



ОЦІНКА НИЗЬКОТЕМПЕРАТУРНИХ ПАРАМЕТРІВ ОБМІННОЇ ВЗАЄМОДІЇ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ШАРІВ У КНІ-СТРУКТУРАХ

А. Дружинін¹, І. Когут², І. Островський, Ю. Ховерко, А. Мороз¹

¹ Національний університет “Львівська політехніка”, вул. С. Бандери, 12, Львів, 79013, Україна

² Прикарпатський національний університет ім. В. Стефаника, вул. Шевченка, 57,
Івано-Франківськ, 76000, Україна

Відповідальний за рукопис: Анатолій Дружинін (e-mail: anatolii.o.druzhinin@lpnu.ua)

(Подано 23 грудня 2021)

Вивчено особливості перенесення носіїв заряду в полікристалічних плівках у КНІ-структурах, легованих бором до концентрацій, які відповідають переходу метал – діелектрик. Досліджено магнетоопір полікремнію у КНІ-структурах під дією магнітних полів до 14 Тл за температур 4,2 К. Детально проаналізовано результати досліджень магнітотранспортних властивостей полі-Si. Встановлено, що за низькотемпературного перенесення носіїв заряду в полікристалічних плівках наявна стрибова провідність, параметри якої можна оцінити за сильної спин-орбітальної взаємодії у межах теорії слабкої локалізації.

Ключові слова: діагностика; серцево-судинна система; частота серцевих скорочень; багатоканальна система.

УДК 621.315.592

1. Вступ

Сьогодні розвиток науки ґрунтується на впровадженні рішень, розроблених на зламі кількох напрямів, що використовують суміжні технологічні процеси і пристосування гібридизованих електронних пристроїв для оцінювання та контролювання фізичних процесів та керування ними [1–5]. Імпедансний аналіз – метод, що займає визначальне місце на фундаментальних і прикладних етапах дослідження матеріалознавства [7, 8]. Метод дослідження повного опору надає вагомий інструментарій для встановлення інформації про явища транспортування носіїв заряду та дає можливість характеризувати системи, електрофізичні властивості яких зумовлені багатьма нерозривно пов’язаними подіями, кожна із яких може перебігати за різних швидкостей або різними шляхами [9]. Метод імпедансного аналізу придатний для вивчення будь-якого типу твердих і рідких матеріалів: йонних, напівметалів, напівпровідників та навіть діелектриків. Вагомий внесок цього методу в оцінювання явищ транспортування зарядів у гетеросистемах, що містять фазові переходи, різноманітні типи провідності, елементи мікро- та наноструктури, такі як, наприклад, кристаліти та їх границі [10].

Використовуючи дослідження із певною частотою, можна отримати інформацію щодо працездатності сенсорів агресивних середовищ, паливних елементів, перебігу корозії. Останнім часом вагомність цього методу підвищилась за рахунок доступності високошвидкісних, мініатюрних, недорогих приладів, що можуть провадити автоматичні вимірювання в інтервалі частот від мГц до

МГц. Вирішити завдання виготовлення таких приладів можна тільки за рахунок глибоких фізичних досліджень, зокрема в агресивних середовищах, за наднизьких температур разом із високотехнологічними аспектами створення їх елементної бази [11]. Особливу увагу приділяють дослідженням, пов'язаним із встановленням характеристик матеріалів за складних умов експлуатації, а саме за криогенних температур, навіть до температури розрідженого гелію, тобто за глибокого охолодження. Оскільки відомо, що із пониженням температури, коли унеможливаються іонізаційні процеси, носії заряду в зоні провідності охолоджуються ще більше (тобто виморожуються), концентрація їх прямує до настільки малої величини, що починає переважати внесок в електричний струм стрибкових переміщень носіїв тільки по донорах (або акцепторах), які відбуваються за рахунок малого, але скінченного накладання хвильових функцій сусідніх домішок [9, 10].

Для численних неупорядкованих систем (аморфний і сильнолегований напівпровідник, напівпровідникове скло, полікристалічний напівпровідник, полімери, що проводять, гранульовані провідники тощо) зміна частотної залежності дійсної частини провідності відбувається за степеневим характером із показником степеня s . У низькочастотному діапазоні, як завжди, $0 < s < 1$; в інтервалі високих частот $s > 1$, що підтверджує характерні ознаки структури, морфології матеріалів. Зміна поведінки частотної залежності провідності із підвищенням частоти характерна для багатьох напівпровідникових матеріалів [9].

2. Аналіз та формулювання завдання

Як відомо, полікристалічний кремній у теперішній зінтегрованій техніці займає вагоме місце у виготовленні різних приладів і пристроїв мікро- та наносистемної техніки [12–15]. Такий матеріал також використовують для виробництва МДН-транзисторів, затвор яких містить, в деяких випадках, полікристалічні шари кремнію. У роботі [15], де вивчали характеристики SOI MOSFET транзистора, визначено, що стрибок носіїв заряду, або високотемпературний “кінк-ефект”, пояснюється повторним захопленням електронів на границі поділу “прихований оксид” – об’ємний кремній. Незважаючи на те, що полікремній містить велику кількість границь зерен, які відіграють роль пасток (“trap”) для носіїв заряду, істотною перевагою є керування гомогенністю матеріалу в дуже широких межах завдяки зміні рівня легування. І навіть більше, є технологічні методи [16] цілеспрямованої модифікації структури та морфології матеріалу, що уможливають зміни властивостей полікремнію, а відтак і дають змогу керувати необхідними параметрами давачів на їх основі. Тому використання полі-Si у мікросистемній техніці є визначальним, а дослідження, які дають можливість створити на його основі, наприклад, активні або пасивні складові зінтегрованої техніки, дають змогу прогнозувати характеристики матеріалу залежно від його структури.

Отже, мета роботи – встановлення закономірностей зміни характеристик полікремнієвих шарів за допомогою дослідження повного опору на постійному та змінному струмах у широкому інтервалі температур для оцінювання параметрів низькотемпературного протікання носіїв заряду та його застосування у приладах і пристроях мікро- та наносистемної техніки.

3. Деталі експерименту

Для дослідження характеристик полі-Si у КНІ-структурах за криогенних температур, що розглянуті в роботі [17], створено тестові кристали – експериментальні зразки із різними значеннями концентрації легуючої домішки бору. Зміни концентрації легуючої домішкою полі-Si досягнуто за допомогою йонної імплантації бору із вхідною дозою $(30 \div 500)$ мкКл/см² та енергією $(30 \div 60)$ кеВ. Виготовлені зразки – це КНІ-структури (кремній-на-діелектрику) на підкладці з монокристалічного кремнію, що має орієнтацію (100), а товщина її – 500 мкм. Металізовані контактні площинки до зразків сформовано за допомогою термокомпресії. Вихідні параметри зразків наведено в табл. 1.

Кожному із кристалів притаманна певна структура, що містила смуги нітриду кремнію, які поглинають лазерне опромінення, та затравки до підкладки з монокремнію. Всі зразки вироблені за КМОН-технологією на кремнієвих пластинах із діаметром 100 мм, орієнтацією (100).

Для виробництва КНІ-структур, як описано в роботі [16], придатний метод мікрозонної лазерної рекристалізації полі-Si плівок. У цьому методі за рахунок малого часу існування розплаву, що відрізняється від методу зонного плавлення [18], не відбувається перерозподілу профілю домішки у КНІ-структурі, а також відсутня імовірність розплавлення підкладки монокристалу під ізолятором. І навіть більше, цей метод уможливорює формування необхідних розмірів та положення монокристалічних областей кремнію (монокристалічних зерен) із одночасним простим здійсненням процесів лазерного опромінення і рекристалізації плівок полі-Si.

Під час проплавлення полі-Si плівок, за рахунок переміщення розплавленої зони, яку створює лазерний промінь, необхідно враховувати обмеження для температури, що необхідно підтримувати заздалегідь для КНІ-структур, швидкість сканування лазерного променя. Ці обмеження накладають чинники, істотні для модифікування конструкції устави та методики лазерної рекристалізації. Основна і найвагоміша проблема – це зменшення радіальних градієнтів за рахунок температури, внаслідок якої відбувається небажана пластична деформація КНІ-структури. Це, своєю чергою, впливає на локалізацію границь зерен, а також самих зерен полікремнієвих плівок у певних місцях КНІ-структур.

Таблиця 1

Електрофізичні властивості полікремнієвих шарів на діелектричних підкладках

Легування йонами, В ⁺		Температура, °С	Питомий опір, Ом×см	Концентрація дірок, см ⁻³	Рухливість, см ² /В×с	Рекристалізація
Доза, мкКл/см ²	Енергія, КеВ					
30	30	28	0,54	$2,4 \times 10^{18}$	4,9	нерекр.
30	30	28	0,035	$4,4 \times 10^{18}$	41	рекр.
30	30	158	0,37	$3,3 \times 10^{18}$	5,2	нерекр.
30	30	160	0,035	$5,0 \times 10^{18}$	36	рекр.
500	60	30	0,017	$3,9 \times 10^{19}$	9,1	нерекр.
500	60	29	0,022	$1,7 \times 10^{20}$	47	рекр.
500	60	145	0,017	$3,9 \times 10^{19}$	9,3	нерекр.
500	60	126	0,0025	$1,7 \times 10^{20}$	45	рекр.

Проведення того складного процесу переплавлення плівок потребує попередньої підготовки зразків. На підкладках кремнію із діаметром 100 мм та кристалографічною орієнтацією (100) термічно осаджено SiO₂ завтовшки 1,0 мкм. Після цього в реакторі заниженого тиску (з газової фази) за 625 °С вирощували плівку полі-Si завтовшки 0,5 мкм. Контроль за процесами зародкоутворення, а також росту кристалітів (зерен) внаслідок впливу лазерного променя під час формування КНІ-структури передбачав спосіб селективного нагрівання матеріалу (для створення заданого профілю відповідно до температури в області впливу лазерного променя).

Для цього на полі-Si плівку нарощували SiO₂ завтовшки 0,75 мкм, створювали смуги Si₃N₄ із шириною 5 мкм та кроком 30 мкм. Після цього застосовували лазерне опромінення матеріалу, виконували контрольне вимірювання параметрів КНІ-структури, а напівпровідникову підкладку скрайбували на окремі зразки. Було виготовлено декілька партій КНІ-структур із різним рівнем концентрації легуючої домішки щодо переходу метал – діелектрик, зокрема:

- із дрібними зернами (близько 30 нм), які отримуємо після осадження та відпалення полі-Si плівок у середовищі азоту без подальшої рекристалізації;
- з великими зернами (близько 350 нм), які утворюються після мікрозонного лазерного опромінення полі-Si шарів із бічною епітаксійною затравкою.

4. Результати досліджень магнетотранспортних характеристик полі-Si за низьких температур

4.1. Результати досліджень полікристалічних плівок на змінному струмі за низьких температур

На рис. 1 зображено експериментальні залежності зміни бар'єрної ємності з частотою для нерекристалізованих плівок полі-Si, для яких концентрація носіїв заряду становить $2.4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ у температурному інтервалі 4,2–70 К. Для таких зразків провідну роль пасткових центрів на границях зерен відіграють потенційні бар'єри із характерним зарядом, що виражається у бар'єрній ємності.

Видно (рис. 1), що частотна залежність бар'єрної ємності різко знижується за низьких частот, що, очевидно, пов'язано із мілким масштабом рельєф-потенціалу (за енергією) на границях зерен за кріогенних температур. Це, своєю чергою, позначається на зміні параметрів тунелювання носіїв заряду крізь енергетичний бар'єр на пастках у межах стрибкової провідності.

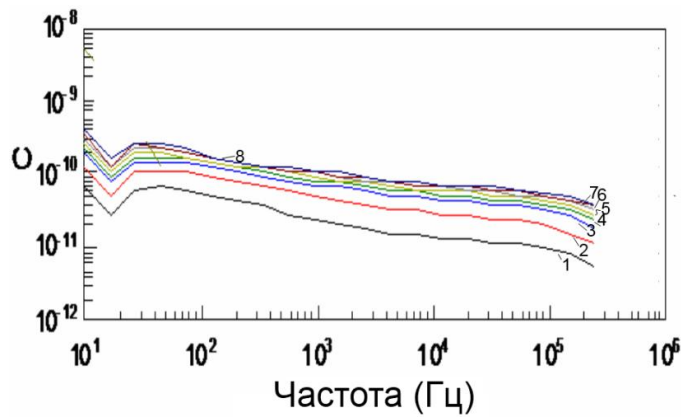


Рис. 1. Експериментальні дослідження нерекристалізованих шарів полікристалічного кремнію із концентрацією носіїв заряду $2,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Залежність бар'єрної ємності від частоти за температур: 1 – 5 К; 2 – 13 К; 3 – 25 К; 4 – 35 К; 5 – 45 К; 6 – 55 К; 7 – 65 К; 8 – 77 К

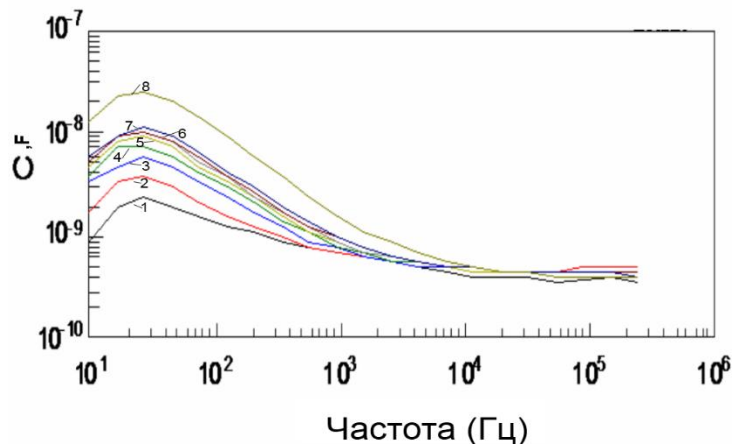


Рис. 2. Експериментальні дослідження рекристалізованих шарів полікристалічного кремнію з концентрацією носіїв заряду $4,8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Залежність бар'єрної ємності від частоти за температур: 1 – 5 К; 2 – 13 К; 3 – 25 К; 4 – 35 К; 5 – 45 К; 6 – 55 К; 7 – 65 К; 8 – 77 К

Натомість для переплавлених полі-Si плівок із рівнем концентрації носіїв заряду $4,8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ помічено повільне наростання ємності до певних частот (рис. 2). Можливою причиною такого наростання ємності є особливість морфології та структури полі-Si. Відомо, що після рекристалізації ширина міжзеренних границь збільшується [19]. Внаслідок цього величина бар'єрної ємності теж зростає. Відтак за низьких частот, для яких електропровідність можна зіставити з провідністю на

постійному струмі, велика кількість основних носіїв заряду сегрегуються на границях зерен пастковими центрами, досягаючи певного максимуму. Подальше збільшення частоти веде до істотних змін у ємності, що супроводжується поступовим зниженням її значень.

Ця особливість пов'язана з тим, що під час збільшення частоти струму енергії фононів достатньо, щоб задовольнити потребу вивільнення сегрегованих носіїв заряду із пасткових центрів. Відтак зменшення кількості носіїв заряду, захоплених на міжзеренних границях, призводить до зниження бар'єрної ємності. Загалом порівняння за абсолютним значенням бар'єрних ємностей (рис. 1, 2) дає підстави стверджувати про відповідність масштабів рельєф-потенціалів для нерекристалізованих та рекристалізованих полі-Si шарів до розмірів зерен у цих плівках. Справді, відомо, що шар нерекристалізованих зразків полі-Si містить велику кількість дрібних зерен, а відтак, і міжзеренних границь набагато більше, ніж у рекристалізованому матеріалі. Однак абсолютні розміри такої міжзеренної границі – близько кількох атомних шарів, тому значення бар'єрної ємності порівняно мале. Натомість у рекристалізованих шарах полікремнію такі міжзеренні границі значно ширші за рахунок збільшення середнього розміру зерна і, відповідно, за абсолютною величиною бар'єрна ємність порівняно вища. В цьому випадку значно більший потенціал наводять носії заряду, захоплені на пастках міжзеренних границь полі-Si.

4.2. Результати досліджень полікристалічних плівок на постійному струмі за низьких температур

Для нерекристалізованих полі-Si плівок із концентрацією носіїв заряду $2,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ спостерігається явище негативного магнітоопору (рис. 3). Це вказує на те, що електропровідність реалізується по двічі окупованих домішкових станах. Наявність двох електронів на домішкових рівнях із різною (паралельною або антипаралельною) спіноюю орієнтацією спричиняє негативний або аномально позитивний магнітоопір [13, 20].

Співвідношення (1) дає змогу знайти квадратичний по магнітному полю магнітоопір, що охоплює одночасний внесок від механізму стиснення хвильової функції та спін-поляризаційні ефекти

$$\ln[\rho(B)/\rho(0)] = \left(\frac{T_0}{T}\right)^\alpha \alpha A_{eff}(T) \left(\frac{\mu B}{k_B T}\right)^2, \quad (1)$$

де μ – ефективний магнітний момент електрона; T – температура спостереження.

У співвідношеннях (1), (2) температура T_0 відображається через перенормовані густину станів $g_{1,2}$ і радіуси локалізації $\alpha_{1,2}$ для обох випадків, а параметр A_{eff} має вигляд

$$A_{eff} = A + B T^{2-2\alpha}, \quad (2)$$

$$\text{де } A = (g_2 a_2^3 - g_1 a_1^3) / (g_2 a_2^3 + g_1 a_1^3), \quad B = \frac{a_2^4 e^2 k_B^2 T_0^2}{\hbar^2 \mu^2}.$$

Експериментальні дані температурної залежності магнітоопору (рис. 3) у слабких магнітних полях дають змогу знайти значення $A_{eff}(T)$.

Співвідношення (2) та екстраполяція $A_{eff}(T)$ до значення $T = 0$ (рис. 4) дають можливість розрахувати параметр A_{eff} , а нахил прямої у масштабованих координатах $A_{eff} = f(T^{2-2\alpha})$ показує радіус локалізації та густину станів на рівні Фермі. Це, своєю чергою, відображає внесок від механізму стрибків по двічі зайнятих станах.

Беручи до уваги експериментальні дані $A_{eff}(T)$, розраховані методом найменших квадратів у програмному середовищі Mathcad, можна оцінити низку параметрів локалізованих домішкових рівнів у зразках низькорозмірного полі-Si із концентрацією носіїв заряду $p_{300 \text{ K}} = 2,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Результати оцінювання параметрів перенесення носіїв заряду за криогенних температур із використанням постійного та змінного струму, який пропускають через нерекристалізовані та рекристалізовані зразки, подано в табл. 2.

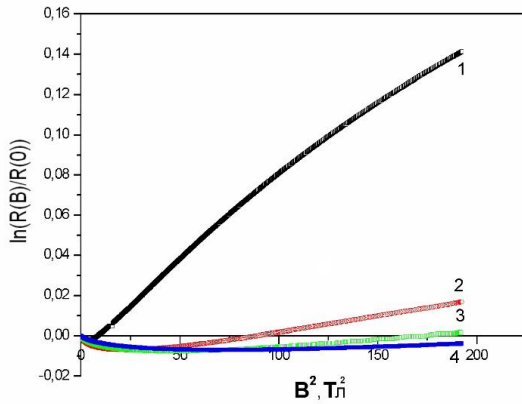


Рис. 3. Залежність логарифма магнетоопору нерекристалізованих полі-Si плівок у КНІ-структурах із $p_{300} K=2,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ за температур: 1 – 4,2 К; 2 – 12 К; 3 – 14 К; 4 – 19 К

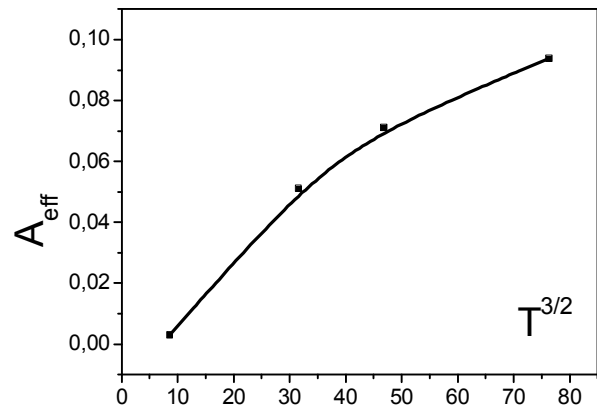


Рис. 4. Температурна залежність параметра A^{eff} магнетоопору для нерекристалізованих полі-Si плівок, у яких концентрація $p_{300} K=2,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$

Таблиця 2

Електрофізичні параметри полі-Si структур за низьких температур

Зразок	N , см^{-3}	T , К	Механізм провідності	$N(E_F)$, $\text{eV} \cdot \text{см}^{-3}$	α , нм	R_{DC} , нм	R_{AC} , нм	E_{DC} , меВ	E_{AC} , меВ	E , меВ
Нерекристалізований	$2,4 \times 10^{18}$	4,2–30	За Моттом	$2.727 \cdot 10^{21}$	0,56	3,6	3,0	1,5	3,97	1,9
Рекристалізований	$4,8 \times 10^{18}$	4,2–30	Шкловського–Ефроса	$1.835 \cdot 10^{21}$	0,56	1,8	2,2	0,5	1,0	0,7

де N – рівень концентрації носіїв заряду; T – температура; $N(E_F)$ – густина станів на рівні Фермі; α – радіус локалізації основних носіїв заряду; R_{DC} – довжина стрибка носія заряду, отримана з експериментальних даних на постійному струмі; R_{AC} – довжина стрибка носія заряду, одержана на підставі експериментальних даних на змінному струмі; E_{DC} – активаційна енергія основних носіїв заряду, що відповідає експериментальним даним на постійному струмі; E_{AC} – активаційна енергія основних носіїв заряду, що відповідає експериментальним даним на змінному струмі; E – активаційна енергія основних носіїв заряду, що відповідає експериментальним даним.

5. Аналіз магнетотранспортних характеристик полі-Si за низьких температур

Експериментальні дані залежностей магнітоопору полі-Si плівок за криогенних температур, отриманих на постійному та змінному струмах [21], можна описати моделлю слабкої локалізації Хікамі – Ларкіна – Нагаока (HLN) [22]. Особливу увагу привертають дані щодо температурних залежностей магнітоопору для нерекристалізованих полі-Si шарів, у яких концентрація носіїв заряду становить $2,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ і які зображені на рис. 3.

Відповідно до моделі слабкої локалізації [23] передбачається виникнення електрон-електронного та електрон-фононного розсіювання. Залежність магнітоопору (магнітопровідності) в магнітному полі для двовимірного електронного газу має такий вигляд:

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = \frac{\sigma(B) - \sigma(0)}{G_0} = f\left(\frac{B}{H_{so} + H_\phi}\right) + \frac{1}{2}f\left(\frac{B}{2H_{so} + H_\phi}\right) - \frac{1}{2}(1 + \beta)f\left(\frac{B}{H_\phi}\right), \quad (3)$$

де B – індукція магнітного поля; β – коефіцієнт, що визначає значення корекції Макс–Томпсона. Розглянемо $\beta \rightarrow 0$. Тоді

$$G_0 = e^2 / 2\pi h . \quad (4)$$

Функція $f(x)$ визначається дигамма-функцією $\Psi(z)$:

$$f(z) = \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) + \ln(x) . \quad (5)$$

Параметр H_φ , пов'язаний із часом збою фази τ_φ хвильової функції електрона, спричиненого електрон-електронною або електрон-фононою взаємодією:

$$H_\varphi = \frac{\hbar c}{4eD\tau_\varphi} . \quad (6)$$

Параметр H_{so} пов'язаний із часом збою фази τ_{so} , спричиненого спін-орбітальною взаємодією електронів:

$$H_{so} = \frac{\hbar c}{4eD\tau_{so}} , \quad (7)$$

де c – швидкість світла; D – коефіцієнт дифузії.

Зміну електропровідності $\Delta\sigma(B)$ у магнітному полі, нормовану на величину G_0 , визначено із експериментальних залежностей магнітоопору в магнітному полі:

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = \frac{\sigma(0)}{G_0} \left(\frac{\Delta R(B)}{R(0)} + (\mu H)^2 \right) , \quad (8)$$

де μ – рухливість Холла; H – напруженість магнітного поля.

Параметри (6), (7) дають змогу отримати L_φ , а також довжину спін-орбітальної взаємодії L_{so} , використовуючи такі співвідношення:

$$L_\varphi^2 = D\tau_\varphi = 4 \frac{e}{\hbar c} H_\varphi . \quad (9)$$

$$L_{so}^2 = D\tau_{so} = 4 \frac{e}{\hbar c} H_{so} . \quad (10)$$

Час фазової релаксації τ_φ (τ_φ (Т) = $1,23 \times 10^{-p}$ з $p = 1, 2$) і час релаксації спін-орбітальної взаємодії τ_{so} ($\tau_{so} = 0,26$ пс) дають змогу визначити відповідну довжину фазової когерентності $L_\varphi = (D \cdot \tau_\varphi)^{1/2}$ і довжину когерентності спін-орбітальної взаємодії $L_{so} = (D \cdot \tau_{so})^{1/2}$ відповідно, а також доволі добре описати залежності магнітоопору в слабких магнітних полях із використанням теорії слабкої локалізації. Результати досліджень відображено на рис. 5.

Енергію спін-орбітальної взаємодії можна оцінити, беручи до уваги модель Д'яконова – Переля [24]

$$dL_{so} = \sqrt{12} L_\Omega^2 , \quad (11)$$

де d – діаметр зерна; Ω – частота спінової прецесії; а L_Ω – довжина спінової прецесії. Довжину спінової прецесії оцінено за отриманими даними, вона становить $L_\Omega = 53$ нм:

$$L_\Omega = \frac{\hbar}{2m^* \alpha} , \text{ а } \Delta s_0 = k_F \alpha . \quad (12)$$

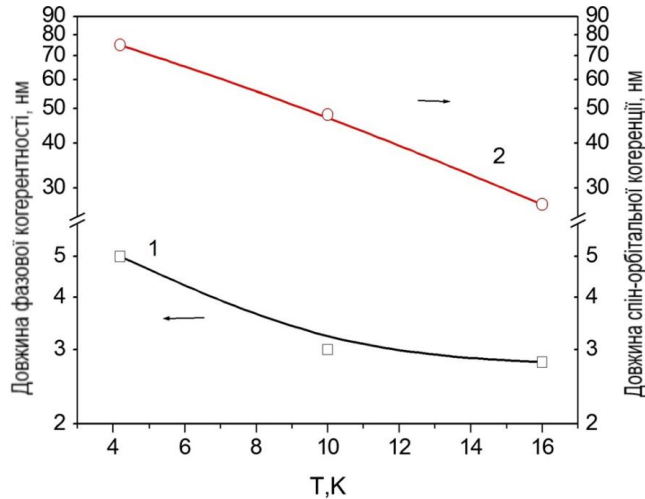


Рис. 5. Температурна залежність довжини фазової когерентності L_φ (1) та довжини когерентності спін-орбітальної взаємодії L_{so} (2) шарів полікремнію р-типу в структурах кремній-на-ізоляторі з $p_{300K} = 2,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$

Ураховуючи ефективну масу носіїв заряду для полікремнію р-типу [25], а також хвильовий вектор Фермі для кремнію $k_F = 5 \cdot 10^8 \text{ м}^{-1}$ [26], оцінили енергію спін-орбітальної взаємодії Рашби Δs_0 , яка дорівнює $\Delta s_0 = 1,6 \text{ меВ}$, що співмірно із попередньо отриманими значеннями рельєф-потенціалу на границях зерен (див. табл. 2, $E = 1,9 \text{ меВ}$). Довжини стрибків носіїв заряду R близько 3 нм добре відповідають розрахованій довжині фазової когерентності L_φ 3–4 нм (див. рис. 5) для локалізованих носіїв, що підтверджує справедливість вибраної моделі. З іншого боку, отримані значення довжини когерентності спін-орбітальної взаємодії близько 30–50 нм перевищують середній розмір зерен полі-Si, що свідчить про внесок у провідність спін-орбітальної взаємодії не тільки об'єму зерен, але також його поверхні та границь зерен.

Висновки

Комплексне дослідження електрофізичних властивостей структур кремній-на-ізоляторі у широкому інтервалі температур, із використанням постійного та змінного струму через зразок, дали змогу встановити, що за криогенних температур (в околі температури рідкого гелію) електропровідність полі-Si змінюється стрибкоподібно (із довжиною стрибка $R_{hop} \approx 3 \text{ нм}$) для нерекристалізованих зразків із малим розміром зерна. Водночас для рекристалізованих зразків з концентрацією носіїв заряду поблизу переходу метал-діелектрик спостерігається перехід від стрибкоподібного вигляду до електропровідності, що характерно для перколяційних систем. Для низькорозмірних полі-Si оцінено енергію спін-орбітальної взаємодії Рашби Δs_0 , яка дорівнює $\Delta s_0 = 1,6 \text{ меВ}$, що співмірно із попередньо отриманими значеннями рельєф-потенціалу на границях зерен. Довжина стрибка носіїв заряду за низьких температур близько 3 нм, що відповідає розрахованій довжині фазової когерентності L_φ 3–4 нм локалізованих носіїв. Встановлено, що параметри низькотемпературної провідності полікремнієвих шарів у КНІ-структурах можна оцінити у межах теорії слабкої локалізації.

Список використаних джерел

- [1] Lutfi Yola M., Atar N. (2014), "A novel voltammetric sensor based on gold nanoparticles involved in p-aminothiophenol functionalized multi-walled carbon nanotubes: Application to the simultaneous determination of quercetin and rutin", *Electrochem. Acta.*, Vol. 119, pp. 24–31.

- [2] Moutanabbir O., Reiche M., Hahnel A. et al. (2007), "Nanoscale patterning induced strain redistribution in ultrathin strained Si layers on oxide", *"Nanotechnology"* Vol. 21, 2010, p. 13403.
- [3] Sicard E., Delmas Bendhia S. *Advanced CMOS cell design*. McGraw-Hill, New-York. P. 383.
- [4] Druzhinin A., Holota V., Kogut I., Sapon S., Khoverko Yu. (2008), "The Device-Technological Simulation of The Field-Emission Micro-Cathods Based on Three-Demensional SOI-Structures", *ECS Transactions*, Vol. 14, No. 1, pp. 569–580.
- [5] Holota V., Kogut I., Druzhinin A., Khoverko Y. (2014), "High sensitive active MOS photodetector on the local 3D SOI-structure", *Advanced Materials Research*, Vol. 854, pp. 45–47.
- [6] Anc M. J., Dolan R. P., Jiao J., and Nakai T., "Thin-Layer SIMOX for Future Applications", *Proc. 1999 IEEE International SOI Conference*, pp. 106–107.
- [7] Barsoukov E. and Macdonald J. R. (2005), *Impedance Spectroscopy: Theory, Experiment and Applications* (Wiley), New York, p. 606.
- [8] Grygorchak I. I. and Ponedilok G. V. (2011), *Impedance Spectroscopy*, Publishing House of Lviv Polytechnic National University, Lviv, 352 p. (in Ukrainian)
- [9] Ritz E., Dressel M. (2008) "Influence of electronic correlations on the frequency-dependent hopping transport in Si:P", *Phys. Status Solidi C* 5, p. 703.
- [10] Pollak M., Geballe T. H. (1961), "Low-Frequency Conductivity Due to Hopping Processes in Silicon", *Phys. Rev.*, Vol. 122, p. 1742.
- [11] Celler G. K., Cristoloveanu S. (2003), "Frontiers of silicon-on-insulator", *J. of Applied Physics*, Vol. 93, No. 9, pp. 4955–4978.
- [12] Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Y., Rogacki K., Kogut I., Holota V. (2018), "Nanoscale polysilicon in sensors of physical values at cryogenic temperatures", *Journal of Material Science: Materials in Electronics*, Vol. 29(10), pp. 8364–8370.
- [13] Druzhinin A., Khoverko Y., Kogut I., Koretskii R. (2014), "Properties of low-dimentional polysilicon in SOI structures for low temperature sensors", *Advanced Materials Research*, Vol. 854, pp. 49–55.
- [14] Druzhinin A., Maryamova I., Kogut I., Khoverko Y. (2011), "Polysilicon on insulator structures for sensor application at electron irradiation & magnetic fields", *Advanced Materials Research*, Vol. 276, pp. 109–116.
- [15] Nazarov A. N., Barchuk I. P., Lysenko V. S., Colinge J.-P. (1999), "Association of high-temperature kink-effect in SIMOX SOI fully depleted n-MOSFET with bias temperature instability of buried oxide", *Microelectronic Engineering*, 48(1–4), pp. 379–382.
- [16] Druzhinin A., Ostrovskii I., Kogut I., Khoverko Y., Koretskii R., Kogut Iu. (2015), "Magneto-transport properties of polysilicon in SOI structures at low temperatures", *Materials Science in Semiconductor Processing*, Vol. 31, pp. 19–26.
- [17] Druzhinin A., Lavitska E., Maryamova I., Khoverko Y. (2002), "Laser recrystallized SOI layers for sensor applications at cryogenic temperatures" *Progress in SOI structures and Devices Operating at Extreme Conditions*. Kluwer Acad. Publishers. Printed in the Netherlands, pp. 233–23.
- [18] Givargizov E. I. (1988), *Simulated epitaxy is a promising technology for the element base of microelectronics*. M.: Nauka, 177 p. (in Russian)
- [19] Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Nichkalo S., Kogut Iu. (2014), "Impedance spectroscopy of polysilicon in SOI structures," *Physica Status Solidi (C)* Vol.11, No. 1, pp. 156–159.
- [20] Altshuler B. L., Aronov A. G., Larkin A. I., Hmelnickii D. E. (1981), "Anomal on magnetoresistance in semiconductors", *JETF*, 81, Vol. 2 (8), pp. 768–783.
- [21] Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Y., Rogacki K. (2019), "Rashba interaction in polysilicon layers SemOI-structures", *Journal of Electronic Materials*, Vol. 48(8), pp. 4934–4938.
- [22] Hikami S., Larkin A., and Nagaoka Y. (1980), *Prog. Theor. Phys.* 63, 707.
- [23] Bykanov D. D., Novikov S. V., Polyanskaya T. A., Savel'ev I. G. (2002), "Weak antilocalization and spin-orbit interaction in a In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP quantum well in the persistent photoconductivity state", *Semiconductors* 36(12):1389–1397.
- [24] Kettemann S. (2007), *Phys. Rev. Lett.* 98, 176808.
- [25] Kleimann P., Semmache B., Le Berre M., and Barbier D. (1998), *Phys. Rev. B* 57, 8966.
- [26] Ferry D. K. (2000), *Taylor & Francis*, London, 384 p.

EVALUATION OF LOW TEMPERATURE PARAMETERS OF EXCHANGE INTERACTION OF POLYCRYSTALLINE LAYERS IN SOI STRUCTURES

A. Druzhinin, I. Kohut, I. Ostrovskii, Yu. Khoverko, A. Moroz

Lviv Polytechnic National University, 12, S. Bandery Str., Lviv, 79013, Ukraine

The article is devoted to the study of the peculiarities of charge carrier transfer in polycrystalline films in SOI structures doped with boron to concentrations corresponding to the metal-insulator transition. The magnetoresistance of polysilicon in SOI structures under the action of magnetic fields up to 14 T at temperatures of 4.2 K was studied. A detailed analysis of magnetic transport properties in poly-Si was performed. It was established that at low-temperature transport of charge carriers in polycrystalline films there is a hopping conductivity, the parameters of which can be estimated by strong spin-orbit interaction within the framework of the theory of weak localization

Key words: *polysilicon; silicon on insulator structure; cryogenic temperature; spin-orbit interaction.*