

О.М. Бордун, І.Й. Кухарський, І.М. Кофлюк, І.І. Медвідь, М.В. Процак
**Дисперсія світла та крайове поглинання в тонких плівках
 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ ($x = 0; 0,03; 0,07$)**

Львівський національний університет імені Івана Франка, м. Львів, Україна, oleh.bordun@lnu.edu.ua

Досліджено дисперсію показника заломлення та область краю фундаментального поглинання в тонких плівках $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ ($x = 0; 0,03; 0,07$), отриманих методом високочастотного іонно-плазмового розпилення. Показано, що дисперсійна залежність отриманих плівок має складний вигляд. Встановлено, що величина оптичної ширини забороненої зони при зростанні концентрації Al від 0 до 7 мол.% зростає від 3,28 до 3,58 еВ. На основі встановлених прямо зонних дозволених фотопереходів електронів в області краю фундаментального поглинання проведено оцінку величини зведеної ефективної маси вільних носіїв заряду та їхньої концентрації. Показано, що зсув краю фундаментального поглинання в тонких плівках $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ ($x = 0; 0,03; 0,07$) зумовлений ефектом Бурштейна-Мосса.

Ключові слова: нітрид галію, тонкі плівки, дисперсія показника заломлення, край фундаментального поглинання.

Подано до редакції 02.04.2024; прийнято до друку 25.03.2025.

Вступ

В останні роки тонкі плівки нітридів та оксидів галію є об'єктами інтенсивних досліджень у зв'язку із перспективністю їхнього використання при створенні ефективних джерел випромінювання видимого і ближнього ультрафіолетового (УФ) діапазону, електролюмінісцентних дисплеїв, приймачів іонізуючого та УФ випромінювання [1–7]. Крім цього, володіючи унікальними параметрами – великою шириною забороненої зони, високою швидкістю дрейфу носіїв заряду, високою напругою пробою, високою хімічною і термічною стабільністю – нітрид галію GaN є досить перспективним матеріалом для створення мікроелектронних та наноелектронних пристроїв нового покоління [8–10]. В загальному, оптичні та електричні характеристики тонких плівок GaN визначаються методами виготовлення, режимами нанесення, а також введенням домішок, які здатні цілеспрямовано змінювати властивості плівок. В даній роботі досліджено тонкі плівки $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ ($x = 0; 0,03; 0,07$), у яких частина іонів Ga^{3+} була замінена на іони Al^{3+} , що не вимагало локальної

компенсації електричного заряду. Це зумовлене тим, що тонкі плівки AlN є також доволі перспективними з точки зору їхнього використання в мікро- та наноелектроніці, оптоелектроніці і люмінесцентній техніці [11–13]. Дослідження оптичних властивостей таких плівок видається достатньо актуальним. Зокрема, величина показника заломлення визначає роздільну здатність плівок, а крайове поглинання дає важливу інформацію про енергетичну будову плівок. У зв'язку з цим у даній роботі досліджуються дисперсійні властивості та край фундаментального поглинання тонких плівок $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$, отриманих методом високочастотного (ВЧ) іонно-плазмового розпилення, який є оптимальним для отримання як багатокомпонентних напівпровідникових так і діелектричних плівок [14].

І. Методика експерименту

Тонкі плівки $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ ($x = 0; 0,03; 0,07$) товщиною 0,3–1,0 мкм одержані методом ВЧ іонно-плазмового розпилення на сапфірових підкладках (Al_2O_3). ВЧ розпилення проводилось в атмосфері

азоту при тисках від $5 \cdot 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^{-2}$ Торр. Мішенню для напilenня був металічний Ga. Температура підкладок при напilenні становила 600°C , потужність ВЧ-розряду становила 100 Вт.

Методом рентгенодифракційного аналізу (Shimadzu XDR-600) досліджувалась структура і фазовий склад одержаних плівок. Рентгеноструктурні дослідження показали наявність полікристалічної структури з переважаючою орієнтацією в площині (002). Дифрактограми всіх типів досліджуваних плівок є аналогічними і співпадають з дифрактограмами чистих плівок GaN, які наведено та проаналізовано нами в роботі [15].

Елементний аналіз зразків проводився за допомогою енергодисперсійного спектрометра OXFORD INCA Energy 350. Дослідження виконувались у декількох точках на поверхні тонких плівок. Розрахунки підтвердили, що процентний вміст компонентів у досліджуваних плівках відповідає процентному вмісту у формулі $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ ($x = 0; 0,03; 0,07$).

Товщини та оптичні постійні тонких плівок визначались на основі інтерференційної картини у спектрах пропускання згідно з методикою [16]. Спектри пропускання вимірювались на спектрофлуориметрі CM 2203 з вимірювальною головкою Hamamatsu R928.

II. Результати і обговорення

Характерні спектри пропускання для отриманих тонких плівок $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ наведено на рис. 1. Як видно з рис. 1 у спектрах пропускання спостерігається чітка інтерференційна картина, на основі якої проведено розрахунок товщин та оптичних постійних за методикою Swanepoel's [16].

Згідно даної методики в першому наближенні показник заломлення можна розрахувати за формулою:

$$n = [N + (N^2 - n_n^2)^{1/2}]^{1/2} \quad (1)$$

$$N = \frac{(n_n^2 + 1)}{2} + 2n_n \frac{(T_{\max} + T_{\min})}{T_{\max} T_{\min}} \quad (2)$$

де $T_{\max}$ і $T_{\min}$ – максимальне та мінімальне значення пропускання на певній довжині хвилі, де спостерігається мінімум пропускання, а максимум для даної довжини хвилі розраховується за огинаючою кривою, n_n – показник заломлення підкладки.

Крім того, якщо n_1 і n_2 показники заломлення для двох сусідніх максимумів (або мінімумів) на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , то товщина плівки визначається виразом:

$$d = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_1 n_2 - \lambda_2 n_1)} \quad (3)$$

Коефіцієнт поглинання розраховується за співвідношенням:

$$k = \frac{\alpha \lambda}{4\pi} \quad (4)$$

де α – коефіцієнт поглинання.

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{(n-1)(n-n_n)[(T_{\max}/T_{\min})^{1/2}+1]}{(n+1)(n+n_n)[(T_{\max}/T_{\min})^{1/2}-1]} \quad (5)$$

При використанні методики [16] згідно із результатами [17] похибка при визначенні показника заломлення n не перевищує 2 %, а при визначенні показника поглинання k похибка не перевищує 1 %.

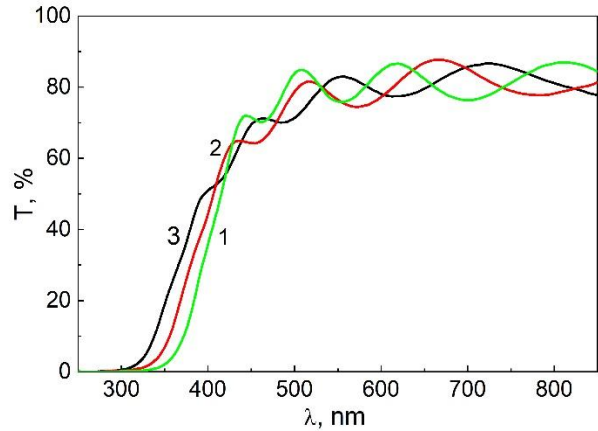


Рис. 1. Спектри пропускання тонких плівок $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ при $x = 0$ (1), $x = 0,03$ (2), $x = 0,07$ (3), $T = 295$ K.

Дисперсійні залежності $n(\lambda)$ для отриманих плівок наведено на рис. 2. Як видно з рис. 2 дані залежності мають складний вигляд. Зокрема для плівок GaN та $\text{Ga}_{0.97}\text{Al}_{0.03}\text{N}$ спостерігаються ділянки з нормальною та аномальною дисперсією, форми залежності дуже подібні між собою з близькими значеннями показника заломлення n . Це може свідчити про те, що концентрація домішки Al до $x = 3$ мол.% слабо впливає на спектральну залежність $n(\lambda)$ у тонких плівках GaN і вона визначається властивостями самої основи. При більших концентраціях домішки Al, зокрема при $x = 7$ мол.%, дана залежність змінюється і у спектральному діапазоні 480–860 нм ми спостерігаємо аномальну дисперсію $n(\lambda)$.

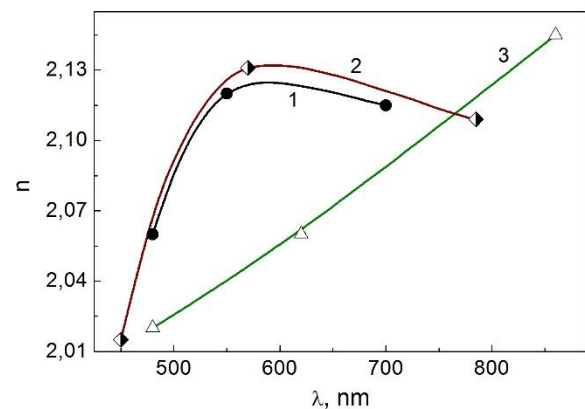


Рис. 2. Дисперсія показника заломлення тонких плівок $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ при $x = 0$ (1), $x = 0,03$ (2), $x = 0,07$ (3), $T = 295$ K.

Виходячи з того, що в області сильного (міжзонного) поглинання інтерференція у спектрах пропускання практично відсутня, для визначення

коефіцієнта поглинання тонких плівок $\alpha(h\nu)$ використано співвідношення [16]:

$$\alpha(h\nu) = -\frac{1}{d} \cdot \ln \left[\frac{(n(h\nu)+1)^3 (n(h\nu)+n_n^2) \cdot T}{16n_n \cdot (n(h\nu))^2} \right], \quad (6)$$

де d – значення товщини плівки визначене за методикою [16]; T – величина пропускання; n і n_n – показники заломлення плівки і підкладки відповідно. Потрібні величини n при розрахунку $\alpha(h\nu)$ визначались на основі отриманих залежностей $n(h\nu)$ в області прозорості і слабого поглинання за методикою [16] екстраполяцією в цю область частот. Визначення таких залежностей на прикладі плівок β - Ga_2O_3 детально описані нами у роботі [18].

У результаті проведених досліджень встановлено, що для всіх типів плівок $Ga_{1-x}Al_xN$ коефіцієнт поглинання $\alpha(h\nu)$ в області краю фундаментального поглинання описується виразом

$$\alpha(h\nu) = \frac{A(h\nu-E_g)^{1/2}}{h\nu} \quad (7)$$

який дає можливість визначити величину ширини забороненої зони E_g . Отримані залежності $(\alpha \cdot h\nu)^2 = f(h\nu)$ наведено на рис. 3.

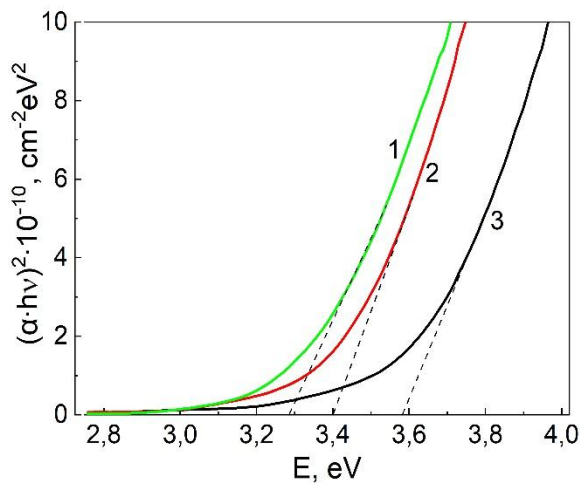


Рис. 3. Спектр фундаментального поглинання в координатах $(\alpha \cdot h\nu)^2 = f(h\nu)$ для тонких плівок $Ga_{1-x}Al_xN$ при $x = 0$ (1), $x = 0,03$ (2) і $x = 0,07$ (3).

Отримана форма краю фундаментального поглинання свідчить, що в тонких плівках $Ga_{1-x}Al_xN$ він формується дозволеними прямими фотопереходами електронів [19].

Аналізуючи співвідношення (7), яке описує край фундаментального поглинання видно, що оптична ширина забороненої зони у тонких плівках $Ga_{1-x}Al_xN$

зростає при збільшенні величини x . При цьому залежності величини коефіцієнта A у співвідношенні (7) від зміни величини x не виявлено. Характерні величини визначених значень E_g і A для досліджуваних плівок наведено у таблиці 1.

Отримані результати показують, що зміна стехіометрії тонких плівок GaN внаслідок введення домішки AlN приводить до зростання оптичної ширини забороненої зони E_g у тонких плівках і величина зростання є пропорційною до концентрації домішки. Така ситуація добре узгоджується з відомими результатами досліджень нітридів Ga та Al , у яких встановлено, що у сполуках $Ga_{1-x}Al_xN$ при зміні x від 0 до 1 величина E_g зростає від 3,5 до 6,28 еВ [20, 21].

Зростання енергії ширини забороненої зони E_g при збільшенні концентрації домішки і відповідно збільшенні кількості структурних дефектів та концентрації носіїв струму може бути пояснене на основі ефекту Бурштейна-Мосса [22]. Згідно даного ефекту, спектр краю фундаментального поглинання сильно легованих, або сильно дефектних (вироджених) напівпровідників є подібним до спектру крайового поглинання не вироджених напівпровідників, але зміщеним в область вищих енергій. Як видно з рис. 3 така ситуація реалізується у тонких плівках $Ga_{1-x}Al_xN$, які при зростанні x можна розглядати як сильно леговані домішкою AlN тонкі плівки GaN . При цьому збільшення величини x приводить до зростання дефектності плівок.

Враховуючи, згідно з (7), наявність прямих дозволених фотопереходів електронів для параболічних зони провідності і валентної зони можна записати [23]

$$E_g = E_{g0} + \Delta E_g^{B-M}, \quad (8)$$

де E_{g0} – власна ширина забороненої зони не виродженого напівпровідника, а ΔE_g^{B-M} – зсув Бурштейна-Мосса, зумовлений заповненням нижніх енергетичних рівнів у зоні провідності. Величина зсуву Бурштейна-Мосса визначається як

$$\Delta E_g^{B-M} = (h^2/8\pi^2\mu)(3\pi^2N)^{2/3} \quad (9)$$

де N – концентрація вільних носіїв заряду, а μ – їх зведена ефективна маса. Із співвідношення (9) випливає, що величина зсуву Бурштейна-Мосса ΔE_g^{B-M} є пропорційною до концентрації вільних носіїв заряду. Для оцінки концентрації вільних носіїв заряду, попередньо визначимо величину зведеної ефективної маси вільних носіїв заряду на основі спектрів краю фундаментального поглинання.

Відомо [24], що у прямозонних сполуках при

Таблиця 1.

Величина ширини забороненої зони E_g та коефіцієнта A у співвідношенні (7), зведена ефективна маса μ та концентрація вільних носіїв заряду N у тонких плівках $Ga_{1-x}Al_xN$

Плівка	E_g , eV	A , $cm^{-1} \cdot eV^{-1/2}$	μ	N , cm^{-3}
GaN	3.28	3.98×10^7	$0.058m$	
$Ga_{0.97}Al_{0.03}N$	3.40	3.65×10^8	$0.133m$	9.38×10^{17}
$Ga_{0.93}Al_{0.07}N$	3.58	3.74×10^8	$0.198m$	6.75×10^{18}

електронному переході між валентною зоною і зоною провідності спектральний хід коефіцієнта поглинання задається більш деталізованим виразом (7) у вигляді:

$$\alpha(h\nu) = \frac{2e^2(2\mu)^{3/2}}{m^2ch^2n} |P_\mu|^2 \frac{(h\nu - E_g)^{1/2}}{h\nu}, \quad (10)$$

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

Виражаючи $|P_\mu|^2$ через силу осцилятора f_μ міжзонного переходу:

$$|P_\mu|^2 = \frac{m h \nu}{2} f_\mu \quad (11)$$

Враховуючи наявність дозволених переходів отримуємо $f_\mu \approx 1$. В результаті одержимо співвідношення:

$$\alpha \approx \frac{(2\mu)^{3/2} e^2}{mch^2n} (h\nu - E_g)^{1/2}. \quad (12)$$

Підставляючи чисельні значення при використанні прямолінійної ділянки залежності $(\alpha \times h\nu)^2 = f(h\nu)$ (рис. 3), можна оцінити зведену ефективну масу вільних носіїв заряду в тонких плівках $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$. В результаті для плівок GaN отримуємо $\mu \approx 0,058 m$, для плівок $\text{Ga}_{0,97}\text{Al}_{0,03}\text{N}$ маємо $\mu \approx 0,133 m$, і для плівок $\text{Ga}_{0,93}\text{Al}_{0,07}\text{N}$ – $\mu \approx 0,198 m$. Отримане збільшення величини зведеної ефективної маси після легування плівок GaN домішкою AlN можна пояснити зростанням концентрації домішкових та дефектних центрів, на яких можуть локалізуватись вільні носії заряду. Отримані значення величин зведеної ефективної маси вільних носіїв заряду для тонких плівок $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ наведено у таблиці 1.

Потрібно відзначити, що отримані нами величини μ досить добре узгоджуються з цілою низкою проведених раніше досліджень. Згідно з [25] в епітаксійних плівках InN величина $\mu = 0,050 m$, в епітаксійних плівках GaN:Si [26] $\mu = 0,200 m$, у плівках $\text{Ga}_{0,28}\text{Al}_{0,72}\text{N}$ [27] $\mu = 0,336 m$. Визначені величини для плівок $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ [28] становлять $\mu = 0,281 m$, а для монокристалів $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ [29] $\mu = (0,276\text{--}0,311) m$. Розраховані ефективні маси вільних носіїв заряду в монокристалах GaN згідно з [21] становлять $m_\perp = 0,18 m$, і $m_\parallel = 0,16 m$.

Оцінивши величину зведеної ефективної маси вільних носіїв заряду в тонких плівках $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ та вимірявши експериментально величину зсуву ширини забороненої зони за співвідношенням (9) оцінимо величину концентрації вільних носіїв заряду N . На основі проведених обчислень отримуємо для тонких плівок $\text{Ga}_{0,97}\text{Al}_{0,03}\text{N}$ величину $N \approx 9,38 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ і для тонких плівок $\text{Ga}_{0,93}\text{Al}_{0,07}\text{N}$ величину $N \approx 6,75 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Отримані величини N досить добре корелюють з проведеними раніше дослідженнями. Зокрема, згідно з [20] в GaN $N = 2,08 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Згідно з [26] в епітаксійних плівках GaN величина

$N = 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, у плівках GaN:Si товщиною $1 \mu\text{m}$ $N = 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а товщиною $1,5 \mu\text{m}$ $N = 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. У тонких плівках $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{:Y}$ залежно від умов термообробки величина $N = (1,32\text{--}5,20) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [28].

Відомо [30], що в сильно легованих, вироджених напівпровідниках концентрація носіїв заряду змінюється від 10^{16} см^{-3} і може досягати до 10^{20} см^{-3} . Отримані нами значення N свідчать, що оцінені величини концентрації вільних носіїв заряду у досліджуваних плівках $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ є типовими для вироджених напівпровідників у яких і спостерігається ефект Бурштейна-Мосса. Це підтверджує обґрунтованість використання даного ефекту для тонких плівок $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ при заміні в тонких плівках GaN частини іонів Ga^{3+} на іони Al^{3+} , коли край фундаментального поглинання зсувається у високоенергетичну область. Як було показано нами раніше, подібна ситуація спостерігається і для тонких плівок $(\text{Y}_{0,06}\text{Ga}_{0,94})_2\text{O}_3$, коли в оксиді галію $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ частина іонів Ga^{3+} була замінена іонами Y^{3+} [28] і пояснюється на основі ефекту Бурштейна-Мосса.

Висновки

Проведені дослідження показали, що в тонких плівках $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ ($x = 0; 0,03; 0,07$), отриманих методом високочастотного іонно-плазмового розпилення дисперсійна залежність має складний вигляд а край фундаментального поглинання формується прямими дозволеними фотопереходами електронів. Встановлено, що оптична ширина забороненої зони при зростанні концентрації Al від 0 до 7 мол.% зростає від 3,28 до 3,58 еВ. Проведено оцінку величини зведеної ефективної маси вільних носіїв заряду та їхньої концентрації і показано, що зсув краю фундаментального поглинання в тонких плівках $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ ($x = 0; 0,03; 0,07$) зумовлений ефектом Бурштейна-Мосса.

Бордун О.М. – доктор фіз.-мат. наук, професор, завідувач кафедри фізичної та біомедичної електроніки факультету електроніки Львівського національного університету імені Івана Франка.

Кухарський І.Й. – канд. фіз.-мат. наук, доцент кафедри фізичної та біомедичної електроніки факультету електроніки Львівського національного університету імені Івана Франка.

Кофлюк І.М. – канд. фіз.-мат. наук, асистент кафедри фізичної та біомедичної електроніки факультету електроніки Львівського національного університету імені Івана Франка.

Медвідь І.І. – канд. фіз.-мат. наук, доцент кафедри фізичної та біомедичної електроніки факультету електроніки Львівського національного університету імені Івана Франка.

Процак М.В. – аспірант кафедри фізичної та біомедичної електроніки факультету електроніки Львівського національного університету імені Івана Франка.

- [1] F. Roccaforte and M. Leszczynski, Nitride Semiconductor Technology. Power Electronics and Optoelectronic Devices, (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2020).
- [2] C.M. Furqan, Jacob Y.L. Ho, H.S. Kwok, *GaN thin film: Growth and Characterizations by Magnetron Sputtering*, Surfaces and Interfaces, 26, 101364 (2021); <https://doi.org/10.1016/j.surf.2021.101364>.
- [3] S. Musumeci and V. Barba, *Gallium Nitride Power Devices in Power Electronics Applications: State of Art and Perspectives*, Energies 16, 3894 (2023); <https://doi.org/10.3390/en16093894>.
- [4] L. Srinivasan, C. Jadaud, F. Silva, J.-Ch. Vanel, J.-L. Maurice, E. Johnson, P. Roca i Cabarrocas and K. Ouaras, *Reactive plasma sputtering deposition of polycrystalline GaN thin films on silicon substrates at room temperature*, J. Vac. Sci. Technol. A, 41 (5): 053407 (2023); <https://doi.org/10.1116/6.0002718>.
- [5] O. M. Bordun, B. O. Bordun, I. Yo. Kukharskyy and I. I. Medvid, *X-Ray Luminescence of β -Ga₂O₃ Thin Films*, J. Appl. Spectrosc., 86(6), 1010 (2020); <https://doi.org/10.1007/s10812-020-00932-4>.
- [6] D. Kaur and M. Kumar, *A Strategic Review on Gallium Oxide Based Deep-Ultraviolet Photodetectors: Recent Progress and Future Prospects*, Adv. Optical Mater., 9(9), 2002160 (2021); <https://doi.org/10.1002/adom.202002160>.
- [7] O. M. Bordun, B. O. Bordun, I. Yo. Kukharskyy and I. I. Medvid, *Photoluminescence Properties of β -Ga₂O₃ Thin Films Produced by Ion-Plasma Sputtering*, J. Appl. Spectrosc., 84(1), 46 (2017); <https://doi.org/10.1007/s10812-017-0425-3>.
- [8] A. Zhong, L. Wang, Y. Tang, Yo. Yang, J. Wang, H. Zhu, Zh. Wu, W. Tang and B. Li, *Assessing high-energy x-ray and proton irradiation effects on electrical properties of P-GaN and N-GaN thin films*, Chin. Phys. B, 32, 076102 (2023); <https://doi.org/10.1088/1674-1056/acb8a>.
- [9] M. Monish, Sh. Mohan, D. S. Sutar and S. S. Major, *Gallium nitride films of high n-type conductivity grown by reactive sputtering*, Semicond. Sci. Technol., 35(4), 045011 (2020); <https://doi.org/10.1088/1361-6641/ab73ec>.
- [10] V. Bondar, I. Kucharsky, B. Simkiv, L. Akselrud, V. Davydov, Yu. Dubov and S. Popovich, *Low-Temperature Synthesis of Gallium Nitride Thin Films Using Reactive RF-Magnetron Sputtering*, Phys. Stat. Sol. (a), 176(1), 329 (1999); [https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1521-396X\(199911\)176:1<329::AID-PSSA329>3.0.CO;2-E](https://doi.org/10.1002/(SICI)1521-396X(199911)176:1<329::AID-PSSA329>3.0.CO;2-E).
- [11] N. Li, Ch. P. Ho, Sh. Zhu, Yu. H. Fu, Y. Zhu and L.Y.T. Lee, *Aluminium nitride integrated photonics: a review*, Nanophotonics, 10(9), 2347 (2021); <https://doi.org/10.1515/nanoph-2021-0130>.
- [12] W. A. Doolittle, C. M. Matthews, H. Ahmad, K. Motoki, S. Lee, A. Ghosh, E. N. Marshall, A. L. Tang, P. Manocha, and P. D. Yoder, *Prospectives for AlN electronics and optoelectronics and the important role of alternative synthesis*, Appl. Phys. Lett., 123, 070501 (2023); <https://doi.org/10.1063/5.0156691>.
- [13] M. Beshkova and R. Yakimova, *Properties and potential applications of two-dimensional AlN*, Vacuum, 176, 109231 (2020); <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109231>.
- [14] K. Wasa, M. Kitabatake, and H. Adachi, *Thin film materials technology: – Sputtering of compound materials*, (William Andrew Inc. publishing, Springer-Verlag GmbH&Co. KG, 2004).
- [15] O. M. Bordun, I. Yo. Kukharskyy, M. V. Protsak, I. I. Medvid, I. M. Kofliuk, Zh. Ya. Tsapovska, and D. S. Leonov, *Synthesis and Structure of Thin GaN Films by Radio-Frequency Sputtering*, Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii, 22(2), 287 (2024); <https://doi.org/10.15407/nnn.22.02.287>.
- [16] R. Swanepoel, *Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon*, J. Phys. E: Sci. Instrum., 16 (12), 1214 (1983); <https://doi.org/10.1088/0022-3735/16/12/023>.
- [17] Heba E. Atyia and N.A. Hegab, *Optical spectroscopy and dispersion parameters of Ge₁₅Se₆₀X₂₅ (X = As or Sn) amorphous thin films*, Eur. Phys. J. Appl. Phys., 63, 10301 (2013); <https://doi.org/10.1051/epjap/2013130099>.
- [18] O. M. Bordun, I. Yo. Kukharskyy, B. O. Bordun and V. B. Lushchanets, *Dispersion of Refractive Index of β -Ga₂O₃ Thin Films*, J Appl Spectrosc, 81(5), 771 (2014); <https://doi.org/10.1007/s10812-014-0004-9>.
- [19] I. M. Tsidilkovski and R. S. Wadhwa, *Band Structure of Semiconductors* (Pergamon Press Ltd., Germany, 1982).
- [20] I. Bhat, *Physical properties of gallium nitride and related III–V nitrides*. In: B. J. Baliga, *Wide Bandgap Semiconductor Power Devices. Materials, Physics, Design, and Applications* (Woodhead Publishing, 2019); <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-102306-8.00003-4>
- [21] C. Persson, A. Ferreira da Silva, R. Ahuja and B. Johansson, *Effective electronic masses in wurtzite and zinc-blende GaN and AlN*, J. Cryst. Growth, 231(3), 397 (2001); [https://doi.org/10.1016/S0022-0248\(01\)01470-1](https://doi.org/10.1016/S0022-0248(01)01470-1)
- [22] J. I. Pankove, *Optical Processes in Semiconductors* (Dover Publications, Inc., New York, 1971).
- [23] H.L. Hartnagel, A.L. Dawar, A.K. Jain and C. Jagadish, *Semiconducting Transparent Thin Films* (Institute of Physics Pub., Bristol, 1995)
- [24] T.P. McLean, *The absorption edge spectrum of semiconductors*, Progress in semiconductors, 5, 53 (1960).
- [25] T. Hofmann, V. Darakchieva, B. Monemar, H. Lu, W.J. Schaff and M. Schubert, *Optical Hall Effect in Hexagonal InN*, J. Electron. Mater., 37, 611 (2008); <https://doi.org/10.1007/s11664-008-0385-8>.
- [26] N. Armakavicius, S. Knight, Ph. Kühne, V. Stanishev, D. Q. Tran, S. Richter, A. Papamichail, M. Stokey, P. Sorensen, U. Kilic, M. Schubert, P. P. Paskov and V. Darakchieva, *Electron effective mass in GaN revisited: New insights from terahertz and mid-infrared optical Hall effect*, APL Mater., 12, 021114 (2024); <https://doi.org/10.1063/5.0176188>.
- [27] S. Schöche, P. Kühne, T. Hofmann, M. Schubert, D. Nilsson, A. Kakanakova-Georgieva, E. Janzén, and V. Darakchieva, *Electron effective mass in Al_{0.72}Ga_{0.28}N alloys determined by mid-infrared optical Hall effect*, Appl. Phys. Lett., 103, 212107 (2013); <https://doi.org/10.1063/1.4833195>.

- [28] O.M. Bordun, I.Yo. Kukharsky, I.I. Medvid and Zh.Ya. Tsapovska, *Edge Absorption of $(Y_{0.06}Ga_{0.94})_2O_3$ Thin Films*, Phys. and Chem. of Solid State, 8(1), 89 (2017); <https://doi.org/10.15330/pcss.18.1.89-93>.
- [29] S. Knight, A. Mock, R. Korlacki, V. Darakchieva, B. Monemar, Yo. Kumagai, K. Goto, M. Higashiwaki and M. Schubert, *Electron effective mass in Sn-doped monoclinic single crystal β -gallium oxide determined by mid-infrared optical Hall effect*, Appl. Phys. Lett., 112, 012103 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5011192>.
- [30] E. F. Schubert, *Physical Foundations of Solid-State Devices* (Rensselaer Polytechnic Institute, Troy NY, USA, 2006).

O.M. Bordun, I.Yo. Kukharsky, I.M. Kofliuk, I.I. Medvid, M.V. Protsak

Light dispersion and edge absorption in $Ga_{1-x}Al_xN$ thin films ($x = 0; 0.03; 0.07$)

Ivan Franko National University of Lviv, Lviv, Ukraine, oleh.bordun@lnu.edu.ua

The dispersion of the refractive index and the region of the fundamental absorption edge in $Ga_{1-x}Al_xN$ ($x=0; 0.03; 0.07$) thin films obtained by high-frequency ion-plasma sputtering have been investigated. It is shown that the dispersion dependence of the obtained films has a complex form. It was found that the value of the optical band gap increases from 3.28 to 3.58 eV with increasing Al concentration from 0 to 7 mol%. Based on the determined direct-band allowed photoelectron transitions in the region of the fundamental absorption edge, the value of the combined effective mass of free charge carriers and their concentration was estimated. It is shown that the shift of the fundamental absorption edge in $Ga_{1-x}Al_xN$ thin films ($x = 0, 0.03, 0.07$) is due to the Burstein-Moss effect.

Keywords: gallium nitride, thin films, refractive index dispersion, fundamental absorption edge.