

О.М. Бордун, І.О. Бордун, І.Й. Кухарський, І.І. Половинко

Вплив умов одержання і збудження на спектральні і кінетичні характеристики катодолюмінесценції тонких плівок $Y_2O_3:Eu$

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

Досліджено спектри та кінетику розгоряння і загасання катодолюмінесценції (КЛ) тонких плівок $Y_2O_3:Eu$ отриманих методом ВЧ-магнетронного напилення. На основі форми спектрів КЛ при різних енергіях збудження показано можливість утворення нерегулярних розчинів оксиду ітрію і європію та особливості структури поверхневих і об'ємних шарів. Визначено постійну часу загасання КЛ для світіння 612 нм, величина якої перебуває в межах (1,8 - 4,1) мс. Показано, що дана величина є складною функцією від виду атмосфери напилення плівок, концентрації активатора і тривалості збуджуючих імпульсів. Досліджено особливості розгоряння КЛ і запропоновано на основі затримки розгоряння КЛ аналізувати структурну досконалість тонких плівок $Y_2O_3:Eu$.

Ключові слова: оксид ітрію, катодолюмінесценція, тонкі плівки.

Стаття поступила до редакції 15.10.2016 ; прийнята до друку 05.03.2017

Вступ

Серед великої кількості матеріалів для оптоелектроніки особливе значення мають люмінесцентні матеріали, які використовуються при створенні дисплеїв, сцинтиляторів, засобів для запису та візуалізації інформації. Однією з поширених кристалічних матриць люмінофорів є кубічний оксид ітрію Y_2O_3 , активований іонами рідкісноземельних металів [1-4]. Серед них найбільш вивченим люмінофором мікронної дисперсності є фосфор $Y_2O_3:Eu$ з червоною областю випромінювання. Результати дослідження цього матеріалу можна використати як базову інформацію для аналізу характеристик і механізму люмінесценції при дослідженні впливу розмірних ефектів і структурної досконалість на ефективність випромінювання субмікронних люмінофорів [5]. З цією метою нами використано метод локальної катодолюмінесценції (КЛ), який має ряд особливостей порівняно з традиційними оптичними методами дослідження [6]. Цей метод характеризується високою чутливістю до зміни електронної структури матеріалу (домішкових і структурних дефектів), дає можливість досліджувати зміну люмінесцентних властивостей структур і матеріалів за глибиною від 10 - 20 нм до декількох мікрометрів. Крім цього, висока енергія збудження люмінесценції дозволяє досліджувати оптичні переходи, для збудження яких потрібна енергія понад

6 eВ (з області вакуумного ультрафіолету). Цей метод також дозволяє досліджувати процеси передачі енергії між високоенергетичними станами, електронну структуру дефектів, які є каналами для безвипромінювальної рекомбінації. Всі ці фактори визначають кінетику розгоряння і загасання люмінесценції, що і послужило причиною її дослідження в тонких плівках $Y_2O_3:Eu$.

Зазначимо, що для одержання плівок на основі Y_2O_3 використовується цілий ряд методів, тому плівки відрізняються за оптичними і люмінесцентними властивостями внаслідок різної їх досконалість. У зв'язку з цим у даній роботі досліджуються спектральні та кінетичні властивості КЛ тонких плівок $Y_2O_3:Eu$, отриманих методом високочастотного (ВЧ) іонно-плазмового напилення, який є оптимальним для одержання найбільш однорідних напівпровідникових та діелектричних плівок.

I. Методика експерименту

Тонкі плівки $Y_2O_3:Eu$ товщиною 0,2 - 1,0 мкм одержані ВЧ іонно-плазмовим напиленням в атмосфері 100 % кисню чи 100 % аргону у системі з використанням магнітного поля зовнішніх соленоїдів для компресії і додаткової іонізації плазмового стовпа на

підкладках із плавленого кварцу $v\text{-SiO}_2$. Вихідними компонентами були Y_2O_3 марки ИтО-И і Eu_2O_3 марки "ос.ч". Концентрація активатора становила 2,5 і 5,0 мол.%. Після нанесення плівок проводилась їх термообробка на повітрі при 950 - 1050°C. Рентгенодифракційні дослідження показали наявність полікристалічної структури плівок з переважною орієнтацією у площині (222). Вигляд отриманих дифрактограм практично аналогічний до дифрактограм чистих плівок Y_2O_3 , які наведені нами у [7]. При цьому у плівках $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ напилених у атмосфері аргону дещо більшу інтенсивність має рефлекс від площини (440).

Дослідження КЛ властивостей проводилось в режимі імпульсного електронного збудження. Спектри свічення реєструвались на установці, змонтованій на базі спектрофотометра СФ-4А за допомогою фотопомножувача ФЭУ-79, сигнал з якого подавався на резонансний підсилювач і реєструвався амперметром, а також передавався через аналого-цифровий перетворювач інтерфейсу на комп'ютер ІВМ/РС для запису спектру люмінесценції. Сканування довжин хвиль монохроматором здійснювалось за допомогою крокового двигуна, який керувався комп'ютером через блок управління. Спектри люмінесценції досліджені в діапазоні 200 - 800 нм при 295 К. Реєстрація кінетики розгоряння і загасання проводилась за допомогою ФЭУ-79. Наступна оцифровка сигналу з фотопомножувача, яка виконувалась електронним осцилографом С1-117, дозволила отримати масив даних, який містив інформацію про кінетику розгоряння і загасання у зручному для наступної обробки вигляді.

II. Результати і обговорення

Характерні спектри КЛ отриманих плівок $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ при різних енергіях збуджуючих електронів наведені на рис. 1. У спектрах люмінесценції плівок проявляються вузькі смуги свічення, зумовлені внутрішньоцентровими переходами між електронними оболонками у межах активатора Eu^{3+} . Довжина хвилі максимуму випромінювання становить $\lambda_{\text{max}} = 612$ нм, що відповідає червоному кольору свічення. Всі спостережувані електронні переходи $^5\text{D}_0-^7\text{F}_j$ для іонів Eu^{3+} відмічені на рис. 1. Вони включають у себе дозволені магнітні дипольні переходи $^5\text{D}_0-^7\text{F}_1$ (для іонів Eu^{3+} в C_2 і C_{3i} вузлах ґратки Y_2O_3) і дозволені електричні дипольні переходи $^5\text{D}_0-^7\text{F}_2$ (для іонів Eu^{3+} лише у вузлах C_2). В елементарній комірці кубічного Y_2O_3 є 32 іони ітрію, які можуть бути заміщені іншими рідкісноземельними іонами. З них 8 займають центральносиметричне положення (симетрія C_{3i}), а решта 24 володіють нижчою симетрією C_2 [8, 9]. Таким чином, іони Eu^{3+} можуть опинитись в одному з двох нееквівалентних положень, що приводить до відмінності у спектрах люмінесценції. Враховуючи, що радіуси іонів Y^{3+} і Eu^{3+} досить близькі між собою і рівні відповідно 0,90 і 0,94 Å, то при активації іонами европію Y_2O_3 зберігається кубічна структура кристалічної ґратки з незначними змінами параметрів [10].

При описі спектру люмінесценції $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ часто використовується так зване "асиметричне співвідношення" I_{612}/I_{596} інтенсивностей смуг люмінесценції в області 612 і 596 нм, що відповідає відношенню числа катіонів Eu^{3+} у відповідних станах локальної симетрії $N_{\text{C}_2}/N_{\text{C}_{3i}}$ [5, 10-13]. Люмінесценція у смугі 612 нм визначається електричним дипольним переходом $^5\text{D}_0-^7\text{F}_2$, дуже чутливим до найближчого оточення випромінюючого іона Eu^{3+} . Смуга з максимумом 596 нм визначається магнітним дипольним переходом $^5\text{D}_0-^7\text{F}_1$, нечутливим до найближчого оточення [10, 13-15]. Відношення амплітудних інтенсивностей I_{612}/I_{596} використовують для оцінки відношення $N_{\text{C}_2}/N_{\text{C}_{3i}}$ [5, 12, 14, 16] і аналізу структурної досконалості $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$.

Для іонів Y^{3+} у матриці Y_2O_3 відношення $N_{\text{C}_2}:N_{\text{C}_{3i}}$ у рівноважному стані в ідеальній ґратці рівне 3:1. При рівномірному заміщенні іонами Eu^{3+} іонів Y^{3+} ми мали б отримати близький результат. Однак у тонких плівках $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ дане співвідношення має суттєво більше значення, величина якого також залежить від енергії бомбардуєчи електронів. Наприклад, при густині електронного струму збудження 5×10^{-2} А/м² збільшення енергії електронного збудження від 4,5 до 5,0 кеВ приводить до зростання даного відношення від 10,4 до 14,0 (рис. 1). Зазначимо, що досить близькі результати амплітудного відношення $I_{612}/I_{596} = (8 - 10)$ отримані в [5] при дослідженні фотолюмінесценції порошкових матеріалів $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ різної дисперсності, отриманих золь-гель методом.

Отримані нами результати показують, що при збільшенні енергії бомбардуєчи електронів, тобто при зростанні глибини їх проникнення у тонку плівку $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ у свіченні зростає

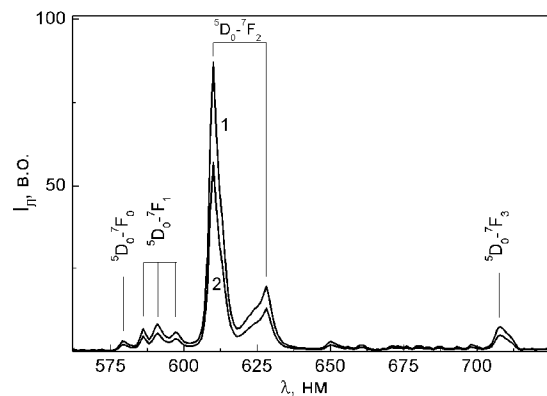


Рис. 1. Спектри КЛ тонких плівок $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ при різних енергіях збуджуючих електронів. Концентрація активатора 5%, атмосфера напилена Ag (100%). Параметри імпульсів електронного опромінення: густина струму електронного променя $j = 5 \times 10^{-2}$ А/м²; тривалість імпульсів 5×10^{-4} с; пауза між імпульсами 0,1 с, енергія збуджуючих електронів 5,0 кеВ (1) і 4,5 кеВ (2).

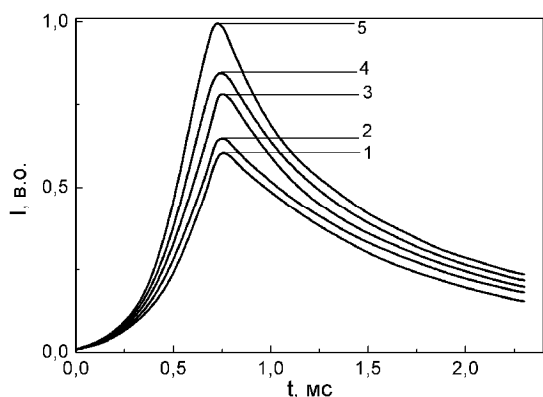


Рис. 2. Залежність кінетики розгоряння і загасання КЛ від енергії збудження та технологічних умов одержання тонких плівок $Y_2O_3:Eu$. Параметри імпульсів електронного збудження: тривалість імпульсів 5×10^{-4} с; пауза між імпульсами 0.1 с; густина струму електронного пучка $j = 1 \times 10^{-2}$ А/м². Концентрація активатора 2,5 %, атмосфера наплення Ar (100 %), енергія бомбардуєчи електронів 5,5 кеВ (1), 6,0 кеВ (2). Концентрація активатора 5 %, атмосфера наплення O₂ (100 %), енергія бомбардуєчи електронів 4,0 кеВ (3), 5,5 кеВ (4), 7,0 кеВ (5).

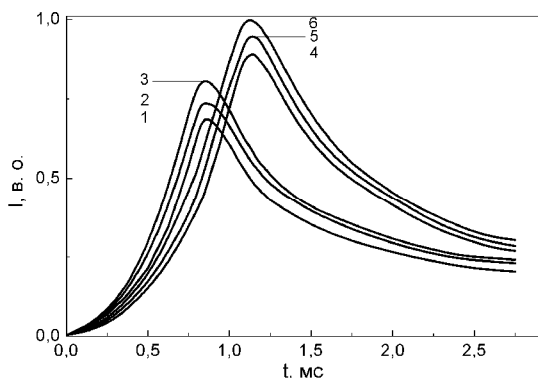


Рис. 3. Залежність кінетики розгоряння і загасання КЛ від енергії збудження та технологічних умов одержання тонких плівок $Y_2O_3:Eu$. Параметри імпульсів електронного збудження: тривалість імпульсів 9×10^{-4} с; пауза між імпульсами 0,1 с; густина струму електронного пучка $j = 1 \times 10^{-2}$ А/м². Концентрація активатора 2,5 %, атмосфера наплення Ar (100 %), енергія бомбардуєчи електронів 5,0 кеВ (1) 6,0 кеВ (2), 6,5 кеВ (3). Концентрація активатора 5 %, атмосфера наплення O₂ (100 %), енергія бомбардуєчи електронів 5,0 кеВ (4), 6,0 кеВ (5), 6,5 кеВ (6).

відносний вклад свічення іонів Eu^{3+} у вузлах C_2 відносно вузлів C_{3i} . Таке відхилення, найбільш імовірно вказує на утворення нерегулярних розчинів оксиду ітрію і європію в тонкій плівці $Y_2O_3:Eu$ у процесі її нанесення. Зростання енергії збуджуючих електронів і відповідно їх глибини проникнення показує, що на поверхні відносно глибини переважає відносна кількість іонів Eu^{3+} в положенні C_{3i} . Збільшення відносної кількості іонів Eu^{3+} в положенні C_2 у глибині плівки, нанесеної в атмосфері аргону (рис. 1), найімовірніше зумовлене пониженням

локальної симетрії оточення іонів європію іонами кисню. Оскільки плівки відпалювались на повітрі, то в процесі відпалу у першу чергу підвищувалась локальна симетрія іонів Eu^{3+} біля поверхні.

Для дослідження механізму передачі енергії рідкісноземельним активатором у плівках матриці Y_2O_3 нами було проаналізовано ряд кінетик розгоряння і загасання КЛ у плівках $Y_2O_3:Eu$ для свічення $\lambda_{max} = 612$ нм. Характерний вид кінетик для різних плівок залежно від енергії збудження наведено на рис. 2 і рис. 3. Було встановлено, що кінетики загасання люмінесценції у досліджуваних плівках $Y_2O_3:Eu$ при різних енергіях і дозах опромінення добре апроксимуються моноекспоненціальними функціями. Одержані нами результати свідчать, що постійна часу загасання у досліджуваних плівках змінюється залежно від атмосфери наплення плівок, концентрації активатора і тривалості збуджуючих бомбардуєчи імпульсів. Зокрема, було встановлено, що плівки $Y_2O_3:Eu$ наплені в атмосфері і аргону і кисню з концентрацією активатора 5 мол % люмінесціюють яскравіше від плівок з концентрацією активатора 2.5 мол %. Постійна часу загасання для перших плівок є більшою ніж для других (табл. 1). Крім того, для всіх типів плівок час загасання при малих тривалостях збудження (4 мс) є більшим від часу загасання при більших тривалостях збудження (6 - 9 мс). Це можна пояснити тим, що приповерхневі шари плівки є структурно неодноріднішими ніж об'ємні. Тому, найімовірніше, після припинення збуджуючого електронного імпульсу, ці неоднорідності вносять свій вклад у кінетику свічення, збільшуючи час загасання за рахунок більшого відносного вкладу при малих дозах опромінення.

При порівнянні плівок $Y_2O_3:Eu$ з різними часами опромінення, але з однаковою концентрацією активатора було встановлено, що для плівок, які опромінювались електронними імпульсами частотою 100 Гц протягом 20 год. постійна часу загасання є

Таблиця 1

Залежність постійної часу загасання КЛ в тонких плівках $Y_2O_3:Eu$ наплених у атмосфері аргону для свічення 612 нм від часу збудження і концентрації активатора*

Концентрація активатора Eu^{3+} , мол %	Час збудження $t_{36} \times 10^4$, с	$t \times 10^3$, с
2,5	4	3,7
2,5	6	2,2
2,5	9	2,2
5,0	4	4,1
5,0	6	3,4
5,0	9	3,3

*Густина струму збудження 10^{-2} А/м², напруга 4,5 кеВ.

Таблиця 2

Залежність постійної часу загасання КЛ в тонких плівках $Y_2O_3:Eu$ для свічення 612 нм від часу збудження тп попереднього опромінення*

Атмосфера напilenня плівки, опромінення	Концентрація активатора, мол %	Час збудження $t_{36} \times 10^4, c$	$t \times 10^3, c$
Аргон 100 %, не опромінена	2,5	4	3,7
	2,5	6	2,2
	2,5	9	2,2
Аргон 100 %, опромінена	2,5	4	4,1
	2,5	6	3,2
	2,5	9	3,0
Кисень 100 %, не опромінена	5,0	4	2,0
	5,0	6	1,9
	5,0	9	1,8
Кисень 100 %, опромінена	5,0	4	4,0
	5,0	6	4,0
	5,0	9	3,3

*Густина струму збудження $10^{-2} A/m^2$, напруга 4.5 кеВ.

більшою ніж для неопромінених плівок (табл. 2). Це пов'язано з тим, що при довготривалому опроміненні плівки електронами утворюються структурні дефекти чи неоднорідності плівок в області величини глибини проникнення електронного променя.

Як видно з табл. 1 і табл. 2, постійна часу загасання КЛ у тонких плівках $Y_2O_3:Eu$ для свічення 612 нм перебуває в межах (1,8 - 4,1) мс залежно від структурної досконалості плівок і концентрації активатора.

Теоретичні розрахунки електричних дипольних, магнітних дипольних і електричних квадрупольних переходів у лантанноїдах показують, що дані величини мають наступні значення: $\tau_{ел} \sim 10^{-4} c$; $\tau_{маг} \sim 0,5 \times 10^{-2} c$; $\tau_{кв} \sim 2 c$ [17]. Порівнюючи отримані нами значення з даними результатами на основі спектрального складу випромінювання (рис. 1) видно, що ми маємо свічення, зумовлене електричними дипольними переходами і випромінюючі в області 612 нм іони Eu^{3+} перебувають у вузлах кристалічної ґратки Y_2O_3 з точковою симетрією C_2 .

Зазначимо також, що отримані нами величини постійної часу загасання τ добре узгоджуються з відомими дослідженнями загасання люмінесценції у різних зразках $Y_2O_3:Eu$ [18-22]. Так у роботі [18] при визначенні часу загасання ${}^5D_0-{}^7F_2$ переходу в кераміках $Y_2O_3:Eu$ з розмірами кристалітів 10 нм була одержана величина 1,3 мс. При дослідженні постійної загасання в нанокристалах $Y_2O_3:Eu$ в [19] було встановлено, що постійна часу загасання знаходиться в межах від 2,0 до 3,7 мс. Дослідження [20] показують, що час життя нанофосфорів $Y_2O_3:Eu$ розмірами 5–7 нм для концентрації активатора 2,4 мол % становить 3,08 мс, а для концентрації активатора 5,2 мол %, відповідно 2,40 мс. Для мікрочисталів постійна часу загасання для свічення 612 нм є меншою і для концентрації активатора 3,5 мол % $\tau = 1,07$ мс, а для 5,2 мол % $\tau = 1,02$ мс. Згідно з [21] в монокристалах $Y_2O_3:Eu$ постійна часу загасання $\tau \approx 4$ мс, у той час як у [22] для монокристалів $Y_2O_3:Eu$ постійна часу загасання визначена як 1,90 і 1,72 мс для концентрації активатора 3 і 8 %.

Проведені нами дослідження показують, що такі

відмінності у величині постійної часу загасання при свіченні люмінофора $Y_2O_3:Eu$ в області 612 нм, зумовленого ${}^5D_0-{}^7F_2$ електричним дипольним переходом, зумовлені тим, що дана величина τ є складною функцією, яка визначається методом і умовами одержання, способом і дозою збудження, розмірами кристалітів, досконалістю структури і концентрацією активатора.

При аналізі кінетик розгоряння і загасання КЛ було встановлено, що в ряді випадків спостерігається затримка розгоряння КЛ відносно спаду імпульсу електронного збудження (рис. 3). Така ситуація яскравіше виражена у плівках $Y_2O_3:Eu$, напilenих у атмосфері кисню і дане зміщення крім того залежить від енергії і дози опромінення. Зокрема, при збільшенні дози електронного опромінення (за рахунок збільшення тривалості імпульсів) спостерігається зміщення з часом максимуму розгоряння КЛ відносно спаду імпульсу електронного збудження. Даний ефект можна пояснити структурними неоднорідностями, які чіткіше проявляються у плівках, напilenих у атмосфері кисню. Внаслідок таких неоднорідностей іони активатора Eu^{3+} можуть розташовуватись у міжвузлових дефектних положеннях кристалічної ґратки $Y_2O_3:Eu$, або здійснювати переходи за рахунок дифузії між C_2 і C_{3i} вузлами матриці Y_2O_3 . Таким чином на основі залежності розгоряння КЛ від енергії і дози опромінення можна аналізувати структурну досконалість тонких плівок $Y_2O_3:Eu$.

Висновки

На основі аналізу форми спектрів КЛ при різних енергіях збудження показано можливість утворення нерегулярних розчинів оксиду ітрію і европію в тонких плівках $Y_2O_3:Eu$ і збільшення числа іонів Eu^{3+} у стані пониженої симетрії C_2 у глибині плівки відносно поверхні. Отримані

величини постійної часу загасання КЛ свідчать, що свічення $Y_2O_3:Eu$ в області 612 нм зумовлене електричним дипольним переходом між енергетичними рівнями ${}^5D_0-{}^7F_2$. З аналізу залежності постійної часу загасання КЛ від концентрації активатора, умов отримання та часу опромінення показано, що приповерхневі шари є структурно неодноріднішими, ніж об'ємні. Встановлено, що на основі залежності розгоряння КЛ від енергії і дози опромінення можна аналізувати структурну досконалість тонких плівок $Y_2O_3:Eu$.

Бордун О. М. – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри фізичної та біомедичної електроніки;

Бордун І. О. – аспірант кафедри оптоелектроніки та інформаційних технологій;

Кухарський І. Й. – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізичної та біомедичної електроніки;

Половинко І. І. – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри оптоелектроніки та інформаційних технологій.

- [1] H.J. Lee, K.P. Kim, G.Y. Hong, J.S. Yoo, J. Luminescence 130(6), 941 (2010).
- [2] Q. Dai, M.E. Foley, C.J. Breshike, A. Lita, G.F. Strouse, J. Am. Chem. Soc. 133(39), 15475 (2011).
- [3] G. Ju, Y. Hu, L. Chen, X. Wang, Z. Mu, H. Wu, F. Kang, J. Luminescence 132(8), 1853 (2012).
- [4] C. Shanga, X. Shang, Y. Qu, M. Li, Chem. Phys. Lett. 501, 480 (2011).
- [5] Т.А. Помелова, В.В. Баковец, И.В. Корольков, О.В. Антонова, И.П. Долговесова, Физ. тверд. тела 56(12), 2410 (2014).
- [6] N. Yamamoto, Cathodoluminescence (InTech, Croatia, 2012).
- [7] О.М. Бордун, И.О. Бордун, И.И. Кухарский, Журн. прикл. спектр. 82(3), 380 (2015).
- [8] N.C. Chang, J.B. Gruber, J. Chem. Phys. 41(10), 3227 (1964).
- [9] G. Blasse, B. C. Grabmaier, Luminescent Materials (Springer-Verlag, Berlin, 1994).
- [10] S. Som, S.K. Sharma, S.P. Lochab, Mater. Res. Bull. 48(2), 844 (2013).
- [11] H.S. Yoo, W.B. Im, S.W. Kim, B.H. Kwon, D.Y. Jeon, J. Luminescence 130(1), 153 (2010).
- [12] R.M. Krsmanović, Ž. Antić, M.G. Nikolić, M. Mitrić, M.D. Dramićanin, Ceram. Int. 37(2), 525 (2011).
- [13] F.C. Romo, A.G. Murillo, D.L. Torres, N.C. Castro, V.H. Romero, E. Rosa, V.G. Febles, M.G. Hernández, Opt. Materials 32(11), 1471 (2010).
- [14] W.-N. Wang, W. Widiyastuti, T. Ogi, I.W. Lenggoro, K. Okuyama, Chem. Mater. 19(7), 1723 (2007).
- [15] G.S. Gowd, M.K. Patra, S. Songara, A. Shukla, M. Mathew, S.R. Vadera, N. Kumar, J. Luminescence 132(8), 2023 (2012).
- [16] R. Srinivasan, N.R. Yogamalar, J. Elanchezhian, R.J. Joseyphus, A.C. Bose, J. Alloys Comp. 496(1-2), 472 (2010).
- [17] Д.Т. Свиридов, Ю.Ф. Смирнов, Теория оптических спектров ионов переходных металлов (Наука, Москва, 1977).
- [18] U. Herr, H. Kaps, A. Konrad, Solid State Phenom. 94, 85 (2003).
- [19] R. Schmechel, M. Kennedy, H. von Seggern, H. Winkler, M. Kolbe, R. A. Fischer, L. Xiaomao, A. Benker, M. Winterer, H. Hahn, J. Appl. Phys. 89(3), 1679 (2001).
- [20] H. Kaps, M.L. Arefin, U. Herr, H. Paul, Sol. State Phenom. 128, 165 (2007).
- [21] P.K. Sharma, R.K. Dutta, A.C. Pandey, Adv. Mat. Lett. 2(4), 285 (2011).
- [22] C. Hang, Z. Pei-Fen, Z. Hong-Yang, L. Hong-Dong, C. Qi-Liang, Chin. Phys. B 23(5), 057801 (2014).

О.М. Bordun, I.O. Bordun, I.Yo. Kukharskyu, I.I. Polovynko

Influence of Preparation Conditions and Excitation Into Spectral And Kinetic Characteristics of Cathodoluminescence in thin Films $Y_2O_3:Eu$

*Ivan Franko Lviv National University, 50, Dragomanov Str., Lviv, 79005, Ukraine,
e-mail: bordun@electronics.lnu.edu.ua*

The spectra and kinetics of the rise and decay of the cathodoluminescence (CL) of thin films of $Y_2O_3:Eu$ obtained by RF-magnetron sputtering was investigated. Based on the shape of the CL spectra at different excitation energies, showed the possibility of creating irregular solutions of yttrium and europium oxides and the structural features of the surface and bulk layers. The time constant for the decay CL for 612 nm emission was determined and the value of which is within the range (1.8-4.1) ms. This value is a complex function of the type of film deposition atmosphere, the activator concentration and duration of the exciting pulses was shown. The features of the risen CL and the proposal based on the delay rise CL analyze structural perfection of thin films $Y_2O_3:Eu$.

Key words: yttrium oxide, cathodoluminescence, thin films.