




## ДОСЛІДЖЕННЯ СЦИНТИЛЯЦІЙНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ $\text{Ga}_2\text{O}_3$ ЗА НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР

В. Михайлик<sup>1</sup>, Г. Краус<sup>2</sup>, В. Капустяник<sup>3,4</sup>, М. Рудко<sup>3,4</sup>, В. Коломієць<sup>4</sup>

<sup>1</sup>“Джерело синхротронного випромінювання Діамант”, Гарвел,  
Дідкот, OX11 0DE, Великобританія

<sup>2</sup>Фізичний факультет, Оксфордський університет,  
Кебл Роуд, Оксфорд, OX1 3RH, Великобританія,

<sup>3</sup>Науково-технічний і навчальний центр низькотемпературних досліджень,  
Львівський національний університет імені Івана Франка,  
вул. Драгоманова, 50, Львів, 79005, Україна

<sup>4</sup>Фізичний факультет,  
Львівський національний університет імені Івана Франка,  
вул. Драгоманова, 50, Львів, 79005, Україна

(Отримано 02 січня 2020 р.; в остаточному вигляді — 19 березня 2020 р.; прийнято до друку — 13 квітня 2020 р.;  
опубліковано онлайн — 23 квітня 2020 р.)

Метою цих досліджень є встановити можливість застосування оксиду галію у сцинтиляційних детекторах йонізаційного випромінювання. У роботі вивчено люмінесцентні та сцинтиляційні властивості нелегованого кристала  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  в діапазоні температур 7–290 К. Установлено, що смуга рентгенолюмінесценції кристала з максимумом на 380 нм зумовлена радіаційним розпадом автолокалізованих екситонів та донорно-акцепторних пар. Сцинтиляційний світловий вихід номінально чистого  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  зростає з охолодженням і досягає максимального значення  $19300 \pm 2200$  фотонів/МеВ за 50 К. За даними проведених досліджень, кінетика загасання люмінесценції має рекомбінаційний характер із часом загасання ( $\tau_{0.1}$ ), що збільшується від 1 до 1.8 мкс під час охолодження.

**Ключові слова:** сцинтиляція, світловий вихід, час загасання, люмінесценція, детектори йонізуючого випромінювання, оксид галію, подвійний бета-розпад, темна речовина

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.24.2201>

### I. ВСТУП

Йонізаційне випромінювання, до якого ми відносимо високоенергетичні кванти та частинки (електрони, нейтрони, альфа-частинки), широко використовують не тільки в наукових дослідженнях, але й у багатьох сферах, пов'язаних із медициною, промисловістю та безпекою. Метод сцинтиляцій, який передбачає перетворення енергії збудження у світло, широко застосовують для виявлення високоенергетичного йонізаційного випромінювання. Розроблення нових ефективних сцинтиляційних матеріалів — фундаментальне завдання сучасних наукових досліджень, про що свідчить низка сучасних оглядів, що стосуються цього напрямку [1–3].

Напівпровідникові матеріали особливо перспективні як сцинтилятори через їхню високу ефективність конверсії, що безпосередньо впливає на збільшення енергетичної роздільної здатності. Така поведінка пояснюється меншою шириною забороненої зони порівняно з діелектричними сцинтиляторами та більшою рухливістю вільних носіїв. Величина світлового виходу на одиницю поглинутої енергії обернено пропорційна до ширини забороненої зони [4, 5]. Тому зменшення цього параметра супроводжується підвищенням ефективності сцинтиляцій. Щобільше, висока рухливість вільних електронів і дірок у напівпровідниках забезпечує їх швидкий вихід з ділянки йонізаційного трека, де існує висока ймовірність гасіння [6, 7], та

полегшує передачу енергії збудження до активаторів. Саме тому леговані напівпровідникові сцинтилятори, як-от: ZnS-Ag [8], ZnSe-Te [9] та ZnTe-O [10] — демонструють високий вихід світла за кімнатної температури, що гарантує їх застосування в детекторах високоенергетичних частинок і фотонів. Інший приклад — ZnO, легований Ga, який має високу світловіддачу та час загасання в наносекундному діапазоні за рахунок екситонного випромінювання [11]. Нещодавно вперше вивчено сцинтиляційні властивості нелегованого  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , і показано, що матеріал є перспективним сцинтилятором, якому притаманний світловий вихід 15 000 фотонів/МеВ і час загасання 8 нс за кімнатної температури [12].

Цей висновок спонукав нас дослідити властивості нелегованого  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  як криогенного сцинтилятора. Основна мета — розробити методику виявлення частинок за низької температури. Потреба в її постійному вдосконаленні визначається потребами детектування подвійного безнейтринного бета-розпаду [13] та частинок темної речовини [14]. Для досягнення максимальної чутливості в деяких із цих експериментів використовують криогенні фон-сцинтиляційні детектори, які мають як високу енергетичну роздільну здатність, так і здатність до дискримінації (розділення) подій [15–18]. Основна перевага цієї методики полягає у значному (на кілька порядків) зменшенні внеску радіоактивного фону, що забезпечує чудову чутливість детектора, про що свідчать останні результати експериментів із пошуку подвійного безней-



тринного бета-розпаду [19] та частинок темної речовини [20, 21]. Саме тому не згасає зацікавлення науковців питаннями вдосконалення та пошуку нових скінтіляційних матеріалів, придатних для застосування за низьких температур, що також є важливими і для суміжних галузей досліджень [5, 16]. Водночас такого роду експерименти створюють фундамент для вивчення нових функціональних можливостей та концепцій, серед яких найпривабливішим є використання методу детектування часу прольоту для позитронної емісійної томографії з використанням криогенних скінтіляторів [22].

У цій роботі ми виміряли температурні спектри рентгенолюмінесценції, кінетики загасання та скінтіляційного світлового виходу нелегованого  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ . Це надало додаткову цінну інформацію про перетворення поглинутої в досліджуваному матеріалі енергії йонізаційного випромінювання, що, своєю чергою, поглибило загальне розуміння природи скінтіляцій у твердих тілах на фундаментальному рівні.

## II. ЕКСПЕРИМЕНТ

Нелегований кристал  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  вирощено з розплаву за допомогою методу плівкового нарощення у визначеному напрямі [23]. Зразок поміщали в гелієвий криостат замкнутого циклу, оснащений криоохолоджувачем DE-202A (Advanced Research Systems) та регулятором температури Cryocon 32 (Cryogenic Control Systems Inc.). Рентгенолюмінесценцію досліджували з використанням рентгеновської трубки URS-55A з Суанткатодом, що працює за 55 кВ та 10 мА. Спектри випромінювання реєстрували за допомогою спектрографа MDR-12 зі спектральною роздільною здатністю 1 нм та модулем фотопомножувача Hamamatsu H9305, чутливим у діапазоні довжин хвиль 200–700 нм.

Для вимірювання скінтіляційних характеристик кристал поміщали в гелієвий криостат постійного потоку та збуджували  $\alpha$ -частинками від джерела  $^{241}\text{Am}$ . Вимірювали та аналізували за допомогою методу багатифотонної лічби [24]. Сигнал, зареєстрований багатокаскадним фотопомножувачем 9124A (Electron Tube Enterprises, Великобританія), оцифровували за допомогою швидкого АЦП з часовим розділенням 5 нс. Так можна реєструвати окремі фотони. Ця методика дозволяє вивчати процеси скінтіляції з константами часу загасання в межах  $10^{-6}$ – $10^{-3}$  с. Саме такі значення спостерігаються в багатьох скінтіляційних матеріалах за зміни температури. Крім цього, це дає змогу вимірювати як час загасання, так і характеристики світлового виходу скінтіляторів в одному експерименті. Тому така методика добре підходить для дослідження температурно-залежних властивостей скінтіляторів, як продемонстровано в низці праць [5, 24, 25].

## III. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Найпоширеніший  $\beta$ -поліморф оксиду галію має моноклінну кристалічну структуру (просторова група  $C2/m$ ) зі сталими ґратки  $a = 12.214 \text{ \AA}$ ,  $b = 3.037 \text{ \AA}$ ,  $c = 5.779 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 90^\circ$ ,  $\beta = 103.83^\circ$ ,  $\gamma = 90^\circ$  [26]. Елементарна комірка кристала, показана на рис. 1, містить октаедри  $\text{GaO}_6$  та ланцюги тетраедрів  $\text{GaO}_4$ , зорієнтовані вздовж осі  $b$ . Атоми кисню розташовані в трьох кристалографічних різних положеннях й утворюють щільно упакований масив.  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  є широконзонним напівпровідником із шириною забороненої зони  $E_g = 4.85 \text{ eV}$ , густиною  $5.95 \text{ г/см}^3$  та температурою плавлення  $1795^\circ \text{C}$  [27].

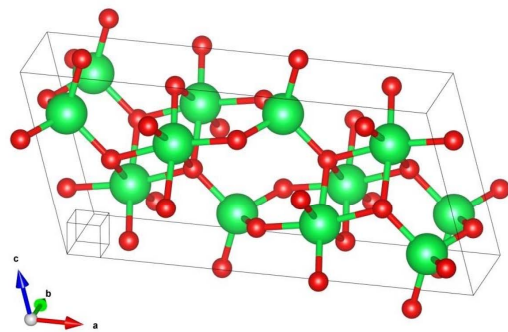


Рис. 1. Елементарна комірка  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ . Атоми галію та кисню показані як зелені та червоні кульки відповідно.

Під час постійного рентгеновського збудження  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  виявляє широкую смугу випромінювання від УФ до зеленої ділянки спектра, інтенсивність якої зростає поступово з охолодженням кристала (див. рис.2,а). Смуга випромінювання з максимумом на 380 нм, має складний характер, що є характерним для систем, у яких переходи відбуваються в межах різних центрів свічення. Про це свідчить спектр люмінесценції, отриманий за 12 К і зображений як функція енергії фотонів (див. рис. 2,б).

Спектр можна зобразити у вигляді суми двох гауссіанів при 3.01 та 3.38 eV, що вказує на те, що в досліджуваному кристалі існує щонайменше два типи центрів свічення. Така складна структура спектрів люмінесценції є характерною особливістю оксиду галію.

Попередні дослідження люмінесцентних властивостей нелегованого  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  виявили щонайменше три смуги випромінювання, що сильно перекриваються, в УФ, синій та зеленій ділянках спектра [28–31]. Ультрафіолетова смуга здебільшого не залежить від домішок. Отже, вона виникає завдяки випромінюванню автолокалізованих екситонів. Цьому типу випромінювання зазвичай притаманна швидка кінетика в наносекундному діапазоні. Синя та зелена смуги стосуються переходів із залученням глибоких донорів та акцепторів. Електрони рекомбінують з дірками в пастках, що зумовлює рекомбінаційну люмінесценцію з

кінетику загасання в мікросекундному часовому діапазоні. Енергія формування різних типів внутрішніх дефектів у  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> була проаналізована в недавній теоретичній праці [32]. Результати цього дослідження підтвердили, що випромінювання синього кольору зумовлене комплексами вакансій кисню та галію ( $V_O + V_{Ga}$ ).

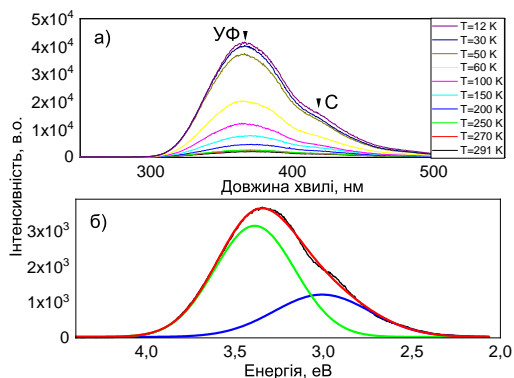


Рис. 2. а) Спектри рентгенолюмінесценції Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, виміряні за різних температур. Дві смуги випромінювання позначені УФ і С; б) Спектр випромінювання за  $T = 12$  К як функція енергії фотонів, що складається з двох гауссіанів з максимумами на 3.10 еВ (синя емісія) та 3.38 еВ (УФ-випромінювання).

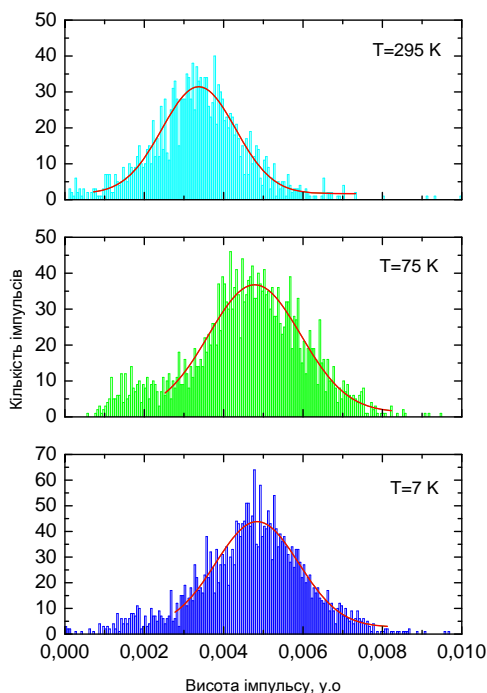


Рис. 3. Амплітудні спектри Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, отримані за  $T = 7.75$  та 295 К під час збудження  $\alpha$ -частинками від джерела <sup>241</sup>Am. Червоні лінії відповідають гауссіанам, використаним для апроксимації спектрів.

Наступним етапом досліджень було вивчення сцинтиляційних властивостей нелегованого Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в діапазоні температур 7–295 К. Кристал продемонстрував

хороший сцинтиляційний відгук, що дозволив виявити пік, утворений за рахунок  $\alpha$ -частинок від джерела <sup>241</sup>Am у відповідних амплітудних спектрах, отриманих за різних температур (див. рис. 3). З огляду на те, що сцинтиляційний світловий вихід пропорційний до положення цього піка, температурну залежність цієї характеристики кристала можна простежити, контролюючи зміну положення піка. Температурна залежність світлового виходу для нелегованого Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, отримана таким способом, показана на рис. 4. Під час охолодження кристала пік зміщується в бік вищих амплітуд, що свідчить про плавне підвищення сцинтиляційного світлового виходу.

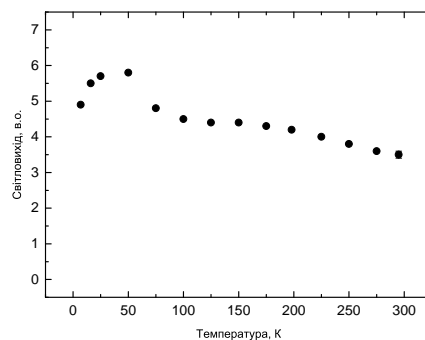


Рис. 4. Температурна залежність сцинтиляційного світлового виходу кристала Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, виміряного під час збудження  $\alpha$ -частинками від джерела <sup>241</sup>Am.

Ця тенденція спостерігається, поки температура не досягне 60 К, після чого значення світлового виходу починає спадати, як показано на рис. 4. За 7 К цей параметр для кристала Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> зменшується приблизно до 80 % від його максимального значення. Зазначимо, що в деяких інших сцинтиляторах теж спостерігається зниження світлового виходу за дуже низької температури. Одним із пояснень цієї особливості є захоплення збуджених носіїв неглибокими пастками [33, 34], які спричиняють тривале післясвічення. Через обмеження часового вікна під час вимірювань ці сцинтиляції неможливо виявити, що призводить до зменшення вимірюваного світлового виходу сцинтиляції.

На рис. 5 наведені криві загасання сцинтиляцій нелегованого Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, досліджені за різних температур. Ці криві отримували в інтегральному режимі, що охоплює весь спектр випромінювання сцинтилятора, але внаслідок обмеженої роздільної здатності вимірювальної техніки (0.1 мкс), наносекундні складники, про які повідомлялося у праці [12], ідентифікувати було неможливо.

Існування декількох типів центрів свічення з різним типом кінетики загасання сприяє формуванню складного неекспоненціального загасання, що є характерною ознакою рекомбінаційної люмінесценції [35]. Ця складність накладає певні обмеження на аналіз кінетики загасання. Якщо конкретніше, то побудова кривих загасання сцинтиляції за допомогою лінійної

комбінації експоненціальних функцій є лише математичним способом подачі експериментальних результатів. У такому випадку неможливо віднести отримані параметри підгонки до фізичних величин, які описують конкретні процеси випромінювання. За таких обставин практичнішою кількісною характеристикою загасання є час, за який початкова інтенсивність зменшується на порядок ( $\tau_{0.1}$ ). Температурна залежність  $\tau_{0.1}$  у досліджуваних кристалах наведена на вставці до рис. 5. Температура практично не впливає на форму кривих загасання сцинтиляцій; єдина помітна зміна — поява довгої компоненти, що спостерігається за  $T < 60$  К. Водночас така поведінка відповідає тому, що бачимо в інших напівпровідникових сцинтиляторах [8, 36].

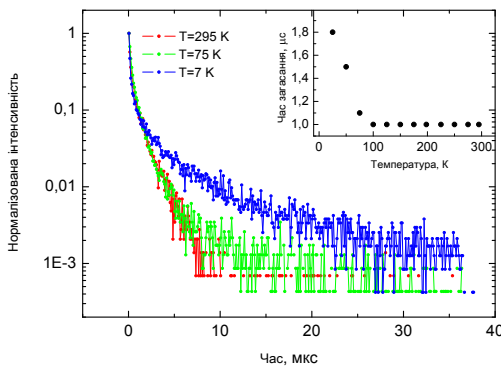


Рис. 5. Пронормовані криві загасання сцинтиляції  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , отримані за  $T = 7.75$  та  $295$  К та під час збудження  $\alpha$ -частинками від джерела  $^{241}\text{Am}$ . На вставці наведена температурна залежність константи загасання  $\tau_{0.1}$ .

Для аналізу ефективності  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  як сцинтилятора важливою є кількісна оцінка його світлового виходу. Спочатку ми обчислили теоретичну межу абсолютного світлового виходу сцинтилятора  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  за допомогою напівемпіричного підходу, який розробив Лемпінський [4] та пізніше був удосконалений у [5]. У цьому випадку вважається, що ефективність передачі енергії та квантова ефективність люмінесценції дорівнює 1, звідки отримуємо співвідношення для абсолютного виходу світла сцинтилятора:

$$LY = \frac{10^6}{2.35E_g} \left[ 1 + 0.158 \times 10^4 \left\{ \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right\} \frac{h\nu_{LO}^{\frac{3}{2}}}{1.5E_g} \right]^{-1}. \quad (1)$$

Тут  $\varepsilon_0 = 11.2$  і  $\varepsilon_\infty = 3.8$  [27] — статична й високочастотна діелектрична проникність матеріалу,  $h\nu_{LO} = 99$  MeV [37] — енергія LO-фононів. Підставивши числові значення у формулу (1), ми отримали теоретичний світловий вихід  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , рівний 40800 фотонів/MeV.

Далі ми експериментально визначили світловий вихід  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ . Зазвичай цей параметр отримують через порівняння сцинтиляційного відгуку досліджуваного кристала з відгуком еталонного сцинтилятора, виміряних в однакових експериментальних умовах. Цей підхід передбачає, що ефективність збору

світла експериментальною установкою є сталим параметром, що визначається геометрією експерименту і є однаковим в обох випадках. У нашому експерименті як еталонний сцинтилятор використовували  $\text{LYSO-Ce}$ , відомий своїм високим коефіцієнтом світлової віддачі (34000 фотонів/MeV) та швидким часом загасання (33 нс), що слабо змінюється під час охолодження [38, 39]. Цей сцинтилятор випромінює в тому ж спектральному діапазоні, що й  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ . Це сприяє зниженню похибок, що виникають внаслідок розрахунку коефіцієнта спектрального перекриття детектора  $\varepsilon_\lambda$  [40]. Цей параметр був розрахований на основі виміряних спектрів рентгенолюмінесценції кристалів та відомої квантової ефективності фотопомножувача 9124A.

Установлено, що значення  $\varepsilon_\lambda$  дорівнює 0.27 та 0.25 для  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  та  $\text{LYSO-Ce}$  відповідно. Згідно з наведеним вище припущенням про однакову ефективність збору світла, вимірюваний в експерименті світловий вихід пропорційний до двох змінних, тобто абсолютного світлового виходу (LY) та чутливості детектора до випромінювання [40]:  $N_m \sim LY \times \varepsilon_\lambda$ . Отже, з відповідних вимірів для двох сцинтиляторів можна оцінити світловий вихід  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , використовуючи співвідношення:

$$LY_{\text{Ga}_2\text{O}_3} = LY_{\text{LYSO}} \times \frac{N_{\text{Ga}_2\text{O}_3}}{N_{\text{LYSO}}} \times \frac{\varepsilon_{\lambda\text{LYSO}}}{\varepsilon_{\lambda\text{Ga}_2\text{O}_3}}. \quad (2)$$

Врахувавши відоме значення абсолютного світлового виходу  $\text{LYSO-Ce}$ , ми визначили, що відповідний параметр для  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  становить  $11600 \pm 1600$  фотонів/MeV за 295 К і досягає максимального значення  $19300 \pm 2200$  фотонів/MeV при 50 К. Похибка цієї оцінки головно впливає з невизначеності положення піка, що відповідає  $\alpha$ -частинкам в обох сцинтиляторах. Цей висновок свідчить про те, що нелегований  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  може бути використаний для виявлення сцинтиляцій у широкому діапазоні температур. Порівняння виміряного світлового виходу з теоретичним прогнозом також показує, що величина цього параметра для досліджуваного кристала становить лише половину від тієї, що може бути в оптимальному варіанті, а отже, оксид галію має значний потенціал для подальшого вдосконалення сцинтиляційних властивостей.

#### IV. ВИСНОВКИ

У цій роботі ми дослідили сцинтиляційні та люмінесцентні властивості  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  при різних температурах — аж до 7 К. Дві смуги випромінювання, що спостерігалися в УФ та синій ділянках спектру, виникають завдяки радіаційній рекомбінації автолокалізованих екситонів та донор-акцепторних пар відповідно. Сцинтиляційний світловий вихід кристала прогресивно зростає зі зниженням температури і досягає максимального значення  $19300 \pm 2200$  фотонів/MeV за 50 К, а потім зменшується на 30 % під час подальшого охолодження до 7 К. Показано, що за кімнатної температури нелегований  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  має світловий

вихід приблизно утричі менший, ніж у комерційного сцинтилятора LYSO-Se. Отож сцинтиляційна ефективність кристала нижча порівняно з найкращими зразками в цій галузі, але, беручи до уваги той факт, що внутрішні дефекти відіграють визначальну роль

у випромінюванні оксиду галію, доцільно припустити, що істотне поліпшення сцинтиляційних властивостей буде можливим через впровадження домішок та оптимізації технології вирощування.

- [1] C. Dujardin, E. Auffray, E. Bourret-Courchesne, IEEE Trans. Nucl. Sci. **65**, 1977 (2018); <https://doi.org/10.1109/TNS.2018.2840160>.
- [2] T. Yanagida, Proc. Jpn. Acad. Ser. B **94**, 75 (2018); [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)91170-R](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)91170-R).
- [3] F. Maddalena, L. Tjahjana, A. Xie, Crystals **9**, 88 (2019); <https://doi.org/10.3390/cryst9020088>.
- [4] A. Lempicki, A. J. Wojtowicz, E. Berman, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **333**, 304 (1993); [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)91170-R](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)91170-R).
- [5] V. B. Mikhailik, H. Kraus, Phys. Status Solidi B **247**, 1583 (2010); <https://doi.org/10.1002/pssb.200945500>.
- [6] X. Lu, Q. Li, G. A. Bizarri, Phys. Rev. B **92**, 115207 (2015); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.115207>.
- [7] M. P. Prange, Y. L. Xie, L. W. Campbell, J. Appl. Phys. **122**, 234504 (2017); <https://doi.org/10.1063/1.4998966>.
- [8] V. B. Mikhailik, S. Henry, M. Horn, J. Lumin. **134**, 63 (2013); <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2012.09.013>.
- [9] V. Ryzhikov, N. Starzhinskiy, L. Gal'chinetskii, IEEE Trans. Nucl. Sci. **48**, 356 (2001); <https://doi.org/10.1109/23.940080>.
- [10] Z. T. Kang, C. J. Summers, H. Menkara, Appl. Phys. Lett. **88**, 111904 (2006); <https://doi.org/10.1063/1.2185427>.
- [11] Y. Fujimoto, T. Yanagida, H. Sekiwa, Jpn. J. Appl. Phys. **50**, 01BG04 (2011); <https://doi.org/10.1143/JJAP.50.01BG04>.
- [12] T. Yanagida, G. Okada, T. Kato, Appl. Phys. Express **9**, 042601 (2016); <https://doi.org/10.7567/APEX.9.042601>.
- [13] J. D. Vergados, H. Ejiri, F. Šimkovic, J. Mod. Phys. **25**, 1630007 (2016); <https://doi.org/10.1142/S0218301316300071>.
- [14] A. H. G. Peter, V. Gluscevic, A. M. Green, B. J. Kavanagh, S. K. Lee, Phys. Dark Universe **5-6**, 45 (2014); <https://doi.org/10.1016/j.dark.2014.10.006>.
- [15] A. Alessandrello, V. Bashkirov, C. Brofferio, Phys. Lett. B **420**, 109 (1998); [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(97\)01544-X](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)01544-X).
- [16] V. B. Mikhailik, H. Kraus, J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, 1181 (2006); <https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/6/026>.
- [17] R. F. Lang, G. Angloher, M. Bauer, Astropart. Phys. **33**, 60 (2010); <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.11.004>.
- [18] D. Poda, A. Giuliani, J. Mod. Phys. **32**, 1743012 (2017); <https://doi.org/10.1142/S0217751X17430126>.
- [19] O. Azzolini, M. T. Barrera, J. W. Beeman, Phys. Rev. Lett. **120**, 232502 (2018); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.232502>.
- [20] G. Angloher, A. Bento, C. Bucci, Eur. Phys. J. C **3184**, 74 (2014); <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3184-9>.
- [21] G. Angloher, P. Bauer, A. Bento, Eur. Phys. J. C **79**, 43 (2019); <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6523-4>.
- [22] S. E. Derenzo, E. Bourret-Courchesne, G. Bizarri, A. Canning, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **805**, 36 (2016); <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.033>.
- [23] H. Aida *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **47**, 8506 (2008); <https://doi.org/10.1143/JJAP.47.8506>.
- [24] V. B. Mikhailik, H. Kraus, Radiat. Meas. **49**, 7 (2013); <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2012.12.014>.
- [25] V. B. Mikhailik, H. Kraus, J. Phys. Stud. **14**, 4201 (2010).
- [26] J. Ahman, G. Svensson, J. Albertsson, Acta Cryst. C **52**, 1336 (1996); <https://doi.org/10.1107/S0108270195016404>.
- [27] S. I. Stepanov, V. I. Nikolaev, V. E. Bougrov, A. E. Romanov, Rev. Adv. Mater. Sci. **44**, 63 (2016).
- [28] G. Blasse, A. Brill, J. Phys. Chem. Solids **31**, 707 (1970); [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(70\)90204-0](https://doi.org/10.1016/0022-3697(70)90204-0).
- [29] В. І. Васильців, Я. М. Захарко, Я. І. Рим, Укр. фіз. журн. **33**, 1320 (1988).
- [30] L. Binet, J. Gourier, J. Phys. Chem. Solids **59**, 1241 (1998); [https://doi.org/10.1016/S0022-3697\(98\)00047-X](https://doi.org/10.1016/S0022-3697(98)00047-X).
- [31] T. Onuma, S. Fujioka, T. Yamaguchi, Appl. Phys. Lett. **103**, 041910 (2013); <https://doi.org/10.1063/1.4816759>.
- [32] Q. D. Ho, T. Frauenheim, P. Deak, Phys. Rev. B **97**, 115163 (2018); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.115163>.
- [33] F. A. Danevich, B. V. Grinyov, S. Henry, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **622**, 608 (2010); <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.07.060>.
- [34] L. L. Nagornaya, F. A. Danevich, A. M. Dubovik, IEEE Trans. Nucl. Sci. **56**, 2513 (2009); <https://doi.org/10.1109/TNS.2009.2022268>.
- [35] A. N. Vasil'ev, A. V. Gektin, IEEE Trans. Nucl. Sci. **61**, 235 (2014); <https://doi.org/10.1109/TNS.2013.2282117>.
- [36] V. B. Mikhailik, S. Galkin, H. Kraus, J. Lumin. **188**, 600 (2017); <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2017.05.021>.
- [37] T. Onuma, S. Saito, K. Sasaki, Appl. Phys. Lett. **108**, 101904 (2016); <https://doi.org/10.1063/1.4943175>.
- [38] D. N. ter Weele, D. R. Schaart, P. Dorenboss, IEEE Trans. Nucl. Sci. **62**, 727 (2015); <https://doi.org/10.1109/TNS.2015.2431295>.
- [39] S. Blahuta, A. Bessière, B. Viana, IEEE Trans. Nucl. Sci. **60**, 3134 (2013); <https://doi.org/10.1109/TNS.2013.2269700>.
- [40] B. V. Grinyov, V. D. Ryzhikov, O. T. Sidletskiy, IEEE Trans. Nucl. Sci. **57**, 1236 (2010); <https://doi.org/10.1109/TNS.2010.2047732>.

LOW TEMPERATURE SCINTILLATION PROPERTIES OF Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

V. B. Mykhaylyk<sup>1</sup>, H. Kraus<sup>2</sup>, V. Kapustianyk<sup>3,4</sup>, M. Rudko<sup>3,4</sup>, V. Kolomiets<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Diamond Light Source, Harwell Campus, Didcot, OX11 0DE, UK*

<sup>2</sup>*University of Oxford, Department of Physics, Denys Wilkinson Building, Keble Road, Oxford, OX1 3RH, UK*

<sup>3</sup>*Scientific-technical and Educational Centre of Low Temperature Studies, Ivan Franko National University of Lviv, 50, Drahomanov St., UA-79005, Lviv, Ukraine*

<sup>4</sup>*Faculty of Physics, Ivan Franko National University of Lviv, 50, Drahomanov St., UA-79005, Lviv, Ukraine*

This work is devoted to the study of the luminescence and scintillation properties of an undoped Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> crystal over the 7–295 K temperature range. The samples were obtained using the edge-defined film-fed growth method. These investigations were performed in order to confirm that the investigated crystals really could be considered as promising scintillation detectors of ionising radiation. The steady-state X-ray luminescence was excited by a URS-55A X-ray tube with a Cu-anticathode tube. For the measurements of scintillation characteristics the crystal was placed in a helium constant flow cryostat and excited by  $\alpha$ -particles from an <sup>241</sup>Am source. Two emission bands observed in UV and blue spectral range are assigned to the radiative recombination of self-trapped excitons and donor-acceptor pairs, respectively. The scintillation light output of the crystal increases with cooling, reaching the maximum value of  $19300 \pm 2200$  ph/MeV at 50 K, and then it decreases by 30 % with further cooling to 7 K. It has been found that at room temperature an undoped Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> exhibits about one-third of the light output of a commercial LYSO-Ce scintillator. The detection efficiency of the crystal is lower in comparison with the best scintillators in the field. Nevertheless, taking into account the fact that the intrinsic defects play a major role in the emission of gallium oxide, we can predict that substantial improvement of the scintillation properties is likely to occur through the material doping and optimisation of the production technology. This finding evidences that undoped  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> can be used for scintillation detection over the wide temperature range. The measured kinetics of the luminescence decay possesses a recombination character with the corresponding decay time ( $\tau_{0.1}$ ), increasing from 1 to  $1.8 \times 10^{-6}$  s with cooling

**Key words:** scintillation, light output, decay time, luminescence, detectors of ionizing radiation, gallium oxide, double beta-decay, dark matter