НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ ІНСТИТУТ ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ ім. В.Є. ЛАШКАРЬОВА

На правах рукопису

Гудименко Олександр Йосипович

УДК: 539.213; 539.23+621.793.79; 539.26

РЕНТГЕНІВСЬКА ДИФРАКТОМЕТРІЯ ПРИПОВЕРХНЕВИХ ШАРІВ ТА ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВІ Si(Ge) та In(Ga)As (01.04.07 – фізика твердого тіла)

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

> Науковий керівник: доктор фізико-математичних наук Кладько Василь Петрович

3MICT

РОЗДІЛ 1. Методи високороздільної дифрактометрії в аналізі	
кристалів та епітаксійних структур	11
1.1. Загальна характеристика об'єктів і методів.	11
1.2. Про деякі особливості механізмів росту багатошарових	
структур, релаксації деформацій та застосування.	14
1.3. Методи аналізу пружних деформацій та періодів гратки шарів в	
епітаксійних структурах.	19
1.4. Характеристика структурної досконалості монокристалів за	
допомогою аналізу дифузного розсіяння.	25
Висновки та постановка задачі.	28
РОЗДІЛ 2. Дифрактометрія кристалів та епітаксійних структур	29
2.1. Використання двокристальних кривих відбиття.	29
2.2. Використання трьокристальних кривих відбиття.	32
2.3. Методи рентгенівської дифрактометрії.	35
2.4. Основи методики картографування оберненого простору.	36
2.5. Визначення напруженого стану за допомогою КОП.	38
2.6. Розділення розорієнтацій і деформацій гратки.	44
РОЗДІЛ З. Основні характеристики епітаксійних шарів	
на основі кремнію, підданих різним впливам	46
Вступ	46
3.1. Особливості дефектоутворення в приповерхневих шарах	
монокристалів кремнію при акустостимульованій імплантації	
іонів бору та миш'яку.	46
3.2. Вплив на ступінь релаксації SiGe шарів, ультразвукового	
збудження під час іонної імплантації Не ⁺ .	57
Висновки до розділу 3.	63
РОЗДІЛ 4. Дослідження ролі деформацій в формуванні	
багатошарових структур	64

4.1. Рентгенодифракційні дослідження 2D-3D структурних	
переходів в нанорозмірних багатошарових періодичних структурах.	64
4.2. Дослідження анізотропії залишкових деформацій в	
багатошарових InGaAs/GaAs структурах з квантовими нитками,	
підданих швидкому термічному відпалу.	70
4.3. Вплив анізотропії полів деформації в багатошарових	
структурах InGaAs/GaAs на спектри відбиття рентгенівських променів.	85
Висновки до розділу 4.	90
РОЗДІЛ 5. Дифракція в багатошарових структурах з	
квантовими острівцями	92
Вступ	92
5.1. Вплив просторового упорядкування квантових острівців	
у багатьошарових SiGe наноструктурах на Брегівську дифракцію.	93
5.2. Вплив інтердифузії на компонентний склад та релаксацію	
механічних напружень в самоіндукованих SiGe наноострівцях.	99
5.3. Особливості зародження та упорядкування SiGe	
наноострівців в багатошарових структурах, сформованих	
на Si та Si _{1-x} Ge _x буферних шарах.	105
5.4. Латеральне впорядкування самоорганізованих SiGe	
наноострівців вирощених на Si _{1-x} Ge _x надградках.	115
Висновки до розділу 5.	120
Основні результати та висновки	122
Список використаних джерел	124
Список обуплікованих праць за темою дисертації	137

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- II іонна імплантація
- КТ квантова точка
- КН квантова нитка
- КЯ квантова яма
- МД мікродефекти
- КДВ крива дифракційного відбиття
- МШ моношар
- НГ надгратка
- ГС геторосистема
- Θ кут Брегга
- є механічна деформація
- ВОГ вузол оберненої гратки
- КОП карта оберненого простору
- ПЕМ просвічуюча електронна мікроскопія
- УЗ ультразвук
- УЗО ультразвукова обробка
- МПЕ молекулярно-променева епітаксія
- ШТВ швидкий термічний відпал

АКТУАЛЬНІСТЬ ТЕМИ

Метод іонної імплантації (II) знаходить широке застосування в багатьох областях промисловості. Завдяки своїм властивостям він є перспективним методом легування, котрий дозволяє вводити домішки з заданою концентрацією і локальністю, створювати контрольовані профілі концентрації в заданих областях. При цьому перелік матеріалів, в котрих можна використовувати II практично необмежений. По багатьох параметрах II більш придатна для легування ніж термодифузія чи легування в процесі росту. Однак при легуванні методом II виникає значна кількість радіаційних точкових дефектів (ТД), які приводять до структурних і відповідно електрофізичних змін. Крім того виникають деформаційні поля, в котрих можуть відбуватись не класичні дифузійні процеси. Механізми утворення ТД та деформаційних полів і їх трансформація при різних зовнішніх діях є актуальною проблемою яка вирішувалась в даній роботі.

SiGe/Si, Багатошарові структури InGaAs/GaAs € одними **i**3 перспективних напівпровідникових матеріалів наноелектроніки. При виготовленні ефективних напівпровідникових приладів значні зусилля спрямовані на одержання матеріалу з необхідними електрофізичними керуванні властивостями. Однією основних проблем при 3 ЦИМИ властивостями є однозначне визначення впливу деформацій на кількісні характеристики шарів цих структур, зокрема, таких як співвідношення товщин яма – бар'єр, розподіл компонентного складу, процеси дифузії та інтердифузії. Також необхідно відмітити, що вплив термічних відпалів в багатошарових структурах на процеси дефектоутворення і релаксацію деформацій практично недосліджений і тому на етапі виконання роботи звичайно є актуальною задачею. Окрім того, виникає ряд проблем в діагностиці процесів релаксації деформацій в структурах з товщинами шарів порядку декількох моношарів (МШ).

Серед арсеналу методів дослідження параметрів і характеристик приповерхневих областей напівпровідникових структур найбільш чутливими

та інформативними є Х-променеві дифракційні методи, які до того ж є неруйнівними та експресними.

Вдосконалені експериментальні методи та чисельне моделювання процесів розсіяння Х-променів реальними кристалами дають унікальну інформацію про розподіл нормальних та паралельних до поверхні росту складових деформацій кристалічної гратки на глибинах від декілька моношарів до десятків нанометрів. Отже, аналіз закономірностей розсіяння Х-променів багатошаровими епітаксійними структурами на сьогодні залишається актуальною проблемою і потребує подальшого вивчення з виходом на кількісні оцінки структурних характеристик.

Тому, подальший розвиток експериментальних основ дифракції на приповерхневих шарах з різним градієнтом деформації, багатошарових структурах, в тому числі і з квантовими точками для адекватної їх характеризації є дуже актуальною задачею.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційна робота відповідає основним напрямкам наукової діяльності Інституту фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України і виконана у відповідності до тем:

"Комплексні структурні та морфологічні дослідження гетероепітаксійних (у тому числі нанорозмірних) систем на основі напівпровідників IV групи та сполук А³В⁵ і А²В⁶" (№ державної реєстрації 0103U000380) – виконавець.

2. Науково-технічна програма "Розробка науково-технічних методів, засобів і автоматизованих систем контролю параметрів напівпровідникових матеріалів, структур і приладів". Проект "Рентгеноспектральна методика і апаратура для контролю хімічного складу в ході технологічного процесу" (№ державної реєстрації 0197U008669) – виконавець.

3. Державна цільова науково-технічна програма «Нанотехнології та наноматеріали» на 2010-2014 роки», проект "Розроблення апаратури для

високороздільної рентгенівської діагностики наноматеріалів, наноструктур та аморфних сплавів" (№ державної реєстрації 0110U006038) – виконавець.

Роль автора у виконанні науково-дослідних робіт полягала в отриманні експериментальних спектрів та карт оберненого простору, їх обробці та аналізі структурних властивостей приповерхневих та епітаксійних нанорозмірних шарів.

Мета і завдання роботи

Мета дисертаційної роботи полягала у подальшому розвитку експериментальних методик дифракції Х-променів на багатошарових структурах та приповерхневих шарах напівпровідників, підданих зовнішнім впливам, а також в дослідженні їх деформаційних та композиційних властивостей, з метою оптимізації їх структурних характеристик.

Для досягнення поставленої мети, вирішувалися наступні <u>наукові</u> завдання:

1. Встановлення особливостей дефектоутворення в приповерхневих шарах монокристалів кремнію при акустостимульованій імплантації іонів бору та миш'яку.

2. Проведення комплексу високороздільних дифрактометричних досліджень особливості релаксації SiGe шарів при імплантації He⁺ при ультразвукових (УЗ) обробках.

3. Аналіз впливу анізотропії пружних деформацій в багатошарових структурах InGaAs/GaAs на просторове впорядкування квантових точок.

4. Дослідження впливу швидкого термічного відпалу (ШТВ) на еволюцію деформаційних та інших характеристик багатошарових структур InGaAs/GaAs.

5. Дослідження впливу інтердифузії на релаксацію механічних напружень та компонентний склад в самоорганізованих SiGe наноострівцях.

6. Дослідження особливостей зародження та упорядкування GeSi наноострівців в багатошарових структурах, сформованих на Si та Si_{1-x}Ge_x буферних шарах.

Об'єкт дослідження – іонно-імплантовані приповерхневі шари кристалів кремнію, SiGe шари постійного складу, одно- та багатошарові структури SiGe/Si з квантовими точками, багатошарові структури InGaAs/GaAs з різним вмістом індію.

Предмет дослідження – фізичні особливості дифракції в багатошарових структурах та приповерхневих областях монокристалів; процеси взаємодифузії компонент та релаксація деформацій на границях шарів під дією зовнішніх чинників (іонної імплантації, швидких термічних відпалів, температури росту, УЗ впливу).

Методи дослідження – комплекс експериментальних та розрахункових методів, який включає в себе високороздільну Х-дифрактометрію; моделювання спектрів дифракції, а також аналіз двовимірних карт розподілу інтенсивності в оберненому просторі.

В даній роботі отримано ряд нових наукових результатів:

• встановлено, що в приповерхневих шарах кремнію, підданих імплантації іонів B⁺ і As⁺ при одночасній (in situ) дії УЗ відбувається не лише зменшення напруг, але й зміна знаку деформації, яка викликана перерозподілом точкових дефектів, а також варіаціями їх розмірів. Відпал зразків при T = 800 – 950 °C призводить до релаксації напруг як у вихідних зразках, так і в імплантованих, незалежно від типу іонів, а УЗ ще більше стимулює процес релаксації;

 встановлено, що при застосуванні ультразвукового впливу при імплантації Не⁺ в SiGe шари, вирощені псевдоморфно на напружених Si підкладках можна керувати ступенем їх релаксації. Показано зростання рівня релаксації SiGe шарів при УЗ дії;

 розглянуто вплив анізотропних спотворень кристалічної ґратки у надґратці на криві дифракційного відбиття (КДВ), отримані методами високороздільної рентґенівської дифрактометрії. Методами динамічної теорії дифракції визначено параметри спотвореної кристалічної ґратки шарів та форму й параметри інтерфейсу між шарами; • встановлено, що в InGaAs/GaAs структурах з квантовими нитками (КН), підданих ШТВ (550°С – 850°С) рушійним механізмом структурних перетворень є релаксація залишкових деформацій внаслідок термічноактивованих і деформаційно-підсилених процесів інтердифузії атомів In/Ga на межі поділу КН-2D шар, що не приводить до значної зміни концентрації індію в InGaAs КН. Існування в досліджуваних зразках двох надграткових вертикальних періодів та їх зміну під час ШТВ пояснено на основі анізотропного характеру розподілу пружної деформації і пониження симетрії структури.

Практичне значення результатів, одержаних здобувачем, полягає в тому, що в дисертації приведені експериментальні методи досліджень з використанням картографування оберненого простору, які можна використовувати для встановлення цілого спектру характеристик як багатошарових структур, так і приповерхневих шарів, зокрема профілів деформації, композиційних профілів, геометричних параметрів. Отримані результати дозволяють оптимізувати фізико-технологічні основи процесів росту складних багатошарових систем та тонких плівок для створення приладів на їх основі.

Результати дисертації можна рекомендувати для використання в наукових лабораторіях та підприємствах, які займаються вирощуванням та дослідженням властивостей епітаксійних систем, зокрема в Інститутах: фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, металофізики ім. Г.В. Курдюмова, фізики НАН України, Київському Національному Університеті ім. Тараса Шевченка та Чернівецькому Національному Університеті ім. Ю. Федьковича, а описані в роботі методичні підходи при вивченні таких спецкурсів, як фізика твердого тіла та структурний аналіз.

Особистий внесок здобувача

В опублікованих працях особистий внесок дисертанта полягає в експериментальних вимірюваннях [1*, 4*-5*, 7*-11*, 13*] та моделюванні спектрів відбиття [1*, 4*, 5*, 7*, 9*], розрахунку параметрів деформації в

шарах структур [1*, 4*-6*, 8*-14*]. Здобувач також приймав участь у дослідженнях профілів розподілу компонентів в областях інтерфейсів в роботах [1*, 7*, 10*-14*]. Також, в усіх роботах дисертант приймав активну участь у аналізі та інтерпретації результатів досліджень та написанні статей.

Апробація результатів дисертації

Основні результати досліджень, що викладені у дисертацій роботі, доповідались та обговорювались на наукових конференціях: II Українська наукова конференція з фізики напівпровідників – УНКФН-II (Чернівці, Україна, 20-24.09.2004); Second International SiGe Technology and Device Meeting (Frankfurt, Germany, 16-19 May, 2004); 1-ша Міжнародна науковопрактична конференція «Напівпровідникові матеріали, інформаційні технології та фотовольтаїка» НМІТФ-2011(Кременчук, Україна, 5-7 травня, 2011); XV Международний симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, Россия, 14-18 марта, 2011).

Публікації

За матеріалами дисертації опубліковано 14 наукових праць, з яких 9 статей в наукових журналах та 5 тез доповідей на конференціях. Список основних публікацій наведено в кінці дисертації.

Структура та об'єм дисертації

Дисертаційна робота складається із вступу, літературного огляду з теми дослідження, методичного та трьох оригінальних розділів, які присвячені основним результатам роботи, висновків та списку цитованої літератури з 136 найменувань. Дисертація викладена на 138 сторінках тексту, містить 55 рисунків та 9 таблиць. РОЗДІЛ 1. Методи високороздільної дифрактометрії в аналізі кристалів та епітаксійних структур

1.1. Загальна характеристика об'єктів і методів

Метод рентгенівської дифракції (РД) – один із найстаріших і добре відомих методів аналізу речовини в кристалічному стані. Вже фундаментальна монографія Р. Джеймса «Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей» 1950 р. [1] створювала враження, що основні питання в цій області вже вирішені.

Ситуація змінилась з початком інтенсивних робіт в області твердотільної електроніки, заснованої на епітаксійних технологіях, в 70-х роках XX ст. Це відбулось завдяки унікальним можливостям неруйнуючого контролю багатошарових епітаксійних структур методами РД. Основний за своєю інформативністю метод, названий «рентгенівська дифрактометрія високої роздільної здатності», в англомовній літературі HRXRD (high resolution x-ray diffractometry), спирається в апаратурній частині на рентгенооптичну схему високої роздільності, а в методичній частині - на аналітичне вирішення динамічної теорії дифракції, яке використовується для багатошарових структур в вигляді рекурентних співвідношень [4,5].

Завдяки появі керованих ЕОМ дифрактометрів вдалось автоматизувати виконання експерименту – збір декількох тисяч (до сотень тисяч) інтегральних інтенсивностей дифракційних рефлексів. Одночасно з цим, в ході відбору були виявлені ефективні алгоритми розшифровки структури по набору інтенсивностей при відсутності експериментально виміряних фаз відбиттів. В деякому сенсі, метод став звичним для хіміків, як наприклад, зважування на вагах.

У випадку дослідження реальної структури кристалів цього зробити не вдається. Причина в тому, що ідеальна структура в кристала єдина, а різноманітність дефектів, відхилень від ідеальної гратки, практично нескінченна. Кожна нова серія зразків вимагає своїх методик зйомки і своїх методик аналізу експериментальних даних. Інша причина – значне ускладнення теорії розсіяння при переході від кінематичної (однократне розсіяння) до динамічної (самоузгоджений розв'язок). В класичному рентгеноструктурному аналізі достатньо кінематичного наближення, оскільки зразок – ідеально-мозаїчний кристал, або близький до цього стану. Тому розсіююча густина може бути розрахована як синтез Фур'є за структурними амплітудами [1, 5, 8]. На відміну від цього, спектр гетероструктури, навіть в випадку тонкого шару на підкладці не може бути розрахований з допомогою кінематичного наближення. Пік від підкладки і його "хвости" – зазвичай головна по інтенсивності частина спектру, а підкладка за своїми властивостями частіше всього близька до товстого ідеального кристалу, для котрого кінематичне наближення не працює [1, 3].

За минулі роки практичні потреби стимулювали створення великого числа оригінальних приладів і методик аналізу гетероструктур, повний огляд котрих практично неможливий.

Об'єктами досліджень, на котрі орієнтована робота, є структури, штучно створені в реакторах лазерного напилення, магнетронного напилення, металоорганічної газофазної епітаксії (МОГФЕ) і молекулярнопучкової епітаксії (МПЕ).

Методики РД- аналізу повинні забезпечувати отримання максимальної інформації з експерименту. Зокрема, є мінімальний набір аналізів, котрі ефективно виконуються методом РД: неруйнуючий контроль кристалічної досконалості шарів гетеросистем (метод дозволяє це робити, оскільки кристал використовується як дифракційна гратка); визначення складу бінарних твердих розчинів і пружних деформацій в шарах (метод високочутливий до зміни періоду гратки, так як довжина хвилі близька до періоду гратки кристала); визначення взаємної орієнтації кристалічних граток підкладки і шарів; визначення кута відхилення зрізу підкладки від кристалографічної площини; ідентифікація кристалічних фаз [10, 11, 12].

В апаратурному аспекті работа орієнтована на сучасний дифрактометр загального використання фірми X'Pert PRO MRD (Material Research

Diffractometer) [11]. Дуже істотним є наявність монохроматора високої роздільної здатності при збереженні достатотньо великої світосили. Використовуючи, введені в практику серійних вимірювань Бартельсом (W.J. Bartels, Philips Res. Lab.) двохблочні монохроматори з 4-х кратним відбиттям від площин Ge(220) [10, 11] на первинному пучку. В останні роки почали використовуватись фокусуючі параболічні багатошарові дзеркала, які в декілька разів підвищили інтенсивність. Говорячи про апаратуру для РДдосліджень варто відмітити що найбільш інформативні спектри реєструються "фотонних синхротронних джерелах, фабриках", оскільки на там створюється високоінтенсивний пучок з низькою кутовою розбіжністю і можливістю перебудови по довжині хвилі. Єдиним недоліком цих досліджень є громіздка апаратура синхротрона. За оцінкою в найближчий час збережеться нинішня ситуація, коли оперативні дослідження виконуються на лабораторних дифрактометрах, а унікальні і найбільш значні експерименти на синхротронних пучках.

Практика спільних робіт з ростовими групами показує, що найбільший об'єм РД- досліджень припадає на оперативні аналізи простого типу. Сюди відноситься вимірювання ширини кривих гойдання, при відпрацюванні режимів вирощування епітаксійних шарів на сильно розузгоджених по періоду підкладках, наприклад, InAs/GaAs, або GaN/ α -Al₂O₃, або Si/ α -Al₂O₃ і т.д. Наступні за простотою і популярністю задачі - це вимірювання періодів гратки, вирахування концентрації твердого розчину, оцінка товщини шарів. Що стосується товщини, то прийоми її вимірювання досить відомі [11, 12, 13]. При наявності товщинних інтерференційних осциляцій в спектрі, товщини шарів служать параметрами підгонки розрахованого спектра ДО експериментального. Якщо шар містить багато дефектів і довжина когерентності гратки менше товщини, то інтегральна інтенсивність піка може слугувати мірою ефективної товщини кристалічної фази. Більш глибокою є задача вимірювання періодів гратки шару, оскільки частіше всього, шар пружно деформований. Поправка на пружну деформацію не є малою, наприклад, в системі $Al_xGa_{1-x}As/GaAs(001)$ похибка визначення величини x(Al) по симетричному піку без врахування пружної деформації складає ~90%.

1.2. Про деякі особливості механізмів росту багатошарових структур, релаксації деформацій та застосування

Тенденції розвитку напівпровідникової мікроелектроніки привели до того що основою сучасних приладів все в більшій мірі стають складні багатошарові епітаксіальні композиції з досить малим вмістом структурних дефектів. При створенні гетероструктур (ГС) параметри додаткового енергетичного спектру електронів можуть бути вибрані в достатньо широких межах [51]. Це дозволяє розглядати ГС як об'єкти з керованою зонною структурою, причому параметри можна задавати такі, які не можуть бути реалізовані ні в одному з звичайних кристалічних матеріалів.

Виділяють три основні задачі в створенні гетеросистем:

1. Отримання псевдомофних плівок і багатошарових гетероструктур високої кристалічної якості та когерентності. Напруги в таких ГС модифікують зонну структуру напівпровідника, це і призводить до появи нових корисних електричних та оптичних властивостей – що є основою так званої зонної інженерії. Робочі області приборів, вбудовані між товстими шарами або системи із декількох тонких шарів з різним хімічним складом, утворюють квантову яму (КЯ). В таких структурах електрон вже не може бути описаний як класична частинка, а необхідно враховувати його хвильову природу з квантово-механічною поведінкою. Форма потенційної ями електрона і призводить ДО ефекту розмірного перешкоджає руху квантування. Утворені в таких КЯ рівні і їх положення, та відповідно фізичні властивості отримуваних приборів, залежать від товщини та хімічного складу шарів. Для високої якості таких структур потрібне повне суміщення кристалічних градок шарів які при цьому мають відмінний склад, необхідна також гладкість границь між ними. Квантування електронного спектру призводить до появи гострих ексітонних резонансів при кімнатних

температурах в спектрах оптичного поглинання в квантових ямах і надгратках, що особливо чітко спостерігається в гетероструктурах на основі сполук А³В⁵ (наприклад, GaAs/GaAlAs). Під впливом електричного поля в відбувається високоефективна структурах модуляція світлового цих випромінювання, обумовлена квантово-розмірним штарк-ефектом. Використання ефекту розмірного квантування електронного спектру в цих системах дозволяє створювати нове покоління електронних пристроїв з високою швидкістю роботи, та суттєво збільшеною інформаційною ємністю [51]. Найпростішим приладом даного типу є дво-бар'єрний гетероперехідний діод AlAs/GaAs/AlAs, який складається з шару GaAs товщиною 4-6 нм (КЯ), розміщеного між двома шарами AlAs товщиною 1.5-2.5 нм (бар'єри).

2. Протилежна задача – отримання повністю релаксованих плівок, так званих штучних підкладок (artificial substrates), що необхідно для створення різних ГС на матеріалах з параметром гратки, який відрізняється від параметра комерційних підкладок. Основною метою тут є отримання максимально можливої структурної досконалості штучної композиції. В основному це SiGe/Si композиції, які допомогли створити штучні підкладки на яких стало можливим вирощувати GaAs, і тим самим сумістити кремнієву технологію з основним матеріалом оптоелектроніки. Перш за все потрібно відмітити використання твердого SiGe розчину званих В так гетеробиполярних транзисторах (ГТБ) на основі SiGe/Si структур, які вже давно ввійшли в стадію промислового освоєння.

Одним з фізичних механізмів, який лежить в основі єпітаксійного переходу від одного матеріалу до іншого з іншим параметрам гратки – це релаксація пружних деформацій в тонкому шарі нового матеріалу шляхом введення дислокацій невідповідності (ДН). Але введення ДН тягне за собою появу так званих проникаючих дислокацій (ПД) – сегментів дислокаційної петлі, які виходять на поверхню епітаксійного шару. Пластична релаксація плівки відбувається шляхом збільшення довжини ДН за рахунок проникаючого сегменту СД в площині ковзання. Прохід дислокаційної петлі

через частину плівки зменшує пружні деформації в цій частині. Тобто задача отримання досконалих повністю релаксованих плівок розщеплюється на дві підзадачі: а) отримати оптимальний темп релаксації плівки (зменшення залишкових пружних деформацій з ростом товщини плівки) введенням ДН; б) звести до мінімуму кількість проникаючих дислокацій.

Для вирішення даних задач використовують як плівки постійного складу так і градієнтні буферні шари. Слід відмітити що релаксація залежить від концентрації домішкового матеріалу та товщини створеного шару, тобто існує деяка критична товщина за якою починається утворення ДН і відповідно релаксація системи [33]. Для плівок постійного складу створено багато методів, які основані на різних технологічних прийомах [33, 37], а саме:

- опромінення підкладки атомами Si і іншими іонами перед ростом плівки,
- насичення підкладки атомами водороду перед ростом,
- використання в якості підкладки пористого кремнію,
- підкладка збагачена точковими дефектами,
- вирощення на підкладці низькотемпературного Si (350°C 400°C).

В першу чергу слід відмітити використання низькотемпературного шару Si, який навіть при рості плівок постійного складу показує хороші результати. Однак всі ці методи мають як свої переваги так і недоліки, більш детально з ними можна ознайомитись в обзорі [34]. Класичною є плівка постійного складу Ge_{0.3}Si_{0.7} вирощена при температурі 550° C, для такої плівки густина ПД знаходиться на прийнятному рівні.

Для зниження густини ПД використовуються буферні шари із сталим або змінним по товщині параметром гратки - так звані дислокаційні фільтри, які складаються з напружених надградок. До таких підкладок ставлять такі вимоги: а) мала товщина плівки, в якій проходить пластична релаксація; б) досконала кристалічна структура, яка оцінюється в основному по густині ПД; в) мала шероховатість поверхні гетероструктури. Метод росту релаксованих ГС с градієнтним буферним шаром дає теж непогані результати, оскільки підбираючи величину зміни складу можна створити умови для зародження та розповсюдження так званої дислокаційної сітки, яка в свою чергу збільшує ймовірність анігіляції ПД. На жаль такі шари є доволі товстими (1 – 10 мкм), що збільшує час росту та кількість матеріалу для їх створення.

З'явилось також ряд нових методів отримання штучних підкладок. Це так звані "м'які" підкладки. При їх використанні працює інший фізичний механізм: перерозподіл напруг між псевдоморфним шаром і тонкою "м'якою" підкладкою-мембраною, в результаті шар пружно релаксує без виникнення ДН і відповідно ПД.

Не дивлячись на успіхи в феноменологічному описі релаксації напружених плівок через введення ДН, до повного розуміння все ще далеко. Складність, багатофакторність і багатостадійність пластичної релаксації псевдоморфних плівок поки що затруднюють створення послідовної математичної моделі.

Серед технологічних прийомів динамічно розвивається метод іонної імплантації (II), який завдяки своїм особливостям став перспективним методом легування. Іонна імплантація більш бажана для легування перед термодифузією або легуванням в процесі росту, так як забезпечує більш точний контроль загальної легуючої домішки. Тобто, основною перевагою іонної імплантації є можливість більш точного управління кількістю введених атомів домішки. Глибина залягання імплантованої домішки пропорційна енергії іонів, і може бути вибрана виходячи з потреб конкретного використання, тобто, можна легко керувати профілем розподілу імплантованих іонів по глибині підкладки. Але іонна імплантація завжди призводить до виникнення радіаційних точкових дефектів, це стає причиною наступних структурних, хімічних та електрофізичних змін. Механізми утворення і руху радіаційних дефектів при опроміненні потоком іонів напівпровідникових підкладок до кінця ще не вивчені. Проведення II і протікання наступних процесів дефектоутворення і відпалу залежать від багатьох факторів: температури мішені, дози імплантованих іонів, їх хімічної активності, співвідношення мас іона та атому мішені, енергії іонів що імплантуються, природи та характеристик самої мішені.

створення 3. Третя задача – гетеросистем пов'язана з крайнім проявом релаксації напружених плівок - виникнення острівців нанометрових розмірів. Це отримало в останній час великий науковий та практичний інтерес в зв'язку з тим що відкриваються можливості вирощування ансамблів 10¹⁰ см⁻² так званих квантових точок, і наноострівців з густиною більше стають присутні ефекти розмірного квантування [37]. Масиви Ge (SiGe) квантових точок (КТ) з успіхом можуть бути застосовані для виготовлення фотодетекторів ближнього інфрачервоного діапазону ДЛЯ та світловипромінюючих діодів для цієї ж спектральної області, оскільки вони мають певні переваги над традиційними структурами з квантовими ямами [35]. Існують передумови для застосування багатошарових структур з SiGe квантовими точками у термоелектричних пристроях нового покоління [36]. Однак можливість широкого застосування наноострівців в опто- та наноелектроніці реальна лише при точному кількісному передбаченні і реалізації параметрів вирощуваних структур. Такі параметри наноострівців як форма, розміри, компонентний склад, механічні напруження та їх поверхнева щільність складним чином залежать від умов вирощування. Острівці можуть мати форму "hut"-кластерів, пірамід та куполів, які при зарощуванні можуть змінювати свою форму [39, 40]. Для створення діючих електронних пристроїв в більшості випадків вирощують багатошарові i3 сформованими структури – надґратки $(H\Gamma)$ В кожному шарі наноострівцями. Це дозволяє збільшити загальну кількість активних елементів. З іншого боку процес вирощування багатошарових структур з наноострівцями дозволяє в певних межах керувати параметрами останніх за рахунок впливу вже сформованих острівців на ті, що формуються. В результаті цього можна суттєво збільшити вертикальну та латеральну впорядкованість наноострівців. Але неоднорідність релаксації деформацій та її залежність від форми та розмірів острівців впливають на наступні етапи еволюції трьомірних центрів, включаючи їх густину та просторовий розподіл.

В останнє десятиріччя дедалі основними об'єктами дослідження стають багатошарові єпітаксійні структури, це в свою чергу стимулює подальший розвиток методик дослідження: 1) – оптичних, які дають пряму інформацію про електронні властивості структур; 2) – зворотнє розсіяння іонів та каналювання; 3) – просвічуюча електронна мікроскопія; 4) – скануюча зондова мікроскопія (AFM); та інші. Серед чисельних методів рентгенівський - є найбільш універсальним та перспективним методом дослідження твердих тіл. Такі властивості рентгенівських методів як висока чутливість до деформації гратки кристалу, зміни електронної густини, можливість дослідження внутрішньої будови структур, визначення шероховатості поверхні, експресність отримання інформації, а головне – можливість отримання кількісної інформації без руйнування зразка, зберігають актуальність і сьогодні незважаючи на свою "традиційність".

1.3. Методи аналізу пружних деформацій і періодів гратки шарів в епітаксійних структурах

Задачі аналізу пружних деформацій гетероструктур і неспотворених періодів гратки взаємопов'язані, оскільки експериментально вимірюються періоди гратки деформованого шару. Треба розділити внески пружної деформації і початкового розугодження періодів гратки шару та підкладки. Для цього, зокрема, необхідно вирішити задачу про механічну рівновагу в анізотропній шаруватій гетеросистемі [12-14, 16]. Із-за анізотропії властивостей кристала задача виявилась складнішою навіть в простому випадку кубічного кристала на кубічній підкладці. З врахуванням згину гетеросистеми вона ще більше ускладнюється. Історично, першими були праці, де по величині вигину товстої ізотропної підкладки оцінювали напруги в тонкому покритті. Ця методика може використовуватись до матеріалів довільної степені кристалічності. Ще Стоуни (Stoney G.S.) в 1909 році отримав формулу для визначення напруг в тонких покриттях по прогину балки, закріпленої на одному кінці. На основі цього підходу була отримана велика кількість результатів для розподілу пружних напруг в багатошарових гетероєпітаксійних структурах. Більш досконалий аналіз [14, 20] показав, суттєві недоліки такого підходу. Крім того анізотропія кристалів суттєво ускладнювала задачу.

Інший спосіб визначення пружних деформацій в шарі складається з визначення деформації гратки по положенню дифракційних піків декількох площин шару і отримання пружної компоненти з врахуванням граничних умов. Аналогічний метод, який використовується до полікристалічних матеріалів, добре відомий як $sin^2 \psi$ -метод [5]. В випадку єпітаксійного шару на підкладці виникають апаратні та методичні труднощі. Із-за дискретності площин монокристалу не при всякому куті нахилу ψ можна отримати відбиття, і для того щоб його отримати, потрібно переходити до асиметричної зйомки, це є основою апаратних труднощів.

Методична полягає в тому, що шар – не чиста речовина, а твердий розчин з невідомими концентраціями, значення яких також є невідомим параметром задачі. Пружна деформація повинна відраховуватися від невідомого значення ненапруженого параметру шару. Потрібно вирішувати систему рівнянь, куди входять деформація і початкова різниця періодів шару та підкладки.

Прості алгоритми використовують 3 основні наближення:

 перше наближення, згідно якого підкладка не деформована.
 Наближення в більшості практичних випадків добре працює, оскільки за рахунок згину товстої підкладки знімається лише незначна частина пружних напружень тонкого шару; • друге наближення - підкладка зрізана точно по одній із високосиметричних площин кристала: (001), (111) чи (110). Спрощення задачі полягає в тому, що тензор пружних деформацій шару можна вважати діагональним, припускаючи, що вісь симетрії, перпендикулярна до поверхні, зберігається і в деформованому шарі. Наближенням ця умова є тому, що зрізати підкладку точно по атомній площині неможливо і всі штучні підкладки віцинальні по будові своєї поверхні [52];

 третє наближення, котре не завжди згадується і не завжди правильно розуміїться: деформація гратки шару це сума початкової різниці періодів "шар - підкладка" і пружної деформації гратки шару. Така величина як "пластична деформація" означає в даній задачі, що пружня деформація шару не повністю підігнала період решітки шару до періоду підкладки.

Знаючи проекцію вектора Бюргерса на поверхню шару, по цій величині можна оцінити густину дислокацій невідповідності в гетеропереході, незалежно від того, де ці дислокації знаходяться, в шарі в підкладці чи зосереджені на гетерограниці. Основи цього наближення розглянуті в роботах В.Л. Інденбома і В.М. Каганера [18] і вважається, що дислокація невідповідності являє собою екстра площину, введену в гратку кристала до деякої лінії (лінії дислокації). Гратка кристалу локально деформована поблизу ядра (лінії) дислокації, і наявність екстраплощини змінює число площин, але не змінює міжплощинну віддаль. Точкові дефекти типу вакансій і міжвузлових атомів також мало змінюють період решітки, оскільки їх рівнодійна концентрація зазвичай на декілька порядків менше, чим концентрація атомів в твердому розчині заміщення. Якщо виникають дефекти типу розчину заміщення з концентрацією більше 10¹⁸ см⁻³, або велика концентрація дефектів які утворюються при імплантації, то вони підходять під визначення твердого розчину, і аналізуються в рамках даної задачі. Віднесемо їх до початкової а не до пластичної компоненти.

Найпростіші алгоритми були запропоновані в 70-х роках XX століття майже одночасно декількома експериментаторами, перед якими ця задача

поставала [19]. Основу цих алгоритмів становить той факт, що між компонентами пружної деформації шару існує зв'язок, обумовлений граничними умовами задачі – вільною поверхнею шару. Існування такого зв'язку дозволяє виділити із загальної деформації ізотропну початкову компоненту, пов'язану з концентрацією твердого розчину.

В роботі Ішиди і Мацуї [19] досліджували епітаксійні шари Al_xGa_{1-x}As на підкладках GaAs(001). Реєстрували криві качання рефлексів (004) і (115) в двох положеннях, які відрізняються поворотом зразка відносно нормалі до поверхні на 180°. По віддалі між піками шару та підкладки в цих двох положеннях (ω_1 і ω_2) можна визначити розворот площин шар-підкладка:

$$\Delta \varphi = (\omega_1 - \omega_2)/2 \tag{1.1}$$

I різниця брегівських кутів шар-підкладка :

$$\Delta \theta = (\omega_1 + \omega_2)/2 \tag{1.2}$$

Повна деформація гратки шару відносно підкладки визначається через різницю брегівських кутів:

$$\Delta d/d = -\Delta \theta \cdot ctg\theta \tag{1.3}$$

Оскільки шар з орієнтацією (001) після деформації стає тетрагональним, то відносну зміну міжплощинної віддалі площини (hkl) можна записати в виді:

$$(\Delta d / d)_{hkl} = \left[(h^2 + k^2) \Delta a_f'' / a_s + l^2 \cdot \Delta a_f^{\perp} / a_s \right] / (h^2 + k^2 + l^2), \tag{1.4}$$

де a_s - період гратки підкладки, $\Delta a_f = a_f - a_s$ різниця періодів в площині шару; $\Delta a_f = a_f - a_s$ - по нормалі до поверхні. Із (1.4) видно, що із двох відбиттів з різним відношенням $(h^2 + k^2)/l^2$ однозначно визначаються повні деформації в площині шару і по нормалі до нього. Пружні деформації становлять частину повних:

$$e_{xx} = \Delta a_{f}'' / a_{f} - \Delta a_{f}^{0} / a_{f} \approx \Delta a_{f}'' / a_{s} - \Delta a_{f}^{0} / a_{s}$$
(1.5)

$$e_{zz} = \Delta a_f^{\perp} / a_f - \Delta a_f^{0} / a_f \approx \Delta a_f^{\perp} / a_s - \Delta a_f^{0} / a_s$$
(1.6)

де $\Delta a_f^{\ 0} = a_f^{\ 0} - a_s -$ невідповідність періодів шару і підкладки в ненапруженому стані. Із умови відсутності зовнішніх сил по нормалі до поверхні,

$$\sigma_{zz} = 0, \tag{1.7}$$

Записується зв'язок між компонентами деформації:

$$e_{zz} = -e_{xx} \cdot 2\nu / (1 - \nu) \tag{1.8}$$

в наближенні $e_{xx} = e_{yy}$ ізотропна деформація в площині шару. Підставивши (1.5) і (1.6) в (1.8) автори [19] отримали рівняння або для $\Delta a_f^{0}/a_s$ якщо коефіцієнт Пуассона відомий, або для коефіцієнта Пуассона, якщо відома концентрація твердого розчину. Потрібно уточнити, що з врахуванням (1.1) і (1.2) визначається деякий ефективний коефіцієнт Пуассона, оскільки асиметрична площина (115) нахилена в сторону діагонального напрямку в площині [110], а не осевого, типу [100]. Величина $2v_{xz}/(1-v_{xy})$ із (1.1) залишається постійною при зміні вісі х в площині (001), але кожен з коефіцієнтів Пуассона, v_{xz} и v_{xy} , при цьому змінюється.

Було вказано також, що пружній поворот площин шару і підкладки можна виразити в виді:

$$\Delta \varphi = \cos \varphi \cdot \sin \varphi (\Delta a_f^{\perp} / a_s - \Delta a_f^{\parallel} / a_s)$$
(1.9)

де φ - кут нахилу площини (*hkl*) по відношенню до поверхні шару.

Та ж задача була незалежно вирішена в більш вдалій формі запису. Розглядаються відбиваючі площини, нахилені до поверхні на кут φ . По зсуву піка шару відносно підкладки $\Delta \theta$ визначається повна деформація в напрямку φ :

$$\mathcal{E}(\boldsymbol{\varphi}) = \Delta d \,/\, d = -2ctg\,\theta_m \cdot \sin(\Delta\theta/2)\,,\tag{1.10}$$

де θ_m - середній кут між кутами підкладки та шару. Вираз (1.10) є точним, а не наближеним, що важливо при великих $\Delta \theta$. Ця деформація є сумою початкової і пружної деформації:

$$\mathcal{E}(\boldsymbol{\varphi}) = \mathcal{E}_0 + \boldsymbol{e}(\boldsymbol{\varphi}) \tag{1.11}$$

Пружна деформація в напрямку нормалі до похилої площини записується в виді:

$$e(\varphi) = e_{xx} \cdot \cos^2 \varphi + e_{zz} \cdot \sin^2 \varphi, \qquad (1.12)$$

де компоненти e_{zz} і e_{xx} зв'язані співвідношенням (1.9). Тоді

$$e(\varphi) = e_{xx} \cdot W(\varphi),$$

_{Ae} $W(\varphi) = 1 - \sin^2 \varphi \cdot (1 + \nu) / (1 - \nu).$

Для двох площин $\varphi_1 = \varphi_2$ маємо систему рівнянь:

$$\mathcal{E}(\boldsymbol{\varphi}_1) = \mathcal{E}_0 + \boldsymbol{e}_{xx} \cdot \boldsymbol{W}(\boldsymbol{\varphi}_1)$$

$$\mathcal{E}(\varphi_2) = \mathcal{E}_0 + e_{xx} \cdot W(\varphi_2),$$

Звідкіля знаходиться початкова різниця періодів :

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{0} = \left[\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{\varphi}_{1}) \cdot \boldsymbol{W}(\boldsymbol{\varphi}_{2}) - \boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{\varphi}_{2}) \cdot \boldsymbol{W}(\boldsymbol{\varphi}_{1})\right] / \left[\boldsymbol{W}(\boldsymbol{\varphi}_{2}) - \boldsymbol{W}(\boldsymbol{\varphi}_{1})\right], \tag{1.13}$$

пружня деформація в площині шару:

$$e_{xx} = \left[\varepsilon(\varphi_1) - \varepsilon(\varphi_2) \right] \left[W(\varphi_1) - W(\varphi_2) \right], \qquad (1.14)$$

і пластична деформація (релаксація) гетеропереходу:

$$\mathcal{E}_p = \mathcal{E}(\varphi = 0) = \mathcal{E}_0 + e_{xx}$$

В випадку декількох площин задача вирішується методом найменших квадратів.

В подальшому були запропоновані різновиди цих методів, основані на використанні експериментального кута розорієнтації $\Delta \phi$ (1.1) в доповнення до $\Delta \theta$, наприклад [54]. Це дозволяє вимірювати одне відбиття, але тільки в випадку, коли нема загального розвороту граток шару і підкладки, наприклад, для іонно-імплантованих шарів. Тоді по одному асиметричному відбиттю визначаються необхідні параметри повної деформації по нормалі і в площині шару:

$$\Delta a_{f}^{\perp} / a_{s} = tg \varphi \cdot \Delta \varphi - ctg \theta \Delta \theta$$

$$\Delta a_{f}^{\mu} / a_{s} = -ctg \varphi \cdot \Delta \varphi - ctg \theta \cdot \Delta \theta \qquad (1.15)$$

Описаний вище найпростіший підхід з використанням двох відбиттів виявився високоефективним в дослідженні епітаксійних шарів.

В середині 90-х років в цій області з'явилась нова, ще більш складна Були отримані епітаксійні структури з самоорганізованими залача. острівцями типу "квантових точок" (КТ), перспективні з точки зору використання за рахунок квантування руху носіїв струму по всім напрямкам [50,51]. Основні типи таких систем InAs/GaAs і Ge/Si мають певне перевищення періоду шару над періодом підкладки (~7% і 4% відповідно). Не зовсім велике, щоб на початковому етапі ріст був шаровим, а не острівцевим, і не занадто мале, щоб накопичення пружної енергії при збільшенні товщини шару призводило до утворення когерентних острівців по механізму Странского-Крастанова, а не дислокацій невідповідності [53]. На відміну від однорідного шару, когерентні острівці мають можливість розширюватися під час швидкого морфологічного переходу по механізму Странского-Крастанова, за рахунок чого і з'являється виграш в пружній енергії системи. Система сильно неоднорідна в площині і в порівнянні з плоским випадком потребує переходу при її опису от одномірної задачі до трьохмірної. Це відноситься до прямої задачі пошуку механічної рівноваги, складу і форми острівців в матриці, задачі вирахування дифракційного спектру, а також до зворотної задачі аналізу спектра.

1.4. Характеристика структурної досконалості монокристалів за допомогою аналізу дифузного розсіяння

Дифузне розсіювання Х-променів містить інформацію про структурну досконалість як монокристалів так і напівпровідникових систем. Згідно [3, 21], розподіл інтенсивності ДРРП залежить від Фур'є-образу поля зміщень дефекту u(q)

$$I(q) \sim \left| Gu(q) \right|^2. \tag{1.16}$$

Кутову залежність розподілу інтенсивності дифузного розсіяння в просторі оберненої ґратки зручно характеризувати у вигляді поверхні рівної інтенсивності (ізодифузних поверхонь) або їх перерізів площинами, які проходять через вузли оберненої ґратки (ізодифузні криві). Форма ізодифузних поверхонь в значній мірі визначається типом дефектів, їх положенням у кристалічній ґратці та симетрією їх полів зміщень. Загальний вигляд ізодифузних поверхонь дозволяє встановити симетрію поля зміщень точкового дефекту і зробити вибір між деякими можливими його конфігураціями. Іноді достатньо розглянути розподіл інтенсивності ДРРП вздовж напрямків, паралельних вектору дифракції та перпендикулярних йому.

При збільшенні довжини вектора q в експерименті повинні спостерігатися зміни законів спадання диференційної інтенсивності ДРРП I(q) [22, 23]. Для зручності аналізу зміни закону спадання I(q) використовується подвійна логарифмічна залежність $\lg I = f(\lg q)$. Збільшенню довжини q відповідають три області розсіяння з різними законами спадання I(q):

1). Область Хуангівського розсіяння. Розсіяння реалізується на слабких пружних спотвореннях кристалічної гратки, викликаних пружними полями зміщень дефектів. Дефект сприймається як точкове джерело сили. Відстань r від центра дефекту набагато більше його середнього розміру R_0 . При цьому $I \sim q^{-2}$. Таким чином тангенс кута нахилу залежності $\lg I = f(\lg q)$ для цієї області розсіяння дорівнює -2.

2). Область асимптотичного розсіяння. Це розсіяння відбувається на достатнью сильних спотвореннях кристалічної гратки, однак при його описі можна застосовувати теорію пружного континіуму та знехтувати зміною пружніх модулів. Дефект вже не можна розглядати як точкове джерело. При цьому $I \sim q^{-4}$, що відповідає тангенсу кута нахилу залежності $\lg I = f(\lg q)$ для цієї області -4. Величина q_0 при якій реалізується перехід від Хуангівського до асимптотичного розсіяння («точка перегину»), може бути використана для оцінки потужності дефекту [27]:

$$q_0 = \frac{1}{\sqrt{HC}} \tag{1.17}$$

3). Область розсіяння на ядрі дефекту. Відомо, що області з $r \leq R_0$ (Лауе-розсіяння) важко досягти, за дифузним розсіянням рентгенівських променів при малих концентраціях дефектів починає переважати розсіяння на теплових коливаннях гратки [27]. Інтенсивність цього розсіяння пропорційна q^{-2} , що відповідає тангенсу кута нахилу, рівному -2. Теплове розсіяння може бути використано в якості «внутрішнього» стандарту для визначення концентрації дефектів [25].

Метод визначення концентрації МД в монокристалах полягає у визначенні співвідношення інтенсивностей хуангівського і теплового розсіяння, виключаючи вплив товщини розсіюючого шару, структурну амплітуду, тілесний кут розсіяння та фактор Дебая-Валера. Відповідно, такі важливі параметри як симетрія, розмір і концентрація мікродефектів, можуть бути визначені безпосередньо з експериментальних даних по дифузному розсіянню на досліджуваному зразку.

Використання трьокристальної дифрактометрії дає можливість поділу дифузного і когерентного розсіяння, і тим самим окремо аналізувати дифузне розсіяння.

Висновки та постановка задачі

Не дивлячись на значні успіхи в вирішенні приведених вище задач все ще залишається немало проблем на шляху повного технологічного контролю в створенні бажаних епітаксійних систем. Складність, багатофакторність і багатостадійність пластичної релаксації псевдоморфних плівок спонукають до пошуку нових технологічних підходів та прийомів в покращенні бажаних характеристик. Слід відмітити ультразвуковий вплив на підкладку при іонної імплантації. Покращуються і ускладнюються і теоретичні підходи, які описують данні процеси, яким в свою чергу потрібно експериментальне підтвердження. Це в основному стосується задачі створення однорідних по складу, впорядкованих як вертикально так і латерально масивів КТ, з досить невеликим розкидом по розмірам.

Метою даної дисертаційної роботи є:

 а) вивчення впливу ультразвуку на кристал при іонній імплантації, який модифікує фізичні процеси дефектоутворення в кристалі, та вивчення характеру подальших змін під час відпалу;

 б) вивчення впливу ультразвукової обробки яка застосовується протягом імплантації Не⁺ при створені шарів SiGe постійного складу на Si.
 Очікується що це покращить якість шарів;

в) подальше визначення фізичних механізмів відповідальних за процеси релаксації деформацій, динаміку зміни просторового впорядкування масивів квантових точок в багатошарових наноструктурах і встановлення оптимальних режимів росту і термообробок, які забезпечують отримання найбільш однорідного впорядкування квантових точок заданого розміру, форми та складу.

РОЗДІЛ 2. Дифрактометрія кристалів та епітаксійних структур

2.1. Використання двокристальних кривих відбиття

Двокристальна дифрактометрія є основним методом структурного дослідження гетеросистем (рис.2.1).



Рис.2.1. Оптична схема двокристального дифрактометра: (1рентгенівська трубка, 2 - кристал-монохроматор, 3 - гоніометр, 4 досліджуваний зразок, 5 - детектор, S1 - S3 - колімаційні щілини).

Дифракційні криві відбиття вимірюються в інтегральному режимі з широко відкритим вікном детектора, при якому майже вся дифрагована інтенсивність фіксується детектором. В оберненому просторі область спостереження є смугою, перпендикулярною до хвильового вектора дифрагованої хвилі k_h . Використання двокристальної дифрактометрії виправдане перш за все для псевдоморфних нерелаксованих структур з когерентними гетерограницями. Для них інтенсивність у площині розсіяння розподілена вздовж нормалі до поверхні кристала, і смуга спостереження перетинає її лише в невеликій області, обумовленій кінцевою шириною відбиття монохроматора, тому кутова роздільна здатність на двокристальних кривих нічим не відрізняється від роздільної здатності відповідного трикристального сканування (див. далі). У багатьох випадках параметри епітаксійних структур визначаються безпосередньо з двокристальних кривих відбиття, виміряних у симетричній брегтівській геометрії. Якщо крива відбиття містить дифракційні піки, що чітко фіксуються, від окремих шарів, то їх кутове положення визначається середньою міжплощинною відстанню d_i . З кутової відстані $\Delta \theta$ між піками шару і підкладки визначається відносна різниця в міжплощинних відстанях і-го шару і підкладки:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{d_i - d_0}{d_0} = -\frac{\Delta \theta}{tg\theta}.$$
(2.1)

 d_i і d_0 — відстані між кристалографічними площинами, паралельними поверхні. Для структур кубічної сингонії $(\Delta d / d)_{\perp}$ пов'язане з відносною різницею параметрів ґратки $\Delta a/a$ співвідношенням

$$\left(\frac{\Delta d}{d}\right)_{\perp} = \frac{\Delta a}{a} (1+p) \tag{2.2}$$

Тут P — деформаційний множник, що виражається через пружні сталі (для орієнтації нормалі до поверхні (001), $p = 2c_{12} / c_{11}$). Для епітаксійних структур гексагональної сингонії, вирощених на поверхні (0001):

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta c}{c} + p \frac{\Delta a}{a} \tag{2.3}$$

де $p = 2c_{13}/c_{33}$ (с і а — параметри гексагональної елементарної комірки). Оскільки матеріал (склад) підкладки, як правило, відомий точно, то з одержаної різниці параметрів гратки визначається склад шару. При використанні виразів (2.2), (2.3) важливо впевнитися, що епітаксійні шари мають когерентні межі, тобто система не релаксована. Релаксація пружних деформацій (в основному напружень невідповідності і термічних напружень) може відбуватися за допомогою різних механізмів [28], основним з яких є виникнення сітки дислокацій невідповідності. При цьому разом з нормальною $(\Delta d/d)_{\perp}$ з'являється тангенційна невідповідність $(\Delta d/d)_{II}$. (Для нерелаксованих систем віддаль між площинами, перпендикулярними до гетерограниць, однакова для всіх шарів та підкладки.) На кривих дифракційного відбиття релаксація виявляється зсуві В кутовому дифракційних піків і їх розширенні порівняно з пружно-деформованою системою. Проте з кутового положення піків симетричних бреггівських відбиттів не можна визначити, чи знаходиться шар у пружно-напруженому або релаксованому стані, якщо його склад наперед невідомий. Розширення піків теж не завжди можна помітити, особливо якщо власна кутова напівширина піка, що визначається товщиною шару, значно більше дарвінівської напівширини [6]. Таким чином, симетрична бреггівська геометрія в більшості випадків не дозволяє зафіксувати релаксацію пружних напружень в епітаксійній системі і визначити її ступінь. Для визначення двокристальної дифрактометрії релаксації методом використовують асиметричні бреггівські рефлекси. Їх застосування базується на тому, що дисторсія елементарної комірки ґратки епітаксійного шару внаслідок напружень невідповідності (для кубічної сингонії перетворення кубічної комірки в тетрагональну, так звана тетрагональна дисторсія) призводить до розвороту нахилених до поверхні кристалографічних площин на когерентних гетерограницях. Вимірювання кривих відбиття в двох геометріях — з ковзним кутом падіння $(|\gamma_h| > \gamma)$ і ковзним кутом відбиття $(|\gamma_h| < \gamma)$ дозволяє визначити як різницю $\Delta \theta$ бреггівських кутів, так і кут розвороту відповідних площин δφ. У першому випадку ці величини складаються за абсолютною величиною (піки розташовані далі один від одного), у другому— віднімаються (піки ближче один до одного). Значення $\Delta \theta$ і $\Delta \varphi$ визначаються відповідно, як півсума та піврізниця кутових відстаней між піками на цих кривих. Релаксація веде до зменшення кута розвороту при повному знятті пружних напружень $\delta \varphi = 0$. З цих величин визначаються як $(\Delta d/d)_{\perp}$, так і латеральна $(\Delta d/d)_{\mu}$ невідповідності нормальна міжплощинних відстаней:

$$\Delta \varphi = -\left[\left(\frac{\Delta d}{d} \right)_{\perp} - \left(\frac{\Delta d}{d} \right)_{II} \right] \sin \varphi \cos \varphi, \qquad (2.4)$$

$$\Delta \theta = -\left[\left(\frac{\Delta d}{d} \right)_{\perp} - \left(\frac{\Delta d}{d} \right)_{II} \sin^2 2\theta \right] tg \theta, \qquad (2.5)$$

де φ — кут між відбиваючими площинами і поверхнею, $\varphi < 0$ при ковзному падінні і $\varphi > 0$ при ковзному відбитті.

2.2. Використання трьокристальних кривих відбиття

Якщо гетероструктура містить велику кількість дислокацій, або присутня велика шорсткість інтерфейсу, дифузне розсіяння може істотно ускладнити аналіз експериментальних кривих. Використання трьокристального сканування, де внесок дифузного розсіяння мінімальний, дозволяє надійніше визначати параметри епітаксійних структур [10,12]. На двокристальній кривій рис.2.2a деталей не видно, на трьокристальній кривій рис.2.2б видно піки від окремих шарів.



На рис.2.2. П'ятишарова структура Si_xGe_{1-x} на Si, склад Ge в кожному шарі становив 10, 20, 30, 40, 50% відповідно. (а – двокристальна крива, б – ω -2 θ – трьокристальна крива.)

Широке застосування високороздільної трьохвісної дифрактометрії почалося ще з роботи Іїди та Кори [23], в якій вони розглядали особливості отримання дифракційної картини, можливість поділу дифузного і

когерентного розсіяння, ввели поняття псевдопіків. Отже, в трьохвісній схемі Х-випромінювання, яке йде від фокуса трубки, послідовно дифрагує від кристала-аналізатора кристала-монохроматора, кристала-зразка, та фіксується детектором з широким вікном. За нульове положення береться таке, при якому всі три кристала знаходяться в центрі інтерференційної області вибраного відбиття, тобто в брегівському положенні. Зазвичай, на практиці, монохроматор є нерухомим і закріпленим в максимумі падаючого на нього випромінювання. Зразок та аналізатор можуть обертатися навколо брегівського положення з відповідними кутами відхилення α та η . Результати таких вимірювань зручно розглядати з побудови Евальда в оберненому просторі [24]. Нехай площина дифракції є перерізом оберненого простору площиною розсіяння, в якій лежать напрямки падаючого на зразок пучка k_0 , відбитого k_h та нормаль до поверхні (компланарна геометрія дифракції). Згідно кінематичної теорії дифракції брегівське відбиття має місце, коли вектор дифракції

$$Q = k_h - k_0 \tag{2.6}$$

співпадає з вектором оберненої гратки H(|H| = 1/d, де d - міжплощиннавіддаль), тобто коли кінець вектора H знаходиться на сфері Евальда (рис. 2.3). Будемо вважати це положення нульовим, положенням зразка ($\alpha = 0$). Центральний напрямок падаючого пучка k_0 закріплено, оскільки монохроматор нерухомий. Нульове положення аналізатора ($\eta = 0$) визначається тим, що промінь $k_h = k_0 + H$ падає на нього під брегівським кутом. Введемо нову систему координат з центром у вузлі H та двома осями q_H та q_{α} , відповідно паралельній та перпендикулярній вектору оберненої гратки (рис. 2.36).

Кінець вектора дифракції *Q* визначає точку спостереження в оберненому просторі, яка при використанні монохроматизованого випромінювання завжди знаходиться на сфері Евальда. При нульовому положенні усіх трьох кристалів ця точка знаходиться у вузлі оберненої гратки *H*.



Рис. 2.3 а) побудова Евальда; б) можливі лінії сканування оберненого простору.

При довільних напрямках k_0 , k_h (поблизу брегівських напрямків) її положення в площині розсіяння можна задати деяким вектором q_3 координатами q_H і q_α : q = Q - H. Для кристала довільної форми та досконалості, дифрагована інтенсивність не локалізована у вузлі H, а певним чином розподілена навколо нього. Тобто розсіяна інтенсивність є функцією вектора q. Таким чином, змінюючи положення точки спостереження шляхом зміни значень кутів повороту зразка та аналізатора, можна побудувати контури рівної інтенсивності (ізодифузні лінії), що дають змогу вивчати симетрію деформаційних полів дефектів.

При повороті аналізатора ми виводимо у положення відбиття хвилі з різним значенням вектора k_h , тобто точка спостереження рухається по сфері Евальда, яку в межах малих відхилень можна замінити дотичною, яка складає кут θ_B з віссю q_H . При повороті на кут η точка Q зміститься на $q\eta = k \cdot \eta$. При повороті зразка ми відводимо вузол оберненої гратки зі сфери Евальда або, оскільки система координат закріплена в цьому вузлі, повертаємо сферу відносно нього. В такому випадку точка спостереження зміщується по нормалі до вектора H, тобто по осі q_{α} . Довжина відрізку зміщення рівна $q_{\alpha} = H\alpha = 2k\alpha \sin \theta_B$. Вісь q_{α} є геометричне місце точок, для яких строго закріплено напрямок дифрагованої хвилі, тобто залишається постійним кут розсіяння 2θ .

Координати точки спостереження в системі (q_{α}, q_{H}) пов'язані з кутами відхилення зразка та аналізатора наступними співвідношеннями:

$$q_H = -k\eta\cos\theta_B,\tag{2.7}$$

$$q_{\alpha} = k \sin \theta_{B} (2\alpha + \eta) \,. \tag{2.8}$$

Фактично інтенсивність, яка фіксується в точці *q* в площині розсіяння, являє собою інтеграл по деякій області оберненого простору, яка визначається роздільною здатністю монохроматора та аналізатора, тобто шириною їх інтерференційних областей.

При дослідженні епітаксійних структур трикристальна дифрактометрія використовується:

- для виділення і дослідження дифузного розсіяння;
- визначення ступеня релаксації;
- для вивчення дефектної структури релаксованих шарів.

2.3. Методи рентгенівської дифрактометрії

В рентгенівській дифрактометрії виділяють три основних способи запису кривих дифракційного відбиття (моди сканування):

- так зване *ω*-сканування (рис.2.4б). Запис КДВ здійснюється обертанням зразка при нерухомому детекторі, який розташований відносно падаючого рентгенівського пучка під кутом 2*θ*. Сканування ведеться перпендикулярно дифракційному вектору Q.

- ω -2 θ -сканування (рис.2.4с). Запис КДВ здійснюється при одночасному обертанні зразка і детектора. Обертання детектора відбувається з подвоєною по відношенню до зразка швидкістю. Сканування ведеться паралельно дифракційному вектору *Q*. Коли нема зміщення і ω = θ це симетричний скан (θ -2 θ), який є вертикальним в оберненому просторі (рис.2.4а).

- 2*θ*-сканування. Запис здійснюється при обертанні детектора і нерухомому зразку. Сканування проходить по сфері Євальда.



Рис.2.4. Методи сканування.

2.4 Основи методики картографування оберненого простору

Трьокристальна дифрактометрія дозволяє будувати так звані карти оберненого простору (КОП) [10, 11]. Двомірні карти розсіяння від зразка отримують шляхом реєстрації інтенсивності від набору незв'язаних положень зразка та аналізатора, які поєднуються таким чином, щоб утворити сітку в оберненому просторі. Існує декілька методів вимірювання карт оберненого простору в залежності від задачі. Два найбільш поширених показано на рис. 2.5. Виконується цикл сканувань, при якому зразок
встановлюється під певним кутом ω_1 , після чого виконується ω -2 θ сканування. Після цього зразок встановлюють в наступне кутове положення ω_2 , і знову здійснюють ω -2 θ сканування. (рис 2.56). В другому методі для 2 θ положення прописується ω -крива, знову на крок збільшується 2 θ положення, і прописується нова ω -крива (рис 2.5а). Таким чином набирають дані по сітці в оберненому просторі. Потім відповідне програмне забезпечення конвертує дані в координати оберненого простору.



Рис. 2.5 Два основні методи отримання карт оберненого простору.

Карти оберненого простору зображають розподіл розсіяної зразком інтенсивності як функцію координат в оберненому просторі. Розподіл інтенсивності, дифрагованої шаром (підкладкою) позначатимемо в подальшому як вузол оберненої гратки (ВОГ) шару (підкладки). ВОГ містить корисну інформацію особливо для недосконалих гетероструктур. Ця інформація може бути отримана завдяки тому факту, що різні структурні недосконалості впливають на ВОГ досконалого епітаксійного шару різними шляхами. Двовимірне зображення розподілу інтенсивності в площині розсіяння для епітаксійних структур розглядається звичайно в ортогональних осях Q_z і Q_x , паралельних відповідно нормалі до поверхні гетероструктури

і самій поверхні.

$$q_z = k(\sin \alpha_i + \sin \alpha_f), \qquad (2.9)$$

$$q_x = k(\cos\alpha_f - \cos\alpha_i), \qquad (2.10)$$

де α_i , α_f — відповідно кути падіння на поверхню кристала і відбиття.

Початком системи координат вибирається зазвичай найближчий вузол оберненої гратки підкладки. Використовується й інша система осей (описана вище), q_H і q_{\perp} , паралельно і перпендикулярно до вектора оберненої ґратки відповідного відбиття. Реєстрована інтенсивність стає функцією двох кутових параметрів — кута падіння α і кута відбиття 2 θ . Уцьому випадку координати q_H і q_{\perp} пов'язані з кутами α і θ (θ — кут Брегга) співвідношеннями

$$q_H = k 2\theta \cos\theta, \qquad (2.11)$$

$$q_{\perp} = k(2\alpha - 2\theta)\sin\theta \,. \tag{2.12}$$

2.5. Визначення напруженого стану за допомогою КОП

Основним із застосувань трикристальної геометрії є визначення релаксації епітаксійних структур. Воно засноване на тому, що інтенсивність розсіяння повністю когерентного від нерелаксованих напружених епітаксійних гетероструктур розподілена в напрямку, паралельному нормалі до поверхні. У цьому напрямку розташовані додаткові вузли — центри відбиття від окремих шарів, товщинні осциляції, а також сателіти для надґратки. Релаксація фіксується на картах що відповідають асиметричним бреггівським відбиттям, для яких вектор дифракції становить кут arphi з нормаллю. Для повністю релаксованої структури вузли — центри відбиття окремих шарів — повинні лежати вздовж вектора дифракції [55]. При частковій релаксації вони займають деяке проміжне положення. Таким чином, якщо центри на розподілі інтенсивності, що відповідають двом сусіднім шарам або шару і підкладці, розташовані на нормалі, то між ними не відбулося релаксації і гетерограниця когерентна, якщо ні, то це вказує на релаксацію. Релаксація буде повною, якщо вузли лежать на напрямі вектора оберненої ґратки. Приклад дифракції для релаксованої структури наведено на рис. 2.6. Тут зображено розподіл інтенсивності дифракції навколо вузла оберненої гратки 113 епітаксійної системи Si_xGe_{1-x}/Si. Видно, що центр відбиття від шару SiGe розташований у проміжному положенні між напрямом H = [113] і нормаллю до [001] щодо вузла Si, з чого виходить, що він релаксований не повністю і знаходиться в стані розтягання. Ступінь релаксації між сусідніми шарами визначається з різниці координат q_H і q_{\perp} їх центрів відбиття.



Рис.2.6 Розподіл інтенсивності навколо вузла оберненої гратки Si (113) асиметричного брегівського відбиття для Si_xGe_{1-x}/Si структури. СuKáвипромінювання.

За (2.11), (2.12) з цих величин знаходяться різниці відповідних кутів $\Delta \alpha$ і $\Delta 2\theta$, потім значення нормальної $(\Delta d/d)_{\perp}$ і латеральної $(\Delta d/d)_{II}$ невідповідностей міжплощинних відстаней двох сусідніх шарів обчислюється за допомогою (2.4) та (2.5).

Рівність нулю латеральної невідповідності однозначно вказує на відсутність релаксації між двома шарами і когерентність гетерограниці між ними. Проте рівність $(\Delta d/d)$ і $(\Delta d/d)_{II}$ зовсім не означає відсутності напружень у двох сусідніх шарах, оскільки не виключає їх загальної релаксації як цілого щодо нижчих шарів або підкладки. Що стосується (повної) релаксації шару, то вона повинна відноситися до параметрів ґратки шару у вільному стані і визначатися щодо підкладки (центри відбиття шару і підкладки лежать на напрямі $(\Delta d/d) = (\Delta d/d)_{II}$, де Δd відраховується щодо підкладки). Відзначимо, що дані міркування відносяться до структур з кубічною сингонією з орієнтацією високої симетрії або гексагональної, для якої для всіх шарів зберігається співвідношення щільної упаковки с/а =1,633. Результат релаксації напружень на КОП гетероструктур може бути симульований за лінією релаксації. Зупинимося на цьому моменті більш детально. Напрямок лінії релаксації задається кутом α, який можна розрахувати аналітично. Цей кут залежить від орієнтації поверхні і пружних властивостей шару, приймаючи до уваги умови Брегга. Знаючи напрям лінії релаксації, можна визначити обидва параметри: напруження (параметр релаксації) і параметр ґратки ненапруженої епітаксійної структури з КОП, використовуючи асиметричні бреггівські рефлекси.



Рис.2.7 Схематичне зображення точок оберненого простору для повністю релаксованої структури.

На рис. 2.7 показані вузли оберненої ґратки для повністю релаксованого германію на підкладці кремнію. Падаючий та дифрагований промені лежать у площині дифракції, яка визначається кристалографічними напрямками [001] і [110]. Два малих півкола (Лауе зони радіусом $1/\lambda$, де λ довжина хвилі) та велике з радіусом $2/\lambda$ вказують межі можливих дифракційних вимірювань у геометрії Брегга.

Побудова сфери Евальда дана для 115 рефлексу при високому значенні кута падіння на кристал. Бреггівські умови будуть виконуватись коли дифракційний вектор буде рівний вектору оберненої ґратки. Дифрактометричний кут ω — кут між напрямком падаючого променя k_{inc} і поверхнею зразка, а кут 2θ — між падаючим і дифрагованим k_{dif} променями. Тут же позначені три можливі режими сканування і їх напрямки в оберненому просторі. Для спрощення вважатимемо, що монохроматичний промінь не має горизонтальної і вертикальної розбіжностей і набір інтенсивності відбувається лише в області оберненого простору дельтаподібної форми, де хвильовий вектор дифрагованого променя перетинає сферу Евальда. Таким чином, в ідеальному випадку дифрактометр здійснює набір інтенсивності при поперечному перетині оберненого простору вздовж круга з центром у точці (000), якщо обертається лише зразок (ω -сканування). Якщо переміщається лише детектор при фіксованому положенні зразка, то сканування та набір інтенсивності відбуваються вздовж сфери Евальда (2θ сканування), і, нарешті, якщо детектор переміщується з швидкістю вдвічі більшою, ніж зразок, при їх одночасному переміщенні, то напрямок сканування є радіальним відносно точки (000), тобто направлений вздовж дифракційного вектора ($\omega/2\theta$ — сканування). Найчастіше картографування оберненого простору використовує перший і третій варіанти сканування.

Для аналізу деформаційного стану оберемо області навколо вузлів (004) та (224), які позначені виділеними областями на рис. 2.7. Підкладку вважаємо ненапруженою, і тому з відносного положення максимумів підкладки і шару на цих двох виміряних КОП можемо отримати значення параметрів ґратки в напрямку росту і паралельно поверхні без використання пружних сталих. Довжина проекції на площину кристала точки оберненої ґратки шару в напрямку [110] є обернено пропорційною до параметра ґратки в площині. Якщо, наприклад, шар SiGe, який має параметр ґратки більший, ніж кремнієва підкладка, вирощений псевдоморфно, тобто тетрагонально деформований, то він має ту саму сталу ґратки в площині, що й підкладка (рис. 2.8). Точки оберненої ґратки на асиметричних КОП (113), (224) знаходяться під відповідними точками оберненої ґратки для кремнію.

В іншому екстремальному випадку, коли шар SiGe є повністю релаксований і кубічний, асиметричні площини шару і підкладки будуть паралельними. Тому точки оберненого простору шару будуть знаходитись нижче ТОП для підкладки на одній лінії вздовж напрямку [hkl]. При цьому частково релаксований шар буде знаходитись між цими крайніми положеннями.



Рис.2.8. Схематичне зображення з'язку між віддалями в оберненому просторі і сталими гратки.

На асиметричних картах (hhl) кут між напрямком, що описує часткову релаксацію шару, і напрямком росту [001] визначається так:

$$\alpha = \operatorname{arctg}\left(C_{11} \frac{tg(\omega - \varphi)}{2C_{12}}\right).$$
(2.13)

Позначимо кути $\omega/2\theta$ і ω як Ω та Λ . Ці два кути повністю описують положення вузлів оберненої ґратки в оберненому просторі. Підкладка може бути використана як внутрішній стандарт, і значення кутів Ω_s і Λ_s для ненапруженої підкладки може бути отримано з простих геометричних та бреггівських умов. Тоді кути для шару Ω L і Λ L, які визначають відносне положення точки оберненого простору для шару з точкою підкладки, можна записати [109]:

$$\Omega_L = \Omega_S + \Delta \Omega_L - \Delta \Omega_S + \omega_L - \omega_S - \theta_L + \theta_S - \Omega_{tilt}; \qquad (2.14)$$

$$\Lambda_L = \Lambda_S + \Delta \Lambda_L - \Delta \Lambda_S \,, \tag{2.15}$$

де $\Delta\Omega_L$, $\Delta\Omega_s$, $\Delta\Lambda_L$, $\Delta\Lambda_s$ описують кутові віддалі точок оберненого простору шару і підкладки від центра вимірювання КОП в ω і $\omega/2\theta$ напрямках. Ω_{tilt} - різниця між положеннями точок оберненого простору підкладки і шару в ω -скані для симетричних карт (рис.2.8).



Рис.2.9. Відносне положення вузлів оберненої гратки для симетричних та асиметричних рефлексів.

З кутового положення піка шару на асиметричних КОП можна отримати компоненти вектора оберненої гратки шару вздовж b_Z і перпендикулярно до напрямку росту b_X :

$$b_{Z} = 2K\sin(\Lambda_{L})\cos(\Omega_{L}), \qquad (2.16)$$

$$b_X = 2K\sin(\Lambda_L)\sin(\Omega_L), \qquad (2.17)$$

де К =1/ λ — абсолютне значення хвильового вектора у вакуумі. Для напрямку росту [001] і асиметричного рефлексу 224 компоненти вектора оберненої ґратки будуть залежати від параметра ґратки шару в площині a_p і в напрямку роста a_n .

$$b_Z = \frac{4}{a_n} , \qquad (2.18)$$

$$b_x = \frac{2\sqrt{2}}{a_p},$$
 (2.19)

Очевидно, що використання рефлексу 224 для аналізу напружень у площині дозволить у два рази підвищити точність, ніж при використанні 115 рефлексу, тому що кут $\Omega = \omega - \theta$ вдвічі більший для рефлексу 224.

Принципи для аналізу напруженого стану, описані для простого випадку — одного шару на ненапруженій підкладці, можна розширити для більш складних шаруватих структур і надґраток.

2.6. Розділення розорієнтацій і деформацій гратки

Тривісне розсіяння дає можливість встановити відмінність між розорієнтаціями і дилатаціями. Згідно закону Брегга кут розсіяння визначає міжплощинні віддалі *d*, котрі ми досліджуємо. При обертанні зразка, області з різною розорієнтацією будуть послідовно задовольняти дифракційним умовам і розсіяна інтенсивність дасть нам критерій розподілу розорієнтацій. Області кристала, для котрих міжплощинні віддалі відрізняються, ніколи не викличуть появи сильного розсіяння в випадку, якщо повертається тільки один зразок.

Уявимо тепер дифракційний експеримент, в котрому зразок і аналізатор скануються синхронно. Зокрема, аналізатор сканується зі швидкістю, вдвоє більшою, ніж зразок ($\theta - 2\theta$ - сканування), і обидва починають рухатися від нульового положення. Припустимо, що область зразка з параметром гратки d встановлена в відбиваюче положення; тоді, так як аналізатор виставлений під подвійним значенням кута відбиття, детектор зафіксує інтенсивність відбиття. Тепер, якщо ми здійснимо зв'язане $\theta - 2\theta$ сканування, то жодна з областей зразка, котра також має параметр гратки d, але розорієнтована відносно початкової області, ніколи не дасть відбиття, котре потрапить в детектор; положення аналізатора ніколи не буде точним (на відміну від попереднього прикладу). Однак інша область зразка з параметром гратки d' може потрапити в положення, де задовольняються умови Брегга. Тепер аналізатор знаходиться під подвійним значенням цього кута і відбиття попадає в детектор. В цьому варіанті реєструється інтенсивність лише від певних частин кристала, але для сильно порушених матеріалів, таких як арсенід галію на кремнії або вузькозонні сполуки A²B⁶, це дає можливість отримати потрібний критерій для оцінки області параметрів гратки, котрі присутні в зразку. У випадку потрійних сполук, таких як кадмій-ртуть-телур, це дозволяє отримати критерій для оцінки області змін складу незалежно від області розорієнтацій.

РОЗДІЛ 3. Основні характеристики епітаксійних шарів на основі кремнію, підданих різним впливам

Вступ

В даному розділі буде розглядатись вплив іонної імплантації (II), так як широке застосування В багатьох цей метод знаходить областях промисловості. Асортимент матеріалів, які можуть використовуватись для імплантації дуже широкий. По багатьом параметрам іонна імплантація, більш бажана для легування перед термодифузією або легуванням в процесі росту [49]. Але легування методом II завжди призводить до виникнення радіаційних точкових дефектів, що призводить до наступних структурних, хімічних та електрофізичних змін. Механізми утворення і руху радіаційних дефектів при опроміненні потоком іонів напівпровідникових підкладок до кінця ще не вивчені. Для переходу системи в стабільний стан та активації домішки, необхідно проводити відпал після імплантації. Проведення II і протікання наступних процесів дефектоутворення і відпалу залежать від багатьох факторів: температури мішені, дози імплантованих іонів, їх хімічної активності, співвідношення мас іона та атому мішені, енергії іонів що імплантуються, природи та характеристик самої мішені.

В роботі буде розглянуто вплив УЗ на мішень під час імплантації, та наступних технологічних маніпуляцій (зокрема відпал).

Для ефективного аналізу дефектоутворення поряд з рентгенівським методом використано просвічуючу електронну мікроскопію (ПЕМ), та найбільш поширений метод – метод вторинної іонної мас-спектрометрії (BIMC).

3.1. Особливості дефектоутворення в приповерхневих шарах монокристалів кремнію при акустостимульованій імплантації іонів бору та миш'яку

Імплантація різних іонів використовується в технології надвеликих інтегральних схем для формування легованих p^+ і n^+ областей [56, 57]. При

імплантації генеруються точкові дефекти, концентрація яких залежить від типу іона і режимів імплантації. Після високотемпературного відпалу, який використовується для видалення радіаційних дефектів і електричної активації легуючої домішки, формуються вторинні дефекти у вигляді міжвузлових дислокаційних петель і преципітату домішки [58]. Наявність дефектів і різниця в значеннях ковалентних радіусів атомів матриці і легуючих домішок призводить до виникнення механічних напруг, які впливають на дифузію домішок, протікання квазіхімічних реакцій у області розподілу імплантованої домішки, а також на характеристики структур і приладів.

Введення УЗ в кристал при імплантації (in-situ) модифікує фізичні процеси дефектоутворення в кристалі, що імплантується, який знаходиться в нерівноважному стані, і може істотно визначати подальший характер цих змін при відпалі [59]. В [60] було показано, що введення УЗ коливань в Si пластину в процесі імплантації призводить до просторового розділення точкових дефектів, що робить вплив на активацію легуючих домішок і концентрацію залишкових дефектів. Акустостимульовані механізми релаксації пружних деформацій в процесі іонної імплантації в структури SiGe вивчалися в [61].

Були досліджені особливості трансформації системи точкових дефектів і пружних деформацій в приповерхневих шарах кремнію, підданих імплантації іонів B⁺ і As⁺ при одночасній (in situ) дії УЗ. Як метод вивчення структурної досконалості імплантованих структур використана багатокристальна рентгенівська дифрактометрія. Методом мас-спектрометрії вторинних іонів досліджені товщинні розподіли імплантованих домішок після термічного відпалу зразків і вплив на них УЗ обробки.

Імплантація іонів B⁺ або As⁺ з енергією 35 KeV, проводилася при T = 20 °C в інтервалі доз 10^{15} - 10^{16} cm⁻². Одночасно імплантувалися контрольний зразок (без УЗ) і зразок з УЗ обробкою. Повздовжня УЗ хвиля (частотою 9 MHz і інтенсивністю 1 W·cm⁻²) збуджувалася з допомогою LiNbO₃

п'єзоелектричного перетворювача, розташованого з тильної сторони пластини Si через рідку акустичну зв'язку. Після імплантації пластини розрізали на частини, потім відпалювали в атмосфері Ar в інтервалі температур Т_{відп} = 800 – 900 °C впродовж 3 хв.

Профілі розподілу домішок визначалися методом мас-спектрометрії вторинних іонів нейтральних частинок (MCBI) на установці INA-3 (Leybold, Germany). Використовувався режим високочастотного розпилювання зразка іонами Ar⁺ (500 eV) з частотою 50 KHz і скважністю 0,6.(Вімірювання проводились працівниками відділу № 9, під керівництвом Романюка Б.М.).

Вимірювання рентгенівських кривих відбиття проводилося методом 2-х кристальної дифрактометрії в різній геометрії (симетрична – рефлекс 400 і асиметрична ковзна – рефлекси типу 113), це дало змогу дістати інформацію про структурну досконалість, та рівень деформації в утворених структурах. У першому випадку - рефлекс 400, тестується глибша приповерхнева область кристалу (~ 5 µm), ніж в другому (~ 1 µm) [62]. Використовувалося характеристичне випромінювання рентгенівської трубки з мідним антикатодом (довжина хвилі 0,154 нм).

Різниця міжплощинних віддалей $\Delta d = d_f - d_s$ залежить від типу плівки і підкладки, величини деформацій і орієнтації атомних площин. Тут індекси f i s відносяться до імплантованого шару і підкладки, відповідно. Деформації, як перпендикулярні (ε_{\perp}), так і паралельні (ε_{II}) поверхні кристала, визначаються в теорії пружності відносною зміною міжатомних віддалей в підкладці і імплантованому шарі:

$$\Delta d / d_s = \mathcal{E}_{\perp} \cos^2 \Psi + \mathcal{E}_{II} \sin^2 \Psi, \qquad (3.1)$$

де Ψ – кут між площинами і поверхнею кристала.

Диференційний кут $\Delta \omega$ дорівнює:

 $\Delta \omega = \theta - \theta_B + (\varepsilon_{\perp} \cos^2 \Psi + \varepsilon_{II} \sin^2 \Psi) tg \theta_B \pm (\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{II}) \sin \Psi \cos \Psi, \quad (3.2)$

де θ_B і θ – відповідно, кут Брегга, і кут ковзного падіння Х-променів. Таким чином, вимірюючи дві складові деформації, можна розрахувати ступінь релаксації механічних напруг в даній структурі.

Структурна досконалість (концентрація і розміри точкових дефектів) оцінювалася з аналізу розподілу дифузної складової інтенсивності Хпроменів, зосередженої на хвостах кривих відбиття [62,64]. Аналіз кутового розподілу дифузного розсіяння дозволяє оцінити не тільки розміри точкових дефектів, але й проаналізувати симетрію деформаційних полів, а також визначити тип дефекту – вакансійний або міжвузловий.

На рис.3.1 приведені профілі розподілу атомів бору, імплантованих в Si без і з дією УЗ, після відпалу при температурі 800 °С впродовж 3 хв. Також приведений розподіл імплантованих атомів бору до відпалу (однаково для випадків імплантації з і без УЗ обробки (червона крива)).



Рис.3.1. Профілі розподілу імплантованих іонів бору в кристалі кремнію: 1) без УЗ; 2) з УЗ-обробкою.

Профілі розподілу в відпалених зразках відрізняються один від одного. У структурах, імплантованих без дії УЗ, профіль розташований ближче до поверхні, а концентрація бору в максимумі у два рази більша в порівнянні із значенням концентрації в зразку, імплантованому з УЗ. Це свідчить про те, що в зразку, імплантованому без УЗ, має місце сегрегація домішки.

Аналогічно на рис.3.2 приведені профілі розподілу атомів миш'яку в структурах, імплантованих без (1) і з дією УЗ (2) після відпалу при температурі 900 °C впродовж 3-х хвилин. Видно, що значна частина As накопичується поблизу поверхні. Ефект накопичення більш виражений в структурах, імплантованих при дії УЗ. У цих зразках також спостерігається зменшення концентрації домішки в області 25–60 нм.



Рис.3.2. Профілі розподілу імплантованих іонів миш'яку в кристалі кремнію: 1) без УЗ; 2) з УЗ-обробкою.

Криві дифракційного відбиття (КДВ) для кристала, імплантованого бором з УЗ, сильно відрізняється від випадку імплантації без УЗ (рис.3.3).

У кристалі, імплантованому з УЗ, КДВ проявляє сильну асиметрію, яка виражається в наявності плеча з боку великих брегівських кутів.

Це свідчить про те, що в процесі УЗ дії профіль параметра гратки по глибині змінився сильніше, ніж без дії УЗ. Знак деформації відповідає вертикальному стисненню гратки (максимальна деформація стискування $\varepsilon = -2.4 \cdot 10^{-4}$).



Рис.3.3. КДВ відбиття Si (400) (легування бором, до відпалу). 1) без УЗ-обробки; 3) з УЗ-обробкою.

Для зразків, легованих іонами миш'яку, відмінність між підданим УЗобробці і еталонним зразками менш істотна, хоч і повторює у загальних рисах залежності для бору (рис.3.4).

Після відпалу картина змінилася на протилежну: ріст дифузного розсіяння виявляється з боку менших кутів, розтяг гратки (криві не приведені).

Як наголошувалося вище, ці спектри відповідають симетричному відбиттю (глибина проникнення Х-променів складає близько 5 мкм) і, таким чином, містять, в основному, інформацію про перетворення в глибших приповерхневих областях.



Рис.3.4. КДВ відбиття Si (400) (легування арсеном, до відпалу). 2) без УЗ-обробки; 4) з УЗ-обробкою.

КДВ для асиметричного відбиття 113 до відпалу приведені на рис.3.5. Аналіз цих даних показує, що асиметрія кривих гойдання для зразків, легованих бором, зміщена в бік менших кутів для всіх зразків. Це є свідченням того, що області кристала, ближчі до поверхні, знаходяться в стані розтягу (деформація $\varepsilon = 1.04 \cdot 10^{-4}$). Відпал призводить до подальшого збільшення дифузного розсіяння в області менших кутів і збільшенню напруг розтягу ($\varepsilon = 1.75 \cdot 10^{-4}$).



Рис.3.5. КДВ асиметричного відбиття Si (113), до відпалу: легування бором.1) без УЗ-обробки; 3) з УЗ-обробкою.



Рис.3.6. КДВ асиметричного відбиття Si (113), до відпалу: легування миш'яком. 2) без УЗ-обробки; 4) з УЗ-обробкою.

Для зразків, легованих іонами миш'яку, збільшення інтенсивності дифузного розсіяння в області більших кутів спостерігається для обох геометрій вимірювання. Проте слід зазначити, що асиметрія КДВ може бути викликана також збільшенням дифузної складової відбиття за рахунок наявності точкових дефектів.

У табл.3.1 приведені залежності розмірів домінуючого типа мікродефектів в кристалах, імплантованих миш'яком, від температури відпалу. Як випливає з аналізу цих даних, розміри дефектів проходять через мінімум. Слід зазначити, що в зразках з УЗ обробкою розміри дефектів менше у всьому інтервалі досліджуваних температур.

Таблиця 3.1. Залежність середнього розміру дефектів та максимальних значень деформацій ε в Si, легованому іонами B⁺ (r_B) і As⁺ (r_{As}), від режиму обробки в процесі імплантації і температури подальшого відпалу

Т _{відп.} , ⁰ С	УЗ	<i>r</i> _{<i>B</i>} , нм	r_{As} , HM	\mathcal{E}_B , макс.	\mathcal{E}_{As} , Makc.
Без	0	-	726	$-1.34 \cdot 10^{-4}$	-
відпалу					
Без	+	615	611	$-2.4 \cdot 10^{-4}$	_
відпалу					
800	0	745	965	$1.75 \cdot 10^{-4}$	$0.48 \cdot 10^{-4}$
800	+	868	800	$1.04 \cdot 10^{-4}$	$0.27 \cdot 10^{-4}$
900	0	-	719	_	$0.5 \cdot 10^{-4}$
900	+	-	440	_	$0.2 \cdot 10^{-4}$

Тип дефектів визначається за законом спаду поля деформацій з порядком відбиття (квадратичний для дефектів типу кластерів і 3/2 для дислокаційних петель) [3,21].

З кривих дифракційного відбиття, побудованих в логарифмічних координатах, по точці переходу від хуанівського до асимптотичного законів

спадання інтенсивності дифузного розсіяння були визначені середні розміри цих коагулятів точкових дефектів [66 - 68].

Імплантація іонів As⁺ і B⁺ призводить до додаткових стискуючих напруг в структурі, а величина міжплощинної відстані в плівці перпендикулярно до поверхні зростає. Ефект зростання напруг пропорційний дозі імплантації. Ці ефекти відомі і широко описані в літературі [69, 70].

При імплантації легких іонів (бор) в Si формуються окремі точкові дефекти і невеликі розупорядковані області. При використаних в роботі дозах іонної імплантації бору, аморфна фаза не утворюється. В імплантованих зразках без УЗ обробки (без відпалу) для симетричного рефлексу (400) не спостерігається розширення ліній КДВ щодо неімплантованого зразка. Для асиметричного рефлексу (113) спостерігається деяке збільшення дифузного розсіяння у області менших кутів, що викликано введенням дефектів в гратку Si.

З аналізу КДВ виходить, що в процесі імплантації збільшується концентрація точкових дефектів невеликих розмірів (зростання інтенсивності дифузного розсіяння на "хвостах" в далекої від вузла оберненої гратки області), рис. З.З. Причому для відбиття (400) (глибші області кристала) концентрація точкових дефектів міжвузлового типу домінує в кристалі, імплантованому іонами бору при УЗ дії. Близько розташовані до поверхні області, більш насичені дефектами вакансійного типу. Про це свідчить аналіз хвостів КДВ для відбиття (113).

Наявність дифузного розсіяння в областях великих кутів, як було показано в роботі [71], пов'язано із стимулюючою дифузією міжвузлових атомів Si під дією УЗ і накопиченням вакансій в поверхневих шарах Si. Це, у свою чергу, викликає зменшення постійних гратки в приповерхневій області. Таким чином, в областях тестування зразка при відбитті (400) переважають напруги стиснення, викликані міжвузловими атомами кремнію, які дифундують на значну глибину під дією УЗ. Ближче до поверхні (відбиття (113)) спостерігається незначний розтяг гратки за рахунок вакансійних

дефектів ($\varepsilon = 0.28 \cdot 10^{-4}$), який частково компенсується міжвузловими атомами імплантованого бору.

Імплантація іонів різної маси (бор, миш'як) при дії УЗ призводить до двох різних розподілів точкових дефектів. При імплантації бору міжвузлові атоми під впливом УЗ дифундують на значну глибину, так що їх рекомбінація з вакансіями утруднена. Імплантація важчих атомів миш'яку призводить до виникнення сильно розупорядкованих областей, їх перекриття та аморфізації імплантованої області. В цьому випадку має місце незначне просторове розділення точкових дефектів, так що значна їх частина може рекомбінувати при відпалі. При цьому УЗ дія не дає сильного впливу на стимулюючу дифузію міжвузлових атомів, оскільки в сильно розвиненому каскаді розупорядкувань є значна кількість пасток для міжвузлових дефектів. Потенційний рельєф для дифузії міжвузлових атомів глибший, в порівнянні з випадком імплантації бору, коли створюються одиночні міжвузлові атоми уздовж трека гальмування іонів бору. Оскільки ковалентний радіус As (0,58 нм) більший, ніж Si (0,42 нм), і міжвузлові атоми просторово розділені з вакансіями лише на невеликі відстані, то в цьому випадку спостерігається стиснення гратки.

Під час відпалу зразків відбуваються квазіхімічні реакції взаємодії точкових дефектів (ТД) і домішкових атомів. Вакансійні дефекти частково рекомбінують з міжвузловими дефектами. Імплантовані атоми бору і миш'яку займають положення вузлів гратки. Оскільки В зразках, імплантованих з УЗ, внаслідок розділення ТД, концентрація вакансій в поверхневій області більша, то збільшується розчинність бору і відсутнє його випадіння. Про це свідчать криві розподілу бору по глибині для зразків імплантованих і з УЗ-обробкою (рис.3.1). При пересиченні міжвузлові атоми Si формують дислокаційні петлі міжвузлового типу, що і призводить до виникнення дифузного розсіяння в області менших кутів від точного положення для відбиття (400). Важливо відзначити, що дифузне розсіяння на КДВ при відбитті (113) є істотно меншим для відпалених зразків,

імплантованих з УЗ, що свідчить про те, що велика частина бору розміщена у вузлах гратки. У зразках, імплантованих бором з УЗ дією, спостерігається збільшення розмірів міжвузлових дефектів (табл.3.1), що є додатковим підтвердженням наявності надлишкових міжвузлових атомів кремнію, які при відпалі формують дислокаційні петлі більшого розміру в порівнянні із зразком, імплантованим без УЗ.

Дещо інша ситуація спостерігається при імплантації іонів миш'яку. В цьому випадку, як зазначено вище, не відбувається істотного розділення ТД. Надлишкові вакансії сприяють прискореній дифузії миш'яку до поверхні зразка, що підтверджується даними мас-спектрометрії, рис.3.2. Вільні вакансії рекомбінують з міжвузловими атомами, що знаходяться в безпосередній близькості з вакансіями. Частина вакансій заповнюється атомами миш'яку. Надлишкові атоми Si формують дефекти міжвузлового типу, розміри яких менші для зразків, імплантованих при дії УЗ (табл.3.1). Ефект зменшення розмірів дефектів в зразках, імплантованих при дії УЗ, пов'язаний з прискореною дифузією миш'яку по вакансіях до поверхні, так що менша (в порівнянні з контрольним зразком) частина вакансій в області розупорядкувань заповнюється атомами миш'яку. Решта вакансій рекомбінує міжвузловим кремнієм. Отже, в зразках, імплантованих без УЗ 3 концентрація надмірних міжвузловин більше, ніж в зразках, імплантованих з УЗ, що і призводить до збільшення розмірів залишкових дефектів після відпалу в першому випадку.

Таким чином, процес дії ультразвуку можна уявити таким чином. При імплантації легких атомів (бор) УЗ стимулює активне просторове розділення вакансій і міжвузлових атомів (рис.3.7). При подальшому відпалі йде захоплення атомів бору вакансіями, а надмірні міжвузлові атоми Si конденсуються в кластери.



Рис.3.7. Модель дефектоутворення в приповерхневих шарах кремнію, імплантованого іонами бору.

Імплантація важких іонів (миш'як) призводить до аморфізації приповерхневої області, і ефект просторового розділення точкових дефектів при УЗ-обробці хоча й має місце, але істотно менший. Про наявність розділення дефектів свідчить збільшення накопичення миш'яку біля поверхні і зменшення розмірів дефектів після відпалу в зразках, імплантованих з УЗ.

3.2. Вплив на ступінь релаксації SiGe шарів, ультразвукового збудження під час іонної імплантації He⁺

Напружені шари кремнію підвищують рухливість дірок та електронів і тому є цікавими для канальних матеріалів, для покращення технології СМОЅ. Було показано, що шари SiGe, при рості на підкладках Si товщиною 80-150 нм, можуть бути релаксованими через імплантацію іонами H⁺ чи He⁺ та термічний відпал [72]. Імплантація індукує дефектну зону 100-200 нм товщиною біля границі SiGe/Si, підтримуючи високу якість поверхні (шорсткість біля 1 нм) та досягаючи низьких густин проростаючих дислокацій. Та все ж, ступінь релаксації сильно залежить від технології

обробки та досі потребує покращення без підняття густини проростаючих дислокацій.

Ультразвукова обробка підкладок Si протягом імплантації змінює розподіл точкових дефектів і впливає на поведінку дефектів протягом післяімплантаційного відпалу. В роботі [73] було показано, що імплантація з застосуванням УЗ дозволяє зменшити напругу аморфізації та стимулює дифузію міжвузлових атомів та вакансій в кремнії. Змінюючи інтенсивність та частоту ультразвукових хвиль можна модифікувати кінетику формування дефектів.

Ультразвукова обробка, яка застосовується протягом іонної імплантації Не може покращувати релаксацію напружених шарів SiGe при рості на Si. Це розширяє вікно процесу, покращує якість шарів та спрощує подальший ріст.

В роботі було дослідженно вплив УЗ на стан плівки. Для росту метастабільних буферних шарів $Si_{0.8}Ge_{0.2}$ товщиною 100 та 300 нм на підкладці Si (100) товщиною 200 мм використовувалось швидке хімічне осадження з газової фази. Потім імплантували іони He⁺ (50 кеВ), дозами $1-8\times10^{15}$ см⁻². Протягом імплантації декілька зразків були піддані обробці ультразвуковими хвилями з частотами 5-6 МГц та потужністю 0.01 – 1 Вт/ см². Потім зразки були відпалені в Ar при температурах від 650°C до 850°C протягом 60 сек.

Наруги (деформації) в шарах вимірювались як Раманівською спектроскопією, так і двокристальною Х-променевою дифракцією в симетричній та асиметричній геометріях. Дефекти структури досліджувались за допомогою ПЕМ високої роздільної здатності. Останній метод дослідження структури не дуже широко розповсюджений на практиці, це пов'язано із складною процедурою приготування зразків – дослідний зразок необхідно стравити в точці спостереження до товщини ≈10 нм не вносячи при цьому нових дефектів, тобто метод є руйнівним. На рис.3.8 показано Раманівський спектр відпалених гетероструктур SiGe/ Si (300 нм шарів SiGe) без імплантації He⁺ (1), та з імплантацією He⁺ (2) з додатковою обробкою in-situ УЗ протягом імплантації (3).



Рис. 3.8 Раманівські спектри для зразків Si_xGe_{1-x}/Si після відпалу при 650°С: без імплантації He⁺ (1), з імплантацією He⁺ (2) (D = 5 x 10¹⁵ cm⁻²), з додатковою УЗО (3).

Спостерігався зсув зони Si-Si в шарах SiGe в сторону нижчих частот на 0.8 см⁻¹ для зразків імплантованих Не, показуючи додаткову релаксацію. Вплив ультразвуку збільшує цей зсув (1.4 см⁻¹), показуючи ріст релаксації у відповідних зразках.

На рис.3.9 представлені мікрофотографії ПЕМ імплантованих та відпалених при температурах від 650°С до 850°С протягом 60 сек. зразків без УЗО (a, c), та з УЗО (б). На них показано формування прямокутної дислокаційної сітки відповідальної за вищий рівень релаксації. Оцінена густина дислокацій була 10⁹ – 10¹⁰ см⁻².

На рис.3.9с показано, що кількість дислокацій локалізується в дуже тонкому перехідному шарі на границі підкладки та SiGe шару. Відстань між дислокаціями тут була 20-100 нм. Оскільки густина дислокацій визначена з ПЕМ була низькою, це вказує на перевагу вибору даного методу обробки перед ростом градієнтного буферного шару.



a)



б)



Рис. 3.9 мікрофотографії ПЕМ.

На рис. 3.10 представлено Х-променві дифракційні спектри гетероструктур SiGe/ Si (300 нм) на різних стадіях технологічної обробки. Стрілками показані теоретичні положення повністю релаксованого (R) та когерентно напруженого (CS) шару.



Рис.3.10. Х-променеві дифракційні криві для зразків з різною обробкою: вирощений (1), імплантований без УЗ(2), імплантований з УЗ (3), відпалений після імплантації без УЗ (4), відпалений після імплантації з УЗ (5).

Рівень релаксації визначається зі співвідношення (3.3):

$$R = (a_{SiGe}^{\perp} - a_{si}) / (a_{SiGe}^{\parallel} - a_{Si}) \times 100\%$$
(3.3)

де a_{SiGe}^{\perp} , a_{SiGe}^{\parallel} – параметри гратки шарів SiGe перпендикулярний та паралельний до підкладки, відповідно, а a_{Si} - параметр гратки Si.

Через великі, надкритичні товщини осадженого шару SiGe товщиною 300 нм релаксація спостерігалась вже в осадженому шарі. Величина релаксації даного шару досягла ~ 48%. Очевидно, релаксація відбувається протягом росту шару при температурі 600°С. Для шару SiGe, товщиною 100 нм, релаксація після осадження була близько 5%. Короткий відпал не імплантованих структур при температурі 650°С значно не вплинув на рівень релаксації. А при температурі 750°С вже починають відбуваються процеси додаткової релаксації.

Як добре відомо, імплантація атомами He⁺ створює напруги в шаруватій структурі, в залежності від дози імплантації. Це є однією з причин, яка підвищує релаксацію цих структур. Більш того, в імплантованих зразках активуються процеси релаксації за рахунок утворення преципітатів та формування бульбашок, в порівнянні з релаксацією яка відбувається при рості товстого буферного шару. Для імплантованих Не⁺ зразків після відпалу було отримано рівень релаксації, аж до 72%.

Використання ультразвукових хвиль протягом імплантації стимулює дифузію міжвузольних атомів Si в об'єм підкладки. Також це може стимулювати дифузію атомів He і впливати на кінетику формування бульбашок і преципітатів протягом послідуючої термічної обробки, тобто через кластеризацію. Найбільш ймовірно, що це впливає на утворення дислокацій невідповідності в шарах структури.

Як видно з рис.3.10., використання УЗ дозволяє підняти релаксацію (рис.3.10, крива(5)) при конкретних дозах імплантації та умовах відпалу. Для зразків, з товщиною шарів SiGe 300 нм, рівень релаксації досягав R= 82%. Цікавою особливістю є те, що рівень деформації в імплантованих структурах є значно меншим без використання УЗ.

Слід відмітити, що ефект впливу УЗ залежить від амплітуди та частоти ультразвукових хвиль. Вплив амплітуди демонструється на рис.3.11, при зміні напруги від 0.5 до 10 В. Спостерігалась різниця в ступені релаксації до 5%. Мінімальна отримана величина була отримана при 2В, і потребує додаткових досліджень.



Рис. 3.11. Різниця в рівні релаксації, як функція від потужності УЗ.

Висновки до розділу 3

1. Імплантація В⁺ в зразки Si призводить до збільшення механічних напруг в приповерхневій області пластин.

2. Додаткова дія УЗ при імплантації призводить не тільки до деякого зменшення напруг, але і до зміни знаку деформації, яке викликане перерозподілом точкових дефектів, а також варіаціями їх розмірів. Це добре ілюструється поведінкою інтенсивності на хвостах КДВ.

3. Відпал зразків при T = 800 – 900°С призводить до релаксації напруг як у вихідних зразках, так і в імплантованих, незалежно від типу іонів. Ультразвук ще більше стимулює цей процес релаксації.

4. Застосування ультразвукового впливу при іонній імплантації Не SiGe/Si структур, призводить до росту рівня релаксації шару. Змінюючи параметри УЗ впливу існує можливість керувати рівнем релаксації шару.

РОЗДІЛ 4. Дослідження ролі деформацій в формуванні багатошарових структур

4.1. Рентгенодифракційні дослідження 2D-3D структурних переходів в нанорозмірних багатошарових періодичних структурах

Багатошарові структури з напруженими шарами InGaAs/GaAs дають можливість підвищення ефективності розмірного квантування. Наноострівці сформовані В матриці широко-зонного матеріалу являють великий практичний інтерес [75, 76]. З метою оптимізації технологічних режимів формування необхідність проведення шарів € широкомасштабних досліджень. Зокрема, при відпрацюванні технології одержання квантових шарів InGaAs/GaAs необхідно знати основні параметри шарів, такі як молярна частка індію й товщина шару, а особливо – рівень залишкових механічних напруг. Слід також зазначити, що спонтанна поперечна модуляція сполуки в плівках напівпровідникових сплавів А₃В₅ приводить до сильних змін оптоелектронних властивостей напівпровідникових матеріалів, які становлять технічний інтерес для виробництва квантоворозмірних лазерів і фотодетекторів [74, 77].

Структуру з квантовими ямами, можна представити як систему однорідних субшарів [78]. Розрахунок кривої дифракційного відбиття (КДВ) проведемо по формулах динамічної теорії розсіяння X - променів, що зводиться до рекурентних співвідношень, які зв'язують амплітуду відбиття від N шарів $R_{h,N}$ з амплітудами відбиття $R_{h,1}$ й проходження $R_{0,1}$ від верхнього шару з амплітудами (N-1) наступних шарів:

$$R_{h,N} = \left[R_{h,1} + R_{h,N-1} (R_{0,1}R_{0,1} - R_{h,1}R_{h,1}) \right] (1 - R_{h,N-1}R_{h,1})^{-1}.$$
(4.1)

Кожний із шарів має свою товщину *t_j*, та параметр кристалічної гратки *a_j*, і ступінь аморфізації *f_j*, який пов'язаний зі зсувами атомів з регулярної позиції. Для проведення чисельного аналізу і співставлення його з експериментом використано модель дефектів кулонівського типу з виразу для статичного фактора Дебая-Валлера, згідно [79]. Досліджувані зразки вирощувалися на GaAs (100), за допомогою МПЕ. Буферний шар галій арсену товщиною 0.5 мкм вирощували при температурі підкладки 580°С. Потім температуру підкладки зменшували до 500°С, і нарощували восьмиперіодні структури: (14 ML InGaAs/40ML GaAs). П'ять серій зразків концентрація індію становила: 0.2, 0.25, 0.28, 0.3 й 0.35, відповідно. Проводилися виміри КДВ для симетричних (400), (200) та асиметричних (311) рефлексів.

Були проведені розрахунки спектрів КДВ для данних структур, по наведеним вище співвідношенням. Як стартові умови для припасування теоретичних спектрів КДВ до експериментальних, використовувались технологічні параметри структур.

Експериментальні КДВ, а також результати припасування теоретичних кривих для симетричного відбиття (004) від деяких зразків з різним вмістом індію у твердому розчині представлені на рис.4.1. Видно, що крім піка підкладки й основного максимуму, викликаного середньою граткою структури (нульового сателіта), на хвостах КДВ спостерігається складна інтерференційна структура, що являє собою взаємодію хвиль із однаковими періодами коливань [78]. Осциляції з малим періодом $\Delta \vartheta$ відповідають за товщину всієї структури, а більш довгоперіодні осциляції мають яскраво виражений максимум, що свідчить про формування в приповерхневій області періодичної структури з досконалих шарів. Аналіз кривих дифракційного відбивання (як симетричних (400), так і асиметричних (311)) показав, що всі структури, в тій чи іншій мірі є псевдоморфними. З урахуванням цієї обставини була проведена оцінка вмісту індію у квантових ямах. Ці оцінки приведені в табл.4.1. У результаті процедури підгонки для рефлексу (400) були отримані товщини шарів у періоді НГ, розподіл домішки в межах КЯ, а також зміна параметра гратки в напрямку росту структури. Ці результати узагальнені в табл.4.1 і 4.2.

Номер структури	Склад	Товщина КЯ, нм	Товщина шару GaAs, нм	Період НГР, нм
1	0.2	4.5	15.9	20.38
2	0.25	5.5	17.91	23.41
3	0.28	5.0	17.31	22.31
4	0.2 0.3	0.7 4.0	16.94	21.69
5	1 0.17	0.7 4.4	17.88	22.98

Таблиця 4.1. Склад і параметри КЯ In_xGa_{1-x}As.



Рис.4.1. Розрахункові (суцільна лінія) і експериментальні (червоні маркери) КДВ для рефлексу (004) у структурах з вмістом індію: а) x=0.25; б) x=0.35.

В передостанньому стовпчику табл.4.2 наведені значення усередненого параметра деформації по періоду НГ уздовж напрямку росту для всіх структур, що розраховується по формулі:

$$\left\langle \boldsymbol{\varepsilon} \right\rangle = \frac{\boldsymbol{\varepsilon}_1 \boldsymbol{t}_1 + \boldsymbol{\varepsilon}_2 \boldsymbol{t}_2}{\boldsymbol{t}_1 + \boldsymbol{t}_2} \,. \tag{4.2}$$

Таблиця 4.2. Деформаційні параметри КЯ In_xGa_{1-x}As (сим.рефлекс (400)).

Номер	Деформація в шарах		⊿а/а в	<e></e>	<e></e>
зразка	$\mathcal{E}_l,$	€₂, GaAs	релаксованому	в періоді	в періоді НГ,
	InGaAs		періоді НГ	НΓ,	визначена з
				форм.(7.35)	положення
					"О" сателіта
1	0.023	0.000185	0.0032	0.00529	0.00501
2	0.025	0.000185	0.00419	0.00599	0.00586
3	0.0285	0.000851	0.0045	0.00705	0.00696
4	0.03	0.00185	0.00444	0.00779	0.00754
	0.029				
5	0.045	0.00075	0.00453	0.00834	0.00799
	0.0322				

В останньому стовпчику цієї ж таблиці 4.2 наведені середні значення деформацій у періоді НГ отримані з кутового положення нульового сателіта 004 відбиття. Як видно із цього порівняння, результати, отримані різними підходами, добре корелюють між собою.

Якщо врахувати підвищену рухливість індію, то можна припустити наявність деякого розмиття КЯ. Зміна складу КЯ відбувається при внутрішній дифузії деякої кількості індію із двох граничних шарів КЯ в бар'єрний шар GaAs, а атоми Ga дифундують в КЯ. Структура квантових ям така, що верхні й нижні шари виявляються розмитими й з меншим вмістом індію, чим більше глибокі стосовно інтерфейсу частини квантової ями. Можливі профілі розмиття КЯ для зразків 4 і 5 представлені на рис.4.2.



Рис.4.2. Профілі розподілу індію в моношарах КЯ для зразків з вмістом індію 0.28 (зліва) і 0.35 (справа).

Аналіз КДВ для рефлексу (311) у геометрії падаючого ковзного пучка також свідчить про можливі релаксаційні і дифузійні (індій) процеси у зразках 3-5. Дані про структури, отримані в процесі припасування для рефлексів (311) наведені в табл.4.3. На кривих дифракційного відбиття для (400) та (311) рефлексів спостерігається розширення піків сателітів, це теж говорить про перерозподіл індію в шарах.

Таблиця 4.3. Значення параметрів деформації шарів в площині інтерфейсу, (рефлекс 311).

Номер	Деформація в	Деформація,	Положення
зразка	Сар шарі	паралельна	нульового сателіта
	GaAs	інтерфейсу	кут,сек.
1	0.00035	0.00047	-806
2	0.00023	0.00026	-952
3	0.00031	0.00091	-1092
4	0.00501	0.00067	-1206
5	0.00083	0.00060	-1285

Отримані значення деформації для напрямку паралельного гетерограниці, у зразках №3, 4 й 5 свідчать про значну релаксацію гратки, тобто про частковий зрив псевдоморфного росту. Це дозволяє зробити деякі висновки про те, що тут з'являється тривимірний ріст острівцевих структур [80].

Експериментальні КДВ 004 для зразків 4 й 5 свідчать про те, що основний об'єм квантового шару складається із двох областей, що відрізняються по складу від заданого. Основний шар з композицією (х=0.17) і додатковий шар з більшим складом (х=0.9), який імовірно, включає острівцеві структури. Про утворення тривимірних острівцевих структур свідчить як розширення піків сателітів низьких порядків, так і зсув огинаючої лінії в бік менших кутів. Яскравим прикладом, що свідчить на користь тривимірної структури для зразка з х=0.35 є спектр КДВ від багатошарової системи для рефлексу 400, який зображений на рис.4.4.



Рис.4.4. Розрахункова (2) і експериментальна (1) КДВ для рефлексу (004) в структурі з вмістом індію х=0.35.

В цьому випадку на фоні подавлених когерентних піків добре видно пік, утворений дифузною компонентою інтенсивності від квантових точок. По його напівширині була проведена оцінка розмірів КТ вздовж напрямку інтерфейсу, яка складала в нашому випадку 73.5 нм. Це значення близьке по величині до отриманих в роботі [81] середніх розмірів квантових острівців. Узгодження між експериментальними і теоретично розрахованими КДВ свідчить про те, що багатошарова структура, утворена на підкладці GaAs має хорошу кристалічну якість, а границя розділу між бар'єрними шарами GaAs і КЯ Ga_{1-х}In_xAs для зразків із вмістом індію 0.2-0.25 чітка і когерентна. Подальше підвищення концентрації індію в твердому розчині приводить до порушення псевдоморфного росту і утворення тривимірних острівців. При цьому довільний розподіл Іп в системах такого роду, може приводити до збільшення ступеня локального безпорядку і деформації, що відповідно, впливає на рухливість і довжину дифузії носіїв заряду.

При підгонці теоретичних КДВ до експериментальних аналізувалися найбільш можливі і ймовірні ситуації. Для знаходження більш повної відповідності між теоретичними й експериментальними КДВ дослідження проводилися з використанням не лише кінематичної, але й динамічної теорії розсіяння X - променів. Максимально повного узгодження розрахункових і експериментальних КДВ можна досягти лише з урахуванням інструментальних факторів, що, в принципі неважко, та з включенням в теоретичну модель ефектів дифузного розсіяння від мікродефектів в шарах і від шорсткості міжшарових границь [82].

4.2. Дослідження анізотропії залишкових деформацій в багатошарових InGaAs/GaAs структурах з квантовими нитками, підданих швидкому термічному відпалу

В цьому параграфі приведені результати рентгеноструктурних досліджень багатошарових InGaAs/GaAs(100) структур із самоорганізованими квантовими нитками, підданими швидкому термічному відпалу.

Досліджувалися багатошарові $In_xGa_{1-x}As/GaAs(100)$ структури з номінальною концентрацією індію x = 0.45. Для видалення поверхневого окисного шару провели термічний відпал підкладки при 650°C (10 хв), потім вирощувався GaAs буферний шар товщиною 500 нм при T = 600°C.

Швидкость росту становила 1 МШ/сек. Потім температура підкладки $540^{\circ}C$ i 17 періодів понижувалася ДО нарощувалось $(11.5MIII)In_{0.45}Ga_{0.55}As/(67MIII)GaAs(100).$ Швидкість GaAs i росту дорівнювала 0.4 і 0.8 МШ/сек. При осаджені GaAs $In_{0.45}Ga_{0.55}As$ розмежовуючого шару проводились зупинки процесу росту [88].

Швидкий термічний відпал проводився в атмосфері аргону при температурах 550°С – 850°С на протязі 30 сек. Час встановлення робочих температур дорівнював 10сек.

Структурна морфологія поверхні зразків досліджувалася методом атомно-силової мікроскопії (АСМ) в контактній моді.

Рентгенівські дослідження проводились в симетричній і асиметричній брегівській геометрії відбивання при падінні випромінювання вздовж двох азимутальних кристалографічних напрямків, паралельного і терпендикулярного орієнтації InGaAs KH (рис.4.5).



Рис.4.5. Графічне зображення геометрії експерименту при досліджені КН: а), б) – симетрична геометрія відбиття (004); с), д) –асиметрична геометрія відбиття (311), де φ – кут між площиною відбивання і поверхнею.

Дифракційні криві качання, зняті в симетричній брегівській геометрії відбивання (004) дозволяють визначити структурні параметри лише в напрямі, перпендикулярному площині шару, глибина проникнення РП при цьому становить близько 3 мкм. Криві гойдання при асиметричному відбитті (311), зняті в геометрії ковзного відбивання (рис.4.5с,д) ($\Theta_{5p} - \varphi = 1.625^{\circ}$ відносно поверхні зразка), надзвичайно чутливі до параметрів кристалічної структури в площині шару. Виміряна крива гойдання відповідає латерально кристалічній усередненій структурі багатошарового зразку (ширина когерентного рентгенівського пучка на поверхні зразка дорівнює декільком міліметрам). Юстування зразка проводилось таким чином щоб, забезпечити максимальну інтенсивність піку відбиття підкладки GaAs.



Рис.4.6. ACM зображення 1×1 мкм верхнього InGaAs шару 17-ти періодної InGaAs/GaAs структури з квантовими нитками (a) і контрастоване зображення (dZ/dx) (б). Поперечний переріз профілю поверхні (c) і фрагмент тривимірного зображення КН розміром 0.5×0.5 мкм (д).
АСМ зображення верхнього шару досліджуваної структури показано на рис.4.6. Морфологія поверхні вихідного зразка являє собою масив періодично розміщених КН. Середня відстань між нитками складає ≈ 90 нм, а ширина їх основи змінюється в межах від ≈ 35 до ≈ 41 нм. Виявлено, що в досліджуваних структурах має місце бімодальний розподіл висот КН: середні їх значення дорівнюють 3.5 і 6.5 нм. InGaAs КН орієнтовані вздовж напрямку [0-11] і мають довжину більше 5 мкм.





На рис.4.7 показані дифракційні криві відбиття 004 вихідного і відпалених зразків для випадку, коли напрям падаючого пучка променів співпадав з кристалографічним напрямом [011], перпендикулярним напряму орієнтації InGaAs KH : A (вихідний), B (500°C відпал), C (600°C відпал), D (650°C відпал), E (750°C відпал), і F (850°C відпал). Крива S_A і крива S_F відповідають симульованим кривим качання зразку A і зразку F, відповідно. Криві дифракційного відбиття моделювались за допомогою динамічної теорії дифракції на основі моделі Такагі-Топена [87]. Вважалось, що InGaAs/GaAs багатошарова структура з InGaAs квантовими нитками є ідентичною до тетрагонально деформованої InGaAs (змочуючий шар)/GaAs (бар'єр) багатошарової структури з квантовими ямами. В якості початкових умов для підгонки теоретичних спектрів КДВ до експериментальних використовувались технологічні параметри структур. Кінцева підгонка до значення параметра χ =2.34 досягалась шляхом введення в розрахунки різних концентрацій індію і різних товщин шарів. В результаті такої процедури були отримані товщина шарів в періоді надгратки, концентрація індію і параметр гратки в напрямі росту структури. Такий підхід використовувався в роботах [83-85] при досліджені багатошарової InAs/GaAs змочуючому шарі.

Хоча крива качання від багатошарової структури для симетричного відбивання (004) є достатньо складною, існує декілька характеристичних особливостей, які використовуються при її аналізі. Крива качання вихідного зразка (рис.4.7, крива A) містить: пік підкладки GaAs; нульовий пік або пік середньої невідповідності, та набір вторинних піків -,,сателітів", які симетрично оточують нульовий пік. Кутове положення нульового піку дозволяє оцінити середнє значення концентрації Іп, *x*_{сер}, в структурі. Періодичність сателітів шарів, цих визначається товщиною які повторюються, тобто відповідає періоду багатошарової структури. Період розраховується по формулі 4.3 (наведено нижче). В сукупності все це вказує на високу кристалічну досконалість структури, планарність інтерфейсів і дуже низьку густину протяжних дефектів, які можуть утворюватися під час епітаксійного росту. Необхідно звернути увагу на деякі особливості кривої А в порівняні із симульованою кривою S_A (рис.4.7). Форма піків відбиття є асиметричною зі сторони менших кутів, це можна пояснити наявністю азимутальної анізотропії розподілу пружних деформацій.

В загальному, форма кривої качання і кількість сателітів є подібними для вихідного і відпалених зразків, це може свідчити про те, що ШТВ при всіх використовуваних температурах не приводить до драматичних змін якості інтерфейсів і структурної якості зразків з InGaAs KH. Однак, при збільшені температури ШТВ, крім зсуву $\Delta \vartheta$ положення сателітів, спостерігаються два ефекти: зменшення інтенсивності всіх піків відбивання в порівняні з інтенсивністю піка GaAs і асиметричне збільшення напівширини піків сателітів. Той факт, що сателіти надійно реєструються для відпалених зразків, а їх інтенсивність дещо зменшується в порівняні із вихідним зразком може свідчити про незначне розмиття інтерфейсів внаслідок процесів інтердифузії на гетерограницях GaAs розмежовуючий шар – 2D InGaAs змочуючий шар.

Розширення піків сателітів може бути зумовлено декількома причинами:

- дислокаціями, які не змінюють кутового положення піків, а приводять до їх розширення і появи дифузного розсіяння. В наших зразках наявність дислокацій є малоймовірною, що підтверджують електронномікроскопічні дослідження подібних структур, вирощених при аналогічних технологічних режимах [86]. Опосередкованим підтвердженням зробленого висновку є зміна кутових положень сателітів у відпалених зразках і в спектрах отриманих в двох взаємно-перпендикулярних напрямах падаючого випромінювання (рис.4.8);

- шорсткістю інтерфейсів і градієнтом компонентного складу. Шорсткість і градієнт компонентного складу поблизу інтерфейсу неможливо розрізнити при аналізі експериментальної двохосьової кривої качання. Теоретичні розрахунки [89] показують, що шорсткість інтерфейсу приводить до розширення піків сателітів надгратки як n², де n – порядок сателіта. Як видно із рис.4.8, цей ефект не є домінуючим у нашому випадку, хоча може проявлятися для термічно-відпалених зразків. Крім того, шорсткість не впливає на пік нульового порядку, оскільки він визначається середньою невідповідністю в системі;

 мозаїчністю структури плівки – повертання площини частин областей плівки як цілого відносно підкладки GaAs (наприклад, неоднорідності деформацій викликають ефективну розорієнтацію). В роботі [12] показано, що мозаїчність основної структури кристала приводить до розширення яке майже не змінюється з порядком сателіта;

дисперсією періоду в багатошаровій структурі. Дисперсія періоду в межах ≈ 2% майже не впливає на ширину окремих піків сателітів, а приводить до зміни відносної інтенсивності піків товщинних осциляцій [12].



Рис.4.8. Двохосьові криві гойдання в області нульового і +1 сателіта. Криві А - F відповідають температурі ШТВ 550°С, 600°С, 650°С, 750°С і 850°С, відповідно.

Оскільки, при вирощувані багатошарової структури, товщина двовимірного змочуючого шару зменшується при збільшені кількості періодів структури (фактично це означає, що всередині багатошарової структури існують дещо різні періоди), можливі шорсткості інтерфейсів і градієнт компонентного складу, то слід очікувати появу незначного розширення сателітів у вихідному зразку в порівняні з симульованою кривою качання, що і спостерігається експериментально (рис.4.7, крива A і крива S_A).

Таким чином, в нашому випадку основний вклад в розширення піків відбивання можуть давати шорсткість інтерфейсів, градієнт компонентного складу і мозаїчність структури плівки.

Цікавим також є той факт, що кутове положення піків відбиття змінюється при зростанні температури ШТВ. Аналіз такого кутового зсуву піків відбивання для двох азимутальних напрямків падіння випромінювання приведений на рис.4.8.

Детальний аналіз дифракційних кривих качання вихідного і відпалених зразків в області нульового сателіта показує (рис.4.8), що із збільшенням температури ШТВ спостерігається незначний зсув нульового сателіта в бік менших кутів від піка GaAs і його розширення. Асиметричне розширення нульового піка, а іноді і його двокомпонентність (наприклад крива В і Е, рис.4.8), може бути обумовлена неоднорідностями компонентного складу 2D InGaAs шару в напрямі росту структури. Кутове положення нульового піка переважно визначається структурою 2D InGaAs шару (компонентним складом і деформацією) і співвідношенням товщина-деформація в шарах періоду: $\langle \varepsilon \rangle = (\varepsilon_1 t_1 + \varepsilon_2 t_2)/(t_1 + t_2)$, де t_1, t_2 і $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – товщина і надгратки. Можна деформація шарів періоду припустити, ЩО спостережуваний зсув відповідає збільшенню x_{сер} внаслідок термічноактивованих процесів інтердифузії In/Ga, наприклад, концентрація In в InGaAs КН зменшується, а в 2D InGaAs шарі – збільшується. Проте, останнє підтверджується результатами фотолюмінесцентних припущення не досліджень, котрі вказують на те, що концентрація In в InGaAs КН не зменшується при ШТВ до $T \leq 750^{\circ}$ С. Інше пояснення спостережуваних структурних змін може ґрунтуватися на моделі "зародження плюс розчинення" [90]. Згідно цієї моделі під час термічного відпалу середня

квантова нитка, розташована в латеральній площині, розчиняється в 2D шарі, що приводить до зростання концентрації індію в 2D шарі (можливо і в КН) і збільшення відстані між КН. Підтвердженням актуальності такого процесу в нашому випадку є збільшення латерального періоду КН, про що буде сказано нижче. Ефект збільшення відстані між вертикальними колонками InAs KT спостерігався при термічному відпалі багатошарової структури InAs/GaAs [90]. Можливою рушійною силою процесу розчинення InGaAs КН є наявність залишкових деформацій в багатошаровій структурі зумовлених значними ортогональними спотвореннями структури. Тому при аналізі структурних параметрів КН необхідно враховувати не лише анізотропію квазіперіодичних деформацій вздовж латерального напрямку [011] і напрямку росту [001], але й можливі відхилення впорядкованого розміщення КН відносно цих двох напрямів, що підтверджують рентгенівські дослідження при синхротронному збуджені ниткоподібних структур (ланцюжків КТ), вирощених при аналогічних технологічних режимах [91]. З цієї точки зору, дифузія може забезпечувати релаксацію деформацій.

Таким чином, можна припустити, що при $T \leq 750^{\circ}C$ відбувається перерозподіл (релаксація) деформацій в областях на межі поділу KH - 2D шар. Релаксація залишкових деформацій внаслідок термічно-активованних і деформаційно-підсилених процесів інтердифузії атомів In/Ga є рушійним механізмом структурних перетворень під час ШТВ InGaAs KH.

Для досліджуваних зразків отримано хороше співпадання між розрахунковими і експериментальними даними на рівні 2-5% для положень і інтенсивностей по всій кривій качання. Із аналізу отриманих експериментальних даних можна визначити основні структурні параметри InGaAs/GaAs структури.

Період багатошарової структури, Л, визначався із кутових положень двох будь-яких сателітів використовуючи співвідношення:

$$\Lambda = \frac{(m-n)\lambda/2}{\sin\theta_m - \sin\theta_n}.$$
(4.3)

де λ – довжина хвилі рентгенівського випромінювання CuK_{α 1} (λ = 1.54051 $\overset{0}{A}$), m(n) – порядки відбиття рентгенівських променів, ϑ_m , (ϑ_n) – кути, при яких ці порядки відбиваються.

Із кутового положення нульового сателіта, ϑ_0 , середній вміст InAs, x_{cep} , в періоді багатошарової структури визначається згідно співвідношення:

$$x_{cep} = \frac{a_{GaAs}}{a_{InAs} - a_{GaAs}} \frac{1 - \nu}{1 + \nu} \cot \theta_{Ep} \left(\theta_{Ep} - \theta_0 \right), \tag{4.4}$$

де $a_{GaAs} = 5.63375 \text{ Å}^{\circ} (a_{InAs} = 6.0584 \text{ Å}) -$ постійна гратки GaAs (InAs), v = 0.333 - коефіцієнт Пуассона, $\vartheta_{Ep} = 33.02^{\circ}$ –брегівський кут для GaAs.

Визначивши із експериментальних спектрів відбивання зміну кутового положення нульового сателіта ($\Delta \theta_0$) відносно піку GaAs і використовуючи співвідношення [92]:

$$\varepsilon_{\perp} = \left[\sin \theta_{Bp} / \sin \left(\theta_{Bp} - \Delta \theta_0 \right) \right] - 1$$
(4.5)

розрахувано середню величину деформації (ε_{\perp}) в шарах в напрямі росту структури. Отримані розрахункові результати приведені в табл.4.4.

На рис.4.9 показані дифракційні криві відбиття (004) вихідного і відпаленого при $T_{відп} = 750^{\circ}$ С зразків отримані в двох взаємноперпендикулярних азимутальних напрямах падаючого випромінювання: паралельного і перпендикулярного до напряму орієнтації InGaAs KH. Видно, що асиметричне розширення дифракційних піків відбивання спостерігається у вихідному зразку (рис.4.9(а)), збільшується при ШТВ (рис.4.9(б)) і особливо чітко проявляється із збільшенням порядку відбиття. Як відмічалось вище, основними причинами розширення піків можуть бути: планарні нерівності інтерфейсів (шорсткість), градієнтний розподіл індію в напрямі росту, мозаїчність структури плівки і наявність двох періодів в структурі. Шорсткість інтерфейсів не є домінуючим ефектом, оскільки експериментально спостерігається зміна кутового положення піків [93], а його вклад в розширення піків відбиття зростає в зразках підданих ШТВ (рис.4.9(б)). Табл.4.4. Параметри структур. d_{GaAs} (d_{InGaAs}) – товщина шару GaAs (InGaAs), Λ^{\perp} ($\Lambda^{||}$) – період структури в напрямку росту (латеральний), x_{cep} – середня концентрація In, визначена із положення нульового сателіта, ε_{\perp} (GaAs) (ε_{\perp} (InGaAs)) – деформація в напрямі росту структури шару GaAs (InGaAs), ε_{\perp} /(InGaAs) – деформація в площині шару.

Зразок	Відбиття GaAs (004)						Відбиття GaAs		
Т _{відпалу} ,							(311)		
°C	d_{GaAs} ,	d_{InGaAs} ,	Λ^{\perp} ,	$\Lambda^{\perp},$	x_{cep}	\mathcal{E}_{\perp}	\mathcal{E}_{\perp}	$\Lambda^{ },$	${oldsymbol{\mathcal{E}}}$ //
	HM	HM	[011],	[011],		(GaAs)	(InGaAs)	HM	(InGaAs)
			HM	HM					
Вихід-	10.7	2.00	22.70	22.05	0.07	0.00245	0.02	02.0	0.0047
ний	19.7	3.09	22.79	22.05	0.27	0.00245	-0.02	83.9	0.0047
550	18.4	3.24	21.64	21.17	0.30	0.0025	-0.022	97.8	0.0052
600	19.7	3.27	22.97	22.93	0.30	0.0025	-0.02	106.5	0.0056
650	18.3	1.46	19.76	20.7	0.30	0.0025	-0.022	-	
750	18.2	1.3	19.5	20.36	0.30	0.0025	-0.021	-	
850	18.4	3.3	21.7	22.5				-	



Рис.4.9.(а) Дифракційні криві відбивання вихідного зразка для двох кристалографічних напрямків падіння випромінювання: паралельного (q_x || [0-11] ($I_{[0-11]}$),) і перпендикулярного (q_y || [011] ($I_{[011]}$),) до напряму орієнтації InGaAs KH. Рефлекс(004).



Рис.4.9(б) Дифракційні криві відбивання відпаленого при $T_{\text{відп.}} = 750^{\circ}$ С для двох кристалографічних напрямків падіння випромінювання: паралельного ($q_x \parallel [0-11]$ ($I_{[0-11]}$)) і перпендикулярного ($q_y \parallel [011]$ ($I_{[011]}$)) до напряму орієнтації InGaAs KH. Рефлекс (004).

Проведене моделювання кривої качання з врахуванням градієнта концентрації індію в напрямі росту структури, аналогічно роботі [94], показали, що товщина шарів, які містять індій, є дуже малою, щоб можна було досягнути відповідної асиметрії експериментальних піків відбиття. Можна припустити, що основним і домінуючим ефектом, який зумовлює асиметричне розширення піків є виявлена залежність кутового положення піків від кристалографічного напряму розсіяння. Тобто, розширення відповідає асиметричному розщепленню піків відбиття, що пояснюється існуванням в досліджуваних зразках двох надграткових періодів. Подібний ефект спостерігався в роботі [95] при дослідженні InGaAs квантових точок методом високороздільної рентгенівської дифрактометрії.

Сума двох інтерференційних картин, які відповідають структурі з двома періодами 22.05 і 22.8 нм для вихідного зразку чудово узгоджується

з експериментальною кривою качання. Моделювання інтенсивностей двох інтерференційних картин виконані з ваговим коефіцієнтом 10:3. Поява таких періодів зумовлена анізотропним відносно кристалографічних напрямків сімейства площин {011} квазіперіодичним розподілом пружної деформації в періодичній структурі InGaAs/GaAs [96], виникнення якого зумовлено релаксацією пружних напружень внесених квантовими нитками. Цей висновок підтверджує порівняння дифракційних кривих відбивання 004 з площиною розсіяння вздовж [0-11] і [011] напрямів (рис.4.8).

Для цих двох напрямів спостерігається невелика але чітка різниця відносних кутових положень нульового піка і сателітів ±1, -2, -3 порядків (рис.4.7, 4.8, 4.9) відносно піку підкладки GaAs, що вказує на відмінність усередненої деформації (компонентного складу) і періодів надгратки. Ефект анізотропного розподілу деформацій зумовлений анізотропією поверхневої дифузії адатомів. Останнє приводить до анізотропного вбудовування атомів In при формуванні на ростовій поверхні квантових ниток. Як наслідок, в багатошаровій структурі формується анізотропний розподілу деформацій, що приводить орторомбічних характер ДО відхилень від тетрагональної псевдоморфної деформації характерної для гетеросистеми з квантовими ямами. Таким чином, спостережуваний ефект розщеплення сателітів є результатом двох ефектів – релаксації деформації і пониження симетрії структури. Підтвердженням зробленого припущення є також зміна вертикального періоду структури при температурному відпалі. Залежність періоду для двох кристалографічних напрямів падаючого випромінювання від температури ШТВ показана на рис.4.10.



Рис.4.10. Залежність періоду БШС від температури ШТВ.

Видно, що при $T_{Bign} \le 750^{\circ}$ С спостерігається значне зменшення періоду, а при $T_{Bign} = 850^{\circ}$ С період зростає. Крім того, період змінюється в напрямі [011], перпендикулярному орієнтації КН, значно більше в порівняні із напрямком [0-11], паралельним орієнтації КН. Можна було б припустити, що однією із можливих причин зміни періоду є орторомбічні спотворення кристалічної структури 2D шарів, що приводить до зміни відстані між кристалографічними площинами (параметру гратки) і кута їх нахилу [97]. Однак, наші оцінки показують, що таке пониження симетрії структури може змінити період лише на 2–3%. Для кінцевого встановлення природи спостережуваних змін періоду необхідні подальші дослідження. На даному етапі можна лише стверджувати, що характер зміни періоду структури відповідає зміні анізотропного характеру розподілу деформацій.

На рис.4.11 показані дифракційні криві асиметричного відбиття (311) (в ковзній геометрії відбитого променя) для вихідного і відпалених зразків. Геометрія експерименту показана на (рис.4.5с,д), де кут реєстрації Θ_{5p} - φ значно менший ніж кут падіння $\theta_{5p} + \varphi$. В цьому випадку дифракційна картина відповідає багатощілинній дифракції Фраунгофера на поверхневій гратці [98]. В цій геометрії дифракційна крива качання дуже чутлива до латеральної періодичності модульованих структур [99] внаслідок максимізації когерентного шляху рентгенівського променя. Дифракційна крива качання вихідного зразку при падінні пучка паралельно [011]напрямку, тобто перпендикулярно напряму орієнтації InGaAs KH, містить центральний пік підкладки GaAs (пік нульового порядку дифракційної гратки) і розміщені симетрично навколо нього чіткі піки сателітів. Їхня інтенсивність визначається геометричними розмірами КН і внутрішньою кристалічною деформацією в межах одного періоду. Така крива відбиття (311) відповідає структурі з вертикально суміщеними і латерально впорядкованими InGaAs KH.



Рис.4.11. Дифракційні криві асиметричного відбиття (311) InGaAs/GaAs структри. Падаюче випромінювання паралельне кристалографічному напряму: a) – [011] і b) – [0-11].

При падінні випромінювання паралельно [0-11]-напрямку, тобто паралельно напрямку орієнтації InGaAs KH, піки сателітів не реєструються, що вказує на відсутність латерального впорядкування в цьому напрямі.

Латеральна періодичність КН в реальному просторі, Λ , визначається безпосередньо із відстані між сателітами в оберненому просторі, Δq_x , згідно співвідношення [100,101]

$$\Lambda^{\Pi} = \frac{2 \pi}{\Delta q_x}, \qquad (4.6)$$

де Δq_x – різниця кутових положень першого сателіта і піка підкладки GaAs.

Використовуючи (4.6) можна розрахувати середній латеральний період InGaAs KH для вихідного зразка, який дорівнює ≈ 83.9 нм, що добре узгоджується із величиною періоду, визначеною методом ACM.

Із рис.4.11 видно, що дифракційні спектри відбиття відпалених зразків спектри драматично змінюються. Спостерігається зміна кутового положення сателітів та їхнє розширення, що може свідчити про зміну латерального періоду і наявність флуктуацій періоду КН (табл.4.4). При температурі ШТВ $T_{\rm відп} = 750^{\circ}$ С сателіти не реєструються, що може бути зумовлено втратою чіткої латеральної періодичності КН. Останнє приводить до зменшення дифрагованої інтенсивності розсіяння до рівня нижчого ніж чутливість експериментальної установки. Цікавим є той факт, що при підвищенні температури ШТВ латеральний період збільшується до 106.5 нм ($T_{\rm відп} = 600^{\circ}$ С). Це є прямим підтвердженням протікання термічно-стимульованих процесів латерального массопереносу зумовлених інтердифузією атомів In/Ga.

4.3. Вплив анізотропії полів деформації в багатошарових структурах InGaAs/GaAs на спектри відбиття рентгенівських променів

Одним з факторів, який може призвести до помилкових висновків про структуру є анізотропія деформацій. Якщо по деяким причинам кристалу вигідно деформувати свою гратку так, щоб напруги в різних напрямах були різними, то для правильного визначення структури необхідно проводити виміри в різних напрямах. Вплив розорієнтації підкладки на криві дифракційного відбиття описано в посібниках по рентгеноструктурному аналізу [12], і при вирощуванні багатошарової структури на такій підкладці зазвичай виникають додаткові розорієнтації в окремих шарах [102]. Для зменшення деформаційної енергії в шарах, які утворені різними матеріалами, їх кристалічна гратка може анізотропно спотворюватись.

В зв'язку з подібними деформаціями структури, для коректного визначення її параметрів, необхідно проводити азимутальне сканування зразка. Крім того, подібне сканування дає додаткову інформацію про структуру, а саме інформацію про анізотропію деформацій.

Ці факти були описані раніше [102, 103], але спостерігались для великих кутів розорієнтації і не всі параметри деформацій були визначені.

Асиметричне спотворення гратки призводить до зсуву брегівського піку відносно азимутальної орієнтації зразка. Ці зсуви можуть призводити до помилок при інтерпретуванні кривих дифракційного відбиття, так вони можуть бути інтерпретовані як композиційні коливання або як нахили площин в релаксаційних механізмах. Таким чином, коректне визначення параметрів розорієнтованих псевдомофних зразків повинно базуватися на припущені про асиметричне спотворення деформованих елементарних градок. Амплітуди сателітних піків є ще одним джерелом інформіціїї про досліджувані зразки [104]. Підгонкою теоретично розрахованих КДВ до експериментальних можна отримати інформацію про структуру (товщину і форму) перехідної області між шарами.

Для більш детального вивчення цих ефектів було досліджено 17-ти періодна In_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs шарова структура, вирощена за допомогою молекулярної епітаксії на GaAs підкладці з орієнтацією (100).

Криві дифракційного відбиття вимірювались в діапазоні 3° поблизу точного положення кута Вульфа-Брега для (004) рефлексу в ω/2θ режимі. КДВ вимірювались для азимутальних кутів 0°, 45°, 90°, 135°, 180°, 225°, 270°, 315° по відношенню до напрямку (110).

Була запропонована модель, яка дозволяє розрахувати дифракційний профіль псевдоморфних мультишарів, вирощених на довільно орієнтовній підкладці. Для моделювання КДВ використовувався плоско-хвильовий рекуррентный метод [105], цілком адекватний для планарних структур, а також рішення рівнянь Такагі [106]. Обидва методи дали цілком близькі результати. Хвильові вектори знаходились чисельно [104] це дало збільшення точності. Зміна азимутального кута моделювалась як зміна розорієнтації InGaAs шарів і всієї структури в цілому по гармонічному закону. Крім описаних вище підходів, результати були перевірені за допомогою трьомірного моделювання основаного на методі моделювання багато хвильової дифракції запропонованої в [107]. В данному підході розглядаються x, y, z – проекції векторів оберненої гратки і всіх 4*N хвильових векторів (де N – кількість точок оберненого простору які беруть учать в дифракції). Завдяки чому достатньо просто реалізувати азимутальне сканування зразка. Даний метод був модифікований для багатошарової структури і використаний для досліджуваного зразка.

На рис. 4.12 показані дві пари експериментальних і змодельованих КДВ для азимутальних кутів 90° і 270°. Як видно відстань між сателітними піками різна для різних азимутальних кутів. Це пояснюється розорієнтацією підкладки, котра в нашому випадку становила близько 40 кутових хвилин.



Рис. 4.12. Експериментальна (чорна) и модельована (сіра і гладка) КДВ для азимутальних кутів 90° (2 верхні криві) і 270° (2 нижні криві).

Відмітимо що ця розорієнтація зберігається і у всіх вирощених шарах. Добре видно що нульовий пік теж зсунутий, і для пояснення цього факту запропоновано, що вектор дифракції деяких шарів нахилений відносно вектору дифракції підкладки.

На рис.4.13 представлена модель спотвореної таким чином гратки, а на рис.4.14 спотворена для InGaAs і неспотворена для GaAs. Оскільки параметр гратки для InGaAs b_t більше ніж а для GaAs, подібна деформація стає енергетично вигідною [103]. Крім того необхідно відмітити що подібна деформація не супроводжується виникненням дислокацій невідповідності, так що збільшення енергії за рахунок їх виникнення не відбувається.

Для доказу даної моделі деформації було проведено співставлення модельованих КДВ з експериментальними. Дуже добре співпадання положення сателітних піків спостерігалось для всього діапазону азимутальних кутів, що підтверджує описану модель.



Рис.4.13. Модель деформації кристалічної гратки $In_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ зразка з розорієнтацією. Суцільним чорним - атоми GaAs, штриховим і сірим - атомы InGaAs. (α - кут розорієнтації підкладки, $\Delta \psi$ и $\Delta \phi$ - нормальні и тангенційні кути розорієнтації атомних площин InGaAs).



Рис.4.14. Модель елементарної гратки .(а - параметр гратки GaAs, b_n і b_t - нормальні и тангенційні параметри гратки напруженого InGaAs, $\Delta \psi$ и $\Delta \phi$ - нормальні и тангенційні кути розорієнтації атомних площин InGaAs).

Із аналізу КДВ для відбиття (400) було визначено, що кут розорієнтації всієї структури $\alpha = 40'$, а локальний кут розорієнтації InGaAs шарів $\Delta \phi = 145''$ в напрямку [011]. Для визначення кута $\Delta \psi$ потрібно знімати та аналізувати КДВ для несиметричних рефлексів. На жаль ці КДВ були недостатньо якісними, і все ж таки можна стверджувати що $\Delta \psi \approx 1^{\circ}$.

Додаткову інформацію про досліджувану структуру можна отримати із порівняння інтенсивностей експериментальних та змодельованих КДВ. Це порівняння дає вид і параметри перехідної області між шарами із різного матеріалу.

Для цього шари InGaAs i GaAs при моделюванні ділились на більш тонкі (біля 0.2Å) підшари, в котрих по деякому закону змінювалась концентрація (реально в програмі змінювались параметри гратки і поляризуємість [104]).

Моделювання КДВ при лінійному чи квадратичному градієнті концентрації Іп при однаковій глибині проникнення градієнту в обидва контактуючих шари не дало задовільного результату. Була вибрана модель зміни параметрів представлена на вставці до рис.4.15. В цій моделі вважається що концентрація Іп, збільшується поступово в InGaAs шарі, а надлишок Іп знаходиться в GaAs шарі, де його концентрація спадає по гіперболічному закону.



Рис. 4.15. Експериментальна (чорним) КДВ для рефлекса GaAs (400), КДВ для моделі з різким градієнтом (сірим, штрихами) и КДВ с гіперболічним градієнтом на інтерфейсі між шарами (чорним, точками). На вставці: параметр гратки в ангстремах по осі *x* і глибина підшару в мкм по осі *y*: чорним - гиперболічний, сірим - різкий градієнт.

Як видно з рис. 4.15 подібним чином досягається добра відповідність інтенсивностей основних піків, але між ними інтенсивність експериментальної кривої значно вище, чим у модельованої. Це пояснюється дисперсією товщин шарів в різних періодах [108].

Висновки до розділу 4

Проведені ВРРД дослідження для симетричного і асиметричного відбиттів в двох взаємно-перпендикулярних напрямках падаючого випромінювання (паралельному і перпендикулярному напряму орієнтації КН) виявили анізотропію розподілу пружних деформацій, внесених в структуру КН. Показано, що при Т_{відп.} ≤ 750°С рушійним механізмом структурних перетворень є релаксація залишкових деформацій внаслідок термічноактивованих і деформаційно-підсилених процесів інтердифузії атомів In/Ga на межі поділу KH-2D шар.

Азимутальні залежності КДВ дозволяють визначити параметри анізотропної деформації кристалічної гратки, тим самим отримувати більш точну інформацію про досліджувані структури.

Аналізуючи в комплексі КДВ для симетричних і асиметричних рефлексів, можна визначити всі параметри спотвореної гратки.

Підгонкою інтенсивностей сателітних піків модельованих КДВ під експериментальні можна визначити параметри інтерфейса між шарами.

РОЗДІЛ 5. Дифракція в багатошарових структурах з квантовими острівцями

Вступ

Перехід до наноструктур з лінійними розмірами меншими 100 нм означає подолання фундаментального фізичного бар'єру, за яким стають актуальними квантово-розмірні ефекти і всі властивості твердого тіла різко змінюються. В зв'яку з цим наноструктури мають важливу перевагу над мікроструктурами, яка пов'язана з тим, що змінюючи геометричні розміри та конфігурацію нанооб'єктів, можна керувати властивостями системи.

Інтенсивне дослідження розмірних ефектів надтонких В напівпровідникових гетероструктурах сприяло появі нових класів напівпровідникових приладів – резонансних тунельних діодів і транзисторів, лазерів на квантових ямах та ін. [50, 109]. Одним з перспективних напрямків впровадження нових підходів в кремнієву електроніку є використання самоіндукованого росту Ge-наноострівців на Si-підкладці згідно 3 механізмом Странського-Крастанова.

Такі параметри наноострівців як форма, розміри, компонентний склад, механічні напруження та їх поверхнева щільність складним чином залежать від умов вирощування. Ge/Si острівці можуть мати форму "hut"-кластерів, пірамід, куполів та надкуполів, які при зарощуванні їх кремнієм можуть змінювати свою форму. Але можливість широкого застосування реальна лише при точному кількісному передбаченні і реалізації параметрів вирощуваних структур. Для створення діючих електронних пристроїв в більшості випадків вирощують багатошарові структури – надгратки (НГ) із сформованими в кожному шарі наноострівцями. Це дозволяє збільшити загальну кількість активних елементів, які можуть відігравати роль випромінювачів, датчиків поглинання, тощо.

Об'єктом наших досліджень були гетеросистеми Ge/Si(001) із наноострівцями, отримані при різних технологічних режимах. Незважаючи на значну кількість публікацій механізми формування наноострівців в системі Ge/Si залишаються до кінця нез'ясованими, починаючи із встановлення критичної товщини змочуючого закінчуючи шару та динамікою росту. Для дослідження фізичних механізмів формування наноострівців, характеру деформаційних полів та процесів дифузії кремнію із підкладки в змочуючий шар та наноострівці нами були застосовані методи рентгенівської дифрактометрії, комбінаційного високороздільної розсіювання світла та атомно-силової мікроскопії. Таке поєднання дозволило отримати параметри структур, такі як пружні деформації, компонентний склад, щільність наноострівців, розподіл їх за розмірами та формою, сформованих при різних температурах. КРС дослідження: Юхимчук В.О., Стрільчук В.В., АСМ дослідження: Литвин П.М. – Щира Подяка за плідну співпрацю.

5.1. Вплив просторового упорядкування квантових острівців у багатьошарових SiGe наноструктурах на Брегівську дифракцію

Відзначимо, що поля напруг у мультишарах ведуть до вертикального упорядкування острівців, у той час як їхнє горизонтальне упорядкування виражене набагато менш явно. У вертикальному напрямку положення точок на сусідніх інтерфейсах корельовано, і їх вертикальний період дорівнює періоду НГ [110].

З метою вивчення процесів формування квантових точок у НГ структурах і визначення їх основних параметрів, а також впливу цих параметрів на дифракційні спектри розсіювання рентгенівських променів досліджувалися надграткові структури Si/Ge.

На підкладці кремнію (100) молекулярно-променевою епітаксією було вирощено 10-ти періодні Si/Ge надградки. Товщина шарів германію складала 4 і 7 моношарів.

Для дослідження явищ кореляції, дифракційні методи повинні бути обрані так, щоб кореляції в положеннях самоорганізованих квантових точок, викликали максимуми спектральної щільності в оберненому просторі. Латеральні кореляції положень точок викликають ряд максимумів інтенсивності в оберненому просторі паралельно напрямку q_x вздовж поверхні зразка. З функції форми латеральних максимумів навколо сателітів першого порядку – SL₁ і нульового порядку – SL₀ основної НГ можна зробити деякий попередній висновок про стан напруг системи. Горизонтальний розподіл інтенсивності навколо SL₀ з максимумом, зміщеним убік великих q_x , показує розтягнуті і стиснуті області, головним чином від матриці кремнію, у той час як SL₁ сателіти з максимумом, зміщеним убік менших q_x , відбивають пружну релаксацію усередині Gенасичених областей (точок).

З відстані Δq_x між цими максимумами можна визначити середню відстань між точками $\langle L \rangle$:

$$\langle L \rangle = \frac{2 \cdot \pi}{\Delta q_x} \ . \tag{5.1}$$

Для оцінки параметрів структури можуть використовуватися дві моделі розташування точок. У моделі ближнього порядку (SRO) відстань між суміжними точками випадкова і не корельована. Тоді ширина δq_x сателітів залежить від q_x .

$$\delta q_x = \frac{(\sigma_{II} q_x)^2}{\langle L \rangle} . \tag{5.2}$$

Отже, з цієї залежності може бути визначене середньоквадратичне відхилення σ_{II} відстані між точками. У моделі далекодіючих кореляцій (LRO) ширина сателітів не залежить від q_x , і обернено пропорційна розміру D_{II} латеральних когерентних областей

$$\delta q_x = \frac{2\pi}{D_{\text{II}}} . \tag{5.3}$$

Зразки сканувався поблизу точного положення Брегга в діапазоні близько 3° у так званому $\omega - 2\theta$ - режимі. Реєструвалися як ω -скани (без аналізатора), так і $\omega - 2\theta$. Знімалися двомірні карти розподілу інтенсивності

навколо вузлів оберненої гратки (004) і (224). Товщина шарів багатошарової структури визначалася за осциляціями КДВ [111].

Криві дифракційного відбиття, зняті в режимі $\omega - 2\theta$, (див. рис.5.1) указують на чітку картину як додатніх (відносно підкладки), так і від'ємних надграткових сателітних піків.



Рис.5.1. Криві відбиття Si (004) (*ω*-2 *θ* скани) від надграток: 1 – із квантовими точками (товщина шару германію 7 МШ); 2 – із шаром германію 4 МШ.

Однаковий період коливань інтенсивності сателітів для двох структур з різною товщиною германія може свідчити про те, що вони модулюються змочувальним і буферним шарами однакової товщини. Відомо, [109] при товщині Ge, що перевищує 4МШ починається формування острівців (квантових точок) по методу Странські-Крастанова. Отже, надлишковий Ge (понад 4 МШ) іде на їхнє формування. Результати, приведені на рис.5.1, указують на те, острівці не приймають участі в модулюванні надграткової структури. Однак, вони впливають на картину деформаційних полів у НГ структурі. З відстані між піком підкладки і нульовим сателітом НГ визначаємо середню деформацію в періоді (табл.5.1). Вона відрізняється для досліджуваних структур.

Найбільш інформативним методом дослідження таких структур є одержання двомірних карт розподілу інтенсивності РП навколо вузлів оберненої ґратки [112,113]. На рис.5.2 приведені карти розподілу інтенсивності для симетричного відбиття (004). На цих картах чітко спостерігається розсіювання від підкладки, сателітна структура від НГ, а також піки дифузного розсіювання, викликані упорядкованою структурою квантових точок.



a)



Рис.5.2. Карти розподілу дифрагованої інтенсивності в оберненому просторі поблизу сим. вузла Si (004) для структур SiGe/Si: 4 МШ – Ge (а), 7 МШ – Ge (б).

Інформація щодо острівців Ge міститься в дифузних максимумах, що супроводжують когерентний сателіт. У зображеннях, отриманих у симетричних дифракційних (004)-відображеннях, дифузійні максимуми симетричні відносно q_x осі, тоді як в асиметричних зображеннях вони виявляють явну асиметрію (рис.5.3). У випадку симетричної дифракції

латеральні дифузійні максимуми практично не виявляються, цілком ймовірно, через меншу площу кристала яка робить внесок у дифракцію в порівнянні з асиметричною геометрією [114, 115].



Рис.5.3. Карти розподілу дифрагованої інтенсивності поблизу вузла Si (224) для структур SiGe/Si: 4 МШ - германію(а), 7 МШ – германію (б).

Тому більш детальну інформацію про розподіл деформаційних полів у структурах із квантовими точками можна одержати з аналізу асиметричних двомірних карт розсіювання РП у оберненому просторі. Проаналізуємо окремі перетини цих двомірних карт розподілу інтенсивності паралельно площині росту структур. На рис.5.4 приведені перетини поблизу сателітів НГ нульового і першого порядків. Поблизу сателіта нульового порядку SL₀ (для малих значень q) дифузійне розсіювання визначене головним чином областю деформації і розсіюванням ґратки Si, удалині від острівців (КТ). Максимум дифузної інтенсивності навколо SL₀, як випливає з рис.5.4, зміщений у позитивному q_x напрямку, тобто в напрямку більшого h_x , що відповідає стискаючої деформації стиску складає 5.062×10^{-4} . Поблизу сателіта першого

порядку SL₁ дифузійне розсіювання визначене областю деформації і розсіювання кристалічними ґратами острівців.



Рис.5.4. Проекції перерізів піків дифузного розсіяння біля сателітів SL_0 (1) і SL_1 (2) на вісь q_x (ω скани), зняті навколо вузла Si (224).

Максимум дифузійної інтенсивності навколо SL_1 зміщений убік менших значень q_x , то відповідає деформації кристалічних ґрат, що розтягує, точки. Середнє значення цієї деформації складає 1.119×10^{-3} .

З відстані Δq_x між латеральними максимумами визначимо згідно (5.1) середню відстань $\langle L \rangle$ між квантовими точками, яка в нашому випадку дорівнює 83.8 нм. Розміри точкових областей, оцінені по формулі (5.3) складають 67.5 нм.

Кореляції в латеральному розподілі точок у даних зразках дуже слабкі. Тому на картах розсіювання РП спостерігаються тільки латеральні сателіти перших порядків, причому локалізовані в основному лише біля когерентних НГ сателітів нульового і першого порядків. Період НГ формується тільки змочувальним шаром t_1 і шаром кремнію t_2 . Слабко корельовані точки дають невеликий внесок у формування надграткової структури когерентних ґрат. Це виявляється тільки в перерозподілі полів пружних напружень при збереженні значення періоду НГ $T = t_1 + t_2$. З цього випливає, що наявність острівців у надградці, ні розкид значень їх висоти не гасять модуляцію.

Номер	Технологічні	Період НГ, з	Деформаці	Деформаці	Деформа-
зразка	товщини	рентгенівсь-	я в періоді	я в Si	ція в КТ
	шарів:	ких вимірів,	уздовж	уздовж	уздовж
	Si(нм)/Ge(MШ)	HM	напрямку	напрямку	напрямку
			q_z	q_x	q_x
1	20/7	21.7	$2.32 \cdot 10^{-3}$	5.10.10-4	$1.12 \cdot 10^{-3}$
2	20/4	21.63	9.44·10 ⁻⁴	_	_

Табл.5.1. Параметри досліджуваних структур.

5.2. Вплив інтердифузії на компонентний склад та релаксацію механічних напружень в самоіндукованих SiGe наноострівцях

Встановлено, що розподіл самоіндукованих германієвих острівців за розмірами по поверхні зразка, як правило, має бімодальний характер. Це обумовлено тим, що наноострівці можуть набувати двох різних форм: піраміди (pyramid) та куполу (dome) [116]. Боковими гранями пірамід є площини типу {105}, в той час як для куполів – {113}, {102}. В загальному випадку, розташування та розміри наноострівців по поверхні зразка носять статистичний характер і мають значний розкид. Одним із способів однорідності розмірів та розміщення наноострівців покращення £ вирощування їх однієї форми. Це можна досягти варіюючи параметри епітаксії: молекулярно-променевої температуру, номінальну товщину епітаксіального шару, швидкість осадження атомів. Серед інших способів покращення однорідності розмірів острівців можна виділити наступні: використання кремнієвих підкладок з відхиленням на деякий кут від (100) та застосування методу синхронного зародження острівців [117].

Досліджувані структури були отримані методом МПЕ на Si (001) підкладці з вирощеним спочатку на ній буферним кремнієвим шаром товщиною 200 нм. Для всіх зразків, що аналізуються в роботі, германієві шари були однакової товщини (9 МШ), а епітаксія проводилася при різних температурах (600°C, 700°C, 750°C). Швидкість атомарного потоку була однаковою для всіх зразків, і складала 0.007 нм/с.

Морфологія поверхні структур з наноострівцями досліджувалася на атомно силовому мікроскопі.

Аналіз АСМ зображень показав (рис.5.5), що найбільша щільність (1.2·10¹⁰ см⁻²) острівців спостерігається при температурі 600°С. У цьому випадку лише ~11% острівців мають форму піраміди.



Рис.5.5 ACM – зображення (вигляд зверху та в просторі) самоорганізованих наноострівців, вирощених при температурах: а – 600°С; б-700°С; в - 750°С.

При температурі росту 700°С щільність острівців значно зменшується $(2.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2})$, і незважаючи на те, що об'єми як пірамід, так і куполів зростають, відносна кількість пірамід збільшується (37%). Ця тенденція ще більше проявляється при температурі росту 750°С (щільність острівців зменшується до 1.10⁹ см⁻², а відносна кількість пірамід зростає до 58%).

Зразки сканувався поблизу точного положення кута Брега в діапазоні близько 5° як в $\omega - 2\theta$, так і ω – режимах. Для аналізу експериментальних даних використовувалась, так звана методика χ^2 , котра дозволяє знаходити як середні значення параметрів, так і їх похибки [118].

Відомо, що різниця міжплощинних відстаней $\Delta d = d_f - d_s$ залежить від конкретної деформації і орієнтації кристалографічних площин, де f та s характеристики плівки та підкладки, відповідно. Величини механічних напружень, як перпендикулярних (ε_{\perp}), так і паралельних (ε_{II}) площині дифракції, визначаються згідно з формулою 3.1.

Дифракційний пік від області зі зміненим відносно підкладки параметром гратки буде зміщений від піка підкладки на кут $\Delta \theta_0$:

$$-\Delta\theta_{0} = k_{1} \langle \varepsilon_{\perp} \rangle + k_{2} \langle \varepsilon_{II} \rangle$$

де $k_1 = \cos^2 \Psi t g \theta_B \pm \sin \Psi \cos \Psi$

$$k_2 = \sin^2 \Psi t g \theta_B \pm \sin \Psi \cos \Psi \tag{5.4}$$

де дужки означають усереднення по товщині плівки, θ_B – брегівський кут, знак + чи – залежить від геометрії зйомки кривих дифракційного відбиття в несиметричному випадку дифракції. Теоретичні спектри КДВ розраховувались з використанням напівкінематичної теорії розсіяння рентгенівських променів, детально викладеної в [119,120].

Картина деформацій навколо наноострівців є досить неоднорідною, в зв'язку з цим моделювання одношарової структури з наноострівцями є досить складним процесом. Результати вимірювань ВРРД наведено на рис.5.6. Спектри КДВ для рефлексів (400) дають інформацію про рівень деформації в наноострівцях перпендикулярно до площини підкладки, яку легко визначити з наведених вище формул. З вимірювання КДВ асиметричних рефлексів (113) були визначені значення деформацій в площині інтерфейсу. Необхідно зазначити, що на спектрах КДВ структур з наноострівцями, вирощених при 600°С спостерігається область деформації стиску (пік з боку додатніх кутів відносно положення підкладки). Подібний результат був отриманий авторами роботи [121], які вважають, що причина появи в спектрах цього піка – наявність навколо острівців областей як розтягу, так і стискування.



Рис.5.6. Екпериментальні спектри КДВ: 1 - 600°С; 2 - 700°С; 3 - 750°С; 4 - 750°С (з захисним кремнієвим шаром).

В зразках із захисним кремнієвим шаром завдяки осциляційній структурі спектрів відбиття (рис. 5.6. крива 4) вдалося отримати інформацію про товщини цих шарів. Це виявилось можливим завдяки використанню асиметричної зйомки для рефлексу (113). Необхідно зазначити, що релаксація механічних напружень в острівцях з захистним кремнієвим шаром менша в порівнянні з острівцями, сформованими при таких же умовах, але без покриття кремнієм (табл.5.2). Наявність кремнію навколо острівців не дозволяє їм відрелаксувати в тій же мірі.

Температу-	Наявність	Пружна	Пружна	Пружна	Вміст Ge
ра вирощу-	захисного	деформація	деформація	деформація	острівцях
вання, ⁰ С	Si- шару	${\cal E}_{ot}, \%$	${oldsymbol{\mathcal{E}}}_{II},\%$	з КРС <i>ε</i> ₁₁ ,%	з КРС
600	-	2,01	1,4	$1,3 \pm 0,3$	0.73±0,004
700	-	2,6	0,95	0,9±0,1	0,63±0,01
750	-	2,62	0,69	$0,8\pm0,2$	0,43±0,02
750	+		1,27		

Таблиця 5.2. Данні отримані рентгенодифракційним методом та КРС.

Аналізуючи отримані результати можна зробити висновок, що всі наноострівці знаходяться в стиснутому стані $(\Delta a/a_{\perp})/(\Delta a/a_{II}) > 1$ і при зростанні температури епітаксії величини пружної деформації стиску зменшуються. Отримані величини пружних деформацій добре корелюють з даними отриманими методом спектроскопії КРС.

На рис.5.7 наведені КРС спектри Si_{1-x}Ge_x острівців, крім дуже інтенсивної смуги від кремнієвої підкладки у спектрах проявилися смуги, що відповідають відомим характеристичним коливанням Ge-Ge, Ge-Si та Si–Si зв'язків у твердому розчині Si_{1-x}Ge_x [122]. Частоти смуг КРС залежать від компонентного складу х твердого розчину та величини пружних деформацій ε , які спричинені невідповідністю сталих граток Ge та Si [124, 125]:

$$\omega_{\rm SiSi} = 520, 5 - 62x - 815\varepsilon \tag{5.5}$$

$$\omega_{GeSi} = 387 + 81x - 78x^2 - 575\mathcal{E}$$
(5.6)

 $\omega_{GeGe} = 282,5 + 16x - 385\varepsilon \tag{5.7}$

Розв'язуючи будь-яку пару рівнянь, можна визначити величини х та ε .



Рис.5.7 Спекри КРС. 1 - 600°С; 2 - 700°С; 3 - 750°С; 4 - 750°С.

Однак, як було показано в роботі [123] для серії зразків з різною номінальною товщиною Ge, але вирощених при однаковій температурі, значення х дуже близькі. У той же час зі збільшенням температури епітаксії вміст кремнію в острівцях значно зростає за рахунок збільшення коефіцієнта дифузії атомів Si із підкладки. Оскільки інтенсивна дифузія стимулюється значними неоднорідними напруженнями навколо основ острівців, то цей процес стає дуже важливим, у першу чергу, у процесі зародження та росту пірамід. У результаті збільшення вмісту кремнію у цих острівцях, їх пружна, а також повна енергії зменшується і вони залишаються стабільними до значно більших критичних об'ємів. При досягнені критичного об'єму в подальшому пірамідальні острівці трансформуються в куполоподібні за рахунок виникнення біля основи бокових граней, які мають більший кут (25°) з підкладкою, ніж бокові грані пірамід (11,3°). Ріст куполоподібних острівців після їх трансфомації з пірамідальних, відбувається в основному за рахунок збільшення їх висоти, що забеспечує більшу релаксацію.

5.3. Особливості зародження та упорядкування SiGe наноострівців в багатошарових структурах, сформованих на Si та Si_{1-x}Ge_x буферних шарах

Традиційно НГ з Ge(GeSi) наноострівцями вирощують на Si буфері. Для наноострівців в НГ характерне проявлення впорядкування вздовж напрямку росту, так звана вертикальна кореляція [126]. В той же час, відомо, що формування наноострівців на Si_{1-x}Ge_x буферних шарах (з малим значенням x) приводить до їх часткового латерального впорядкування [127]. Тому використання Si_{1-x}Ge_x буферних шарів, на яких формуються впорядковані наноострівці, повинно сприяти покращенню їх об'ємного впорядкування в НГ. Можливі два основних варіанти використання на Si_{1-x}Ge_x буферних шарів. Перший передбачає використання одного Si_{1-x}Ge_x буферного шару, який задає впорядкування наноострівців у всій НГ. Інший – формування Si_{1-x}Ge_x буферу для кожного періоду НГ.

Досліджено три типи багатошарових структур отриманих методом МПЕ германію на Si (001) підкладку з попередньо вирощеним на ній буферним кремнієвим шаром товщиною 250 нм.(температура епітаксії складала 600°С). Структура №1 формувалася осадженням 7.5 МШ Ge на кремнієвий шар, після чого сформовані острівці покривалися шаром кремнію товщиною 26 нм. Така процедура повторювалася шість раз. Верхній шар острівців кремнієм не покривався. Структура №2 була отримана осадженням наступної послідовності: 10 нм Si_{0.9}Ge_{0.1}/10 МШ Ge/40 нм Si. Утворено 6 періодів данної послідовності. Структура №3 формувалася осадженням 9 МШ Ge на попередньо вирощений 10 нм Si_{0.7}Ge_{0.3} шар, після чого сформовані острівці покривалися шаром кремнію товщиною 31 нм. Така процедура повторювалася п'ять разів.



Рис. 5.8 Схематичне зображення структури, досліджуваних зразків.

На рис.5.9 представлено ПЕМ зображення структури № 1. Кожен острівець у верхньому сформованому шарі знаходиться над острівцем в шарі, що лежить нижче.



Рис. 5.9. ПЕМ багатошарової структури з $Si_{1-x}Ge_x$ наноострівцями, сформованої при 600°С та номінальних товщинах Ge та Si 7.5 МШ та 26 нм, відповідно.

Таке формування острівців обумовлене впливом полів деформацій, створених острівцями, які знаходяться в нижніх шарах. Якщо товщина кремнієвого спейсера не перевищує ~ 100 нм, а висота острівців становить ~5 нм і більше, поля напружень когерентно передаються до наступного шару Ge [126]. Це приводить до того, що на верхньому шарі Ge острівці формуються саме в тих місцях, де наявні максимальні напруги розтягу в Si спейсері. Як було нами показано в роботі [128] формування острівців на Si шарі, в якому наявні напруги розтягу відрізняється від стандартної ситуації. В процесі епітаксії Ge на такий кремнієвий шар, наявні в ньому напруги приводять до переходу від пошарового росту до острівцевого при меншій товщині змочувального шару Ge. В цьому випадку більше атомів Ge, що осаджуються в процесі МПЕ, йдуть на формування острівців і, відповідно, вони мають більші розміри. Щоб отримати острівці з однаковими розмірами у всій НГ, починаючи з другого шару осаджують на 1 МШ Ge менше.

Макроскопічна релаксація напруг і компонентний склад досліджуваних структур були оцінені за допомогою ω – і ω -2 θ -сканування, та карт оберненого простору (КОП) навколо вузлів (004) та (113). В припущенні тетрагонального спотворення шару SiGe, осадженого на кремній (001), недеформований параметр гратки шару SiGe пов'язаний з параметром гратки (a_{SiGe}^{II}) в площині росту і перпендикулярним параметром гратки (a_{SiGe}^{II}) співвідношенням:

$$a_{SiGe} = [(1-\nu)/(1+\nu)]a_{SiGe}^{\perp} + [2\nu/(1+\nu)]a_{SiGe}^{\prime\prime}$$
(5.8)

Залежність недеформованого параметра гратки SiGe від вмісту Ge х бралась для розрахунку з [126]:

$$a(x) = 5.4309 + 0.20032x + 0.026274x^2$$
(5.9)

Ступінь релаксації напруг R можна представити як:

$$R = \left(a_{SiGe}^{\prime\prime} - a_{Si}\right) / \left(a_{SiGe} - a_{Si}\right)$$
(5.10)

Точне визначення складу Ge (x) і рівня релаксації напруг (R) таким

чином, вимагає вимірювань параметра гратки SiGe, як вздовж напрямку росту, так і перпендикулярно до напрямку росту. Параметр гратки a_{SiGe}^{\perp} отримується із закону Брегга:

$$a_{SiGe}^{\perp} = \frac{2\lambda}{\sin\left(\theta_{004}^{Si} + \Delta\omega_{004}\right)},$$
(5.11)

де $\Delta \omega_{004}$ – кутова віддаль між піком підкладки і максимумом огинаючої лінії піків-сателітів, яка визначається вмістом Ge в SiGe шарах при ω -2 θ скануванні навколо (004) вузла дифракції, а θ^{Si}_{004} – кут Брегга для відбиття (004) кремнію.

Відповідно латеральний параметр гратки a_{SiGe}^{II} розраховується за формулою:

$$a_{SiGe}^{\prime\prime} = \frac{\sqrt{2\lambda}}{\sqrt{\left(a_{SiGe}^{\perp}\right)^2 \sin^2\left(\theta_{224}^{Si} + \Delta\omega_{224}\right) - 4\lambda^2}} \cdot a_{SiGe}^{\perp} , \qquad (5.12)$$

де λ - довжина хвилі. Для компенсації розорієнтації підкладки нами використовувалось середнє значення параметрів гратки із сканів в напрямках [110], [1-10], [-1-10] і [-110] площини дифракції [129].

Нижче представлені експериментальні ω - 2θ скани досліджуваних структур разом з фітованими спектрами. Видно, що фітовані КДВ досить добре узгоджуються з експериментальними. На всіх КДВ спостерігаються сателітні піки до десятого порядку, що свідчить про якісний інтерфейс між шарами та незначну дисперсію періодів НГ. Період НГ (Т) визначається з віддалі між сусідніми сателітами [130, 131]:

$$T = \frac{|\gamma_h| \cdot \lambda}{\sin(2\theta_B) \cdot \delta\theta}, \qquad (5.13)$$

де $\delta\theta$ – кутова віддаль між сателітами, λ –довжина хвилі, θ_B – брегівський кут, γ_h – направляючий косинус.

Усереднений параметр гратки в періоді НГ (d) визначався з кутової віддалі між піком підкладки і нульового сателіту $\Delta \theta$:
$$\varepsilon_{aver} = \frac{\langle d \rangle - d_0}{d_0} = -\frac{\Delta \theta}{\tan(\theta_B) \cdot \frac{2|\gamma_h|}{\gamma_0 + \gamma_h}},$$
(5.14)

де *d*₀ міжплощинна віддаль (004)Si, *γ*₀ і *γ*_{*h*} направляючі косинуси первинної і дифрагованої хвиль бреггівського максимуму відносно внутрішньої нормалі до поверхні.



Рис.5.10. КДВ рефлексу Si (004) для зразка №1 (суцільна крива – фітована крива, о – експеримент).



Рис.5.11 КДВ рефлексу Si (004) для зразка №2 (суцільна крива – фітована крива, о – експеримент).

Для зразка № 2 проявляється розщеплення когерентних сателітів НГ. Воно може бути зумовлене наявністю двох різних періодів НГ вздовж осі росту, тобто в напрямку [001], або/і наявністю в НГ вздовж осі росту областей з різним характерним значенням германію в шарах. Друга причина є більш імовірною, оскільки значення величин розщеплених періодів практично співпадає між собою. Дві системи піків-сателітів зміщені на кутову віддаль близько 80-120^{//}. Це відповідає зміні концентрації германію приблизно на $\Delta x =$ 0.7 ± 0.1 . Форма піків може бути використана для визначення змін концентрації вздовж вертикального напрямку багатошарової структури. Розширення НГ піків в ω -2 θ скані в напрямку, нормальному до відбивних площин, складає $\delta\theta_0$ = 55^{//}. Однорідне розширення НГ піків не залежить від порядку і може бути інтерпретоване варіацією δx середнього вмісту Ge в острівцях шарів вздовж напрямку росту НГ. Ця варіація вмісту Ge може бути оцінена із різниці кутових положень ($\Delta\theta_0 = -355^{//}$) піка нульового порядку НГ, що відповідає брегтівському піку від SiGe шару з таким же середнім вмістом Ge i Si(004) піка:

$$\delta \langle x \rangle = \frac{\delta \theta_0}{\Delta \vartheta_0} = \frac{55}{355} = 15.5\%$$



Рис 5.12 КДВ рефлексу Si (004) для зразка № 3 (суцільна крива – фітована крива, о – експеримент).

Зміщення огинаючої інтерференційних піків для зразка №3 в область менших кутів відповідає положенню та формі дифракційного максимуму від буферного Si_{0.7}Ge_{0.3} шару, що передує вирощеній НГ. Розсіяння від нього модулює дифракційну картину розсіяння від періодичної НГ структури.

На рисунках 5.13 – 5.15 представлені значення розподілу концентрації германію та його варіації по глибині НГ структур, отримані в результаті процедури фітування.



Рис.5.13. Концентрація германію в структурі № 1 (червона- фітування, чорна – технологічно задані параметри).

Для зразка №1 є якісне співпадіння експериментального і технологічно заданого розподілів концентрації германію по товщині структури. Деякі відмінності в товщинах викликані тим, що частина Ge пішла на утворення наноострівців.



Рис.5.14. Концентрація германію в структурі № 2 (червона- фітування, чорна – технологічно задані параметри).

Відносно концентраційної залежності від товщини для зразка №2 можна відзначити, що він підтверджує сказане вище, про існування двох областей з різним вмістом германію. Це і обумовлює наявність двох різних періодів НГ вздовж напрямку [001]. І нарешті, найбільші розходження технологічних і експериментальних розподілів Ge в шарах НГ спостерігаються в зразку №3. Це може бути викликано, найбільшим ступенем релаксації даної структури, в результаті якої відбувся перерозподіл германію в шарах.



Рис.5.15. Концентрація германію в структурі №3 (червонатехнологічно задані параметри, чорна – фітування).

Для визначення рівня релаксації систем було використано метод вимірювання і аналізу карт розподілу інтенсивності навколо вузлів оберненої гратки. Ці карти приведені на рис. 5.16. Як слідує з КОП всі структури є когерентними відносно підкладки і буферних шарів (система піків-сателітів розташована вздовж осі росту). Аналіз КОП показав, що в зразку №3 острівці не сформувалися. Це слідує з відсутності характерного дифузного фону навколо системи когерентних сателітів від НГ. Цей результат є дещо несподіваним адже номінальна товщина осадженого германію перевищує критичну. Відомо, що критична товщина осадженого Ge при $T_p = 600^{\circ}$ C на кремнієвий буфер, при якій відбувається 2D-3D перехід, складає 4 МШ, а на Si_{1-x}Ge_x буферних шарах вона зменшується при збільшенні *x* [132].



Рис.5.16. Si (113) карти оберненого простору для зразків №1, №2 та №3.

На ω-сканах зліва від положення основного піка та на КОП перпендикулярно вектору дифракції проявляється дифузний фон. Цей дифузний фон викликаний дислокаційною структурою (переважно ДН) на границі кремній – буферний шар. ДН можуть приводити до релаксації буферного шару і структури в цілому при цьому наноострівці не будуть формуватися, або будуть утворюватись при інших товщинах, осадженого германію.

В зразках №2 та №1 спостерігаємо розсіяння від системи наноострівців, проте тільки в першому вона добре впорядкована в площині росту, оскільки на асиметричній карті для (113) рефлексу для нього чітко спостерігаються латеральні сателіти в околі когерентного сателіту 0-го порядку. З аналізу спектрів фотолюміністенції рис.5.17 було зроблено аналогічні висновки.



Рис. 5.17.Спектри ФЛ (отримані при температурі 77К).

Видно, що для зразків №1 та №2 проявляється характерна для SiGe наноострівців смуга ФЛ в області 0.7–08 еВ [133], в той же час для зразка №3 подібна смуга ФЛ майже відсутня.

Латеральні сателіти є дифракційними максимумами резонансного дифузного розсіяння. Відстань між ними в оберненому просторі, по аналогії із відстанню між когерентними сателітами, відповідає оберненому значенню латерального періоду НГ. Для зразка №1 він складає 240 нм.

В зразку №2 наноострівці знаходяться тільки на початковому етапі латерального впорядкування. Для них латеральний період складає 229±3 нм. В даній структурі латеральне впорядкування острівців гірше, в порівнянні із зразком №1, оскільки в даній НГ більш товстий розділяючий шар кремнію. Як наслідок, наноострівці в кожному наступному змочувальному шарі слабше відчувають вплив полів деформацій наноострівців з попередніх шарів. Тобто відсутня, так звана, вертикальна кореляція. Крім того, в кожному періоді присутній шар Si_{0.9}Ge_{0.1}, який також зменшує вплив проникаючих знизу полів деформацій.

В таблиці 5.3. представлені данні про компонентний склад, пружну деформацію острівців в досліджуваних структурах по данним ВРРД та КРС.

Таблиця 5.3. Компонентний склад та пружна деформаця острівців по данним ВРРД та КРС.

№ зразка	Вміст Ge в острівцях, х	Пружна деформація (є), % за результатами КРС	Пружна деформація (є), % за результатами ВРРД	
1	0.65±0.04	-1.6±0.3	-1.3±0.2	
2	0.75±0.02	-1.0±0.2	-1.1±0.1	
3	Острівці не сформувались			

5.4. Латеральне впорядкування самоорганізованих SiGe наноострівців вирощених на Si_{1-x}Ge_x надградках

При збільшенні поверхневої густини наноострівців, коли відстань між ними співмірна розмірам самих наноостівців, може виникнути досить сильна латеральна взаємодія деформаційних полів сусідніх острівців. Ця взаємодія може призводити до впорядкування острівців в площині росту.

В данному параграфі представлені результати дослідження латерального впорядкування SiGe наноострівців, сформованих на Si_{1-x}Ge_x буферному шарі.

Досліджувані структури були вирощені методом молекулярнопроменевої епітаксії на підкладках Si (001) при 700°С. Після утворення Si буферного шару товщиною 100 нм та термічного очищення, вирощувався напружений Si_{1-x}Ge_x шар товщиною 10 нм з вмістом Ge x = 0.22 ± 0.02 . Саморганізовані острівці формувались на Si_{1-x}Ge_x шарі в режимі росту Странсько-Крастанова осадженням Ge товщиною від 9 до 11 моношарів.

Морфологія поверхні досліджуваних структур була проаналізована, використовуючи статистичний аналіз АСМ зображень поверхні в контрольних точках структури. Збільшення товщини осадженого в процессі формування острівців Ge призводить до переходу від бімодального розподілу розмірів форми острівців типу hut-кластерів і пірамід, та який спостерігається при 9 МШ германію, до одномодального розподілу тільки куполоподібних острівців при товщині германію 10 МШ і подальшому МШ. розподілу при 11 Особливо звуженню цього показовою характеристикою якісної зміни морфології наноструктур є розподіл висот острівців. При товщині осадженого германію 9 МШ розподіл має максимуми при висотах 12.9 і 26.6, а при 10 МШ і 11 МШ максимуми відповідають висотам 37.5 нм і 37.2 нм. При цьому середні латеральні розміри острівців пірамід і куполів відрізняються слабо і становлять 220 нм, 208 нм і 218 нм при товщині осадженого германію 9 МШ, 10 МШ і 11 МШ відповідно. Також відмітимо, що при збільшенні товщини осадженого Ge поверхнева густина острівців практично не змінюється, (вона становить 27.9мкм⁻², 27.3 мкм⁻² і 28.2 мкм⁻² при товщинах Ge 9 МШ, 10 МШ і 11МШ). Таким чином, при незмінній поверхневій густині острівців та доволі сильному масопереносі відбівається значне збільшення заповнення приповерхневого простору острівцями за рахунок повного зникнення мілких пірамід і переходу всіх масивних пірамід в куполи, які мають великий кут нахилу бокових граней до основи. Зменшення відстані між острівцями призводить бо більш сильної їх взаємодії за допомогою полів пружних деформацій, які вони створюють. Пружна взаємодія призводить до появи просторового впорядкування в розташуванні острівців [26].

Ефект впорядкування очевидний навіть з погляду на АСМ зображення структур (рис.5.18). Крім покращення впорядкування острівців збільшення кількості осадженого германію також призводить і до більш чіткого прояву еліптичного характеру основ острівців в напрямках <100> (рис. 1c,f,i). Анізотропія форми основ острівців в деякій мірі говорить про інтенсивність пружної взаємодії між ними і дифузійного масопереносу. Так при товщині осадженого германію 11 МШ велика інтенсивність в розподілі орієнтації острівців (великих осей еліпса, якими апроксимується форма їх основи) (рис.



5.18c,f,i) говорить про більш сильний прояв анізотропного характеру дифузійних процесів які приймають участь в формуванні острівців.

Рис.5.18. АСМ поверхні острівців(а, г, ж), гістограмми висот острівців (б, д, з) і орієнтація великої осі еліпса основи острівців (в, е, і) при товщинах осадженого Ge 9 MIII, 10 MIII і 11 MIII відповідно.

При збільшенні товщини Ge чітко фіксується зменшення періоду розміщення острівців, і в напрямку [010] становить 200 нм, 188 нм і 184 нм при 9 МШ, 10 МШ і 11 МШ германію відповідно. Таким чином, збільшення товщини осадженого германію від 9 до 11 МШ призводить до зменшення періоду розміщення острівців вздовж напрямку [010] на 16 нм.

Високороздільна рентгенівська дифрактометрія допомогла отримати інформацію про параметри гратки перпендикулярно і паралельно поверхні, а також композиційний склад Ge [135,136]. Проводились виміри кривих качання в асиметричній геометрії, тобто – (113) і (404) сканування для площин дифракції типу {110} і {100}.



Рис.5.19. Асимметричні Si (113) ω-скани досліджуваних структур.

Напівширина кривих качання основного кремнієвого максимуму (рис. 5.19) залежить від товщини осадженого германію. Крім того присутність латеральних сателітів також свідчить про впорядкування системи SiGe острівців. Середня відстань між дифузними максимумами на кривих, дозволяє визначити середню відстань між острівцями: із відбиття (113) – відстань в напрямку [110], а із взаимоперпендикулярних (404) – внапрямку [100] і [010]. Значення латерального періоду для всіх точок приведені в таблиці 5.4.

Степінь впорядкування точок збільшується при зміні товщини Ge от 9 МШ до 10 МШ про це говорить поява на дифракційних кривих і картах оберненого простору латеральних сателітів другого порядку. При товщині германію 11 МШ ці сателіти зникають. Зникнення цих сателітів при збільшені загального дифузного фону можна пояснити погіршенням структурних властивостей системи в цілому. При цьому уширення дифузного фону перпендикулярно вектору дифракції може говорити про появу хаотично розташованих дислокацій, які призводять до релаксації системи (рис.5.20в).

Таблиця 5.4. Латеральний період розміщення острівців в різних кристалографічних напрямках.

товщина Ge	113(0)	113(90)	404(45)	404(-45)
9 MIII (007)	265/258	246	177	164
10 МШ (004)	265 / 255	269	186 / 162	265 / 255
11 МШ (006)	226	226	165	157



Рис. 5.20. Si (404) карти оберненого простору досліджуваних структур при товщині осадженого германію 9, 10 і 11 МШ відповідно (а, б, в).

Виміри карт оберненого простору в асиметричних (113) та (404) геометріях дифракції підтвердило твердження про характер впорядкування острівців по довжині зразка (рис. 5.20).

Найкраще впорядкування спостерігається при товщині германію 10 МШ, найгірше – при 11 МШ. Про найкраще впорядкування острівців і

однорідність по розмірам і формі при товщині германію 10 МШ говорить наступне. На картах оберненого простору для (113) рефлекса спостерігається CTR. «полоска» під невеликим кутом до Вважається, ЩО даний дифракційний ефект результатом відображення € дзеркального рентгенівського променю від граней острівців.

Висновки до розділу 5

Показано, що при скануванні кристала уздовж вектора дифракції поряд з надгратковими максимумами, утвориться система сателітів, що відповідають квантовим точкам. Прояв кореляцій у розташуванні цих максимумів на двомірних картах в оберненому просторі (у латеральному і нормальному напрямках) свідчить про тривимірне упорядкування квантових точок. Це підтверджується також і формою ω – кривих поблизу надструктурних максимумів.

Компонентний склад острівців є змішаним за рахунок дифузії атомів Si з кремнієвої підкладки, і цей процес значно посилюється зі збільшенням температури росту, і як наслідок, значно розширюється область стабільності пірамід з різними об'ємами.

Досліджено особливості просторового впорядкування самоіндукованих наноострівців GeSi в багатошарових структурах SiGe/Si, можна зробити наступні висновки: а) товщина розділяючого шару кремнію в періоді НГ впливає на просторове формування впорядкованої системи наноострівців SiGe; б) товщина та компонентний склад буферного шару впливають на латеральне впорядкування наноострівців завдяки різній чутливості до впорядкованої модуляції деформацій на поверхні шару; в) просторове впорядкування наноострівців в НГ задається виключно латеральним впорядкуванням вже в першому періоді; г) у випадку товстих буферних шарів пластична релаксація з виникненням дислокацій невідповідності починається на границі поділу буферний шар–підкладка, а шари НГ є когерентними до буферного шару. Показано, що збільшення товщини германію (до 11 МШ), осадженого на напружений буферний шар стимулює їх просторове впорядкування за рахунок більшої взаємодії полів пружних деформацій сусідніх острівців обумовленного збільшенням заповнення поверхневого простору структури острівцями. Просторово неоднорідні поля напруг в системі збільшують роль інтердифузійних процесів, забезпечуючи аномально інтенсивні потоки атомів із буферного шару в острівці, в яких відбувається часткова релаксація напруг.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі обгрунтовано та апробовано комплекс методів високороздільної рентгенівської дифрактометрії для кількісної характеризації реальної структури приповерхневих і перехідних шарів монокристалів напівпровідників та вирощених на них багатошарових гетеросистем. Зокрема:

1. Встановлено, що в приповерхневих шарах кремнію, підданих імплантації іонів B^+ і As^+ при одночасній (in situ) дії УЗ відбувається не лише зменшення напруг, але й зміна знаку деформації, яка викликана перерозподілом точкових дефектів, а також варіаціями їх розмірів. Відпал зразків при T = 800 – 950 °C призводить до релаксації напруг як у вихідних зразках, так і в імплантованих, незалежно від типу іонів, а УЗ ще більше стимулює процес релаксації.

 Встановлено, що при застосуванні ультразвукового впливу при імплантації Не⁺ в SiGe шари постійного складу, вирощені на Si підкладках, можна керувати ступенем їх релаксації. Показано зростання рівня релаксації SiGe шарів при УЗ дії.

3. Досліджено вплив анізотропних спотворень кристалічної ґратки у надґратці на криві дифракційного відбиття, отримані методами високороздільної рентгенівської дифрактометрії. Методами динамічної теорії дифракції знайдено параметри спотвореної кристалічної ґратки шарів та визначено форму й параметри інтерфейсу між шарами.

4. Встановлено, що в InGaAs/GaAs структурах з КН, підданих швидкому термічному відпалу (550°С – 850°С) рушійним механізмом структурних перетворень є релаксація залишкових деформацій внаслідок термічноактивованих та деформаційно-підсилених процесів інтердифузії атомів In/Ga на межі поділу КН-2D шар. Існування в досліджуваних зразках двох НГ вертикальних періодів та їх зміну під час ШТВ пояснено на основі анізотропного характеру розподілу пружної деформації і пониження симетрії структури. 5. Показано, що збільшення товщини Ge, осадженого на напружений буферний шар стимулює просторове впорядкування острівців за рахунок більшої взаємодії полів пружних деформацій між сусідніми острівцями, обумовленої збільшенням заповнення поверхневого простору структури острівцями. Просторово неоднорідні поля напруг в системі збільшують роль інтердифузійних процесів, забезпечуючи аномально інтенсивні потоки атомів із буферного шару в острівці, в яких відбувається часткова релаксація напруг.

6. Встановлено, що SiGe в багатошарових структурах SiGe/Si товщина розділяючого шару кремнію в періоді НГ впливає на просторове формування впорядкованої системи наноострівців SiGe. Показано, що товщина та компонентний склад буферного шару впливають на латеральне впорядкування наноострівців завдяки різній чутливості до впорядкованої модуляції деформацій на поверхні шару.

7. Показано, що просторове впорядкування наноострівців в НГ задається латеральним впорядкуванням вже в першому періоді. Встановлено, що у випадку товстих буферних шарів пластична релаксація з виникненням дислокацій невідповідності починається на границі поділу буферний шарпідкладка, а шари НГ є когерентними до буферного шару.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновский лучей. М.: ИЛ, 1950. - 572 с.

2. Кривоглаз М.А. Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами. - М.: Наука, 1967.- 336 с.

3. Кривоглаз М.А. Дифракция рентгеновских лучей и нейтронов в неидеальных кристаллах. - К.: Наукова думка, 1983. - 408 с.

4. Пинскер З.Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах.- М.: Наука, 1974.- 368 с.

5. Иверонова В.И., Ревкевич Г.П. Теория рассеяния рентгеновских лучей.- М.: Изд-во МГУ, 1978.- 277 с.

6. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. - М.: Наука, 1982.-390 с.

 Колпаков А.В. Динамическая дифракция рентгеновских лучей. – М.: Изд-во МГУ, 1989. – 156 с.

8. Лунин В.Ю. Математический апарат рентгеноструктурного анализа макромолекул. Курс лекцій, 1994. – 74 с.

9. Бублик В.Т., Мильвидский А.М. Методи иследования материалов и структур электроники, Курс лекцій, М.: Изд-во Учеба, 2006.

Mario Birkholz with Contributions by Paul F.Fewster, Christoph Genzel./
 Tnih Film Analysis by X-Ray Scattering. // WILEY-VCH Verlag GmbH&Co.
 KGaA. 2006. – 356 p.

11. Fewster P.F. X-ray scattering from semiconductors/ P.F.Fewster. – London: Imperial College Press, 2003. - 300p.

12. Боуэн Д.К. Высокоразрешающая рентгеновская дифрактометрия и топография / Д.К. Боуэн, Б.К. Таннер. – С.-П.: Наука, 2002. – 275с.

Fewster P.E. X-ray diffraction from low-dimensional structures /
 P.E.Fewster// Semic. Sci. Techonol. 1993, V.8, p. 1915-1934.

14. Fewster P.F. Determining the lattice relaxation in semiconductor layer systems by x-ray diffraction / P.F.Fewster, N.L.Andrew // J. Appl.Phis/ 1993, V.74, № 5. p. 3121-3125.

15. X-ray rocking curve analysis of superlattice / Speriosu V.S., Vreelang T.// J. Appl. Phys. 1984, Vol. 56, N6. p.1591-1600.

16. Stoney G.S. (1909) The tension of metallic films depsited by electrolysys, Proc.Royal Soc. London. A82. 1909 – 172p.

17. Separate measurements of dynamical and kinematical X-ray diffractions from silicon crystals with a triple crystal diffractometer / Iida A., Kohra K. // Phys. Stat. Sol. (a). 1979, V.51, №2– p.533-542.

18. Дифракционная нейтронная оптика./ Инденбом В.Л., Каганер В.М. Металлофизика, 1979, I, №I, с. 17-332.

19. X-ray stady of Al_xGa_{1-x}As epitaxial layers./ K. Ishida, J. Matsui, T. Kamejima, [at al.] // //Phys. Status Solidi A, 1975, 31, p. 255-262.

20. Determination of strain state and composition of highly mismatched group-III nitride heterostructures by x-ray diffraction/ Brandt., Waltereit P., Ploog K.H. // J. Appl. Phys. 2002. V.35. 577 p.

21. The theory of diffuse X-ray scattering and its application to the study of point defects and their clusters / P.H. Dederichs. //J. Phys. F 3, 1973. 471

22. В.К. Овчаров. Автореф. канд. дис. МИЭТ, М. 1998.

23. Iida A. Separate measurements of dynamical and kinematical X-ray diffractions from silicon crystals with a triple crystal diffractometer / A. Iida, K. Kohra // Phys. Stat. Sol. (A). – 1979. – V. 51. – P. 533–542.

24. Holy V. High-resolution X-ray Scattering From Thin Films and Multilayers / V. Holy, U. Pietch, T. Baumbach. // Berlin: Springer, 1998. – 254 p.

25. Diffuse x-ray scattering study of the formation of microdefects in heattreated dislocation-free large-diameter silicon wafers/L.A. Charniy, K.D.Scherbachev, V.T. Bublik. [at al.] // Phys. Stat. Sol. (a) ,1991, 128, 2, 303 p.

26. Calculation of two-dimensional maps of diffuse scattering by a real crystal with microdefects and comparison of results obtained from three-crystal

diffractometry/ V.P. Klad'ko, L.I. Datsenko, J. Bąk-Misiu [at al.] // J. Phys. D: Appl. Phys., 2001, 34 A87

27. Рентгенооптичні ефекти в багатошарових періодичних квантових структурах. /Кладько В.П., Мачулін В.Ф., Григор'єв Д.О.та ін.// 2006, Київ, "Наукова думка", 287 С.

28. Pfeiffer J.U. Charakterisierung des Relaxationsverhaltens von Si₁₋ _xGe_x/Si(001) Schichten mittels Rontgentopografie / Dissertation Zur Erlangung des akademischen Grades doctorum rerum naturalium. – Berlin : Humboldt University, 2001, - 160 p.

29. Физические свойства кристаллов. /Най Дж.// М. Мир, 1967. 385 с.

30. Поведение сателлитных дифракционных максимумов короткопериодных сверхрешеток GaAs-AlAs с различной степенью кристаллического совершенства слоев /Кладько В.П., Даценко Л.И., Мачулин В.Ф., Молодкин В.Б. // Металлофизика и новейшие технологии. – 2003. - Vol. 25, №5. – С.597-615.

31. Dynamical scattering theory for crystals with point defects. /Dederichs P.H. // Phys. Status solidi, 1967, 1. № 1, p.377-386.

32. Теория динамической рентгеновской дифракции в сверхрешетках. /Хапачев Ю.П., Дышеков А.А. // Нальчик: Каб.-Балк.ун-т, 2002. - 96 с.

33. Кремний-германиевые эпитаксиальные пленки: физические основы получения напряженных и полностью релаксированых гетероструктур./ Болховитянов Ю.Б., Пчеляков О.П., Чикичев С.И.// Успехи физических наук, 2001, т. 171, №7, с. 679 – 715.

34. Искуственные подложки GeSi для гетероэпитаксии – достижения и проблемы./ Болховитянов Ю.Б., Пчеляков О.П., Чикичев С.И., Соколов С.В. // Физика и техника полупроводников, 2003, т.37, вып. 5, - с. 513-538.

35. "High-quality Ge Films on Si Substrates using Sb-surfactant-mediated graded SiGe buffers"/ S. Tong, J. Liu, L.J. Wan, [at al.]// Appl. Phys. Lett., 2002, 80, 1189.

36. Effect of quantum-well structures on the thermoelectric figure of merit /L.D. Hicks, and M.S. Dresselhaus// Phys. Rew. 1993, B 47, p12727 - 12731.

37. Процессы конденсации тонких пленок./ Кукушкин С.А., Осипов
 А.В. //Успехи физических наук. 1998, Том 168, №10, 1084 – 1116 с.

38. Эффекты латерального упорядочения самоорганизованных SiGe наноостровков, выращенных на напряженных Si_{1-x}Ge_x буферных слоях. /Валах М.Я., Николенко А.С., Стрельчук В та iн.// XV симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 2011.

39. Прояв просторового упорядкування квантових острівців у багатошарових наноструктурах SiGe у рентгенівській дифракції / В.П. Кладько, В.Ф. Мачулін, О.М. Єфанов, та ін.// УФЖ, 2005, т. 50, № 9.

40. Вплив інтердифузії на релаксацію механічних напружень та компонентний склад в самоорганізованих SiGe наноострівцях / Валах М.Я., Гудименко О.Й., Джаган В.М. та ін. // Металлофизика и новейшие технологии. 2004, т.26, №6, - с. 741-751.

41. Влияние анизотропии полей деформации в многослойных структурах на спектры отражения рентгеновских лучей / А.Н. Ефанов, В.П. Кладько, А.И. Гудыменко, и др.//Металлофизика новейшие технологии. Metall. phys. and Adv. Technol. 2006, т.28, №4, - с.441—448

42. Поведение сателлитных дифракционных максимумов короткопериодных сверхрешеток GaAs-AlAs с различной степенью кристаллического совершенства слоїв / Кладько В.П., Даценко Л.И., Мачулин В.Ф. и др.// Металлофизика и новейшие технологии. – 2003. - Vol. 25, №5. – с.597-615.

43. X-ray interference in ultrathin epitaxial layers: A versatile method for the structural analysis of single quantum wells and heterointerfaces /Tapfer I., Ploog K. // Phys. Rev. B. – 1989. – Vol. 40, N14. – p.9802-9810.

44. Погашение сателлитных максимумов сверхрешетки с периодически распределенными дефектами /Пунегов В.И // ФТТ. – 1995. - Т. 37, №4. – с. 1134-1148.

45. Influence of layer deformation on thermal quenching of exciton photoluminescence in short-period GaAs/AlAs superlattices/ D. V. Korbutyak, V P Klad'ko, S G Krylyuk [at al.]// Semicond. Sci. Tech-nol., 2004, V19, p. 475-479.

46. Statistical dynamical theory of X-ray diffraction in the Bragg case: application to triple-crystal diffractometry / Pavlov K.M., Punegov V.I. // Acta Cryst.(A). – 2000. – Vol. A56. – p. 227-234.

47. Изучение структуры тонких пленок арсенида галлия с помощью трехкристальной рентгеновской дифрактометрии / Кладько В.П., Домагала Я., Молодкин В.Б. та ін. // Металлофизика и новейшие технологии, – 2001, – Т.23, №2, – с.241-254.

48. X-ray diffraction measurements from imperfect GaAs crystals: Evidence for near-surface defects / Bloch R., Bahr D., Olde J. [et al.] // Phys. Rev. (B). – 1990. – 42, N8. –p.5093-5099.

49. Введение в ионную имплантацию / Хирвонен Дж.К. // М.: Металлургия, 1985. с.9 -18.

50. Гетероструктурный транзистор на квантовых точках с повышенной максимальной дрейфовой скоростью электронов/ Мокеров В., Пожела Ю., Пожела К., та ін.// Физика и техника полупроводников, 2006, т.40, вып.3, - с. 367 – 371.

51. Большое повышение максимальной дрейфовой скорости електронов в канале полевого гетеро транзистора / Пожела Ю.К, Мокеров В.Г.// Физика и техника полупроводников, 2006, т.40, вып.3, - с. 362 – 367.

52. Роль одномерной диффузии в модели роста поверхности кристалла Косселя. / Бойко А.М., Сурис Р.А // Физика и техника полупроводников, 2006, т.40, вып.3 - с. 372 – 379.

53. Теоретические основы технологи полупроводниковых наноструктур/ Дубровский В.Г. Санкт – Петербург. 2006, 347с.

54. Gas-sourse molecucar beam epitaxy of SiGe virtual substrates : II. Strain relaxation and surface morphology / J.M.Hartmann, B.Gallas, J. Zhang [at. al] // Semicond.Sci.Technol. 2000, 15, p.370-377.

55. Динамічна дифракція Х-променів у багатошарових структурах /Єфанов О.М., Кладько В.П., Мачулін В.Б. та ін.// Київ. Наукова Думка, 2008, 223 с.

56. Ion implantation damage model for B, BF₂, As, P, and Si in silicon / Myung-Sik Son, Ho-Jung Hwang. //J. Vac. Sci. Technol., 2000, B18 (1), 595.

57. Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОПтранзистров / Г.Я.Красников. Часть 1, Техносфера, М. 2002, 260 с.

58. Characteristics of Ion-Implantation Damage and Annealing Phenomena in Semiconductors /J.Narayan, O.W.Holland. //J. Electrochem. Soc., 1984, 131(11), p. 2651 -2662.

59. Modification of the Si Amorphization Process by In-Situ Ultrasonic Treatments During Ion Implantation / B.Romanjuk, V.Melnik, Y.Olikh [at.al.]// Semiconductor Science and Technology 2001, 16, p. 397-402.

60. Influence of in-situ ultrasound tretment during ion implantation on amorphization and junction formation in silscon./ D. Krüger, B. Romanjuk, V. Melnik [at al.]// J.Vac.Sci.Technol., 2002, B20(4), p.1448-1452

61. Enhanced relaxation of SiGe layers by He implantation suppored by in situ ultrasonic treatments / T.B.Romanjuk, V.Kladko, V.Melnik,[at. al]// Materials Science in Semiconductor Processing. 2005, V8 (1-3), p.171-175.

62.Structural and composition irregularities in GaAs:Si/GaAs films grown by liquid-phase epitaxy /V.P.Kladko, L.I.Datsenko, Z.V.Maksimenko [at.al.] //Semiconductor Physics, Quantum Electronics&Optoelectronics, 2000, V 3, 5 p.343 - 348.

63. X-ray study of lattice strain in boron implanted laser annealed silicon /B.Larson, J.Barhorst.// J. Appl. Phys.1980, 51, p.3181-3185.

64. Study of microdefects and their distribution in dislocation – free Sidopod HB GaAs by X-ray diffuse scattering on triple-crystal diffractjmeter./L.A.Charniy, A.N.Morozov, V.T.Bublik, [at al] //J. Cryst. Growth. 1992, V 118, (1) p. 163- 175.

65. The theory of diffuse X-ray scattering and its application to the study of point defects and their clusters/ P.H.Dederichs.// Phys. Rev. 1971,.B) 4, p.1041.

66. М.А.Кривоглаз. Диффузное рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов на флуктуационных неоднородностях в неидеальных кристаллах. Наукова думка, Киев. (1984). 288 с.

67. X-ray studies of defect clusters in copper/ B.C.Larson.// J. Appl. Cryst. 1975, 8, p. 150-160.

68. X-ray diffuse scattering from silicon containing oxygen clusters./ J.R.Patel. //J. Appl. Cryst. 1975, 8, p.186-191.

69. Низкотемпературная релаксация упругих напряжений в SiGe / Siгетероструктурах, облученных ионами Ge⁺ / В.С.Аврутин, Ю.А.Агафонов, А.Ф.Вяткин, и др.// ФТП. 2004, 38, 3 с. 325.

70. Strain distribution in As⁺ and Sb⁺ ion implanted and annealing (100)Si./ Z.E.Horvath, G.Peto, E.Zsoldos. [at al.]// Nuclear Instrument and Method in Phys. Research. 1993, B80/81, p. 552-555.

71. K. Rim et al., Symposium on VLSI Technology Dige st of Technical Papers 2002, p. 98.

72. Effect of helium ion implantation and annealing on the relaxation behavior of pseudomorphic $Si_{1-x}Ge_x$ buffer layers on Si (100) substrates/ M. Luysberg, D. Kirch, H. Trinkaus [at al.]// J. Appl. Phys. 2002, 69, p.4290-4296.

73. Influence of in-situ ultrasound tretment during ion implantation on amorphization and junction formation in silscon./ D. Krüger, B. Romanjuk, V. Melnik [at al.]// J.Vac.Sci.Technol., 2002, B20(4), p.1448 -1452.

74. M. Schmidbauer, X-Ray Diffuse Scattering from Self-Organized Mesoscopic Semiconductor Structures/ Springer Tracts in Modern Physics Vol. 199 (Springer, Berlin, 2004).

75. Effect of overgrowth on shape, composition, and strain of SiGe islands on Si(001)./ M. Hesse, J. Stangl, V. Holy [at al.]// Phys. Rew. 2002,B Vol.66, №8, p.085321.

76. V. Shchukin, N. N. Ledentsov, and D. Bimberg. Epitaxy of Nanostructures, Nanoscience and Technology //Springer, Berlin, 2003d.

77. Grazing-incidence small-angle X-ray scattering: new tool for studying thin film growth./ J. R. Levine, J. B. Cohen, Y. W. Chung [at al.]// Appl. Crystallogr. 1989,V.22, №6, p.528-532.

78. Characterization of lateral semiconductor nanostructures by means of xray grazing-incidence diffraction /K.Pashke, T.Geue, T.A.Baberka [at al.]// Appl. Phys.Lett. 1997,V.70, №8, p.1031-1033.

79. X-Ray Analysis of Structural Defects in a Semiconductor Superlattice./HolyV., Kubena J., Ploog K. // Phys.Stat.Sol.(b). 1990, V.162, N2. p. 347-361.

80. Ordering of self-assembled Si1-xGex islands studied by grazing incidence small-angle x-ray scattering and atomic force microscopy/ M. Schmidbauer, T. Wiebach, H. Raidt. [at al.]// Phys. Rev. 1998, B .58, №16, p. 10523-10531.

81. Vertically Self-Organized InAs Quantum Box Islands on GaAs (100)./
Q.Xie, A.Madhukar, P.Chen, N.P.Kobayashi [at al.]// Phys. Rev. Lett. 1995, V.75.
№13, p. 2542-2545.

82. Nanometer-Scale Resolution of Strain and Interdiffusion in Self-Assembled InAs/GaAs Quantum Dots ./I. Kegel, T. H. Metzger, A. Lorke [at al.]// Phys. Rev. Lett. 2000, V. 85, N. 8, p.1694-1697.

83. High resolution x-ray diffraction of self-organized InGaAs/GaAs quantum dot structures./A. Krost, D. Bimberg, G. Bauer [et al.]// Appl. Phys. Lett. 1996, 68 p. 785 - 789.

84. Optical investigation of strain in Si-doped GaN films /D. Pal, E. Towe,S. Chen.// Appl.Phys.Lett. 2001, V78, p.4125-4133.

85. Рентгенодифракционные исследования 2D-3D структурных переходов в наноразмерных многослойных периодических структурах./ Кладько В.П., Мачулін В.Ф., Гудименко О.Й. та ін.// Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. 2003, 1. вип. 2. с. 447 – 457.

86. InGaAs/GaAs three-dimensionally-ordered array of quantum dots./ Yu. I. Mazur, W. Q. Ma, X. Wang [et al.]// Appl.Phys.Lett. 83 (2003) p.987-992.

87. Y. Tokura, H. Takagi, S. Uchida, Nature (London) 1989, 337, p.345

88. Fabrication of (In,Ga)As quantum-dot chains on GaAs(100)./ Z. M. Wang, K. Holms, Yu. I. Mazur [et al.]// Appl. Phys. Lett. 2004, 84, 1931-1939.

89. X-ray analysis of structural defects in a semiconductor superlattice./V.Holy, J.Kubena, E.Abramof [et al.]// J.Phys.D: Appl.Phys. 1993, 26, p. 146–152.

90. Mechanisms of lateral ordering of InAs/GaAs quantum dot superlattices./
W. Chen, B. Shin, R. S. Goldman[et al.]// J. Vac. Sci. Technol. B .– 2003, V. 21, № 4, p.1920-1923.

91. Three-dimensional self-ordering in an InGaAs/GaAs multilayer quantum dot structure investigated by x-ray diffuse scattering./ D. Grigoriev, M. Schmidbauer, P. Schaefer [et al.] // J.Phys.D: Appl. Phys. 2004, 38, № 3, p.154 - 159.

92. Characterization of rapid-thermal-annealed InAs/In_{0.15}Ga_{0.85}As dots-in-well heterostructure using double crystal x-ray diffraction and photoluminescence./
S. Krishna, S. Raghavan, A.L. Gray [et al.]// Appl. Phys. Lett. 2002, 80 p. 3898-3901.

93. Krost A., Bauer G., Woitok J.: High Resolution X-ray Diffraction in: Optical Characterization of Epitaxial Semiconductor Layers./ Springer, Berlin 1996, p. 347.

94. X-ray analysis of Self-Organized InAs/InGaAs Quantum Dot Structures./A. Krost, F. Heihrichsdorff, D. Bimberg [et al.]// Cryst. Res. Technol. 1999, 34, p.89-102.

95. Исследование анизотропии пространственного распределения квантових точек In(Ga)As в многослойних гетероструктурах In(Ga)As/GaAs методами рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей микроскопии./Н.Н.Фалеев, Ю.Г.Мусихин, А.А.Суворов и др.// ФТП 2001, 35, с. 969 – 981.

96. Рентгенодифракционные исследования многослойных гетероструктур InAs/GaAs с квантовыми точками InAs /H.H.Фалеев, К.М.Павлов, В.И.Пунегов та ін.// 1999, ФТП 33 с. 1359.

97. Observation of non-trigonal lattice distortion in pseudomorphic InGaAs/GaAs superlattices grown on misoriented (111)B GaAs. / Sanz-Hervas A., Aguilar M., Sanchez-Rojas [et al.]// J. Appl. Phys. 1997, Vol. 82, N 7. p.3297-3305.

98. Observation and analisis of quantum wire structures by high-resolution
X-ray diffraction./ L. Tapfer, G. C. La. Rocca, H. Lage [et al.]// Surf. Sci.1992,
267, p.227-231.

99. Double-crystal x-ray diffraction from periodically corrugated crystalline semiconductor surfaces./L. De Caro, P. Sciacovelli, and L. Tapfer// Appl. Phys. Lett. 1994, 64, p.34-41.

100. Role of in desorption for formation of self-organized (In,Ga)As quantum wires jn GaAs (100) during superlattice formation./T. Mano, R. Nötzel, G. J. Hamhuis [et al.]// J.Appl.Phys. 2002, 92 p.4043 - 4048.

101. X-ray-diffraction study of size-dependent strain in quantum-wire structures./Qun Shen, W. Kycia, E. S. Tentarelli [et al.]// Phys.Rev. 1996, B 54 p. 16381 - 16384.

102. Vertical and lateral ordering the quantum dots /A. Sanz-Hervas, M. Aguilar, J.L. Sanchez- Rojas [et al.]// J. Appl. Phys.1997, 82, p. 3297-3305.

103. X-ray diffraction and optical characterization of interdiffusion in selfassembled InAs/GaAs quantum-dot superlattices /R. M. Fleming, D. B. McWhan, A. C. Gossard [et al.]// J. Appl. Phys. 1980, 51, p.357-363.

104. Решение дисперсионного уравнения в явном виде для случая двух сильных волн./ А.Н. Ефанов, Слободян Н.В., В.П. Кладько и др. // Металлофизика, 2006, Т.28, с.227-244.

105. X-ray diffraction of multilayers and superlattices./ W. J. Bartels, J. Hornsrta, and D. J. W. Lobeek, Acta Cryst. 1986, A42, p. 539-545.

106. A. Authier, Dynamical Theory of X-Ray Diffraction (Oxford University Press, New York, 2001), chap. 11.

107. An Algorithm for Solving Multiple-Wave Dynamical X-ray Diffraction Equations. /Yu. P. Stetsko and S.-L. Chang//Acta. Cryst. 1997,A53, p.28-34.

108. P. Fewster, Superlattices in X-Ray and Neutron Dynamical Diffraction Theory and Applications (Plenum Press, New York, 1996).

109. Mechanisms of strain induced roughening and dislocation multiplication in Si_xGe_{1-x}thin films. /E.Jesson, K.M.Chen, S.J.Pennycook [at al.]// Phys. Rev. Let.1996, V 77, p.1330-1335.

110. X-ray diffraction from quantum wires and quantum dots./ G.Bauer, V.Hóly, U.Pietsch. [et al.] // J. Mater. Science: Mater. in Electr.,1999, 10, p.215-224.

111. Coplanar and grazing incidence x-ray-diffraction investigation of selforganized SiGe quantum dot multilayers/ V.Hóly, A.A.Darchuber, J.Stand [et al.]// Phys. Rev. 1998, B. 58, №12. p. 7934- 7939.

112. V.Hóly, U.Pietch, T.Baumbach. High-Resolution X-Ray Scattering from Thin Films and Multilayers. (Berlin: Springer: 1998).

113. In-plane strain and shape analysis of Si/SiGe nanostructures by grazing incidence diffraction./ V.Hóly, J.Stangl, G.Springholz. [et al.]// Physica (B), 2000, 283, p.65 - 69.

114. Influences of Si spacer layers on the structures of Ge/Si quantum dot bilayers./ Jiang X., Metzger T.H., Sctucki M. [et al.]// Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 2003, 200 B. p.40-45.

115. Interface morphology and relaxation in high temperature grown Si1–xGex/Si superlattices./ J.M. Baribeau. // J. Cryst. Growth 1995, 157, p.52–56.

116. Molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strainedlayer superlattices./V. A. Shchukin, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev [et al.]// Phys. Rev. Lett., 1995, 75, p. 2968 - 2971.

117. Surface processes and phase diagrams in MBE growth of Nucleation and growth of Ge/Si(001)./V.A. Markov, O.P. Pchelyakov, L.V. Sokolov [et al.]// Surf. Sci. 1991, 250 p. 229-234.

118. Исследование многослойных структур на основе слоев GaAs-InxGa1-хAs методом двухкристальной рентгеновской дифрактометрии. /А.М. Афанасьев, М.А. Чуев, Р.М. Имамов и др.// Кристаллография, 1997,42, №3 с. 514-523.

119. X-ray interference in ultrathin epitaxial layers: A versatile method for the structural analysis of single quantum wells and heterointerfaces. /I. Tapfer, K. Ploog //Phys. Rev. B., 1989, 40, №14, p. 9802 - 9810.

120. Эпитаксиальные слои и сверхрешетки Si / Si_{1-x}Ge_x. Получение и структурные характеристики./ Ф.Ф. Сизов, Ю.М. Козырев, В.П. Кладько и др.// 1997, ФТП, 31, №8, с. 922-926.

121. Lattice strains and composition of self-organized Ge dots grown on Si(001) . Z.M. Jiang, Q.J. Jia, W.L. Zheng [at al.] Appl. Phys. Lett., 2000, 76, № 23, p.3397-3402.

122. M.A. Renucci, J.B. Renucci, M. Cardona, Proceed. of II Inter. Conf. "Light scattering in solids", (Flammarion 1971), P. 326.

123. Microscopic and optical investigation of Ge-nanoislands on silicon substrates /Z.F. Krasil'nik, P.M. Lytvyn, D.N. Lobanov [at al.]// Nanotechnology 2002, V.13, p. 81- 85.

124. Phonons as probes in self-organized SiGe islands./ J. Groenen, R. Carles, S. Christiansen, M. Albrecht [at al.] //Appl. Phys. Lett. 1997, 71, p. 3856-3858.

125. Компонентный состав и упругие напряжения в многослойных структурах с наноостровками Si1-хGex. /М.Я. Валах, П.М. Литвин, В.А. Юхимчук и др.//2004,ФТТ, 46, №1: 88- 90. (2004).

126. Vertical correlation of SiGe islands in SiGe/Si superlattices: x-ray diffraction versus transmission electron microscopy. /J. Stangl, T. Roch, G. Bauer [at al.]// Appl. Phys. Lett. 77, 3953-3955 (2000).

127. Особенности релаксации напряжений SiGe наноостровков различной формы ./М.Я. Валах, В.Н. Джаган, З.Ф. Красильник та ін.// Нано и микросистемная техника, 2005, №6, 8.

128. Властивості та взаємоперетворення самоіндукованих SiGeнаноострівців різної форми./ М.Я. Валах, В.М. Джаган, З.Ф., Красильник та ін.//Укр. Фіз. Журн. 2006, 51, с.204-210. 129. Strain in buried self-assembled SiGe wires studied by grazing-incidence X-ray diffraction./ T. Roch, V. Holy, A. Hesse [at al.]// Phys. Rev. 2002, B 65, 245324.

130. Fields of deformation anisotropy exploration in multilayered (In,Ga)As/GaAs structures by high-resolution X-ray scattering./O. Yefanov, V. Kladko, O. Gudymenko [at al.]//Phys. Stat. Sol. 2006, A 203, p. 154.

131. Investigation of indium distribution in InGaAs/GaAs quantum dot stacks using high-resolution x-ray diffraction and Raman scattering./Yu. I. Mazur, Zh. M. Wang, G. J. Salamo[at al.]//J. Appl. Phys. 2006, V 99, 023517.

132. Growth and photoluminescence of Ge(Si) self-assembled islands obtained during the deposition of Ge on a strained SiGe layer./ D.N. Lobanov, A.V. Novikov, N.V. Vostokov [at al.]// Optical Materials.2005, V 27, p.818-821.

133. Optical characterization of strain-induced structural modification in SiGe-based heterostructures./ N. Usami, K. Leo, Y. Shiraki// J. Appl. Phys. 19995, 85, p. 2363.

134. K. Brunner, Si/Ge nanostructures, Rep. Prog. Phys. 65, 27 (2002).

135. Рентгенооптичні ефекти в багатошарових періодичних квантових структурах./ Кладько В.П., Мачулін В.Ф., Григор'єв Д.О. та ін.// 2006, Київ, "Наукова думка", – 287 С.

136. Динамічна дифракція Х-променів у багатошарових структурах. /Єфанов О.М., Кладько В.П., Мачулін В.Ф.та ін.//2008, Київ: "Наукова думка" – 223 с.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1*. Кладько В.П., Мачулин В.Ф., Стрельчук В.В., Прокопенко И.В., Гудыменко А.И., Корчевой А.А. Рентгенодифракционные исследования структурных 2D-3D структурных переходов в наноразмерных многослойных периодических структурах // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2003. – Т.1, №2. – с.447-457.

2*. Діагностика тонкої структури границь розділу фаз в надграткових структурах бінарних напівпровідників методом квазізаборонених відбиттів рентгенівських променів. 2 Українська Наукова Конференція з Фізики Напівпровідників (Чернівці, Україна, 20- 24 вересня 2004) с.161.

3*. Enhanced relaxation of SiGe layers by He implantation supported by in-situ ultrasonic treatments Proc. 2nd Intern. SiGe Technol. and Device Meeting (ISDTM) 2004. (Germany, Frankfurt/Oder). p.173-174.

4*. Валах М.Я., Кладько В.П., Мачулін В.Ф., та ін. всього 9 осіб. Вплив інтердифузії на релаксацію механічних напружень та компонентний склад в самоорганізованих SiGe наноострівцях. Металлофизика и нов. технологии, 2004. Т.26, N6. с.741-751.

5*. Kladko V., Romanjuk B., Melnik V., та інші всього 8 осіб. Enhanced relaxation of SiGe layers by He implantation supported by in-situ ultrasonic treatments. Materials Science in Semiconductor Processing, 2005. V.8, Issue 1-3. p.171-175.

6*. Вплив теплової та ультразвукової обробок на релаксацію механічних напружень в імплантованих Si/SiGe гетероструктурах 2 Українська Наукова Конференція з Фізики Напівпровідників (Чернівці, Україна, 20- 24 вересня 2004) с.193.

7*. Мачулін В.Ф., Єфанов О.М., Когутюк П.П., та ін. всього 7 осіб. Прояв просторового упорядкування квантових острівців у багатошарових наноструктурах SiGe у рентгенівській дифракції. УФЖ. 2005, Т.50, № 9. с.976-980.

8*. Стрельчук В.В., Кладько В.П., Єфанов О.М., та інші всього 7 осіб. Anisotropy of elastic deformations in multilayer (In,Ga)As/GaAs structures with quantum wires: X-ray diffractometry study. Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, 2005. V.8, N1. p.36-45.

9*. Yefanov O., Kladko V.P., Strelchuk V., та ін. всього 7 осіб. Fields of deformation anisotropy exploration in multilayered (In,Ga)As/GaAs structures by high-resolution X-ray scattering. Phys. Status Sol. (a), 2006. V.203, Issue 1. p.154-157.

10*. Ефанов А.Н., Кладько В.П., Стрельчук В.В., та інші всього 7 осіб Влияние анизотропии полей деформации в многослойных структурах (InGa) As/GaAs на спектры отражения рентгеновских лучей. Металлофизика и новейшие технологии. 2006, Т. 28, № 4. с.441-448.

11*. Кладько В.П., Мельник В.П., Оліх Я.М., та інші, всього 8 осіб Особливості дефектоутворення в приповерхневих шарах монокристалів кремнію при акустостимульованій імплантації іонів бору та миш'яку. УФЖ. 2008, Т.53, №2.с.140-145.

12*. Эффекты латерального упорядочения самоорганизованных SiGe наноостровков, выращенных на напряженных Si_{1-x}Ge_x буферных слоях. XV Міжнародний симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 2011.

13*. В.О. Юхимчук, М.Я. Валах, В.П. Кладько, та інші, всього 7 осіб. Особливості зародження та упорядкування SiGe наноострівців в багатошарових структурах, сформованих на Si та Si_{1-x}Ge_x буферних шарах. УФЖ, 2011, Т. 56, № 3. с.254-262.

14*. Особливості зародження та упорядкування SiGe наноострівців в багатошарових структурах, сформованих на Si та Si_{1-x}Ge_x буферних шарах.1ша міжнародна науково-практична конференція; НМІТФ-2011 (Кременчук, Україна, 5-7 травня, 2011). Хочу виразити щиру подяку, науковому керівнику, людині з високими професійними та моральними якостями, доктору фіз.-мат.наук, професору Кладьку Василю Петровичу, завдяки якому ця дисертація вийшла в світ. Спасибі за колосальне терпіння з яким Ви ведете в світі Науки.

Хочу виразити окрему подяку Кучуку Андріану Володимировичу за цінні поради та конструктивну критику.

Крім того хочу подякувати всьому колективу 19-го відділу Проскуренко Наталі Миколаївні, Максименко Зої Василівні, Сафрюк Надії Володимировні, Єфанову Олександру Миколайовичу, Слободяну Миколі Васильовичу та Поліщук Юлії Олеговні - за активну участь та допомогу.

Також, хочеться виразити свою подяку Романюку Борису Миколайовичу, Стрільчуку Віктору Васильовичу, Юхимчуку Володимиру Олександровичу, та ще багатьом співробітникам інституту, за допомогу та плідну співпрацю.

Світлій памяті Даценко Леоніда Івановича та Скорохода Михайла Яковича з якими мені довелось працювати.