагрівання↔охолодження» з постійною швидкістю в інтервалі температур 300–700 К. Для визначення величини опору за дво- або чотироточковою схемою використовувалися універсальні цифрові вольтметри. Контроль температури з точністю до 1 К здійснювався за допомогою хромель-алюмелевої термопари, яка підключалась до цифрового вольтметра. Товщини плівкових зразків з точністю до 10% визначалася інтерферометричною методою (прилад МП-4). Для забезпечення повторення геометричних розмірів довжини (a_1) і ширини (a_2) плівок використовувалися маски із неіржавійної сталі, що дозволило розрахувати величину питомого опору за співвідношенням $\rho = R_f a_2 d a_1^{-1}$ (R_f — опір зразка).

Дослідження структурних характеристик показало, що плівки Ni і Cu мають ГЦК-структуру. Параметер ґратниці у випадку плівок Ni становить $a_p = 0,352\text{--}0,353$ нм, а для Cu — $a_p = 0,361\text{--}0,362$ нм, що практично відповідає значенням $a_0 = 0,3524$ нм (Ni) і $a_0 = 0,3616$ нм (Cu) масивних зразків [83]. Обробка даних електронно-мікроскопічних досліджень дозволила визначити середній розмір зерна і характер його залежності від товщини $L \cong kd$ [17, 84]. Для плівок Ni коефіцієнт пропорційності $k \cong 1$; у той же час плівки Cu мають більші розміри зерна (в інтервалі 50–175 нм коефіцієнт $k \cong 2\text{--}3$). З вище зазначеного випливає, що плівки Ni і Cu за таких умов одержання та термообробки є крупнозернистими та моноблочними по товщині, і для них виконується нерівність $\alpha \ll 1$.

Співвідношення (2.19) було використано для розрахунку величини провідності плівкових зразків. При цьому, завдяки підбору зерномежового параметра, який у даному випадку являється підгінним, досягалося узгодження експериментальних і розрахункових значень питомої провідності. Зауважимо, що при розрахунках замість величини σ_0 було використано величину $\sigma_\infty = \lim \sigma_0$, яка визначає провідність масивного зразка з таким же типом дефектів та їх концентрацією як у плівки. Розрахунок величини α виконувався за умови, що $l = \text{const}$, значення якої оцінювалося шляхом обробки експериментальних значень з розмірної залежності питомої провідності у рамках Фуксового моделю [6]. Для плівок Ni і Cu значення $l(1 - q)$ становить 33 нм і 85 нм відповідно.

На рисунку 2.1 наведено залежність питомої провідності плівок Ni і Cu. Узгодження експериментальних і розрахункових значень питомої провідності спостерігається у випадку, коли величина ко-

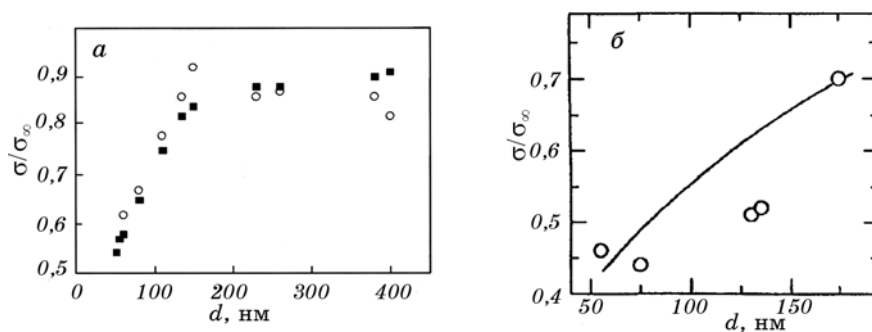


Рис. 2.1. Залежність питомої провідності від товщини для плівок Ni (а) та Cu (б), де (○) — експериментальні, а (■) — розрахункові значення провідності [17].

ефіцієнта зерномежового розсіяння змінюється в інтервалі досліджених товщин для Ni від 0,37 до 0,46, а для Cu від 0,35 до 0,42. Порівнюючи одержані нами результати стосовно величини коефіцієнта R і відомі літературні [85–87], можна відмітити їх якісне і кількісне узгодження.

2.4. Чисельні розрахунки провідності багат шарової плівки

Для проведення чисельного розрахунку, коефіцієнт питомої провідності (2.1) зручно записати у вигляді:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{01}} = \frac{\Phi_1}{1 + d_{2,1}} \left(1 + d_{2,1} \frac{\sigma_{02} \Phi_2}{\sigma_{01} \Phi_1} \right) = \begin{cases} \Phi_1, & d_{2,1} \rightarrow 0, \\ \frac{\sigma_{02}}{\sigma_{01}} \Phi_2 \approx \frac{l_2}{l_1} f(\alpha_2), & d_{2,1} \rightarrow \infty, \end{cases} \quad (2.20)$$

де у виразах записаних у фігурних дужках враховано, що зі збільшенням товщини шару металу d_2 , розмірна функція $\Phi \rightarrow f(\alpha_2)$, оскільки він є необмеженим, а об'ємна провідність монокристалічного $\sigma_{0j} \sim l_j$.

Криві, яких наведено на рис. 2.2, одержано чисельним розрахунком за точною, у рамках використовуваного модифікованого моделю МШ [15], формулою (2.20) та ілюструють залежність σ/σ_{01} (σ_{01} — об'ємне значення провідності шару металу товщиною d_1) від відношення товщин сусідніх шарів металу $d_{2,1} = d_2/d_1$ та параметра α_2 при різних значеннях параметрів, які характеризують зразок (зауважимо, загальними числовими значеннями параметрів для рис. 2.2 є $P_{jn} = Q_{nj} = 0,1$). Одержані залежності $\sigma(d_{2,1})$ показують, що в області малих значень $d_{2,1} \ll 1$ величина провідності БП визначається характером взаємодії носіїв заряду з МПШ металу і не залежить від $l_{1,2}$, в той час як при $d_{2,1} \gg 1$ величина σ/σ_{01} визначається відношен-

ням довжин вільного пробігу електронів $l_{2,1}$ в шарах металу та об'ємним значенням провідності шару металу товщиною d_2 , тобто $(\sigma/\sigma_{01}) \cong (l_2/l_1)f(\alpha_2)$ (рис. 2.2, а; формула (2.20)).

Якщо товщини елементу періодичності БП сумірні $d_2 \sim d_1$, то на залежності σ/σ_{01} , як функції $d_{2,1}$, виникає мінімум, який обумовлений конкуренцією внесків у провідність інтерфейсного та об'ємного розсіяння носіїв заряду (рис. 2.2, б-д). Для спрощення інтерпретації чисельних розрахунків будемо вважати, що зерномежовий параметер $\alpha_j < k_j$. Якщо знехтувати внеском у провідність електронів, які рухаються майже паралельно інтерфейсам (тобто знехтувати логаритмічним фактором у формулі (2.11)), та обмежитися лінійними множниками по параметрам дзеркальності P_{jn} і Q_{nj} , то розмірні функції наближено можна записати у вигляді:

$$\Phi_j \cong k_j (1 + 2P_{jn} + Q_{nj}d_{n,j}). \quad (2.21)$$

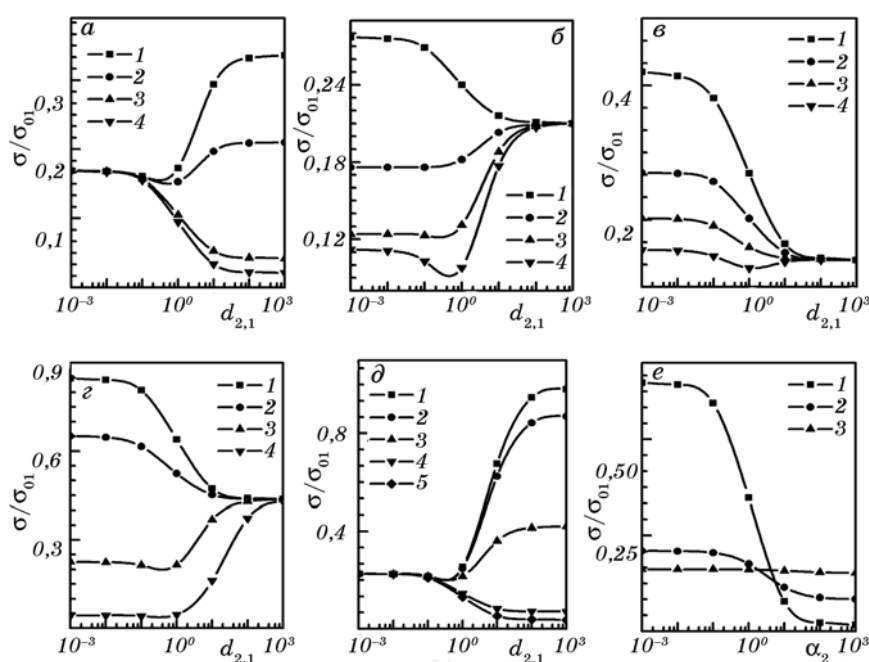


Рис. 2.2. Залежність провідності багат шарової плівки від відношення товщин сусідніх шарів металу $d_{2,1}$ та параметра α_2 при наступних значеннях параметрів, які характеризують багат шарову плівку: а) $\alpha_j = 1, k_1 = 0,1$: 1 — $l_{1,2} = 1,25$, 2 — $l_{1,2} = 2$, 3 — $l_{1,2} = 10$, 4 — $l_{1,2} = 20$; б) $P_{jn} = 0,1, \alpha_j = 1, k_1 = 0,05, l_{1,2} = 2$: 1 — $Q_{jn} = 0$, 2 — $Q_{jn} = 0,3$, 3 — $Q_{jn} = 0,6$, 4 — $Q_{jn} = 0,9$; в) $Q_{jn} = 0,1, \alpha_j = 1, k_1 = 0,1, l_{1,2} = 3$: 1 — $P_{jn} = 0$, 2 — $P_{jn} = 0,3$, 3 — $P_{jn} = 0,6$, 4 — $P_{jn} = 0,9$; г) $l_{1,2} = 2, \alpha_j = 0,1, k_1 = 0,1$: 1 — $k_1 = 0,01$, 2 — $k_1 = 0,1$, 3 — $k_1 = 1$, 4 — $k_1 = 10$; д) $l_{1,2} = 1, \alpha_j = 0,1, k_1 = 0,1$: 1 — $\alpha_2 = 0,01$, 2 — $\alpha_2 = 0,1$, 3 — $\alpha_2 = 1$, 4 — $\alpha_2 = 10$, 5 — $\alpha_2 = 20$; е) $\alpha_1 = 1, k_1 = 0,1, l_{1,2} = 1$: 1 — $d_{2,1} = 10$, 2 — $d_{2,1} = 1$, 3 — $d_{2,1} = 0,1$.

У формулі (2.21) коефіцієнт $3/4$ не наведено, оскільки він в подальшому не впливає на кінцевий результат розрахунку. Підставляючи співвідношення (2.21) у вираз (2.20) і досліджуючи на екстремум одержаний результат, переконуємося, що при виконанні рівності

$$d_{2,1 \min} = \left[1 + \frac{1 + 2(P_{12} - Q_{21} - Q_{12} \sigma_{021} l_{1,2})}{(1 + 2P_{21}) \sigma_{021} l_{1,2}} \right]^{1/2} - 1, \quad (2.22)$$

питома провідність БП набуває мінімальне значення. У разі дифузного розсіяння носіїв заряду на інтерфейсах багат шарової плівки ($P_{jn}, Q_{nj} \rightarrow 0$) і враховуючи, що $\sigma_{0j} \cong l_j$, то $d_{2,1 \min} \cong 0,414$, що і підтверджується чисельним розрахунком.

Зі збільшенням ймовірності проходження носіїв заряду в сусідній шар металу без розсіяння (рис. 2.2, б), їх дзеркального відбиття від МПШ металу (рис. 2.2, в), товщини шару металу d_1 (рис. 2.2, г) та параметра α_2 (рис. 2.2, д), вказаний мінімум вироджується, і провідність зразка монотонно змінюється зі зростанням товщини елемента періодичності багат шарової полікристалічної плівки.

При пружньому розсіянні носіїв заряду на внутрішніх межах, в силу виконання закону Відеманна–Франца

$$\kappa = \frac{\pi^2}{3e^2} T \sigma, \quad (2.23)$$

у теплопровідності БП будуть спостерігатися ефекти, аналогічні ефекту електропровідності, яких було розглянуто вище.

3. ТЕМПЕРАТУРНИЙ КОЕФІЦІЄНТ ОПОРУ

3.1. Загальний аналітичний вираз для ТКО багат шарової плівки

Температурна зміна опору R_{ML} багат шарової полікристалічної плівки в умовах внутрішнього розмірного ефекту визначається залежністю довжини вільного пробігу l_j носіїв заряду від температури з одного боку, а з іншого — температурною залежністю геометричних розмірів шарів металу d_j і середнього розміру кристалітів L_j (вважаємо, що величини P_{jn}, Q_{nj} та R_j , які описують характер взаємодії електронів з інтерфейсами зразка та межами зерен, від температури не залежать, і є параметрами задачі).

Температурний коефіцієнт опору β багат шарової плівки та її опір R_{ML} визначаються наступними формулами [30, 89]:

$$\beta = \frac{d \ln R_{ML}}{dT}, \quad R_{ML} = \frac{a_1}{a_2 d \sigma}, \quad (3.1)$$

де a_1 і a_2 — довжина та ширина зразка, d — товщина елементу періодичності БП, σ — її питома провідність, яку визначено формулою (2.1).

У більшості теоретичних робіт (див. оглядову монографію [89]) при аналітичному розрахунку ТКО вважається, що температурний коефіцієнт опору β (який безпосередньо і вимірюється в експерименті) збігається з температурним коефіцієнтом питомого опору β_p , тобто $\beta \equiv \beta_p$. Однак ця рівність зазвичай виконується для зразків з монокристалічною структурою, оскільки коефіцієнт температурного розширення β_T геометричних розмірів зразка малий: $\beta_T < (10^{-2} - 10^{-3})\beta_p$. Якщо ж зразок має дрібнозернисту структуру ($\alpha_j \gg 1$), то у багатошарових плівкових системах сумарний температурний коефіцієнт розширення товщин шарів металу та кристалітів у них, може бути сумірним з температурним коефіцієнтом питомого опору, тобто $\beta_T \equiv \beta_p$. Саме через цю причину ТКО багатошарових полікристалічних структур було визначено як зміну повного опору R_{ML} з температурою (3.1) та враховані ефекти теплового розширення товщин шарів металу d_j і середньої ширини зерен L_j в них.

Підставляючи співвідношення для провідності (2.1) у (3.1), одержимо загальну формулу для ТКО багатошарової полікристалічної плівки з урахуванням температурної зміни геометричних розмірів шарів металу і середнього розміру кристалітів у них [78, 79]:

$$\begin{aligned} \beta = \sum_{j \neq n} \frac{\beta_{0j}}{1 + D_{n,j}} & \left\{ 1 - \left(1 + \frac{2\chi_{dj}}{\beta_{0j}} \right) \frac{\partial \ln \Phi_j}{\partial \ln k_j} - \beta_{0n,j} \left(1 + \frac{2\chi_{dn}}{\beta_{0n}} \right) \frac{\partial \ln \Phi_j}{\partial \ln k_n} + \right. \\ & + \left(1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} + \frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}} \right) \frac{\partial \ln \Phi_j}{\partial \ln \alpha_j} + \beta_{0n,j} \left(1 + \frac{\chi_{dn}}{\beta_{0n}} + \frac{\chi_{Ln}}{\beta_n} \right) \frac{\partial \ln \Phi_j}{\partial \ln \alpha_n} - \\ & \left. - \left(\left(1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} \right) - \beta_{0n,j} \left(1 + \frac{\chi_{dn}}{\beta_{0n}} \right) \right) \frac{\partial \ln \Phi_j}{\partial \ln \tau_{0n,j}} \right\}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

де функції Φ_j визначені формулою (2.2), $\beta_{0n,j} = \beta_{0n}/\beta_{0j}$ — відношення об'ємних значень ТКО суміжних монокристалічних шарів металу, $\chi_{dj} = (d \ln d_j)/(dT)$ та $\chi_{Lj} = (d \ln L_j)/(dT)$ — феноменологічні параметри, які визначають зміну товщини шару металу d_j і середнього розміру зерна L_j з температурою, а функція $D_{n,j}$ має такий вигляд:

$$D_{n,j} = (d_n \sigma_{0n} \Phi_n) / (d_j \sigma_{0j} \Phi_j). \quad (3.3)$$

Температурний коефіцієнт опору безмежового зразка β_{0j} з монокристалічною структурою дорівнює [79, 89]:

$$\beta_{0j} = -\frac{d \ln \sigma_{0j}}{dT} - \frac{d \ln d_j}{dT}, \quad (3.4)$$

де враховано, що коефіцієнти, які визначають температурну зміну ширини та довжини j -го шару металу збігаються внаслідок того, що розміри шарів металу уздовж осей Y та Z нескінченно великі.

Підставляючи розмірні функції Φ_j у формі (2.2) у вираз (3.2) одержимо, загальну формулу для ТКО багат шарової полікристалічної плівки у рамках модифікованого моделю МШ [15] при довільному співвідношенні між довжиною вільного пробігу l_j електронів і товщиною шарів d_j та довільному характері взаємодії носіїв заряду із інтерфейсами зразка [78, 90]:

$$\beta = \sum_{j \neq n} \frac{\beta_{0j}}{1 + D_{n,j}} \{ M_{\beta j} - \beta_{0n,j} M_{\beta j}^* \}, \quad (3.5)$$

$$M_{\beta j} = 2 \left(1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} \right) - \frac{1}{\Phi_j} \left\{ \left(1 + \frac{2\chi_{dj}}{\beta_{0j}} \right) J_{dj} + \left(1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} + \frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}} \right) J_{\alpha j} + \left(1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} \right) J_{\tau j} \right\}, \quad (3.6)$$

$$M_{\beta j}^* = \frac{1}{\Phi_j} \left\{ \left(1 + \frac{\chi_{dn}}{\beta_{0n}} + \frac{\chi_{Ln}}{\beta_{0n}} \right) J_{\alpha j}^* - \left(1 + \frac{2\chi_{dn}}{\beta_{0n}} \right) J_{dj}^* - \left(1 + \frac{\chi_{dn}}{\beta_{0n}} \right) J_{\tau j} \right\}, \quad (3.7)$$

$$J_{dj} = f(\alpha_j) - \left\langle \frac{k_j E_j H_j}{x} \left\{ G_j (1 - E_j)^{-1} - \Theta_j \right\} \right\rangle, \quad (3.8)$$

$$J_{dj}^* = \left\langle \frac{k_n E_n H_n}{x} \Theta_j^* \right\rangle, \quad (3.9)$$

$$J_{\alpha j} = f^*(\alpha_j) + \left\langle \frac{k_j E_j (H_j - 1)}{x} \left\{ G_j (1 - E_j)^{-1} - \Theta_j - \frac{x (\Lambda_j + 2G_j)}{k_j E_j H_j} \right\} \right\rangle, \quad (3.10)$$

$$J_{\alpha j}^* = \left\langle \frac{k_n E_n}{x} (H_n - 1) \left\{ \Theta_j^* + \frac{x}{k_n E_n H_n} \Lambda_j \right\} \right\rangle, \quad J_{\tau j} = \langle \Lambda_j \rangle, \quad (3.11)$$

$$\Theta_j = \left\{ P_{jn} (A - B_j) + (Q_{jn} Q_{nj} - P_{jn} P_{nj}) (A + B_j) E_n \right\} \Delta^{-1} - B_j \Xi_j, \quad (3.12)$$

$$\Theta_j^* = \left\{ A \left((Q_{jn} Q_{nj} - P_{jn} P_{nj}) (1 - E_j) - Q_{nj} \tau_{n,j} \right) + B_j \left(P_{jn} - (Q_{jn} Q_{nj} - P_{jn} P_{nj}) E_j \right) \Delta^{-1} + B_j \Xi_n \right\}, \quad (3.13)$$

$$\Xi_j = 2A \left\{ P_{jn} P_{nj} E_j + Q_{jn} Q_{nj} E_n - (Q_{jn} Q_{nj} - P_{jn} P_{nj})^2 E_j E_n^2 \right\} \Delta^{-2}, \quad (3.14)$$

$$\Lambda_j = Q_{nj} \tau_{n,j} (1 - E_n) A \Delta^{-1}, \quad (3.15)$$

$$f^*(\alpha_j) = \frac{3\alpha_j}{2} - \frac{3\alpha_j^2(2+3\alpha_j)}{1+\alpha_j} + 9\alpha_j^3 \ln\left(1 + \frac{1}{\alpha_j}\right) \cong \begin{cases} \frac{3\alpha_j}{2} - 6\alpha_j^2, & \alpha_j \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha_j} - \frac{6}{5\alpha_j^2}, & \alpha_j \gg 1, \end{cases} \quad (3.16)$$

де кутові дужки визначено формулою (2. 4).

Перш ніж перейти до подальшої аналізи температурного коефіцієнта опору у багатошарових плівкових системах, розглянемо ТКО в одношарових плівках.

3.2. ТКО одношарової полікристалічної плівки

У випадку, коли інтерфейси багатошарового зразка абсолютно непрозорі для носіїв заряду ($Q_{nj} = 0$), а полікристалічні шари металу, з яких складається БП, мають однакові об’ємні та структурні характеристики, то ТКО багатошарового і одношарового зразків будуть збігатися, і для плівки з крупнозернистою структурою ($\alpha \ll 1$) він наближено дорівнює [19]:

$$\frac{\beta}{\beta_\infty} = 1 - \frac{3}{2}\alpha - \frac{3(1-q)}{8k} \left\{ 1 - \frac{12}{\pi}\alpha \right\}. \quad (3.17)$$

Апробація співвідношення (3.17) виконувалася на прикладі плівок Ni, Cu, Cr та Co [19]. Методику їх одержання і дослідження електрофізичних властивостей було докладно описано у підрозділі 2.3. Тут важливо зазначити, що одержані плівки Cr і Co мають ОЦК- та ГЦУ-структури з параметрами кристалічної ґратниці, які близькі до значень відповідних масивних зразків, а середній розмір кристалітів у досліджуваному інтервалі товщин зразків Cr ($d = 40-100$) нм та Co ($d = 30-110$) нм наближено дорівнює $L \cong 0,5d$.

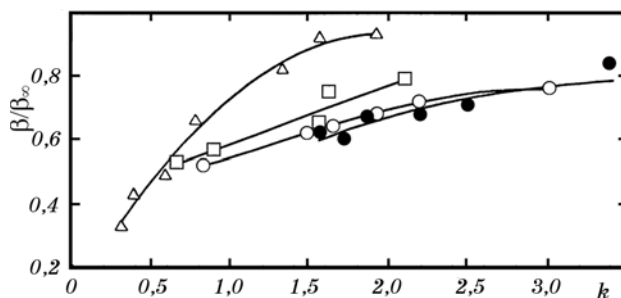


Рис. 3.1. Експериментальні (точки) та розрахункові (лінії) залежності ТКО від товщини для плівок Cu (□); Ni (●); Cr (Δ) і Co (○) [19].

ТАБЛИЦЯ 3.1. Параметри електроперенесення для плівок Ni, Cu, Cr та Co [19].

Плівка	Інтервал товщин, нм	$l(1-q)$, нм	$\beta_\infty \cdot 10^3$ К	R
Ni	50–180	32	3,94	0,37–0,40
Cu	55–175	83	4,10	0,35–0,42
Cr	40–100	127	1,52	0,03–0,10
Co	30–110	37	2,50	0,04–0,13

На рисунку 3.1 наведено експериментальні (зображені точками) та розрахункові (зображені суцільними лініями) залежності ТКО плівок зазначених металів від нормованої на довжину вільного пробігу електронів товщини зразка. Як і у випадку питомої провідності, замість температурного коефіцієнта опору β_0 масивного зразка використовувалася величина $\beta_\infty = \lim_{d \rightarrow \infty} \beta$ — ТКО масивного зразка з таким типом дефектів та їх концентрацією, як у і плівці. Досягти узгодження експериментальних і розрахункових значень вдалося при наступних параметрах електроперенесення, яких наведено у табл. 3.1.

3.3. Асимптотичні співвідношення для ТКО багат шарової плівки та результати чисельного розрахунку

Для того щоб спростити процедуру порівняння теоретичних результатів з експериментальними, загальну формулу (3.5) для ТКО мультишару спростимо для граничних значень параметрів k_j та α_j .

Якщо виконується нерівність $k_j \gg 1$, то ТКО багат шарового зразка для довільних значень P_{jn} , Q_{jn} і α_j визначається формулою (3.5), в якій функції J_{dj} , J_{dj}^* , $J_{\alpha j}$, $J_{\alpha j}^*$ і $J_{\tau j}$ наближено дорівнюють:

$$J_{dj} = f(\alpha_j), \quad J_{dj}^* = 0, \quad (3.18)$$

$$J_{\alpha j} = f^*(\alpha_j) - (\alpha_j / \pi k_j) \left\{ 2(1 - P_{jn}) \Gamma_{6,j} - Q_{nj} \tau_{0n,j} \Gamma_{5,j} \right\}, \quad (3.19)$$

$$J_{\alpha j}^* = \frac{2\alpha_j}{\pi k_j} Q_{nj} \tau_{0n,j} \Gamma_{5,n}, \quad J_{\tau j} = \frac{3}{8k_j} Q_{nj} \tau_{0n,j} \Gamma_{2,j}, \quad (3.20)$$

$$\Gamma_{5,j} = 1 - \frac{3\pi}{4} (2\alpha_j + \alpha_n) + \frac{3\pi}{2} \left\{ 4\alpha_j^3 + 3\alpha_j^2 \alpha_n + 2\alpha_j \alpha_n^2 + \alpha_n^3 \right\} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \frac{1 - (1 - \alpha_j^2) I_j}{\alpha_j} \right\} -$$

$$-\frac{3}{\alpha_j(\alpha_j - \alpha_n)} \left\{ \alpha_j^4 \left(1 + \frac{\alpha_n(1 - \alpha_j^2)I_j - \alpha_j(1 - \alpha_n^2)I_n}{\alpha_j - \alpha_n} \right) + \alpha_n^4 I_j \right\}, \quad (3.21)$$

$$\Gamma_{6,j} = 1 - \frac{9\pi}{4} \alpha_j - 6 \left(5 - (3 - 5\alpha_j^2)I_j - \frac{1 - \alpha_j^2 I_j}{4(1 - \alpha_j^2)} \right) \alpha_j^2 + 15\pi \alpha_j^3, \quad (3.22)$$

де $\Gamma_{2,j}$ визначається формулою (2.8).

Одержану асимптотичну формулу для температурного коефіцієнта опору БП для довільних значень параметра α_j можна в подальшому спростити для зразків з крупнозернистою ($\alpha_j \ll 1$) та дрібнозернистою ($\alpha_j \gg 1$) структурами. Для цих граничних випадків зерномежового параметра α_j ТКО багат шарового зразка знову буде визначатися формулою (3.5), в якій функції $M_{\beta j}$ і $M_{\beta j}^*$ мають вигляд:

$$\begin{aligned} M_{\beta j} = & 1 - \frac{3}{2} \alpha_j - \frac{3}{8k_j} \left\{ (1 - P_{jn}) \left(1 - \frac{12}{\pi} \alpha_j \right) + \frac{3}{5\pi} Q_{nj} \tau_{0n,j} \alpha_n \right\} - \\ & - \left[\frac{3}{2} \alpha_j + \frac{3}{4k_j} \left[(1 - P_{jn}) \left(1 - \frac{9}{\pi} \alpha_j \right) - \frac{1}{2} Q_{nj} \tau_{0n,j} \left(1 - \frac{16}{3\pi} \left(\frac{1}{4} \alpha_j + \alpha_n \right) \right) \right] \right] \left\{ \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} - \right. \\ & \left. - \frac{3\alpha_j}{2} \left[1 - \frac{3}{2\pi k_j} \left[(1 - P_{jn}) \left(1 - \frac{13\alpha_j}{2} \right) - \frac{1}{10} Q_{nj} \tau_{0n,j} \left(1 - \frac{7\pi}{3} (\alpha_j + \alpha_n) \right) \right] \right] \right\} \frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}}, \\ & \alpha_j \ll 1, \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} M_{\beta j}^* = & \frac{3}{8k_j} Q_{nj} \tau_{0n,j} \left\{ \left[1 - \frac{32}{3\pi} \left(\frac{1}{16} \alpha_j + \alpha_n \right) \right] \left(1 + \frac{\chi_{dn}}{\beta_{0n}} \right) - \right. \\ & \left. - \frac{16}{3\pi} \alpha_n \left[1 - \frac{3\pi}{2} \left(\alpha_n + \frac{9}{50} \alpha_j \right) \right] \right\} \frac{\chi_{Ln}}{\beta_{0n}}, \quad \alpha_j \ll 1, \end{aligned} \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} M_{\beta j} = & \frac{4}{5\alpha_j} - \frac{3}{8k_j \alpha_j^2} \left\{ (1 - P_{jn}) \left(1 - \frac{8}{5\alpha_j} \right) - \frac{\pi}{100} Q_{nj} \tau_{0n,j} \frac{\alpha_j}{\alpha_n} \right\} - \\ & - \left\{ 1 - \frac{4}{5\alpha_j} + \frac{1}{2k_j \alpha_j} \left[(1 - P_{jn}) \left(1 - \frac{3}{5\alpha_j^2} \right) - Q_{nj} \tau_{0n,j} \frac{\alpha_j}{\alpha_n} \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \left(1 + \frac{\pi}{5\alpha_j^2} - \frac{\pi}{4\alpha_n} \right) \right] \right\} \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} - \left\{ 1 - \frac{4}{5\alpha_j} - \frac{1}{2k_j \alpha_j} \times \right. \end{aligned}$$

$$\times \left[\left(1 - P_{jn}\right) \left(1 - \frac{3}{2\alpha_j}\right) - \frac{\pi}{135\alpha_n} Q_{nj} \tau_{0n,j} \right] \left. \vphantom{\left[\left(1 - P_{jn}\right) \left(1 - \frac{3}{2\alpha_j}\right) - \frac{\pi}{135\alpha_n} Q_{nj} \tau_{0n,j} \right]} \right\} \frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}}, \alpha_j \gg 1, \quad (3.25)$$

$$M_{\beta_j}^* = \frac{Q_{nj} \tau_{0n,j}}{2k_j \alpha_n} \left\{ \frac{\pi}{4\alpha_n} \left(1 + \frac{4}{5\alpha_j} - \frac{5(2\alpha_j + \alpha_n)}{2\pi\alpha_j \alpha_n}\right) \left(1 + \frac{\chi_{dn}}{\beta_{0n}}\right) - \right. \\ \left. - \left(1 + \frac{4}{5\alpha_j} - \frac{\pi(2\alpha_j + \alpha_n)}{4\alpha_j \alpha_n}\right) \frac{\chi_{Ln}}{\beta_{0n}} \right\}, \alpha_j \gg 1. \quad (3.26)$$

Якщо ж БП складається із шарів металу, для яких виконуються рівності ($\alpha_j = \alpha_n$, $\beta_{0j} = \beta_{0n}$), то формули (3.23)–(3.26) суттєво спрощуються та набувають вигляду:

$$M_{\beta_j} - M_{\beta_j}^* = 1 - \frac{3}{2}\alpha_j - \frac{3T_{jn}}{8k_j} \left(1 - \frac{12}{\pi}\alpha_j\right) - \left\{ \frac{3}{2}\alpha_j + \frac{3T_{jn}}{8k_j} \left(1 - \frac{9}{\pi}\alpha_j\right) \right\} \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} - \\ - \frac{3}{2}\alpha_j \left\{ 1 - \frac{3T_{jn}}{4\pi k_j} \left(1 - \frac{13}{2}\alpha_j\right) \right\} \frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}}, \alpha_j \ll 1, \quad (3.27)$$

$$M_{\beta_j} - M_{\beta_j}^* = \frac{4}{5\alpha_j} - \frac{3T_{jn}}{16k_j \alpha_j^2} \left\{ 1 - \frac{3}{2\alpha_j} \right\} - \left\{ 1 - \frac{4}{5\alpha_j} - \frac{3T_{jn}}{4k_j \alpha_j} \left(1 - \frac{1}{\alpha_j}\right) \right\} \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} - \\ - \left\{ 1 - \frac{4}{5\alpha_j} - \frac{T_{jn}}{4k_j \alpha_j} \left(1 - \frac{3}{2\alpha_j}\right) \right\} \frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}}, \alpha_j \gg 1, \quad (3.28)$$

де $T_{jn} = 1 - P_{jn} - Q_{nj} \tau_{0j,n}$.

Для мультишару, який складається з тонких полікристалічних шарів металу ($k_j \ll 1$), температурний коефіцієнт опору наближено дорівнює:

$$\beta \cong \sum_{j \neq n} \frac{\beta_{0j}}{1 + D_{n,j}} \left\{ \begin{array}{l} \left(1 + \frac{2\chi_{dj}}{\beta_{0j}}\right) \frac{1}{\ln \frac{1}{k_j}} - \frac{2\chi_{dj}}{\beta_{0j}}, \alpha_j \leq k_j, \\ \frac{1 + \frac{2\chi_{dj}}{\beta_{0j}} - \left(1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} + \frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}}\right) \frac{4}{\pi} \alpha_j}{\ln \frac{1}{k_j} - \frac{4\alpha_j}{\pi}} - \frac{2\chi_{dj}}{\beta_{0j}}, k_j < \alpha_j \ll 1, \end{array} \right.$$

$$\beta \cong -\sum_{j \neq n} \frac{\beta_{0j}}{1 + D_{n,j}} \left(\frac{\left(1 + \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}} + \frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}} \right) \frac{3}{4\alpha_j^2} + \frac{\chi_{Lj}}{\beta_{0j}} - \frac{\chi_{dj}}{\beta_{0j}}}{\ln \frac{1}{\alpha_j k_j}} + \frac{2\chi_{dj}}{\beta_{0j}} \right), \quad 1 < \alpha_j \ll \frac{1}{k_j}, \quad (3.29)$$

тобто, як впливає з формули (3.29) у випадку, коли основним механізмом релаксації носіїв заряду є їх розсіяння на межах зерен, ТКО багат шарової плівки стає від’ємною величиною.

Для проведення чисельного розрахунку загальну формулу для температурного коефіцієнта багат шарової полікристалічної плівки (3.5) зручно записати наступним чином:

$$\frac{\beta}{\beta_{01}} = \frac{1}{1 + D_{2,1}} \sum_{j \neq n} (D_{j,n} \beta_{0j,n})^{j-1} \{ M_{\beta j} - \beta_{0n,j} M_{\beta j}^* \}, \quad (3.30)$$

яка при виконанні нерівності $D_{n,j} \ll 1$ набуває вигляду:

$$\beta = \beta_{0j} M_{\beta j} - \beta_{0n} M_{\beta j}^* - D_{n,j} \{ \beta_{0j} (M_{\beta j} - M_{\beta j}^*) - \beta_{0n} (M_{\beta n} - M_{\beta n}^*) \}. \quad (3.31)$$

Звідси впливає, що

$$\frac{\beta}{\beta_{01}} \cong \begin{cases} M_{\beta 1} - \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} M_{\beta 1}^*, & d_{2,1} \rightarrow 0, \\ \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} M_{\beta 2} - M_{\beta 2}^* \cong \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} \left[1 - \left\{ 1 + \frac{\chi_{d2}}{\beta_{02}} + \frac{\chi_{L2}}{\beta_{02}} \right\} \frac{f^*(\alpha_2)}{f(\alpha_2)} \right], & d_{2,1} \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (3.32)$$

У формулі (3.32) враховано, що при $d_{2,1} \rightarrow \infty$ шар металу товщиною d_2 становиться товстим ($k_2 \gg 1$) і, відповідно, розмірною частиною у функціях $M_{\beta 2}$ та $M_{\beta 2}^*$ можна знехтувати.

Залежність ТКО багат шарового полікристалічного зразка від відношення товщин шарів $d_{2,1}$ за різних значень параметрів, які характеризують БП, представлено на рис. 3.2 ($\chi_{dj}/\beta_{0j} = \chi_L/\beta_{0j} = 10^{-3}$, $l_{1,2} = 1$). Для спрощення інтерпретації результатів числового розрахунку температурний коефіцієнт опору БП представимо у наступному вигляді:

$$\beta = \frac{\beta_1 + \frac{d_{2,1}}{1 + d_{2,1}} (\sigma_{2,1} \beta_2 - \beta_1)}{1 + \frac{d_{2,1}}{1 + d_{2,1}} (\sigma_{2,1} - 1)}. \quad (3.33)$$

Формула (3.33) значно спрощується, якщо шари металу багат шарових систем мають однакові провідні властивості, тобто $\sigma_{2,1} = \sigma_2/\sigma_1 = 1$:

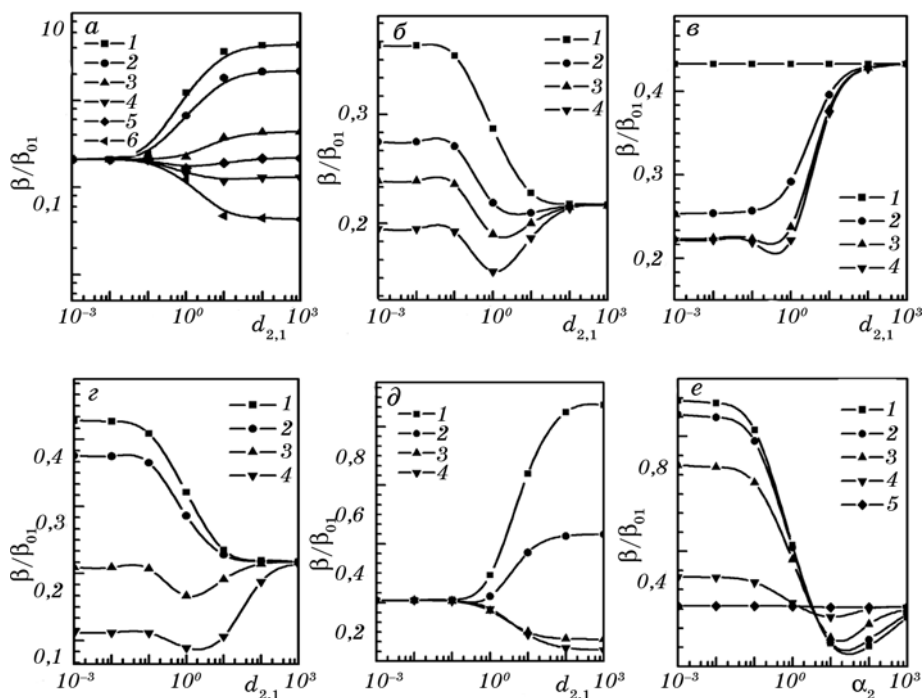


Рис. 3.2. Залежність ТКО мультишару від $d_{2,1}$ (а-д) та параметра α_2 (е) при таких значеннях параметрів: а) $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1, \alpha_j = 1, k_1 = 0,1$: 1 — $\beta_{02,1} = 0,1$, 2 — $\beta_{02,1} = 0,5$, 3 — $\beta_{02,1} = 0,3$, 4 — $\beta_{02,1} = 1$, 5 — $\beta_{02,1} = 5$, 6 — $\beta_{02,1} = 10$; б) $Q_{jn} = 0,1, k_1 = 0,1, \alpha_j = 1, \beta_{02,1} = 0,5$: 1 — $P_{jn} = 0$, 2 — $P_{jn} = 0,3$, 3 — $P_{jn} = 0,6$, 4 — $P_{jn} = 0,8$; в) $P_{jn} = 0,1, \alpha_j = 1, k_1 = 0,1, \beta_{02,1} = 1$: 1 — $Q_{jn} = 0$, 2 — $Q_{jn} = 0,1$, 3 — $Q_{jn} = 0,4$, 4 — $Q_{jn} = 0,8$; г) $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1, \alpha_j = 1, \beta_{02,1} = 0,5$: 1 — $k_1 = 0,01$, 2 — $k_1 = 0,1$, 3 — $k_1 = 1$, 4 — $k_1 = 10$; д) $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1, \alpha_j = 1, k_1 = 0,1, \beta_{02,1} = 1$: 1 — $\alpha_2 = 0,1$, 2 — $\alpha_2 = 1$, 3 — $\alpha_2 = 10$, 4 — $\alpha_2 = 20$; е) $Q_{jn} = 0,2, P_{jn} = 0,1, \alpha_j = 1, k_1 = 0,1, \beta_{02,1} = 1$: 1 — $d_{2,1} = 0,1$, 2 — $d_{2,1} = 1$, 3 — $d_{2,1} = 10$, 4 — $d_{2,1} = 20$.

$$\beta = \beta_1 + d_{2,1} (\beta_2 - \beta_1) / (1 + d_{2,1}). \tag{3.34}$$

Звідси неважко бачити, що при малих значеннях $d_{2,1} \ll 1$ другим доданком у формулі (3.34) можна знехтувати і ТКО зразка практично не змінюється, однак його числове значення буде визначатися характером взаємодії носіїв заряду з інтерфейсами багат шарової плівки зразка (рис. 3.2). Зі збільшенням $d_{2,1}$, так що $d_2 \cong d_1$, характер поведінки $\beta(d_{2,1})$ буде залежати від знаку нерівності між β_1 та β_2 .

У випадку, коли $\beta_2 \ll \beta_1$, ТКО зразка буде монотонно зменшуватися зі зростанням $d_{2,1}$. При виконанні протилежної нерівності $\beta_2 \gg \gg \beta_1$ спостерігається протилежна тенденція: ТКО монотонно збільшується із зростанням товщини елемента періодичності БП. У випадку, коли $\beta_2 \cong \beta_1$, ТКО проходить через мінімум, який має ту ж

природу, що і у провідності БП. При збільшенні ймовірності проходження електронів в сусідній шар металу або товщини базисного шару зазначений мінімум вироджується і температурний коефіцієнт опору монотонно змінюється зі зміною $d_{2,1}$.

3.4. Апробація асимптотичних співвідношень для ТКО багатошарової плівки

Для проведення апробації вищенаведених асимптотичних співвідношень для ТКО багатошарової плівки, у якості об'єктів досліджень були вибрані плівкові системи, компоненти яких у масивному стані при даних умовах термообробки (максимальна температура відпалювання складала 670–700 К) мають низьку взаємну розчинність, а саме плівки на основі Cu і Cr, Sc і Cu та Co і Cr. Відмітимо, що перед конденсацією кожного наступного шару металу, попередній шар видержувався протягом 30 хвилин. У якості прикладу наведемо типову залежність опору двошарового плівкового зразка від часу конденсації та витримки, що ілюструє рис. 3.3, а. Термообробка зразків проводилася за схемою «нагрівання↔охолодження» протягом трьох циклів в інтервалі температур 300–700 К (рис. 3.3, б).

Виконані дослідження методами електронографії фазового складу вказують на те, що домішкові фази та перехідні інтерметалеві фази не утворюються. Тим самим, фазовий склад плівкових систем відповідає ОЦК-Cr + ГЦК-Cu (або ГЦУ-Co) чи ГЦК-Cu + ГЦУ-Sc, що повністю узгоджуються з даними [91] про евтектичну рівновагу в системах на основі вказаних металів. Величини параметрів ґратниці для компонентів плівкових систем в межах точности експерименту співпадають з даними для відповідних одношарових зразків. Вивчення елементного складу та дифузійних процесів методами вторинної йонної мас-спектрометрії [92, 93] та електронної Оже-

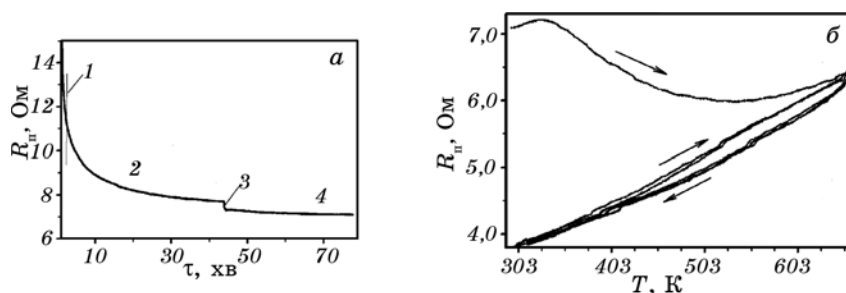


Рис. 3.3. Залежність опору плівки Sc(60)/Cu(30)/П від часу конденсації і термостабілізації (а) та температури відпалювання (б): 1, 3 — конденсація першого і другого шару; 2, 4 — стабілізація електричних властивостей першого шару і двошарової плівки [79].

спектроскопії, показало, що у плівкових системах хоча і відбувається зерномежова дифузія, але індивідуальність окремих шарів зберігається. Таким чином, вибрані системи є вдалими об'єктами для апробації запропонованого теоретичного моделю.

Для обробки експериментальних результатів для багатошарових плівок на основі співвідношення (3.5) для функцій M_{β_j} (3.23) та $M_{\beta_j}^*$ (3.24) були використані спрощені вирази. Вважалося, що $Q_{nj} = Q_{jn} = Q$, $P_{jn} = P_{nj} = P$, $\chi_{dj} = \chi_{Lj} = 0$. Враховуючи зазначені спрощення, ТКО мультишару можна записати у наступному вигляді:

$$\beta = \sum_{j \neq n} \frac{\beta_{\infty j}}{1 + D_{n,j}} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \alpha_j + \frac{3l_j}{8d_j} \left[(1 - P) \left(1 - \frac{12}{\pi} \alpha_j \right) + \frac{3}{5\pi} Q \frac{l_n}{l_j} \alpha_j \right] + \frac{3}{8} \frac{l_n}{d_j} \frac{\beta_{\infty n}}{\beta_{\infty j}} \left[1 - \frac{16}{15\pi} (\alpha_j + 10\alpha_n) \right] \right\}. \quad (3.35)$$

Для розрахунку величини ТКО на основі співвідношення (3.35) використовувалися параметри електроперенесення для одношарових плівок Cu, Cr і Co, яких наведено в табл. 3.1, а у випадку плівок Sc використовувалися дані роботи [94]. Так, для плівок Sc $\beta_{\infty} = 1,57 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, $l = 35 \text{ нм}$, $r = 0,37-0,47$. Оскільки виходячи з експериментальних результатів практично неможливо визначити значення коефіцієнтів розсіяння і проходження на МПШ, нами замість P і Q використовувалися величини R і r , тобто коефіцієнти розсіяння і проходження меж зерен. У даному випадку ми виходили з того, що МПШ і МЗ представляють собою ідентичні розсіювальні центри для носіїв заряду. Про ступінь відповідності розрахункових і експериментальних значень ТКО можна судити з даних приведених у табл. 3.2. Аналізуючи одержані результати можна відмітити той факт, що розрахункові і експериментальні значення узгоджуються з точністю до 30%. Од-

ТАБЛИЦЯ 3.2. Порівняння експериментальних та розрахункових значень ТКО [78].

Плівкова система (товщина, нм)	ТКО $\cdot 10^3, \text{ K}^{-1}$	
	експериментальні дані	розрахункові дані
Cu(22)/Cr(20)/Cu(22)/Cr(20)/П	1,71	1,61
Cr(30)/Cu(30)/Cr(30)/Cu(30)/П	1,80	1,92
Cr(80)/Co(10)/Cu(80)/Co(10)/П	0,42	0,34
Cr(80)/Co(10)/Cr(80)/Co(10)/Cr(80)/Co(10)/П	0,92	1,02
Cr(150)/Co(10)/Cr(150)/Co(10)/Cr(150)/Co(10)/Cr(150)/Co(10)/П	0,91	0,95

ним з факторів, що впливає на відповідність експериментальних та розрахункових даних є взаємна дифузія, за рахунок якої змінюються умови розсіяння електронів на МЗ і МПШ металів.

4. КОЕФІЦІЄНТИ ПОПЕРЕЧНОЇ ТА ПОЗДОВЖНЬОЇ ТЕНЗОЧУТЛИВОСТЕЙ

4.1. Загальна та асимптотичні формули для коефіцієнтів поперечної та поздовжньої тензочутливостей одно- та багат шарової плівки

Зміст ефекту тензочутливості полягає у зміні електричного опору (електропровідності) металевих та напівпровідникових зразків за наявності поздовжньої або поперечної деформації. Безпосередньо ефект тензочутливості не впливає з Больцманнового кінетичного рівняння, однак його потрібно віднести до транспортних явищ, оскільки тензоопір характеризує зміну одного з найбільш важливих транспортних коефіцієнтів — провідності (опору) під дією напруги у провіднику, яка створюється зовнішнім навантаженням. Причини тензоефекту пов'язані зі зміною концентрації дефектів, зміною товщин шарів металу та розміру кристалітів у них, зміною довжини вільного пробігу електронів тощо [30, 95–97].

Кількісними характеристиками ефектів поперечної та поздовжньої тензочутливості є коефіцієнти поздовжньої $\gamma^{(1)}$ та поперечної $\gamma^{(2)}$ тензочутливостей

$$\gamma^{(i)} = \frac{d \ln R_{ML}}{d \ln a_i}, \quad i = 1, 2, \quad (4.1)$$

які показують у скільки разів відносна зміна опору зразка більша (менша) його відносною деформації. У формулі (4.1), якщо верхній індекс i дорівнює 1, то формула (4.1) визначає коефіцієнт поздовжньої тензочутливості, якщо ж $i = 2$, то формула (4.1) визначає коефіцієнт поперечної тензочутливості; R_{ML} — опір багат шарового плівкового зразка, який визначається формулою (3.1).

Для одержання загальної аналітичної формули, яка визначає коефіцієнти поздовжньої та поперечної тензочутливості в багат шаровій плівці, яка складається з шарів металу однакової товщини ($d_1 = d_2$) та однакового ступеня чистоти ($l_1 = l_2$), потрібно формулу (2.17) підставити в співвідношення (3.1), а одержаний результат вираз (4.1). З урахуванням деформаційних змін геометричних розмірів провідника для величини $\gamma^{(i)}$ одержимо наступний вираз:

$$\gamma_f^{(i)} = \gamma_0^{(i)} - \left\{ \eta_l^{(i)} - \eta_d^{(i)} \right\} \frac{d \ln \Phi_{ML}}{d \ln k} - \left\{ \eta_L^{(i)} - \eta_l^{(i)} - \frac{1}{1-R} \eta_R^{(i)} \right\} \frac{d \ln \Phi_{ML}}{d \ln \alpha}; \quad (4.2)$$

$\eta_d^{(i)} = -d(\ln d)/d(\ln a_i)$, $\eta_l^{(i)} = -d(\ln l)/d(\ln a_i)$, $\eta_L^{(i)} = -d(\ln L)/d(\ln a_i)$, $\eta_R^{(i)} = -d(\ln R)/d(\ln a_i)$ — феноменологічні параметри, які визначають зміну товщини плівки d , довжини вільного пробігу електронів l , середньої ширини кристалітів L та ймовірності розсіяння носіїв заряду на межі кристалітів R .

Коефіцієнт тензочутливості безмежного зразка з монокристалічною структурою дорівнює [96]:

$$\gamma_0^{(i)} = (-1)^{i+1} (1 + \eta_{a_j}^{(i)}) + \eta_d^{(i)} + \eta_{\sigma_0}^{(i)}, \quad i \neq j = 1, 2, \quad (4.3)$$

де параметер $\eta_{a_j}^{(i)} = -d(\ln a_j)/d(\ln a_i)$ як і параметер $\eta_d^{(i)}$ визначає зміну геометричних розмірів пластини з поздовжньою та поперечною деформацією, числове значення яких можна виразити через Пуассонові коефіцієнти матеріалу зразка μ і підложжя μ_S , на яке напорошується тонка плівка [96]:

$$\eta_d^{(1)} = \eta_d^{(2)} = \mu(1 - \mu_S)/(1 - \mu), \quad \eta_{a_2}^{(1)} = \eta_{a_1}^{(2)} = \mu_S. \quad (4.4)$$

Якщо Пуассонові коефіцієнти підложжя та матеріалу плівки співпадають, то $\eta_d^{(1)} = \eta_d^{(2)} = \eta_{a_2}^{(1)} = \eta_{a_1}^{(2)} = \mu$.

Оскільки розміри у площині зразка нескінченні, то $\eta_d^{(i)} = \eta_{a_j}^{(i)}$, а зміна об'ємної провідності з деформацією $\eta_{\sigma_0}^{(i)} = -d(\ln \sigma_0)/d(\ln a_i)$ можна визначити як [98]

$$-\frac{d \ln \sigma_0}{d \ln a_i} = 1 + \eta_l^{(i)}, \quad (4.5)$$

то для КТ безмежного зразка з монокристалічною структурою можна записати наступним чином:

$$\gamma_0^{(i)} = \eta_l^{(i)} + 2(2 - i)(1 + \eta_d^{(i)}). \quad (4.6)$$

Якщо ж масивний зразок має полікристалічну структуру, то в рамках моделю МШ коефіцієнт тензочутливості дорівнює:

$$\gamma_\infty^{(i)} = \gamma_0^{(i)} + (\eta_L^{(i)} - \eta_l^{(i)}) \frac{f^*(\alpha)}{f(\alpha)} \cong \begin{cases} \gamma_0^{(i)} + \frac{3}{2} \alpha \left(1 - \frac{5}{2} \alpha\right) \{\eta_L^{(i)} - \eta_l^{(i)}\}, & \alpha \ll 1, \\ \gamma_0^{(i)} + \left\{1 - \frac{4}{5\alpha}\right\} \{\eta_L^{(i)} - \eta_l^{(i)}\}, & \alpha \gg 1, \end{cases} \quad (4.7)$$

де величина $\gamma_0^{(i)}$ визначається формулою (4.6), а функція $f^*(\alpha)$ співвідношенням (3.16).

Обчислюючи логаритмічні похідні у (4.2) і нехтуючи деформаційною залежністю параметра R , одержимо в рамках моделю МШ

точний вираз для КТ багат шарової плівки за довільного співвідношення товщини плівки d і довжини вільного пробігу електронів l та довільного характеру взаємодії носіїв заряду з межами зразка:

$$\gamma^{(i)} = \gamma_0^{(i)} - \frac{1}{\Phi} \left\{ (\eta_l^{(i)} - \eta_d^{(i)}) J_d + (\eta_l^{(i)} - \eta_L^{(i)}) J_\alpha \right\}, \quad (4.8)$$

$$J_d = \left\langle G - \frac{kEH}{x} \left\{ G(1-E)^{-1} - \Theta \right\} \right\rangle, \quad (4.9)$$

$$J_\alpha = f^*(\alpha) + \left\langle \frac{kE}{x} (H-1) \left\{ G(1-E)^{-1} - \Theta - \frac{x}{kEH} 2G \right\} \right\rangle, \quad (4.10)$$

$$G = \frac{1-P-Q}{1-(P+Q)E}, \quad \Theta = \frac{2(P+Q)(1-P-Q)}{1-(P+Q)E}. \quad (4.11)$$

Одержаний точний вираз для величини $\gamma^{(i)}$ спростимо для багат шарової плівки, яка складається з товстих ($k \gg 1$) шарів металу з крупнозернистою ($\alpha \ll 1$) та дрібнозернистою ($\alpha \gg 1$) структурами:

$$\begin{aligned} \gamma^{(i)} = \gamma_0^{(i)} - \frac{3(1-q_{\text{еф}})}{8k} \left\{ 1 - \frac{6}{\pi} \alpha \right\} \left\{ \eta_l^{(i)} - \eta_d^{(i)} \right\} + \frac{3}{2} \alpha \left\{ 1 - \frac{5}{2} \alpha - \right. \\ \left. - \frac{3(1-q_{\text{еф}})}{2\pi k} \left(1 - \frac{13}{2} \alpha \right) \left\{ \eta_L^{(i)} - \eta_l^{(i)} \right\} \right\}, \quad \alpha \ll 1, \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \gamma^{(i)} = \gamma_0^{(i)} - \frac{1-q_{\text{еф}}}{4k\alpha} \left\{ 1 - \frac{3}{4\alpha} \right\} \left\{ \eta_l^{(i)} - \eta_d^{(i)} \right\} + \left\{ 1 - \frac{4}{5\alpha} - \right. \\ \left. - \frac{1-q_{\text{еф}}}{4k\alpha} \left\{ 1 - \frac{3}{2\alpha} \right\} \left\{ \eta_L^{(i)} - \eta_l^{(i)} \right\} \right\}, \quad \alpha \gg 1. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Якщо ж полікристалічні шари багат шарової плівки тонкі ($k \ll 1$), то для коефіцієнта тензочутливості можна одержати наступні наближені формули:

$$\gamma^{(i)} \cong \begin{cases} \gamma_0^{(i)} - \left\{ 1 - \ln^{-1} \frac{1}{k} \right\} \left\{ \eta_l^{(i)} - \eta_d^{(i)} \right\}, & \alpha \leq k, \\ \gamma_0^{(i)} - \left\{ 1 - \frac{1}{\ln 1/k - 4\alpha/\pi} \right\} \left\{ \eta_l^{(i)} - \eta_d^{(i)} \right\} + \frac{4}{\pi} \alpha \frac{1}{\ln 1/k - 4\alpha/\pi} \left\{ \eta_L^{(i)} - \eta_l^{(i)} \right\}, & k < \alpha \ll 1, \end{cases}$$

$$\gamma^{(i)} \cong \gamma_0^{(i)} - \left\{ 1 - \ln^{-1} \frac{1}{k \alpha} \right\} \left\{ \eta_l^{(i)} - \eta_d^{(i)} \right\}, \quad 1 < \alpha \ll 1/k. \quad (4.14)$$

Як слідує з формули (4.14), при виконанні нерівності $\alpha \leq k$, основним механізмом релаксації носіїв заряду являється їх розсіяння на зовнішніх межах, і розсіянням електронів на міжкристалічних межах можна знехтувати. Також зауважимо, що ефективний параметер дзеркальності у разі розгляду багатопарової плівки дорівнює $q_{\text{еф}} = P + Q$. Якщо ж розглядається тонка полікристалічна плів-

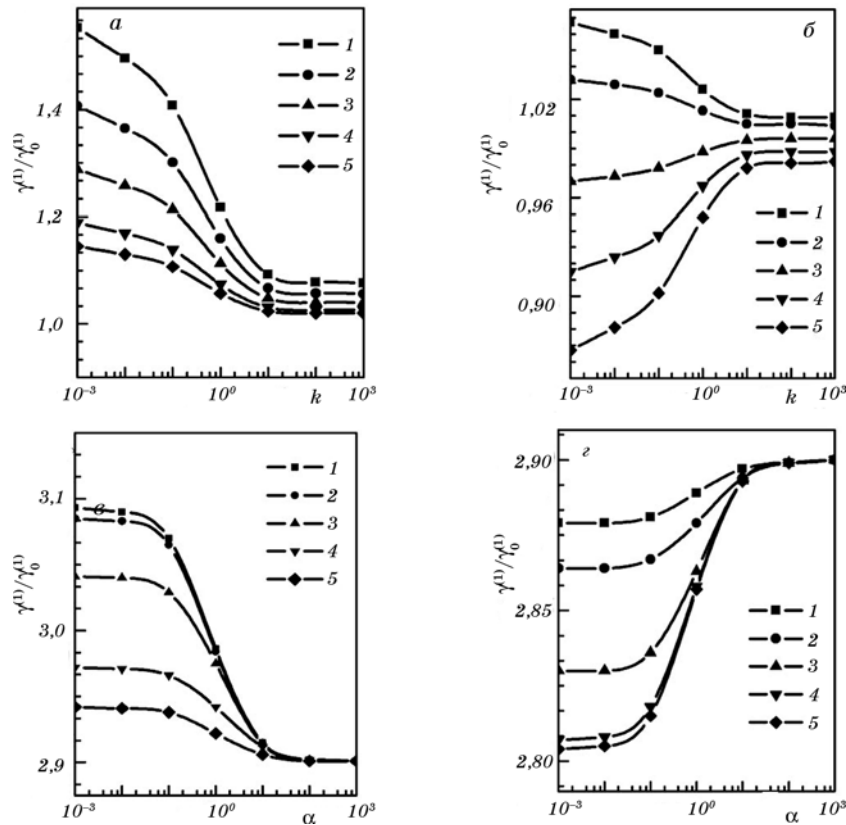


Рис. 4.1. Залежності коефіцієнта поздовжньої тензочутливості $\gamma^{(1)}$ тонкої полікристалічної плівки від нормованої на довжину вільного пробігу носіїв заряду товщини зразка k (а, б) та параметра α (в, з) ($q_{\text{еф}}=0,1$): а) $\eta_d^{(1)}=0,3$, $\eta_L^{(1)}=0,3$, $\alpha=5$: 1 — $\eta_l^{(1)}=-0,8$, 2 — $\eta_l^{(1)}=-0,6$, 3 — $\eta_l^{(1)}=-0,4$, 4 — $\eta_l^{(1)}=-0,2$, 5 — $\eta_l^{(1)}=-0,1$; б) $\eta_d^{(1)}=0,3$, $\eta_L^{(1)}=0,3$, $\alpha=0,1$: 1 — $\eta_l^{(1)}=0,8$, 2 — $\eta_l^{(1)}=-0,6$, 3 — $\eta_l^{(1)}=-0,4$, 4 — $\eta_l^{(1)}=-0,2$, 5 — $\eta_l^{(1)}=-0,1$; в) $\eta_d^{(1)}=0,3$, $\eta_L^{(1)}=0,3$, $\eta_l^{(1)}=0,5$, $\alpha=5$: 1 — $k=0,01$, 2 — $k=0,1$, 3 — $k=1$, 4 — $k=5$, 5 — $k=10$; з) $\eta_d^{(1)}=0,3$, $\eta_L^{(1)}=0,3$, $\eta_l^{(1)}=0,2$, $\alpha=5$: 1 — $k=0,01$, 2 — $k=0,1$, 3 — $k=1$, 4 — $k=5$, 5 — $k=10$.

ка, то $q_{\text{эф}} = 0,5(q_1 + q_2)$ [18], q_i ($i = 1, 2$) — ймовірність відбиття носія заряду межею провідника зі збереженням енергії та тангенційної по відношенню до межі компоненти квазіімпульсу.

Для проведення чисельного розрахунку загальну формулу (4.8) для коефіцієнта поздовжньої тензочутливості ($i = 1$) зручно записати у вигляді:

$$\gamma^{(1)}/\gamma_0^{(1)} = 1 - \left(1/\gamma_0^{(1)} \Phi_{ML}\right) \left\{ \left(\eta_l^{(1)} - \eta_d^{(1)}\right) J_d + \left(\eta_l^{(1)} - \eta_L^{(1)}\right) J_\alpha \right\}, \quad (4.15)$$

де Φ_{ML} визначено формулою (2.17).

Наведені на рисунку 4.1 криві, одержані числовим розрахунком, ілюструють залежність коефіцієнта поздовжньої тензочутливості багатошарової (одношарової) плівки та зерномежового параметра за різних значень параметрів, які характеризують плівку. Характер зміни коефіцієнта поздовжньої тензочутливості зі зміною товщини плівки визначається знаком нерівності між феноменологічними параметрами $\eta_l^{(1)}$, $\eta_d^{(1)}$ і $\eta_L^{(1)}$. Якщо виконується нерівність $\eta_l^{(1)} > \eta_d^{(1)}$, $\eta_L^{(1)}$, то величина $\gamma^{(1)}$ зі зменшенням товщини плівки зростає (рис. 4.1, а, б) як і у роботах [99–102]. У разі виконання протилежної нерівності $\eta_l^{(1)} < \eta_d^{(1)}$, $\eta_L^{(1)}$ спостерігається зворотна тенденція: коефіцієнт поздовжньої тензочутливості монотонно зменшується зі зменшенням параметра k або, навпаки, монотонно зростає зі зростанням товщини плівки і асимптотично прямує до свого об'ємного значення, як у випадку теоретичних моделей [23, 30].

Структура зразка, яка визначається параметром α , не змінює характер поведінки $\gamma^{(1)}(k)$, а впливає лише на числове значення коефіцієнта тензочутливості (рис. 4.1, в, з). Цей висновок співпадає з висновком [30].

4.2. Апробація теоретичних співвідношень для тонкої полікристалічної плівки

Експериментальну перевірку запропонованого асимптотичного співвідношення (4.12), що описують тензорезистивний ефект, проведемо на одношарових зразках Cu, Cr та Sc, для яких $k \cong 1$.

Плівки одержувалися методом термічного випаровування на підкладки, виготовлені із тефлону та нікелевої фольги, покритої SiO. Методику формування контактів на підложжях докладно описано у роботі [94].

Для деформації зразків безпосередньо у вакуумній камері використовувалися спеціально сконструйований пристрій [94], що давав можливість розтягувати підкладку з плівкою до 2% з кроком деформації $\delta\varepsilon^{(1)} = 0,005\%$. Коефіцієнти поздовжньої тензочутливості розраховували за тангенсом кута нахилу залежності $\Delta R/R_{\Pi}$ від деформації $\varepsilon^{(1)} = \Delta a_1/a_{1\Pi}$ (індекс «П» позначає початкові значення опору

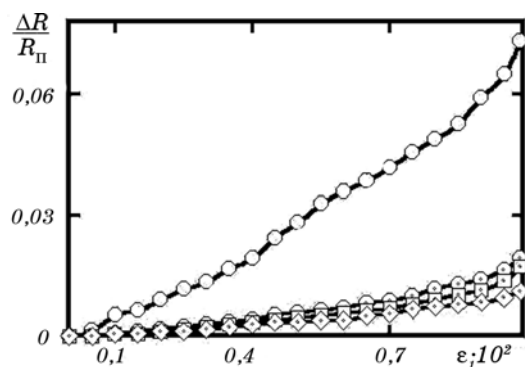


Рис. 4.2. Приклади деформаційних залежностей опору для плівок Sc(64)/П. Номери деформаційних циклів: ○ — I, ⊙ — II, □ — III, ◇ — IV [20].

та довжини). Одержані деформаційні залежності (рис. 4.2) мають лінійний характер, а їх аналіза показує, що усі релаксаційні процеси у плівках (поворот зерен, утворення дефектів, мікропластична деформація та інше) закінчуються після першого деформаційного циклу, оскільки, починаючи з другого деформаційного циклу, величина $\gamma^{(1)}$ фактично не змінюється.

Розрахунок $\gamma^{(1)}$ на основі співвідношення (4.12) потребує даних про величину параметрів $q_{\text{еф}}$, l і α та деформаційних коефіцієнтів $\gamma_0^{(1)}$, $\eta_l^{(1)}$, $\eta_d^{(1)}$ і $\eta_L^{(1)}$. Зведені Пуассонові коефіцієнти $\eta_d^{(1)} = \eta_L^{(1)}$ з урахуванням пружних властивостей підложжя та табличних даних [83] для масивних Cu, Cr та Sc можна розрахувати за наступною формулою [30]:

$$\eta_d^{(1)} = \eta_d^{(2)} = \mu \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu}, \quad (4.16)$$

де μ і μ_s — Пуассонові коефіцієнти для матеріялу зразка і підложжя, на яке напорошується тонка плівка.

Визначення параметрів $q_{\text{еф}}$, l і α виконували шляхом обробки експериментальних даних з розмірної залежності температурного коефіцієнта опору на основі лінеаризованого та ізотропного моделей Тельє, Тоссе і Пішара (що більш докладно описано у роботі [94]) за

ТАБЛИЦЯ 4.1. Параметри електроперенесення для плівок Cr, Cu, Sc [20].

Плівки	$q_{\text{еф}}$	l , нм	α	$\gamma_0^{(1)}$	$\eta_l^{(1)}$	$\gamma_\infty^{(1)}$	$\eta_\infty^{(1)}$
Cr	0,105	62,7	0,034	2,6	-3,04	0,8	-1,8
Cu	0,186	119,5	0,760	2,98	0,28	1,8	-0,9
Sc	0,144	161,4	0,594	-1,44	-4,04	0,3	-2,3

умови, що величини коефіцієнтів дзеркальності для меж поділу плівка–підложжя збігаються, тобто ($q_1 = q_2 = q_{\text{еф}}$). Значення $q_{\text{еф}}$, l , α для Cu, Cr і Sc наведено у табл. 4.1.

Виключно важливе значення для апробації приведених співвідношень має коректне визначення величин $\gamma_0^{(1)}$ та $\eta_l^{(1)}$, які дають найбільшу похибку у розрахунок. Для плівок Cu, Cr і Sc можна використовувати дані (табл. 4.1), яких наведено у роботах [94, 103]. Для розрахунку коефіцієнта тензочутливості замість $\gamma_0^{(1)}$ та $\eta_l^{(1)}$ використовувалися значення $\gamma_\infty^{(1)}$ та $\eta_\infty^{(1)}$. Для визначення $\gamma_\infty^{(1)}$ будувалися залежності $\gamma^{(1)}(1/d)$ і графічно знаходили $\gamma_\infty^{(1)} = \lim_{d \rightarrow \infty} \gamma_0^{(1)}$ (розглядалися плівкові зразки товщиною $d \geq 70$ нм). За даними про $\gamma_\infty^{(1)}$ в подальшому визначали $\gamma_{\rho_\infty}^{(1)} = \gamma_\infty^{(1)} - 2\mu - 1$, а опісля — $\eta_{l_\infty}^{(1)} = \gamma_{\rho_\infty}^{(1)} - 1$. Результати цих розрахунків також ілюструє табл. 4.1.

Рисунки 4.3 та 4.4 ілюструють експериментальні та розрахункові, на основі співвідношень (4.12) (для плівок Cu і Sc), залежності коефіцієнта повздовжньої тензочутливості від товщини. Видно, що краща узгодженість між експериментальними та теоретичними даними має місце при відносно великих товщинах. Для плівок Sc запропонований модель задовільно описує експериментальні результати у випадку, коли задається $\gamma_\infty^{(1)}$, а деформаційний коефіцієнт є підгінним параметром.

У роботі [99] обговорюється питання про розмірну залежність деформаційного коефіцієнта середньої довжини вільного пробігу. Якщо підійти з цієї точки зору до апробації запропонованих спів-

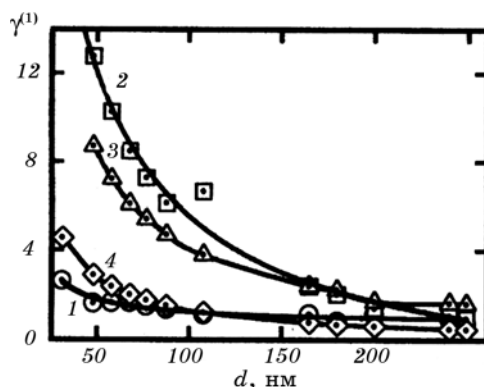


Рис. 4.3. Експериментальна (1) та розрахункові (2–4) залежності коефіцієнтів повздовжньої тензочутливості від товщини для плівок Sc: 2 — $\gamma_0^{(1)} = -1,44$, $\eta_l^{(1)} = -4,04$; 3 — $\gamma_\infty^{(1)} = 0,3$, $\eta_l^{(1)} = -2,3$; 4 — $\gamma_0^{(1)} = 0,3$, $\eta_l^{(1)} = -0,6$ [20].

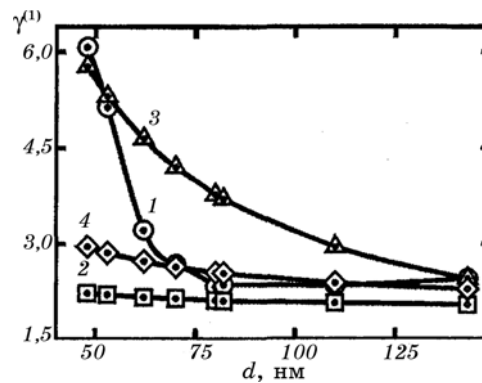


Рис. 4.4. Експериментальна (1) та розрахункові (2–4) залежності коефіцієнтів повздовжньої тензочутливості від товщини для плівок Cu: 2 — $\gamma_0^{(1)} = 2,98$, $\eta_l^{(1)} = 0,28$; 3 — $\gamma_\infty^{(1)} = 1,8$, $\eta_l^{(1)} = -0,9$; 4 — $\gamma_\infty^{(1)} = 2,98$, $\eta_l^{(1)} = 0,10$ [20].

відношень, то у кожному конкретному випадку можна досягти збігання експериментальних та розрахункових результатів. Наприклад, для плівок Sc така відповідність у інтервалі товщин 30–250 нм має місце, якщо $\eta_{l_\infty}^{(1)}$ змінюється від 0,23 до 0,91 ($\gamma_\infty^{(1)} = 0,3$). Для плівкових зразків Cr при $\gamma_{0l}^{(1)} = 2,6$ при зміні товщини від 40 до 195 нм величина деформаційного коефіцієнту середньої довжини вільного пробігу зростає від $-9,7$ до $+13$.

ВИСНОВКИ

Таким чином, розмірні залежності кінетичних коефіцієнтів, які характеризують електронний транспорт у багатошарових полікристалічних плівках, суттєво відрізняються від аналогічних залежностей для полікристалічних шарів металу, які входять до складу багатошарової плівки. У слабкому магнетному полі, яке нормальне до інтерфейсів багатошарового провідника, внаслідок дифузного характеру взаємодії носіїв заряду з межами поділу шарів металу, питомий опір провідника немонотонним чином змінюється зі збільшенням товщини періоду мультишару. У сильному магнетному полі, питомий опір стає осцилювальною функцією магнетного поля, яка носить досить складний характер, оскільки в осциляціях Зондгаймера, які пов'язані з товщиною окремих шарів металу, виникають гармоніки, які пов'язані з товщиною елемента періодичності багатошарової плівки. За відсутності магнетного поля (статичні ефекти) при малих значеннях товщини d_2 ($d_2/d_1 \ll 1$) числове значення транспортних коефіцієнтів БП визначається своїм значенням у «базовому» шарі елемента періодичності БП. Зі збільшенням товщини бішару, так щоб його товщини були сумірні ($d_2 \cong d_1$) нормована на

повну товщину $d = d_1 + d_2$ величина кінетичних коефіцієнтів зменшується, оскільки зі збільшенням d_2 одночасно збільшується відносне число електронів, які розсіюються на інтерфейсі (їх довжина вільного пробігу порядку d_2). При подальшому збільшенні товщини d_2 кінетичні коефіцієнти монотонно збільшуються, і асимптотично прямуючи до об'ємного значення у шарі металу d_2 .

Наведені в огляді результати теоретичних та експериментальних досліджень транспортних ефектів у багатошаровій полікристалічній плівці можна використати для одержання інформації щодо взаємодії носіїв заряду з інтерфейсами та межами зерен. Враховуючи формальну відповідність між багатошаровою та двошаровою плівками, вищезазначені точні та асимптотичні формули також можна застосувати для аналізу відповідних ефектів у двошаровій плівці.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. I. Stone, *Phys. Rev.*, **6**, No. 1: 1 (1898).
2. J. Patterson, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **11**: 118 (1901).
3. J. J. Thomson, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **11**: 120 (1901).
4. A. C. B. Lovell, *Proc. Roy. Soc.*, **A157**: 311 (1936).
5. A. C. B. Lovell, *Proc. Roy. Soc.*, **A166**: 270 (1938).
6. K. Fuchs, *Cambridge Phil. Soc.*, **A34**, No. 1: 100 (1938).
7. M. S. P. Lucas, *J. Appl. Phys.*, **36**, No. 5: 1632 (1965).
8. H. J. Juretschke, *J. Appl. Phys.*, **37**, No. 1: 435 (1966).
9. R. B. Dingle, *Proc. Roy. Soc.*, **A201**, No. 1073: 545 (1950).
10. Э. В. Завитаев, А. А. Юшканов, *ЖЭТФ*, **130**, вып. 5 (11): 887 (2006).
11. D. K. Mac-Donald and Sarginson, *Proc. Roy. Soc.*, **A201**, No. 1073: 223 (1950).
12. E. Ditlefsen and J. Lothe, *Phil. Mag.*, **14**, No. 130: 759 (1966).
13. Э. В. Завитаев, А. А. Юшканов, *ЖЭТФ*, **129**, вып. 5 (11): 938 (2006).
14. В. В. Бойко, А. П. Кащин, М. З. Максимов и др., *Укр. физ. ж.*, **41**, № 1: 63 (1996).
15. A. F. Mayadas and M. Shatzkes, *Phys. Rev. B*, **1**, No. 4: 1382 (1970).
16. A. M. Ghodgaonkar and K. Ramani, *Phys. Status Solidi A*, **73**, No. 1: K21 (1982).
17. О. А. Білоус, Л. В. Дехтярук, А. М. Черноус, *Металлофиз. новейшие технол.*, **23**, № 1: 43 (2001).
18. А. Г. Басов, Л. В. Дехтярук, Ю. О. Шкурдода, А. М. Черноус, *Ж. нано- та електронної фізики*, **2**, № 2: 6 (2010).
19. О. А. Білоус, Л. В. Дехтярук, С. І. Проценко, А. М. Черноус, *Вісник СумДУ. Сер. Фізика, математика, механіка*, № 3 (24)–4 (25): 67 (2001).
20. Л. В. Дехтярук, Є. О. Забіла, С. І. Проценко, А. М. Черноус, *Металлофиз. новейшие технол.*, **26**, № 10: 1333 (2004).
21. А. Г. Басов, Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук, *Наук. вісник Ужгород. у-ту. Сер. Фізика*, **28**: 14 (2010).
22. F. Warkusz, *Electrocomponent Science and Technology*, **5**, No. 3: 197 (1978).
23. F. Warkusz, *Progr. Surf. Sci.*, **10**: 287 (1980).
24. F. Warkusz, *Acta Phys. Pol.*, **A54**, No. 1: 31 (1978).

25. C. R. Pichard, A. J. Tosser, and C. R. Tellier, *J. Mater. Sci.*, **16**, No. 4: 451 (1981).
26. C. R. Tellier and A. J. Tosser, *Thin Solid Films*, **70**, No. 3: 234 (1980).
27. C. R. Tellier, C. R. Pichard, and A. J. Tosser, *Thin Solid Films*, **76**, No. 2: 129 (1981).
28. C. R. Pichard, C. R. Tellier, and A. J. Tosser, *Phys. Status Solidi A*, **65**, No. 1: 327 (1981).
29. C. R. Pichard, C. R. Tellier, and A. J. Tosser, *J. Mater. Scien.*, **15**, No. 9: 2236 (1980).
30. C. R. Tellier and A. J. Tosser, *Size Effects in Thin Films* (Amsterdam–Oxford–New York: ESPC: 1982).
31. C. R. Pichard, C. R. Tellier, and A. J. Tosser, *Thin Solid Films*, **62**, No. 2: 189 (1979).
32. C. R. Tellier, C. R. Pichard, and F. J. Tosser, *J. Mater. Sci.*, **16**, No. 8: 2281 (1981).
33. Д. М. Фреїк, Я. П. Салій, М. Е. Калинюк, *Укр. фіз. ж.*, **45**, № 11: 1375 (2000).
34. R. L. Petritz, *Phys. Rev.*, **116**, No. 6: 1254 (1958).
35. M. S. P. Lucas, *Appl. Phys. Lett.*, **4**, No. 4: 73 (1964).
36. G. Bergmann, *Phys. Rev. Lett.*, **41**, No. 23: 1619 (1978).
37. G. Bergmann, *Phys. Rev. B*, **19**, No. 8: 3933 (1979).
38. J. W. C. de Vries, *Sol. State Commun.*, **65**, No. 3: 201 (1988).
39. Ю. О. Шкурдода, В. Б. Лобода, Л. В. Дехтярук, *Металлофіз. новейшие технол.*, **30**, № 3: 295 (2008).
40. P. F. Carcia and A. Suna, *J. Appl. Phys.*, **54**, No. 4: 2000 (1983).
41. *Metallic Superlattices*. (Eds. T. Shinjo and T. Takada) (Elsevier Scientific Publishing Company: 1987).
42. B. Y. Jin and J. B. Ketterson, *Adv. Phys.*, **38**, No. 3: 189 (1989).
43. V. Bezak, M. Kedro, and A. Pevala, *Thin Solid Films*, **23**, No. 3: 305 (1974).
44. М. И. Каганов, В. Б. Фикс, *ЖЭТФ*, **73**, вып. 2 (8): 753 (1977).
45. В. В. Устинов, *ФММ*, **49**, вып. 1: 31 (1980).
46. Л. В. Дехтярук, І. Ю. Проценко, А. М. Черноус, *Успехи физ. мет.*, **8**, № 1: 21 (2007).
47. R. Dimmich and F. Warkusz, *Thin Solid Films*, **109**, No. 2: 103 (1983).
48. F. Khater, *Acta Phys. Slov.*, **33**, No. 1: 43 (1983).
49. M. El-Hiti and M. A. Ahmed, *Phys. Status Solidi A*, **114**, No. 3: 185 (1989).
50. Л. В. Дехтярук, Ю. А. Колесниченко, *Физ. низ. температур*, **19**, № 9: 1013 (1993).
51. Ю. А. Колесниченко, *Низкотемпературные кинетические эффекты в неоднородных металлических системах* (Автореферат диссертации ... д-ра физ.-мат. н.; 01.04.07) (Харьков: Физико-технический институт низких температур НАН Украины: 1991).
52. А. М. Черноус, *Розмірні ефекти в електрофізичних властивостях нанокристалічних плівкових систем в умовах взаємної дифузії та фазоутворення* (Автореферат дисертації ... д-ра фіз.-мат. н.; 01.04.07) (Суми: Сумський державний університет: 2006).
53. Л. В. Дехтярук, *Електронні транспортні ефекти у багатошарових плівкових системах* (Автореферат дисертації ... д-ра фіз.-мат. н.; 01.04.07) (Суми: Сумський державний університет: 2008).
54. С. І. Проценко, *Вплив температурної і деформаційної залежності пара-*

метрів електроперенесення на електрофізичні властивості багатошарових плівок на основі Cr, Cu і Sc(Co) (Автореферат дисертації ... канд. фіз.-мат. н.; 01.04.07) (Харків: Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна: 2004).

55. А. В. Латышев, А. А. Юшканов, *Физ. мет. металловед.*, **103**, № 1: 26 (2007).
56. Chu-Xing Chen, *Appl. Phys.*, **A40**, No. 1: 37 (1986).
57. F. Khater and A. Seoud, *J. Appl. Phys.*, **64**, No. 5: 2495 (1988).
58. Chu-Xing Chen, *Appl. Phys.*, **A42**, No. 2: 145 (1987).
59. R. Dimmich, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **15**: 2477(1985).
60. Л. В. Дехтярук, Ю. О. Колесніченко, *Укр. фіз. ж.*, **42**, № 9: 1094 (1997).
61. Е. А. Кравцов, В. И. Окулов, В. В. Устинов, *Физ. мет. металловед.*, **77**, вып. 1: 5 (1994).
62. E. H. Sondheimer, *Phys. Rev.*, **80**, No. 3: 401 (1950).
63. В. Л. Гуревич, *ЖЭТФ*, **35**, вып. 3 (9): 668 (1958).
64. О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, С. Н. Савельева, *ЖЭТФ*, **67**, вып. 4 (10): 1451 (1974).
65. В. Г. Песчанский, *Физ. мет. металловед.*, **64**, вып. 1: 5 (1987).
66. O. A. Panchenko, P. P. Lutsishin, and S. V. Sologub, *Progr. Surf. Sci.*, **69**, No. 7–8: 193 (2002).
67. О. А. Панченко, С. В. Сологуб, *Физ. и химия тверд. тела*, **4**, № 1: 7 (2003).
68. Q. G. Zang, B. Y. Cao, X. Zang et al., *Phys. Rev. B*, **74**, No. 13: 134109/1 (2006).
69. Q. G. Zang, X. Zang, B. Y. Cao et al., *Appl. Phys. Lett.*, **89**, No. 11: 114102/1 (2006).
70. C. Durkan and V. E. Welland, *Phys. Rev. B*, **61**, No. 20: 14215 (2000).
71. Ю. А. Волков, Р. П. Волкова, *Физ. тверд. тела*, **37**, вып. 12: 3687 (1995).
72. В. И. Верченко, В. И. Гришаев, Л. В. Дехтярук, Ю. А. Колесніченко, Т. Д. Шермергор, *Физ. мет. металловед.*, **69**, вып. 4: 102 (1990).
73. И. Е. Проценко, *Изв. вузов. Физика*, **31**, № 6: 42 (1988).
74. L. V. Dekhtyaruk, *Central Europ. J. Phys.*, **5**, No. 1: 91 (2004).
75. Л. В. Дехтярук, *Изв. вузов. Физика*, **50**, № 7: 26 (2007).
76. Л. В. Дехтярук, *Вісник СумДУ. Сер. Фізика, математика, механіка*, № 9 (93): 71 (2006).
77. Л. В. Дехтярук, *Физ. и химия тверд. тела*, **9**, № 4: 749 (2006).
78. A. Chornous, L. Dekhtyaruk, M. Marszalek, and I. Protsenko, *Cryst. Res. Technol.*, **41**, No. 4: 388 (2006).
79. L. V. Dekhtyaruk, S. I. Protsenko, A. M. Chornous, and I. O. Shpetnyi, *Ukr. J. Phys.*, **49**, No. 6: 587 (2004).
80. О. В. Кириченко, Ю. А. Колесніченко, *Физ. низ. температур*, **8**, № 3: 276 (1982).
81. А. Найфе, *Введение в методы возмущения* (Москва: Мир: 1984).
82. A. V. Pippard, *Proc. Roy. Soc.*, **224**, No. 1157: 273 (1954).
83. Г. В. Самсонов, *Физико-химические свойства элементов* (Киев: Наукова думка: 1965).
84. А. Г. Басов, А. О. Степаненко, А. М. Черноус, *Вісник СумДУ. Сер. Фізика, математика, механіка*, № 8: 170 (2005).
85. Ю. М. Овчаренко, Н. М. Опанасюк, І. Ю. Проценко, А. М. Черноус, *Укр. фіз. ж.*, **42**, № 7: 826 (1997).
86. І. Ю. Проценко, О. В. Шовкопляс, Ю. М. Овчаренко, А. М. Черноус, *Журнал фізичних досліджень*, **2**, № 1: 105 (1998).

87. В. Б. Лобода, И. Е. Проценко, М. Д. Смолин, *Металлофизика*, **5**, № 5: 69 (1983).
88. Е. I. Tochitskii and N. M. Belyvskii, *Phys. Status Solidi A*, **61**, No. 1: K21 (1980).
89. К. Л. Чопра, *Электрические явления в тонких пленках* (Москва: Мир: 1972).
90. Л. В. Дехтярук, М. Маршалек, И. Е. Проценко, А. Н. Черноус, *Физ. инж. по-верхн.*, **2**, № 1: 130 (2004).
91. *Диаграммы состояния двойных металлических систем: в 2-х т.* (Ред. Н. П. Лякишев) (Москва: Машиностроение: 1997).
92. И. Е. Проценко, А. Н. Черноус, О. В. Шовкопляс, *ВАНТ. Сер. Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники*, **2** (3)–3 (4): 102 (1998).
93. И. Е. Проценко, А. Н. Черноус, В. А. Хворост, *Тонкие пленки в оптике и электронике* (Харьков: ННЦ ХФТИ: 2002).
94. С. I. Проценко, А. М. Черноус, *Металлофиз. новейшие технол.*, **25**, № 5: 587 (2003).
95. Н. П. Клокова, *Тензорезисторы* (Москва: Машиностроение: 1990).
96. З. Г. Мейксин, *Несплошные керментные пленки* (Москва: Мир: 1978).
97. Д. В. Великодний, Т. М. Гричановська, Л. В. Однодворець та ін., *Вісник СумДУ. Сер. Фізика, математика, механіка*, № 1: 5 (2007).
98. G. S. Kuczynski, *Phys. Rev.*, **94**, No. 1: 61 (1954).
99. A. M. Chornous, N. M. Oranasyuk, A. D. Pogrebniak et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**, No. 12B: L1320 (2000).
100. Є. О. Забіла, Л. В. Однодворець, С. I. Проценко та ін. *Вісник СумДУ. Сер. Фізика, математика, механіка*, № 8 (54): 71 (2003).
101. S. U. Jen, C. C. Yu, C. H. Liu et al., *Thin Solid Films*, **434**: 316 (2003).
102. K. Rajanna and M. V. Nayak, *Mat. Sci. Eng. B*, **77**: 288 (2000).
103. O. V. Lasyuchenko, I. Yu. Protsenko, and A. M. Chornous, *Functional Materials*, **6**, № 5: 880 (1999).