

Фізика і хімія твердого тіла

УДК 621.472.629.78

НАПІВПРОВІДНИКОВІ НАНОМАТЕРІАЛИ, НАНОТЕХНОЛОГІЇ ТА НАНОЕЛЕКТРОНІКА

Д.М.Фреїк

Фізико-хімічний інститут Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника, вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ, 76000, Україна, e-mail: freik@pu.if.ua

Проведено огляд робіт з питань наноматеріалознавства, у якому акцентовано увагу на фізичних особливостях квантово-розмірних структур, способах їх отримання і умовах формування. Крім того, окремо розглядаються перспективи створення нових елементів наноелектроніки, наведено їх характеристики.

Ключові слова: *наноструктури, напівпровідники, наноелектроніка*

Зміст

Вступ

1. Фізичні основи квантово-розмірних структур
2. Методи отримання наноструктурованих матеріалів
 - 2.1. Літографія
 - 2.2. Молекулярно-променева епітаксія
 - 2.3. Осадження наноструктур із металоорганічних сполук
 - 2.4. Іонне бомбардування та імплантація
 - 2.5. Молекулярне нашарування – метод хімічної зборки
 - 2.6. Методи колоїдної хімії
 - 2.7. Осадження газодинамічного потоку пари
3. Штучні атоми і кристали
4. Елементи наноелектроніки
 - 4.1. Нанолазери
 - 4.2. Одноелектронні транзистори
 - 4.3. Одноелектронне тунелювання

Висновки.

Література.

Вступ

Розробка і використання міліметрової технології почалося всередині ХХ ст. і надалі розвивалось у зв'язку із виникненням промислової електроніки. Послідовне зменшення розмірів елементів більш, ніж у 10^3 ра-

зів привело людство у світ твердотільної мікротехнології. Її виникнення і розвиток пройшов червоною лінією через другу половину ХХ ст., що дало змогу отримати величезну кількість різноманітних елементів обчислювальної техніки. Кристали кремнію, які є основою інтегральних мікросхем, мініатюризація яких і обумовлює швидке зростання ефективності і швидкодії на одиницю вартості обчислювальних машин з періодом подвоєння у два роки. Рекордний результат з мініатюризації мікросхем на кремнії було досягнуто в 90-х роках ХХ ст. за допомогою електронної літографії, що дало змогу отримати будь-яку структуру на мікронному і субмікронному рівнях. Але навіть за таких розмірів їх робота описується класичними законами, наприклад, законом Ома, який однаково вірний як для побутового електронагрівача, так і для інтегральної мікросхеми.

Це правило починає порушуватись за розмірів структур, що складають нанометри ($1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$) (табл. 1).

Табл. 1. Область функціонування наноматеріалів

Розміри	Назва
0,1 нм – 0,5 нм	атоми
0,5 нм – 10 нм	молекули
10 нм – 100 нм	кластери металів, напівпровідників

Вперше виразно концепція наноматеріалів була сформульована Р.Глейтером [1], який ввів у науковий обіг і сам термін (спочатку як “нанокристалічні матеріали” [2], потім “наноструктурні”, а також “нанофазні”, “нанокомпозитні” і т.д.). З 1992 року регулярно, кожні два роки, проводяться міжнародні конференції (NANO), а щорічна кількість симпозіумів, семінарів і т.д. за даною тематикою вже налічує декілька десятків. Слід зауважити, що до цього напрямку долучилися і наші вчені: на міжнародних конференціях з фізики і технології тонких плівок, які вже з XI (2007 р.) почали включати доповіді із наноstruktur – МКФТТПН [3].

Таким чином, із середини 80-х років ідеї наноматеріалів практично витали в атмосфері багатьох наукових колективів, але доля розпорядилась на користь сформульованої у роботах [1,2] концепції, яка була вельми переконливо висловлена і дістала великий резонанс [4].

І. Фізичні основи квантово-розмірних структур

Наноstrukturовані матеріали можна поділити на три основні класи [5]:

- квантові точки (КТ) (quantum dots (QD)) – структури, розміри яких у всіх трьох напрямках складають декілька міжатомних відстаней (залежно від масштабу розгляду структура вважається нульмірною або тримірною);
- квантові дроти (КД) (quantum wires (QWr)) — структури, розміри яких у двох напрямках складають декілька міжатомних відстаней, а роз-

мір у третьому напрямі є макроскопічною величиною;

– квантові стінки (КС), інакше квантові ями (quantum wells (QW)) — структури, розмір яких в одному напрямі складає декілька міжатомних відстаней, а розміри в двох інших напрямках є макроскопічною величиною.

У чому особливість таких наноб'єктів? По-перше, внаслідок таких малих розмірів вони мають дуже високу величину поверхні (наприклад, частинки діоксиду кремнію – аеросилу – практично непористі, розміром у декілька десятків нанометрів можуть мати питому поверхню до 400 м²/г). Як наслідок, такі структури проявляють високу фізико-хімічну активність. По-друге, розміри наночасток співмірні з довжиною вільного пробігу електрона, що впливає не лише на зміну властивостей наноб'єктів, але на їх стрибкоподібну зміну (ефект розмірного квантування).

Деталізуємо деякі з цих особливостей. Відомо, що енергія E вільного електрона визначається співвідношеннями

$$E = \frac{m_0 v^2}{2} = \frac{p^2}{2m_0}, \quad (1)$$

де m_0 , v , p – відповідно ефективна маса електрона, швидкість та квазіімпульс електрона. Тобто він може мати будь-яке значення енергії. У кристалі реалізується енергетична структура із дозволеними і забороненими зонами. Якщо в одному із напрямків рух електрона обмежений (наприклад, тонка фольга товщиною d і $d < \lambda$, де λ – довжина хвилі де-Бройля електрона), то енергія електрона E_n , як і імпульс p_n , прийме тільки визначені значення:

$$E_n = \frac{p_n^2}{2m} = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2md^2}, \quad p_n = \frac{\pi \hbar n}{d}, \quad n = 1, 2, 3. \quad (2)$$

Таким чином, мінімальна енергія E_{\min} ($n=1$) обернено пропорційна до квадрату лінійних розмірів d ($E_{\min} \sim \frac{1}{d^2}$) і зростає із зменшенням цього характерного розміру.

У випадку, коли відстань між рівнями помітно більша від тієї, що відповідає мінімуму теплової енергії, такий електронний спектр носіїв у квантових об'єктах дає можливість усунути основну проблему, що виникає у процесі виробництві приладів сучасної мікро- і оптоелектроніки, - «розмивання» носіїв заряду в енергетичному вікні порядку $k_B T$ (де k_B – стала Больцмана; T – абсолютна температура) оскільки підвищення робочої температури призводить до деградації основних властивостей приладів.

Для характеристики електронів у кристалах вводиться поняття “густини станів” $g(E)$, що визначається як число станів, що припадає на одиничний інтервал енергії E . У двовимірному випадку для кожного з квантово-розмірних рівнів з енергією E_N повне число станів дорівнює $G_N(E) = m(E - E_N)S / (2\pi\hbar^2)$, де S – площа зразка. Густина станів, яка в цьому випадку обчислюється на одиницю площі, визначається сумою за всіма рівнями, енергії яких E_N лежать нижче E :

$$g_2(E) = \frac{2}{S} \sum_N \frac{dG_N}{dE} = \sum_N \frac{m}{\pi \hbar} \quad (3)$$

Зрештою, для кожного рівня E_i квантової нитки довжиною L $G_i = \sqrt{2m(E-E_i)}L/(\pi\hbar)$ густина станів на одиницю довжини складає

$$g_1G = \frac{2}{L} \sum_i \frac{dG_i}{dE} = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \sum_i \frac{1}{\sqrt{E-E_i}} \quad (4)$$

На рис. 2 схематично зображено функції густини станів для всіх випадків, що обговорювалися. Видно, що вони мають якісно різний характер. У тривимірному випадку густина станів монотонно зростає із зростанням енергії (рис.1,а), у двовимірному випадку має вигляд горизонтальних сходинок (рис.1,б), а в квантових нитках необмежено зростає щоразу, як ми наближаємося зверху до енергії чергового квантового рівня (рис.1,в).

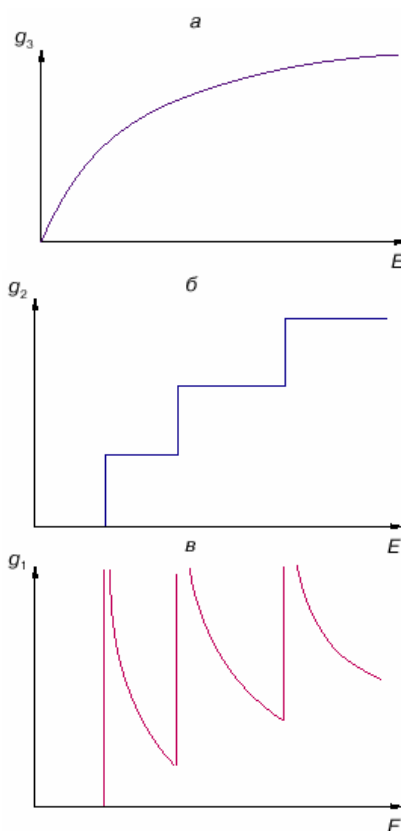


Рис. 1. Густина станів у масивному тривимірному напівпровіднику (а), двовимірних електронних структурах – квантових ямах (б) та одновимірних структурах – квантових нитках (в)

Якщо температура достатньо низька, то електрони заповнюють стани з найменшими енергіями. У кожному стані, згідно з принципом Паулі, може розташовуватися по два електрони з протилежними спінами. Легко помітити, що поки число електронів на одиницю довжини нитки

n менше, ніж $2\sqrt{2m(E_2 - E_1)}/\pi\hbar$, всі вони розташовуються на першому квантовому рівні і провідність нитки складає $\sigma = e^2/\pi\hbar$. Як тільки концентрація перевищить вказане значення, частина електронів буде вимушена розміститися на другому рівні, а в рівнянні провідності з'явиться додатковий член $e^2/\pi\hbar$, що описує внесок цього рівня. Іншими словами, провідність стрибком зростає. Такі стрибки відбуватимуться щоразу, як електрони починатимуть заповнювати черговий рівень. Загалом залежність $\sigma(n)$ повинна мати східчастий вигляд, причому висота цих сходенок дорівнюватиме універсальній величині $e^2/\pi\hbar$ (рис.2).

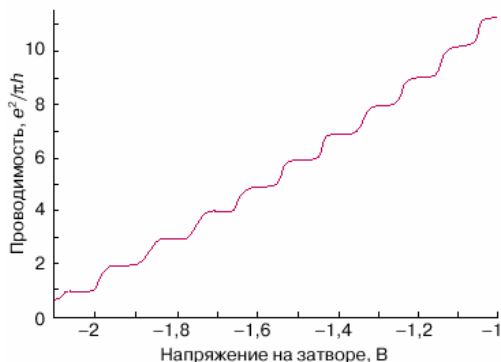


Рис. 2. Експериментальна залежність провідності квантової нитки (точкового контакту) від напруги на затворі, що визначає концентрацію носіїв.

Практично всі типи наноматеріалів (за винятком супрамолекулярних [6-8]) через умови отримання і особливості структури є нерівноважними. У найзагальнішому вигляді відхилення від рівноваги і, відповідно, надмірна вільна енергія Гіббса, можуть бути пов'язані з характерною для наноматеріалів великою кількістю поверхонь розділу (міжзеренні і міжфазні межі, потрійні стики), наявністю нерівноважних фаз міжфазних сегрегацій, залишкових напруг і підвищеного вмісту дефектів кристалічної будови. На рис. 3 показано зміну загальної частки (поверхонь розділу, а також, власне, міжзеренних меж і потрійних стиків) залежно від розміру зерен.

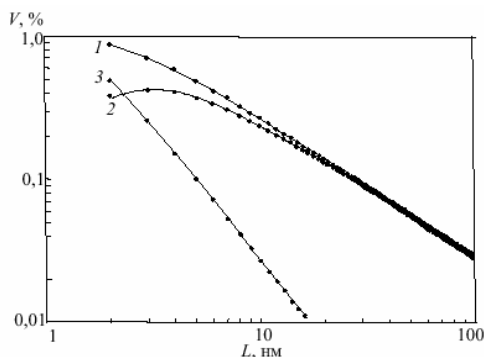


Рис. 3. Залежність загальної частки поверхонь розділу (1), частки міжзеренних меж (2) і потрійних стиків (3) у структурі наноматеріалів від розміру зерен (товщина меж зерен прийнята рівною 1 нм).

Цілком очевидно, що після термічного впливу, а також у силових (радіаційних, деформаційних і ін.) полях неминучі релаксаційні, сегрегаційні і гомогенізаційні процеси рекристалізації, а також явища розпаду, фазових перетворень, спікання і запливання нанопор (нанокапілярів), аморфізації і кристалізації. Все це неодмінно позначиться на фізико-хімічних, фізико-механічних та інших властивостях і впливатиме на експлуатаційні ресурси наноматеріалів, що визначатиме важливість вивчення їх стабільності. Це, як і дослідження природи розмірних ефектів, є однією з найважливіших і недостатньо вивчених проблем наноструктурного матеріалознавства.

Необхідно також мати на увазі, що у легованих наноструктурах вплив розміру кристалітів на інтегральну вільну енергію може бути немонотонним (рис. 4). Така поведінка залежності $G=f(L)$ (рис. 4) означає, що через існування мінімуму при $L_{\text{крит}}$ ріст зерен у інтервалі $L < L_{\text{крит}}$ стає термодинімічно не вигідним.

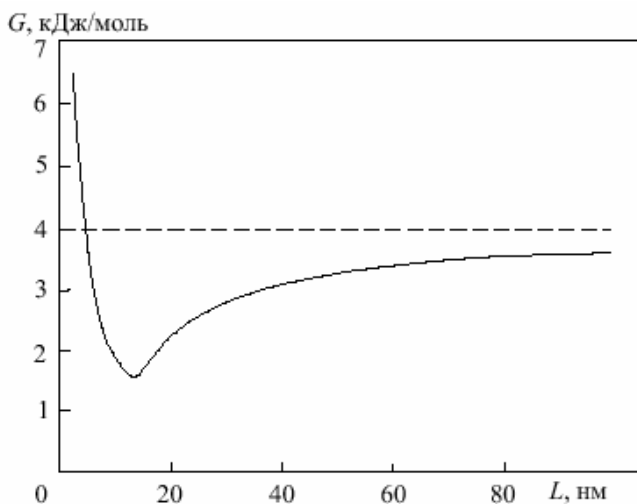


Рис. 4. Залежність молярної вільної енергії Гіббса для бінарного нанокристалічного сплаву з середньою концентрацією 5% (ат.) від розміру кристалітів (для звичайного полікристала ($G = 4$ кДж/моль, $T = 600$ К)).

Слід також звернути увагу на те, що, змінюючи зарядність численних міжзеренних областей, можна впливати на електронну структуру наноматеріалів загалом, тобто на магнітні, оптичні, електричні та інші властивості, а також на взаємну розчинність і утворення нових фаз.

Таким чином, розмірні ефекти у наноструктурах супроводжуються квантовими ефектами, оскільки розмір кристалітів стає співмірним з довжиною де-бройлівської хвилі λ_B . Для металів $\lambda_B \approx 0,1 - 1$ нм, а для напівметалів і вузькощілинних напівпровідників $\lambda_B \sim 100$ нм [4]. Отже, первинні концепції [1,2] одержують нові цікаві імпульси для розвитку: виявлення ролі розмірних і квантових ефектів у модифікації властивостей наноматеріалів.

II. Методи отримання наноструктурованих матеріалів

На даний час вже розроблено і ефективно функціонують цілий ряд технологій і методик, що забезпечують отримання наноструктурованих матеріалів, які використовуються як у чисто академічному плані, так і на практиці [4]. Зупинимося лише на окремих аспектах формування напівпровідникових квантово-розмірних структур [9-12].

2.1. Методи літографії. Найочевидніше, що отримати наноструктуру можна шляхом безпосереднього "вирізування" вузької смужки за допомогою літографічної техніки (рис. 5, а). При цьому для отримання електронних ниток шириною в сотні ангстрем, де квантування енергій електронів буде помітним, не обов'язково створювати смужки саме такої ширини, що вимагає надвисокої роздільної здатності літографічної техніки. Справа у тому, що на бічних гранях витравленої смужки (як і на вільній поверхні напівпровідника) утворюються поверхневі стани, що, як правило, створюють шар збіднення. Цей шар викликає додаткове звуження провідного каналу, внаслідок чого квантові ефекти можна спостерігати і в смужках більшої ширини — порядку десятої частки мікрона.

Можна поступити і по-іншому. Поверхню напівпровідникової структури покривають металевим електродом, що створює з напівпровідником контакт Шотткі, який має вузьку щілину (рис. 5, б). Якщо гетерограниця знаходиться достатньо близько від поверхні (в шарі збіднення) то двовимірні електрони на межі відсутні усюди, окрім вузької області під щілиною. Такий тип одновимірної структури володіє додатковою перевагою: змінюючи напругу на затворі, ми можемо управляти ефективною шириною квантової нитки і концентрацією носіїв у ній.

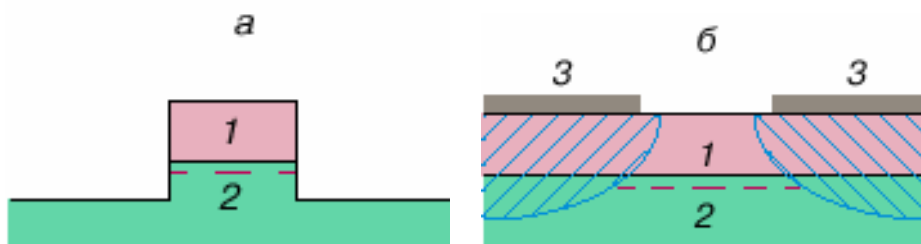


Рис. 5. Напівпровідникові гетероструктури з квантовими нитками, одержані за допомогою субмікронної літографії за рахунок витравлювання вузької смужки з самої структури (а) або щілини в затворі Шотткі (б): 1– напівпровідник з широкою забороненою зоною (наприклад, AlGaAs), 2 – напівпровідник з вузькою забороненою зоною (наприклад, GaAs), 3– металевий затвор. Вузький електронний канал, що утворюється поблизу гетерограниці, виділений штриховою лінією. Області збіднення електронами заштриховані.

2.2. Молекулярно-променева епітаксія. Метод молекулярно-променевої епітаксії (molecular-beam epitaxy, MBE) призначений для вирощування кристалічних структур у надвисокому вакуумі за допомогою пучків атомів або молекул, що є компонентами зростаючої сполуки.

Таким чином, МВЕ є удосконаленням звичного способу напилення плівок шляхом випаровуванням у вакуумі [13].

Принципи технології МВЕ формувалися поступово. У 1964 році (R.V. Schoolar, J.N. Zemel) за допомогою молекулярних пучків було одержано досконалі епітаксійні плівки PbS на монокристалічній підкладці NaCl. У 1968 році (J.E. Davey, T. Pankey, J.R. Arthur) в умовах високого вакууму були вирощені епітаксійні плівки GaAs на монокристалічних підкладках арсеніду галію. У цьому ж році (1968) автором огляду успішно проведено технологічні роботи із отримання монокристалічних плівок халькогенідів олова відкритим випаровуванням у вакуумі. Ці дослідження стали основою для подальшого росту у питанні вирощування досконалих плівок GaAs та інших напівпровідникових сполук A_3B_5 , A_4B_6 і A_2B_6 методом МВЕ. Новий етап в розвитку і вдосконаленні МВЕ почався в 70-ті роки ХХ ст. і пов'язаний із створенням і промисловим виробництвом відповідного вакуумного устаткування.

Атомні або молекулярні пучки створюються в ефузійних (еффузія – повільне витікання газів через малі отвори, досліджене в 1911 році датським фізиком М. Кнудсенom) комірках за достатньо високої температури і спрямовуються в бік нагрітої до необхідної температури монокристалічної підкладки (рис. 6). Атоми в пучках рухаються

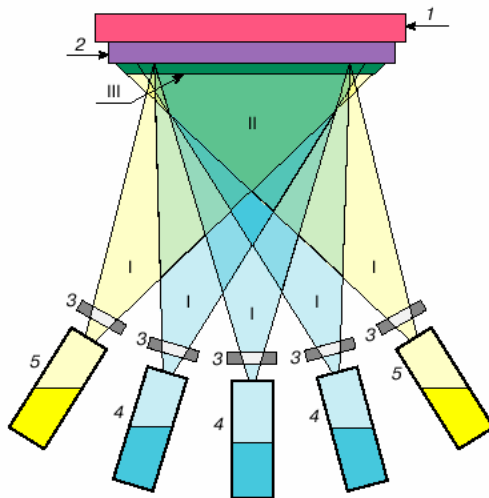


Рис. 6. Схема методу МВЕ для отримання плівок легованих потрійних сполук. Вся установка розміщена в камері надвисокого вакууму. 1 – блок нагрівання; 2 – підкладка; 3 – заслінка окремої комірки; 4 – ефузійні комірки основних компонентів; 5 – ефузійні комірки легируючих домішок.

Зону росту можна умовно розділити на три частини: першою зоною є кристалічна підкладка або черговий моноатомний шар, що виріс; другою – газова суміш компонентів у приповерхневій області; третьою – перехідний шар, геометрія і процеси в якому сильно залежать від вибору умов росту. Отже, якщо необхідно виростити конденсат методом МВЕ, потрібно мати можливість належним чином регулювати структуру і склад перехідного шару. Для вирощування кристалографічно досконалих структур слід так підбирати режим росту, щоб перехідний шар був максимально тонким, тобто моноатомним. Ця вимога може бути виконана за умови, що потік падаючих на підкладку атомів, близький за об'ємом до потоку атомів, що випаровуються з підкладки. У цьому режимі ріст структури здійснюється шляхом утворення і подальшого росту двовимірних зародків на атомарно-плоскій поверхні.

Епітаксійний ріст у методі МВЕ включає такі елементарні процеси (рис. 7) [11]:

1) адсорбція (прилипання) падаючих на підкладку атомів або молекул, що становлять вирощувану сполуку;

2) міграція (поверхнева дифузія) адсорбованих атомів поверхнею підкладки (їй може передувати дисоціація молекул вирощуваної сполуки);

3) вбудовування атомів у кристалічні ґратки підкладки або моноатомний шар гетероструктури, що росте;

4) термічна десорбція атомів, що не вбудувалися в кристалічні ґратки;

5) утворення і подальший ріст двовимірних зародків кристала на підкладці або на поверхні зростаючого шару;

б) взаємна дифузія атомів, що вбудувалися в кристалічні ґратки.

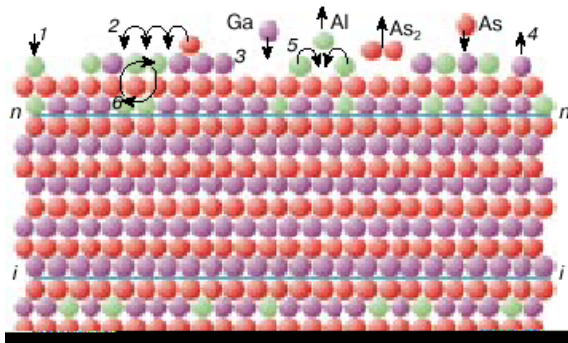


Рис. 7. Елементарні процеси у зоні росту за методом МВЕ:

1 – адсорбція атомів із зони змішування на поверхні; 2 – міграція адсорбованих атомів поверхнею підкладки; 3 – входження адсорбованих атомів у кристалічну ґратку; 4 – термічна десорбція; 5 – утворення поверхневих зародків; 6 – взаємна дифузія; n-p та i-i – нормальна та інвертована області гетероструктури.

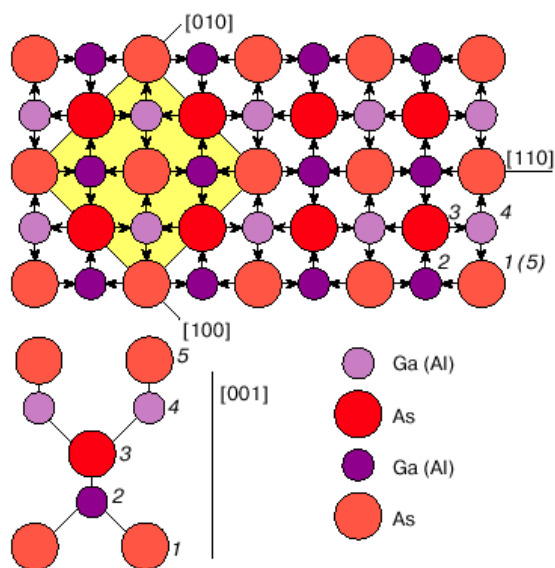


Рис. 8. Кристалічна структура цинкової обманки. Угорі – проекція на площину (001), перпендикулярну осі росту. Виділена грань елементарного куба в площині (001). Цифрами вказано атоми, що заповнюють шар у площині (001), стрілки вказують на послідовність шарів.

Найпоширенішими кристалічними ґратками для сполук A_3B_5 і A_2B_6 є так звана структура цинкової обманки ZnS , зображена на рис. 8. Якщо поверхня підкладки паралельна одній із граней елементарного куба з індексами Міллера (001), то епітаксійний ріст здійснюється послідовним нарощуванням аніонних і катіонних шарів, як це показано на рис. 7, де схематично представлена гетероструктура (ГС) $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$, в якій шар арсеніду галію зосереджений між двома шарами твердого розчину алюмінію (з атомною концентрацією x) в арсеніді галію. Алюміні-

ній, близький за своїми хімічними властивостями до галію, заміщає атоми галію в ґратках GaAs, не призводячи при цьому до будь-якої істотної зміни міжатомних відстаней.

Кожен напівпровідник (наприклад, GaAs або $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) може бути вирощений пошарово за фіксованої швидкості росту, коли температура підкладки забезпечує оптимальну для даної сполуки швидкість поверхневої дифузії. Оскільки хімічні зв'язки у напівпровідникових сполуках різняться між собою, то різними будуть і енергії активації поверхневої дифузії катіонів, що входять до складу цих сполук. Тому якість гетеро-меж може бути істотно різною, залежно від того, яка із сполук у вибраному температурному режимі росте першою. Межі прийнято називати нормальними, якщо компонент з нижчою температурою плавлення росте першим (наприклад, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на GaAs); для зворотної послідовності використовується термін "інвертована межа". На рис. 7 проєкції цих двох меж зображені лініями з буквеними індексами n і i відповідно. Щоб одержати гладші і досконаліші гетеро-межі, використовується методика переривання росту або методика осадження пульсуючим пучком. Згладжування поверхні протягом часу переривання росту (саме переривання здійснюється механічним перекриттям на деякий проміжок часу заслінок ефузійних комірок) обумовлене поверхневою міграцією і/або сублимацією атомів, адсорбованих на поверхню вирощеного моношару.

Температура підкладки визначає співвідношення між потоками адсорбції і десорбції атомів, що входять до складу структури, що росте. Це співвідношення може бути охарактеризоване коефіцієнтом прилипання атома даного сорту до поверхні, на якій відбувається епітаксійний ріст. Коефіцієнт прилипання вказує на ту частину падаючого потоку, що адсорбується на поверхні. При адсорбції аніонного компонента, наприклад миш'яку при рості арсеніду галію, важливу роль відіграє те, в якій молекулярній формі (As_2 або As_4) аніонний компонент доставляється на поверхню, де відбуваються дисоціація молекул і подальше вбудовування атомів у кристалічні ґратки.

Крім того, температура підкладки визначає швидкість поверхневої дифузії, що передує вбудовуванню атомів в кристалічні ґратки. Ця температура повинна бути достатньо високою, щоб забезпечити необхідне число ($\sim 10^4$) дифузійних стрибків атома на поверхні, перш ніж він займе своє положення в ґратці. При цьому середнє переміщення атома по поверхні за час t визначається як $x = \sqrt{D_s t}$, де $D_s = D_{s0} \exp\left(-\frac{E_{sd}}{T}\right)$ — коефіцієнт поверхневої дифузії. Передекспоненціальний фактор $D_{s0} = a^2 \nu$, де a — довжина дифузійного стрибка (відстань між сусідніми еквівалентними положеннями атома на поверхні росту), T — температура в енергетичних одиницях, $\nu = 10^{12} \text{ c}^{-1}$ — частота коливань атома на поверхні. Енергія активації поверхневої дифузії E_{sd} в напівпровідниках зазвичай складає 1 – 1,5 еВ, тому за одну секунду атом в середньому зміщається на декілька десятків або сотень міжатомних відстаней за температури

підкладки 600-800°C. Такий зсув якраз і відповідає приблизно 10^4 дифузійним стрибкам.

Істотне збільшення температури підкладки небажане з двох причин: по-перше, воно може призвести до зменшення коефіцієнтів прилипання; по-друге, до активізації взаємної дифузії, тобто дифузії атомів між шарами. Оскільки ГС є різко неоднорідним (в атомному масштабі) за хімічним складом структури, то з часом за рахунок процесів взаємної дифузії ці структури повинні або переходити в термодинамічно рівноважний стан з однорідним розподілом концентрацій всіх компонентів, або розшаровуватися на фази цілком певного складу. Проте, оскільки енергія активації взаємної дифузії атомів у напівпровідниках зазвичай складає 4–5 eV, а передекспоненціальний фактор має той же порядок величини, що і у разі поверхневої дифузії, то очевидно, що в інтервалі температур 600-800°C цей ефект неймовірно малий, оскільки середній зсув атома в результаті взаємної дифузії навіть за декілька десятків годин виявляється істотно меншим за міжатомну відстань. Це твердження тим більше справедливе для кімнатної температури, за якої зазвичай працюють прилади, елементами яких є ГС. Вибір і підтримка оптимальної температури росту є однією з найважливіших умов здійснення МВЕ.

У випадках послідовного вирощування шарів GaAs і $Ga_{1-x}Al_xAs$, що мають практично однакові параметри кристалічних ґраток, можна виростити досконалі структури, що містять двовимірні електрони. Останніми роками було виявлено, що за понижених температур росту при моношаровому рості напівпровідника з параметрами кристалічних ґраток, відмінними від параметрів ґраток підкладки, можна одержати на поверхні росту майже однакові за розміром острівці. Острівці осадженого напівпровідника пірамідальної форми практично не містять дефектів, є квантовими точками. Як приклад можна навести осадження InAs (параметр ґратки $a_0 = 0,60584$ нм) на підкладці GaAs ($a_0 = 0,56533$ нм). Такий процес одержав назву самоорганізації квантових точок у процесі росту (рис. 9, а).

Рушійною силою утворення острівців, а не плоского шару є прагнення системи до стану з мінімумом енергії. У разі неспівпадання параметрів ґраток виникають пружні деформації як острівця, що утворився, так і підкладки. Якщо в процесі росту поверхня залишається плоскою (пунктир на рис. 9, а), то енергія пружної деформації зростає, а енергія поверхні не змінюється. За певної товщини (зазвичай, декілька моношарів) така ситуація стає енергетично невигідною. Мінімуму енергії системи відповідатиме утворення тривимірних острівців-пірамід (стрілки на рис. 9, а), основа яких буде сильно деформована (для InAs на поверхні GaAs- стиснута), але деформація зменшуватиметься у міру віддалення від підкладки до вершини піраміди. Один шар InAs, званий змочуючим шаром, відділяє піраміди від підкладки GaAs.

Таким чином, рушійною силою утворення квантових точок у процесі самоорганізації є зменшення енергії деформації. Так, якщо на підкладці з арсеніду галію вирощувати шар арсеніду індію, параметр ґратки якого

більший, то виникнуть пружні напруги, що призведуть до росту острівців (квантових точок) InAs на поверхні GaAs. Поверхня покривається пірамідами InAs з розмірами в декілька десятків ангстрем. Виявляється вигіднішим формування острівців, аніж однорідно-напруженої поверхні. Зростання пірамід відбувається до повного зняття пружної напруги на вершині піраміди.

Утворення погоджено-напружених острівців на поверхні залежить від двох параметрів: розузгодження ґратки і кількості осажденного на поверхню матеріалу. Мінімум енергії відповідає утворенню однакових за розміром і формою острівців. У такий спосіб вдається виростити не тільки моношар пірамід на поверхні арсеніду галію, але і послідовні шари, як це зображено на рис. 9, б. При цьому вершини пірамід є зародками утворення пірамід у новому шарі – має місце утворення штучних кристалів (див. розділ III цього огляду).

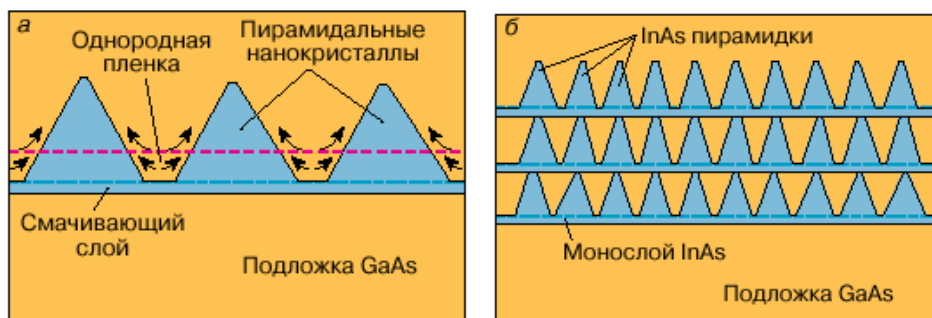


Рис. 9. Утворення пірамідальних острівців InAs у результаті трансформації плоских шарів цього напівпровідника (пунктир), вирощуваних на підкладці GaAs з відмінними параметрами ґраток (а); система зв'язаних вертикально квантових точок InAs на підкладці GaAs (б).

2.3. Осадження плівок з металоорганічних сполук. Методика осадження плівок із металоорганічних (МОС) сполук (metalorganic vapor phase epitaxy, MOVPE), відома також як МОС-гідридна технологія, найістотніше відрізняється від методики МВЕ характером масопереносу: атомні або молекулярні пучки без об'ємної дифузії в МВЕ і газовий потік суміші компонентів реакції з дифузиею у напрямі фронту зростання ГС в MOVPE (рис. 10) [11].

Ще в 1968 році було показано (Н.М. Manasevit), що газофазні суміші металоорганічної сполуки триметилгалію $(\text{CH}_3)_3\text{Ga}$ і гідриду миш'яку AsH_3 у випадках здійснення реакції піролізу (розкладання за підвищеної температури) в атмосфері молекулярного водню H_2 за температур 600 – 700°C у реакторі відкритого типу можуть бути використані для вирощування епітаксійних плівок GaAs. Надалі були виконані дослідження, що засвідчують ефективність методики MOVPE для вирощування різних напівпровідникових сполук у вигляді тонких плівок субмікронних розмірів. У даний час більшість сполук A_3B_5 , A_2B_6 і A_4B_6 можуть бути одержані в методиці MOVPE. Загальна проблема, що виникає у разі вирощування

щування різних напівпровідникових структур, полягає в оптимальному виборі металоорганічних сполук для реакцій піролізу в процесі росту.

Металоорганічні сполуки утворюють широкий клас речовин, що мають хімічні зв'язки “метал – вуглець” або “метал – кисень – вуглець”, а також координаційні сполуки металів і органічних молекул. Сполуки, що представляють інтерес для вирощування напівпровідникових структур, за кімнатної температури, як правило, є рідинами, хоча деякі із сполук, використовуваних в техніці MOVPE, перебувають у твердому стані. Ці сполуки можуть бути легко перенесені в зону реакції в потоці газу-носія, наприклад, молекулярного водню, що проходить через рідке джерело або над поверхнею твердого джерела. Гідриди, вживані в напівпровідниковій технології, за кімнатної температури є газами і зазвичай використовуються у вигляді розбавленої суміші з H_2 . Металоорганічні і гідридні компоненти змішуються в газовій фазі і піддаються піролізу в потоці атмосфери H_2 через реактор відкритого типу (рис. 10), який функціонує за атмосферного або зниженого тиску. Температура піролізу звичайно складає від $600^\circ C$ до $800^\circ C$. Енергія для розігрівання газової суміші підводиться від радіочастотного генератора або потужної лампи. Відбувається розігрівання графітного столика, на якому розміщуються монокристалічні підкладки. Газова суміш поблизу підкладок також нагрівається до високої температури, тоді як стінки камери реактора залишаються холодними, наприклад за рахунок водяного охолодження. Такий режим забезпечує осадження продуктів реакції на підкладках і призводить до відносно малих втрат компонентів реакції на стінках камери. Кристалізація в процесі MOVPE виникає у момент проходженні газової суміші компонентів реакції в потоці газу-носія поблизу нагрітої підкладки і проходить в умовах, істотно ближчих до термодинамічної рівноваги, ніж при MBE.

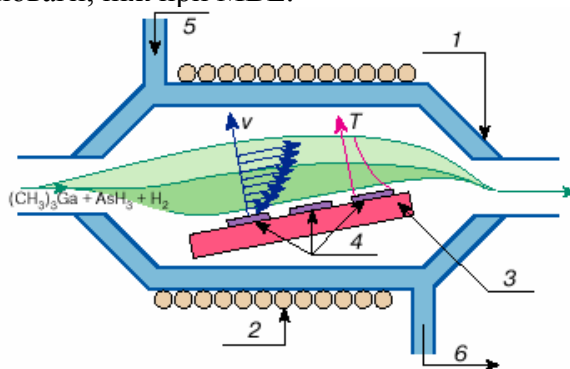
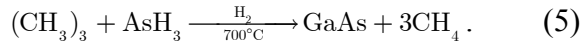


Рис. 10. Схема горизонтального реактора відкритого типу з охолоджуваними стінками для MOVPE-гібридної технології наноструктур: 1 - кварцовий корпус, 2 - котушка ВЧ-генератора для нагрівання підкладки, 3 - блок нагрівання, 4 - підкладки, 5 - водяне охолодження (впускання), 6 - водяне охолодження (випускання). Схематично зображено розподіл швидкостей v і температури T в газовому потоці у дифузійному шарі поблизу підкладки (масштаб не витриманий).

Найчастіше використовуються метилові або етилові металоорганіки через відносну простоту приготування і легкості піролізу в атмосфері молекулярного водню. Ці сполуки постачають атоми металів з побічними продуктами у вигляді метану або етану. Хімічна реакція в окремому випадку MOVPE росту арсеніду галію з триметилгалію і гідриду миш'яку може бути записана як



Подібні реакції застосовуються для вирощування інших подвійних, а також потрійних і четвертних сполук. Наприклад, ріст $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ описується рівнянням



розмір, який відповідає мінімальній енергії кластера). Коли це відбувається, одночасно починає збільшуватися довжина кластера і зменшуватися його ширина до значення α_0 (67 нм на Si(100)). Це свідчить про те, що сформовані силіциди перебудовуються з метою зменшення ширини. Крім того, слід врахувати, що розмір сформованого кластера залежить від енергій міжфазної взаємодії між кластером і поверхнею підкладки, що безпосередньо впливає на значення, яке визначається за формулою

$$\alpha_0 = e\phi h \exp(\Gamma/(ch)), \quad (7)$$

де: c — константа, залежна від тензора напруги острівця, коефіцієнта Пуассона і модуля зсуву підкладки; h і ϕ — висота і крайовий кут кластера відповідно.

Структури Si – Ge з квантовими точками є одним з найцікавіших об'єктів для квантової електроніки і оптоелектроніки. Такі структури вирощуються за допомогою молекулярно-променевої епітаксії і на них (принаймні в макетному варіанті) продемонстровані основні передбачені приладові можливості. Проблема, проте, полягає у тому, що реальна побудова технології, навіть з невеликим серійним випуском приладів стикається з тим, що установки молекулярно-променевої епітаксії наявні лише в одиничних екземплярах, навіть в найрозвиненіших країнах світу (США, Японія, Англія), а процес як підготовки зразків, так і реалізації росту є тривалим. У зв'язку з цим достатньо природною альтернативною технологічною можливістю для побудови аналогічних об'єктів, а саме структур Si – Ge з квантовими точками, є іонна імплантація.

При проникненні іонів Ge^+ у кремнієву підкладку і за подальшого дослідження опроміненої поверхні за допомогою атомно-силового мікроскопа виявилось, що опромінена поверхня стає шорсткою з явно вираженими нанорозмірними неоднородностями (рис. 13) [5, 16]. Як видно з рис. 13, існуючі неоднорідності за певних режимів можуть організовуватися в паралельно розташовані витягнуті утворення, які ідентифікуються як квантові дроти.

2.5. Молекулярне нашарування – метод хімічного складання.

В основі цих підходів лежать нові уявлення у області хімії надмолекулярних сполук, у рамках якої розроблено прецизійні хімічні способи синтезу твердих речовин – методи хімічного складання. Одним із тих, що одержав найбільше поширення і розвиток, є метод молекулярного нашарування (МН) [17]. Він полягає в реалізації в нерівноважних умовах хімічних реакцій на поверхні твердого тіла між реагентами, що підводяться ззовні, і поверхневими функціональними групами (ФГ) підкладки. Методом МН можна не лише синтезувати на поверхні твердофазної матриці наноструктури різного хімічного складу (моношари, зокрема багатоконпонентні), але й здійснювати поатомне хімічне складання поверхневих нано- і мікроструктур шляхом багатократного чергування хімічних реакцій за заданою програмою.

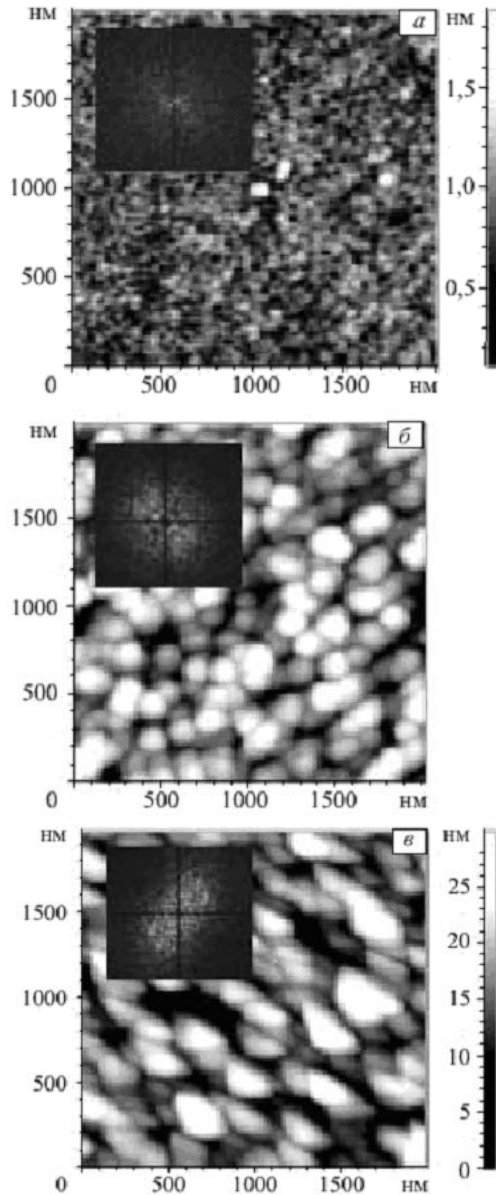
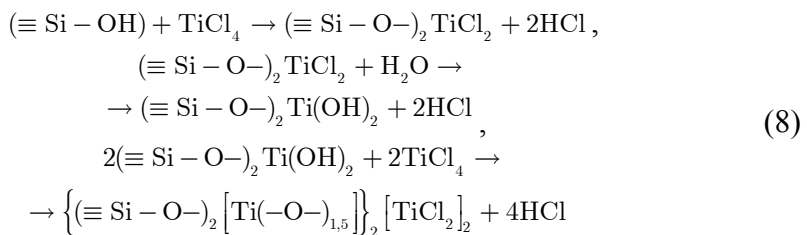


Рис. 12. АСМ-топографія у двовимірному вигляді зразка p-Si, опроміненого іонами кобальту ($D = 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $E = 150 \text{ кеВ}$, $j = 5 \text{ мкА/см}^2$).

Так, синтез титаноксидного шару на поверхні діоксиду кремнію (біла сажа марки БС-30) здійснюється шляхом багатократного проведення реакцій:



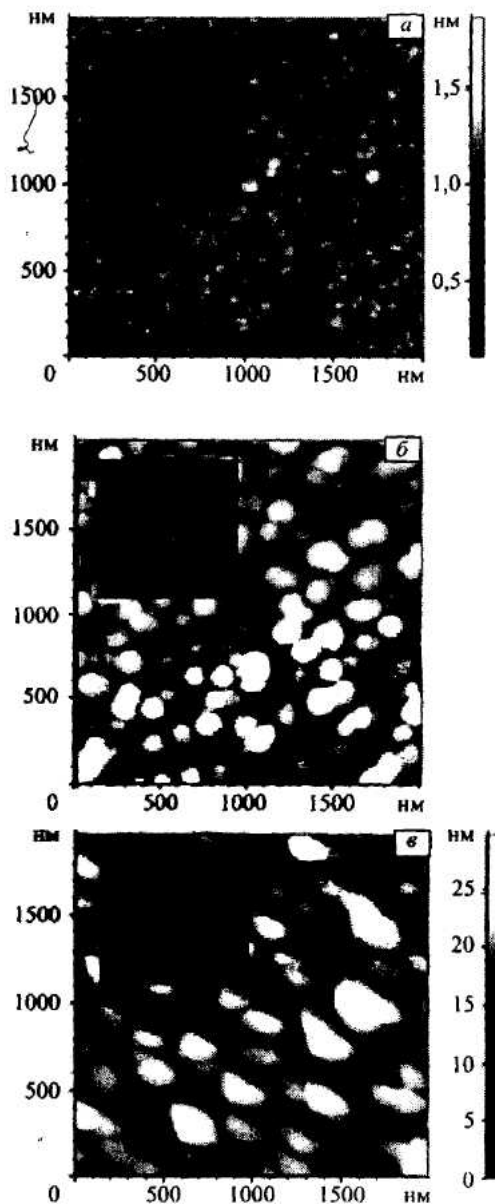


Рис. 13. АСМ-топографія у двовимірному представленні зразка р-Si(111) з питомим опором $\rho = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, опроміненого іонами Ge^+ ($D = 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $E = 150 \text{ кеВ}$, $j = 5 \text{ мкА/см}^2$):

а – без випалювання; б – після пічної випалювання за температури 980°C протягом 30 хв; в – після двох послідовних пічних випалювань за температури 980°C протягом 30 хв (1) і за температури 1100°C протягом 30 хв (2). На врізках показані Фур'є-перетворення цих ділянок поверхні.

При цьому товщина утвореного оксидного шару (0,2-2,0 нм) має лінійну залежність від числа циклів МН (1-20).

Дослідження властивостей продуктів, одержаних за методом МН,

уможливили винайдення корисних з практичної точки зору ефектів (рис. 14): розмірно-структурні (рис. 14, а-в) – ефект моношару, тобто різка, стрибкоподібна зміна властивостей матриці після нанесення 1 – 4-го моношарів нових структурних одиниць (див. рис. 14, а); ефект перекриття підкладки, коли утворюється шар, який фізично екранує поверхню (рис. 14, б); ефект взаємного узгодження структури поверхні підкладки і шару, що нарощується (рис. 14, в); ефекти багатокомпонентної системи, які виявляються під час створення багатозонних і синергичних низькорозмірних систем.

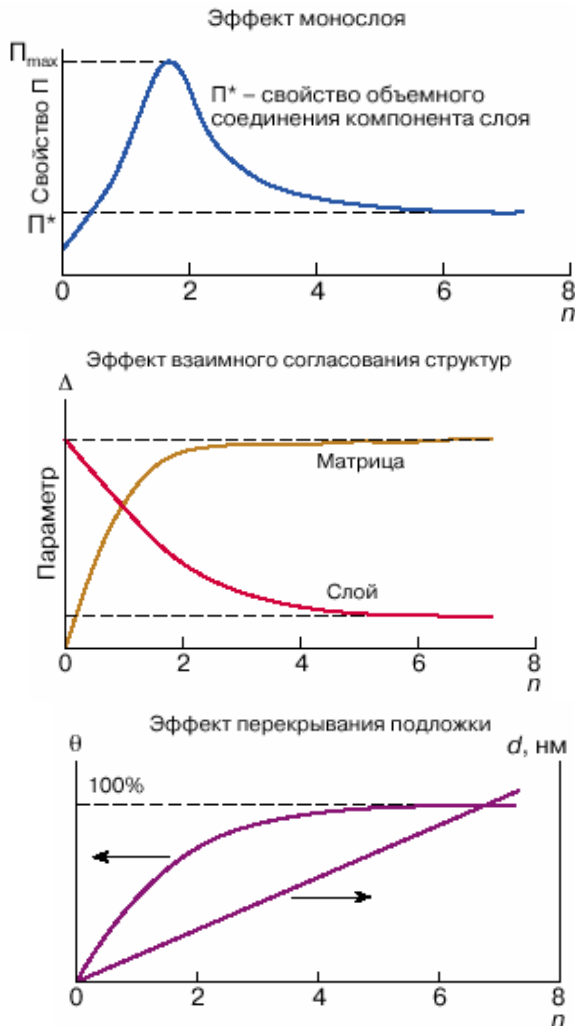


Рис. 14. Графічне зображення розмірно-структурних ефектів у процесах МН: n - число циклів МН (або кількість моношарів); θ - ступінь фізичного перекриття поверхні нарощуваним шаром; d – товщина покриття; Δ - структурний параметр.

Можливі області застосування нової прецизійної технології з урахуванням знайдених закономірностей і різних напрямів розвитку твердофазного матеріалознавства представлені на рис. 15.



Рис. 15. Особливості застосування методу молекулярного нашарування

2.6. Методи колоїдної хімії. Отримання квантових точок, які характеризуються виходом нанокристалів без внутрішніх напруг, заснований на методах колоїдної хімії [17]. Це один з найстаріших способів: ще в 1857 році М.Фарадей так одержував колоїдне золото. За цим способом можливо отримувати нанокристали елементів II – IV (наприклад, CdS), або III – V (наприклад, InP, GaP, GaInP₂, GaAs, InAs) груп Періодичної системи елементів сферичної форми розміром від 1 до 5 нм в органічних розчинниках, які полімеризуються за кімнатної або нижчої температури. Відмінними особливостями цього методу є низька температура (близько 200°C) синтезу колоїдних частинок, можливість широкої зміни концентрації напівпровідникових частинок, невелика концентрація поверхневих дефектів.

Розчин хімічних реагентів, що містять сполуки елементів II і IV груп, вводять у розчинник, що містить молекули, які взаємодіють з поверхнею новостворених наночастинок. Це обмежує їх ріст. Крупніші частинки можна осадити і одержати розчин практично однакових за розміром частинок. У даний час вдається відділити частинки з діаметрами, що відрізняються лише на декілька відсотків.

Синтез у такий спосіб речовин III – V груп Періодичної системи елементів Д.І.Менделєєва ускладнюється: у зоні реакції не повинно міститися ані повітря, ані води; температура реакції у цьому випадку вища, а тривалість більша; доводиться використовувати складніші хімічні сполуки.

На даний час найкращі результати одержані при синтезі InP. Для цього береться In(C₂O₄)₃ і InF₃ або InCl₃. Ці речовини взаємодіють з складними сполуками, що містять фосфор. Реакція проходить декілька

днів за температури 270-290°C. Від тривалості реакції залежить розмір одержаних частинок. За описаного способу частинки, покриті зверху шаром молекул із розчину, можуть бути заміщені на інші, наприклад полімерні. Одержані частинки можна вивчати в розчині, у вигляді порошку, або поміщати в прозорий полімер чи органічне скло.

Існує ще досить поширений спосіб приготування неорганічного скла, забарвленого нанокристаллами сполук II – VI (CdS) і I – VII (CuCl, CuBr, CuI) Періодичної системи елементів Д.І. Менделєєва. Цей спосіб пов'язаний з промисловим отриманням світлофільтрів. Ріст напівпровідникових нанокристалів відбувається під час розпаду перенасиченого розчину іонів у склі. При цьому способом можна отримати стабільне твердотільне скло з вкрапленими нанокристаллами. Ріст кристалів в скляній матриці відбувається за температури 550-700°C. Ця температура перевищує температуру плавлення (400-500°C) об'ємних напівпровідникових кристалів. Із зменшенням розміру нанокристалу до 1-2 нм температура плавлення знижується до 200-250°C. До недоліків такого нарощування відносяться широкий розкид розмірів частинок, неможливість впливати на параметри межі розділу скло-нанокристал.

2.7. Осадження із газодинамічного потоку пари. Альтернативним до МВЕ є запропонований нами технологічний процес вирощування наноструктур із газодинамічного потоку пари.

2.7.1. Елементи теорії газодинамічного потоку пари. На рис. 16 представлено схему реактора для реалізації газодинамічного потоку пари. Профілі газодинамічних змінних розраховуються в безрозмірному вигляді, як функції від безрозмірної координати $\xi = (x - x_{кр}) / (L - x_{кр})$. Нормування параметрів пари проводиться за їх значеннями в початковому газодинамічному перерізі або, що те ж саме, за їх значеннями в критичному перерізі конденсації [18]. В інтервалі $x_0 \leq x \leq x_{кр}$ параметри пари, що рухається в циліндрі, не змінюються.

Задаючи різні значення ξ (від 0 до 1), можна обчислити відповідні їм значення числа Маха, що їм відповідають

$$M(\xi) = 1 + 1,91\xi - 1,325\xi^2 + 1,48\xi^3 + \dots \quad (9)$$

Обчислення коефіцієнта конденсації α , нормованих значень густини (ρ/ρ_1) , температури (T/T_1) , витрати (G/G_1) , швидкості потоку пари, (u/u_1) швидкості результуючої конденсації $(\omega^* = \omega/\omega_1)$, ступеня перенасичення парової фази (ψ) проводимо за такими виразами:

$$\alpha = 1 - \left(\frac{1 + 0,2\xi^2}{1,2} \right)^3 \exp\left(-\frac{6,88\xi}{1 - 0,242\xi} \right); \quad (10)$$

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \left(\frac{1,2}{1 + 0,2M^2} \right)^{2,5}; \quad (11)$$

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{1,2}{1 + 0,2M^2} \right)^{3,5}; \quad (12)$$

$$\frac{T}{T_1} = \frac{1,2}{1+0,2M^2}; \quad (13)$$

$$\frac{G}{G_1} = M \left(\frac{1,2}{1+0,2M^2} \right)^3; \quad (14)$$

$$\frac{u}{u_1} = M \sqrt{\frac{1,2}{1+0,2M^2}}; \quad (15)$$

$$\omega^* = \frac{\omega}{\omega_1} = 1,6 \left[\left(\frac{1,2}{1+0,2M^2} \right) - \exp \left(-\frac{6,68}{1-0,242\xi} \right) \right]; \quad (16)$$

$$\psi = \frac{\rho(T)}{\rho_H(T_C)}. \quad (17)$$

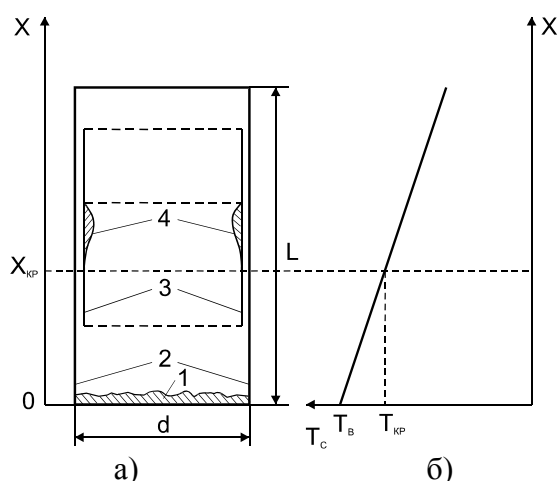


Рис. 16. Схема реалізації газодинамічного потоку пари у квазізамкнутому об'ємі (а) і розподіл температури T_C вздовж стінки камери (б): 1 – наважка для випаровування; 2 – стінки камери; 3 – підкладка; 4 – конденсат.

Нормуючий параметр ω_1 являє собою потік частинок пари, що падає на стінку в початковому газодинамічному перерізі:

$$\omega_1 = \frac{u_1 \rho_1 d}{4 \rho_{\text{дв}} (L - x_{\text{вд}})}, \quad (18)$$

де: $\rho_{\text{тв}}$ – густина масивного матеріалу для телуриду кадмію. У виразі для ступеня перенасичення парової фази чисельник дорівнює густині пари в деякому перерізі $\rho(T)$, а знаменник – густині насиченої пари $\rho_H(T_C)$ за температури стінки камери в цьому ж перерізі.

Результати комп'ютерного розрахунку залежностей профілів термодинамічних параметрів пари (ψ , α , ω^*) для ізольованої витратної дії від безрозмірної координати ξ чи T_{Π} для $x_{\text{кр}}$ і градієнта температури вздовж стінок $\frac{dT_C}{dx}$ для телуриду олова представлено на рис. 17. Межі зміни

технологічних параметрів: $0 \leq \xi \leq 1,0$; $900 \text{ K} \leq T_{\text{А}} \leq 1400 \text{ K}$; $\frac{dT_C}{dx} = 5 \dots 80 \text{ K/cm}$;

$L = 8$ см; $d = 3$ см.

Аналіз діаграм дозволяє зробити ряд важливих висновків про характер зміни параметрів пари, а також оптимальних режимів отримання плівок. Так, довжина ділянки конденсуючої підкладки $x_{кр}$, на якій відсутній шар конденсату, зростає як у разі збільшення температури випаровування T_B , так і зменшення градієнта температури $\frac{dT_C}{dx}$. Зменшення абсолютного значення градієнта температури сприяє більш різкому зростанню $x_{кр}$, ніж збільшення температури випаровування. За достатньо малих значеннях градієнта $\frac{dT_C}{dx} = 5$ К/см для $T_B = 900 \dots 1400$ К відстань критичного перерізу перевищує довжину камери ($x_{кр} > L$) і рівноважна конденсація матеріалу проходить за межами випарної камери.

Коефіцієнт конденсації α , як і швидкість конденсації ω^* та перенасичення ψ , залежить, в першу чергу, від температури випаровування T_B , градієнта температури вздовж стінок $\frac{dT_C}{dx}$, а також визначається місцем розміщення конденсуючої підкладки ξ . На ділянці $x = x_{кр}$, $\xi = 0$ конденсація пари відсутня ($\alpha = 0$). При $0,0 \leq \xi \leq 0,4$ спостерігається різке зростання коефіцієнта конденсації $0,0 \leq \alpha \leq 0,9$. Для безрозмірної координати $0,0 \leq \xi \leq 1,0$ внесок ревіпарування зменшується, і коефіцієнт наближається до одиниці ($\alpha \approx 1,0$) (рис. 17,а).

Результуюча швидкість конденсації пари ω^* на стінки камери залежить від технологічних параметрів ξ , $\frac{dT_C}{dx}$, T_B . Початкове збільшення нормованої швидкості конденсації обумовлене деяким зменшенням ревіпарування пари (рис. 17,б). Подальший, більш плавний спад ω^* визначається зменшенням тиску пари в камері. Пара може настільки розрідитися, що газодинамічний потік перетвориться в молекулярний. Положення максимуму швидкості конденсації відповідає умовам синтезу плівок найбільшої товщини. Зменшення $\frac{dT_C}{dx}$ призводить до зсуву ξ_{max} , що відповідає максимальним значенням швидкості конденсації у області великих значень безрозмірної координати. Так само діє збільшення температури випаровування (рис. 17).

2.7.2. Структура і процеси росту нанокристалів телуриду олова.

На підкладках із сколів слюди, розташованих у напрямі руху пари, у області критичного перерізу ($x = x_{кр}$) при $\psi = 1,8 \dots 6,2$; $a = 0,1 \dots 0,2$; $\omega^* = 0,2 \dots 0,4$, не зважаючи на наявність переважних напрямів газового потоку, відбувається ріст окремих структурно-досконалих тривимірних частинок-тетраєдрів (рис. 18, а,б,в,г). В умовах зростання, близьких до нормальних, не спостерігається викривлення ребер, які обмежують форми кристалів; грані, ребра і вершини переміщуються узгоджено. Поверхнева густина кристалографічних форм складає $2 \cdot 10^6$ і $^{-2}$, що у $10^7 \dots 10^9$ разів менше за густини зародків у випадку отримання плівок

відкритим випаровуванням у вакуумі. На гранях {111} кристалів-зародків при сильних збільшеннях помітна шарова будова. У ряді випадків спостерігається також утворення пірамід 3m-симетрії, але з усіченими вершинами (рис. 18, б).

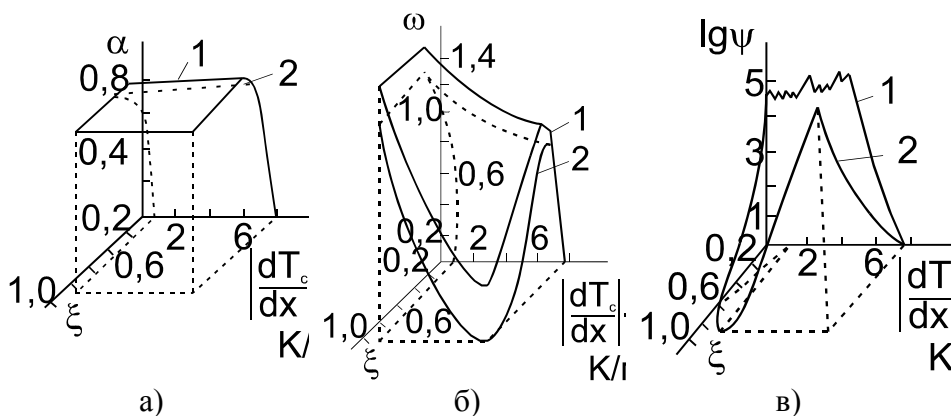


Рис. 17. Залежність розрахованих значень коефіцієнта конденсації α , результуючої швидкості конденсації ω^* та ступеня пересичення парової фази ψ SnTe від градієнта температури $\frac{dT_c}{dx}$ та безрозмірної координати ξ (температура випаровування T_B , К: 1 – 900; 2 – 1200; $L = 8$ см, $d = 3$ см).

При віддаленні від поверхні випарника вздовж осі камери і зростанні перенасичення пари значно збільшується густина кристалів-зародків, зменшуються їх лінійні розміри (рис. 18, є, ж). У цих умовах кристалізації змінюється топологія пірамід росту, їх симетрія знижується від 3m до m і до 1. Найчастіше виявляється трансформація основ пірамід. Причиною спостережуваних явищ у групах пірамід може бути, зокрема, те, що вони закривають одна одну від спрямованих потоків пари, яка підживлює ріст кристалів. При значних перенасиченнях $\psi > 10^2$; $\alpha = 0,9 \dots 1,0$; $\omega^* = 0,9$ симетрія пірамід ще більше погіршується (рис. 18, ж). У більшості випадків вони втрачають тригональну форму. Переважаючим механізмом росту є розростання і зрощення тривимірних острівців первинних зародків. Зрощення острівців без злиття частинок спричиняє появу дефектів і пор на межах зрощення. Легко зростаються тетраедри, розташовані вершинами один до одного в напрямку $\langle 112 \rangle$. Значно важче спікаються двійникові кристали з протилежною орієнтацією. При цьому утворюються канали вздовж напрямів $\langle 110 \rangle$. Округлення кутів, що відбувається в процесі зростання, полегшує процес спікання.

Після утворення суцільної плівки, на її поверхні виникають нові центри зародження (рис. 18, і, и). У ряді випадків на поверхні можна спостерігати своєрідні фігури зростання, що є усіченими тетраедрами або їх комплексами, а також кристали з гексагональною симетрією. У таких епітаксійних плівках виникає перехідна область порядку середніх роз-

мірів острівців, що утворюються з окремих зародків до моменту їх спікання в суцільний шар. При автоепітаксії спостерігається «проростання» дислокацій, двійникових меж, дефектів упаковки з нижнього шару у верхній, а також прояв принципу «еволюційної селекції».

Результати, наведені для телуриду олова, відображають загальну закономірність процесів зростання епітаксійних плівок, отриманих в квазізамкнутому об'ємі з температурно-градієнтними стінками.

2.7.3. Топологія поверхні і процеси росту нанокристалічних структур телуриду свинцю. Деякі результати дослідження морфології поверхонь наноструктур PbTe методом АСМ та її розрахунки представлено на рис. 19. Аналіз цих результатів дає можливість встановити певні закономірності у формуванні епітаксійних наноструктур у залежності від температури зростання (рис. 19) [19] та їх товщини. Так, зокрема, низькі температури осадження $T_{\text{п}}=353$ К (рис. 19, а) сприяють формуванню нанокристалів із переважанням швидкості росту у тангенціальному напрямку до поверхні підкладки.

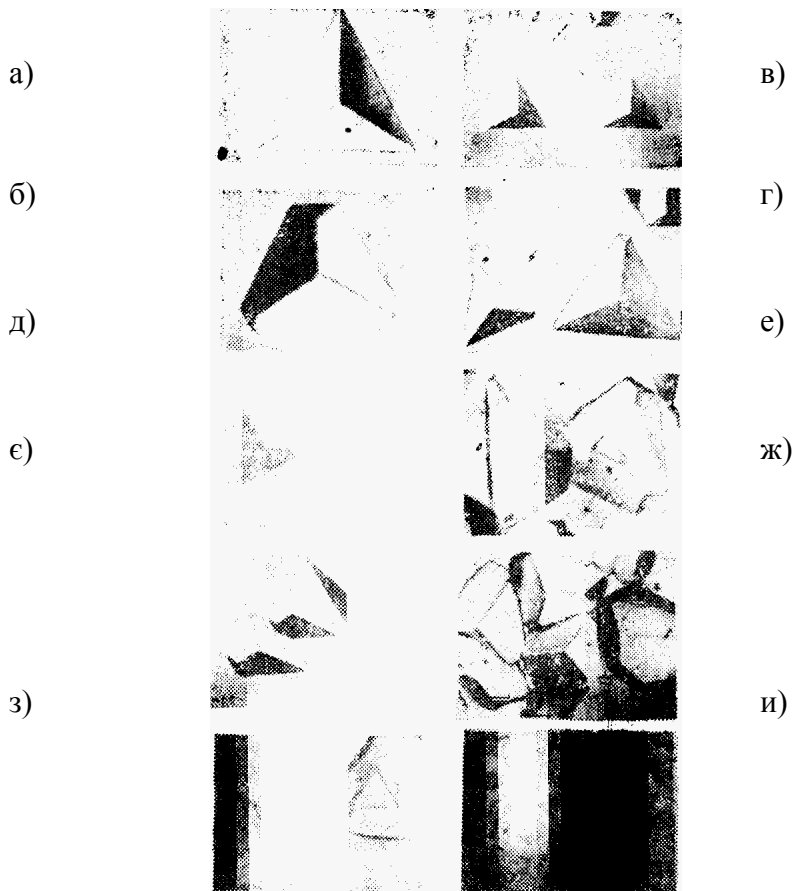


Рис. 18. Кристалічна структура SnTe, осадженого на слюді, розміщеній паралельно потоку пари при $\frac{dT_c}{dx} = -5 \cdot 10^3$ К/м і перенесенні пари ψ : а,б – 2, 4; в, г, д, е – 12; є – 34, ж – $2 \cdot 10^2$; з, и – $3 \cdot 10^4$.

На це вказує те, що їх лінійні розміри у площині підкладки по азимуту (0,2-1,4)мкм значно переважають розміри у нормальному напрямку – висота нанокристалів ~ 100 нм. Підвищення температури росту до $T_p=(380-408)$ К призводить до формування більш однорідних нанокристалів як за формою (рис. 19, б,в), так і за лінійними розмірами в азимутальному та нормальному напрямках до поверхні підкладки. Хоча лінійні розміри кристалів у площині підкладки (0,1-0,7) мкм для цих умов осадження значно перевищують їх висоту (100-350) нм.

Подальше значне підвищення температури осадження до ($T_p=633$ К) призводить до росту на фоні добре сформованих кристалів діаметром 0,2-0,8мкм і висотою 100-400нм окремих “гігантів” із діаметром(1,6-1,8) мкм в основі і висотою до (300-1200)нм (рис.19, г).

Зауважимо, що із підвищенням температури росту T_p шорсткість поверхні нанокристалічних структур зростає і складає ~ 33 нм (353 К), ~ 49 нм (383 К) і ~ 86 нм (633 К) відповідно.

Цікавою є залежність топології епітаксійних структур від їх товщини. Для тонких плівок характерним є формування наноструктур із округленими гранями і без чіткої огранки, висота яких сягає до ~ 200 нм, а інші лінійні розміри перебувають в межах (0,1-0,6) мкм.

Із збільшення часу осадження і товщини конденсату до (5,4-6,5)мкм спостерігається ріст добре сформованих нанокристалів різної висоти (50-400 нм) з лінійними розмірами в основі до 1 мкм.

Таким чином, описаний характер росту нанокристалів на слюді характерний для механізму епітаксії Фольмера-Вебера [18]. Тривимірні кристали зароджуються при незначному перенасиченні, коли адшар надзвичайно розріджений, що характерно для слабкої адгезії, яка обумовлює орієнтаційно виражений зв'язок кристала-конденсату із підкладкою. Після утворення (спікання) суцільного шару із нанокристалів виникають нові центри зародження.

Утворення тетраedrів із нахиленими до поверхні підкладки гранями (рис.19, б,в) має також енергетичне підґрунтя – зменшення поверхневої енергії меж. Це пов'язано з тим, що їх поверхня «покрита» іонними рядами із щільним упакуванням, які не несуть електричного заряду (особливість напрямків $\langle 100 \rangle$ у кристалах із структурою типу NaCl [3]). Кристалографічно такі межі добре описуються моделлю за Брендоном [18].

Результати дослідження процесів формування нанокристалів PbTe на свіжих сколах (111) кристалів BaF₂ представлені на рис 20 [20]. Встановлено, що температура підкладки має визначальний вплив на механізм їх формування. За низької температури підкладки (~ 570 К), ріст nanoострівків подібний до тривимірного утворення зародків згідно механізму Вольмера-Вебера, де практично весь матеріал переходить у nanoострівці (рис. 20). Збільшення температури приблизно до 619 К викликає виникнення двовимірних фрагментів, які можуть покрити значну область підкладки. В даному випадку nanoострівці з'являються як на чистій підкладці, так і на плато (рис. 20, б). Тут, ймовірно, слід розглядати комбінацію механізмів росту Вольмера-Вебера і утворення псев-

доморфного двовимірного шару, які супроводжуються зародкоутворенням нанострівців згідно механізму Странського-Крастонова. Подальше відносно мале збільшення T_p , аж до температур близько 623 К, визначає утворення аномально великих нанострівців з явним кристалографічним гранеутворенням (трикутна піраміда) (рис. 20, в). Підвищення температури стінки до 763 К за середньої температури підкладки (близько 616 К) призводить до істотного збільшення щільності і розмірів нанострівців і відсутності двовимірних фрагментів плато (рис. 20, г). Іншими словами, механізм зростання нанострівців знову переходить в механізм Вольмера-Вебера.

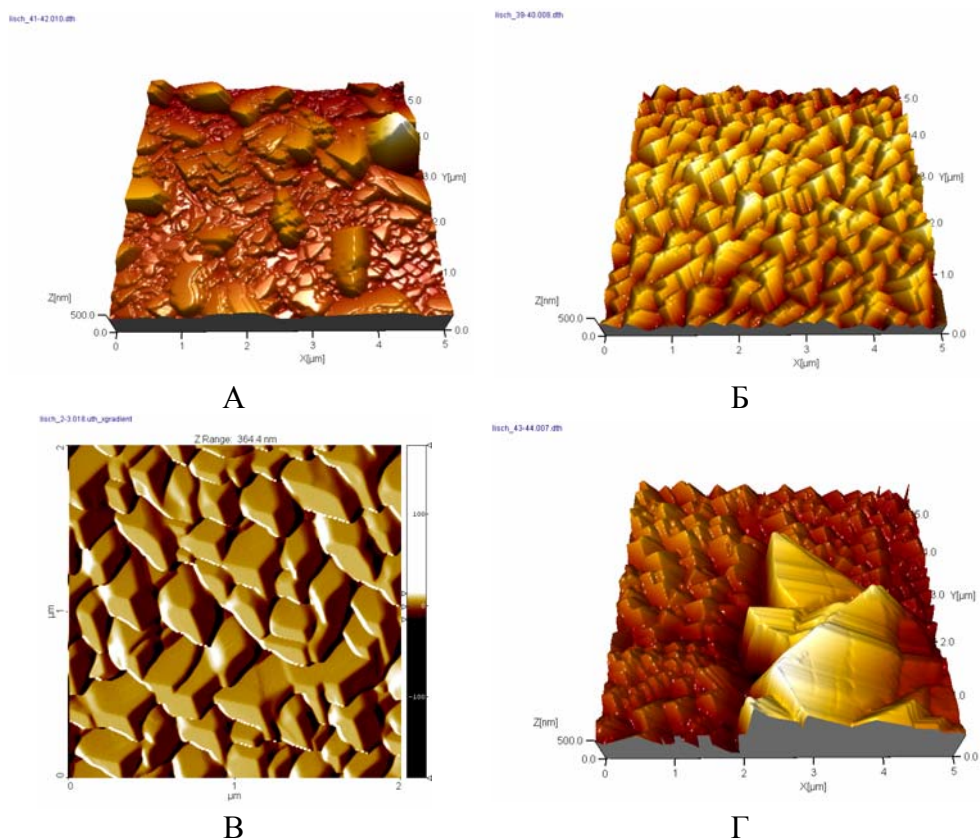


Рис. 19. Топологія поверхні нанокристалічних структур РЬТе на сколах (0001) слюди – мусковіт, вирощених за температур T_p , К: 353 (а), 380 (б), 408 (в), 633 (г).

Процеси зародкоутворення, поверхневої дифузії і міграція центрів утворення зародків поверхнею росту можна прослідкувати поетапно за різного часу осадження. На початковому етапі осадження, є багато (понад $350 \mu\text{m}^{-2}$) малих нанострівців діаметром 20-40 нм і висотою до 2 нм. Подальше осадження матеріалу, поверхнева дифузія і мала міграція нанострівців призводить до істотного зменшення густини нанострівців (близько $200 \mu\text{m}^{-2}$) і нерегулярного збільшення їх розмірів. Як

згадано вище, на цьому етапі з'являються великі пірамідальні наноострівці.

III. Штучні атоми і кристали

Квантові точки іноді образно називають "штучними атомами". Раз є штучні атоми, чому б не спробувати "зібрати" з них штучні кристали? Технологія вирощування напівпровідникових квантових точок істотно полегшує це завдання. Як вже було відзначено, спонтанне формування масиву квантових точок відбувається під час нанесення дуже тонкого (товщиною в декілька атомних шарів) шару матеріалу В на поверхню матеріалу А у разі, коли постійні кристалічних ґраток матеріалів розрізняються на декілька відсотків. При зростанні першого мономолекулярного шару сполуки В на поверхні плівки із сполуки А через відмінність сталих кристалічних ґраток матеріалів виникають пружні напруги, у разі продовженні осадження речовини вони збільшуються і стає вигідним вже не рівномірний розподіл речовини по поверхні (тобто не продовження зростання суцільного шару), а утворення окремих "крапель" речовини (квантових точок) на поверхні першого шару (його називають "змочуючим шаром") – це сприяє мінімізації напруг в утвореній структурі. Тобто ми спочатку одержуємо не окремі "атоми", а відразу цілий шар "штучних атомів" ("атомну площину"). Наростивши зверху на утворену "атомну площину" шар матеріалу А певної товщини (яку, звичайно, можна варіювати), можна знову повторити процедуру – виростити наступну площину "штучних атомів" і т.д. (утворені структури по аналогії із звичними надрешітками часто називають "надрешітками квантових точок").

За рахунок підбору оптимальних умов росту (на процес формування квантових точок впливає безліч чинників – температура підкладки, швидкість росту, кількість облягаючого матеріалу, властивості використовуваних матеріалів, кристалічна досконалість підкладки і т.д.) досягнуто великих успіхів у вирішенні завдання формування однорідних масивів квантових точок. Але, мабуть, ще більш інтригуючими виявилися результати, одержані при зростанні багат шарових структур квантових точок. Були знайдені такі цікаві ефекти, як поява спонтанного впорядкування в розташуванні квантових точок не тільки у вертикальному напрямі (напрямі росту), але і в площині шару, а також зменшення розкиду розмірів квантових точок.

Так, зокрема, досліджено вплив товщини шару матеріалу, з якого утворюються нанорозмірні острівці (PbSe в даному випадку) і температури підкладки, за якої відбувається ріст структури, на формування впорядкованих масивів квантових точок у системі PbSe/Pb_{1-x}Eu_xTe [21]. Показано, що в структурах може реалізуватися декілька різних ситуацій (рис. 21): нерегульоване розташування квантових точок; впорядковане розташування квантових точок, відповідне гранецентрованим кубічним ґраткам; наявність тільки вертикальної кореляції в розташуванні квантових точок. Причому тривимірно впорядковане розташування "штуч-

них атомів" має місце лише в досить вузькому діапазоні номінальної ростової товщини шару PbSe (номінальна товщина шару відповідає товщині однорідного шару речовини, яка б вийшла, якби матеріал розподілювався по поверхні рівномірно) і температур (див. рис. 22 і 23).

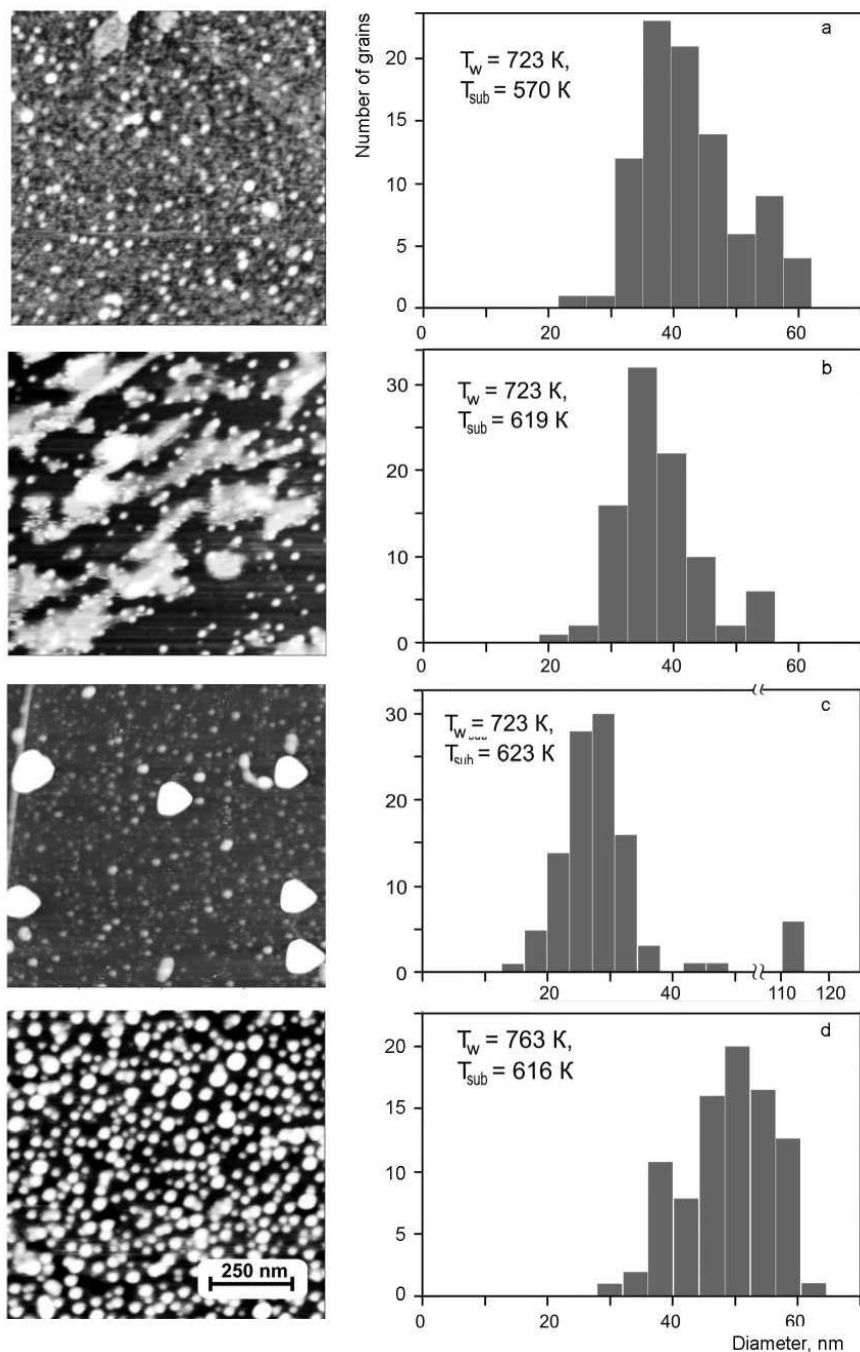


Рис. 20. АСМ процесів росту PbTe/BaF₂ N1 у методі гарячої стінки від температури підкладки і гістограми залежності діаметра наночастинок.

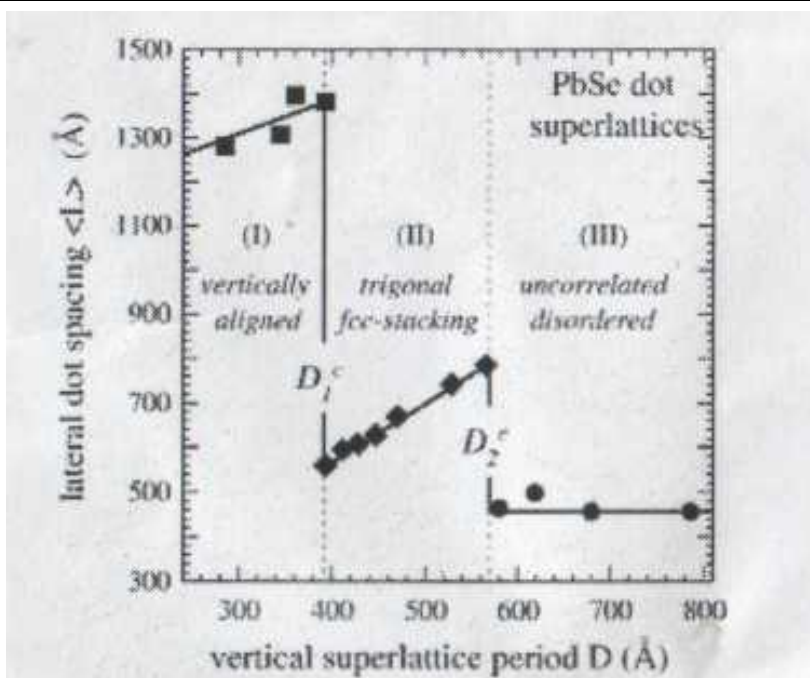


Рис. 21. Залежність середньої відстані між квантовими точками (у площині шару) у надрешітках квантових точок PbSe від товщини шару $Pb_{1-x}Eu_xTe$ між шарами PbSe. Видно, три режими: I – вертикальне впорядкування, II – утворення ГЦК ґратки, III – некорельований ріст.

Можна також спостерігати: при появі тривимірного впорядкування зменшується розкид розмірів квантових точок (рис. 24). Це пов'язано з тим, що після вирощування першого шару квантових точок кристалічні ґратки матеріалу, яким він зарощується, шар квантових точок, деформовані, причому, внаслідок анізотропії пружних властивостей кристалічних ґраток, напруги розподілені в матеріалі неоднорідно. Ці напруги і визначають пріоритетні місця для формування квантових точок при рості наступного шару квантових точок – місця, де напруги мінімальні. Зокрема, для системи $PbSe/Pb_{1-x}Eu_xTe$ в певному діапазоні розмірів квантових точок існує три пріоритетні позиції (зміщені щодо тієї, що знаходиться під ними, квантової точки в площині, перпендикулярній напрямку росту) для утворення квантових точок при рості чергового шару. Результатом такої кореляції в розташуванні квантових точок в сусідніх шарах і в площині шару і є формування гранецентрованої кубічної ґратки (у даній системі) і, відповідно, спостережувана на рис. 22 і 23 гексагональна двовимірنا ґратка квантових точок.

Розрахунки вказують на існування нижнього і верхнього критичних розмірів квантових точок, при яких спостерігається тривимірне впорядкування масивів квантових точок. За малої номінальної ростової товщини шару квантові точки або взагалі не утворюються (рис. 22а), або утворюються квантові точки з розміром, меншим за критичний (рис. 22в, 22с), а створювані ними напруги виявляються надто малими, для "прив'язання" квантових точок в наступному шарі до певних місць.

Якщо ж розміри квантових точок перевищують верхній критичний розмір, то внаслідок збільшення розмірів квантових точок і зменшення відстані між місцями на поверхні, де напруги мінімальні, ріст декількох квантових точок в сусідніх мінімумах виявляється вже неможливим; залишається тільки вертикальне впорядкування – точка над точкою (цій ситуації відповідає рис. 22 г). Залежність розміру квантових точок, що утворюються, від температури підкладки призводить до виникнення схожої ситуації.

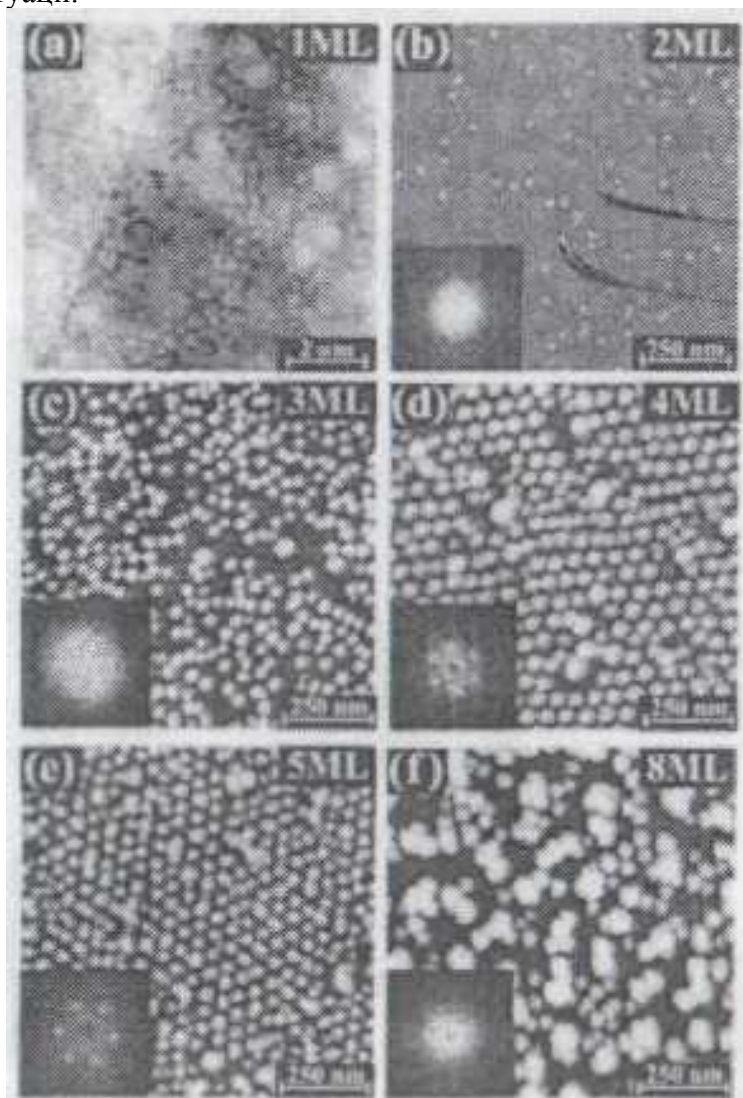


Рис. 22. Одержані за допомогою атомно-силової мікроскопії зображення верхнього (незарощеного) шару квантових точок PbSe при різних номінальних ростових товщинах шару PbSe (від одного до восьми моносарів) для надрешітки квантових точок (100 періодів); квантові точки вирощувалися за температури 360 С. На вставці – результат математичної обробки (спектр потужності) одержаних зображень. Видно появу шести чітких піків у разі впорядкування ґратки розташування квантових точок у площині шару (гексагональна ґратка).

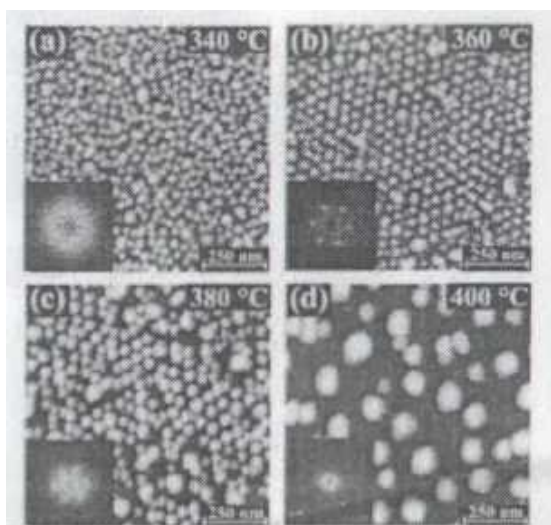


Рис. 23. Одержані за допомогою атомно-силової мікроскопії зображення верхнього (незарощеного) шару квантових точок PbSe для надрешітки квантових точок (30 періодів) за номінальної товщини шару PbSe п'ять мономолекулярних шарів для ростових температур від 340°C до 400°C. На вставці – результат математичної обробки (спектр потужності) одержаних зображень, видно появу шести чітких піків у разі впорядкування ґратки розташування квантових точок в площині шару (гексагональна ґратка).

Однією з найважливіших є задача, пов'язана із створенням напівпровідникових лазерів на квантових точках, де використання багатощарових структур і зменшення розкиду розмірів квантових точок гарантує збільшення ефективності роботи лазера (за рахунок збільшення числа "працюючих" штучних атомів). Крім того, за наявності зв'язку між шарами квантових точок іноді вдається отримати із структур те, що за звичайних умов одержати не вдається. За рахунок росту двошарових структур квантових точок, в яких перший шар є "приманкою" для другого, і відповідного підбору технологічних параметрів у процесі росту кожного шару вдалося зсунути лінію люмінесценції квантових InAs/GaAs точок у довгохвильову область (до 1,4 мкм) за кімнатної температури при збереженні досить високої ефективності люмінесценції (довжини хвиль 13 мкм і 1,55 мкм оптимальні для роботи з оптоволоконними системами передачі інформації) [22].

IV. Елементи наноелектроніки

Розроблені останніми роками наноелектронні елементи завдяки своїм мініатюрності, швидкодії і низькій споживаній потужності складають серйозну конкуренцію традиційним напівпровідниковим транзисторам та побудованих на їх основі інтегральним мікросхемам як головним елементам інформаційних систем. Вже сьогодні техніка впритул наблизилася до теоретичної можливості запам'ятовування і передавання

1 біт інформації (0 і 1) за допомогою одного електрона, локалізація якого в просторі може бути задана одним атомом [12].

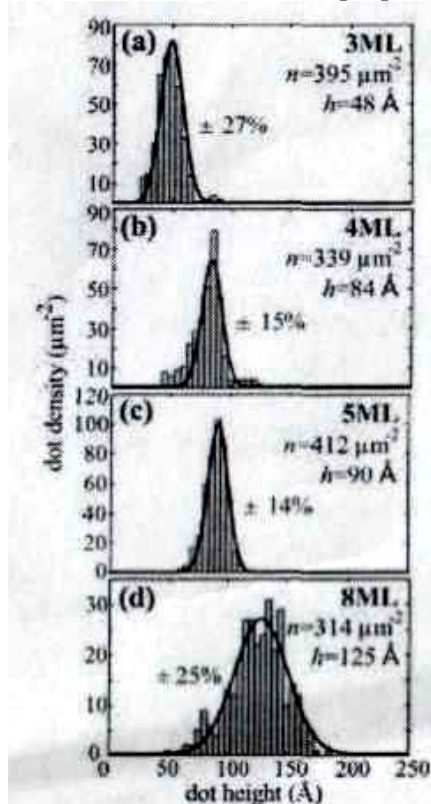


Рис. 24. Розподіл квантових точок по висоті залежно від номінальної ростової товщини шару PbSe.

Напівпровідникові квантові точки, тобто кристали з розмірами в декілька десятків нанометрів, по суті, є гігантськими молекулами (що складаються з $10^3 - 10^5$ атомів), сформованими із звичайних напівпровідникових матеріалів, таких як InAs, Si, InP, CdSe і т.д. Вони істотно менші за традиційні для сучасної електроніки структури з характерними розмірами від мікрона і більше. У багатьох випадках властивості нанокристалів відповідають властивостям атома. Наприклад, нижчий за величиною енергії стан електрона в нанокристалі відповідає s-стану електрона в атомі, а наступний – p-стану. Заповнення станів двома або шістьма електронами в квантовій точці найбільш вигідне енергетично; в атомі це відповідає повністю заповненим електронним оболонкам.

4.1. Наноласери. Структури з квантовими точками перспективні для створення напівпровідникових лазерів [23]. Електрон у квантовій точці переходить з одного рівня в зоні провідності на інший у валентній зоні з випуском фотона з величиною енергії $h\nu$, рівної різниці енергій рівнів розмірного квантування. Якщо в структурі з безліччю однакових квантових точок ініціювати узгоджені переходи електронів, то виникає лазерне випромінювання. На вищі рівні електрони потрапляють після пропусканні струму через структуру. Оскільки пониження розмірності кристала зменшує ширину зон розмірного квантування, в квантовій точці існують тільки дискретні рівні енергії (як і в атомі) що приводить до звуження оптичних спектрів. Як приклад на рис. 25 зображений спектр випромінювання від однієї квантової точки GaAs з переходами між чо-

тирма різними рівнями. Окрім надзвичайно вузького спектру випромінювання ще видно поляризацію світла в двох взаємноперпендикулярних площинах.

У структурах напівпровідникових квантових точок відбувається пониження порогового струму лазерної генерації, можливі великі швидкості модуляції випромінювання. Вже одержана лазерна генерація від структур з квантовими точками. Перед ученими зараз постало технологічне завдання – зменшити розкид розмірів квантових точок при зростанні структур.

4.2. Одноелектронні транзистори. Схематичне зображення транзистора з нанокристалом CdSe як активним елементом наведено на рис. 26. Зазвичай на приготовлену структуру осідають нанокристали, і один з них стає активним елементом, як показано на рис. 26. Прилад виготовляється на кремнієвій підкладці, на яку можна подати напругу V_g для зміни положення рівня енергії в нанокристалі. Підкладка відокремлена шаром оксиду кремнію SiO_2 від золотих електродів, на які висаджені нанокристали. Один із нанокристалів замикає електроди. Опір такого приладу зазвичай складає близько 10 МОм. Для сферичного нанокристала радіусом R , який поміщено в середовище з діелектричною проникністю ϵ , ємність буде $C = \epsilon R$, а потенціал $U = q/C$, де q – електричний заряд. Для R в декілька нанометрів величина ємності складає приблизно 10^{-18} Ф. Якщо помістити в нього один електрон (заряд $1,6 \cdot 10^{19}$ Кл), то потенціал зміниться на $\sim 0,1$ В і збільшиться пропорційно $1/R$. Цього потенціалу цілком достатньо, щоб перешкодити рухові інших електронів.

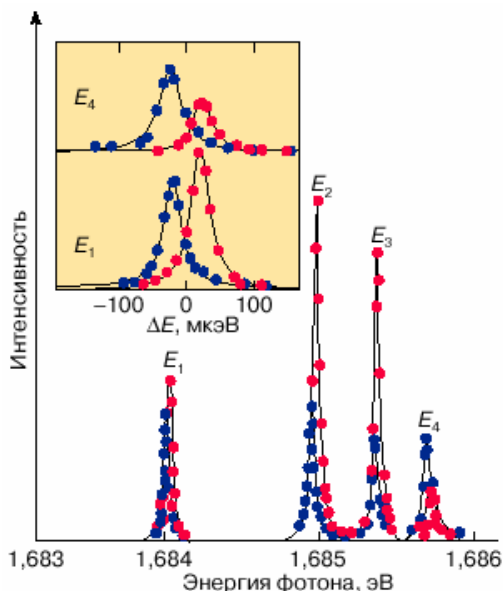


Рис. 25. Спектри випромінювання однієї квантової точки. Енергії E_i відповідають переходам між різними рівнями. На вставці показані переходи E_1 і E_4 в більшому масштабі.

На структурі з одиночною квантовою точкою добре демонструються атомні властивості квантових точок. Якщо прикласти невелику (декілька мілівольт) напругу V між електродами, то за певної напруги V_g (див. рис. 26) електрон може потрапити в нанокристал. Електрон потрапляє

тиме на рівень в квантовій точці, якщо його енергія співпаде з енергією рівня. Число електронів у квантовій точці можна змінювати поодиноці. При цьому спостерігається сплеск струму, що становить 10-12 А. При зміні V_g далі знову відбудеться сплеск струму. Кількість таких сплесків залежить від числа рівнів розмірного квантування і, у принципі, визначається розмірами нанокристалала. Описаний тут прилад поки що добре працює тільки за дуже низьких температур.

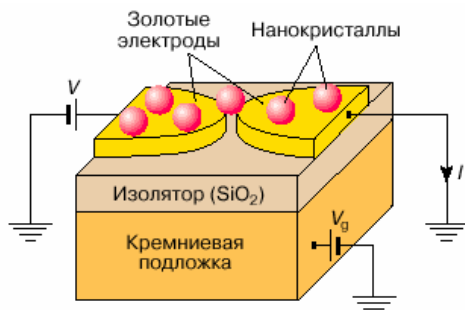


Рис. 26. Схематичне зображення одноелектронного транзистора з нанокристалом CdSe як активним елементом.

На рис. 27 зображена залежність струму, що проходить через квантову точку, від напруги V_g , яка змінює положення рівня енергії в точці. Кожен пік відповідає проходженню одного електрона. Спостерігаються дві істотні особливості: відстані між піками не рівні і амплітуди піків різні. Амплітуди піків визначають рівень енергії; тут найбільша енергія відповідає двом і шести електронам, як і в атомі у момент заповнення електронами оболонки (у атомі повністю заповненим електронним оболонкам відповідає число електронів: два або вісім в атомах гелію і неону; в точці – повністю заповненим станам двох рівнів відповідають шість електронів). Взаємодія електронів призводить до того, що їх енергія (положення рівня) залежить від числа електронів, що знаходяться на рівнях розмірного квантування, що веде до зміни відстані між піками на рис. 27. Без взаємодії електронів рівні повинні бути розташовані на однаковій відстані.

З'явилися вже повідомлення про створення одноелектронної пам'яті, що працює за кімнатної температури. Прилад заснований на транзисторі, в якому один електрон, захоплюваний у нанокристал, призводить до замикання провідності вузького каналу транзистора.

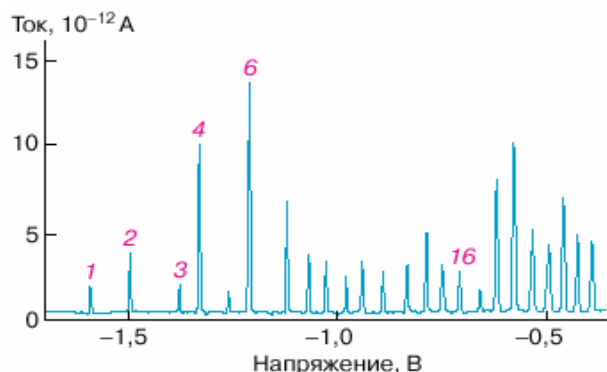


Рис. 27. Залежність струму від напруги при послідовному заповненні електронами (по одному) однієї квантової точки. Числа на піках – число електронів, які пройшли.

4.3. Одноелектронне тунелювання. Іншим специфічним проявом квантового обмеження є одноелектронне тунелювання в умовах кулонівської блокади (рис. 28) [12]. Щоб пояснити цей термін, розглянемо ілюстрований (рис. 28) приклад проходження електроном структури “метал – діелектрик – метал”. Як наочна ілюстрація паралельно проводиться аналогія з краплею, що відривається від краю трубки. Первинно межа розділу між металом і діелектриком електрично нейтральна. Після подання до металевих областей потенціалу, на цій межі починає накопичуватися заряд. Це продовжується до тих пір, поки його величина не виявиться достатньою для відриву і тунелювання через діелектрик одного електрона. Після акту тунелювання система повертається в первинний стан. У разі збереження зовнішньої прикладеної напруги все повторюється знову. Таким чином, перенесення заряду в такій структурі здійснюється порціями, рівними заряду одного електрона. Процес же накопичення заряду і відриву електрона від межі металу з діелектриком визначається балансом сил кулонівської взаємодії цього електрона з іншими рухомими і нерухомими зарядами в металі.

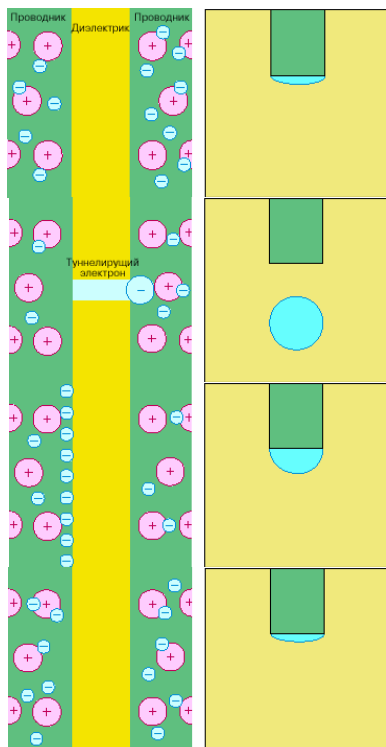


Рис. 28. Одноелектронне тунелювання в умовах кулонівської блокади.

Транзистори на резонансному тунелюванні являють собою двохбар'єрний діод на квантових ямах, у якого потенціал ям і відповідні резонансні умови контролюються третім електродом. Ці транзистори мають частоти перемикавання порядку 10^{12} Гц, що в 100 – 1000 разів вище, ніж

у найкращих кремнієвих транзисторів з сучасних інтегральних мікросхем. Є пропозиції щодо створення на таких транзисторах елементів статичної пам'яті та інших елементів для обчислювальних систем.

Висновки

Огляд стану з проблем наноструктур дає можливість визначити наступні актуальні питання, які необхідно розв'язати:

1. Які нові несподівані квантові властивості у наноструктур можна відкрити?

2. У чому полягають відмінності між властивостями поверхонь розділу наноматеріалів (у тому числі і гібридних типів) та характеристиками звичайних об'ємних станів?

3. Якого поширення може набути розвиток техніки самоскладання для елементів нанорозмірних пристроїв з урахуванням можливих помилок при комплектуванні?

4. Які технологічні процеси можуть бути економічно вигідними для виготовлення наноматеріалів із регульованими та заданими параметрами форми, складу, структури та властивостей?

Література

1. H.Gleiter In: Defarformation of Polycrystals. Prog. of 2nd RISO Symposium on Metalurgy and Materials Science (Eds. N. Hansen. T. Leffers, H. Lithold). Roskilde. RISO Nat. Lab., 1981. – P.15-21.
2. R. Birringer, H. Gleiter, H.P. Klein, P. Marguard. // Phys. Lett. B. – 1984. – V.102. – P. 365-369; Z. Metallkunde. – 1984. – Bd.75.– S. 263-267.
3. Фізика і технологія тонких плівок та наносистем: Матеріали XI Міжнародної конференції у 2 т. / Під. заг. ред. Фреїка Д.М. – Івано-Франківськ: ВДВ ЦІТ Прикарпатського університету. – 2007. – Т.1.– С. 240 с.; Т.2. – 276 с.
4. Андриевский Р.А. Наноматериалы: концепция и современные проблемы // Рос. хим. ж. (Рос. хим. обща им. Д.М. Менделеева). – 2002. – Т.XLVI, №5. – С. 50-55.
5. Герасименко Н.Н. Наноразмерные структуры в имплантированных полупроводниках // Рос. хим. ж. (Рос. хим. обща им. Д.М. Менделеева). – 2002. – Т.XLVI, №5. – С. 30-41.
6. Андриевский Р.А. Основные проблемы наноструктурного материаловедения // Наноструктурное материаловедение. – 2005. – №1. – С. 5-13.
7. Андриевский Р.А, Рогоул А.В. Наноструктурные материалы. – М.: Академия, 2005. – 1952 с.
8. Andrievski R.A. Films as nanostructured materials with characteristic mechanical properties // Mater. Trans. – 2001. – Т.42, No 8. – P. 1471-1473.
9. Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / Пер. с англ. под. ред. Ж.И.Алферова, Ю.В.Шмарцева. – М.: Мир, 1989.
10. Нанотехнология в ближайшем десятилетии. Прогноз направления исследований / Под. ред. М.С.Роко, В.С.Уильямса, П.Аливисатоса; Пер. с англ. Р.А.Андриевского. – М.: Мир, 2002.

11. Белявский В.Н. Физические основы полупроводниковой нанотехнологии // Соросовский образовательный журнал. – 1998. – №10. – С. 92-98.
12. Борисенко В.Е. Нанoeлектроника – основа информационных систем XXI века // Соросовский образовательный журнал. – 1977. – №5. – С. 80-86.
13. Миколайчик А.Г., Дубчак Я.И., Фрейк Д.М. Получение эпитаксиальных пленок халькогенидов олова // Кристаллография. – 1968. – Т.13. – С. 574-577.
14. S. Fasko, T. Dekorsy, C. Koerdт e.a. // Science. – 1999. – V.285. – P. 1551-1553.
15. S.H. Brongersma. In: Abstr. Int. Conf. Of Ion Beem Modifikation of Materials. Amsterdam. – 1998.
16. N.N. Gerasimenko, V.Yu. Troitskij. XIII Int. Conf. on Ion Implation Technology. Alpbach. Austria. – 2001.
17. Малыгин А.А. Химия поверхности и нанотехнология: взаимосвязь и перспективы // Соросовский образовательный журнал. – 2001. – Т.7, №4. – С. 30-37.
18. Фрейк Д.М., Галушак М.А., Межиловская Л.И. Физика и технология полупроводниковых пленок. – Львів: Вища школа, 1988. – 152с.
19. Топологія поверхні і процеси росту нанокристалічних структур РbТе на сколах слюди-мусковіт / Д.М.Фреїк, І.М.Ліщинський, П.М.Литвин, В.В.Бачук. // Фізика і хімія твердого тіла. – 2008. – Т.9, №4. – С. 721-732.
20. Peculiarities of the PbTe nanoislet formation on BaF₂ substrate at “hot wall” epitaxy method investigated by atomi force microscopy / T.I.Sheremeta, I.V.Prokopenko, P.M.Lytvyn, O.S.Lytvyn, V.M.Vodop’yanov, A.P.Baktinov, E.I.Slynko // Functional Materials. – 2007. – V.14, No 1. – P. 1-6.
21. A Raab, R.T. Lechner, G. Sprigholz. // Phys. Rev. B. – 2003. – V.67.
22. E.C.Le.Ru, P.Howe, T.S.Jones, R.Murray // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 67.
23. Кульбачинський В.А. Полупроводниковіє квантовіє точки // Соросовский образовательный журнал. – 2001. – Т.7, №4. – С. 98-104.

Semiconductor Nanomaterials, Nanotechnology and Nanoelectronic

D.M. Freik

*Physical-Chemical Institute at PreCarpathian National University
by V. Stefanic Ivano-Frankivs'k, Shevchenko Street, 57, Ivano-Frankivs'k,
76000, Ukraine, e-mail: freik@pu.if.ua*

There are the review of science papers, devoted research of classic size effect in lead chalkogenide thin films with a different structural completeness. The influence of inter-phase and inter-grain boundaries, and dislocations of disparity and on the transport phenomena and current carriers mobility within the framework of characteristic lengths, and diffuse scattering, and Petrits model are considered.

Keywords: nanostructure, semiconductors, nanoelectronic.