МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ "ЛЬВІВСЬКА ПОЛІТЕХНІКА"

На правах рукопису

ХОВЕРКО ЮРІЙ МИКОЛАЙОВИЧ

УДК 621.315.592

РОЗРОБЛЕННЯ ЕЛЕМЕНТІВ СЕНСОРНОЇ ТЕХНІКИ НА ОСНОВІ СТРУКТУР КРЕМНІЙ-НА-ІЗОЛЯТОРІ ТА МІКРОКРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ, МОДИФІКОВАНИХ ДОМІШКАМИ БОРУ І НІКЕЛЮ

05.27.01 – твердотільна електроніка

Дисертація на здобуття наукового ступеня
доктора технічних наук

Науковий консультант
доктор технічних наук,
професор **Дружинін А.О.**

Ідентичність усіх примірників дисертації
ЗАСВІДЧУЮ:
Вчений секретар спеціалізованої
вченої ради **/Д.М. Заячук/**

Львів – 2016

ЗМІСТ

РОЗДІЛ 7. ПРИЛАДИ ТА ПРИСТРОЇ ТВЕРДОТІЛЬНОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ НА ОСНОВІ ЛЕГОВАНИХ МІКРОКРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ ТА СТРУКТУР КРЕМНІЙ-НА-ІЗОЛЯТОРІ: СТВОРЕННЯ, ХАРАКТЕРИСТИКИ, ПАРАМЕТРИ. 215

ВСТУП

Актуальність теми. На цей час розвиток науки і техніки потребує високого рівня інформаційних систем для вимірювання, контролю та управління фізичними процесами, що використовують у виробництві, екології, медицині, космічній техніці тощо. В сучасних інформаційних системах мікроелектронний датчик – це джерело первинної інформації, який є невід'ємною і ключовою ланкою інтегрованого комплексу апаратних і програмних засобів. Створення таких систем неможливе без розроблення мікроелектронних датчиків. Своєю чергою датчик – це конструктивно закінчений пристрій, який містить первинний вимірювальний перетворювач (сенсор), що забезпечує перетворення контрольованої величини на зручний для використання сигнал. Одним із перспективних напрямів розвитку сучасної сенсорної електроніки є розроблення і використання мікроелектронних сенсорів, які є результатом злиття технологій і конструкцій чутливих актюаторних елементів та вторинних схем перетворення інформації на одному або декількох кристалах з гібридною чи монолітною інтеграцією елементів, електричними, оптичними або радіозв'язками. Водночас розвиток мікроелектроніки і перспективи наноелектроніки, суттєво розширені сучасні можливості мікропроцесорної техніки й особливості її використання у високоефективних інформаційних (інтелектуальних) системах потребують реалізації нових підходів до створення сенсорів.

Відомо, що в мікроелектроніці широко використовують шари полікристалічного кремнію на поверхні окисненої кремнієвої пластини (КНІ-структури). Такі шари, як правило, формуються хімічним осадженням з парової фази. На відміну від монокристалічного кремнію, в полікристалічних шарах спостерігаються малі рухливості електронів і дірок, а також час життя носіїв заряду, що зумовлено наявністю великої кількості дефектів структури, які є центрами розсіювання і рекомбінації. Зменшення кількості дефектів вихідного полікремнію внаслідок модифікування його структури дає змогу значно підвищити рухливість носіїв заряду в шарі, що уможливлює створення на основі КНІ-структур мікроелектронних приладів і сенсорів фізичних величин з високою швидкодією, підвищеним ступенем інтеграції, проектування багатошарових структур, зокрема зінтегрованих схем з тривимірною інтеграцією елементів з аналізом сигналів для інтелектуальних систем. Окрім того, для створення елементної бази мікроелектронних приладів на основі структур кремній-на-ізоляторі необхідні дані про результати досліджень взаємовпливу параметрів елементів у пристроях, методів їх отримання на електричні, часові, тензометричні, температурні та інші характеристики.

Своєю чергою, при створенні чутливих елементів сенсорів широкого використання набули ниткоподібні кристали (НК), які є ідеальними модельними об’єктами для фізичних досліджень. Такі кристали дають змогу модифікувати їх структуру в процесі росту, досліджувати властивості матеріалу тощо. Наприклад, унікальна геометрія НК порушила питання про механізми їх утворення й разом з тим стимулювала дослідження механізмів і кінетики одновимірного росту кристалів. Сьогодні нанорозмірні НК завдяки своїм розмірам, формі й властивостям щоразу частіше розглядають як базовий елемент для реалізації нових класів приладів та систем наноелектроніки. Зокрема, на їх основі можна створювати польові та гетеробіполярні транзистори, тунельні діоди, однофотонні випромінювачі, одноелектроні транзистори, світловипромінювальні пристрої із наднизьким енергоспоживанням, різноманітні сенсори фізичних величин, зонди для атомно-силових мікроскопів, автоемісійні катоди.

Оскільки унікальні транспортні, електричні та інші характеристики ниткоподібних мікро- і нанокристалів Si визначаються їх розміром та морфологією, то стають актуальними дослідження технологічних умов їх вирощування, а також вивчення їх електрофізичних властивостей. Це, своєю чергою, дозволить моделювати різні умови для перевірки та розширення існуючих уявлень про фізичну природу багатьох процесів, що перебігають у твердих тілах, і, як наслідок, розробити концепцію створення нових сучасних приладів із наперед заданими та прогнозованими характеристиками.

Очевидно, що вирішення проблем розроблення приладів сенсорної електроніки на основі легованих мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі загалом вимагає комплексного підходу, що передбачає використання нових функціональних матеріалів і структур, нових ідей і конкурентоспроможних методів та принципів побудови сенсорів, а отже, проведення фундаментальних досліджень, використання новітніх методів і технологій виробництва.

На цей час вже створено низку сенсорів фізичних величин на основі масивних кристалів, дієздатних, переважно, в широкому інтервалі температур, тоді як проблема низькотемпературних вимірювань за допомогою малоінерційних приладів, дієздатних у складних умовах експлуатації (динамічні режими роботи, кріогенні температури, сильні магнітні поля, дія радіації, агресивних середовищ тощо) залишається невирішеною. Структури кремній на ізоляторі, ниткоподібні кристали кремнію, а також прилади, що виготовлені завдяки поєднанню технологій мікроелектроніки та технології виготовлення мікрокристалів кремнію дають змогу певною мірою вирішити цю проблему. Створені на їх основі сенсори є перспективні для застосування в тих галузях людської діяльності, де необхідні малі розміри і маса, висока міцність, чутливість і стабільність параметрів. Однак, розробка сенсорів на основі цих матеріалів вимагає глибшого вивчення впливу зовнішніх чинників на їх властивості.

Актуальність таких досліджень продиктована також вимогами, які висувають щодо надійності роботи сенсорів фізичних величин в екстремальних умовах. Передбачається, що розроблені прилади, завдяки своїй мініатюрності, високій чутливості, широкому інтервалу робочих температур, температурній стабільності, знайдуть широке застосування в різних галузях народного господарства України, де існує потреба в сенсорах, дієздатних в умовах кріогенних температур.

Зв’язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертацію виконано відповідно до напряму наукової діяльності кафедри напівпровідникової електроніки Національного університету „Львівська політехніка”, в межах держбюджетних НДР Міністерства освіти і науки, України: “Дослідження низькотемпературних деформаційно-стимульованих ефектів в напівпровідникових мікрокристалах і структурах та розробка сенсорів на їх основі”, (2004–2005 рр., номер державної реєстрації 0104U002303), „Дослідження низькотемпературних характеристик напівпровідникових мікрокристалів і структур в полях ефективного зовнішнього впливу для створення сенсорів”, (2006–2007 рр., номер державної реєстрації 0106U001337), „Транспорт носіїв заряду та деформаційно-стимульовані ефекти у легованих мікрокристалах та структурах під впливом зовнішніх збурень”, (2008–2010 рр., номер державної реєстрації 0108U000325), „Розробка наукових основ і технологічних методів створення перетворювачів на базі мікро- і наноструктур кремнію для інформаційних систем”, (2011–2012 рр., номер державної реєстрації 0111U001226), „Розроблення нових давачів фізичних величин на основі легованих мікро- і нанокристалів кремнію для інформаційно-вимірювальних систем”, (2013–2014 рр., номер державної реєстрації 0113U0001361); госпдоговірними науково-дослідними роботами з Інститутом фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України (2011 р. – номер державної реєстрації 0111U007122; 2012 р. – номер державної реєстрації 0112U006585; 2013 р. – номер державної реєстрації 0113U005282; 2014 р. – номер державної реєстрації 0114U005243) в рамках Державної цільової науково-технічної програми на 2010–2014 рр. „Нанотехнології та наноматеріали”, г/д №7010,7088–2003–2004 рр. Полтавське відділення Українського геолого-розвідувального інституту, г/д №7134–Фізико-механічний інститут НАНУ, г/д № 7187– ВАТ“Бориславський завод радіоелектронної медичної апаратури”, г/д 7082,7194 – 2004–2005 рр. Інститут будівництва та інженерії довкілля НУЛП, г/д № 496,881–

2007р.,2009р. ДП “Державний науково-технічний центр інспекції якості та сертифікації дорожньої продукції “Дор’якість”, а також у рамках міжнародної наукової співпраці, зокрема спільного українсько-молдавського науково-дослідного проекту „Розробка технології виготовлення ниткоподібних мікро- та нанокристалів на основі напівпровідників та напівметалів і вивчення їх магніто-транспортних властивостей при пружних деформаціях для створення високочутливих тензо- та термосенсорів” (2009–2010 рр., номер державної реєстрації 0111U006568) на підставі Угоди між Урядом України та Урядом Республіки Молдова про співробітництво у галузі освіти, науки та в рамках Угоди про співпрацю за 2005-2015рр з Міжнародною лабораторією сильних магнетних полів і низьких температур (м. Вроцлав, Польща).

Мета роботи: розроблення нових підходів до формування функціональних властивостей приладів та створення елементів сенсорної техніки на основі структур кремній-на-ізоляторі і мікрокристалів кремнію, модифікованих домішками бору, нікелю та встановлення закономірностей зміни їх характеристик під впливом зовнішніх чинників.

Для досягнення мети необхідно вирішити наступні **завдання:**

- вдосконалити технологічні методи виготовлення легованих мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі на основі полікристалічного та ниткоподібного кремнію для створення чутливих елементів сенсорів фізичних величин (деформації, температури тощо);
- дослідити електропровідність, магнетоопір, деформаційні характеристики та магнітні властивості кристалів легованих мікрокристалів кремнію і структур кремній-на-ізоляторі у широкому інтервалі температур (4,2–300 К), магнетних полів (до 14 Тл), у т.ч. з використанням методу імпедасної спектроскопії;
- дослідити вплив зовнішніх чинників (деформації, магнетного поля, опромінення, температури) на властивості легованих мікрокристалів

кремнію та структур кремній-на-ізоляторі як чутливих елементів сенсорів механічних, теплових та магнітних величин;

- створити елементну базу пристроїв сенсорної електроніки на основі легованих мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі, у тому числі виготовлених за суміщеними технологіями та встановити закономірності змін їх характеристик.

Об’єкт дослідження. Мікрокристали кремнію та структури кремній-на-ізоляторі, леговані бором до концентрацій з металевого та діелектричного боків переходу метал–діелектрик (ПМД) та прилади на їх основі, створені у тому числі за суміщеними технологіями.

Предмет дослідження. Магнетоопір, магнітні, терморезистивні, деформаційні характеристики ниткоподібного та полікристалічного кремнію, а також сенсори на їх основі в широкому інтервалі температур, магнетних полів і опроміненні високо-енергетичними електронами.

Методи дослідження. Для контролю якості досліджуваних зразків НК використовували атомно-силову та електронну мікроскопію – мікроскоп AFM ІФН НАНУ м.Київ та сканувальні електронні мікроскопи Hitachi SEM S806, JEOL JSM-U3. Опромінення зразків електронами високих енергій здійснювалося за кімнатної температури на установці Мікрон М30 в Інституті електронної фізики НАН України, м. Ужгород. Вимірювання електричного опору зразків легованих мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі за низьких температур на змінному та постійному струмах проводили у гелієвих кріостатах за спеціально розробленою методикою з використанням сучасних цифрових метрологічних засобів. Магнетоопір НК Si за низьких температур досліджували за допомогою біттерівських та надпровідних магнітів у Міжнародній лабораторії сильних магнетних полів та низьких температур (м. Вроцлав, Польща).

Наукова новизна одержаних результатів полягає в тому, що вперше встановлено зв'язок та виявлено кореляцію в широкому інтервалі температур між особливостями зміни електрофізичних та магнітних властивостей мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі на основі полікристалічного та ниткоподібного кремнію, легованих до концентрацій в околі ПМД, які покладені в основу концепції розроблення та прогнозування характеристик сучасних приладів твердотільної електроніки:

– на основі експериментальних та теоретичних досліджень температурних залежностей провідності та магнетоопору виявлено, що у легованих мікрокристалах та структурах кремній-на-ізоляторі характер зміни провідності з температурою може бути представлений відповідності до закону Мотта, згідно якого значення магнітного поля, за якого магнетоопір змінює знак з від'ємного на додатній, пропорційне до температури як $\sim T^{3/8}$, що вказує на стрибкоподібний характер провідності в таких зразках за низьких температур і це використано для створення елементів сенсорної техніки;

– виявлено кореляцію між гістерезисом магнетоопору та намагніченості в ниткоподібних кристалах кремнію, модифікованих домішками бору і нікелю, що описується моделлю, згідно якої відбувається спінова поляризація магнітних домішок та утворенням магнітних перколяційних кластерів, що враховано для розроблення сенсорів магнітного поля;

– встановлено, що характер уявної складової імпедансу полікристалічного кремнію в КНІ-структурах та ниткоподібних кристалах кремнію залежить від ступеня наближення до ПМД: в інтервалі гелієвих температур у зразках з діелектричного боку переходу встановлено ємнісний характер електропровідності, натомість для зразків, концентрація в яких відповідає металевій області стосовно ПМД, спостерігається індуктивний характер імпедансу, що використано під час створення елементів твердотільної електроніки;

– на основі аналізу характеру електропровідності полікристалічного кремнію в КНІ-структурах показано, що електропровідність дрібнозернистих зразків за кріогенних температур змінюється стрибкоподібно і зумовлена стрибками по двічі зайнятих станах локалізованих домішкових рівнів, що покладено в основу створення надчутливих сенсорів температури кріогенних середовищ;

– на основі аналізу імпедасної спектроскопії для зразків полікремнію в КНІ-структурах після лазерної рекристалізації з концентрацією носіїв заряду $p_{300K} = 4{,}8\times10^{18}$ см$^{-3}$ виявлено комбіновані механізми струмопротікання за низьких температур, які залежно від температури спостереження проявляються у переході від закону Мотта до перколяційного механізму Шкловського–Ефроса, що використано для створення реактивних елементів сенсорної техніки;

– набула подальшого розвитку концепція струмопротікання для легованих мікрокристалів кремнію, яка основана на домінуючій ролі підповерхневого механізму перенесення носіїв заряду за рахунок перерозподілу енергії пасткових станів внаслідок деформування, що важливо для створення сенсорів механічних величин.

Практичне значення одержаних результатів роботи полягає у тому, що результати досліджень використано під час створення як елементів сенсорної техніки, так і приладів, виготовлених завдяки поєднанню технологій, що сумісні із сучасною технологією мікросистемної техніки:

- на основі структур кремній-на-ізоляторі та ниткоподібних кристалів кремнію розроблено і виготовлено сенсори механічних величин для кріогенних температур: з коефіцієнтом тензочутливості K=-15500 в інтервалі 4,2–50 К, з K=325 в інтервалі 4,2–300 К.

- використовуючи леговані мікрокристали кремнію та структури кремній-на-ізоляторі, розроблено і виготовлено сенсори теплових величин для різних інтервалів температури: з ТКО ≈ -9%×К$^{-1}$ в інтервалі 4,2–50 К на основі полі-Si та 0,4 %/К$^{-1}$ для інтервалу 77–280 К на основі мікрокристалів кремнію.

- для мікрокристалів кремнію, модифікованих домішками бору та нікелю, в яких концентрація носіїв заряду відповідає безпосередній близькості до фазового переходу метал–діелектрик виявлено гігантський магніто-резистивний ефект і запропоновано надчутливий сенсор магнітного поля з чутливістю 5 мТл.

- розроблено конструктивно–технологічні основи створення кремнієвих автоемісійних катодів, що покладено в основу виготовлення чутливого елемента акселерометра на основі мікро- та наноструктур кремнію, розробленого за технологією, сумісною із сучасною технологією кремнієвих чіпів з чутливістю до переміщення близько 200 нм.
- результати досліджень імпедансної спектроскопії легованих мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі покладені в основу створення як дискретних елементів сенсорної техніки (індуктивні, ємнісні), так і комбінованих (коливальні контури), реалізація яких передбачає використання сумісних технологій.

Новизну практичних розробок захищено патентами України.

Виготовлені прилади використовують для виконання наукових досліджень у Міжнародній лабораторії сильних магнітних полів та низьких температур (м. Вроцлав, Польща), під час виконання госпдоговірної та держбюджетної тематики лабораторії сенсорної електроніки кафедри, а також у навчальному процесі кафедри напівпровідникової електроніки Національного університету „Львівська політехніка”.

Особистий внесок здобувача в отриманні наукових результатів. У зазначених роботах здобувачу належить: вирощування зразків НК Si у відкритій та закритій системах [64–82], зокрема аналіз та моделювання кінетики росту нанорозмірних кристалів [73, 75]; розроблення методів вирощування нанорозмірних кристалів [64-72, 74, 76-82]; розроблення методів створення електричних контактів до тонких НК [95, 219], дослідження магнетоопору та електропровідності структур кремній-на ізоляторі за низьких температур [109–114, 128, 129, 167, 171, 174, 220], дослідження магнетоопору та електропровідності структур кремній-на ізоляторі за низьких температур методом імпедансної спектроскопії [167, 181–183, 220], дослідження магнетоопору та електропровідності структур кремній-на ізоляторі за низьких температур під впливом опромінення [127–129], дослідження магнетоопору та електропровідності ниткоподібних кристалів кремнію за низьких температур [137, 140–142, 150, 157, 188, 211], дослідження магнетоопору та електропровідності ниткоподібних кристалів кремнію під впливом деформації за низьких температур [151, 155, 156, 160], дослідження магнетоопору та електропровідності ниткоподібних кристалів кремнію за низьких температур методом імпедансної спектроскопії [145, 148, 149, 160], дослідження магнітних властивостей ниткоподібних кристалів [195–197, 198, 200, 201, 206], розроблення сенсорів механічних величин [160, 218, 220–222, 223, 240], розроблення сенсорів теплових величин [220, 225-230, 231, 233, 240], розроблення приладів, виготовлені за суміщеними технологіями [220, 243–245], розроблення реактивних елементів твердотільної електроніки [239, 242]. В усіх працях спільно зі співавторами проведено постановку задач досліджень, інтерпретацію результатів експериментів, аналіз виявлених ефектів та особливостей, а також підготовку публікацій до друку.

Апробація основних результатів досліджень. Основні результати досліджень, які викладено у дисертації, представлено на таких наукових конференціях: Science and Technology of Semiconductor-On-Insulator Structures and Devices. NATO Advanced Research Workshop, Kyiv, Ukraine.– 2004, 2010,2013, 2015, Міжнародна конференція “Crystal Materials’2005”.– Kharkov, 2005; 10-а Міжнародна конференція “The Experience of Designing and Application of CAD Systems in Microelectronics”,2009,Свалява,Україна; Міжнародна конференція “Фізика і технологія тонких плівок” (МКФТТП 2005, 2007, 2009, 2011, 2013 Івано-Франківськ, Україна); Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології”, СЕМСТ–2004, 2006, 2008, 2010, 2012, 2014 рр.– Одеса, Україна; Міжнародна науково-практична конференція „Сучасні інформаційні та електроні технології” СІЕТ–2006, 2007, 2008, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013, 2014.–Одеса,Україна; Int. Conf. TCSET 2010, 2014 (Lviv–Slavsko, Ukraine, 2010); E-MRS Spring meeting, Strasbourg, France (2009, 2010, 2011, 2012, 2013); International Meeting „Clusters and nanostructured materials” (CNM-2,3) (Uzhgorod, Ukraine, 2009, 2012); Міжн. наук. конф. „Органічні і неорганічні матеріали для молекулярної електроніки і нанофотоніки” (23–25 квітня 2010 р., м. Черкаси); Четверта міжнародна науково-практична конференція МЕТІТ-4 (19–21 травня 2010 р., Кременчук, Україна); E–MRS 2010 Fall Meeting, Warsaw (Poland, 4th–8th September); 8-th Intern. conf. on elecronic proceses in organic and inorganic materials; (17-22 May 2010, Synyogora residence, Ukraine); II Межд. научн. конф. „Наноструктурные материалы 2010” (Киев, 2010); II Міжн. конф. „Сучасні проблеми фізики конденсованого стану” (Київ, 2010); Mediterranean-East-Europe Meeting „Multifunctional nanomaterials–2011” (Uzhgorod, 12–14.05.2011); 7th Int. Conf. on „Microelectronics and computer science” (Chisinau, Moldova, September 22–24, 2011); Всеукраїнська науково-технічна конференція «Лазерні технології. Лазери та їх застосування». – 2011,2013; I Всеукраїнська науково-практична конференція „Фізико-технологічні проблеми радіотехнічних пристроїв, засобів телекомунікацій, нано- та мікроелектроніки” (Чернівці, 13–15.10.2011); International Conference ELNANO 2012, 2014; Symposium of Nanostructured Materials “NANO 2013”, Жешув, Польща, VIIIth International Conference in MEMS Design, April 18–21, 2012, Polyana-Svalyava, Ukraine; International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO–2013), Буковель, Україна; Українська наукова конференція з фізики напівпровідників (УНКФН-4,5,6), Україна.; 2nd Ukrainian-French Seminar “Semiconductor-On-Insulator Materials, Devices and Circuits: Physics, Technology and Diagnostics”, 2013 та на щорічних Відкритих науково-технічних конференціях професорсько-викладацького складу Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки Національного університету „Львівська політехніка” з проблем електроніки (Львів, 2008–2014).

Публікації. Основні положення і результати дисертаційної роботи опубліковано в 105 наукових працях, з яких у монографіях – 2; в статтях у фахових наукових журналах– 50, з яких 16 – у виданнях науково-метричної бази даних Scopus, з них 7 в журналах з імпакт-фактором, що входять до ISI Master Journal List, а також в 45 публікаціях у матеріалах міжнародних конференцій і 8 патентах України.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу, сімох розділів, висновків, списку використаних джерел, який налічує 245 бібліографічних найменувань, та додатку. Роботу викладено на 287 сторінках, містить 155 рисунків та 17 таблиць.

РОЗДІЛ 1

СТАН ПРОБЛЕМИ ЩОДО СТВОРЕННЯ І ВИКОРИСТАННЯ КРЕМНєВИХ МІКРОСТРУКТУР У ТВЕРДОТІЛЬНІЙ ЕЛЕКТРОНІЦІ

1.1. Методи отримання кремнєвих мікроструктур у твердотільній електроніці.

Незважаючи на швидкий прогрес і значні успіхи у кремнієвій мікроелектроніці, залишається чимало проблем, які вимагають подальших детальних досліджень фізичних властивостей та можливостей застосування ниткоподібних кристалів. Необхідно вирішити питання, пов’язані з впровадженням у масове виробництво, широкомасштабним виготовленням нових, оригінальних, надійних пристроїв на основі ниткоподібних кристалів, формування нанокристалів безпосередньо у необхідній локації.

Поряд з традиційним використанням кремнію у вигляді ниткоподібних кристалів у сучасній мікроелектроніці ведуться інтенсивні наукові пошуки інших матеріалів і структур, а саме роботи щодо створення приладів твердотільної електроніки на основі структур кремній-на-ізоляторі. Застосування полікристалічного кремнію у технології виготовлення мікроелектронних приладів уможливлює створення багатошарових структур. Однією з переваг є можливість створювати шари, значення питомого опору яких змінюється в дуже широких межах (на декілька порядків).

У розділі представлено огляд найбільш використовуваних технологічних методів створення структур кремній-на-ізоляторі та вирощування напівпровідникових ниткоподібних кристалів. Розглянуто особливості характеристик нанодротів та КНІ-структур для використання в приладах твердотільної електроніки. Висвітлено перспективи використання мікро- та наноструктур кремнію у наноелектроніці та доцільність комбінованого використання мікро- та наноструктур у приладах мікроелектроніки.

1.1.1. Сучасні технології створення структур кремній-на-ізоляторі.

Напівпровідникові пластини зі структурою кремній-на-ізоляторі є складними підкладками з активним верхнім шаром кремнію, який відділений від решти підкладки шаром діелектрика, і призначені, здебільшого, для підвищення швидкодії приладів, розроблених на їх основі. Технологія створення КНІ-структур у провідних фірмах світу стає все більше відпрацьованою і дає змогу створити частково чи повністю збіднені транзистори з високою швидкодією, зменшеними струмами втрат і потужністю споживання, а також придатні як для низьковольтних, так і для високовольтних застосувань [1–6].

На сучасному етапі розвитку мікроелектронної індустрії якість, вартість і доступність матеріалів для КНІ-структур перешкоджають їх широкому впровадженню. Такі матеріали повинні мати тонкий кремнієвий шар без дефектів і високу однорідність товщини та високоякісний прихований оксид. Напівпровідникова промисловість орієнтується на вихідний матеріал, сумісний із більшістю технологічних операцій для стандартної, об’ємної напівпровідникової технології [2].

Особливості технології “розділення імплантованим киснем”.

SIMOX (Separation by Implantation of Oxygen – “розділення імплантованим киснем”) – це технологія створення напівпровідникових структур, що складаються з тонкого шару кремнію, ізольованого від підкладки тонким шаром SiO_2 [1,2]. Принцип формування напівпровідникових пластин за цим методом (рис. 1.1) полягає у формуванні прихованого шару SiO_2 за допомогою імплантації іонів кисню під поверхнею кремнієвої пластини.

Основні стадії формування SIMOX-структур:

– глибока імплантація великої дози кисню у кремнієву пластину (10^{18}см$^{-2}$ з енергією $E \geq 150$ кеВ) синтезує приховану область SiO_2 завтовшки 0,2–0,4 мкм під поверхнею тонкої кремнієвої плівки;

– відпал за порівняно низької температури (1150–1200 ºС) створює неоднорідну кремнієву плівку, в якій тільки верхня 0,1 мкм область має добрі параметри. Нижня межа поділу на цій стадії ще невпорядкована і містить багато дефектів;

– високотемпературний відпал за 1250–1405 ºС покращує і спрощує вертикальну структуру – утворюється високоякісний активний шар, що простягається по всій плівці, й формуються чіткі межі поділу. Велика доза іонів кисню, яка імплантується в Si, призводить до виникнення різних дефектів, які залежать від дози імплантації. У випадку SIMOX доза імплантації, що дає змогу створити прихований шар оксиду, в 200–500 разів більша ніж найбільші дози, що використовуються для легування у мікроелектронних процесах. У процесі відпалу підкладки після імплантації “малої дози” преципітати оксидів формуються на глибині максимальної концентрації кисню, але неперервний шар SiO_2 не формується. Стандартні дози, які використовуються у більшості методів – $1{,}8\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, що достатньо для одержання шару оксиду завтовшки 400 нм. Якщо доза досягає $(1{,}2–1{,}4)\cdot10^{18}$ см$^{-2}$, формується шар SiO_2 (66 % ат. кисню на 33 % ат. Si) і подальша імплантація розширює загальний профіль (тобто прихований шар оксиду стає товстішим). Доза, за якої прихований шар оксиду починає формуватись, називається “критичною дозою” і становить $1{,}4\cdot10^{18}$ см$^{-2}$. Варто зазначити, що дуже велика кількість кисню, яка вводиться в Si, призводить до жолоблення підкладки, утворення дефектів, що є недоліком цієї технології.

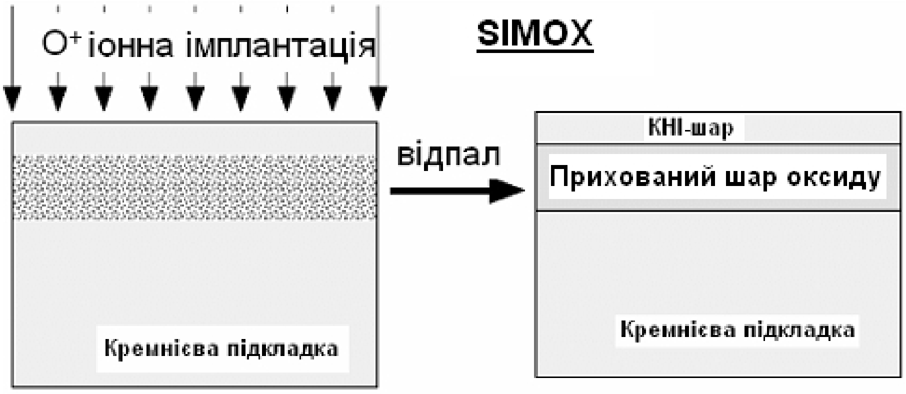


Рис.1.1. Принцип формування КНІ-структур методом SIMOX.

Сучасна технологія отримання SIMOX-структур складається з двох стадій імплантації. На першій формують шар основного прихованого оксиду. Доза імплантації при цьому становить $(1–5)\cdot10^{17}$ см$^{-2}$ за енергії іонів 150–220 кеВ і температури пластини 350–500 °С. Другу стадію проводять за нижчої температури, енергія потоку іонів залишається такою самою, як і на першій, доза імплантації становить 10^{15}см$^{-2}$. Метою другої стадії імплантації є створення пошкоджень, які покращують дифузію кисню крізь поверхню кремнію і прискорюють внутрішню оксидацію, збільшують товщину прихованого оксиду впродовж відпалу. Ці дві стадії імплантації у поєднанні з відпалом за температур понад 1300 °С в атмосфері аргону, збагаченій киснем, створюють високоякісний стехіометричний прихований оксид завтовшки 150 нм і активний шар кремнію завтовшки 50–90 нм. Кисень, введений в атмосферу аргону, створює на поверхні пластини захисну оксидну плівку, яку після процесу відпалу легко видалити [1,3].

Отже, за SIMOX-технологією існують типові режими формування: імплантована доза кисню – 2×10^{18}см$^{-2}$, що у 1000 разів більше ніж імплантація стік-витокових областей МОН-транзисторів, температура відпалу 1250–1400 °С, товщина прихованого шару оксиду – 500 нм, товщина активного шару кремнію – 200 нм.

Комбіновані методи отримання структур кремній-на-ізоляторі.

BESOI – bond and etch-back SOI – з’єднання та травлення підкладок КНІ-структур [3]. Суть методу полягає в тому, що дві окиснені пластини (рис. 1.2) у процесі термокомпресії зрощують і відпалюють, після чого одну із них поліруванням і травленням стоншують, отримуючи в результаті напівпровідникову пластину зі сформованою КНІ-структурою.

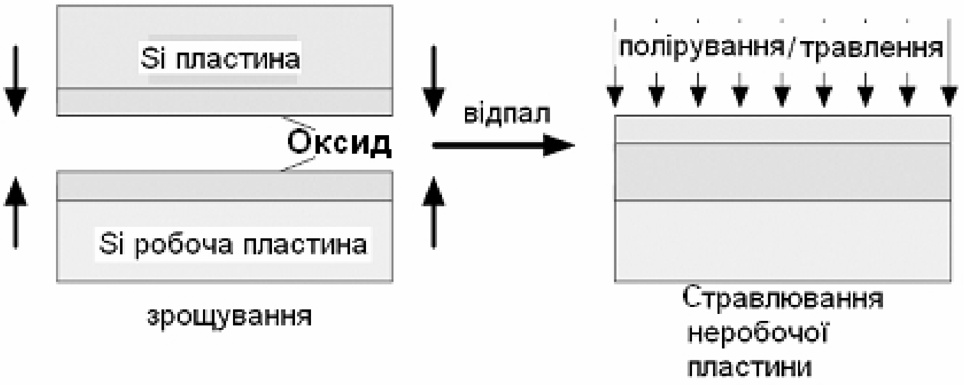


Рис. 1.2. Схематичне зображення BESOI-методу отримання структур кремній-на-ізоляторі.

Характеристики активного шару визначаються вихідною пластиною, яка підлягає механічному і хімічному поліруванню. Товщина прихованого шару оксиду визначається сумарною товщиною оксиду на поверхнях двох пластин.

FIPOS-метод (Full Isolation by Porous Oxidized Silicon) є перспективною технологією, яка дає змогу формувати острівки монокристалічного кремнію, оточені окисненим пористим кремнієм. Вона ґрунтується на таких положеннях [2,3]:

- монокристалічний кремній можна перетворити на пористий за допомогою анодного травлення;
- швидкість утворення пористого кремнію *p*-типу провідності набагато більша, ніж *n*-типу;
- пористий кремній утворюється у напрямку протікання струму, який здійснює реакцію анодного травлення;
- зміни об’єму пористого кремнію у процесі окиснення порівняно невеликі;
- швидкість його окиснення достатня для одержання товстих ізолювальних шарів.

На рис. 1.3 схематично зображено послідовність операцій FIPOS-методу.

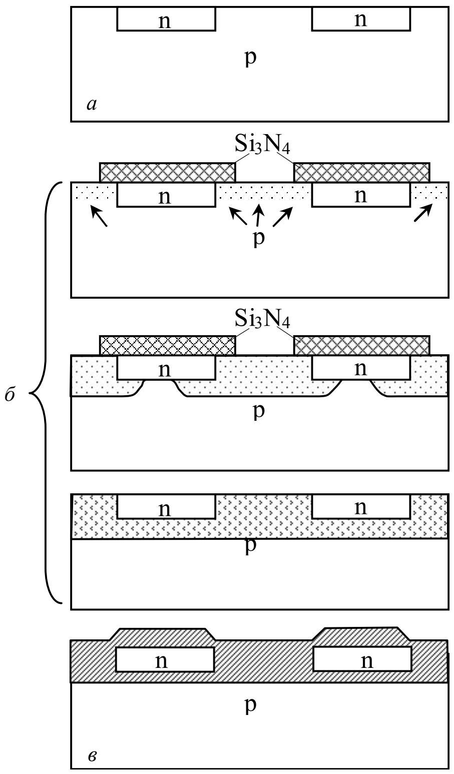


Рис. 1.3. Послідовність операцій технологічного процесу FIPOS: *а* – формування областей n-типу провідності імплантацією або дифузією; *б* – формування шару пористого кремнію через маску Si_3N_4 електрохімічною обробкою і видалення маски Si_3N_4; *в* – термічне окиснення пористого кремнію.

За допомогою дифузії чи іонного легування змінюють провідність окремих областей кремнієвої пластини з *p*-типу на *n*-тип, а потім маскують шаром нітриду кремнію. Після цього, в результаті електрохімічної обробки в плавиковій кислоті, області кремнію p-типу з боків і безпосередньо під областями *n*-типу перетворюються на пористий кремній.

Швидкості окиснення пористого кремнію і монокристалічного відрізняються на порядок, тому під час подальшого високотемпературного окиснення (T=1073–1373 K; 30–60 хв) пористий кремній швидко окиснюється, що приводить до діелектричної ізоляції острівців *n*-типу.

Епітаксійне нарощування у процесі формування у структурах кремній-на-ізоляторі

ELTRAN (Epitaxial Layer TRANsfer – епітаксійна передача шару)-пластини були одними з перших виготовлених напівпровідникових пластин зі структурою кремній-на-ізоляторі, сформованих з’єднанням і травленням пористого кремнію та подальшим водневим відпалом. Ця технологія, створена для виробництва пластин, що використовує водяне розщеплення у пористому кремнієвому шарі, яке дає змогу пластину-зародок використати декілька разів для зменшення ціни виробничого процесу (рис. 1.4).

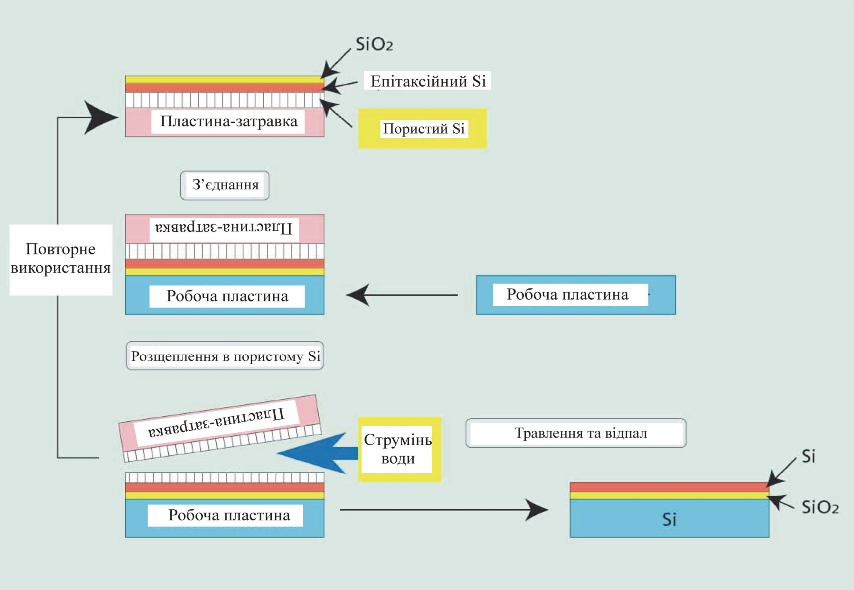


Рис. 1.4. ELTRAN-метод з повторним використанням пластини-зародка.

Цей метод оснований на комбінуванні BESOI-процесу, епітаксійного вирощування пористого кремнію, який може бути стравлений з надвисокою селективністю, і поверхневого вирівнювання за допомогою водневого відпалу. Особливістю методу також є те, що об'єднана пластина під час технологічного процесу розколюється по шару пористого кремнію на дві пластини, одна з яких стає ELTRAN-пластиною, а іншу частину можна використати повторно [4].

На рис. 1.5 зображено два шари пористого кремнію, отримані за різних густин струму. Співвідношення пор у діаметрі – до 3 разів. Сухе оксидування пористого кремнію здійснюють за температури до 400 ºС, в результаті чого утворюються внутрішні пористі стінки завтовшки 1–3 нм, які захищають структуру пористого кремнію від змін під час високотемпературної обробки.

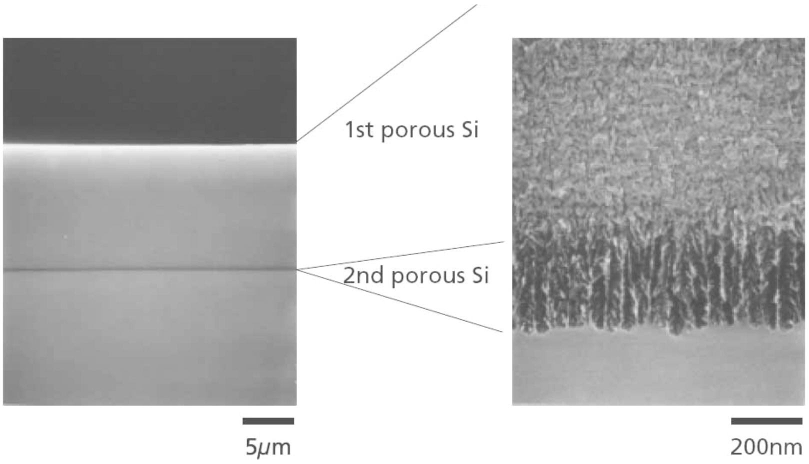


Рис. 1.5. Мікрофотографії двошарового пористого кремнію, сформованого анодним струмом.

Пористий кремнієвий шар у об’єднаній пластині має двошарову структуру. Для розщеплення отриманої пластини паралельно до її поверхні поблизу поверхні поділу між двома шарами пористого кремнію використовується метод “водяного розщеплення” (Water Jet) (рис. 1.6).

Рис. 1.6. Процес “водяного розщеплення”.

Розщеплення проводять струменем води діаметром 0,1 мм під тиском 20–60 МПа.

Описані технологічні процеси дають змогу отримати високоякісні КНІ-структури. Досконалість технологічного процесу дає змогу отримувати КНІ-структури завтовшки в 10 нм з неоднорідністю товщини, меншою за ±5 % [3–5].

Метод щільного з'єднання підкладок при формуванні структур кремній-на-ізоляторі (Smart Cut) – це послідовність технологічних операцій для створення технологічно складних пластин (рис. 1.7) [3,5].

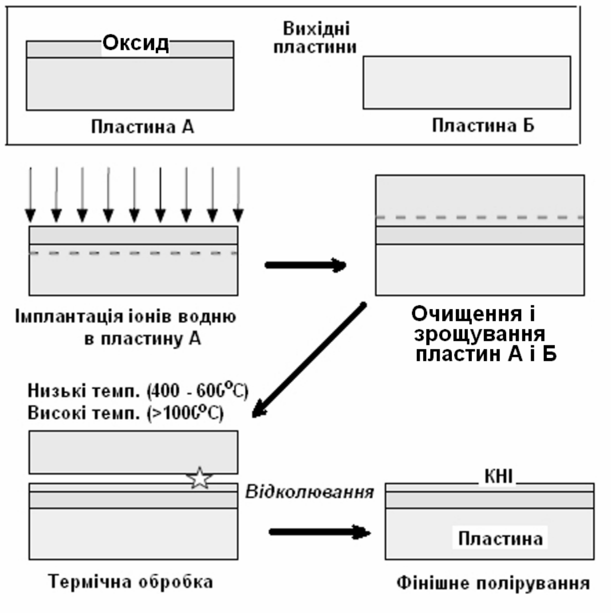


Рис.1.7. Технологія виготовлення структур кремній-на-ізоляторі методом Smart Cut.

Основним фізичним явищем, яке використовується в цій технології, є блістеринг. Це видимий макроскопічний ефект, відомий вже давно, що індукується високою дозою імплантації інертних газів чи іонів водню в матеріал. Утворення пухирців призводить до того, що тонка плівка відщеплюється від вихідного матеріалу. Товщина плівки, по суті, дорівнює глибині проникнення часток газу.

Отже, основні операції цього процесу:

– імплантація атомів водню в пластину А (доза в інтервалі від $3{,}5\times10^{16}$ см$^{-2}$ до 1×10^{17}см$^{-2}$). Енергію імплантації можна підібрати згідно з вимогами до товщини поверхневого шару кремнію. У цьому разі пластина А є кремнієм, покритим термічно вирощеним SiO_2;

– з'єднання поверхонь окиснених пластин з осадженим товстим оксидом або гідрофільним з'єднанням за кімнатної температури пластин А і В;

– розділення гарячою обробкою у дві фази двох з’єднаних пластин. Під час першої фази (400–600 ^{o}C) імплантовані атоми водню зростаються в мікробульбашки, оскільки мікробульбашки розростаються, а тиск усередині їх росте доти, доки не розділить кремнієву пластину. Після розділення проводять високотемпературний відпал за температури 1100 ^{o}C впродовж двох годин для видалення силанолових груп з поверхні з’єднання;

– остаточне полірування поверхні для усунення мікрошорсткостей.

Після розділення використовується лише дуже тонкий (менше 1 мкм) шар пластини А і частина, що залишилася, використовується повторно для подальшого з’єднання з новою пластиною Б [5]. Цей процес має декілька переваг порівняно з іншими процесами, що використовуються для виготовлення КНІ-пластин. Імплантація забезпечує високий рівень однорідності поверхні верхнього кремнієвого шару з малою кількістю дефектів, низьку концентрацію дислокацій, відмінні електричні властивості й хорошу якість межі Si/SiO_2.

Рекристалізовані структури кремній-на-ізоляторі.

Мікроелектронні прилади можуть бути виготовлені у шарі полікремнію, осадженому на окиснених кремнієвих підкладках [2,3–6], проте наявність границь зерен приводить до низької рухливості носіїв заряду (близько 10 см^{2}/(В$\cdot$с)) і високої порогової напруги (декілька вольт). Границі зерен містять обірвані зв’язки, які є пастками для носіїв заряду. Під час заповнення пасток утворюється потенціальний бар’єр, який обмежує протікання носіїв заряду від витоку до стоку. Негативний вплив обірваних зв’язків можна зменшити витримкою підкладки у водневій плазмі. Під час такої обробки атоми водню проникають через границі зерен і насичують обірвані зв’язки, в результаті чого підвищується рухливість і зменшується порогова напруга. Однак вимоги до якості матеріалу в разі застосування в ЗІС змушують шукати методи для покращання властивостей КНІ-структур, щоб усунути границі зерен з кремнієвої плівки. Одним з таких перспективних методів є рекристалізація [7, 8].

У методі рекристалізації полікремнієвого шару розплавленою зоною (рис. 1.8) по всій поверхні пластини (ZMR – zone melt recrystalization) на окиснену кремнієву пластину LPCVD-технологією (Low pressure chemical vaipor deposition) осаджують аморфну або полікремнієву плівку, після чого здійснюють її рекристалізацію переміщенням розплавленої зони полікремнію, яку утворюють від нагрітої до температури плавлення полікремнієвого шару 1420 °C вузькою смужкою на весь діаметр пластини графітовим нагрівачем, електронним світловим або лазерним променем.

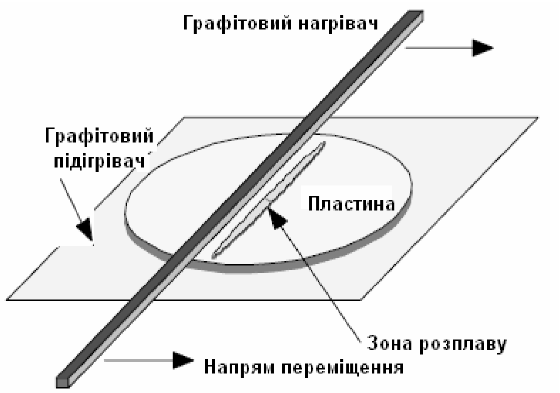


Рис. 1.8. Схематичне зображення методу ZMR.

Під час зонного плавлення пластину підігрівають до температури 1200°C на графітовому підігрівачі. Висока температура підігрівання підкладки та імовірність її підплаву в процесі рекристалізації є істотними недоліками цього методу.

Уперше проводити зонну рекристалізацію плівок переміщенням вузької зони розплаву вздовж плівки запропонував Лейтц [9].

Опубліковано багато праць про зонне плавлення тонких плівок, переважно легких напівпровідників, таких як Ge [10] і InSb [11]. У цих працях, на відміну від дослідів Лейтца, для створення розплавленої зони використовували переважно електронний промінь. Така техніка виявилась ефективною для створення сильних градієнтів температури, необхідних для керування комірковою структурою плівок і для отримання монофазних плівок сполук.

Але при цьому були отримані важливі результати, котрі сприяли прогресу зонного плавлення плівок.

По-перше, спостерігалось сильне збільшення розмірів зерен у процесі зонного плавлення. Так, свіжоосаджені (до перекристалізації) плівки германію складалися з дрібних кристалітів з розмірами від 0,1 до 1 мкм (залежно від температури підкладки в процесі осадження). Під час плавлення і кристалізації розміри кристалітів збільшуються, і в процесі руху розплавленої зони вони діяли як зародок. У результаті такого відбору виживають лише грубі кристаліти з певною орієнтацією, що наведено на рис. 1.9.

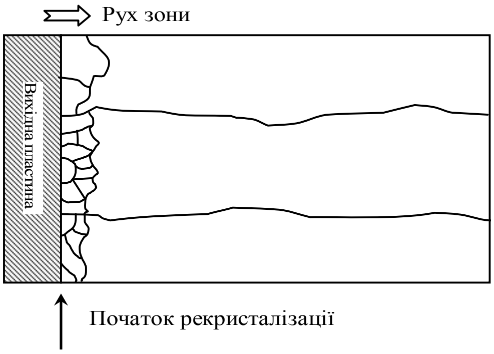


Рис. 1.9. Схематичне утворення великих кристалітів.

Як показано у [12], кристаліти германію з орієнтацією у площині плівки (111) росли в напрямку <112> вздовж руху зони. В роботах інших авторів з рекристалізації плівок германію також виявилась орієнтація (111), хоча деколи спостерігались плівки з орієнтацією (100). Такі переваги орієнтації (111) є у германію як матеріалу, що кристалізується в алмазній ґратці. Але в деяких працях із зонного плавлення плівок кремнію (а також германію), покритих шаром SiO_2, домінувала орієнтація (100).

Ця відмінність пояснюється тим, що в попередніх дослідженнях на плівках відсутні будь-які покриття і адгезія до підкладок була значно слабшою, ніж у кремнію до SiO_2. Інакше кажучи, в цих експериментах із зонного плавлення германію вільні енергії границь поділу ближчі до значень, характерних для германію у контакті з власною парою, що сприяє обмеженню площинами {111}.

Пінізотто [13,14] одним із перших виявив субграниці в рекристалізованих плівках, запропонував модель утворення цих дефектів, зумовлених напруженнями, що розвиваються через розширення кремнію унаслідок затвердження крапельок, захоплених твердою матрицею (як відомо, під час затвердження кремнію його об’єм збільшується на 10 %). Унаслідок цих напружень виникають дислокації, які потім об’єднуються з утворенням субграниці.

Іншу модель утворення субграниці запропонував Гейс та ін. [15]. Ці автори спеціальною методикою демаркації спостерігали пилуватий (комірчастий) фронт кристалізації, в якому субграниці у вирощених плівках закінчувались на внутрішніх або вхідних (“задніх”) кутах такого ограненого фронту. Взявши за основу такі спостереження, дослідники запропонували модель, згідно з якою зародження нових кристалічних шарів відбувається у таких вхідних кутах (рис. 1.10), що тут одразу ж виникають дислокації, з яких формуються субграниці. Ця модель вказує на закономірності утворення субграниці залежно від параметрів процесу кристалізації. Окрім того, результати кристалізації шарів з періодичним тепловим рельєфом (якщо відомий розподіл максимумів і мінімумів) свідчать, що зародження у цих внутрішніх кутах малоймовірне.

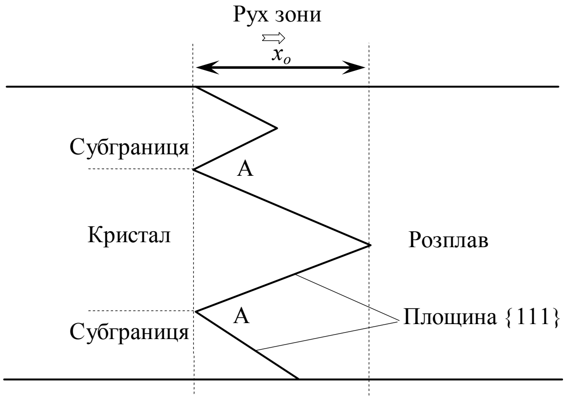


Рис. 1.10. Схема утворення субграниць за Гейсом.

Правдоподібнішою є модель утворення субграниць, що запропонували Лімі та ін. [16]. Ця модель пов’язує субграниці з комірчастою структурою, яка утворюється на фронті кристалізації. Інакше кажучи, субграниці в плівках, вирощених безпосередньо зонним плавленням, являють собою квазідвовимірний варіант комірчастої структури, яка характерна для масивних кристалів, вирощених спрямованим затвердінням розплаву (наприклад, методом Бріджмена або Чохральського, зонним плавленням злитка тощо). Загальну морфологію субграниць у плівках можна собі уявити, якщо розрізати монокристалічний зливок вздовж осі його росту на тонкі смужки. Механізм утворення субграниць можна зрозуміти аналогічно з механізмом утворення комірчастої структури в масивних кристалах. А власне, субграниці утворюються в результаті нестійкості фронту кристалізації, що виникає внаслідок концентраційного переохолодження.

Як відомо, концентраційне переохолодження під час кристалізації з розплаву виникає внаслідок нагромадження домішки перед фронтом кристалізації. Характеристики концентраційного переохолодження (наприклад, глибина x_0) залежать за певних однакових умов від швидкості росту кристала: що вища швидкість, то більше домішки нагромаджується перед фронтом і то сильніше переохолодження. Другий важливий параметр, що впливає на переохолодження, – це градієнт температури в розплаві: що більший градієнт, то менше переохолодження.

Тепловідведення від зони залежить від товщини перекристалізованої плівки (це полікремній) та ізолювального шару (це SiO_2). Що товща плівка полі-Si, то більша її теплопровідність і то менший в ній градієнт температури. Гейс [15] дослідив, що віддаль між субграницями під час зонного плавлення з графітовим нагрівачем збільшується з товщиною плівки полікремнію. Аналогічний результат отримано в роботі Тілака [17] при ЗП з використанням лінійних (галогенних ламп): віддаль між субграницями збільшувалась приблизно від 10 до 80 мкм, якщо товщина плівки полі-Si змінювалась від 0,5 до 10 мкм (швидкість руху зони при цьому становила 0,2 мм/с) або від 100 до 200 мкм у разі зміни товщини плівки від 4 до 10 мкм (для швидкості руху зони 1 мм/с). Автори роботи [18] зазначили, що у разі зміни товщини шару полі-Si від 0,5 до 50 мкм у зонному плавленні з графітовим нагрівачем віддаль між субграницями збільшувалась приблизно від 10 до 150 мкм.

Встановлено, що якщо розплавлена зона переміщується вздовж смужкових затравок, то ріст без субграниць простягається на віддалі 30–50 мкм від затравлювальних вікон, за межами яких фронт кристалізації розділяється на комірки з утворенням субграниць. Цей факт пояснюється тим, що поблизу затравлювальних вікон виникають великі градієнти температури завдяки сильному тепловідведенню через ці вікна (як відомо, теплопровідність Si на порядок більша ніж SiO_2). Градієнт температури у межах затравлювальних вікон становить $5 \cdot 10^3$ град/см, а в зоні розплаву близько 10^3 град/см [19]. Це суттєво більше, ніж критичне значення (близько 300 °С/см), розраховане для схожих умов, звідси легко пояснити відсутність субграниць поблизу вікон.

Завершуючи розгляд утворення субграниць, зазначимо таке. Гейс [15], заперечуючи модель концентраційного переохолодження, вказує, що при швидкостях руху зони від 0,1 до 0,2 мм/с, переважно використовуваних в їх праці, концентраційне переохолодження дуже мале, щоби бути суттєвим, однак субграниці утворювалися. Ці автори не враховують того, що субграниці можуть в принципі утворюватися під впливом не тільки концентраційного, але і звичайного (теплового) переохолодження [19]. В конкретному випадку зонного плавлення кремнію під дією випромінювання спостерігається специфічне явище – зміна відбивних властивостей зони, яка складається з кристалічної та рідкої фаз. Це явище призводить до виникнення на фронті кристалізації теплового переохолодження.

Зробимо деякі зауваження про розміри і морфологію кристалітів. Переважно вони мають подовжену прямокутну форму. В типовому випадку (0,5 мкм плівка Si на теплоізолювальній підкладці) ширина кристаліту в площині плівки становить приблизно 3 мкм. Часто це не окремі кристаліти, а їх комбінації досить складної форми з багатьма згинами, стиками тощо [20] і [21]. Важливо, що згини утворюють кути 90°, вказуючи на основну орієнтацію {100} для тонких плівок (завтовшки приблизно 1 мкм). Щоб пояснити таку орієнтацію, Бігелсен [21] провів нескладний термодинамічний аналіз стану кристаліта Si, що контактує з підкладкою SiO_2 (а також із захисною плівкою SiO_2) і дійшов висновку, що така орієнтація визначається анізотропією вільної енергії границі Si-SiO_2, причому ця енергія мінімальна для граней {100} в зв'язку з орієнтацією і текстурами в таких плівках.

Орієнтації і текстури в шарах кремнію, сформованих зонним плавленням. Викладене характерне здебільшого для зони розплаву. Якщо зони переміщаються вздовж шару кремнію, то картина істотно змінюється, ця динамічна поведінка визначає структуру вирощеного шару – її орієнтацію або текстуру.

Дані експериментів із зонного плавлення тонких плівок на аморфних підкладках за відсутності будь-яких керуючих факторів (таких як топографічний або тепловий рельєф) вказують на те, що рекристалізовані шари кремнію мають переважно орієнтацію (100), див. [15, 16, 20]. На перший погляд це дивно, оскільки кремній як матеріал, що кристалізується в ґратці алмазу, повинен бути огранений переважно площинами {111} і перші досліди за штучної епітаксії кремнію показали, що це справді так [19, 20].

Ці розбіжності стають зрозумілими, якщо врахувати різні умови початкових експериментів за штучної епітаксії і експериментів із зонного плавлення шарів кремнію. У дослідах Бігелсена [22] за товщини плівки в межах 0,5 мкм кристаліти Si розплаві Si мали ширину близько 3 мкм.

Мікрозонна лазерна рекристалізація полікремнію у структурах кремній-на-ізоляторі

Для отримання великих ділянок монокристалічного кремнію використовували сканувальні неперервні лазери [3]. При виготовленні КНІ-структур найкращі результати одержують, комбінуючи покриття SiO_2 і Si_3N_4, причому товщини цих плівок вибирають такими, щоб максимальне оптичне відбивання було на ділянці ізолювального оксиду, а мінімальне – в місцях затравки. Здійснюючи контроль за ефективністю поглинання опромінюваною структурою за допомогою антивідбивних покрить, можна керувати температурним профілем процесу [23]. Схематичний вигляд структури з використанням у процесі рекристалізації антивідбивного покриття для створення заданого просторового розподілу температури в шарі полікремнію наведений на рис. 1.11.

Для утворення зони розплаву в роботі [24] використано ІАГ:Nd^+-лазер неперервної дії з гауссовим розподілом потужності випромінювання. Під час сканування вздовж смуг Si_3N_4 лазерний промінь створював періодичний тепловий профіль, який локально підвищував температури в шарі полікремнію, розміщеного під смугами. Зародкоутворення кристалів починалося в ділянках шару полікремнію з мінімальною температурою, тобто між Si_3N_4.

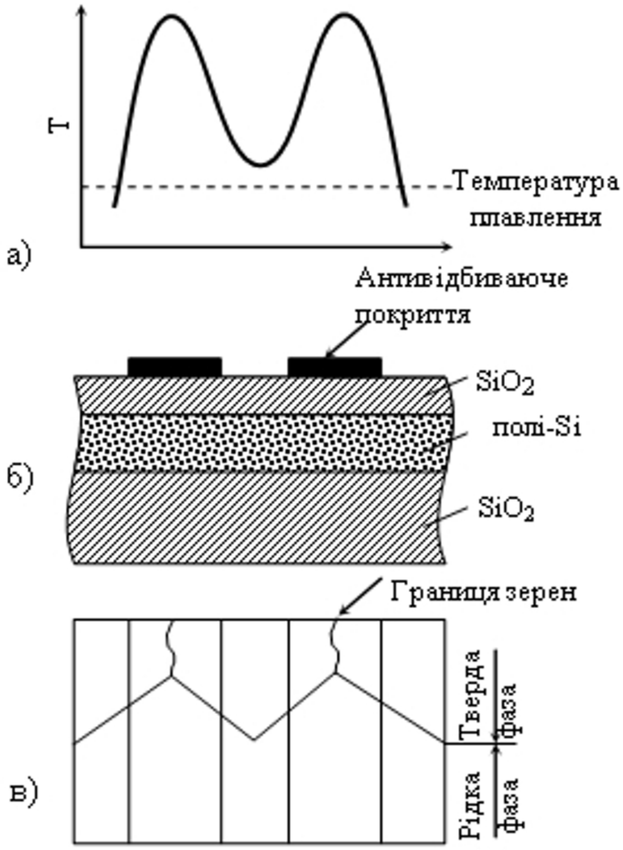


Рис. 1.11. Модуляція температурного профілю в зоні розплаву в процесі рекристалізації полікремнію за наявності антивідбивного покриття: *а*– розподіл температури, *б*– поперечний переріз структури, *в*– локалізація границь зерен.

Через наявність періодичного температурного профілю виникнення субграниць у цьому разі не має випадкового характеру, оскільки вони, зазвичай, локалізуються в ділянках розташування максимумів теплового профілю і їх місцезнаходження, а також розміщення границь зерен можна наперед задати топологією схеми. За допомогою цього методу можна створювати монокристалічні області розміром приблизно 20×400 мкм.

1.1.2. Узагальнені підходи до технології отримання мікро- та нанокристалів Si методом хімічного парового осадження

На цей час найширше використовуваним методом виготовлення мікро- та нанокристалів Si є технологія хімічного парового осадження на основі механізму росту пара–рідина–кристал (ПРК) [25]. Цей метод використовує каталітичні часточки-крапельки металу як ініціатори росту нанодротин (НД) [26]. Завдяки геометрії дроту ПРК–механізм також дозволяє вирощувати системи з високою неузгодженістю решіток без утворення дефектів. Більше того, „вертикальний” метод уможливлює електричний доступ до однієї чи пакетизованих квантових точок і одновимірних надрешіток для застосування в терагерцових діапазонах.

Автори [25] отримали Si НД діаметром 10–20 нм методом ПРК при атмосферному тиску з використанням підкладки Al_2O_3, $SiCl_4$ та нікелю як каталізатора.

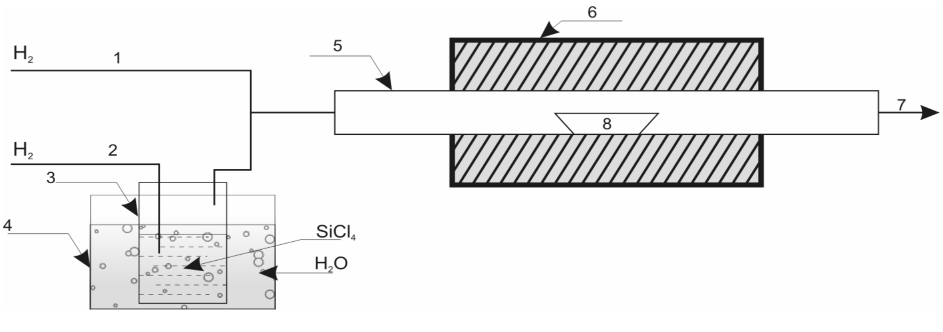
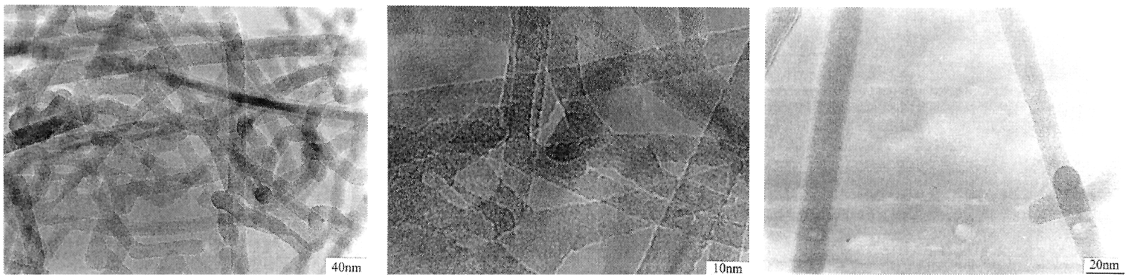


Рис. 1.12. Схема системи синтезу Si НД [10]: 1 і 2 – потік H_2, 3 – контейнер з $SiCl_4$, 4 – контейнер з водою, 5 – кварцева труба, 6 – піч, 7– залишкові гази, 8 – човник з Al_2O_3, усередині покритий нікелевою плівкою.

Схему синтезу зображено на рис. 1.12. Полікристалічний Al_2O_3 човник завдовжки 10 см, вкритий всередині нікелевою плівкою було поміщено у середину кварцевої труби, поміщеної у горизонтальну пічку. Човник використано як підкладку, а нікель – як каталізатор. Плівку нікелю осаджували так: 3 мл 0,34М $Ni(NO_3)_2$ у Al_2O_3 човнику випарувано за температури 323–353 К протягом 12 год; далі, нагріто до 700 ^oC протягом години, охолоджено до кімнатної температури; після цього кінці човника було зруйновано так, щоб газ міг легко проходити через човник; нагріто до 700 ^oC у потоці водню H_2 за швидкості 80–100 $см^3$/хв; на останньому етапі проведено спікання за цієї температури протягом 1 год.

В результаті експериментів виявилось, що температура реакції впливає на морфологію Si НД. Чим нижча температура реакції, тим менший діаметр Si НД. Оптимальними параметрами для синтезу тонких Si НД є: температура реакції 1173 К, молярне відношення $SiCl_4/H_2$ 5–7%, швидкість потоку водню 1800 $см^3$/хв. За цих умов товщина кірки становить 0,5 мм і вихід Si НД великий. Середній діаметр менший 200 нм, а в деяких частинах човника майже всі НД мають діаметри менше 50 нм, або ж 20 нм (рис. 1.13, *а*). Отже, дані про те, що найменший діаметр Si НД, вирощених з $SiCl_4$, становить 50–100 нм, не підтверджуються.



а) *б)* *в)*

Рис. 1.13. Нанодроти діаметром 10–20 нм (*а*), тонкі кристалічні кремнієві НД (*б*), тонкі аморфні НД SiO_x (*в*) [25].

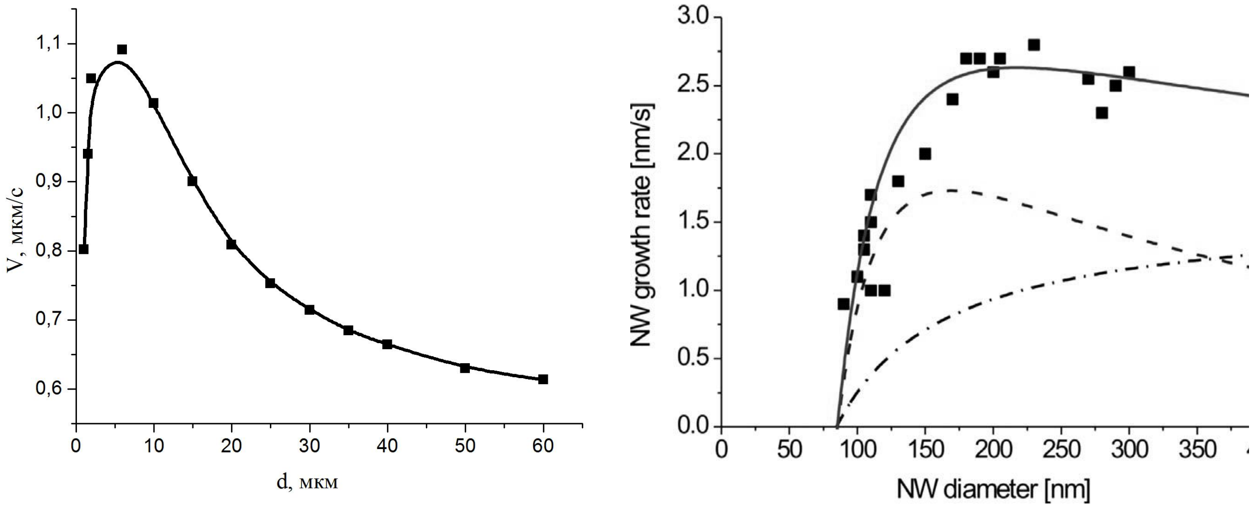
Нанодроти мають різні кристалічну орієнтацію та хімічний склад. НД діаметром більше 20–30 нм кристалічні та вкриті аморфним шаром. Кристалічні НД складаються в основному з Si, і лише невелику кількість кисню виявлено з допомогою ЕДС; кисень походить із зовнішнього аморфного шару. Кристалічна структура НД була кубічним кремнієм зі сталою решітки *a*=0,543 нм. Аморфні НД складаються з Si та O. Відношення O та Si лежить в межах 1–2, що свідчить про те, що НД складаються з SiO_x НД. Більшість Si НД це монокристали з переважним напрямом росту [111] (рис. 1.13). Більшість прямих НД діаметром 10–20 нм мають кілька дефектів у кристалічній решітці. Деякі товсті НД мають дефекти пакування або ж міжзеренні межі двійникування (рис. 1.13, *б*).

В цілому, ріст таких тонких Si НД автори [25] пояснюють низькою температурою реакції, малими розмірами часточок нікелю та формуванням Ni/Si крапель безпосередньо перед початком росту Si НД. Низькі температури реакції, дешевий човник з Al_2O_3 і $SiCl_4$ за атмосферного тиску є сприйнятливими умовами для промислового виробництва Si НД.

Автори [27] запатентували ріст НД Si на кремнієвій підкладці з використанням $SiCl_4$ та Au як металу каталізатора росту. Суть їх досліджень полягав у аналізі та експериментальній перевірці росту НД на поверхнях різних кристалографічних напрямків. Зокрема, вони показали, що на поверхні (111) спостерігається утворення НД вже в першому експерименті, тоді як на поверхнях (100), (110) для вирощування НД необхідно було проводити додаткові другий та третій експерименти. Одночасно спостерігалося осадження матеріалу на стінках кварцового реактора. Автори [27] пояснюють виявлені особливості росту конкуренцією осадження ростового матеріалу на кремнієві поверхні (100), (110) та на розвинені поверхні (111) полікристалічної плівки кремнію, яка утворюється на стінках ампули.

Потім поверхню НД легували за температури 380 ^{o}C фосфіном (PH_3) або дибораном (B_2H_6) (100 ppm у H_2) за тиску 5 Тор за відсутності герману. Умови легування вибрано такими, щоб згенерувати самообмежений шар активованих атомів домішок відповідно до очікувань із вивчення атомно-шарового легування на планарних SiGe. Тоді 10-нм δ-леговані ядра були покриті оболонкою *i*-Ge завтовшки 5 нм.

У працях [28, 29] відзначається, що нанодротини різних діаметрів ростуть з різною швидкістю. У більшості праць на залежності *V(d)* спостерігається максимум за певного діаметра кристала (див. рис. 1.14).



а) *б*)

Рис. 1.14. Розмірна залежність швидкості росту НК Si (*а*), вирощених за допомогою CVD [9, 19, 20] та нанодротин Si (*б*), вирощених за допомогою MOCVD [13] (штрих-пунктирна крива відповідає теоретичному вкладу ефекту Гіббса–Томсона, пунктирна крива – вкладу дифузії адатомів від підкладки та бічних стінок НД.

Виняток становить лише праця [30], у якій автори спостерігали ріст НД Si різного діаметра з однаковою швидкістю. Однак, слід зазначити, що положення максимума на залежності швидкості росту від діаметра *V(d)* – своєрідний „перехідний” діаметр, що відповідає максимальній швидкості росту НД – істотно залежить від методу та умов вирощування. Наприклад, при вирощуванні НК Si методом CVD за температури 850–950 ^{o}C „перехідний” діаметр близький до 1 мкм (рис.1.4, *а*). Натомість у методі MOCVD за температури 600 ^{o}C цей діаметр близький до 250 нм (рис.1.14, *б*). Зрештою, якщо проаналізувати експериментальні точки на залежності 1.14, *б*, то в інтервалі діаметрів 170–250 нм швидкість росту НД Si практично не залежить від діаметра, що добре узгоджується з даними [31], де досліджували кристали таких розмірів. За даними [32] збільшення швидкості потоку газової суміші повинно приводити до зменшення значення “перехідного” діаметра.

Тут варто зазначити, що під терміном „перехідний” слід розуміти деякий критичний діаметр утворення НД, нижче якого кристали не ростуть. За даними [25] критичний діаметр обмежується дією ефекту Гіббса–Томсона і для вирощування НД в системі CVD за температур 700–800 ^{o}C становить близько 50 нм. Автори [33] розглянули інші обмеження, зокрема доставку матеріалу до ростучого НД, і отримали значно більші значення критичного діаметра близько 120 нм, що значно перевищує значення діаметрів експериментально отриманих кристалів. На основі аналізу цих праць можна запропонувати два шляхи зменшення критичного діаметра: 1) зниження температури росту; 2) збільшення швидкості потоку матеріалу до зародка кристала, що росте. Однак, для збереження малих діаметрів НД, що відповідають розмірам вихідних зародків, необхідно ще створити технологічні умови для уникнення процесу оствальдівського дозрівання, наявність якого може істотно збільшити діаметр НД.

1.2. Кремнійові мікроструктури в приладах твердотільної електроніки.

На сьогодні мікро- та наноструктури кремнію знайшли широке використання у приладах і пристроях твердотільної електроніки. Це, в першу чергу, структури кремній-на ізоляторі як елементна база ЗІС і ультравеликих зінтегрованих схем (УВЗІС) як повністю збіднених транзисторів (FDSOI) з латеральним затвором [5,34], повністю збіднених транзисторів з вертикальним затвором (FinFET) [5,35–37] що забезпечує найбільші переваги при створенні надшвидких транзисторів (наприклад, 3,3 ТГц у варіанті IBM) [37]. З іншого боку, внаслідок досконалості кристалічної структури і, практично, бездефектності ниткоподібних кристалів, поверхня яких сформована в умовах термодинамічної рівноваги і має мінімум вільної енергії, механічні властивості НК у десятки разів перевищують відповідні властивості масивних монокристалів [38, 39]. Тому завдяки вдалому поєднанню зручних геометричних розмірів, морфології і особливих фізичних властивостей, зокрема високої механічної міцності НК кремнію, стало можливим створення на їх основі низки дискретних сенсорів різноманітних фізичних величин [40–43], які описані в цьому пункті.

Сучасні тенденції розвитку і вдосконалення КНІ-структур

Розвиток мікроелектроніки почався з виготовлення мікросхем, що містять кілька десятків компонентів з мінімальними розмірами 25 мкм, на цей час ця цифра згідно до «закону Мура» становить мільярди компонентів розміром близько 22 нм. У зв'язку зі стрімким розвитком мікросхемотехніки покращуються такі показники мікросхем як швидкість перемикання, щільність інтеграції, можливість реалізації систем на кристалі та ін.

На цей час фізична межа щодо геометричних розмірів КМОН-технології практично досягнута [34]. Як наслідок, з'явилися наступні три альтернативні напрями розвитку досліджень і розробок напівпровідникових пристроїв:

"Більше Мура" (More Moore): продовження розвитку сучасних КМОН-технологій до фізичних і технологічних меж проектування відповідно до «закону Мура». До його особливостей належать:

- збільшення складності техпроцесів;
- застосування нових матеріалів, в тому числі діелектриків з низькою і високою діелектричною сталою (low-k і high-k);
- розробка нових архітектур пристроїв;
- освоєння нових методів схемотехніки (боротьба з розкидом характеристик і статичними витоками);
- впровадження нових архітектур на системному рівні (підвищення надійності, надмірності).

"Більше, ніж Мур" (More than Moore): об'єднання в одній мікросхемі не тільки КМОН-компонентів, але і елементів, що виконують нестандартні функції, наприклад створення мікроелектромеханічних систем (МЕМС), наноелектромеханічні систем (НЕМС), сенсорних систем, систем на кристалі.

Згідно цього напрямку розвитку електроніки, в одній мікросхемі або корпусі необхідно інтегрувати значно більше число елементів, ніж просто КМОН-компоненти. Багато додатків, такі як радіочастотні пристрої, субсистеми управління потужністю, пасивні компоненти, біочіпи, сенсори, виконавчі механізми та МЕМС відіграють важливу роль у сучасних електронних пристроях. Інтеграція аналогових функцій в спеціалізовані КМОН-мікросхеми дозволяє реалізовувати оптимізовані за вартістю системні рішення.

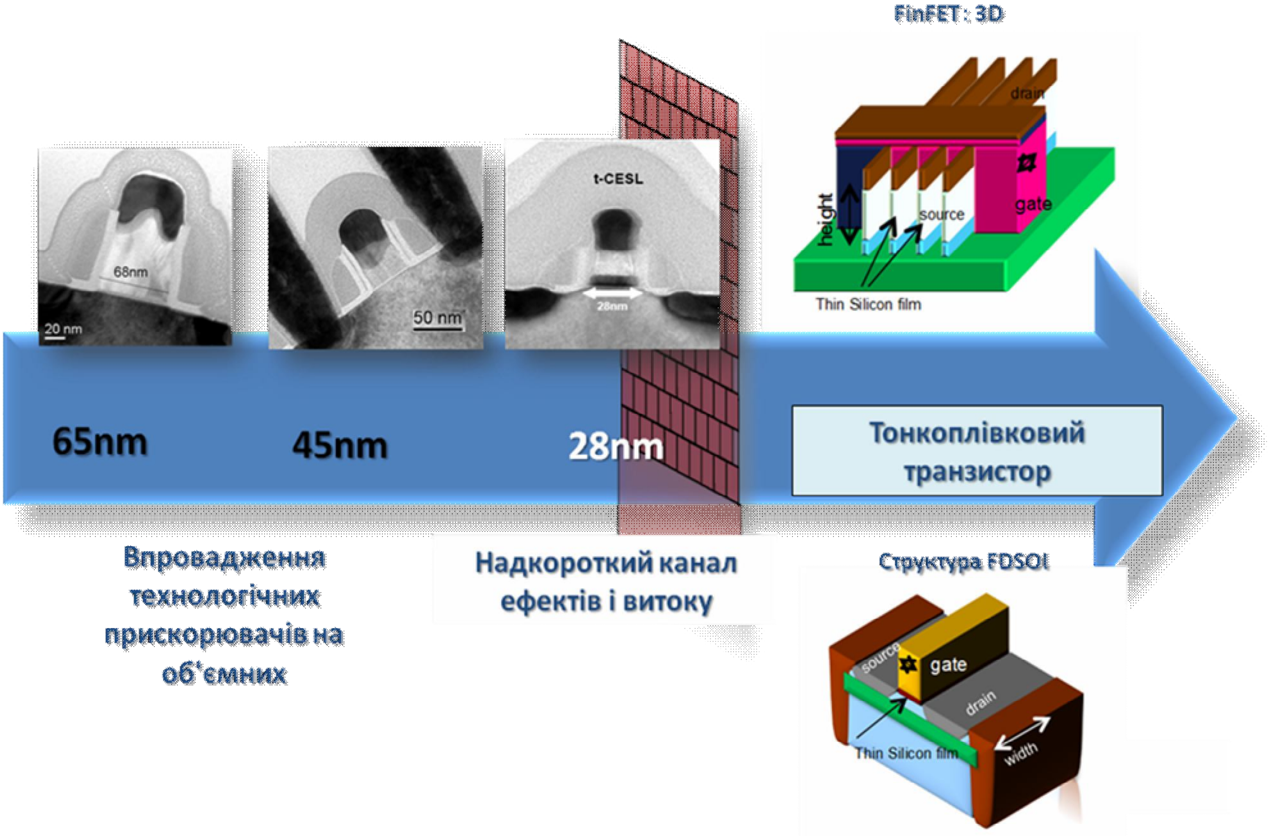


Рис.1.15. Розвиток сучасних технологій побудови танзисторів [35].

Пристрої More than Moore – це комплекс систем на кристалі з наступними варіантами інтегрованих елементів: КМОН-логіка, вбудована оперативна пам'ять, аналогові інтерфейси, незалежна пам'ять, процесорні мікроядра МЕМС, НЕМС, сенсори. Інтегральні системи та гетерогенні системи цього типу відкривають нові перспективи для систем безпеки (датчики руху, системи сигналізації) і комунікації (бездротові системи зв'язку, мобільні системи), медичного обладнання, засобів розумного будинку (інтелектуальні системи управління: клімат-контроль, управління освітленням і електроживленням, прибудинкова інфраструктура) та енергетики (альтернативні методи отримання енергії) та ін.

"За межами КМОН" (Beyond CMOS): освоєння нанотехнологій, нових матеріалів [5б, 36].

На рис.1.15 бачимо розвиток технології в напрямку зменшення геометричних розмірів транзистора, а також появу нових транзисторів, побудованих на структурі повністю збідненого кремнію на ізоляторі, а також “fin” польового транзистора (багатозатворного), які досконаліші і дешевші за попередні. Ці технології розвиваються і поступово надходять в масове виробництво:

65 нм – техпроцес, що відповідає рівню технології, досягнутому до 2004 року провідними компаніями-виробниками мікросхем. Відповідає лінійному вирішенню літографічного обладнання, приблизно рівному 65-70 нм.

45 нм – техпроцес, що відповідає рівню технології, досягнутому до 2006-2007 роках провідними компаніями-виробниками мікросхем. Відповідає лінійному вирішенню літографічного обладнання, приблизно рівному 45 нм. Для мікроелектронної промисловості став революційним, оскільки це був перший техпроцес, що використовує технологію high-k/метал воріт (HfSiON/TaNв технології компанії Intel).

32 нм – техпроцес, що відповідає рівню технології, досягнутому до 2009–2010 роках провідними компаніями-виробниками мікросхем. Відповідає лінійному вирішенню літографічного обладнання, приблизно рівному 32 нм.

28 нм. В третьому кварталі 2010 року на новихпотужностях розташованої на Тайвані фабрики Fab 12 компанії TSMC повинен початися серійний випуск продукції на 28-нанометровій технології.

- Багатоядерні процесори Snapdragon фірми Qualcomm.

У травні 2011 за технологією 28 нм фірмою Altera була випущена найбільша у світі мікросхема, що складається з 3,9 млрд транзисторів

22 нм – техпроцес, що відповідає рівню технології, досягнутому до 2009–2012 рр. провідними компаніями - виробниками мікросхем. Відповідає лінійному вирішенню літографічного обладнання, приблизно рівному 22 нм. 22-нм елементи формуються при літографії шляхом експонування маски світлом довжиною хвилі 193 нм.

У 2008 році, на щорічній виставці високих технологій InternationalElectronDevicesy Сан-Франциско технологічний альянс компаній IBM, AMD і Toshiba продемонстрував комірку пам'яті SRAM, виконану за 22-нм техпроцесу з транзисторів типу FinFET, які, у свою чергу, виконуються за прогресивною технології high-k/метал воріт (затвори транзистора виготовляються не з кремнію, а з гафнію), площею всього 0,128 мкм ^{2} (0,58 × 0,22 мкм). Також про розробку комірки пам'яті типу SRAM площею 0,1 мкм ^{2} створену по техпроцесу 22 нм оголосили IBM і AMD.

Перші дієздатні тестові зразки регулярних структур (SRAM) представлені публіці компанією Intel в 2009 році. 22-нм тестові мікросхеми являють собою пам'ять SRAM і логічні модулі. SRAM-комірки розміром 0,108 і 0,092 мкм^2 функціонують у складі масивів по 364 млн біт. Комірка площею 0,108 мкм^2 оптимізована для роботи в низьковольтному середовищі, а комірка площею 0,092 мкм^2 є найбільш мініатюрною з відомих сьогодні комірок SRAM.

Виробляються процесори за такою технологією з початку 2012 року.

14 нм (0014 мкм). Будівництво заводу під назвою Fab42 в американському штаті Арізона почалося в середині 2011 року, а в експлуатацію він буде зданий в 2013 році. За заявою Intel, він стане найсучаснішим заводом з масового випуску комп'ютерних процесорів - Intel буде випускати тут продукцію по 14-нанометровій технології на основі 300-міліметрових кремнієвих пластин. Завод також стане першим масовим виробництвом, сумісним з 450-мм пластинами. У будівництво планується вкласти понад $ 5 млрд. На момент запуску Fab 42 стане, як очікується, одним з найбільш передових у світі заводів з випуску напівпровідникової продукції у великих обсягах.

10 нм. Передбачається зменшення технології до 10 нм в 2016 р. Цими нововведеннями займаються безліч лабораторій в таких країнах як США, Китай, Тайвань, Європейські держави (серед них і Україна) та ін.

Структури кремній-на-ізоляторі для інтегральної технології.

Технічну перевагу повністю збіднених КНІ-транзисторів добре розуміють і значною мірою обговорюють у наукових колах. Транзистори побудовані на технології повністю збіднених КНІ-структур, дозволяють подолати перешкоди, які не під силу технології обємних транзисторів.

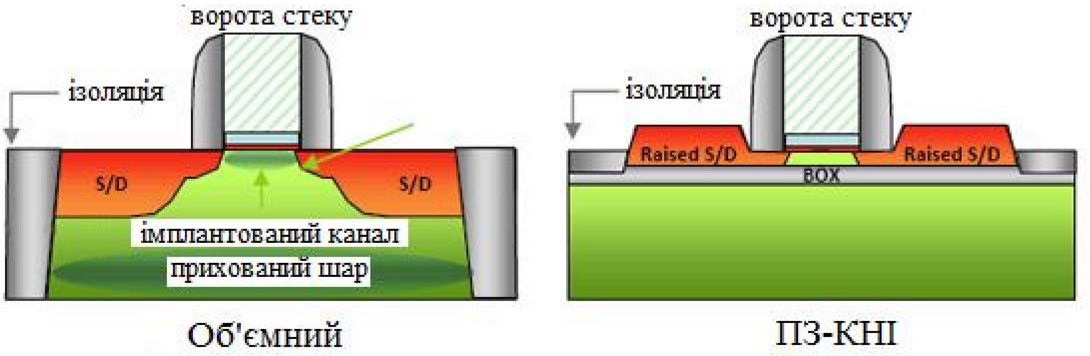


Рис.1.16. Структури повністю збідненого КНІ-транзисторai обємного транзистора [36].

Як бачимо з рис.1.16, технологія повністю збідненого кремнію на ізоляторі суттєво простіша, бо на відміну від технології об’ємного транзистора не потребує глибоко прихованого шару, імплантованого каналу, також не потребує травлення для виводів стоку і витоку, також в КНІ-структурі менший шар ізоляції, що також суттєво спрощує його виготовлення.

Недоліки об’ємних транзисторів:

- Слабкий процес компенсації
- Низький процес оптимізації
- Висока вартість технологічного прцесу
- Джерело витоку струмів
- Невелика швидкодія, більші енерговитрати
- Висока мінливість за флуктуацій домішок

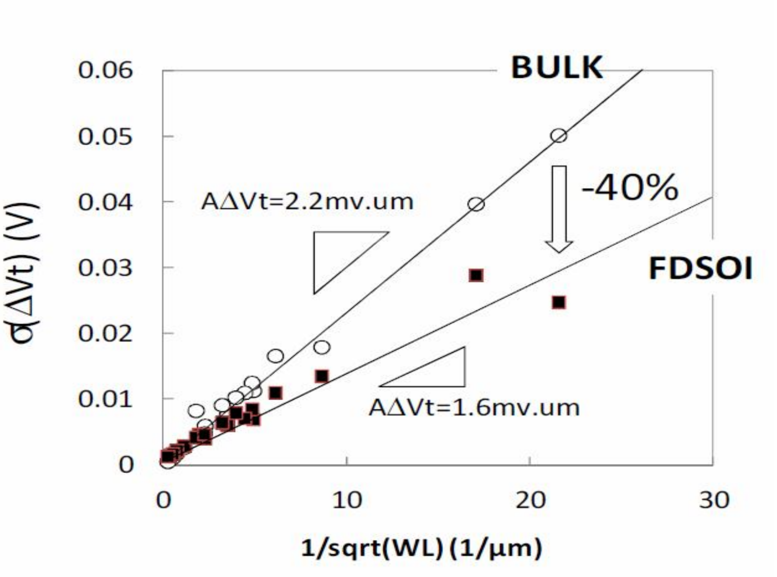


Рис.1.17. Графічне зображення зменшення споживання енергії на 40% на FDSOI-транзисторах (повністю збіднений кремній на ізоляторі) порівняно з bulk-транзисторами (об’ємними) [35].

На рис. 1.17 зображено енергоспоживання транзисторів, побудованих за різними технологіями. Бачимо переваги технології 28-нм повністю збідненого кремній на ізоляторі над 28 нм об’ємними, які були наступними:

- \+ 30% продуктивності за тієї ж напругиVdd (1В)
- або на 40% нижче енергоспоживання за тієї ж продуктивності
- краща технологічність (включаючи приріст SRAM) з FD-SOI/UTBB (з верхньою товщиною кремнію 7 нм і товщиною оксидного шару 25-нм)

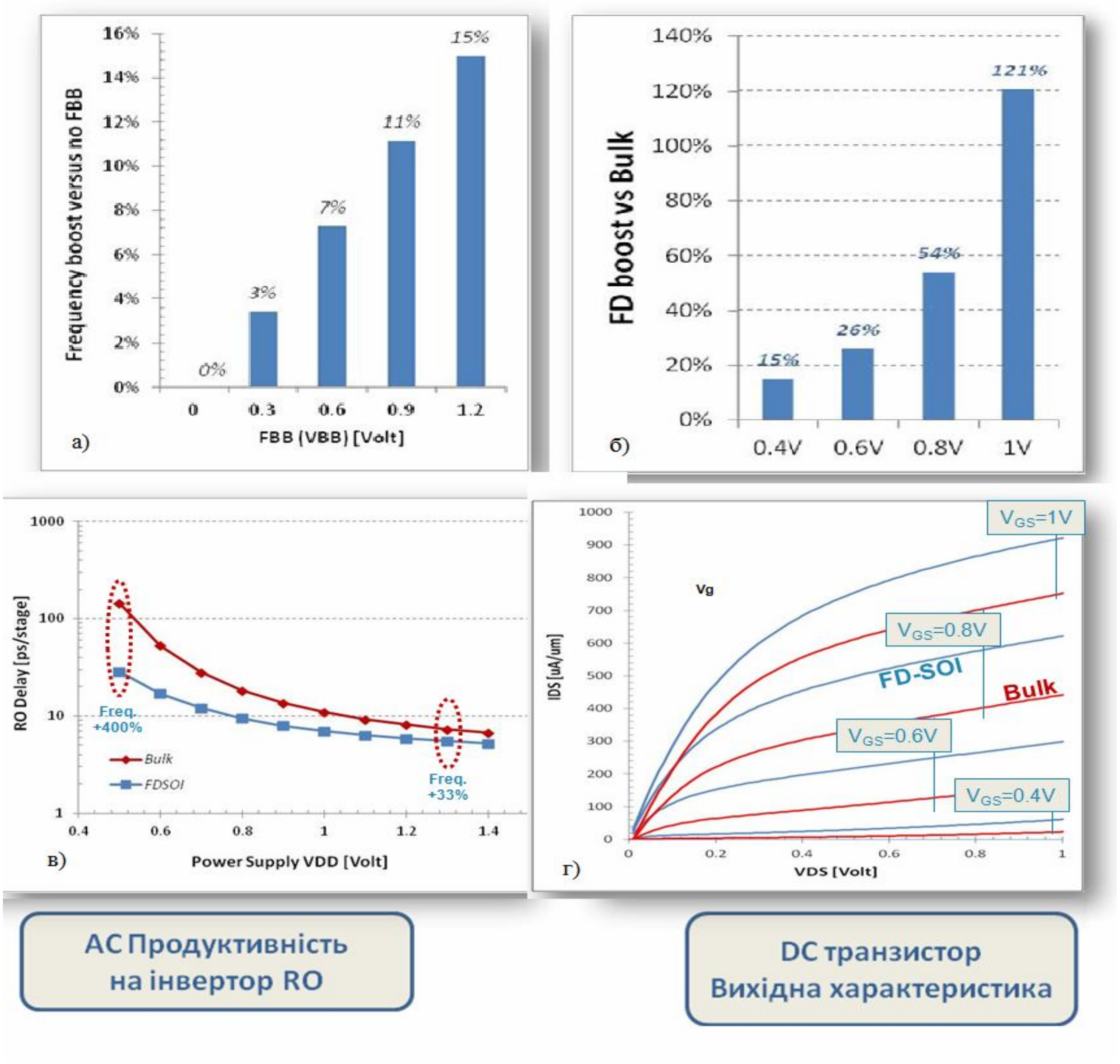


Рис. 1.18. Графічне порівняння динамічних та статичних характеристик повністю збіднених КНІ-транзисторів та обємних транзисторів [35].

Представлені результати дослідження впливу зворотнього зміщення на поведінку транспорту носіїв заряду (рис. 1.18, *а*) в ультратонкому прихованому оксиді повністю збідненеого КНІ МОН-транзистора і представлені його вплив на продуктивність пристрою. На графіку можна побачити, який приріст швидкодії ми маємо на сучасному повністю збідненому КНІ-транзисторі порівняно з об’ємним транзистором. Вольт-амперна характеристика транзистора, побудованого на технології повністю збідненого кремнію на ізоляторі (рис.1.18, *г*) свідчить про зменшення споживання енергії, або приріст продуктивності при тій самій напрузі, що дуже важливо для сучасної техніки.

На рис. 1.18, *в* показано, що на повністю збідненому КНІ-транзисторі час затримки в 4 рази менше ніж на об’ємному транзисторі при напрузі 0,5 В і на 33% менше при напрузі 1,3 В, приріст частоти порівняно з відсутністю зворотного зміщення (зверху зліва).

Покращення цих властивостей дозволяє створювати досконаліші пристрої з меншим споживанням енергії і більшою швидкодією.

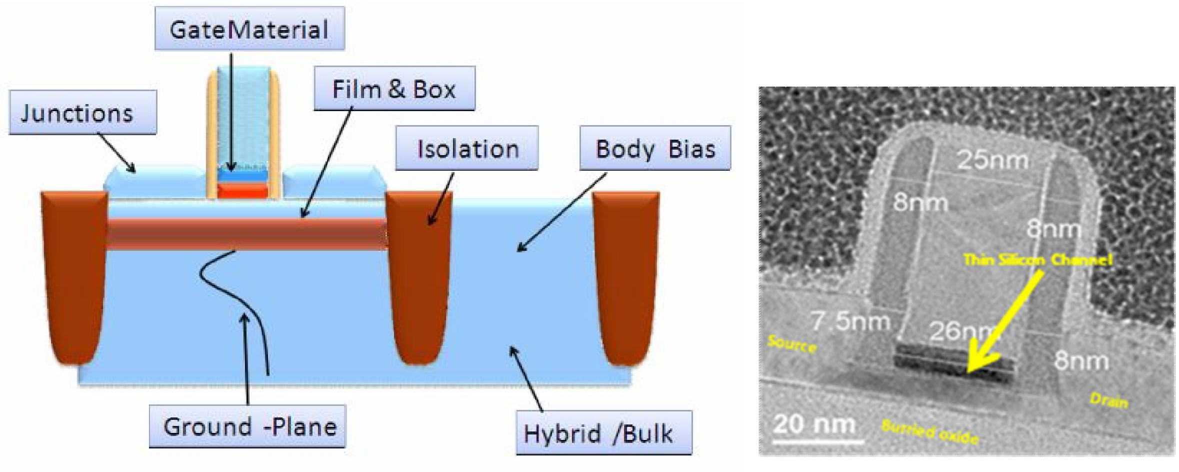


Рис. 1.19. Структура повністю збідненого кремнію на ізоляторі надтонким прихованим оксидним шаром (FD-SOIUTBB).

Переваги сучасної технології повністю збіднених структур кремній на ізоляторі над об’ємними [9] (рис. 1.20):

Повна діалектрична ізоляція

- Нижчі сттокові/витокові ємності
- Меншестокових/витоковихвиходів
- Захист від замикань

Швидкість, охолодження транзистора

- Ультратонкийприхований оксидний шар(TSi~1/3LG)

Відмінний захист каналу

- низький короткоканальний ефект(SCE), пониженняпотенційногобар'єру, обумовленого стоком (DIBL)
- герметичність

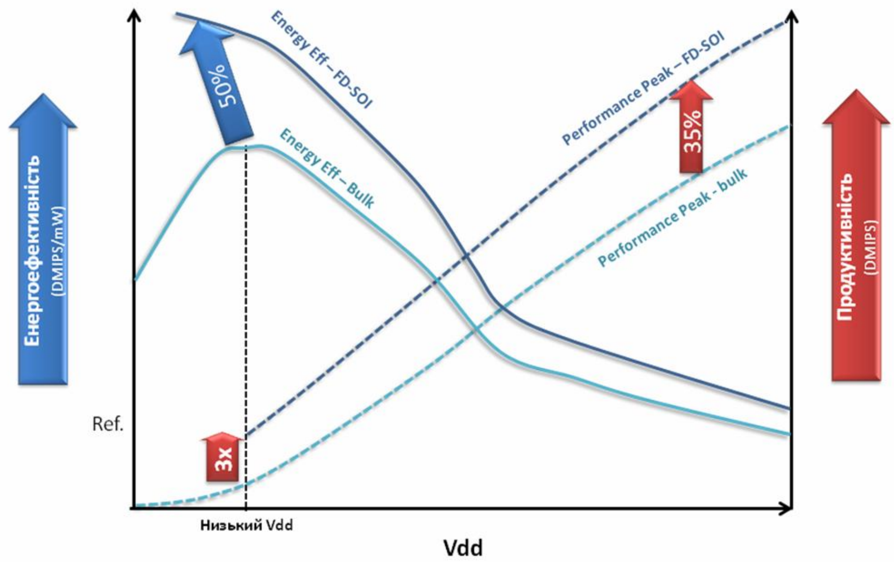


Рис. 1.20. Приріст продуктивності і енергозбереження повністю збіднених КНІ-транзисторів в порівнянні з об’ємними транзисторами.

Плоскі повністю збіднені транзистори побудовані на ультратонкій структурі кремній-на-ізоляторі (FDSOI), а FinFETs будуються на ультра-вузьких плавниках, які висічені в обємній підкладці кремнію або підкладці кремнію на ізоляторі, як показано на рис. 1.21 (*б* і *в*) відповідно [37].

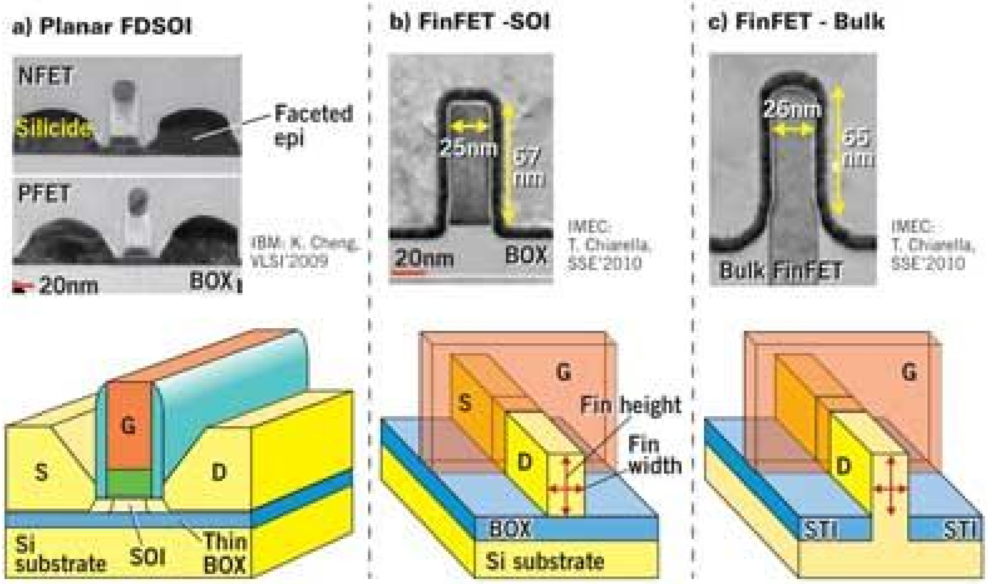


Рис. 1.21. Архітектурні варіанти: (*а*) плоских ПЗ-КНІ (FDSOI), (*б*) FinFETКНІ, (*в*) FinFETобємні.

ІС промисловість знаходиться перед вибором КМОН архітектури: перейти до еволюційного шляху масштабування шляхом прийняття плоских повністю збіднених КНІ-транзисторів, або вводити 3D-транзистори, відомі як FinFET або TriGate. Будь-який вибір приводить нас до нових проблем і рішень. Цей огляд про компроміси і проблеми FinFETs і плоских повністю збіднених КНІ-транзисторів [5, 36].

У таких структурах прихований оксидний шар може бути додатково зменшений до близько 10 нм, щоб зменшити бічні стокові/витокові електричні з'єднання. Тому було створено МОН-транзистор з ультратонким прихованим оксидним шаром на підкладці повністю збідненого кремнію на ізоляторі (UTBBFD-SOIMOSFET), як показано на рис. 1.22 (праворуч).

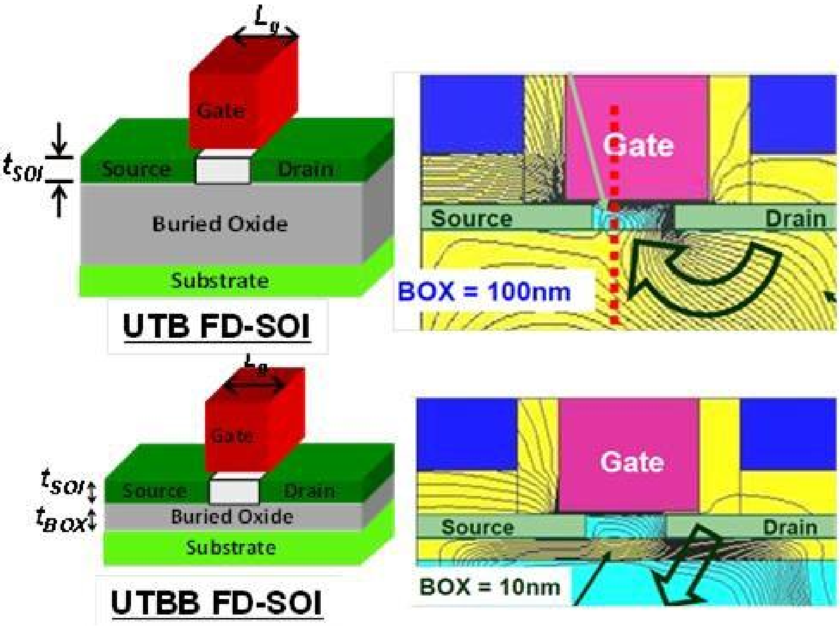


Рис 1.22. (Зліва) Схематичне зображення FD-SOI MOSFET і FD-SOI MOSFET з ультратонким прихованим оксидним шаром на пластиніКНІ. (Праворуч) TCAD(технологія автоматизації проектування) моделює електричне поле на транзисторі в стані ВИКЛ; тонка структура вікна показує зниження з'єднання стоку/витоку з каналом [36].

Рівномірність товщини є ключовим параметром для управління зміною напруги і короткоканальним ефектом плоского FDSOI пристрою. Загальна зміна товщини шару повинна бути досягнута в нанометровому або субнанометровомудіапазоні для шару кремнієвої пластини. ТехнологіяSmartCut оптимізувала процес та продемонструвала загальну зміну товщини шару у ± 0,5 нм, і повністю сумісна з найвимогливішими FD–технологіями (рис. 1.9). За сучасною технологію FD товщину оксидного шару можна зменшити до 10 нм і навіть нижче з нанометровою рівномірністю товщини без погіршення основних електричних властивостей пристрою.

Ниткоподібні кристали кремнію в сенсорній електроніці

Поряд із традиційним застосуванням кремнію у пристроях сенсорної електроніки використовують міродротини кремнію Так у працях [40, 41] описано високонадійні сенсори деформації на основі тензорезисторів, виготовлених з НК кремнію, що витримують деформації розтягу-стиску до 1%. Вони дієздатні під час дії великих відцентрових прискорень, добре переносять перевантаження, вібрації, ударні прискорення тощо. У праці [42] описано сенсори деформації, дієздатні за низьких та кріогенних температур до температури скрапленого гелію, на основі сильнолегованих НК кремнію *p*-типу з питомим опором ρ≈0,005 Ом×см. Такі тензорезистори мають невеликі номінали опору за кріогенних температур, а також лінійну температурну залежність опору в інтервалі 77–300К. Окрім того, вони стійкі до впливу сильних магнітних полів з індукцією до 5 Тл.

Автори [41] стверджують про можливості створення надчутливих тензорезисторів і сенсорів для кріогенних температур на основі НК *p*-Si з концентрацією бору поблизу переходу метал–діелектрик. Такі тензорезистори за температури скрапленого гелію мають гігантську тензочутливість: величина коефіцієнта тензочутливості у них за деформації стиску сягає 570450. Окрім того, тензорезистори на основі НК кремнію *p*-типу є радіаційно стійкі і не змінюють свої характеристики після опромінення їх електронами високих енергій (до 14 МеВ) з дозою, яка не перевищує 1×10^{17} ел/см^2 [40].

Високою тензочутливістю, особливо за низьких температур, вирізняються також тензорезистори на основі НК германію, як *n*- так і *p*-типу провідності, з кристалографічною орієнтацією <111>. Окрім того, легуючи ці кристали в процесі вирощування різними домішками, можна істотно змінювати їх деформаційні і температурні характеристики. Екстремально високі значення коефіцієнта тензочутливості $K=-(9-10)\times10^3$ за температури скрапленого гелію спостерігаються для тензорезисторів на основі НК германію *n*-типу з рівнем легування, що відповідає інтервалу переходу метал-діелектрик.

а) б) в)

Рис.1.23. Зовнішній вигляд сенсоів (*а*) тиску рідкого гелію, (*б*) тиску – рівня рідкого азоту, (*в*) перепаду тисків кріогенних рідин.

Ниткоподібні кристали кремнію ефективно застосовуються у сенсорах для вимірювання тиску, пульсацій тиску, локальних потоків газу для різних інтервалів температур. Розроблено різні модифікації мініатюрних високотемпературних сенсорів тиску, зокрема для вимірювання пульсацій тиску газів у авіаційних двигунах, що здатні вимірювати тиски до 20 МПа [43]. Завдяки малим розмірам мембрани, такі сенсори можна встановлювати також у важкодоступних місцях. Їх також можна використовувати для діагностики двигунів внутрішнього згоряння із застосуванням оригінальної конструкції з охолодженням рідиною, що дозволяє забезпечити дієздатність сенсора за температур до +800˚С. На основі НК кремнію виготовляють також і мікроелектронні сенсори тиску для кріогенних температур, наприклад сенсор тиску кріогенних рідин для діапазону тисків 0–10 МПа, описаний в працях [40, 43]. Також розроблено сенсор рівня кріогенних рідин з чутливістю близькою до 0,25 мВ/В на 1 мм скрапленого азоту.

Мініатюрні сенсори на основі НК Si використовують у медичній діагностиці. Наприклад, у праці [44] описано сенсор для діагностики черепно-мозкових травм, що вимірює внутрішньочерепний тиск в інтервалі 0–300 мм рт. ст. В цій же роботі автори описують мініатюрний сенсор для гастроентерологічних досліджень, який здатен вимірювати тиск у порожнині до 300 мм вод. ст. Такий сенсор використовувався для діагностики захворювань шлунка і дванадцятипалої кишки. Для отоларингології розроблено сенсор диференційного тиску для діагностики функцій слухової трубки з чутливістю близькою до 0,15 мВ/мм вод. ст. і сенсор тиску-розрідження на діапазон ±500 мм вод. ст. (±49 кПа) [44].

Рис.1.24. Мініатюрний сенсор для гастроентерологічних досліджень.

У праці [38] наведено широкий спектр сенсорів для вимірювання деформацій, сили, прискорення, температури тощо на основі вібраційно-частотних перетворювачів (ВЧП) з НК Si як електромеханічних резонаторів. Це, зокрема, динамометри, що здатні вимірювати мінімальні зусилля 0,01–0,1 мгс і використовуються в пристроях для вимірювання маси ювелірних виробів із середньою чутливістю перетворювача 300 Гц/г в інтервалі 0,01–50 г. Описаний в праці акселерометр на основі ВЧП з НК кремнію здатен вимірювати прискорення в діапазоні 0–600 м/с^2; має чутливість приблизно 0,1 кГц×с^2/м і похибку вимірювань близько 0,5%. Його можна розміщувати на рухомих об'єктах, а поєднання кількох акселерометрів у модуль дозволяє вимірювати напрямки векторів прискорення. Анемометричні сенсори резистивного типу на основі НК Si, описані цими авторами, вимірюють малі швидкості потоку

(*V*<0,5 м/с), а їх чутливість нелінійно залежить від швидкості потоку і становить 1,5 В·с/м.

Використання наноструктур у спінтроніці.

Наноструктурування масивних магнітних матеріалів дозволяє в широких межах керувати їхніми характеристиками. Нанотехнології можна застосовувати передусім для створення матеріалів із заданим видом кривої намагнічування як для рекордно магнітом'яких матеріалів, так і для надзвичайно магнітотвердих матеріалів. Останніми роками активно розвивається нова науково-технічна галузь – магнітоелектроніка, або, як тепер її називають– «спінтроніка», що займається вивченням і практичними застосуваннями ефектів та пристроїв, які використовують спіни електронів [45]. Спінтроніка вивчає магнітні та магнітооптичні взаємодії в металевих і напівпровідникових структурах, а також квантові магнітні явища в структурах нанометрового розміру. Отже, спінтроніка – напрям наноелектроніки, у якому для подання й опрацювання інформації поряд із зарядом використовують спін електрона. У сучасній електроніці вже є пристрої, що функціонують на спінових явищах. Це, наприклад, головки, що зчитують інформацію з магнітних дисків (випускаються фірмою IBM) і новий тип магнітної пам'яті – MRAM (magnetic random access memory – магнітна пам'ять з довільною вибіркою). Ці пристрої працюють з використанням ефекту гігантського магнітоопору [45].

Магнітом'які наноматеріали. Зміна орієнтації магнітних ділянок під впливом прикладеного ззовні магнітного поля може відбуватися як у дуже сильних полях (магнітна «твердість»), так і у вкрай слабких полях (магнітна «м'якість»). Наприклад, достатньо магнітом'якими є стрічки аморфного сплаву складу Fe70Si13Nb3Cu9, отримані методом швидкого охолодження розплаву, що розливається на обертовий холодний мідний барабан, складаються з 10 нм наночастинок цього сплаву. У разі великої індукції насичення (1,2Тл) коерцитивна сила такого сплаву дуже мала (0,5А/м). Однією з причин підвищення «магнітом'якості» і, внаслідок цього, появи величезної магнітної проникності ($\mu \approx 5 \times 10^5$) є полегшена орієнтація спінових моментів електронів. У наночастинках концентрація дефектів набагато нижча (дефекти легко дифундують на поверхню), і тому орієнтація спінових моментів у зовнішньому магнітному полі полегшується. Наномагнітний кластер може мати магнітні моменти, орієнтовані так, як зображено на моделях, рис.1.25.

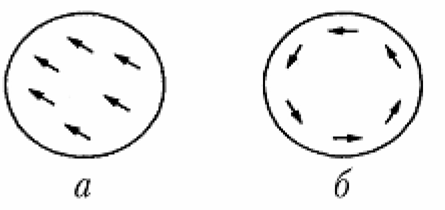


Рис. 1.25. Різна орієнтація магнітних моментів у наночастинці феромагнетику.

На цей час відомо, що існує гігантський магнітоопір в матеріалах, які штучно створені методом осадження на підкладку прошарків феромагнітного і неферомагнітного металів нанометрової товщини. Схему цієї шаруватої структури і напрямки орієнтації вектора намагніченості феромагнітних прошарків зображено на рис. 1.26.

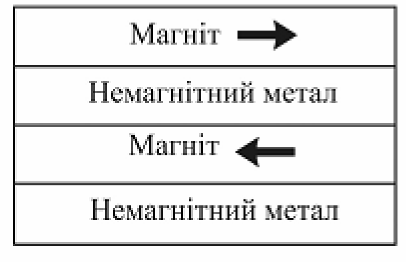


Рис. 1.26. Прошарки немагнітного матеріалу з феромагнітними прошарками, що намагнічені в протилежних напрямках.

Якщо ж магнітні моменти антипаралельні, то опір різко зростає (антиферомагнетизм характеризується ефектом величезного зниження провідності в зв’язку з антиполярною орієнтацією спінів). Електричний струм може протікати як перпендикулярно, так і паралельно шарам. В обох випадках зміна опору виявляється досить великою (±40 %) і може регулюватися зміною магнітних моментів у феромагнітних прошарках.

Отже, ефект гігантського магнітоопору набув широкого застосування не тільки в головках твердих дисків. На основі цих структур виготовлено цілу низку сенсорів, перемикачів і невзаємних пристроїв– вентилів-ізоляторів. Низька вартість і мале енергоспоживання забезпечують високу конкурентоспроможність цих приладів. Магнітні запам’ятовувальні пристрої на основі приладів з гігантським магнітоопором можуть конкурувати з традиційними напівпровідниковими запам’ятовувальними пристроями за щільністю інтеграції, швидкістю й вартістю.

1.3. Використання кремнійових мікроструктур у наноелектроніці.

Одними із найбільш перспективними структурами для нанотранзисторів вважаються структури кремній-на-ізоляторі (КНІ). В світі розроблено декілька варіантів конструкцій КМОН нанотранзисторів на основі структур кремній-на-ізоляторі. Це класичні транзистори з планарним полікремнієвих затвором, транзистори на ультратонких (до 10 нм) шарах кремнію (UT SOI MOSFET), транзистори з планарним затвором (in-plan-gate - IPG), транзистори з подвійним затвором (doublegate - DG), а також транзистори, що використовують технологію оперізувального затвора (gateallaround - GAA) для мінімізації наслідків накопичення заряду в прихованому оксиді, в тому числі так звані "вертикальні" нанотранзистори.

Структури кремній-на-ізоляторі в технології нанотранзисторів.

Використання структур кремній-на-ізоляторі дозволяє зменшувати довжину каналу МОН-транзистора до 15 нм, а дизайн подвійного затвора дозволяє досягти довжини каналу 5–6 нм [5,46]. У транзисторі типу кремній-на-ізоляторі вкладки квантових ефектів не є домінуючими, і нанотранзистор функціонує аналогічно класичному субмікронному КМОН-транзистору кремнієвої мікроелектроніки. Цей підхід був випробуваний в Інституті фізики напівпровідників з використанням стандартної оптичної літографії і плазмохімії для досягнення розмірів менше 100 нм. Розроблено, виготовлено і досліджено характеристики тестових польових транзисторів типу кремній-на-ізоляторі і логічних елементів з розмірами близько 100 нм. Транзисторам властиві класичні характеристики з крутістю близько 100 і 120 мВ/дек для *n*- і *p*- канальних транзисторів відповідно без помітних "king"-ефектів. Струми витоків транзисторів істотно менше 10 А за ширини каналу 20 мкм.

Іншим варіантом є перехід до некласичних конструкцій нанотранзисторів (рис.1.27) [47]. У рамках цього напрямку в Інституті фізики напівпровідників були розроблені, виготовлені і досліджені характеристики польових нанотранзисторів типу кремній-на-ізоляторі з латеральними затворами і розмірами елементів в нанометровому діапазоні [48,49]. За товщини відсіченого шару кремнію 5–50 нм довжина каналу транзистора зменшувалася до 40–50 нм. Електронна літографія сфокусованим електронним променем при використанні високо-молекулярного полі-метил-метакрилату як резиста дозволила виготовити планарні кремнієві (КНІ) польові транзистори чотирьох конструкцій.

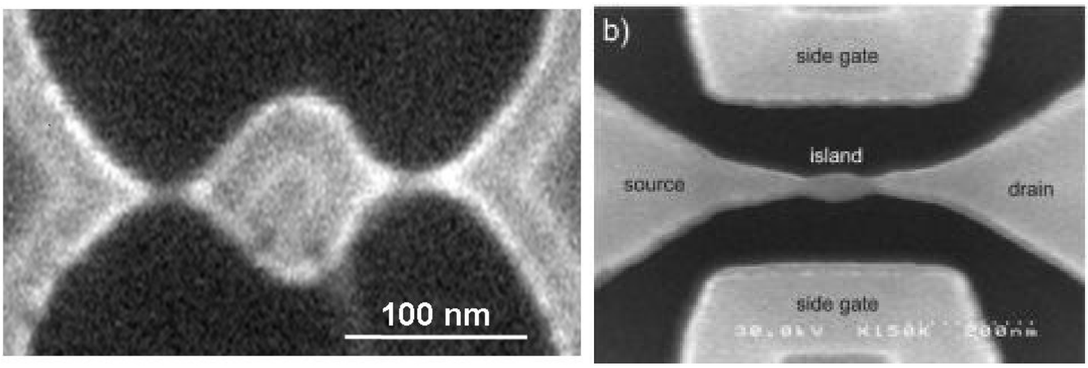


Рис. 1.27. Зображення із сканувального електронного мікроскопа (СЕМ) єдиного одноелектронного транзистора КНІ структури. Пристрій містить великий острівець, зв'язаний із іншими через маленькі квантові точки.

Виготовлено нанотранзистори на легованому шарі кремнію з одним та двома розщепленими латеральними затворами з мінімальними розмірами елементів до 20 нм і на нелегованому каналі з додатковими затворами з титану або полікремнію, що лежать над каналом поверх підзатворного оксиду завтовшки 10 нм. Створення додаткових затворів знадобилося внаслідок надзвичайно низької ємності латеральних затворів при використанні як ізолятора двооксисду кремнію. Прилади з латеральним затвором володіють прекрасними високочастотними характеристиками, однак для модуляції сильно легованих каналів потрібні напруги на затворі в десятки і сотні вольт. Альтернативним варіантом для літографічної роздільної здатності 10–20 нм є застосування як ізолятора діелектриків з великою діелектричною сталою (наприклад, $SrBaTiO_3$).

Структури кремній-на-ізоляторі в екстремальній електроніці.

Зацікавлення структурами кремній-на-ізоляторі викликане не тільки перспективністю цього матеріалу для мініатюризації зінтегрованих схем і можливістю переходу до нанотехнологій. Структури кремній-на-ізоляторі забезпечують повну електричну ізоляцію, як було згадано, окремих приладів на чипі (рис. 1.28). Це забезпечує цілий набір переваг: збільшення швидкодії, зниження енергоспоживання, можливість створення радіаційно-стійких схем і схем, що працюють за високих температур (аж до 350 °C) [50].

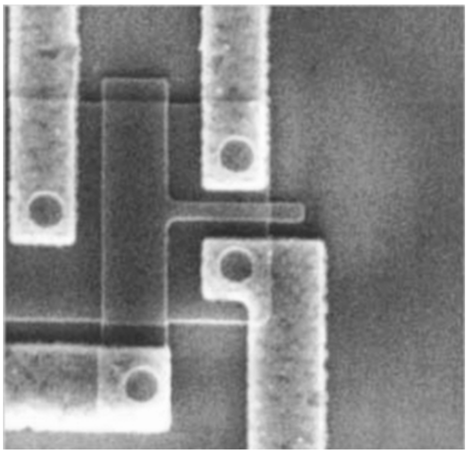


Рис. 1.28. Мікрофотографія МОН-транзистора структури кремній-на-ізоляторі на острівці кремнію розміром 7×9 мкм у сканувальному електронному мікроскопі.

Поряд з цим, основними причинами деградації КМОН надвеликих зінтегрованих схем за радіаційних впливів є поверхневі й міжшарові іонізаційні ефекти, пов’язані з накопиченням заряду в підзатворних та ізолюючих діелектриках, а також на межі поділу Si/SiO$_2$. Ці ефекти найбільше впливають на характеристики транзисторів метал–оксид–напівпровідник у КМОН ультравеликих зінтегрованих схемах, обмежуючи їх працездатність на рівні до 10^3 Гр.

Істотного збільшення – до 5×10^5 Гр досягла французька фірма TEMIC з переходом на структури кремній-на-ізоляторі, виготовлені за SIMOX-технологією і до спеціальної технології БіКМОН на пластинах типу кремній-на-ізоляторі (Durci Mixtte Isolant Logico Lineaire – DMILL) [51]. Отже, перехід на структури кремній-на-ізоляторі дуже ефективний. Ця технологія забезпечує працездатність КМОН зінтегрованої схеми за доз понад 10^5 Гр.

В Інституті фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України виготовлено пластини типу кремній-на-ізоляторі методом DeleCut і на їх основі субмікронні (0,5–0,2 мкм) КМОН-транзистори, елементи логіки. Випробування цих транзисторів на радіаційну стійкість показали, що чутливість до гамма-радіації у них значно нижча (до 10^5 Гр), ніж у радіаційно стійких КМОН-приладів (до 10^3 Гр), виготовлених на масивному кремнії. Крім того, комплементарні транзистори структури метал–діелектрик–напівпровідник зберігали свої електричні параметри аж до температур 250–300 °С. [52, 53].

Досліджено процеси деградації фізичних і приладових властивостей пристроїв на структурах типу кремній-на-ізоляторі за спеціального впливу до доз 10^5 Гр. Дослідження показали, що в КНІ-структурах під впливом опромінення відбувається накопичення позитивного заряду, значення якого більше ніж заряд у структурі типу метал–оксид–напівпровідник з тією самою товщиною діелектрика і дозою опромінення. Зміни щільності пасток у структурі кремній-на-ізоляторі під час опромінення електронними і гамма-квантами практично не спостерігається аж до доз 10^5 Гр. Поріг *p*-канальних транзисторів зростає досить незначно, що не призводить до їх замикання і виходу схем з ладу. Інвертори також залишаються дієздатними до доз, близьких до 10^5 Гр, для схем з тонким підзатворним оксидом (рис. 1.29) [54].

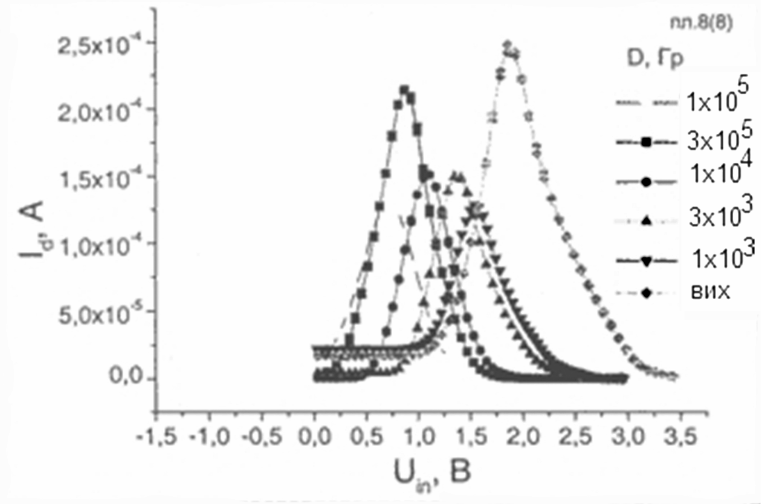


Рис. 1.29. Зміна статичних характеристик інвертора під час гамма-опромінення до доз 10^5 Гр.

Зінтегровані схеми з повністю ізольованими транзисторами мають імунітет до впливу електромагнітного імпульсу й одноразового впливу сильно іонізуючих часток. У них відсутній ефект замикання. Ці переваги роблять зінтегровані схеми зі структурами кремній-на-ізоляторі перспективними для використання в бортових системах військової та космічної техніки.

1.4. Комбіновані мікро- та наноструктури у приладах наноелектроніки.

Унікальні електричні, механічні та оптичні властивості нанокристалів зробили їх надзвичайно перспективними для різних пристроїв [55]. Однак суттєвою перешкодою у використанні цих наноструктур були труднощі в обробці та їх інтеграції в мікроелектроніці для формування цілісної системи [56] шляхом синтезу кремнієвих нанокристалів в заздалегідь заданому місці, усуваючи потребу в більш пізньому процесі складання..

Типовим прикладом такої системи є МЕМС – структури (мікро-електро-механічні системи). На рис. 1.30 зображено процес виготовлення МЕМС структури. Типова товщина мостів 2 мкм для виробництва полікристалічного кремнію мікроструктур і 20 мкм для мікроструктур SCS (single crystal silicon). Вологий хімічний процес травлення оксиду, природньо, створює лунки під електричними контактами таким чином, що подальші маски меншого процесу осадження каталізатора на рис. 130, *b* не можуть викликати короткого замикання. Як обумовлено в VLS (vapor-liquid solid) механізмі, шар каталізатора, приблизно 5 нм, від 60% золота - 40% паладію (AuPd), суміш першого напилюється на поверхню мікроструктури (рис.1.30, *d*).

Після прикріплення до плати на рис. 1.30, *e*, мікроструктури були поміщені у вакуумну камеру за кімнатної температури. Рисунок 1.31 ілюструє експериментальне обладнання.

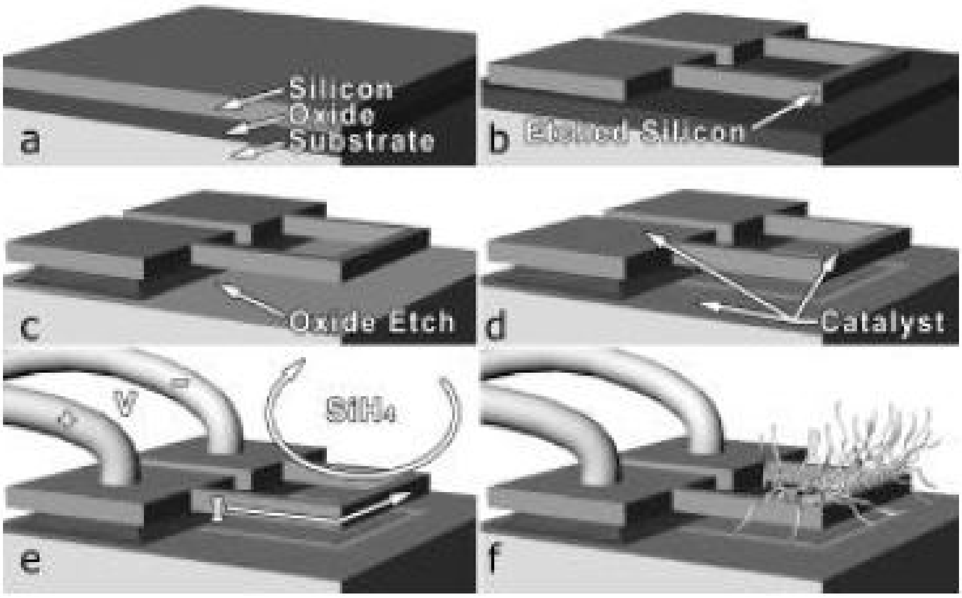


Рис.1.30. Технологічний процес виготовлення КНІ мікроструктур та обладнання для синтезу нанокристалів.

Рис. 1.31. Схема експериментального обладнання в камері.

Вважається, що процес синтезу може відбуватися тільки за певних експериментальних умов температури, тиску газу і відповідного каталізатора. VLS механізм був вперше запропонований в 1960-х роках для опису росту ниткоподібних кристалів [55]. Кремній дифундує в шар каталізатора; по досягненні евтектичної точки сплав набуває рідкої фази. Різні металеві каталізатори (Ni, Fe, Ti, Zn, Au і AuPd) ефективно сприяли цій реакції. Рідкий сплав продовжує поглинати кремній, поки не стане перенасиченим і кремній починає осідати на межі розділу рідина–тверде тіло. Нанокристали утворюються в результаті цього процесу осьовим осадженням. Ініціювання реакції залежить від температури, температура евтектики і температура для розкладання силану повинна бути досягнута для протікання реакції.

Гігантський п'єзорезистивний ефект в комбінованих мікро- та наноструктурах на основі кремнієвих нанопровідників

Ефект п'єзоопору в кремнії широко використовується в механічних датчиках, і дотепер активно вивчається. У вуглецевих нанотрубках спостерігалися цікаві електромеханічні властивості. Кремнієві ниткоподібні нанокристали мають незвично великий п'єзоопір порівняно з масивними провідниками. Наприклад, коефіцієнт поздовжнього п'єзоопору вздовж напрямку (111) збільшується зі зменшенням діаметра кремнієвого нанопровідника *p*-типу, досягаючи $3{,}550\times10^{-11}$ Па $^{-1}$, в той час, як для об'ємного провідника це значення становить – $94\text{x}10^{-11}$ Па $^{-1}$. Встановлено, що деформаційні зміни рухливості носіїв заряду і модифікації поверхні помітно впливають на коефіцієнти п'єзоопору [57].

На рис 1.32, *a* зображено нанопровідник з напрямком росту (111) зі з'єднуючим каналом, обмеженим вертикальною поверхнею (111) на КНІ–підкладці орієнтованій напрямом (110) [58]. На бічних стінках чергуються паралельні лінії різного контрасту. Ці лінії сформовані під час глибокого реактивного іонного травлення. На рис. 1.32, *b* зображено загальна морфологія мостового нанопровідника, який виріс з лівої бічної стінки вздовж напрямку (111). Рис.1.32, c, e – це зображення електронної мікроскопії, для двох з'єднань між нанопровідником і каналом бічних стінок. Рис.1.32, *d* зображення електронної мікроскопії з високою роздільною здатністю, яке підтверджує ріст в напрямку (111) і виявляє тонкий оксидний шар на поверхні нанопровідників. Масштабна шкала *a – e*: 2, 500, 100, 3 і 100 нм відповідно.

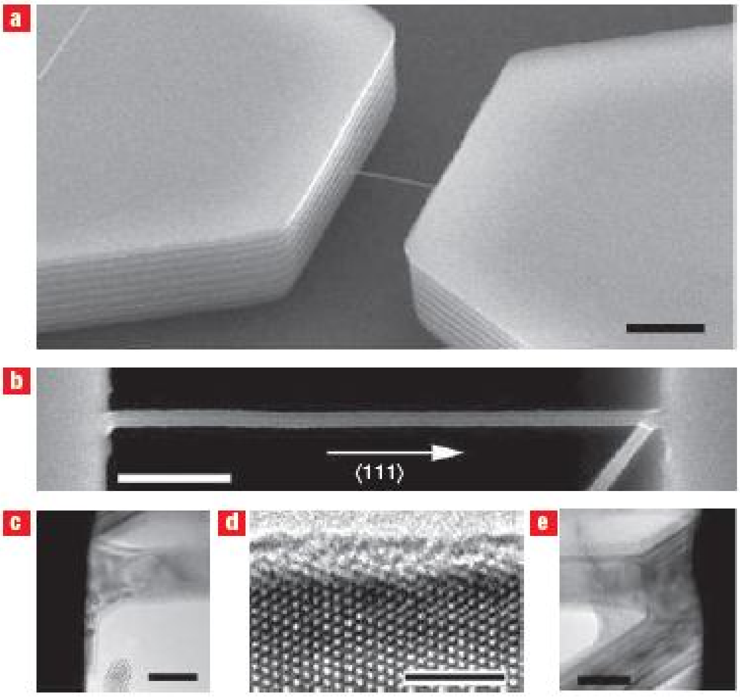


Рис. 1.32. Мости кремнієвих нанониток орієнтованих напрямком (111) на КНІ- підкладці.

Кремнієві нанопровідники *p*-типу виявляють незвично великі значення коефіцієнтів поздовжнього п’єзоопору. Підвищений коефіцієнт п’єзоопору може знайти застосування в кремнієвих нанотехнологіях, а також у нано-електро-механічних системах [59]. Зокрема, внутрішні напруження можуть існувати в багатьох нанорозмірних матеріалах і ці напруження можуть бути основною проблемою, яка стосується продуктивності електроніки на основі цих наноструктур.

1.5. Висновки та постановка задач досліджень.

Розглянуто методи створення структур кремній на ізоляторі. Показано, що лазерна рекристалізація – один з перспективних методів створення структур кремній-на-ізоляторі для застосування в сенсорах З іншого боку, на цей час нанорозмірні кристали завдяки своїм розмірам, формі й властивостям все частіше розглядають як базовий для реалізації нових класів приладів та систем наноелектроніки. Окрім того, показана перспективність застосування мікро-і наноструктур у галузі спінтроніки.

Визначено, що одним із перспективних напрямів розвитку сучасної сенсорної електроніки є розроблення і використання мікроелектронних сенсорів, які є результатом поєднання технологій і конструкцій різних елементів та схем перетворення інформації від них на одному або декількох кристалах. Структури кремній-на-ізоляторі завдяки поєднанню технологій мікроелектроніки та наноелектроніки дають змогу певною мірою вирішити цю проблему.

Отже, на основі проведеного аналізу проблеми забезпечення технологічності мікроелектронних сенсорів показано, що підвищення якості виробів мікроелектроніки та ефективності їх виробництва можливе завдяки комплексного підходу, що передбачає використання нових функціональних матеріалів і структур, нових ідей і конкурентоспроможних методів та принципів побудови датчиків, а отже, проведення фундаментальних досліджень, використання новітніх методів і технологій виробництва

Згідно аналізу сформульовані основні задачі дослідження:

- вдосконалити технологічні методи виготовлення легованих мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі на основі полікристалічного та ниткоподібного кремнію для створення чутливих елементів сенсорів фізичних величин (деформації, температури тощо);
- дослідити електропровідність, магнетоопір, деформаційні характеристики та магнітні властивості кристалів легованих мікрокристалів кремнію і структур кремній-на-ізоляторі у широкому інтервалі температур (4,2–300 К), магнетних полів (до 14 Тл), у тому числі з використанням методу імпедасної спектроскопії;

- дослідити вплив зовнішніх чинників (деформації, магнетного поля, опромінення, температури) на властивості легованих мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі як чутливих елементів сенсорів механічних, теплових та магнітних величин;
- створити елементну базу пристроїв сенсорної електроніки на основі легованих мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі, у тому числі виготовлених за суміщеними технологіями та встановити закономірності змін їх характеристик.

РОЗДІЛ 2

ТЕХНОЛОГІЧНІ АСПЕКТИ СТВОРЕННЯ ЛЕГОВАНИХ МІКРОКРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ ТА СТРУКТУР КРЕМНІЙ-НА-ІЗОЛЯТОРІ І МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕНЬ ЇХ ХАРАКТЕРИСТИК

У розділі подано технологічні аспекти створення мікро- та наноструктур кремнію, в одному випадку, одержання структур кремній-на-ізоляторі методом мікрозонної лазерної рекристалізації полікремнію, в іншому випадку, одержання мікро- і нанокристалів Si методом хімічного парового осадження (CVD) у відкритій проточній та закритій бромідній системах. Леговані мікрокристали Si *p*-типу, завдяки структурній досконалості, механічній міцності і морфології, є не тільки вдалим модельним матеріалом для фізичних досліджень, але й перспективною елементною базою для створення різноманітних первинних перетворювачів. Саме застосування мікрокристалів Si як чутливих елементів дозволяє найкращим чином реалізувати переваги їх структурної досконалості, а також гнучку і порівняно недорогу технологію їх отримання. Водночас структури кремній-на-ізоляторі завдяки діелектричній ізоляції приладного шару від підкладки можуть слугувати ідеальною конструктивно-технологічною базою для створення нових інтегральних приладних структур. Зокрема це стосується тривимірних конструкцій чутливих і транзисторних елементів, які володіють високим ступенем інтеграції, швидкодією, енергоспоживанням, широким робочим температурним інтервалом, стійкістю до зовнішніх впливів, що є перспективним для сучасносного стану розвитку нанотехнологій. У розділі розглянуто обладнання, необхідне для проведення ростових експериментів, методики проведення досліджень властивостей мікро- та наноструктур кремнію у широкому інтервалі температур та під дією магнетного поля. Детально розглянуто дослідження електрофізичних властивостей мікро- та наноструктур кремнію методом імпедансної спектроскопії, яка дозволяє оцінити вклад окремих компонентів матеріалу в загальну провідність зразка. Подано відомості щодо дослідження властивостей матеріалу за складних умов, зокрема під впливом високоенергетичного опромінення електронами.

2.1. Вирощування ниткоподібних мікро- та нанокристалів кремнію методом хімічного парового осадження.

Процесу підготовки підкладки відведено значну увагу у науковій літературі [60–65], де опубліковано низку розробок, а враховуючи описані у Розділі 1 механізми утворення нанодротин, стає зрозумілим, що особливої ваги для контрольованого одержання регулярних бездефектних нанодротин набуває підготовка поверхні підкладок, що складається з таких стадій: оброблення поверхні пластин для очищення від неконтрольованих домішок; напилення металевої плівки (у нашому випадку – золота); створення регулярного ансамблю зародків, які ініціюють ріст кристалів; захист поверхні від можливих зовнішніх забруднень [66–68].

У наших дослідженнях обробку поверхні пластин здійснювали з використанням рідинних травників – суміш фтористоводневої кислоти з водою впродовж 5–7 хв з подальшим промиванням у бідистиляті.

Нанесення металевого покриття здійснювалось в установці вакуумного розпилення УВР– 4 (рис. 1), яка була нами модифікована для універсальності завантаження зразків і складається з робочої камери, вакуумної системи та пульта керування [69, 70].

Рис. 2.1. Модернізована установка для вакуумного напилення плівок металу.

Процес отримання плівок відбувався за допомогою термічного випаровування у вакуумі, за якого тиск парів речовини досягає 10^{-2} мм рт. ст.

Установка дозволяє одночасно (в одному циклі відкачки до вакууму 10^{-6} мм рт.ст):

- наносити контакти на декілька зразків;
- використовувати декілька випаровувачів (наприклад, для створення змішаного металевого покриття);
- регулювати та контролювати температуру зразка в межах 20–350 ^{o}C; регулювати та контролювати температуру випаровувачів;

Відкачування з системи здійснюється за допомогою форвакуумного та пароструменевого дифузійного насосів. Для запобігання потрапляння парів масла у робочу зону передбачена азотна пастка. Об’єм робочої камери становить 0,2 $м^3$, вакуум при відкачці – 10^{-6} Торр. Для контролю тиску в камері використовується термопарний та йонізаційний вакуумметри. Принцип роботи першого базується на залежності теплопровідності газу від тиску, другого – на тому, що за незмінних умов йонізації газу кількість йонів, які утворюються, пропорційна тиску. За допомогою термопари проводиться градуювання температури випаровувача за струмом між електродами. При напиленні термопара встановлюється на підкладку, що забезпечує контроль її температури.

При проведенні напилення використовувався танталовий випаровувач, температура випаровувача близько 1350 ^{o}C, мішень не підігрівалась. Діаметр підкладки становить 75 мм, відстань до мішені 10 см. Струм нагріву човника 75 А. Розрахунок товщини плівки здійснювали за масою завантаженого золота.

За повного випаровування матеріалу наважки, товщину плівки можна задати ваговим методом, тобто за допомогою попереднього зважування матеріалу з наперед відомою густиною. Об’єм плівки визначається як добуток товщини на площу поверхні, що задається тілесним кутом розпилення наважки, який залежить від випаровувача. Розкид за товщиною осадженої плівки при рівномірному розподілі матеріалу визначається за різницею віддалі від випаровувача до різних точок підкладки. Контроль товщини плівки під час росту можна здійснювати використанням мікроваг, що забезпечують точність зважування до декількох мікрограм.

Перед розрахунком маси наважки, зробимо декілька зауважень:

1) вважаємо випаровувач точковим джерелом, зокрема при розпиленні з точкового джерела тілесний кут дорівнює 4π стерадіан;
2) випаровування йде у півсферу радіусом *R*, відстань від джерела до підкладки – *H*, кут розпилення наважки – φ.

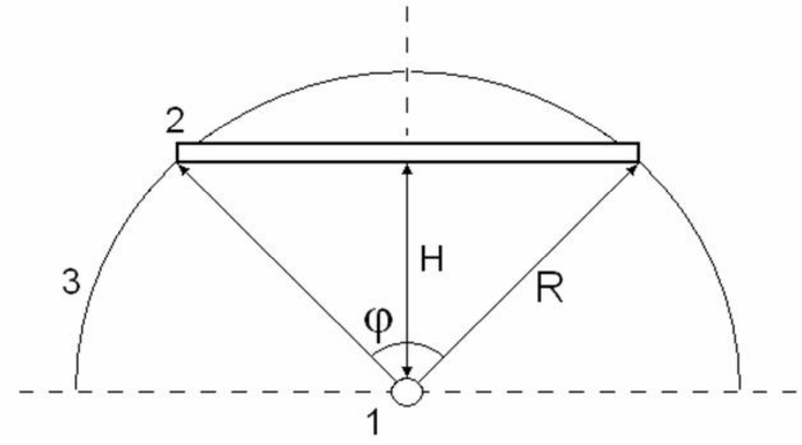


Рис. 2.2. Схема розрахунку маси наважки: точкове джерело – 1; підкладка – 2; поверхня півсфери, у яку розпиляється золото – 3.

Отже, для осадження плівки на підкладці необхідно осадити таку саму плівку на всій внутрішній поверхні цієї уявної півсфери. Об’єм утвореної плівки визначаємо як добуток товщини плівки на площу поверхні, на яку проводилось напилення:

$$V_{пл} = h_{пл} \cdot S_{пов} \tag{2.1}$$

Визначаємо площу напилення:

$$S_{пов} = \frac{\pi \cdot L^2}{4}, \tag{2.2}$$

де *L* – діаметр поверхні (хорда, утворена підкладкою).

$$L = 2 \cdot R \cdot \sin(\varphi / 2) \tag{2.3}$$

Підставляючи $S_{пов}$ і L у формулу (2.2), отримуємо:

$$V_{пл} = \frac{h_{пл} \cdot \pi \cdot (2 \cdot R \cdot \sin(\varphi / 2))^2}{4} \tag{2.4}$$

Виразимо радіус півсфери через відстань між джерелом і підкладкою:

$$R = \frac{H}{\cos(\varphi / 2)} \tag{2.5}$$

Підставивши R у формулу (2.4), отримаємо:

$$V_{пл} = \pi \cdot h_{пл} \cdot H^2 \cdot tg^2(\varphi / 2) \tag{2.6}$$

Виразимо об’єм утвореної плівки через масу плівки і густину матеріалу (Au):

$$V_{пл} = \frac{m_{пл}}{\rho} \tag{2.7}$$

Прирівнявши формули (2.6) та (2.7) маємо:

$$m_{пл} = \pi \cdot h_{пл} \cdot \rho \cdot H^2 \cdot tg^2(\varphi / 2) \cdot \varphi / 180^{\circ} \tag{2.8}$$

Звідси маса наважки рівна:

$$m_{нав} = \pi \cdot h_{пл} \cdot \rho \cdot H^2 \cdot tg^2(\varphi / 2) \tag{2.9}$$

Оскільки для наважки використовували золотий дріт, розрахуємо необхідну довжину дроту:

$$l = \frac{4 \cdot m_{нав}}{\rho \cdot \pi \cdot d^2} = \frac{4 \cdot h_{пл} \cdot H^2 \cdot tg^2(\varphi / 2)}{d^2}, \tag{2.10}$$

де d – діаметр дроту, m – маса наважки, $h_{пл}$ – товщина плівки. У наших дослідженнях проводили напилення плівок різної товщини, від 4 до 10 нм. Користуючись формулою (2.1), розрахували необхідні нам товщини плівок залежно від довжини золотого дроту. Результати зведено у таблицю 2.1.

Отже, для осадження плівки товщиною 2 нм, необхідно 1 см золотого дроту. Результати свідчать про добре узгодження такого методу розрахунку з експериментом. Деякі відхилення від очікуваного результату можуть бути пов’язані з похибкою визначення відстані *H*.

Таблиця 2.1

Довжина золотого дроту, см	Товщина осадженої плівки, нм
5,1	10
3,2	7
2,5	5
1,5	4
1,0	2

Для вирощування нанорозмірних кристалів створено уставу, блок-схему якої зображено на рис. 2.3.

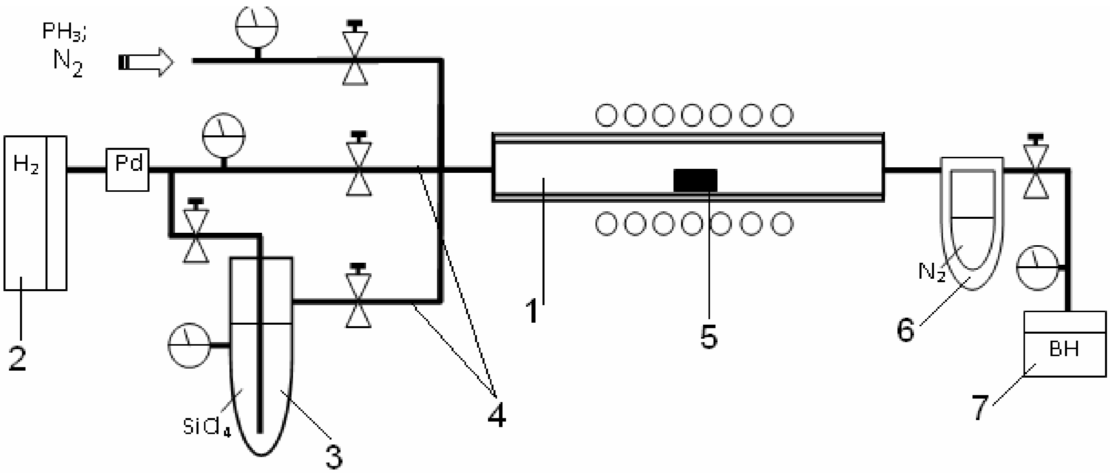


Рис. 2.3. Блок-схема устави для вирощування нанорозмірних кристалів: 1 – реактор (відкритого типу); 2 – генератор водню “КЕНГО 14.10”; 3 – барботер; 4 – система клапанів; 5 – човник із зразком; 6 – азотна пастка; 7 – відкачувальний насос.

Вирощування нанодротин Si проводилось на кремнійових підкладках різної товщини золотої плівки – 2, 4 та 6 нм [65-70,71]. Використовуючи літографічні підходи, сформовано комірки з метою локального утворення зародків на пластині, що дає змогу отримувати структури матричного типу (рис. 2.4, *а*), і тим самим значно спростити не менш актуальне завдання створення контактів до ниткоподібних нанокристалів. Як показали дослідження, середній діаметр нанодротин залежить від товщини плівок золота як діаметр крапель Si-Au (рис. 2.4, *б*).

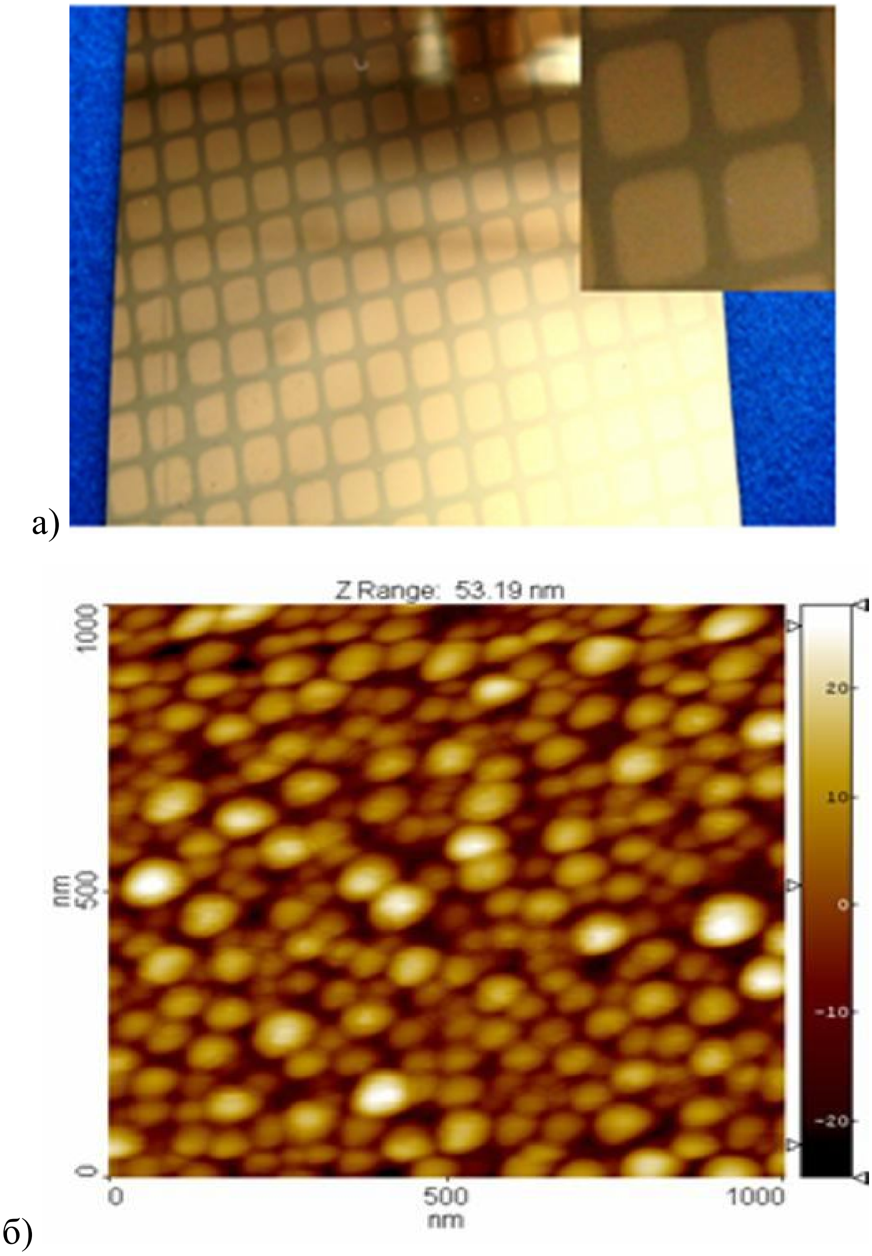


Рис. 2.4. Пластина з напиленою плівкою і сформованими комірками.

Підкладку з нанесеною плівкою золота поміщали у піч і нагрівали до температури 600–650 ^{o}C, що відповідає часу 30 хвилин (рис. 2.5). Протягом нагріву печі до вказаної температури через систему продувався водень. У результаті, золота плівка коагулює у нанокаплі, які слугують зародками при вирощуванні напівпровідникових ниткоподібних (нанорозмірних) кристалів за механізмом ПРК.

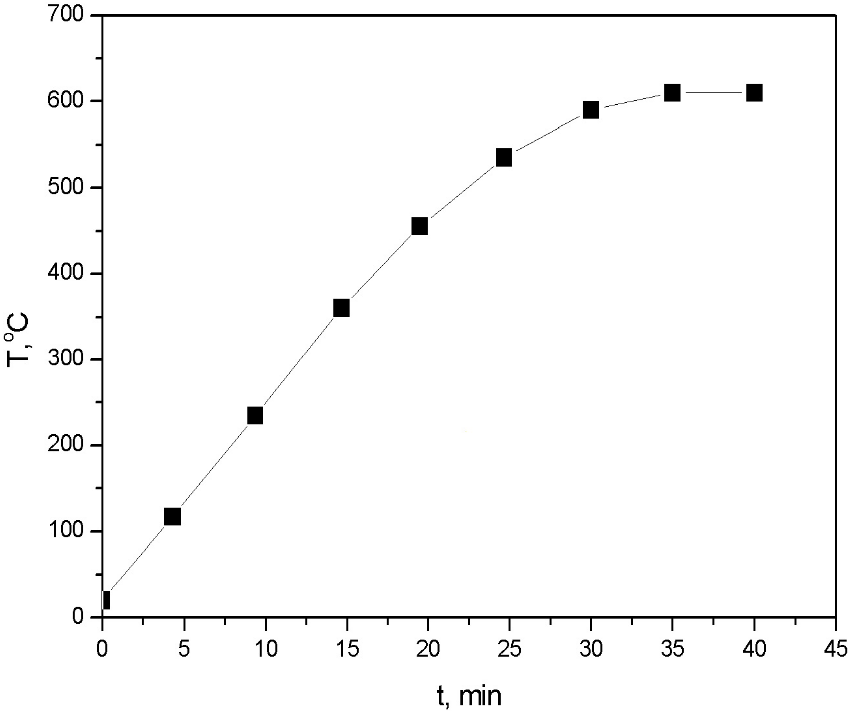


Рис. 2.5. Швидкість наростання температури в печі.

Осадження кремнію на підкладку відбувається за такої хімічної реакції:

$$SiCl_4 + 2H_2 \Rightarrow 4HCl + Si.$$

Для забезпечення перебігу цієї реакції в систему подається тетрахлорид кремнію $SiCl_4$ марки ОСЧ.

Водень у генераторі виробляється електролітичним модулем з твердополімерним електролітом, у якому проходить каталітичне розкладання деіонізованої води. Твердополімерним електролітом є йонообмінна мембрана з підвищеною сорбційною здатністю.

Для заправки використовується дейонізована (у крайньому разі – бідистильована) вода з питомим опором не менше 10^6 Ом·см. Мембрану "витравлюють" йони Fe^{2+}, Fe^{3+}, Ca^{2+}, Ni^{2+}, при цьому її опір зростає, а струм електролізу та продуктивність водню знижується. У результаті, комірка поступово виходить з ладу. Тому доцільне застосування дво– чи триразової дистиляції з попереднім очищенням води поліпропіленовими фільтрами або дистиляції з подальшим очищенням іонообмінним смолами.

У результаті проведних експериментів [71, 72] на пластині кремнію утворився масив нанониток Si (рис. 2.6, 2.7). З рис. 2.6 бачимо, що нанонитки Si мають невеликий розкид по діаметрах, сердній діаметр близько 600 нм. Крім того, в результаті проведених експериментів встановлено, що на кремнієвій підкладці з плівкою золота товщиною $d \approx 10$ нм при часі росту 5 хвилин з’явилися п’єдестали з середнім діаметром близько 60 нм. Збільшення часу вирощування до 10 хвилин призвело до появи п’єдесталів більшого діаметра близько 100 нм [73 – 75].

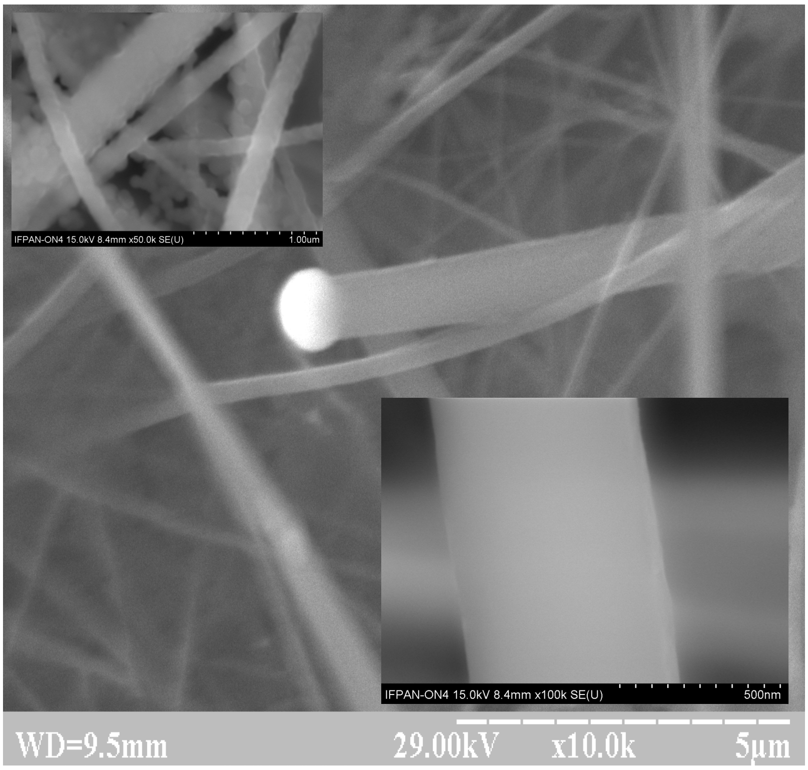


Рис. 2.6. Фотографія нанониток Si, одержаних у відкритій системі за умов: $T_{\text{росту}}$=580 $^{\circ}$C, t=10 хв (товщина плівки золота 10 нм).

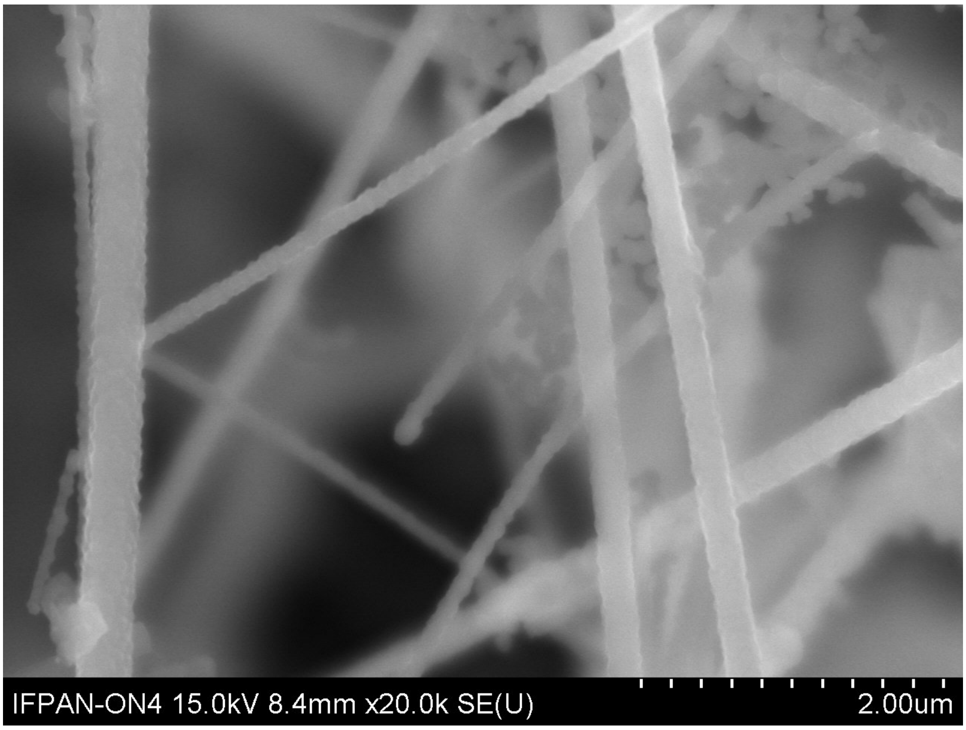


Рис. 2.7. Фотографія ниток Si, одержаних у відкритій системі за умов: $T_{\text{росту}}$=580 ^{o}C, t=5 хв (товщина плівки золота 4 нм).

Результати досліджень показали, що середній діаметр нониток залежить від діаметра коагульованих нанокрапель Si-Au (рис. 2.8), а діаметр останніх – від товщини осадженої плівки золота, а збільшення часу росту приводить до зростання діаметра нониток [76 – 80]. Детальне дослідження цих залежностей було досліджено під час експериментів щодо вирощування мікро- і нанокристалів Si методом хімічних транспортних реакцій у закритій бромідній ситемі.

Вирощування мікро- і нанокристалів Si методом хімічних транспортних реакцій у закритій бромідній ситемі.

Ниткоподібні кристали вирощували у закритій системі методом хімічних транспортних реакцій [81, 82]. Вирощування проводили у кварцовій ампулі (рис.2.8), що розділена вузькою перетяжкою на дві зони: зону розчинення і зону кристалізації. У зону розчинення ампули закладали наважку пластин вихідного кремнію, вирізаних із монокристалічного кремнію, вирощеного методом Чохральського. Там само поміщали бром, який виконує роль переносника і розчинника вихідного кремнію. Бром вводили в ампулу в спеціально запаяних капілярах, які після відпаювання ампули розбивали. У зону кристалізації поміщали кремнієву пластину з напиленою плівкою золота, що відігравало роль каталізатора росту.

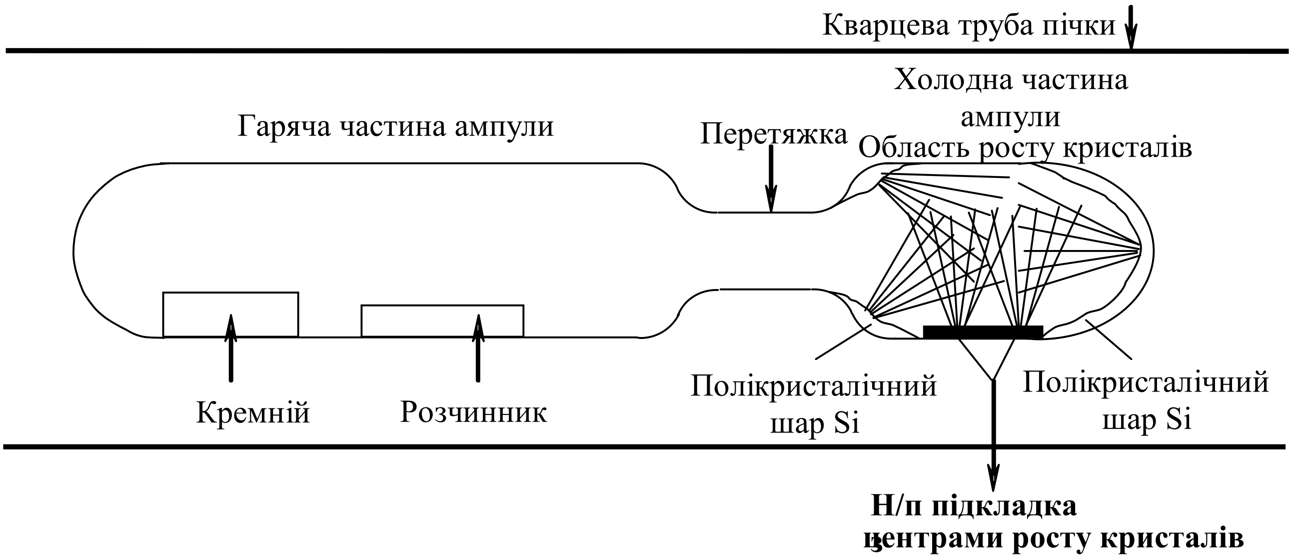


Рис. 2.8. Схематичне зображення ампули для вирощування ниткоподібних кристалів кремнію.

Для росту НК Si, тобто для перенесення кремнію у зону кристалізації, необхідно створити градієнт концентрації, якого досягали за рахунок градієнту температур між зоною розчинення і зоною кристалізації. Як показали дослідження дифузійного масоперенесення кремнію в системі Si–Br, найбільш ефективне і стабільне масоперенесення кремнію створюється за градієнта температур ΔT=200 °C і температури зони розчинення 1473 К за сумарного тиску в системі P=0,1–1 атм. [75]. Загальний тиск в системі за даного температурноого поля задається концентрацією брому. Із раніше проведених досліджень [82] залежності концентрації газу-носія від сумарного тиску в системі Si–Br випливає, що для зони розчинення, яка підтримується за температури 1473 К, концентрація брому за P=1 атм мало змінюється з перепадом температур ΔT і становить 2,1–2,5 мг/см^3. Усе це дозволило визначити температуру зони кристалізації і зони розчинення, оптимальні для процесу вирощування НК кремнію.

Кремнієву пластину з напиленою плівкою золота попередньо досліджено за допомогою атомно-силового мікроскопа. Результати досліджень зображено на рис. 2.9.

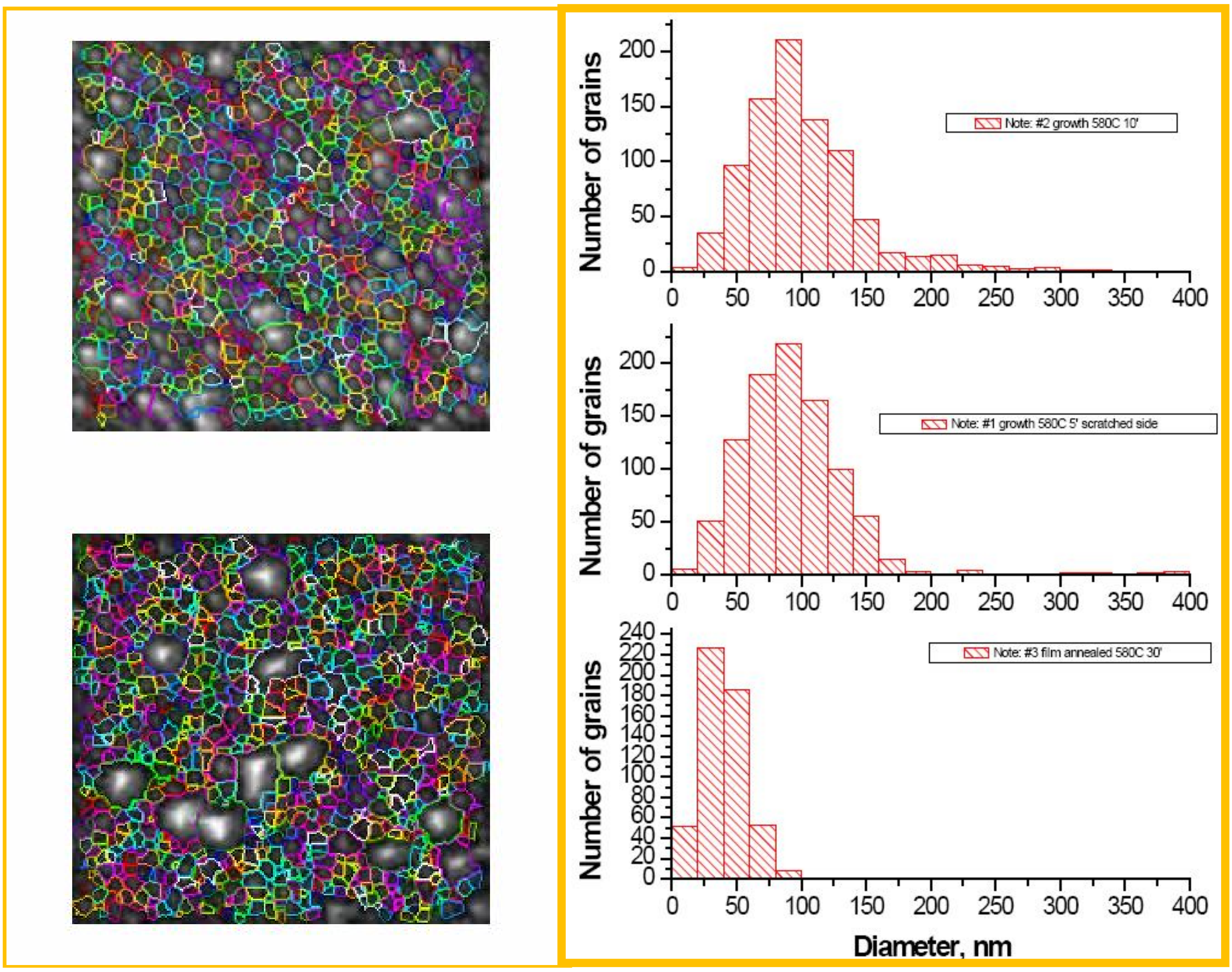


Рис.2.9. Фазова діаграма (А) та розподіл капель 2-ої фази за діаметрами (Б).

Діаметр крапель, що слугують каталізатором росту залежать від часу відпалу підкладки (рис. 2.9). Важливо зазначити, що, незважаючи на дисперсність, краплі утворюються з двома характеристичними діаметрами [76]. При використанні плівок Au товщиною d=4нм більшість мають діаметр порядку 30 та 50 нм при збільшенні часу відпалу (рис.2.9, *в*).

Завантажену ампулу відкачували до тиску близько 10^{-5} мм рт. ст. за допомогою вакуумної устави, що складається із форвакуумного насоса ВН-461М і дифузійного насоса ЦВЛ-1000. Після цього ампулу відпаювали під вакуумом і поміщали в електричну піч типу СУОЛ-0,44/2 таким чином, щоб температура зони розчинення становила близько 930 °С, а температура зони кристалізації близько 585 °С. Завдяки зворотній реакції

$$2Si + 2Br_2 \leftrightarrow 2SiBr_2 \leftrightarrow Si + SiBr_4 \quad (2.11)$$

кремній переноситься у “холодну” частину ампули і там осаджується на поверхню пластини [83].

Ріст ниткоподібних кристалів в системі кремній – бром відбувається за малих відхилень газової фази від рівноваги. Інтенсивний ріст НК кремнію при низьких пересиченнях дозволив припустити, що найбільш ймовірним механізмом росту є дифузійно-дислокаційний, запропонований Сірсом [84]. За цією моделлю одновимірний ріст ниткоподібного кристала забезпечується крайовою дислокацією (дислокаціями) із кінцевою гвинтовою компонентою, що створює незаростаючу ростову сходинку на вершині кристала. На користь цього механізму свідчить те, що при травленні поперечного перерізу вирощених НК кремнію спостерігались ямки травлення, які можна пояснити наявністю гвинтових дислокацій [85].

Важливим чинником, що впливає на ріст ниткоподібних кристалів, є температура зони кристалізації [82]. Попередні результати досліджень рівноваги в системі кремній – бром показали, що оптимальне значення температури зони кристалізації, що забезпечує ріст досконалих ниткоподібних кристалів кремнію, становить 950±15 °С. За високих температур спостерігається тенденція до збільшення товщини кристалів, а за нижчих температур ростуть дуже тонкі нитки.

Варто зазначити, що деякі домішки, які використовуються для легування НК кремнію, зокрема платина, золото, срібло, мідь та інші, приводять до збільшення швидкості росту ниткоподібних кристалів, причому зі збільшенням кількості внесеної домішки швидкість росту кристалів значно збільшується [83]. Причому на відміну від акцепторної домішки (бор), що створює мілкі рівні в забороненій зоні, домішки-ініціатори росту (золото, платина та ін.) утворюють глибокі домішкові рівні в забороненій зоні і забезпечують слабку (менше 1%) компенсацію акцепторної домішки.

Шляхом ретельного підбору умов росту – тиску парів брому, температур зони розчинення і зони кристалізації, а також розмірів ампули, кількості вихідного кремнію і його електрофізичних параметрів, а також кількості і роду легувальних домішок можна оптимізувати технологічний режим, що забезпечує контрольований ріст НК кремнію *p*-типу із необхідною концентрацією домішки в інтервалі 5×10^{17}–10^{20} см$^{-3}$.

Збільшення відсотка виходу НК із однієї ампули можна досягнути шляхом наступного технологічного прийому: в процесі росту НК зменшують температуру “холодного” кінця ампули (зони кристалізації) з певною швидкістю, наприклад, 100 – 150 °С/год. і підтримують сталою температуру 1200 – 1250 °С іншого кінця ампули (зони розчинення) із вихідним кремнієм, легувальними домішками та бромом.

Зменшення температури “холодного” кінця ампули, в якому відбувається ріст НК кремнію, із заданою швидкістю приводить до збільшення довжини зони кристалізації, а отже, до збільшення кількості вирощених кристалів. При цьому створюються сприятливі умови для входження легувальних домішок у кристал, що росте, за рахунок створення рівноважних термодинамічних умов росту для одночасної кристалізації кремнію і легувальних домішок. Кількість НК кремнію в одній ампулі за таких умов її термообробки сягає декількох сотень штук, що набуває особливого значення для виготовлення напівпровідникових сенсорів деформації (тензорезисторів) у великих кількостях. Для досліджень відбирали НК кремнію таким чином, щоб концентрація акцепторної домішки (бору) відповідала як діелектричному, так і металевому боку переходу метал–діелектрик, зважаючи на те, що для кремнію, легованого бором, критична концентрація ПМД становить $N_c=5\times10^{18}$ см$^{-3}$ [86]. В табл. 2.2 наведено основні параметри досліджуваних мікрокристалів кремнію.

Таблиця 2.2

Параметри досліджуваних мікрокристалів кремнію

Концентрація бору, см$^{-3}$	Питомий опір ρ_{300K}, Ом×см	R_{77K}/R_{300K}	Ступінь наближення до ПМД	d= 60–100 мкм
1×10^{19}	0,0055–0,006	0,870	Область металевої провідності	
7×10^{18}	0,008–0,009	1,012	Металева область ПМД	
$5,5\times10^{18}$	0,095–0,011	1,375	Поблизу ПМД з металевого боку	
3×10^{18}	0,013–0,0135	2,865	Поблизу ПМД з діелектричного боку	
8×10^{17}	0,020–0,025	4,015	Діелектрична область	

Досліджували НК кремнію завтовшки 30–40 мкм, завдовжки 2–5 мм із однорідним по довжині поперечним перерізом. Електричні контакти та струмовиводи до НК Si створювали імпульсним зварюванням платинового мікродроту з мікрокристалом з одночасним підігрівом всього кристала для уникнення термонапружень в кристалі. Як показали попередні дослідження, створені таким чином контакти омічні в усьому інтервалі досліджуваних температур.

На рис. 2.10 показано фотографію вирощених на стінці кварцової ампули ниткоподібних кристалів Si та на напівпровідниковій пластині 2.11.

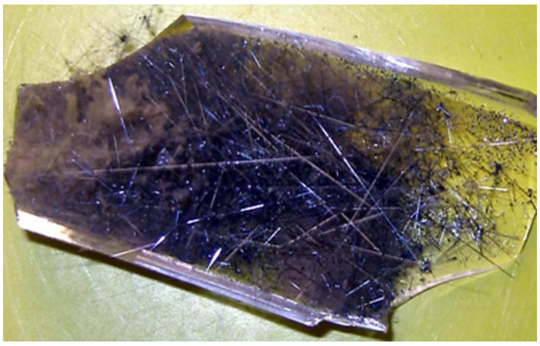


Рис. 2.10. Вигляд вирощених ниткоподібних кристалів кремнію на стінці кварцової ампули.

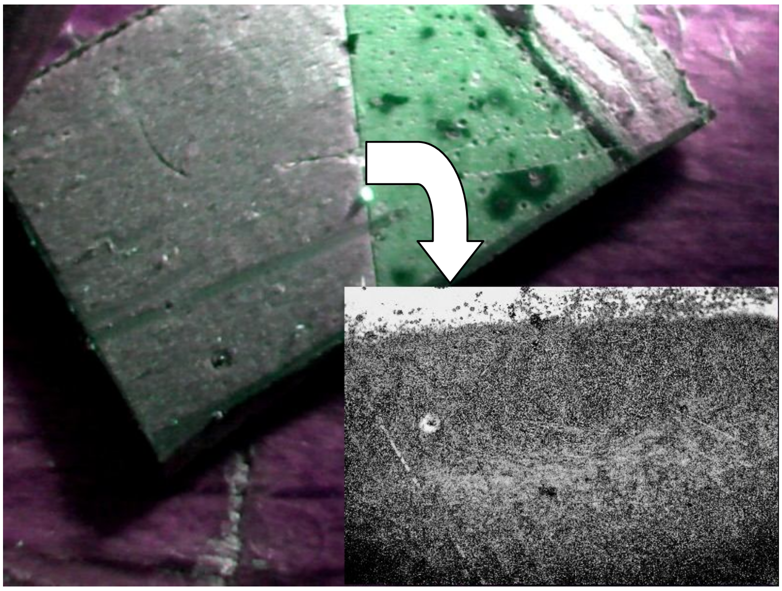


Рис. 2.11. Вигляд вирощених ниткоподібних кристалів кремнію на напівпровідниковій пластині.

Як відомо, одним із методів, що дає змогу вивчити особливості росту кристалів, є метод кінетичного експерименту [87]. Використовуючи цей метод, можна визначити основні кінетичні параметри росту кристалів: швидкість росту, кінетичний коефіцієнт кристалізації, енергію кристалізації тощо. Основні кінетичні параметри росту НК Si<B> досліджували за температури кристалізації $T_{кр}$ = 1190 К і температури джерела $T_{дж}$ = 1350 К згідно методики, описаної в [85]. Швидкість росту (V) визначали як відношення довжини НК (L) до часу (t), упродовж якого відбувався ріст. Точність вимірювання геометричних розмірів НК становила ±0,5 мкм.

Характерну залежність швидкості росту НК Si <B> від їх діаметра зображено на рис. 2.12, *а*. Для НК субмікронного діаметра (крива 2) ця залежність істотно відрізняється від залежності для порівняно більш товстих кристалів. Зі збільшенням діаметра кристалів швидкість їх росту зменшується і прямує до деякого відмінного від нуля сталого значення. Схожі результати отримали автори [89] для НК кремнію, які також спостерігали зменшення швидкості росту зі збільшенням поперечних розмірів мікрокристалів.

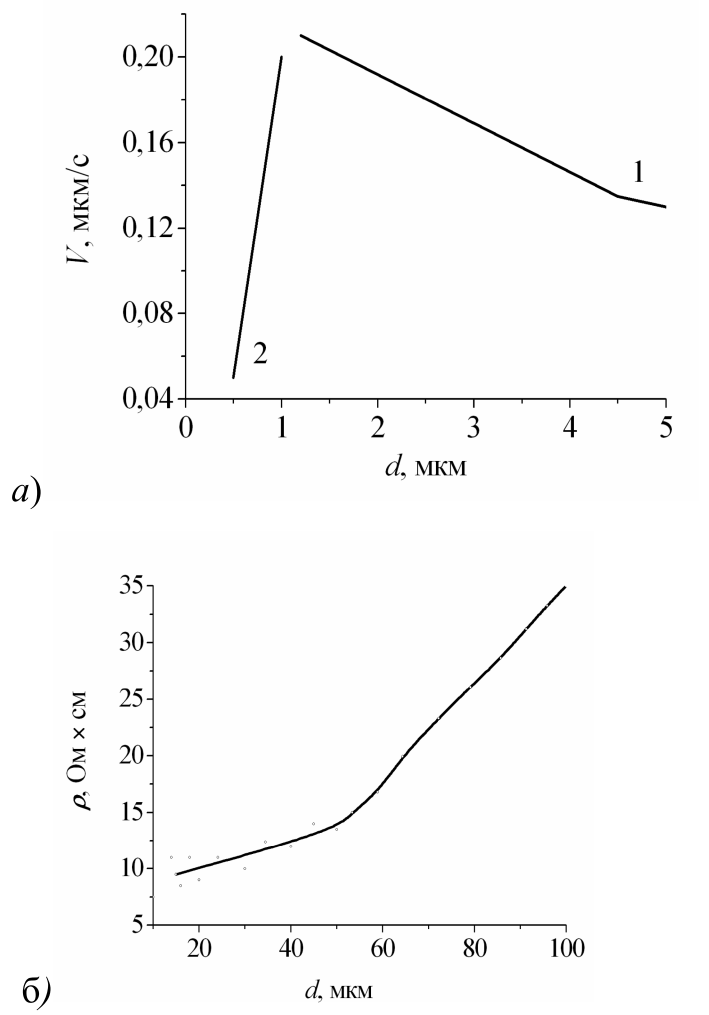


Рис. 2.12. Залежність швидкості росту ниткоподібних кристалів кремнію (*а*) (1 – НК великих діаметрів; 2 – субмікронні НК) та зміну питомого опору від їх діаметра (*б*) [88].

Для досить товстих НК Si аксіальний ріст мікрокристалів можна розглядати без урахування дифузійних потоків з бічної поверхні кристалів, а також знехтувати впливом ефекту Гіббса–Томсона. У цьому разі швидкість росту НК Si діаметром d>5 мкм описується виразом:

$$V = b\left[\frac{2(1-\cos\Theta_k)}{\sin\Theta_k}\left(\frac{\Delta\mu_0}{kT}+\frac{2\Omega\alpha_{pr}}{kTr}\right)\right], \tag{2.12}$$

де Θ_k – контактний кут змочування між рідкою краплею та утвореним кристалом, Ω – питомий об’єм атома, $\alpha_{пк}$ – питома вільна енергія фазової границі “пара–конденсована пара”, значення яких (Ω і $\alpha_{пк}$) відповідно дорівнює $7 \cdot 10^{-23}$ см^3 і 580 ерг/см^2 [87], k – стала Больцмана, $\Delta\mu_0/kT$ – пересичення над плоскою поверхнею, b – кінетичний коефіцієнт кристалізації.

Експериментальну залежність $V = f(1/r)$ можна описати рівнянням:

$$V = V_0 + \frac{tg\alpha}{r}, \tag{2.13}$$

де V_0 – відрізок, утворений відсіком на осі ординат, r – радіус НК, tg α – тангенс кута нахилу прямої $V = f(1/r)$. Одержані експериментальні результати дозволяють визначити параметр V_0=0,05 мкм/с, який відповідає швидкості росту масивного матеріалу. Розв’язуючи сумісно рівняння (2.12) і (2.13), знаходимо, що значення b становить (1,1–1,5)$\cdot 10^{-3}$ см$\cdot$с$^{-1}$. Отже, отримана експериментально залежність швидкості росту від діаметра кристалів (рис. 2.5, *а*) вказує на зміну механізму росту НК під час переходу від субмікронних кристалів до НК більшого діаметра.

На основі отриманих експериментальних результатів можна констатувати, що існує певний діаметр НК Si – d=1 мкм, нижче якого спостерігаються відмінності від властивостей масивного кристала, пов’язані з впливом поверхні [90]. Це проявляється, зокрема у зменшенні сталої решітки [91] та зміні оптичних характеристик НК Si [92] за умови зменшення їх розмірів від 1 до 0,1 мкм. Такі ефекти називають мезоскопічними, проте існує ще менший критичний розмір мікрокристалів, за якого проявлятимуться мікроскопічні, або квантово-розмірні ефекти.

У кристалах діаметром d>1 мкм можна очікувати прояву макроскопічних, або геометричних розмірних ефектів, які пов’язані з неідентичністю зразків різних діаметрів. Одним із прикладів таких ефектів є виявлена у [90–97] залежність питомого опору НК Si<B> від діаметра для кристалів з d = (30–60) мкм (рис. 2.12, *б*). Як бачимо, питомий опір зростає зі збільшенням розмірів кристалів. Встановлена залежність вказує на те, що для кристалів різного діаметра характерна різна концентрація легувальної домішки. Останнє зумовлене специфікою росту кристалів, а саме максимальною швидкістю росту, яка спостерігається для кристалів з *d*=1 мкм, причому за абсолютною величиною вона приблизно в 5 разів перевищує швидкість росту масивних кристалів за однакових умов вирощування зразків (рис. 2.12, *а*). Тобто, процес росту таких кристалів нерівноважний. Тому, можна припустити, що НК з *d*<1 мкм в процесі росту захоплюють велику кількість легувальної домішки і, відповідно, їх питомий опір буде малим (див. рис. 2.12, *б*).

За умови збільшення діаметра мікрокристалів Si швидкість їх росту зменшується. У цьому разі процес росту все більше наближається до рівноважного; кількість домішки, яка захоплюється в процесі росту, зменшується, а питомий опір зростає.

Необхідно звернути увагу на ще одну характерну особливість залежності рис. 2.12, *б*: за умови зменшення діаметра НК розкид значень питомого опору істотно зростає. Цей факт вказує на нерівноважний розподіл домішки у кристалах малого діаметра, що підтверджує нерівноважний характер росту таких кристалів. Отже, проведені дослідження особливостей умов росту кристалів Si, одержаних в рівноважних умовах з досконалою структурою поверхні та поперечним розміром порядку (20–40) мкм, дали змогу рекомендувати їх як чутливі елементи для застосування в сенсорах фізичних величин.

Вісь росту НК Si збігається переважно з кристалографічним напрямком <111>, а в напрямку <211> ростуть переважно двійники. НК з орієнтацією <111> відрізняються різноманітністю форм та меж вільної поверхні. Кристали мають поперечний переріз у формі шестикутників. Для товстих НК (діаметром більше 40 мкм) поперечний переріз здебільшого у формі шестикутників, тоді як для тонких НК, діаметром меншим 1 мкм – близький до круглої форми.

Ці дані надзвичайно важливі з погляду створення сенсорів фізичних величин: чим менший діаметр мікрокристала Si тим він більш оптимальний для створення сенсорів механічних величин, стійких до високих навантажень [95-97]. Однак у цьому разі розробники стикаються з іншою проблемою – для дослідження властивостей ниткоподібних кристалів необхідно виготовити приварні омічні контакти, що є складною технологічною проблемою у разі дуже тонких НК Si.

2.2. Одержання структур кремній-на-ізоляторі методом мікрозонної лазерної рекристалізації полікремнію.

Для дослідження електрофізичних та п’єзорезистивних властивостей полікремнію в КНІ-структурах, що розглянуті в роботах [98–100], розроблено і виготовлено тестові елементи – експериментальні зразки з різною концентрацією домішки (бору). Легування полікремнію проводилось методом іонної імплантації бору з дозою (30 – 500) мкКл/см^2 та енергіями (30 – 60) кеВ. Зразками були тестові КНІ-структури в площині підкладки з монокристалічного кремнію орієнтації (100) завтовшки 500 мкм. Контакти до зразків формували методом термокомпресії за стандартною інтегральною технологією. Параметри досліджуваних зразків зведено в табл. 2.3.

Таблиця 2.3

Електрофізичні характеристики зразків полікремнійових структур

Легування йонами B$^+$		Температура, °C	Питомий опір, Ом·см	Конц–я дірок, см$^{-3}$	Рухливість, см^2/(В·с)	Рекристалізація
доза, мкКл/см^2	Енергія, кеВ					
30	30	28	0,54	$2{,}4\cdot10^{18}$	4,9	Нерекр.
30	30	28	0.035	$4{,}4\cdot10^{18}$	41	рекр.
30	30	158	0,37	$3{,}3\cdot10^{18}$	5,2	Нерекр.
30	30	160	0,035	$5{,}0\cdot10^{18}$	36	рекр.
500	60	30	0,017	$3{,}9\cdot10^{19}$	9,1	Нерекр.
500	60	29	0,022	$1{,}7\cdot10^{20}$	47	рекр.
500	60	145	0,017	$3{,}9\cdot10^{19}$	9,3	Нерекр.
500	60	126	0,0025	$1{,}7\cdot10^{20}$	45	рекр.

Кожен із досліджуваних зразків мав структуру зі смуг з нітриду кремнію, що поглинають лазерне випромінювання, та затравок до монокристалічного кремнію.

Усі зразки виготовлено за інтегральною КМОН-технологією на стандартних кремнієвих пластинах діаметром 100 мм, орієнтації (100). Максимальна універсальність топології дослідних зразків, а отже, і фотошаблонів для їх виготовлення, пояснюється специфічною вимогою проектування та виготовлення КНІ-структур саме за інтегральною технологією.

Для створення якісних КНІ-структур в роботі [101] застосовано метод мікрозонної лазерної рекристалізації шарів полікремнію, у якому завдяки малому часу існування розплаву, на відміну від поширеного методу зонного плавлення [102], відсутній помітний перерозподіл заданого профілю домішки у вихідній КНІ-структурі й незначна ймовірність підплавлення підкладки з монокристалічного кремнію під діелектриком. Цей метод дає змогу формувати необхідні за розмірами монокристалічні ділянки кремнію, одночасно забезпечуючи технологічність і простоту процесів лазерної рекристалізації.

Під час формування шарів полікремнію переміщенням розплавленої зони її розмір накладав суттєві обмеження на температуру попереднього підігрівання вихідних структур, швидкість переміщення лазерного променя, а також на конструкцію устави і методику процесу рекристалізації. Основними проблемами в цьому разі були зменшення значних радіальних температурних градієнтів, які часто призводять до небажаної пластичної деформації, та локалізація границь зерен полікремнію у заданих місцях КНІ-структур.

Здійснено відповідну попередню підготовку вихідних зразків. На пластинах кремнію діаметром 100 мм кристалографічної орієнтації (100) термічно нарощувався оксид завтовшки 1,0 мкм, на який з парової фази в реакторі зниженого тиску за температури 625 ^{o}C осаджували шари полікремнію завтовшки 0,5 мкм. Для контролю за процесами зародження і росту зерен під час мікрозонної рекристалізації на етапі формування КНІ-структур передбачено застосування способу селективного нагрівання матеріалів для створення заданого температурного профілю в зоні термічного впливу випромінювання.

Для цього на полікремнієвий шар додатково осаджували плівку SiO_2 завтовшки 0,75 мкм та створювали смуги Si_3N_4 завширшки 5 мкм з кроком 30 мкм.

Товщину нітридних смуг (0,15 мкм) вибрано на основі розрахунків коефіцієнтів відбивання лазерного випромінювання довжиною хвилі 1,06 мкм від тришарової КНІ-структури [101]. Таке комбіноване антивідбивне покриття додатково запобігало розтіканню та забрудненню розплавленого матеріалу і впливало на кристалографічну орієнтацію рекристалізованого шару.

Лазерну рекристалізацію КНІ-структур здійснено двонапрямленим скануванням лазерного променя по їх поверхні за допомогою прецизійного переміщення столика у двох взаємоперпендикулярних напрямках. Зміщення столика за віссю “У” забезпечувало заданий рівень перекриття сусідніх смуг сканування, а використання системи підігрівання давало змогу підтримувати стаціонарне нагрівання структури до температур в інтервалі 600 – 650 ^{o}C. Максимальна швидкість переміщення предметного столика відносно нерухомого лазерного променя досягала 20 см/с. Безпосередньо в процесі обробки потужність лазерного випромінювання контролювали вимірювачем потужності ИМО-2 з механічним послаблювачем-модулятором (50:1). Уставу лазерної обробки полікремнієвого шару в КНІ-структурах створено на базі твердотільного лазера ЛТН103 (рис. 2.13).

У ході експериментів під час відпалу зразків підбирали співвідношення таких параметрів: підігрівання пластин, потужність випромінювання лазера, швидкість сканування лазерного променя по поверхні та коефіцієнтів перекриття смуг сканування.

Рис. 2.13. Устава лазерної обробки полікремнійового шару на базі твердотільного лазера ЛТН103.

Якість отриманих структур аналізували за допомогою оптичної мікроскопії. З відпалених зразків стравлювали захисні покриття, а для візуалізації границь зерен використовували травник Секко ($HF:CrO_3(50\%) = 2:1$) [103]. Зразки протравлювали упродовж 10–15 с, промивали дистильованою водою і просушували. Розміри зерен визначали за допомогою оптичного мікроскопа "Біолам-М" зі спеціальною насадкою МОВ-1-16* зі 1000* збільшенням у світлому полі.

З метою отримання полікремнієвих шарів із заданими властивостями (розмірами зерен, розташуванням їх границь тощо) проведено вибір оптимальних режимів лазерної рекристалізації КНІ-структур з такими параметрами і відповідно у вказаних межах:

– вихідна потужність	18–24 Вт;
– діаметр розплавленої зони	100–150 мкм;
– ширина перекривання смуг сканування	20–40%;
– швидкість сканування	10–20 см/с;
– температура підігрівання КНІ-структур	600–650 °С.

Розроблена топологія дає змогу оцінити вплив лазерної рекристалізації полікремнію вздовж будь-якого з напрямків, що задані топологією системи резистор–поглинальні смуги із затравками на провідність зразка. Рекристалізація проводилась лише під час сканування лазерного променя в одному вибраному напрямку [110]. На цьому етапі досліджень лазерна рекристалізація полікремнію здійснювалась на 2/3 площі кожної пластини вздовж напрямку [110] – напрямку максимального поздовжнього п’єзоопору в кремнії *p*-типу на площині (100). Після проведення всіх технологічних операцій і контрольних вимірювань пластину за допомогою скрайбування розділяли на окремі зразки. Так було виготовлено різні партії зразків КНІ-структур з різною концентрацією домішки (бору) та структурою, зокрема:

– дрібнокристалічною, що утворюється безпосередньо після осадження та відпалу полікремнієвих шарів у атмосфері азоту без його подальшої рекристалізації;

– крупнокристалічною, яка утворюється після сканувальної лазерної рекристалізації полікремнію з бічною епітаксійною затравкою.

Для вивчення п’єзорезистивних властивостей полікремнієвих шарів на діелектричних підкладках за кріогенних температур створено методику, яку випробувано для дослідження характеристик напівпровідникових мікрокристалів [104]. Ця методика передбачає використання термічної деформації, яка виникає у разі закріплення досліджуваного зразка на підкладці внаслідок різниці термічних коефіцієнтів лінійного розширення матеріалів зразка і підкладки. Експериментальна перевірка на зразках полі-Si показала, що в умовах кріогенних температур забезпечується часова стабільність досліджуваних зразків і добра відтворюваність результатів.

2.3. Параметри вихідних мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі для проведення експериментальних досліджень.

Для практичного використання напівпровідникових мікро- та наноструктур Si у сенсорній техніці, а також дослідження їх електрофізичних характеристик важливим завданням є створення невипрямних контактів до них. На цей час використовуються різні методи створення невипрямних контактів, серед найсучасніших – виготовлення контактів *in situ* під час росту самих НК [93, 94]. Для визначення електрофізичних параметрів вирощених НК Si до їх кінців приварювали чотири омічні контакти за методикою [88].

Контакти до НК діаметром 20–40 мкм створювали методом точкового імпульсного приварювання платинового або золотого мікродроту діаметром 20–40 мкм. Загальний вигляд установки для створення контактів показано на рис. 2.14. На рухомому столику розміщували НК Si. Вмонтований на столику нагрівний елемент забезпечував підігрів кристала до температури, яка на 100–150 °С нижча за температуру утворення евтектики Pt/Si. Мікродріт контакту (Pt) закріпляли у спеціальному затискачі і за допомогою вертикальної подачі підводили до кінця кристала, щоб вони торкались. Далі через кристал і мікродріт пропускали імпульс струму від генератора одиночних пилуватих імпульсів амплітудою 0,027–1,8 А та тривалістю 0,1–1,5 с залежно від питомого опору НК Si.

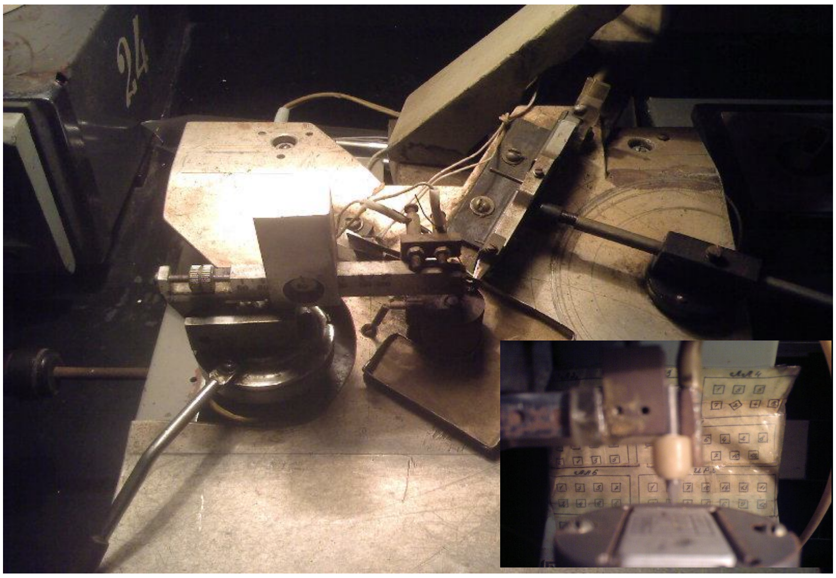


Рис. 2.14. Загальний вигляд установки для створення електричних контактів до вирощених НК Si.

За даними [88] для легованих бором НК Si значення контактного опору для золотих контактів менше ніж у разі платинових контактів. Проведені дослідження вольт-амперних характеристик контактів до вирощених НК, що створювались за описаною методикою, виявили, що лінійність ВАХ платинових контактів до НК залежить від геометрії та розмірів кристалів. Для більшості досліджуваних зразків контакти омічні. Необхідно звернути увагу, що контроль якості мікрокристалів Si та створених до них платинових контактів проводився як візуально, так і за допомогою оптичного мікроскопа, а також вимірюванням опору контакту для двох напрямків струму живлення. На основі проведеного дослідження ВАХ платинових контактів завтовшки 20 мкм, створених до НК твердого розчину Si з різними геометричними розмірами, підібрано оптимальний діаметр НК Si (порядку 20–40 мкм) для виготовлення омічних контактів, параметр нелінійності яких не перевищує 1%.

Своєю чергою, для досліджень полікремнію за низьких температур використовувались КНІ-структури, параметри яких зведені у табл. 2.3.

Описана метода створення електричних контактів придатна для мікрокристалів. Дослідження властивостей нанорозмірних структур потребує інших підходів створення контактів. Зокрема, у цій праці розглянуто можливість використання InGa контактів для НК діаметром 200 нм [95].

Механізм перенесення носіїв заряду субмікронних та нанорозмірних НК мало досліджено в інтервалі кріогенних температур. Це пов’язано насамперед з тим, що дослідити електричні властивості субмікронних та нанорозмірних НК Si важко внаслідок складності створення омічних контактів до таких структур. Як було сказано, найбільш придатним та широко розповсюдженим методом створення контактів до товстих (40 – 60 мкм) НК є метод точкового імпульсного приварювання платинового чи золотого мікродроту. Але для субмікронних (менше 20 мкм) та нанорозмірних НК цей метод виявився непридатним унаслідок напружень і спотворень кристалів внаслідок великих геометричних розмірів приконтактних ділянок.

Для створення контактів до субмікронних та нанокристалів Si, діаметром d ~ 200 нм, та дослідження їх електрофізичних властивостей ми використовували металевий клей [95], який за кімнатної температури являє собою пастовидну консистенцію на основі композиту ґалію з індієм. Особливостями такої пасти є високі електро- та теплопровідність, які зберігаються як за кріогенних, так і за високих (до 1200 К) температур, що дозволило вперше провести дослідження опору та магнетоопору субмікронних та нанорозмірних НК Si в інтервалі температур 4,2–300 К.

Як показали дослідження, якість контактів істотно залежить від швидкості охолодження кристала з контактами від 300 до 4,2 К. По мірі охолодження виникають напруження у приконтактній ділянці, які можуть впливати на величину електричного опору. Швидкість охолодження повинна бути такою, щоб встигала відбутися релаксація напружень зумовлених різницею КТР кристала і контактної пасти, а для різних діаметрів кристалів є різною. Зокрема для ВАХ ниткоподібного кристала з діаметром d=20 мкм (ρ_{300K}=1,07 Ом·см), необхідно щоб за 4,2 К температура у кріостаті знижувалась зі швидкістю 30 – 40 К/хв. ВАХ такого кристала лінійна лише у вузькому інтервалі дуже малих робочих струмів, що свідчить про неомічність контакту.

Для кристалів меншого діаметра (наприклад, d=5 мкм) у разі, коли швидкість охолодження зразка становила 20 – 25 К/хв характеристика практично лінійна, однак в інтервалі малих робочих струмів виникає стрибок напруги, який може бути пов’язаний з процесом накопичення залишкового заряду у приконтактній області.

Омічний контакт утворюється у зразках при охолоджені з швидкістю 10-15 К/хв. Дослідження показали, що для усіх зразків вона лінійна, зокрема типову ВАХ НК Si діаметром 200 нм з питомим опором ρ_{300K}=1,07 Ом·см зображено на рис. 2.15.

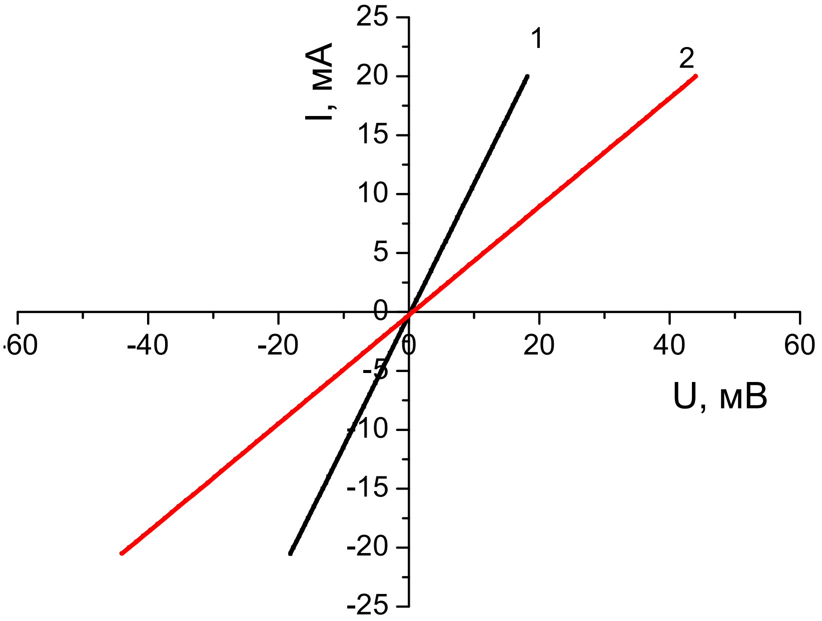


Рис.2.15. Вольт-амперна характеристика мікрокристалів кремнію за різних температур (К): 4,2 (1), 77 (2).

У зв'язку з теоретично передбачуваними умовами утворення магнітом'ягких матеріалів серед апробованих методик найоптимальнішою технологією, яка дозволяє створити необхідні контакти, а відтак і області з надлишком магнітної домішки, виявилось електролітичне осадження металу на поверхню кристала [96, 97] з його подальшим відпалом. Під час проходження електричного струму через розчин або розплав на поверхні поділу електрод/електроліт може відбуватися електрохімічне відновлення іонів металу, внаслідок електрохімічної реакції

$$\mathrm{Me}^{z+} + ze = \mathrm{Me}^{\circ}, \qquad (2.14)$$

де z – зарядний іон металу Me^{z+} перетворюється на незаряджений атом металу Ме. Товщину отриманого шару металу h від величини густини струму при електролізі $i = I/S$ (I – загальний струм, S – площа покриття металом) і тривалості електролізу τ:

$$h = i\tau(V_m/zF), \qquad (2.15)$$

де V_m – об'єм одного моля металу.

Для електролітичного осадження використовувалися такі метали як Cu, Ni, Ag, однак низькотемпературні дослідження електропровідності контактів показали, що лише у випадку нікелевих контактів не відбувається відхилення ВАХ від лінійності.

Технологічний процес виготовлення контактів полягає у зануренні торців НК у водний розчин електроліту, головним компонентом якого є солі [98]. Електрохімічна обробка приконтактних ділянок здійснювалася в електролітичних ванночках, в яких НК контактують з негативним полюсом джерела постійного струму, тобто катодом. До позитивного полюса джерела під'єднують електрод з того металу, яким покривають приконтактну область НК Si. В табл. 2.4 наведено основні параметри досліджуваних ниткоподібних кристалів кремнію.

Таблиця 2.4

Параметри досліджуваних ниткоподібних кристалів Si

Матеріал	Діаметр поперечного перерізу, мкм	Питомий опір* ρ_{300K}, Ом×см	Ступінь наближення до ПМД
Si	5÷10	0,008	Металева область ПМД
Si	20÷40		
Si	5÷10	0,009	Поблизу металева область ПМД
Si	20÷40		
Si	5÷10	0,011	Поблизу ПМД з металевого боку
Si	20÷40		
Si	5÷10	0,014	Поблизу ПМД з діелектричного боку
Si	20÷40		
Si	5÷40	0,0168	Діелектрична область
Si	20÷40		

* У таблиці наведено усереднений питомий опір зразків різного діаметра.

Для визначення фізичних властивостей носіїв заряду [97], проведено вимірювання холлівської різниці потенціалів та електропровідності зразків, що дозволило оцінити їх концентрацію і рухливість μ_H.

Розрахунки на основі холлівських вимірювань дозволили оцінити концентрацію легуючої домішки для досліджуваних зразків НК Si, зокрема для НК із питомим опором ρ_{300K}=0,009 Ом×см поблизу ПМД з металевого боку із діаметром *d*=30 мкм і *d*=5 мкм становила $5{,}56\cdot10^{18}$ і $5{,}31\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ відповідно.

2.4. Методика проведення досліджень характеристик мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі за дії температури, магнетного поля та опромінення.

Дослідження поведінки електропровідності, магнетоопору (МО) мікро- та наноструктур кремнію за температур 4,2–300 К у сильних магнетних полях до 14 Тл проводили у Міжнародній лабораторії сильних магнетних полів та низьких температур (м. Вроцлав, Польща). Досліджувані зразки розміщували на спеціальній вставці та поміщали у гелієвий кріостат типу ГКОП (рис. 2.16, *а*), де відбувалось їх охолодження до температури 4,2 К. До кімнатної температури зразки нагрівали за допомогою спеціальної вставки з нагрівачем із біфілярного дроту, намотаного на корпус вставки (рис. 2.16, *б*).

Стабілізований електричний струм 1–100 мкА у вимірювальній схемі задавався джерелом струму Keithley-224 залежно від опору досліджуваного зразка. Електричну напругу на контактах зразків, вихідний сигнал термопари та сенсора магнетного поля вимірювали цифровими вольтметрами Keithley-199 та Keithley-2000 з точністю до 1 мкВ з одночасною автоматичною реєстрацією показів через паралельний порт персонального комп’ютера та їх візуалізацією на екрані монітора і запису масиву даних у файли.

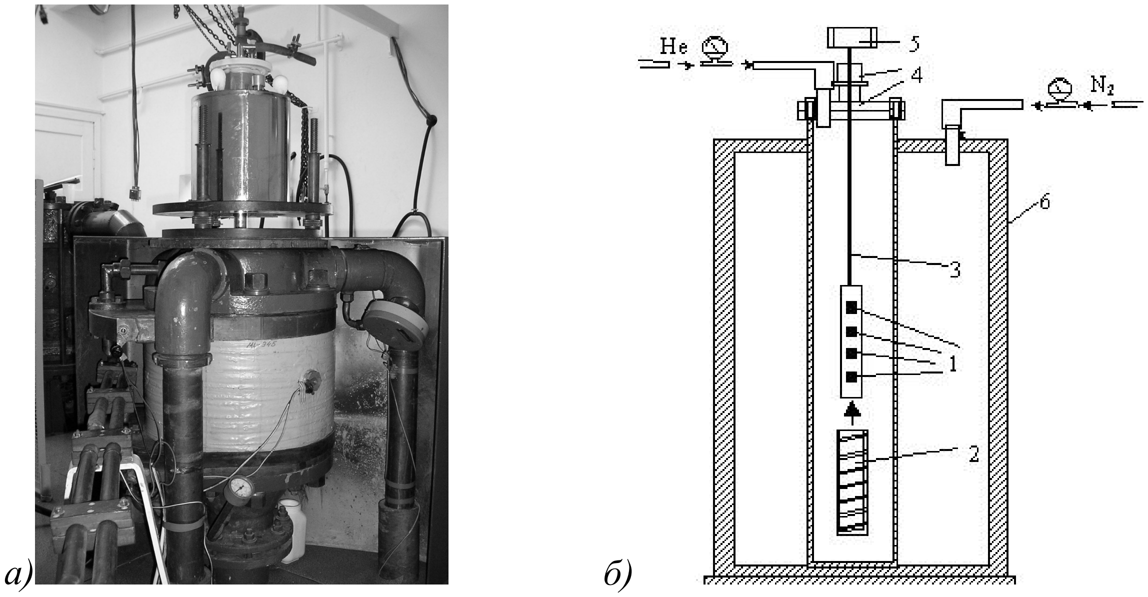


Рис. 2.16. Фотографія гелієвого кріостата типу ГКОП (*а*) та його схематичне зображення (*б*): 1 – досліджувані зразки; 2 – нагрівач; 3 – тримач; 4 – вакуумощільне кріплення; 5 – струмовиводи; 6 – кріостат.

Для дослідження властивостей мікро- та наноструктур кремнію у магнетних полях до 14 Тл використано спеціальну методику, яка дозволяє проводити вимірювання магнетоопору за різних фіксованих температур в інтервалі від 4,2 до 300 К. Вимірювання польових залежностей МО проводили в інтервалі магнетних полів 0 – 14 Тл за фіксованих температур в інтервалі 4,2–300 К. Магнетне поле створювали з допомогою біттерівського магніта з індукцією до 14 Тл та часом розгортки по полю 1,75 Тл/хв та 3,5 Тл/хв відповідно за температури скрапленого гелію та в інтервалі температур 4,2–77 К. Фіксовані температури вставки кріостату задаються з допомогою спеціальної системи регуляції температури кріостата, блок схему якого зображено на рис. 2.17. Ця система забезпечує поступове охолодження кріостата до прецизійно встановлених фіксованих температур. В якості термочутливого елемента термоконтроллера використовувався терморезистор, градуювальну характеристику якого зображена на рис. 2.18. При цьому в кріостаті забезпечується стабілізація температури не гірше 0,5 ^{o}C протягом 20 хвилин.

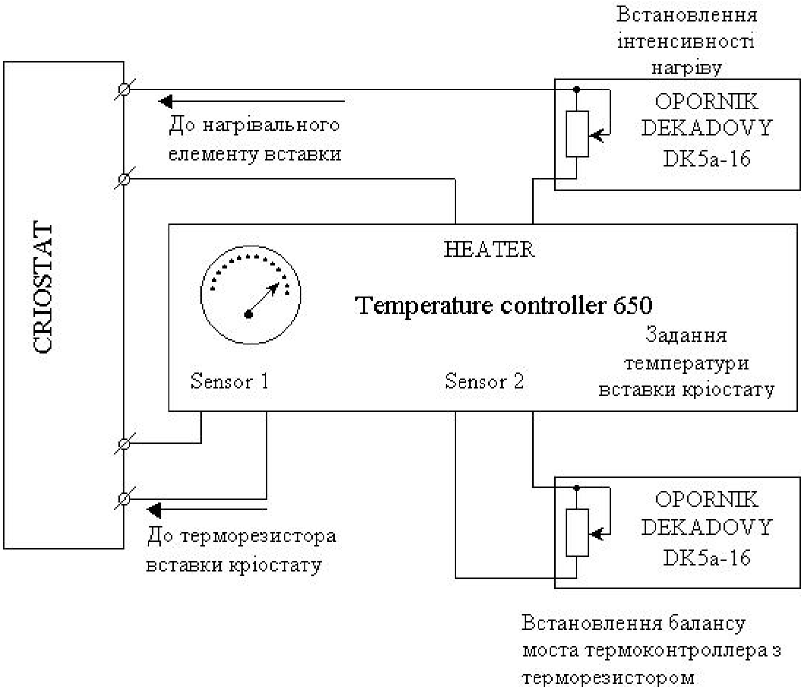


Рис. 2.17. Блок схема системи регуляції температури кріостата.

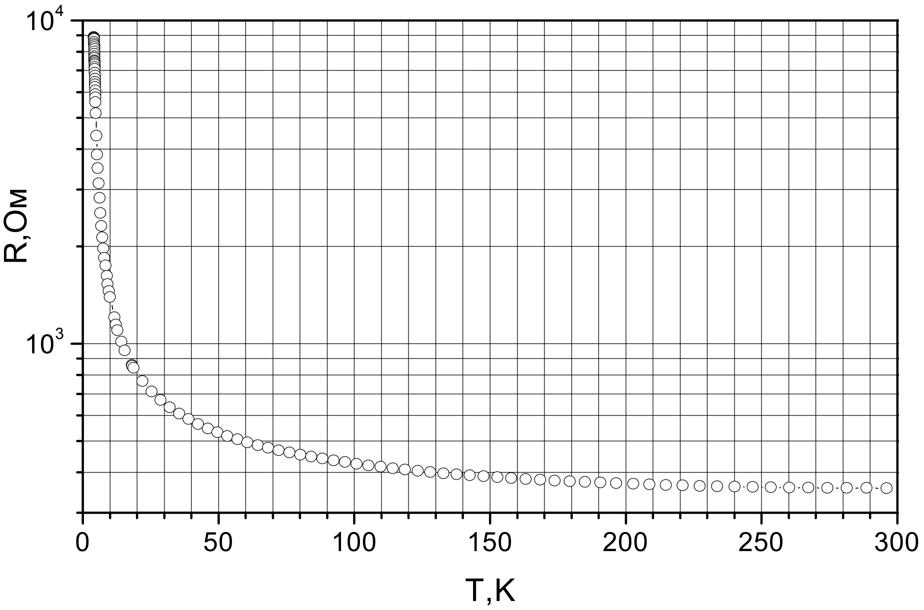


Рис. 2.18. Градуювальна характеристика термочутливого елемента термоконтроллера.

Усі напруги вимірюються з допомогою цифрових вольтметрів типу Keithley-199 з точністю не гірше 0,01 %. Струм через резистивну вітку задається від джерела струму Keithley-224 з точністю 0,1 % , що визначає похибку вимірювання опору.

Проведення досліджень властивостей мікро- та наноструктур кремнію за умов опромінення

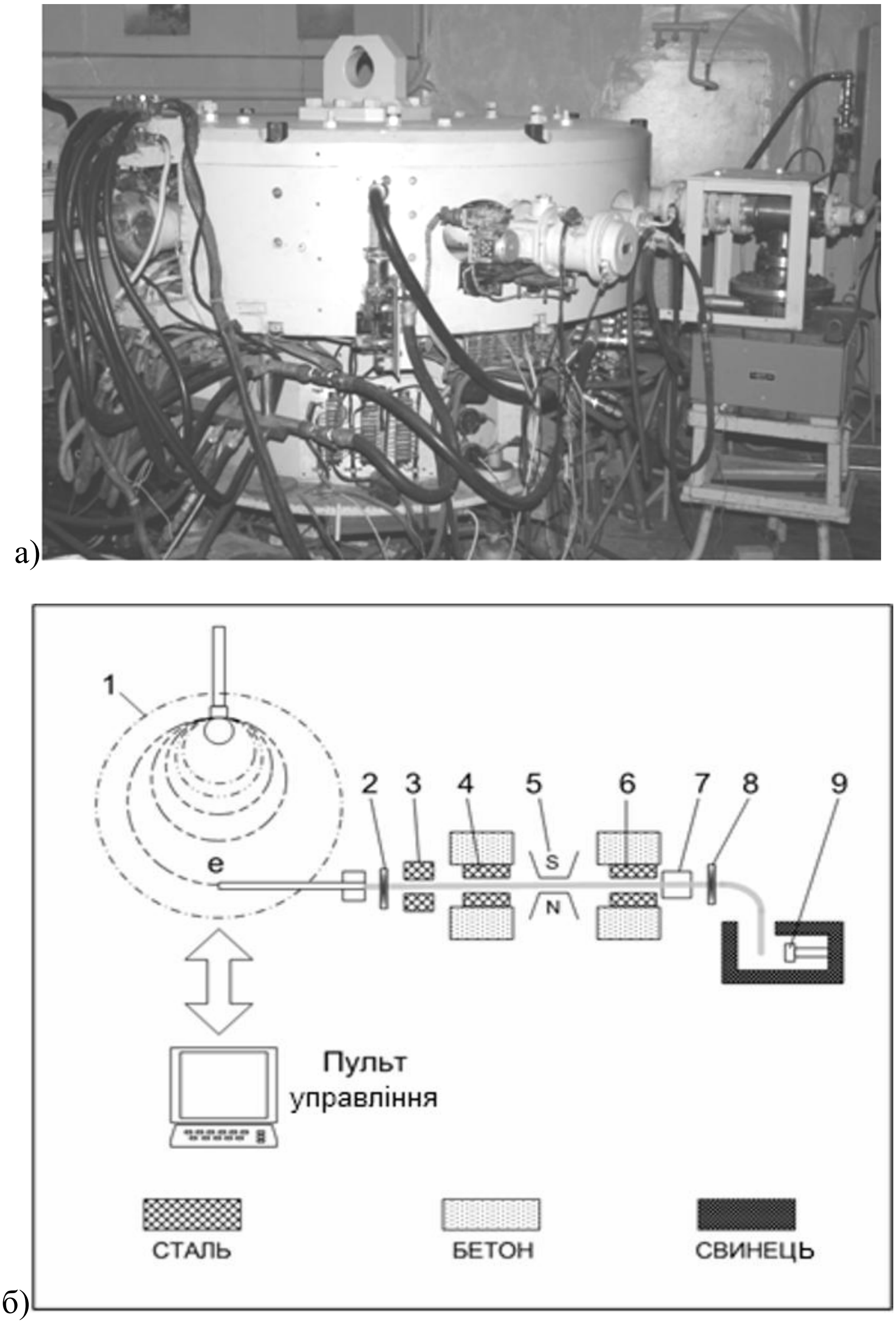


Рис. 2.19. Імпульсний прискорювач електронів мікротрон М-30 (*а*), схематичне зображення установки (*б*): 1 – мікротрон, 2 – гальмівна мішень, 3, 4, 6 – система коліматорів, 5 – магніт, 7 – прохідна камера, 8 – досліджувані зразки, 9 – детектор.

Досліджувані мікро- та наноструктури кремнію опромінювались на електронному прискорювачі Мікротрон М-30 в Інституті електронної фізики НАНУ, м. Ужгород. Фотографія та схематичне зображення установки представлено на рис. 2.19.

Опромінення здійснювалось електронами з енергією 4,2 – 14 МеВ з різним флюенсом $\Phi = 5\times10^{16} - 1{,}25\times10^{18}$ ел/см^2 за середньої густини струму 10 мкА/см^2. Для проведення експерименту зразки розміщали у спеціально виготовленому контейнері, якій встановлювався у камеру для опромінення. Щоб уникнути радіаційного нагріву зразків під час опромінення для підтримання кімнатної температури проводився їх обдув парами скрапленого азоту.

Після опромінення за кімнатної температури кристали піддавались ізотермічному відпалу за температури +120^{o}C упродовж двох годин для закріплення радіаційних дефектів.

Після опромінення зразків досліджували температурну залежності їх електропровідності в інтервалі температур 4,2 – 300К та низькотемпературні вимірювання магнетоопору в полях до 14 Тл у Міжнародній лабораторії сильних магнітних полів та низьких температур (м. Вроцлав, Польща).

2.5. Експериментальні передумови дослідження електрофізичних властивостей мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі методом імпедансної спектроскопії.

Для проведення досліджень мікро- та наноструктур кремнію для детального дослідження механізмів електропровідності у широкому інтервалі температур необхідно вирішити попередньо низку задач, зокрема врахування у результатах вимірювань внеску ліній передачі, стабілізацію температурного поля і кріостат для задання необхідної температури від 4,2 до 300 К. Для низькотемпературних вимірювань використовували гелієвий кріостат типу

ГКОП, в який поміщався досліджуваний зразок НК Si на спеціальній вставці, яка під’єднана до вимірювального комплексу, зображеного рис. 2.32. Вимірювальний комплекс включає в себе цифрові вольтметри типу Keithley 2000, термоконтролер ПІД-регулятор типу E5CN-C2MT-500 AC100-240 і Lock In Amplifier 7265 DSP фірми Amitek.

Для задання необхідної температури вимірювання T_0, комп'ютер передає значення T_0 на контролер температури по лінії зв'язку RS – 232. У процесі регулювання контролер по черзі опитує цифрові вольтметри Keithley 2000, з'єднані з термопарами. Після отримання інформації про поточну температуру T, в контролері фіксується різниця. Це значення є вхідним параметром для ПІД – регулятора контролера. У ньому формується сигнал управління, який передається або на ЦАП підсилювачів струму нагрівачів, або на підсилювач потужності крокової двигуна газового вентиля кріостата. У першому випадку це призведе до зміни струму нагрівачів, тобто до зміни виділеної потужності на поверхні камери із зразком, а в другому разі – до зміни потоку газоподібного гелію, тобто до зміни швидкості охолодження. Така комбінована схема дозволяє отримати високу точність контролю температури (не гірше ± 0,05 К) і низькі витрата скрапленого гелію.

Модуль імпедансу досліджуваних зразків визначали, використовуючи прилад Lock In Amplifier 7265 DSP фірми Amiteck (рис.2.20) на змінному струмі в діапазоні частот 0,01 – 250 кГц в інтервалі температур 4,2 – 70 K. Отримані частотні залежності перераховувалися в дійсну Z’ і уявну Z’’ компоненти імпедансу і провідності Z, Z’’ з наступним аналізом експериментальних даних у рамках наближення еквівалентних схем.

Синхронний підсилювач (Lock In Amplifier) використовується для виділення і детектування сигналу змінного струму. Детектування можливе навіть, коли рівень шуму істотно вище корисного сигналу.

Рис.2.20. Фотографія вимірювальної установки на базі Lock In Amplifier 7265 DSP фірми Amitek.

Для виділення корисного сигналу синхронний підсилювач використовує метод фазо-чутливого синхронного детектування на частоті опорного сигналу. Шумові компоненти сигналу на інших частотах фільтруються вихідним фільтром низьких частот. У результаті вдається виділити сигнал у смузі частот, який визначається тимчасовою сталою фільтра. При цьому смугу може бути звужено до величин недосяжних в підсилювачах зі смуговим або резонансним фільтром.

Фазова чутливість може сягати 0,01° і в низці випадків дає додаткову інформацію про досліджувану систему. При синхронному детектуванні потрібен опорний сигнал на фіксованій частоті, а часова стала може задаватися в інтервалі від 10 мкс до 100 кс. Досліджувана система отримує збудження від цього сигналу, а відгук системи аналізується синхронним підсилювачем. В основі методу лежить просте перемножування гармонійних сигналів.

Наявність в корисниому сигналі шумів у широкому частотному діапазоні, вилучаються фазовим детектором і фільтром низьких частот. А шумові компоненти поблизу опорної частоти приведуть до низькочастотних коливань вихідного сигналу. Ступінь придушення цих коливань залежить від сталої часу фільтра і від його крутості. Чим більше стала часу, тим вужча смуга пропускання корисного сигналу і тим краще придушуються шумові компоненти. Тільки сигнал на частоті опорного генератора вільно проходить через синхронний детектор.

Для аналізу вкладу ліній передачі на результати вимірювань, які проводилися на змінному струмі, використано теорію чотирьохполюсника [105], що дозволило усунути негативний вклад ліній передачі на результати вимірювань. Схематичне зображення вимірювальної системи для визначення внеску ліній зв’язку зображено на рис. 2.21.

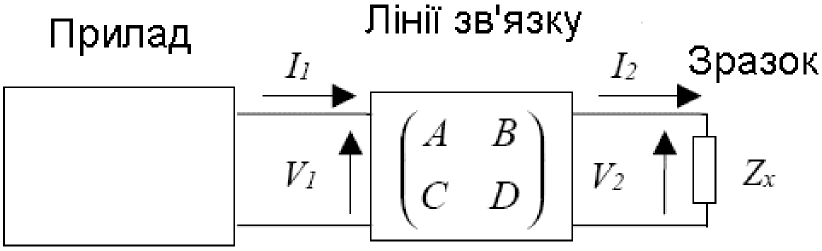


Рис.2.21. Схематичне зображення вимірювальної системи для визначення вкладу ліній передачі у результати вимірювань опору НК кремнію.

У разі лінійного пасивного чотирьохполюсника (рис.2.21) рівняння ліній зв’язку виражається через комплексну матрицю передачі наступним чином:

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \cdot \\ I_2 \end{pmatrix}. \tag{2.16}$$

Якщо Z_x – імпеданс зразка, то з врахуванням співвідношення $Z_x=U_2/I_2$ прилад буде показувати значення

$$Z = \frac{V_1}{I_1} = \frac{AV_2 + BI_2}{CV_2 + DI_2} = \frac{AZ_x + B}{CZ_x + D}\ . \tag{2.17}$$

Визначивши імпеданс холостого ходу Z_0=Z($_{Zx=\infty}$)A/C і короткого замикання Z_S=Z($Z_{x=0}$)=B/D враховуючи, що чотирьохполюсник являється зворотнім і симетричним [46], то для нього A=D відповідні після перетворень маємо

$$Z_x = \frac{Z_S - Z}{Z / Z_0 - 1}\ . \tag{2.18}$$

Співідношення (2.18) є основою для широкого використання в промислових приладах алгоритму “Open-Short” [106].

Під час опрацювання експериментальних даних для отримання значень параметрів елементів еквівалентної схеми, що описує процеси у кристалах, проводилось моделювання з використанням програми Zview [107]. Моделювання базується на методі послідовного наближення, у результаті якого знаходять максимально близьке значення між експериментальними і розрахованими значеннями параметрів еквівалентної схеми. Програма дозволяє оцінити величину відносної похибки відхилення параметрів еквівалентної електричної схеми відносно експериментальних даних [108].

2.6. Висновки

У розділі визначено технологічні аспекти створення мікро- та наноструктур кремнію на основі полікристалічного кремнію в структурах кремній на ізоляторі та мікро-і нанокристалів на основі кремнію, що відкриває в подальшому можливості дослідження та застосування таких матеріалів як чутливих елементів сенсорів і дозволяє найкращим чином реалізувати переваги структурної досконалості кристалів та структур, а також гнучку і порівняно недорогу технологію їх отримання, зокрема:

1. У результаті використання відомого методу лазерної рекристалізації отримано для подальших досліджень та застосувань різні типи

структур на основі полікристалічного кремнію: з дрібнокристалічною, що утворюється безпосередньо після осадження та відпалу полікремнієвих шарів у атмосфері азоту без його подальшої рекристалізації; крупнокристалічною, яка утворюється після сканувальної лазерної рекристалізації полікремнію з бічною епітаксійною затравкою.

2. Визначено особливості технології вирощування мікро-і нанорозмірних ниткоподібних кристалів Si за допомогою хімічних газотранспортних реакцій, у тому числі методом самоорганізації, і показано можливість одержання НК Si з різними поперечними розмірами та концентрацією акцепторної домішки (бору), яка відповідає як металевому, так і діелектричному боку переходу метал–діелектрик (ПМД) в кремнії. Такі кристали використовують для дослідження їх електропровідних характеристик в інтервалі температур 4,2 – 300 К та магнітних полях до 14 Тл.
3. Експериментально показано, що використання літографічних підходів до формуванння мікро- та наноструктур кремнію з метою локального утворення необхідних об’єктів на напівпровідниковій пластині дасть змогу отримувати комбіновані структури у технології вирощування мікро– і нанокристалів кремнію.
4. Для дослідження властивостей ниткоподібних кристалів та КНІ-структур у магнетних полях до 14 Тл використано спеціальну методику, яка дозволяє проводити вимірювання магнетоопору мікро- та наноструктур кремнію за різних фіксованих температур в інтервалі від 4,2 до 300 К.
5. Подані відомості про методику дослідження мікро- та наноструктур кремнію під впливовом дестабілізуючих чинників щодо опромінення високо енергетичними електронами Опромінення здійснювалось електронами з енергією 4,2 – 14 МеВ з різним флюенсом Ф = 5×10^{16} – $1,25\times10^{18}$ ел/см^2 за середньої густини струму 10 мкА/см^2. Для проведення експерименту зразки розміщали у спеціально

виготовленому контейнері, якій встановлювався у камеру для опромінення.

6. Обґрунтовано експериментальні передумови дослідження електрофізичних властивостей мікро- та наноструктур кремнію методом імпедансної спектроскопії, які полягають у виділенні корисного сигналу в широкому частотному діапазоні під час використання методу чотирьохполюсника, що дозволило усунути негативний вклад ліній передачі на результати вимірювань.

РОЗДІЛ 3

ЕЛЕКТРИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР КРЕМНІЙ-НА-ІЗОЛЯТОРІ У ШИРОКОМУ ІНТЕРВАЛІ ТЕМПЕРАТУР

Розроблення фізичних основ створення мікроелектронних датчиків на базі полікристалічного кремнію у структурах кремній-на-ізоляторі, грунтується на детальному вивченні електрофізичних та п’єзорезистивних властивостей матеріалу. Дослідження температурних залежностей опору зразків, у тому числі методом імпедансної спектроскопії, на тестових елементах з полікремнієвими резисторами за дії зовнішніх чинників (дослідження у заданих температурних інтервалах, вплив магнітного поля до 14 Тл за температури скрапленого гелію як деформованих, так і недеформованих зразків) дасть змогу з’ясувати механізми перенесення носіїв заряду в полікремнії за низьких температур, коли відбувається досить помітне виморожування носіїв заряду, що, своєю чергою, дозволить реалізувати дієздатність розроблених приладів для різних галузей застосування [109 – 112].

3.1. Електропровідність структур кремній-на-ізоляторі в інтервалі температур 4,2 – 300К за умов постійного струму.

Для дослідження використовували тестові КНІ-структури з полікремнієвими резисторами до і після лазерної рекристалізації. Вимірювання електропровідності та магнітоопору проводились на шарах полікремнію, легованих бором з концентрацією носіїв 3×10^{17} см$^{-3}$; $2,4\times10^{18}$ см$^{-3}$ і $3,9\times10^{19}$ см$^{-3}$ до рекристалізації і відповідно 7×10^{17} см$^{-3}$; $4,8\times10^{18}$ см$^{-3}$ і $1,7\times10^{20}$ см$^{-3}$ після лазерної рекристалізації. Електропровідність шарів полікремнію досліджували в широкому інтервалі температур 4,2 – 300 К, а вплив магнітного поля з індукцією до 14 Тл вивчали за низьких температур з використанням біттерівського магніту. Для вимірювань дослідні зразки закріплялись на спеціальній вставці, яка встановлювалась в гелієвому кріостаті. Спад напруги на зразках вимірювали на потенціальних зондах за допомогою цифрового вольтметра Keithley 199 за постійного струму через зразок, що задавався джерелом струму Keithley 224. Температуру вимірювали за допомогою термопари Cu-Cu(Fe), вихідний сигнал з якої реєструвався цифровим вольтметром Keithley 196. Одночасно проводився автоматичний запис вимірюваних параметрів з їх візуалізацією на комп'ютері. Всі вимірювання проводились у Міжнародній лабораторії сильних магнітних полів і низьких температур, м. Вроцлав (Польща) в рамках міжнародної співпраці.

На рис. 3.1 наведено експериментальні температурні залежності опору полікремнієвих резисторів, рекристалізованих лазером з повздовжнім напрямком сканування, з концентрацією носіїв заряду $p_{300K} \approx 7\times10^{17}$ см$^{-3}$.

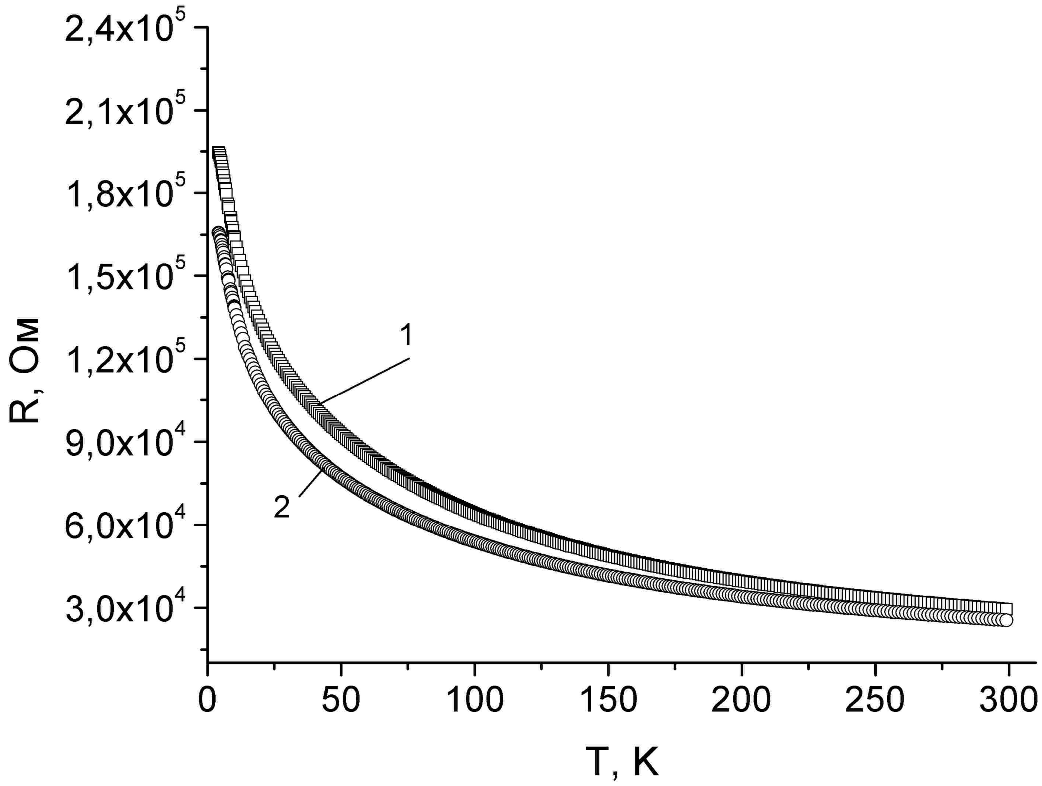


Рис. 3.1. Температурна залежність опору рекристалізованих шарів полікремнію з концентрацією вільних носіїв $p_{300K} = 7\times10^{17}$ см$^{-3}$: (1 і 2 – поперечний і поздовжній резистори по відношенню до лазерного сканування).

Для дрібнокристалічних (нерекристалізованих) шарів полікремнію з проміжним рівнем легування (p_{300K} ≈ $2{,}4\times10^{18}$ см$^{-3}$) спостерігається більш сильна температурна залежність опору за кріогенних температур в інтервалі 4,2 – 77 К (рис. 3.2), а в інтервалі температур 10 – 25 К (вставка до рис.3.2), для таких шарів полі-Si температурна залежність питомого опору зразків наближено описується законом Мотта ($\ln\rho \sim T^{1/4}$), що вказує на стрибковий характер провідності в цих зразках за низьких температур [112, 113].

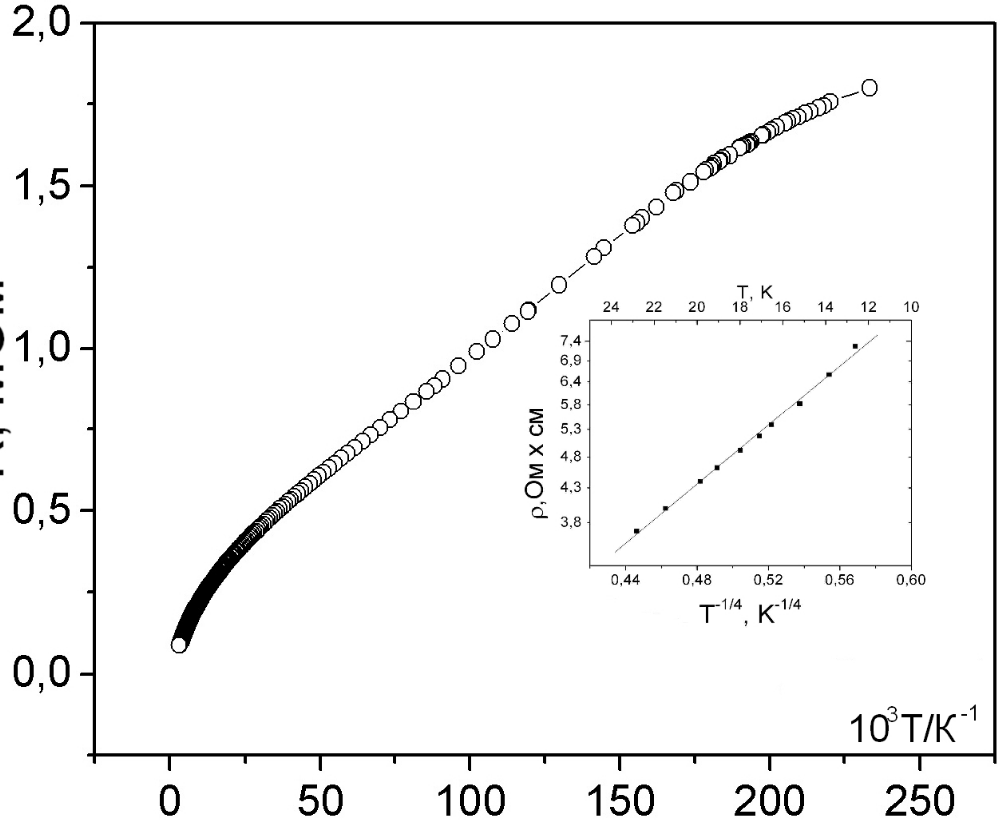


Рис. 3.2. Температурна залежність опору нерекристалізованого полікремнію з концентрацією вільних носіїв заряду $p_{300K} = 2{,}4\times10^{18}$ см$^{-3}$.

На рис 3.3 зображено температурну залежність опору цих зразків після лазерної рекристалізації. Лазерна рекристалізація призводить до збільшення середнього розміру зерна, що одночасно супроводжується зменшенням загальної площі поверхні границь зерен, на яких відбувається захоплення вільних носіїв заряду [113]. Крім цього, після лазерної рекристалізації зерна полікремнію мають форму, видовжену у напрямку сканування.

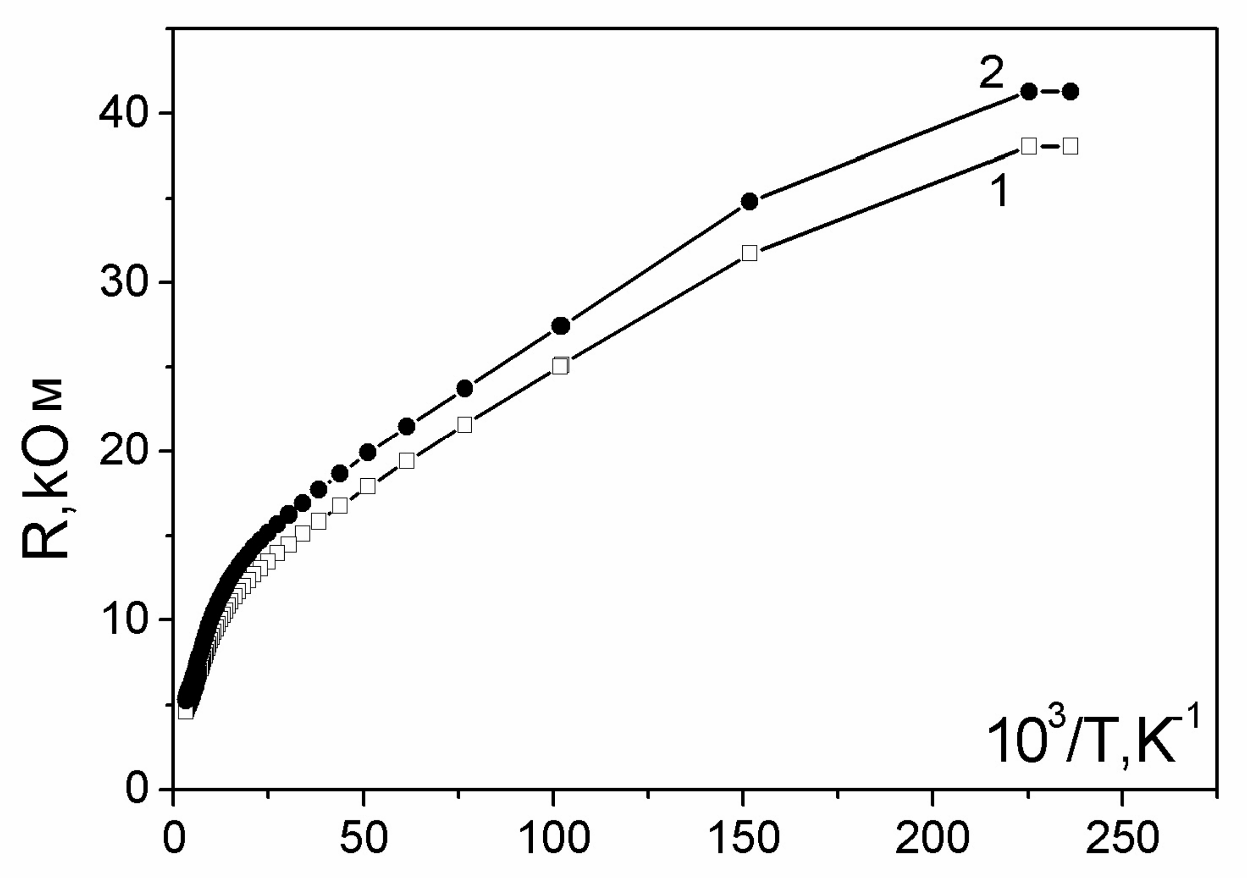


Рис. 3.3. Температурна залежність опору рекристалізованих лазером полі-Si резисторів з концентрацією вільних носіїв заряду $p_{300K} = 4{,}8\times10^{18}$ см$^{-3}$ (1 – поперечний, 2 – поздовжній резистор по відношенню до напрямку лазерного сканування).

Це означає, що середній розмір зерна вздовж напрямку сканування більший за середній розмір зерна поперек напрямку сканування, що відповідає більшому значенню опору (і питомого опору) поперечних полі – Si резисторів у тестових зразках, що і спостерігається на графіках рис. 3.3. Крім того, лазерна рекристалізація, завдяки збільшенню розмірів зерна і зменшенню вкладу границь зерен, призводить до зменшення питомого опору полікремнію порівняно з вихідним нерекристалізованим полікремнієм [110 –113], що чітко ілюструється рис. 3.2 і 3.3.

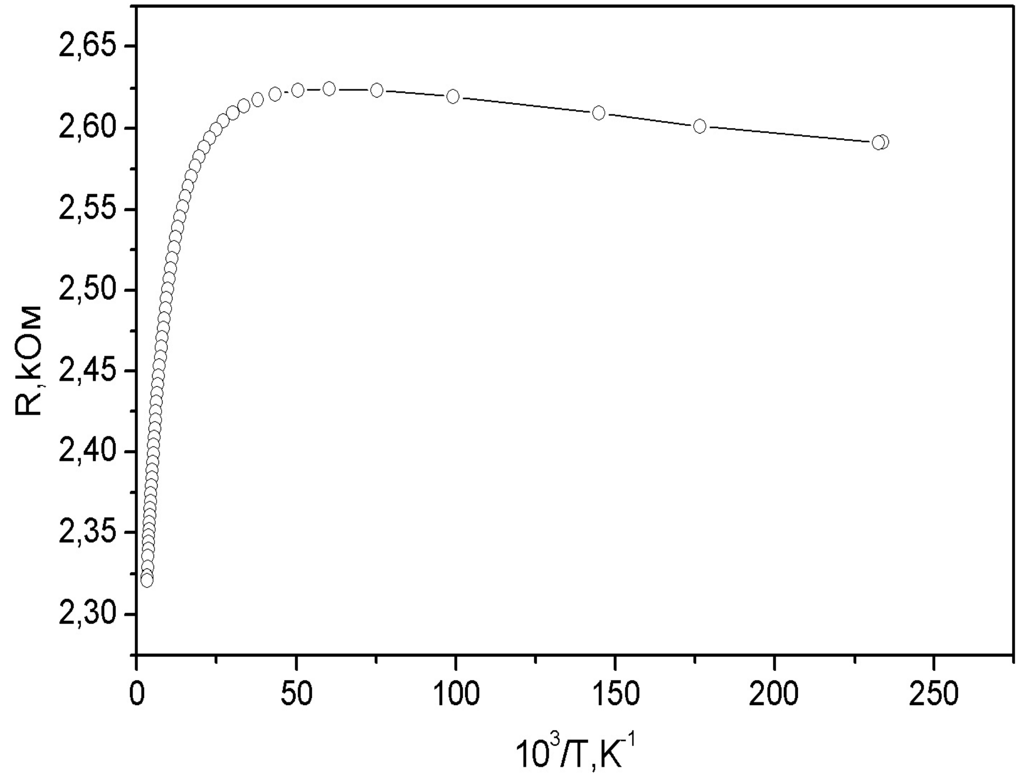


Рис. 3.4. Температурна залежність опору нерекристалізованого полі-Si з концентрацією вільних носіїв заряду p_{300K}=3,9×10^{19} см$^{-3}$.

Для сильнолегованих дрібнокристалічних зразків полікремнію з концентрацією носіїв p_{300K} ≈ 3,9×10^{19} см$^{-3}$ характерний змішаний тип провідності за низьких температур (рис. 3.4). Після лазерної рекристалізації цих зразків змінюється їх провідність в інтервлі температур 4,2 – 300 К з напівпровідникового на металевий внаслідок збільшення концентрації носіїв заряду майже на порядок, яка становить p_{300K} ≈ 1,7×10^{20} см$^{-3}$ (рис. 3.5).

Порівнюючи температурні залежності опору досліджених шарів полікремнію, можна відзначити, що найбільш сильною температурною залежністю опору характеризуються рекристалізовані шари з концентрацією носіїв заряду p_{300K} ≈ 7×10^{17} см$^{-3}$ і дрібнозернисті шари з p_{300K} ≈ 2,4×10^{18} см$^{-3}$. Такі полі–Si резистори можна рекомендувати для створення на їх основі мініатюрних сенсорів для вимірювання низьких температур до температури скрапленого гелію включно. Так, для нерекристалізованих шарів полі–Si з концентрацією носіїв p_{300K} ≈ 2,4×10^{18} см$^{-3}$, що проявляють найбільш сильну температурну залежність опору, в інтервалі 4,2 – 50 К їх температурний коефіцієнт опору (ТКО) становить близько 9%×К$^{-1}$.

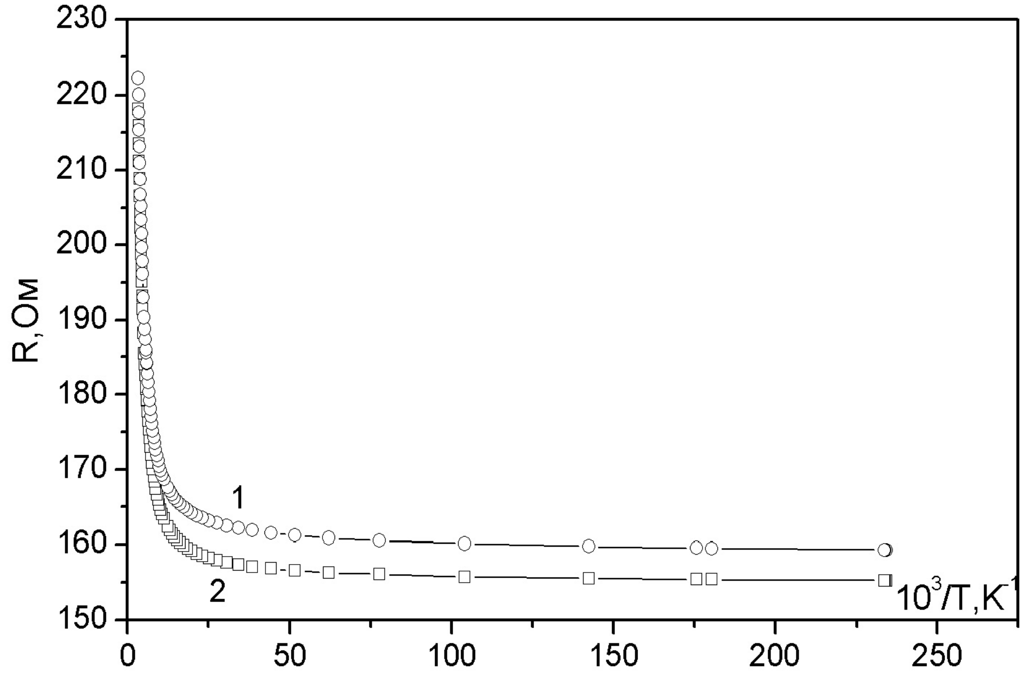


Рис. 3.5. Температурна залежність опору рекристалізованих полі – Si резисторів з p_{300K} =1,7×10^{20} см$^{-3}$ (1 і 2 – поперечний і поздовжній резистори по відношенню до лазерного сканування).

Рекристалізовані лазером шари полікремнію з p_{300K} ≈ 7×10^{17} см$^{-3}$ в інтервалі 4,2 – 50 К мають ТКО близько 2,4%×К$^{-1}$, що дає можливість використовувати їх як чутливі елементи сенсора для вимірювання низьких температур також до температури скрапленого гелію включно. Отже, для створення сенсорів температури, дієздатних під впливом дестабілізуючих чинників за гелієвих температур найбільш придатні рекристалізовані лазером шари полі-Si з p_{300K} = 7×10^{17} см$^{-3}$ завдяки стабільності вихідних характеристик внаслідок лазерної рекристалізації.

Найбільш температурно стабільними виявились полі-Si шари, які мають найбільшу концентрацію вільних носіїв заряду (рис. 3.5). Цей результат у поєднанні з теоретичним передбаченням п’єзорезистивних властивостей полікремнію [109, 112, 113] дає можливість сподіватись на можливість створення на основі рекристалізованих лазером шарів полі–Si резисторів з концентрацією носіїв $p_{300K} \geq 1\times10^{20}$ см$^{-3}$ п'єзорезистивних сенсорів механічних величин для використання в широкому інтервалі низьких температур. З іншого боку, для створення більш чутливих сенсорів механічних величин для гелієвих температур доцільно використовувати рекристалізовані шари полі-Si з концентрацією носіїв заряду $4{,}8\times10^{18}$ см$^{-3}$ [112 – 114].

3.2. Результати досліджень електропровідності структур кремній-на-ізоляторі за кріогенних температур, отриманих методом імедансної спектроскопії.

У зв'язку із особливостями технології проведення лазерної рекристалізації полікристалічного матеріалу було доцільним перевірити дисперсність полікремнію у КНІ-структурах [115, 116]. Одним із відомих методів є імпедансний аналіз матеріалу.

Суть імпедансного методу полягає в тому, що досліджуваний зразок збуджується малим синусоїдальним сигналом і в цьому разі вимірюється викликаний ним сигнал на виході. Вимірювання проводилися в частотному діапазоні 10^{-2}–10^{6} Гц. Графічним відображенням експериментальних даних слугує залежність Z''(Z') або, інакше кажучи, годограф імпендансу. На основі експериментальних даних частотних залежностей Z'' і Z' побудовано еквівалентні електричні схеми для аналізу структури зразків. Використання цього методу в деяких випадках дає змогу розділити і визначити внески від різних елементів мікроструктури в повну провідність зразка, застосовується як у прикладних, так і у фундаментальних дослідженнях. Використання цього методу дає можливість отримати додаткову інформацію про електрофізичні властивості полікристала, якісно і кількісно описати внески в його провідність розміру зерна, його поверхні й міжзеренних границь.

Тому проведено дослідження методом імпедансної спектроскопії КНІ-структур для визначення впливу лазерної рекристалізації на їх структуру.

Здійснено вимірювання для зразків із концентрацією до рекристалізації 2,4×10^{18} см$^{-3}$ і після 1,7×10^{20} см$^{-3}$; 4,8×10^{18} см$^{-3}$ з огляду на застосування полікристалічного кремнію у первинних перетворювачах сигналу. Графічно отримані годографи зображено на рис. 3.6 – 3.8. Значення опору на діаграмах Найквіста за максимальної частоти відповідають значенням опорів, що отримані експериментально на постійному струмі.

Годограф імпедансних залежностей нерекристалізованих полікремнієвих та рекристалізованих зразків у КНІ-структурах займає від'ємну вітку півкола, що свідчить про наявність ємностей, які локалізовані здебільшого на міжзеренних границях (рис. 3.6 та 3.7) [117].

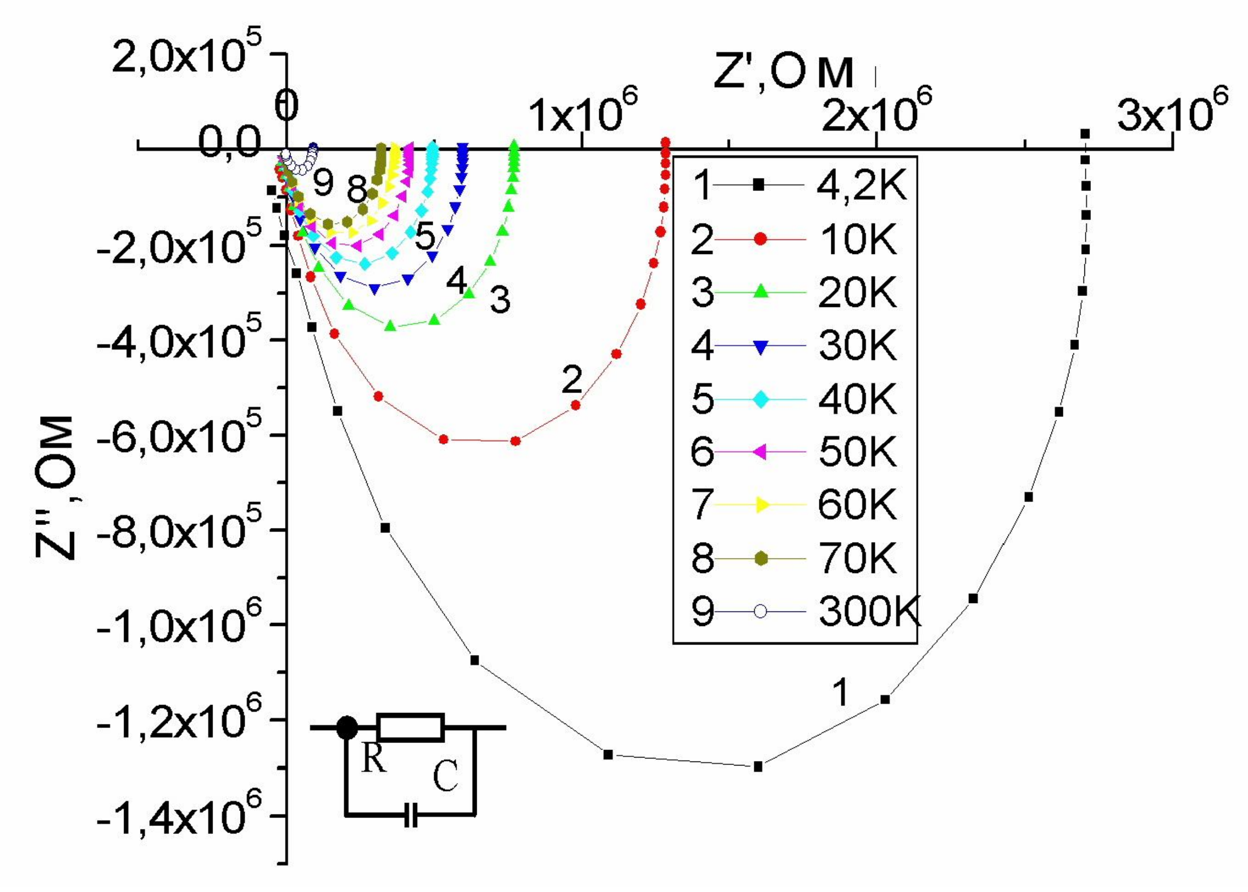


Рис. 3.6. Діаграма Найквіста (*Z*''=f(*Z*')) для нерекристалізованих зразків із концентрацією 2,4×10^{18} см$^{-3}$.

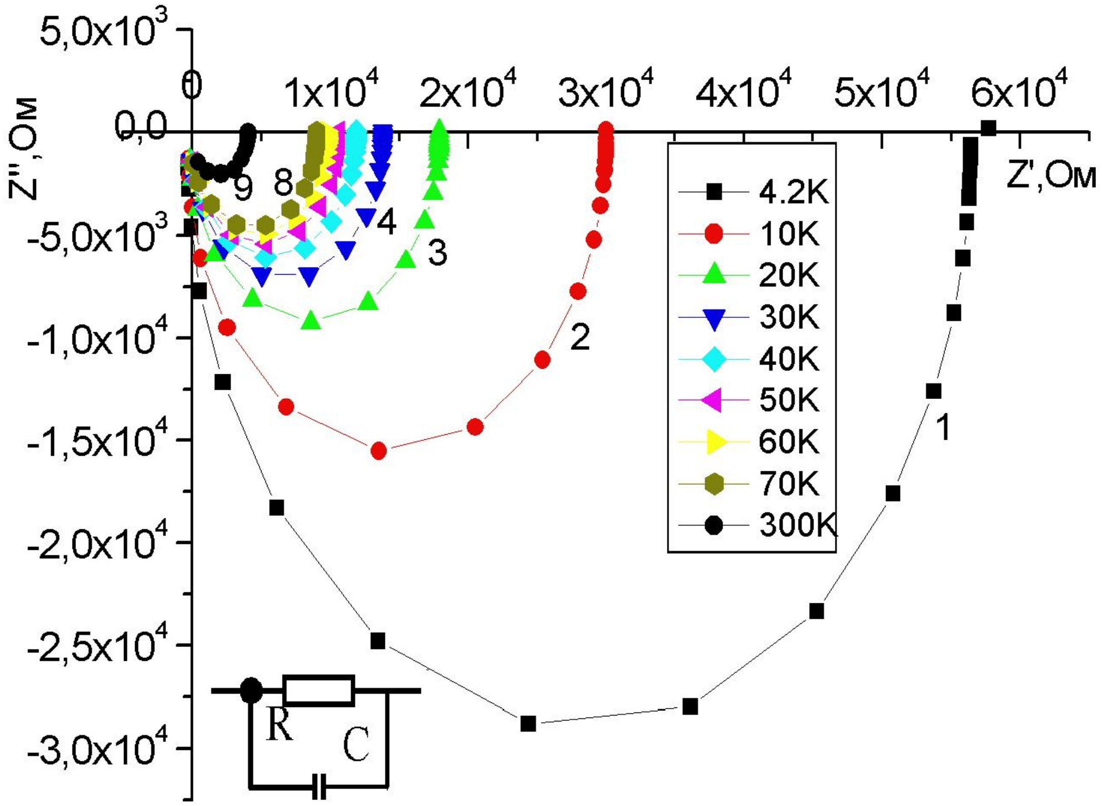


Рис. 3.7. Діаграма Найквіста (*Z*’’=f(*Z*’)) для рекристалізованих зразків із концентрацією 4,8×10^{18} см$^{-3}$.

Ці результати узгоджуються з нашими попередніми дослідженнями, де виявлено такі самі характерні особливості зразків полікремнію у КНІ-структурах. Наприклад, для нерекристалізованих шарів полікремнію з концентрацією носіїв заряду 2,4×10^{18}см$^{-3}$ спостерігалась суттєва температурна залежність, що з фізичного погляду можна пояснити наявністю у зразках великої кількості міжзеренних границь [118].

Після лазерної рекристалізації з підвищенням концентрації носіїв заряду годограф набуває вигляду додатної вітки півкола, що свідчить про підвищення гомогенності зразка унаслідок збільшення розміру зерна, а відтак і зміну механізмів струмопротікання (рис. 3.8).

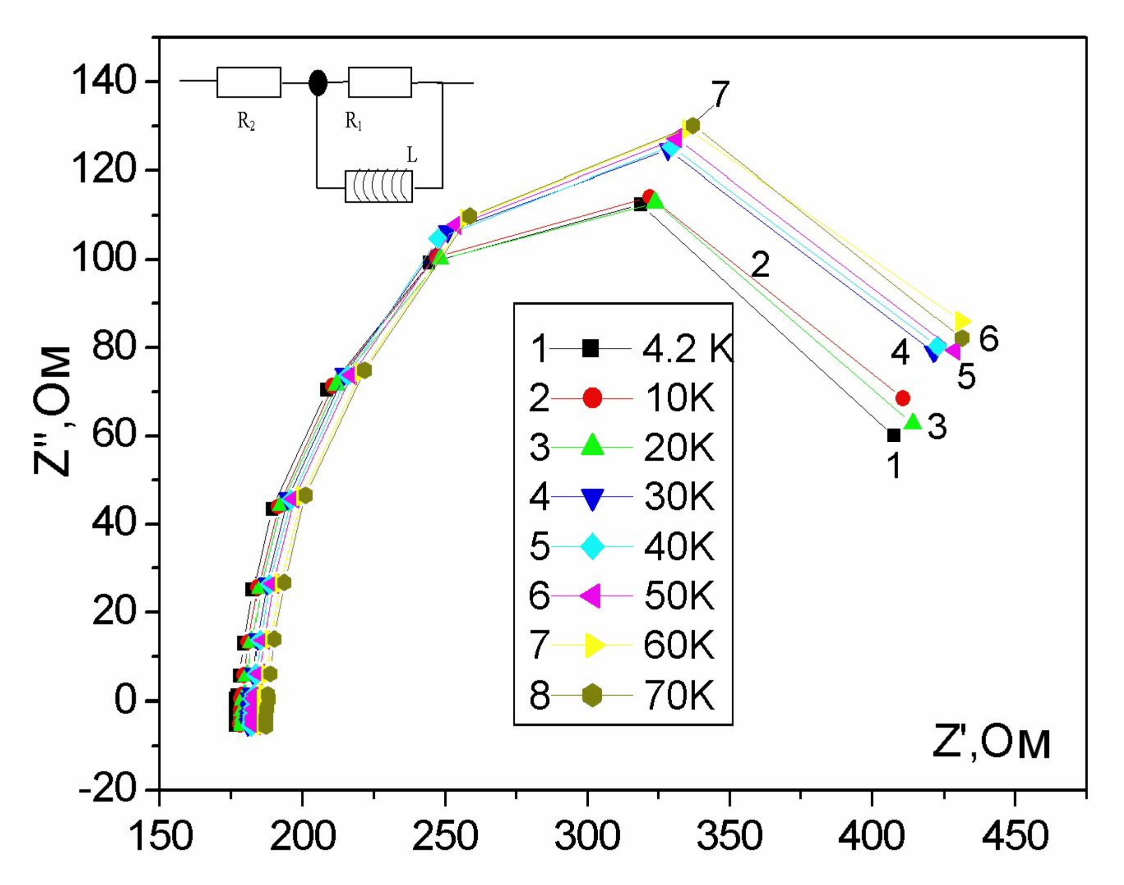


Рис. 3.8. Діаграма Найквіста (*Z*’’=f(*Z*’)) рекристалізованих зразків полікремнію з концентрацією носіїв заряду 1,7×10^{20} см$^{-3}$.

Слід зауважити, що для полікремнієвого зразка (нерекристалізований полікремній) найпростішу еквівалентну схему можна подати у вигляді паралельного контура, який складається з ємності *C* та опору *R* (рис. 3.6, 3.7). У цьому разі імпедансні складові визначаються такими рівняннями:

$$Z' = R/(1+w^2R^2C^2)\,, \qquad Z'' = \omega R^2 C/(1+w\ R^2C^2)\,, \qquad (3.1)$$

де *ω=2π f,* опір *R* та ємність *C* не залежать від частоти. У такому разі крива на годографі (Z’’=*f*(Z’)) матиме вигляд півкола. Для рекристалізованих зразків еквівалентна схема дещо складніша і містить послідовно з’єднані опори та паралельну індуктивність, що підтверджують припущення про зміну транспорту носіїв заряду полікристалічного кремнію у КНІ-структурах завдяки лазерній рекристалізації [119–121]. Ці результати детально буде обговорено в наступних пунктах.

3.3. П’єзоопір структур кремній-на-ізоляторі за кріогенних температур.

Дослідження п’єзоопору проводились на шарах полікремнію на ізоляторі рекристалізованих лазерним опроміненням [113], з різною концентрацією бору: з середнім рівнем легування зразків з концентрацією носіїв $p_{300\text{K}}$=2,4×10^{18} см$^{-3}$ до рекристалізації і $p_{300\text{K}}$=4,8×10^{18} см$^{-3}$ після лазерної рекристалізації і сильно леговані зразки з p_{300K}=3,9×10^{19} см$^{-3}$ до рекристалізації і $p_{300\text{K}}$=1,7×10^{20} см$^{-3}$ після лазерної рекристалізації.

Температурні залежності опору деформованих і недеформованих (вільних) рекристалізованих лазером зразків полікремнію з середнім рівнем легування в інтервалі 4,2 – 300 К наведено на рис.3.9. Бачимо, що навіть мала деформація (рис. 3.9) стиску ($\varepsilon \approx -2{,}1\times10^{-4}$ відн. од. при 4,2 К) приводить до значного зменшення опору зразків за температури скрапленого гелію.

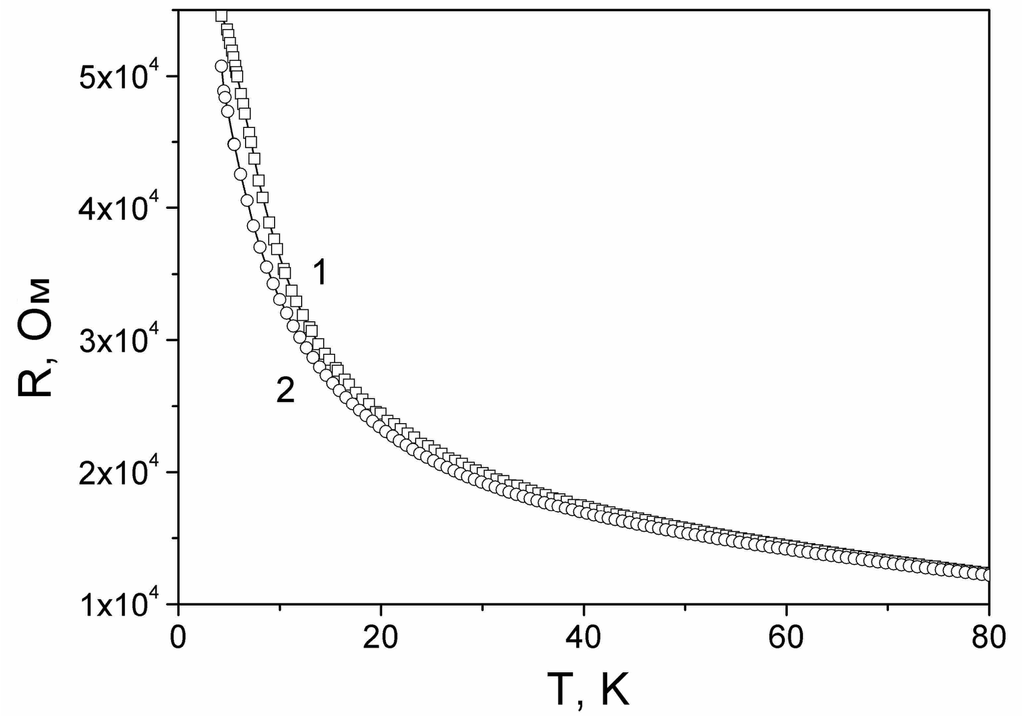


Рис. 3.9. Температурні залежності опору рекристалізованих лазером шарів полікремнію на ізоляторі з $p_{300\text{K}}$= 4,8×10^{18} см$^{-3}$: 1 – недеформований, 2 – після деформації стиску.

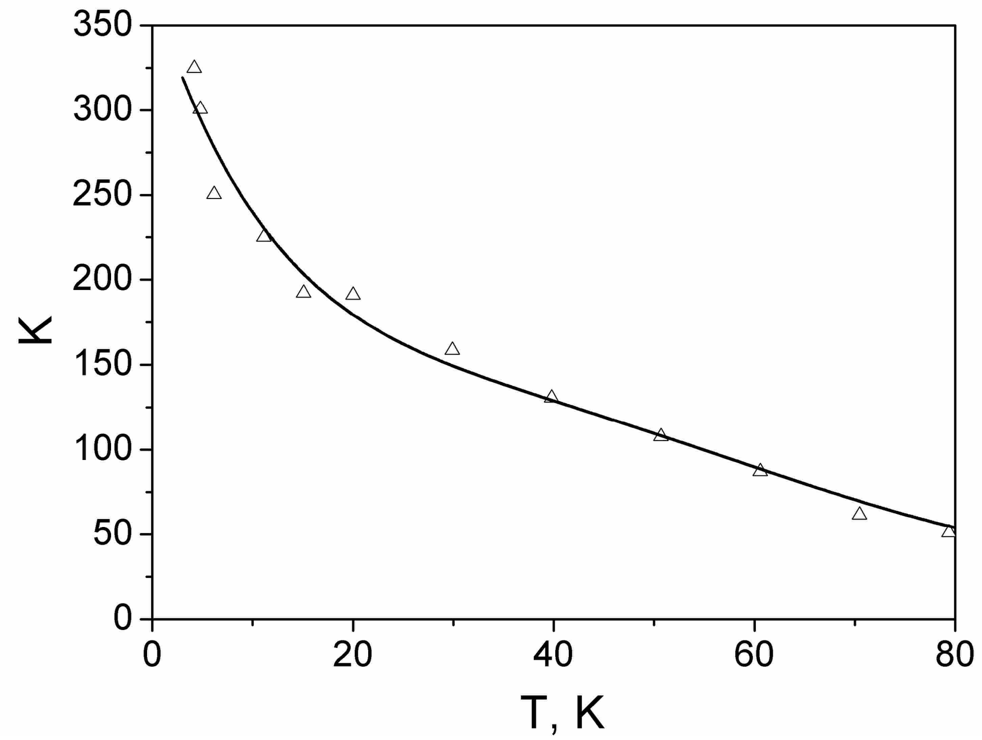


Рис. 3.10. Температурні залежності коефіцієнта тензочутливості рекристалізованих лазером шарів полікремнію на ізоляторі з концентрацією носіїв заряду p_{300K}= 4,8×10^{18} см$^{-3}$.

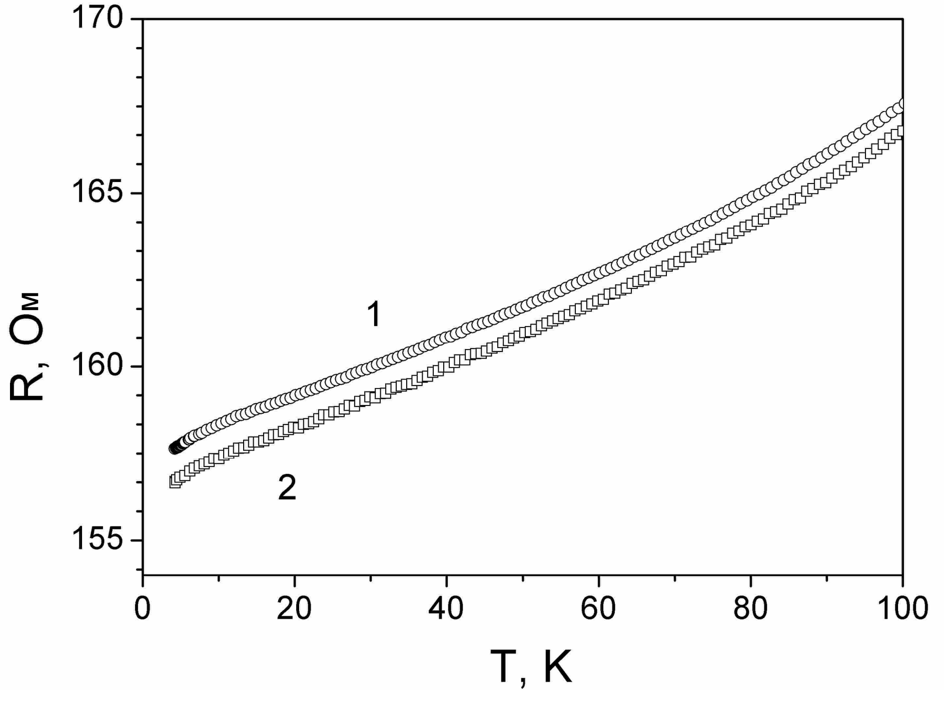


Рис. 3.11. Температурні залежності опору рекристалізованих лазером шарів полікремнію на ізоляторі з p_{300K}=1,7×10^{20} см$^{-3}$: 1 – недеформований, 2 – після деформації стиску.

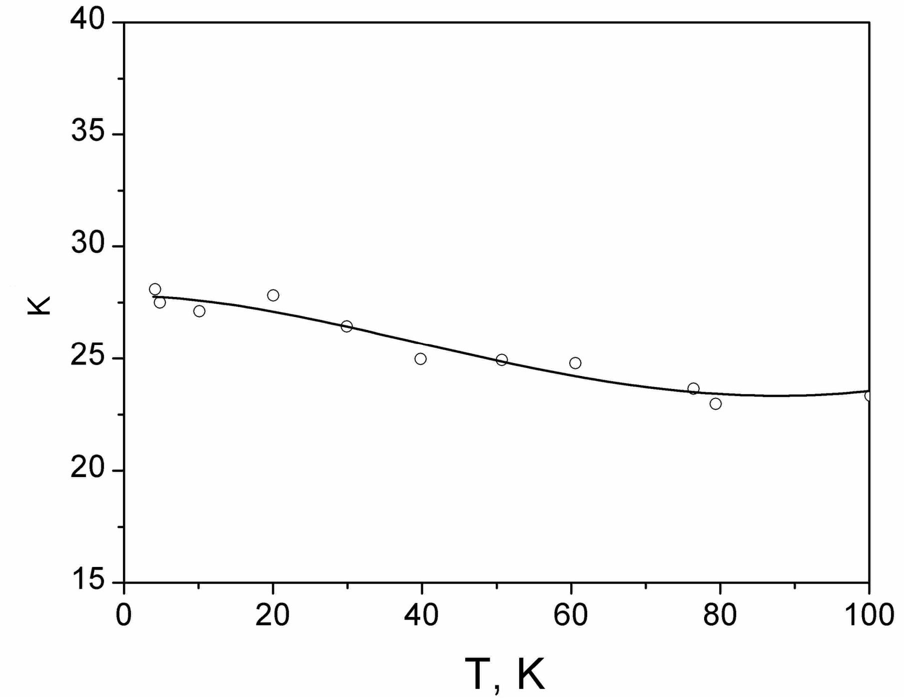


Рис. 3.12. Температурні залежності коефіцієнту тензочутливості рекристалізованих лазером шарів полікремнію на ізоляторі з концентрацією носіїв заряду p_{300K}=1,7×10^{20} см$^{-3}$.

Температурна залежність коефіцієнта тензочутливості для цих зразків, розрахована з експериментальних даних, показана на рис. 3.10. Для рекристалізованих лазером шарів полікремнію на ізоляторі з концентрацією носіїв p_{300K}=4,8×10^{18} см$^{-3}$ величина коефіцієнта тензочутливості при температурі 4,2 К сягає значення $K_{4,2K} \approx 325$, тоді як за кімнатної температури його значення K_{300K}=35,3, що добре узгоджується з нашими попередніми вимірюваннями [112].

В сильно легованих шарах полікремнію, рекристалізованих лазером, також спостерігається класичний п’єзоопір за низьких температур (рис. 3.11), але їх коефіцієнт тензочутливості значно менший порівняно зі зразками зі середнім рівнем легування. Температурна залежність коефіцієнта тензочутливості для цих зразків показано на рис. 3.12. У цьому разі $K_{4,2K}$=28 і $K_{300K} \approx 19$, при цьому спостерігається слабка залежність коефіцієнта тензочутливості цих шарів полікремнію від температури.

3.4. Результати досліджень характеристик шарів полікремнію в КНІ-структурах, опромінених висоенергетичними електронами.

Дослідження провідності зразків до і після опромінення проводилось у широкому температурному інтервалі від 4,2 К до 300 К. Опромінювали зразки на електронному прискорювачі типу “Мікротрон М-30”. Опромінення здійснювалось електронами з енергією 10 МеВ і флюенсом електронів Φ=1×10^{16} ел/см^2 і 1×10^{17} ел/см^2 за стандартною методикою. З огляду на застосування сенсорів в жорстких умовах експлуатації [122 – 124] проведено опромінення високоенергетичними електронами групи зразків КНІ-структур з концентраціями 4,8×10^{18} та 1,7×10^{20} см$^{-3}$ після лазерної рекристалізації.

На рис. 3.13 наведено результати вимірювання температурної залежності опору рекристалізованих лазером шарів полікремнію з концентраціями носіїв 4,8×10^{18} і 1,7×10^{20}см$^{-3}$ до і після опромінення [123].

Як бачимо, опір шарів полікремнію зростає після опромінення електронами високих енергій (рис. 3.13). Найсильніше ця тенденція проявляється для зразків з концентрацією носіїв 4,8×10^{18}см$^{-3}$ (рис. 3.13, *а*), тоді як для сильнолегованих зразків (рис. 3.13, *б*) вона значно менша, що підтверджує також табл. 3.1. На рис. 3.14 зображено зміну опору рекристалізованих шарів полікремнію з різною концентрацією носіїв заряду (4,8×10^{18} і 1,7×10^{20}см$^{-3}$) залежно від флюенсу електронів.

У працях [124–129] досліджено також вплив електронного опромінення на поперечний магнітоопір цих зразків полікремнію у сильних магнітних полях до 14 Тл за температури скрапленого гелію. Результати вимірювань магнітоопору наведено на рис. 3.15.

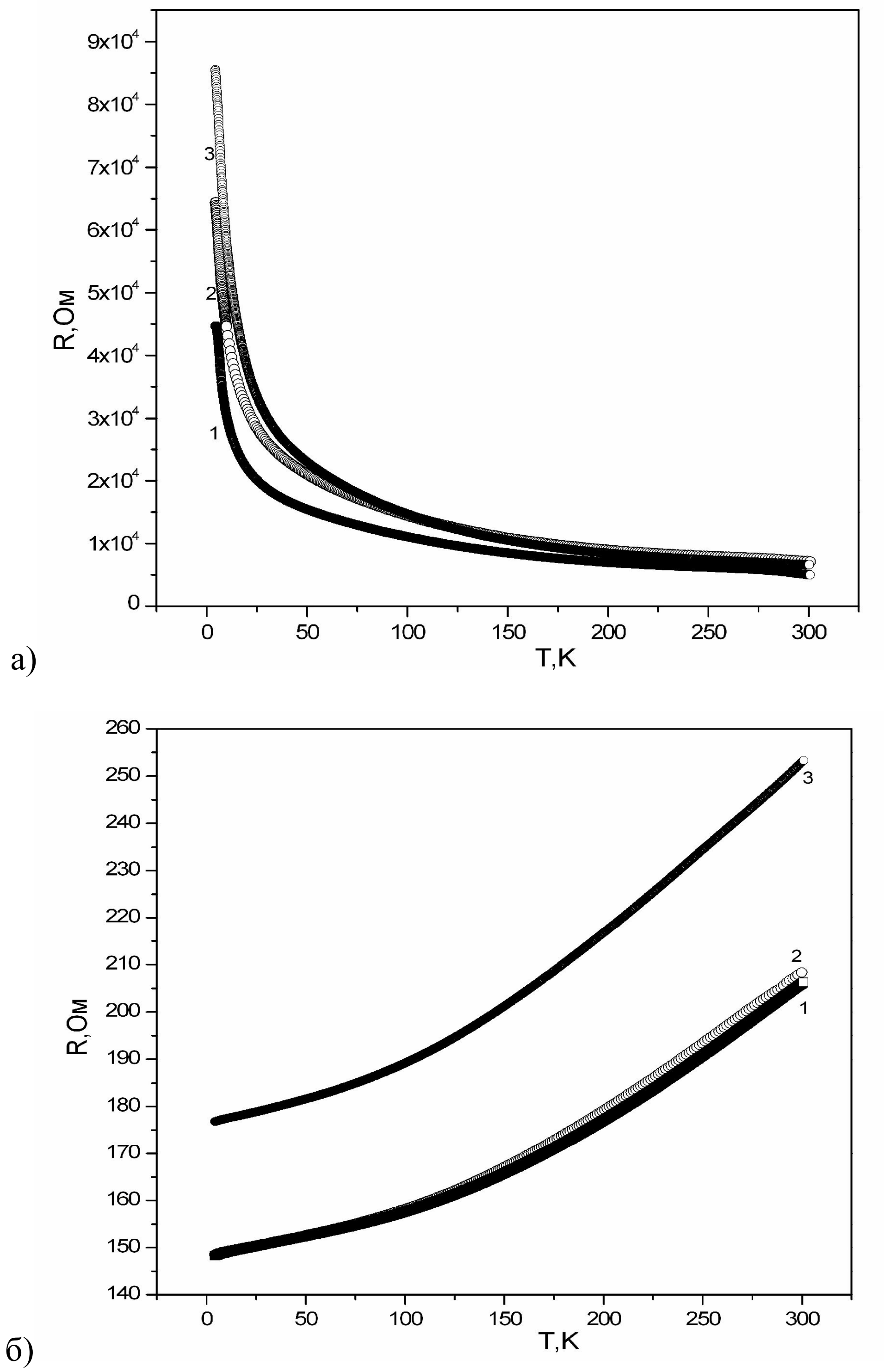


Рис. 3.13. Температурна залежність опору шарів полікремнію з p_{300K}=4,8×10^{18}см$^{-3}$ (*а*) і 1,7×10^{20} см$^{-3}$ (*б*) до (1) і після опромінення електронами з *E*=10МеВ і *Ф*=10^{16} ел/см^{2} (2); *Ф*=10^{17}ел/см^{2} (3).

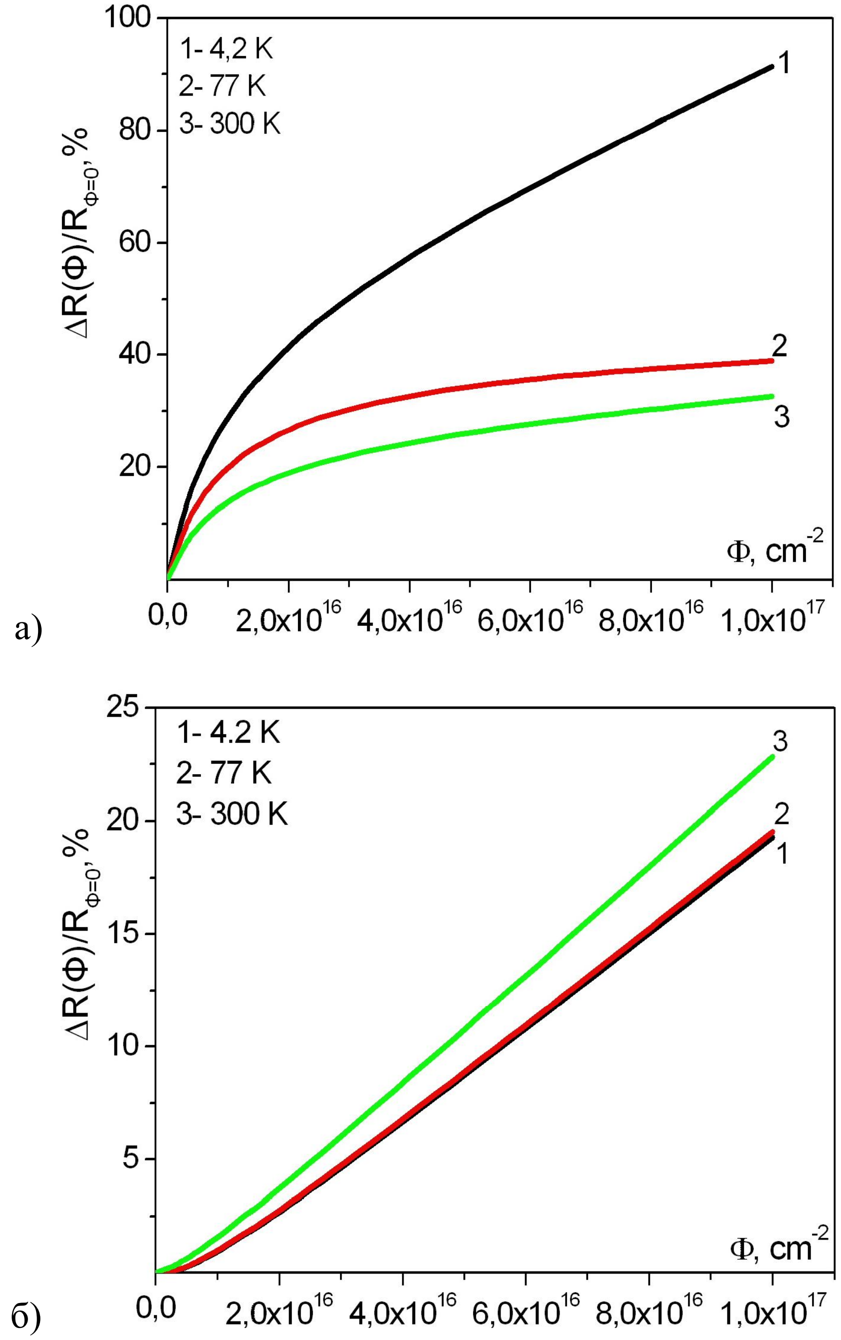


Рис. 3.14. Залежність відносної зміни опору від флюенсу електронів рекристалізованих шарів полікремнію з p_{300K}=4,8×10^{18}см$^{-3}$ (*а*) і 1,7×10^{20}см$^{-3}$ (*б*): 1 – 4,2 К; 2 – 77 К; 3 – 300 К

Як бачимо (рис. 3.13 та 3.15), спостерігається кореляція між впливом електронного опромінення на провідність і магнітоопір шарів полікремнію за низьких температур [125].

Відповідно до моделі пасток для носіїв заряду в легованому матеріалі рухомі носії заряду захоплюються енергетичними станами на границях зерен, у результаті на границях зерен виникають як області просторового заряду (збіднені на носії), так і потенціальні бар'єри. Лазерна рекристалізація дрібнозернистого полікремнію приводить до збільшення середнього розміру зерна і одночасно супроводжується зменшенням загальної площі поверхні границь зерен, на яких відбувається захоплення вільних носіїв заряду.

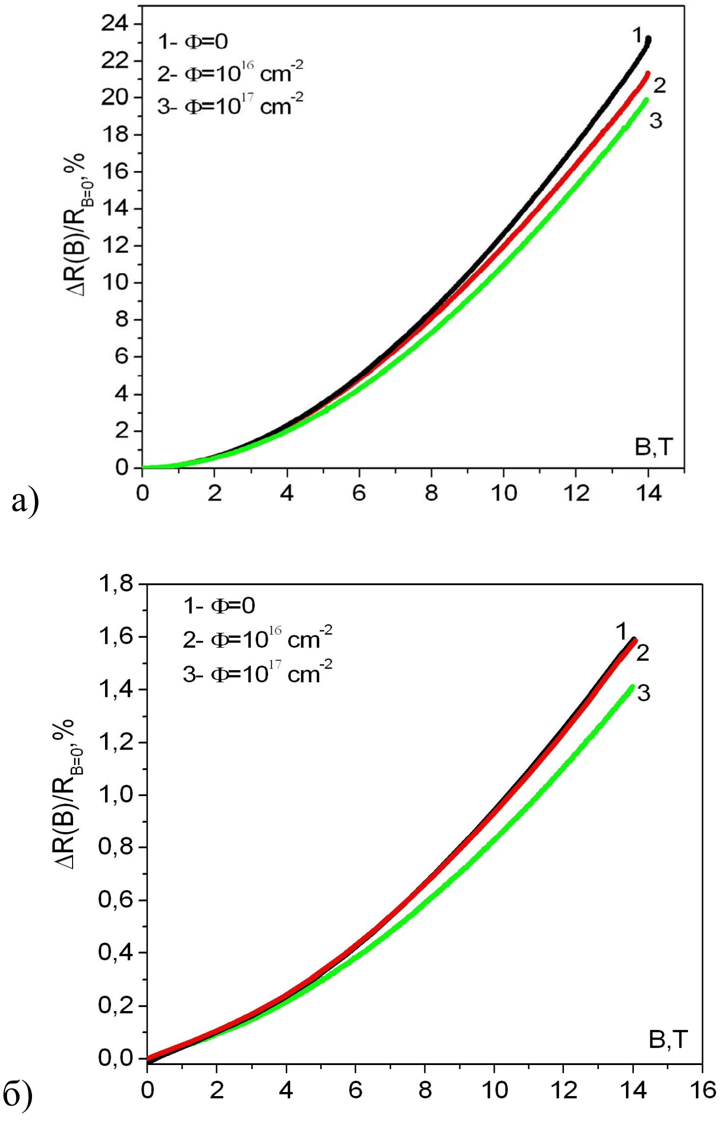


Рис. 3.15. Поперечний магнітоопір рекристалізованих шарів полікремнію з $p_{300\text{K}}$=4,8×10^{18} см$^{-3}$ (*а*) і 1,7×10^{20} см$^{-3}$(*б*) до (1) і після опромінення електронами з *E*=10 МеВ і *Ф*=10^{16} ел/см^{2} (2); *Ф*=10^{17}ел/см^{2} (3)

Враховуючи ефективний потенціальний бар'єр на границях зерен у рекристалізованих шарах полікремнію, можливість сегрегації домішок вздовж таких границь в результаті електронного опромінення сильнолегованих плівок полікремнію залишається досить високою [128, 129]. Ця обставина приводить до зменшення рухливості носіїв заряду в опромінених зразках порівняно з неопроміненими і, відповідно, до зниження провідності (збільшення опору) (рис. 3.13) та магнітоопору (рис. 3.15) полікремнієвих шарів унаслідок опромінення високоенергетичними електронами.

Таблиця 3.1

Експериментальні результати відносної зміни опору

від флюенсу електронів [129]

полі-Si \ T,K	$(R_{опром.} - R_{неопром.})/R_{неопром} \times 10^2$, %			
	$\Phi = 1 \times 10^{16}$ [ел/см^2]		$\Phi = 1 \times 10^{17}$ [ел/см^2]	
	$p_{300K} =$ $4{,}8 \times 10^{18}$ [см$^{-3}$]	$p_{300K} =$ $1{,}7 \times 10^{20}$ [см$^{-3}$]	$p_{300K} =$ $4{,}8 \times 10^{18}$ [см$^{-3}$]	$p_{300K} =$ $1{,}7 \times 10^{20}$ [см$^{-3}$]
4,2	18	0,1	91	19
77	34	0,4	39	20
300	28	0,9	32	22

Як відомо, магнітоопір для такого матеріалу описується виразом:

$$\frac{\Delta R}{R} = a\left(\mu B\right)^2, \tag{3.2}$$

де a – коефіцієнт, який враховує розсіювання носіїв заряду; μ – рухливість носіїв заряду; B – індукція магнітного поля.

Із співвідношення (3.2) випливає, що зменшення магнітоопору полікремнію, яке експериментально спостерігалось у шарах полі-Si з концентраціями носіїв заряду $4{,}8\times10^{18}$см$^{-3}$ та $1{,}7\times10^{20}$см$^{-3}$, зумовлене зменшенням рухливості носіїв заряду в шарах полікремнію.

З проведених досліджень можна зробити висновок про радіаційну стійкість шарів полікремнію на ізоляторі в КНІ-структурах, рекристалізованих лазером, під час опромінення їх електронами високих енергій (E = 10 МеВ) і флюенсом Φ=10^{16}ел/см^2, що можна використати для створення на їх основі радіаційностійких мікроелектронних сенсорів фізичних величин.

3.5. Висновки

У розділі проведено комплексне дослідження властивостей структур кремній- на-ізоляторі у широкому інтервалі температур на постійному та змінному струмах, що є передумовою розроблення фізичних основ створення мікроелектронних датчиків на базі полікристалічного кремнію у структурах кремній-на-ізоляторі:

1. Беручи до уваги сильну температурну залежність опору досліджених шарів полікремнію за низьких температур, визначено, що найбільш сильною температурною залежністю опору характеризуються нерекристалізовані шари полі-Si з концентрацією носіїв p_{300K}=$2{,}4\times10^{18}$см$^{-3}$, в інтервалі 4,2–50 К, а температурний коефіцієнт опору ТКО=9%×К$^{-1}$. Відповідно, можна рекомендувати такі полі-Si шари для створення надчутливих сенсорів кріогенних температур.
2. Створення сенсорів температури, дієздатних під впливом дестабілізуючих чинників за гелієвих температур найбільш придатні рекристалізовані лазером шари полі-Si з p_{300K}=7×10^{17} см$^{-3}$ завдяки стабільності вихідних характеристик внаслідок лазерної рекристалізації.

3. Експериментальні результати досліджень на змінному струмі показали, що характер уявної частини імпедансу для полікремнію в КНІ-структурах істотно залежить від рівня легування матеріалу. Зокрема, в інтервалі температур 4,2–30 К для зразків з напівпровідниковим типом провідності (концентрації носіїв $2{,}4\times10^{18}$см$^{-3}$) до і після лазерної рекристалізації (для зразків з концентрацією носіїв $p_{300\text{K}} = 4{,}8\times10^{18}$ см$^{-3}$) було встановлено, ємнісний характер діаграм Найквиста, що відповідає результатам досліджень на постійномі струмі в області стрибкової провідності.
4. Результати досліджень п’єзоопору у нерекристалізованих та рекристалізованих полікремнійових шарак в КНІ-структурах вказують на те, що розроблення сенсорів механічних величин, які володіють достатньою тензочутливістю до вимірюваного параметру, необхідно використовувати рекристалізовані лазером шари полікремнію на ізоляторі з концентрацією носіїв $p_{300\text{K}}=4{,}8\times10^{18}$ см$^{-3}$. Величина коефіцієнта тензочутливості за температури 4,2 К сягає значення $K_{4,2\text{K}}\approx325$, тоді як за кімнатної температури його значення $K_{300\text{K}}=35{,}3$, що є достатньою умовою дієздатності таких сенсорів в широкому інтервалі температур.
5. Результати досліджень щодо впливу електронного опромінення дають можливість стверджувати про радіаційну стійкість шарів полікремнію на ізоляторі в КНІ-структурах, для всього інтервалу концентрацій під час опромінення їх електронами високих енергій (E = 10 МеВ) і флюенсом $\Phi=10^{16}$ел/см^2, що можна використати для створення на їх основі радіаційностійких мікроелектронних сенсорів фізичних величин. Враховуючи ефективність потенціального бар’єра на границях зерен у рекристалізованих шарах полікремнію, можливість сегрегації домішок вздовж таких границь в результаті електронного опромінення сильнолегованих плівок полікремнію залишається достатньо високою. Ця обставина приводить до зменшення рухливості

носіїв заряду в опромінених зразках порівняно з неопроміненими і, відповідно, до зниження провідності (збільшення опору) та магнітоопору полікремнієвих шарів унаслідок опромінення високоенергетичними електронами.

РОЗДІЛ 4

ЕЛЕКТРИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИТКОПОДІБНИХ МІКРОКРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ У ШИРОКОМУ ІНТЕРВАЛІ ТЕМПЕРАТУР

У розділі представлено результати досліджень електропровідності ниткоподібних кристалів кремнію в інтервалі температур 4,2–300 К. Детально проаналізовано результати експериментів та проведено оцінку можливості використання НК Si як чутливих елементів сенсорів.

4.1. Результати досліджень температурної залежності електропровідності ниткоподібних мікрокристалів на основі кремнію в широкому інтервалі температур.

В основі роботи напівпровідникових сенсорів фізичних величин лежить температурна залежність електропровідності кристалів та її зміни під впливом зовнішніх чинників, наприклад магнетного поля, тиску, деформації та ін. На цей час існує достатня кількість методів вивчення механізмів провідності, однак одним з найбільш ефективних є аналіз характеру магнетоопору кристалів у широкому температурному інтервалі (4,2–300 К). Механізми перенесення носіїв заряду НК Si вивчали у [130–135]. Проте механізми перенесення носіїв заряду тонких та нанорозмірних НК мало досліджено в інтервалі кріогенних температур. Існує низка праць [136,137], присвячених теоретичному та експериментальному вивченню поведінки магнетоопору НК Si поблизу переходу метал–діелектрик (ПМД).

4.1.1. Результати досліджень температурної залежності електропровідності ниткоподібних мікрокристалів на основі кремнію на постійному струмі як чутливих елементів сенсорів температури.

Для досліджень напівпровідникових мікро- і нанокристалів обрано методику [138, 139], яка передбачає керування властивостями кристала з використанням його термічного деформування. Термічне деформування напівпровідникових мікрокристалів, яке виникає внаслідок закріплення зразків на підкладках з різних матеріалів, призводить до зміни їх опору і температурної залежності опору.

Коли напівпровідниковий резистор піддається внутрішній деформації ε_0, його електричний опір за температури T рівен

$$R(\varepsilon_0, T) = R(0,T)(1 + G_L \varepsilon_0), \tag{4.1}$$

де $R(0,T)$ – опір вільного (незакріпленого) резистора, G_L – поздовжній коефіцієнт тензочутливості у відповідному напрямку.

Оцінка впливу термічної деформації на температурний коефіцієнт опору (ТКО) β може бути зроблена з використанням співідношень

$$\beta' = \frac{1}{R'(\varepsilon_0, T)} \left\{ \frac{\partial R(0,T)}{\partial T} + G_L \left[\frac{\partial R(0)}{T} \varepsilon_0 + R(0,T) \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial T} \right] \right\}, \tag{4.2}$$

де припускається, що G_L є температурно незалежним.

Виходячи з виразу (4.2), можна одержати досить простий вираз для оцінки впливу термічної деформації на ТКО:

$$\beta' = \beta + G_L \frac{\alpha_s - \alpha_r}{1 + G_L \varepsilon_0} = \beta + G_L \Delta\alpha\,. \tag{4.3}$$

З цього виразу випливає, що коли $(\alpha_s - \alpha_r) < 0$ (наприклад, варіант кварцової підкладки і Si-резистора), закріплення чутливого елемента на підкладці приводить до $\Delta\beta<0$ для резисторів, виготовлених з напівпровідникового матеріалу *p*-типу провідності ($G_L>0$) і до протилежного ефекту для *n*-типу. Якщо Si-резистор встановлено на металевій підкладці, зокрема, зі сталі, алюмінію, міді та ін., коли $(\alpha_s - \alpha_r) > 0$, можна очікувати збільшення ТКО для матеріалу *p*-типу і, відповідно, зменшення ТКО для *n*-типу.

Якщо коефіцієнт тензочутливості кристалів G_L залежить від температури, то цей чинник також впливає на температурний хід опору кристалів, тобто на його температурний коефіцієнт опору (ТКО). Отже, в цьому разі ми маємо справу з комбінованим термо-/п’єзорезистивним ефектом в напівпровідникових кристалах. Це підтвердилось в наших експериментах на НК Si p-типу за низьких температур [140, 141]. Тому метою наших досліджень було використання цього термо-/п’єзорезистивного ефекту в НК кремнію p-типу [142] для створення на їх основі чутливих напівпровідникових терморезисторів.

Проведено вимірювання температурних залежностей опору масивних зразків НК p-Si (вільних та закріплених на підкладках з різних матеріалів) з концентраціями легувальної домішки бору (2–3)×10^{18}, 5,5×10^{18} та 1×10^{19} см$^{-3}$, що відповідає діелектричному боку ПМД, безпосередній близькості до ПМД (в кремнії, легованому бором, N_c≈5×10^{18} см$^{-3}$) з металічного боку та металевого боку ПМД.

На рис. 4.1 представлено результати вимірювання залежностей опору НК Si р-типу з концентрацією бору N_B=2×10^{18} см$^{-3}$ від температури в інтервалі 4,2–300 К. Ці зразки як вільні, так і закріплені на підкладках, мають типовий діелектричний хід температурної залежності опору.

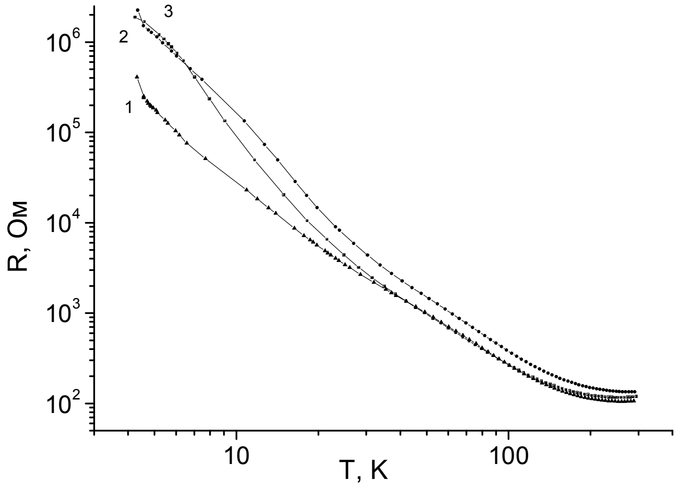


Рис. 4.1. Температурні залежності опору НК Si p-типу з N_B=2×10^{18}см$^{-3}$: вільного (1) та закріплених на підкладках з вольфраму (2) та кварцу (3).

Опір зразків НК Si p-типу з концентрацією бору N_B=2×10^{18} см$^{-3}$ у всьому інтервалі досліджуваних температур змінюється на 4 порядки. Вплив термічної деформації з боку підкладок приводить до зміни коефіцієнтів полінома 6-го степеня, яким апроксимуються криві температурних залежностей зразків НК p-Si, закріплених на підкладках з вольфраму, кварцу і вільного (криві 2, 3 і 1 на рис. 4.1) в інтервалі температур 4,2–100 К:

$$R(T) = 7{,}7 - 0{,}4T - 2{,}9\cdot 10^{-4}T^3 + 3{,}6\cdot 10^{-6}T^4 - 2{,}8\cdot 10^{-8}T^5 + 1{,}3\cdot 10^{-10}T^6; \qquad (4.4)$$

$$R(T) = 7{,}3 - 0{,}3T - 1{,}9\cdot 10^{-4}T^3 + 2{,}3\cdot 10^{-6}T^4 - 1{,}7\cdot 10^{-8}T^5 + 8\cdot 10^{-11}T^6; \qquad (4.5)$$

$$R(T) = 6{,}4 - 0{,}3T - 2{,}4\cdot 10^{-4}T^3 + 3{,}2\cdot 10^{-6}T^4 - 2{,}6\cdot 10^{-8}T^5 + 1{,}3\cdot 10^{-10}T^6. \qquad (4.6)$$

Зразки НК Si p-типу як вільні, так і закріплені на підкладках з вольфраму і кварцу, можуть бути рекомендовані для використання як чутливі елементи сенсорів температури в діапазоні 4,2–100 К, в якому залежність $R(T)$ описується поліномом 6-го степеня.

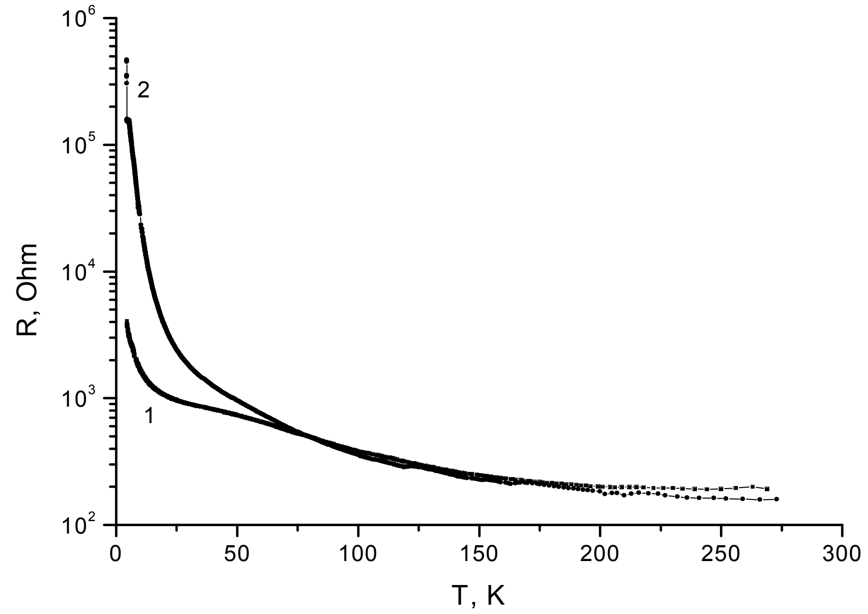


Рис. 4.2. Температурна залежність опору НК p-Si з N_B=3×10^{18}: вільного (1) і закріпленого на підкладці з кварцу (2).

Температурні залежності опору зразків НК p-Si з концентрацією бору N_B=3×10^{18} см$^{-3}$ показані на рис. 4.2. Як бачимо (рис. 4.2), зразки, закріплені на кварцовій підкладці, які зазнали деформації розтягу в інтервалі кріогенних температур суттєво змінюють свій опір та його температурну залежність порівняно з вільними зразками. Такі кристали на кварцовій підкладці можна рекомендувати як чутливі елементи сенсорів температури для інтервалу 4,2–

100 К. У цьому інтервалі температур температурні залежності опору НК p-Si вільного і закріпленого на кварцовій підкладці описуються рівняннями:

$$R(T) = 3,8 - 0,1T - 5 \cdot 10^{-5} T^3 + 4,6 \cdot 10^{-7} T^4 - 2,3 \cdot 10^{-9} T^5 + 6 \cdot 10^{-12} T^6 - 6,1 \cdot 10^{-15} T^7; \quad (4.7)$$

$$R(T) = 6,5 - 0,3T - 1,9 \cdot 10^{-4} T^3 + 2,2 \cdot 10^{-6} T^4 - 1,4 \cdot 10^{-8} T^5 + 5,5 \cdot 10^{-11} T^6 - 1,1 \cdot 10^{-13} T^7 + 9,8 \cdot 10^{-17} T^8. \quad (4.8)$$

На рис. 4.3 представлено результати вимірювання електрофізичних характеристик НК Si p-типу з концентрацією бору N_B=5,5×10^{18} см$^{-3}$, що відповідає безпосередній близькості до ПМД з металевого боку. Як бачимо (рис. 4.3а) вільний зразок НК Si p-типу має майже типовий металевий хід температурної залежності опору. Порівняно невелика термічна деформація (деформація стиску ε=–3,81×10^{-3} відн. од. та деформація розтягу ε=+4,7×10^{-4}) з боку підкладок призводить до “зриву” металевої провідності і за 4,2 К зразки володіють провідностю, що відповідає діелектричному боку ПМД.

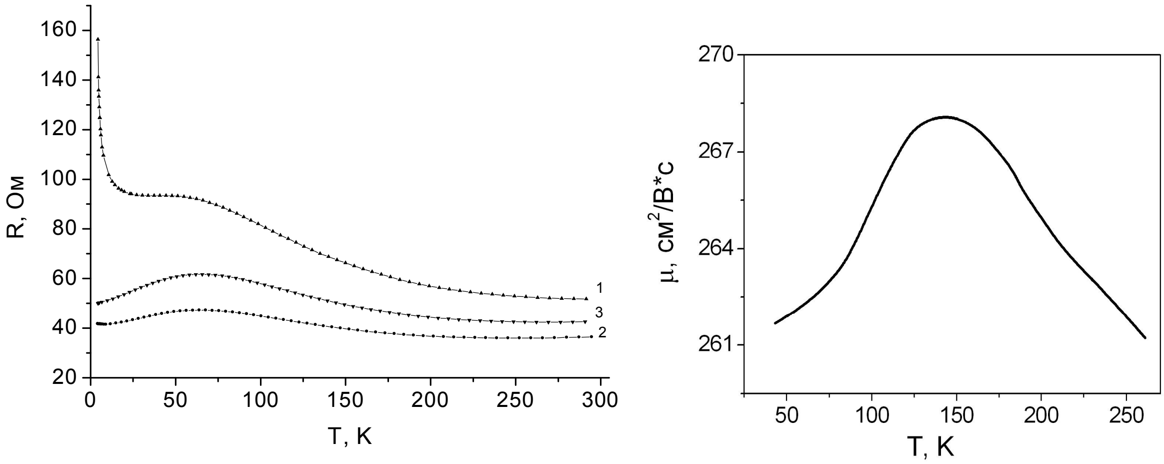


Рис. 4.3. Температурна залежність опору (*а*) НК p-Si (N_B=5,5×10^{18} см$^{-3}$) та рухливості (*б*): недеформованого (3), при деформації стиску – 6,22×10^{-4} відн. од. (2) та при деформації розтягу 4,74×10^{-4} відн. од. (1).

Необхідно зауважити, що для зразків мікрокристалів кремнію з p-Si було оцінено рівень концентрації носіїв заряду, що відповідає переходу метал-діелектрик (N_B=5,5×10^{18} см$^{-3}$), які отримали з досліджень коефіцієнта Хола, а результати зміни рухливості в широкому інтервалі температур наведено на рис.4.3, *б*.

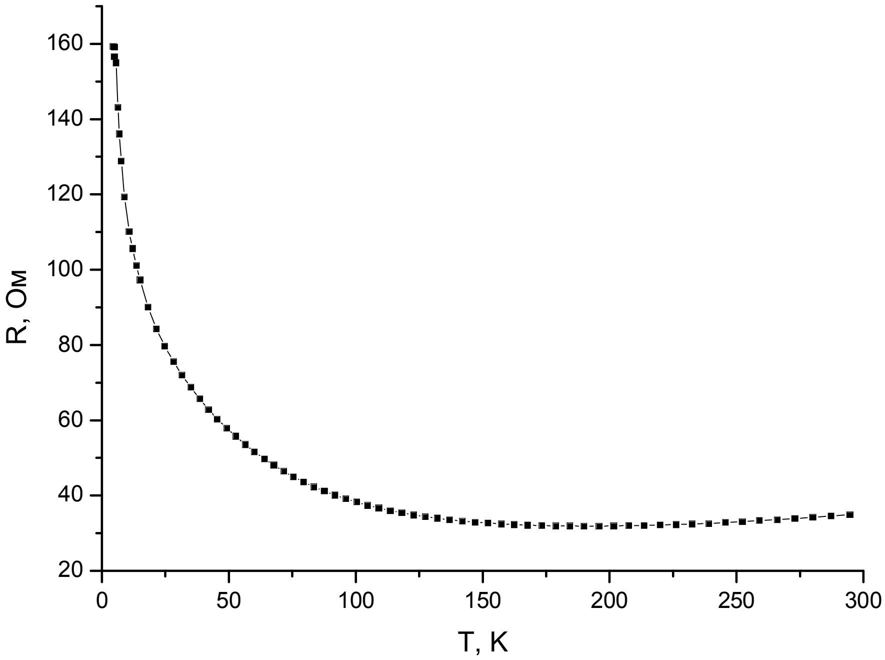


Рис. 4.4. Температурна залежність опору НК Si p-типу з N_B=5,5×10^{18} см$^{-3}$, закріпленого на підкладці з міді.

Термічна деформації з боку підкладок приводить до значної зміни опору цих зразків в інтервалі низьких температур порівняно з вільним зразком. У цьому разі термічна деформація з боку мідної підкладки, яка діє на НК *p*-Si, має позитивний вплив, адже покращуються термометричні властивості кристала. Температурну залежність опору зразка НК *p*-Si закріпленого на мідній підкладці (рис. 4.4) можна описати експоненційним законом

$$R(T) = R_0 + A_1 e^{-T/t_1} + A_2 e^{-T/t_2}, \tag{4.9}$$

де R_0=31,94, A_1=136,23, t_1=4,51, A_2=88,93, t_2=39,04.

Тому як чутливі елементи сенсорів температури можна рекомендувати використовувати НК *p*-Si з ρ=0,01 Ом×см , закріплені на Cu-підкладках, в інтервалі 4,2–100 К, в якому залежність *R*(*T*) цих зразків носить експоненційний характер.

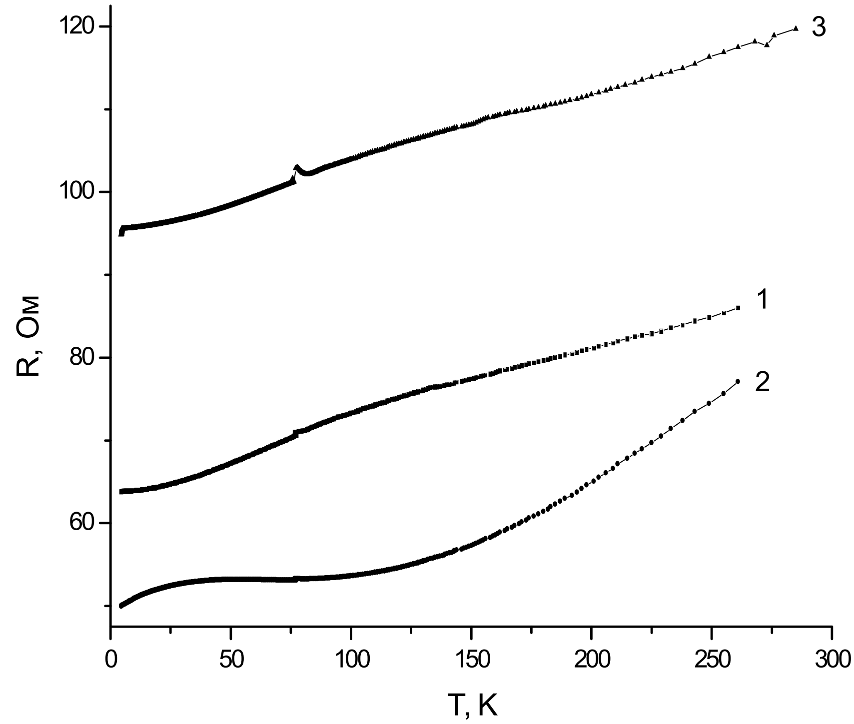


Рис. 4.5. Температурні залежності опору НК Si p-типу з $N_B \approx 1\times10^{19}$ см$^{-3}$: вільного (1) та закріплених на підкладках з міді (2) і кварцу (3).

На рис. 4.5 наведено експериментальні температурні залежності опору НК Si p-типу з концентрацією бору $N_B \approx 1\times10^{19}$ см$^{-3}$, що відповідає металевому боку ПМД. Для цих НК в усьому температурному інтервалі 4,2–300 К спостерігається майже лінійна залежність питомого опору від температури з позитивними значеннями ТКО. Термічна деформація цих зразків з боку підкладок не приводить до значної зміни питомого опору. Температурний хід опору закріплених на підкладках зразків також монотонний. Як чутливі елементи сенсорів температури можна використати зразки НК p-Si закріплені на підкладках з кварцу (крива 3), оскільки температурна залежність їх опору має лінійний характер і добре описується рівнянням

$$R(T) = 94{,}7 + 0{,}1T\,. \tag{4.10}$$

Отже, терморезистори на основі сильно легованих НК p-Si можуть використовуватись в широкому інтервалі температур (4,2–300 К), але їх чутливість значно менша ніж в кристалах з меншим рівнем легування.

4.1.2. Результати досліджень температурної залежності електропровідності ниткоподібних мікрокристалів на основі кремнію методом імпедансної спектроскопії.

Вимірювання на постійному струмі дають, зазвичай, сумарний результат, зумовлений усередненим струмом, який протікає по всій товщі зразка. Використання ж імпедансної спектроскопії дозволяє провести аналіз електричного відгуку досліджуваного зразка на змінному струмі, який пропускається через зразок і зумовлює перенесення носіїв заряду. Електричний відгук зразка буде обумовлений суперпозицією мікроскопічних процесів перенесення заряду, які приводять в процесі до зміни макроскопічного сигналу, який і реєструється приладом. Оскільки перенесення заряду може бути пов'язано із декількома взаємопов’язаними процесами, кожний з яких може відбуватися за різних швидкостей або різними каналами (це і перенесення заряду через фазові межі, електродні межі та інші), тому в цьому разі більш детальніше дослідити механізми електропровідності дозволяє імпедансна спектроскопія [143]. Для досліджуваних зразків із питомим опором від 0,008÷0,02 Ом×см, були отримано залежності, які відображені на діаграмах Найквіста. Типова діаграма представлена на рис.4.6.

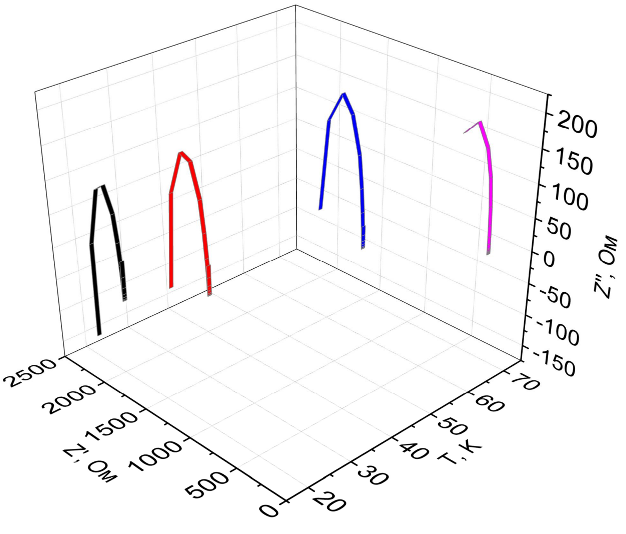


Рис.4.6. Діаграма Найквіста НК Si ρ_{300K}=0,009 Ом×см за різних температур.

Визначено, що для зразків з концентрацією домішок, що відповідає металевому боку ПМД, діаграма Найквіста вказує на індуктивний характер опору в усьому досліджуваному інтервалі температур (4,2–70 К) [144], тобто проявляється так звана “від’ємна” ємність. Аналогічний характер провідності спостерігався авторами у працях [145,146]. Варто відзначити, що на діаграмі Найквіста для таких зразків реактивна складова опору, що має індуктивну складову сягає найбільшого значення, яке спостерігається за 4,2 К, проте з підвищенням температури такий характер реактивного опору меншою мірою проявляється. Водночас для зразків з концентрацією домішок, яка відповідає діелектричному боці ПМД, на діаграмі Найквіста за *T*=4,2 К проявляється від’ємна гілка або ємнісний характер опору (рис. 4.7), причому зі зменшенням концентрації домішки спостерігається зростання ємнісної складової опору [147,148].

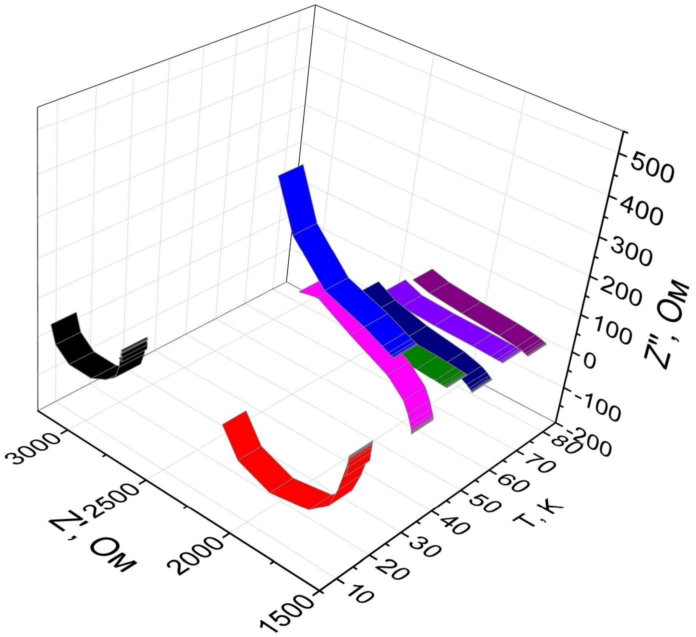


Рис.4.7. Діаграма Найквіста для НК Si (ρ_{300K}=0,0168 Ом×см,) за різних температур.

Оскільки за визначенням ємнісна складова опору X_c є величиною, оберненою до ємності то, відповідно, зі зменшенням концентрації домішки у зразках відбувається зменшення значення ємності. Окрім того, для всіх зразків з діелектричного боку ПМД при підвищенні температури (*T*>20–30K) спостерігається зміна характеру реактивної складової опору, тобто ємнісний характер змінюється на індуктивний з ємнісним “хвостом” в низькочастотній ділянці, причому зі зменшенням концентрації домішок ця особливість посилюється [149, 150].

Слід зауважити, що результати досліджень методом імпедансної спектроскопії для мікро- та нанокристалів на основі кремнію представлені для зразків з поперечним діаметром *d*=30 мкм, оскільки вони є типовими для всіх інших груп зразків і проявляються в індуктивній складовій імпедансу, за винятком діелектричної області переходу метал-діелектрик, де спостерігався ємнісний характер імпедансу і виявлено стрибковий механізм провідності.

Незважаючи на те, що аналіз імпедансних досліджень монокристалічних зразків напівпровідникових матеріалів вказує на наявність ємнісного [146] типу опору на діаграмі Найквіста, проте наші дослідження показали, що більшість зразків НК Si незалежно від ступеню наближення до ПМД демонструють індуктивний характер опору на діаграмах Найквіста (за винятком інтервалу низькотемпературної *T*<30K провідності для зразків з діелектричного боку ПМД) [148–150]. Пояснення причини виникнення індуктивного характеру імпедансу в зразках НК Si варто шукати в особливостях поширення змінного струму в тонкому підповерхневому шарі ниткоподібного кристала.

4.2. Дослідження впливу деформації на електропровідність ниткоподібних мікрокристалів на основі кремнію на постійному струмі за кріогенних температур.

Для досліджень відбирали мікрокристали кремнію, леговані бором, з різним питомим опором ρ_{300K} в інтервалі 0,0098–0,0176 Ом×см. Найбільш чутливим параметром кристалів до входження домішок, який визначає характер електропровідності, виявилось співвідношення $R_{77\,\mathrm{K}}/R_{300\,\mathrm{K}}$, де $R_{300\,\mathrm{K}}$ – опір кристала за кімнатної температури, а R_{77K} – опір кристала за температури скрапленого азоту. Тому відбір НК p-Si проводився також і за цим параметром. Параметри НК кремнію *p*-типу, легованих бором, на яких проводились вимірювання п’єзоопору, наведено в табл. 4.1.

Таблиця 4.1.

Параметри досліджуваних мікрокристалів Si p-типу

№ зразка	Питомий опір зразка ρ_{300K}, Ом×см	$R_{77\,\mathrm{K}}/R_{300\,\mathrm{K}}$	Максимальне значення коефіцієнта тензочутливості
1.	0,009	1,423	–968 (4,2 К)
2.	0,0110	2,199	$-7{,}21\times10^{4}$ (4,2 К)
3.	0,013	2,66	$-1{,}43\times10^{5}$ (4,2 К)
4.	0,0140	2,968	$-5{,}24\times10^{5}$ (4,6 К)
5.	0,02	3,965	$-2{,}03\times10^{4}$ (8,5 К)

Спочатку вимірювали температурну залежність опору вільних мікрокристалів Si в діапазоні температур 4,2–300 К, потім мікрокристали піддавали одновісному деформуванні стиском шляхом закріплення їх на мідних підкладках, після чого знову вимірювали температурну залежність опору деформованих мікрокристалів у тому самому температурному інтервалі. З одержаних експериментальних залежностей $R=\mathrm{f}(T)$ для вільних і деформованих зразків розраховували значення коефіцієнта тензочутливості K у температурному інтервалі 4,2–300 К за формулою:

$$K=(R-R_0)/R_0\times\varepsilon, \qquad (4.11)$$

де R_0 – опір недеформованого (вільного) кристалу, R – опір деформованого кристалу, ε– одновісна деформація, яка діє на кристал:

$$\varepsilon_t(T)=\gamma\int_{T_0}^{T}[\alpha_c(T)-\alpha_s(T)]dt\,, \qquad (4.12)$$

де α_c та α_s – температурні коефіцієнти лінійного розширення матеріалів кристалу та підкладки, γ – коефіцієнт, який характеризує ефективність передачі деформації від підкладки до зразка, T_0 відповідає температурі, за якої утворюється жорсткий зв’язок між кристалом і підкладкою, зокрема, це може бути температура полімеризації адгезиву. Згідно з розрахунками [139] для НК, закріплених на підкладці, γ ≈ 0,7.

Типова температурна залежність опору деформованих і недеформованих мікрокристалів *p*-Si та температурні залежності коефіцієнта тензочутливості для цих самих мікрокристалів наведено на рис. 4.8.

З температурної залежності опору вільного мікрокристала з ρ_{300K}=0,009 Ом×см на рис. 4.8 бачимо, що для цього мікрокристала характерним є металевий хід провідності за низьких температур, але високий рівень деформації стиску з боку мідної підкладки в інтервалі температур скрапленого гелію "вводить" кристал в критичну перехідну ділянку, для якої спостерігається некласичний п'єзоопір, який, на відміну від класичного, характеризується зростанням опору під час деформуванням стиском [151–154].

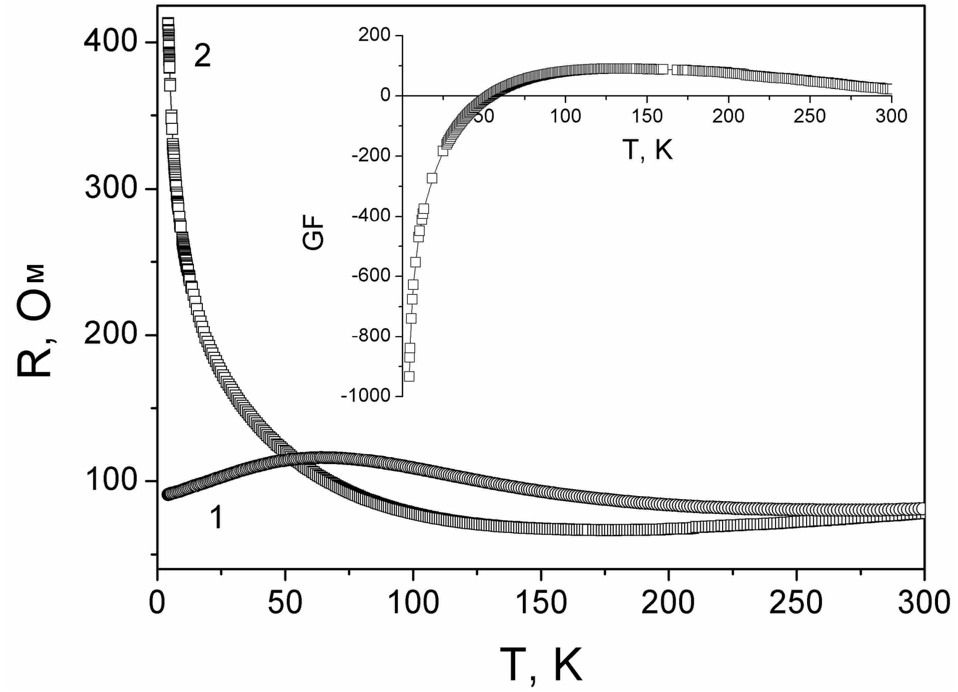


Рис.4.8. Температурні залежності опору НК *p*-Si з ρ_{300K} =0,009 Ом×см: недеформованого (1) та під час деформування стиском (2). На вставці – температурна залежність коефіцієнта тензочутливості цього мікрокристала.

З температурної залежності коефіцієнта тензочутливості для цього зразка (вставка на рис. 4.8) чітко бачимо як класичний п'єзоопір ($K>0$) переходить за кріогенних температур в некласичний п'єзоопір, що характеризується великим від'ємним коефіцієнтом тензочутливості, який за 4,2 К для цього зразка становить –968. При наближенні до переходу метал–діелектрик (зразок з ρ_{300K}=0,011 Ом×см) за гелієвих температур спостерігається сильне зростання опору зразка (більше ніж на два порядки) під впливом деформування стиском. Це призводить до появи великого некласичного п'єзоопору в цих зразках за гелієвих температур, а значення коефіцієнта тензочутливості сягає значення $K_{4,2K}$= –7,21×10^4. Мікрокристали *p*-Si з концентрацією бору, яка відповідає діелектричному боку ПМД, з питомим опором ρ_{300K}=0,013–0,014 Ом×см відрізняються гігантським некласичним п'єзоопором за гелієвих температур, який за своєю величиною на 3 порядки перевищує величину класичного п'єзоопору. Для таких кристалів значення коефіцієнта тензочутливості за температур скрапленого гелію сягає екстремальних значень $K_{4,2K}$=–(1,43–5,24)×10^5. При подальшому зменшенні концентрації бору в НК кремнію *p*-типу і віддаленню від ПМД за гелієвих температур спостерігається зменшення значення коефіцієнта тензочутливості, який характеризує некласичний п'єзоопір в цих кристалах. При цьому максимум коефіцієнта тензочутливості зсувається від 4,2 К в бік вищих температур. Для НК кремнію *p*-типу з питомим опором ρ_{300K}=0,0179 Ом×см. максимальне значення коефіцієнта тензочутливості становить –2,03×10^4 і спостерігається за T=8,5 К.

Отже, проведені дослідження підтверджують існування гігантського некласичного п'єзоопору в кристалах кремнію *p*-типу, легованих бором до концентрацій, які відповідають діелектричному боку ПМД. Найбільші значення коефіцієнта тензочутливості $K_{4,2K}$=–(1,43÷5,24)×10^5 одержано для НК *p*-Si з питомим опором ρ_{300K}=0,013–0,014 Ом×см. Це відкриває перспективи створення на основі таких кристалів надчутливих п'єзорезистивних сенсорів механічних величин, дієздатних за кріогенних температур, а саме за температури скрапленого гелію.

Підсумовуючи наведені експериментальні результати можна підкреслити наступне [152, 155, 156]:

1) НК Si *p*-типу з концентрацією бору поблизу переходу метал-діелектрик з металічного боку найбільш придатні як чутливі елементи сенсорів деформації для використання за кріогенних температур, зокрема при температурі скрапленого гелію; їх коефіцієнт тензочутливості за 4,2 К дорівнює приблизно –1020 під час деформування стиском ε=–8,37×10^{-4}. Така висока тензочутивість зумовлена некласичним п’єзорезистивним ефектом у цих кристалах за гелієвих температур.
2) НК Si *p*-типу з концентрацією бору, що відповідає глибокій діелектричній області, виявились найбільш придатними як чутливі елементи сенсорів деформації, дієздатних за температури скрапленого азоту з коефіцієнтом тензочутливості K_{77K} ≈263 під час деформування розтягом ε=8,37×10^{-4}. Дія таких сенсорів базується на класичному п’єзорезистивному ефекті в цих кристалах.

Слід зауважити, що на тензометричні характеристики напівпровідникових кристалів, закріплених на пружних елементах, виготовлених з різних матеріалів з термічним коефіцієнтом лінійного розширення (КТР), відмінним від КТР кристала, за низьких температур сильно впливає термічна деформація, зумовлена різницею цих КТР. Особливо сильно цей вплив проявляється в кристалах кремнію поблизу ПМД за кріогенних температур, де проявляється некласичний п’єзорезистиний ефект. Ці обставини необхідно врахувати під час розробки сенсорів для вимірювання деформації в конструкціях і виробах, виготовлених з різних матеріалів.

Отже, досліджено п’єзоопір легованих бором НК кремнію з концентрацією бору поблизу переходу метал–діелектрик як з металічного, так і з діелектричного боків за низьких температур. Поява некласичного п’єзоопору за гелієвих температур і одновісному деформуванні стиском

($\varepsilon_{4.2K}= -3,8\times10^{-3}$) спостерігалась у всіх досліджених мікрокристалах кремнію *p*-типу з питомим опором ρ_{300K}=0,0098–0,0176 Ом×см. Максимальні значення некласичного п'єзоопору спостерігались в НК Si *p*-типу поблизу ПМД з діелектричного боку з ρ_{300K}=0,013–0,014 Ом×см; для таких кристалів коефіцієнт тензочутливості за 4,2 K сягав екстремальних значень $K_{4,2K}$=–(1,43÷5,24)×10^5, що на три порядки вище значень коефіцієнта тензочутливості для класичного п'єзоопору в кремнії. З віддаленням від ПМД з діелектричного боку (збільшенні питомого опору кристалів) величина п'єзоопору за кріогенних температур зменшується, а максимум коефіцієнта тензочутливості зміщується в бік вищих температур. Наявність за гелієвих температур великого некласичного п'єзоопору в НК *p*-Si, легованих бором, поблизу ПМД з діелектричного боку, відкриває можливості створення надчутливих п'єзорезистивних сенсорів механічних величин (деформації, сили, тиску та ін.), дієздатних за температур скрапленого гелію.

4.3. Аналіз впливу деформації на електропровідність ниткоподібних мікрокристалів на основі кремнію на змінному струмі.

Наведені вище результати досліджень тензометричних характеристик НК Si на постійному струмі, закріплених на пружних елементах, дають можливість прогнозування високочутливих сенсорів механічних величин на основі цих кристалів, дієздатних в широкому інтервалі температур, у тому числі гелієвих. Використання змінного сигналу (синусоїдного або імпульсного) дає можливість придушити перешкоди від промислової мережі і термоЕРС, що виникають при контактах у різнорідних матеріалах, а також у разі вимірювання динамічних сигналів, які змінюються у часі.

Результати дослідження температурних залежностей активного і реактивного опору в НК Si, що відповідають діелектричному боку ПМД наведені на рис. 4.9. Як видно з рисунка, інтервал існування моттівської стрибкової провідності охоплює частотну залежність реактивної складової опору (рис. 4.9,*б*), а температурна залежність активного опору цієї групи зразків зменшується з підвищенням температури для всього досліджуваного діапазону частот (рис. 4.9,*а*).

Варто відзначити, що для таких зразків ρ_{300K}=0,0168 Ом×см температурна залежність реактивної складової опору в інтервалі температур 4,2–25 К має ємнісний характер не залежно від частоти струму через досліджуваний зразок. Проте із підвищення частоти струму та зниженням температури вимірювання реактивний опір збільшується і сягає найбільшого значення за температури 4,2 К та частоти порядку 100 кГц рис.4.9, *б*.

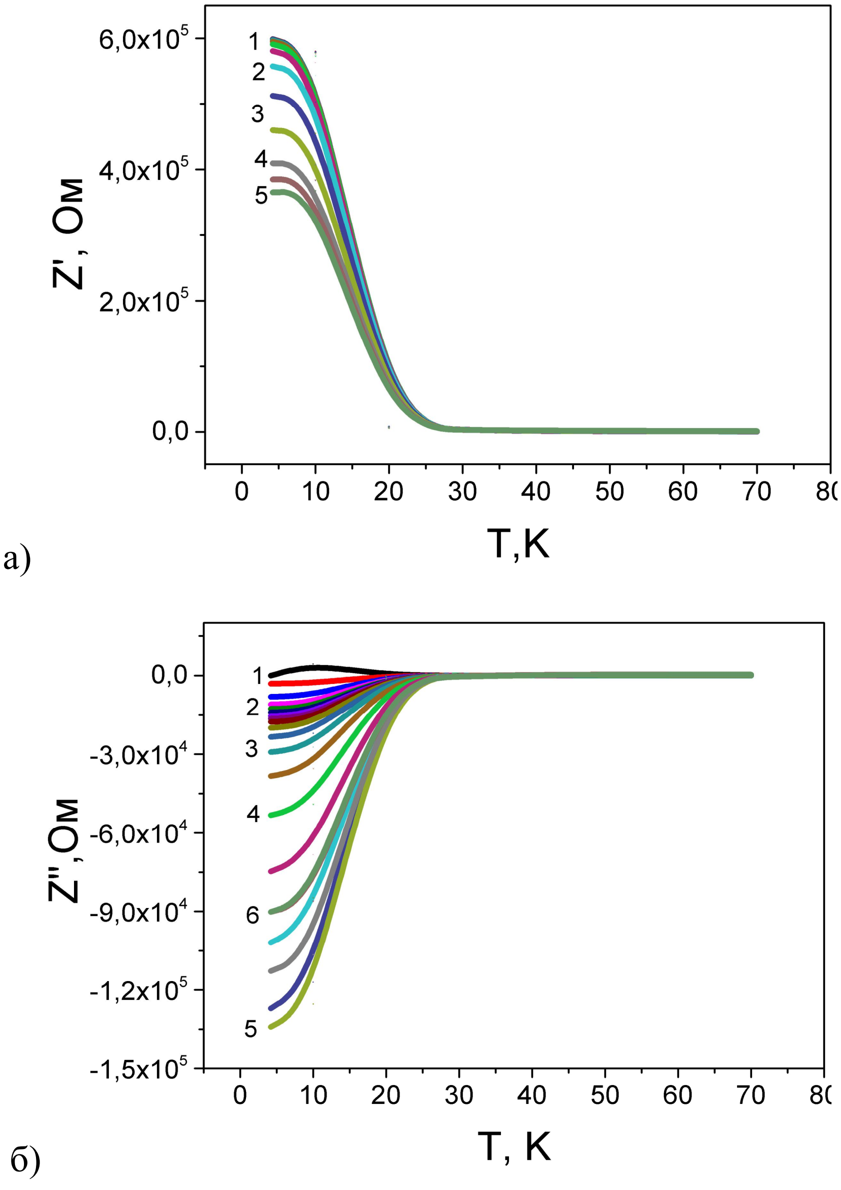


Рис.4.9. Температурна залежність активного (*а*) та реактивного (*б*) опору мікрокристалів Si з ρ_{300K}=0,0168 Ом×см.

Згідно вимірювань електропровідності НК Si з концентрацією домішки, що відповідає діелектричному боку ПМД, у низькотемпературному інтервалі спостерігається моттівська стрибкова провідність зі змінною довжиною стрибка [157]. З підвищенням частоти змінного струму (быльше 10^3 Гц) внаслыдок поверхневої провідності локалізовані на домішках носії заряду зазнають впливу прямого зміщення полем зовнішнього змінного струму. В результаті цього може ініціюватися стрибок носія заряду на сусідню домішку. Оскільки генерація носіїв заряду відбувається з домішкового рівня, у зразку з'являються додатні заряджені домішкові центри, що приводить до зростання ємнісного внеску [159] в реактивний опір зразка, що і спостерігається на рис. 4.9,*б*.

Окрім того, для всіх зразків з діелектричного боку ПМД спостерігається розширення температурного інтервалу спостереження від’ємного реактивного опору та зростання його значення, причому зі зменшенням концентрації домішок цей ефект посилюється.

Цікавими з фізичного погляду виявилися температурні залежності еквівалентної реактивності ниткоподібних кристалів з різним ступенем наближення до ПМД. Так, у кристалах з концентрацією домішки, що відповідає діелектричному боку ПМД, реактивність змінює знак за фіксованої температури (рис. 4.10). При цьому зміна знаку реактивності з ємнісного за низьких температур на індуктивний відбувається не тільки з підвищенням температури, а і під час деформування стиском, що має резонансний характер – спостерігається типове при резонансі підвищення значення обох реактивностей за певної фіксованої температури. Це стосується зразків, концентрація яких відповідає безпосередній близькості до концентрації біля переходу метал–діелектрик. Можна припустити, що за цієї температури значення ємнісного та індуктивного імпедансу збігаються, що приводить до невизначеної реактивності за цієї температури.

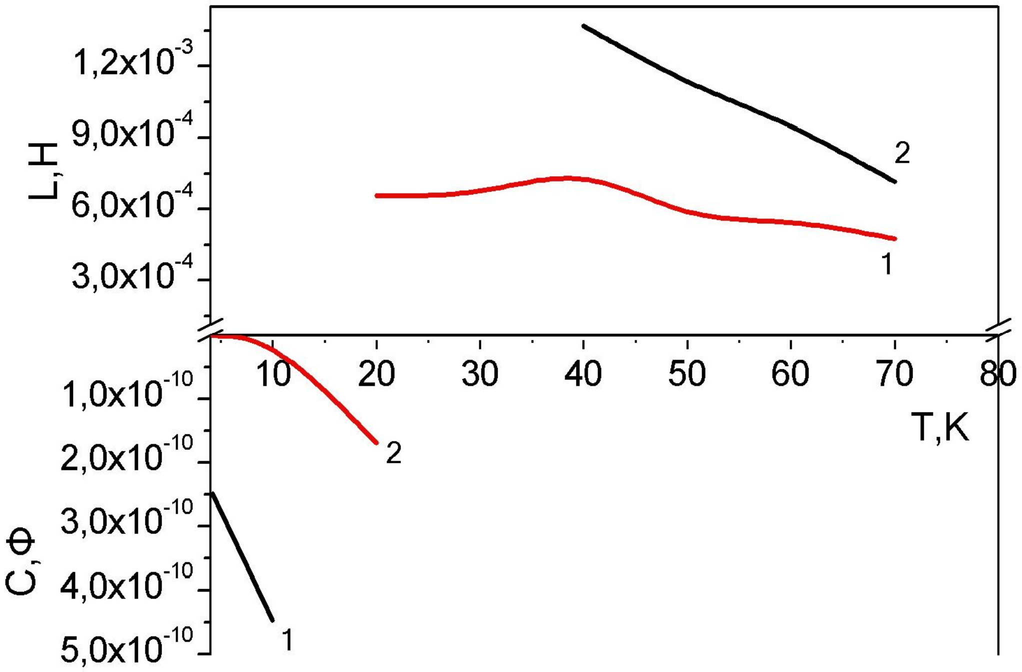


Рис. 4.10. Залежність еквівалентної ємності та індуктивності з температурою для недеформованих (1) і деформованих (2) ниткоподібних кристалів з ρ_{300K}=0,0168 Ом×см.

Інтервали існування ємнісного та індуктивного імпедансу розглянемо далі, однак необхідно зауважити, що за умови справедливості висунутого припущення з рівності індуктивної та ємнісної складової імпедансу з наближенням до резонансу можна оцінити частоту резонансу: $\omega^2=1/LC$. Оцінена величина резонансної частоти близька до 100 кГц і залежить від ступеня легування кристалів та знаку і значення деформації зразка. Експериментальним підтвердженням справедливості наведених міркувань є спостереження резонансного максимуму на діаграмі Боде для частоти, близької до 100 кГц (рис. 4.11).

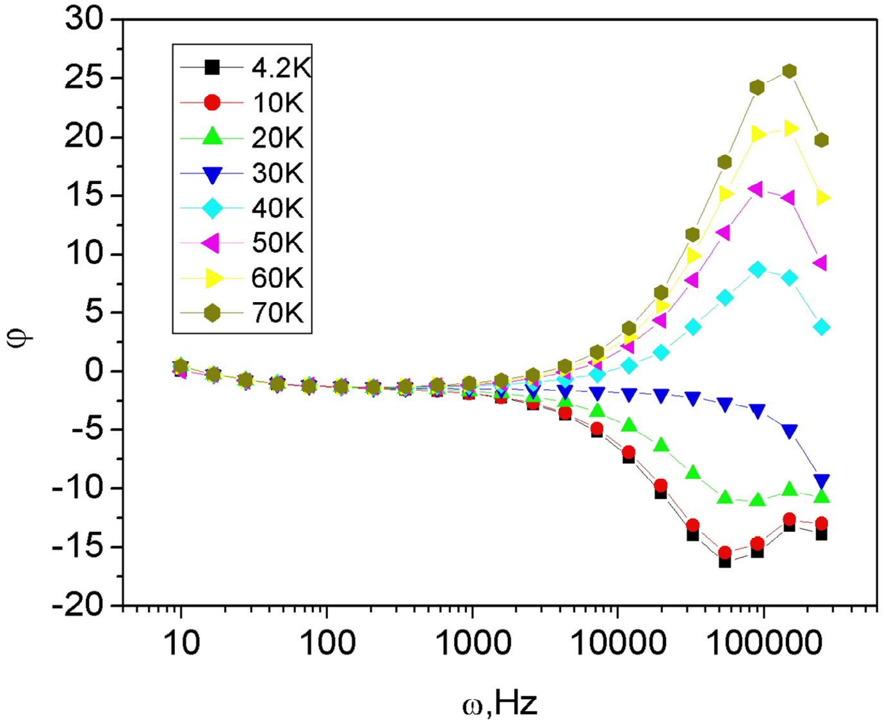


Рис.4.11. Діаграма Боде для НК Si 0,0168 Ом×см в температурному інтервалі 4,2–70 К.

З одновісним деформуванням стиском індуктивність мікрокристалів зменшується, а за деформації розтягу – зростає. Одним з можливих пояснень цього ефекту є зміна довжини кристала (рис.4.12). Під час видовження зразка збільшується відставання струму від прикладеної напруги, внаслідок чого індуктивність зростає. Зі скороченням кристала, навпаки, відставання фази струму відносно напруги зменшується, зменшується відповідно індуктивність зразка. Однак, детальніший розгляд цього ефекту показує, що це не основна причина зміни індуктивності зразка. Справді, зміни індуктивності зі ступенем деформування $3{\cdot}10^{-3}$ в. од. становить приблизно 30% порівняно з індуктивністю недеформованого зразка, тоді як довжина зразка змінюється лише на 0,3 %.

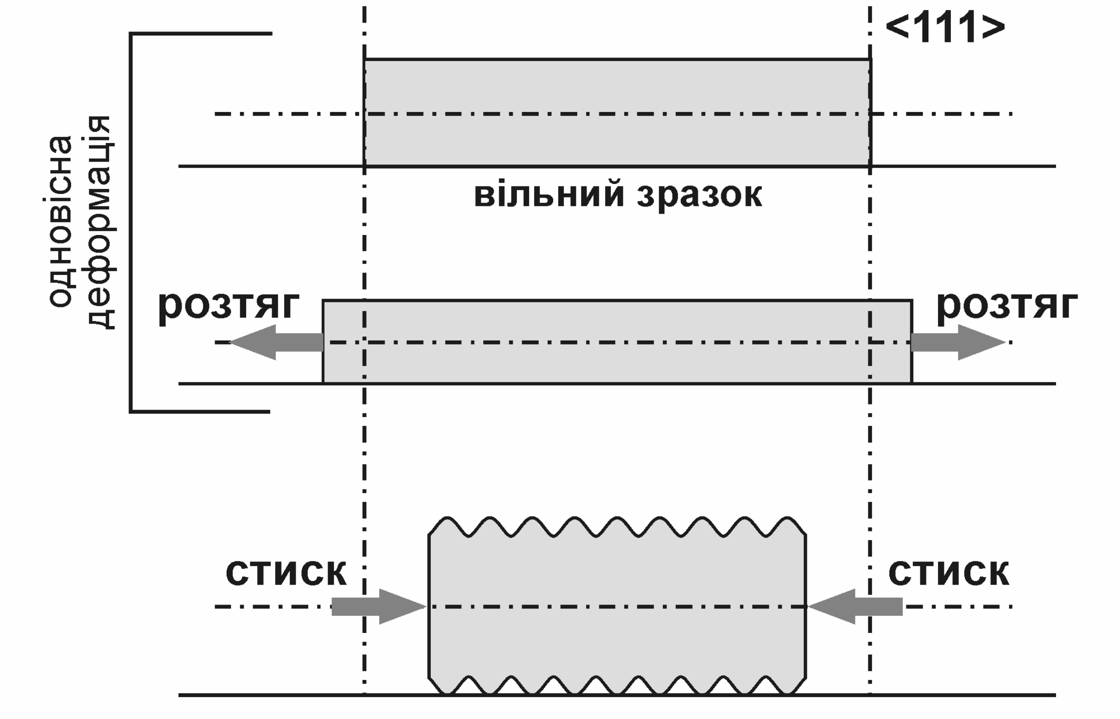


Рис.4.12. Схематичне зображення деформування мікрокристалів стиском та розтягом.

У наших працях [148, 157] показано, що індуктивність мікрокристалів зумовлена захопленням носіїв заряду пастками з подальшим їх перевипромінюванням. Порівняння величини поздовжнього та поперечного (зумовленого поверхневою провідністю) опорів кристала $\rho_{\text{перп}} < \rho_{\text{пар}}$ вказує на переважаючий характер підповерхневої провідності у ниткоподібному кристалі (рис. 4.13).

Типові результати досліджень температурних залежностей питомого опору кристала з питомим опором ρ_{300K}=0,02 Ом·см в поперечному та поздовжньому напрямах представлено на рис. 4.13. Як бачимо (рис. 4.13), поперечна провідність виявилася значно вищою ніж поздовжня.

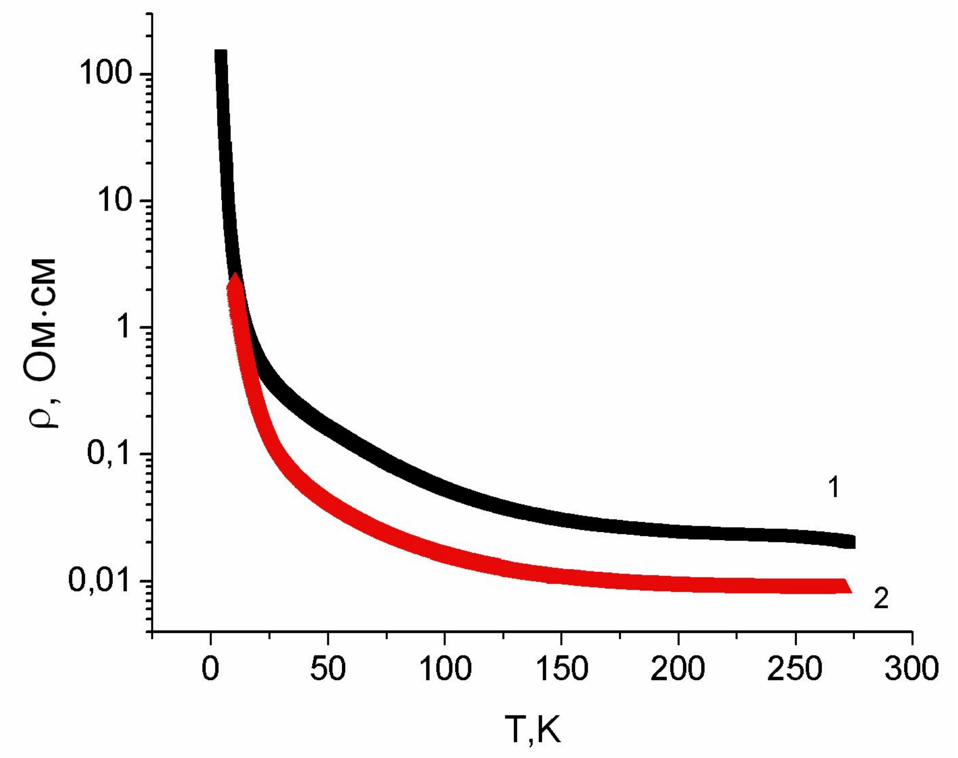


Рис.4.13. Температурна залежність повздовжнього (1) і поперечного (2) опору легованого НК Si <B> з ρ_{300K}= 0,02 Ом×см.

Отримані дані підтверджуються результатами Оже-спектроскопії [158] поверхневого вмісту мікрокристалів з послідовним травленням поверхневих шарів іонами Ar^+ (рис. 4.14), з якого чітко видно зростання концентрації бору в підповерхневому шарі.

У цьому разі значну роль відіграють поверхневі, так звані таммівські стани, які служать пастками для носіїв заряду. Очевидно, одновісне деформування розтягом зразка зумовлює зростання радіального стиску поверхні мікрокристала, яке приводить до перерозподілу таммівських станів, зокрема до зростання енергії пасткових рівнів, і зрештою, до зростання загальної індуктивності зразка.

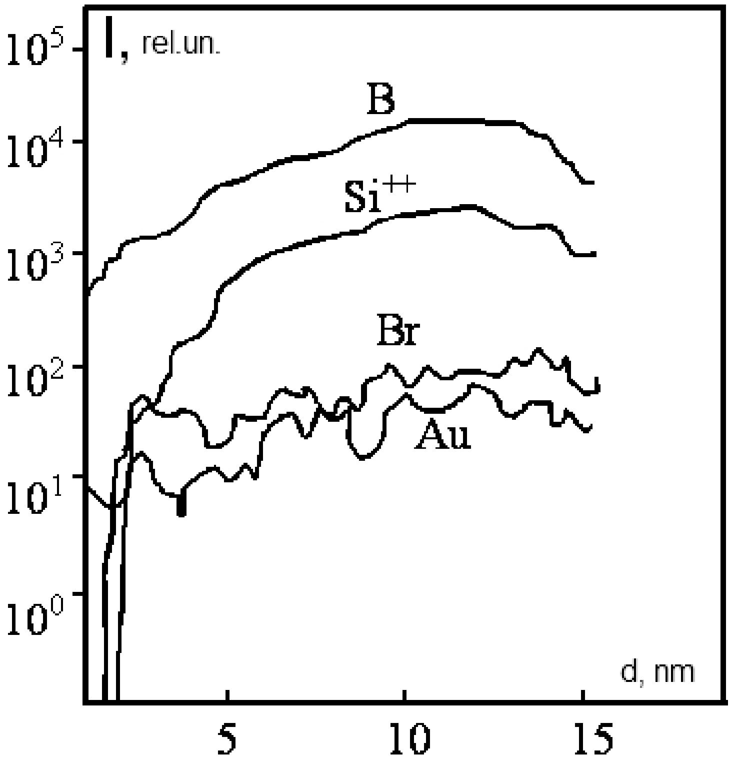


Рис. 4.14. Елементний вміст ниткоподібних кристалів кремнію (залежно від часу іонного травлення поверхні зразків).

Деформування стисненням зумовлює зворотній ефект – радіальне розширення мікрокристала, зменшення поверхневого стиску, швидше звільнення носіїв заряду з пасток внаслідок зменшення енергії пасткових рівнів, і, відповідно, зменшення індуктивності кристала. Заслуговує уваги ще один ефект – зростання ємності мікрокристалів під час одновісного стиснення та її зменшення з розтягом кристала. Виникнення ємнісного опору мікрокристала спостерігається в інтервалі низьких температур і пов’язано з стрибковою провідністю по домішковій підсистемі, яка внаслідок іонізації домішкових атомів та їх екранування вільними носіями заряду відіграє роль мікроконденсатора. Одновісне деформування стиском приводить до зростання радіальних розмірів мікрокристала, тобто до зростання площі поверхні зразка, що веде до збільшення його ємності.

Натомість, одновісне деформування розтягом викликає зворотній ефект, внаслідок чого ємність мікрокристала зменшується. Схожі ефекти виявлено під час досліджень на постійному струмі, де помічено виникнення некласичного п’єзоопору.

Як згадувалось раніше, з досягненням певних рівнів деформації можлива зміна характеру провідності з ємнісного на індуктивний, що наглядно ілюструється рис. 4.15.

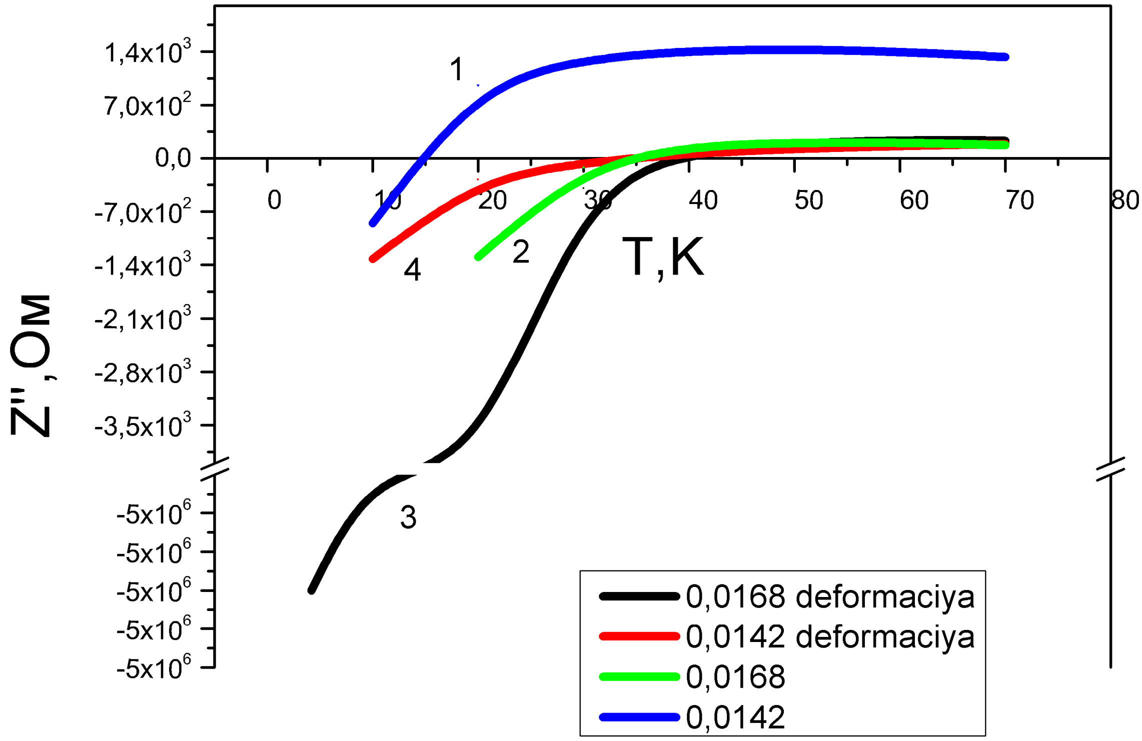


Рис.4.15. Температурна зміна реактивної складової опору під час деформування мікрокристалів кремнію для різних інтервалів температур: 1– $\rho_{300\ \text{К}}$=0,0142 Ом×см – (ε=0), 2 – $\rho_{300\ \text{К}}$=0,0168 Ом×см – (ε=0); 3 – $\rho_{300\ \text{К}}$=0,0168 Ом×см – ($\varepsilon=-3{,}8\cdot10^{-3}$); 4 – $\rho_{300\ \text{К}}$=0,0142 Ом×см – ($\varepsilon=-3{,}8\cdot10^{-3}$).

Можна припустити, що два описані ефекти (зростання ємності та зменшення індуктивності кристала під час деформування стиском) співіснують у мікрокристалах з концентрацією домішки, що відповідає діелектричному боку ПМД за низьких температур. Це приводить до істотних змін сумарної ємності кристала, наприклад, під час деформування розтягом індуктивність мікрокристалів зростає, а ємність зменшується, а результуюча еквівалентна ємність визначається так: $-1/\omega C_{\text{скв}} = \omega L = -1/\omega C$. Отже, використовуючи деформування як інструмент зміни електрофізичних характеристик мікрокристалів кремнію можливо рекомендувати застосування таких мікрокристалів кремнію у напівпровідникових елементах зінтегрованих пристроїв, у т.ч. сенсорах деформації, залежно від потреб використання елементів з ємнісним чи індуктивним імпедансом [160].

4.4. Висновки.

На основі результатів детального аналізу експериментальних даних дослідження властивостей ниткоподібних мікро- і нанокристалів кремнію у широкому інтервалі температур виявлено основні закономірності магніто-транспортних характеристик та проведено оцінку можливості використання мікро- та субмікронних НК Si як чутливих елементів сенсорів:

1. Результати температурної залежності електропровідності ниткоподібних мікро- і нанокристалів кремнію вказують на те, шо найбільш придатними для використання у сенсорах температури придатні НК Si p-типу з концентрацією бору $N_B \approx 1 \times 10^{19}$ см$^{-3}$, що відповідає металевому боку ПМД. Для цих мікрокристалів в температурному інтервалі 4,2–300 К спостерігається майже лінійна залежність питомого опору від температури з додатніми значеннями ТКО.
2. На основі результатів аналізу експериментальних даних дослідження імпедансних властивостей ниткоподібного кремнію у широкому інтервалі температур виявлено основні закономірності зміни активного і реактивного опорів під впливом одновісного деформування стиском та розтягом (порівняно з результатами досліджень на постійному струмі), залежно від рівня легування досліджуваних кристалів та зовнішньої температури, що важливо для проектування сенсорів механічних величин, дієздатних за кріогенних температур.
3. Виявлено, що на частотні характеристики вплив одновісного деформування стиском за низьких температур сприяє розширенню

температурного інтервалу, в якому спостерігається імпеданс ємнісного характеру в зразках з концентрацією легувальної домішки з діелектричного боку ПМД. Значення еквівалентної ємності за дії деформування стиском зростає, тоді як значення еквівалентної індуктивності зменшується, що можна використати як інструмент зміни електрофізичних характеристик мікрокристалів кремнію і рекомендувати застосування таких НК кремнію у напівпровідникових елементах зінтегрованих пристроїв, у т.ч. сенсорах деформації, залежно від потреб використання елементів з ємнісним чи індуктивним імпедансом.

4. На основі температурних та деформаційних досліджень встановлено, що ниткоподібні кристали кремнію, концентрація домішки яких відповідає переходу метал–діелектрик з металевого боку, можуть бути успішно застосовані як чутливі елементи сенсорів механічних величин, дієздатних в екстремальних умовах під впливом дестабілізуючих чинників (за високих магнітних полів і кріогенних температур).

РОЗДІЛ 5

МАГНЕТОТРАНСПОРТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР КРЕМНІЙ-НА-ІЗОЛЯТОРІ У ШИРОКОМУ ІНТЕРВАЛІ ТЕМПЕРАТУР

Комплексні експериментальні дослідження рекристалізованних і нерекристалізованних шарів полікремнію в КНІ-структурах, які проведені в інтервалі температур 4,2–300 К, дають можливість певною мірою стверджувати про транспорт носіїв заряду в полікристалічному матеріалі. Своєю чергою дослідження, проведені за допомогою імпедансної спектроскопії, тобто методом аналізу повного опору, дозволять розширити фізичні уявлення про перенесення носіїв заряду за низьких температур, що дає можливість передбачити властивості матеріалу залежно від його структури. У цьому розділі представлено результати аналізу механізмів провідності структур кремній-на-ізоляторі в широкому інтервалі температур, використовуючи дослідження на постійному та змінному струмах, а також дані магнетоопору щодо визначення впливу дисперсності матеріалу на низькотемпературну провідність.

5.1. Дослідження магнетоопору недеформованих і деформованих структур кремній-на-ізоляторі за кріогенних температур.

Під час дослідження властивостей шарів полікремнію в сильних магнетних полях вимірювали поперечний магнетоопір за кріогенних температур до температури скрапленого гелію. На рис. 5.1 зображено залежність поперечного магнетоопору рекристалізованих лазером шарів полікремнію з концентрацією носіїв заряду $p_{300\,\mathrm{K}} \approx 7\times10^{17}$ см$^{-3}$ за 4,2 К. Магнетоопір цих шарів додатній, а зміна опору під впливом магнітного поля до 8 Тл слабка. Ураховуючи більш сильну температурну залежність опору таких зразків за низьких температур і слабкий вплив магнітного поля на властивості опору шарів полі-Si можна рекомендувати такі полі-Si резистори для створення на їх основі мініатюрних сенсорів для вимірювання кріогенних температур у сильних магнітних полях [120, 121].

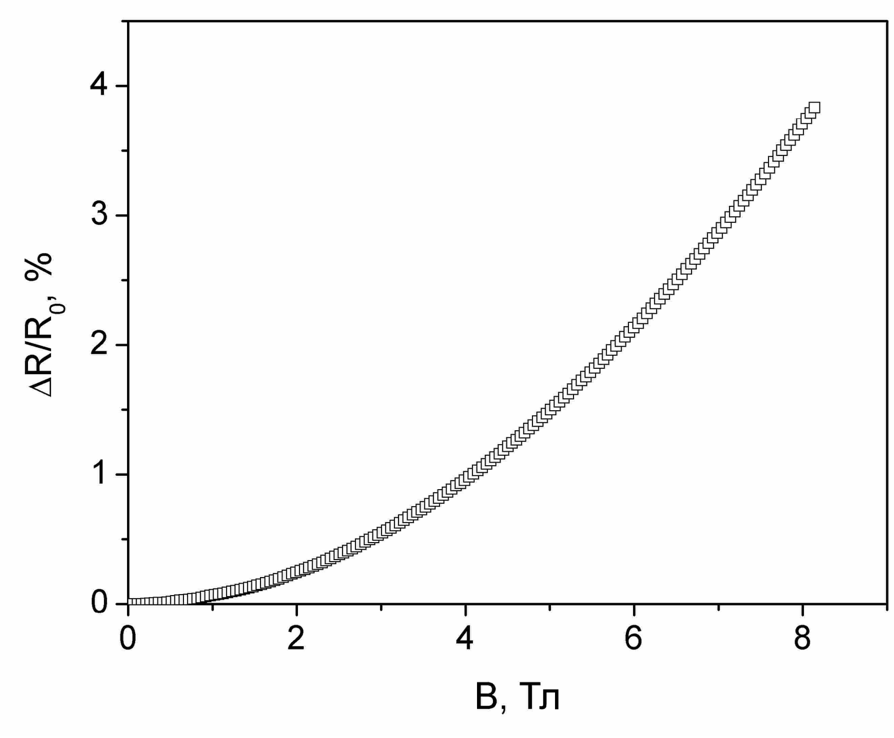


Рис. 5.1. Поперечний магнетоопір рекристалізованих шарів полікремнію з концентрацією вільних носіїв заряду $p_{300\,\mathrm{K}}$=7×10^{17} см$^{-3}$.

На рис. 5.2 подано залежності поперечного магнетоопору нерекристалізованих шарів з концентрацією носіїв заряду $p_{300\,\mathrm{K}}$=2,4×10^{18} см$^{-3}$ за різних температур в інтервалі 4,2–20 К.

У зразках, в яких концентрація електрично активної домішки (бору) відповідає діелектричному боку переходу метал–діелектрик, спостерігався від’ємний магнетоопір у порівняно слабких магнітних полях. Поява від’ємного магнетоопору пояснюється особливостями перенесення носіїв заряду, зумовлених потенціальними бар’єрами на границях зерен у полікристалічному матеріалі. В сильних магнітних полях магнетоопір цих зразків стає додатнім і збільшується зі зниженням температури, сягаючи максимальної величини за температури 4,2 К (рис. 5.2, крива 1).

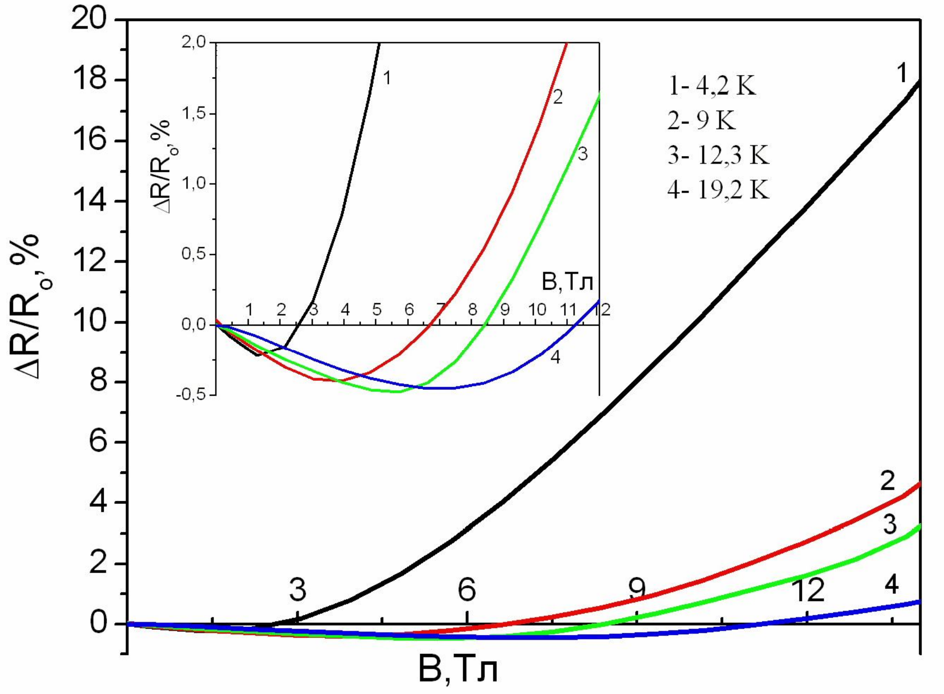


Рис. 5.2. Поперечний магнетоопір нерекристалізованих шарів полікремнію з $p_{300\ \mathrm{K}}$=2,4×10^{18} см$^{-3}$ за різних температур (К): 4,2 (1), 9 (2), 12,3 (3), 19,2 (4).

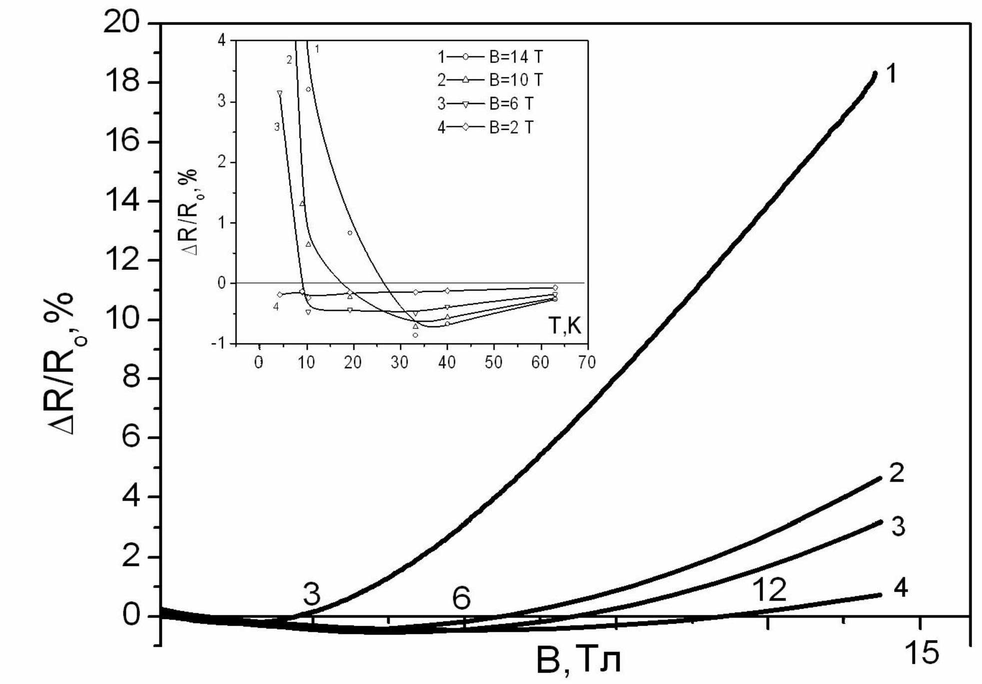


Рис. 5.3. Повздовжній магнетоопір нерекристалізованих шарів полікремнію з $p_{300\ \mathrm{K}}$=2,4×10^{18} см$^{-3}$ за різних температур (К): 4,2 (1), 9 (2), 12,3 (3), 19,2 (4). На вставці: залежність магнетоопору від температури.

Згідно припущення [161] ($\rho_{\perp}=\rho_{||}$) проведено дослідження магнетоопору нерекристалізованих шарів полікремнію з $p_{300\ K}=2{,}4\times10^{18}$ см$^{-3}$ в повздовжньому магнітному полі. Як бачимо з рис. 5.2 та 5.3 характерні особливості для невпорядкованих напівпровідників підтвердились, а саме рівність значень магнетоопору в поперечному та повздовжньому напрямках.

У рекристалізованому лазером полікремнії, який за своїми властивостями наближається до монокристалічного кремнію, спостерігався тільки додатній магнетоопір.

Поперечний магнетоопір рекристалізованих полікремнієвих шарів з середнім рівнем легування в інтервалі температур 4,2–20,2 К наведено на рис. 5.4. Порівнюючи рис. 5.2 і 5.4, бачимо, що для полікремнію з середнім рівнем легування магнетоопір рекристалізованих лазером шарів більший ніж для нерекристалізованих зразків.

Для опису характеру магнетоопору слаболегованих зразків полікремнію з напівпровідниковим ходом провідності використовували модель, згідно якої додатній магнетоопір пояснюється деформацією хвильових функцій локалізованих дірок внаслідок впливу магнітного поля [162].

Залежність магнетоопору деформованих (одновісна деформація стиску) шарів полікремнію, які піддавались лазерній рекристалізації, за кріогенних температур відображено на рис. 5.5. Із порівняння рис. 5.5 і 5.6 бачимо, що магнетоопір деформованого полікремнію більший, ніж для недеформованого з концентрацією носіїв $p_{300\ K}=4{,}8\times10^{18}$ см$^{-3}$. Це пов’язано зі збільшенням коефіцієнта тензочутливості внаслідок лазерної рекристалізації [163]. В нерекристалізованому полікремнії з $p_{300\ K}=2{,}4\times10^{18}$ см$^{-3}$ деформування зразка значно менше впливає на його магнетоопір.

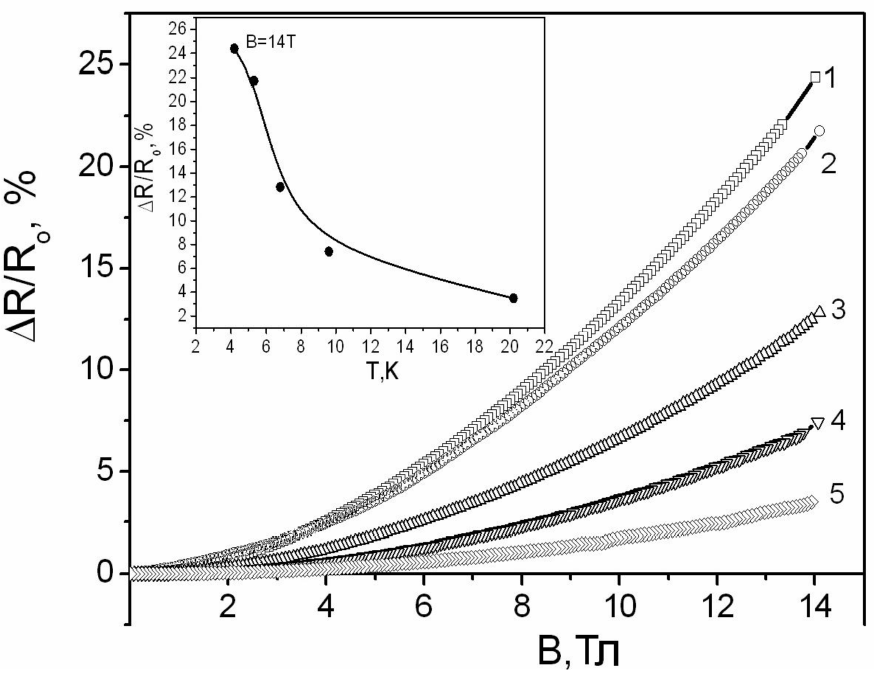


Рис.5.4. Поперечний магнетоопір рекристалізованих шарів полікремнію з $p_{300\,\mathrm{K}}$=4,8×10^{18} см$^{-3}$ за різних температур (К): 4,2 (1), 5,3 (2), 6,8 (3), 9,6 (4), 20,2 (5). На вставці: залежність магнетоопору від температури.

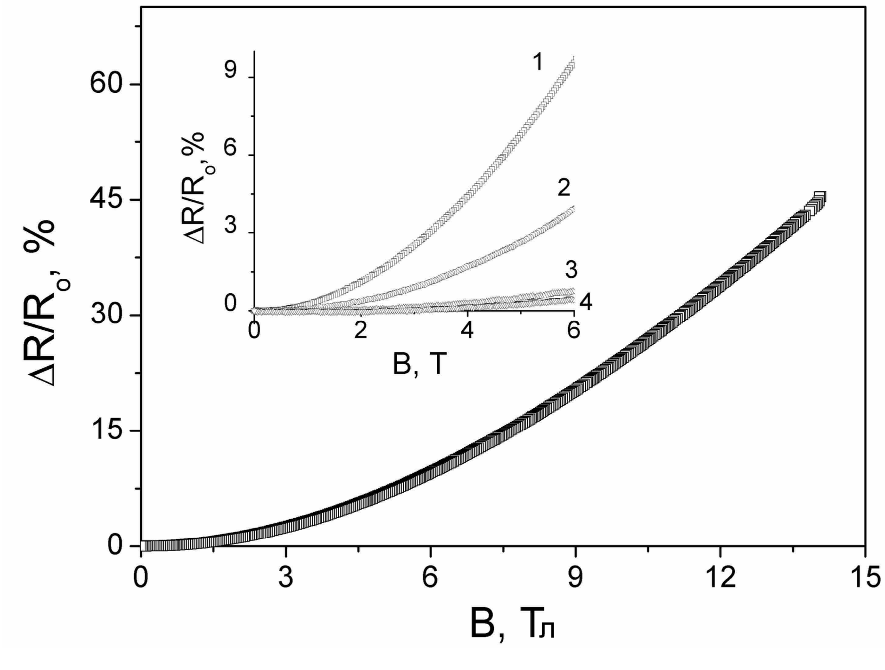


Рис.5.5. Поперечний магнетоопір для деформованих рекристалізованих шарів полікремнію з $p_{300\,\mathrm{K}}$=4,8×10^{18} см$^{-3}$ за T=4,2 К; на вставці: за різних температур (К): 4,2 (1), 6,7 (2), 14 (3), 20 (4).

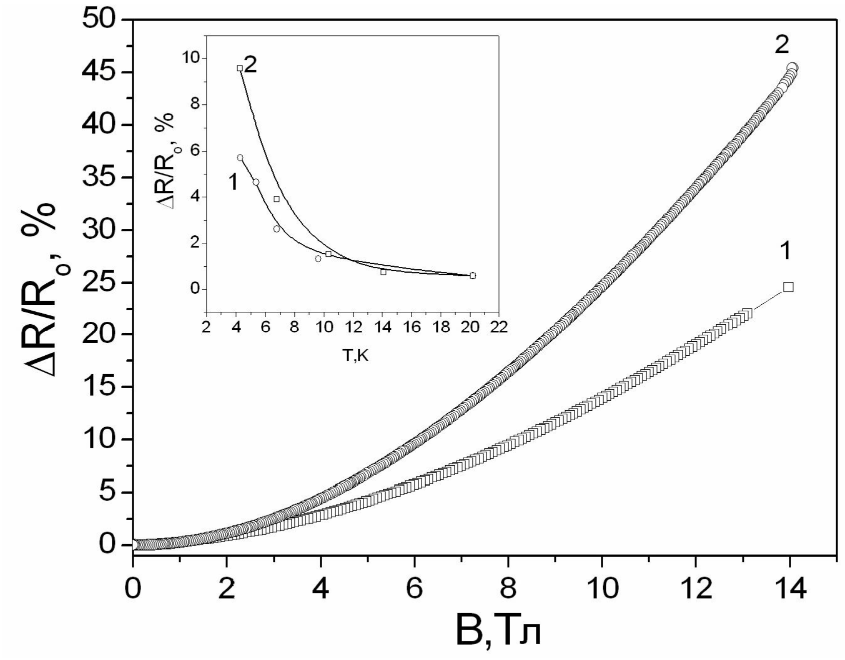


Рис. 5.6. Поперечний магнетоопір недеформованих (1) і деформованих (2) рекристалізованих шарів полікремнію з $p_{300\,\text{K}}$ =4,8×10^{18} см$^{-3}$ за T=4,2 К; на вставці: температурна залежність магнетоопору цих зразків в інтервалі температур 4,2–30 К.

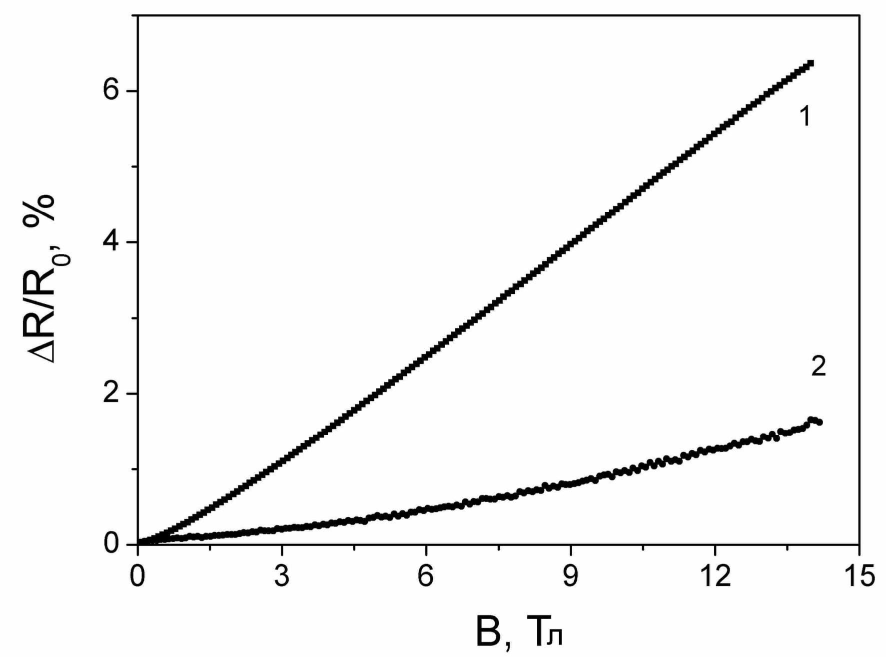


Рис. 5.7. Поперечний магнетоопір сильнолегованих шарів полікремнію за T=4,2К: 1– нерекристалізованих з $p_{300\,\text{K}}$=3,9×10^{19} см$^{-3}$, 2– рекристалізованих з $p_{300\,\text{K}}$=1,7×10^{20} см$^{-3}$.

Сильно леговані шари полікремнію мають менший магнетоопір, ніж зразки з середнім рівнем легування. Після лазерної рекристалізації магнетоопір сильно легованого полікремнію значно зменшується порівняно з магнетоопором нерекристалізованих шарів (рис. 5.7). В останньому випадку зміна опору полікремнію в магнетному полі до 14 Тл не перевищує 1 % (рис. 5.7, крива 2).

У сильно легованих зразках полікремнію з металевим типом провідності додатній магнетоопір можна пояснити слабою локалізацією дірок відповідно до теорії квантових поправок Альтшулера-Аронова [164]. У сильно легованому полікремнії, як нерекристалізованому, так і лазерно-рекристалізованому, вплив одновісного деформування на магнетоопір незначний. Тому можна сподіватись, що розроблені на основі таких шарів сенсори механічних величин будуть дієздатними в сильних магнітних полях за кріогенних температур.

5.2. Аналіз механізмів провідності структур кремній-на-ізоляторі за даними експериментальних досліджень електропровідності та магнетоопору на постійному струмі.

Як відомо, полікремній містить набір дрібних монокристалічних зерен, з’єднаних відповідними границями зерен, які, своєю чергою, складаються з розупорядкованих атомів. У рамках моделі пасток для носіїв заряду в легованому матеріалі рухомі носії захоплюються енергетичними станами на границях зерен. В результаті такого захоплення на границях зерен виникають як області просторового заряду, збіднені носіями, так і потенціальні бар’єри на границях зерен. В полі-Si передбачається як основний механізм перенесення – надбар’єрне перенесення носіїв заряду в комбінації з дифузією через границі зерен і дрейфом носіїв заряду через кристаліти [165].

З іншого боку, характер електропровідності полікристалічного матеріалу дуже схожий до електропровідності неупорядкованих напівпровідників [161]. Залежно від середнього розміру зерна, рівня легування та інших чинників домінуючим стає той чи інший механізм перенесення носіїв заряду – від надбар'єрного механізму до протікання електронів по станах пасток на границях зерен. У загальному випадку ефективну електропровідність запишемо:

$$\sigma_{ef} = \sigma_g + \sigma_b (h / r_0), \tag{5.1}$$

де σ_g і σ_b – електропровідність по зернах і надбар'єрна провідності відповідно; h – ширина границі зерен; r_o – ефективний розмір зерна.

Якщо зерно повністю або майже повністю збіднено носіями заряду, то першим доданком формули (5.1) можна нехтувати, $\sigma_g \to 0$, і електропровідність реалізується внаслідок перенесення носіїв заряду по локалізованих станах на границях зерен. така електропровідність може бути реалізована за низького рівня легування і малих розмірів зерен незалежно від температури спостереження. За кріогенних температур, коли очікується значне виморожування носіїв заряду, кількість носіїв в товщі зерна стає дуже малою, за винятком випадку високого рівня легування (металевий тип електропровідності). У такому разі за основний механізм перенесення треба розглядати квантовий механізм перенесення носіїв заряду по станах на границях зерен. Різниця у висоті бар'єрів на границях зерен приводить до випадкового потенціального рельєфу, зумовленого викривленням енергетичних зон біля границь зерен. Тому така система повинна розглядатись як дуже сильно легований і компенсований напівпровідник, де стани на границях зерен відіграють роль компенсувальних домішок. Що нижча температура, тим більший внесок в електричні властивості квантового механізму перенесення, і його можна описати за допомогою теорії протікання носіїв заряду [162].

В результаті типових досліджень на постійному струмі в температурному інтервалі 4,2–300 К та сильних магнітних полях до 14 Тл були виявлені характерні особливості властивостей полікремнію в КНІ-структурах. Так, для нерекристалізованих полікремнієвих шарів з концентрацією носіїв заряду $2,4 \times 10^{18}$см$^{-3}$ спостерігається явище від'ємного магнетоопору (рис.5.2). Водночас нерекресталізовані полікристалічні шари з концентрацією носіїв заряду 2,4×10^{18} см$^{-3}$ володіють значною залежністю від температури, що вказує на наявність великої кількості границь зерен (розділ 3, рис. 3.2).

З рис. 5.2 (вставка) бачимо, що в температурному інтервалі 10–25 К питомий опір порівняно слабколегованого зразка підпорядкований закону Мотта ($\ln\rho \sim T^{-1/4}$). Це підтверджує домінування стрибкової провідності за низьких температур [166, 167]:

$$R = R_o \exp\left(T_o / T\right)^{1/n}, \tag{5.2}$$

де n = 1/3 при T < 10 К; n = 1/4 при T = 10 – 25 К; T_o – температура Мотта.

Зупинимось на впливі магнітного поля на провідність неупорядкованих систем. Цей вплив проявляється по різному, залежно від виду провідності.

В інтервалі стрибкової провідності магнітне поле стискує хвильові функції носіїв заряду домішкових центрів в поперечному напрямку і, тим самим, зменшує стрибкову провідність [162]. Змінюючи вигляд хвильових функцій носіїв заряду, магнітне поле не може змінити шляхи протікання для носіїв. Ця обставина приводить до однієї із характерних особливостей всіх неупорядкованих систем, а саме, до рівності поперечного і повздовжнього магнетоопорів, тобто

$$\Delta\rho_{||} = \Delta\rho_{\perp}, \tag{5.3}$$

Як відомо, в однорідних напівпровідниках

$$\frac{\Delta\rho_{\perp}}{\rho} = b\left(\frac{\mu H}{c}\right)^2; \ \frac{\Delta\rho_{\parallel}}{\rho} = 0 , \tag{5.4}$$

де μ – дрейфова рухливість, b – визначається механізмом розсіювання.

Рівність повздовжнього і поперечного магнетоопору виводиться на основі теорії протікання, що використовується під час розрахунку магнетоопору [162]. Дійсно, в магнітному полі хвильові функції носіїв заряду витягнуті вздовж поля і стиснуті в поперечному напрямках. Якщо б для провідності в повздовжньому напрямку використовувались тільки повздовжні шляхи перескоків носіїв, а для поперечної – поперечні, то різниця між $\Delta\rho_{||}$ і $\Delta\rho_{\perp}$ могла бути вагомою. Однак із методу протікання виходить, що шляхи перескоку утворюють нескінчений кластер шляхів найменшого опору, що протікають у всіх напрямках, а відповідно, провідність такого кластера буде визначатись у всіх напрямках одним і тим же опором. В області зонної провідності [168] рівняння (5.3) звязано з тим, що в місцях з більшою амплітудою неоднорідностей, локальна густина струму має випадковий напрям і тому сам факт ділення магнетоопору на $\Delta\rho_{||}$ і $\Delta\rho_{\perp}$ не має смислу.

На цьому баченні теорії протікання побудовано теорію магнетоопору невпорядкованих систем. У праці [169] показано, що в слабих магнітних полях $\mu_H/c \ll 1$ зміна магнетоопору має таку саму залежність від магнітного поля H, що і в однорідному напівпровіднику, тобто

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = b_1\left(\frac{\mu_H}{c}\right)^2 . \qquad (5.5)$$

Однак, значення коефіцієнта магнетоопору b в (5.5) значно більше, ніж в однорідному випадку, тобто $b_l \gg b$. В сильних магнітних полях ($\mu_H/c \gg 1$) необхідно враховувати зміну шляхів протікання носіїв заряду в магнітному полі. У цьому разі [168]

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{4}{3}\left(\frac{\mu_H}{c}\right) . \qquad (5.6)$$

Тобто, магнетоопір росте пропорційно магнітному полю H, не насичуючись, як у випадку однорідних напівпровідників, де, як відомо

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = const\,(H) . \qquad (5.7)$$

Необхідно підкреслити, що на відміну від випадку слабих магнітних полів величина магнетоопору не залежить від механізму розсіяння.

У випадку стрибкової провідності в праці [161] показано, що в інтервалі існування закону Мотта стрибки відбуваються не на довжину $N_a^{-1/3}$, а на середню відстань $R(T)$ між $\Delta\varepsilon$-акцепторами:

$$\bar{R}\,(T) = (\Delta N)^{-1/3} = [g\,(\mu)\Delta\tilde{\varepsilon}]^{-1/3} = a_0 \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}, \qquad (5.8)$$

де $\Delta\tilde{\varepsilon} = \frac{T^{3/4}}{[g\,(\mu)a_0^3]^{1/4}}$

Для магнетоопору отриманий вираз [168, 169]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = exp\left[S\frac{a_0^3}{m}\frac{H^2}{c^2}\left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/4}\right], \qquad (5.9)$$

де S – коефіцієнт порядку 0,1.

Із (5.9) випливає, що залежність магнетоопору від температури на декілька порядків вище ніж в законі Мотта, що дає великі можливості для експериментальних перевірок. Останнє має дуже важливе значення для всієї теорії невпорядкованих систем, і, зокрема, для теорії стрибкової провідності.

Беручи до уваги слабу залежність $\ln\sigma \sim T^{1/4}$, для перевірки закону Мотта необхідно дуже великий інтервал зміни температури. Тому для підтвердження цього закону більш чутливим методом є метод вимірювання магнетоопору в інтервалі стрибкової провідності.

На цей час є експериментальні результати, які підтверджують, що закон Мотта діє в сильнокомпенсованих напівпровідниках. У праці [168] показано, що в *n*-Ge в сильних магнітних полях збільшення ступеня компенсації приводить до зникнення насичення магнетоопору. Спостерігався від’ємний магнетоопір, який у достатньо сильних магнетних полях переходить у додатний магнетоопір. Що нижча температура, то за менших полів B виникає додатний магнетоопір.

У працях [161,168] показано, що для двох різних температур має справджуватись вираз $\frac{H_0^1}{H_0^2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/2}$, (5.10)

де H_0 – магнітне поле, за якого магнетоопір дорівнює нулеві.

Згідно теоретичних уявлень [169], наявність експоненційно великого додатного магнетоопору є характерною особливістю стрибкового механізму провідності, що пов’язано зі стиском хвильових функцій в магнітному полі. У помірних магнітних полях додатний магнетоопір характеризується множником типу exp (-aR^3/λ^4, де (λ =(ch/eh)$^{1/2}$ – магнітна довжина [169]. З приведених співвідношень випливає, що зі зміною R має мінятись H_0. Оскільки R~$T^{1/4}$, то H_0~$T^{3/8}$, що і спостерігалось експериментально (рис. 5.8) (тобто магнітне поле, за якого магнетоопір дорівнює нулеві, пропорційне температурі спостереження (H_0 ~ $T^{3/8}$) [170]. Цей факт підтверджує наявність за B=0 моттівської стрибкової провідності [171].

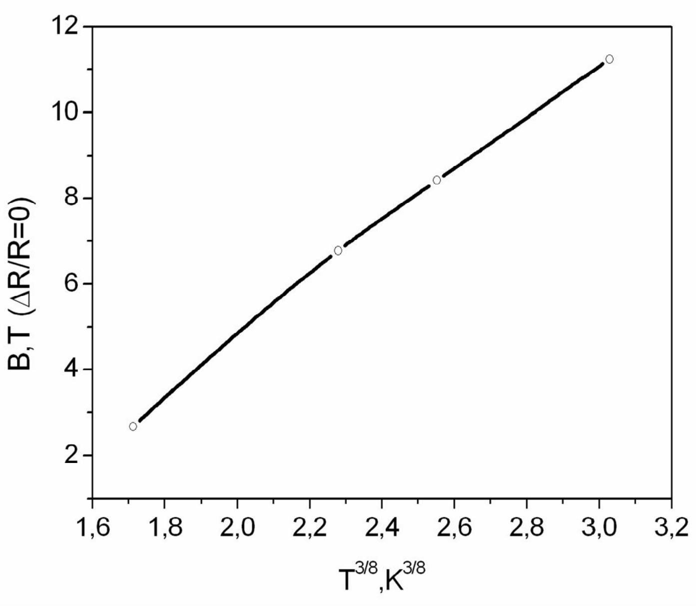


Рис. 5.8. Температурна залежність магнетоопору нерекристалізованих шарів полікремнію ($p_{300\ K}$=2,4×10^{18}см$^{-3}$).

Дослідження [172] показують, що найадекватніше вплив міжзеренних границь на електронні властивості полікристалічного матеріалу враховує модель захоплення носіїв заряду пастками на МЗГ, яку запропонував Сето [173]. Відповідно до цієї моделі границі зерен містять пастки для носіїв заряду, спричинені наявністю дефектної структури МЗГ, що складається з розупорядкованих атомів основного матеріалу, які мають неповні атомні зв’язки з оточенням. Енергетичні стани пасток захоплюють частину носіїв заряду з іонізованих атомів домішок, розподілених в околі МЗГ. Унаслідок цього процесу, по-перше, зменшується середня кількість вільних носіїв заряду в полікристалічному матеріалі і, по-друге, утворюється потенціальний бар’єр в зоні просторового заряду. Цей бар’єр перешкоджає вільному руху носіїв заряду між окремими зернами. Це зумовлює застосування лазерної рекристалізації дрібнозернистого полікремнію, що приводить до збільшення середнього розміру зерна і одночасно супроводжується зменшенням загальної площі поверхні границь зерен, на яких відбувається захоплення вільних носіїв заряду.

Крім того, лазерна рекристалізація, завдяки збільшенню розмірів зерна і зменшенню внеску границь зерен, приводить до зменшення питомого опору полікремнію порівняно з вихідним нерекристалізованим полікремнієм. Цей факт підтвердили експериментальні низькотемпературні дослідження провідності після лазерної рекристалізації. Так, для зразків з концентрацією носіїв заряду $4,8\times10^{18}$см$^{-3}$ після лазерної рекристалізації помітне значне зменшення питомого опору.

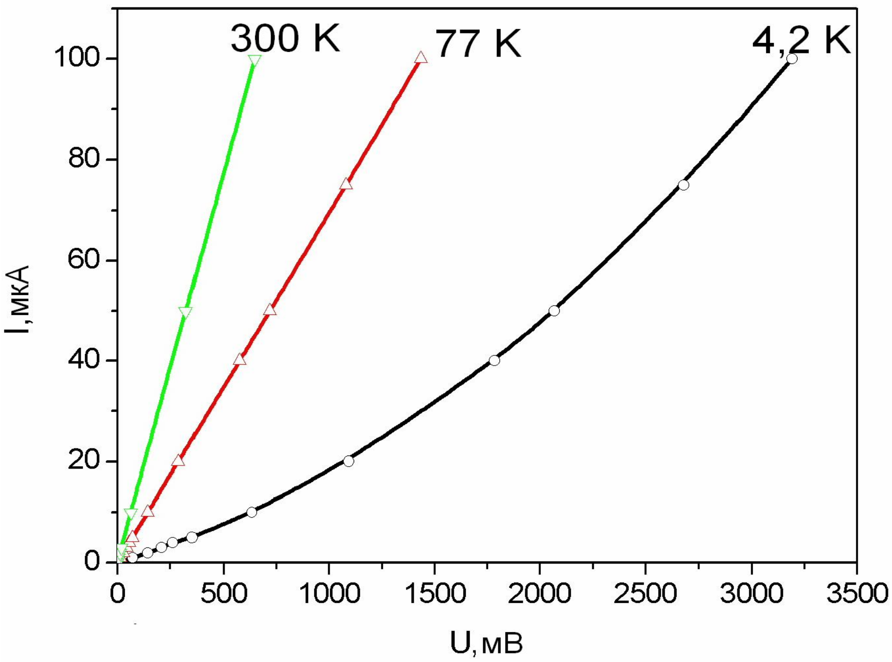


Рис. 5.9. Експериментальні вольтамперні характеристики рекристалізованих лазером полі-Si резисторів з концентрацією носіїв $p_{300\ \mathrm{K}} = 4,8\times10^{18}$ см$^{-3}$.

Дослідження залежностей ρ(T) у широкому інтервалі температур (4,2–300 К) показали наявність різних механізмів перенесення носіїв заряду. За порівняно високих температур (200–300 К) перенесення пов’язане з рухливістю дірок по товщі зерен. За гелієвих температур (4,2–10 К) провідність зумовлена рухливістю вздовж границь зерен. Вона характеризується низькими енергіями активації (близько 0,2–0,5 меВ) і описується теорією протікання [162]. У проміжному інтервалі температур (50–200 К) провідність обмежена міжзеренними бар’єрами з ефективною висотою до 0,1 еВ і також може бути описана на основі теорії протікання [174].

Дослідження вольт-амперних характеристик (ВАХ) рекристалізованих плівок за різних температур підтвердили ці результати. Сильнолеговані зразки полі-Si в усьому температурному інтервалі проявляють лінійні вольт-амперні характеристики. Водночас певна нелінійність в інтервалі гелієвих температур спостерігається у зразках з проміжним рівнем легування (рис. 5.9) і залишається значною навіть після лазерної рекристалізації [174].

В інтервалі кімнатних температур, коли основним механізмом є перенесення дірок по товщі зерен, спостерігається лінійна залежність струму від напруги (рис. 5.9). За низьких температур (4,2–200 К) ВАХ характеризується як лінійною ділянкою (за малих напруг), так і сильною неомічністю типу [174, 175]:

$$I = I_0 \exp\left[\left(\frac{U}{U_0}\right)^{1/2}\right] \tag{5.11}$$

за напруг U>0.5 В. Такий вигляд ВАХ характерний для перколяційних систем (з великомасштабним рельєф-потенціалом) і добре описується теорією Шкловського–Ефроса [162]. Аналіз ВАХ в зоні застосування відношення (5.11) дала змогу оцінити просторовий масштаб рельєф-потенціалу неоднорідностей L_0 і радіус кореляції (розміри провідних кластерів) L_c у різних температурних інтервалах на основі відомих відношень [176]:

$$L_c = L_o \left(\frac{V_o}{kT} \right)^{0.9}, \tag{5.12}$$

$$L_o = \frac{kT \left(kT / V_o \right)^{0.9}}{eU^*}, \tag{5.13}$$

де $U^*=cU^2(V_o/kT)^{0.1}$ – значення напруги, за якого починає виконуватись закон Шкловського–Ефроса (5.13). При цьому величини розкиду амплітуди потенціального рельєфу V_o визначались енергією активації носіїв заряду, яку обчислюють із залежностей $\rho(T)$ у відповідних інтервалах температур, а стала C=1 [176]. Результати розрахунків за трьох характерних температур для одного зі зразків, наведено в табл. 5.1, свідчать про різні масштаби рельєф-потенціалу (неоднорідності), що визначає перенесення носіїв заряду в інтервалі гелієвих і проміжних температур.

Таблиця 5.1

Результати розрахунків потенційного рельєфу неоднорідностей полі-Si [174]

T, K	Vo, меВ	Lo, мкм	Lc,мкм
186,9	8,80	103,00	475,00
77,4	8,80	115,00	1170,00
4,2	0,39	5,25	4,25

Так, в області температур 50–200 К масштаб неоднорідності L_o дуже близький до розмірів зерен (точніше, тих ділянок, які обмежені границями зерен загального типу). Вищі відносно L_o значення радіусів кореляції L_c в цьому разі можуть свідчити про те, що не всі границі зерен загального типу перешкоджають руху дірок у плівці, створюючи бар’єри на шляху носіїв заряду. Різке зниження (на два порядки) значення L_o і L_c в інтервалі гелієвих температур, очевидно, свідчить про неоднорідність розподілу граничних станів (обірваних зв'язків і домішок) уздовж границь зерен після лазерного відпалу з масштабом неоднорідності порядку декількох мікрон.

Отже, отримані експериментальні дані (ρ(Т), $R_н(T)$, ВАХ) і результати розрахунків свідчать про радикальну зміну струмових шляхів у рекристалізованих плівках полікремнію у разі зниження температури від кімнатної до гелієвої.

За порівняно високих (кімнатних) температур енергія дірок достатньо велика, щоб подолати потенціальні бар'єри на електрично активних границях зерен. Це пов'язано з тим, що, незважаючи на високу густину станів, зумовлену сильною нерівноважністю границь зерен загального типу, ефективна густина вказаного бар'єра в середньому не перевищує 0,1 еВ внаслідок високого рівня легування плівок. Тому за кімнатних температур струмові шляхи між електричними контактами зразків будуть практично паралельні один відносно одного й однорідно розподілені по перерізу зразка.

Коли температура знижується, енергія дірок зменшується, і струмові шляхи викривляються, оскільки носіям заряду вигідно рухатись через місця з зниженими потенціальними бар'єрами. Виникнення таких місць зумовлене неоднорідністю бар'єра по поверхні границі зерна загального типу переважно через наявність потрійних і четверних стиків границь, де виявлена найбільша сегрегація домішок [177], а також, мабуть, внаслідок малого радіуса заокруглення таких границь або їх окремих ділянок [178]. Тоді стає зрозумілою помітно вища близькість транспортних розмірів флуктуацій потенціалу до розмірів ділянок плівок, розташованих між границями зерен загального типу (приблизно 100 мкм).

Після досягнення гелієвих температур провідність по товщі зерен практично «вимерзає», і концентрація дірок, що рухались уздовж струмових шляхів, стає значно меншою. В результаті струм протікатиме лише вздовж границь зерен загального типу, згідно із законами перкуляції, однак з іншим (дрібнішим) просторовим масштабом флуктуації потенціалу (декілька мікрометрів). Фізичних причин існування таких нових шляхів протікання може бути дві. Одна з них зумовлена наявністю глибоких пасток вздовж складної поверхні границь зерен загального типу, що перетинаються, і приводить до згину країв енергетичних зон. Тоді через перетин краю валентної зони рівнем Фермі в околі таких флуктуацій потенціалу можуть виникати ділянки, збагачені на дірки, завтовшки в декілька міжатомних віддалей [170, 174, 179]. Друга можлива причина – сегрегація домішок по границях зерен загального типу. На існування такого механізму вказувалось під час дослідження низькотемпературного перенесення носіїв заряду найрізноманітніших напівпровідникових полікристалів [117,170,171,174,180].

Ураховуючи незначність ефективного потенціального бар’єра на границях зерен у досліджуваних плівках полікремнію (менше 0,1 еВ), роль першої причини (вигин зон) у появі порівняно дрібномасштабної системи шляхів проходження вздовж поверхні границі зерен загального типу малоймовірна. Водночас ймовірність сегрегації домішок вздовж таких границь у процесі лазерної рекристалізації сильнолегованих плівок полікремнію доволі висока. Тому найімовірнішою причиною виникнення перколяційного транспорту носіїв заряду за гелієвих температур є сегрегація домішок по границях зерен. У цьому разі порівняно малий масштаб флуктуації потенціалу вздовж границь зерен природно пов’язати з масштабом неоднорідностей у розподілених сегрегованих домішках (і потенціальних бар’єрів) по поверхні границь зерен [117,170,171,174].

Отже, підсумовуючи, можна окреслити основні особливості магнетотраспортних властивостей як для нерекристалізованих, так і рекристалізованих плівок полікремнію в КНІ-структурах з різною концентрацією носіїв заряду, що можна використати для розроблення мікроелектронних приладів і сенсорів фізичних величин на їх основі:

– для температур в інтервалі 10–25 К перенесення носіїв заряду в полікристалічному кремнії до лазерної рекристалізації з концентрацією носіїв заряду $2{,}4\times10^{18}$ см$^{-3}$ підлягає закону Мотта ($\ln\rho\sim T^{-1/4}$), що підтверджує стрибковий характер провідності для таких зразків за низьких температур.

– після лазерної рекристалізації для зразків з концентрацією $4{,}8\times10^{18}$ см$^{-3}$ провідність все ж таки обмежена міжзеренними бар'єрами, що характерно для перколяційних систем, однак з великомасштабним рельєф-потенціалом, може бути описана на основі теорії протікання і добре описується теорією Шкловського–Ефроса.

Експериментальні результати досліджень як для нерекристалізованих так і рекристалізованих плівок полікремнію в КНІ-структурах за низьких температур знайшли своє підтвердження під час вимірювань на змінному струмі, що дозволило розширити фізичні уявлення про перенесення носіїв заряду і буде описано нижче.

5.3. Аналіз механізмів провідності структур кремній-на-ізоляторі за даними експериментальних досліджень частотних залежностей електропровідності на змінному струмі.

Використання методу імпедансної спектроскопії в низці випадків дозволяє розділити і визначити внески від різних елементів мікроструктури в повну провідність зразка. Використання цього методу дає можливість отримати додаткову інформацію про електрофізичні властивості полікристала, якісно і кількісно описати вклади в його провідність розміру зерна, його поверхні і міжзеренних границь

Зазвичай стрибкову провідність як на постійному, так і на змінному струмі спостерігають за низьких температур. Провідність зонного типу аж до частот 10^{10}–10^{11} Гц частотно незалежна. Доволі часто у діапазоні $\omega<10^{10}$ Гц спостерігається залежність дійсної частини комплексної провідності [169]

$$\sigma(\omega) = \mathrm{Re}\,\sigma(\omega) \approx \omega^{n}, \tag{5.14}$$

де показник n переважно набуває значень у межах $0{,}64 \le n \le 1{,}0$ і слабо залежить від температури. Таку частотну залежність провідності приписують стрибкам носіїв заряду по локалізованих станах.

Відомо, що [161, 169] перенесення струму носіями заряду, що збуджуються в локалізованому стані поблизу краю зони провідності або валентної зони і, відповідно, частотна залежність провідності, згідно закону Мотта, визначається як

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{3}\pi\, e^2\, kT\, [N(E_F)]^2\, \alpha^{-5}\, \omega [\ln(\frac{v_{фон}}{\omega})]^4\, , \qquad (5.15)$$

де e – заряд електрона, $N(E_F)$ – густина станів на рівні Фермі, α – стала спаду хвильової функції локалізованого носія, ω – частота оптичних фононів.

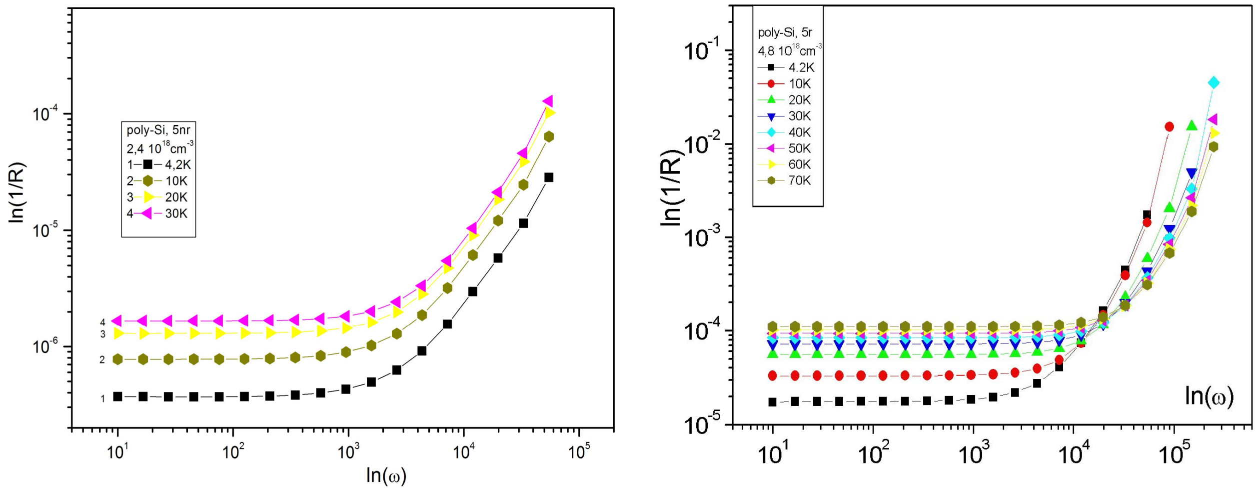
Оскільки, $v_ф$ ~ 10^{12} $с^{-1}$, то множник $[\ln(v_ф /\omega)]^4$ в діапазоні радіочастот (приблизно 10^4–10^7 Гц) буде пропорційний $\omega^{-0,2}$ так, що $\sigma(\omega)$~ $\omega^{0,8}$, тобто ця залежність існує, якщо $\omega << v_ф$. За значень $v_ф$ більших або менших $10^{-12}с^{-1}$ провідність σ(ω) буде пропорційна меншим степеням ω.

Ця провідність має бути значно більшою ніж провідність на постійному струмі, тому для визначення частоти, починаючи з якої стає справедливим закон $\omega^{0,8}$, необхідно порівняти провідності на змінному і постійному струмі. Але при цьому температурна залежність провідності повинна бути такою як і на постійному струмі.

Для стрибкової провідності носіями з енергіями близько до рівня Фермі (за умови, що густина станів на рівні Фермі $N(E_F)$ – кінцева) характерна частотна залежність рухливості носіїв заряду така, як і в попередньому випадку, тобто $\sigma(\omega)$~$\omega^{0,8}$.

На рис.5.10 представлено частотні залежності провідності для цих випадків, що експериментально отримані для нерекресталізованих зразків полікремнію в КНІ-структурах із концентрацією 2,4×10^{18} $см^{-3}$ та для для рекристалізованих зразків із концентрацією 4,8×10^{18} $см^{-3}$, де спостерігались особливості низькотемпературного транспорту носіїв заряду [181–183]. Як бачимо з рис. 5.10, за високих частот провідність змінюється за законом $\sigma(\omega)$~ $\omega^{0,8}$. В цілому, експериментально буде домінувати той процес, який за даної температури має найбільшу провідність. Ці два випадки можна розрізнити тільки за температурною залежністю провідності, що була отримана згідно результатів досліджень на постійному струмі. Провідність, зумовлена стрибками між локалізованими станами з енергією близько рівня Фермі, має слабшу залежність від температури (розділ 3, рис. 3.3). І навпаки, стрибкова провідність між локалізованими станами біля країв зон повинна має сильну температурну залежність (розділ 3, рис. 3.2).

Цей та інший випадок описуються співвідношенням (5.15). Отже, експериментальні результати за частотною залежністю провідності дозволили підтвердити положення щодо характеру стрибкової провідності в невпорядкованих системах, а додаткову інформацію можна отримати з аналізу діаграм Найквіста в інтервалі температур 4,2–300 К для зразків, у яких проявлялась стрибкова провідність.



а) б)

Рис.5.10. Частотні залежності низькотемпературної провідності для нерекресталізованих зразків полікремнію в КНІ-структурах із концентрацією $2,4\times10^{18}$ см$^{-3}$ (*а*) та для рекристалізованих зразків із $p_{300\ \text{K}}=4,8\times10^{18}$ см$^{-3}$(*б*).

Аналіз імпедансних досліджень [181–183] полікристалічних зразків у КНІ-структурах вказує на наявність ємнісного типу опору на діаграмах Найквіста у нерекресталізованих зразків із концентрацією $2,4\times10^{18}$ см$^{-3}$, де проявлявся в низькотемпературній області закон Мотта ($\ln\rho\sim T^{-1/4}$) (розділ 3, рис. 3.6). Годограф імпедансних залежностей нерекристалізованих полікремнієвих зразків в КНІ-структурах займає від'ємну вітку півкола (рис.

3.6), що свідчить про наявність ємностей [143], які в основному локалізовані на міжзеренних границях. Ці результати узгоджуються з нашими попередніми дослідженнями, де було виявлено такі самі характерні особливості зразків полікремнію у КНІ-структурах. Наприклад, для нерекристалізованих шарів полікремнію з концентрацією носіїв заряду 2,4×10^{18}см$^{-3}$ спостерігалась суттєва температурна залежність, що з фізичного погляду можна пояснити наявністю в зразках великої кількості міжзеренних границь, де проявлявся в низькотемпературній області закон Мотта.

Для рекристалізованих зразків полікремнію з концентрацією носіїв заряду 4,8×10^{18} см$^{-3}$ годограф імпедансу набував також ємнісного типу (півкола, рис. 3.7 (розділ 3)), однак зі значно меншими значеннями опору за частот близько 10 Гц. Цей випадок корелює із даними про те, що лазерна рекристалізація зумовлює зростання концентрації вільних носіїв заряду завдяки зменшенню сумарної поверхні границь зерен і пасивації вловлювачів. З іншого боку, внесок самих границь зерен в загальний питомий опір полікристалічного кремнію, сильно залежить від середнього розміру зерна, а товща зерен домінує в питомому опорі полікристалічного матеріалу, хоча присутні границі зерен.

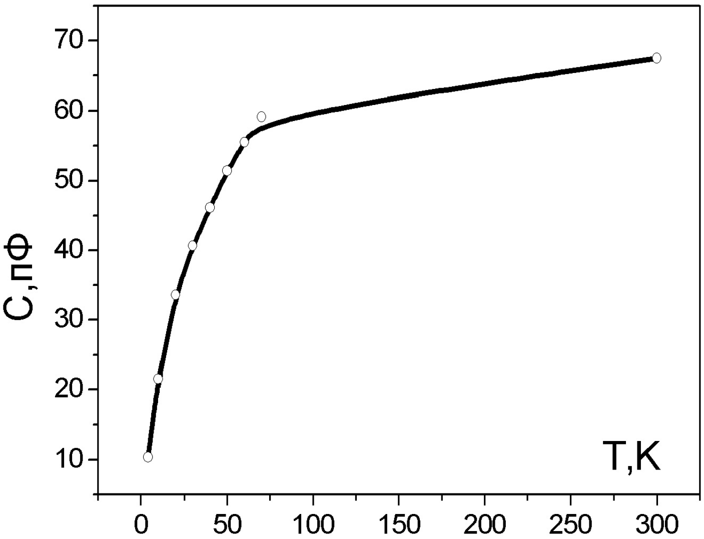


Рис.5.11. Температурні залежності ємності нерекресталізованих зразків із концентрацією 2,4×10^{18} см$^{-3}$.

В обох випадках еквівалентна схема провідності складається з паралельно з'єднаних конденсатором і резистором (див. рис. 3.6, вставка), в якій ємність заміщає міжзеренні границі, а опір – товщу зерна. Ці результати добре аналізувати на прикладі температурних залежностей ємності (рис.5.11, 5.12), які розраховані моделюванням методом імпедансної спектроскопії. В нерекристалізованому зразку ємність мала і зростає з температурою в інтервалі 4,2–300 К від 10 до 70 пФ. При цьому спостерігається швидке наростання ємності в інтервалі температур 4,2–50 К від 10 до 50 пФ, а далі в інтервалі температур 50–300 К залежність виходить насичення. У нерекристалізованих зразках зерна малі – порядку 30 нм, сумарна відстань між зернами *d* досить велика. Відповідно, бар'єрна ємність відносно мала. В рекристалізованому зразку – ємність значно більша: змінюється від 380 до 490 пФ. Спостерігається залежність з максимумом, який припадає на температуру приблизно 20 К. Причому, як і в попередньому зразку, наростання ємності значне в інтервалі температур 4,2–20 К, а далі спостерігається повільний спад ємності від 20 до 300 К.

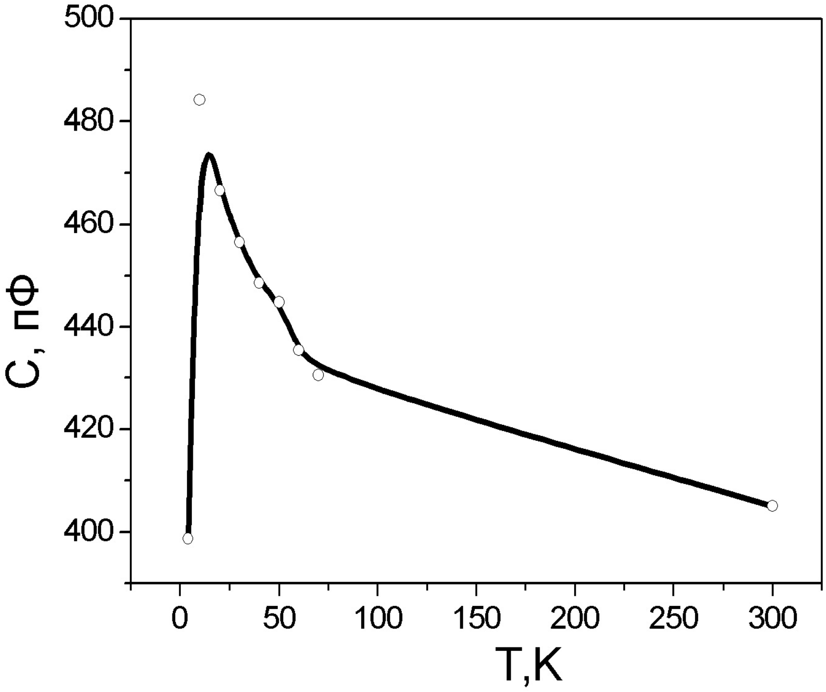


Рис.5.12. Температурні залежності ємності нерекресталізованих зразків із концентрацією 4,8×10^{18} см$^{-3}$.

У рекристалізованих зразках внаслідок домінуючої ролі товщі зерен у питомому опорі полікристалічного матеріалу сумарна відстань між зернами досить мала. Тоді внаслідок більшої площі зерна та меншої відстані ємність загалом зростає порівняно з ємністю нерекристалізованих зразків. В обох зразках в інтервалі низьких температур носії заряду в зернах виморожуються. Тому основну роль відіграє провідність по міжзеренних границях, де реалізується провідність по домішковій зоні. За температур менше 50 К (в нерекристалізованому) та менше 20 К (в рекристалізованому) зразках ємність різко зменшується зі зниженням температури (міжбар'єрна провідність затухає). У високотемпературній зоні (рис. 5.12) зменшення ємності з підвищенням темпераури пов'язано з ростом концентрації вільних носіїв заряду у міжзеренних ділянках, які, взаємодіючи з зоною просторового заряду на поверхні зерна, знижують висоту бар'єра і, відповідно, значення бар'єрної ємності. Цей факт відповідає результатам вимірюваннях на постійному струмі щодо неоднорідності рельєф-потенціалу, який, своєю чергою, приводить до виникнення умов, за яких починає проявлятись перколяційне перенесення носіїв заряду [183].

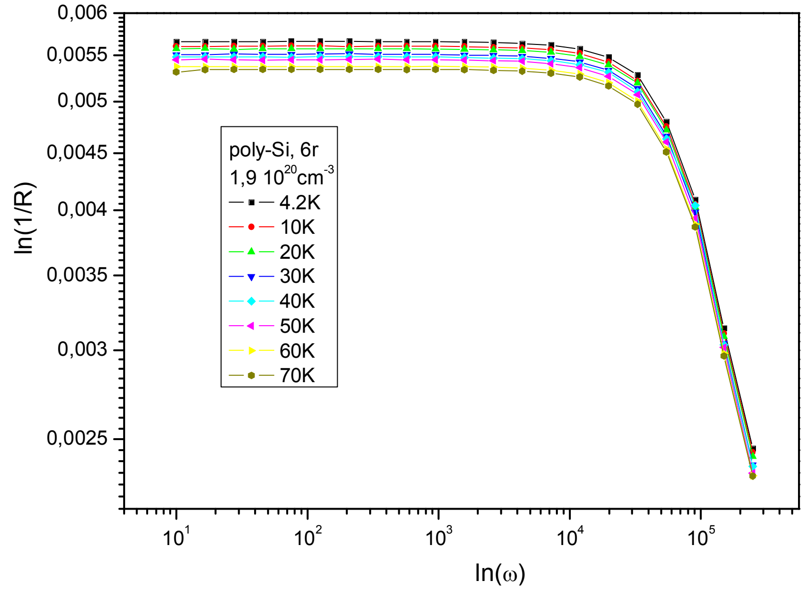


Рис.5.13.Частотні залежності низькотемпературної провідності для рекресталізованих зразків полікремнію в КНІ-структурах із концентрацією $1,7\times10^{20}$ см$^{-3}$.

Згідно результатів досліджень низькотемпературної провідності рекристалізованих зразків з концентрацією носіїв заряду 1,7×10^{20} см$^{-3}$ годограф імпедансних залежностей (розділ 3, рис. 3.8) займає додатну вітку півкола і моделюється послідовно з’єднаною індуктивністю і резистором, що свідчить про індуктивний характер провідності [143] за низьких температур (рис. 5.13). У рекристалізованих зразках з концентрацією носів заряду 1,7×10^{20} см$^{-3}$ внаслідок впливу великої кількості вільних носіїв заряду на величину потенціального бар’єра на границях зерен утворюються стійкі провідні канали, так звані перколяційні кластери, які відіграють роль провідників між зернами. В еквівалентній схемі індуктивність заміщає такі кластери на міжзеренних границях (розділ 3, рис. 3.8, вставка), за рахунок чого відбувається запізнення струму від напруги. Опори R_1 та R_2 заміщають опір провідного кластера та зерна відповідно. У цьому разі перколяційний транспорт носіїв заряду вже відіграє домінуючу роль і, в результаті, низькотемпературна провідність визначатиметься провідністю у цих перешийках між нормальними ділянками (зернами) кристала.

Цікавою особливістю нерекристалізованих зразків є піки добротності (рис. 5.14.), які припадають на діапазон частот близько 100 кГц. Причому найбільша добротність <Q> = 150 спостерігається за 300 К.

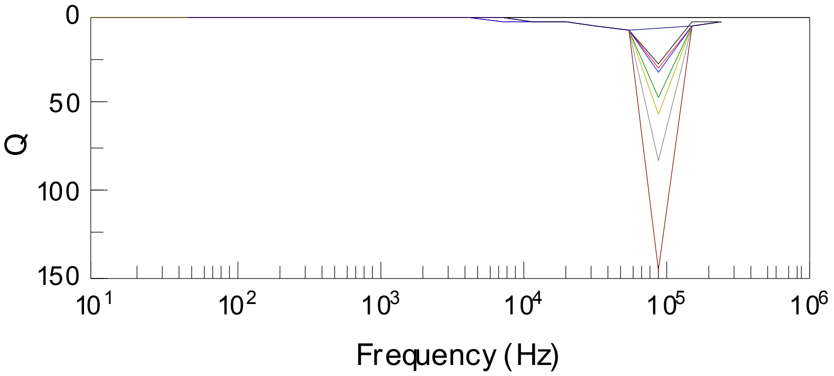


Рис.5.14. Добротність RC-ланки нерекресталізованих зразків із концентрацією 2,4×10^{18} см$^{-3}$.

Особливість полягає в тому, що при зростанні частоти значення ємності зменшувалося від 70 пФ до малих значень і при досягненні частоти 100 кГц досягало нуля. Фізично це можна пояснити тим, що за високих частот ймовірність стрибків між зернами зменшується через те, що час стрибка стає більшим ніж період електричних коливань. Тому знову у провідності починає грати роль провідність по міжзеренних границях, яка має явно виражений ємнісний характер.

5.4. Розрахунок параметрів електронної підсистеми структур кремній-на-ізоляторі за даними експериментальних досліджень магнетотранспортних характеристик.

На цей час відомо значне число праць, в яких повідомлялося про стрибкову провідність різних напівпровідникових наноматеріалів. Однак лише в обмеженій кількості робіт наводилися не тільки дані провідності, але і детально досліджувалися температурні залежності магнетоопору. У теорії режим стрибкової провідності є наслідком формування ефективної сітки опору Міллера–Абрахамса, яка в явному вигляді не залежить від структурних особливостей зразка [184]. Тому аналіз даних стрибкової провідності може бути використаний для отримання незалежної інформації про електронні стани і структуру зразків, які необхідні для уточнення механізмів провідності у кристалах.

Зазвичай передбачається, що в режимі стрибкової провідності питомий опір залежить від температури за законом

$$\rho(T) = \rho_0 \exp[(T_0 / T)^{\alpha}] \tag{5.16}$$

В нашому випадку позитивна частина магнетоопору пов'язана зі стисненням хвильової функції локалізованого стану в магнітному полі [169].

$$\ln[\rho(H)/\rho(0)] = t_d \frac{e^2 a^4 H^2}{\hbar^2} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/\alpha}, \tag{5.17}$$

де a – радіус локалізації, t_d – числовий коефіцієнт. Відповідно до теорії стрибкової провідності

$$\alpha = \frac{1}{d+1}, \tag{5.18}$$

$$T_0 = \frac{\eta_c}{g(E_F)\,a^d\,k_B}, \tag{5.19}$$

де d – розмірність простору, в якому відбуваються стрибки, $g(E_\mathrm{F})$ – густина станів в просторі відповідної розмірності.

Оскільки параметри T_0 і α у виразі (5.17) можуть бути визначені з аналізу провідності на постійному струмі, формула дозволяє знаходити радіус локалізації з вимірів магнетоопору. Далі за формулою (5.19) можна обчислити щільність локалізованих станів, а також судити про розмірність транспортної системи, яка визначається особливостями морфології зразка.

На жаль, розглянута процедура "моттівськой спектроскопії" локалізованих станів в загальному випадку не зовсім повно описує експериментальні дані. Крім того, ситуація ускладнюється необхідністю врахування від'ємного внеску в магнетоопір, обумовленого інтерференційними ефектами [185]. У результаті практична реалізація такого підходу пов'язана із значними труднощами.

Показано [162, 169], що для коректного опису позитивного внеску в магнетоопір потрібно крім ефекту стиснення хвильової функції враховувати спін-залежний транспорт. Це означає, що ефективна сітка Міллера–Абрахамса в загальному випадку утворюється як одноразово (D°), так і дворазово (D^-) зайнятими станами. Оскільки дворазове заповнення центру вимагає протилежної орієнтації спінів, а магнітне поле прагне орієнтувати спіни в однаковому напрямку, наявність D^- центрів призводить до появи додаткового внеску в магнетоопір. Для опису цього ефекту запропоновано дві моделі. Перша з них заснована на врахуванні зеєманівського розщеплення енергетичної смуги в околі рівня Фермі, де виникає стрибкова провідність [186]. Однак це наближення дає некоректну польову і температурну залежності магнетоопору в слабких магнітних полях. Друга модель передбачає, що ймовірність стрибків з участю D^- – станів визначається ступенем поляризації спінової частини хвильової функції в магнітному полі [187]. Детальний порівняльний аналіз цих двох теоретичних підходів є предметом окремого повідомлення, і в цій праці ми розглянемо тільки внесок від спін-поляризаційного механізму, оскільки врахування саме цього вкладу достатньо для кількісного аналізу даних магнетоопору в режимі стрибкової провідності зі змінною довжиною стрибка в межах слабких магнетних полів.

Відповідно до моделі в законі Мотта вираз для параметра T_0 ($\alpha = 1/4$) запишеться як

$$T_0 = \frac{2\eta_c}{k_B(g_1 a_1^3 + g_2 a_2^3)}, \tag{5.20}$$

де $g_{1,2}$– густина станів, $a_{1,2}$– радіуси локалізації.

Співвідношення (5.21) дозволяє знайти квадратичний по магнітному полю магнетоопір, який враховує одночасний внесок від механізму стиснення хвильової функції і спін-поляризаційні ефекти.

$$\ln[\rho(H)/\rho(0)] = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\alpha} \alpha A_{eff}(T) \left(\frac{\mu H}{k_B T}\right)^2, \tag{5.21}$$

де μ – ефективний магнітний момент електрона

У співідношеннях (5.20), (5.21) параметр T_0 виражається через перенормовані густина станів $g_{1,2}$ і радіуси локалізації $a_{1,2}$ для D^0 і D^- - станів, μ позначає ефективний магнітний момент електрона, а параметр A_{eff} має вигляд

$$A_{eff} = A + BT^{2-2\alpha}, \tag{5.22}$$

де $A = (g_2 a_2^3 - g_1 a_1^3)/(g_2 a_2^3 + g_1 a_1^3)$ $B = \frac{20}{2016}\frac{a_2^4 e^2 k_B^2 T_0^2}{\hbar^2 \mu^2}$.

Беручи до уваги експериментальні дані температурної залежності магнетоопору (рис. 5.15) в слабких магнітних полях можна найти величину $A_{\mathrm{eff}}(T)$.

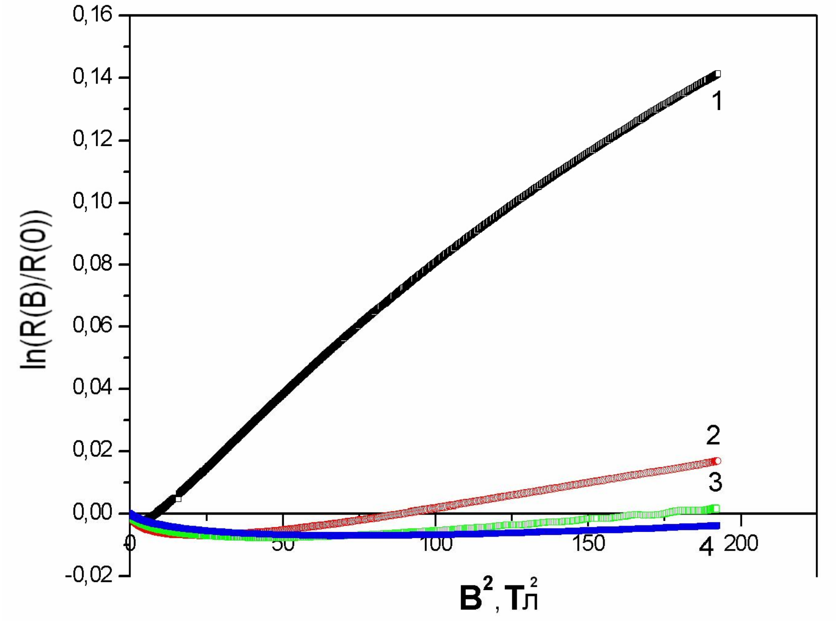


Рис.5.15. Логарифмічна залежність магнетоопору для нерекристалізованих полікремнійових шарів з $p_{300\text{ K}}$=2,4×10^{18} см$^{-3}$ за різних температур: 1– 4,2 К; 2– 10 К; 3– 13,7 К; 4– 18 К.

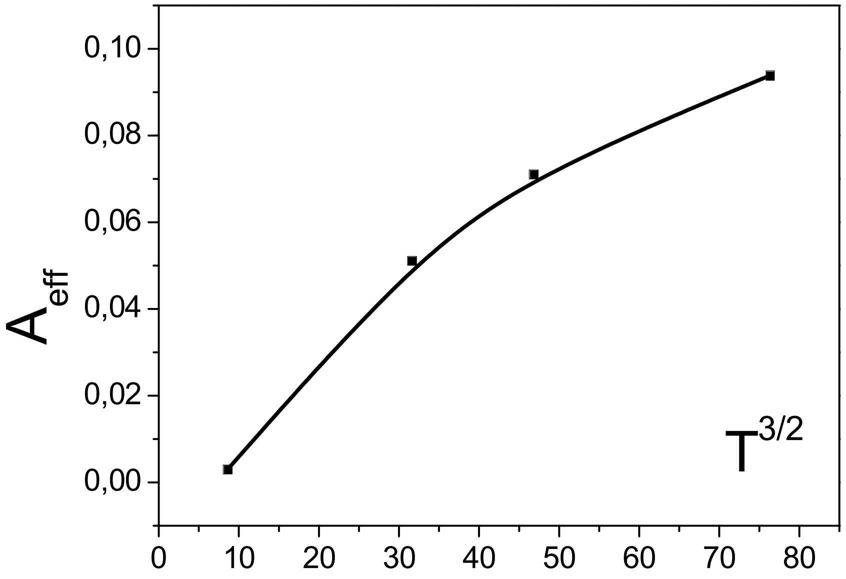


Рис. 5.16. Температурна залежність параметра A_{eff} магнетоопору для нерекристалізованих полікремнієвих шарів з $p_{300\text{ K}}$=2,4×10^{18} см$^{-3}$.

Як бачимо із графічної залежності співвідношення (5.22), екстраполяція $A_{\text{eff}}(T)$ до значення T=0 дозволяє визначити параметр A; нахил прямої в координатах A_{eff}=f($T^{2-2\alpha}$) дає можливість розрахувати радіус локалізації і густину станів на рівні Фермі, визначивши тим самим внесок від механізму стрибків по двічі зайнятих станах.

Опрацювання експериментальних даних $A_{\text{eff}}(T)$ методом найменших квадратів, який реалізований у програмному середовищі Mathcad, дозволяє виконати оцінку низки параметрів локалізованих станів у досліджуваних зразках низькорозмірного полікристалічного кремнію з концентрацією носіїв заряду $p_{300\text{ K}}$=2,4×10^{18} см$^{-3}$. Отримане значення параметра A=0,003 дозволяє розрахувати значення параметрів, які становлять: α_1=6 Å, g_1=1,3 10^{21} еВ·см$^{-3}$, 31<R<36 для одно окупованих центрів і α_2=23 Å, g_2=2 10^{19} еВ·см$^{-3}$ 121<R<140 для двічі окупованих центрів [171].

Середня відстань стрибків між локалізованими станами R розраховується відповідно до співвідношення:

$$R(T)=\frac{3}{8}a\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4} \tag{5.23}$$

Як випливає з співвідношення (5.23) параметр R збільшується зі зниженням температури. В результаті ймовірність стрибків до просторово більш віддалених, але енергетично більш близьких центрів зростає; це є причиною для зниження енергії активації стрибкової провідності. Обчислений радіус стрибків вказує на механізм стрибкової провідності в досліджених зразках.

Для полікристалічних матеріалів в залежності від середнього розміру зерна та рівня легування домінуючим стає той чи інший механізм переносу носіїв заряду [174]. В наших попередніх роботах [110] ми розглядали механізм переносу носіїв заряду (від надбар’єрного механізму до протікання електронів по станах пасток на границях зерен), і, в цьому випадку, межа поділу SiO_2-poly-Si не вносила суттєвого вкладу в провідність матеріалу (рис. 2.11, розділ 2). Так, в температурному інтервалі 70–200 К перенесення носіїв заряду в полікремнії зумовлений законами протікання, оскільки рух носіїв заряду вигідний через області з низьким потенціальним бар’єром. За кімнатних температур від 200 до 300 К енергія дірок достатньо велика, щоб подолати бар'єри електрично активних домішок на границях зерен. Незважаючи на високу густину станів, викликаною неоднорідністю границь зерен, ефективна густина таких бар'єрів менша ніж 0,1 еВ, домінуючим є надбар'єрний механізм перенесення носіїв заряду. Тим не менш ми розглядаємо низькотемпературний інтервал, де присутня стрибкова провідність, що описується законом Мотта. У цьому разі надбар'єрний механізм навряд чи присутній за низьких температур внаслідок виморожування носіїв заряду (мала кількість носіїв в товщі зерна) і малі значення теплової енергії *kT,* що потрібні для стрибків через бар'єр. Так, основним механізмом перенесення носіїв заряду в інтервалі стрибкової провідності є провідність по границях зерен. Порівнюючи середній розмір зерен полікристалічного кремнію (близько 30 нм) зі середнім радіусом стрибка, отриманого з розрахунків, основаних на даних експериментальних досліджень для стрибкоподібної провідності по одно- і двічі зайнятих станах отримали 30 і 130 Å відповідно. Відносно короткий радіус стрибкової провідності для одноокупованих станів (на порядок величини менше ніж діаметр зерна) вказує на значну сегрегацію домішок по границях зерен. Стрибки по двічі зайнятих станах є зіставні з розміром зерна. Стрибки по двічі зайнятих станах цікаві з погляду досліджень у сильних магнітних полях. Присутність двох електронів на атомах домішки з різними (паралельним обо антипаралельними) орієнтаціями спінів може привести до появи від'ємного або аномально додатного магнетоопору. Наші дослідження, у цьому випадку, демонструють виникнення від'ємного магнетоопору в зразках за низьких температур, що можна віднести до провідності по двічі зайнятих домішкових станах.

Із наведених результатів, отриманих числовим розрахунком експериментальних даних можна зробити висновок, що врахування D^- – станів малозначно впливає на параметр T_0 в законі Мотта, приводячи до невеликої поправки у температурній залежності провідності в нульовому магнітному полі, яка тим не менше виявляється суттєвою в кількісному описі магнетоопору.

Використовуючи отримані експериментальні дані частотних залежностей електропровідності (рис. 5.10), отриманих з досліджень методом імпедансної спектроскопії, проведено розрахунок густини станів [161] для рекристалізованого та нерекристалізованого полікремнію з концентраціїю носів заряду $p_{300\ \mathrm{K}}$=4,8×10^{18} см$^{-3}$ та $p_{300\ \mathrm{K}}$=2,4×10^{18} см$^{-3}$ відповідно.

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{3}\pi\, e^2\, k\, T\, [N(E_F)]^2\, \alpha^{-5}\, \omega [\ln(\frac{\nu_{ph}}{\omega})]^4 \cdot \tag{5.24}$$

Стала спаду хвильової функції α локалізованого носія і вимірюється в обернених ангстремах, для полікремнію становить близько 5,6 Å [169].

Підставивши наведені дані і провівши розрахунки, із співвідношення (5.24) визначили, що для рекристалізованих зразків густина станів на рівні Фермі $N(E_{\mathrm{F}})$ становить 2,727·10^{21} см$^{-3}$·еВ$^{-1}$, а для нерекристалізованих зразків –1,835·10^{21} см$^{-3}$·еВ$^{-1}$.

Згідно теорії стрибкової провідності [169] на змінному струмі середній час стрибка τ носія заряду із поглинанням або випусканням фонона визначається виразом

$$\tau^{-1} = \nu_{ф} \exp(-2\alpha R) \tag{5.25}$$

де R – довжина стрибка. Величину τ^{-1} визначаємо із залежності ln *(*1/*R* =f (ln(ω)) (рис. 5.10) як середню частоту за якої виконується закон ~$\omega^{0,8}$.

Розраховано, що значення середньої довжини стрибка для нерекристалізованого полікремнію R близько 32 Å, що сумісне зі значенням цього параметра, отриманого з досліджень на постійному струмі [171]. Отриманий результат лише підтверджує наявність стрибкової провідності, а також уточнює довжину стрибків, отриманих під час дослідження провідності на постійному струмі.

Знаючи величину *R,* із співвідношення

$$\frac{4\cdot\pi}{3}\cdot \mathrm{R}^3 \cdot \mathrm{Nef} \cdot \Delta\mathrm{W} = 1 \tag{5.26}$$

оцінено енергію активації (ΔW) стрибкової провідності, яка для нерекристалізованого полікремнію становить 3,97 меВ.

Основні параметри, отримані за результатами досліджень імпедансних досліджень низькотемпературного транспорту для полікристалічного кремнія в КНІ-структурах (в порівнянні з раніше отриманими [171]) зведені в таб.5.2.

Таблиця 5.2.

*Електрофізичні параметри полі-Si структур за низьких температур [174].

Зразок	N, см$^{-3}$	T, К	Механізм провідності	$N(E_F)$, еВ×см$^{-3}$	a, нм	R_{DC} ,нм	R_{AC} ,нм	W_{DC}, меВ	W_{AC}, меВ	W, меВ
Нерекриста-лізований	$2{,}4\times10^{18}$	4,2-30	По Мотту	$2.727\cdot10^{21}$	0,56	3,6	3,0	1,5	3,97	1,9
Рекристалі-зований	$4{,}8\times10^{18}$	4,2-30	Шкловського–Ефроса	$1.835\cdot10^{21}$	0,56	1,8	2,2	0,5	1,0	0,7

* де N- концентрація носіїв заряду; Т-температура; $N(E_F)$- густина станів на рівні Фермі, а-радіус локалізації носіїв заряду, R_{DC}- довжина стрибка носіїв заряду, отриманих з експериментальних даних на постійному струмі; R_{AC}- довжина стрибка носіїв заряду, отриманих з експериментальних даних на змінному струмі; W_{DC} –енергія активації носіїв заряду, розрахована з експериментальних даних на постійному струмі; W_{AC}-енергія активації носіїв заряду, розрахована з експериментальних даних на змінному струмі; W – енергія активації носіїв заряду, отримана безпосередньо з експериментальних даних.

Результати розрахунків з використанням *DC* and *AC*– вимірювань нерекристалізованих зразків полі-Si в КНІ-структрах з концентрацією носіїв заряду p_{300K}=$2{,}4\times10^{18}$ см$^{-3}$ показали непогану збіжність отриманих значень при визначенні радіусів стрибків (див. табл. 5.2). Натомість при визначенні енергії активації стрибкової провідності результати результати *DC* – вимірювань є занижені близько 0,5 меВ, а *AC* – завищені порівняно з експериментально визначеними параметрами енергії активації ($\Delta W \approx 1$ меВ). Ймовірною причиною завищення значень енергії активації, отриманих на основі *AC*–вимірювань пов’язані з необхідністю враховування комбінованого механізму провідності носіїв заряду за низьких температур, який, залежно від температури спостереження, проявляється у переході від закону Мотта до перколяційного механізму Шкловського–Ефроса.

5.5. Висновки.

1. Результати дослідження полікремнію в КНІ-структурах в широкому інтервалі концентрацій (від $2{,}4\times10^{18}$ до $1{,}7\times10^{20}$ $см^{-3}$) на постійному і змінному струмах дозволили визначити вплив лазерної рекристалізації і концентрації домішки на магнето-транспортні властивості матеріалу за кріогенних температурах. Зокрема, в температурному інтервалі 10–25 К теплова поведінка опору полі-Si з концентрацією носіїв заряду $2{,}4\times10^{18}см^{-3}$ до лазерної рекристалізації може бути представлена за законом Мотта ($\ln\rho \sim T^{1\,/\,4}$), що вказує на стрибкоподібний характер провідності в таких зразках за низьких температур.
2. Експериментально показано, що після лазерної рекристалізації зразків з концентрацією носіїв заряду $p_{300K}=10^{18}\times4{,}8$ $см^{-3}$ провідність все таки обмежується міжзеренними бар'єрами, що відповідає перколяційним системам, але з великим масштабом рельєф-потенціалу і може бути описана умовами протікання за законом Шкловського–Ефроса.
3. Показано, що після лазерної рекристалізації зразків з металевим типом провідності ($p_{300\,K}$ $=1{,}7\times10^{20}см^{-3}$) діаграми Найквіста набувають індуктивного характеру. Останнє обумовлено утворенням перколяційних кластерів, які діють як провідники між зернами. Для таких зразків перенесення носіїв заряду за кріогенних температур за перколяційним механізмом є домінуючим.
4. Для зразків після лазерної рекристалізації з концентрацією носіїв заряду $p_{300\,K}$ $=4{,}8\times10^{18}$ $см^{-3}$ виявлено комбіновану дію механізму провідності носіїв заряду за низьких температур, яка, залежно від температури спостереження, проявляється у переході від закону Мотта до перколяційного механізму Шкловського–Ефроса. Розрахунки параметрів локалізації показав суттєву різницю між даними, отриманими на постійному струмі та аналізу даних на змінному струмі, тоді як їх середнє значення відповідає експериментальним

даним.

5. У рамках моделі стрибкової провідності за законом Мотта дослідження експериментальних даних дозволило отримати параметри для низькорозмірних шарів полі-Si з p_{300K} =2,4×10^{18}см$^{-3}$, зокрема, розраховані значення радіуса локалізації, щільності станів та середньої довжини стрибків на локалізованих станах, які становлять: α_1=6 Å, g_1=1,3 10^{21} еВ·см$^{-3}$, 31<R<36 для однозайнятих центрів і α_2=23 Å, g_2=2 10^{19} еВ·см$^{-3}$ 121<R<140 для двічізайнятих центрів відповідно.

РОЗДІЛ 6

МАГНЕТНІ ТА МАГНЕТО-ТРАНСПОРТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИТКОПОДІБНИХ МІКРО- І НАНОКРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ

У розділі представлено результати магнітних та магнето-транспортних характеристик ниткоподібних кристалів кремнію в інтервалі температур 4,2–300 К, у магнітному полі до 14 Тл Детально проаналізовано результати експериментів та проведено оцінку можливості використання НК Si як чутливих елементів сенсорів.

6.1. Результати досліджень магніто-транспортних властивостей ниткоподібних мікро- і нанокристалів кремнію в сильних магнітних полях.

Для досліджень відібрано чотири групи мікрокристалів Si *p*-типу з різною концентрацією легувальної домішки (бору) і, відповідно, різним ступенем наближення до критичного значення концентрації бору, що відповідає фазовому переходу метал–діелектрик:

1. сильно леговані мікрокристали *p*-Si ($\rho_{300\ K}$=0,0055–0,0090 Ом×см) з металевою провідністю, віддалені від ПМД;
2. мікрокристали *p*-Si (ρ_{300K}=0,0097–0,0106 Ом×см) з концентрацією бору поблизу ПМД з металевого боку;
3. мікрокристали *p*-Si (ρ_{300K} =0,0113–0,0137 Ом×см) з концентрацією бору поблизу ПМД з діелектричного боку;
4. слабо леговані мікрокристали *p*-Si (ρ_{300K} =0,0158–0,02 Ом×см).

На рис. 6.1 показано графік залежності поперечного магнетоопору сильно легованих мікрокристалів p-Si з ρ_{300K} =0,0055–0,009 Ом×см від індукції магнітного поля при температурі рідкого гелію. Зміна опору цих мікрокристалів при накладанні магнітного поля є незначна порівняно з опором за відсутності магнітного поля (рис. 6.1). Залежність магнетоопору цих зразків від індукції магнітного поля лінійна у всьому інтервалі досліджуваних магнітних полів.

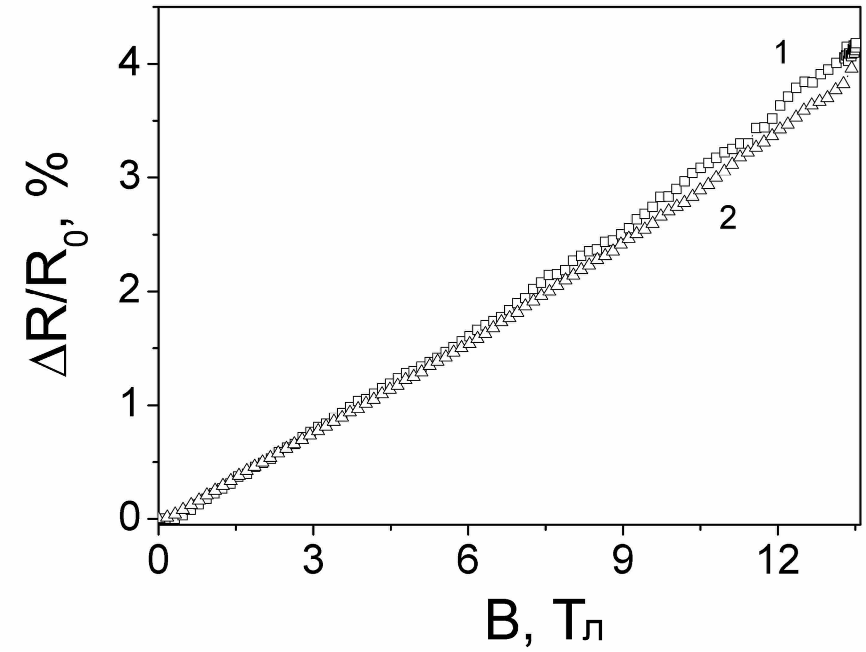


Рис. 6.1. Магнетоопір НК *p*-Si за *T*=4,2 К: 1– $\rho_{300\,К}$ =0,009 Ом×см, 2 – $\rho_{300\,К}$=0,0055 Ом×см.

За максимального значення індукції магнітного поля *B*=14 Тл значення магнетоопору для обох зразків становить близько 4 %. Такі зразки, з урахуванням попередніх результатів щодо дослідження їх п'єзорезистивних властивостей [188, 189], можуть бути успішно застосовані як чутливі елементи сенсорів механічних величин, дієздатних в екстремальних умовах (за високих магнітних полів і кріогенних температур).

Підсумовуючи експериментальні результати, можна підкреслити наступне [190]:

- встановлено, що магнетоопір досліджуваних мікрокристалів кремнію *p*–типу провідності у всьому інтервалі досліджуваних магнітних полів до 14 Тл є додатним;
- виявлено тенденцію зростання величини магнетоопору зі збільшенням питомого опору зразків за квадратичним законом від індукції магнітного поля;
- встановлено, що з віддаленням концентрації легувальної домішки (бору) в мікрокристалах *p*-Si від критичного значення N_c, що

відповідає фазовому переходу метал–діелектрик, з металевого боку ПМД спостерігається зменшення величини магнетоопору, а з діелектричного боку, навпаки, спостерігається значне зростання значення магнетоопору.

Однак, в процесі досліджень магнетоопору та магнітних властивостей ниткоподібних кристалів Si *p*-типу виявлено та експериментально досліджено низку особливостей, які дають можливість кардинально змінити сферу застосування мікро- та нанокристалів кремнію у твердотільній електроніці.

Відомо, що розбавлені магнетики на основі напівпровідників – дуже перспективні нові матеріали в сфері спінтроніки, через можливість об'єднання заряду електрона і спінових ступенів свободи [191, 192]. Вони проявляють сильні магнето-транспортні ефекти, наявність від’ємного магнетоопору, гістерезису.

Аналіз літературних джерел показав, що наявність магнітної домішки у розбавленому магнетику приводить не лише до гістерезису магнітного моменту [193], але у деяких випадках до гістерезису магнетоопору кристалів. Наприклад, у праці [194] для кристалів Ge<Mn> спостерігаються гістерезиси намагніченості та магнетоопору кристалів як у поздовжньому, так і в поперечному напрямках, які добре корелюють між собою.

Так, під час експериментальних досліджень в ниткоподібних кристалах кремнію спостерігається гістерезис намагніченості (рис. 6.2) [195].

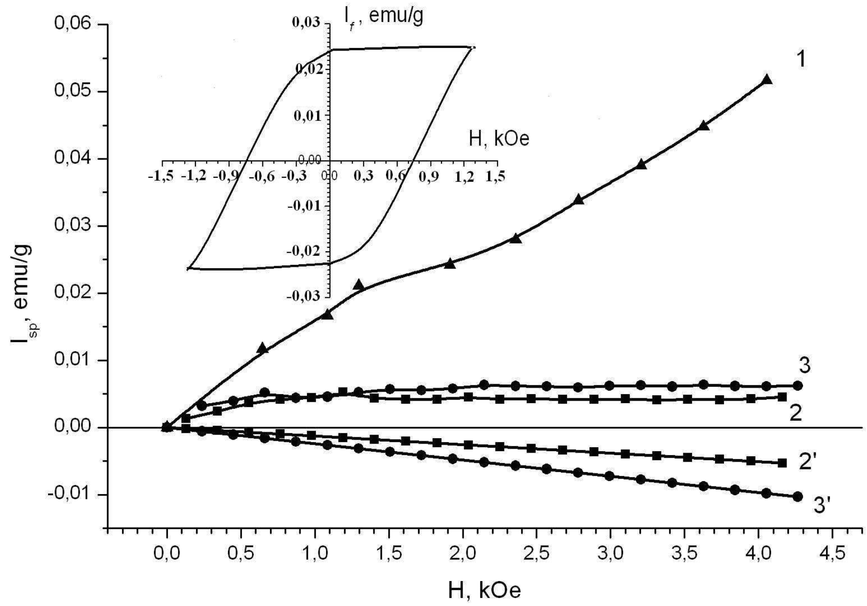


Рис. 6.2. Польова залежність намагніченості ниткоподібних кристалів кремнію.

Окрім того, під час низькотемпературних досліджень для субмікронних зразків ($d \approx 1$ мкм) на основі кремнію в слабких магнітних полях за низьких температур для цих кристалів ми вперше виявили від'ємний магнетоопір (рис. 6.3).

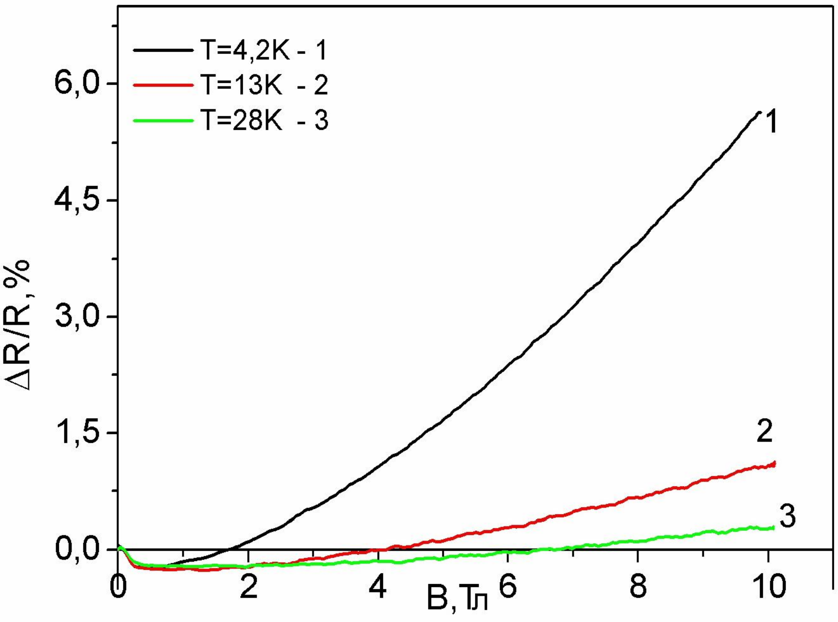


Рис.6.3. Магнетоопір НК Si з $\rho_{300\ K}$=0,014 Ом×см

Наявність від'ємного магнетоопору може свідчити про те, що у цій групі зразків присутні локалізовані носії заряду за низьких температур. У наближенні нульового магнітного поля закон Мотта набуває вигляду $B_0 \sim T^{3/8}$ відповідно до методики, запропонованої у роботі [174], де H_o – значення магнітного поля, за якого відбувається перехід від від'ємного до додатного магнетоопору за цієї температури. На основі даних рис. 6.3 побудовано залежність $B_0 \sim T^{3/8}$ (рис. 6.4), яка описується прямою лінією, що є доказом справедливості закону Мотта та підтвердження наявності стрибкової провідності у цих кристалах за низьких температур [196, 197].

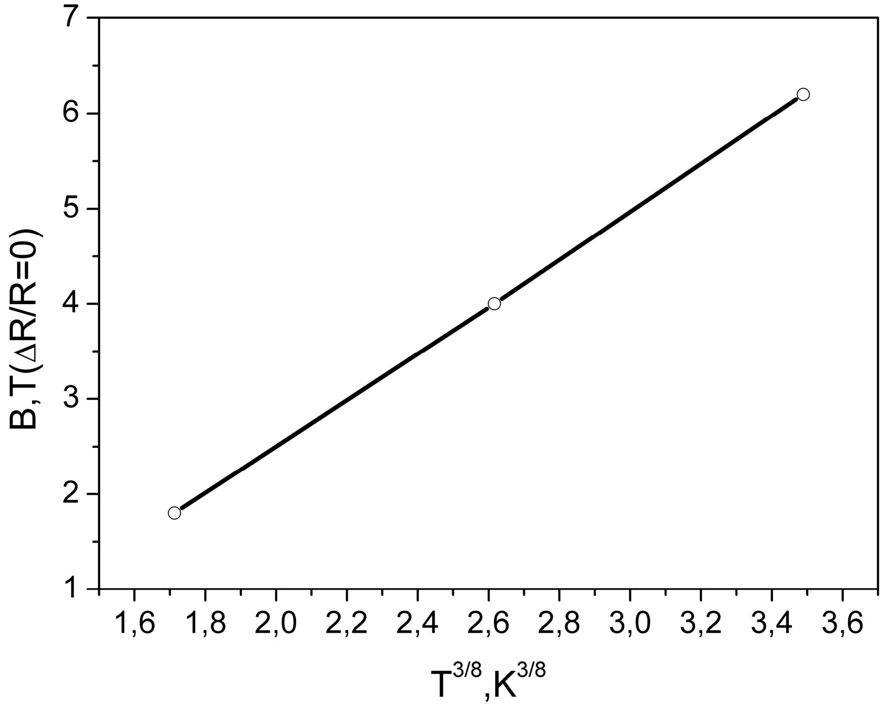


Рис.6.4. Залежність магнітного поля від температури за $\Delta R/R$=0 для мікрокристалів Si з $\rho_{300\ K}$=0,011 Ом×см.

Водночас у таких зразках виявлено стрибок магнетоопору в інтервалі слабих магнітних полів – до 0,2 Тл. (рис. 6.5).

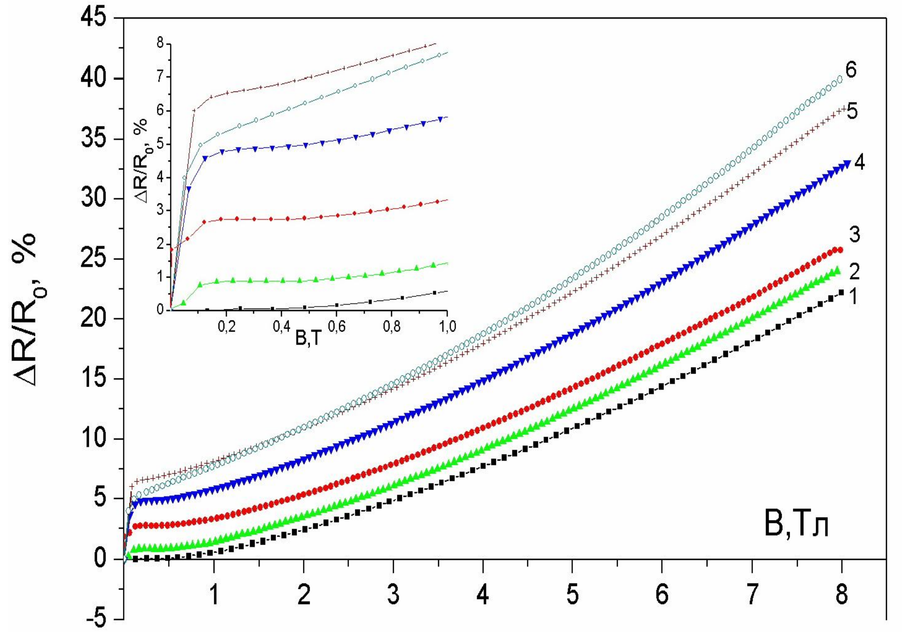


Рис.6.5. Зміна магнетоопору легованих мікрокристалів кремнію за різних температур (К): 1,7(1), 4,2(2), 13(3), 29(4), 42(5), 56(6).

Більш детальне вивчення стрибка магнетоопору показало, що в ниткоподібних кристалах спостерігається гістерезис магнетоопору. Гістерезис проявляється в інтервалі низьких температур, де має місце стрибкова провідність по домішковій зоні [156, 198]. Очевидно, гістерезис магнетоопору пов’язаний з вкладом у провідність носіїв заряду, локалізованих на домішці. Прикладення магнетного поля приводить до певної орієнтації спінів носіїв заряду, за рахунок якої вони вилучаються з процесу переносу. Найбільш імовірним є локалізація на домішці двох носіїв заряду з протилежно спрямованими спінами. Тоді ми маємо справу з явищем аномального позитивного магнетопору, в результаті чого відбувається значний стрибок опору кристалів зі збільшенням магнітного поля та подальше його насичення внаслідок орієнтації всіх спінів по полю. Зміна знаку магнітного поля приводить до переорієнтації спінів носіїв заряду, яка вимагає певної енергії. У результаті крива прямої та зворотної зміни магнетоопору з полем не збігаються, що проявляється у гістерезисі магнетоопору (рис.6.6).

У вищих магнітних полях переважає провідність по одноразово зайнятих носіями заряду домішкових центрах (яких значно більше у кристалі, ніж двічі зайнятих), яка супроводжується звичайною квазіквадратичною зміною магнетоопору з магнітним полем.

Експериментальні результати, що представлені нижче, отримано у процесі дослідження умов виникнення стрибкоподібної зміни магнетоопору мікрокристалів Si *p*-типу.

Явище гістерезису магнетоопору спостерігали в інтервалі слабких магнітних полів і гелієвих температур для мікрокристалів Si з $\rho_{300\ K}$=0,0095 Ом×см при гелієвих температурах (рис.6.6).

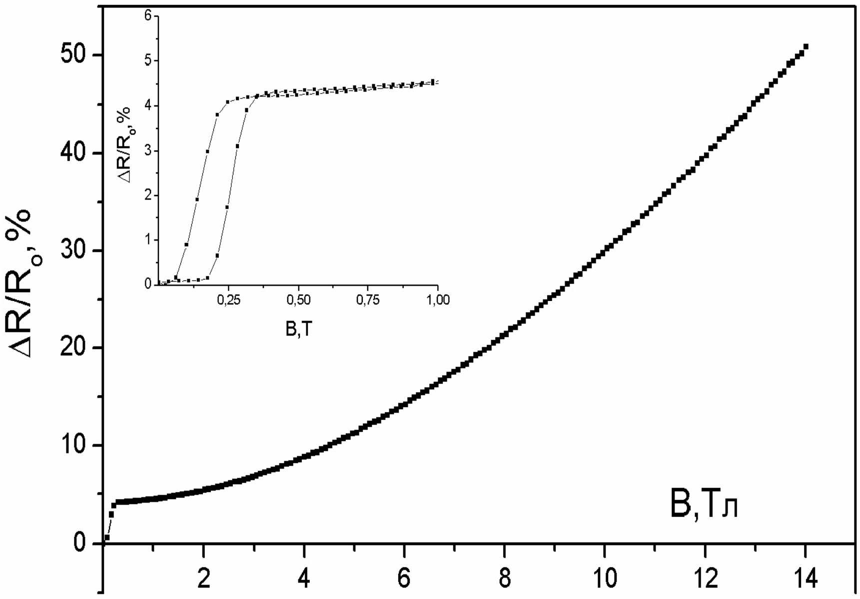


Рис.6.6. Гістерезис магнетоопору ниткоподібних кристалів кремнію за гелієвих температур.

Проаналізувавши температурні залежності питомого опору та енергії активації провідності встановлено, що для таких зразків реалізується режим стрибкової провідності зі змінною довжиною стрибка і буде кількісно оцінена в наступних пунктах цієї глави, високотемпературна границя якої трохи вище гелієвої температури (приблизно 6–7 К). В інтервалі температур 2–6 К питомий опір таких мікрокристалів змінюється за законом Мотта [156].

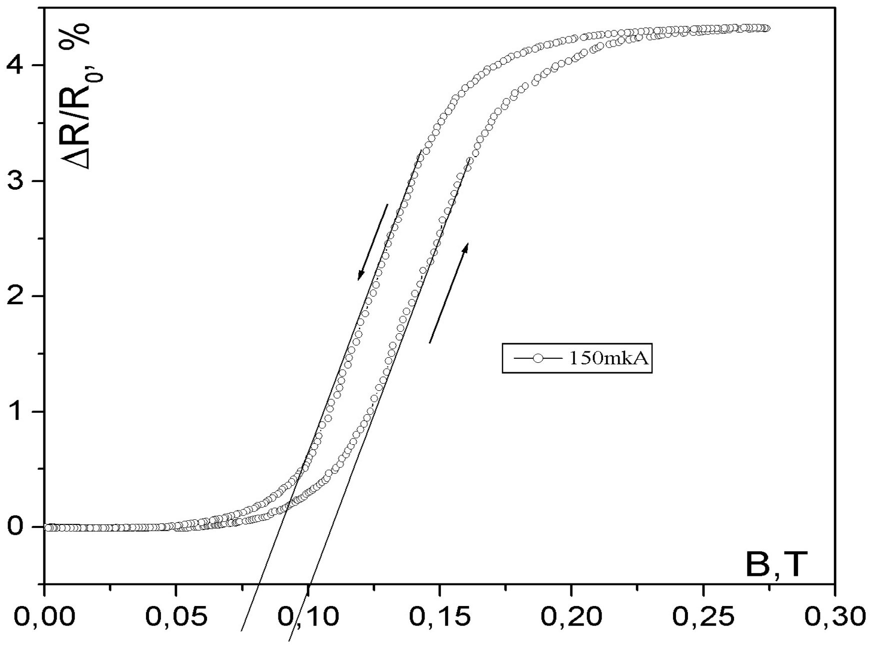


Рис.6.7. Зміна магнетоопору мікрокристалів кремнію у полях до 0,3 Т.

У слабкому магнітному полі близько 0,3 Тл при прямому ході спостерігається ефект стрибкоподібного збільшення магнетоопору на величину, що становить приблизно 4 % від опору у відсутності магнітного поля (рис. 6.7). Далі на зворотному ході також спостерігається ефект стрибкоподібного зменшення опору зі зсувом у бік менших полів.

Як показують експериментальні результати досліджень, стрибкоподібні зміни опору проявляються як при поздовжньому, так і при поперечному магнітному полі. При цьому величина струму живлення (вимірювання проводились при 100 і 150 мкА), в межах омічності опору, практично не впливає на величину стрибка, не було виявлено також залежності амплітуди стрибка магнетоопору від швидкості розгортки магнітного поля. Необхідно зазначити, що гістерезисний ефект спостерігається тільки в НК Si *p*-типу з концентрацією домішки, що відповідає наближенню до критичної концентрації переходу метал–діелектрик і відсутній у НК Si *p*-типу з металевого боку переходу, тобто на вільних дірках. З іншого боку, він зменшується для мікрокристалів Si з концентрацією бору, що відповідає діелектричному боку ПМД і глибокій діелектричній ділянці, тобто слабшає у разі переходу до кристалів зі зменшеним ансамблем локалізованих дірок. Перший чинник свідчить про те, що у разі гістерезисного ефекту носії заряду повинні бути локалізовані. Другий чинник вказує на необхідність достатньої концентрації локалізованих магнітних диполів, тобто можливої деякої граничної взаємодії. При цьому кожній локалізованій дірці можна приписати магнітний дипольний момент, що взаємодіє з навколишніми носіями заряду і зовнішнім магнітним полем.

6.2. Результати досліджень магнітних властивостей ниткоподібних мікро- і нанокристалів кремнію в широкому інтервалі температур.

Для перевірки отриманих результатів ми досліджували ниткоподібні кристали кремнію, цілеспрямовано леговані магнітною домішкою нікелю, що реалізовано шляхом поетапного нанесення на протилежні кінці мікрокристала плівки нікелю. Передбачається, що відпал який проводився в подальшому за T=560 ^{o}C дозволив дифундувати атомам нікелю вглиб кристалу в конкретно заданих місцях, тим самим створюючи профільні зони домішки, які, з одного боку, дозволили утворити омічні контакти до товщі кристалу, а з іншого – зони, які можуть поляризувати навколишні магнітні домішки в товщі кристалу, що перебувають під впливом магнітного поля, тим самим створюючи провідні канали.

Для оцінки вагомої участі домішок нікелю щодо вкладу у магнето-транспортні властивості кристалів проведено дослідження елементного складу НК за допомогою устави мікрозондового аналізу Camebax. На рис. 6.8. зображено досліджуваний мікрокристал кремнію.

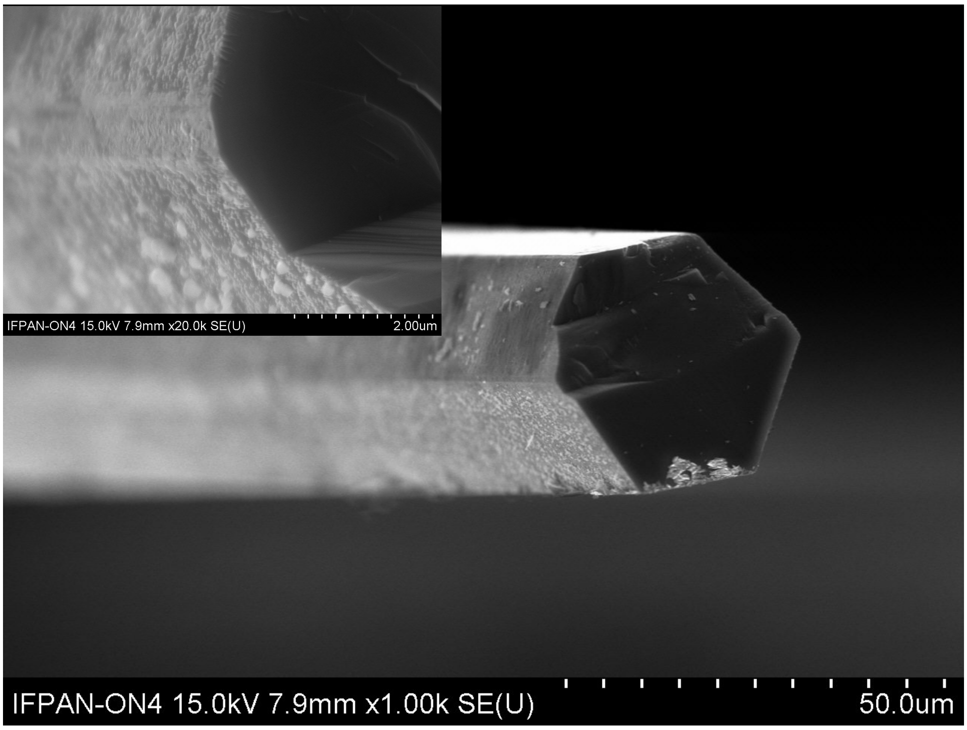


Рис. 6.8. Мікрофотографія поверхні та масивного мікрокристала кремнію.

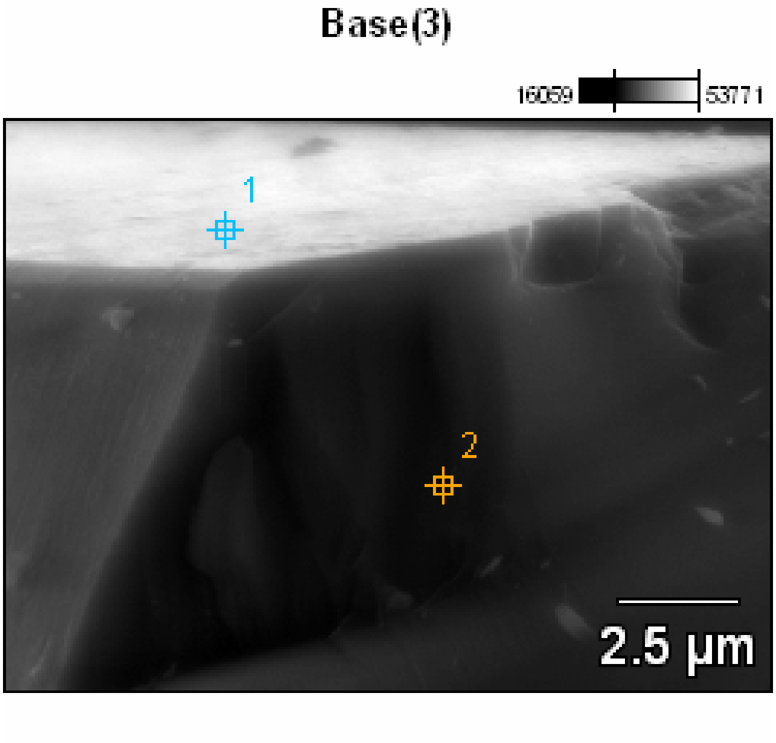


Image Name: Base(3)

Accelerating Voltage: 15.0 kV

Magnification: 8000

Detector: UltraDry

Рис. 6.9. Схематичне зображення методики досліджень за допомогою мікрозондового аналізу: поверхневий аналіз (1), аналіз у товщі свіжесколотого мікрокристала (2).

Розподіл елементів в НК, виражений в атомних/масових процентах, представлено у табл. 6.1.

Таблиця 6.1

Ваговий вміст елементів мікрокристала кремнію

Елемент	Маса ,%	Маса ,% (похибка)	Атомний склад, %	Атомний склад, % (похибка)
C K	2,7	± 0,1	2,6	± 0,2
O K	2,2	± 0,1	2,1	± 0,2
Mg K	0,1	± 0,0	0,1	± 0,0
Ni K	1,3	± 0,1	1,6	± 0,1
Si K	93,7	± 0,2	93,6	± 0,2
Всього	100		100	

Як бачимо з рис. 6.10. та табл.6.1 вміст домішок вуглецю, кисню, на нашу думку, пов’язані з технологічними особливостями вирощування ниткоподібних кристалів кремнію, де в процесі підготовки використовуються різного роду пальники, дифузійний та форвакуумний насоси та комунікаційні вентилі в уставі вирощування.

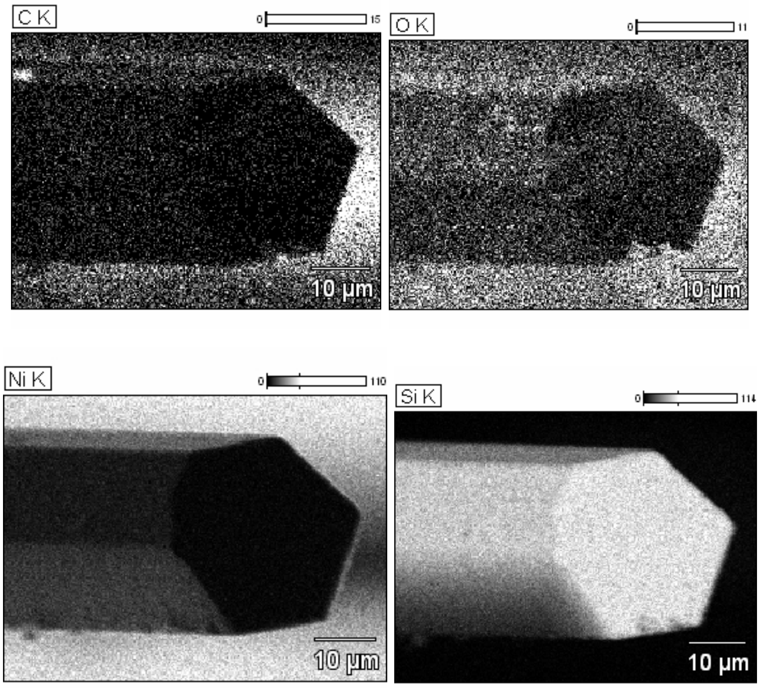


Рис.6.10. Топограми елементного вмісту мікрокристалів кремнію.

Цікавою особливістю НК є відсутність золота, яке використовувалося як каталізатор росту. Відсутність золота можна пояснити низькою розчинністю золота в кремнію – 10^{17} см$^{-3}$, що становить менше ніж 0,1 % і не може бути виявленим за допомогою цього методу.

Незрозумілою є поява вуглецю у кристалах. Ймовірною причиною наявності вуглецю є використання форвакуумного насоса для створення зниженого тиску в уставі LPCVD.

Результати досліджень магнітних властивостей нанокристалів кремнію [199–201] методом Фарадея зображено на рис. 6.11, 6.12. Зразки підготовлено з урахуванням набору маси методом запакування кристалів, в яких як зв'язувальний компонент використовували віск. Для врахування впливу сторонніх матеріалів досліджували їх магнітні властивості. Бачимо (рис. 6.13), що вплив сторонніх матеріалів на вихідний сигнал самих нанокристалів мінімальний. Існування гістерезису намагніченості з найбільшою коерцитивною силою є за температур скрапленого гелію (рис. 6.11), де саме ми спостерігали явище стрибкоподібної зміни магнетоопору [201]. Аналізуючи результати досліджень намагніченості нанокристалів кремнію, можна припустити, що існування гістерезису магнітного моменту відбувається внаслідок орієнтації всіх спінів по полю і утворення провідних каналів для руху носіїв заряду залежно від напрямку дії магнітного поля.

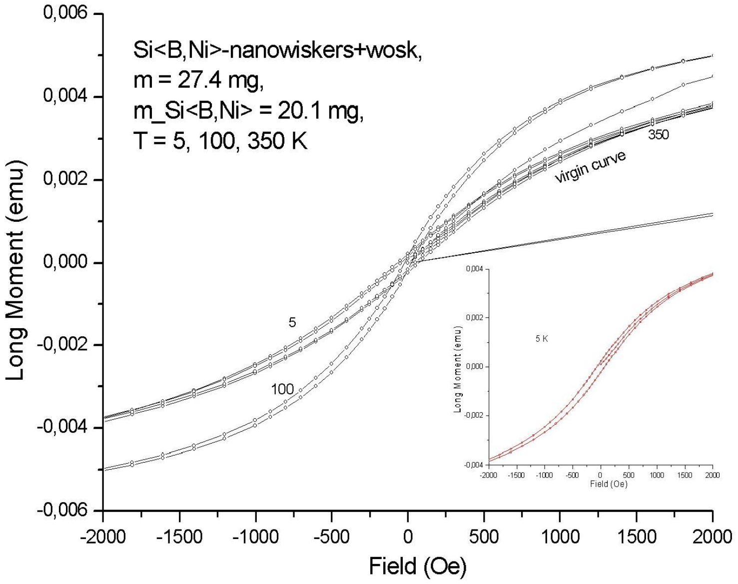


Рис. 6.11. Польова залежність намагніченості для нанокристалів кремнію, легованого нікелем за різних температур.

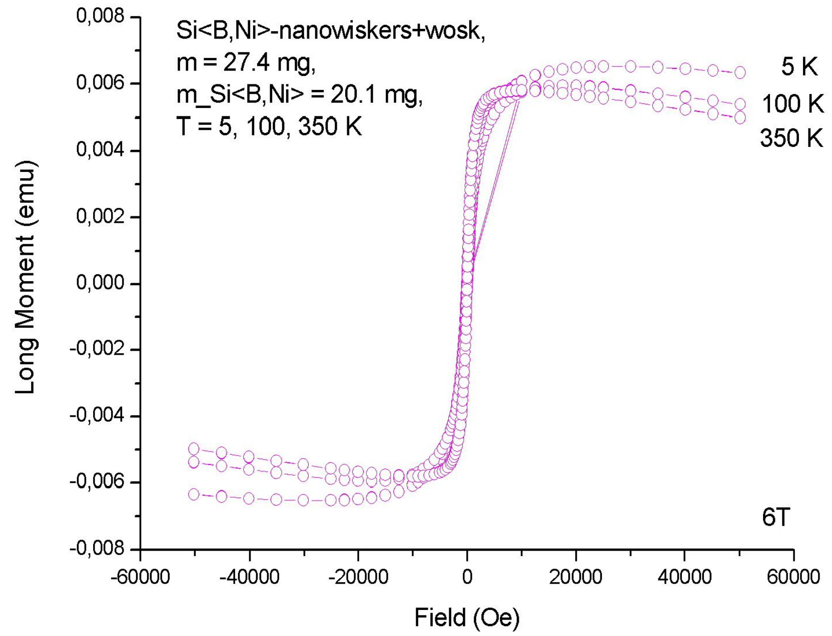


Рис. 6.12. Польова залежність намагніченості для нанокристалів кремнію, легованого нікелем у широкому інтервалі температур.

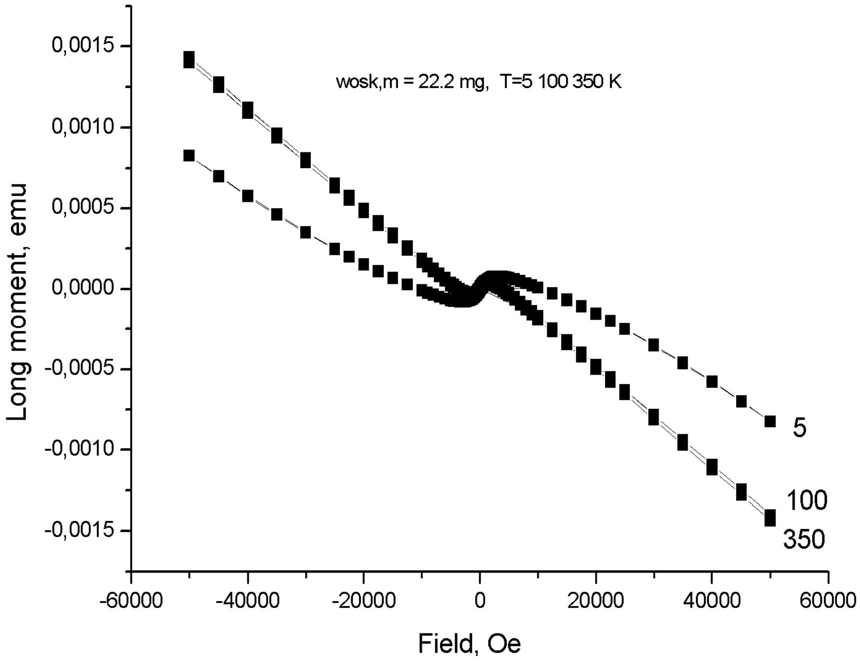


Рис. 6.13. Польова залежність намагнеченості для сторонніх матеріалів в широкому інтервалі температур.

Петля гістерезису у ниткоподібних кристалах вказує на присутність достатньої кількості магнітної домішки, що впливає на магнетотранспортні властивості кристала. Причиною виникнення магнітного впорядкування у кристалі може бути утворення магнітних структур навколо феромагнітної домішки, що поляризує носії заряду навколо локалізованих домішок бору.

6.3. Аналіз магнітного впорядкування ниткоподібних мікро- і нанокристалів кремнію.

Існує кілька теоретичних моделей для інтерпретації магнетних і транспортних властивостей таких систем. Останнім часом Камінський і Дас Сарма запропонували модель перколювання, пояснюючи як електричні та магнітні парметри набувають сильно ізолюючих властивостей [193, 202, 203]. Ця модель описує сильно компенсований матеріал, в якому з обох боків є випадковий просторовий розподіл магнітних домішок в місцях, де є локалізовані носії заряду [202]. Під впливом магнітного поля спіни локалізованих носіїв можуть поляризувати навколишні магнітні домішки, що приводить до утворення так званих магнітних поляронів (кластерів), що мають розмір, який зменшується в міру підвищення температури. Перенесення дірок (у феромагнітному режимі) відбувається за допомогою найближчого сусіда шляхом стрибка носія заряду на незайняті місця локалізації. Ця модель передбачає, що середня відстань між локалізованими дірками повинна бути більшою, ніж радіус локалізації дірок, тобто $\alpha_0^3 p << 1$, де α_0^3 представляє характеристику експонентного спаду хвильової функції дірки в локалізованих станах, *p*– ефективна концентрація дірок [193]. У наших дослідженнях, як і в теоретичних уявленнях [193, 202, 203] показано, що механізм зміни провідності задовольняє наступному співвідношенню: $\rho \propto \exp\frac{E_{hop}}{kT}$, де E_{hop} – енергія активації стрибкової провідності по локалізованим домішкам, *T* – температура спостереження [203].

У таких кристалах можна оцінити концентрацію впорядкованих магнетних центрів за значенням намагніченості насичення (рис. 6.12). У цьому разі намагніченість насичення можна подати у вигляді [204]:

$$I_S = \frac{g\mu_B N}{\rho},$$

де N – концентрація магнітних центрів, g – g-фактор (для Si $g \approx 2$); μ_B – магнетон Бора, ρ – густина.

Значення оцінених концентрацій магнітовпорядкованих центрів в мікрокристалах наведені в табл. 6.2.

Таблиця 6.2

Розраховані значення магнітовпорядкованих центрів

№ зразка	d, мкм	$I^s_{\text{пит}} \cdot 10^{-5}$ см^3·г$^{-1}$·Е	N, см$^{-3}$
1	0,1–0,2	125,7	$7{,}5 \cdot 10^{15}$
2	0,5–0,7	5,6	$4{,}3 \cdot 10^{14}$
5	30–40	12,3	$1{,}2 \cdot 10^{15}$
6	40–50	23,1	$2{,}3 \cdot 10^{15}$

Ураховуючи те, що раніше [205] під час експериментальних досліджень намагніченості мікрокристалів було помічено відхилення від закону Кюрі–Вейса, а саме визначено від’ємну температуру Кюрі, що вказує на наявність антиферомагнітної взаємодії ми запропонували модель (рис. 6.14), де схематично показано можливе магнітне впорядкування, а стрілками зображено перескоки носіїв зарядку по локалізованих домішках бору. Ця модель ураховує результати щодо виявлених раніше ефектів, як стрибкової провідності, так і стрибка магнетоопору. Окрім цього, ця модель враховує обидва стани магнітного впорядкування: антиферомагнітного (режим I) – у кристалах за низьких магнітних полів, коли магнітна домішка захоплює носії заряду, локалізовані на домішці бору з протилежно спрямованими спінами. У результаті чого ми можемо спостерігати формування магнітної структури (провідного кластера) та стрибок магнетоопору на графіку залежності (рис. 6.5) при руйнуванні магнітного кластера (на графіку ми відмітили цей стрибок, як існування аномального позитивного магнетоопору); феромагнітного (режим II) – наявність від’ємного магнетоопору, коли магнітна домішка захоплює носії заряду, локалізовані на домішці бору з односпрямованими спінами (рис. 6.3).

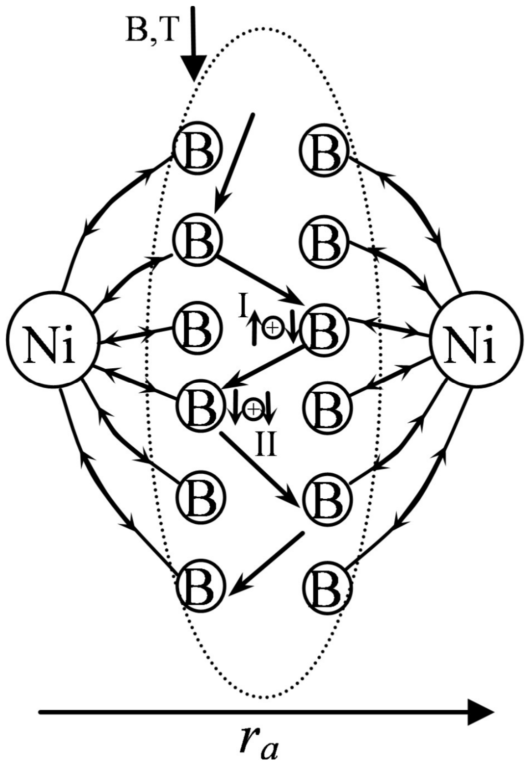
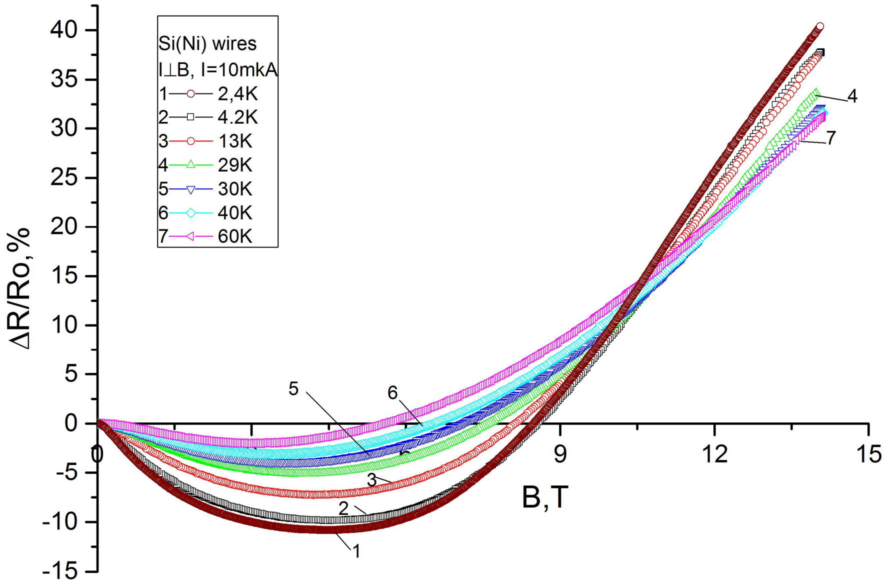


Рис.6.14. Схематичне зображення моделі провідності мікрокристалів за низьких температур, що враховує спін-поляризаційні ефекти.

З іншого боку, результати магніто-транспортних досліджень вказують на домінуючий внесок магнітної домішки у низькотемпературні характеристики кристалів. Результати стосуються ниткоподібних кристалів кремнію, концентрація яких відповідає діелектричній стороні переходу метал–діелектрик, в одному випадку, та з металевої сторони у віддаленій ділянці в іншому випадку. На рис.6.15,*а* зображено відносну зміна магнетоопру в поперечному напрямках стосовно напрямку магнітного поля у температурному інтервалі 2,4–70 К, а на рис. 6.15,*б* температурна залежність опору в широкому інтервалі для цього самого зразка. Як бачимо (рис. 6.15, *а*) інтервал існування від'ємного магнетоопору суттєво розширився. Можна припустити, що інтервал існування стрибкової провідності по двічі зайнятим станам, яку ми раніше анонсували в інтервалі існування від’ємного магнетоопору, суттєво збільшилась. Очевидно, що присутність магнітної домішки істотно впливає на локалізовані дірки, по яких реалізується стрибкова провідність, а провідний канал, тобто впорядкування, існує для значно вищих температур. Водночас дослідження температурної зміни опору дозволяють припустити, що енергія активації стрибкової провідності, на перший погляд, відповідає енергії зі змінною довжиною стрибка, що на рис.6.15б представлено у двох ділянках до температури 70 К. Раніше схожі результати були опубліковані в роботі [157]. Що стосується зразка, зображеного на рис. 6.15,*в*, то його температурна залежність опору є типова для металевої ділянки переходу метал–діелектрик, однак зміна його магнетоопору вказує на затухання ефекту стрибкоподібної зміни магнетоопору мікрокристалів Si *p*-типу, які було представлено раніше. Бачимо (рис. 6.15, *б*) E_{hop} = 1,2 меВ, що узгоджується з попередніми результатами для ниткоподібного Si, легованих домішкою бору. У мікрокристалах *p*-типу Si з домішкою *Ni* виявлено електрично активні глибокі рівні з енергією іонізації 0,22 еВ [206], а відтак домішкою Ni можна знехтувати щодо внеску у величину провідності, що, своєю чергою, вказує тільки на компенсацію носіїв заряду у мікрокристалах.



а

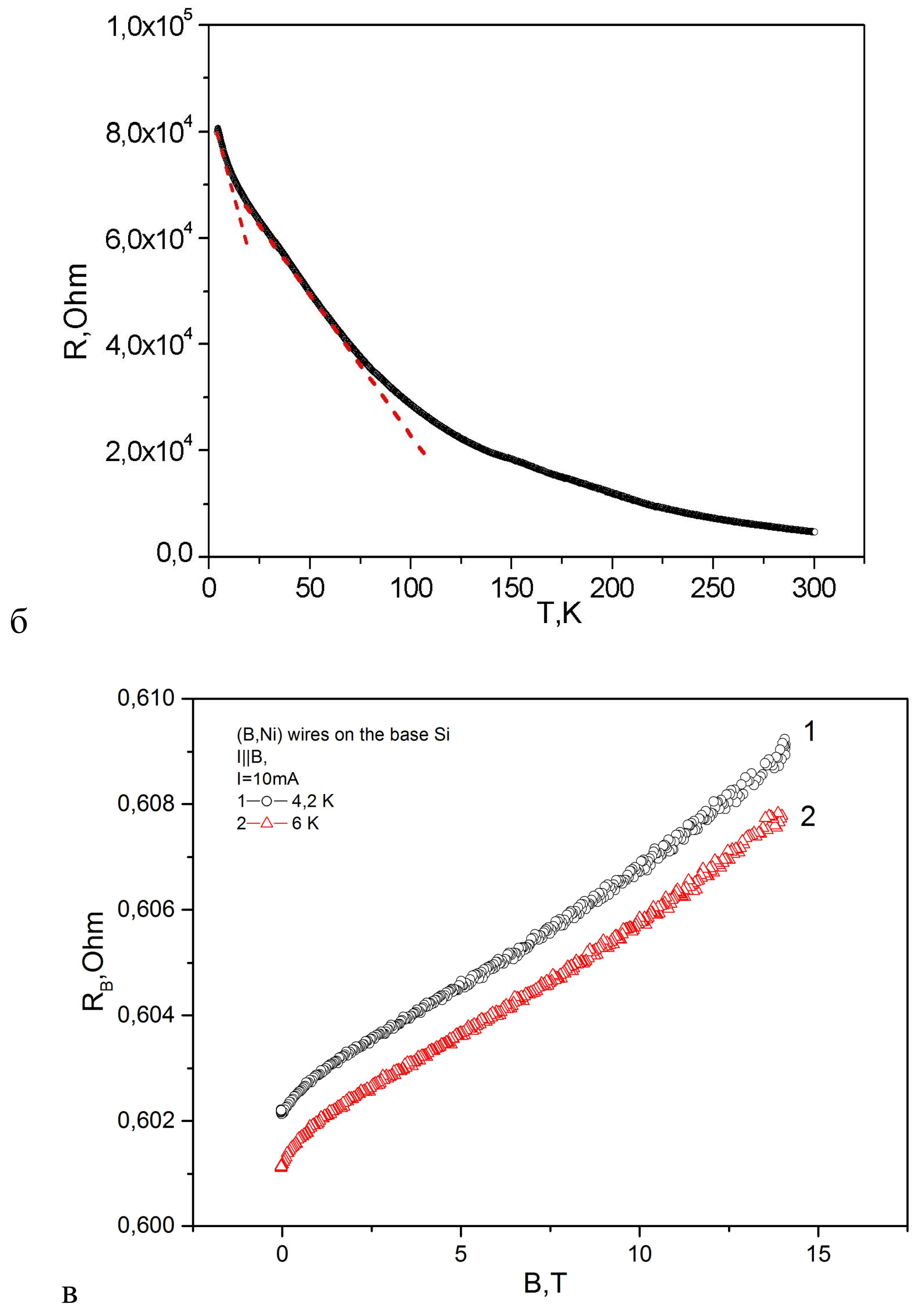


Рис.6.15. Магнетоопір легованих мікрокристалів кремнію з діелектричного боку ПМД ($N_B<5\cdot10^{18}$см$^{-3}$) за різних температур (*а*); температурна залежність опору легованих мікрокристалів кремнію з діелектричного боку ПМД ($N_B<5\cdot10^{18}$см$^{-3}$) (*б*); Магнетоопір легованих мікрокристалів кремнію з металевого боку ПМД ($N_B>5\cdot10^{18}$см$^{-3}$) за різних температур (*в*).

Беручи до уваги дані низькотемпературної залежності магнетоопору мікрокристалів кремнію, магнітного моменту цих кристалів та дані праці

[207], де напряму вказаний квадратичний зв’язок між зміною магнетоопору кристалів та їх намагніченістю, підтверджено, що домінуючу роль у магнето-транспортних властивостях кристалів відіграє наявність магнітної домішки у кристалах.

Отже, в результаті низькотемпературних досліджень магнетних та магнето-транспортних властивостей нанокристалів кремнію, легованих домішками бору та нікелю встановлено, що для температур до скрапленого гелію включно провідність таких кристалів змінюється стрибкоподібно внаслідок локалізації домішкових рівнів. Магнітні властивості кристалів, рівень концентрації яких перебуває поблизу переходу метал-діелектрик з діелектричного та металевого боків підлягають законам перколювання із утворенням магнітних кластерів, що, своєю чергою, важливо для розроблення приладів, які можуть застосовуватись у спінтроніці. Принцип роботи таких сенсорів оснований на значному магнето-резистивному ефекті, який сягає 250 %, що буде представлено у подальших розділах роботи.

6.4. Розрахунок параметрів стрибкової провідності ниткоподібних мікро- і нанокристалів кремнію за кріогенних температур.

Як відомо, одним із можливих механізмів перенесення заряду в легованих і компенсованих напівпровідниках є термічно активовані перескоки (стрибки) [208]. Як зазначалося, ми виявили від’ємний магнетоопір в НК Si з концентрацією домішки, близькою до критичної для ПМД. Окрім того на температурних залежностях провідності в інтервалі низьких температур спостерігаються деякі особливості для цих кристалів (рис. 6.16): немонотонний характер зміни опору в інтервалі температур до 100 K. Необхідно зауважити, що стрибки носіїв заряду по локалізованих центрах відповідальні також за провідність на змінному струмі.

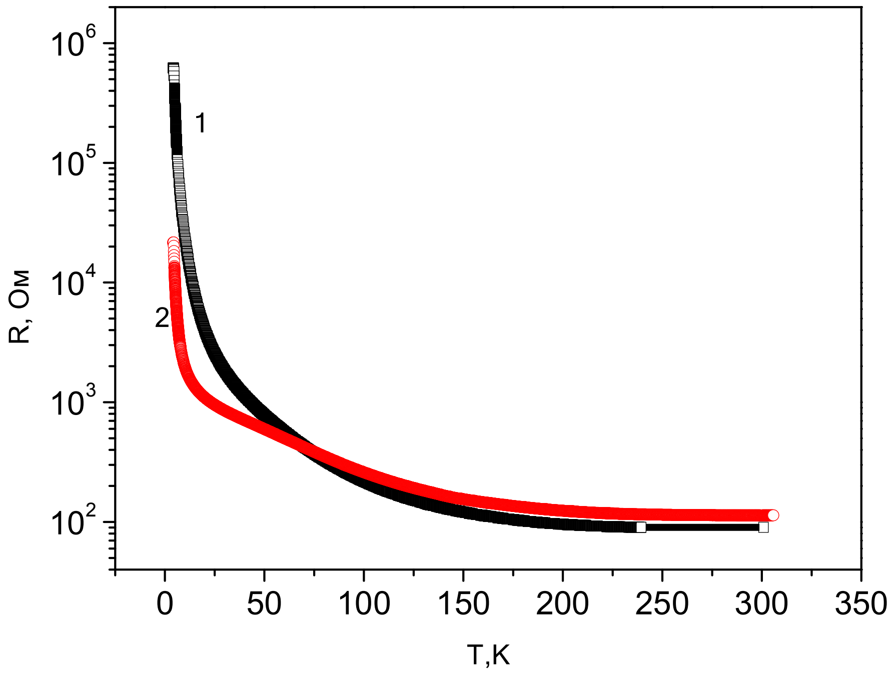


Рис. 6.16. Залежність опору в НК від температури для зразків з питомим опором за кімнатної температури $\rho_{300\ К}$: 0,0168 Ом × см (1); 0,0143 Ом×см (2).

Раніше виявлені певні особливості низькотемпературного транспорту носіїв заряду описано в праці [190], а основні параметри щодо енергій активації таких процесів зведено в табл.6.3.

Аналіз досліджень на постійному струмі.

За кріогенних температур (T<77 К) електропровідність легованих напівпровідників можна записати як суму трьох доданків з відповідними енергіями активації ΔE_i [208–210]:

$$\sigma = \sum_{\mu=1}^{3} \sigma_i \exp\left(\frac{-\Delta E_i}{kT} \right), \qquad (6.1)$$

де ΔE_i – енергія активації основного домішкового стану (акцепторного у нашому випадку), ΔE_2 та ΔE_3 – це енергії активації стрибкової провідності: $\Delta \mathrm{E}_3$ описує стрибкову провідність з незалежними або корельованими стрибками по парах домішкових центрів, ΔE_2 – стрибкову провідність по двічі зайнятих домішкових станах (по A^+-зоні для напівпровідників легованих акцепторними домішками).

Таблиця.6.3.

Енергії активації мікрокристалів Si *p*-типу за низьких температур [190]

Зразок	**Si:** 3×10^{18} см$^{-3}$	**Si:** 8×10^{17} см$^{-3}$
Недеформований (ε=0)	E_3=0,589 (4,2–5,8 К)	E_3=2,75 (4,2–6,1 К)
Деформований стиском ε=-3,8×10^{-3}	E_3=0,443 (4,2–6 К)	E_3=0,015 (4,2–6,9 К)
	E_2=6,452 (10–22,7 К)	–
Деформований розтягом ε=+4,7×10^{-4}	E_3=0,099 (4,2–5,4 К)	E_3=0,198 (4,2–5,8 К)
	E_2=3,279 (8–26,6 К)	–

Як правило, елементарний стрибковий процес може бути або термічно активований стрибок через потенціальний бар'єр (надбар’єрний) або тунелювання крізь бар’єр за участю фонона (квантовий). Чинником, який визначає ймовірність тунелювання є перекриття в хвильових функціях двох локалізованих станів. Хвильова функція локалізованих станів експоненційно зменшується при віддаленні від центру як $\psi\approx\exp(-\alpha r)$, де α – показник наскільки локалізована функція. Ймовірність переходу активаційного стрибкового процесу через потенціальні бар’єри між станами E_i і E_j визначається фактором Больцмана $\exp(-W/k_BT)$, де $W = E_i - E_j$. Ймовірність переходу між двома центрами є випадковою величиною і визначається двома доданками для тунелювання – $\exp(-2\alpha R)$ і для фононної взаємодії – $\exp(-W/k_BT)$ [209, 210]:

$$w_{ij} = w_0 \exp(-2\alpha R_{ij} - \frac{w}{k_B T}), \qquad (6.2)$$

де R_{ij} – відстань між центрами і ω_0 – кількість носіїв, яка залежить від їх взаємодії з решіткою.

Всі моделі стрибкової провідності описують узгодженість центрів, що хаотично розподілені в товщі і по енергіях. Накладання електричного поля викликає спрямований потік носіїв заряду за стрибковим механізмом. Перенесення носіїв заряду залежить від температури як видно з (6.1). За високих температур, другий доданок експоненти в (6.2) малий порівняно з першим, так що струм регулюється шляхом випадкового просторового розподілу локалізованих центрів. У цьому разі відбувається так званий *R*-перескок, а провідність визначається найближчим сусідом і має активаційний характер. За низьких температур, стрибковий транспорт відбувається в рамках декількох k_BT в околі рівня Фермі. Відповідно до провідності на постійному струмі за Моттом вона регулюється пастками для яких експонента в (6.2) стає мінімальною. В цих експериментах питомий опір досліджуваних зразків описується моттівською стрибковою провідністю зі змінною довжиною стрибка (6.3), оскільки присутні лінійні ділянки на залежності ln(ρ)=f($T^{-1/4}$) для зразка (рис. 6.16, 6.17). В цьому разі (так звані *R*-ε-стрибки) проявляється закон Мотта $T^{-1/4}$ [208,210,211]:

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}, \tag{6.3}$$

де T_0 стала, що пропорційна густині станів в околі рівня Фермі $N(E_F)$, k_B – стала Больцмана,

$$T_0 = \frac{17{,}6}{N(E_F)a^3k_B}, \tag{6.4}$$

де $a=\alpha^{-1}$ – радіус локалізації. Визначення закону $T^{-1/4}$ вимагає деяких основних припущень, тобто: нехтуванням кореляцією між енергіями сусідніх ділянок, взаємодією між електронами на суміжних ділянках і нехтуванням зміни густини станів з енергією. Використовуючи статистику Больцмана, яка враховує, що енергія стрибків повинна задовольняти умові $W>2k_BT$ [211], представляємо найбільш ймовірну довжину стрибка *R*:

$$R = \frac{3}{4}\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4} \alpha^{-1} \tag{6.5}$$

з енергією *W* стрибкової провідності між центрами :

$$(4/3)\pi R^3 N_F (W/2) = 1 . \qquad (6.6)$$

При цьому складова магнетоопору ρ(*H*), зумовлена стисненням хвильової функції в магнітному полі має вигляд [208, 210]:

$$\ln\left(\frac{\rho(H)}{\rho(0)}\right) = \frac{5}{2016} a^4 H^2 (T_0 / T)^{3/4} /(c^2 \hbar^2) \qquad (6.7)$$

де *c* – швидкість світла, *h*– стала Планка.

Як бачимо із співвідношень (6.5–6.7), одночасне вимірювання температурних залежностей провідності і магнетоопору дозволяють незалежно знайти густину станів і радіус локалізації, здійснюючи таким чином спектроскопію локалізованих станів.

Як бачимо з рис. 6.16 збільшення концентрації домішок в НК приводить до появи плеча, що спостерігається при 60 К для зразку з $\rho_{300\ K}$ = 0,0143 Ом × см (рис. 6.16, крива 2). Поява плеча вказує на зміну в механізмі провідності в зразках при наближенні до переходу метал–діелектрик. Можна припустити, що ми спостерігаємо перехід від стрибкової провідності (крива 1, рис. 6.17) до провідності зі сталою довжиною стрибка (між найближчими сусідами) (рис. 6.17, крива 2). Для підтвердження цього припущення, перевіримо прояв закону Мотта на аналізованих зразках.

Згідно із законом Мотта, при кінцевій густині станів на рівні Фермі $N(E_F)$ низькотемпературне перенесення електронів відбувається за допомогою стрибкового тунелювання зі змінною довжиною стрибка по локалізованих домішках з поглинанням або випромінюванням фононів [208, 210]. У наших експериментах, питомий опір зразків ρ_{300K} = 0,0168 Ом × см описаний в законі Мотта, оскільки спостерігається лінійна залежність $\ln(\rho) = f(T^{1/4})$ (див. рис. 6.17, крива 1) за низьких температур. На жаль, для зразків з $\rho_{300\ K}$ = 0,0143 Ом × см спостерігається значне відхилення від закону Мотта (рис. 6.17, крива 2), що може свідчити про зміну механізму провідності.

Що стосується поведінки опору зразка в магнітному полі, то значної різниці між аналізованими зразками немає, за винятком значення магнетоопору кристалів.

Ураховуючи стрибкову модель провідності постійного струму, зокрема співвідношення (6.5) – (6.7), можна отримати основні параметри низькотемпературної провідності. Параметр T_0 визначається з рис. 6.16 за допомогою співвідношення (6.5) від залежностей лінійної апроксимації ln (ρ)=f($T^{-1/4}$) за низької температури. Як випливає із співвідношень (6.5) і (6.6), одночасне вимірювання температурної залежності опору та магнетоопору дозволяє незалежно знайти радіус локалізації a і густину станів $N(E_F)$. Тоді співвідношення (6.5), (6.7) дозволяє оцінити довжину стрибків R і енергію W.

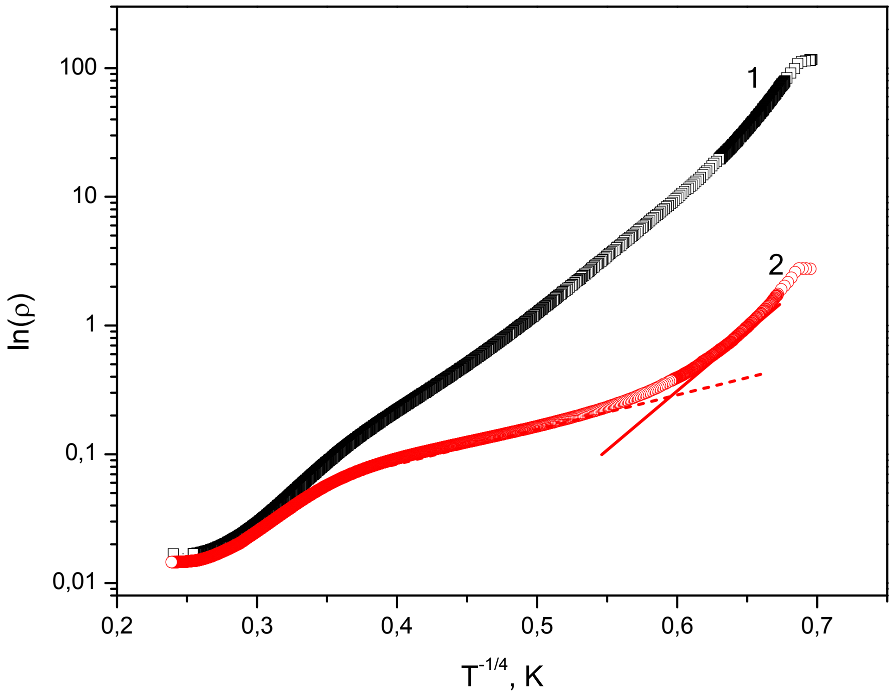


Рис. 6.17. Залежність опору за законом Мотта для зразків з питомим опором ρ=0,0168 Ом×см (1); ρ=0,0143 Ом×см (2).

Розраховані з параметрів вимірювання постійного струму – густина станів $N(E_F)$, радіус локалізації a, довжина стрибків R і стрибкова енергія W для обох зразків наведено в табл. 6.4.

Аналіз досліджень на змінному струмі.

Згідно проведених досліджень електропровідності НК Si з концентрацією домішки, що відповідає діелектричному боку ПМД, в низькотемпературному інтервалі спостерігається моттівська стрибкова провідність зі змінною довжиною стрибка [157,212]. У цьому разі носії заряду локалізовані на домішках і здійснюють стрибки в межах домішкової зони. За умови прикладання постійного струму, чи змінного струму низької частоти менше 10^2 Гц цей процес має активаційний характер, тобто відбувається з енергією активації від часок до декількох мілielекторнвольтів і, відповідно, відбувається з втратами енергії.

Зазвичай, стрибкову провідність як на постійному, так і на змінному струмі спостерігають за низьких температур, коли вона домінує над провідністю, зумовленою термозбудженими носіями заряду у зоні [213–217]. Провідність зонного типу аж до частот 10^{10}–10^{11} Гц є частотно незалежною. Доволі часто у діапазоні $\omega<10^{10}$ Гц спостерігається залежність дійсної частини комплексної провідності:

$$\sigma(\omega) = \mathrm{Re}\,\sigma(\omega) \approx \omega^n , \qquad (6.8)$$

де показник n переважно набуває значень у межах $0{,}64 \le n \le 1{,}0$ і слабко залежить від температури. Показник n є функцією частоти. У стрибкоподібній провідності можна виділити різні характерних діапазони частот. У вкрай низьких і низьких частотах – провідність практично стала; діапазон частот, де провідність зростає з частотою. Нарешті, зустрічається діапазон, де у високочастотній ділянці провідність насичується і починає зменшуватись до нуля зі збільшенням частоти. В кінцевому етапі провідність виражається формулою Поллака [214]:

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{3}\pi\, e^2\, kT\,[N(E_F)]^2\, \alpha^{-5}\, \omega[\ln(\frac{\nu_{фон}}{\omega})]^4 \ , \qquad (6.9)$$

де e – заряд електрона, $N(E_F)$ – густина станів на рівні Фермі, α – стала спаду хвильової функції локалізованого носія, $\nu_ф$ – фононна частота.

Використовуючи таку частотну залежність провідності напівпровідника та отримані експериментальні результати для зразків НК Si *p*-типу (рис. 6.18) оцінено середню довжину стрибка та концентрацію акцепторної домішки у кристалах [157,212].

Підставляючи типові значення фононної частоти $\nu_{\phi} = 10^{12}\ Гц$ у співвідношення (6.9), показано, що в діапазоні частот до 1 МГц провідність добре апроксимується залежністю з показником *n*=0,8. Використовуючи отримані експериментальні дані, було проведено розрахунок густини станів у зразках. Стала спаду хвильової функції локалізованого носія вимірюється в обернених ангстремах і для кремнію становить α^{-1}=17 Å. Підставивши наведені дані і провівши розрахунки визначили, що для кристалів з питомим опором $\rho_{300\ K}$ = 0,011 Ом×см та $\rho_{300\ K}$ = 0,009 Ом×см за 4,2 К $N(E_F)$=3,2·10^{20} см$^{-3}$·еВ$^{-1}$ та $N(E_F)$=8,4·10^{20} см$^{-3}$·еВ$^{-1}$ відповідно.

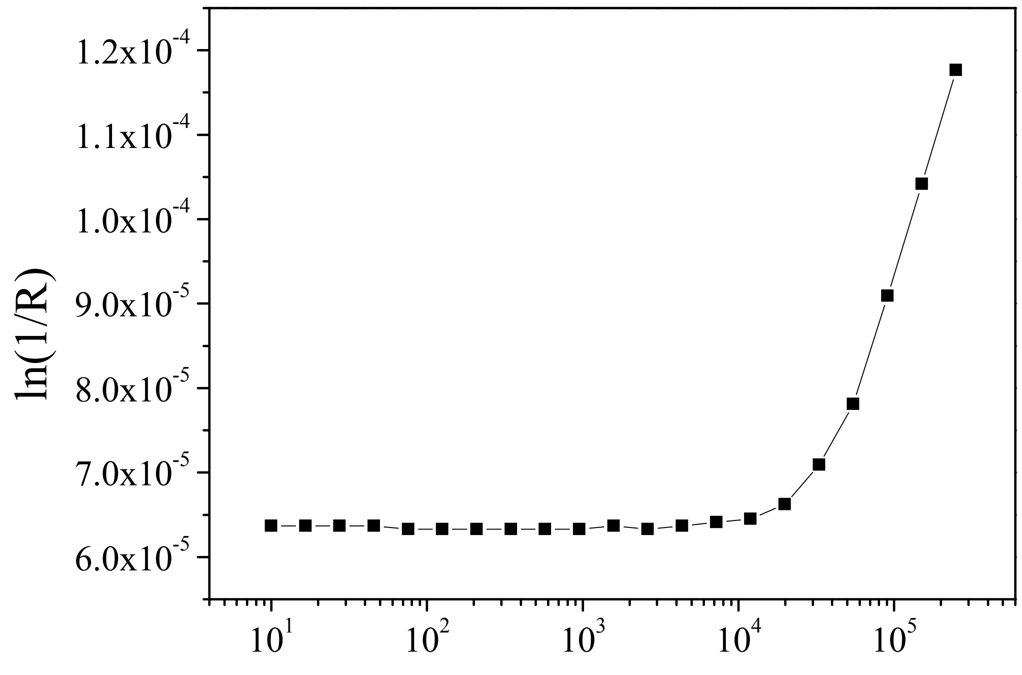


Рис. 6.18. Частотні залежності провідності мікрокристалів кремнію ($\rho_{300\ K}$=0,011 Ом×см) за температури *T*=4,2К.

Згідно стрибкової провідності на змінному струмі середній час стрибка τ носія із поглинанням або випусканням фонона визначається виразом:

$$\tau^{-1} = \nu_{ф} \exp(-2\alpha R), \qquad (6.10)$$

де R – довжина стрибка. Значення τ^{-1} визначаємо із залежності ln(1/R) =f (ln(ω)) як середню частоту, за якою виконується закон $\omega^{0,8}$. Після підстановки даних отримане значення середньої довжини стрибка у досліджуваних кристалах R=49 Å (табл. 6.4) та R=45 Å, відповідно.

Знаючи величину R із співвідношення:

$$\frac{4}{3}\pi R^3 N_t = 1, \qquad (6.11)$$

можна оцінити концентрацію акцепторних рівнів N_t, яка для цих зразків дорівнює $3{,}6\cdot10^{18}$ та $5{,}2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$. Отримане значенням концентрації акцепторної домішки $3{,}6\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ відповідає діелектричному боку переходу метал-діелектрик, тоді як значення $5{,}2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ (табл. 6.4) стосується переходу. Спостерігається добра кореляція даних, отриманих з результатів вимірювання провідності на змінному та постійному струмах. Так, на основі залежності ln(1/R)=f(1/T), побудованої за експериментальними даними, визначено енергію активації стрибкової провідності носіїв заряду у кристалах в інтервалі низьких температур 4,2–20 К, яка становить ε_3=3,6 меВ. На основі даних імпедансної спектроскопії також можна оцінити глибину пасткових центрів поблизу рівня Фермі згідно співвідношення

$$\Delta E N(E_F) = N_t. \qquad (6.12)$$

Отримане значення енергії активації ε≈4,1 мкеВ порівняльне зі значенням ε_3, отриманим з температурних залежностей провідності. Таким Отже, низькотемпературна провідність кристала зумовлена стрибками по домішковій зоні кристала з енергією активації ε_3. Аналогічні розрахунки проведено також і для інших концентрацій (табл.6.4).

Таблиця 6.4

*Розраховані параметри досліджуваних кристалів [157]

ρ_{300K}, Ом×см	$N(E_F)$, еВ×см$^{-3}$	R_{hop}, нм	a_{DC}, нм	a_{AC}, нм	W_{DC}, меВ	W_{AC}, меВ	W, меВ
0,0143	9,8 10^{17}	5,8-6,5	5,8	18	1,16	2,6	1,8
0,0168	8,96 10^{17}	8,0-9,5	8,6	26	1,22	3,0	2,3

* де $\rho_{300\ K}$- питомий опір зразка; $N(E_F)$- густина станів на рівні Фермі, R_{hop} - довжина стрибка носіїв заряду; a - радіус локалізації носіїв заряду на постійному та змінному струмах, відповідно; W_{DC}– енергія активації носіїв заряду, розрахована з експериментальних даних на постійному струмі; W_{AC}-енергія активації носіїв заряду, розрахована з експериментальних даних на змінному струмі; W – енергія активації носіїв заряду, отримана безпосередньо з експериментальних даних.

Проведені розрахунки на основі частотних вимірювань дозволили оцінити енергію активації і радіуси стрибків залежно від концентрації легувальної домішки, а також густину станів на рівні Фермі. Ці величини дозволили оцінити динаміку низькотемпературної провідності в мікрокристалах Si залежно від концентрації легувальної домішки.

6.5. Висновки

Детальний аналіз результатів експериментів з дослідження магнітних та магнето-транспортних властивостей ниткоподібних мікро- і нанокристалів кремнію дозволив виявити наступне:

1. Низькотемпературне перенесення носіїв заряду відбувається за допомогою стрибкового тунелювання зі змінною довжиною стрибка по локалізованих домішках з поглинанням або випромінюванням фононів. Встановлено появу від’ємного магнетоопору у легованих мікрокристалах Si з концентрацією легувальної домішки, що відповідає переходу метал–діелектрик. На основі аналізу температурних залежностей опору та магнетоопору НК Si встановлено, що в інтервалі низьких температур відбувається стрибкова провідність по двічі зайнятих носіями з антипаралельними спінами локалізованих домішкових станах, яка приводить до виникнення від’ємного магнетоопору.

2. Експериментально доведено стрибкоподібний характер провідності, що реалізується за законом Мотта для низькотемпературного перенесення носіїв заряду у зразках ниткоподібних кристалів кремнію, концентрація домішки яких стосується наближення переходу метал–діелектрик з діелектричного боку, за спеціальною методикою, що полягає у співідношені температур, за яких магнетоопір зразків змінює знак з від'ємного на додатний.
3. На основі магнітних та магнето-транспортних результатів досліджень ниткоподібних кристалів кремнію, концентрація домішки яких відповідає околу переходу метал–діелектрик з діелектричного боку, визначено, що магнітні властивості кристалів, підлягають законам перколювання із утворенням магнітних кластерів (поляронів) і вкладаються в рамки моделі Камінського і Дас Сарма, яка полягає у поляризації спінів локалізованих носіїв заряду оточуючих магнітних домішок.
4. Запропоновано використання ниткоподібних кристалів кремнію, легованих магнітною домішкою, у сенсорах, які можуть застосовуватись у спінтроніці. Принцип роботи таких приладів оснований на значному магнето-резистивному ефекті в полях до 14 Тл, сягає 250 % і проявляється в залежності від величини прикладеного магнітного поля.

РОЗДІЛ 7

ПРИЛАДИ ТА ПРИСТРОЇ ТВЕРДОТІЛЬНОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ НА ОСНОВІ ЛЕГОВАНИХ МІКРОКРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ ТА СТРУКТУР КРЕМНІЙ-НА-ІЗОЛЯТОРІ: СТВОРЕННЯ, ХАРАКТЕРИСТИКИ, ПАРАМЕТРИ

7.1. Створення сенсорів деформації на основі мікро- і нанокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі.

Сучасний розвиток науки та різних галузей промисловості вимагають широкого впровадження автоматизованих систем управління та контролю різноманітних технологічних і фізичних процесів. Своєю чергою, удосконалення систем контролю та управління вимагає удосконалення сенсорів як первинних засобів отримання інформації. В розділі описано дослідження, спрямовані на розроблення фізичних основ створення сенсорів на основі легованих напівпровідників, у тому числі приладів, що виконані з використанням суміщеної технології формування структур кремній-на-ізоляторі та ниткоподібних нанокристалів кремнію.

7.1.1 Створення чутливих елементів сенсорів деформації на основі мікрокристалів кремнію за кріогенних температур.

Наведені результати дослідження характеристик ниткоподібних кристалів Si на змінному струмі з концентрацією легувальної домішки бору в околі переходу метал–діелектрик дозволяє використовувати їх як чутливі елементи сенсорів деформації для широкого інтервалу температур (4,2÷300К). Для оцінки можливості створення сенсорів деформації для заданого інтервалу температур на основі ниткоподібних кристалів Si *p*-типу провідності з концентрацією легуючої домішки в околі переходу метал-діелектрик проведено дослідження тензометричних характеристик цих кристалів, закріплених на пружних елементах, виготовлених з різних матеріалів.

На рис. 7.1 наведено температурна залежність відносної зміни опору, що визначався за допомого змінного струму, з деформацією мікрокристалів кремнію *p*-типу з питомим опором ρ_{300K}=0,0168 Ом×см, а на рис.7.2 температурні залежності коефіцієнта тензочутливості (*K*) для мікро кристалів із питомим опором ρ_{300K}=0,0168 Ом×см та ρ_{300K}=0,0142 Ом×см, який визначався із співвідношення:

$$K = (R - R_0)/(R_0 \times \varepsilon),$$

де *R₀* –опір недеформованого (вільного) зразка, *R* –опір деформованого кристала, ε – одновісна деформація.

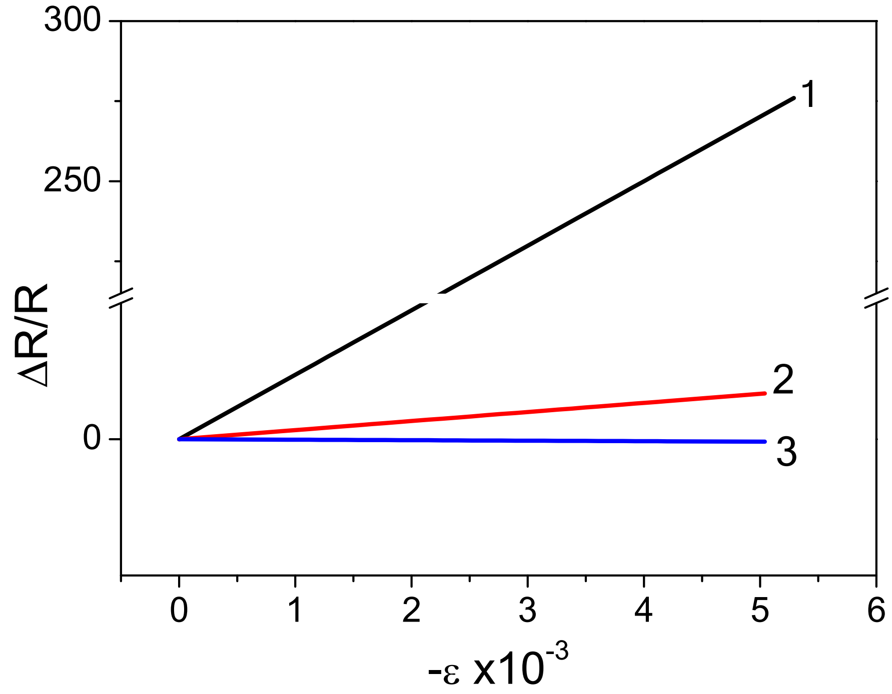


Рис.7.1. Деформаційні характеристики тензорезистора на основі мікро кристалів кремнію з $\rho_{300\,K}$=0,0168 Ом×см за температур (К): 4,2 (1), 20 (2), 77 (3).

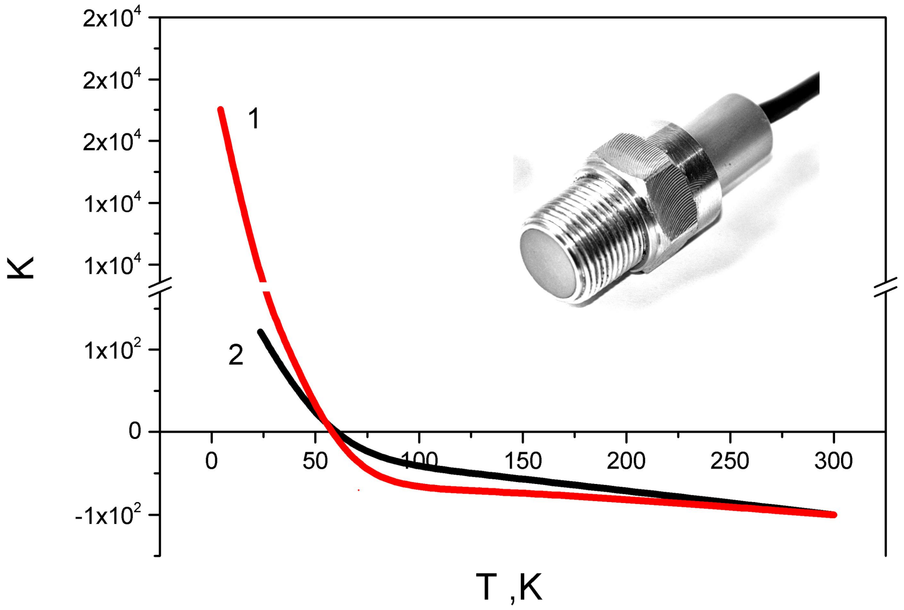


Рис.7.2. Залежність коефіцієнта тензочутливості від температури мікрокристалів кремнію із питомим опором $\rho_{300\,К}$=0,0168 Ом×см (крива 1) та $\rho_{300\,К}$=0,0142 Ом×см (крива 2). На вставці – зовнішній вигляд сенсора.

Як бачимо (рис. 7.1, 7.2) для зразків з концентрацією легувальної домішки в околі ПМД з діелектричного боку, яким відповідають питомі опори $\rho_{300\,К}$=0,0142 Ом×см та $\rho_{300К}$=0,0168 Ом×см одновісна деформація ефективно впливає на опір таких ниткоподібних кристалів в області кріогенних температур. Деформація стиску (ε=–3,8×10^{-3}) приводить до зростання опору мікрокристалів Si з $\rho_{300\,К}$=0,0168 Ом×см приблизно у 277 разів (рис.7.1), тоді як у зразках із $\rho_{300\,К}$=0,0142 Ом×см всього у 3 рази за температури 4,2 К. Коефіцієнт тензочутливості зразків з питомим опором $\rho_{300\,К}$=0,0168 Ом×см в інтервалі гелієвих температур досягає гігантських значень: $K_{4.2\,К}$≈–53000 на постійному струмі та $K_{4.2\,К}$≈15500 на змінному струмі при деформації стиску (рис.7.2). Водночас значення коефіцієнта тензочутливості для зразків із питомим опором $\rho_{300\,К}$=0,0142 Ом×см значно менше в усьому досліджуваному інтервалі температур. Такі гігантські значення коефіцієнта тензочутливості для зразків із $\rho_{300\,К}$=0,0168 Ом×см в інтервалі гелієвих температур пояснюється, як було згадано, так званим “некласичним” механізмом п’єзоопору, що зумовлений перенесенням носіїв заряду по локалізованих або частково локалізованих домішкових станах. Подальше збільшення питомого опору досліджуваних зразків не приводить до зростання ефективності впливу деформації на опір, а навпаки – цей ефект суттєво зменшується. [218,219].

Наведені результати досліджень тензометричних характеристик НК Si на змінному струмі, закріплених на пружних елементах, дають можливість прогнозування високо чутливих сенсорів механічних величин на основі цих кристалів, дієздатних в широкому інтервалі температур, у т.ч. гелієвих.

7.1.2. Створення чутливих елементів сенсорів деформації на основі структур кремній-на-ізоляторі.

З метою отримання сенсорів на різні інтервали сили виконано розрахунки пружного чутливого елемента у вигляді консольної кремнієвої балки залежно від її геометрії. На рис. 7.3 показано чутливий елемент сенсора деформації.

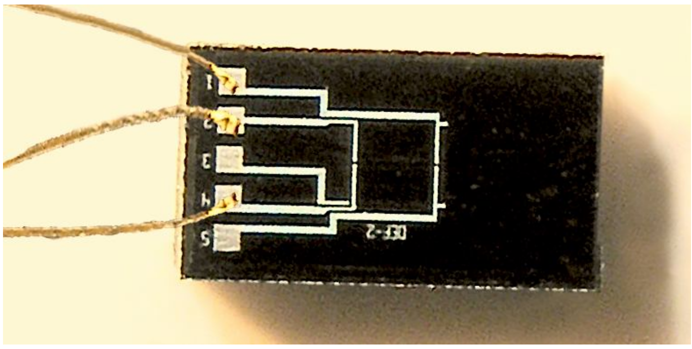


Рис. 7.3. Мікрофотографія чутливого елемента сенсора деформації на основі полікремнію в КНІ-структурах.

Деякі розрахунки інтервалів номінального навантаження F_o та частоти залежно від довжини балки, за заданих параметрів чутливого елемента (b = 2 мм, h= 500 мкм, d = 1 мм, x_o= 2 мм, $E_{<110>}$= 1,7·10^5 Н/мм), зведено в табл. 7.1.

Таблиця 7.1

Результати розрахунку номінального навантаження $F_о$
та частоти залежно від довжини балки, за заданих параметрів чутливого елемента сенсора зусилля

Довжина балки, l, мм	Зусилля, F_o, Н	Частота резонансу, ϑ, кГц
3,5	6,0	122,0
4,0	3,8	93,4
5,5	1,9	49,4

З табл. 7.1 випливає, що, змінюючи розміри кремнієвої балки і використовуючи різні ділянки чутливого елемента з мостовими схемами, можна одержати сенсори на різні інтервали сили від 0–100 Гс (0–1,0 Н) до 0–600 Гс (0–6,0 Н) з достатньо великою власною частотою – 50–120 кГц.

У працях [220–222] проведено розрахунок та проектування топології чутливих елементів сенсорів зусилля. Чутливий елемент формувався на основі КНІ-структури з підкладки з монокристалічного кремнію (100) завтовшки 500 мкм. Кожен чутливий елемент мав форму прямокутника, видовженого в напрямку [110], – напрямку максимальної тензочутливості на площині (100) кремнію. Розміри чутливого елемента відповідали 2×6 мм.

Топологія чутливих елементів проектувалась у двох варіантах: з власними елементами підлаштування початкового вихідного сигналу (“нуля”) сенсора з полікремнієвими п’єзорезисторами розмірами 300×7 мкм та без таких елементів підлаштування з тензорезисторами розміром 600×16 мкм. Активний елемент складався з чотирьох полікремнієвих тензорезисторів, з’єднаних у схему розімкненого моста. Така схема з’єднання уможливлює оперативний контроль параметрів тензорезисторів і, за необхідності, корегування технологічного процесу. Градуювальну характеристику сенсора зусилля за різних температур наведено на рис. 7.4.

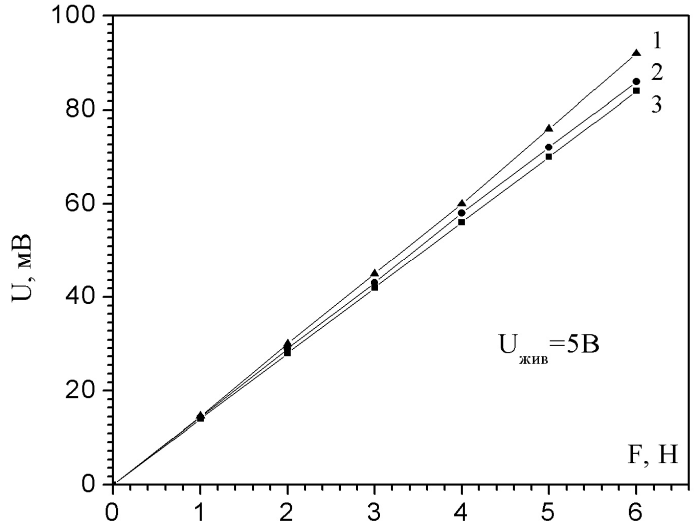


Рис. 7.4. Градуювальна характеристика сенсора зусилля за різних температур (^{0}С): 23 (1); 125 (2); 165 (3).

Розрахунки чутливих елементів показали, що, змінюючи розміри кремнієвої балки, можна одержати сенсори на різні інтервали сили. У зв'язку з цим на кожному чутливому елементі розміщались послідовно вздовж напрямку [110] по чотири однакові мостові схеми. Така топологія чутливих елементів, коли як активний використовувався тільки один міст з тензорезисторів, дає змогу легко змінювати довжину балки навіть після проведення повністю усього технологічного циклу. Окрім того, змінюючи крок скрайбування, можна отримати довільну кількість базових мостових схем. Кожний чутливий елемент мав також систему антивідбивних смужок з нітриду кремнію та вікна до монокристалічної підкладки для проведення орієнтувальної лазерної рекристалізації шару полікремнію з бічною епітаксійною затравкою. Всі активні елементи захищено шаром фосфоросилікатного скла, крім контактних площинок та областей алюмінієвого розведення для забезпечення підлаштування початкового сигналу сенсора.

На відміну від процесу виготовлення мікроелектронних сенсорів тиску, всі технологічні операції з виготовлення чутливих елементів сенсорів зусилля виконуються лише на планарній стороні кремнієвої пластини. Це спрощує їх сумісність з технологією виготовлення зінтегрованих КМОН-схем, підвищує точність виготовлення чутливих елементів, зменшуючи їх собівартість.

Отже, на основі КНІ-структур з рекристалізованим полікремнієвим шаром виготовлено сенсори зусилля; чутливість розроблених сенсорів становила близько 3 мВ\В·Н.

7.1.3 Сенсори деформації на основі легованого кремнію: характеристики і параметри

Згідно з проведеними розрахунками конструкції датчика [223] для вимірювання висоих тисків (*P*=100 МПа) обрано конструкцію датчика з кільцевим пружним елементом, на якому закріплюються тензорезистори (рис. 7.5).

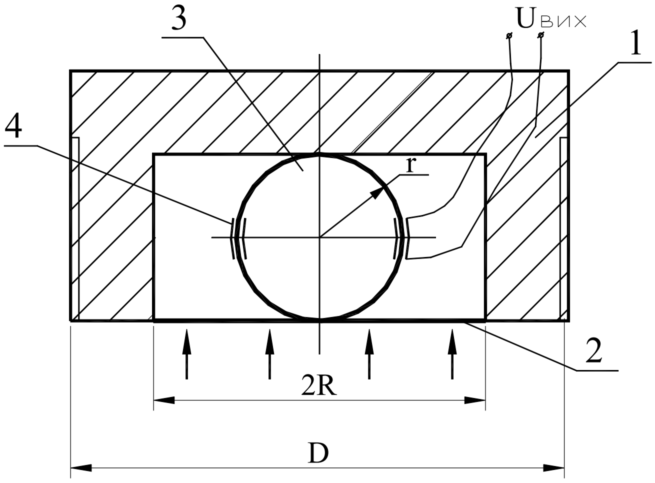


Рис. 7.5. Конструктивна схема датчика тиску: 1 – корпус, 2 – мембрана, 3 – пружний елемент у вигляді кільця, 4 – тензорезистори.

Для моделювання роботи сенсора як чутливі елементи датчика використовувались металеві фольгові тензорезистори типу КФ5П1. До недоліків фольгових тензорезисторів слід віднести їх невисокий коефіцієнт тензочутливості (*K*=2,1±0,2 за 20 ^{0}C), що приводить до малих рівнів вихідного сигналу з датчиків, в яких використовуються ці тензорезистори.

Але ця проблема досить просто вирішується за допомогою підсилення вихідного сигналу датчика до необхідного рівня.

На першому етапі конструкція датчика тиску (рис. 7.6) являла собою корпус 1, виконаний з нержавійної сталі, в якому розміщений пружний елемент кільцевого типу 2, жорстко з’єднаний із мембраною 3, яка сприймає вимірювальний тиск. На кільцевому пружному елементі закріплено тензорезистори 4, з’єднані в мостову схему, яка перетворює зміну опору тензорезисторів під впливом деформації, у зміну напруги. Таким чином, вихідний сигнал перетворювача пропорційний вимірюваному тиску. Товщина мембрани датчика становила 1,5 мм.

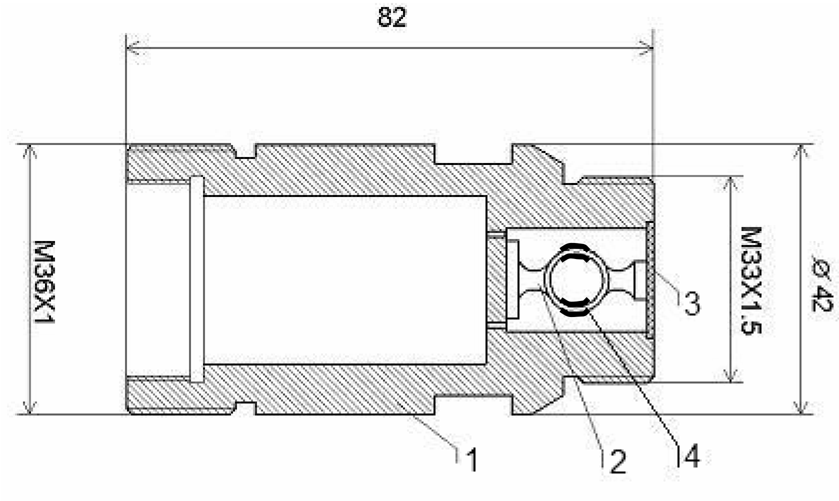


Рис. 7.6. Конструкція датчика тиску з кільцевим пружним елементом: 1 – корпус, 2 – пружний елемент кільцевого типу, 3 – мембрана, 4 – тензорезистори.

Градуювання датчика по тиску проводилось за допомогою манометра МП-2500. Вихідний сигнал датчика вимірювався цифровим вольтметром. Живлення датчика здійснювалось від джерела постійного струму, струм через міст тензорезисторів становив 10 мА. Характеристики розробленого датчика в інтервалі 0–100 МПа при фіксованих температурах наведено в табл. 7.2 і показано на рис. 7.7.

Таблиця 7.2.

Характеристики датчика тиску з кільцевим пружним елементом

$P\times10^5$, Па	$U_{\text{вих.}}$ при різних температурах, мВ		
	19 ^{0}C	57 ^{0}C	104 ^{0}C
0	4,270	3,637	2,941
100	5,170	4,532	3,779
200	5,814	5,335	4,603
300	6,133	5,623	4,948
400	6,365	5,832	5,173
500	6,580	6,043	5,369
600	6,775	6,252	5,566
700	6,982	6,465	5,773
800	7,192	6,678	5,990
900	7,403	6,896	6,210
1000	7,617	7,118	6,448

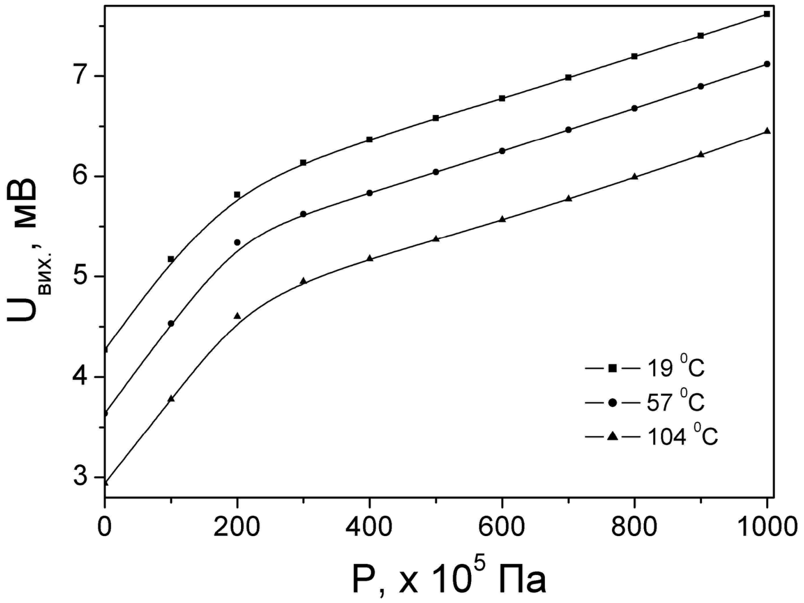


Рис. 7.7. Залежності вихідного сигналу сенсора тиску за різних фіксованих температур.

Вихідний сигнал датчика за нульового тиску (P=0) характеризує температурний дрейф нуля, зумовлений розкидом параметрів (опору і температурного коефіцієнта опору) використаних тензорезисторів. Корисний вихідний сигнал датчика $U_{вих}(P)$ без підсилення за P_{max}=100 МПа дорівнював 3,35 мВ за 20 °С і 3,50 мВ за температури 105 °С.

Як бачимо (рис. 7.7), залежність вихідного сигналу датчика від тиску нелінійна, що зв'язано з конструкційними особливостями закріплення мембрани в корпусі датчика. Нелінійність градуювальної характеристики датчика $U_{вих}$=f(P) за малих тисків пов'язано з неможливістю технологічно забезпечити щільну посадку мембрани в корпусі датчика. Для усунення цього явища запропоновано іншу конструкцію пружного елемента сенсора (рис. 7.8).

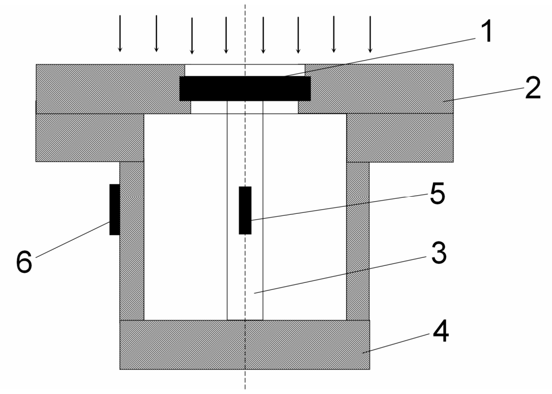


Рис. 7.8. Конструктивна схема сенсора тиску зі стержневим пружним елементом: 1 – мембрана, 2 – кільце, 3 – стержневий пружний елемент, 4 – циліндр, 5, 6 – тензорезистори.

У такій конструкції пружний елемент сенсора складається зі стержня 3 і циліндра 4, на яких закріпляються тензорезистори 5 і 6. Тонка мембрана 1 разом з кільцем 2 вварюється в корпус датчика. Пружний елемент дієздатний таким чином, що тензорезистори 5, розміщені на стержні 3, деформуються стиском, а тензорезистори 6, розташовані на циліндрі 4, деформуються розтягом.

Два тензорезистори на стержневому пружному елементі і два тензорезистори на циліндрі з'єднуються в мостову схему, вихідний сигнал з якої пропорційний тиску, що подається на датчик через мембрану.

Проведено розрахунок пружного елемента такої конструкції, щоб забезпечити необхідне значення деформації пружного елемента і, відповідно, закріплених на ньому тензорезисторів.

Деформація пружного елемента розраховувалась за формулою

$$\varepsilon = \frac{F}{\pi \times r^2 \times E}, \tag{7.1}$$

де F – сила, яка діє на пружний елемент,

E – модуль Юнга матеріалу пружного елемента,

r – радіус пружного елемента у вигляді стержня або циліндра.

$$F = S \times P, \tag{7.2}$$

де S – площа поперечного перерізу пружного елементу,

P – тиск, який діє на пружний елемент.

Для стального пружного елемента у вигляді стержня з діаметром d=$2r$=4 мм і E=18×10^3 кг/мм^2 за тиску P=100 МПа (1000 кГ/см^2), виходячи з формули (1.2), F=1000×3,14×(0,2)^2=125,66 кГ. Тоді деформація стержневого пружного елемента згідно (6.1)

$$\varepsilon_{cm} = \frac{125{,}66}{3{,}14 \times 4 \times 18 \times 10^3} = 5{,}56 \times 10^{-4}\ .$$

Для циліндричного пружного елемента з внутрішнім діаметром 8 мм і зовнішнім діаметром 8,9 мм деформація, розрахована за формулою (7.1),

$$\varepsilon_{ц} = \frac{125{,}66}{\left(\left(3{,}14 \times 4{,}45^2\right) - \left(3{,}14 \times 4^2\right)\right) \times 18 \times 10^3} = 5{,}85 \times 10^{-4}.$$

Ці розрахунки були перевірені експериментально зі застосуванням напівпровідникових кремнієвих тензорезисторів з концентрацією носів заряду $p_{300\,K}$~10^{19} см$^{-3}$. Кремнієві тензорезистори з коефіцієнтом тензочутливості K≈100 наклеювали на стержневий і циліндричний пружні елементи сенсора, а сам пружний елемент з мембраною вставлявся в спеціально виготовлену камеру високого тиску і піддавався тиску за допомогою гідропоршневого манометра МП-2500. Проведені експериментальні дослідження підтвердили наші теоретичні розрахунки, і показали, що при подачі тиску на мембрану тензорезистори, закріплені на стержневому пружному елементі, деформуються стиском, причому максимальна деформація стиску при P=100 МПа ε=–6×10^{-4}, а тензорезистори на циліндрочному елементі деформуються розтягягом, максимальна деформація дорівнює ε=$8{,}1\times10^{-4}$. Такі рівні деформації оптимальні для роботи тензорезисторів, що повинно забезпечити оптимальний вихідний сигнал датчика.

Після цього остаточно виготовляли пружний елемент сенсора разом з мембраною (рис. 7.9). Тиск подається на мембрану 1 товщиною 0,2 мм, виготовлену зі сталі 36НХТЮ. Тензорезистори 5, 6 по дві штуки наклеювались вздовж стержня 3 та вздовж циліндра 4 з його зовнішного боку (рис. 7.9). Діаметр стержневого пружного елемента дорівнює 4 мм, а циліндр має внутрішній діаметр 8 мм і зовнішній – 8,9 мм. Всі елементи конструкції датчика виготовлено зі сталі 36НХТЮ.

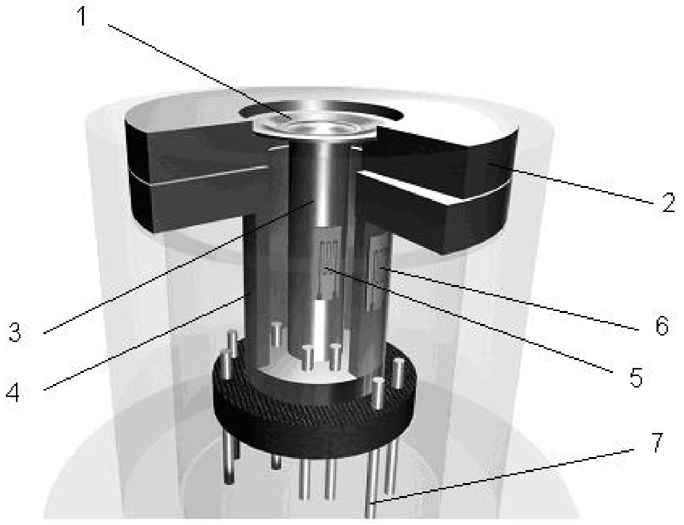
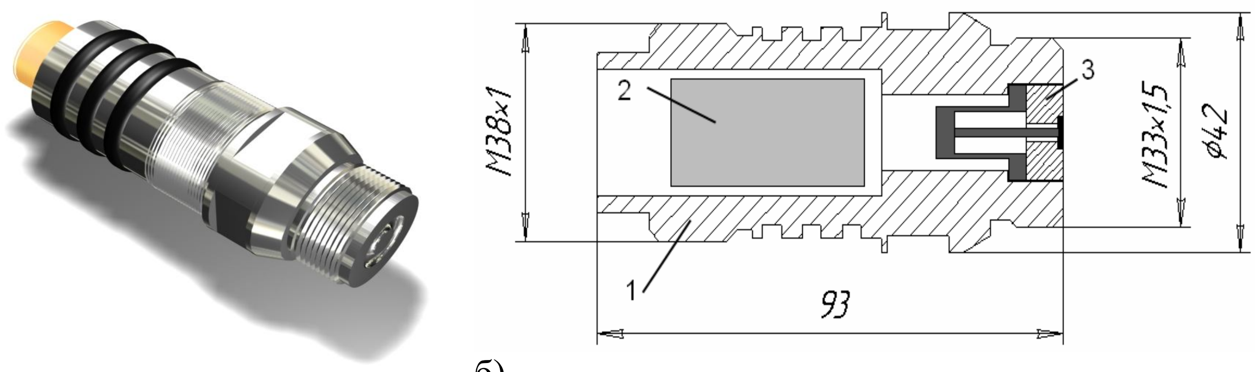


Рис. 7.9. Зовнішній вигляд мембрани і пружного елемента датчика тиску: 1 – мембрана; 2 – кільце; 3 – стержневий пружний елемент; 4 – циліндричний пружний елемент; 5, 6 – тензорезистори; 7 – струмовиводи від тензорезисторів.

Виготовлений пружний елемент сенсора встановлювався в корпусі (рис. 7.10, *а*) первинного перетворювача (рис. 7.10, *б*).



б)

а)

Рис. 7.10. Загальний вигляд сенсора деформації (а) та його схематичне зображення: 1 – корпус первинного перетворювача, 2 – місце розташування електронної схеми перетворювача, 3 – мембрана і пружній елемент.

Результати градуювання виготовленого датчика тиску зі стержневим пружним елементом наведено в табл. 7.3. і на рис. 7.11.

Таблиця 7.3

Характеристики датчика тиску зі стержневим пружним елементом

P, ×10^5 Па	$U_{\text{пр}}$, мВ	$U_{\text{зв}}$, мВ	$U_{\text{пр}}$, мВ	$U_{\text{зв}}$, мВ	$U_{\text{пр}}$, мВ	$U_{\text{зв}}$, мВ
0	0,007	0,008	0,008	0,008	0,008	0,008
100	0,26	0,25	0,258	0,249	0,257	0,249
900	1,476	1,481	1,475	1,479	1,473	1,477
1000	1,628	1,628	1,627	1,627	1,626	1,626

Результати порівняльних характеристик сенсорів га основі мікрокристалів кремнію зведено у табл. 7.3.1.

Таблиця 7.3.1

Параметр	Bell @ Howell США	Kulite	НУ «ЛП»
Діапазон тисків,МПа	0–0,1 0–7	0–0,017; 0 – 34	від 0–0,1 до 0–10
Нелінінійність,%	±0.25	±0.25	±0.1
Діапазон тем-р,°С	-196 – +20	-196 – +25	-269 – +20
Вихідний сигнал, мВ	30	100	80–100*

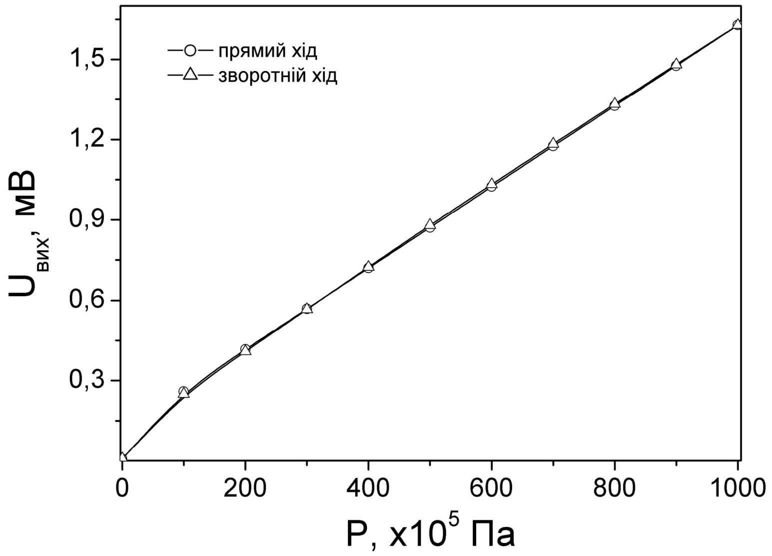


Рис. 7.11. Градуювальна характеристика датчика тиску зі стержневим пружним елементом.

Залежність вихідного сигналу від тиску для розробленого датчика зі стержневим пружним елементом має практично лінійний (рис. 7.11) характер в діапазоні тисків *P*= 0 – 100 МПа.

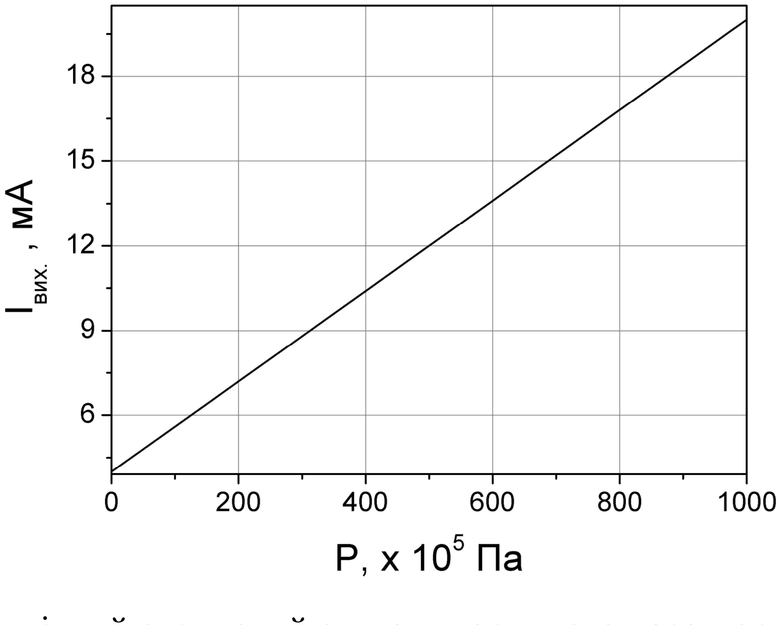


Рис. 7.12. Вихідний струмовий сигнал вторинного перетворювача тиску.

Необхідно зауважити, що для цього пристрою розроблена електронна схема [223] забезпечує вихідний струмовий сигнал 4–20 мА (рис. 7.12) і температурну корекцію дрейфу нуля первинного перетворювача за зміною температури.

7.2. Сенсори температури кріогенних середовищ на основі мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі.

Проблема створення мікроелектронних сенсорів теплових величин, дієздатних в екстремальних умовах, а саме, за низьких температур і в сильних магнітних полях, є актуальною для різних галузей науки і техніки (авіакосмічна техніка, кріоенергетика та ін.). Відомі мікроелектронні сенсори теплових величин на основі полікремнію для кліматичного діапазону температур та для підвищених температур [224]. Результати перших досліджень шарів полікремнію на ізоляторі при низьких температурах наведено в роботі [225]. Але для того, щоб створити сенсори температури для кріогенних середовищ на основі цих структур, необхідно провести при кріогенних температурах комплекс досліджень властивостей шарів полі-Si-на-ізоляторі з різною концентрацією носіїв заряду до і після лазерної рекристалізації, а також оцінити вплив магнітного поля на ці характеристики.

7.2.1. Сенсори температури на основі структур кремній-на-ізоляторі

Для оцінки можливості створення сенсорів теплових величин, дієздатних за кріогенних температур, проведено низькотемпературні дослідження електропровідності та магнітоопору шарів полікремнію-на-ізоляторі до і після лазерної рекристалізації з різною концентрацією носіїв заряду [221,226,227]. З’ясовано, що найбільш сильну температурну залежність опору мають нерекристалізовані шари полі-Si з концентрацією носіїв $p_{300\,\mathrm{K}} \approx 2{,}4\times10^{18}$см$^{-3}$. В інтервалі 4,2–50 К їх температурний коефіцієнт опору ТКО становить близько 9%×К$^{-1}$. Такі полікремнієві резистори, на думку авторів праць [226, 227], доцільно використовувати або як окремі терморезистори, або як термочутливі елементи в багатофункціональному сенсорі на основі КНІ-структур разом з термостабільними п’єзорезисторами. Рекристалізовані лазером шари полікремнію з $p_{300\,\mathrm{K}} \approx 7\times10^{17}$ см$^{-3}$ в інтервалі 4,2–50 К мають ТКО приблизно 2,4 %×К$^{-1}$ (рис. 7.13), однак порівнняно з результатами досліджень низькотемпературної провідності дрібнозернистих зразків суттєвою перевагою є стабільність і відтворюваність характеристик за низьких температур.

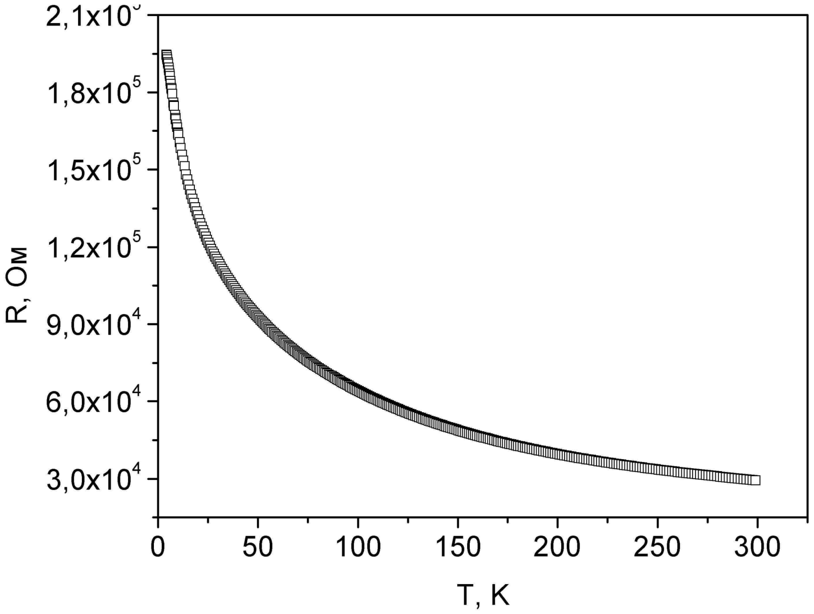


Рис. 7.13. Температурна залежність опору рекристалізованого полі-Si з концентрацією носіїв $p_{300\,\mathrm{K}}$=7×10^{17}см$^{-3}$.

Окрім того, дієздатність сенсорів на основі полікремнію в КНІ-структурах, що рекристалізовані лазером за впливу дестабілізуючих чинників залишається основним фактором вибору таких зразків для приладів кріогенних середовищ. Це дає можливість використовувати їх як чутливі елементи сенсора для вимірювання низьких температур до температури скрапленого гелію включно [228,229].

Ураховуючи наведені вище низькотемпературні характеристики шарів полікремнію на ізоляторі з концентрацією вільних носіїв заряду $p_{300\,\mathrm{K}}$≈7×10^{17} см$^{-3}$, що піддавались лазерній обробці, проведено градуювання тестового зразка КНІ-структури як сенсора температури (рис. 7.14).

Характеристика такого сенсора добре описується за експоненційним законом в широкому інтервалі температур (4,2–300 К):

$$T = A_1 \times \exp(-R/t_1) + A_2 \times \exp(-R/t_2) + A_3 \times \exp(-R/t_3) + y_0, \qquad (7.3)$$

де y_0=1,92, A_1=282,80, t_1=24986,87, A_2=261,63, t_2=38590,40, A_3=2470,46, t_3=6889,68.

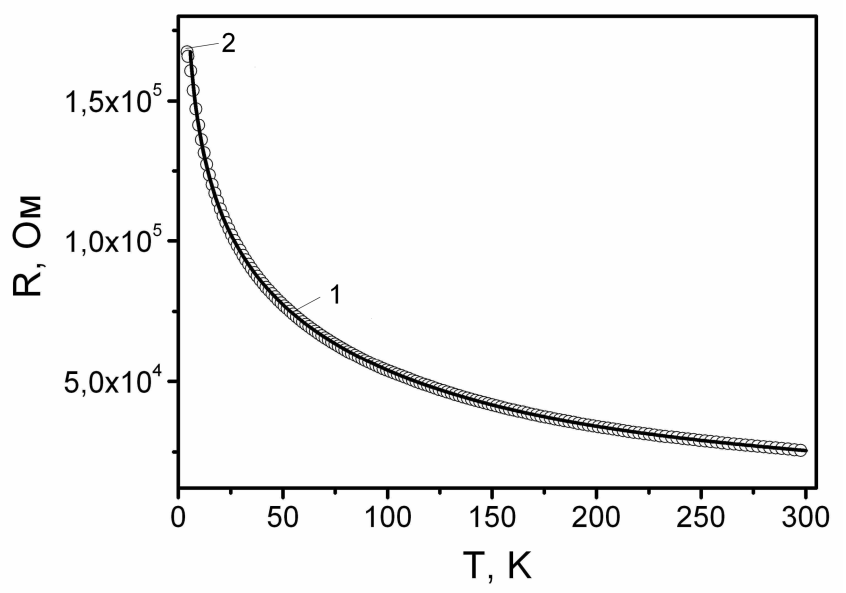


Рис. 7.14. Експериментальна калібрувальна залежність сенсора температури на основі рекристалізованого полі-Si з концентрацією носіїв заряду $p_{300\ K}$=7×10^{17}см$^{-3}$: 1 – експеримент, 2 – апроксимація.

Зовнішній вигляд чутливого елемента сенсора температури на основі структур кремній-на- ізоляторі зображено на рис. 7.15.

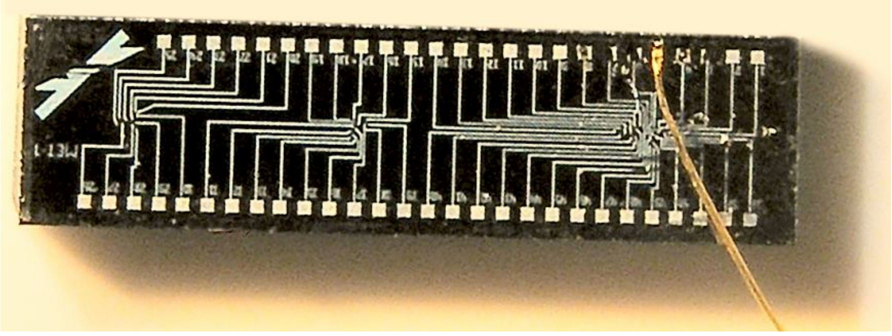


Рис. 7.15. Мікрофотографія чутливого елемента сенсора температури.

Для перевірки дієздатності розробленого мікроелектронного сенсора температури на основі шарів полікремнію його використано під час низькотемпературних досліджень мікрокристалів кремнію. Покази, які реєструвались розробленим сенсором температури, додатково перевірялись за допомогою термопари Cu–Cu(Fe) з точністю приблизно 0,1 ^{o}C за стандартною методикою.

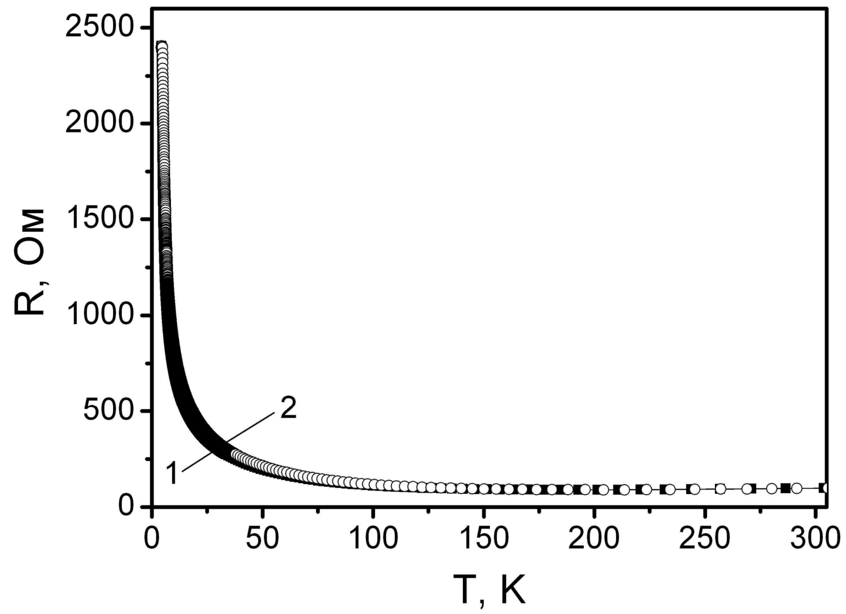


Рис. 7.16. Температурна залежність опору мікрокристалу кремнію, одержана з використанням: 1 – сенсора температури на основі полі-Si, 2 – термопари Cu–Cu(Fe).

Спостерігається добре узгодження температурної залежності опору мікрокристала кремнію, одержаною за допомогою розробленого сенсора, та термопари, у всьому температурному діапазоні 4,2–300 К (рис. 7.16).

Як було визначено в попередніх розділах за досить високого значення температурного коефіцієнта опору чутливого елемента на основі нерекристалізованого шару полікремнію, легованого борм, з концентрацією носіїв заряду 2,4×10^{18}см$^{-3}$, його магнітоопір проявляє сильну немонотонну залежність від магнітного поля (поява від'ємного магнітоопору, високі значення магнітоопору). Це не дає можливості забезпечити стабільність параметрів, і, відповідно, точність вимірювання температури в сильних магнітних полях. Своєю чергою, застосування лазерної рекристалізації та вибір концентрації носіїв заряду (4-5)×10^{17}см$^{-3}$, забезпечує одночасно достатньо високу чутливість до температури, стабільність роботи чутливого елемента мікроелектронного терморезистивного сенсора та приводить до підвищення точності вимірювання температури в сильних магнітних полях за кріогенних температур. На рис. 7.17 наведено залежності відносної зміни опору від індукції магнітного поля за температури скрапленого гелію відповідно для чутливого елемента на основі шару нерекристалізованого полікремнію, легованого бором, з концентрацією носіїв 2,4×10^{18}см$^{-3}$ при кімнатній температурі (крива 1) і на основі шарів рекристалізованого лазером полікремнію, легованого бором, з концентрацією носіїв заряду 7×10^{17}см$^{-3}$ за кімнатної температури (крива 2), а на рис. 3.1 розділ 3 наведено температурну залежність опору чутливих елементів на основі рекристалізованих лазером шарів полікремнію, легованих бором, з концентрацією носіїв заряду 7×10^{17}см$^{-3}$.

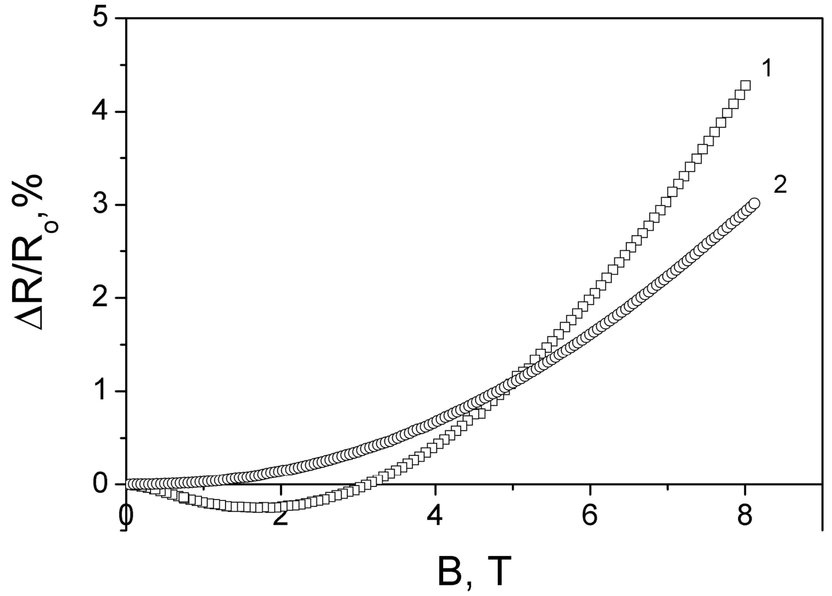


Рис. 7.17. Залежності відносної зміни опору від індукції магнітного поля за температури скрапленого гелію для чутливого елемента сенсора температури з концентрацією носіїв заряду 2,4×10^{18}см$^{-3}$ (1) та з концентрацією носіїв заряду (4-5)×10^{17}см$^{-3}$ (2).

Відносна зміна опору чутливих елементів на основі шарів рекристалізованого лазером полікремнію, легованого бором з концентрацією носіїв 7×10^{17}см$^{-3}$ проявляє слабку монотонну залежність від індукції магнітного поля (рис. 7.17). Для таких чутливих елементів опір монотонно зростає зі збільшенням індукції манітного поля, відносна зміна опору під впливом магнітного поля з індукцією $B \leq 7$ Тл не перевищує 2,2% (крива 2, рис. 7.17), тоді як для чутливого елемента на основі шарів нерекристалізованого полікремнію, легованого бором, з концентрацією носіїв $2{,}4\times10^{18}$см$^{-3}$, опір чутливого елемента немонотоно залежить від індукції магнітного поля: при $B \leq 2$ Тл опір чутливого елемента зменшується зі збільшенням індукції, а при $B \geq 2$ Тл починає досить сильно зростати (крива 1, рис. 7.17). Саме слабка залежність опору від індукції магнітного поля у поєднанні з високою чутливістю до температури в області кріогенних температур має принципове значення для чутливих елементів мікроелектронних терморезистивних сенсорів і дозволяє використовувати такі чутливі елементи в терморезистивних сенсорах, призначених для вимірювання кріогенних температур до температури рідкого гелію включно в сильних магнітних полях [230].

Температурний коефіцієнт опору (ТКО) таких чутливих елементів в інтервалі температур 4,2–50 К приблизно дорівнює -2,4%·град$^{-1}$, а в інтервалі 4,2–120 К їх ТКО≈ -2,08%·град$^{-1}$ (рис. 3.1, розділ 3), що в кілька разів перевищує ТКО мідних та платинових чутливих елементів терморезистивних перетворювачів [220,230].

Отже, виготовлення чутливого елемента мікроелектронного терморезистивного сенсора з шаром рекристалізованого лазером полікремнію, легованого бором, з концентрацією носіїв $(4\text{-}5)\times10^{17}$см$^{-3}$ при кімнатній температурі забезпечує вимірювання кріогенних температур до температури скрапленого гелію включно в сильних магнітних полях за достатньо високого значення температурного коефіцієнта опору.

Слід зауважити, що розроблений чутливий елемент сенсора температури може використовуватись в кріогенній, авіакосмічній техніці та кріоенергетиці для вимірювання кріогенних температур до температури скрапленого гелію включно.

7.2.2. Сенсори температури на основі мікрокристалів кремнію

Як показано у 4-му розділі температурні залежності опору НК кремнію вивчалися в інтервалі температур 4,2–300 К. Вимірювання показали, що терморезистивні параметри НК Si суттєво залежать від концентрації легувальної домішки. Варто зауважити, що ми використовували сильнолеговані НК Si *p*-типу з концентрацією акцепторної домішки, близької до критичного значення переходу метал–діелектрик (N_c=5×10^{18} см$^{-3}$). Як відомо, кристал можна перевести на діелектричну сторону ПМД за допомогою деформації і таким чином отримати термометричні характеристики у широкому інтервалі концентрацій.

У наших дослідженнях деформацію зразків створювали шляхом наклеювання кристалів на спеціально підібрані підкладки з коефіцієнтом температурного розширення, відмінним від КТР кремнію. На рис. 4.5 зображено температурні залежності опору вільного (без підкладки) та деформованого НК. Бачимо, що опір мікрокристала деформованого алюмінієвою підкладкою (ε=2,6×10^{-3} відн. од.) змінюється приблизно на 3 порядки в інтервалі температур 10–50 К. Крім цього, в цій області температур спостерігається порівняно лінійна залежність ln$R$=f(T). Такі НК Si можуть використовуватися при вимірюванні кріогенних температур.

Отже, використання спеціально деформованих сильнолегованих НК Si має значні переваги при вимірюванні кріогенних темперератур. Однак в інтервалі температур 77–280 К опір зразків слабо залежить від температури (див. рис. 4.5). Температурний коефіцієнт опору НК Si змінюється від 0,2 до 0,4 %/К залежно від концентрації домішки, що дає можливість створення на їх основі термометрів для вимірювання температур в широкому інтервалі від кімнатної до температури скрапленого азоту. На рис 7.18. і 7.19 зображено фотографію та схему сенсора температури на основі НК Si.

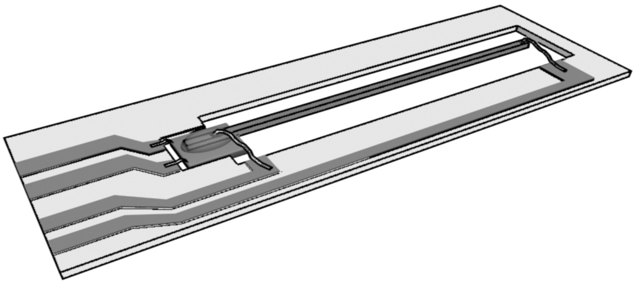


Рис. 7.18. Схематичне зображення сенсора температури з терморезистивним принципом дії.

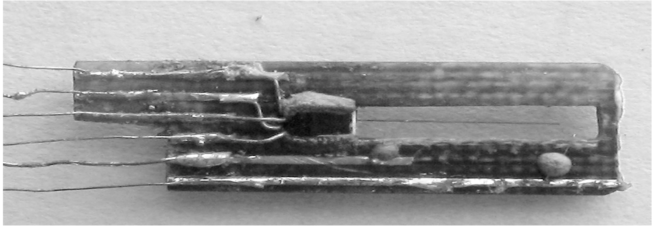


Рис. 7.19. Загальний вигляд чутливого елемента сенсора температури з терморезистивним принципом дії.

Для практичного використання представлених сенсорів, дієздатних у широкому інтервалі температур і покращення їх роботи розроблено електричну схему вторинного перетворювача, який дозволяє виводити на дисплей значення абсолютної температури.

У схемі використовується мікроконтролер Analog Devices, який обробляє сигнали, зняті із зразка і формує імпульси еталонної напруги. В схемі також застосовують запам’ятовуючий пристрій Read Only Memory (ROM), де зберігаються таблиці з градуювальними характеристиками сенсора ln*R(T)*. Мікроконтролер розраховує значення температур, і передає їх на рідиннокристалевий індикатор

Рис. 7.20. Загальний вигляд сенсора температури на основі НК Si [231].

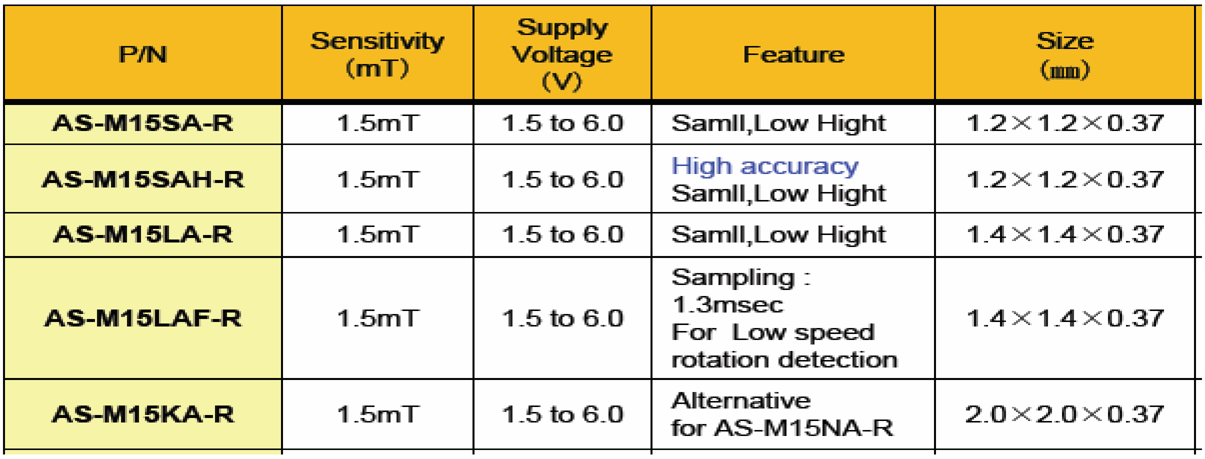
Крім цього, використання мікроконтролера дозволяє забезпечити проведення додаткових обчислювальних та сервісних функцій, а саме – цифрову фільтрацію та усереднення сигналу сенсора, передачу інформації на персональний комп'ютер та ін.

7.4. Створення чутливого елемента сенсора магнітного поля на основі мікрокристалів кремнію з гігантським магнітоопором.

Незважаючи на те, що на сьогодні створено деякі сенсори на основі ефектів гігантського магніторезистивного ефекту, проте у спінтроніці ці пристрої, в більшості випадках, виготовлені на основі металевих плівок, у той час, як сучасні технології орієнтовані на напівпровідники.Тому важливе значення має розвиток напівпровідникової спінтроніки, сумісної із сучасною технологією кремнійових чипів. Базуючись на результатах досліджень магнетоопору НК Si, які показали істотні зміни його значення в залежності від магнітного поля, а саме, при індукції магнітного поля 14 Тл і температурі 4,2 К поперечний магнетоопір сягає 250%, створено сенсор магнітного поля на основі мікрокристалів кремнію, легованих магнітною домішкою нікелю. Градуювальна характеристика чутливого елемента сенсора магнітного поля показано на рис. 7.21, а типовий вигляд сенсора зображено на рис. 7.22 відповідно. Необхідно зауважити, що у відомих сенсорах магнітного поля, які виготовляються Murata Manufacturing Co.,Ltd, а їх принцип дії оснований на ефекті анізотропії магнітоопору (AMR - Anisotropic-Magneto-Resistance), володіють зміною магнітоопору в околі 2 % в полях до 1Тл, однак напруга споживання таких сенсорів сягає 6 В (табл. 7.4.). Водночас для сенсорів магнітного поля на основі мікрокристалів кремнію, робавлених магнітною домішкою Ni, струм споживання не перевищує десятки мікроампер в полях до 14 Тл за кріогенних температур.

Таблиця 7.4.

Параметри існуючих сенсорів магнітного поля



P/N	Sensitivity (mT)	Supply Voltage (V)	Feature	Size (㎜)
AS-M15SA-R	1.5mT	1.5 to 6.0	Samll,Low Hight	1.2×1.2×0.37
AS-M15SAH-R	1.5mT	1.5 to 6.0	High accuracy Samll,Low Hight	1.2×1.2×0.37
AS-M15LA-R	1.5mT	1.5 to 6.0	Samll,Low Hight	1.4×1.4×0.37
AS-M15LAF-R	1.5mT	1.5 to 6.0	Sampling : 1.3msec For Low speed rotation detection	1.4×1.4×0.37
AS-M15KA-R	1.5mT	1.5 to 6.0	Alternative for AS-M15NA-R	2.0×2.0×0.37

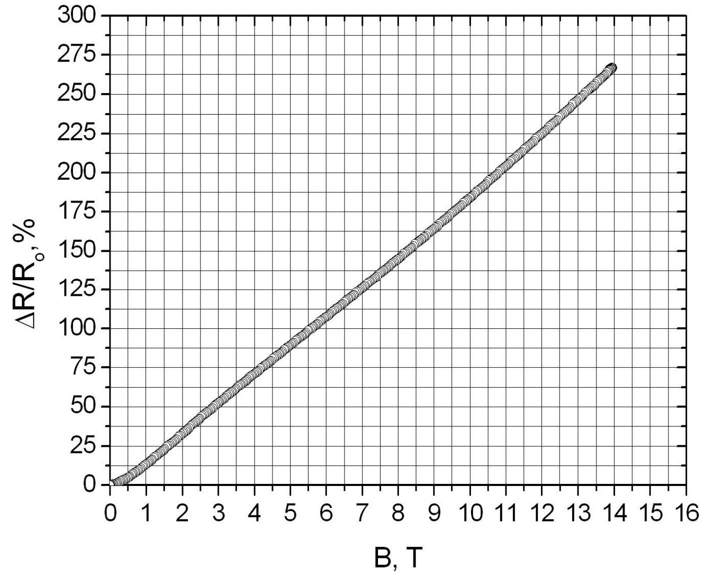


Рис. 7.21. Гардуювальна характеристика магнітної складової чутливого елементу сенсора магнітного поля.

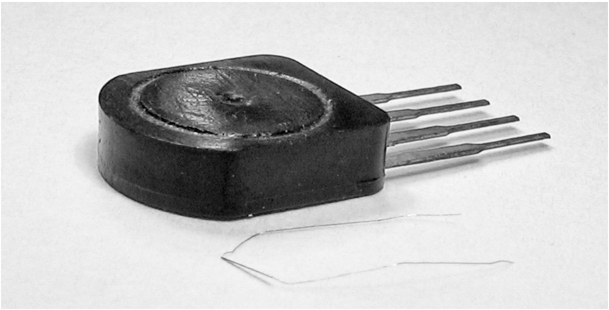


Рис. 7.22. Зовнішній вигляд сенсора магнітного поля.

Основні параметри розробленого сенсора магнітного поля зведені у табл. 7.5 [232, 233].

Таблиця 7.5.

Параметри сенсора магнетного поля	
Інтервал робочих температур	4,2–77 К
Температурна стабільність	0,1 К
Точність вимірювання індукції магнетного поля	5 мТл

Чутливість сенсора до магнетного поля 15 %/Тл за температури 4,2 К, що дозволяє вимірювати індукцію магнетного поля з точністю 5 мТл. Незважаючи на те, що на цей час для вимірювання слабких магнетних полів використовують датчики Холла або серійні магніторезистори, наприклад, типу СМ4-1, та все ж для сильних магнетних полів і низьких температур запропоновані сенсори можуть знайти широке застосування у спінтроніці.

7.5. Компоненти твердотільних пристроїв на основі легованих мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі

Для широкого застосування в сучасній аерокосмічній техніці, кріогенній електроніці потрібні високочутливі, швидкодіючі, пристрої та компоненти зінтегрованих схем, працездатні в складних умовах експлуатації: у різних температурних діапазонах, у т. ч. за кріогенних температур [234]. Кріоелектроніка (cryogens electronics) – напрям електроніки і мікроелектроніки, що охоплює дослідження взаємодії електромагнітного поля з носіями заряду в твердих тілах за кріогенних температур і створення електронних приладів на їх основі. Принципи кріоелектроніки використовують для побудови різних приладів (кріотрони, квантові і параметричні підсилювачі, резонатори, фільтри, лінії затримки тощо). Проте необхідність роботи в умовах глибокого охолоджування і пов'язані з цим технологічні труднощі різко обмежують використання таких схем. Перспективною елементною базою для таких приладів є, насамперед, структури кремній-на-ізоляторі (SOI), використання яких може забезпечити серійноздатну технологію виготовлення мікроелектронних схем різного призначення [220, 235, 236]. З іншого боку, відомо, що використання напівпровідникових ниткоподібних кристалів дозволяє розробити низку пристроїв, сфера яких охоплює застосування їх в кріоелектроніці [237, 238]. Отже, проблему створення компонентів електронних схем можна вирішити тільки шляхом проведення фізичних досліджень та застосуванням високого рівня технологій створення їх елементної бази.

7.5.1. Створення напівпровідникових індуктивних елементів на основі ниткоподібних кристалів кремнію

Використовуючи виявлені особливості низькотемпературної провідності на змінному струмі ниткоподібних кристалів Si *p*-типу провідності запропоновано напівпровідниковий індуктивний елемент, що містить монокристал кремнію, на поверхні якого розташована провідна ділянка у вигляді нанопористого шару [239].

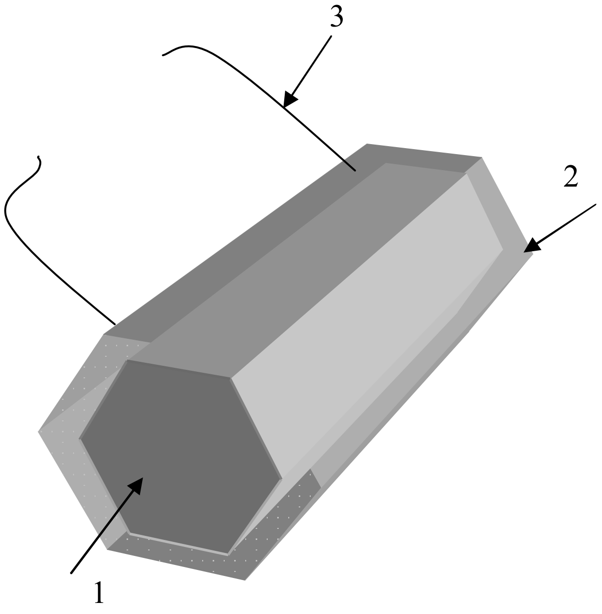


Рис. 7.23. Конструкція напівпровідникового індуктивного елемента: 1 – ядро кристала, 2 – провідна оболонка кристалу, 3 – контакти.

Використання монокристала кремнію ниткоподібної форми, дозволяє в єдиному технологічному процесі хімічного парового осадження сформувати на поверхні монокристала кремнію нанопористий шар, що своєю чергою дає можливість зменшити геометричні розміри напівпровідникового індуктивного елемента до діаметра 20 мкм і довжини 900 мкм. Формування нанопористого шару із заданою концентрацією легувальної домішки забезпечить дієздатність за температури скрапленого гелію (4,2 К) зі збереженням достатньо високого значення добротності, що розширить сферу застосування і температурний інтервал роботи. Конструкцію такого напівпровідникового індуктивного елемента зображено на рис. 7. 23.

Товщина шару провідної ділянки становить 10 нм, а концентрація легуючої домішки – 1×10^{19} см$^{-3}$.

На рис. 7.24 наведено залежності реактивної складової опору напівпровідникового індуктивного елемента від активної за різних температур.

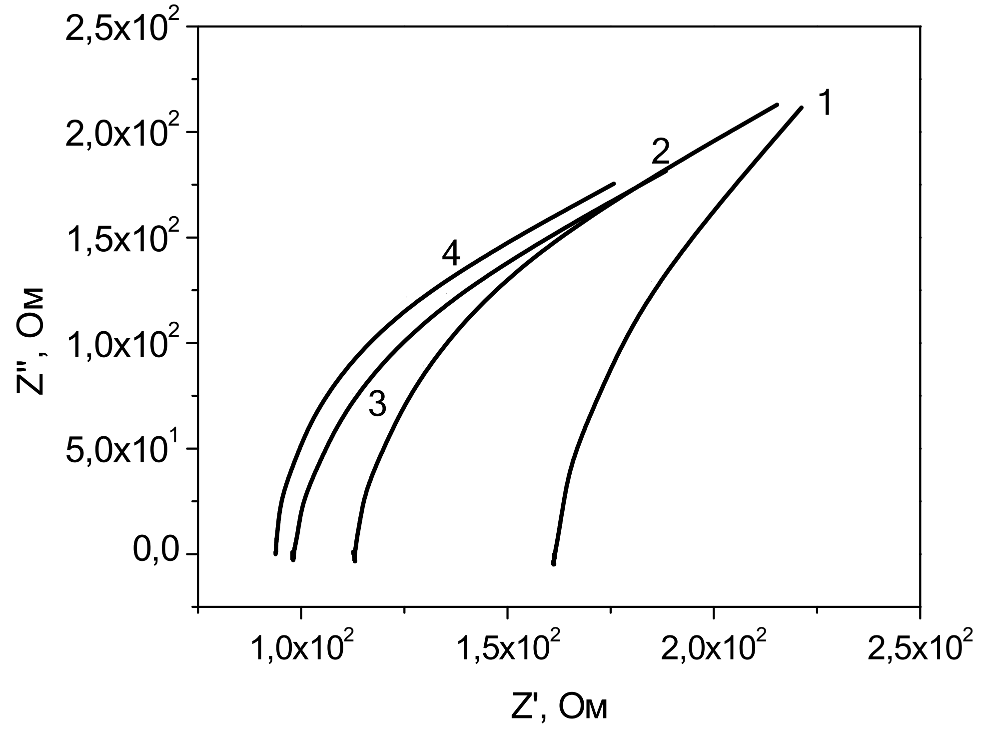


Рис. 7.24. Залежності реактивної складової опору напівпровідникового індуктивного елемента від активної при T= 4,2 К (1), 20К (2), 60 К (3), 300 К (4).

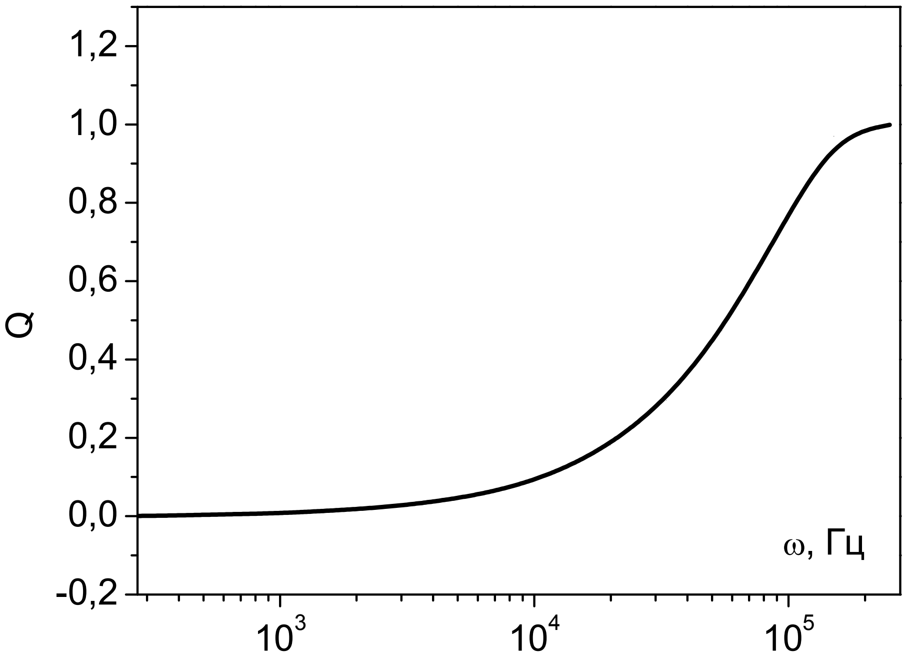


Рис. 7.25. Залежність добротності напівпровідникового індуктивного елемента від частоти при температурі скрапленого гелію.

Робота напівпровідникового індуктивного елемента полягає у тому, що при пропусканні змінного струму через омічні контакти 3 (рис.7.23), відбувається перенесення носіїв заряду через шар нанопоруватої провідної ділянки 2. Внаслідок високого рівня легування шару провідної ділянки під час росту в єдиному технологічному процесі забезпечено вищу провідність, ніж у монокристалі кремнію. Рівень легування провідної ділянки забезпечує дієздатність напівпровідникового індуктивного елемента за температури скрапленого гелію з добротністю, залежність якої від частоти струму зображено на рис. 7.25.

Завдяки своїй структурі з пастковими центрами шар провідної ділянки, що виконаний нанопористим, забезпечує затримку носіїв заряду, яка спричиняє зсув фази між струмом і напругою та викликає реактивний опір індуктивного типу. Параметри напівпровідникового індуктивного елемента змінюються з похибкою не більше 2 %.

Таблиця 7.6

Порівняльні характеристики напівпровідникових індуктивних елементів [240]

Виробник	Макс. індуктивність, мГн	Добротність, Q	Діапазон робочих температур, К	Макс.струм, мкА	Робоча частота, кГц
Coilcraff	100	1	230–420	12,5	100
Panasonic	470	0,8	230–420	12,5	100
Toko	3300	1,1	230–420	27,2	100
НУЛП (НК-Si ρ_{300K}=0,0168 Ом см)	0,9	1,5	4,2–300	1	100
НУЛП (НК-Si ρ_{300K}=0,0142 Ом см)	0,7	1,3	4,2–300	1	100

Необхідно зауважити, що такий напівпровідниковий індуктивний елемент можна використати в планарній технології виготовлення напівпровідникових аналогів котушок індуктивності як елементів мікросхем, які виготовляються в одному технологічному процесі.

7.5.2. Зінтегровані компоненти пристроїв на основі структур кремній-на-ізоляторі і ниткоподібних кристалів кремнію для кріогенних температур

Експериментальні результати низькотемпературної провідності полікристалічних плівок в структурах кремній-на-ізоляторі і ниткоподібних кристалів кремнію дали можливість виявити низку особливостей. Так, на рис.3.6. представлена діаграма Найквіста для дрібнозернистих зразків з концентрацією носіїв заряду $2,4\times10^{18}$ см$^{-3}$. Годограф імпедансних залежностей займає від’ємну гілку півкола, що визначається наявністю ємностей, які зумовлені акумуляцією заряду на дефектах межзеренних границь у полікремнії. Ці результати узгоджуються з нашими попередніми дослідженнями, в яких було виявлено прояв моттівської провідності ($\ln \rho \sim T^{-1/4}$) в низькотемпературному інтервалі. Еквівалентна схема провідності такої структури повинна включати паралельне з'єднання конденсатора і резистора (рис. 3.6, вставка), в якій ємність заміщає межзеренні границі, а опір – товщу зерна. Ці результати проаналізовано на прикладі температурних залежностей ємності, які розраховані під час моделювання методом імпедансної спектроскопії (рис. 3.6, 3.7, гл.3.). У дрібнозернистому зразку ємність мала і зростає з температурою в інтервалі 4,2 – 300 К від 10 до 70 пФ. При цьому спостерігається швидке наростання ємності від 10 до 60 пФ в інтервалі температур 4,2–50 К з наступним насиченням при нагріванні до 300 К. Дрібнозернисті зразки містять малі зерна (порядку 30 нм), сумарна відстань між якими досить велика і, як наслідок, міжзеренна ємність (бар'єрна ємність) відносно мала.

Створення ж напівпровідникових індуктивних елементів на основі ниткоподібних кристалів Si *p*-типу провідності можна використати в планарної технології виготовлення напівпровідникових аналогів котушок індуктивності як елементів мікросхем, які виготовляються в одному технологічному процесі. На рис.4.9 представлено результати досліджень імпедансних вимірювань зразків мікрокристалів Si за різних температур. Виявлений індуктивний характер провідності на діаграмах Найквіста в НК Si пояснюється, ймовірно, проявом поверхневої провідності при протіканні змінного струму через ниткоподібний кристал, внаслідок чого спостерігається відставання струму щодо напруги. Як бачимо з рис 4.9, для зразків з $\rho_{300\,K}$ = 0,02 Ом × см діаграма Найквіста вказує на індуктивний характер опору у всьому досліджуваному інтервалі температур 10 – 70 К, тобто проявляється так звана "від’ємна" ємність, що спостерігалося раніше [240, 241]. Варто відзначити, що на діаграмі Найквіста для таких зразків реактивна складова опору має індуктивний характер і сягає найбільшого значення, яке спостерігається за 30 К, однак, з підвищенням температури такий характер реактивного опору проявляється меншою мірою. Робочий інтервал зміни індуктивності пербуває в межах від 0,7 до 1,2 мГн.

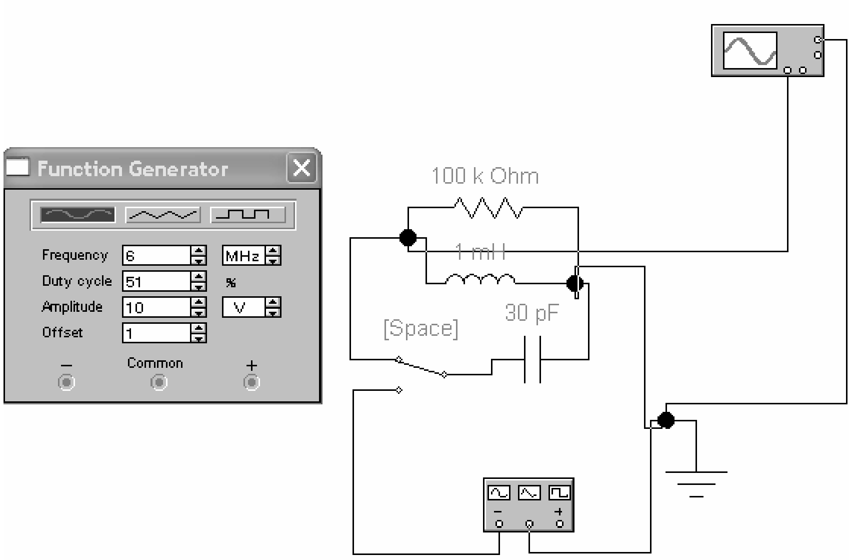
Отже, отримані нами імпедансні характеристики зразків дозволяють прогнозувати створення реактивних елементів твердотільної електроніки певних номіналів, дієздатні за низьких температур на основі як полікристалічного, так і монокристалічного кремнію. Використовуючи ж комплексний підхід, можемо реалізувати на базі кремнієвих елементів систему у вигляді коливального контуру (рис. 7.26, *а*). Для оцінки параметрів такої системи виконано розрахунки на основі отриманих експериментальних даних.

Частота коливального контуру визначається наступним рівнянням:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}, \qquad (7.4)$$

де ω_0 – частота власних коливань, β – коефіцієнт загасання.

Комбінація елементів ниткоподібного кристала кремнію з концентрацією легуючої домішки з діелектричної боку переходу метал–діелектрик, що забезпечує індуктивність коливального контуру, з полікристалічним кремнієм в КНІ-структурах, що служить ємнісним елементом такої системи, дозволяє отримати частотну залежність вихідного сигналу, який показаний на рис. 7.26, *б* [159, 242]. Резонансна частота коливального контуру дорівнює 6,0 МГц; розрахована величина добротності контуру складає 57,7, що можна порівняти з добротністю відомих *LC*-контурів.



Function Generator

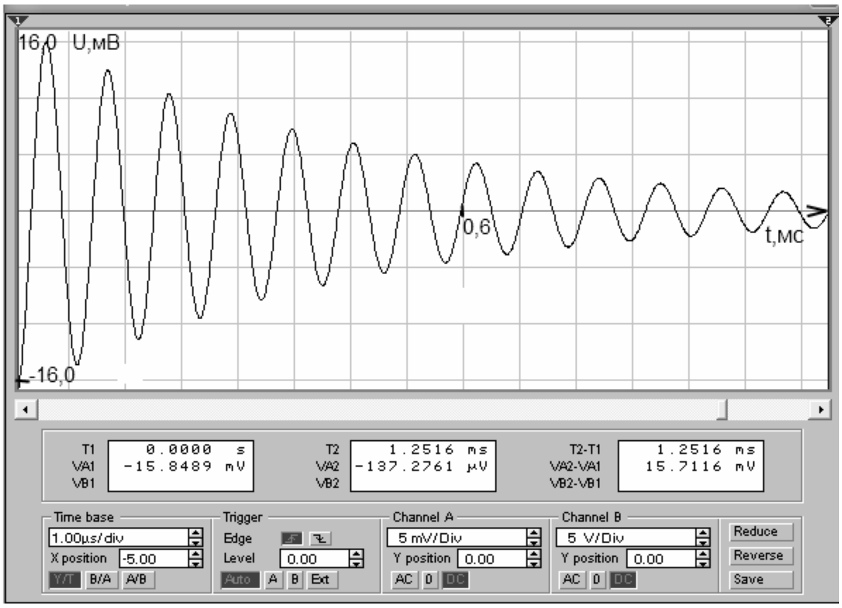
Frequency 6 MHz

Duty cycle 51 %

Amplitude 10 V

Offset 1

а)

б) 

T1 0.0000 s
VA1 -15.8489 mV
VB1

T2 1.2516 ms
VA2 -137.2761 µV
VB2

T2-T1 1.2516 ms
VA2-VA1 15.7116 mV
VB2-VB1

Time base: 1.00µs/div; X position -5.00; Y/T B/A A/B

Trigger: Edge; Level 0.00; Auto A B Ext

Channel A: 5 mV/Div; Y position 0.00; AC 0 DC

Channel B: 5 V/Div; Y position 0.00; AC 0 DC

Рис.7.26. Електрична схема LC-контура (*а*) і його вихідна характеристика (*б*).

Слід зазначити, що характеристики розробленої системи залежать як від структури зразків, так і від рівня їх легування, що дозволяє змінювати необхідні параметри елементів твердотільної електроніки та систем на їх основі в широких межах.

7.5.3 Розроблення чутливого елемента акселерометра, виготовленого за суміщеними технологіями на основі КНІ-структур та нанокристалів кремнію.

У цьому підрозділі розглянуто чутливий елемент акселерометра реєстрації переміщень, що виконаний з використанням суміщеної технології створення структур кремній-на-ізоляторі та ниткоподібних нанокристалів кремнію [243–245]. На його основі розроблено малоінерційний, швидкодійний, високочутливий до прискорення і переміщень пристрій із субмікрометровими і нанометровими топологічними розмірами. Це дало можливість реалізувати як дискретний прилад, так і елемент зінтегрованих наноелектромеханічних систем зі структурою кремній-на-ізоляторі, який забезпечує контроль переміщення з точністю 200 нм.

В основі технологічного процесу створення чутливого елемента акселерометра на основі наноструктур кремнію становлять процеси, характерні для технології зінтегрованих схем (дифузійне або іонне легування, окиснення, фотолітографія, вакуумна металізація, різні типи очистки і термообробки і т.д.). Разом з тим, використовуються процеси, які не є типовими в напівпровідниковій технології. Насамперед, до таких необхідно віднести анізотропне і ізотропне хімічне профілювання, вирощування нанооб’єктів кремнію методом ХТР.

На рис. 7.27 наведено схематичне зображення акселерометра на основі наноструктур кремнію.

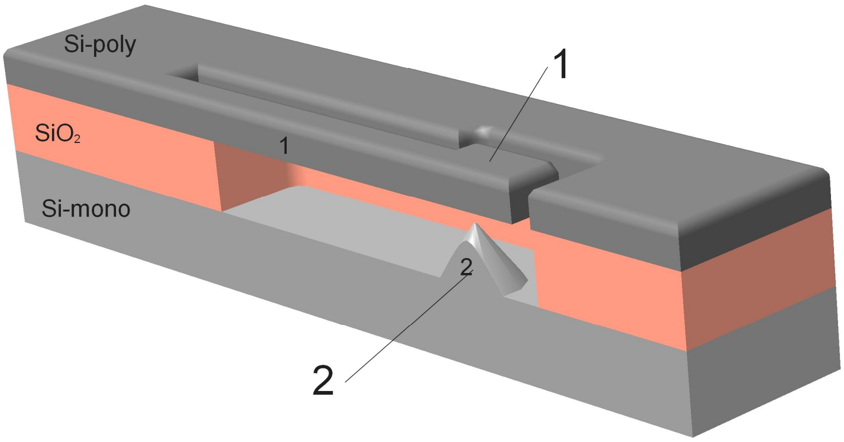


Рис. 7.27. Схематичне зображення чутливого елемента акселерометра на основі наноструктур кремнію: 1 – рухомий електрод; 2 – нерухомий електрод.

Основні процеси формування чутливого елемента акселерометра наступні:

- формування нанооб’єктів кремнію (чутливого вістря нерухомого електрода, що слугує емісійним) методом хімічного парового осадження;
- піролітичне окислення (стоп-шар при анізотропному та ізотропному витравлюванні порожнини);
- формування вихідної структури кремній-на-ізоляторі методом мікрозонної лазерної рекристалізації полікремнію.

- іонна імплантація бору в шар полікремнію (для створення необхідного рівня концентрації носіїв заряду полікристалічного рухомого електрода);
- формування порожнини акселерометра і металізація електродів.

Всі ці процеси важливі і в значній мірі визначають метрологічні характеристики готових приладів. Зупинимось на основних процесах, що були використані під час виготовлення чутливого елемента акселерометра на основі наноструктур кремнію.

Формування нерухомого електрода.

Для формування нерухомого електроду було досліджено процеси вирощування наноб'єктів Si на кремнійову підкладку орієнтації (111). Для цього осаджуєм плівки золота різної товщини – від 4 до 10 нм. Для одержання рівномірного розподілу золота у кристалах проводився відпал зразків протягом 30 хв за температури 600 ^{o}C з наступним охолодженням із швидкістю близько 3 град/хв. Після термообробки підкладок відбулась коагуляція золота у краплі. Середній діаметр крапель Si–Au істотно залежить від товщини осадженої плівки, і зменшується від 100 до 40 нм зі зменшенням товщини плівки від 10 до 4 нм. Після проведення високотемпературного відпалу пластини і коагуляції напиленого шару у краплі отримуємо пластину для подальшого росту вістрь нерухомого електрода методом хімічного парового осадження. Вирощування Si проводили на кремнієвих підкладках різної товщини золотої плівки – 10 та 4 нм. Аналіз ростових експериментів проводили з використанням методів електронної та атомно-силової мікроскопії. Для забезпечення регулярності утворених нанооб'єктів за допомогою шаблону сформовано золоті комірки (рис. 2.4, *а*, розділ 2), на кожній з яких отримано масив п'єдесталів, які в подальшому використовували для утворення вістря нерухомого електрода Si.

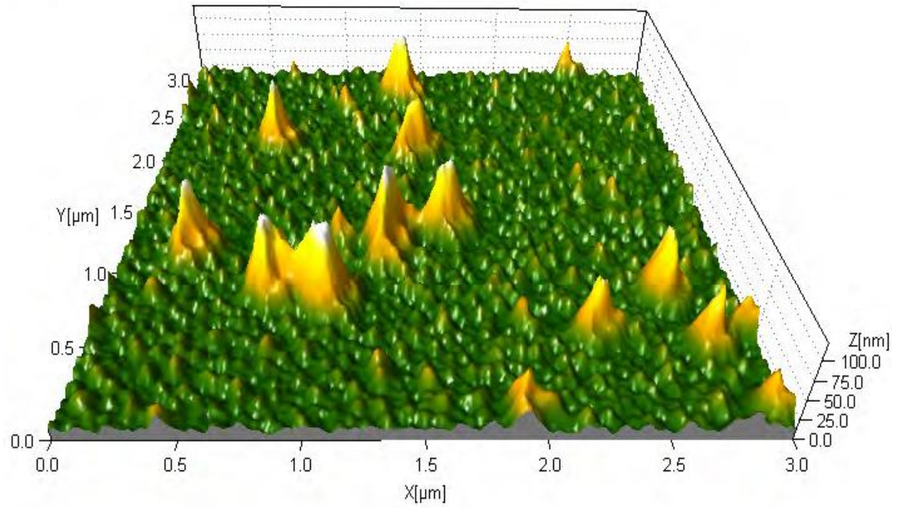


Рис. 7.28. АСМ зображення середнього розміру п’єдесталів на Si підкладці з плівкою золота товщиною 10 нм.

У результаті проведних експериментів на пластині кремнію утворився масив п’єдесталів Si, середній розмір яких зображено на (рис. 7.28). Розміри емісійних електродів, згідно яких проводився розрахунок автоемісії становив близько 1,8 мкм (рис. 7.29).

Утворення порожнини акселерометра.

Для створення герметизованих порожнин, рухомих консолей, електродів, балок тощо, а також враховуючи тенденції зменшення розмірів елементів до нанометрових, проведено піролітичне окислення сформованих наноструктур (кремнієва підкладка з вирощеними п’єдесталами кремнію) до товщини, яка повністю запобігала захисту чутливих емісійних електродів під час подальших технологічних процесах і становила 2–3 мкм.

Формування рухомого електрода.

В основі формування рухомого електрода акселерометра покладено лазерну рекристалізацію полікремнію як методу отримання досконалих напівпровідникових шарів в структурах кремній-на-ізоляторі, що використовувалась для створення різноманітних сенсорів фізичних величин. Для цього проведено відповідну попередню підготовку вихідних зразків. На сформованих окиснених пластинах кремнію з газової фази в реакторі зниженого тиску при температурі 625 ^{o}C осаджували шари полікремнію завтовшки 0,5 мкм. Для контролю за процесами зародження і росту зерен під час мікрозонної рекристалізації на етапі формування КНІ-структур було передбачено застосування способу селективного нагрівання матеріалів для створення заданого температурного профілю в зоні термічного впливу випромінювання.

Для цього на полікремнієвий шар додатково осаджували плівку SiO_2 товщиною 0,75 мкм та створювали смуги Si_3N_4 завширшки 5 мкм з кроком 30 мкм (рис.2.25, розділ 2). В результаті проведення лазерної рекристалізації отримані монокристалічні блоки з середнім розмірів кристалітів 20×500 мкм, що використовуються в подальшому як рухомі частини акселерометра.

Кінцевим етапом формування чутливого елемента акселерометра є створення топологічного рисунку на поверхні КНІ-структури з подальшим проведенням процесів мікропрофілювання шляхом комплексного застосування анізотропного та ізотропного травлення, які можна окреслити наступним:

- ізотропне плазмохімічне травлення незамаскованих ділянок КНІ-структури на глибину 1,5 мкм;
- повторне осадження шару Si_3N_4 завтовшки 0,02 мкм, осадження шару SiO_2 товщиною 0,1 мкм та формування фотолітографією і плазмохімічним травленням маскувальних ділянок на горизонтальній поверхні КНІ-структури;
- анізотропне плазмохімічне травлення піролітичного SiO_2 на дні протравлених щілин в КНІ-структурі;
- анізотропне плазмохімічне травлення SiO_2 для збільшення висоти протравлених щілин в кремнієвій пластині на 0,5 мкм;
- ізотропне травлення кремнію на глибину 0,5 мкм для створення об’ємних заглиблених порожнин під поверхнею КНІ-структури.

Отже, під час формування рухомого електрода акселерометра використовуються основні технологічні процеси, що лежать в основі виготовлення зінтегрованих схем. Чутливий елемент акселерометра функціонує наступним чином. При подачі різниці потенціалів між рухомим і нерухомим електродами протікає початковий струм автоемісії (рис. 7.29, *а*). При зміщенні рухомої маси електрода (рис. 7.29, *б*) збільшується відстань між вістрями, в результаті цього зменшується напруженість електричного поля у порожнині і, відповідно, струм автоемісії, який реєструється вимірювальними приладом, або схемою фіксації. При різниці потенціалів 1000 В між електродами, радіусі кривизни вістря електродів 5 нм, розраховано значення напруженості електричного поля, автоемісійного струму при заданих зміщень рухомого елемента і наведені в табл. 7.7.

Враховуючи сильну залежність автоемісійного струму від величини переміщення, про що свідчать результати наведені в табл.7.4, та дуже малу інерційність рухомого електрода, запропоновані елементи можуть бути основою для створення надчутливих акселерометрів з реєстрацією змін емісійних струмів як в дискретному виконанні, так і для створення елементів акселерометрів у складі наноелектромеханічних систем [244].

Таблиця 7.7

Струм автоемісії при зміщеннях рухомого електрода [243]

Зміщення, мкм	Напруженість поля, В/см	Струм автоемісії, А
0	$4,6x10^{7}$	$1,5x10^{-6}$
0,2	$4,2x10^{7}$	$3,2x10^{-7}$
0,4	$3,8x10^{7}$	$7,2x10^{-8}$

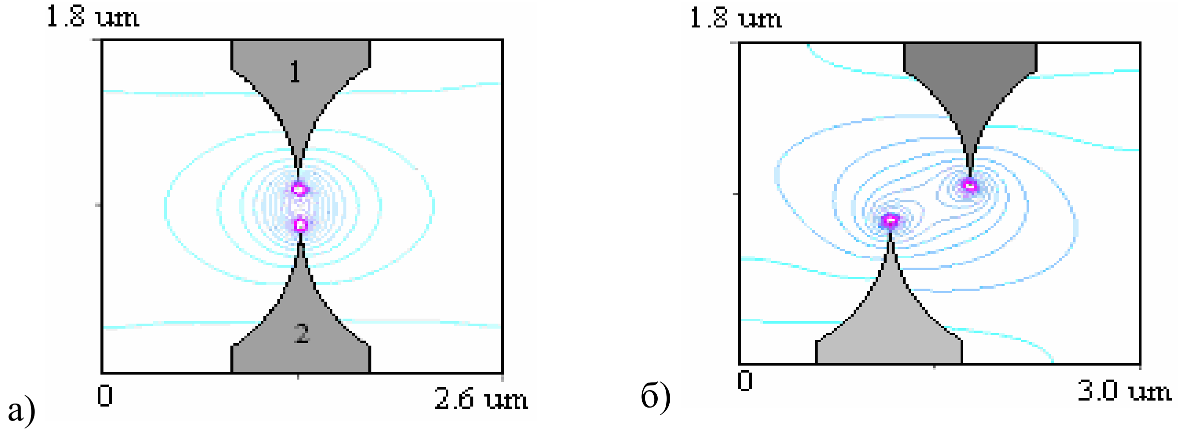


Рис. 7.29. Принцип дії акселерометра на основі наноструктур кремнію.

Необхідно зауважити, що конструктивний ізоляційний шар SiO_2 автоемісійного чутливого елемента акселерометра витримує напруженості електричного поля до 1000 В/мкм, тому придатний для високовольтних використань у пристроях та зінтегрованих наноелектромеханічних системах.

7.6. Висновки

У результаті експериментальних досліджень розроблено та запропоновано низку сенсорів фізичних величин на основі легованих напівпровідників, у т.ч. приладів, що виконані з використанням суміщеної технології створення структур кремній-на-ізоляторі та ниткоподібних кристалів кремнію:

1. Розроблено сенсори механічних величин для різних температурних діапазонів роботи:

   на основі ниткоподібних кристалів кремнію для кріогенних температур – при температурі 5 К значення коефіцієнта тензочутливості становить 53000. В інтервалі температур 5–50К температурний коефіцієнт тензочутливості становить -20 K^{-1}. Коефіцієнт тензочутливості для зразків із питомим опором ρ_{300K}=0,0168 Ом×см в інтервалі гелієвих температур сягає гігантських значень: $K_{4.2\,K}\approx$–53000 на постійному струмі та $K_{4.2K}\approx15500$ на змінному струмі при деформації стиску. У підвищеному діапазоні температур на основі КНІ-структур з рекристалізованим полікремнієвим шаром розроблено і виготовлено сенсори зусилля; чутливість розроблених сенсорів становила близько 3 мВ\(В·Н).

2. На основі ниткоподібних кристалів кремнію з коефіцієнтом тензочутливості $K\approx100$ виготовлено сенсор з циліндричним пружним елементом для підвищеного температурного діапазону роботи. Вихідний сигнал сенсора, $U_{вих}\approx$2мВ. Для цього пристрою розроблено електронну схему, що забезпечує вихідний струмовий сигнал 4–20 мА і температурну корекцію дрейфу нуля первинного перетворювача за

зміною температури.

3. Виготовлено високочутливий сенсор теплових величин на основі нерекристалізованого полікремнію в КНІ-структурах, дієздатний за кріогенних температур. В інтервалі 4,2–50 К температурний коефіцієнт опору становить близько 9%×$К^{-1}$. Такі чутливі елементи сенсорів доцільно використовувати або як окремі терморезистори, або як термочутливі елементи в багатофункціональному сенсорі на основі КНІ-структур разом з термостабільними п’єзорезисторами.
4. Розроблено чутливі елементи мікроелектронного сенсора температури кріогенних середовищ на основі КНІ-структур з шаром рекристалізованого полі кремнію *p*-типу провдності, з концентрацією носіїв заряду $7\times10^{17}см^{-3}$, дієздатні в сильному магнітному полі. Температурний коефіцієнт опору таких чутливих елементів в діапазоні температур 4,2–50К приблизно дорівнює -2,4 %·$град^{-1}$, а в інтервалі 4,2–120 К їх ТКО≈-2,08%·$град^{-1}$, що в кілька разів перевищує ТКО мідних та платинових чутливих елементів терморезистивних перетворювачів.
5. На основі ниткоподібних кристалів кремнію запропоновано сенсори теплових величин на основі терморезистивного принципу дії для широкого інтервалу температур. Температурний коефіцієнт опору НК Si змінюється від 0,2 до 0,4 %/K в залежності від концентрації домішки, що дає можливість створення на їх основі термометрів для вимірювання температур від кімнатної до температури скрапленого азоту.
6. Розроблено конструктивно–технологічні основи створення кремнієвих автоемісійних катодів, що лягло в основу виготовлення сенсорів фізичних величин на основі мікро- та наноструктур кремнію, розроблених за суміщеними технологіями. Так, запропоновано чутливий елемент акселерометра, виготовленого за суміщеними технологіями на основі КНІ-структур та нанокристалів кремнію. Це

дало можливість реалізувати як дискретний прилад, так і елемент зінтегрованих наноелектромеханічних систем зі структурою кремній-на-ізоляторі, який забезпечує контроль переміщення з точністю 200 нм.

7. На основі експериментальних досліджень за допомогою імпедансної спектроскопії створено компоненти твердотільної електроніки на основі мікро- та наноструктур кремнію, які теж реалізуються за суміщеними технологіями. Так, запропоновано конструкцію коливального контура, в якому комбінація елементів складається з ниткоподібного кристала кремнію із концентрацією легувальної домішки з діелектричної боку переходу метал–діелектрик, що забезпечує індуктивність коливального контуру, та полікристалічного кремнію в КНІ-структурах, що служить ємнісним елементом такої системи Резонансна частота коливального контуру порядку 6,0 МГц; а розрахована величина добротності контуру становить 57,7, що можна порівняти з добротністю відомих LC-контурів.
8. На основі легованих мікро- та наноструктур кремнію реалізовано сенсор магнітного поля, в якому функціонування чутливого елемента магнітного поля охоплює нову, на цей час, галузь спінтроніки. Принцип дії такого чутливого елемента базується на значному магніторезистивному ефекті і становить 250 % за температури 4,2К.

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

У результаті проведення дисертаційного дослідження розв'язано науково-прикладну проблему створення елементів сенсорної техніки, а також пристроїв, виготовлених на основі поєднання структур кремній-на-ізоляторі та мікрокристалів кремнію, що має важливе значення для сучасної кріоелектроніки, сенсорної мікро- та наносистемної техніки. Отримано такі основні результати:

1. Удосконалено технологічні методи виготовлення мікроструктур на основі полікристалічного та ниткоподібного кремнію, що відкриває в подальшому можливості застосування таких матеріалів для створення як чутливих елементів сенсорів, так і елементів зінтегрованих схем, у т.ч. завдяки поєднанню технологій виготовлення цих матеріалів. Експериментально показано, що використання літографічних підходів до формування мікроструктур кремнію за температури $T≈580\ ^{o}C$ з метою локального утворення необхідних об'єктів на напівпровідниковій пластині дасть змогу отримувати комбіновані структури у технології створення елементної бази пристроїв сенсорної електроніки. Це дозволяє найкращим чином реалізувати переваги структурної досконалості таких мікрокристалів та структур кремній-на-ізоляторі, а також гнучку і, порівняно, недорогу технологію їх отримання, яка є сумісною з технологією напівпровідникових чіпів.
2. Проведено комплексне дослідження електрофізичних властивостей структур кремній-на-ізоляторі у широкому інтервалі температур на постійному та змінному струмах, що є передумовою створення мікроелектронних сенсорів на базі полікристалічного кремнію у структурах кремній-на-ізоляторі. Встановлено, що за кріогенних температур в околі температури скрапленого гелію провідність змінюється стрибкоподібно (з довжиною стрибка $R_{\text{hop}}≈3$нм) для дрібнозернистих нерекристалізованих зразків, тоді як для рекристалізованих зразків, концентрація відповідає безпосередній близькості переходу метал–

діелектрик, спостерігається перехід від стрибкоподібного характеру до провідності, що відноситься до перколяційних систем. Подальше підвищення рівня легування вихідного матеріалу приводить до домінуючої ролі перколяційного механізму в транспорті носіїв заряду за кріогенних температур.

3. На основі результатів аналізу експериментальних даних дослідження впливу деформації на властивості ниткоподібних мікро- і нанокристалів кремнію *p*-типу провідності у широкому інтервалі температур виявлено основні закономірності транспортних характеристик та проведено оцінку можливості використання мікрокристалів Si як чутливих елементів сенсорів. Показано, що за низьких температур перенесення носіїв заряду в мікрокристалах відбувається шляхом стрибкового тунелювання зі змінною довжиною стрибка ($R_{\text{hop}}\approx5$-9 нм) по локалізованих домішках, а струмопротікання, в основному, домінує в підповерхневій області.
4. На основі досліджень магнітних та магнітотранспортних характеристик ниткоподібних мікрокристалів кремнію, концентрація домішки яких відповідає близькості переходу метал–діелектрик з діелектричного боку ($N<5{,}5\cdot10^{18}$см$^{-3}$) визначено, що магнітні властивості кристалів, підлягають законам протікання з утворенням магнітних кластерів і вкладаються в рамки моделі, яка полягає у поляризації спінів локалізованих носіїв заряду, що оточують атоми магнітних домішок.
5. Запропоновано новий підхід щодо використання ниткоподібних кристалів кремнію, легованих магнітною домішкою, у сенсорах, які можуть застосовуватись у спінтроніці. Принцип роботи таких приладів заснований на значному магнеторезистивному ефекті, який проявляється в залежності магнетоопору від індукції магнітного поля сягаючи 250 % за 14 Тл, що, зокрема, використано під час розроблення сенсорів магнітного поля.
6. Результати досліджень щодо впливу електронного опромінювання дають можливість стверджувати про стійкість шарів полікремнію в КНІ-структурах до високоенергетичного випромінювання для інтервалу

концентрацій від $2{,}4\cdot10^{18}$ до $1{,}7\cdot10^{20}$ $см^{-3}$ під час опромінення їх електронами високих енергій (E = 10 МеВ) з флюенсом $Ф=10^{16}$ел/$см^2$, що може бути використано для створення стійких до радіації мікроелектронних сенсорів на основі цих матеріалів.

7. На основі структур кремній-на-ізоляторі та ниткоподібних кристалів кремнію розроблено і виготовлено сенсори механічних величин для різних інтервалів робочих температур: сенсори для кріогенних температур, що розроблені на основі ниткоподібних кристалів кремнію, для яких коефіцієнт тензочутливості $K\approx15500$. У підвищеному інтервалі температур (до кімнатної температури) з коефіцієнтом тензочутливості $K\approx100$ виготовлено сенсор з циліндричним пружним елементом. Вихідний сигнал сенсора $U_{вих}\approx2$ мВ; на основі КНІ-структур із рекристалізованим полікремнієвим шаром коефіцієнт тензочутливості $K\approx325$ для кріогенних температур. У підвищеному інтервалі температур з коефіцієнтом тензочутливості $K\approx35$. Вихідний сигнал сенсора становить $U_{вих}\approx3$ мВ.
8. На основі структур кремній-на-ізоляторі та ниткоподібних кристалів кремнію розроблено і створено сенсори теплових величин, дієздатних в інтервалі кріогенних температур: високочутливий сенсор на основі нерекристалізованих шарів полікремнію в КНІ-структурах з температурним коефіцієнтом опору $9\ \%\times К^{-1}$; на основі шарів рекристалізованого полі кремнію – дієздатні в сильних магнітних полях з ТКО $2{,}08\ \%\times К^{-1}$; на основі ниткоподібних кристалів кремнію – з ТКО $0{,}4\ \%\times К^{-1}$.
9. Розроблено нові підходи і запропоновано конструктивно-технологічні методи виготовлення елементної бази сенсорів, які створені за допомогою суміщення технології виготовлення структур кремній-на-ізоляторі та напівпровідникових ниткоподібних нанокристалів кремнію. Так, запропоновано чутливий елемент акселерометра, що дало можливість реалізувати як дискретний прилад, так і елемент зінтегрованих наноелектромеханічних систем зі структурою кремній-на-ізоляторі, який

забезпечує контроль переміщення з точністю 200 нм.

10. На основі мікрокристалів кремнію та структур кремній-на-ізоляторі створено як дискретні елементи твердотільної електроніки (індуктивні, ємнісні елементи), так і комбіновані (коливальні контури), які реалізуються за суміщеними технологіями. Конструкція коливального контура передбачає комбінацію елементів, яка складається з ниткоподібного кристала кремнію із концентрацією легувальної домішки, що відповідає діелектричному боку переходу метал–діелектрик і забезпечує індуктивність коливального контуру та полікристалічного кремнію в КНІ-структурах, що слугує ємнісним елементом такої системи. Значення добротності такого контуру становить близько 60, що є достатньою умовою використання в LC-контурах.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Sensor Technology Handbook. Editor-in-Shief Jon.S.Wilson, Elsevier Inc.2005.–703p.
2. M.J.Anc, R.P.Dolan, J.Jiao, and T.Nakai, “Thin–Layer SIMOX for Future Applications”, Proc.1999 IEEE International SOI Conference, pp.106-107.
3. Silicon–on–Insulator Technology: materials to VLSI / Collinge J.-P. Edition, by Kluwer Academic Publishers, 1997.
4. Etienne Sicard, Sonia Delmas Bendhia. Advanced CMOS cell design. McGraw-Hill, New-York. – 2007. – 383 c.
5. G. K. Celler, S. Cristoloveanu. Frontiers of silicon-on-insulator//J. of Applied Physics.–Vol.93,№9.–2003.– P.4955–4978.
6. Kerry Bernstein, Norman J. Rochler. SOI circuit design. Kluwer Academic Press, New York. – 2002. – 321 c.
7. Kamins T.I. and Marcoux P.J. // IEEE Electron Device Letters. – 1980. –Vol. EDL–1.– P. 159.
8. Alexei Nazarov, VS Lysenko, VA Gusev, Valeriya Kilchytska. CV and thermally activated investigations of ZMR SOI meza structures// 6th International Electrochemical Society meeting and Symposium on" Silicon-on-Insulator Technology and Devices".– 1994.– P. 236-244.
9. Leitz E. Enhanced zone-melting recrystallization for crystalline silicon // Brit. Patent № 691355.–1950
10. Maserjtan J. Single- crystal germanium films by microzone mel-ting / Maserjtan J. // Sol. St. Electron. – 1963. – V. 6, № 5. – P. 477–484.
11. Weider H.H. Crystallization aand properties of InSb film grown from nonstoichiometric liquid / J. Maserjtan // Sol. St.Commun.–1965. – V. 3, № 2.– P. 159–160.
12. Патмалниекс А.А. О возможности кристаллизации тонких слоев кремния методом зонной плавки / А.А. Патмалниекс // Изв.Ан.Латв. / Сер. Физ и техн. наук. – 1970. – № 3. – С. 38–42.

13. Pinizzotto R.F. Subgrain boundaries in laterally seeded silicon-on-oxide formed by graphite strip heater recrystallization / Pinizzotto R.F., Lam H.W., Vaandrager B.L. // Appl. Phys. Lett. – 1982. – V. 40, № 5. – P. 388–390.

14. Pinizzotto R.F. Microstructural defects in laser recrystallized, graphite strip heater recrystallized an buried oxide silicon-on-insulator systems: a status report / Pinizzotto R.F. // J. Cryst. Growth.–1963.–V. 63, № 3 .– P. 559–582.

15. Geis M.W. Zone – melting recrystallization of Si films with a moveable- srip – heater oven / Geis M.W., Smith H.I., Tsaur B.-Y. // J. Electrochem. Soc.–1982.– V. 129, № 12. – P. 2812–2818.

16. Leamy H.J. Cellular growth in micro-zone melted silicon / Leamy H.J., Chang C.C. et al. // Mater. Lett.– 1982.– V. 1, № 1. – P. 33–36.

17. Tillack B. Thick monocrystalline silicon on oxidized silicon wafers produced by a zone-melting process using a scanning halogen lamp / Leamy H.J., Mosck P. et al. // Phys.Stat Sol.–1986.– V. 94 a, № 2. – P. 871–876.

18. Atwater H.A. Zone-melting recrystallisation of thick silicon on insulator films / Atwater H.A., Smith H.I., Thompson C.V. // Mater. Lett. – 1984.– V. 2, № 4 a. – P. 269–273.

19. Lee E.-H. Extended growth of subgrain- boundary – free SOI via thermal gradient variation / Lee E.-H. // Appl. Phys Lett. – 1984. – V. 44, № 10.– P. 959–961.

20. Smith H.I. The mechanism of orientation in Si graphoepitaxy by laser or strip heater recrystallisation / Smith H.I., Thompson C.V., Geis M.W. // J. Electrochem. Soc.– 1983.– V. 130, № 10.– P. 2050–2053.

21. Jackson K.A. Instability in radiatively melted silicon films / Jackson K.A., Kurtize D.A. // J.Cryst.Growth.– 1985.–V. 71, № 2. – P. 385–390.

22. Biegelsen D.K. Origin of oriented crystal growth of radiantly melted silicon on SiO_2 / Biegelsen D.K., Fennel L.E., Zesch J.C. // Appl. Phys. Lett.– 1984.– V. 45, № 5.– P. 546–548.

23. Дружинин А.А., Когут И.Т., Костур В.Г., Лыба О.М., Родионова Т.В. Структурные изменения в капсулированных слоях поликремния под

действием сканирующего лазерного излучения // Физика и химия обработки материалов. - 1992. - N 3. - С.38-43.

24. Lavitskaya E.N. Druzhinin A.A. Maryamova I.I. Deshchinsky Y.L. Grain boundary effect on the conductivity and piezoresistance of the polycrystalline silicon layers// Functional Materials v.3, No.1, 1996, pp.58-61
25. Synthesis of thin Si whiskers (nanowires) using $SiCl_4$ / Y. Zhang, Q. Zhang, N. Wang, Y. Yan [et al.] // J. Crystal Growth. – 2001. – V. 226. – P. 185–191.
26. Deng C., Sigmon T. W., Wu J. C., Wybourne M. N., Rack J. Formation and characterization of ultrasmall dimension GeSi wire structure by using pulsed laser-induced epitaxy// Appl. Phys. Lett. –1996. – V. 68 (26).– P. 3734–3736.
27. Ge S., Jiang K., Fan S. Silicon nanowires structure and method for masking them // USA Patent, US 2007/0235841 Al.
28. Щетинин А.А., Козенков О.Д., Гиляровский А.В., Попова Е.Е // Изв АН СССР. Георг. Матер.– 1989.– Т.25, No. 8. – С.1237.
29. Imaging, Structural and Chemical Analysis of Silicon Nanowires [Текст] /R. J. Barsotti Jr., John E. Fischer, C. H. Lee, J. Mahmood, C. K. W. Adu, P. C. Eklund // Mat. Res. Soc. Symp. Proc.–2003.–V.737.– P. F6.8.1–F6.8.5.
30. Kodambaka S., Tersoff J., Reuter M. C., and Ross F. M. Diameter-Independent Kinetics in the Vapor-Liquid-Solid Growth of Si Nanowires// Physical review letters. – 2006. – V. 96. – P. 096105.
31. Asheghi M.; Leung Y. K.; Wong S. S.; Goodson K. E. Phonon-boundary scattering in thin silicon layers // Appl. Phys. Lett. – 1997. – V. 71. – P. 1798.
32. Miller W., Succi S. Lattice gas modeling of nanowhisker growth // Physical review (E). – 2007. – V. 76. – P. 031601.
33. Дубровский В.Г. Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы: синтез, свойства, применения / В.Г. Дубровский, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов // Физика и техника полупроводников. – 2009. – Т. 43, вып. 12. – С. 1585–1628.

34. C. Fenouillet-Beranger, E. Richard, P. Perreau, et al. CMOS performance enhancement with FDSOI technology// 2nd French-Ukrainian seminar Kiev 8-11 April 2013.-p.22-23.

35. Giorgio Cesana , 28 & 20nm FDSOI Technology Platforms// Technology R&D -2013р.-р.40.

36. Nuo Xu, François Andrieu, Byron Ho, Bich-Yen Nguyen, et al.Impact of Back Biasing on Carrier Transport in Ultra-Thin-Body and BOX (UTBB) Fully Depleted SOI MOSFETs// Symposium on VLSI Technology Digest of Technical Papers - 2012.-p.113-114.

37. Алферов Ж.И. Полупроводниковая электроника в России. Состояние и перспективы развития / Ж.И. Алферов // Электроника: НТБ. – 2005. – №4. – С. 5-9.

38. Байцар Р.І. Напівпровідникові мікросенсори [Текст]: Навчальний посібник з курсу “Технологія та конструювання засобів вимірювання” / Р.І. Байцар, С.С. Варшава – Львів: ЛвЦНТЕІ. – 2001.– 288 с.

39. Mechanical properties of the silicon-germanium alloy whiskers [Текст] / R.I. Baitsar, S.S. Varshava, I.V. Kurylo, I.P. Ostrovskii //Functional materials.-2001.-Vol.8,№2.-P.373-376.

40. Дружинін А.О., Островський І.П., Когут Ю.Р. Ниткоподібні кристали кремнію, германію та їх твердих розчинів в сенсорній електроніці.— Львів: Вид. НУ “Львівська політехніка”, 2010.

41. Вплив деформації на домішкову провідність ниткоподібних кристалів кремнію в області переходу метал-діелектрик [Текст]/ А.О.Дружинін, І.Й. Мар’ямова, О.П. Кутраков, І.В.Павловський // Фізика і хімія твердого тіла. – 2003. – Т. 4, № 4. – С. 720-728

42. Дружинин А.А. Нитевидные кристаллы Si-Ge для измерения уровней деформации при низких температурах [Текст]/А.О.Дружинін, І.П.Островський, Н.С.Лях // Труды 4-ой Междунар. науч.-техн.

конф.“Микроэлектронные преобразователи и приборы на их основе”.– Баку-Сумгаит (Азербайджан).– 2003. – С. 58–59.

43. От полупроводниковых тензорезисторов к микроэлектронным датчикам [Текст]/ А. А.Дружинин, И. И.Марьямова, Е. Н.Лавитская, А. П.Кутраков // Датчики и системы. – 2001. – №6. – С. 2 – 7.
44. Druzhinin A. Medical pressure sensors on the basis of silicon microcrystals and SOI layers [Текст]/ A.Druzhinin, E.Lavitska, I.Maryamova // Sensors and Actuators. – 1999. – V. B 58. – P. 415 – 419.
45. Ю. М. Поплавко, О. В. Борисов, В. І. Ільченко Мікроелектроніка і наноелектроніка. Навч. посіб. / Ю. М. Поплавко, О. В. Борисов, В. І. Ільченко та ін. – К.: НТУУ«КПІ», 2010. – 160 с.
46. Вербицкий В.Г. Ионные нанотехнологии в электронике. Монография.-К.: «МП Леся», 2002.-376 с.
47. Старков В.В., Аристов В.В., Желтиков А.М., Магницкий А.А., Тарасищин А.В. Создание фотоновых кристаллов методами глубокого анодного травления кремния // Микросистемная техника. 2001. №9. С.37-411.
48. Настаушев Ю.В., Гаврилова Т.А., Асеев А.Л., Колосанов В.А., Качанова М.М., Ненашева Л.А., Антонова И.В., Наумова О.В., Попов В.П. Применение электронной литографии для изготовления кремниевых (КНИ) устройств наноэлектроники // Микроэлектроника
49. Vishwas Jaju. Silicon-on-Insulator Technology//, Advances in MOSFETs. – 2004.–EE 530.
50. Kawamura S., Sasaki N., Iwai T.// Silicon–in–insulator: Ith Technology and Application/ ed. dy S.Furukawa, Dordrecht: Reidel.–pp.87–84.
51. International Technology Roadmaps for Semiconductors (ITRS-01), November 2001, Santa-Clara, Calif., USA, 2001.
52. Stengl R., Gösele U. Method for bubble-free bonding of silicon wafers // U.S. Patent N US5024723 from 11/1989.
53. Radiation // TEMIC Semiconductors. June 1999. P. 1-5.

54. Артамонов А.С., Никифоров А.Ю., Согоян А. В., Французов А.А., Попов В.П. Экспериментальное исследование радиационного поведения SMART-CUT КНИ-структур // ВАНТ, Научно-технический сборник Радиационная стойкость электронных систем (“Стойкость-2001”). 2001. Вып. 4. С. 37-38.
55. Ongi Englander, Dane Christensen, Mu Chiao, Jongbaeg Kim and Liwei Lin.Localized synthesis of silicon nanowires// Berkeley Sensor and Actuator Center/ TRANSDUCERS ’03 The 12th International Conference on Solid State Sensors, Actuators and Microsystems, Boston, June 8-12, 2003.– pp.186-189
56. Y. Cui, and C. M. Lieber, “Functional nanoscale electronic devices assembled using silicon Nanowire building blocks,” Science, 291, 851-853 (2000).
57. Rongrui He and Peidong Yang.Giant piezoresistance effect in silicon nanowires// Department of Chemistry, University of California, Materials Science Division, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California 94720, USA Published online: 4 October 2006; doi:10.1038/nnano.2006.53
58. Wee, K. W.et al. Novel electrical detection of label-free disease marker proteins using piezoresistive self-sensing micro-cantilevers.Biosens. Bioelectron.20,1932 – 1938 (2005).
59. Lee, M. L., Fitzgerald, E. A., Bulsara, M. T., Currie, M. T. & Lochtefeld, A. Strained Si, SiGe and Ge channels for high-mobility metal-oxide – semiconductor field-effect transistors.J. Appl. Phys.97,011101 (2005)
60. Peng K.Q., Zhu J. Simultaneous gold deposition and formation of silicon nanowire arrays // Journal of electroanalytical chemistry. – 2003. – Vol. 558. – P. 35–39.
61. Peng K.Q., Yan Y.J., Gao S.P., Zhu J. Synthesis of large-area silicon nanowire arrays via self-assembling nanoelectrochemistry // Adv. Mater. – 2002. – Vol. 14. – P. 1164–1167.
62. Kayes B.M., Filler M.A., Putnam M.C., Kelzenberg M.D., Lewis N.S., Atwater H.A. Growth of vertically aligned Si wire arrays over large areas (>1 cm^2) with Au and Cu catalysts // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 91. – 103110 – 103112.

63. Allen J.E., Hemesath E.R., Perea D.E., et al. High-resolution detection of Au catalyst atoms in Si nanowires // Nat. Nanotechnol. – 2008. – Vol. 3. – P. 168–173.
64. Microelectromechanical System Design Based on Si Nanowires / A. Klimovskaya, I. Ostrovskii, Yu. Khoverko, S. Nichkalo // Proc. of the Xth Int. Conf. “The Experience of Designing and Application of CAD Systems in Microelectronics”, February 28–29, 2009, Svalyava, Ukraine. – 2009. – P. 504–505.
65. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Нічкало С.І. Вирощування нано- та мікродротин кремнію методом CVD та можливість їх сенсорних застосувань // Наук.-техн. збірн. “Электроника и связь”.– №2-3. – 2009. – С. 56-60.
66. Патент на корисну модель № 63926 Україна, МПК H01L 21/00, C30B 29/00. Спосіб одержання масивів нанокристалів кремнію / Дружинін А.О., Островський І.П., Нічкало С.І., Ховерко Ю.М.; Національний університет “Львівська політехніка” – № u 2011 03520; заявл. 24.03.2011, опублік. 25.10.2011, Бюл. № 20/2011.– 3 с.
67. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Нічкало С.І. Особливості створення нанорозмірних кристалів кремнію// XII Міжнар. конференція з фізики і технології тонких плівок та наносистем .–2009.–Т.2–С.46-48.
68. A.A.Druzhinin, I.P.Ostrovskii, Yu.M.Khoverko, S.I.Nichkalo GROWTH OF Si WIRES ARRAY BY CVD METHOD // E-MRS 2009 Spring Meeting, Strasbourg. Scientific Programme and Book of Abstracts. Symposium : I Advanced Silicon materials research for electronic and photovoltaic applications. – P. 155.
69. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Нічкало С.І. Вирощування нанорозмірних кристалів кремнію методом газофазової епітаксії // Тези XII науково-техн. конференції професорсько-викладацького складу Національного університету «Львівська політехніка», 7-9 квітня 2009 р., м. Львів. – С.29.

70. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.M., Nichkalo S.I. Peculiarities of Si nanowires growth // Materials of International Meeting “Clusters and nanostructured materials (CNM-2)”. – Uzhgorod, Ukraine. –2009. – P.58.
71. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М, Нічкало С.І. Вирощування нанорозмірних кристалів Si методом газофазової епітаксії // Вісник Національного університету “Львівська політехніка”: “Електроніка”. – 2009. – № 646. – С. 11–16.
72. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Нічкало С.І. Особливості створення нанорозмірних кристалів кремнію // Фізика і хімія твердого тіла.– Т.10, №4.–2009.– с.777–780.
73. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Нічкало С.І. Моделювання кінетики росту нанорозмірних кристалів кремнію // Нові технології. – 2010. – № 2 (28). – С.75–78.
74. А.А. Дружинин, И.П. Островский, Ю.Н. Ховерко, С.И. Ничкало Получение нитевидных нанокристаллов Si и SiGe // Збірник наукових праць „Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології”. – 2011. – Т. 9. – С. 925–931.
75. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Нічкало С.І. Моделювання кінетики росту нанорозмірних кристалів кремнію // Четверта міжнародна науково-практична конференція МЕТІТ-4, 19–21 травня 2010 р., м. Кременчук, Україна. Збірник тез доповідей. С.137–138.
76. A.A. Druzhinin, Yu.M. Khoverko, S.I. Nichkalo, Iu.R. Kogut Growth of Si-based nanowires for alternative energy sources // E-MRS 2010 Fall Meeting, Warsaw. Scientific Programme and Book of Abstracts. Symposium E: Nanoscaled Si, Ge based materials. – P.40
77. А. А. Дружинин, И. П. Островский, Ю. Н. Ховерко, С. И. Ничкало Получение нитевидных нанокристаллов Si и SiGe // II Международная научная конференция «Наноструктурные материалы – 2010»: Тезиы. – Киев. – 2010. – С. 438.

78. Патент на корисну модель № 66137 Україна, МПК H01L 31/05. Спосіб одержання поверхневої функціональної нанотекстури / Дружинін А.О., Єрохов В.Ю., Островський І.П., Нічкало С.І., Ховерко Ю.М.; Національний університет “Львівська політехніка” – № u 2011 06810; заявл. 30.05.2011, опублік. 26.12.2011, Бюл. № 24/2011.– 3 с.

79. A.A. Druzhinin, A.A. Evtukh, I.P. Ostrovskii, Yu.M. Khoverko, S.I. Nichkalo Formation of ordered Si nanowires arrays on Si substrate // Symposium of Nanostructured Materials “NANO 2013”, 21–22 May, 2013, Rzeszow, Poland. – 2013. – P.53–54

80. A.A. Druzhinin, I.P. Ostrovskii, Yu.N. Khoverko, S.I. Nichkalo, S.M. Dvornytskyi Technological approaches for growth of silicon nanowires arrays // Abstract book of International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO–2013), August 25 – September 1, 2013, Bukovel, Ukraine. – Lviv: Eurosvit, 2013. – P.147.

81. A.A. Druzhinin, I.P. Ostrovskii, Yu.M. Khoverko, Ya.V. Gij. Peculiarities of Si-Ge whiskers growth by CTR method. // International Conference “Crystal Materials’2005”. Abstracts Book. – Kharkov, 2005. – P. 51.

82. A.A. Druzhinin, I.P. Ostrovskii, Yu.M. Khoverko, Ya.V. Gij. Peculiarities of Si-Ge whisker growing by CTR method. // Functional materials. – 2005. – Vol. 12, № 4. – P.738-741.

83. Разработка методов получения материалов, обладающих необходимыми механическими характеристиками, – нитевидных полупроводниковых кристаллов и создание на их основе датчиков механических величин: Отчет о НИР (заключ.) / Львов. орд. Ленина политех. ин-т им. Ленинского комсомола. – № 1.3.2.5(4).– Львов, 1980. – 282 с.

84. Аббасов Ш., Бекеша С.Н., Климовская А.И., Байцар Р.И., Островский И.П. Формы роста нитевидных кристаллов Si n-типа // Докл. АН Азейбарджана, 1992, Т.36, № 1-2. – С.41–44.

85. Исследование морфологи и магнитных свойств нитевидных кристаллов кремния [Текст] / И.П. Островский, Я.С. Гий, В.М. Цмоць, Ю.В. Павловский // Кристаллография. – 2004.– Т.49, №2.– С. 258–262.

86. Баранський П.І., Федоров А.В., Гайдар Г.П. Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу // Луцьк:Настир’я, 2000.–280 с.

87. Гиваргизов Е.И. Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара [Текст] / Е.И Гиваргизов.– М.: Наука, 1977.– 304с.

88. Нічкало С.І. отримання та характеристики ниткоподібних мікро- і нанокристалів Si та твердих розчинів $Si_{1-X}Ge_X$ для приладних застосувань.- Рукопис. Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.27.01 – твердотільна електроніка.- НУ «Львівська політехніка». Львів, 2012.

89. Даринский Б.М. О зависимости скорости роста нитевидных кристаллов от их диаметров / Б.М. Даринский, О.Д. Козенков, А.А. Щетинин // Физика. – 1986. – Т. 18, №2. – С. 86.

90. Дружинін А.О. Вирощування ниткоподібних кристалів Si-Ge<Zn> в закритій бромідній системі / А.О. Дружинін, І.П. Островський, Н.С. Лях, С.М. Матвієнко // Вісник НУ “Львівська політехніка”: “Електроніка”. – 2004. – № 513. – С. 59-63.

91. Климовская А.И. Рентгенометрическое исследование субмикронных нитевидных кристаллов кремния n-типа [Текст] / А.И. Климовская, И.П. Островский, Р.И. Байцар // Изв. АН России. – 1993. –Т. 57, №11. – С. 210.

92. Gule E.G. Visible light emission from free-standing filament crystals of silicon / E.G. Gule, G.Yu. Rudko, A.I. Klimovskaya [et al.] // Phys. Stat. Solid. A. – 1997. – V. 161 (2). – P. 565–570.

93. H. Abed, D. Tonneau, S. Nitsche, D. Chaudanson, H. Dallaporta, V. Safarov, H. Jamgotchian. Growth of Silicon Nanowires by Laser-Assisted CVD of Silane. // Proceedings of the TNT2005, Oviedo – Spain, August - 02 September, 2005.

94. Shashank Sharma, Amir A. Yasseri, M. Saif Islam, Theodore I. Kamins, R. Stanley Williams. Controlled Metal-catalyzed Growth of Silicon Nanowires for Device Integration // The Preliminary Program for 2005 Annual Meeting on Nanowire based devices/sensors (Cincinnati, OH), 2005.

95. Druzhinin A.O., Khoverko Yu.M., Ostrovskii I.P., Nichkalo S.I., Nikolaeva A.A., Konopko L.A., Stich I. Investigation of Ga-In contacts to Si and Ge wires for sensor application // Materials of XIII International conference Physics and technology of thin films and nanosystems, 16-21 May, Ivano-Frankivsk.- 2011.- Vol. 1.- P.234.

96. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Y., Nichkalo S. Silicon Nanowires Grown by Chemical Vapour Deposition Method for Photovoltaic Cells // Proceedings of the XXXII International Conference ELNANO 2012, April 10–12, 2012, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2012. – P. 75–76.

97. Корецький Р.М.. - Рукопис. Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.27.01 – твердотільна електроніка.- НУ «Львівська політехніка». Львів, 2014.

98. „Дослідження низькотемпературних характеристик напів-провідникових мікрокристалів і структур в полях ефективного зовнішнього впливу для створення сенсорів.– 2006: звіт з НДР/ номер державної реєстрації 0106U001337.

99. Дружинін А.О. Мікроелектронні сенсори на основі шарів КНІ, рекристалізованих лазерним опроміненням / А.О. Дружинін, О.М. Лавитська, І.Й. Мар’ямова, Ю.М. Панков, Ю.М. Ховерко // Вісник Держ. ун-ту “Львівська політехніка” “Елементи теорії та прилади твердотільної електроніки”. – 2000. – № 393. – С. 7–11.

100. Druzhinin A. Laser recrystallized SOI layers for sensor applications at cryogenic temperatures. / Druzhinin A., Lavitska E., Maryamova I., KhoverkoY. /F. Balestra et al. (eds.)// Progress in SOI structures and Devices Operating at Extreme Conditions. Kluwer Acad. Publishers. Printed in the Netherlands. – 2002. – P. 233 – 237.

101. A.Druzhinin, I.Pankevich, Y.Khoverko. Recrystallized polysilicon on insulater substrates as a material for optoelectronics sensors. Proc. of SPIE Vol.3730.-1999.-pp.47-50.
102. Гиваргизов Е.И. Искусственная эпитаксия – перспективная технология элементной базы микроэлектроники / Е.И. Гиваргизов. – М.: Наука, 1988.– 177 с.
103. Sekko A.F. Dislocation etch for (100) planes in silicon / Sekko A.F. // J. Electrochem. Soc. – 1972. – V.119. – P. 948–951.
104. Розробка фізичних і технологічних основ створення сенсорів фізичних величин нового покоління для різних температурних інтервалів на основі КНІ–структур і напівпровідниковихмікро кристалів: звіт з НДР/ Національний університет “Львівська політехніка; № 0100U000499.
105. Фельдштейн А.Л. Справочник по элементам волноводной техники/ А.Л. Фельдштейн, Л.Р. Явич, В.П. Смирнов – М.: Советское радио,1967.– 652с.
106. Shannon R. Exploring Einstein's Universe with Gyroscopes/ R. Shannon, K. Gravity, B.Probe — NASA, 2004.– 26p.
107. http://www.scribner.com/zview-for-windows.html
108. Honda M. The Impedance Measurement Handbook / M. Honda – Yokogawa-Hewlett-Packard Ltd., 1989.– 79p
109. A.A. Druzhinin, I.I. Maryamova, I.T. Kogut, Y.M. Pankov, Y.M. Khoverko, T. Palewski. Polysilicon-on-insulator layers at cryogenic temperatures and high magnetic fields. // Science and Technology of Semiconductor-On-Insulator Structures and Devices Operating in a Harsh Environment. NATO Advanced Research Workshop, Kyiv, Ukraine, 25-29 April 2004. Conference Abstracts, pp.91-92.
110. А.О. Дружинін, І.Й. Мар’ямова, Когут І.Т., Ховерко Ю.М., Матвієнко С.М. “Полікремній на ізоляторі як матеріал для створення сенсорів, працездатних у широкому інтервалі температур”. // Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології”,

Україна, Одеса, 1–5 червня 2004 р. Тези доповідей. – Одеса: “Астропринт”, 2004. – С. 238

111. А.О. Дружинін, І.Й. Мар’ямова, Ю.М. Ховерко, С.М. Матвієнко. Властивості шарів полікремнію на ізоляторі при кріогенних температурах і в сильних магнітних полях. // Фізика і технологія тонкких плівок. Матеріали X Міжнародної конференції. – Т.2.– Івано-Франківськ: Гостинець, 2005.–С. 121.
112. А.О. Дружинін, І.Й. Мар’ямова, Ю.М. Ховерко, С.М. Матвієнко. Властивості шарів полікремнію на ізоляторі при кріогенних температурах і в сильних магнітних полях. // Фізика і хімія твердого тіла. – 2005. – Т. 6, № 2. – С. 241-246.
113. Druzhinin A., I. Maryamova, I. Kogut, Yu. Pankov, Yu. Khoverko, T. Palewski. Polysilicon-on-insulator layers at cryogenic temperatures and high magnetic fields. // D. Flandre et al. (eds.), Science and Technology of Semiconductor-On-Insulator Structures and Devices Operating in a Harsh Environment. – Kluwer Academic Publishers. – 2005. – P. 297-302..
114. Anatoliy Druzhinin, Igor Kogut, Yuriy Khoverko, Roman Koretskii Polysilicon on Insulator Structures for Sensor Application Operating at Low Temperatures // Proceedings of the VIIIth International Conference in MEMS Design, April 18–21, 2012, Polyana-Svalyava, Ukraine. – Polyana-Svalyava, 2012. – P. 102–104.
115. Дружинін А.О., Когут І.Т., Ховерко Ю.М. Лазерна рекристалізація як метод модифікації полікремнію в КНІ-структурах // Матеріали Всеукраїнської науково-технічної конференції «Лазерні технології. Лазери та їх застосування». – 2011. – С. 62–63.
116. Druzhinin A.O., Kogut I.T., Khoverko Yu.M., Koretskii R.M. Influence of dispersion of polysilicon on low-temperature conductivity in SOI structures // Materials of XIII International conference Physics and technology of thin films and nanosystems, 16-21 May, Ivano-Frankivsk.- 2011.- Vol. 1.- P.134.

117. Druzhinin A.A., Kogut I.T., Khoverko Yu.M., Koretskii R.M. Influence of Dispersion of Polysilicon on Low-temperature Conductivity in SOI structures // Physics and Chemistry of Solid State.– 2011. – V.12 (3). – P. 753–756

118. Дружинін А.О., Когут І.Т., Ховерко Ю.М., Вуйцик А.М. Вплив лазерної рекристалізації на властивості полікремнію в КНІ-структурах // Матеріали Всеукраїнської науково-технічної конференції з міжнародною участю «Лазерні технології. Лазери та їх застосування», 21–24.06, Трускавець. – 2011. – С. 64–65.

119. Druzhinin A.A., Kogut I.T., Khoverko Yu.N., Koretskii R.N., Khamuljak V.M. Properties of low-dimentional polysilicon in SOI structures & practical application at low temperature // Program & Materials of International Meeting “Clusters and nanostructured materials (CNM-3)”, 14–17.10.2012, Uzhhorod. – 2012. – P. 34.

120. A.A. Druzhinin, I.T. Kogut, Y.N. Khoverko, R.N. Koretskii Properties of low-dimensional polysilicon in SOI structures for low temperature sensors // 2nd Ukrainian-French Seminar “Semiconductor-On-Insulator Materials, Devices and Circuits: Physics, Technology and Diagnostics”, 8–11 April, 2013, Kyiv, Ukraine. – 2013. – P.40–41.

121. V.I. Holota, I.T. Kogut, A.A. Druzhinin, Y.M. Khoverko High sensitive active MOS image pixel on the local 3D SOI-structure // 2nd Ukrainian-French Seminar “Semiconductor-On-Insulator Materials, Devices and Circuits: Physics, Technology and Diagnostics”, 8–11 April, 2013, Kyiv, Ukraine.– 2013. – P.42–43.

122. Druzhinin A, Lavitska E., Maryamova I., Khoverko Y. Laser recrystallized SOI layers for sensor applications at cryogenic temperatures. F. Balestra et al. (eds.) Progress in SOI structures and Devices Operating at Extreme Conditions. Kluwer Acad. Publishers. Printed in the Netherlands. – 2002. – P. 233-237.

123. A.A. Druzhinin, I.T. Kogut, Yu.M. Khoverko Polysilicon on insulator structures for sensors application at harsh conditions // 6th International SemOI Conference

"Nanoscaled Semiconductor-on-Insulator Materials, Sensors and Devices", 26 – 30 April, 2010, Kyiv, Ukraine: Conference abstracts. – 2010. – P.44–45.

124. Yu.N.Khoverko. Polysilicon on Insulator Structures for Sensor Application at Harsh Conditions// Physics and Chemistry of Solid State. – V. 12, № 1. –2011. – p. 230-235.

125. Druzhinin A.A., Kogut I.T., Khoverko Yu.M. Investigation of electron irradiation influence on properties of polycrystalline layers in SOI structures // 8-th International Conference on Electronic Processes in Organic and Inorganic Materials, May 17–22, 2010, Ivano-Frankivsk region, Ukraine. Book of Abstracts. – 2010. – P.115–116.

126. Дружинин А.А., Марьямова И.И., Когут И.Т., Ховерко Ю.М. Исследование радиационной стойкости слоев поликремния в КНИ-структурах при электронном облучении // Труды XI Международной научно-практической конференции “Современные информационные и электронные технологии” (СИЭТ-2010). – Том 2. – Одесса. – 2010. – С. 128.

127. Дружинін А.О., Мар’ямова І.Й., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. Дослідження впливу електронного опромінення на ниткоподібні кристали Si, SiGe та шари полікремнію // 4-та Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ-4): Тези доповідей. – Одеса: Астропринт, 2010. – С. 8–9.

128. Ховерко Ю.М. Исследование стойкости слоев поликремния в КНИ-структурах при воздействии электронного облучения и сильного магнитного поля. Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2010 – № 5-6. – С. 38-42.

129. Anatoly Druzhinin, Inna Maryamova, Igor Kogut, Yuriy Khoverko Polysilicon on Insulator Structures for Sensor Application at Electron Irradiation & Magnetic Fields // Advanced Materials Research. – 2011. – Vol. 276. – P. 109–116.

130. Исследование морфологи и магнитных свойств нитевидных кристаллов кремния [Текст] / И.П. Островский, Я.С. Гий, В.М. Цмоць, Ю.В. Павловский // Кристаллография. – 2004.– Т.49, №2.– С. 258–262
131. А.О. Дружинін, І.Й. Мар'ямова, О.П. Кутраков, І.В. Павловський. Вплив деформації на домішкову провідність ниткоподібних кристалів кремнію в області фазового переходу метал-діелектрик. // Матеріали IX Міжн. конф. "Фізика і технологія тонких плівок", 19 – 24 травня 2003 р., Ів.-Франківськ, Україна. Т.II, С. 147-148.
132. A.Druzhinin, I. Ostrovskii, E. Lavitska, N. Liakh, T. Palewski. Studies of piezoresistance in Si-Ge whiskers at cryogenic temperatures. // Proc. of SPIE. – 2003. – Vol. 5136. – P. 243–248.
133. А.О. Дружинін, І.Й. Мар'ямова, О.П. Кутраков, І.В. Павловський. П'єзоопір легованих ниткоподібних кристалів кремнію при кріогенних температурах. // Вісник НУ "Львівська політехніка": Електроніка. – 2003. – № 482. – С. 98–104.
134. Павловський І.В. Низькотемпературні п'єзорезистивні характеристики ниткоподібних кристалів p-Si як чутливих елементів сенсорів механічних величин [Текст]: дис. ... канд. техн. наук: 05.27.01 / Павловський Ігор Володимирович.– Львів: НУ "Львівська політехніка", 2007.– 143 с.
135. А.О. Дружинін, І.П. Островський, Н.С. Лях, С.М. Матвієнко. Деформаційно-стимульовані ефекти у ниткоподібних кристалах твердого розчину Si-Ge. // Вісник НУ "Львівська політехніка": Електроніка. – 2003. – № 482. – С. 105–111.
136. А.О. Дружинін, О.М. Лавитська, І.П. Островський, Н.С. Лях. Вплив деформації на домішкову провідність ниткоподібних кристалів твердих розчинів Ge-Si. // Вісник НУ "Львівська політехніка" "Електроніка". – 2002. – № 455. – С.126–133.
137. Буджак Я.С., Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Когут Ю.Р. Дослідження домішкової провідності ниткоподібних кристалів SiGe<Hf, Pt> // Фізика і хімія твердого тіла. – 2007. – Т. 8, № 3. – С. 504-508.

138. Druzhinin, I. Maryamova, O. Kutrakov, I. Pavlovsky, T. Palewski. Experimental simulation of piezoresistive mechanical sensors based on Si microcrystals at cryogenic temperatures. // VIII Konferencja Naukowa Czujniki Optoelektroniczne i Elektroniczne, Wroclaw, 27-30 czerwca 2004. Materialy konferencyjne. – S. 106-109.

139. Розробка фізичних і технологічних основ створення елементної бази сенсорів фізичних величин, працездатних в складних умовах: Звіт з ДБ/ Національний університет “Львівська політехніка; № 2003U002349, (2004 р.).

140. Буджак Я.С., Дружинін А.О., Павловський І.В., Ховерко Ю.М. Провідність легованих ниткоподібних кристалів кремнію та її аналіз в інтервалі температур 4,2–300 К // Міжрегіональний науковий семінар “Сучасні проблеми електроніки”, 31 січня–1 лютого 2008 р., м. Львів. – С. 11-12.

141. Буджак Я.С., Дружинін А.О., Павловський І.В., Ховерко Ю.М. Ниткоподібні кристали кремнію та їх провідність в інтервалі температури (4,2÷300) К // XI відкр. наук.-техн. конф. проф.-викл. складу ІТРЕ НУ “Львівська політехніка” з проблем електроніки: Тези доповідей. – Львів: Видав. НУ “Львівська політехніка”, 2008. – С. 12.

142. Дружинін А.О., Островський І.П. Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С. Вплив деформації на магнетоопір ниткоподібних кристалів Si та Si-Ge // Тези доповідей IV Української наукової конференції з фізики напівпровідників. 15-19 вересня 2009 р. м.Запоріжжя, Україна . – Том 1. - С. 203-204.

143. Григорчак І.І., Понеділок Г.В. Імпедансна спектроскопія. – Львів, В-во Національного університету “Львівська політехніка”.– 2011. – 352 с.

144. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Корецький Р.М. Імпеданс-спектроскопія ниткоподібних кристалів кремнію // 5-та Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ–5): Тези доповідей. – Одеса: Астропринт, 2012. – С. 40.

145. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Корецький Р.М. Імпеданс-спектроскопія ниткоподібних кристалів кремнію // Сенсорна електроніка та мікросистемні технології. – 2012. – Т. 3 (9). – С. 50–55.

146. Поклонский Н.А., Шпаковский С.В., Горбачук Н.И. Отрицательная емкость(импенданс индуктивного типа) кремниевых p^+– n^- переходов, облученных быстрыми электронами// ФТП. – 2006. – Т. 40, № 7.– С. 824-828

147. Аверкиев Н.С., Капитонова Л.М., Лебедев А.А., Ременю А..Д. Частотная зависимость емкости в структурах на основе пористого кремния// ФТТ. – Т. 30.-– № 12. – С. 2178– 2182. 1996 р.

148. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Корецький Р.М. Імпедансна спектроскопія ниткоподібних кристалів Si в області переход метал-діелектрик // Міжнародна науково-технічна конференція „Радіотехнічні поля, сигнали, апарати та системи. Київ, 11–15 березня 2013 р.: матеріали конференції.— Київ, 2013.— С. 190–191.

149. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.N., Koretskyy R.N., Nichkalo S.I. Impedance of Si microwhiskers at metal-insulator transition // Materials of XIV International conference Physics and technology of thin films and nanosystems, 20–25 May, Ivano-Frankivsk.– 2013.– P.448.

150. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Корецький Р.М., Яцухненко С.Ю. Електричні характеристики ниткоподібних кристалів кремнію в околі переходу метал-напівпровідник // Програма та тези доповідей XVI відкритої науково-техн. конференції Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки Національного університету «Львівська політехніка» з проблем електроніки та інфокомунікаційних систем, 2–4 квітня 2013 р., м. Львів. – С. 34.

151. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Вуйцик А.М. Нитчасті кристали кремнію-германію як чутливі елементи сенсорів деформації, працездатні в складних умовах експлуатації // Міжнародна науково-технічна конференція „Радіотехнічні поля, сигнали, апарати та системи□.

Київ, 11–15 березня 2013 р.: матеріали конференції.— Київ, 2013.— С. 188–189.

152. Druzhinin, I. Ostrovskii, A. Dolgolenko, Yu. Khoverko, S. Nichkalo, Iu. Kogut, R. Koretskii The structure-induced changes in electrophysical properties of SiGe submicron wires // E-MRS 2012 Spring Meeting, 14–18 May, Strasbourg, France. Scientific Programme and Book of Abstracts. Symposium A: Advanced Silicon Materials Research for Electronic and Photovoltaic Applications.– 2012.– P.58.
153. Дружинін А.О., Павловський І.В. Деформаційні залежності магнітоопору ниткоподібних кристалів кремнію в області фазового переходу метал-діелектрик // Наукові записки НаУКМА: Фізико-математичні науки – 2006. – Т. 51. – С. 57-61.
154. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С., Вуйцик А.М. Низькотемпературні характеристики легованих ниткоподібних кристалів Ge // Тези доповідей VI-ї Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-6), 30 вересня – 4 жовтня, Чернівці, Україна. – 2013. – С. 83–84.
155. Druzhinin, I.P. Ostrovskii, Yu.M. Khoverko, N.S. Liakh-Kaguj and Iu.R. Kogut Strain effect on magnetoresistance of SiGe solid solution whiskers at low temperatures // Materials Science in Semiconductor Processing. – 2011. – Vol. 14, № 1. – P. 18–22..
156. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Корецький Р.М., Яцухненко С.Ю. Електропровідність та магнетоопір ниткоподібних кристалів кремнію // Вісник Національного університету «Львівська політехніка»: «Електроніка». – 2012. – № 734. – С. 91–97.
157. Druzhinin, I. Ostrovskii, Yu. Khoverko, S. Nichkalo, R. Koretskyy, Iu. Kogut Variable-range hopping conductance in Si whiskers // Phys. Status Solidi A 211, No. 2.–2014.–P. 504–508.
158. A.I.Klimovskaya, I.V. Prokopenko, S.V. Svechnikov, T.G. Cherbina, A. Oberemok, I.P. Ostrovskii, O.V. Kurnosikov. The structure, composition, and

chemical state of the surface of wire-like nanocrystal grown by self-organization technology// J. Phys: Condens.Matter.– 2002.– V.14.– P. 1735–1743.

159. Edited by E.Barsoukov, J.R. Macdonald, Impedance spectroscopy: Theory, Experiment and Applications, 2005 p.606.

160. A. Druzhinin, I. Ostrovskii, Y. Khoverko, R. Koretskii Strain-induced effects in p-type Si whiskers at low temperatures // Materials Science in Semiconductor Processing.– 2015.– Vol. 40.– P. 766–771.

161. Коноплева Р.Ф. Гальваномагнытные свойства неупорядкованих полупропроводников. – Лениннград: Препринт ЛИЯФ, 1980. – 25 с.

162. Шкловский В.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. – М.: Наука, 1979.

163. Дружинін А.О., Когут І.Т., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Перетятко В.М. Низькотемпературні характеристики полікристалічного кремнію в КНІ-структурах // Тези доповідей VI-ї Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-6), 30 вересня – 4 жовтня, Чернівці, Україна. – 2013. – С. 345–346.

164. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. Об аномальном магнитосопротивлении в полупроводниках. // ЖЭТФ, 1981, т. 81, в. 2 (8), с. 768 – 783.

165. Lavitskaya E.N., Druzhinin A.A., Maryamova I.I., Deshchinsky Y.L.. Grain boundary effect on the conductivity and piezoresistance of the polycrystalline silicon layers. // Functional Materials. – 1996. – Vol. 3, No. 1. – P. 58-61.

166. Druzhinin A.A., Kogut I.T., Khoverko Yu.N., Vuitsyk A.N. Charge carrier transport of polysilicon in SOI structures at low temperatures // Materials of XIV International conference Physics and technology of thin films and nanosystems, 20–25 May, Ivano-Frankivsk.– 2013.– P.20.

167. A.A. Druzhinin, I.T. Kogut, Y.N. Khoverko, R.N. Koretskii Magneto-transport properties of polysilicon in SOI structures at low temperatures // Symposium of Nanostructured Materials “NANO 2013”, 21–22 May, 2013, Rzeszow, Poland. – 2013. – P.52–53.

168. Zabrodskii A.G. Hopping conductivity and density step of localization states in the vicinity to Fermi level // FTP. - 1977. - Vol. 11, No. 3. – P. 595-597.
169. N. F. Mott and E. A. Davis, Electronic Processes in Non-Crystalline Materials (Oxford University Press, Oxford, 1971), p. 472.
170. A.A. Druzhinin, I.T. Kogut, Yu.N. Khoverko, A.N. Vuitsyk Charge carrier transport of polysilicon in SOI structures at low temperatures // Physics and Chemistry of Solid State.– 2013.– Vol. 3.– P.657–661.
171. A. Druzhinin, Yu. Khoverko, I. Kogut, R. Koretskii Properties of low-dimentional polysilicon in SOI structures for low temperature sensors // Advanced Materials Research.– 2014.– Vol. 854.– P. 49–55.
172. Modeling and optimization of monolithic polycrystalline silicon resistors / Lu N.C.–C., Gerzberg L., Lu C.–Y., Meindl J.D. // IEEE Trans. Electron Devices. – 1981. – Vol. ED–28, No. 7. – P. 818–830.
173. Seto J. The electrical properties of polycrystalline silicon films / Seto J. // J. Appl. Phys. – 1975. – Vol.46, № 12. – P. 5247–5254.
174. Anatoly Druzhinin, Igor Ostrovskii, Igor Kogut, Yuriy Khoverko, Roman Koretskii, Iurii Kogut Magneto-transport properties of poly-silicon in SOI structures at low temperatures // Materials Science in Semiconductor Processing. – 2015. – Vol. 31. – P. 19–26.
175. Шкловский В.И. // ФТП. – 1979.–Т.13. – С. 53.
176. Sholl E. // Jour. Apll. Phys. – 1986.–V. 60.– P. 1434.
177. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках/ Г. Матаре. – М.: Мир, 1974. – 464 с.
178. Fedotov A., Evdoty B., Fionova L., Iljashuk Ju., Katz E. and Poliak L. // Phys. Stat. Sol. (a). 1990.– V. 119, No. 2. – P. 523.
179. Fedotov A., Evdoty B., Fionova L., Iljashuk Ju., Katz E. and Poliak L. // J Cryst. Growth. 1990.–V.104.– Гл III.– P. 186.
180. Артемьев А.В., Фионова Л.К. Препринт ИПТМ и ОМ АН СССР, Черноголовка, 1987. – С. 1–27.

181. Druzhinin A.A., Khoverko Yu.N., Koretskyy R.M., Vuitsyk A.M. Impedance spectroscopy of polysilicon in SOI structures at low temperatures // Materials of International scientific and technical conference "Laser technologies, lasers and their application", June 25–27,2013, Truskavets,Ukraine.–2013.–P. 115.

182. Druzhinin, I. Ostrovskii, Yu. Khoverko, S. Nichkalo, Iu. Kogut Impedance spectroscopy of polysilicon in SOI structures // E-MRS 2013 Spring Meeting, 27–31 May, Strasbourg, France. Scientific Programme and Book of Abstracts. Symposium K: Physics and technology of advanced extra functionality CMOS-based devices.– 2013.– P.15.

183. Druzhinin, I. Ostrovskii, Yu. Khoverko, S. Nichkalo, Iu. Kogut Impedance spectroscopy of polysilicon in SOI structures // Physica Status Solidi C11.– №1.– 2014.– P.156-159.

184. I.P. Zvyagin. Transport phenomena in disordered semiconductors. Pub.MSU, M.(1984)

185. A.A. Pronin, V. Glushkov, M.B. Kondrin, A.G. Lyapin. Hopping conduction and magnetoresistance of nanomaterials based on fullerite C_2N, synthesized in high pressure// Solid State Physic.– Vol.49, №7.– 2007.– c.1336.

186. S.V. Demishev, D.G. Lunts, N.E. Sluchanko et al. Mott spectroscopy of localized states in amorphous gallium antimonide // JETP.– Vol.83,N1.–1996.– P.180-184.

187. B.I.Shklovskii, B.Z. Spivak. In: Hopping transport in solids/ Eds M. Pollak, North-Holland, Amsterdam.– 1991.– P.271

188. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Корецький Р.М., Яцухненко С.Ю. Електричні характеристики ниткоподібних кристалів кремнію в околі переходу метал-діелектрик // Вісник Національного університету "Львівська політехніка": Електроніка. – 2013. – № 764. – С. 143–149.

189. Maryamova I., Druzhinin A., Lavitska E., Hortynska I., Yatzuk Y. Low temperature semiconductor mechanical sensors. // Sensors & Actuators – 2000. – Vol. A85. – P.153-157.

190. Druzhinin A.A., Maryamova I.I., Kutrakov O.P., Pavlovsky I.V. Silicon microcrystals with high piezoresistance at cryogenic temperatures for sensors application. // Сенсорна електроніка та мікросистемні технології. – 2004. – № 1. – С. 69-77

191. H. Ohno, H. Munekata, T. Penney, S. von Moln´ar, and L. L. Chang, Phys. Rev. Lett. 68, 2664 (1992).

192. D. Ferrand, J. Cibert, A. Wasiela, C. Bourgognon, S. Tatarenko, G. Fishman, T. Andrearczyk, J. Jaroszyski, S. Kole´snik, T. Dietl, et al., Phys. Rev. B 63, 085201 (2001).

193. Kaminski, S. Das Sarma, Phys. Rev. B 68 (2003) 235210.

194. L. Morresi, N. Pinto, M. Ficcadenti, R. Murri, F. D’Orazio, F. Lucari Magnetic and transport polaron percolation in diluted GeMn films// Materials Science and Engineering B 126 (2006) 197–201.

195. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Корецький Р.М. Особливості магнітної сприйнятливості ниткоподібних кристалів Si // Журнал фізичних досліджень. – 2012.–Т.16, № 3. – С. 3703 (1–4).

196. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Корецький Р.М. Особливості магнітної сприйнятливості ниткоподібних кристалів Si // Збірник тез V Української наукової конференції з фізики напівпровідників УНКФН-5, Ужгород, 9–15 жовтня. – 2011. – С.298.

197. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Корецький Р.М., Яцухненко С.Ю. Магнетоопір ниткоподібних кристалів Si // Програма та тези доповідей XV відкритої науково-техн. конференції Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки Національного університету «Львівська політехніка» з проблем електроніки та інфокомунікаційних систем, 3-5 квітня 2012 р., м. Львів. – С. 63.

198. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.M., Kogut Iu.R., Nichkalo S.I., Warchulska J.K. Magnetic susceptibility of doped Si nanowhiskers // Journal of Nanoscience and Nanotechnology.– 2012.–Vol. 12.– P.8690–8693.

199. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Корецький Р.М., Кузишин Н.І. Магнітна сприйнятливість субмікронних никоподібних кристалів $Si_{1-x}Ge_x$ // Матеріали I Міжнародної науково-практичної конференції «Актуальні проблеми прикладної фізики», 24–28 вересня, 2012 р., м. Севастополь. – 2012. – С. 49–50.
200. A.A. Druzhinin, I.P. Ostrovskii, Yu.M. Khoverko, K. Rogacki, P.G. Litovchenko, N.T. Pavlovska, Yu.V. Pavlovskyy, Yu.O. Ugrin Magnetic susceptibility and magnetoresistance of neutron-irradiated doped SI whiskers // Journal of Magnetism and Magnetic Materials.– 2015.– Vol. 393.– P. 310–315.
201. A.A. Druzhinin, I.P. Ostrovskii, Yu.M. Khoverko, Iu.R. Kogut, S.I. Nichkalo, J.K. Warchulska Size-dependent magnetic susceptibility of Si and SiGe nanowires // E-MRS 2011 Spring Meeting, 9-13 may, Nice, France. Scientific Programme and Book of Abstracts. Symposium C: Size-dependent properties of nanomaterials.– 2011.– P.19.
202. Kaminski, S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 247202.
203. S. Das Sarma, E.H. Hwang, A. Kaminski, Phys. Rev. B 67 (2003) 155201
204. Островський І.П. Структурні особливості та фізичні властивості за впливу зовнішніх полів ниткоподібних кристалів $Si_{1-x}Ge_x$ для сенсорної електроніки. – Рукопис Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук за спеціальністю 01.04.07 – фізика твердого тіла. – Національний університет “Львівська політехніка”. Львів, 2010
205. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Kogut Iu.R., Warchulska J.K. Magnetoresistance and magnetic susceptibility of doped Si-Ge whiskers // Functional Materials.— 2007.— V. 14 (1).— P. 480–484.
206. A. Druzhinin, I. Ostrovskii, Y. Khoverko, S.Yatsukhnenko. Magnetic properties of doped Si<B,Ni> whiskers for spintronics// Advanced material Research – 2015.–p
207. W.Sasaki Negative Magnetoresistance in the Impurity Conduction of n-type Germanium// Journal of Physical Societty of Japan.–1965.–Vol.30.–p.825-833.

208. N.F. Mott, Metal-insulator transitions (Taylor and Francis LTD, London, 1974), p. 340.
209. H. Böttger, V.V. Bryksin, Hopping Conduction in Solids, Verlag, Berlin 1985.
210. N.F. Mott, Electronic processes in non-crystalline materials (Clarendon Press, Oxford, 1971), p. 472.
211. A.Pourret, A. Ramirez, Ph. Guyot-Sionnest, Appl. Phys. Lett. 95, 142105 (2009).
212. Druzhinin, I. Ostrovskii, Yu. Khoverko, S. Nichkalo, R. Koretskyy, Iu. Kogut Variable-range hopping conductance in Si whiskers // E-MRS 2013 Spring Meeting, 27–31 May, Strasbourg, France. Scientific Programme and Book of Abstracts. Symposium P: Functional nanowires: synthesis, characterization and applications.– 2013.– P.27.
213. R.M. Hill, Phys. Stat. Sol. (a) **39**, 615 (1977).
214. M. Pollak, T.H. Geballe, Phys. Rev. **122**, 1742 (1961).
215. Y.Q. Lin, X.M. Chen, Appl. Phys. Lett. **96**, 142902 (2010).
216. J.J. Fishchuk, D. Hertel, H. Bässler, A.K. Kadashuk, Phys. Rev. B **65**, 125201 (2002).
217. Ghosh, S. Bhattacharya, A. Ghosh, J. of Phys. Condensed Matter. 21, 145802 (2009).
218. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Корецький Р.М. Нитчасті кристали кремнію-германію як чутливі елементи сенсорів деформації, працездатні в складних умовах експлуатації // Вісник Національного технічного університету України "Київський політехнічний інститут" Серія — Радіотехніка. Радіоапаратобудування.–2013.–Вип.54.–с. 126-135.
219. Druzhinin A.A., Khoverko Yu.M., Ostrovskii I.P., Nichkalo S.I., Nikolaeva A.A., Konopko L.A., Stich I. Si, Ge and SiGe wires for sensor application // Proceedings of the 7th International conference on “Microelectronics and computer science”, Chisinau, Moldova, September 22–24.–2011.–P. 59–62.
220. Дружинін А.О., Когут І.Т., Ховерко Ю.М. Структури кремнія-на-ізоляторі

для сенсорної електроніки: Монографія. – Львів: Вид. НУ “Львівська політехніка”. – 2013. – 233 с.

221. Дружинін А.О., Мар’ямова І.Й., Когут І.Т., Литвин І.С., Ховерко Ю.М. Сенсори фізичних величин на основі структур “кремній на ізоляторі” з рекристалізованим шаром полікремнію // 3-я Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка і мікросистемні технології” (СЕМСТ-3): Тези доповідей. – Одеса: Астропринт, 2008. – С. 30.
222. Дружинін А.О., Мар’ямова І.Й., Когут І.Т., Ховерко Ю.М. Сенсори фізичних величин на основі структур “кремній на ізоляторі” з рекристалізованим шаром полікремнію”// Сенсорна електроніка і мікросистемні технології.–2008.–№4.–С.17-26.
223. Виготовлення первинних перетворювачів для комплектування глибинного приладу діагностування обсадних колон в свердловині: Звіт з ГД/ Національний університет “Львівська політехніка; №7088U002349, (2004р.).
224. Obermeier E., Kopystinsky P. Polysilicon as a material for microelectronic applications. // Sensors and Actuators. – 1992. – Vol. A30. – P. 149-155.
225. Druzhinin A., Lavitska E., Maryamova I., Khoverko Y. Laser recrystallized SOI layers for sensor applications at cryogenic temperatures. // Progress in SOI structures and Devices Operating at Extreme Conditions. Edited by F. Balestra, A. Nazarov, V.S. Lysenko. – Dordrecht: Kluwer Academic Publishers. – 2002. – P. 233-237
226. А.О. Дружинін, І.Й. Мар’ямова, І.Т. Когут, Ю.М. Ховерко. Низькотемпературні характеристики шарів полікремнію на ізоляторі для створення сенсорів теплових і механічних величин. // 2-а Міжнародна науково-технічна конференції “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ-2). Україна, Одеса, 26-30 червня 2006 р.: Тези доповідей. – Одеса: Астропринт, 2006. – С. 66.
227. А.О. Дружинін, І.Й. Мар’ямова, І.Т. Когут, Ю.М. Ховерко. Дослідження низькотемпературних характеристик шарів полікремнію на ізоляторі для

створення сенсорів теплових і механічних величин. // Сенсорна електроніка та мікросистемні технології. – 2006. – № 2. – С. 10-15.

228. Дружинін А.О., Мар’ямова І.Й., Ховерко Ю.М., Когут І.Т. Шари полікремнію на ізоляторі як чутливі елементи сенсорів кріогенних температур. // Матеріали XI Міжнародної конференції “Фізика і технологія тонких плівок та наносистем”, м.Івано-Франківськ, 7-12 травня 2007 р. Том 1. – Івано-Франківськ, 2007. – С. 22-23.

229. Дружинін А.О., Мар’ямова І.Й., Ховерко Ю.М., Когут І.Т.Шари полікремнію на ізоляторі як чутливі елементи сенсорів кріогенних температур// Фізика і хімія твердого тіла.–2009.–Т.10,№1.–С.236.-239.

230. Патент на корисну модель № 22368 Україна, МПК G01K 7/00. Чутливий елемент мікроелектронного терморезистивного сенсора для вимірювання кріогенних температур в сильних магнітних полях / Дружинін А.О., Мар’ямова І.Й., Когут І.Т., Ховерко Ю.М.; Національний університет “Львівська політехніка” – № u200611374; Заявл. 30.10.2006$ Опубл. 25.04. 2007, Бюл. № 5. – 3 с.

231. Druzhinin A.A., Dolgolenko A.P., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.M., Kogut Iu.R. Thermoelectric sensors based on Ge_xSi_{1-x} whiskers // Journal of Thermoelectricity.–№4.–2009.–P.82-85.

232. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Нічкало С.І., Корецький Р.М. Нанокристали $Si_{1-x}Ge_x$ яку чутливі елементи сенсора магнітного поля і температури // Труды XIII Международной научно-практической конференции “Современные информационные и электронные технологии” (СИЭТ–2012). – Одесса. – 2012. – С. 304.

233. Дружинин А.А., Островский И.П., Ховерко Ю.Н., Ничкало С.И., Корецкий Р.Н. Нанокристаллы $Si_{1-x}Ge_x$ в роли чувствительных элементов сенсора магнитного поля и температуры // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – Одесса. – 2012. – № 5. – С. 19–21.

234. C. Claeys, E. Simon, in: Perspectives of silicon-on-insulator technologies for cryogenic electronics, edited by P.L.F. Hemment et al. (eds.), Perspectives,

Science and Technologies for Novel Silicon on Insulator Devices, Vol. 73 (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2000), 233 p.

235. Y. Cui, C.M. Lieber, Functional Nanoscale Electronic Devices Assembled Using Silicon Nanowire Building Blocks, Science, 291(5505).–2001.–p. 851-853.
236. E.Sicard, S. Delmas Bendhia. Advanced CMOS cell design. McGraw-Hill, New-York. – 2007. – 383 с.
237. Piezoresistive properties of boron-doped silicon whiskers at cryogenic temperatures [Текст] / A.A. Druzhinin, I.I. Maryamova, I.V. Pavlovskyy, T.Palewski // Functional Materials. – 2004. – Vol. 11, № 2. – P. 268-272.
238. Лепіх Я.І., Гордієнко Ю.О., Дзядевич С.В., Дружинін А.О., Євтух А.А., Лєсков С.В., Мельник В.Г., Проценко В.О., Романов В.О. Інтелектуальні вимірювальні системи на основі мікроелектронних датчиків нового покоління.— Одеса: Астропринт, 2011
239. Патент на корисну модель № 87528 Україна, МПК H01L 23/14. Напівпровідниковий індуктивний елемент / Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Корецький Р.М.; Національний університет “Львівська політехніка” – № u 201310532; заявл. 30.08.2013, опублік. 10.02.2014, Бюл. № 3.– 3 с.
240. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Y., Kogut I., Nichkalo S., Koretskyy R. Strain and Temperature Sensors on the Basis of Si Wires // Proceedings of the XXXII International Conference ELNANO 2012, April 10–12, 2012, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2012. – P. 35.
241. Mora-Sero “Implications of the negative capacitance observed at forward bias in nanocomposite and polycrystalline solar cells”, Bisquert J. Nano Lett., vol. 6, 2006, pp. 640-650.
242. Дружинин А.А., Островский И.П., Ховерко Ю.Н., Корецкий Р.Н. Элементы твердотельной электроники на основе КНИ-структур и нитевидных кристаллов Si для криогенных температур // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.– 2014.– № (5–6).– С.46–50.

243. Anatolij Druzhinin, Victor Holota, Igor Kogut, Sergij Sapon, Yurij Khoverko. The Device-Technological Simulation of The Field-Emission Micro-Cathods Based on Three-Demensional SOI-Structures // ECS Transactions (The Electrochemical Society). – 2008. – Vol. 14, № 1. – P. 569-580.

244. Anatoly Druzhinin, Igor Kogut, Yuriy Khoverko, Victor Golota. Accelerometer sensing element based on nanostructured silicon // Computational Problems of Electrical Engineering.– vol. 3, №1.– 2013.– p. 13-18.

245. Патент на корисну модель № 62951 Україна, МПК H01L 27/00. Автоемісійний чутливий елемент акселерометра / Дружинін А.О., Когут І.Т., Голота В.І., Ховерко Ю.М.; Національний університет «Львівська політехніка» – № u201101326; Заявл. 07.02.2011; Опубл. 26.09.2011, Бюл. № 18. – 3 с.

ЗКПО 02071010

“Затверджую”
Проректор з науково-педагогічної
роботи Національного університету
„Львівська політехніка”

_____________ Федасюк Д.В
_______________ 2016 р.

АКТ

про використання результатів дисертаційної роботи доцента кафедри напівпровідникової електроніки Ховерка Юрія Миколайовича „Розроблення елементів сенсорної техніки на основі структур кремній-на-ізоляторі та мікрокристалів кремнію, модифікованих домішками бору і нікелю” у навчальному процесі кафедри

Ми, комісія в складі: голова комісії – директор Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки Національного університету “Львівська політехніка” професор Прудиус І.Н. та члени комісії – зав. кафедри НПЕ професор Дружинін А.О., професор кафедри НПЕ Островський І.П., доцент кафедри НПЕ Малик О.П., цим актом затверджуємо, що результати дисертаційної роботи доцента кафедри напівпровідникової електроніки Ховерка Юрія Миколайовича „Розроблення елементів сенсорної техніки на основі структур кремній-на-ізоляторі та мікрокристалів кремнію, модифікованих домішками бору і нікелю”, а саме нові знання про особливості та характеристики датчиків теплових, механічних і магнітних величин, створених на основі полікристалічного та ниткоподібного кремнію p-типу провідності, які можуть одночасно виконувати кілька функцій, а також працювати в екстремальних умовах експлуатації, зокрема у сильних магнітних полях, за низьких температур і використовуються у навчальному процесі на кафедрі напівпровідникової електроніки Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки при викладанні (лекційний матеріал та практичні заняття) дисциплін: „Твердотільна електроніка”, “Наноструктури”, “Основи мікро- та нанотехнології”, “Управління структурою та властивостями напівпровідників” та “Давачі на основі напівпровідникових мікро-та нанокристалів” студентам базового напрямку 6.050801 “Мікро- та наноелектроніка” та спеціальностей 8.05080101, 7.05080101 “Мікро- та наноелектронні прилади та пристрої”.

Голова комісії
Директор ІТРЕ, д.т.н., проф. Прудиус І.Н.

Члени комісії:

Зав. кафедри НПЕ, д.т.н., проф. Дружинін А.О.

Професор кафедри НПЕ, д.т.н. Островський І.П.

Доцент кафедри НПЕ, к.ф.-м.н., доц. Малик О.П.

MIĘDZYNARODOWE LABORATORIUM SILNYCH PÓL MAGNETYCZNYCH I NISKICH TEMPERATUR
ul. Gajowicka 95, 53-421 Wrocław, tel. 71 3907114, fax 71 3612721

Uniwersytet Państwowy
"Politechnika Lwowska"

Informacja o wykorzystaniu rezultatów pracy naukowej Pana Yuria Khoverka pt.: "Rozwój elementów technologii czujników opartych na strukturę krzem-izolator i mikrokryształach modyfikowanych B i Ni"

W pracy naukowej Pana Yuria Khoverko na temat "Rozwój elementów technologii czujników opartych na strukturę krzem-izolator i mikrokryształach modyfikowanych B i Ni" przedstawiono aktualny stan wytwarzania sensorów wielkości mechanicznych, termicznych i magnetycznych z wykorzystaniem SOI-struktur i nitkowych kryształów Si p-typu <B,Ni> dla niskich temperatur. W ramach porozumienia o współpracy pomiędzy Uniwersytetem "Lwowska Politechnika" a Międzynarodowym Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur zrealizowano wspólne badania naukowe z wykorzystaniem sensorów deformacji i sensorów poziomu cieczy kriogenicznej, sensorów wielkości termicznych i mechanicznych dla badań materiałów półprzewodnikowych w niskich temperaturach i w obecności silnych pól magnetycznych (do 14 T).

Zastosowane sensory zachowywały dostatecznie wysoką czułość i stabilność parametrów w czasie badań.

Національний університет
"Львівська політехніка"

Довідка про використання результатів дисертаційної роботи Ховерка Ю.М. на тему: "Розроблення елементів сенсорної техніки на основі структур кремній-на-ізоляторі та мікрокристалів кремнію, модифікованих домішками бору та нікелю".

В дисертаційній роботі Ховерка Ю.М. розглянута актуальна проблема створення сенсорів механічних, темплових, магнітних величин на основі легованих структур кремній-на-ізоляторі та ниткоподібних кристалів Si, модифікованих домішками бору та нікелю для низьких температур.

В рамках угоди з Національним університетом "Львівська політехніка" про спільні наукові дослідження в Міжнародній лабораторії сильних магнітних полів та низьких температур використовувались сенсори рівня кріогенних рідин, температури, магнітного поля, розроблені в дисертаційній роботі, для вимірювання електрофізичних характеристик напівпровідникових матеріалів в області низьких температур і сильних магнітних полів (до 14 Тл).

Використані сенсори володіли достатньо високою чутливістю і стабільністю параметрів при проведенні досліджень.

p.o. DYREKTOR

prof. dr hab. Krzysztof Rogacki