

PACSnumbers: 72.10.Fk, 73.23.Ad, 73.25.+i, 73.50.Bk, 73.61.At, 81.15.Kk, 85.40.Xx

Квазикласичне та квантове перенесення заряду в полікристалічних плівках α -Mn нанометрової товщини

Р. І. Бігун, М. Д. Бучковська, В. М. Гаврилюх, З. В. Стасюк,
Д. С. Леонов*

*Львівський національний університет ім. Івана Франка,
вул. Драгоманова, 50,
79005 Львів, Україна
*Технічний центр НАН України,
вул. Покровська, 13,
04070 Київ, Україна*

Експериментальні залежності «питома електропровідність–товщина заморожено конденсованих ультратонких плівок мангану» кількісно описано на основі теорій квазикласичного та квантового розмірних ефектів. Тонкі плівки α -Mn було препаративно та досліджено за умов надвисокого вакууму. Плівки наносили на поверхню скляних підкладок та скляних підкладок, попередньо покритих підшаром германію масовою товщиною до 3 нм. Експериментальні дані добре узгоджуються з результатами теоретичних розрахунків, які враховують особливості структури і морфологію поверхні плівок. Розраховано параметри перенесення заряду в плівках.

Экспериментальные зависимости «удельная электропроводность–толщина замороженно конденсированных ультратонких марганцевых плёнок» количественно описаны в рамках теорий квазиклассического и квантового размерных эффектов. Тонкие плёнки α -Mn были приготовлены и исследованы в условиях сверхвысокого вакуума. Плёнки сформированы на поверхностях стеклянных подложек и стеклянных подложек, предварительно покрытых подслоем германия массовой толщиной до 3 нм. Экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами теоретических расчётов, которые учитывают особенности структуры и поверхностную морфологию плёнок. Рассчитаны параметры переноса заряда в плёнках.

Conductivity–thickness dependences in quenched condensed ultra-thin manganese films are quantitatively described within the scope of the quasi-classical and quantum size-effect theories. Thin α -Mn films are prepared and investigated under ultra-high vacuum conditions. The films are deposited on glass substrate and on glass substrate precovered with germanium underlayer with mass thicknesses of up to 3 nm. The experimental data are in a good

agreement with the theoretical calculations, which took into account the peculiarities of the metal-films' structure and the film surface morphology. Electron-transport parameters of thin films are calculated.

Ключові слова: тонкі металеві плівки, поверхнєве та зерномежове розсіяння, напівпровідникові підшари субатомової товщини.

(Отримано 14 серпня 2015 р.)

1. ВСТУП

Вирішення проблеми мініатюризації пристроїв мікро- та наноелектроніки розв'язується завдяки розвитку технологій створення елементів таких пристроїв та пошуку нових матеріалів, придатних для використання в нанорозмірних системах. Одним з перспективних матеріалів для виготовлення резистивних елементів мікросхем протягом тривалого часу вважається манган як речовина з високим електричним питомим опором та слабкою залежністю електропровідності від температури. Однак практичне використання цього матеріалу в мікроелектроніці ускладнено як об'єктивними причинами, пов'язаними з властивостями матеріалу, так і технологічними труднощами. Відомо, що кристалічні зразки Mn залежно від температури мають чотири алотропні модифікації. Низькотемпературна фаза α -Mn (стабільна до 700°C) має складну гранецентровану кубічну ґратницю з 29 атомами на комірку в двох кластерах [1]. Електронна будова матеріалу достатньо складна, що обумовлює й аномальні електричні властивості зразків. Оскільки у відомих з літератури роботах, присвячених вивченню плівок мангану, дослідження виконувались у достатньо поганих вакуумних умовах (тиск залишкових газів 10^{-3} – 10^{-4} Па), і плівки наносили на незнегажені термічним прогрівом у вакуумі скляні підкладки [1, 2 і література, цитована у цих роботах], то описані в [1, 2] дані, які суперечать одні одним, не можуть вважатись надійними. В усіх згаданих роботах плівки мангану наносили на поверхню скла з швидкостями конденсації від 0,2 нм/с до 1,2 нм/с при температурі підкладки $T = 293$ К і вище. В роботах [1, 3] одержувались як полікристалічні плівки α -Mn, так і аморфні плівки з великим питомим опором. В [2] та цитованих у [2] роботах за подібних умов одержували плівки, придатні для використання як резистивні елементи. Результати досліджень плівок мангану в добрих вакуумних умовах відсутні в літературі.

У даній роботі досліджено структуру та електропровідність дрібнокристалічних плівок α -Mn, свіжнанесених за умов надвисокого вакууму на охолоджені до 78 К скляні підкладки або скляні підкладки, покриті безпосередньо перед конденсацією металу з пари аморфним підшаром германію субатомної товщини.

2. ЕЛЕМЕНТИ МЕТОДИКИ ЕКСПЕРИМЕНТУ. ДОСЛІДЖУВАНІ ОБ'ЄКТИ

Експеримент виконано в евакуйованих скляних експериментальних приладах за умов статичного надвисокого вакууму при сумарному тиску залишкових газів, не вищому за 10^{-7} Па (тиск активних складових залишкових газів менший за 10^{-9} Па), з використанням методик, детально описаних у наших попередніх роботах, наприклад, в [4, 5]. Як підкладки для формування плівок використано отоплене поліроване скло, на краї поверхні скла нанесено срібні контакти. Протягом одержання високого вакууму скляні підкладки знегазовували прогрівом усього приладу в печі при температурах 400–450°C. Тривалість прогріву 40–45 годин. Манган і германій наносили на поверхню підкладок шляхом конденсації пари термічно випаруваних матеріалів. Масову товщину плівок вимірювали з чутливістю біля 0,1 нм за зсувом резонансної частоти п'єзокварцового вібратора, розміщеного в потоці пари випаруваної речовини. Структуру плівок мангану, яких термостабілізовано при $T = 300$ К, вивчали за допомогою просвітної електронної мікроскопії та електроннографії.

Для виготовлення плівкових зразків використовувалась методика «замороженої конденсації» ('quench condensed'), що полягає в нанесенні матеріялу на охолоджену до 78 К підкладку. Швидкість конденсації пари матеріялу не перевищувала 0,01 нм/с. Процеси конденсації пари та термостабілізації одержаної плівки задовольняють вимогам режиму 'quench condensed', при якому температура підкладки при всіх процесах не перевищує $(0,1-0,3)T_{\text{топл}}$, де $T_{\text{топл}}$ — температура топлення конденсованого матеріялу. У виконаних раніше роботах [6, 7] показано, що при додержанні згаданих умов препарування плівок термостабілізація не приводить до зміни розмірів кристалітів в одержаних плівках.

Вимірювання опору плівок виконано за двозондовою методикою з використанням приладу В7-34А, спряженого з комп'ютером, та комутатора для здійснення почергового вимірювання опору декількох плівок, що наносились одночасно. Використання комутатора забезпечувало короткотривале вимірювання опору, і тим самим зменшувало можливість відпалу плівок внаслідок протікання через плівку вимірювального струму.

Для структурних досліджень плівки наносили на аморфні підшари графіту. Електроннографічні дослідження показали, що всі одержані плівки мають кристалічну ґратницю відповідну α -Mn. Внаслідок електронно-мікроскопічних досліджень показано, що в плівках мангану, нанесених на поверхню скла чи графіту, лінійні розміри кристалітів у площині, паралельній підкладці, не залежать від товщини плівки, їхня середня величина $D = 7-8$ нм. При нане-

сенні мангану на підшари германію має місце зменшення середніх лінійних розмірів кристалітів завдяки утворенню ковалентних зв'язків атомів металу з атомами германію, що послаблює процес коалесценції зародків металевої фази [7]. Зміною масової товщини підшару германію можна керувати лінійними розмірами кристалітів у плівці металу [4]. Зокрема, при нанесенні мангану на підшар германію масовою товщиною 0,5 нм середні лінійні розміри кристалітів у плівці металу $D = 5-6$ нм.

3. ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ ПЛІВОК МАНГАНУ

Розмірні залежності питомої електропровідності (σ) плівок мангану, свіжонанесених на охолоджену до 78 К скляну підкладку (крива 1) та скляну підкладку, попередньо покриту підшаром германію масовою товщиною 0,5 нм (крива 2), наведено на рис. 1. Зі вставки на рисунку видно, що в початковій стадії росту плівки електропровідність виникає раніше на поверхні підшару германію, а пізніше у плівці, нанесеній на поверхню чистого скла. При подальшому збільшенні товщини плівок d питома провідність плівок, нанесених на чисту поверхню скла, зростає швидше, ніж провідність плівок, сформованих на поверхні підшарів германію, і при $d \rightarrow \infty$ питома

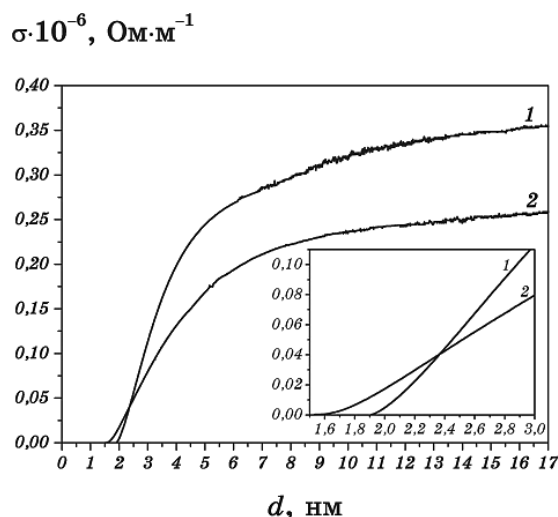


Рис. 1. Розмірні залежності питомої провідності плівок мангану, вирощених за температури 78 К на чистій поверхні скла (крива 1) та на поверхні скла, покритій підшаром германію масовою товщиною 0,5 нм (крива 2).

Fig. 1. Size dependences of specific conductivity of manganese films grown at temperature of 78 K on clean glass surface (curve 1) and surface of the glass covered with sublayer of germanium with the mass thickness of 0.5 nm (2).

провідність плівок на поверхні скла значно більша за провідність плівок на поверхні сурфактантного підшару. Відомо, що подібна відмінність ходу залежностей $\sigma(d)$ спостерігалась і при дослідженні плівок інших металів, сформованих на поверхні скла та на поверхні підшарів поверхнево-активних речовин (Ge, Si, Sb та ін.) [8]. Це обумовлено впливом внутрішнього розмірного ефекту.

Кількісний опис залежностей питомої провідності плівок металів від їхньої товщини за допомогою сучасних квантових і квазикласичних теорій можливий лише для електрично суцільних плівок. Найменша товщина d_c , при якій перший канал провідності металевого характеру в плівці при переході від острівцевої структури до однорідного суцільного шару, може бути визначений за допомогою теорії протікання. В межах даного підходу, поріг протікання d_c (percolation threshold) оцінюють шляхом лінеаризації графіка залежності опору плівки R від товщини d , тобто перетворенням до вигляду $R \propto (d - d_c)^{-\gamma}$. У випадку пошарового росту плівки (2D-перколяція) величина показника степеня γ задовольняє нерівність $1 \leq \gamma \leq 1,3$. Детальніше процедуру подібної трансформації для плівок металів описано в [5]. У випадку плівок мангану, свіжонанесених на скляну підкладку, $d_c = 2,6$ нм, а для плівок мангану, осаджених на підшар германію масовою товщиною 0,5 нм, $d_c = 2$ нм. Величини γ , рівні відповідно 1,21 та 1,02, підтверджують пошаровий режим росту плівки. Реально, перехід до повністю металевого характеру провідності з позитивним температурним коефіцієнтом опору в плівках металів зазвичай завершується при товщинах $d_s \geq (1,5-2,0)d_c$. Тому кількісне узгодження експериментальних даних з величинами, розрахованими на основі теорій, може спостерігатись при товщинах плівок більших за d_s . Зауважимо, що підшари германію більших масових товщин (аж до 4 нм) дозволяють надалі зменшувати d_c , однак це зменшення сповільнюється в міру зростання товщини підшару.

Проаналізуємо можливі використання теорій квазикласичного та квантового розмірних ефектів для надійного кількісного опису розмірних залежностей подібних, показаних на рис. 1. У діапазоні великих товщин ($d \geq 0,2\lambda$, де λ — середня довжина вільного пробігу електрона провідності) електропровідність суцільних плівок можна описати на основі квазикласичних підходів. Найзагальнішим підходом до опису розмірних явищ у відносно товстих плівках є модель полікристалічного шару неоднорідної товщини [9, 10]. У цій теорії адитивно враховано внески всіх додаткових до фононного та домішкового розсіяння механізмів релаксації носіїв струму. Зокрема, такими механізмами є розсіяння неоднорідностями поверхні атомового масштабу (у Фуксовому моделі — зовнішній розмірний ефект), зерномежове розсіяння (у моделі Тельє–Тосе–Пішар — внутрішній розмірний ефект) та розсіяння, зумовлене існуванням мак-

роскопічних поверхневих неоднорідностей (модель Намба).

Оскільки середні лінійні розміри кристалітів D у плівках не залежали від товщини плівки d , то зіставлення експериментальних даних, наведених на рис. 1, із розмірними залежностями, розрахованими на основі виразів теорій [10], зручно виконувати графічно шляхом побудови залежностей типу $\rho(d)d = f(d)$, які, згідно з моделлю однорідного пласкопаралельного шару, мають бути лінійними [4, 10]. На рисунках 2 і 3 точками показано експериментальні дані, що характеризують розмірні залежності питомого опору плівок мангану, відповідно сформованих на чистій поверхні скла та на поверхні скла, покритій підшаром германію. Як видно з рисунків, експериментальні залежності є лінійними, принаймні, до товщин $d > 8$ нм. Одержані експериментальні залежності можна апроксимувати теоретичними залежностями Намба [10], які враховують вплив макроскопічних поверхневих неоднорідностей шляхом використання таких величин: ρ_∞ — питомий опір плівки безмежної товщини (тангенс кута нахилу лінійної ділянки кривої), λ — ефективна середня довжина вільного пробігу носіїв струму в плівці даного ступеня досконалості (вважаємо, що поверхневе розсіювання носіїв струму в дрібнокристалічній плівці повністю дифузне), h — середня амплітуда поверхневих неоднорідностей.

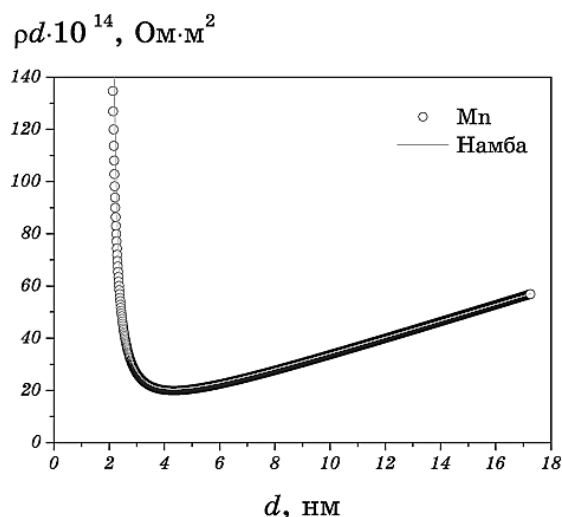


Рис. 2. Залежність $\rho d = f(d)$ плівок мангану, осаджених на чисту скляну поверхню за температури 78 К: точки — експериментальні дані, суцільна крива — модель Намба.

Fig. 2. Dependence $\rho d = f(d)$ for manganese films deposited on the clean glass surface at 78 K; dots correspond to experimental data, and a solid curve corresponds to the Namba model.

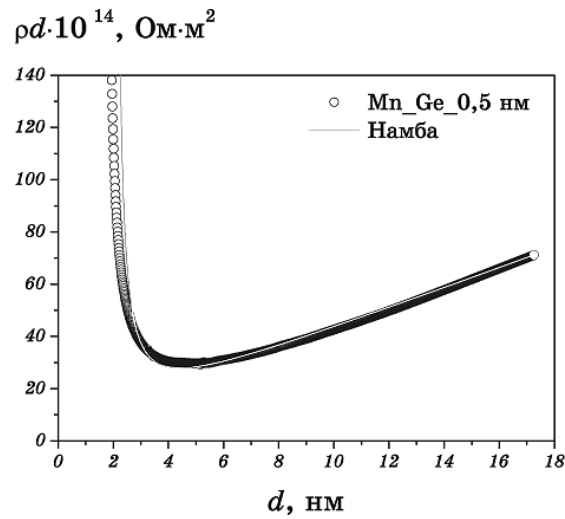


Рис. 3. Залежності $\rho d = f(d)$ плівок мангану, осаджених на поверхню підшару германію масовою товщиною 0,5 нм за температури 78 К: точки — експериментальні дані, суцільна крива — модель Намба.

Fig. 3. Dependences $\rho d = f(d)$ for manganese films deposited on the surface of germanium sublayer with the mass thickness of 0.5 nm at 78 K; here dots correspond to experimental data, solid curve corresponds to the Namba model.

Внесок розсіювання носіїв струму межами зерен у величину ρ_∞ характеризують параметром t , чисельно рівним ймовірності міжзеренного тунелювання, який, згідно з моделлю Тель-Тосе-Пішар [10], можна розрахувати за допомогою модифікованого співвідношення:

$$(\rho_\infty - \rho_0)/\rho_\infty = 3(\lambda/D)(1 - t)/(1 + t), \quad (1)$$

в якому ρ_0 — питомий опір масивного кристалу.

Відповідні теоретичні криві, розраховані описаною вище методою, представлено на рис. 2 і 3 тонкими суцільними лініями, а параметри цих кривих наведено в табл.

З наведених у таблиці даних і з викладених вище результатів структурних досліджень та вимірювань електричних параметрів видно, що поверхнево-активний підшар германію сприяє змінам у формуванні плівки подібно до випадку, виконаного раніше дослідження структури і електропровідності плівок золота та міді, сформованих на поверхні Ge, Si та Sb [8, 11]. Однак зменшення лінійних розмірів кристалітів у порівнянні з плівками, нанесеними на чисту поверхню скла, у випадку плівок мангану значно слабше, ніж спостерігалось при дослідженні плівок міді та золота. Це, можливо, обумовлено значно вищою температурою топлення мангану в порі-

ТАБЛИЦЯ. Параметри перенесення заряду в плівках мангану, свіжонанесених при $T = 78$ К на чисту поверхню скла та поверхню скла, покриту підшаром германію масовою товщиною 0,5 нм.

TABLE. Parameters of charge transfer in manganese films just deposited at $T = 78$ K on clean glass surface and on glass surface covered with germanium sublayer with mass thickness of 0.5 nm.

Підкладка	$\rho_{\infty} \cdot 10^6, \text{ Ом} \cdot \text{ м}$	$\lambda, \text{ нм}$	$h, \text{ нм}$	t
Чисте скло	3,2	9	1,95	0,70
Скло, покрите підшаром германію	3,9	8	2	0,68

внянні з температурою топлення згаданих металів.

Величини, наведені у таблиці, використано при розрахунках за допомогою виразів теорій квантового розмірного ефекту в плівках металів. Методика зіставлення експериментальних даних з теоретичними залежностями аналогічна методикам, використаним у [11, 20]. Зауважимо, що теоретичні моделі Тесановича [12, 13], Триведі-Ашкрофта [14], Фішмана-Цалецького [15, 16] базуються на

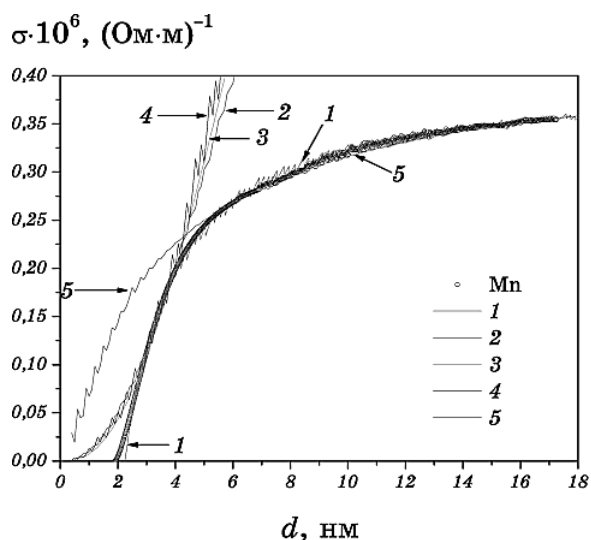


Рис. 4. Розмірні залежності питомої провідності плівок α -Mn, свіжонанесених на чисту скляну підкладку за температури 78 К. Точки — експериментальні дані, суцільні криві — апроксимаційні вирази теоретичних підходів: 1 — [20], 2 — [12, 13], 3 — [14], 4 — [15, 16], 5 — [18, 19].

Fig. 4. Size dependences of specific conductivity of α -Mn films just deposited on the clean glass substrate at 78 K. Dots correspond to experimental data. Solid curves correspond to approximating expressions of the theoretical approaches: 1—[20], 2—[12, 13], 3—[14], 4—[15, 16], 5—[18, 19].

припущенні про існування в тонкій плівці чистого балістичного перенесення заряду і, таким чином, вважається, що релаксація носіїв струму відбувається виключно при їх розсіюванні поверхнею. Тому закономірності, одержані в цих теоріях, практично непридатні для опису змін провідності плівок на ділянці товщин, на якій відбувається перехід до квазикласичного перенесення заряду.

Теоретичний модель [17–19] постулює існування відхилення від Матіссенового правила про адитивність внесків механізмів поверхневого і об'ємного розсіювання носіїв струму, однак придатний для опису властивостей плівок відносно великих товщин. Теорія [20], створена на основі Больцманного підходу, розглядає вплив флюктуацій товщини плівки на енергетичний спектр електронів і відповідно на умови розсіювання носіїв струму в режимі квантового перенесення заряду. У [8, 11] показано, що дана теорія дозволяє достатньо добре описати особливості переходу від квантового до квазикласичного перенесення заряду при зростанні товщини плівки.

На рисунках 4 і 5 наведено результати зіставлення експеримен-

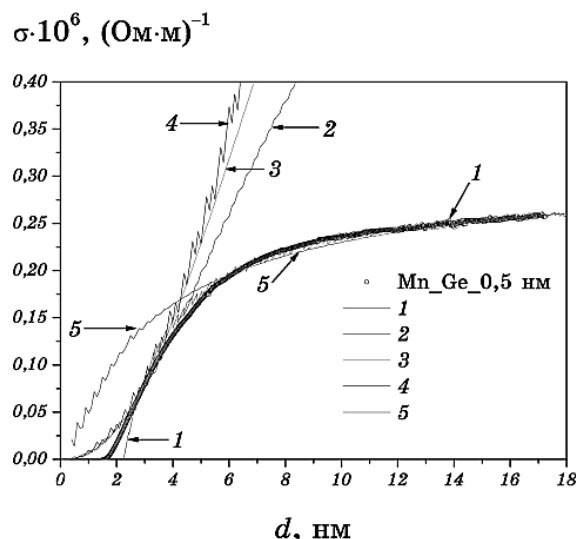


Рис. 5. Розмірні залежності питомої провідності плівок α -Mn, свіжонанесених за температури 78 К на скляну підкладку, попередньо покриту підшаром германію масовою товщиною 0,5 нм. Точки — експериментальні дані, суцільні криві — апроксимаційні вирази теоретичних підходів: 1 — [20], 2 — [12, 13], 3 — [14], 4 — [15, 16], 5 — [18, 19].

Fig. 5. Size dependences of specific conductivity of α -Mn films just deposited at 78 K on the glass substrate preliminarily covered with germanium sublayer with the mass thickness of 0.5 nm. Dots correspond to experimental data. Solid curves correspond to approximating expressions of the theoretical approaches: 1—[20], 2—[12, 13], 3—[14], 4—[15, 16], 5—[18, 19].

тальних розмірних залежностей питомої провідності плівок мангану з відповідними апроксимаційними розрахунками, виконаними на основі згаданих вище теоретичних моделей. З рисунків видно, що для плівок, які можуть вважатися суцільними (очевидно, що це $d > 3$ нм) теорії [12, 13], [14] і [15, 16] надають достатньо добре узгодження з експериментальними даними у вузькому діапазоні товщин. Підгінними параметрами в цьому випадку були характеристики поверхневих неоднорідностей (зокрема δ — середньоквадратична амплітуда поверхневих неоднорідностей), які виявились за величиною достатньо близькими до параметра h , одержаного при розрахунку за моделлю Намба та величиною середнього відхилення Δh локальної товщини плівки від d у виразі теорії [20]. Розрахована залежність $\sigma(d)$ на основі теорії [17–19] на ділянці малих товщин взагалі не узгоджується з експериментальними даними, але добре узгодження спостерігається на ділянці відносно великих товщин. Однак, підгінні параметри (характеристики поверхневих неоднорідностей) в цьому випадку виявились атомного масштабу, і їхня величина не відповідає реальним особливостям поверхневих неоднорідностей у плівках мангану. Таким чином, лише розрахункові криві теорії [20] виявились достатньо надійними для кількісного опису розмірних залежностей питомої провідності свіжонанесених ‘quench condensed’ плівок мангану.

4. ВИСНОВКИ

1. Встановлено, що експериментальні розмірні залежності питомої електропровідності плівок α -Mn можуть бути кількісно описані за допомогою виразів теорій квазикласичного та квантового розмірних ефектів.
2. Розмірні залежності електропровідності електрично суцільних плівок у широкому діапазоні товщин можна кількісно описати за допомогою сумісного використання розрахунків на основі моделю полікристалічного шару неоднорідної товщини [9] та теорії [20].
3. Показано, що за умов квантового перенесення заряду в плівках надійний кількісний опис розмірної залежності питомої електропровідності плівок мангану може бути здійснено на основі моделю [20], який враховує особливості структури та морфології поверхні плівок.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. F. Voakye, *J. Non-Crystalline Solids*, **249**: 189 (1999).
2. A. H. Ammar, *Physica B*, **225**: 132 (1996).
3. F. Voakye and A. D. C. Grassie, *Thin Solid Films*, **221**: 224 (1992).
4. А. П. Шпак, Р. І. Бігун, З. В. Стасюк, Ю. А. Куницький, *Наносистеми*,

- наноматеріали, нанотехнології*, **8**, вип. 2: 339 (2010).
5. Р. І. Бігун, М. Д. Бучковська, Н. С. Колгун, З. В. Стасюк, Д. С. Леонов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **35**, № 12: 1659 (2013).
 6. C. R. Grovenor, H. T. Hentzell, and D. A. Smith, *Acta Metall.*, **32**, No. 5: 773 (1984).
 7. K. L. Ekinici and J. M. Valles, *Acta Metall.*, **46**, No. 13: 4549 (1998).
 8. Р. І. Бігун, В. М. Гаврилюх, З. В. Стасюк, Д. С. Леонов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **37**, № 3: 317 (2015).
 9. Z. Stasyuk, *J. Phys. Stud.*, **3**: 102 (1999).
 10. З. В. Стасюк, А. І. Лопатинський, *Фізика і хімія твердого тіла*, **2**, № 4: 521 (2001).
 11. Р. І. Бігун, М. Д. Бучковська, В. М. Гаврилюх, Я. А. Пастирський, З. В. Стасюк, *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*, **13**, вип. 1: 75 (2015).
 12. Z. Tesanovic, M. Jaric, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B*, **57**, No. 21: 2760 (1986).
 13. Z. Tesanovic, *Solid State Phys.*, **20**, No. 6: L829 (1987).
 14. N. Trivedi and N. Ashcroft, *Phys. Rev. B*, **38**, No. 17: 12298 (1988).
 15. G. Fishman and D. Calecki, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, No. 11: 1302 (1989).
 16. G. Fishman and D. Calecki, *Phys. Rev. B*, **43**, No. 14: 11581 (1991).
 17. L. Sheng, D. Xing, and Z. Wang, *Phys. Rev. B*, **51**, No. 11: 7325 (1995).
 18. R. Munoz, G. Vida, G. Kremer, L. Moraga, and C. Arenas, *J. Phys.: Condensed Matter*, **11**: 299 (1999).
 19. R. Munoz, A. Concha, F. Mora, and R. Espejo, *Phys. Rev. B*, **61**, No. 7: 4514 (2000).
 20. Р. І. Бігун, З. В. Стасюк, *Металлофиз. новейшие технол.*, **36**, № 6: 723 (2014).

REFERENCES

1. F. Boakye, *J. Non-Crystalline Solids*, **249**: 189 (1999).
2. A. H. Ammar, *Physica B*, **225**: 132 (1996).
3. F. Boakye and A. D. C. Grassie, *Thin Solid Films*, **221**: 224 (1992).
4. A. P. Shpak, R. I. Bigun, Z. V. Stasyuk, and Yu. A. Kunitsky, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **8**, No. 2: 339 (2010) (in Ukrainian).
5. M. D. Buchkovska, R. I. Bihun, Z. V. Stasyuk, and D. S. Leonov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **35**, No. 12: 1659 (2013) (in Ukrainian).
6. C. R. Grovenor, H. T. Hentzell, and D. A. Smith, *Acta Metall.*, **32**, No. 5: 773 (1984).
7. K. L. Ekinici and J. M. Valles, *Acta Metall.*, **46**, No. 13: 4549 (1998).
8. R. I. Bigun, V. M. Gavrylyukh, Z. V. Stasyuk, and D. S. Leonov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **37**, No. 3: 317 (2015) (in Ukrainian).
9. Z. Stasyuk, *J. Phys. Stud.*, **3**: 102 (1999).
10. Z. V. Stasyuk and A. I. Lopatyns'kyu, *Fizyka i Khimiya Tverdoho Tila*, **2**, No. 4: 521 (2001) (in Ukrainian).
11. R. I. Bigun, M. D. Buchkovs'ka, V. M. Gavrylyukh, Ya. A. Pastyr's'kyu, and Z. V. Stasyuk, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **13**, No. 1: 75 (2015) (in Ukrainian).
12. Z. Tesanovic, M. Jaric, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B*, **57**, No. 21: 2760 (1986).

13. Z. Tesanovic, *Solid State Phys.*, **20**, No. 6: L829 (1987).
14. N. Trivedi and N. Ashcroft, *Phys. Rev. B*, **38**, No. 17: 12298 (1988).
15. G. Fishman and D. Calecki, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, No. 11: 1302 (1989).
16. G. Fishman and D. Calecki, *Phys. Rev. B*, **43**, No. 14: 11581 (1991).
17. L. Sheng, D. Xing, and Z. Wang, *Phys. Rev. B*, **51**, No. 11: 7325 (1995).
18. R. Munoz, G. Vida, G. Kremer, L. Moraga, and C. Arenas, *J. Phys.: Condensed Matter*, **11**: 299 (1999).
19. R. Munoz, A. Concha, F. Mora, and R. Espejo, *Phys. Rev. B*, **61**, No. 7: 4514 (2000).
20. R. I. Bihun and Z. V. Stasyuk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **36**, No. 6: 723 (2014) (in Ukrainian).