

# ВПЛИВ НЕКОНТРОЛЬОВАНИХ ДОМІШОК У САПФІРОВІЙ ПІДКЛАДЦІ НА СПЕКТРИ ВИПРОМІНЮВАННЯ СВІТЛОДІОДІВ НА ОСНОВІ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/AlGaN/GaN

Д.І. Блецкан, О.Д. Блецкан\*, О.Р. Лук'янчук,  
В.О. Стефанович

Ужгородський національний університет, 88000, м. Ужгород, вул. Волошина, 54

\*Науково-виробнича фірма "Технокристал", 88007, м. Ужгород, вул. Гранітна, 5-а

Досліджені спектри люмінесценції блакитних та зелених світлодіодів на основі гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN з багатьма квантовими ямами у діапазоні струмів  $I = 0,10 \div 10$  мА. У спектрах люмінесценції блакитних світлодіодів крім основної смуги з максимумом  $\lambda_{\max} = 462-480$  нм виявлено слабку смугу при  $\lambda_{\max} = 694$  нм, природа якої зв'язана з перевипромінюванням неконтрольованих домішок  $\text{Cr}^{3+}$ , що містяться в сапфіровій підкладці.

## Вступ

Подібно до того як у 60-х роках минулого століття транзистори витіснили вакуумні лампи у радіотехнічному обладнанні, так сьогодні у світлотехнічній апаратурі відбувається наступ напівпровідникових світловипромінюючих діодів (СД) на позиції ламп розжарювання. Триумф СД у немалій степені сприяє їх економічність. Досить сказати, що заміна ламп розжарювання світловипромінюючими діодами тільки у світлофорах дає економію більше 60 дол. у рік на кожну світлофорну секцію.

До недавніх пір із приладів видимого діапазону тільки СД на базі гетероструктур  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , які випромінюють у темно-червоній області кольорового графіка МКО (660-680 нм), мали порівняно високий зовнішній квантовий вихід (ефективність) випромінювання  $\eta_e \approx 5-8\%$  і потужність порядку одиниць-десятків міліват [1]. Проте із-за низької світловидатності (1-5 лм/Вт) при малих значеннях функції видимості у цій області спектра вони не мали принципових переваг перед лампами розжарювання (10-15 лм/Вт у всьому видимому спектрі і 2-5 лм/Вт при використанні кольорових фільтрів). Оскільки зонна структура арсеніду галію-

алюмінію не дозволяє одержувати випромінювання на більш короткій довжині хвилі, СД зеленого, жовтого і яскраво-червоного свічення на протязі багатьох років створювали на основі фосфіду галію з різними легуючими домішками –  $\text{GaP:Zn}$ ,  $\text{GaP:N}$ ,  $\text{GaAs:N}$  [2]. Ці світлодіоди мають низьку ефективність і силу свічення – одиниці-десятки мілікандел, тоді як у світлотехнічних пристроях цей параметр у середньому повинен складати декілька десятків тисяч кандел. Такі ж недоліки характерні і для синіх світлодіодів на основі карбіду кремнію [3].

Ситуація докорінно змінилася після освоєння промислової технології газофазної епітаксії з металоорганічних сполук нових гетероструктур на базі твердих розчинів алюміній-галій-індій-фосфор  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$  і галій-індій-азот  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}$ . Перша придатна для виготовлення світлодіодів, які перекривають жовто-оранжево-червону область спектра (585-640 нм). Квантова ефективність таких діодів 8-17% на довжині хвилі 604 нм. Друга структура дозволяє ефективно перекривати синьо-зелену ділянку спектра (460-540 нм) при квантовій ефективності 7-9% і світловидатності до 60 лм/Вт [4]. Таким чином, на початку 90-х років

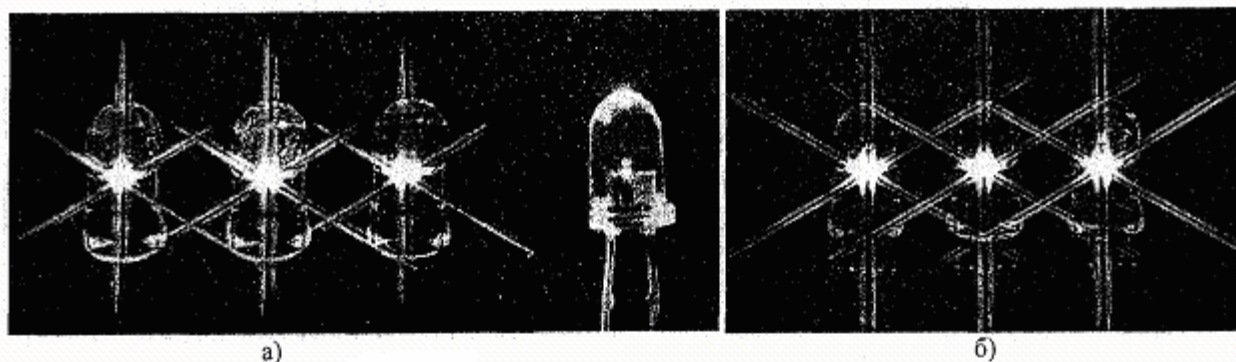


Рис. 1. Загальний вигляд блакитних (а) та зелених (б) надяскравих світлодіодів на базі гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN.

минулого століття СД перевершили лампи розжарювання за величиною світлового ККД для усіх кольорів видимого діапазону і цей параметр продовжує швидко зростати.

Промисловий випуск кольорових та білих світлодіодів з олією та багатьма квантовими ямами (ОКЯ та БКЯ) на базі складних гетероструктур типу InGaN/AlGaIn/GaN здійснюють фірми Nichia (Японія), Toyoda Gosei (Японія), Hewlett Packard (США), Gree (США), Emcore-Uniroyal (США), Siemens Infineon (Німеччина), Samsung (Корея).

Дана робота присвячена дослідженню спектральних характеристик блакитних та зелених світлодіодів InGaN/AlGaIn/GaN із багатьма квантовими ямами (рис. 1), які серійно випускає фірма «Nichia» (Японія), та спектрів фотолюмінісценції сапфірових підкладок при збудженні випромінюванням цих СД.

#### Одержання нітридних гетероструктур

Однією з основних проблем створення світловипромінюючих діодів на основі гетероепітаксціальних шарів нітридних сполук типу  $A^{III}B^V$  є велика ( $10^8$ - $10^{10}$  см $^{-2}$ ) концентрація дефектів їх кристалічної структури, яка зумовлена істотною (до 16 %) невідповідністю параметрів решіток GaN ( $a = 3,189$ ;  $c = 5,185$  Å) і  $\alpha$ -Al $_2$ O $_3$  ( $a = 4,754$ ;  $c = 12,99$  Å) у базовій площині. З цієї причини початковий ріст плівки GaN на сапфіровій підкладці відбувається у сильному деформаційному полі, що й призводить до утворення значної кількості дефектів на межі розділу. Такими основними дефектами є: дислокації, петлі дис-

локацій, дефекти упаковки у базовій площині (0001), домішкові кластери тощо [5]. Для зменшення впливу непогодженості параметрів решітки використовують гетероепітаксціальний буферний підшар, який знаходиться між робочою поверхнею підкладки і нітридною напівпровідниковою плівкою (рис. 2). Буферний шар епітаксально нарощують із матеріалу із кристалічною структурою типу вюрцита: GaN, AlN або ZnO. Використання нітридизації підкладки й створення буферного шару забезпечує падіння напруги деформації саме на буферному шарі, а подальший ріст плівки GaN відбувається вже без утворення значної кількості дефектів.

Для одержання нітридних гетероструктур з однією та багатьма квантовими ямами з успіхом використовується метод газофазної епітаксії з металоорганічних сполук. Процес вирощування епітаксціальних гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN методом газофазної епітаксії з металоорганічних сполук (МОГФЕ) проводиться в горизонтальному реакторі з індукційним (або резистивним) нагрівником, у потоці водню при пониженому тиску (200-600 mbar). Технологія МОС-гідридної епітаксії була модернізована з урахуванням властивостей нітридних сполук та особливостей їх легування акцепторними домішками магнію й цинку [4]. Понижений тиск дозволяє істотно підвищити однорідність складу, товщин, рівня легування епітаксціальних шарів у порівнянні із процесами росту при атмосферному тиску. В якості джерел елементів III групи використовують аміак, триметилгалій, триметилалю-



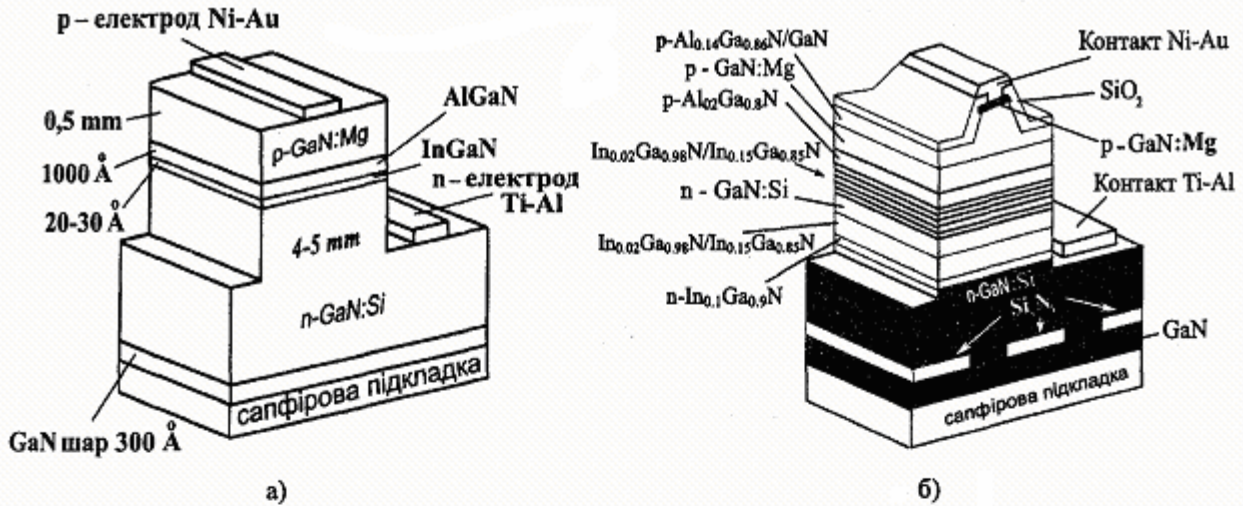


Рис.2. Схематичне зображення гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN з однією (а) та багатьма (б) квантовими ямами, нанесеними на сапфірові підкладки.

міній і триметиліндій. Біс-цикопентадєніл магнію ( $\text{Cp}_2\text{Mg}$ ) і моносилан ( $\text{SiH}_4$ ) використовують для легування епітаксіальних шарів магнієм і кремнієм відповідно. Процес здійснюється на сапфірові поліровані підкладки орієнтації  $(0001)\pm 20'$ . Перед завантаженням у реактор сапфірові підкладки знежирюють в органічних розчинниках, обробляють у травникові  $\text{HF}+\text{HNO}_3(1:3)$ , промивають водою і висушують.

Накамура [4] удосконалив метод МОГФЕ, увівши два роздільних потоки газів: головний, який переносить із великою швидкістю паралельно підкладці суміш компонентів реакції – триметилгалію  $(\text{CH}_3)_3\text{Ga}$  і аміака  $\text{NH}_3$ , джерел Ga і N – у потоці газу, носія молекулярного водню, і допоміжний, який напрямлений перпендикулярно до підкладки, що переносить неактивний газ  $\text{N}_2$ , який змінює напрям головного потоку і приводить активний газ у контакт із підкладкою. Роль допоміжного потоку надзвичайно важлива: без нього не може бути одержана неперервна плівка і на підкладці утворюються окремі островці. Важливим також є процес регулювання індію в активному шарі, що забезпечується зміною швидкості потоку й температури підкладки. Наявність In в активному шарі є причиною утворення глибоких локалізованих станів, у яких рух електрона обмежено у трьох вимірах (як у

квантових точках), що приводить до таких ефектів. По-перше, додаткове квантування приводить до зменшення густини електронних станів, так, що для одержання оптичного підсилення необхідна менша концентрація інжекттованих носіїв струму, по-друге, квантування робить це підсилення анізотропним відносно одного з напрямів поляризації.

Процедура росту гетероструктур включає обробку поверхні сапфірової підкладки у потоці аміаку при температурі 770-1270 К (нітридизація поверхні), осадження тонкого буферного шару GaN товщиною біля 220-300 Å при понижений температурі (~780 К), відпал буферного шару. Після відпалу буферного шару при 1270 К в атмосфері аміаку на поверхню плівки GaN наноситься маска у вигляді решітки з  $\text{Si}_x\text{N}_y$  із шириною смужок 3-5 мкм і періодом 10 мкм, орієнтованої у напрямі  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ . Після чого ріст плівки GaN продовжується при температурі 1320 К до тих пір, поки маска не виявиться повністю зарощеною і не утвориться однорідний шар плівки. При цьому потоки триметилгалію, аміаку й водню складають 36 мкм-мол/хв, 2,5 і 4,5 л/хв відповідно. Багатошарові структури GaN/AlGaIn вирощуються завдяки зміні у часі мольних потоків триметилгалію й триметилалюмінію. Типова швидкість росту складає 1,8÷2,2 мкм/г. Шари InGaIn потребують помітно більш

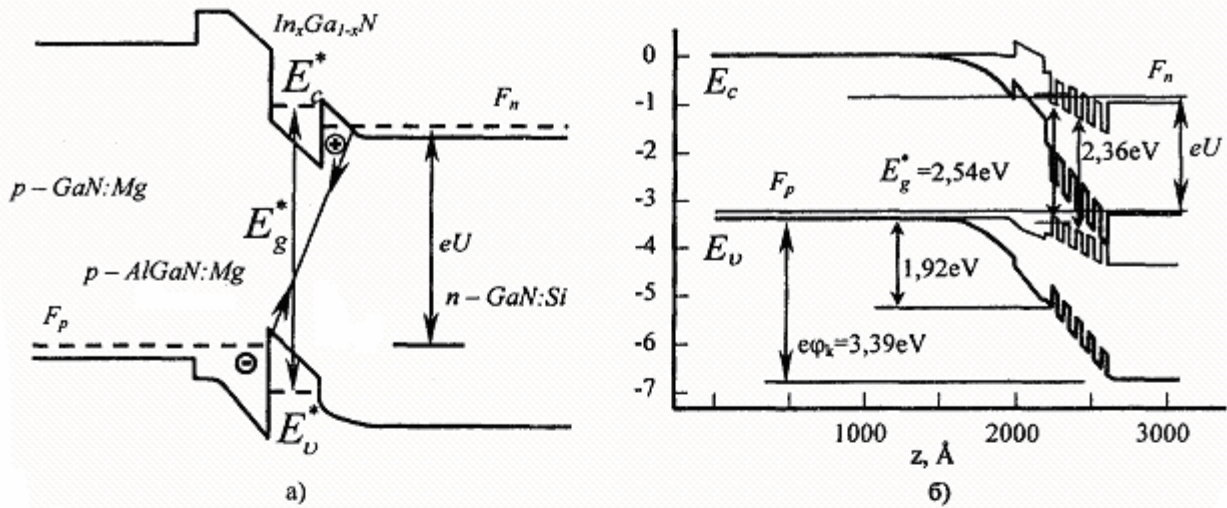


Рис.3. Енергетична діаграма гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN з ОКЯ (а) [6] та БКЯ (б) [7].

низької температури росту (970-1170 К) і вирощуються в атмосфері аргону.

На рис. 2 а і б приведено загальний вигляд структур з однією та багатьма квантовими ямами. У випадку структури з ОКЯ на сапфіровій підкладці і буферному шарі GaN (~300Å) вирощений шар n-GaN:Si ( $d = 5$  мкм). На ньому вирощений активний тонкий ( $d \approx 20\div30$  Å) шар  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ . Довжина хвилі у максимумі спектра випромінювання змінюється від блакитної до зеленої області, якщо склад  $x$  активного шару змінюється у межах  $0,2\div0,43$ ; вона залежить також від товщини шару. Потім нарощується широкозонний шар  $p\text{-Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N:Mg}$  ( $\approx 1000\text{Å}$ ) – бар’єр для електронів, необхідний для інжекції дірок і узгодження решітки активного шару з верхнім контактним шаром  $p\text{-GaN:Mg}$  ( $\approx 5$  мкм). При вирощуванні  $p\text{-Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N:Mg}$  запобігає випаровуванню активного шару під час росту порівняно товстого верхнього шару. На  $p\text{-GaN:Mg}$  наноситься металевий контакт Ni-Au. Металічний контакт Ti-Al до шару n-GaN створюється після витравлювання частини структури. Площа кристала з  $p\text{-}n$ -гетеропереходом складає  $S = 350\times350$  мкм<sup>2</sup>.

#### Енергетична діаграма гетероструктур

Розглянемо енергетичну діаграму гетероструктури InGaN/AlGaIn/GaN з ОКЯ (рис.3, а), в якій між зовнішніми  $p$ - і

$n$ -областями напівпровідника з великими величинами ширини забороненої зони  $E_{g2}$  і  $E_{g3}$  розташований активний тонкий шар InGaN з меншою шириною  $E_{g1}$ . Товщину цього шару  $d$  можна зробити дуже малою, порядку сотень і навіть десятків атомних шарів. У надтонких шарах проявляються ефекти розмірного квантування – залежності енергетичного спектра електронів і дірок від товщини шару, коли остання порівняна з довжиною хвилі де Бройля. Тут шар InGaN утворює одиночну квантову яму, в якій локалізовані електрони й дірки, які поступають з оточуючого матеріалу. Із-за просторового обмеження рух носіїв струму відбувається ефективна випромінювальна рекомбінація. Швидкість рекомбінації залежить від вмісту In в активному шарі й енергії квантових станів, які у свою чергу, залежать від товщини квантової ями й енергетичного бар’єра між шаром InGAN і оточуючим матеріалом, а зміна товщини активного шару дає можливість додатково керувати довжиною хвилі випромінювання. Важливим при цьому є і той факт, що у надтонких шарах невідповідність параметрів решітки за певних умов викликає на гетерограницях тільки пружну деформацію розтягу або стиску. А чисто пружна деформація не супроводжується утворенням дислокацій і дефектів, які служать центрами безвипромінювальної рекомбінації. Разом із тим необхідно підкреслити, що гетерострукту-



ри можуть бути сильно неоднорідними, особливо це відноситься до розподілу In у квантовій ямі. У шарах InGaN може відбуватися розпад твердого розчину на фази з різним вмістом In. Така неоднорідність може приводити до флуктуацій потенціалу й ширини забороненої зони по площині квантової ями (мікронеоднорідність) або ж до виникнення “квантових точок”, “квантових острівців” або сегментованих квантових ям (мікронеоднорідність).

Крім потенціального бар'єра звичайного *p-n*-переходу на гетерограницях шару утворюються потенціальні бар'єри для електронів  $\Delta E_c$  і дірок  $\Delta E_v$ . Якщо прикласти до переходу пряме зміщення, виникає інжекція електронів і дірок з обох сторін у вузькозонний шар. Для того щоб електрони зайняли положення з мінімальною енергією, вони опускаються на дно потенціальної ями, дірки навпаки підіймаються угору – до краю валентної зони, де їхні енергії мінімальні. Широкозонні зовнішні частини гетеропереходу можна сильно легувати з обох сторін, щоб досягти великих концентрацій у них рівноважних носіїв. За таких умов, навіть не легуючи активну вузькозонну область домішками, вдається досягти при інжекції значних концентрацій нерівноважних електронно-діркових пар у шарі. Відмова від легування активної області принципово важлива, оскільки атоми домішки можуть служити центрами безвипромінювальної рекомбінації. Попавши у квантову яму, інжектвані електрони наштотуються на потенціальний бар'єр  $\Delta E_c$ , дірки на бар'єр  $\Delta E_v$ , тому вони перестають дифундувати далі і рекомбінують у тонкому активному шарі з випромінюванням фотонів.

Структура світлодіода з багатьма квантовими ямами є досить складною (рис.2,б). На сапфіровій підкладці, після буферного шару GaN (товщиною  $\sim 300$  Å), вирощений відносно товстий (4 мкм) шар *n-GaN:Si*. Потім нарощується активний нелегований шар, який складається з п'яти почергових квантових ям  $In_xGa_{1-x}N$  (3-4 нм) і бар'єрів GaN (4-5 нм). Ефективна ширина забороненої зони квантових ям

$In_xGa_{1-x}N$  відповідає випромінюванню від блакитної до жовтої області (450-580 нм), якщо хімічний склад активного шару змінюється у межах  $x = 0,2 \div 0,4$ ; вона залежить також від товщини самого шару. Розташований вище бар'єрний широкозонний шар *p-Al<sub>0,1</sub>Ga<sub>0,9</sub>N:Mg* (100 нм) інжектуює дірки й узгоджує решітку з решіткою верхнього шару *p-GaN:Mg* (0,5 мкм), на який нанесено металевий контакт Ni-Au. Другий металевий контакт (Ti-Al) із нижнім шаром *n-GaN* створюється після витравлювання частини структури.

### Спектри електролюмінісценції

Спектри електролюмінісценції блакитних і зелених світлодіодів із БКЯ (фірми «Nichia»), виміряні при кімнатній температурі при різних значеннях струму, приведені на рис. 4 і 5. Спектральні максимуми при 10 мА знаходяться в інтервалі  $h\nu_{max} = 2,38 \div 2,45$  eV ( $\lambda_{max} = 505 \div 520$  нм) для зелених світлодіодів. Ширина смуги випромінювання на половині висоти складає  $\Delta(h\nu)_{1/2} = 0,21 \div 0,23$  eV ( $\Delta(\lambda)_{1/2} = 36 \div 38$  нм).

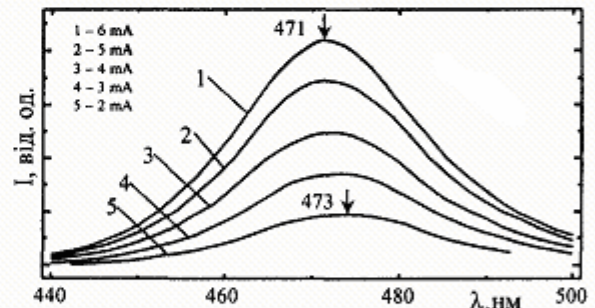


Рис.4. Спектри електролюмінісценції блакитного світлодіода на основі гетероструктури InGaN/AlGaIn/GaN з БКЯ при різних струмах. I: 1 – 6, 2 – 5, 3 – 4, 4 – 3, 5 – 2 мА.

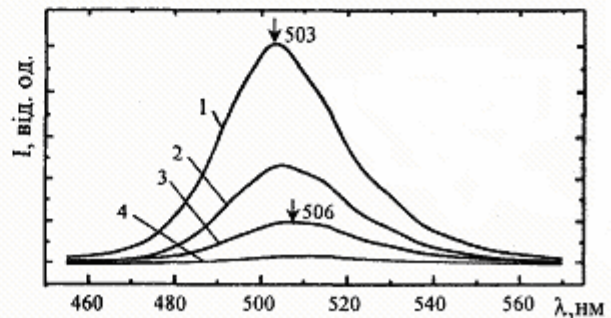


Рис.5. Спектри електролюмінісценції зеленого світлодіода на основі гетероструктури InGaN/AlGaIn/GaN з БКЯ при різних струмах. I: 1 – 4, 2 – 3, 3 – 2, 4 – 1 мА.

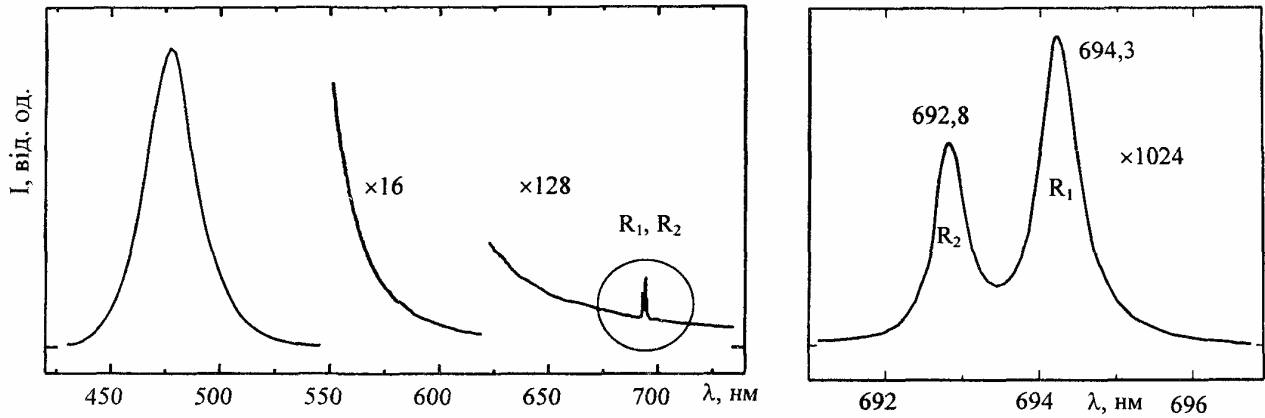


Рис.6. Спектр електролюмінесценції блакитного світлодіода на основі гетероструктури InGaN/AlGaIn/GaN.

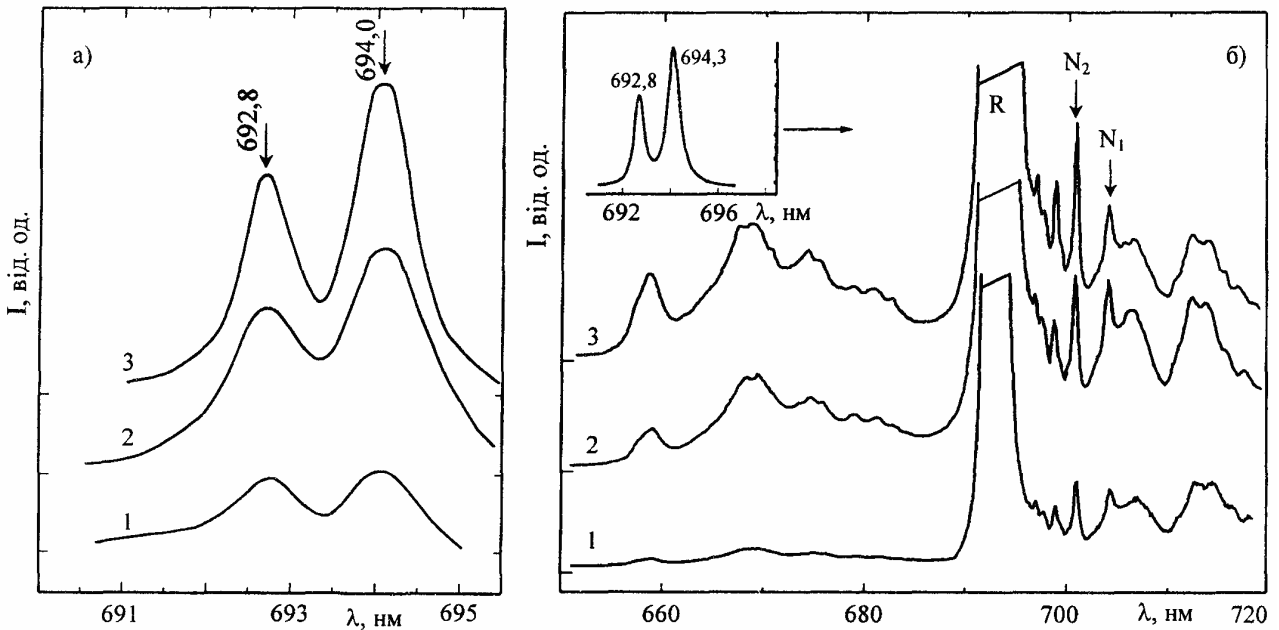


Рис.7. Спектри фотолюмінесценції сапфірової підкладки (а) та концентрованого рубіну (б) при збудженні випромінюванням блакитного (1) і зеленого (2) світлодіодів та He-Ne-лазера ( $\lambda=632,8$  нм) (3).

Максимуми у спектрах блакитних СД із БКЯ зсуваються зі збільшенням струму у високоенергетичну область від 2,618 до 2,632 еВ (рис.4). У спектрах не спостерігається окремої смуги у жовто-зеленій області, характерної для блакитних світлодіодів з ОКЯ, обумовленої тунельним випромінюванням [8].

Максимум у спектрах випромінювання зелених світлодіодів із БКЯ також зсувається у високоенергетичну область від 2,449 до 2,462 еВ, тобто цей зсув більш помітний у порівнянні з СД з ОКЯ [8, 9].

Довгохвильова частина спектрів електролюмінесценції описується експоненці-

альною залежністю виду:  $W \sim \exp(h\nu/E_0)$ . Параметр  $E_0$  у показнику має значення  $E_0 \approx 40 \div 60$  еВ для блакитних і зелених СД із БКЯ і при зміні струму в широких межах змінюється, на відміну від СД з ОКЯ. У короткохвильовій частині спектри спадають також за експоненціальним законом  $W \sim \exp(h\nu/E_1)$ . Параметр  $E_1 = 40 \div 45$  меВ для блакитних;  $E_1 > 50$  меВ для зелених СД, тобто помітно відрізняється від  $kT$ .

У спектрах випромінювання блакитних світлодіодів на довгохвильовому спаді основної смуги виявлена слабка тонка дублетна структура з максимумами 692,8 і 694,3 нм (рис.6). Для з'ясування природи

цієї структури нами проведені додаткові дослідження фотолюмінісценції сапфірових підкладок, виготовлених за технологією, описаною в [10], та концентрованого рубіна, вирощеного методом Вернейля. Збудження фотолюмінісценції здійснювали випромінюванням блакитного та зеленого світлодіодів, а також випромінюванням He-Ne-лазера (632,8 нм). Відповідні спектри фотолюмінісценції для одних й тих же зразків  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  і  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$  приведено на рис.7. Незалежно від джерела збудження, як у спектрі ФЛ сапфірової підкладки, так і у відповідному спектрі концентрованого рубіна спостерігаються R-лінії ( $R_1 = 694,3$  і  $R_2 = 692,8$  нм), обумовлені присутністю домішки хрому ( $\text{Cr}^{3+}$ ).

Порівнюючи криві 1 і 2 на рис.7 бачимо, що ФЛ в R-лініях більш ефективно збуджується випромінюванням зеленого світлодіода. Цей експериментальний факт стає зрозумілим, якщо порівняти спектр поглинання кристала  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$  із спектром випромінювання блакитного й зеленого світлодіодів. У спектрі поглинання кристалів  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  легованих  $\text{Cr}^{3+}$  спостерігаються дві інтенсивні широкі смуги Y ( $\lambda_{\text{max}} = 410$  нм) і U ( $\lambda_{\text{max}} = 560$  нм) та слабоінтенсивна B-лінія (триплет 476,3, 474,6 і 468,3 нм), у яких ефективно збуджується люмінесценція в R-лініях [11]. Так як максимум у спектрі випромінювання блакитного світлодіода (471,0 нм) знаходиться в області слабких B-ліній поглинання, то й ефективність збудження ФЛ у цьому випадку є меншою у порівнянні з зеленим світлодіодом, спектральний склад якого попадає в область інтенсивної U-лінії. Більш ефективним є також використання зеленого світлодіода і для збудження ФЛ концентрованого рубіна. У цьому випадку у спектрі ФЛ спостерігається велика кількість ліній з різною напівшириною та інтенсивністю, які знаходяться по обидва боки від інтенсивної R-лінії (рис.7,б).

З практичної точки зору важливим є той факт, що нітридні гетероструктури можна вирощувати і на пластинах рубіна. Враховуючи, що під дією випромінюван-

ня синього й зеленого СД досить ефективно збуджується ФЛ рубіна у червоній області, то відкривається ще одна можливість для створення світлодіодів із білим свіченням. Для цього на рубінову підкладку необхідно нанести гетероструктуру із двома активними областями випромінювальної рекомбінації, причому хімічний склад твердих розчинів активної області необхідно підібрати таким, щоб максимум фіолетового свічення співпадав би з максимумом Y-смуги поглинання, а максимум зеленого свічення співпадав би з U-смугою поглинання рубіна. У цьому випадку ефективність роботи білого СД повинна бути максимальною.

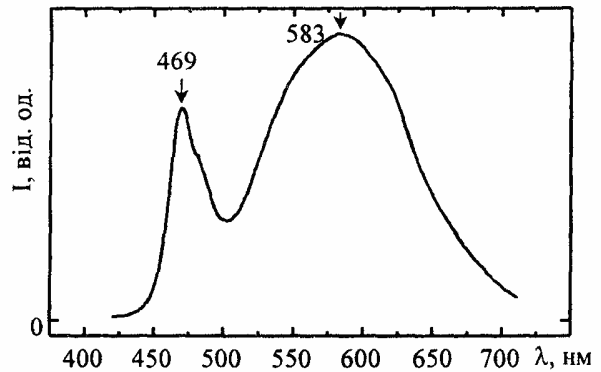


Рис.8. Спектр електролюмінесценції білого світлодіода на основі гетероструктури InGaN/AlGaIn/GaN з багатьма квантовими ямами.

У теперішній час для одержання світлодіодів з білим свічення на поверхню гетероструктури, яка випромінює у фіолетовій області, наносять люмінофор (наприклад, на основі алюмо-ітрієвого граната). Під дією фіолетового випромінювання гетероструктури збуджується ФЛ у шарі люмінофора з широкою смугою, яка перекриває зелену і червону ділянки спектра (рис.8), що у сумі дає біле світло. Отже, спектр випромінювання білого світлодіода містить дві смуги, які перекриваються: високоенергетичну з максимумом  $h\nu_{\text{max1}} = 2,62$  еВ, викликану електролюмінесценцією гетероструктури InGaN/AlGaIn/GaN і низькоенергетичну, пов'язану з фотолюмінесценцією люмінофора.



Таблиця. Порівняльні характеристики ламп розжарювання, люмінесцентних ламп і СД

№ п п	Тип світлови-проміньовача	Споживана потужність, Вт	Термін експлуатації, год.	Коеф. перетв. ел. енерг., %	Світло-вида-тність, лм/Вт	Можливість одержання ос-новних кольорів	Швид-кодія, мс
1	Лампа розжа-рювання	60	1000÷2000	10÷15	20÷25	Денне світло, кольорові світ-лофільтри	300÷500
2	Люмінесцент-на лампа	20÷30	3000÷3500	20÷25	40÷80	Денне світло, кольорові світ-лофільтри	500÷1000
3	Активний сві-тлови-промі-нюючий на-півпровідни-ковий елемент (СД)	3÷5	10÷15 ро-ків	83÷85	50,0	Безпосереднє одержання чер-воного, зелено-го, синього, бі-лого кольорів	1÷3

**Області практичного використання кольорових і білих світлодіодів**

- освітлення вулиць, житлових помешкань, теплиць, залізничних вагонів, метро, повітряних і морських суден, автомобільні та залізничні світлофори;
- внутрішнє та зовнішнє освітлення автомобілів, індикаторні лампочки і світні панелі приладів в автомобілях, автобусах, трамваях, троллейбусах, літаках;
- виготовлення автономних світлосигнальних ліхтарів-фар, для використання в умовах підвищеної вибухо- та пожежо-небезпечності та проведення аварійно-пошукових робіт;
- збільшення ємності нагромаджувачів на компакт-дисках (СД) та цифрових

відеодисках (DVD), які знаходять масове використання в техніці звукозапису та в персональних комп'ютерах. Так як густина запису пропорційна  $1/\lambda^2$ , то тільки за рахунок заміни червоного лазерного діода на фіолетовий за рахунок зменшення довжини хвилі  $\lambda$  в 2 рази об'єм пам'яті зростає в  $\sim 4$  рази (з 4,7 до 15 Гбайт);

- кольорові лазерні принтери з ультрави-соким розділенням (Хеґох, HP);
- дисплеї на основі СД з великою площею і повною кольоровою гамою для комп'ютерів, телебачення та зовнішньої сигналізації;
- в системах зв'язку на основі волоконо-оптичних ліній.

1. Алфёров Ж.И., Андреев В.М., Гарбузов Д.В., Давыдюк Н.Ю., Чичуа Л.Т. Высокоэффективные “красные” светодиоды на основе многопереходных гетероструктур. – Письма в ЖТФ. 1978. Т.4. № 5. С.241-245.
2. Коган Л.М. Полупроводниковые светоизлучающие диоды. – М.: Энергоатомиздат. 1983. 208 с.
3. Дмитриев В.А., Иванов П.А., Моро-

- зенко Я.В., Попов И.В., Челноков В.Е. Карбидкремниевые светодиоды с излучением в сине-фиолетовой области спектра. – Письма в ЖТФ. 1985. Т.11. № 4. С. 246-248.
4. Nakamura S. Introduction to nitride semiconductor blue lasers and light emitting diodes. – Taylor Francis. London. 2000.
5. Мамутин В.В., Черкашин Н.А., Векшин В.А., Жмерик В.Н., Иванов С.В.



- Просвечивающая электронная микроскопия колончатых наноструктур GaN, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. – ФТТ. 2001. Т. 43. № 1. С. 146-151.
6. Nakamura S., Senoh M., Iwasa N., Nagahama S., Yamada T., Mukai T. – Japan Appl. Phys. 1995. V. 34. Pt. 2. P. L1332.
  7. Кудряшов В.Е., Мамакин С.С., Туркин А.Н., Юнович А.Э., Ковалев А.Н., Маняхин Ф.И. Спектры и квантовый выход излучения светодиодов с квантовыми ямами на основе гетероструктур из GaN – зависимость от тока и напряжения. – ФТП. 2001. Т. 35. № 7. С. 861-867.
  8. Кудряшов В.Е., Золин К.Г., Туркин А.Н., Юнович А.Э., Ковалев А.Н., Маняхин Ф.И. Туннельные эффекты в светодиодах на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с квантовыми ямами. – ФТП. 1997. Т. 31. № 11. С. 1304-1309.
  9. Ковалев А.Н., Маняхин Ф.И., Кудряшов В.Е., Туркин А.Н., Юнович А.Э. Взаимосвязь изменения распределения концентрации заряженных центров и характеристик светодиодных гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN при длительном протекании прямого тока. – Материалы электронной техники. 1988. № 3. С. 60-64.
  10. Блецкан Д.І., Блецкан О.Д., Лук'янчук О.Р., Машков А.І., Пекар Я.М. Механічна обробка кристалів сапфіра та виготовлення підкладок із них. – Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. 2000. № 7. С.161-173.
  11. Свиридов Д.Т., Свиридова Р.К., Смирнов Ю.Ф. Оптические спектры ионов переходных металлов в кристаллах. – М.: Наука. 1976. С. 146.

## INFLUENCE OF UNCONTROLLED DOPING IN SAPPHIRE SUBSTRATE ON IRRADIATION SPECTRA OF LEDS ON THE BASIS OF InGaN/AlGaIn/GaN HETEROSTRUCTURES

**D.I. Bletskan, O. D. Bletskan, O. R. Lukyanchuk, V. O. Stefanovich**

Uzhgorod National University, 54Voloshina str, 88000 Uzhgorod

Scientific-production firm "Technocrystal", 5-a Granitna str, 88007 Uzhgorod

The luminescence spectra of blue and green light-emitting diodes have been studied on the basis of InGaN/AlGaIn/GaN heterostructures with numerous quantum holes in the current range of  $I = 0,10 \div 10$  mA. In the luminescence spectra of blue LEDs in addition to the main band with the maximum  $\lambda_{\max} = 462-480$  nm, a weak band at  $\lambda_{\max} = 694$  nm has been found. Its origin is connected with the re-irradiation of the uncontrolled  $\text{Cr}^{3+}$  doping present in the sapphire substrate.