

О.В. МЕЛЬНИЧУК,<sup>1</sup> Л.Ю. МЕЛЬНИЧУК,<sup>1</sup> Н.О. КОРСУНЬКА,<sup>2</sup>  
Л.Ю. ХОМЕНКОВА,<sup>2</sup> Є.Ф. ВЕНГЕР<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Ніжинський державний університет ім. М. Гоголя  
(Вул. Графська, 2, Ніжин 16600)

<sup>2</sup> Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України  
(Просп. Науки, 45, Київ 03028)

## ОПТИЧНІ ТА ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ Tb-ZnO/SiO<sub>2</sub> В ІЧ-ОБЛАСТІ СПЕКТРА

УДК 539

*За допомогою методу ІЧ-спектроскопії зовнішнього відбивання досліджено оптичні та електрофізичні властивості плівок оксиду цинку, легованого тербієм. Плівки було нанесено на підкладки оксиду кремнію методом магнетронного напилення. Теоретичне моделювання спектрів для структури ZnO/SiO<sub>2</sub> проведено з використанням багатоосциляторної моделі в діапазоні 50–1500 см<sup>-1</sup> за орієнтації електричного поля перпендикулярно до с-осі (E⊥c). Методом дисперсійного аналізу визначено оптичні та електричні властивості плівки ZnO, а також силу осциляторів і значення їх коефіцієнта затухання для плівки та підкладки SiO<sub>2</sub>. З'ясовано вплив фононої та плазмон-фононої підсистем плівки ZnO на форму спектра ІЧ-відбивання структури Tb-ZnO/SiO<sub>2</sub>.*

*Ключові слова:* оксид цинку, SiO<sub>2</sub>, ІЧ-відбивання, тонка плівка, діелектрична підкладка, фонон, плазмон, концентрація електронів.

### 1. Вступ

Розвиток сучасної опто- та наноелектроніки нерозривно пов'язаний із мініатюризацією окремих функціональних компонентів приладів і пристроїв, що зумовлено технологічними можливостями вирощування тонких полі- та монокристалічних плівок. Очевидно, що властивості таких систем, в першу чергу, будуть визначатися якістю вирощених плівок та можливістю прогнозування їх оптичних та електричних характеристик [1–3].

На даний час дослідженню оптичних та електрофізичних властивостей тонких напівпровідникових плівок на діелектричних та напівпровідникових підкладках присвячено низку наукових праць [4–14], але вплив властивостей плівки та підкладки на характеристики структури плівка-підкладка загалом вивчено недостатньо. Крім того, взаємодія фононних та плазмонних збуджень плівки з фононою підсистемою підкладки може призвести до значних змін у властивостях плівки у порівнянні з монокристалами [3, 5, 6].

Серед багатьох досліджень фізичних властивостей тонких плівок, що стимулюють їх широке

використання в різних галузях науки і техніки, значну зацікавленість являє вивчення оптичних та електричних властивостей тонких плівок оксиду цинку, нанесених на діелектричні підкладки [4–12].

Вибір оксиду цинку в ролі досліджуваного об'єкта зумовлений тим, що за своїми фізико-хімічними властивостями (оптичні, механічні, п'єзоелектричні і т.д.) він являється одним із найбільш перспективних матеріалів, здатних стати базовим для багатьох інновацій на наступні десятиріччя в області фотоніки і спінтроніки [15]. Крім того, унікальні оптичні властивості монокристалічного ZnO визначають можливість застосування даного матеріалу при розробці нових пристроїв опто- та наноелектроніки [1, 16]. Завдячуючи великій ширині забороненої зони (3,37 eV при 300 K), оксид цинку набуває широкого використання в ролі матеріалу для короткохвильових джерел світла і може слугувати альтернативою сполук GaN і SiC, собівартість яких на порядки вища [17–19]. Однак, ще більш вагомими перспективи у порівнянні з монокристалами мають плівки ZnO, які використовуються в якості прозорих шарів і в залежності від ступеня легування можуть бути як діелектриками, так і провідниками електричного струму. Як показано у роботах [5, 20–22], питомий опір  $\rho$  у

© О.В. МЕЛЬНИЧУК, Л.Ю. МЕЛЬНИЧУК,  
Н.О. КОРСУНЬКА, Л.Ю. ХОМЕНКОВА,  
Є.Ф. ВЕНГЕР, 2019

тонких плівках ZnO можна змінювати від  $10^{-4}$  до  $10^{10}$  Ом·см.

Проте, слід зазначити, що незважаючи на актуальність даної теми та велику кількість публікацій з досліджень плівок оксиду цинку, в літературі недостатньо даних щодо вивчення взаємодії електромагнітного випромінювання з різними типами коливань (наприклад, фононами, плазмонами). Зазначимо, що взаємодія дипольних коливань із вільними електронами плівки оксиду цинку та дипольними коливаннями підкладки значною мірою змінює характер як об'ємних, так і поверхневих фононних та плазмон-фононних збуджень, що призводить до суттєвих змін оптичних властивостей структури в цілому. У зв'язку з цим є зацікавленість у дослідженні оптичних та електрофізичних властивостей плівок ZnO на діелектричних підкладках. Важливим є питання з'ясування взаємодії фононної та плазмон-фононної підсистем плівки з фононною підсистемою підкладки у широкому спектральному ІЧ-діапазоні.

Метою даної роботи було дослідження методом інфрачервоної (ІЧ) спектроскопії зовнішнього відбивання за кута падіння світла, близького до нормального, легованих тербієм плівок ZnO, нанесених на SiO<sub>2</sub> підкладку (структури Tb-ZnO/SiO<sub>2</sub>) в області плазмон-фононного резонансу ZnO. Відомо, що Tb розглядається як домішка, перспективна для одержання зеленої люмінесценції, а також високої провідності плівок. Проте відносно останнього дані, наведені в літературі, є досить суперечливими [23, 24].

Метод ІЧ-спектроскопії являється одним із найінформативніших методів з дослідження оптичних та електрофізичних властивостей тонких плівок, який дає інформацію не лише про фізико-хімічні властивості плівки, а й про параметри підкладки та стан якості обробки її поверхні [5, 12].

Детальний аналіз отримання взаємно узгоджених параметрів одноосцільної моделі для ZnO проведено у роботах [5, 25]. Авторами [25] показано, що ZnO характеризується значною анізотропією властивостей фононної і слабкою анізотропією плазмової підсистем. Завдяки цьому плівки оксиду цинку є добрими модельними об'єктами, зручними для дослідження оптичних та електрофізичних властивостей в ІЧ-області спектра за наявності зв'язку довгохвильових оптичних коливань

ґратки, плівки та підкладки з електронною плазмою плівки оксиду цинку.

## 2. Методика експерименту

Плівки ZnO, леговані тербієм, було нанесено на підкладки SiO<sub>2</sub> методом радіочастотного магнетронного розпилення в плазмі іонів аргону. В ролі мішені було використано мішень оксиду цинку, вкриту каліброваними дискам Tb<sub>4</sub>O<sub>7</sub>. В ролі підкладок було вибрано пластинки синтетичного оксиду кремнію (типу JGS1) з розмірами  $1 \times 1 \times 0,2$  см<sup>3</sup>, які були поліровані з обох боків. Кристали оксиду кремнію цього типу характеризуються високою чистотою, відсутністю пор та бульбашок. Їм притаманна прозорість в ультрафіолетовій та видимій області спектра, відсутність поглинання в області 175–250 нм та інтенсивне поглинання в області 2600–2800 нм ( $3550\text{--}3850$ ) см<sup>-1</sup> завдяки присутності ОН-груп. Температура підкладок була 100 °С, густина потужності мішені – 1,91 Вт/см<sup>2</sup>. Товщина шару становила  $632 \pm 2$  нм. Напилені плівки виявилися полікристалічними з орієнтацією *c*-осі перпендикулярно до поверхні підкладки. Вміст Tb<sup>3+</sup> становив близько 3 ат.%.

Спектри ІЧ відбивання вимірювалися при кімнатній температурі за допомогою Bruker Vertex 70 V FTIR спектрометра при куті падіння світла збудження 13°. В ролі еталона було використано золоте дзеркало. Спектри було записано з роздільною здатністю 1 см<sup>-1</sup>. Орієнтація електричного поля була вибрана перпендикулярною до *c*-осі підкладки SiO<sub>2</sub>. Більш детально процедуру описано в роботах [7, 8].

## 3. Теорія

Теоретичні розрахунки спектрів ІЧ-відбивання поглинаючої плівки ZnO на “напівнескінченній” підкладці з SiO<sub>2</sub> проведено в області “залишкових променів” плівки та підкладки за математичними виразами [5, 7, 8]:

$$R(\nu) = \{ (q_1^2 + h_1^2) \exp(\gamma_2) + (q_2^2 + h_2^2) \times \exp(-\gamma_2) + A \cos \delta_2 + B \sin \delta_2 \} / \{ \exp(\gamma_2) + (q_1^2 + h_1^2) (q_2^2 + h_2^2) \times \exp(-\gamma_2) + C \cos \delta_2 + D \sin \delta_2 \}, \quad (1)$$

де

$$A = 2(q_1q_2 + h_1h_2), \quad B = 2(q_1h_2 - q_2h_1),$$

$$C = 2(q_1q_2 - h_1h_2), \quad D = 2(q_1h_2 + q_2h_1),$$

$$q_1 = \frac{n_1^2 - n_2^2 - k_2^2}{(n_1 + n_2)^2 + k_2^2}, \quad h_1 = \frac{2n_1k_2}{(n_1 + n_2)^2 + k_2^2},$$

$$q_2 = \frac{n_2^2 - n_3^2 + k_2^2 - k_3^2}{(n_2 + n_3)^2 + (k_2 + k_3)^2},$$

$$h_2 = \frac{2(n_2k_3 - n_3k_2)}{(n_2 + n_3)^2 + (k_2 + k_3)^2},$$

$$\gamma_2 = (4\pi k_2 d) / \lambda, \quad \delta_2 = (4\pi n_2 d) / \lambda$$

( $n_1, n_2, n_3$  – показники заломлення;  $k_1, k_2, k_3$  – показники поглинання відповідно повітря, плівки ZnO товщиною  $d_{\text{пл}}$  та підкладки SiO<sub>2</sub>).

Розрахунок  $n_2$  та  $n_3$  проведено на основі моделі діелектричної проникності з адитивним внеском активних оптичних фононів  $\nu_T$  і плазмонів  $\nu_p$  плівки та фононів підкладки [9, 18, 19]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_j(\nu) &= \varepsilon_{1j}(\nu) + i\varepsilon_{2j}(\nu) = \\ &= \varepsilon_{\infty j} + \frac{\varepsilon_{\infty j}(\nu_{Lj}^2 - \nu_{Tj}^2)}{\nu_{Tj}^2 - \nu^2 - i\nu\gamma_{fj}} - \frac{\nu_{pj}^2 \varepsilon_{\infty j}}{\nu(\nu + i\gamma_{pj})}, \end{aligned} \quad (2)$$

де  $\nu_{Tj}, \nu_{Lj}$  – частоти поперечного і поздовжнього оптичних фононів плівки та підкладки;  $\gamma_{fj}$  – коефіцієнт затухання оптичного фонона плівки та підкладки;  $\gamma_{pj}$  і  $\nu_{pj}$  – коефіцієнт затухання та частота плазмового резонансу плівки ZnO.

При розрахунках спектрів ГЧ-відбивання від поверхні структури ZnO/SiO<sub>2</sub> використано взаємозгоджені параметри оксиду цинку [25] при  $E \perp c$ . Що стосується SiO<sub>2</sub>, то на підставі даних [26–28], діелектрична проникність характеризується проявом в ГЧ-області 4-х осциляторів. Згідно з роботою [5], для випадку декількох елементарних осциляторів діелектричну проникність підкладки SiO<sub>2</sub> можна записати у вигляді (так звана адитивна модель діелектричної проникності):

$$\begin{aligned} \varepsilon(\nu) &= \varepsilon_1(\nu) + i\varepsilon_2(\nu) = \\ &= \varepsilon_{\infty} \left( 1 + \sum_{j=1}^N \frac{S_j}{\nu_j^2 - \nu^2 - i\gamma_j\nu} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

де  $\nu_j, \gamma_j, S_j$  відповідно частота, коефіцієнт затухання та сила  $j$ -го осцилятора. Статична діелектрична проникність визначається як  $\varepsilon_0 = \varepsilon_{\infty} + \sum_{j=1}^N S_j$ . Значення сили  $j$ -го осцилятора  $\Delta\varepsilon_j$  та його коефіцієнта затухання  $\gamma_{fj}$  визначено методом Крамерса–Кроніга шляхом дисперсійного аналізу експериментальних і змодельованих спектрів ГЧ-відбивання підкладки SiO<sub>2</sub> за відсутності на поверхні плівки ZnO.

## 4. Результати та їх обговорення

### 4.1. Аналіз теоретичних спектрів ГЧ-відбивання

#### 4.2.1. Вплив коефіцієнта затухання фононів у плівці ZnO

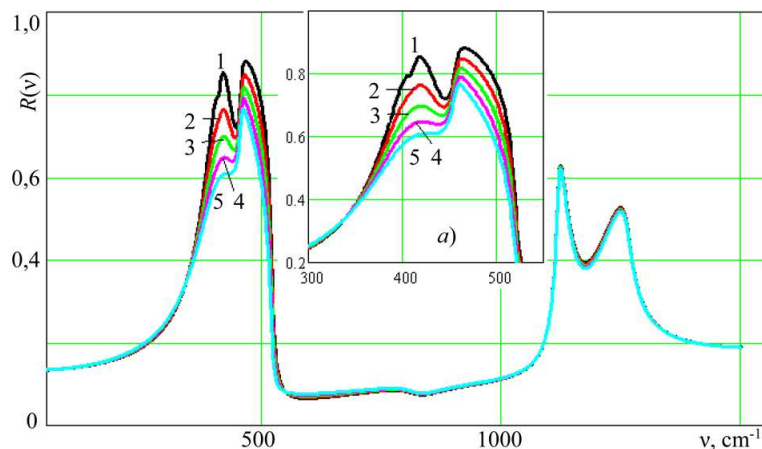
На рис. 1 наведено спектри ГЧ-відбивання для плівки ZnO з різними значеннями коефіцієнта затухання фононої підсистеми в структурі ZnO/SiO<sub>2</sub>. При розрахунках спектрів ГЧ-відбивання від поверхні ZnO/SiO<sub>2</sub> використано багатоосциляторну математичну модель. Силу  $j$ -го осцилятора ( $\Delta\varepsilon_j$ ) і значення його коефіцієнта затухання ( $\gamma_{fj}$ ) було визначено методом дисперсійного аналізу і подано у таблиці.

Концентрація електронів у плівці ZnO для кривих 1–5 (рис. 1) становить  $n_0 = 2,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Коефіцієнт затухання фононів  $\gamma_f$  у плівці ZnO змінюється від 10 (крива 1) до 50  $\text{см}^{-1}$  (крива 5) при кроці сканування 10  $\text{см}^{-1}$ . Решта параметрів є фіксованими і наведені у підписах до рисунка.

На вставці *a* до рис. 1 подано ділянку спектра від 300 до 550  $\text{см}^{-1}$  у збільшеному масштабі. Як видно з цього рисунка, лише на вказаній ділянці зареєстровано вплив коефіцієнта затухання фононої підсистеми ZnO на спектр ГЧ-відбивання. Отримані дані узгоджуються з даними, описаними у роботі [12]. Таким чином, можна стверджувати, що область між частотами поперечного і поздовжнього оптичного фонона плівки ZnO є найчутли-

**Параметри підкладки SiO<sub>2</sub> для розрахунку  $R(\nu)$  у структурі ZnO/SiO<sub>2</sub>**

$\nu_{Tj}, \text{ см}^{-1}$	$\Delta\varepsilon_j$	$\gamma_{fj}/\nu_{Tj}$
457	0,95	0,015
810	0,05	0,1
1072	0,6	0,006
1160	0,15	0,04



**Рис. 1.** Розрахункові спектри  $R(\nu)$  плівки ZnO на підкладці SiO<sub>2</sub>. Плівка ZnO:  $d_{\text{пл}} = 632$  нм,  $\nu_p = 500$  см<sup>-1</sup>,  $\gamma_p = 2500$  см<sup>-1</sup>;  $\gamma_f = 10$  см<sup>-1</sup> (крива 1);  $\gamma_f = 20$  см<sup>-1</sup> (крива 2);  $\gamma_f = 30$  см<sup>-1</sup> (крива 3);  $\gamma_f = 40$  см<sup>-1</sup> (крива 4);  $\gamma_f = 50$  см<sup>-1</sup> (крива 5)

вішою до зміни коефіцієнта згасання фонної підсистеми.

#### 4.2.2. Вплив товщини плівки ZnO на спектри ГЧ-відбивання

Залежність  $R(\nu)$  структури ZnO/SiO<sub>2</sub> від товщини плівки оксиду цинку подано на рис. 2. Товщину плівки змінювали в межах  $d_{\text{пл}} = 50; 200; 400; 600; 800$  нм (відповідно криві 1–5). Інші параметри вибиралися такими:  $\nu_p = 500$  см<sup>-1</sup>,  $\gamma_p = 2500$  см<sup>-1</sup>,  $\gamma_f = 30$  см<sup>-1</sup>.

Як видно з рисунка, збільшення товщини шару ZnO до 800 нм при незмінних параметрах фонної та плазмової підсистем призводить до значної деформації спектра  $R(\nu)$  в області 200–400 та 1000–1500 см<sup>-1</sup>. Це зумовлено взаємодією фонної та плазмонної підсистем плівки ZnO з фонною підсистемою підкладки SiO<sub>2</sub>. На частоті 475 см<sup>-1</sup> спостерігається максимум  $R(\nu) = 0,85$ , який фіксований для всіх товщин плівок оксиду цинку. Максимальна чутливість коефіцієнта відбивання  $R(\nu)$  до збільшення товщини плівки спостерігається у височастотній області спектра. У діапазоні від 1100 до 1300 см<sup>-1</sup> зареєстровано збільшення коефіцієнта відбивання на 40%.

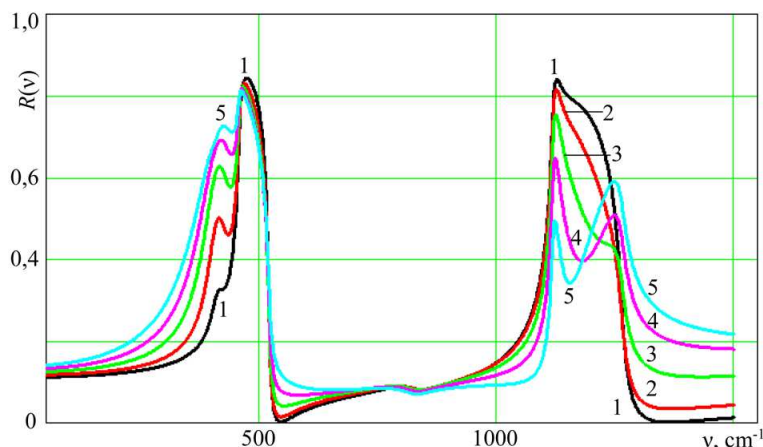
#### 4.2.3. Вплив частоти плазмон-фонного резонансу ZnO на спектри ГЧ відбивання

На рис. 3 показано залежність форми спектрів ГЧ-відбивання від частоти плазмон-фонного резо-

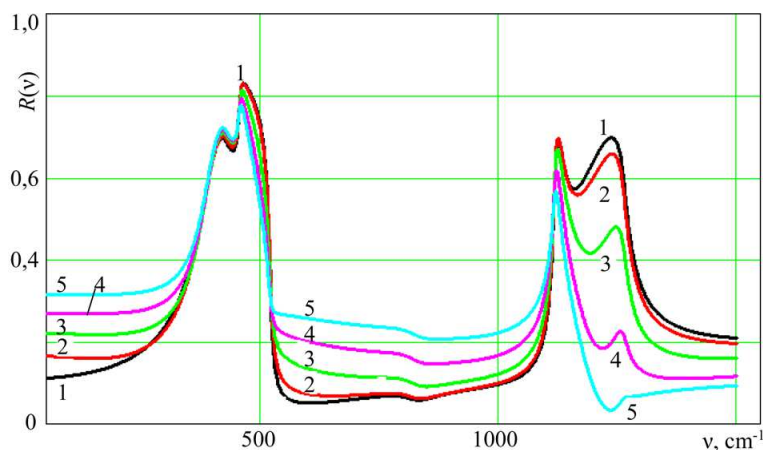
нансу в плівках ZnO товщиною 632 нм. Криві 1–5 розраховані при  $\gamma_{p\perp} = \nu_{p\perp}$ , які знаходяться у проміжку від 1 до 1000 см<sup>-1</sup>, що відповідає зміні концентрації від 10<sup>16</sup> до 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>, рухливості від 10 до 200 см<sup>2</sup>/(В·с) та провідності від 100 до 410 Ом<sup>-1</sup>·см<sup>-1</sup>. Із рисунка видно, що у спектрах відбивання  $R(\nu)$  найбільш суттєві зміни спостерігаються в області 50–300 та 520–1050 см<sup>-1</sup>, де  $R(\nu)$  збільшується від 0,05 до 0,25, та в діапазоні 1200–1500 см<sup>-1</sup>, де  $R(\nu)$  зменшується від 0,7 до 0,03.

Характерною особливістю всіх спектрів на рис. 1–3 є наявність максимумів у діапазонах 400–600 та 1100–1300 см<sup>-1</sup>, зумовлених впливом фонної та плазмонної підсистем в області “залишкових променів” ZnO та фонної підсистеми SiO<sub>2</sub>. Збільшення концентрації носіїв зарядів у плівках оксиду цинку від 10<sup>16</sup> до 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup> призводить до істотного деформування спектра відбивання в широкому спектральному ГЧ-діапазоні.

Слід зазначити, що існує кореляція форми спектра ГЧ-відбивання з частотами поперечних і поздовжніх оптичних фононів. Область “залишкових променів” плівки ZnO знаходиться в діапазоні 400–600 см<sup>-1</sup>, область “залишкових променів” підкладки SiO<sub>2</sub> – в діапазоні 350–1500 см<sup>-1</sup>. Частоти точок перегину низькочастотного схилу смуг відбивання плівки та підкладки близькі до частоти поперечного оптичного фонона, а височастотного схилу – до частоти поздовжніх оптичних фононів. Виявлено, що при моделюванні  $R(\nu)$  в обла-



**Рис. 2.** Розрахункові спектри  $R(\nu)$  плівки ZnO на підкладці SiO<sub>2</sub>. Плівка ZnO:  $\nu_p = 500 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\gamma_p = 2500 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\gamma_f = 30 \text{ cm}^{-1}$ . Товщина плівки  $d_{\text{пл}}$  = 50; 200; 400; 600; 800 нм (відповідно криві 1–5)



**Рис. 3.** Розрахункові спектри  $R(\nu)$  плівки ZnO на підкладці SiO<sub>2</sub>. Плівка ZnO:  $\nu_p = \gamma_p = 1; 250; 500; 750; 1000 \text{ cm}^{-1}$  (криві 1–5),  $\gamma_f = 30 \text{ cm}^{-1}$ . Товщина плівки  $d_{\text{пл}} = 632 \text{ нм}$

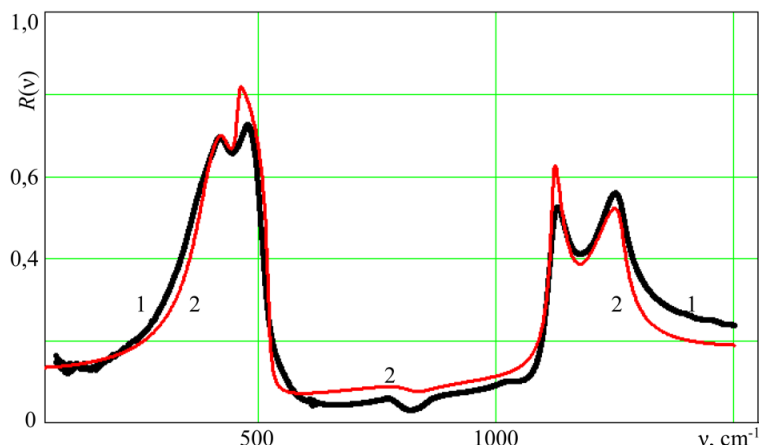
сті “залишкових променів” за допомогою співвідношень Крамерса-Кроніга найбільші зміни діелектричної проникності  $\varepsilon(\nu)$  спостерігаються в області плазмон-фононного резонансу плівки оксиду цинку. Зміна частоти поперечного оптичного фонуна плівки ZnO незначною мірою зсуває відповідний схил смуги відбивання і мало змінює спектр  $R(\nu)$  у високочастотній області спектра.

#### 4.2.4. Порівняння теоретичних та експериментальних даних

Експериментальні спектри також демонстрували наявність максимумів у діапазонах 400–600 та

1100–1300  $\text{cm}^{-1}$ . Проте у вказаних проміжках спостерігалось зменшення  $R(\nu)$  у порівнянні з даними теоретичних розрахунків. Враховуючи те, що плівка ZnO була легованою тербієм, зміну форми спектра ІЧ-відбивання можна пояснити легуванням. Це пов’язане не лише з концентрацією електронів, а також з їх рухливістю.

На рис. 4 подано експериментальний спектр ІЧ-відбивання для легованої плівки ZnO у структурі ZnO/SiO<sub>2</sub> (крива 1) та змодельований (крива 2). Останній отримано для товщини плівки, яка становила 632 нм. Параметри підкладки вибиралися з таблиці. Концентрація вільних електронів у плівці



**Рис. 4.** Експериментальні (точки 1) та розрахункові (лінія 2) спектри  $R(\nu)$  плівки ZnO на підкладці SiO<sub>2</sub>. Плівка ZnO:  $d_{\text{пл}} = 632$  нм,  $\nu_p = 500$  см<sup>-1</sup>,  $\gamma_p = 2500$  см<sup>-1</sup>,  $\gamma_f = 30$  см<sup>-1</sup>

ZnO варіювалась від  $n_0 = 10^{16}$  до  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Невідомими параметрами для плівки ZnO вважались  $\nu_p$ ,  $\gamma_p$  і  $\gamma_f$ .

Порівняння розрахункових кривих  $R(\nu)$  з експериментальними проводились за методом найменших квадратів, також визначалось і середньоквадратичне відхилення значень експериментального коефіцієнта відбивання від розрахункового за методикою, описаною в монографіях [5, 13]. Точність збігу теоретичного спектра відбивання з експериментальним у проміжку 50–1500 см<sup>-1</sup> становить  $\delta = 10^{-2}$ .

Як видно з рис. 4, найкраще узгодження теорії з експериментом спостерігається при частоті і коефіцієнті затухання плазмонів і фононів, відповідно,  $\nu_p = 500$  і  $\gamma_p = 2500$  см<sup>-1</sup>, а також  $\gamma_f = 30$  см<sup>-1</sup>. Похибка не перевищує 3%. На основі одержаних даних було визначено концентрацію електронів  $n_0 = 2,9 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> та їх рухливість  $\mu = 90$  см<sup>2</sup>/(В·с). Ця концентрація значно менша від концентрації Tb<sup>3+</sup>, тобто зростання провідності внаслідок легування не спостерігається. Це може бути пов'язано з тим, що вбудовування тербію в ґратку ZnO призводить до утворення компенсуючого акцепторного дефекту ґратки [29, 30].

Зазначимо, що вимірювання провідності на постійному струмі показало, що електропровідність плівки становить  $\sim 10^{-7}$  Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>. Ці значення набагато нижчі, ніж ті, що одержані з ІЧ-спектрів відбивання, що свідчить про наявність у плівці послідовно включених високоомних областей.

Достатньо добре узгодження  $R(\nu)$  в області “за-лишкових променів” плівки та підкладки на рис. 4 підтверджує достовірність одержаних авторами [25] взаємно узгоджених об’ємних параметрів для оксиду цинку та можливість їх використання при вивченні текстурованих полікристалічних плівок ZnO. Зазначимо, що зміна положення легованих плівок оксиду цинку на підкладках SiO<sub>2</sub> в площині  $xy$  практично не змінює форми спектра  $R(\nu)$ , що свідчить про ізотропність оптичних та електрофізичних властивостей досліджуваної системи. Крім того, можна стверджувати, що оптична вісь текстурованих шарів оксиду цинку та SiO<sub>2</sub> перпендикулярна до площини  $xy$  ( $c \perp xy$ ).

## 5. Висновки

Таким чином, із проведених в даній роботі комплексних досліджень випливає, що спектри ІЧ-відбивання у структурі повітря-плівка ZnO-підкладка SiO<sub>2</sub> добре моделюються при використанні об’ємних взаємоузгоджених параметрів, отриманих у роботах [5, 25] для монокристалів оксиду цинку при  $E \perp c$  та використанні багатоосциляторної математичної моделі з параметрами фононної підсистеми, взятими з роботи [26]. Співставлення оптичних констант монокристалів ZnO з плівками оксиду цинку дозволяє зробити висновки про те, що досліджувані плівки були доброї якості, тому коефіцієнти затухання фононної та плазмонної підсистем практично однакові. Це свідчить про те, що метод ІЧ-спектроскопії зов-

нішнього відбивання є зручним та інформативним при визначенні ґраткових та електрофізичних властивостей плівок ZnO. З використанням цього неруйнівного методу визначено концентрацію носіїв заряду та їх рухливість в структурах Tb-ZnO/SiO<sub>2</sub>.

*Робота виконувалась у рамках теми № 89452 “Вплив легування на структурні, оптичні та електрон-фононні властивості та стабільність анізотропних кристалів” при фінансовій підтримці Міністерства освіти і науки України.*

1. C. Jagadish, S. Pearton. *Zinc Oxide Bulk, Thin Films and Nanostructures. Processing, Properties and Applications* (Elsevier, 2006).
2. Н.О. Корсунська, І.В. Маркевич, Л.В. Борковська, Л.Ю. Хоменкова, Л.Ю. Мельничук, О.В. Мельничук, Є.Ф. Венгер. *Структурні, оптичні та електрон-фононні властивості легованих широкозонних оксидів* (НДУ ім. М. Гоголя, 2018).
3. І.В. Маркевич, Л.В. Борковська, Є.Ф. Венгер, Н.О. Корсунська, В.І. Кушніренко, О.В. Мельничук, Л.Ю. Мельничук, Л.Ю. Хоменкова. Електричні, оптичні та люмінесцентні властивості монокристалів оксиду цинку (Авторський огляд). *УФЖ* **13** (1), 57 (2018).
4. А.В. Раков. *Спектрофотометрія тонкопленочних напівпровідникових структур* (Сов. радио, 1975).
5. Є.Ф. Венгер, О.В. Мельничук, Ю.А. Пасічник. *Спектроскопія залишкових променів* (Наук. думка, 2001).
6. Е.А. Виноградов, І.А. Дорофеев. *Термостимулированные электромагнитные поля твердых тел* (Физматлит, 2010).
7. O. Melnichuk, L. Melnichuk, B. Tsykaniuk, Z. Tsybrii, P. Lytvyn, C. Guillaume, X. Portier, V. Strelchuk, Ye. Venger, L. Khomenkova, N. Korsunska. Investigation of undoped and Tb-doped ZnO films on Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> substrate by infrared reflection method. *Thin Solid Films* **673**, 136 (2019).
8. N. Korsunska, L. Borkovska, Yu. Polischuk, O. Kolomys, P. Lytvyn, I. Markevich, V. Strelchuk, V. Kladko, O. Melnichuk, L. Melnichuk, L. Khomenkova, C. Guillaume, X. Portier. Photoluminescence, conductivity and structural study of terbium doped ZnO films grown on different substrates. *Mater. Sci. Semicond. Process.* **94**, 51 (2019).
9. О.В. Мельничук. Дослідження тонких плівок ZnO на поверхні SiC 6H методом ІЧ-спектроскопії. *Оптоелектроніка і напівпровідникова техніка* **33**, 146 (1998).
10. A.V. Melnichuk. Optical and electrophysical properties of thin doped ZnO/SiC 6H films from the IR reflection spectra. *Ukr. Fiz. Zh.* **43**, 1310 (1998).
11. E.F. Venger, L.Yu. Melnichuk, O.V. Melnichuk, T.V. Shovkoplyas. Guided-wave polaritons in ZnO/6H-SiC structures. In *Proceedings of 16th International Conference on Spectroscopy of Molecules and Crystals, Kyiv* (2003), p. 126.
12. E.F. Venger, A.V. Melnichuk, Ju.A. Pasechnik, E.I. Sukhenko. IR spectroscopy studies of the zinc oxide on sapphire structure. *Ukr. Fiz. Zh.* **42**, 1357 (1997).
13. Ю.И. Уханов. *Оптические свойства полупроводников* (Наука, 1977).
14. Є.Ф. Венгер, Л.Ю. Мельничук, О.В. Мельничук, Т.В. Семікіна. Дослідження методами ІЧ-спектроскопії тонких плівок оксиду цинку вирощених методом АПО. *УФЖ* **61** (12), 1059 (2016).
15. Ü. Özgür, Ya. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M.A. Reshchikov, S. Doğan, V. Avrutin, S.-J. Cho, H. Morkoç. A comprehensive review of ZnO materials and devices. *J. Appl. Phys.* **98**, 041301 (2005).
16. Z.L. Wang. Zinc oxide nanostructures: growth, properties and applications. *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, R829 (2004).
17. К.В. Шалимова. *Физика полупроводников* (Энергоатомиздат, 1985).
18. X. Gu, M.A. Reshchikov, A. Teke, D. Johnstone, H. Morkoç. GaN epitaxy on thermally treated c-plane bulk ZnO substrates with O and Zn faces. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2268 (2004).
19. F. Hamdani. Microstructure and optical properties of epitaxial GaN on ZnO (0001) grown by reactive molecular beam epitaxy. *J. Appl. Phys.* **83**, 983 (1998).
20. T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Ferrand. Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors. *Science* **287** (5455), 1019 (2000).
21. S.J. Pearton, C.R. Abernathy, G.T. Thaler, R.M. Frazier, D.P. Norton, F. Ren, Y.D. Park, J.M. Zavada, I.A. Buyanova, W.M. Chen. Wide bandgap GaN-based semiconductors for spintronics. *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, R209 (2004).
22. S.J. Pearton, W.H. Heo, M. Ivill, D.P. Norton, T. Steiner. Dilute magnetic semiconducting oxides. *Semicond. Sci. Technol.* **19**, R59 (2004).
23. Z.B. Fang, Y.S. Tan, H.X. Gong, C.M. Zhen, Z.W. He, Y.Y. Wang. Transparent conductive Tb-doped ZnO films prepared by rf reactive magnetron sputtering. *Mater. Lett.* **59**, 2611 (2005).
24. A. Elfakir, A. Douayar, R. Diaz, I. Chaki, P. Prieto, M. Lohgmarti, A. Belayachi, M. Abd-Lefdil. Elaboration and characterization of sprayed Tb-doped ZnO thin films. *Sensors Transduc.* **27**, 161 (2014).
25. E.F. Venger, A.V. Melnichuk, L.Ju. Melnichuk, Ju.A. Pasechnik. Anisotropy of the ZnO single crystal reflectivity

- in the region of residual rays. *Phys. Status Solidi B* **188**, 823 (1995).
26. C.T. Kirk. Quantitative analysis of the effect of disorder-induced mode coupling on infrared absorption in silica. *Phys. Rev. B* **38**, 1255 (1988).
27. F. Pechar. Infrared reflection spectra of selected modifications of SiO<sub>2</sub> and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. *Cryst. Res. Technol.* **20**, 239 (1985).
28. S.D. Ross. *Inorganic Infrared and Raman Spectra* (McGraw-Hill, 1972).
29. H.J. Lozykowski. Kinetics of luminescence of isoelectronic rare-earth ions in III-V semiconductors. *Phys. Rev. B* **48**, 17758 (1993).
30. P.P. Pal, J. Manam. Effect of Li<sup>+</sup> co-doping on the luminescence properties of ZnO:Tb<sup>3+</sup> nanophosphors. *Nanosyst. Phys. Chem. Math.* **4**, 395 (2013).

Одержано 20.03.19

O.V. Melnichuk, L.Yu. Melnichuk,  
N.O. Korsunska, L.Yu. Khomenkova, Ye.F. Venger

OPTICAL AND ELECTRICAL  
PROPERTIES OF Tb-ZnO/SiO<sub>2</sub> STRUCTURE  
IN THE INFRARED SPECTRAL INTERVAL

S u m m a r y

Optical and electrophysical properties of terbium-doped zinc oxide films have been studied, by using the external reflection IR spectroscopy. The films were deposited onto silicon oxide substrates with the help of the magnetron sputtering method. A theoretical analysis of the reflection spectra of the ZnO/SiO<sub>2</sub> structure is carried out in the framework of a multioscillatory model in the spectral interval 50–1500 cm<sup>-1</sup> and for the electrical field orientation perpendicular to the *c*-axis (*E*⊥*c*). The method of dispersion analysis is applied to determine the optical and electrical properties of ZnO films, as well as the oscillator strengths and damping coefficients in the ZnO film and the SiO<sub>2</sub> substrate. The influences of the phonon and plasmon-phonon subsystems in the ZnO film on the shape of IR reflection spectra registered from the Tb-ZnO/SiO<sub>2</sub> structure are elucidated.