Interdisciplinary Studies of Complex Systems
No. 27 (2025) 58–71
© M. Vernydub, L. Kot, I. Matiyuk, T. Mosiuk, D. Stratilat, V. Tartachnyk
https://doi.org/10.31392/iscs.2025.27.058 UDC 621.382.2:535.622-026.613.3

Spectral characteristics of output and electron-irradiated "yellow" GaAsP LEDs

Mykhailo Vernydub[1,2], *Lydiya Kot*[1,3], *Ippolit Matiyuk*[4], *Tetiana Mosiuk*[1,5], *Dmytro Stratilat*[6,7], *Volodymyr Tartachnyk*[6,8]

Спектральні характеристики вихідних і опромінених електронами «жовтих» світлодіодів GaAsP

Михайло Вернидуб, Лідія Кот, Іпполіт Матіюк, Тетяна Мосюк, Дмитро Стратілат, Володимир Тартачник

Abstract. $GaAs_{1-x}P_x$ light-emitting diodes (LEDs) grown on the basis of a solution of indirect-gap GaP and direct-gap GaAs, additionally doped with nitrogen, were studied. It was shown that the contours of the spectral lines at $T = 77\,\mathrm{K}$ agree well with the classical Gaussian and Lorentzian distributions.
The effect of self-absorption of quanta was revealed, which is manifested by a decrease in the radiation intensity of the low-energy half of the spectral line of GaAsP LEDs relative to its high-energy part. The change in the half-width of the spectrum of "yellow" LEDs when the sample is heated from 300 K to 77 K ($\Gamma^{77\,\mathrm{K}} = 8\,\mathrm{nm}$, $\Gamma^{7300\,\mathrm{K}} = 14\,\mathrm{nm}$) is a consequence of an increase in the phonon gas concentration.
The increase in current through the diode from 5 mA to 60 mA is accompanied by a shift of the luminescence maximum towards long wavelengths by $\Delta\lambda = 4\,\mathrm{nm}$ at 300 K, caused by the thermal effect of the current; the magnitude of the shift at 77 K is $\Delta\lambda = 2\,\mathrm{nm}$.

Keywords: LED, GaAsP, spectral characteristics, electron irradiation

[1] Dragomanov Ukrainian State University. Kyiv. Ukraine
[2] m.r.vernydub@udu.edu.ua, http://orcid.org/0009-0003-8702-1313
[3] l.a.kot@udu.edu.ua, http://orcid.org/0009-0005-6902-147X
[4] V. Ye. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics (ISP), National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine. Matiyukh@nas.gov.ua
[5] t.i.mosiuk@udu.edu.ua, http://orcid.org/0009-0007-0759-3469
[6] Institute of Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine
[7] reactor_104@ukr.net, http://orcid.org/0000-0003-4682-4569
[8] tartachnyk@gmail.com, http://orcid.org/0000-0002-6550-458X

Анотація. Досліджувались світлодіоди (СД) $GaAs_{1-x}P_x$, вирощені на основі розчину непрямозонного GaP та прямозонного GaAs, додатково легованим азотом. Показано, що контури спектральних ліній при $T = 77$ K добре узгоджуються з класичними розподілами Гауса і Лоренца.
Виявлено ефект самопоглинання квантів, який проявляється зменшенням інтенсивності випромінювання низькоенергетичної половини спектральної лінії СД GaAsP відносно її високоенергетичної частини. Зміна напівширини спектру «жовтих» СД при нагріванні зразка від 300 K до 77 K ($\Gamma^{77\,\mathrm{K}} = 8$ нм, $\Gamma^{300\,\mathrm{K}} = 14$ нм) — наслідок збільшення концентрації фононного газу.
Зростання струму через діод від 5 мА до 60 мА супроводжується зсувом максимуму свічення у бік довгих хвиль на $\Delta\lambda = 4$ нм при 300 K, зумовленим тепловою дією струму; величина зсуву при 77 K становить $\Delta\lambda = 2$ нм.

Ключові слова: світлодіод, GaAsP, спектральні характеристики, опромінення електронами

Вступ

Світлодіодні джерела (СД) свічення після одержання Н. Голоньяком перших експериментальних зразків (1962 р.) швидко зайняли панівне становище серед традиційних нагрівних і газосвітних випромінювачів завдяки своїм незаперечним перевагам — високій ефективності, механічній надійності, тривалому строку використання, низькій вартості. У оптоелектронній галузі вони цінуються насамперед за високу спектральну чистоту, малий кут випромінювання, а також за малоінерційність та мініатюрність.

Важливо також, що фотони, як нейтральні частинки, не реагують на дію зовнішніх перешкод, не випромінюють у навколишнє середовище, тому оптичні лінії зв'язку добре захищені від можливості неконтрольованого витоку інформації.

Світлодіодам $GaAs_{1-x}P_x$, вирощеним на основі розчину непрямозонного GaP та прямозонного GaAs, додатково легованим азотом, властивий високий порівняно з GaP квантовий вихід ($\eta^{\mathrm{GaP}} \leq 1\%$; $\eta^{\mathrm{GaAsP}} \leq 13\%$) [1].

Практичне застосування цих яскравих і дешевих джерел випромінювання широке і різноманітне — від побутового освітлення до систем опрацювання та передавання інформаційних масивів [2–7]. Поєднання регульованих прямозонних поглиначів із активними кремнієвими підкладинками створює умови для одержання високоефективних сонячних елементів. З метою узгодження ширин заборонених зон використовують розбавлені нітриди зі сполук $A^{III}B^{V}$ на Si, які розширюють область поглинання у бік довгих хвиль і дозволяють зменшити вміст миш'яку. При загальній товщині квантових ям (КЯ) 500 нм, сподівана ефективність сягає 42,6% [8–13].

В останні роки посилюється зацікавленість технологів та фізиків-експериментаторів до вивчення структурних і оптичних властивостей нанодротів GaAsP/GaP, які відкривають перспективу для виготовлення оптоелектронних приладів нового покоління [14, 15]. Згідно [13], наноматеріали подібного типу можуть кристалізуватись у структурі цинкової обманки, що створює можливості їхнього одержання на дешевому аморфному Si, а також дозволяє зменшувати внутрішні напруги у GaP.

Результати впливу проникного випромінювання на СД GaAsP приведені у роботах [16-22]. У більшості з названих праць основний напрямок досліджень зосереджений на визначенні головного параметра радіаційної стійкості СД — константи пошкодження часу життя носіїв струму — k_τ.

Автори [16], аналізуючи дію електронів з $E = 2$ МеВ на СД різних видів — GaP, GaAsP, встановили, що для фосфідогалієвих СД $k_\tau^{GaP} = 2 \cdot 10^{-13}$ см^2 с$^{-1}$; величина $k_\tau^{GaAs_{1-x}P_x} = 3 \cdot 10^{-14}$ см^2 с$^{-1}$ значно менша; зроблений у [16] висновок пізніше був підтверджений результатами робіт [17–19]. Наслідки впливу опромінення важкими частинками-нейтронами і протонами на СД GaAsP наведені в [20–22]. Результати [20] показують, що опромінення γ-квантами та нейтронами СД з $\lambda = 600 - 1550$ нм призводить до зменшення струмів обтікання; виявлено існування інжекційного відпалу дефектів (ступінь відновлення — до 30–50% протягом 600 с). Водночас, вже при $\Phi \geq 10^{12}$ см$^{-2}$ радіаційні зміни стають невідновними.

Радіаційна стійкість СД $GaAs_{1-x}P_x$ до нейтронного опромінення виявляється на порядок меншою порівняно з електронним. Так, у межах $\Phi = 10^{13} \div 10^{14}$ см$^{-2}$ для $0{,}3 < x \leq 1$ $k_\tau = 10^{-5} \div 10^{-6}$ см^2 с$^{-1}$, при цьому швидкість видалення носіїв становить 10 см$^{-1}$. Протонне опромінення окремих видів сучасних СД показало, що попередньо зістарені діоди не проявляють меншої чутливості до радіації.

Отже, з приведеного огляду опублікованих робіт видно, що наслідки дії радіації на характеристики СД GaAsP досліджені не в повній мірі. У літературі відсутні дані про вплив радіаційних дефектів на параметри спектральних ліній, бракує однозначної інформації про енергії фононних коливань атомів гратки, а також про деградаційні особливості інтенсивності випромінювання діодів, зумовлені електронним опроміненням. Відповідно головними задачами виконаної нами роботи стало встановлення закономірностей статистичного розподілу рекомбінаційних актів у СД, вирощених на основі твердих розчинів бінарних сполук $A^{III}B^V$ — GaP-GaAs; визначення впливу рівня інжекції та електронного опромінення на параметри спектральних ліній, котрі визначають ефективність СД — температуру носіїв T_e енергію Урбаха, а також визначення енергій фононних коливань, які проявляються у спектрах випромінювання вихідних і опромінених кристалів GaAsP.

Експеримент

Досліджувались вихідні та опромінені СД $GaAs_{1-x}P_x$, вирощені на основі твердих розчинів GaP-GaAs із вмістом фосфору $x = 0{,}85$ («жовті» діоди). Вимірювання спектрів відбувалося у межах інтервалу 77−290 К за різних струмів (5−70 мА). Імпульсне живлення діода у режимі генератора струму запобігало перегріванню зразка.

Опромінення електронами з $E = 2$ МеВ проводилось на прискорювачі ИЛУ-6 за температури, не вищої кімнатної, в умовах потужного повітряного охолодження; максимальний інтегральний потік електронів становив $\Phi = 2{,}25 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$.

Вимірювання спектральних кривих здійснювалось за допомогою спектрометра Green–Wave (350−1150 нм).

Результати

На рис. 1 приведені спектри випромінювання жовтих світлодіодів $GaAs_{1-x}P_x$ ($x = 0{,}68$), зняті при 77 К і різних струмах інжекції, а також криві розподілів Лоренца і Гауса, побудовані шляхом узгодження функцій

$$I_Л = I_{max} \exp(-ax^2),$$

$$I_Г = \frac{I_{max}}{1 + bx^2}$$

a, b — константи.

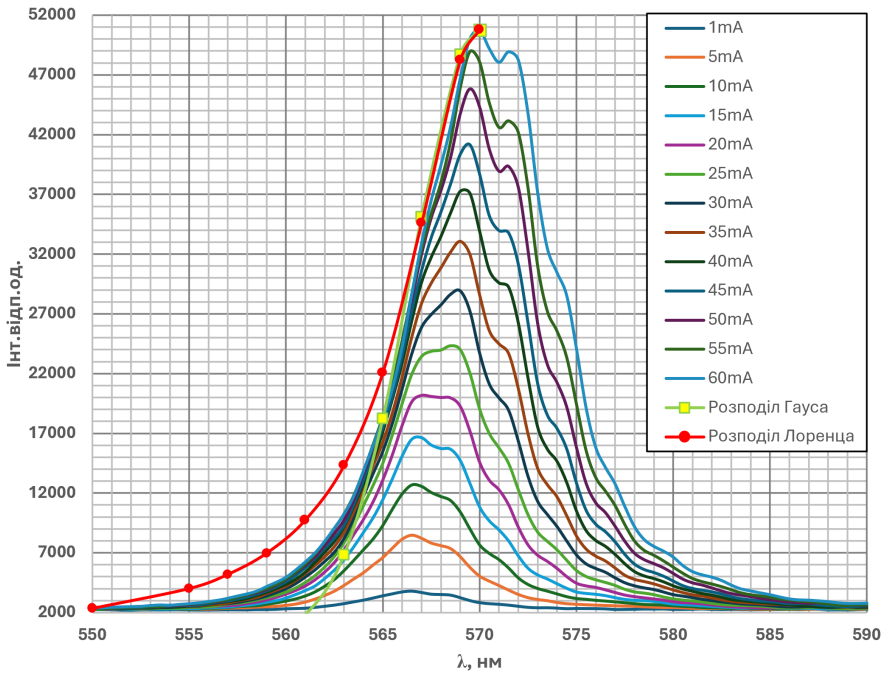

Рис. 1. Спектри випромінювання жовтого СД $GaAs_{1-x}P_x$ ($x = 0{,}68$), зняті при 77 К та різних струмах інжекції.

Обидва розподіли помітно відрізняються між собою лише в області хвостів — «крила» $I_Л(\lambda)$ проявляються дещо виразніше порівняно з $I_Г(\lambda)$. Неспівпадіння зумовлене специфікою одержання обох функцій і не стосується внутрішніх особливостей досліджуваних об'єктів.

Розподіл Лоренца і Гауса можна використовувати у ролі стандартної моделі, відхилення від якої має свідчити про існування додаткового фактора впливу на протікання випадкових подій; у нашому випадку — на процес випромінювальної рекомбінації. Саме його наявність у СД GaAsP приводить до несиметричності спектральних ліній, викликаної ефектом самопоглинання квантів. З рис. 2, приведеного для зручності порівняння у збільшеному маштабі вздовж горизонтальної осі, видно, що при однакових відстанях $\Delta\lambda$ від λ_{max} інтенсивність випромінювання низькоенергетичної половини вища.

Форма контура спектра свічення, одержаного експериментально, дозволяє зробити висновок, до якого виду слід віднести його розширення —

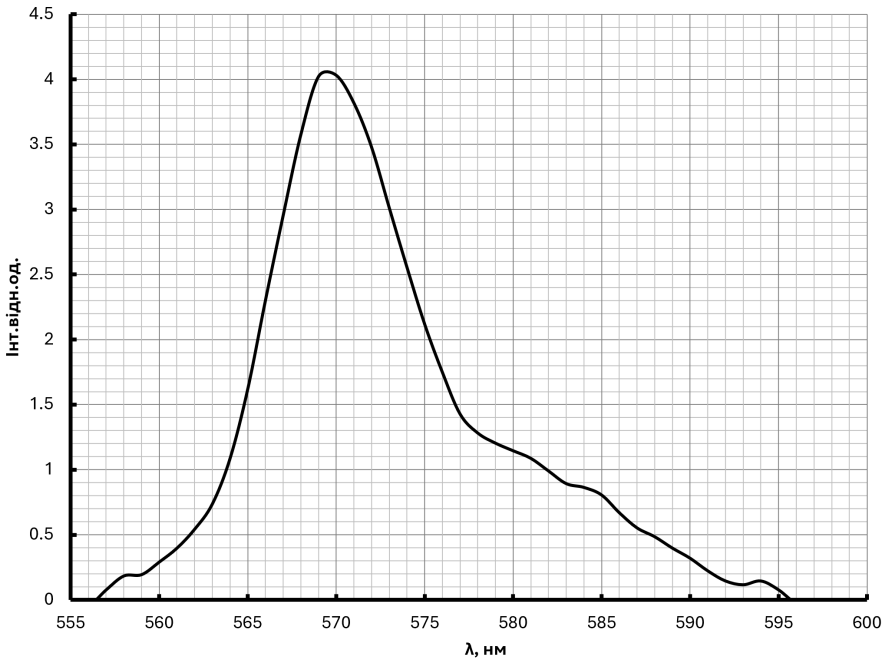

Рис. 2. Спектральний розподіл інтенсивності випромінювання жовтих СД $GaAs_{1-x}P_x$ (77 K)

однорідного, чи неоднорідного. Однорідне, за визначенням, коли лінії кожного атома та ансамблю атомів розширюються однаково. Типовим прикладом може служити природне (радіаційне), існування якого випливає зі співвідношення Гейзінберга

$$\Delta E \cdot \tau \approx \hbar.$$

де τ — час перебування атома у збудженому стані.

Величина такого розширення за шкалою довжин хвиль складає $\Delta\lambda = q^2/3\varepsilon_0 mc^2 = 1{,}18 \cdot 10^{-5}$ нм, вона присутня у кожному спектрі і практично недоступна для вимірювання через мале значення [23];

Однорідно розширені лінії підлягають розподілу Лоренца; він добре описує спектри, механізм випромінювання яких максимально близький до радіаційного.

Розширення буде неоднорідним у разі, коли частоти осциляторів деякої смуги різні; випромінювання системи атомів спостерігатиметься у ширшому інтервалі. Тоді форма спектральних ліній добре узгоджується з розподілом Гауса. Він відображає спектри свічення твердотільних об'єктів, де на рекомбінаційний процес активно впливають фонони, неоднорідності будови кристала, внутрішньо-кристалічні деформаційні та електричні поля, особливо специфічні для нітридів; у таких випадках спектральне розширення ліній — неоднорідне.

У досліджуваних жовтих СД напівширина ліній при 77 K становить 8 нм і значно перевищує радіаційну; при підвищенні температури до 300 K вона відчутно зростає за рахунок впливу коливань атомів гратки. Збільшення рівня інжекції від $I = 2$ мА до $I = 60$ мА супроводжується зсувом

максимуму свічення у бік довгих хвиль на $\Delta\lambda = 8$ нм при 300 К та на $\Delta\lambda = 4$ нм (77 К) під дією тепла, виділеного струмом. При кімнатній температурі на спектрах жовтих СД виникає структура (рис. 3) з енергіями фононів $7 \div 14$ меВ, що дозволяє віднести їх до акустичної гілки коливань атомів гратки GaAsP.

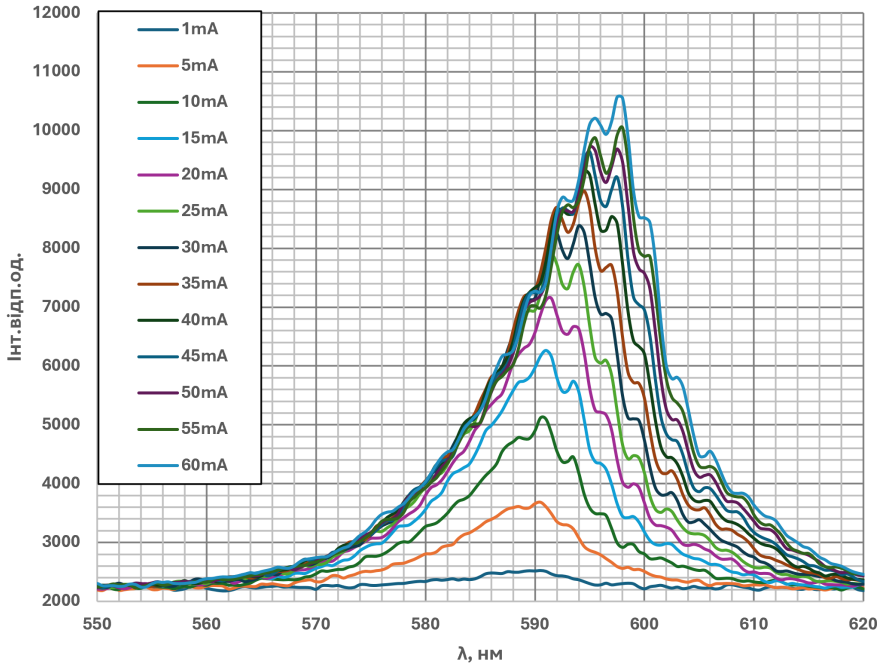

Рис. 3. Спектри випромінювання жовтих $GaAs_{1-x}P_x$, зняті при 300 К і різних струмах

Окремо слід відзначити роль дефектів радіаційного походження у неоднорідному розширенні оптичних спектрів, що проявляється, як розмивання краю оптичного поглинання кристалічних тіл. Ефект, виявлений Урбахом [26], полягає в існуванні замість різкого зростання коефіцієнта поглинання при наближенні енергії кванта до ширини забороненої зони експоненційної залежності

$$d(\ln \alpha)/d(h\upsilon) = 1/KT.$$

Експеримент свідчить, що у більшості напівпровідників нахил краю становить

$$\left[d(\ln \alpha)/d(h\upsilon)\right]^{-1} = E_0.$$

Величина E_0 одержала назву енергії Урбаха; вона зростає при збільшенні рівня легування і, відповідно, щільності дефектів гратки, котрі формують хвости густини станів поблизу країв зон.

Точку перетину продовження прямої $(\ln \alpha)$ з горизонтальною віссю $(h\upsilon)E_g$ можна вважати деяким ефективним значенням ширини забороненої зони дефектного кристала. У зразку, опроміненому швидкими частинками, зростання дози супроводжується зменшенням нахилу прямої $(\ln \alpha)$ і свідчить про зсув краю поглинання у бік довгих хвиль та зменшення $E_g^{/}$.

Підтвердженням може служити залежність коефіцієнта власного поглинання $\alpha(h\upsilon)$ від дози електронів з $E = 50$ МеВ для близького до GaAsP аналога — фосфіду галію. З рис. 4, видно, що коли у вихідному зразку точка перетину експоненційної ділянки з віссю енергій близька до E_g^{GaP} (2,24 еВ), то вже при $\Phi = 3 \cdot 10^{16}$ см$^{-2}$ вона становить $\sim 2{,}1$ еВ. Нарощування дози ($\Phi = 10^{17}$ см$^{-2}$) майже зовсім розмиває край фундаментального поглинання, проте ще помітною залишається тенденція до зменшення величини $E_g^{/}$.

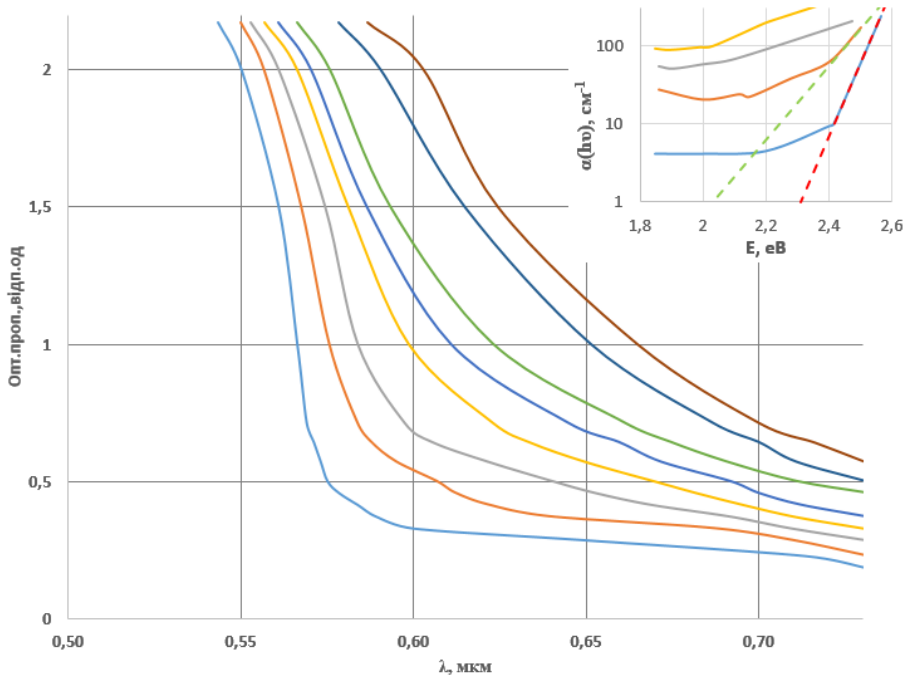

Рис. 4. Зміна положення краю поглинання GaP при наростанні дози електронного опромінення ($E_{ел.} = 1$ МеВ). На вкладці зображено залежність коефіцієнта білякрайового поглинання α від енергії квантів для вихідного і опроміненого електронами з $E = 50$ МеВ монокристала GaP [27]

Схожу картину можна спостерігати також у випадку опромінення електронами менших енергій ($E = 1$ МеВ) [28]. Аналогічний висновок також можна зробити, аналізуючи результати роботи [29], виконаної авторами на кристалах GaAs, опроміненими електронами з $E = 2$ МеВ.

Контроль за зміною оптичних характеристик кристалів з малою концентрацією дефектів доцільніше проводити люмінесцентним методом, аніж вимірюванням величини білякрайового оптичного поглинання. Експеримент свідчить, що відчутні зміни нахили краю починаються лише після $\Phi \geq 10^{16}$ см$^{-2}$ (у кристалах GaP [28]); мінімальна доза для виявлення радіаційних змін люмінесцентним методом становить $(4 \div 5) \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ (приведені оцінки стосуються електронів з $E = 1{-}2$ МеВ, котрі у переважній кількості вводять точкові дефекти).

Різниця чутливостей двох методик імовірно пов'язана з різними механізмами деградації.

До падіння інтенсивності свічення призводить два процеси: польовий ефект руйнування екситонів, зв'язаних на атомах N, і захвачування вільних носіїв рівнями дефектів, які формують ХГС. Деградація краю власного поглинання — результат існування оптичних переходів між хвостами зон. Очевидно, що у випадку деградації свічення вплив першого фактора — розпаду екситонів, зважаючи на їхню високу чутливість до наявності дефектів, переважає вже при малих дозах опромінення, чи малих концентраціях власних дефектів. Люмінесцентним методом величина енергії Урбаха може бути визначена за нахилом низькоенергетичної половини спектральної лінії [30]

$$E_у = d(h\upsilon)/d(\ln I_{інт.})$$

Результати обчислень приведені на рис. 5, де зображені спектральні криві жовтого СД $GaAs_{1-x}P_x$, опроміненого електронами з $E = 2$ МеВ, $\Phi = 2{,}25 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$, зняті при різних струмах збудження.

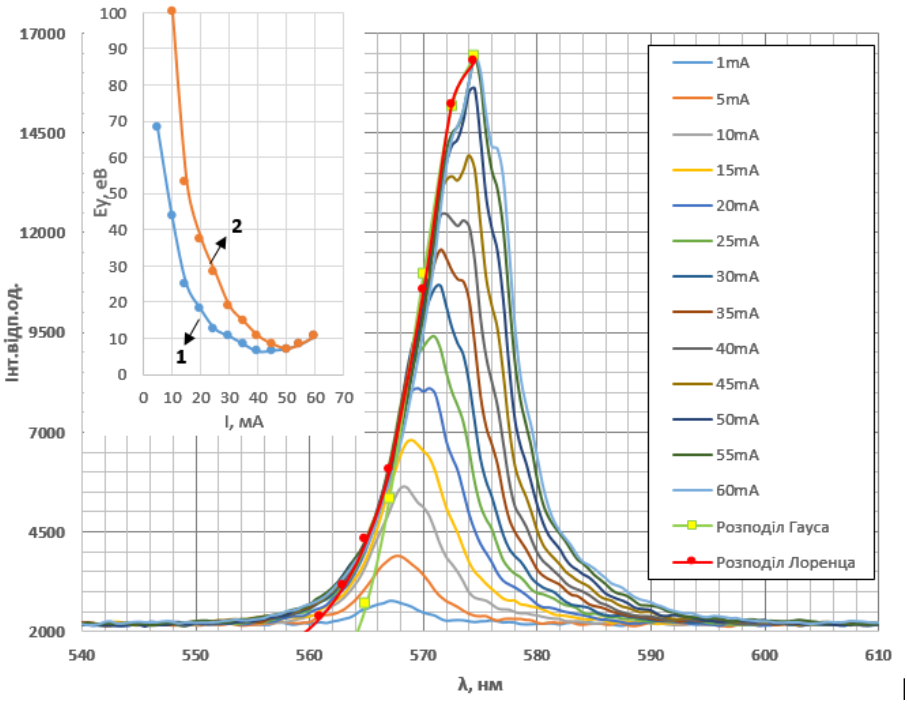

Рис. 5. Спектри опроміненого СД $GaAs_{1-x}P_x$ ($\Phi = 2{,}26 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$, E = 2 МеВ), зняті при різних струмах інжекції. На вкладці — залежність енергії Урбаха $E_у$ від величини струму для (1)-вихідного та (2)-опроміненого ($\Phi = 2{,}25 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$) зразків

Видно, що опромінення приводить до зростання енергії Урбаха і, відповідно, до збільшення глибини проникнення «хвостів» у заборонену зону кристала (рис. 5).

В умовах наростання струму інжекції енергія Урбаха — зменшується експоненційно

$$E_у = E_0 e^{-a \cdot I_{мА}},$$

$E_0 = 94$ меВ, $a = 0{,}088$ (мА)$^{-1}$ — для вихідного СД; $E_0 = 100$ меВ,

$a = 0{,}046\,(\text{мА})^{-1}$ — для опроміненого $\Phi = 2{,}25 \cdot 10^{15}\,\text{см}^{-2}$ СД, внаслідок заповнення у першу чергу глибоких ям ХГС, часткової нейтралізації їхніх зарядів та екранування полів інжектованими носіями.

Дозна залежність інтенсивності випромінювання — також експоненційна

$$\mathrm{I}_{\text{інт.}} = \mathrm{A}e^{-bx},$$

де $\mathrm{A} = 14$, $b = 0{,}49\,\text{см}^2$, $x = 10^{15}\,\text{см}^{-2}$ типова для захвачування носіїв точковими дефектами. Враховуючи, що при використаних дозах виникнення складних порушень структури — малоімовірне, можна вважати, що деградаційний ефект — падіння інтенсивності електролюмінесценції, зумовлений захопленням носіїв глибокими рівнями переважно точкових дефектів.

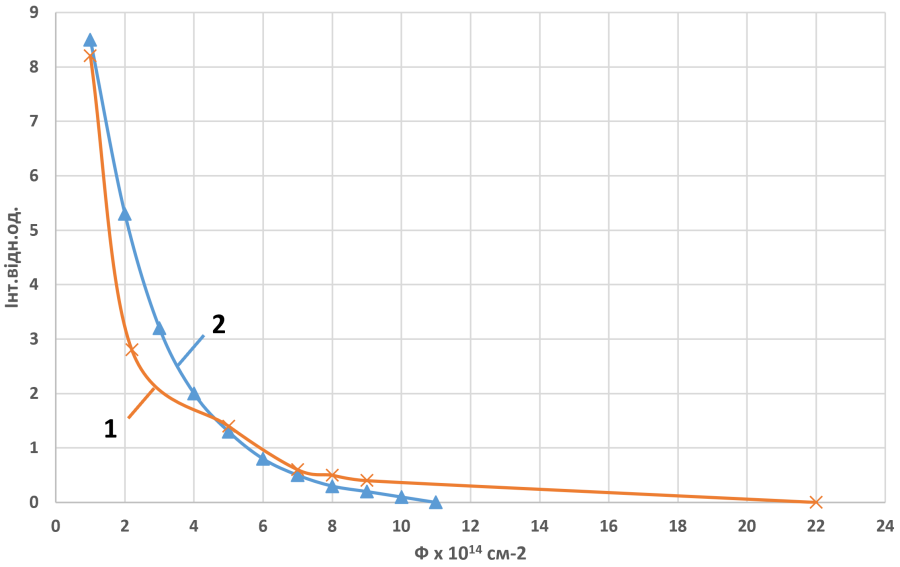

Рис. 6. Дозна залежність інтенсивності випромінювання СД $\mathrm{GaAs}_{1-x}P_x$, $\mathrm{E}_{\text{ел.}} = 2\,\text{МеВ}$ (1); 2-екстраполяція

Нахил високоенергетичної половини спектральної лінії надає можливість визначення параметра $\mathrm{T_e}$ — електронної температури

$$T_{\text{c}} = \mathrm{d}(\mathrm{h}\upsilon)/\mathrm{d}(\ln \mathrm{I}_{\text{інт.}}) \cdot \mathrm{K},$$

K — стала Больцмана, яка характеризує середню енергію руху електронів у зоні провідності ($\varepsilon = 3/2\,\mathrm{kT_c}$) за умови, коли частота міжелектронних зіткнень вища частоти зіткнень електронів з фононами. При цьому електронна підсистема, поглинаючи енергію електричного поля, не встигає увійти у стан рівноваги з фононним газом.

У межах струмів $I = 10 \div 60\,\text{мА}$ T_{e} залишається майже незмінною. Опромінення, вводячи додаткове число центрів розсіювання носіїв у збіднену область p-n-переходу, приводить до її зростання (при $\mathrm{I} = 60\,\text{мА}$ $\mathrm{T_e^{вих}} = 122\,\text{K}$; $\mathrm{T_e^{\Phi}} = 2{,}25 \cdot 10^{15}\,\text{см}^{-2} = 218\,\text{K}$), а також до збільшення диференціального опору на ВАХ. Спектр гетероперехідного СД InGaN характеризується існуванням численних фононних повторень, що очевидно зумовлено неоднорідністю твердого розчину.

Висновки

У виконаній роботі приведені результати досліджень спектрів випромінювання СД $GaAs_{1-x}P_x$ ($x = 0{,}85$), одержаних в інтервалі температур 77−300 К та струмів у межах 5−60 мА.

Показано, що контури спектральних ліній при $T = 77$ К добре узгоджуються з класичними розподілами Гауса і Лоренца, причому останній розподіл в області «хвостів» проходить з мінімальним відхиленням від експериментальної кривої.

Виявлено ефект самопоглинання квантів, який проявляється зменшенням інтенсивності випромінювання низькоенергетичної половини спектральної лінії СД GaAsP відносно її високоенергетичної частини. Показано, що їхнє розширення слід відносити до однорідного виду розширень. Зміна напівширини спектру «жовтих» СД при нагріванні зразка від 300 К до 77 К ($\Gamma^{77\text{K}} = 8$ нм, $\Gamma^{300\text{K}} = 14$ нм) — наслідок збільшення концентрації фононного газу.

Зростання струму через діод від 5 мА до 60 мА супроводжується зсувом максимуму свічення у бік довгих хвиль на $\Delta\lambda = 4$ нм при 300 К, зумовленим тепловою дією струму; величина зсуву при 77 К становить $\Delta\lambda = 2$ нм.

За нахилом високоенергетичної половини спектральної лінії визначена величина енергії Урбаха кристалів GaAsP. Електронне опромінення приводить до її збільшення; під впливом наростання інжекційного струму E_y зменшується, що може бути пов'язаним із частковою нейтралізацією та екрануванням заряджених дефектів, які формують ХГС.

Література

[1] Berg A., Din P. 1979. Light–Emitting Diodes. 686 p.

[2] Utochnikova Valentina V. 2021. Including Actinides Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths, P. 1–91. https://doi.org/10.1016/bs.hpcre.2021.05.001

[3] B.K.Tarinal, A.H.Cherin, 2023. in Encyclopedia of Physical science and Technology (Third Eddition), V. A.Optical Sources

[4] Handbook of Electronics: Concert, Devices and Technikues. 2017. Voll. One. P. 858.

[5] Kusuma Paul, P Morgan Pattison, Bruce Bugbee. 2020. *Horticulture Research.* Vol. 7. P. 56. https://doi.org/10.1038/s41438-020-0283-7

[6] John S. 2018. Different Types of in Light Emitting Diodes (LED) Materials and Challenges—A Brief Review April. *International Journal for Research in Applied Science and Engineering Technology.* https://doi.org/10.22214/IJRASET.2018.4723

[7] Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices: Ferroelectrics and Dielectrics. Nalwa, Hari Singh (ed). Published by Academic Press, 2001.

[8] Boram Kim et all. 2018. GaAsP/Si tandem solar cells: Realistic prediction of efficiency gain by applying strain-balanced multiple quantum wells Solar Energy Materials and Solar Cells. Vol. 180. 15 June. P. 303–310. https://doi.org/10.1016/j.solmat.2017.06.060

[9] Diaz Martin. 2011. Design, fabrication, characterization, and analysis of wide band gap gallium phosphide solar cells and gallium phosphide on silicon. P. 1–51.
[10] Lakshman Srinivasan. 2020. Properties of epitaxial lateral overgrowth of GaAsP and GaAs grown by hydride vapor phase epitaxy. *KTH Royal Institute of Technology School of Engineering Science Department of Applied Science* Stockholm, Sweden. P. 1–62.
[11] Mohadesen Asadolahi Babobi Rochester. New York. August 4. 2020.
[12] Grassman T. J., Brenner M. R., Gonzalez M., Carlin A. M., Unocic R. R., Dehoff R. R., Mills, M. J., & Ringel, S. A. 2010. Characterization of metamorphic GaAsP/Si materials and devices for photovoltaic applications. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 57(12). P. 3361–3369. Article 5608499. https://doi.org/10.1109/TED.2010.2082310
[13] Jussila H. 2014. Integration of GaAsP based III-V compound semiconductors to silicon technology. [Doctoral Thesis, Aalto University]. Aalto University. http://urn.fi/URN:ISBN:978-952-60-5849-8
[14] Mohseni P. K. et al. 2009. Structural and optical analysis of GaAsP/GaP core-shell nanowires *J. Appl. Phys*. 106, 124306. https://doi.org/10.1063/1.3269724
[15] Omer Arif et al. 2023. GaAs/GaP superlattice nanowires: growth, vibrational and optical properties *Nanoscale*. 15. P. 1145–1153. https://doi.org/10.1039/D2NR02350D
[16] Conway Dimiduk Kathryn; Christian Quarles Ness; James Kevin at all. 1985. Electron Irradiation of GaAsP LEDs IEEE Transactions on Nuclear *Science* Vol. 32, Iss. 6. P. 4010–4015. https://doi.org/10.1109/TNS.1985.4334060
[17] Johnston A. H. 2003. Radiation effects in light-emitting and laser diodes IEEE Transactions on Nuclear *Science* 50(3). P. 689–703. https://doi.org/10.1109/TNS.2003.812926
[18] Vernydub R. M., Kyrylenko O. I., Konoreva O. V. *et al.* 2020. Electrophysical characteristics of GaAs1–xPx LEDs irradiated by 2 MeV electrons. Semiconductor Physics Quantum Electronics & Optoelectronics. 23(2). P. 201–207. https://doi.org/10.15407/spqeo23.02.201
[19] Вернидуб Р. М. та ін. 2021. Спектральні характеристики вихідних та опромінених світлодіодів GaAsP Nucl. *Phys. At. Energy*. Vol. 22, iss. 2. P. 143–148. https://doi.org/10.15407/jnpae2021.02.143
[20] Lischka H., Clemens P., Henschel H., Köhn, Lennartz W., and H. U. Schmidt. Radiation effects in optoelectronic devices Fraunhofer-INT, D-53881 Euskirchen, FRG SPIEVo! 2425/43-52.
[21] Garcia F., Muñoz E., Calleja E. *et al.* 1986. Damage constant and deep-level transient spectroscopy in neutron irradiated GaAsP alloys. J. Electron. Mater. 15. P. 133–139. https://doi.org/10.1007/BF02655326
[22] Johnston A. H. *et al.* 2000. Characterization of proton damage in light-emitting diodes IEEE Transactions on Nuclear *Science*. Vol. 47, Iss. 6, December. P. 2500 2507. https://doi.org/10.1109/23.903799
[23] Кучерук І. М, Горбачук І. Т. 2006. Загальний курс фізики. Т. 3. Оптика. Квантова фізика. Оптика. Київ : Техніка, 518 с.
[24] Sergey I. Rybchenko, Sarfraz Ali, Yunyan Zhang and Huiyun Liu. Polarization properties of Raman scattering by surface phonon polaritons in

GaAsP nanowires. J. of Physics D: Applied Physics, Vol. 54. Numb. 47. https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac2400

[25] Mohseni P. K. *et al.* 2009. Structural and optical analysis of GaAsP/GaP core-shell nanowires *J. Appl. Phys.* 106, 124306. https://doi.org/10.1063/1.3269724

[26] Pankove J. I. 1971. Optical Processes in Semiconductors. Dover, New York, 93.

[27] Konoreva O., Litovchenko P., Manzhara V., Opilat V., Tartachnyk V. 2010. Peculiarities of optical absorption near-edge in irradiated GaP:Te. *Functional Materials.* T. 17, № 1. P. 80–84.

[28] Брайловский Е. Ю., Осташко Н. И., Тартачник В. П., Шаховцов В. И. 1981. Влияние точечных радиационных дефектов на околокраевое оптическое поглощение кристаллов GaP, облученных частицами высоких энергий. *Укр. Физ. Журн.* 26(6). С. 973–977.

[29] Брайловський Е. Ю., Григорян Н. Е., Памбухчян Н. Х. 1986. О природе центров поглощения 1,0 эВ в облученных кристаллах GaAs. *Изв. АН Армянской ССР, Физика.* Т. 21, вып. 3. С. 145–149.

[30] Шуберт Фред Е. 2008. Светодиоды / пер. с англ. под ред. А. Э. Юновича. [2-е изд.]. Москва : Физматлит. 495 с.

Reference

[1] Berg A., DinP. 1979. Light-Emitting Diodes. 686 p.

[2] Utochnikova Valentina V. 2021. Including Actinides Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths, P. 1–91. https://doi.org/10.1016/bs.hpcre.2021.05.001

[3] Tarinal B. K., Cherin A. H. 2023. in Encyclopedia of Physical science and Technology (Third Eddition), V. A.Optical Sources.

[4] Handbook of Electronics: Concert, Devices and Technikues. 2017. Vol. One. P. 858.

[5] Kusuma Paul, P Morgan Pattison, Bruce Bugbee. 2020. *Horticulture Research.* Vol. 7. P. 56. https://doi.org/10.1038/s41438-020-0283-7

[6] John S. 2018. Different Types of in Light Emitting Diodes (LED) Materials and Challenges—A Brief Review April. *International Journal for Research in Applied Science and Engineering Technology.* https://doi.org/10.22214/IJRASET.2018.4723

[7] Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices: Ferroelectrics and Dielectrics. Nalwa, Hari Singh (ed). Academic Press, 2001.

[8] Boram Kim *et al.* 2018. GaAsP/Si tandem solar cells: Realistic prediction of efficiency gain by applying strain-balanced multiple quantum wells Solar Energy Materials and Solar Cells. Vol. 180. 15 June. P. 303–310. https://doi.org/10.1016/j.solmat.2017.06.060

[9] Diaz Martin. 2011. Design, fabrication, characterization, and analysis of wide band gap gallium phosphide solar cells and gallium phosphide on silicon. P. 1–51.

[10] Lakshman Srinivasan. 2020. Properties of epitaxial lateral overgrowth of GaAsP and GaAs grown by hydride vapor phase epitaxy. *KTH Royal Insti-*

tute of Technology School of Engineering Science Department of Applied Science Stockholm, Sweden. P. 1–62.

[11] Mohadesen Asadolahi Babobi Rochester. New York. August 4. 2020.

[12] Grassman T. J., Brenner M. R., Gonzalez M., Carlin A. M., Unocic R. R., Dehoff R. R., Mills, M. J., & Ringel, S. A. 2010. Characterization of metamorphic GaAsP/Si materials and devices for photovoltaic applications. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 57(12). P. 3361–3369. Article 5608499. https://doi.org/10.1109/TED.2010.2082310

[13] Jussila H. 2014. Integration of GaAsP based III–V compound semiconductors to silicon technology. [Doctoral Thesis, Aalto University]. Aalto University. http://urn.fi/URN:ISBN:978-952-60-5849-8

[14] Mohseni P. K. *et al.* 2009. Structural and optical analysis of GaAsP/GaP core-shell nanowires. *J. Appl. Phys.* 106, 124306. https://doi.org/10.1063/1.3269724

[15] Omer Arif e*t al.* 2023. GaAs/GaP superlattice nanowires: growth, vibrational and optical properties *Nanoscale*. 15. P. 1145–1153. https://doi.org/10.1039/D2NR02350D

[16] Conway Dimiduk Kathryn; Christian Quarles Ness; James Kevin *et al.* 1985. Electron Irradiation of GaAsP LEDs IEEE Transactions on Nuclear *Science*. Vol. 32, Iss. 6. P. 4010–4015. https://doi.org/10.1109/TNS.1985.4334060

[17] Johnston A.H. 2003. Radiation effects in light-emitting and laser diodes IEEE Transactions on Nuclear *Science*. 50(3). P. 689–703. https://doi.org/10.1109/TNS.2003.812926

[18] Vernydub R. M., Kyrylenko O. I., Konoreva O. V. *et al.* 2020. Electrophysical characteristics of $GaAs_{1-x}P_x$ LEDs irradiated by 2 MeV electrons. Semiconductor Physics Quantum Electronics & Optoelectronics. 23(2). P. 201–207. https://doi.org/10.15407/spqeo23.02.201

[19] Vernydub R. M. ta in. 2021. Spektralni kharakterystyky vykhidnykh ta oprominenykh svitlodiodiv GaAsP Nucl. *Phys. At. Energy*. Vol. 22, iss. 2. P. 143–148. https://doi.org/10.15407/jnpae2021.02.143

[20] Lischka H., Clemens P., Henschel H., Köhn Lennartz W., and H. U. chmidt. Radiation effects in optoelectronic devices Fraunhofer-INT, D-53881 Euskirchen, FRG SPIEVo, 2425/43–52.

[21] Garcia F., Muñoz E., Calleja E. *et al.* 1986. Damage constant and deep-level transient spectroscopy in neutron irradiated GaAsP alloys. J. Electron. Mater. 15. P. 133–139. https://doi.org/10.1007/BF02655326

[22] Johnston A.H. *et al.* 2000. Characterization of proton damage in light-emitting diodes IEEE Transactions on Nuclear *Science*. Vol. 47, Iss. 6, December. P. 2500–2507. https://doi.org/10.1109/23.903799

[23] Kucheruk I. M, Horbachuk I. T. 2006. Zahalnyi kurs fizyky. T. 3 Optyka. Kvantova fizyka. Optyka. Kyiv. Tekhnika. 518 s.

[24] Sergey I. Rybchenko, Sarfraz Ali, Yunyan Zhang and Huiyun Liu. Polarization properties of Raman scattering by surface phonon polaritons in GaAsP nanowires. J. of Physics D: Applied Physics, Vol. 54. Num. 47. https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac2400

[25] Mohseni P. K. *et al.* 2009. Structural and optical analysis of GaAsP/GaP core-shell nanowires *J. Appl. Phys.* 106, 124306. https://doi.org/10.1063/1.3269724

[26] Pankove J. I. 1971. Optical Processes in Semiconductors. Dover, New York, 93.

[27] Konoreva O., Litovchenko P., Manzhara V., Opilat V., Tartachnyk V. 2010. Peculiarities of optical absorption near-edge in irradiated GaP:Te. *Functional Materials.* T. 17, № 1. P. 80–84.

[28] Brailovskyi E. Iu., Ostashko N. Y., Tartachnyk V. P., Shakhovtsov V. Y. 1981. Vlyianye tochechnыkh radyatsyonnыkh defektov na okolokraevoe optycheskoe pohloshchenye krystallov GaP, obluchennыkh chastytsamy vыsokykh эnerhyi. *Ukr. Fyz. Zhurn.* 26(6). S. 973–977.

[29] Brailovskyi E. Iu., Hryhorian N. E., Pambukhchian N. Kh. 1986. O pryrode tsentrov pohloshchenyia 1,0 эV v obluchennykh krystallakh GaAs. *Yzv. AN Armianskoi SSR, Fyzyka*, T. 21, vyp. 3, S. 145–149.

[30] Shubert Fred E. 2008. Svetodyody / per. s anhl. pod red. A. Э. Yunovycha. [2-e yzd.] Moskva : Fyzmatlyt, 495 s.