

А.І. Євтушенко<sup>1</sup>, В.Й. Лазоренко<sup>1</sup>, Г.В. Лашкар'юв<sup>1</sup>, В.А. Карпина<sup>1</sup>,  
В.А. Батурін<sup>2</sup>, А.Ю. Карпенко<sup>2</sup>, Л.М. Удовенко<sup>1</sup>

## Фізичні принципи росту товстих структурно досконалих плівок ZnO при магнетронному розпиленні

<sup>1</sup>Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України,  
вул. Кржижанівського 3, 03680, Київ, Україна, e-mail: [a.ievtyushenko@ipms.kiev.ua](mailto:a.ievtyushenko@ipms.kiev.ua)

<sup>2</sup>Інститут прикладної фізики НАН України, вул. Петропавлівська 58, 40030, Суми, Україна

Запропоновано новий принцип росту плівок ZnO контрольованої товщини з використанням методу магнетронного розпилення. Досліджено структуру та фотолюмінісцентні властивості плівок, вирощених на сапфірових, кремнієвих та скляних підкладках. Продемонстровано, що всі плівки, осаджені з використанням запропонованої процедури на різні типи підкладок, є структурно досконалими і високотекстурованими та володіють високою інтенсивністю ультрафіолетової люмінесценції.

**Ключові слова:** товсті плівки ZnO, магнетронне розпилення, структура, фотолюмінісценція.

*Стаття постуила до редакції 29.09.2010; прийнята до друку 15.03.2010.*

### Вступ

Останнім часом в науковій літературі активно розвиваються ідеї використання оксиду цинку (ZnO) в якості активного матеріалу ефективних випромінюючих та чутливих пристроїв видимого та ультрафіолетового (УФ) випромінювання [1 - 3]. ZnO є прямозонним широкозонним напівпровідником ( $E_g = 3,37$  eV). Він відзначається великою енергією зв'язку екситона ( $\approx 60$  meV), що є перспективним для створення на його основі світлодіодів та лазерів. Однак проблемою є існування в ZnO різного роду структурних дефектів, які можуть утворювати центри безвипромінювальної рекомбінації, що призводить до зниження інтенсивності УФ люмінесценції, а також до появи додаткової, так званої дефектної емісії в видимій області спектру. Тому важливим практичним завданням є вирощування плівок ZnO високої структурної досконалості, здатних до інтенсивної монохроматичної УФ емісії. Крім того відомо, що інтенсивність люмінесценції в значній мірі залежить від товщини шару оксиду цинку – потужне випромінювання демонструють плівки ZnO товщиною в одиниці мікронів та масиви мікрокристалітів, осаджених з газової фази, висотою до десяти мікронів і більше. Нами, на основі багаторічного досвіду по осадженню плівок ZnO різними методами та узагальненню літературних даних, була виявлена проблемність конденсації структурно досконалих високотекстурованих плівок оксиду цинку мікронних товщин при традиційних

умовах вирощування. Як правило, виростити плівку ZnO товщиною більше 300 - 400 нм не вдається навіть при довготривалому безперервному, до декількох годин, процесі осадження методом магнетронного розпилення.

### I. Новий принцип магнетронного вирощування товстих плівок ZnO

Потрібно наголосити, що найбільш поширеними і доступними методами вирощування плівок ZnO є методи іонно-плазмового розпилення цинкової мішені у реакційному киснево-аргоновому середовищі. Вже давно встановлено, що плівки, отримані цими методами осадження, мають значно кращу досконалість, ніж плівки, осаджені методом термічного випаровування. Перші плівки мають хорошу адгезію, є більш однорідними та мають більш стабільні властивості. Це пояснюється більш високою енергією атомів, які конденсуються. Розпилені атоми мають енергію на 1 - 2 порядки вищу, ніж атоми, які випаровуються, що забезпечує самоочищення плівки від газових домішок в процесі росту, внаслідок чого підвищується структурна досконалість конденсату, покращуються його фізичні властивості і адгезія до підкладки.

Значна доля кінетичної енергії вибитих з мішені атомів виділяється на поверхні конденсату у вигляді тепла [4]. Тому варто очікувати, що це тепло вкупі з теплою конденсації, що виділяється при формуванні кристалічної структури, здатні суттєво

підвищити температуру поверхні росту ( $T_{surf}$ ), створивши значний градієнт температури по нормалі в глибину плівки. Ефект значної різниці між температурою верхнього шару плівки та температурою підкладки був помічений вже давно [5, 6], а також в [7]. Особливо ретельно це явище було досліджено в роботах Шагіняна Л.Р. при магнетронному осадженні металевих плівок з великою теплопровідністю [8, 9].

В цитованих роботах температуру поверхні росту  $T_{surf}$  та температуру підкладки  $T_{sub}$  вимірювали в процесі осадження металевих плівок незалежними способами. Температуру поверхні визначали за допомогою ІЧ-камери, яка фіксувала потік інфрачервоного випромінювання з поверхні росту та за допомогою комп'ютерної обробки термограм, встановлювали істинну температуру  $T_{surf}$ . Одночасно, з використанням традиційного термпарного методу, вимірювалась і температура підкладки  $T_{sub}$ . Температуру фіксували впродовж всього процесу осадження в залежності від густини потоку атомів, що дало можливість порівняти значення  $T_{surf}$  та  $T_{sub}$  на різних часових етапах осадження і в залежності від швидкості росту плівок. Було показано, що температура поверхні росту пропорційна густині потоку атомів, що конденсуються, стрімко зростає з початку осадження, насичується в умовах стаціонарного росту і спадає після зупинки процесу. В той же час температура підкладки змінюється з часом по такому ж закону, що і  $T_{surf}$ , залишаючись при цьому значно нижчою за неї. Різниця між  $T_{surf}$  та  $T_{sub}$  для одного і того ж часового періоду осадження, в залежності від потужності магнетрона, сягала 300 – 400 °С. На основі ретельного аналізу одержаних результатів, автори стверджують, що  $T_{surf}$  є температура надтонкого поверхневого перегрітого шару, який складається з рухливих атомів і має низьку теплопровідність. Останнє обумовлено обмеженим обміном енергією між адатомами шару та атомами плівки. Цей шар є речовина, що відділяє парову фазу від твердої (кристалічної), і тому може розглядатись як гарячий рідкоподібний шар. Таким чином можна стверджувати, що реальна температура росту при магнетронному методі осадження є температура поверхні  $T_{surf}$ , а не температура підкладки  $T_{sub}$ , яку традиційно контролюють.

Якщо кінетична енергія падаючих на поверхню кристала атомів є недостатньо високою, а температура підкладки є низькою, то теплової енергії атомів може не вистачити для того, щоб забезпечити їх поверхневу дифузію на поверхні росту і такі атоми будуть «замерзати» у випадкових позиціях, не створюючи регулярну кристалічну ґратку. Підлітаючі атоми можуть покидати перегріту поверхню росту (ревипаровування) і конденсуватись на найбільш холодних поверхнях ростової камери.

Аналізуючи вищесказане, ми прийшли до висновку, що причиною труднощів вирощування плівок оксиду цинку мікронних товщин при магнетронному методі осадження може бути достатньо висока температура поверхні росту. Успішна конденсація відбувається в перші кілька

хвилин процесу до тих пір, поки завдяки бомбардуванню високоенергетичними іонами температура  $T_{surf}$  не стає критично високою. До цього часу кількість атомів, що будують ґратку, значно більша за тих, що покидають поверхню росту. Плівка буде рости до тих пір, доки потік атомів, що адсорбуються на поверхні, і потік атомів, що ревипаровуються, не зрівняються. Саме це відбувається при досягненні критичної температури. В результаті плівка перестає рости при будь-якій тривалості процесу осадження.

При вирощуванні металевих плівок температура поверхні росту ( $T_{surf}$ ) суттєво зменшується за 2 - 3 хвилини після вимкнення магнетрону [10]. Враховуючи вищесказане, нами був запропонований новий технологічний метод багатостадійного осадження товстих плівок ZnO. Метод базується на тому, що для запобігання ревипаровуванню атомів, що осаджуються (адатомів), потрібно знизити температуру поверхні росту  $T_{surf}$  шляхом вимкнення магнетрону. Після витримки, магнетрон знову включаємо і плівка знову продовжує рости до досягнення критичної температури поверхні. Загалом, запропонований нами метод росту плівок ZnO полягає в тому, що осадження здійснюється не безперервно, як при традиційному магнетронному розпиленні, а поетапно, з технологічними перервами. Стадії росту змінюються стадіями охолодження поверхні росту за час технологічних перерв роботи магнетрона. Конденсація плівки зазначеним способом продовжується до тих пір, поки не буде досягнута необхідна її товщина.

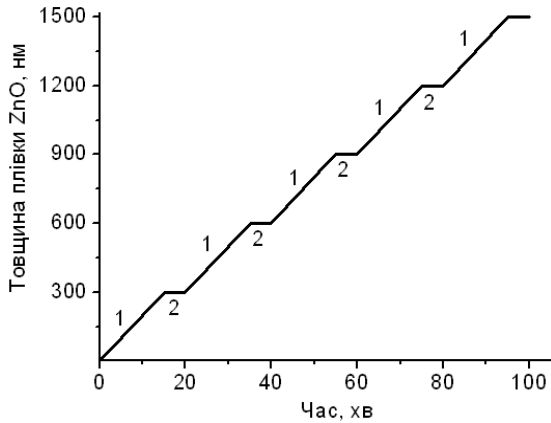
Отже, метою цієї роботи є дослідження ефекту введення запропонованого нами поетапного методу осадження при магнетронному розпиленні плівок ZnO на їх структурні, оптичні та фізичні властивості.

## II. Методика експерименту

### 2.1. Експериментальна процедура.

Плівки ZnO осаджували методом реактивного ВЧ магнетронного розпилення на *c*-сапфір, Si (100) та скляні підкладки. В якості мішені було використано металічний цинк чистотою 99,99 %. Осадження проводили в 5 етапів, кожний з яких складався зі стадії наплення плівки та зі стадії технологічної зупинки. На рис. 1 представлено схематичне зображення технологічного процесу осадження у вигляді залежності товщини плівки від часу вирощування.

Температуру підкладки на усіх етапах осадження підтримували постійною. Враховуючи більш низьку теплопровідність ZnO в порівнянні з металевими плівками, для яких було встановлено в роботах Шагіняна Л.Р. часову динаміку температури поверхні росту, часові параметри поетапного осадження плівок нами були вибрані наступні: час росту склав 15 хвилин, а час зупинок – 5 хвилин (рис.1). При осадженні плівок ZnO на вказані вище підкладки підтримували постійними такі технологічні



**Рис. 1.** Залежність товщини плівки ZnO від часу вирощування: 1) стадія напилення плівки та 2) стадія технологічної зупинки процесу напилення.

**Таблиця 1**

Параметри осадження плівок ZnO на різні типи підкладок

Параметри / Підкладка	c-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	ZnO/Si (100)	ZnO/Glass
T <sub>sub</sub> , °C	400	250	300
P(O <sub>2</sub> ), Па	0,5	0,3	0,7

параметри осадження як потужність магнетрону (200 Вт), парціальний тиск газу-носія аргону (1 Па) та відстань мішень-підкладка (7 см). Температура підкладки та парціальний тиск кисню в камері осадження були нами оптимізовані раніше [11]. В таблиці 1 представлено такі параметри як температура підкладки (T<sub>sub</sub>) та парціальний тиск кисню (P(O<sub>2</sub>)) при осадженні на різні підкладки.

**2.2. Методи досліджень.**

Структурну досконалість одержаних плівок оцінювали шляхом визначення кутової напівширини дифракційних максимумів першого та другого порядку відбиття рентгенівського випромінювання, одержаних гоніодифрактометричним методом в умовах одночасного обертання зразка і лічильника (криві  $\theta - 2\theta$ ) з використанням комп'ютеризованого рентгенівського дифрактометра ДРОН-2 (Cu-K $\alpha$ ,  $\lambda = 0,1542$  нм). Критерієм структурної досконалості було вибрано величину розмиття (розширення) інтерференційних піків

$$b = \sqrt{B^2 - \epsilon^2}, \quad (1)$$

де B – експериментальна напівширина інтерференційного максимуму досліджуваних плівок,  $\epsilon$  – додаткове розмиття, викликане похибкою дифрактометра.

Відомо [12], що розмиття дифракційних максимумів на рентгенограмах обумовлено декількома факторами, основним з яких є середній розмір ідеальних кристалітів L, з яких сформована плівка (областей когерентного розсіювання) та наявності в плівці мікронапруг, пов'язаних з

неоднорідною пружною деформацією  $\frac{\Delta d}{d}$ . Розширення піків на рентгенограмах, викликане мозаїчністю структури і розмірами кристалітів, визначається формулою [12]:

$$b = \frac{0,9L}{L \cos q} \quad (2)$$

В теорії розсіювання рентгенівського випромінювання приймається, що досліджуваний кристал не є суцільно досконалим, а складається з малих блоків (лінійні розміри яких знаходяться на рівні 10<sup>-5</sup> см), повернутих один відносно другого на малі кути (порядку одиниць кутових хвилин). Інтенсивність розсіювання від одного блоку визначається різницею фаз, амплітудами хвиль, розсіяних усіма атомами блоку. Сумарна інтенсивність розсіювання від всього кристала дорівнює сумі інтенсивностей розсіювання різними блоками, оскільки повороти і зміщення блоків один відносно другого є нерегулярними.

Кожний блок вважається досконалим тоді, коли дотримується постійність періодів ґратки в усьому об'ємі блоку. Кристал, що складається із таких малих, але кристалографічно досконалих блоків, називають ідеально мозаїчним, а лінійний їх розмір L називається областю когерентного розсіювання (ОКР) рентгенівських променів, оскільки кожний такий блок (область) розсіює електромагнітну хвилю без зміни її енергії та частоти коливання.

Відомо [12], що, коли розмір кристалітів стає меншим величини 10<sup>-5</sup> см при подрібненні блоків шляхом пластичної деформації, завжди спостерігається розширення дифракційних ліній на рентгенограмах. Теоретично було показано, що коли б ефект розширення ліній визивався лише подрібненням кристалітів, то кутова залежність такого розширення визначалась б формулою (2).

В дійсності при розширенні ліній на рентгенограмах пластично деформованого металу не спостерігається вказана вище кутова залежність. Це вказує на те, що розширення ліній в загальному випадку обумовлене не лише розмірами ОКР, а й іншим механізмом – наявністю залишкових мікронапруг, які неоднорідно змінюють період ґратки в різних кристалітах та блоках кристалічної структури окремого кристаліта. Тоді кожний кристаліт (або блок) має період ґратки трохи інший, ніж сусідній кристаліт (блок), внаслідок чого лінії рентгенограми виявляються розширеними. Величина розширення обумовлюється діапазоном, в межах якого змінюється міжплощинна відстань  $\pm \Delta d$ .  $\pm \frac{\Delta d}{d}$  є кількісною характеристикою величини мікронапруг, існуючих в зразках.

Розширення рентгенівських ліній, обумовлене наявністю лише мікронапруг має іншу кутову залежність, ніж у випадку подрібнення ОКР, а саме

$$b = \pm \frac{\Delta d}{d} \cdot 4tg q \quad (3)$$

Реально розширення ліній на рентгенограмах має

складну кутову залежність, яка свідчить про суперпозицію обох чинників: наявності мікронапруг і розмірів кристалітів. Різний вплив цих двох факторів на залежність ширини лінії від кута відбивання дозволяє розділити вказані ефекти і визначити кожний з них окремо.

При апроксимації профілю дифракційних піків функцією Гауса фізичне уширення, яке враховує обидва механізми, визначається співвідношенням [13]

$$b^2 = \frac{I^2}{L^2 \cos^2 q} + 16 \operatorname{tg}^2 q \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 \quad (4)$$

В випадку, коли є значення  $\beta$  дифракційного піку першого порядку відбиття при  $\theta_1$  і другого порядку відбиття при  $\theta_2$ , можна легко розв'язати систему двох рівнянь для двох різних порядків відбиття і визначити значення двох невідомих, а саме - середній лінійний розмір області когерентного розсіювання  $L$  та величину мікродеформацій  $\frac{\Delta d}{d}$  в напрямку нормалі до площини відбиття.

Значно простіше визначається  $\frac{\Delta d}{d}$  та  $L$  графічним способом. Рівняння (4) можна трансформувати, помноживши всі його члени на  $\frac{\cos^2 q}{I^2}$ , в рівняння прямої:

$$\frac{b^2 \cos^2 q}{I^2} = \frac{1}{L^2} + 16 \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 \cdot \frac{\sin^2 q}{I^2}$$

Використовуючи величини розширення першого і другого порядків відбиття, і побудувавши графік залежності  $\frac{b^2 \cos^2 q}{I^2}$  від  $\frac{\sin^2 q}{I^2}$ , одержимо пряму, що перетинає вісь ординат при  $\epsilon = \frac{1}{L^2}$  і для якої  $\operatorname{tg} \alpha = 16 \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2$  (рис. 2), що дозволяє визначити

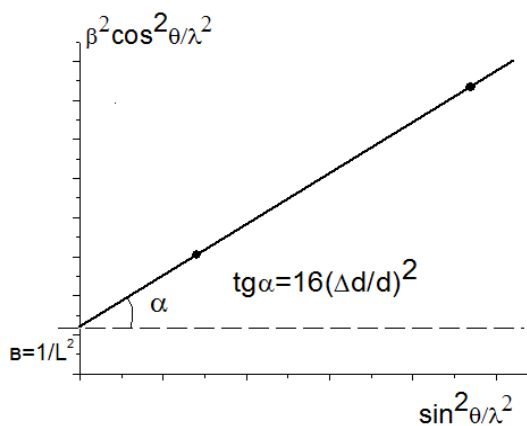


Рис. 2. До роздільного визначення мікронапруг і лінійних розмірів ОКР.

величину області когерентного розсіювання ( $L$ ) та величину мікродеформацій ( $\frac{\Delta d}{d}$ ).

Товщини плівок були визначені за допомогою оптичного інтерферометру МП-4. Спектри фотолюмінесценції виміряні при кімнатній температурі при збудженні неперервним Nd:YVO лазером (266 нм). Скануючу електронну мікроскопію використовували для контролю однорідності плівок по товщині (ZEISS EVO 50 XVP SEM).

### III. Результати та їх обговорення

На рис. 3 представлені апроксимовані функцією Гауса піки рентгенівської дифракції плівок ZnO, осаджених на різні підкладки. Як видно з рисунку, для всіх вирощених плівок за використанням

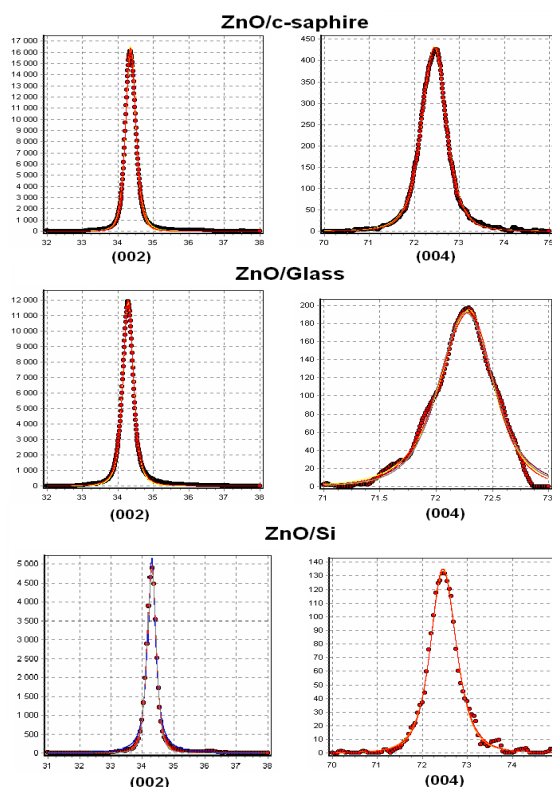


Рис.3. Піки рентгенівської дифракції плівок ZnO, осаджених на різні підкладки.

багат шарового осадження характерним є наявність піків переважної орієнтації (002) першого і другого порядку відбиття.

Наявність піків першого і другого порядку відбиття дало змогу розділити вплив двох механізмів уширення рентгенівських ліній і визначити  $L$  та  $\frac{\Delta d}{d}$  для кожного зразка за вищеописаною методикою. З отриманих величин мікродеформацій ( $\frac{\Delta d}{d}$ ) були розраховані значення напруг в плівках ( $\sigma$ ), використовуючи методику описану в роботі [11]. Крім того визначення лінійних розмірів ОКР ( $L$ ) дало можливість оцінити густину дислокацій у вирощених плівках, використовуючи формулу

Таблиця 2

Параметри плівок ZnO, осаджених на різні типи підкладок, за даними РФА

Матеріал підкладки	$2\theta$ для (0001), град	$c$ , нм	$B$ , град	$L$ , нм	$\frac{\Delta d}{d}$	$\sigma$ , ГПа	$n_d$ , см <sup>-2</sup>	Товщина плівки, нм
сапфір	34,40(002)	0,5206	0,38	50,0	$4,28 \cdot 10^{-3}$	-0,997	$4,0 \cdot 10^{10}$	1500
	72,44(004)	0,5222	0,75					
кремній	34,34(002)	0,5222	0,39	44,0	$4,56 \cdot 10^{-3}$	-1,062	$5,2 \cdot 10^{10}$	1050
	72,50(004)	0,5214	0,80					
скло	34,34(002)	0,5222	0,41	26,0	$2,86 \cdot 10^{-3}$	-0,667	$1,5 \cdot 10^{11}$	1950
	72,22(004)	0,5232	0,66					

$n_d = \frac{1}{L^2}$  [14]. Результати розрахунків приведені в таблиці 2.

Відмітимо, що періоди кристалічних ґраток  $c$ -сапфіру та кремнію мають невідповідність з періодом ґратки оксиду цинку  $\sim 18$  та  $\sim 41$  %, відповідно [15]. Тому найкраща структура плівки ZnO була отримана на сапфіровій підкладці (найбільше значення ОКР та найменше значення густини дислокацій). Менш структурно досконалою є плівка ZnO, осаджена на аморфну скляну підкладку – найменше значення ОКР, та, відповідно, найбільше значення оціненої концентрації дислокацій. Як правило, на скляних підкладках спочатку осаджується аморфний шар оксиду цинку, і тільки при досягненні певної товщини починає рости полікристалічний текстурований шар [16], що загалом і призводить до меншої структурної досконалості плівки. Раніше ми повідомляли [11, 17], що застосування зупинок у магнетронному осадженні тонких плівок ( $< 1000$  нм) дозволяє реалізувати гомоепітаксійний ріст, що призводить до зменшення напруг та концентрації дефектів в вирощених плівках. Збільшення кількості етапів росту до 5 дозволило отримати для плівок ZnO, вирощених як на кристалічних ( $c$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> та Si (100)) так і на аморфних підкладках (скло), другий порядок відбиття (рефлекс 004) в спектрах

рентгенівської дифракції. Цей факт засвідчує покращення структурної досконалості останніх, порівняно з плівками ZnO, осадженими традиційним неперервним одностадійним магнетронним розпиленням.

В останньому стовбці таблиці 2 приведено товщини одержаних плівок. Як видно, нам вдалося виростити товсті досконалі плівки ( $> 1000$  нм) при осадженні на різні підкладки. Розрахована швидкість росту плівок знаходиться в межах 20 - 40 нм/хв в залежності від технологічних параметрів осадження. Отже, запропонований нами спосіб конденсації плівок оксиду цинку із застосуванням технологічних перерв при осадженні, дозволяє запобігти досягненню високої температури поверхні росту та виростити високотекстуровані плівки ZnO заданої товщини.

На рис. 4 представлено зображення, одержане за допомогою скануючої електронної мікроскопії, профілю плівки ZnO, осадженої на Si підкладку методом шарового осадження. Як видно з рисунку, плівці притаманний колончатий тип структури з укрупненням діаметрів кристалітів зі збільшенням товщини плівки. Важливо відмітити, що впровадження технологічних перерв при напыленні плівки не призвело до появи границь росту між шарами, що були осаджені в сусідніх стадіях. Оцінена товщина плівки з її профілю - 1 мкм близька

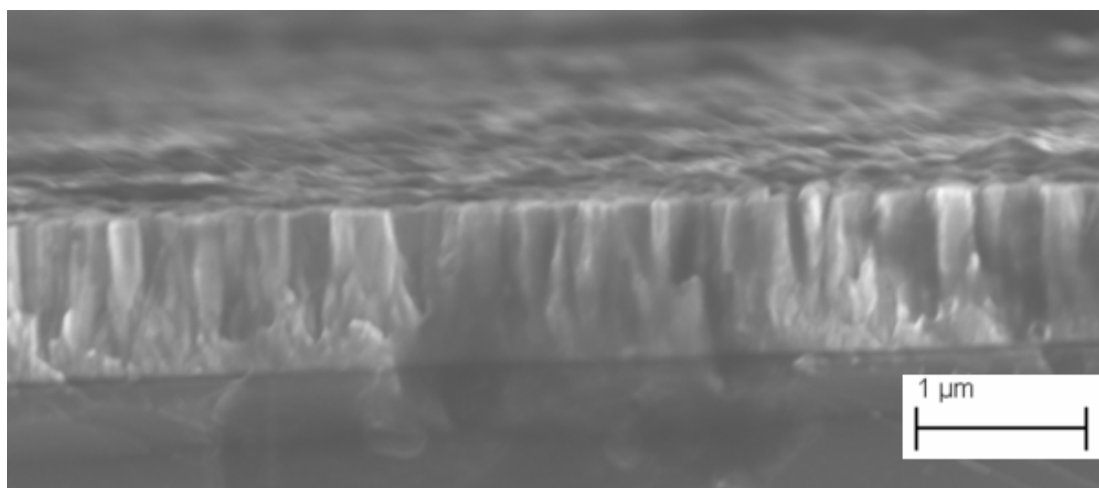


Рис. 4. Профіль плівки ZnO, осадженої на Si підкладку методом шарового осадження.

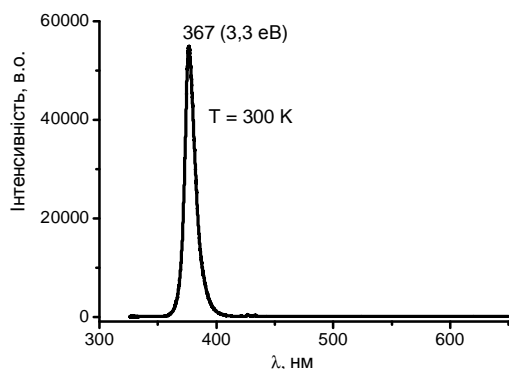


Рис. 5. Спектр фотолюмінесценції плівки ZnO.

до значення 1050 нм, що було розрахована з інтерферометричних вимірювань, і підтверджує правильність застосованого методу оцінки товщини інтерферометричним методом і для інших плівок.

Типовий спектр фотолюмінесценції (ФЛ) багат шарових товстих (~ 1,5 мкм) плівок оксиду цинку, осаджених методом магнетронного розпилення за п'ять етапів, представлено на рис. 5. В області коротких довжин хвиль  $\lambda = 367$  нм спостерігається фотолюмінесценція вільних екситонів (3,3 еВ). Висока інтенсивність УФ ФЛ, симетрична форма піку та мала його напівширина свідчать про високу оптичну якість одержаних плівок.

Таким чином, плівки оксиду цинку, вирощені методом магнетронного розпилення з використанням методу пошарового осадження, демонструють інтенсивну УФ емісію, що свідчить про їх високу кристалічну та оптичну якість, яка необхідна для розробки світловипромінюючих гетероструктур на їх основі.

## Висновки

Запропонований нами підхід періодичного застосування перерв при пошаровому вирощуванні

плівок ZnO на різних типах підкладок в методі магнетронного осадження дозволяє підтримувати постійною їх швидкість росту та осадити плівки значної товщини ( $d = 1,5 - 2$  мкм), що практично було недосяжним до цього часу. Наявність піків першого і другого порядку відбиття для всіх осаджених плівок ZnO дало змогу розділити вплив двох механізмів розширення рентгенівських ліній і визначити лінійні розміри областей когерентного розсіювання та значення мікрODEFORMAЦІЙ, використовуючи описану в роботі методику. Запропонований та застосований технологічний прийом дозволив одержати плівки оксиду цинку не тільки мікронних товщин, а і значно покращити їх кристалічну та оптичну досконалість шляхом реалізації гомоепітаксійного росту (ріст ZnO на ZnO).

## Подяки.

Автори висловлюють щирі подяки академіку НАНУ В.Л. Найдеку та професору Б.А. Кірієвському (Фізико-технологічний інститут металів та сплавів НАН України, м. Київ) за виготовлення литих цинкових мішеней.

**Євтушенко А.І.** – науковий співробітник Інституту проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України;  
**Лазоренко В.Й.** – к.т.н., старший науковий співробітник ПІМ ім. І.М. Францевича НАНУ,  
**Лашкар'єв Г.В.** – професор, доктор фіз.-мат. наук, керівник відділу фізики та технології фотоелектронних та магнітоактивних матеріалів ПІМ ім. І.М. Францевича НАНУ;  
**Карпина В.А.** – науковий співробітник ПІМ ім. І.М. Францевича НАНУ;  
**Батурин В.А.** – к.ф.-м.н., старший науковий співробітник, завідувач лабораторії Інституту прикладної фізики НАН України;  
**Карпенко А.Ю.** – молодший науковий співробітник Інституту прикладної фізики НАН України;  
**Удовенко Л.М.** – молодший науковий співробітник ПІМ ім. І.М. Францевича НАНУ.

- [1] А.І. Євтушенко, Г. В. Лашкар'єв, В.Й.Лазоренко, В.А.Карпина, В.Д. Храновський ZnO-детектори ультрафіолетового випромінювання. Огляд. // *Фізика і хімія твердого тіла*, **9** (6), сс. 869-882 (2008).
- [2] І.І. Штеплюк, Г.В. Лашкар'єв, В.Й. Лазоренко, А.І.Євтушенко Технологічні та матеріалознавчі аспекти створення світлодіодів на основі ZnO (Огляд) // *Фізика і хімія твердого тіла*, **11**(2), сс. 277-287 (2010).
- [3] А.І. Євтушенко, Г.В. Лашкар'єв, В.Й. Лазоренко, В.А. Карпина, В.Д. Храновський, Л.А. Косяченко, В.М. Склярчук, О.Ф. Склярчук Детектор ультрафіолетового випромінювання на основі ZnO, легованого азотом // *Сенсорна електроніка та мікросистемні технології*, **3**, сс.40-44 (2008).
- [4] D.L. Smith. *Thin Film Deposition*, McGraw-Hill, New York (1997).
- [5] M.V. Belous and C.M. Wayman // *Appl. Phys.*, **38**, pp. 5119-5124 (1967).
- [6] G. Breitweiser, B.N. Varadarajan and J. Wafer Influence of film condition and source radiation on substrate Temperature // *Vac. Sci. Techn.*, **7**, pp. 274-277 (1970).
- [7] D. Daineka, V. Suendo, P. Roca and I. Gabarrocas. Temperature dependence of the optical functions of amorphous silicon-based materials: application to in situ temperature measurements by spectroscopic ellipsometry// *Thin Solid Films*, **468**,1-2, pp. 298-302 (2004).

- [8] L.R. Shaginyan, J-G. Han, N.V. Britun Effect of the Surface Temperature on Formation of Low-Temperature Phase in Magnetron-Sputtered Chromium Films// *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44** (5A), pp.3200-3204 (2005).
- [9] L.R. Shaginyan, V.R. Shaginyan and J-G. Han Heating of condensation surface during magnetron sputtering// *Eur. Phys. J. B*, **46**, pp. 335-342 (2005).
- [10] L.R. Shaginyan, J-G. Han, V.R. Shaginyan, J. Musil Evolution of film temperature during magnetron sputtering// *Vac. Sci. Techn. A*, **24** (4), pp.1083-1090 (2006).
- [11] A. Ievtushenko, V. Karpyna, G. Lashkarev, V. Lazorenko, V. Baturin, A.Karpenko, M. Lunika, A. Dan'ko Multilayered ZnO Films of Improved Quality Deposited by Magnetron Sputtering // *Acta Physica Polonica A*, **114** (5), pp.1131-1137 (2008).
- [12] П.П. Кушта. *Рентгенографія металів*. Видавництво Львівського Університету, 385 с. (1959).
- [13] Л.С. Палатник, М.Я. Фукс, О.Г. Альвердова, Л.П. Шпаковская. *Кристаллографія*, 608 с. (1977).
- [14] W.D. Callister. *Materials Science and Engineering – An Introduction*, John Wiley and Sons, New York, (1997).
- [15] Ü. Özgür, Ya.I. Alivov, C. Liu et al., // A comprehensive review of ZnO materials and devices // *Appl. Phys.*, **98**, pp. 041301- 041404 (2005).
- [16] Y. Yoshino, K. Inoue, M. Takeuchi, K. Ohwada. Effects of interface micro structure in crystallization of ZnO thin films prepared by radio frequency sputtering// *Vacuum*, **51** (4), pp. 601-607 (1998).
- [17] A.I. Ievtushenko, V.A. Karpyna, V.I. Lazorenko, G.V. Lashkarev, V.D. Khranovskyy, V.A. Baturin, O.Y. Karpenko, M.M. Lunika, K.A. Avramenko, V.V. Strelchuk, O.M. Kutsay High quality ZnO films deposited by radio-frequency magnetron sputtering using layer by layer growth method // *Thin Solid Films*, **518** (16), pp. 4529-4532 (2010).

A. Ievtushenko<sup>1</sup>, V. Lazorenko<sup>1</sup>, G. Lashkarev<sup>1</sup>, V. Karpyna<sup>1</sup>,  
V. Baturin<sup>2</sup>, A. Karpenko<sup>2</sup>, L. Udovenko<sup>1</sup>

## The Physical Principles for Growth of Thick High Quality Zno Films at Magnetron Sputtering

<sup>1</sup>*Institute for Problems of Material Science, NASU, 3 Krzhizhanovskogo str.,  
Kiev, 03680, Ukraine, e-mail: [a.ievushenko@ipms.kiev.ua](mailto:a.ievushenko@ipms.kiev.ua)*

<sup>2</sup>*Institute of Applied Physics, NASU, 58 Petropavlovskaya str., Sumy, 40030, Ukraine*

The new principle for growth of ZnO films with controlled thickness using the magnetron sputtering method is proposed. The structure and photoluminescence properties of films grown on sapphire, silicon and glass substrates are investigated. It is demonstrated that all films deposited by the proposed procedure on different types of substrates are high quality as well as high textured and demonstrate high intensity of UV luminescence.

**Key words:** ZnO thick films, magnetron sputtering, structure, photoluminescence.