

О.М. Бордун, І.Й. Кухарський, І.І. Медвідь, Ж.Я. Цаповська

## Крайове поглинання тонких плівок $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$

Львівський національний університет імені Івана Франка, вул. Університетська 1, м. Львів, 79000, Україна,  
e-mail: [bordun@electronics.lnu.edu.ua](mailto:bordun@electronics.lnu.edu.ua)

Методом оптичної спектроскопії досліджено область фундаментального поглинання тонких плівок  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$ , отриманих методом високочастотного іонно-плазмового розпилення. Встановлено, що дані плівки формуються у моноклінній структурі  $\beta$ - $Ga_2O_3$ . Оптична ширина забороненої зони даних плівок є більшою ніж у плівках  $\beta$ - $Ga_2O_3$  і становить 4,66 еВ для плівок, відпалених у кисні, 4,77 еВ для плівок, відпалених у аргоні і 4,87 еВ для плівок, відновлених у атмосфері водню. Оцінено зведену ефективну масу вільних носіїв заряду у плівках  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$  після відпалу плівок та після відновлення у водні. Встановлено, що концентрація носіїв заряду після відпалу у кисні становить  $1,32 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , після відпалу в аргоні –  $3,41 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , та після відновлення у водні –  $5,20 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , що характерне для вироджених напівпровідників. Показано, що зсув краю фундаментального поглинання в тонких плівках  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$  зумовлений ефектом Бурштейна-Мосса.

**Ключові слова:** оксид ітрію і галію, тонка плівка, край фундаментального поглинання.

Стаття постуила до редакції 15.10.2016 ; прийнята до друку 05.03.2017

### Вступ

На даний час інтерес до металооксидних матеріалів зумовлений широкими можливостями їх використання у сучасній оптоелектроніці та приладобудуванні. Велика ширина забороненої зони, великі значення діелектричної проникливості роблять їх перспективними при розробці повноколірних екранів, відбиваючих покриттів, газових сенсорів, детекторів ультрафіолетового діапазону. Серед таких сполук дослідження останніх років виявили ряд цікавих властивостей у плівках  $Ga_2O_3$ , отриманих різними способами [1 - 4]. Чисті або леговані плівки  $Ga_2O_3$ , використовуються як прозорі провідні електроди [5], фотолюмінофори [6, 7], катодолюмінофори чи електролюмінофори [8 - 10] залежно від способу одержання і легуючої домішки. Залежно від умов одержання плівки  $Ga_2O_3$  можуть бути діелектриками чи напівпровідниками. Плівки, одержані в окислювальній атмосфері, проявляють діелектричні властивості [11]. Якщо плівки вирощують у відновному середовищі, то вони володіють напівпровідниковими властивостями (*n*-тип провідності) [12]. В загальному, оптичні та електричні характеристики плівок  $Ga_2O_3$  визначаються методами виготовлення, режимами нанесення і наступними технологічними прийомами, а також введенням домішок, які здатні цілеспрямовано змінювати

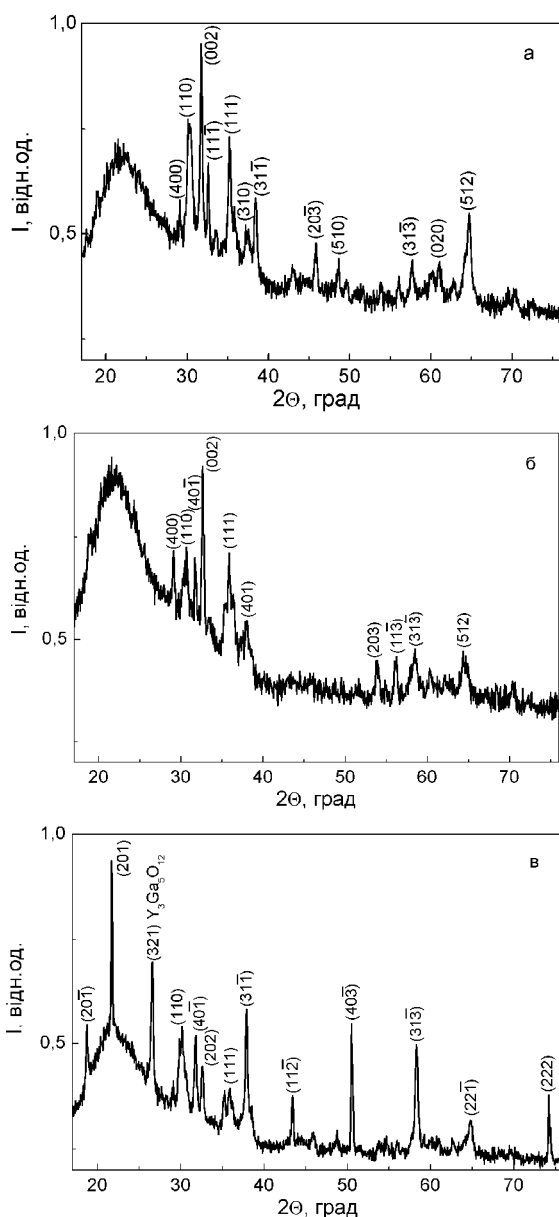
властивості тонких шарів оксидів. З цією метою нами були досліджені тонкі плівки  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$ , у яких частина іонів  $Ga^{3+}$  була замінена на іони  $Y^{3+}$ , що не вимагало локальної компенсації електричного заряду. Це зумовлене тим, що плівки  $Y_2O_3$  є також доволі перспективними з точки зору їх використання в оптоелектроніці і люмінесцентній техніці [13 - 16]. Дослідження оптичних властивостей тонких плівок, зокрема крайового поглинання, видається достатньо актуальним, оскільки це дає важливу інформацію про їх енергетичну будову. У зв'язку з цим у даній роботі досліджується край оптичного поглинання тонких плівок  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$ , отриманих методом високочастотного (ВЧ) іонно-плазмового розпилення, який є оптимальним для одержання напівпровідникових та діелектричних плівок.

### I. Методика експерименту

Тонкі плівки  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$  товщиною 0,2 - 1,0 мкм отримані ВЧ іонно-плазмовим розпиленням на підкладках із плавленого кварцу  $v$ - $SiO_2$ . Після нанесення плівок здійснювалась їх термообробка у кисні або в аргоні при 1000 -1100 °С, а також відновлення у водні при 600 -650 °С. Рентгенодифракційні

дослідження показали наявність полікристалічної структури, яка дещо відрізняється залежно від способу термообробки плівок. Характерні дифрактограми одержаних плівок наведені на рис. 1. Їхній аналіз показує, що структура даних плівок відповідає моноклінній кристалічній структурі  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$ .

Результати свідчать про те, що при відпалі у кисні переважна орієнтація плівок спостерігається у площинах (110), (002), (111) і (512). При відпалі в аргоні переважає орієнтація плівок у площинах (002) і (111) і має місце відносне зменшення орієнтації у площинах (110) і (512). Для плівок, відпалених у водні, спостерігається перерозподіл одержаних рефлексів і орієнтація таких плівок переважає в площинах (201),  $(31\bar{1})$ ,  $(40\bar{3})$  і  $(31\bar{3})$ . Окрім появи найбільш інтенсивного рефлексу від площини (201), який є



**Рис. 1.** Дифрактограма (при  $\text{Cu } K_{\alpha}$ -випромінюванні) тонких плівок  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$  отриманих ВЧ іонно-плазмовим розпиленням після термообробки в атмосфері кисню(а), аргону(б) і відновлення у водні (в).

характерним для структури  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$  на дифрактограмі спостерігається рефлекс від площини (321), який є характерним для  $\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  [17]. Це свідчить про те, що в тонких плівках  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$  крім основної структурної фази  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$  може спостерігатись, при відпалі у водні, наявність фази ітрію-галієвого гранату  $\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ . Це досить добре узгоджується із результатами досліджень діаграми стану системи  $\text{Y}_2\text{O}_3$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$  [18], де встановлено, що при вмісті у такій системі більше 65 мол. %  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  утворюється сукупність  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  і  $\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ . У цій же роботі [18] встановлено, що при вмісті, щонайменше до 1,8 мол. %  $\text{Y}_2\text{O}_3$  в такій системі спостерігається тільки структура  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ . Зміну структури виявлено при наявності більше 23,6 мол. %  $\text{Y}_2\text{O}_3$ . Таким чином, одержані нами результати дають можливість стверджувати, що в тонких плівках  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$  після відпалу у кисні і аргоні їх структура відповідає структурі  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , а при відновленні у водні у плівках спостерігається наявність фази  $\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ .

Теоретичний аналіз експериментальних дифракційних картин дає можливість встановити такий важливий параметр тонких плівок, як розмір кристалітів. За допомогою апроксимації методом найменших квадратів окремих рефлексів із аналітичної залежності псевдо-Фойгта визначено інтегральну півширину рефлексів, яка у подальшому використана при знаходженні фізичного розширення дифракційних профілів. За допомогою рівняння Шерера за цими даними розраховано розмір кристалітів  $D$ . Результати, одержані для різних типів плівок  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$ , наведено в таблиці 1. Як бачимо, розраховані величини  $D$  свідчать про те, що склад атмосфери відпалу в даному інтервалі температур, суттєво не впливає на розмір кристалітів.

**Таблиця 1**

Розміри кристалітів у тонких плівках  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$

| Атмосфера відпалу | Розмір кристалітів $D$ , Å |
|-------------------|----------------------------|
| Кисень            | $342 \pm 32$               |
| Аргон             | $307 \pm 32$               |
| Водень            | $306 \pm 32$               |

За допомогою енергодисперсійного спектрометра OXFORD INCA Energy 350 виконано елементний аналіз зразків в декількох точках на поверхні плівок. Розрахунки підтвердили відповідність процентного вмісту компонентів в одержаних плівках їхньому процентному вмісту у сполуці  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$ .

## II. Результати і обговорення

Характерні спектри пропускання  $T(\lambda)$  для

тонких плівок  $\beta-Ga_2O_3$  відпалених у атмосфері кисню та тонких плівок  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$  відпалених у атмосфері кисню (I), аргону (II) та плівок, відновлених у водневій атмосфері (III), наведені на рис. 2. Ці спектри в області довжин хвиль, співмірних з товщиною плівок, внаслідок ефекту інтерференції мають осцилюючий характер. Враховуючи, що в області сильного (міжзонного) поглинання, при  $T(\lambda) < 0,3$ , інтерференція практично відсутня, для визначення коефіцієнта поглинання плівок  $\alpha(h\nu)$  використовуємо співвідношення [19]:

$$a(h\nu) = -\frac{1}{d} \cdot \ln \left[ \frac{(n(h\nu)+1)^3 (n(h\nu)+n_n^2) \cdot T}{16n_n \cdot (n(h\nu))^2} \right], \quad (1)$$

де  $d$  – товщина плівки;  $T$  – відносна величина пропускання;  $n$  і  $n_n$  – показники заломлення плівки і підкладки. Необхідні для розрахунку  $\alpha(h\nu)$  величини  $n(h\nu)$  в області сильного поглинання визначались екстраполяцією залежності  $n(h\nu)$ , знайденої для області прозорості і слабого поглинання, в цю область частот. Визначення такої залежності і спосіб знаходження товщин плівок  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$  базувались на інтерференційній методиці Валєєва [20] і на прикладі плівок  $\beta-Ga_2O_3$  детально описані нами у роботі [21].

У результаті проведених досліджень встановлено, що незалежно від атмосфери термообробки коефіцієнт поглинання  $\alpha(h\nu)$  тонких плівок в області краю фундаментального поглинання описується степеневу залежністю

$$a(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g)^{1/2}}{h\nu} \quad (2)$$

з якої можна визначити ширину забороненої зони  $E_g$  (рис. 3). Такий хід краю поглинання характерний для дозволених прямих фотопереходів [22].

Аналіз краю фундаментального поглинання з допомогою співвідношення (2) показує, що оптична ширина забороненої зони у тонких плівках  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$  є більшою ніж у плівок  $\beta-Ga_2O_3$  і вона зростає при заміні кисневої атмосфери відпалу на атмосферу відпалу аргону і особливо після наступного відновлення в атмосфері водню. При цьому також спостерігається збільшення коефіцієнта  $A$  у співвідношенні (2). Характерні величини отриманих нами значень  $E_g$  і  $A$  для досліджуваних плівок, наведені нами у таблиці 2.

Відпал плівок у атмосфері інертного аргону відносно відпалу у атмосфері кисню приводить до відносного зростання концентрації кисневих вакансій, тобто до створення більшої кількості структурних дефектів. Якщо врахувати, що після повторного відпалу плівок, попередньо відпалених у кисні чи аргоні, в атмосфері водню при температурі 600–650°C елементний склад плівок практично не змінюється (крім водню), то можна вважати, що зміна оптичної ширини забороненої зони при відпалі не пов'язана із зміною стехіометрії плівок. Імовірно, одним із факторів, що визначають  $E_g$  при відпалі, є зміна кількості і характеру водневих зв'язків внаслідок створення структурних дефектів.

Зростання енергії ширини забороненої зони при зміні кількості структурних дефектів, що приводить до зміни

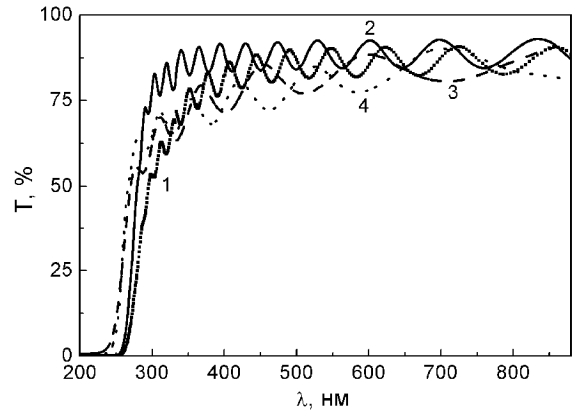


Рис. 2. Спектри пропускання тонких плівок  $\beta-Ga_2O_3$ , відпалених у атмосфері кисню (1), та тонких плівок  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$ , I (2), II (3) і III (4).

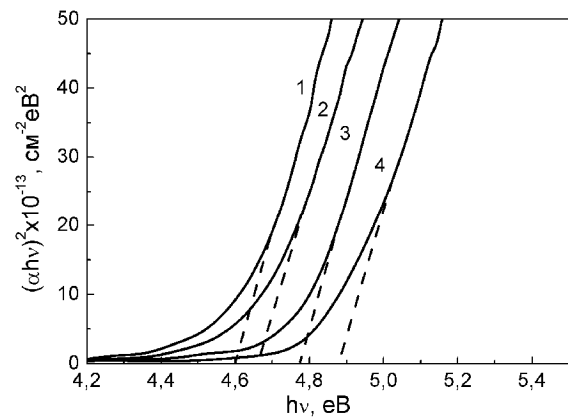


Рис. 3. Спектр фундаментального поглинання в координатах  $(\alpha \times h\nu)^2 = f(h\nu)$  для тонких плівок  $\beta-Ga_2O_3$ , відпалених у атмосфері кисню(1), та тонких плівок  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$ , I (2), II (3) і III (4).

концентрації носіїв струму може бути пояснене на основі ефекту Бурштейна-Мосса [23]. Згідно цього ефекту, спектр поглинання сильно легованих або сильно дефектних (вироджених) напівпровідників подібний до спектру поглинання у невиродженому напівпровіднику, але його край зміщений в область більших енергій. Така ситуація, як видно з рис. 3 і реалізується у тонких плівках  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$ , які можна розглядати як сильно леговані  $Y_2O_3$  тонкі плівки  $\beta-Ga_2O_3$  і збільшення дефектності яких досягається після відпалу в аргоні чи особливо після відновлення у водні.

Для параболічних зони провідності і валентної зони при прямозонних переходах можна записати:

$$E_g = E_{g0} + \Delta E_g^{B-M}, \quad (3)$$

де  $E_{g0}$  – власна ширина забороненої зони, а  $\Delta E_g^{B-M}$  – зсув Бурштейна-Мосса у зв'язку із заповненням нижніх енергетичних рівнів у зоні провідності [24]. Величина цього зсуву виражається наступним чином:

$$\Delta E_g^{B-M} = (h^2 / 8p^2 m)(3p^2 N)^{2/3}, \quad (4)$$

Таблиця 2

Ширина забороненої зони  $E_g$ , коефіцієнт  $A$  у співвідношенні (2), зведена ефективна маса  $m$  та концентрація  $N$  вільних носіїв заряду у тонких плівках  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  та  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$

| Плівка  | $E_g$ , eV | $A$ , $\text{cm}^{-1}\text{eV}^{-1/2}$ | $m$       | $N$ , $\text{cm}^{-3}$ |
|---|------------|--|-----------|------------------------|
| $\text{Ga}_2\text{O}_3$                               | 4,60       | $1,35 \times 10^7$                     | 0,281 $m$ |                        |
| $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$ (I)   | 4,66       | $2,40 \times 10^8$                     | 0,349 $m$ | $1,32 \times 10^{18}$  |
| $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$ (II)  | 4,77       | $2,49 \times 10^8$                     | 0,416 $m$ | $3,41 \times 10^{18}$  |
| $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$ (III) | 4,87       | $3,63 \times 10^8$                     | 0,641 $m$ | $5,20 \times 10^{18}$  |

де  $N$  – концентрація вільних носіїв заряду, а  $\mu$  – їх зведена ефективна маса. Дане співвідношення показує, що величина зсуву Бурштейна-Мосса є пропорційною до концентрації вільних носіїв заряду. Оцінимо величину концентрації вільних носіїв заряду в плівках  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ , визначивши попередньо величину зведеної ефективної маси вільних носіїв заряду на основі спектрів крайового поглинання.

Як відомо [25], у прямозонних сполуках у випадку електронного переходу між валентною зоною і зоною провідності спектральний хід коефіцієнта поглинання, який описує одно- фотонний край поглинання, задається у вигляді:

$$a(h\nu) = \frac{2e^2(2m)^{3/2}}{m^2 c h^2 n} |P_m|^2 \frac{(h\nu - E_g)^{1/2}}{h\nu}, \quad (5)$$

де  $\mu$  – зведена ефективна маса;  $|P_m|^2$  – квадрат матричного елемента дипольного переходу;  $n$  – показник заломлення в області краю поглинання.

Виражаючи  $|P_m|^2$  через силу осцилятора  $f_m$  міжзонного переходу:

$$|P_m|^2 = \frac{m h n}{2} f_m \quad (6)$$

і прийнявши для дозволених переходів  $f_m \approx 1$ , отримуємо:

$$a \approx \frac{(2m)^{3/2} e^2}{m c h^2 n} (h\nu - E_g)^{1/2}. \quad (7)$$

Підставляючи чисельні значення з використанням прямолінійної ділянки  $(\alpha \times h\nu)^2 = f(h\nu)$  (рис. 3), оцінюємо зведену ефективну масу вільних носіїв заряду в тонких плівках. У результаті для плівок  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  відпалених у кисні маємо  $\mu \approx 0,281 m$ , для плівок  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$  відпалених у кисні маємо  $\mu \approx 0,349 m$ , відпалених у аргоні  $\mu \approx 0,416 m$  і для плівок  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$  відновлених у водні  $\mu \approx 0,641 m$ . Деяке збільшення величини зведеної ефективної маси після легування плівок  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  домішкою  $\text{Y}_2\text{O}_3$  і особливо після їх відпалу в аргоні чи відновлення у водні можна пояснити зростанням концентрації домішок чи дефектів на яких можуть локалізуватись вільні носії заряду. Характерні величини зведеної ефективної маси вільних носіїв заряду у досліджуваних плівках наведені у таблиці 2.

Визначивши величину зведеної ефективної маси вільних носіїв заряду в тонких плівках  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$  та маючи величину зсуву ширини забороненої зони згідно ефекту Бурштейна-Мосса  $\Delta E_g^{B-M}$  на основі співвідношення (4) оцінюємо концентрацію вільних носіїв заряду  $N$ . На основі проведених розрахунків отримуємо для плівок  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$  відпалених у

атмосфері кисню  $N \approx 1,32 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , відпалених у аргоні  $N \approx 3,41 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  і для плівок, відновлених у водні  $N \approx 5,20 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Відомо [26], що в сильно легованих, вироджених напівпровідниках концентрація носіїв заряду становить від  $10^{16}$  до  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Іноді спостерігаються концентрації до  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Зазначимо також, що наявність ефекту Бурштейна-Мосса була виявлена в монокристалах  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  [27] та дещо споріднених плівках  $\text{GaInZnO}$  [28] і  $\text{ZnO:Ga}$  [29]. При цьому, на основі дослідження електропровідності в монокристалах  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  було встановлено, що концентрація носіїв заряду  $N \approx 5,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Залежно від різної кількості структурних дефектів концентрація вільних носіїв заряду у тонких плівках  $\text{GaInZnO}$  змінювалась від  $2 \times 10^{19}$  до  $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [28], а в тонких плівках  $\text{ZnO:Ga}$  від  $5,43 \times 10^{18}$  до  $2,48 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [29]. Отримані нами значення  $N$  свідчать, що визначені величини концентрації вільних носіїв заряду у досліджуваних плівках є характерними для вироджених напівпровідників і для яких є властивим ефект Бурштейна-Мосса. Це підтверджує наявність даного ефекту і в тонких плівках  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$  після заміни в тонких плівках  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  частини іонів  $\text{Ga}^{3+}$  на іони  $\text{Y}^{3+}$  та після їх відпалу в аргоні і відновлення у водні, коли край фундаментального поглинання зсувається у високоенергетичну область.

## Висновки

Проведені дослідження показали, що в тонких плівках  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$ , отриманих методом високочастотного іонно-плазмового розпилення, край фундаментального поглинання формується прямими дозволеними фотопереходами електронів незалежно від атмосфери термообробки. При цьому оптична ширина забороненої зони  $E_g$  зростає від 4,66 eV для плівок, відпалених у кисні до 4,77 eV для плівок, відпалених у аргоні і до 4,87 eV після відновлення відпалених плівок у атмосфері водню. Оцінено концентрацію вільних носіїв заряду та показано, що зсув краю фундаментального поглинання в тонких плівках  $(\text{Y}_{0.06}\text{Ga}_{0.94})_2\text{O}_3$  зумовлений ефектом Бурштейна-Мосса.

**Бордун О.М.** – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри фізичної та біомедичної електроніки;  
**Кухарський І.Й.** – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізичної та біомедичної електроніки;

**Медвідь І.І.** – аспірант кафедри фізичної та біомедичної електроніки;  
**Цановська Ж.Я.** – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри вищої математики..

- [1] C. Jin, S. Park, H. Kim, C. Lee, *Sensors and Actuators B* 161(1), 223 (2012).
- [2] T. Miyata, T. Nakatani, T. Minami, *Thin Sol. Films* 373(1-2), 145 (2000).
- [3] K.H. Choi, H.C. Kang, *Materials Letters* 123, 160 (2014).
- [4] P. Wellenius, A. Suresh, J.V. Foreman, H.O. Everitt, J.F. Muth, *Mater. Sci. Eng. B* 146 (1-3), 252 (2008).
- [5] J.-T. Yan, C.-T. Lee, *Sensors and Actuators B* 143(1), 192 (2009).
- [6] M. Passlack, M. Hong, E.F. Schubert, J.R. Kwo, J.P. Mannaerst, S.N.G. Chu, N. Moriya, F.A. Thiel, *Appl. Phys. Lett.* 66(5), 625 (1995).
- [7] J.-G. Zhao, Z.-X. Zhang, Z.-W. Ma, H.-G. Duan, X.-S. Guo, E.-Q. Xie, *Chinese Phys. Lett.* 25(10), 3787 (2008).
- [8] L. Kong, J. Ma, C. Luan, W. Mi, Yu Lv, *Thin Solid Films* 520(13), 4270 (2012).
- [9] Y. Kokubun, K. Miura, F. Endo, S. Nakagomi, *Appl. Phys. Lett.* 90(3), 031912 (2007).
- [10] K. Shimamura, E.G. Villora, T. Ujiie, K. Aoki, *Appl. Phys. Lett.* 92(20), 201914 (2008).
- [11] D.J. Fu, Y.H. Kwon, T.W. Kang, C.J. Park, K.H. Baek, H.Y. Cho, D.H. Shin, C.H. Lee, K.S. Chung, *Appl. Phys. Lett.* 80(3), 446 (2002).
- [12] Y. Nakano, T. Jimbo, *Appl. Phys. Lett.* 82(2), 218 (2003).
- [13] М.Е. Глобус, Б.В. Гринев, *Неорганические скнтилляторы. Новые и традиционные материалы* (Акта, Харьков, 2001).
- [14] K. Mishra, Y. Dwivedi, S.B. Rai, *Appl. Phys. B* 106(1), 101 (2012).
- [15] C. Shanga, X. Shang, Y. Qu, M. Li, *Chem. Phys. Lett.* 501, 480 (2011).
- [16] H.J. Lee, K.P. Kim, G.Y. Hong, J.S. Yoo, *J. Luminescence* 130, 941 (2010).
- [17] A. Yousif, H.C. Swart, O.M. Ntwaeaborwa, *Appl. Surf. Sci.* 258(17), 6495 (2012).
- [18] В.Ф. Попова, А.Г. Петросян, Е.А. Тугова, Д.П. Романов, В.В. Гусаров, *Журн. неорг. химии* 54(4), 680 (2009).
- [19] R. Swanepoel, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 16(12), 1214 (1983).
- [20] А.С. Валеев, *Опт. и спектр.* 15(4), 500 (1963).
- [21] О.М. Бордун, И.И. Кухарский, Б.О. Бордун, В.Б. Лушанец, *Журн. прикл. спектроскопии* 81(5), 699 (2014).
- [22] И.М. Цидильковский, *Зонная структура полупроводников* (Наука, Москва, 1978).
- [23] Ж. Панков, *Оптические процессы в полупроводниках* (Мир, Москва, 1973).
- [24] H.L. Hartnagel, A.L. Dawar, A.K. Jain, C. Jagadish, *Semiconducting Transparent Thin Films* (Institute of Physics Publishing, Bristol, 1995).
- [25] T.P. McLean, *Prog. Semicond.* 5, 53 (1960).
- [26] Б.Ф. Ормонт, *Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников* (Высшая школа, Москва, 1973).
- [27] N. Ueda, H. Hosono, R. Waseda, H. Kawazoe, *Appl. Phys. Lett.* 71(4), 933 (1997).
- [28] M.J. Gadre, T.L. Alford, *Appl. Phys. Lett.* 99(5), 051901 (2011).
- [29] J. Kumar, A.K. Srivastava, *J. Appl. Phys.* 115(13), 134904 (2014).

O.M. Bordun, I.Yo. Kukharskyu, I.I. Medvid, Zh. Ya. Tsapovska

## Edge Absorption of Thin films $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$

*Ivan Franko Lviv National University, 50, Dragomanov Str., Lviv, 79005,  
 Ukraine, e-mail: [bordun@electronics.wups.lviv.ua](mailto:bordun@electronics.wups.lviv.ua)*

Fundamental absorption edge of  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$  thin films, obtained by radio-frequency ion-plasmas sputtering, was investigated, using the method of optical spectroscopy. It was established that these films are formed in the monoclinic structure of  $\beta$ - $Ga_2O_3$ . The optical band gap of these films is greater than  $\beta$ - $Ga_2O_3$  films and is 4.66 eV for films annealed in oxygen atmosphere, 4.77 eV for the films annealed in argon atmosphere and 4.87 eV for the films, restored in a hydrogen atmosphere. Consolidated effective mass of free charge carriers in  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$  films after annealing and after reconstitution in hydrogen was estimated. It was found that the concentration of charge carriers after annealing in oxygen atmosphere is  $1.32 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , after annealing in argon atmosphere -  $3.41 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  and after reconstitution in hydrogen is  $5.20 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , which is typical for degenerated semiconductors. It was shown that the shift of fundamental absorption edge in thin films  $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$  is caused by Burstein-Moss effect.

**Key words:** gallium and yttrium oxide, thin films, fundamental absorption edge.