

СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Дехтярук Леонід Васильович

УДК 539.292

**ЕЛЕКТРОННІ ТРАНСПОРТНІ ЕФЕКТИ У БАГАТОШАРОВИХ
ПЛІВКОВИХ СИСТЕМАХ**

01.04.07 – фізика твердого тіла

АВТОРЕФЕРАТ
дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

СУМИ – 2008

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана у Сумському державному університеті
Міністерства освіти і науки України.

Науковий консультант - заслужений діяч науки і техніки України,
доктор фізико-математичних наук, професор
Проценко Іван Юхимович,
завідувач кафедри прикладної фізики Сумського
державного університету (м. Суми).

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, старший науковий
співробітник
Татаренко Валентин Андрійович,
провідний науковий співробітник відділу теорії
твердого тіла Інституту металофізики
ім. Г.В. Курдюмова НАН України (м. Київ);

доктор фізико-математичних наук, професор
Панченко Олег Антонович,
провідний науковий співробітник відділу адсорбційних
явищ Інституту фізики НАН України (м. Київ);

доктор фізико-математичних наук, професор
Равлік Анатолій Георгійович,
професор кафедри фізики металів та напівпровідників
Харківського національного технічного університету
“ХПТ” (м. Харків).

Захист відбудеться «__» червня 2008 р. о 14⁰⁰ годині на засіданні
спеціалізованої вченої ради Д 55.051.02 у Сумському державному
університеті за адресою: 40007, м. Суми, вул. Римського-Корсакова, 2,
корпус ЕТ, ауд. 236.

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці Сумського державного
університету.

Автореферат розісланий «__» травня 2008 р.

Учений секретар спеціалізованої вченої ради

А.С. Опанасюк

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Досягнутий останніми роками прогрес у технології отримання тонкоплівкових металевих зразків дозволив розробити нові методи виготовлення надчистих тонких плівок з регульованою структурою і конструювати на їх основі фактично новий клас матеріалів у вигляді нанокристалічних магнітних та немагнітних багат шарових плівок. Науковий інтерес до вивчення таких систем, з одного боку, обумовлений пошуком нових фундаментальних ефектів, що не можуть бути реалізовані в однорідних одношарових плівках, з яких складаються мультишари. З іншого боку, в багат шарових системах виникає цілий ряд особливостей у таких добре відомих транспортних ефектах, як провідність, магнітоопір, поглинання звукової енергії тощо.

У практичному відношенні багат шарові плівкові структури є перспективними для створення елементної бази нового покоління магнітних головок і магніторезистивної пам'яті, сенсорів і нових мікроелектронних приладів у обчислювальній техніці і в опто - та акустoeлектроніці. Крім того, розвиток інформаційних технологій на основі електронного спіну може привести у майбутньому до створення квантових комп'ютерів. У зв'язку з цим зауважимо, що на базі спінових вентилів уже виготовлені головки для зчитування інформації з магнітних дисків, створені чутливі сенсори магнітного поля тощо. Усі ці прилади ґрунтуються на тих чи інших особливостях електронного транспорту в мультишарах.

Таким чином, дослідження транспортних розмірних ефектів у багат шарових плівкових системах є актуальними як з фундаментальної точки зору, так і з практичної, що проявляється у публікації великої кількості наукових праць з вивчення електрофізичних властивостей зазначених систем. Однак, попри накопичений значний теоретичний матеріал, ряд фундаментальних проблем залишається нез'ясованим. Так, зокрема, не побудована загальна квазікласична теорія гігантського магніторезистивного ефекту (ГМРЕ) в магнітних мультишарах та сандвічах як з монокристалічною, так і полікристалічною структурою. Розроблення зазначеної теорії дозволяє у єдиній схемі розглянути від'ємний та інверсний ефекти гігантського магнітоопору (ГМО), з'ясувати, який з механізмів - об'ємний чи інтерфейсний (або їх суперпозиція) - є домінуючим при формуванні амплітуди ефекту ГМО, з'ясувати вплив меж зерен (МЗ) на рівень ефекту, отримати прості аналітичні вирази для оцінки величини зазначеного ефекту тощо. Також існувала необхідність у розробленні теорії транспортних ефектів у двошарових (ДП) та багат шарових (БП) полікристалічних плівках, у побудові гальваномагнітного та акустoeлектронного осциляційних ефектів і в обґрунтуванні резистометричного методу вимірювання коефіцієнтів об'ємної та зерномежової дифузії.

Отже, є очевидним фундаментальний і практичний інтерес до комплексного вивчення транспортних ефектів у багат шарових магнітних та

немагнітних плівкових системах. Це відкриває широкі можливості для прогнозування кінетичних властивостей мультишарів зі зміною індивідуальних товщин шарів металу, їх структури, величини зовнішнього магнітного поля тощо, що і визначає актуальність подальшого розвитку наукового напрямку “Кінетичні явища у багатошарових магнітних та немагнітних плівкових системах”.

Зв’язок роботи з науковими програмами, планами і темами. Тема дисертаційної роботи відповідає науковим програмам НАН України та Міністерства освіти і науки України.

Дослідження, що становлять зміст дисертації виконані, автором на кафедрі фізики Харківського державного технічного університету будівництва та архітектури і на кафедрі прикладної фізики Сумського державного університету в рамках державних бюджетних тем та спільних наукових проєктів. До них належать (у дужках позначена роль здобувача): №0101U008346 “Акустoeлектронні ефекти в тонких шарах металу” (м.Харків, 1999-2001 рр., керівник); №0103U000773 “Вплив статичної деформації і температури на електрофізичні властивості багатошарових плівкових систем” (м. Суми, 2003-2005 рр., виконавець); №0106U001942 “Формування кристалічної структури і електрофізичних властивостей плівкових матеріалів на основі багатошарових металевих наносистем” (м.Суми, 2006-2008 рр., виконавець).

Частина досліджень виконана автором у рамках міжнародних проєктів науково-технічного співробітництва між Сумським державним університетом та Інститутом ядерної фізики ПАН (м. Краків, Польща) за темою “Дифузійні процеси і транспортні властивості мультишарів і тонких плівок” (договір № М/18-2004 від 29 березня 2004 р.; Суми, 2004-2005 рр., виконавець) та Інститутом фізики Словацької Академії наук (м. Братислава) за темою “Дифузійні процеси і стабільність інтерфейсів в металевих багатошарових системах” (договір № М/148-2006 від 7 червня 2006 р.; м.Суми, 2006-2007 рр., виконавець).

Мета і завдання дослідження. Мета дисертаційної роботи полягає у встановленні загальних фізичних закономірностей впливу шаруватості, нанорозмірності, структури індивідуальних металевих шарів, шорсткості зовнішніх меж та інтерфейсів на електронний транспорт у багатошарових магнітних та немагнітних плівкових системах, а також у теоретичному обґрунтуванні резистометричного методу вимірювання коефіцієнтів об’ємної та зерномежової дифузії в умовах зовнішнього (розсіяння носіїв заряду на зовнішніх межах зразків) та внутрішнього (релаксація електронів на межах зерен та інтерфейсах провідників) ефектів і в отриманні модельних співвідношень для зазначених коефіцієнтів.

Для досягнення зазначеної мети були сформульовані та вирішені такі наукові завдання:

- побудова загальної квазікласичної теорії негативного та позитивного (інверсного) ефектів гігантського магнітоопору в магнітних мультишарах та сандвічах і з’ясування впливу шорсткості зовнішніх поверхонь і меж поділу

шарів (МПШ) металу (інтерфейсів), зерномежового, об'ємного та інтерфейсного спін - залежного розсіяння (СЗР) електронів тощо на амплітуду ефекту ГМО; отримання аналітичних модельних співвідношень, за допомогою яких можна визначити величину магнітоопору;

- послідовне теоретичне описання електронного транспорту у дво - та багат шарових плівкових системах з полікристалічною структурою та в експериментальній перевірці отриманих лінеаризованих теоретичних співвідношень для коефіцієнтів питомої провідності, температурного коефіцієнта опору (ТКО) і коефіцієнта поздовжньої тензочутливості (КТ);
- теоретичне вивчення осциляційного гальваноманітного ефекту в мультишарах та встановлення закономірностей, що зв'язують кінетичні коефіцієнти з параметрами, які описують взаємодію носіїв заряду з інтерфейсами зразка;
- подальший аналіз впливу процесу взаємної дифузії металів на транспортні коефіцієнти (питому провідність, магнітоопір, коефіцієнт поглинання звукової енергії тощо) багат шарових зразків і обґрунтування резистометричного методу визначення коефіцієнтів об'ємної та зерномежової дифузії;
- дослідження осциляційного акустоелектронного ефекту в металах і з'ясування впливу шорсткостей зовнішніх і внутрішніх меж та ролі впливу "малих груп" носіїв заряду на амплітуду ефекту та теоретичне обґрунтування акустичного аналога ефекту ГМО.

Об'єкт дослідження - фізичні процеси та явища у багат шарових плівкових системах з моно - та полікристалічною структурою, які пов'язані зі зміною магнітного стану провідника, товщини шарів металу та їх структури, зовнішнього магнітного поля.

Предмет дослідження - магніторезистивні властивості магнітного сандвіча та багат шарової плівки; транспортні коефіцієнти (питома провідність, ТКО, коефіцієнти поздовжньої та поперечної тензочутливості, магнітоопір, коефіцієнт поглинання енергії акустичної хвилі тощо), коефіцієнти об'ємної та зерномежової дифузії.

Методи дослідження, які були використані для теоретичного аналізу транспортних явищ у багат шарових плівкових системах, базуються на квазікласичному підході, який ґрунтується на розв'язанні кінетичного рівняння Больцмана, доповненого граничними умовами для функції розподілу електронів на зовнішніх межах та інтерфейсах провідників, чисельні методи, а також експериментальні методи - вакуумної конденсації, електронної мікроскопії, вимірювання електрофізичних характеристик при апробації теоретичних моделей для ГМО, провідності, ТКО та КТ.

Наукова новизна одержаних результатів

- Уперше з використанням квазікласичного наближення у рамках двострумової моделі побудована загальна теорія негативного та інверсного гігантського магніторезистивного ефектів у магнітних мультишарах і сандвічах з монокристалічною та полікристалічною структурою.

- Уперше побудована загальна теорія електронного транспорту у дво - та багатошарових полікристалічних структурах, яка пройшла апробацію при обробці даних експериментальних досліджень провідності, ТКО та коефіцієнта поздовжньої тензочутливості багатошарових зразків.
- Уперше розглянутий гальваномагнітний осциляційний ефект у багатошарових плівкових системах та здійснене його подальше вивчення у двошарових плівках.
- Проведено подальше теоретичне дослідження впливу взаємної дифузії металів на транспортні коефіцієнти багатошарових систем та отримані модельні аналітичні вирази, за допомогою яких можна визначити ефективну глибину проникнення атомів дифузанта в об'єм зразка та у межі зерен і, відповідно, розрахувати коефіцієнти об'ємної та зерномежової дифузії.
- Уперше розглянутий розмірний акустоелектронний осциляційний ефект у двошарових та багатошарових системах та проведений аналіз акустичного аналога ефекту ГМО у магнітних зразках.

Достовірність і обґрунтованість результатів дисертаційних досліджень забезпечувалися використанням добре апробованих методів, які широко використовуються у фізиці твердого тіла, вибором сучасних обчислювальних засобів та комп'ютерних програм, які проходили ретельне тестування на основі літературних даних. Усі результати теоретичних розрахунків (точні, у рамках використовуваних моделей, та їх асимптотичні наближення для граничних значень параметрів задач) та чисельних обчислень продемонстрували їх повну ідентичність. Основні результати роботи узгоджуються з експериментальними даними, отриманими іншими науковцями.

Практичне значення одержаних результатів. Одержані у дисертаційній роботі результати дозволяють дослідити природу електронного транспорту у магнітних та немагнітних нанокристалічних плівкових системах. Це може мати важливе практичне значення при створенні фізичних основ методів синтезу нових матеріалів для сучасної електроніки та спінтроніки, прогнозування і цілеспрямованої зміни їх властивостей з метою отримання провідників з оптимальним спектром фізичних властивостей, а саме з одночасно оптимізованими магнітними, електричними, акустичними тощо параметрами. Результати досліджень можуть бути використані для аналізу впливу шорсткості та меж зерен на амплітуду ефекту ГМО, для визначення коефіцієнтів об'ємної та зерномежової дифузії, для інтерпретації осциляційних гальваномагнітного та акустоелектронного ефектів у мультишарах, а проведена апробація теоретичних моделей дозволяє стверджувати про межі їх застосування і здійснювати прогнозування тензо – та магніторезистивних властивостей у зазначених системах.

Результати дисертаційної роботи можуть бути використані в Інституті металофізики НАНУ (м. Київ), Інституті фізики НАНУ (м. Київ), Донецькому фізико-технічному інституті НАНУ (м. Донецьк), Інституті

магнетизму (м. Київ), Інституті проблем матеріалознавства НАНУ (м. Київ).

Особистий внесок здобувача. Наведені у дисертаційній роботі результати наукових досліджень виконані як самостійно, так і у співавторстві з колегами. У цих спільних експериментально - теоретичних роботах автору належить теоретична складова роботи: поставлення завдання теоретичного дослідження, обґрунтування адекватності використовуваних моделей, аналітичні розрахунки, написання комп'ютерних програм для чисельного аналізу отриманих інтегральних формул та проведення числових розрахунків, теоретична інтерпретація отриманих результатів та написання теоретичних частин статей. Особисто автором підготовлені 14 статей [3,7-10,14,20-23,25-27,29]. Результати наукових досліджень обговорювалися та узагальнювалися спільно з науковим консультантом проф. Проценком І.Ю.

Наведений у роботі теоретичний матеріал належить особисто здобувачеві і не містить ідей та наукових розробок співавторів наукових праць. Результати, які одержані іншими науковцями (дані теоретичних та експериментальних досліджень, формули і результати апробації), на які посилається автор, відмічені у тексті дисертації цитуванням відповідних наукових праць.

Апробація результатів дисертації. Результати дисертаційної роботи були представлені автором на таких наукових конференціях та семінарах: 2-й Міжнародній науково - технічній конференції “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ-2) (Україна, Одеса, 2006 р.); Міжнародних конференціях студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “ЕВРИКА” (Україна, Львів, 2004, 2006 рр.); 3rd International conference on materials science and condensed matter physics “MSCMP-2006” (Moldova, Chisinau, 2006 p.); International conferenct on nanoscience and technology (Switzerland, Basel, 2006 p.); 2-й Всеросійській конференції молодих вчених “Фізика і хімія високоенергетичних систем” (Росія, Томськ, 2006 р.); International conference “Functional materials” (Ukraine, Crimea, 2005); VII, VIII та X Міжнародних конференціях з фізики та технології тонких плівок (Україна, Івано-Франківськ, 1999, 2001 та 2005 рр.); 3-му і 5-му Всеросійському семінарі “Нелінійні процеси та проблеми самоорганізації в сучасному матеріалознавстві” (Росія, Воронеж, 2000, 2004рр.); Науково-технічній конференції викладачів, співробітників і студентів фізико-технічного факультету (Україна, Суми, 2004 р.); 3-й, 5-й і 6-й Міжнародних конференціях “Фізичні явища у твердих тілах” (Україна, Харків, 1997, 2001, 2003 рр.); 15-му Міжнародному симпозиумі ”Тонкі плівки в оптиці та електроніці” (Україна, Харків, 2003 р.); III Міжнародній конференції з модифікації властивостей поверхневих шарів ненапівпровідникових матеріалів MPSL (Україна, Суми, 1999 р.).

Публікації. Результати дисертаційних досліджень опубліковані у 37 наукових статтях, серед яких 26 статей - у провідних фахових журналах України та зарубіжжя (в авторефераті наведено 24, з яких 10 праць автор підготував самостійно [3,7-10,14,20-23]), у 9 роботах, які опубліковані у Збірниках наукових праць, що увійшли до переліку наукових фахових видань

України, де можна публікувати результати дисертаційних досліджень на здобуття наукового ступеня (7 статей наведено в авторефераті, з яких 4 роботи одноосібні [25-27,29]), у 2 статтях, які не входять до зазначеного переліку ВАКу (в авторефераті наведена 1). Крім того, опубліковано 23 тези доповідей на наукових Міжнародних конференціях та семінарах (з них у авторефераті наведено 8).

Список основних публікацій за темою дисертації, що містить 40 найменування, наведено у кінці автореферату.

Структура та обсяг роботи. Дисертаційна робота складається зі списку умовних скорочень, вступу, огляду літератури за темою дисертації, 6 розділів оригінальних досліджень, загальних висновків і списку використаних джерел.

Повний обсяг дисертації становить 325 сторінок, 55 ілюстрацій, 5 таблиць та список використаних бібліографічних джерел, що складається із 352 найменувань.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** наведено загальну характеристику дисертаційної роботи. На основі аналізу сучасного стану проблеми, що вирішується, обґрунтовано актуальність і доцільність досліджень за обраною темою. Сформульовано мету, завдання і методи досліджень, показано зв'язок з науковими темами і програмами, висвітлено наукову новизну, практичне значення одержаних результатів і внесок здобувача, наведено відомості про апробацію роботи, основні публікації автора та структуру й обсяг дисертаційної роботи.

Перший розділ **“Транспортні розмірні ефекти в магнітних та немагнітних багатошарових плівках”** має оглядовий характер. У ньому проведений аналіз теоретичних моделей та експериментальних результатів, які належать до прояву ГМРЕ в магнітних сандвічах та багатошарових плівках і класичного розмірного ефекту в одно - та багатошарових плівках як з моно -, так і з полікристалічною структурою.

Другий розділ **“Ефект гігантського магнітоопору в магнітних мультишарах та сандвічах”** присвячений дослідженню ГМРЕ в сандвічах та багатошарових плівках, які складаються з магнітних шарів металу, розділених немагнітними прошарками. У разі, коли шари металу монокристалічні, аналіз ефекту ГМО проводився з використанням наближення Фукса-Зондгаймера (модель ФЗ), якщо ж магнітні провідники мають полікристалічну структуру, то для дослідження зазначеного ефекту використовувалася модифікована модель Маядаса-Шацкеса (модель МШ).

Згідно з моделлю феромагнітного металу Мотта електропровідність магнітного шару визначається адитивною сумою провідностей двох незалежних спінових каналів носіїв заряду зі спіновими індексами “+ (\uparrow)” та “- (\downarrow)” ($s = \pm (\uparrow\downarrow)$ - знак проекції спіну електрона на напрямок вектора намагніченості у магнітному шарі металу), оскільки при низьких

температурах спін-фліп процеси незначні і ними можна знехтувати.

Кількісно ефект ГМО, який полягає у різкому збільшенні (негативний, прямий) або у зменшенні (позитивний, інверсний) провідності при їх перемагнічуванні за допомогою відносно слабкого зовнішнього магнітного поля (поле, яке значно менше, ніж поле, у якому помітні гальваномагнітні ефекти в однорідних плівках тих металів, з яких складаються сандвіч та багатошарова плівка), можна охарактеризувати відносною зміною провідності $\Delta\sigma = \sigma_P - \sigma_{AP}$, нормованої на σ_{AP} (для прямого ефекту) та на σ_P (при аналізі інверсного ефекту):

$$\delta\sigma_{AP} = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{AP}} \equiv \frac{\sigma_P}{\sigma_{AP}} - 1, \quad \delta\sigma_P = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_P} \equiv \frac{\sigma_{AP}}{\sigma_P} - 1, \quad (1)$$

де σ_{AP} і σ_P – провідність багатошарового зразка з антиферомагнітною (AP) та феромагнітною (P) взаємодією між магнітними шарами.

Якщо взаємодія носіїв заряду із зовнішніми межами та інтерфейсами сандвіча і мультишару не призводить до дисипації спін - поляризованого потоку електронів, ефект ГМО обумовлений асиметрією СЗР електронів в об'ємі шарів металу. У цьому разі для його аналізу можна скористатися резисторною моделлю, згідно з якою кожний шар розглядається як незалежний резистор, який, у свою чергу, згідно з двострумвою моделлю складається з двох резисторів, що відповідають двом спіновим каналам електронів зі спіновим індексом $s = \pm$.

У результаті розрахунку зміну провідності δ_{AP} полікристалічного зразка при його перемагнічуванні можна визначити за такою формулою:

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{g1} - 1)(\alpha_{g2} - 1)}{\alpha_{g1}(1 + \beta_g) + \alpha_{g2}(1 + \beta_g^{-1})} = \begin{cases} \frac{(1 - \alpha_g)^2}{4\alpha_g}, & \alpha_{g1} = \alpha_{g2} = \alpha_g, \beta_g = 1, \\ 0, & \alpha_{gj} = 1, \end{cases} \quad (2)$$

де параметри $\alpha_{gj} = \rho_{gj}^- / \rho_{gj}^+ \equiv \sigma_{gj}^+ / \sigma_{gj}^-$ визначають величину асиметрії розсіяння електронів з різною поляризацією спіну в об'ємі полікристалічних шарів металу, $\sigma_{gj}^s(\rho_{gj}^s)$ -питома провідність (опір) масивного полікристалічного зразка, $\beta_g = \sigma_{g2}^+ / \sigma_{g1}^+$.

Якщо ширина кристалітів $L_j \gg l_j^s$ спін - залежної довжини вільного пробігу носіїв заряду (або ймовірність дифузного розсіяння електронів на міжкристалітних межах $R_j^s \ll 1$), розсіянням електронів на межах зерен (МЗ) можна знехтувати, і величина δ_{AP} дорівнює

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{b1} - 1)(\alpha_{b2} - 1)}{\alpha_{b1}(1 + \beta_b) + \alpha_{b2}(1 + \beta_b^{-1})} = \begin{cases} \frac{(1 - \alpha_b)^2}{4\alpha_b}, & \alpha_{b1} = \alpha_{b2} = \alpha_b, \beta_b = 1, \\ 0, & \alpha_{bj} = 1. \end{cases} \quad (3)$$

Тут параметри $\alpha_{bj} = \rho_{0j}^- / \rho_{0j}^+ \equiv \sigma_{0j}^+ / \sigma_{0j}^-$ визначають величину асиметрії СЗР носіїв заряду в об'ємі монокристалічних шарів металу, провідність (опір) яких $\sigma_{0j}^s(\rho_{0j}^s)$, $\beta_b = \sigma_{02}^+ / \sigma_{01}^+$.

При виконанні протилежних нерівностей $L_j \ll l_j^s$ (або $(1 - R_j^s) \ll 1$), тобто коли багатошарова плівка має дрібнозернисту структуру (або міжкристалітні межі майже непрозорі для електронів), ефект ГМО, обумовлений асиметрією зерномежового СЗР електронів, а його амплітуда дорівнює

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{R1} - 1)(\alpha_{R2} - 1)}{\alpha_{R1}(1 + \beta_R) + \alpha_{R2}(1 + \beta_R^{-1})} = \begin{cases} \frac{(1 - \alpha_R)^2}{4\alpha_R}, & \alpha_{R1} = \alpha_{R2} = \alpha_R, \beta_R = 1, \\ 0, & \alpha_{Rj} = 1, \end{cases} \quad (4)$$

де величини $\alpha_{Rj} = R_j^+ / R_j^-$ визначають асиметрію СЗР електронів на МЗ, $\beta_R = (L_2 R_1^+) / (L_1 R_2^+)$. Зауважимо, що наведені співвідношення (2)-(4) також будуть визначати характеристику інверсного ефекту δ_P , якщо знаменник у зазначених формулах замінити на $(1 + \alpha_{a1}\beta_a + \alpha_{a2}(\alpha_{a1} + \beta_a^{-1}))$, де $a = g, b, R$.

У випадку, коли сандвіч складається з тонких магнітних шарів металу ($d_j = d_n \ll l_j^s$), а носії заряду дзеркально взаємодіють з його зовнішніми межами (параметр Фукса $q_j^s = 1$), основним механізмом релаксації електронів є їх розсіяння на інтерфейсах зразка. У разі виконання нерівностей $P_{jn}^s \ll Q_{nj}^{-s}$ (для зразка з AP-конфігурацією) та $P_{jn}^s \ll Q_{nj}^s$ (для провідників з P-конфігурацією), де P_{jn}^s, Q_{nj}^s – ймовірності дзеркального відбиття електронів від МПШ та їх проходження у сусідні шари металу відповідно, рівень ефекту можна визначити за таким співвідношенням:

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{Q1} - 1)(\alpha_{Q2} - 1)}{(\beta_Q^-)^{-1} \alpha_{Q1}(1 + \beta_Q^+) (1 + \beta_Q^-)} = \begin{cases} \frac{(\alpha_Q - 1)^2}{4\alpha_Q}, & \alpha_{Q1} = \alpha_{Q2} = \alpha_Q, \beta_Q^s = 1, \\ 0, & \alpha_{Qj} = 1, \end{cases} \quad (5)$$

де коефіцієнти $\alpha_{Qj} = T_{Qjn}^- / T_{Qjn}^+$ ($j \neq n = 1, 2$) визначають величину асиметрії проходження електронів через інтерфейси, T_{Qjn}^s – ймовірність дифузного проходження електронів у сусідні шари металу, $\beta_Q^s = T_{Q12}^s / T_{Q21}^s$.

У разі виконання протилежних нерівностей ($P_{jn}^s \gg Q_{nj}^{-s}$, $P_{jn}^s \gg Q_{nj}^s$) амплітуду ефекту ГМО можна визначити за такою формулою:

$$\begin{aligned} \delta_{AP} &= \frac{(\alpha_{P1} - 1)^2(\alpha_{P2} + 1) + \beta_P^-(\alpha_{P2} - 1)^2(\alpha_{P1} + 1)}{4\alpha_{P1}(1 + \alpha_{P2} + \beta_P^+(\alpha_{P1} + 1))} = \\ &= \begin{cases} \frac{(\alpha_P - 1)^2}{4\alpha_P}, & \alpha_{P1} = \alpha_{P2} = \alpha_P, \beta_P^s = 1, \\ 0, & \alpha_{Pj} = 1, \end{cases} \end{aligned} \quad (6)$$

де параметри $\alpha_{Pj} = T_{Pjn}^- / T_{Pjn}^+$ - визначають величину спінової асиметрії дифузного розсіяння електронів на інтерфейсі зразка без проходження у сусідній шар металу, T_{Pjn}^s - ймовірність дифузного розсіяння на МПШ, $\beta_P^s = T_{P12}^s / T_{P21}^s$. Зауважимо, якщо знаменники у виразах (5) і (6) замінити на $(\beta_Q^+)^{-1}(\alpha_{Q2} + \beta_Q^+)(1 + \beta_Q^+\alpha_{Q1})$ та $(1 + \alpha_{P1} + \beta_P^-(1 + \alpha_{P2})) \cdot (1 + \alpha_{P1}) \cdot (1 + \alpha_{P2})$ відповідно, то отримані формули характеризують інверсний ефект.

Оскільки магнітний сандвіч, зовнішні межі якого дзеркальні, формально можна розглядати як мультишар, то наведені формули (2)-(6) можна використовувати для аналізу ГМО у багатошарових плівках.

Аналізуючи формули (2)-(6), можна зробити висновок, що амплітуда ефекту гігантського магнітоопору визначається величиною спінової асиметрії у провідності між двома спіновими каналами феромагнітних шарів металу, і відповідно велика асиметрія, тобто коли $\gamma_j \gg 1$ або, навпаки, $\gamma_j \ll 1$ (де $\gamma_j = \alpha_{gj}, \alpha_{bj}, \alpha_{Rj}, \alpha_{Qj}, \alpha_{Pj}$), приводить до значної зміни амплітуди ефекту. У разі відсутності асиметрії СЗР електронів ($\gamma_j = 1$) ефект ГМО відсутній.

З формул (2)-(6) випливає, що у випадку, коли сандвіч або мультишар складаються з магнітних шарів одного і того ж металу ($\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, провідник "симетричний"), зміна провідності зразків унаслідок їх перемагнічування незалежно від домінуючого механізму СЗР електронів формально описується однією й тією самою формулою, яка часто використовується науковцями для аналізу зазначеного ефекту:

$$\delta_{AP} = \frac{(1-\gamma)^2}{4\gamma}, \quad \delta_P = \frac{(1-\gamma)^2}{(1+\gamma)^2}. \quad (7)$$

У випадку, коли магнітний сандвіч або мультишар не "симетричні", тобто складаються з шарів різного сорту металу, то, як випливає з вище наведених формул, при різній асиметрії СЗР носіїв заряду з різною поляризацією спіну у магнітних шарах ($\gamma_1 > 1$, $\gamma_2 < 1$ або навпаки) можлива зміна його знака, тобто інверсія. Однак інверсія ефекту неможлива при виконанні нерівності ($P_{jn}^s \gg Q_{nj}^{-s}$, $P_{jn}^s \gg Q_{nj}^s$) внаслідок ефекту

каналювання, а у граничному випадку, коли носії заряду дзеркально відбиваються від МПШ без проходження у сусідній шар, ефект ГМО не має місця внаслідок відсутності взаємодії між магнітними шарами металу. Більш того, напевно завдяки ефекту каналювання дослідники приходять до кардинально протилежних висновків при дослідженні впливу шорсткості інтерфейсів на амплітуду ГМРЕ. У випадку, коли центри, що асиметрично розсіюють електрони, знаходяться в МПШ, внаслідок виконання нерівностей $P_{jn}^s + Q_{nj}^{-s} \leq 1$ (для зразків з антиферромагнітною взаємодією між шарами) і $P_{jn}^s + Q_{nj}^s \leq 1$ (для провідників з P -конфігурацією), збільшення дзеркального відбиття носіїв заряду на інтерфейсах зменшує ймовірність їх проходження у сусідні шари металу, що і призводить до зменшення амплітуди ефекту. В той самий час, якщо центри, що асиметрично розсіюють носії заряду, розміщуються в об'ємі шарів металу, то при дзеркальному відбитті електрони не втрачають "пам'яті" про свій спін і залишаються ефективними (відповідальними за ефект), і амплітуда ефекту збільшується. Таким чином, зменшення або збільшення амплітуди ефекту ГМО зі зменшенням шорсткості інтерфейсів визначається конфігурацією центрів, які асиметрично розсіюють електрони.

Криві, які наведені на рис. 1, отримані чисельним розрахунком за точною (у рамках використовуваної моделі) формулою та ілюструють залежності $\delta_{AP}(d_{2,1})$ (прямий ефект) та $\delta_P(d_{2,1})$ (інверсний ефект) для монокристалічного сандвіча від відношення товщин $d_{2,1} = d_2 / d_1$ магнітних шарів металу при різних механізмах (або їх суперпозиції), що обумовлюють ефект ГМО. З наведених залежностей неважко побачити, що основні риси розмірної залежності інверсного ефекту, як у "дзеркальному відображенні", збігаються з характером зазначеної залежності для прямого ефекту, і тому у подальшому зосередимо свою увагу лише на аналізі прямого ефекту.

У випадку, коли домінуючим механізмом ефекту є асиметричне СЗР в об'ємі шарів металу, то при виконанні нерівностей $d_{2,1} \ll 1$ ($d_{2,1} \gg 1$) ефект незначний (практично відсутній) (рис. 1, а) внаслідок шунтування струму в шарі товщиною d_1 (d_2). Зі зростанням товщини d_2 ефект збільшується і при виконанні рівності $d_1 = d_2$ досягає свого максимального значення

$$\delta_{AP}(d_{2,1} = 1) = \frac{Q_P - Q_{AP}}{2 + Q_{AP}}, Q_{AP(P)} = \left\{ 0,5(Q_{12}^+ + Q_{12}^- + Q_{21}^+ + Q_{21}^-) \right\}_{AP(P)} \quad (8)$$

(у разі виконання нерівності $Q_P > Q_{AP}$ реалізується прямий ефект, якщо ж $Q_P < Q_{AP}$, то спостерігається інверсний ефект), і при подальшому збільшенні товщини шару d_2 монотонно зменшується внаслідок того, що струм шунтується у шарі товщиною d_2 . Наявність на залежності $\delta_{AP}(d_{2,1})$

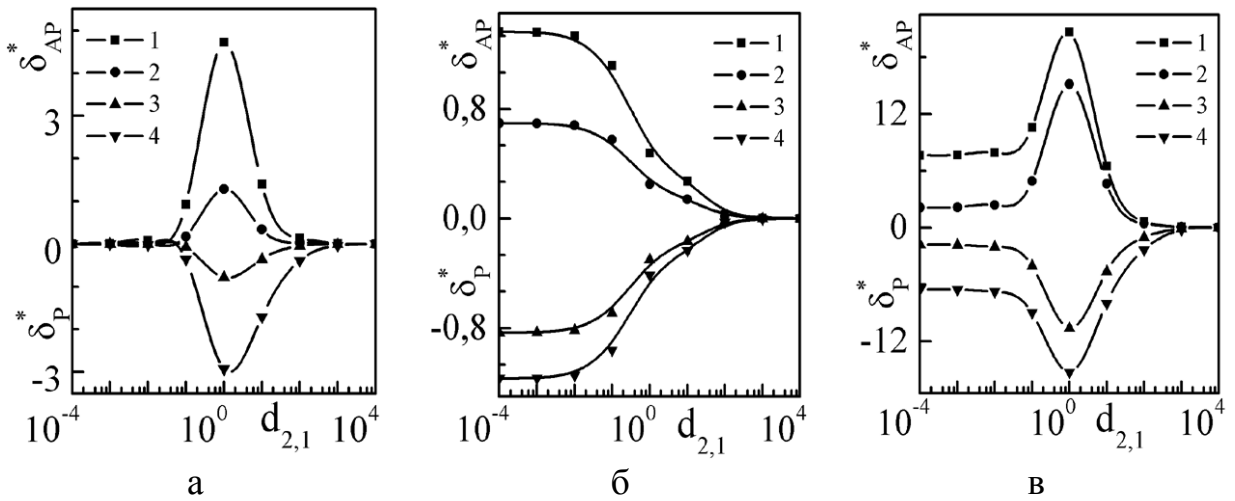


Рис. 1. Залежності $\delta_{AP}^* = \delta_{AP} \cdot 100\%$ та $\delta_P^* = \delta_P \cdot 100\%$ від відношення товщин магнітних шарів магнітного сандвіча у рамках моделі ФЗ при таких значеннях параметрів ($P_{jn}^s = 0,1$, $k_1^s = 0,1$, $l_{1,2}^s = 1$): **а**) $\alpha_{bj} = 0,17$ (для кривих 1,2), $\alpha_{b1} = 0,17$ та $\alpha_{b2} = 10$ (для кривих 3,4): 1- $q_j^s = Q_{nj}^s = 0,3$; 2-1- $q_j^s = Q_{nj}^s = 0,1$; 3- $q_j^s = Q_{nj}^s = 0,1$; 2-4- $q_j^s = Q_{nj}^s = 0,3$; **б**) $\alpha_{bj} = 1,0$ (для кривих 1-4) 1 - $\alpha_{Qj} = 8$; 2 - $\alpha_{Qj} = 6$, 4 - $\alpha_{Q1} = 0,17$, $\alpha_{Q2} = 3$, 4 - $\alpha_{Q1} = 8$, $\alpha_{Q2} = 0,17$; **в**) $q_j^s = 0,3$, $\alpha_{bj} = 0,17$ (для кривих 1,2), $\alpha_{b1} = 0,17$ та $\alpha_{b2} = 10$ (для кривих 3, 4): 1- $\alpha_{Qj} = 8$; 2 - $\alpha_{Qj} = 3$; 3- $\alpha_{Q1} = 3$, $\alpha_{Q2} = 0,14$; 4- $\alpha_{Q1} = 8$, $\alpha_{Q2} = 0,14$

максимуму обумовлена об'ємним СЗР розсіянням носіїв заряду. При його “виключенні” зазначений максимум вироджується, і $\delta_{AP}(d_{2,1})$ монотонно зменшується зі збільшенням $d_{2,1}$, а сам ефект, який проілюстрований на рис.1 б, обумовлений асиметрією розсіяння носіїв заряду із різною поляризацією спіну на інтерфейсі зразка з їх проходженням у сусідні шари металу без розсіяння. Якщо ж знову “включити” об'ємний механізм та збільшити параметр дзеркальності Фукса $q_j^s = 0,3$, амплітуда ефекту суттєво збільшується, а сам ефект ГМО обумовлений суперпозицією об'ємного та інтерфейсного СЗР електронів, а на розмірній залежності $\delta_{AP}(d_{2,1})$ знову буде спостерігатися вищезазначений максимум (рис. 1 в).

Наведений вище аналіз ефекту ГМО був проведений у рамках моделі ФЗ, у якій величини, що описують характер взаємодії носіїв заряду з межами провідника, вважалися параметрами задачі. Аналіз зазначеного ефекту у рамках моделі Займана - Соффера, у якій параметри дзеркальності залежать від кута падіння електрона на межі зразка, показує, що характер розмірних залежностей якісно збігається з вищенаведеними (рис. 2 а). Залежність величини $\delta\sigma_{AP}$ (рис. 2 б) від ступеня шорсткостей η меж провідника показує, що при виконанні нерівності $\eta < 10^{-11}$ (амплітуда шорсткостей незначна) носії заряду дзеркально взаємодіють із зовнішніми межами та МПШ і ефект ГМО максимальний. Зі збільшенням величини шорсткості

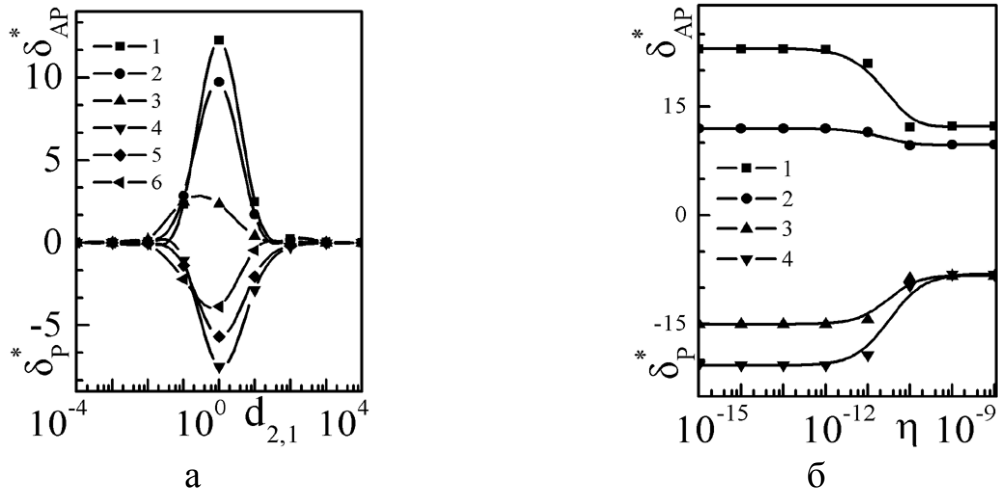


Рис. 2. Залежності $\delta_{AP}^* = \delta_{AP} \cdot 100\%$ та $\delta_P^* = \delta_P \cdot 100\%$ від відношення товщин магнітних шарів магнітного сандвіча у рамках моделі Займана - Соффера при таких значеннях параметрів: **а)** $m_j = 3,64 \cdot 10^{-30}$, $l_{1,2}^- = 1$, $\eta_j = 10^{-8}$, 1- $k_1^- = 0,5$, $\alpha_j = 1/6$, 2- $k_1^- = 1$, $\alpha_j = 1/6$, 3 - $k_1^- = 5$, $\alpha_j = 1/6$, 4 - $k_1^- = 5$, $\alpha_1 = 1/6$, $\alpha_2 = 6$, 5 - $k_1^- = 1$, $\alpha_1 = 1/6$, $\alpha_2 = 6$, 6 - $k_1^- = 0,5$, $\alpha_1 = 1/6$; ; $\alpha_2 = 6$ **б)** $m_j = 3,64 \cdot 10^{-30}$, $l_{1,2}^- = 1$, $d_{2,1} = 1$, 1- $k_1^- = 0,5$, $\alpha_j = 1/6$, 2- $k_1^- = 1$, $\alpha_j = 1/6$, 3 - $k_1^- = 0,5$, $\alpha_1 = 1/6$, $\alpha_2 = 6$, 4 - $k_1^- = 1$, $\alpha_1 = 1/6$, $\alpha_2 = 6$

меж, амплітуда ефекту зменшується внаслідок втрати кореляції між відбитим та падаючим електронами, і при виконанні нерівності $\eta > 10^{-9}$ зміна $\delta\sigma_{AP}$ виходить на насичення. Таким чином, на відміну від висновків попередніх дослідників запропонований підхід до розв'язання задачі не приводить до висновку про існування оптимальної шорсткості, при якій ГМРЕ максимальний. Наявність такої оптимальної шорсткості, напевно, досить важко фізично пояснити.

Аналіз ГМРЕ в полікристалічному сандвічі показує, що зазначений ефект має ряд особливостей:

1) якщо домінуючим механізмом ефекту ГМО є асиметричне СЗР носіїв заряду на інтерфейсах та зовнішніх межах, наявність меж зерен в об'ємі шарів призводить до зменшення амплітуди ефекту, оскільки електрон, розсіюючись на МЗ, стає неефективним;

2) якщо ж ефект ГМО обумовлений асиметрією СЗР носіїв заряду в об'ємі шарів металу, то у випадку, коли провідник має:

- крупнозернисту структуру, то центри, що розсіюють електрони в основному знаходяться в об'ємі шарів металу, і розсіяння носіїв заряду на МЗ призводить до зменшення амплітуди ефекту, оскільки він втрачає "пам'ять" про свій спін і стає неефективним;
- дрібнозернисту структуру, то центри, які розсіюють електрони будуть зосереджені у межах зерен, і розсіяння на них носіїв заряду є асиметричним, що і збільшує амплітуду ГМРЕ.

Таким чином, вплив шорсткості та МЗ на амплітуду ГМО визначається конфігурацією центрів, які асиметрично розсіюють електрони, а отримані модельні вирази дозволяють визначити величину амплітуди зазначеного ефекту, коли домінуючим механізмом асиметричного СЗР електронів є їх розсіювання в об'ємі шарів, на МЗ та інтерфейсах провідників.

У *третьому* розділі “**Транспортні розмірні ефекти у дво-та багат шарових плівках з полікристалічною структурою**” наведені результати дослідження розмірної залежності кінетичних коефіцієнтів (питомої провідності σ , ТКО β , термоелектрорушійної сили S , коефіцієнтів поздовжньої ($m=1$) та поперечної ($m=2$) тензочутливості $\gamma^{(m)}$), а також проведена перевірка отриманих лінеаризованих співвідношень шляхом обробки результатів експериментальних досліджень провідності, ТКО та КТ зразків, отриманих термовакуумним способом з резистивним і електронно-променевим нагрівом.

У ДП та БП, які складаються з полікристалічних шарів металу, що чергуються, різної товщини ($d_j \neq d_n$) та з різним ступенем концентрації дефектів у їх об'ємах ($l_j \neq l_n$), при низьких температурах релаксація носіїв заряду відбувається на дефектах в об'ємі шарів, МЗ, інтерфейсах та зовнішніх межах провідників. Останні два механізми релаксації носіїв заряду суттєві лише тоді, коли ДП та БП складаються з тонких ($d_j \ll l_j$) шарів, а електрони дифузно розсіюються їх інтерфейсами та зовнішніми межами.

Питома провідність σ дво - та багат шарової плівки дорівнює

$$\sigma = \sigma_1 - \frac{d_{2,1}}{1 + d_{2,1}} (\sigma_1 - \sigma_2), \quad (9)$$

а інші коефіцієнти для багат шарових провідників, які складаються з шарів металу з провідністю σ_j , причому ($\sigma_j \neq \sigma_n$), можна подати у такому вигляді (якщо $\sigma_1 = \sigma_2$, то інші коефіцієнти будуть визначені за формулою (9), у якій σ потрібно замінити на відповідний коефіцієнт):

$$K = \frac{1}{1 - \frac{d_{2,1}}{1 + d_{2,1}} (1 - \sigma_{2,1})} \left\{ K_1 - \frac{d_{2,1}}{1 + d_{2,1}} (K_1 - \sigma_{2,1} K_2) \right\}. \quad (10)$$

Тут величина $K = \beta, S, \gamma^{(m)}$ і визначає кінетичний коефіцієнт ДП та БП (K_j – його значення j -му шарі), які можна виразити через розмірні функції Φ_j та їх похідні, що залежать від товщин шарів, зерномежових параметрів, параметрів дзеркальності тощо.

З наведеної формули (10) випливає, що у разі виконання нерівності $K_1 < \sigma_{2,1} K_2$ ($K_1 > \sigma_{2,1} K_2$) кінетичні коефіцієнти монотонно збільшуються (зменшуються) на усьому інтервалі зміни $d_{2,1}$ та асимптотично прямують до

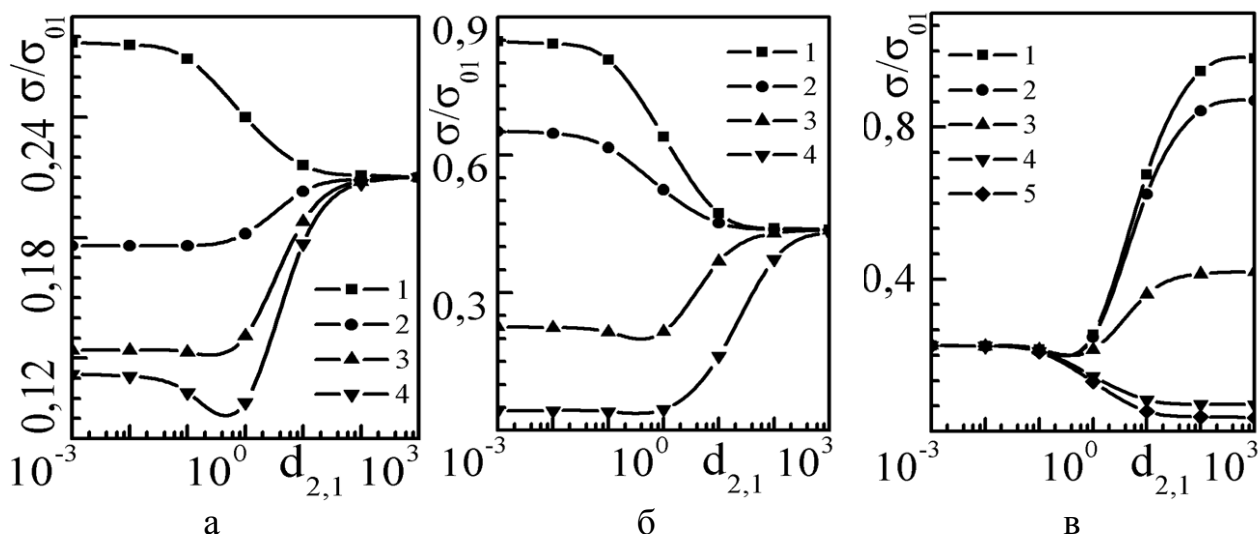


Рис. 3. Залежності провідності багат шарової плівки від відношення товщин сусідніх шарів металу $d_{2,1}$ та параметра α_2 при таких значеннях параметрів, які характеризують багат шарову плівку: **а)** $Q_{jn} = 0,1$, $\alpha_j = 1$, $k_1 = 0,1$, $l_{1,2} = 3$: $1 - P_{jn} = 0$, $2 - P_{jn} = 0,3$, $3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

об'ємного значення $K_{g1}(K_{g2})$ у шарі металу товщиною $d_1(d_2)$. Якщо ж $K_1 \sim \sigma_{2,1}K_2$ та $d_2 \sim d_1$, на розмірній залежності $K(d_{2,1})$ виникає мінімум (максимум) внаслідок дифузного характеру розсіяння носіїв заряду на інтерфейсах багат шарових зразків, що, як було показано нами експериментально, обумовлює зміну провідності та ТКО до 15%. Зазначений мінімум, зокрема для провідності багат шарової плівки (рис. 3), вироджується, якщо: а) збільшується імовірність дзеркального відбиття електронів інтерфейсами, оскільки не втрачається кореляція між падаючим та відбитим носієм заряду, і він залишається ефективним;

б) збільшується товщина шару металу d_1 , оскільки роль інтерфейсного розсіяння зменшується, а домінуючим механізмом релаксації електронів є їх розсіяння на дефектах та МЗ; в) збільшується зерномежовий параметр, оскільки, як і у попередньому випадку, носії заряду в основному

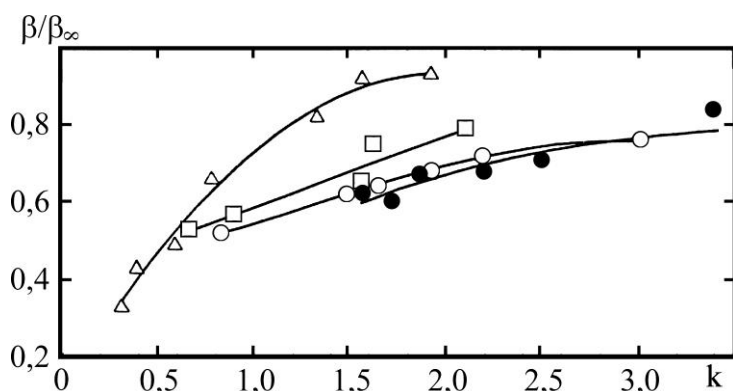


Рис. 4. Експериментальні (точки) та розрахункові (лінії) залежності ТКО від нормованої товщини $k = d/l$ для плівок Cu (\square); Ni (\bullet); Cr (Δ) і Co (\circ)

розсіюються на МЗ і у граничному випадку, коли $\alpha_j \rightarrow \infty$, роль інтерфейсів нівелюється і провідник формально можна розглядати як масивний.

Для проведення апробації отриманих лінеаризованих співвідношень були проведені експериментальні дослідження провідності, ТКО та КТ одно- та багатошарових плівкових систем (рис. 4). Порівняння теоретичних розрахунків на основі отриманих лінеаризованих співвідношень з експериментальними даними показало, що модель МШ задовільно описує електронний транспорт у зазначених системах.

Таким чином, характер зміни транспортних коефіцієнтів у дво- та багатошарових полікристалічних плівках визначається характером взаємодії носіїв заряду з МЗ та інтерфейсами провідників, а отримані лінеаризовані співвідношення дозволяють провести експериментальну обробку даних з дослідження розмірної залежності коефіцієнтів та розрахувати параметри електронного транспорту у зазначених зразках.

У четвертому розділі **“Розмірний осциляційний гальваномагнітний ефект у багатошарових плівкових системах”** розглянуто залежність питомої провідності (опору) ДП та БП плівок від відношення товщин $d_{2,1}$ сусідніх шарів металу та величини магнітного поля $\beta_j = d_j / r_j$ (r_j – ларморівський радіус у шарі металу товщиною d_j), яке ортогональне інтерфейсам провідників при різних значеннях параметрів, що характеризують ступінь шорсткості інтерфейсів, ступеня чистоти шарів металу, структури зразків тощо.

Опір двошарової та багатошарової плівок можна записати у наступному вигляді

$$\frac{\rho}{\rho_{01}} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1 + d_{2,1}}{\Phi_1^* \{1 + D_{2,1}\}} \right\}, \quad (11)$$

де $D_{n,j} = d_{n,j} \sigma_{0n,j} (\Phi_n^* / \Phi_j^*)$, $\Phi_j = \operatorname{Re}(\Phi_j^*)$ – розмірні функції, які залежать не лише від зазначених у розділі 3 параметрів, а й від величини магнітного поля β_j . В області слабкого поля $\beta_j \ll 1$ і при $d_{2,1} \ll 1$ зміна опору пов’язана з впливом розсіяння носіїв заряду на інтерфейсах, в той час як при виконанні зворотної нерівності $d_{2,1} \gg 1$ питомий опір $\rho(d_{2,1})$ провідників асимптотично прямує до відношення своїх об’ємних значень у сусідніх металевих шарах (рис. 5). Якщо ж $d_2 \sim d_1$, то на залежності $\rho(d_{2,1})$ виникає максимум (множниками порядку β^2 ми знехтували) при

$$d_{2,1\max} = \begin{cases} \left(1 + \frac{1 + q_1 + P_{12} - Q_{21} - Q_{12} \sigma_{021} l_{1,2}}{(1 + q_2 + P_{21}) \sigma_{021} l_{1,2}} \right)^{1/2} - 1, & \text{(для ДП)} \\ \left(1 + \frac{1 + 2(P_{12} - Q_{21} - Q_{12} \sigma_{021} l_{1,2})}{(1 + 2P_{21}) \sigma_{021} l_{1,2}} \right)^{1/2} - 1, & \text{(для БП)} \end{cases} \quad (12)$$

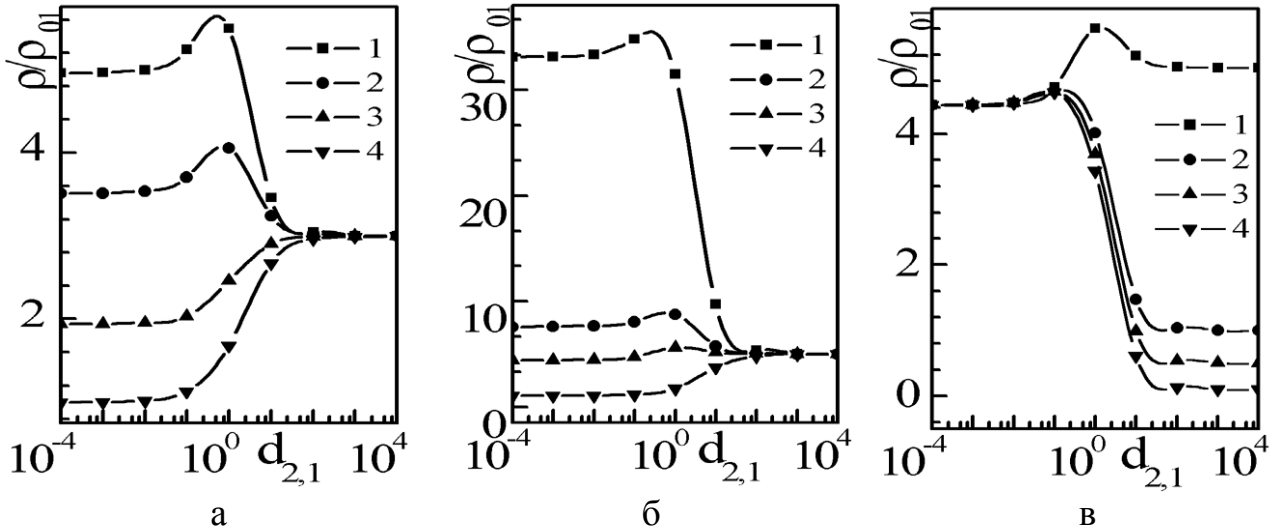


Рис. 5. Залежності питомого опору багат шарової монокристалічної плівки від відношення товщин сусідніх шарів металу в області слабого магнітного поля при таких значеннях параметрів: **а)** $Q_{jn} = 0,1$, $k_1 = 0,1$, $l_{1,2} = 3$, $\beta_1 = 0,1$: 1 – $P_{jn} = 0,0$, 2 – $P_{jn} = 0,3$, 3 – $P_{jn} = 0,7$, 4 – $P_{jn} = 0,9$; **б)** $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1$, $l_{1,2} = 5$, $\beta_1 = 0,1$: 1 – $k_1 = 0,01$, 2 – $k_1 = 0,05$, 3 – $k_1 = 0,1$, 4 – $k_1 = 5$; **в)** $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1$, $k_1 = 0,1$, $\beta_1 = 0,1$: 1 – $l_{1,2} = 5$, 2 – $l_{1,2} = 1$, 3 – $l_{1,2} = 0,5$, 4 – $l_{1,2} = 0,1$

який обумовлений конкуренцією внесків у ρ об'ємного, інтерфейсного та зерномежового розсіяння носіїв заряду. Зі збільшенням дзеркального відбиття електронів на МПШ, нормованої товщини шару металу k_1 та $l_{2,1} = l_2/l_1$ зазначений максимум вироджується, і $\rho(d_{2,1})$ монотонно збільшується (зменшується) зі збільшенням товщини ДП та товщини елемента періодичності БП. Монотонне збільшення (зменшення) $\rho(d_{2,1})$ зі зростанням $d_{2,1}$ залежить від знака нерівності між величиною опору $\rho(d_{2,1} \ll 1) \sim \Phi_1^{-1}$ зразків в області малих значень $d_{2,1}$ і величиною опору $\rho(d_{2,1} \gg 1) \sim l_{1,2}$ в області великих значень $d_{2,1}$. Якщо $\Phi_1^{-1} < l_{1,2}$ ($\Phi_1^{-1} > l_{1,2}$), то $\rho(d_{2,1})$ монотонно збільшується (зменшується) на усьому інтервалі зміни $d_{2,1}$ і асимптотично прямує до свого об'ємного значення у шарі d_2 .

Якщо ж до дво - та багат шарової плівки прикладене сильне магнітне поле ($\beta_j \gg 1$), то опір зразка стає осцилюючою функцією зі зміною магнітного поля, а розмірні функції у формулі (11) зручно записати у вигляді суми монотонної та осцилюючої частин $\Phi_j = \Phi_j^{mon} + \Phi_j^{os}$, які для багат шарової плівки мають такий вигляд:

$$\Phi_j^{mon} = \frac{k_j^2}{\beta_j^2} \left\{ 1 + \frac{3}{8k_j} (1 - P_{jn} - Q_{nj}) \right\}, \quad \Phi_j^{os} = \frac{3k_j}{\beta_j^4} \tilde{\Phi}_j^{os}, \quad (13)$$

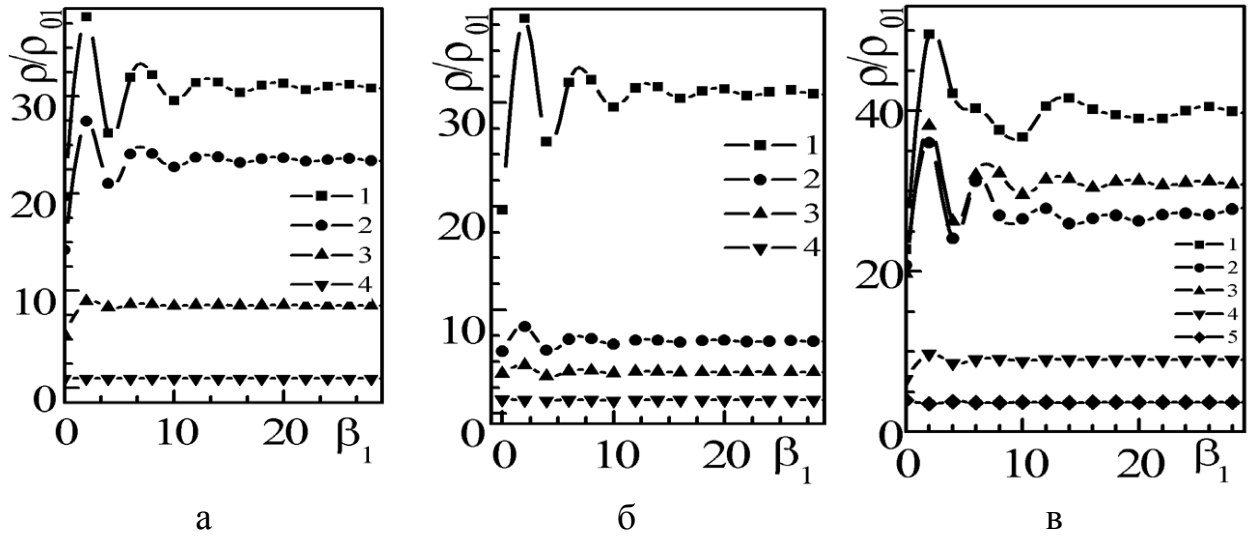


Рис. 6. Залежності опору багат шарової плівки, яка складається з монокристалічних шарів металу, від величини магнітного поля при різних значеннях параметрів, що характеризують зразок: **а)** $P_{jn} = 0,1$, $k_1 = 0,01$, $l_{1,2} = 1$, $d_{2,1} = 1$: 1 – $Q_{jn} = 0,1$, 2 – $Q_{jn} = 0,3$, 3 – $Q_{jn} = 0,7$, 4 – $Q_{jn} = 0,9$; **б)** $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1$, $l_{1,2} = 1$, $d_{2,1} = 1$: 1 – $k_1 = 0,01$, 2 – $k_1 = 0,05$, 3 – $k_1 = 0,1$, 4 – $k_1 = 1$; **в)** $P_{jn} = Q_{jn} = 0,1$, $k_1 = 0,01$, $l_{1,2} = 1$: 1 – $d_{2,1} = 0,5$, 2 – $d_{2,1} = 0,1$, 3 – $d_{2,1} = 1$, 4 – $d_{2,1} = 5$, 5 – $d_{2,1} = 10$

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}_j^{os} = & (1 - P_{jn})(1 - P_{jn} - Q_{nj})e^{-k_j} \cos \beta_j - Q_{nj}d_{j,n}^2(1 - P_{nj} - Q_{jn})e^{-k_n} \cos \beta_n + \\ & + Q_{nj} \left((1 - P_{jn})(1 - P_{nj} - 2Q_{jn}) + Q_{jn}Q_{nj} \right) \frac{e^{-(k_j+k_n)}}{(1 + d_{n,j})^2} \cos(\beta_j + \beta_n), \quad (14) \end{aligned}$$

і відповідно відношення Φ_j^{os} до Φ_j^{mon} набуває вигляду

$$\frac{\Phi_j^{os}}{\Phi_j^{mon}} = \frac{3}{\frac{d_j}{l_j} + \frac{3}{8}(1 - P_{jn} - Q_{nj})} \left(\frac{r_j}{d_j} \right)^2 \tilde{\Phi}_j^{os}. \quad (15)$$

Таким чином, в області сильного магнітного поля провідність багат шарової плівки, як і у випадку ДП, осцилює зі зміною магнітного поля (товщини шарів металу), що обумовлено втратою кореляції між падаючим та відбитим (тунелюючим) електроном.

Якщо багат шарова плівка складається з шарів металу однакової товщини $d_j = d_n = d$ і ступеня чистоти $l_j = l_n = l$ та виконуються рівності $P_{jn} = P_{nj} = P$, $Q_{jn} = Q_{nj} = Q$ (модель Устинова), наведена формула (15) суттєво спрощується і має вигляд

$$\frac{\sigma^{os}}{\sigma^{mon}} \equiv \frac{\Phi^{os}}{\Phi^{mon}} = \frac{3(1 - (P + Q))^2}{\frac{d}{l} + \frac{3}{8}(1 - (P + Q))} \left(\frac{r}{d} \right)^2 e^{-d/l} \cos\left(\frac{d}{r}\right). \quad (16)$$

Звідси випливає, що як і у випадку провідності плівки у сильному магнітному полі електропровідність у зазначеній моделі мультишару залежить лише від повної ймовірності $(P + Q)$ розсіяння електронів на інтерфейсах провідника.

На рис. 6 наведені залежності питомого опору БП від величини магнітного поля, які показують, що опір $\rho(\beta_1)$ багатошарового зразка (як і ДП) осцилює зі зміною магнітного поля з амплітудою, яка зменшується у міру збільшення β_1 та параметрів k_1 і $d_{2,1}$. Якщо інтерфейси ДП та БП дзеркально відбивають носії заряду ($q_j = 1, P_{jn} + Q_{nj} = 1$), то опір зразків збігається зі своїми об'ємними значеннями, оскільки “дзеркальні” інтерфейси та зовнішні межі не руйнують синхронності руху носіїв заряду, і відповідно осциляції $\rho(\beta_1)$ не виникають. Зі зменшенням “дзеркальності” інтерфейсів (тобто зі збільшенням шорсткості МПШ) порушується кореляція у русі електронів після їх взаємодії з межами зразків, що і призводить до осциляційної залежності опору від величини магнітного поля. Однак зауважимо, що відсутність осциляційної залежності $\rho(\beta_1)$ для “дзеркальних” зовнішніх меж та інтерфейсів обумовлена вибором “модельного” квадратичного закону дисперсії.

Таким чином, у слабкому магнітному полі питомий опір ДП та БП немонотонно залежить від $d_{2,1}$, а у сильному полі опір осцилює зі зміною магнітного поля і відповідно за характером розмірної залежності, зокрема за величиною амплітуди осциляцій, можна робити висновок про ступінь шорсткості інтерфейсів багатошарових зразків.

П'ятий розділ “Вплив взаємної дифузії на транспортні властивості металевих багатошарових плівок” містить результати дослідження часової еволюції кінетичних коефіцієнтів, які характеризують транспорт носіїв заряду в одно - та багатошарових плівках з моно - та полікристалічною структурою в умовах зовнішнього та внутрішнього розмірного ефекту в результаті дифузійного відпалювання.

У випадку коли дво - та багатошарова плівки складаються з монокристалічних шарів металу, то після дифузійного відпалювання навколо інтерфейсів зразка виникає шар домішок товщиною $x_{0j} = a_{lj} \sqrt{D_{lj} t_D}$ (D_{lj} – коефіцієнт об'ємної дифузії в j -му шарі зразка, t_D – час дифузійного відпалювання, a_{lj} - величина, яка визначається структурними характеристиками провідників), унаслідок чого зразок стає ефективно тоншим (рис. 7). Якщо товщина верхнього шару двошарової плівки $d_2 \ll d_1 = d$ і він відіграє роль дифузанта, то при невеликому часі дифузійного відпалювання $\sqrt{D_{lj} t_D} \ll d$ за зміною провідності $\Delta\sigma$ у результаті відпалу можна визначити коефіцієнт об'ємної дифузії (рис. 7 а).

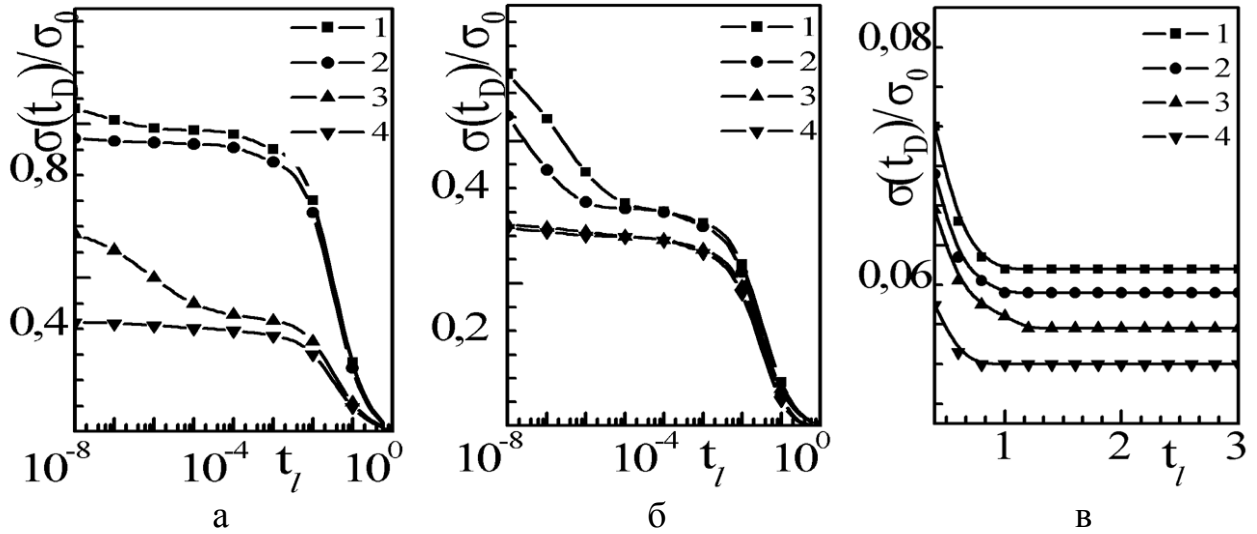


Рис. 7. Залежності провідності тонкої монокристалічної плівки, вкритої ультратонким шаром дифундуючих домішок, від часу дифузійного відпалювання $t_l = 4D_l d^2 / t_D$ у рамках моделей ФЗ та Фальковського для випадків, коли пластина для атомів дифузанта є напівнескінченною (а, б) та кінцевої товщини (в), при таких значеннях параметрів: **а)** $Q_2 = q_2 = 0,5$, $A = 1500$: 1 – $Q_1 = 0,9$, $k = 1,0$, 2 – $q_1 = 0,1$, $k = 1,0$, 3 – $Q_1 = 0,9$, $k = 0,1$, 4 – $q_1 = 0,1$, $k = 0,1$; **б)** $Q_2 = q_2 = 0,5$, $k = 0,1$: 1 – $Q_1 = 0,9$, $A = 3000$, 2 – $Q_1 = 0,9$, $A = 9000$, 3 – $q_1 = 0,1$, $A = 3000$, 4 – $q_1 = 0,1$, $A = 9000$; **в)** $A = 1500$, $k = 0,1$, $D = 0,01$: 1 – $Q_1 = 0,9$, $Q_2 = 0,5$, 2 – $Q_1 = 0,9$, $Q_2 = 1,0$, 3 – $q_1 = 0,1$, $q_2 = 0,5$, 4 – $q_1 = 0,1$, $q_2 = 0,0$

$$D_l = \frac{d^2}{a_l^2 t_D} \frac{\Delta \sigma^2}{\sigma_0^2} \begin{cases} \left(\frac{3}{8k}\right)^{-2}, & k \gg 1, \\ \left(\frac{3}{2} k \ln\left(\frac{1}{k}\right)\right)^{-2}, & k \ll 1, \end{cases} \quad (17)$$

де $k = d/l$, σ_0 – провідність масивного зразка, а величину a_l при невеликому часі відпалу наближено можна розглядати як параметр задачі, причому характер залежності $\sigma(t_D)$ майже не залежить від її числового значення, що дозволяє отримувати інформацію про коефіцієнт дифузії D_l без інформації про точне значення a_l (рис. 7 б).

При більшому часі дифузійного відпалювання глибина проникнення атомів домішок визначається товщиною плівки, і коефіцієнт об'ємної дифузії можна визначити за формулою

$$D_l = \frac{d^2}{\pi^2 t_{D \min}} (1 + D)^2, \quad (18)$$

де $D = d_1/d$, $t_{D \min}$ – такий мінімальний час відпалу, за якого при подальшому відпалюванні провідність практично не змінюється (рис. 7 в).

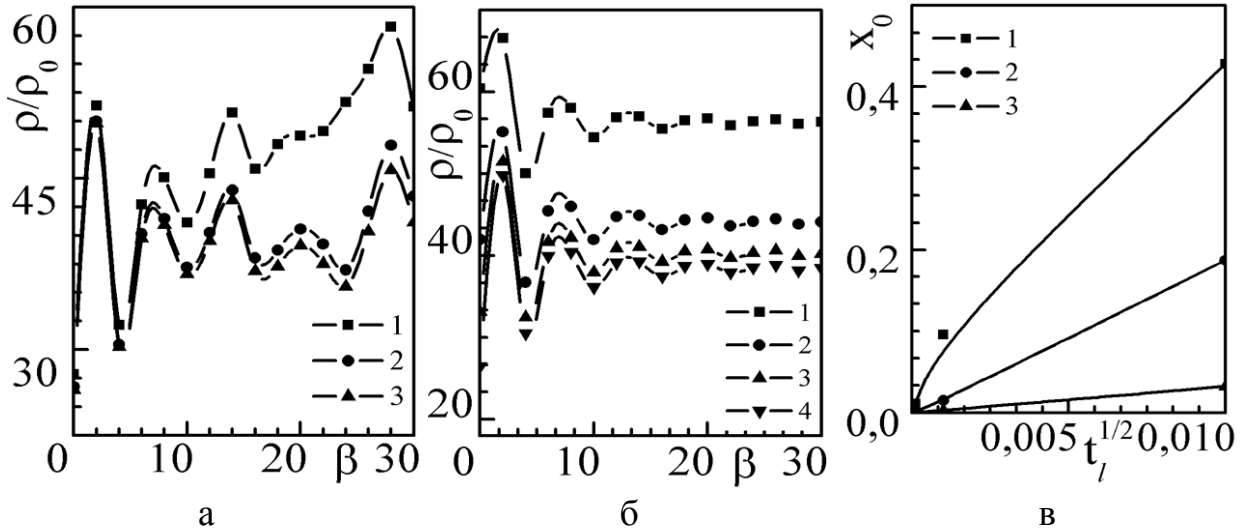


Рис. 8. Залежності питомого опору плівки від величини магнітного поля (а, б) при різних значеннях параметрів, які характеризують зразок та залежність ефективної глибини проникнення атомів домішок x_0 в об'єм тонкого шару металу, від часу дифузійного відпалювання $t_l^{1/2}$ (в) при таких значеннях параметрів: **а)** $q_j = 0,0$, $A = 1500$, $k = 0,01$: $1 - t_l = 10^{-3}$, $2 - t_l = 10^{-4}$, $3 - t_l = 10^{-5}$; **б)** $q_j = 0,0$, $A = 1500$, $k = 0,01$: $1 - t_l = 10^{-3}$, $2 - t_l = 10^{-4}$, $3 - t_l = 10^{-5}$, $4 - t_l = 0,0$; **в)** $q_j = 0,1$, $A = 1500$, $k = 0,01$: $1 - \beta = 0,01$, $2 - \beta = 0,1$, $3 - \beta = 1$

При подальшому дифузійному відпалюванні розподіл атомів домішок в об'ємі провідника стає практично однорідним і для аналізу залежності провідності плівки від t_D можна скористатися наближенням середньої концентрації, у рамках якого вважається, що концентрація атомів домішок в об'ємі провідника не залежить від координати. Проаналізуємо зазначену ситуацію для випадку, коли провідник поміщений в ортогональне до його межі зовнішнє магнітне поле. У цьому випадку, якщо поле слабе, а межі дифузно розсіюють носії заряду ($q_j = 0$), зміна провідності зразка дорівнює

$$\frac{\sigma(0) - \bar{\sigma}(t_D)}{\sigma_0} = \frac{\Delta\bar{\sigma}}{\sigma_0} = \frac{\beta^2}{32kk}, \quad (19)$$

а у сильному магнітному полі при довільних значеннях параметрів дзеркальності Фукса $q_j = const$ описується такою формулою:

$$\frac{\bar{\sigma}_{os}}{\sigma_{mon}} = \frac{3(1-q_1)(1-q_2)}{\bar{k} + \frac{3}{16}(2-q_1-q_2)} \frac{\exp(-\bar{k})\cos\beta}{\beta^2}, \quad (20)$$

де $\bar{k} = d/l_{ef}$, $l_{ef} = l/(1+b\bar{C}(D_l))$ – ефективна довжина вільного пробігу носіїв заряду, b – параметр задачі, значення якого визначається структурними

характеристиками провідника, $\bar{C}(D_l)$ – середня концентрація домішок в об’ємі провідника.

Наведені на рис. 8 а, б осциляційні залежності опору плівки від величини магнітного поля, отримані чисельним розрахунком з використанням точної (у рамках моделі) формули (рис. 8, а) та співвідношення, отриманого у рамках наближення середньої концентрації (рис. 8 б). Отримані залежності показують, що зі збільшенням часу дифузійного відпалювання амплітуда та період осциляцій зростають, що обумовлено розсіянням електронів не на межах зразка, а на атомах, які продифундували в його об’єм на деяку ефективну глибину x_0 . Разом з тим розрахунок осциляційної залежності $\rho(\beta)$ з використанням наближення середньої концентрації показує, що зі збільшенням t_l збільшується лише величина амплітуди, а період осциляцій практично не змінюється, оскільки у цьому випадку вважається, що домішки рівномірно розподілені в об’ємі зразка. Рисунок 8, в ілюструє залежність ефективної глибини проникнення атомів домішок x_0 в об’єм зразка від $t_l^{1/2}$, і незначне відхилення кривої від лінійності при малих значеннях t_l свідчить про дифузійний характер процесу.

При низькотемпературному дифузійному відпалюванні об’ємна дифузія у полікристалічних зразках практично “заморожена”, і атоми домішок в основному мігрують уздовж меж зерен, що призводить до зміни характеру розсіяння носіїв заряду міжкристалічними межами і відповідно до зміни провідності зразків. У цьому разі аналіз провідності від часу дифузійного відпалювання можна провести у рамках модифікованої моделі МШ, у якій зерномежовий параметр залежить від координати і має вигляд

$$\alpha_j(x) = \alpha_{0j} \frac{1 + (\gamma_{bj} / R_{0j}) C_{bj}(x, t_D)}{1 - (\gamma_{bj} / (1 - R_{0j})) C_{bj}(x, t_D)}, \quad (21)$$

де α_{0j} та R_{0j} – зерномежовий параметр та ймовірність розсіяння електронів на МЗ у відсутності атомів домішок, $C_{bj}(x, t_D)$ – їх концентрація у міжкристалічних межах, γ_{bj} – параметр порядку одиниці, який може бути як від’ємним (якщо наявність атомів домішок приводить до релаксації пружних полів біля МЗ, рис. 9), так і додатним (у разі, коли процес дифузії супроводжується утворенням твердих розчинів, рис. 9).

При невеликому часі дифузійного відпалювання $\beta^{-1} \ll d$ (β^{-1} – характерна глибина проникнення атомів домішок у межі зерен), знаючи зміну провідності зразка, можна визначити коефіцієнт зерномежової дифузії за такою формулою (вважаємо, що $d_2 \ll d_1 = d$):

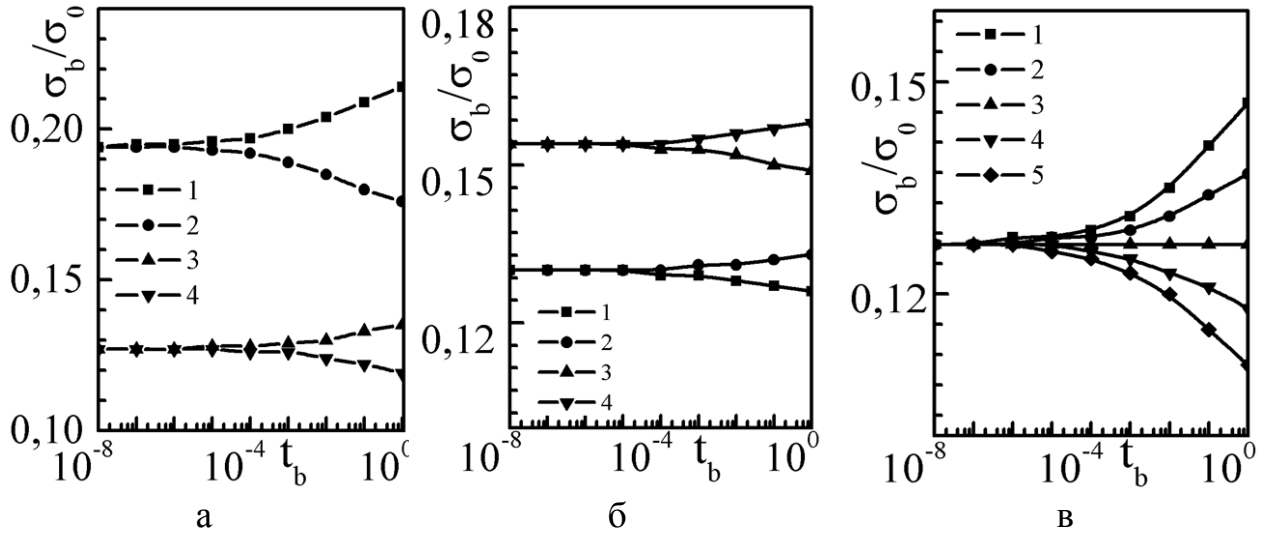


Рис. 9. Залежності провідності полікристалічної плівки від часу дифузійного відпалювання $t_b = (\pi\delta^2 D_b^2 / 4d^4 D_l) t_D$ при таких значеннях параметрів: **а)** $q_1 = 0,1$, $q_2 = 0,5$, $C_{0b} = 0,1$, $\alpha = 3$, $R_0 = 0,5$: 1 – $\gamma_b = -0,5$, $k = 5,0$, 2 – $\gamma_b = 0,5$, $k = 5,0$, 3 – $\gamma_b = -0,5$, $k = 0,1$, 4 – $\gamma_b = 0,5$, $k = 0,1$; **б)** $q_1 = 0,1$, $k = 0,1$, $C_{0b} = 0,1$, $\alpha = 2$, $R_0 = 0,5$: 1 – $\gamma_b = 0,3$, $q_2 = 0,0$, 2 – $\gamma_b = -0,3$, $q_2 = 0,0$, 3 – $\gamma_b = 0,3$, $q_2 = 0,5$, 4 – $\gamma_b = -0,3$, $q_2 = 0,5$; **в)** $q_1 = 0,1$, $q_2 = 0,5$, $k = 0,1$, $C_{0b} = 0,1$, $\alpha = 3$, $R_0 = 0,3$: 1 – $\gamma_b = -1,0$, 2 – $\gamma_b = -0,5$, 3 – $\gamma_b = 0,0$, 4 – $\gamma_b = 0,5$, 5 – $\gamma_b = 1,0$

$$D_b = \left(\frac{4D_l}{\pi t_D \delta^2} \right)^{1/2} \left(\frac{d\Delta\sigma}{\sigma_0} \right)^2 \begin{cases} \left[R_0 (1 - (1 - R_0) / \gamma_b C_0) \left(\frac{3}{2} \alpha_0 \right)^{-1} \right]^2, & \alpha_0 \ll 1, \\ \left[(1 - R_0) \left(1 + \frac{R_{02}}{\gamma_b C_0} \right) \frac{4\alpha_0}{3} \right]^2, & \alpha_0 \gg 1, \end{cases} \quad (22)$$

де δ – дифузійна ширина межі зерна.

У разі, коли товщина шару металу є кінцевою для атомів домішок, які мігрують уздовж меж зерен ($d \sim \beta^{-1}$), коефіцієнт зерномежової дифузії можна знову визначити за формулою (18), тобто шляхом експериментального визначення мінімального часу відпалу.

При подальшому дифузійному відпалюванні розподіл атомів домішок у межах зерен стає практично однорідним і для аналізу зміни провідності зразка можна скористатися згаданим вище наближенням середньої концентрації. У цьому випадку формулу для провідності зразка можна звести до вигляду, справедливого при $t_D = 0$, однак з ефективним зерномежовим параметром, який визначений за формулою (21), якщо у ньому зробити заміну $C_b(x, t_D) \rightarrow \bar{C}_b(t_D) = C_0 \sqrt[4]{t_b} \{1 - \exp(-1/\sqrt[4]{t_b})\}$ та знехтувати індексом.

Таким чином, досліджуючи часову еволюцію кінетичних коефіцієнтів у одно- та багатшарових провідниках у результаті їх відпалу, можна проаналізувати не лише вплив дифузій на їх транспортні характеристики, а й

дослідити сам процес об'ємної та зерномежової дифузії, знайти ефективну глибину проникнення атомів домішок в об'єм та у МЗ і визначити коефіцієнти об'ємної та зерномежової дифузії.

У шостому розділі **“Розмірний осциляційний акустоелектронний ефект у металах”** теоретично розглянутий зазначений ефект в одно - та багат шарових плівках, який проявляється при збудженні в них об'ємної звукової хвилі, хвильовий вектор якої $\mathbf{k} \perp \mathbf{n}$ нормалі до межі зразка або хвиля поширюється уздовж інтерфейсів ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{n}$).

У випадку коли звукова хвиля поширюється уздовж межі ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{n}$) одно – та багат шарової плівки, а носії заряду дзеркально взаємодіють з інтерфейсами та зовнішніми межами, то деформаційний коефіцієнт поглинання звукової енергії Γ збігається зі своїм об'ємним значенням Γ_0 .

Якщо ж $\mathbf{k} \perp \mathbf{n}$, то коефіцієнт поглинання у зазначених зразках

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = 1 + \frac{2(1 - \cos(\kappa d))}{\kappa d \arctg(\kappa l)} \frac{l}{d} \left\{ 1 + \frac{1}{2(1 + \kappa^2 l^2)} - \frac{3}{2\kappa l} \arctg(\kappa l) \right\} \cong \begin{cases} 1 + \frac{1}{5} \kappa^4 l^4, & \kappa l \ll 1, \\ \frac{2}{\pi} \kappa l, & \kappa l \gg 1, \end{cases} \quad (23)$$

завжди більший за Γ_0 у масивному зразку, оскільки, з одного боку, “дзеркальні” межі та інтерфейси зразків не змінюють відносного числа носіїв заряду, які ефективно взаємодіють зі звуковою хвилею (внесок у поглинання енергії звукової хвилі роблять усі електрони поблизу поверхні Фермі (ПФ)), з іншого боку, вони не руйнують синхронності руху електронів, і вони на всій довжині вільного пробігу поглинають енергію звукової хвилі.

Зі збільшенням шорсткості меж плівки при довільній орієнтації хвильового вектора стосовно її межі в області слабкої просторової дисперсії κl (κ - хвильове число) величина Γ в рамках моделей ФЗ та Фальковського

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{(1 + q_1)(1 + q_2)}{1 - q_1 q_2} \frac{d}{l} \ln\left(\frac{l}{d}\right), & \kappa l \ll 1, \\ \frac{\pi}{2} \left\{ \frac{2d}{l(Q_1 + Q_2)} \right\}^{1/2}, & \kappa l \ll 1, \end{cases} \quad (24)$$

зменшується, оскільки обмеження за товщиною змінює відносне число електронів на ПФ, які ефективно взаємодіють зі звуковою хвилею і визначають величину Γ . У моделі ФЗ ефект обумовлений двома групами ефективних електронів: це носії заряду, які рухаються паралельно межах і не стикаються з ними (їх відносне число порядку d/l) і ковзними електронами, що рухаються під малими кутами до меж і взаємодіють з ними (їх відносне число $\ln(\kappa l)$). На відміну від моделі ФЗ модель Фальковського враховує внесок у коефіцієнт поглинання лише електронів, які рухаються під малими

кутами до поверхні зразка і взаємодіють з нею. Відносне число таких електронів порядку $(d/l)^{1/2}$. Таким чином, на відміну від логарифмічної розмірної залежності в моделі ФЗ модель Фальковського передбачає кореневу залежність величини Γ від товщини.

В області сильної просторової дисперсії ($\kappa l \gg 1$, $\kappa d \ll 1$) внаслідок просторової локалізації електронів уздовж фронту звукової хвилі, коефіцієнт згасання звуку у плівці збільшується порівнянно з величиною Γ , яка вимірюється в області слабкої просторової дисперсії та дорівнює

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = \begin{cases} \frac{(1+q_1)(1+q_2)\kappa d}{1-q_1q_2} \frac{1}{\pi} \ln\left(\frac{l}{d}\right), & \kappa d \gg 1, \\ \kappa d \left\{ \frac{2l}{d(Q_1+Q_2)} \right\}^{1/2}, & \kappa d \gg 1. \end{cases} \quad (25)$$

Як випливає з формули (25), у моделі ФЗ збільшення Γ обумовлено збільшенням у κl разів числа ефективних електронів, які рухаються паралельно межах плівки і не стикаються з ними (їх відносне число дорівнює $\kappa d = \kappa l(d/l)$), а відносне число ковзних електронів залишається незмінним на відміну від моделі Фальковського у якій саме в κd разів збільшується відносне число ковзних носіїв заряду.

При подальшому збільшенні хвильового вектора \mathbf{k} так, що $\kappa d \gg 1$, внаслідок обмеження зразка за товщиною, коефіцієнт поглинання звуку стає осцилюючою функцією довжини хвилі (або товщини плівки)

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = \begin{cases} 1 + \frac{(1+q_1)(1+q_2)}{1-q_1q_2} \frac{2(1-\cos(\kappa d))}{\pi \kappa d} \ln\left(\frac{l}{d}\right), & \kappa d \gg 1, \\ 1 + \frac{2(1-\cos(\kappa d))}{\kappa d} \left\{ \frac{2l}{d(Q_1+Q_2)} \right\}^{1/2}, & \kappa d \gg 1, \end{cases} \quad (26)$$

яка досягає свого максимального значення у випадку, коли зовнішні межі шару металу дзеркальним чином розсіюють електрони ($q_j = 1, Q_j = 0$), і на товщині зразка d укладається непарне число півхвиль $\lambda/2$, тобто виконується рівність $d = (2n+1)\lambda/2$, $n = 0, 1, 2, \dots$

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = 1 + \frac{8}{\pi} \frac{l}{\kappa d d}. \quad (27)$$

Якщо ж на товщині шару d укладається парне число півхвиль, тобто $d = 2n\lambda/2$, то $\Gamma = \Gamma_0$, оскільки у цьому випадку на товщині d плівки укладається рівна кількість областей стиснення і розтягнення кристалічної

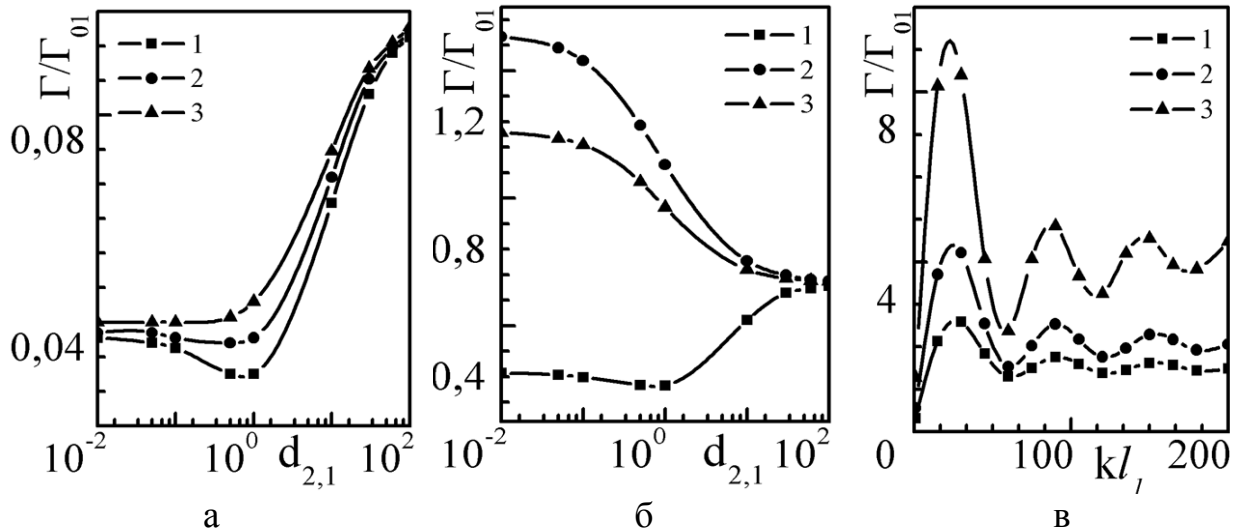


Рис. 10. Залежності коефіцієнта поглинання звукової хвилі, яка поширюється по нормалі до інтерфейсу у двошаровій плівці від відношення товщин шарів металу $d_{2,1}$ (а-в) та від параметра κl_1 для таких значень параметрів:

- а)** $q_1 = 0,3$, $q_2 = 0,1$, $P_{jn} = 0,1$, $Q_{nj} = 0,2$, $\kappa l_1 = 10$, $l_{2,1} = 0,1$: 1- $k_1 = 0,01$, 2- $k_1 = 0,1$; 3- $k_1 = 10$; **б)** $q_1 = 0,3$, $q_2 = 0,1$, $P_{jn} = 0,1$, $k_1 = 0,01$, $\kappa l_1 = 0,1$, $l_{2,1} = 0,1$: 1- $Q_{nj} = 0,1$, 2- $Q_{nj} = 0,5$, 3- $Q_{nj} = 0,8$; **в)** $q_j = 1$, $Q_{nj} = 0,1$, $k_1 = 0,1$, $l_{2,1} = 1$, $d_{2,1} = 0,1$: 1- $P_{jn} = 0$, 2- $P_{jn} = 0,5$, 3- $P_{jn} = 0,9$

гратки металу, електрон при своєму русі на довжині вільного пробігу l то прискорюється, то гальмується і не змінює своєї енергії.

Дифузна взаємодія носіїв заряду з інтерфейсами ДП та БП суттєво змінює розмірну залежність коефіцієнта згасання у зазначених зразках при довільній орієнтації хвильового вектора відносно МПШ. Зі збільшенням товщини шару d_2 коефіцієнт згасання зменшується (рис. 10), що обумовлено збільшенням відносної кількості носіїв заряду, що дифузним чином розсіюються на інтерфейсах зразків, і при $d_2 \gg d_1$ величина Γ зазначених зразків асимптотично прямує до свого об'ємного значення. Якщо звукова хвиля поширюється уздовж нормалі до інтерфейсів, то в області сильної просторової дисперсії коефіцієнт поглинання осцилює зі зміною κl_j , причому виникають гармоніки, які зв'язані не лише з рухом носіїв заряду в кожному шарі d_j , а й рухом електронів, які перетинають всю товщину двошарової плівки й елемента періодичності мультишару.

У даному розділі також проаналізовано вплив дифундуючих домішок на коефіцієнт поглинання звукової енергії, а також теоретично обґрунтовано акустичний аналог ефекту гігантського магнітоопору. Показано, що усі особливості ГМРЕ, які спостерігаються у магнітних багатошарових плівках і докладно розглянуті у розділі 2, притаманні і для акустичного аналога ефекту ГМО, який обумовлений асиметрією СЗР носіїв заряду в об'ємі шарів металу і на їх інтерфейсах. Кількісно ефект ГМО можна охарактеризувати величиною $\delta_\Gamma = (\Gamma_P - \Gamma_{AP})/\Gamma_{AP}$, де Γ_P і Γ_{AP} - коефіцієнти поглинання в магнітному зразку з P - та AP - конфігураціями відповідно, його амплітуду

можна розрахувати за формулами (3), (5) і (6), в яких у лівій частині необхідно зробити заміну $\delta_{AP} \rightarrow \delta_{\Gamma}$.

Таким чином, досліджуючи коефіцієнт згасання звукової енергії в одно-та багатошарових плівкових системах при різній поляризації звукового вектора, можна визначити не лише ступінь дзеркальності меж зразків, а й параметри перенесення.

У **висновках** подано перелік та стислу характеристику основних результатів дисертаційної роботи.

ВИСНОВКИ

Проведені у дисертаційній роботі дослідження дали можливість здійснити подальший розвиток наукового напрямку “Кінетичні явища у багатошарових магнітних та немагнітних плівкових системах”. У результаті були сформульовані такі узагальнюючі висновки:

1. Уперше з використанням квазікласичного наближення для феромагнітного металу Мотта побудована загальна (при довільних значеннях параметрів задачі, які входять до кінцевого результату розрахунків) теорія гігантського магніторезистивного ефекту для магнітних багатошарових плівок і сандвічів та встановлені такі закономірності:

- вплив шорсткостей меж провідників на амплітуду ефекту визначається конфігурацією центрів, що асиметрично розсіюють електрони з різною поляризацією спіну;
- у випадку, коли ефект гігантського магнітоопору (ГМО) обумовлений асиметрією інтерфейсного спіну – залежного розсіяння (СЗР) носіїв заряду, а зазначені вище центри розміщені в інтерфейсах зразків, збільшення ймовірності дзеркального розсіяння електронів на межах поділу шарів металу призводить до зменшення ефекту внаслідок зменшення ймовірності проходження електронів у сусідні шари металу і відповідно до зменшення магнітної взаємодії між магнітними шарами;
- при будь-якій іншій конфігурації центрів, що розсіюють електрони, їх дзеркальне відбиття призводить до збільшення рівня ефекту внаслідок збереження електроном своєї “пам’яті” про свій спін, і він залишається ефективним;
- зміна знака ГМО можлива лише для несиметричних зразків з асиметричним СЗР носіїв заряду в об’ємі шарів металу та на їх інтерфейсах з проходженням у сусідні шари металу;
- урахування залежності параметрів дзеркальності від кута падіння електрона на межі зразка не приводить до висновку про оптимальні шорсткості, при яких ефект максимальний, оскільки його величина монотонно зменшується зі зростанням шорсткості інтерфейсів та виходить на насичення;

2. Уперше побудовано теорію гігантського магнітоопору у багатошарових плівках з полікристалічною структурою та показано, що:

- у випадку, коли ефект ГМО обумовлений асиметрією СЗР електронів на інтерфейсах зразка, розсіяння носіїв заряду на межах зерен призводить

до зменшення амплітуди ефекту внаслідок втрати “пам’яті” електрона про свій спін (носії заряду стає неефективним);

- якщо ж домінуючим механізмом СЗР електронів є їх розсіяння в об’ємі магнітних шарів, то у випадку, коли шари мають крупнозернисту структуру, розсіяння носіїв заряду на МЗ призводить до зменшення рівня ефекту, в той самий час як для зразків з дрібнозернистою структурою ГМО буде обумовлений асиметричним розсіянням електронів на міжкристалітних межах, і амплітуда ефекту буде збільшуватися.

3. Уперше з використанням модифікованої моделі Маядаса - Шацкеса побудована загальна теорія кінетичних ефектів, яка дозволила лінеаризувати точні співвідношення, які пройшли експериментальну перевірку, та встановити такі загальні закономірності:

- у разі виконання нерівностей $K_1 > \sigma_{2,1}K_2$ ($K_1 < \sigma_{2,1}K_2$), де K_j ($j = 1,2$) - транспортний коефіцієнт (провідність, температурний коефіцієнт опору, коефіцієнт тензочутливості тощо) у j -му шарі металу, $\sigma_{2,1} = \sigma_2 / \sigma_1$ - відношення провідностей у сусідніх шарах металу, величина коефіцієнтів монотонно збільшується (зменшуються) зі зростанням товщини шарів;

- у випадку, коли $K_1 \sim \sigma_{2,1}K_2$ та $d_1 \sim d_2$, на розмірній залежності коефіцієнтів виникає мінімум (максимум), який обумовлений конкуренцією об’ємного, інтерфейсного та зерномежового розсіяння носіїв заряду;

- якщо основним механізмом релаксації носіїв заряду є їх розсіяння на межах зерен, температурний коефіцієнт опору може набувати від’ємного значення;

- обробка даних експериментальних досліджень провідності, температурного коефіцієнта опору тощо зразків за допомогою отриманих лінеаризованих співвідношень показала, що розрахункові та експериментальні значення задовільно узгоджуються з точністю до 20%.

4. Уперше запропоновано теорію осциляційного гальваноманітного ефекту в багатошарових плівках та здійснено подальший розвиток уявлень про зазначений ефект у двошарових плівках. Було встановлено:

- що в області слабкого магнітного поля, коли його вплив на балістичний рух носіїв заряду незначний, і при досконалих зовнішніх межах та інтерфейсах опір монотонно змінюється зі зміною товщини плівок. Наявність шорсткостей меж та інтерфейсів викликає конкуренцію об’ємного та інтерфейсного розсіяння носіїв заряду, що приводить до немонотонної розмірної залежності опору зазначених зразків;

- в області сильного поля, коли електрони рухаються по гвинтових траєкторіях, внаслідок втрати кореляції між падаючим та відбитим (або носієм заряду, що пройшов у сусідній шар металу) опір осцилює зі зміною поля, а амплітуда осциляцій визначається величиною шорсткостей меж, інтерфейсів і дефектністю структури шарів.

5. Уперше розглянуто вплив взаємної дифузії металів на провідність багатошарових моно - та полікристалічних плівок та здійснено подальше

його вивчення на кінетичні характеристики в одно - та двошарових плівках. З отриманих простих модельних виразів випливає, що:

- при невеликому часі відпалювання, за зміною, зокрема провідності у результаті відпалу, можна розрахувати коефіцієнти об'ємної та зерномежової дифузії;
- при збільшенні часу відпалювання глибина проникнення атомів домішок в об'єм плівки визначається її товщиною, і визначення зазначених коефіцієнтів зводиться до знаходження мінімального часу відпалу такого, що при подальшому відпалюванні транспортні характеристики провідника не змінюються;
- при подальшому відпалюванні розподіл атомів домішок стає практично однорідним за товщиною, що дозволяє знайти зв'язок між коефіцієнтом об'ємної дифузії та ефективною довжиною вільного пробігу, а також зв'язок між коефіцієнтом зерномежової дифузії та ефективним зерномежовим параметром, що дозволяє також визначити зазначені коефіцієнти дифузії.

6. Уперше проаналізований осциляційний акустoeлектронний ефект в одно - та багатошарових плівках та показано, що величина деформаційного коефіцієнта поглинання визначається ступенем шорсткостей меж та інтерфейсів, а саме:

- при дзеркальному відбитті електронів межами зразків не змінюється ефективне число електронів, які взаємодіють зі звуковою хвилею, і вони не руйнують синхронності руху електронів, які поглинають енергію на усій довжині вільного пробігу, внаслідок чого коефіцієнт поглинання зростає ;
- зі збільшенням ступеня шорсткості меж зменшується відносно число ефективних електронів, що призводить до зменшення коефіцієнта згасання, а у дво - та багатошарових плівках внаслідок дифузного розсіяння електронів на інтерфейсах коефіцієнт поглинання енергії немонотонно залежить від товщини шарів;
- у випадку, коли звукова хвиля поширюється по нормалі до інтерфейсів зразків, в області сильної просторової дисперсії коефіцієнт поглинання осцилює зі зміною довжини хвилі, внаслідок того, що його величина залежить від кількості областей стиснення та розтягнення кристалічної ґратки, що укладаються на товщині шару металу;
- аналіз акустичного аналога ефекту гігантського магнітоопору показав, що зазначений ефект обумовлений асиметрією спінів – залежного розсіяння електронів у об'ємі шарів металу та на їх інтерфейсах і має ті самі розмірні залежності, що і ефект гігантського магнітоопору.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Дехтярук Л.В., Проценко І.Ю., Черноус А.М. Гігантський магнеторезистивний ефект у магнетних полікристалічних мультишарах // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2008. – Т.6, №1. – С.1–8.
2. Shkurdoda Yu.A., **Dekhtyaruk L.V.**, Loboda V.B. The effect of giant magnetoresistance in *Co/Cu/Co* structure // *Functional materials*. – 2008. – V.15, №1. – P.38–45.
3. Дехтярук Л.В. Ефект гігантського магнетоопору в магнетних сандвічах // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2008. – Т.30, №2. – С.219–234.
4. Дехтярук Л.В., Проценко І.Ю. Осциляційний гальваномagnetний ефект у тонких шарах металу за наявності дифундуючого шару домішок // *Журнал фізичних досліджень*. – 2007. – Т.11, №4. – С.415–420.
5. Дехтярук Л.В., Проценко І.Ю., Черноус А.М. Транспортні розмірні ефекти у двошарових полікристалічних плівках // *Успехи физ. мет.* – 2007. – Т.8, №1. – С.21–64.
6. Influence of diffusion impurities on the electrical conductivity of single – crystal and polycrystalline metal films / A. M. Chornous, **L. V. Dekhtyaruk**, T.P. Govorun, A.O. Stepanenko // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2007. – Т.29, №2. – P.249–266.
7. Дехтярук Л.В. Осцилляционный гальваномagnetный эффект в двухслойных металлических пленках // *Изв. ВУЗ. Физика*. – 2007. – Т.50, №7. – С.26 – 33.
8. **Dekhtyaruk L.V.** The oscillatory galvanomagnetic size-effect in multilayered structures // *Central Europ. J. Phys.* – 2007. – V.5, №1. – P.91–102.
9. Дехтярук Л.В. Акустoeлектронний розмірний ефект у металевих мультишарах // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2007. – Т.29, №1. – С.7–19.
10. **Dekhtyaruk L.V.** Influence of interdiffusion on the electrical conductivity of multilayered metal films // *Central Europ. J. Phys.* – 2006. – V.4, № 1. – P.73–86.
11. Conductivity and temperature coefficient of resistance of multilayered polycrystalline films / A. Chornous, **L. Dekhtyaruk**, M. Marszalek, I. Protchenko // *Cryst. Res. Technol.* – 2006. – V.41, №4. – P.388–399.
12. **Dekhtyaruk L.V.**, Pazukha I.M., Protchenko I.Yu. Procedure for estimating the contribution of interface scattering of electrons to the specific resistance and the temperature coefficient of resistance of films // *Ukr. J. Phys.* – 2006. – V.51, №7. – P.728–732.
13. Проводимость двухслойных моно-и поликристаллических слоев металла в условиях взаимной диффузии / **Л.В. Дехтярук**, И.М. Пазуха, С.И. Проценко, И.В. Чешко // *ФТТ*. – 2006. – Т.48, Вып.10. – С.1729–1739.
14. Дехтярук Л.В. Вплив дифундуючого шару домішок на осциляційну залежність коефіцієнта поглинання звукової енергії у тонких шарах металу // *Фізика і хімія твердого тіла*. – 2006. – Т.7, №3. – С.450–456.
15. Дехтярук Л.В., Проценко І.Е. Эффект тензочувствительности в металлических многослоях // *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*. – 2006. – Т.4, №3. – С.695–705.
16. Дехтярук Л.В., Проценко І.Ю. Термоелектричні ефекти у багатошарових

- полікристалічних структурах // Фізика і хімія твердого тіла. – 2005. – Т.6, №4. – С.576–582.
17. Conductivity and the temperature coefficient of resistance of two - layer polycrystalline films / **L. V. Dekhtyaruk**, S. I. Protchenko, A. M. Chornous, I. O. Shpetnyi // Ukr. J. Phys. – 2004. – V.49, № 6. – P.587–597.
 18. Эффект тензочувливості у тонких металевих полікристалічних плівках / **Л.В. Дехтярук**, Є. О. Забіла, С.І. Проценко, А.М. Черноус // Металлофиз. новейшие технол. – 2004. – Т.26, № 10. – С.1333–1345.
 19. **Dekhtyaruk L.V.**, Kolesnichenko Yu.A., Peschansky V.G. Kinetic phenomena in metallic multilayers / by I.M. Khalatnikov, Cambridge Scientific Publishers // Physics Reviews. – 2004. – V.20, № 4. – P.3–113.
 20. **Дехтярук Л.В.** Розмірний акустоелектронний осциляційний ефект у металевих двошарових плівках // Фізика і хімія твердого тіла. – 2003. – Т.4, № 1. – С.105–111.
 21. **Дехтярук Л.В.** Осцилляционный акустоэлектронный эффект в мультислоях // Металлофиз. новейшие технол. – 2003. – Т.25, № 10. – С.1265 – 1278.
 22. **Дехтярук Л.В.** Осцилляционная зависимость коэффициента затухания звука в тонких слоях металла // Изв. ВУЗ. Физика. – 2003. – Т.46, №9. – С.19 – 25.
 23. **Дехтярук Л.В.** Размерный осцилляционный акустоэлектронный эффект в металлах // Металлофиз. новейшие технол. – 2002.–Т.24, № 3.–С.297–312.
 24. Білоус О.А., **Дехтярук Л.В.**, Черноус А.М. Розмірно – кінетичні ефекти у полікристалічних металічних плівках *Cu* та *Ni* // Металлофиз. новейшие технол. – 2001. – Т.23, №1. – С.43–50.
 25. **Дехтярук Л.В.** Гигантское поглощение звуковой энергии в магнитоупорядоченных сверхрешетках // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2007. – №1. – С.187–195.
 26. **Дехтярук Л.В.** Гигантский магниторезистивный эффект в магнитоупорядоченных трехслойных пленках // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2007. – №2. – С.115–121.
 27. **Дехтярук Л.В.** Эффект Зондгаймера в двухслойных поликристаллических пленках // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.– 2006. - №9 (93) – С.71 – 81.
 28. **Дехтярук Л.В.**, Проценко І.Ю. Коефіцієнти поздовжньої та поперечної тензочувливості двошарових металевих плівок // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2006. – №6(90). – С.85–93.
 29. **Дехтярук Л.В.** Размерный акустоэлектронный эффект в двухслойных пленках // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2002. – №13 (46). – С.5–14.
 30. Розмірні ефекти в термічному коефіцієнті опору та коефіцієнті розсіювання електронів на межі зерен у тонких металевих плівках / О.А. Білоус, **Л.В. Дехтярук**, С.І. Проценко, А.М. Черноус // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2001. – №3 (24) – 4 (25). – С.67–73.
 31. **Дехтярук Л.В.**, Колесніченко Ю.О. Провідність металевих мультишарів з

- полікристалічною структурою // Науковий вісник Чернівецького університету. Фізика. – 1998. – Вип.40. – С.100 – 104.
32. Температурный коэффициент сопротивления мультислоев с поликристаллической структурой / **Л.В. Дехтярук**, М. Маршалек, И. Е. Проценко, А.Н. Черноус // Физ. инж. поверхн. – 2004. – Т.2, № 1-2. – С.60–68.
 33. **Dekhtyaruk L. V.** The acoustical analog of the giant magnetoresistance effects in magnetic multilayered structures // Materials International conference on nanoscience and technology. - Basel, Switzerland, 2006. – P.880.
 34. **Dekhtyaruk L. V.**, Protchenko I.Yu. Negative and positive effects of the giant magnetoresistance in magnetic sandwiches // Materials the 3rd International conference on materials science and condensed matter physics “MSCMP-2006”. - Chisinau, Moldova, 2006. – P.78.
 35. Ефект гігантського магнітоопору у магнітних сандвічах з полікристалічним спейсером / **Л.В. Дехтярук**, М. Маршалек, С.І. Проценко, І.В. Чешко, А.М. Черноус // Матеріали X Ювілейної Міжнародної конференції “Фізика і технологія тонких плівок”. – Івано – Франківськ: ПрУ, 2005. – Т.1. – С.246 – 247.
 36. **Dekhtyaruk L. V.**, Marszalek M., Protchenko I.Yu. Giant magnetoresistance effect in magnetic multilayer structures with polycrystalline spacer // Materials International conference “Functional materials”. – Crimea, 2005. – P.85.
 37. **Дехтярук Л.В.** Эффект гигантского магнитосопротивления в магнитных сандвичах // Материалы 6-й Международной конференции “Физические явления в твердых телах”. – Харьков: ХНУ, 2003. – С.84.
 38. Колесніченко Ю.О., **Дехтярук Л.В.** Осциляційний акустоелектронний ефект у металевих бішарах // Матеріали VIII Міжнародної конференції з фізики і технології тонких плівок. – Івано-ранківськ: ПрУ, 2001. – С.132.
 39. Влияние толщины на температурный коэффициент удельного сопротивления в пленках металлов / Е.А. Белоус, **Л.В. Дехтярук**, С.И. Проценко, А.Н. Черноус // Материалы Третьего всероссийского семинара “Нелинейные процессы и проблемы самоорганизации в современном материаловедении”. – Воронеж: ВГТИ, 2000. – С.87–88.
 40. Колесніченко Ю.А., **Дехтярук Л.В.** Акустоелектронний осциляційний ефект в тонких шарах металла // Materials International conference MPSL ’99. – Sumy: SSU, 1999. – С.58.

АНОТАЦІЯ

Дехтярук Л.В. Електронні транспортні ефекти у багатошарових плівкових системах. – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.07 - фізика твердого тіла. – Сумський державний університет. – Суми, 2008.

У дисертації наведені результати дослідження спін – поляризованого електронного транспорту в періодичних магнітних мультишарах та сандвічах, а також кінетичних ефектів у двошарових (ДП) та багатошарових

(БП) плівках з моно - та полікристалічною структурою. Передбачено, що вплив шорсткостей інтерфейсів та меж зерен на амплітуду ефекту гігантського магнітоопору визначається конфігурацією центрів, які асиметрично розсіюють електрони, а величину та зміну знака (інверсію) зазначеного ефекту можна визначити за отриманими модельними формулами. Отримання загальних виразів для транспортних коефіцієнтів (провідності, температурного коефіцієнта опору, коефіцієнтів тензочутливості, опору тощо) у ДП та БП, дозволило не лише отримати для них лінеаризовані співвідношення, які пройшли перевірку при обробці даних експериментальних досліджень, а й обґрунтувати їх немонотонну розмірну залежність, яка обумовлена конкуренцією інтерфейсного, зерномежового та об'ємного розсіяння електронів. Наявність ортогонального до інтерфейсів зовнішнього магнітного поля у ДП та БП призводить до немонотонної розмірності залежності опору в області слабого магнітного поля. Зі збільшенням поля опір зазначених провідників осцилює з його зміною. Взаємна дифузія металів змінює транспортні характеристики провідників, за зміною яких можна вивчити процес об'ємної та зерномежової дифузії, та визначити коефіцієнти об'ємної та зерномежової дифузії за отриманими модельними формулами. Дослідження осциляційного акустоелектронного ефекту в одно – та багатошарових плівках показало, що в області слабкої просторової дисперсії коефіцієнт згасання звукової енергії немонотонним чином залежить від товщини шарів, яка має зазначену вище природу, а в області сильної просторової дисперсії коефіцієнт згасання осцилює зі зміною довжини хвилі.

Ключові слова: багатошарові магнітні та немагнітні плівки, транспортні коефіцієнти, внутрішній та зовнішній розмірні ефекти, коефіцієнти об'ємної та зерномежової дифузії.

THE SUMMARY

L.V. Dekhtyaruk. Electron transport effects in multilayer film systems. –Manuscript.

Thesis for a doctor's degree of physical and mathematical science by speciality 01.04.07-solid state physics. – Sumy State University, Sumy, 2008.

The results of theoretical investigation of the spin-polarized electron transport in periodical magnetic multilayers and sandwiches are presented in the given thesis as well as the results of treatment of kinetic effects both in bilayer films (BLF) and in multilayer films (MLF) both in the case of single-crystal structures and in the case of polycrystalline structures. It is predicted that (i) the influence of interface roughnesses and the grain boundaries on the amplitude of the giant magnetoresistance effect is determined by the configuration of the scattering centers those scatter electrons asymmetrically and (ii) both the value of the effect and its sign change (the inversion) can be found from the given model formulas. The general formulas for the transport coefficients (electric conductivity, temperature coefficient of the resistance, strain-sensitive coefficients, magnetic resistivity and so on) have been derived both for the case of BLF and for the case

of MLF. It provides the possibility to obtain not only the linearized expressions for the coefficients that have been experimentally tested but to justify their non-monotonic size-dependence which is determined by the competition between the interface and bulk scattering. Applying the external magnetic field normally to the interfaces in BLF and MLF leads to non-monotonic size-dependence of the magnetoresistivity at low magnetic fields. At increasing the value of the field the magnetoresistivity of the structure oscillates with the magnetic field value. The interdiffusion of metals in conductors causes the changes in the transport characteristics. Thus, one may investigate the processes of the bulk diffusion and the grain-boundary diffusion by studying these changes to determine the coefficients of the bulk and grain-boundary diffusion using model formulas which has been obtained in the given work. The oscillatory acoustoelectric effect has been investigated both in single-layer films and in multilayered films. It has been shown that the attenuation coefficient of the sound energy depends non-monotonically on thicknesses of the layers when the spatial dispersion is weak. If spatial dispersion is strong enough, the attenuation coefficient oscillates with the wave-lengths.

Key words: multilayered magnetic and non-magnetic films, transport coefficients, internal and external size-effects, coefficients of the bulk diffusion and the grain-boundary diffusion.

АННОТАЦИЯ

Дехтярук Л.В. Электронные транспортные эффекты в многослойных пленочных системах. – Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.07-физика твердого тела.– Сумской государственной университет. – Сумы, 2008.

В диссертационной работе приведены результаты исследования спин-поляризованного электронного транспорта в магнитных мультислоях и кинетических явлений в двухслойной и многослойной немагнитных пленках в условиях внешнего (рассеяние носителей заряда на внешних границах) и внутреннего (релаксация электронов на интерфейсах и границах зерен (ГЗ)) размерных эффектов. Показано, что влияние зеркального отражения носителей заряда границами магнитного проводника на амплитуду эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) определяется конфигурацией рассеивающих центров (РЦ), которые асимметрично рассеивают электроны с разной поляризацией спинов относительно локальной намагниченности в магнитных слоях. Если магнитный образец имеет крупнозернистую структуру, то РЦ в основном сосредоточены либо в объеме слоев, либо в межкристаллитных границах. При объемной конфигурации РЦ, зеркальное отражение носителей заряда от внешних границ и интерфейсов сохраняет «память» электронов о своем спине и амплитуда эффекта ГМС увеличивается вследствие того, что электрон остается эффективным (ответственным за эффект). Противоположная тенденция наблюдается, если РЦ сосредоточены в границах раздела слоев. В этом случае зеркальное

взаимодействие электронов с интерфейсами образцов уменьшает взаимодействие между магнитными слоями (эффект каналлирования), что и приводит к уменьшению амплитуды указанного эффекта. При мелкозернистой структуре слоев многослойной пленки, РЦ в основном располагаются в границах зерен (т.к. коэффициент зернограничной диффузии на несколько порядков больше чем коэффициент объемной диффузии) и рассеяние носителей заряда на ГЗ будет асимметричным, что и приводит к увеличению уровня эффекта ГМС. Максимальное значение эффекта ГМС, очевидно, следует ожидать при минимизации эффекта каналлирования, максимизации зеркального отражения внешними границами сэндвича и наличия большой асимметрии в объемном и интерфейсном (основной) спин – зависимом рассеянии электронов с прохождением в соседний слой. Анализ размерной зависимости транспортных коэффициентов (проводимости, температурного коэффициента сопротивления, коэффициентов тензочувствительности т.д.) в двух – и многослойных пленках показало их немонотонную зависимость от толщины слоя, что обусловлено конкуренцией объемного и интерфейсного рассеяния носителей заряда. При наложении к указанным образцам внешнего магнитного поля вдоль нормали к их интерфейсам, в области слабого поля снова наблюдается немонотонная зависимость сопротивления от толщины слоя. Увеличение поля приводит к осцилляционной зависимости сопротивления с его изменением, что обусловлено потерей корреляции между электроном, который падает на интерфейс, и отразился от него или прошел в соседний слой. Изучение процесса взаимной диффузии в моно – и поликристаллических проводниках позволяет не только установить характер изменения транспортных характеристик образцов, но и исследовать сам процесс диффузии и определить коэффициенты объемной и зернограничной диффузии. При небольшом времени отжига, слой металла является для атомов диффузанта полубесконечным и, зная изменения проводимости образца в результате отжига и его структурные характеристики, можно определить коэффициенты объемной и зернограничной диффузии. С увеличением времени отжига эффективная глубина проникновения атомов примеси определяется толщиной слоя, и определения указанных коэффициентов сводятся к экспериментальному определению минимального времени отжига образца такого, что при дальнейшем отжиге его транспортные свойства не изменяются. Величина деформационного поглощения энергии Γ возбужденной продольной звуковой волны в одно – и многослойных образцах существенно зависит от степени шероховатостей внешних границ и интерфейсов. Если волна распространяется вдоль нормали к границе слоев, а носители заряда зеркально взаимодействуют с интерфейсами образца, то величина Γ всегда больше своего объемного значения, т.к. зеркальные отражения не изменяют эффективного числа электронов и не разрушают синхронности их движения, и электроны поглощают энергию волны на всей длине свободного пробега. Увеличение шероховатостей образца в области слабой пространственной дисперсии

уменьшает коэффициент поглощения, т.к. с одной стороны, ограничение по толщине уменьшается относительное число эффективных электронов, с другой – разрушает синхронность их движения, а размерная зависимость коэффициента поглощения имеет немонотонный характер, которая имеет ту же природу. С увеличением волнового числа коэффициент поглощения энергии становится осциллирующей функцией с изменением длины волны, т.к. ее изменение приводит к изменению количества областей сжатия и растяжения кристаллической решетки которые укладываются на толщине слоя. Анализ акустического аналога эффекта ГМС показал, что указанный эффект обусловлен асимметрией рассеяния электронов с разной поляризацией спина в объеме слоев и на их интерфейсах и имеет те же размерные зависимости и особенности, что и сам эффект ГМС.

Ключевые слова: многослойные магнитные и немагнитные пленки, транспортные коэффициенты, внутренний и внешний размерные эффекты, коэффициенты объемной и зернограничной диффузии

Підп. до друку 20.05.2008.
Наклад 130 пр.

Формат 60×90/16.
Замовлення №326.

Ум. друк. арк. 2, 03.
Обл. - вид. арк. 1,8.

Вид-во СумДУ. Свідоцтво ДК №3062 від 08.12.2005р.
40007, м. Суми, вул. Р. – Корсакова,2.

Друкарня СумДУ.
40007, м. Суми, вул. Р. – Корсакова,2.