

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-03>

УДК 621.382.2

## ОСОБЛИВОСТІ РОЗВИТКУ УДАРНОЇ ІОНІЗАЦІЇ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СПОЛУКАХ InGaN ТА InAlN

К. Г. Приходько, О. В. Боцула, В. О. Зозуля

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи, 4,  
м. Харків, 61022, Україна

E-mail: [Kyrylo.Prykhodko@karazin.ua](mailto:Kyrylo.Prykhodko@karazin.ua)

Надійшла до редакції 20 квітня 2021 р.

**Актуальність.** Унікальне спектральне положення частот терагерцового діапазону визначає труднощі розвитку компактних твердотільних джерел терагерцового випромінювання. У більшості випадків відбувається витіснення робочих частот існуючих пристроїв у терагерцову частину спектру. Відомо, що ударна іонізація, особливо у своїй початковій стадії, є досить швидкоплинним процесом, який можна використати для покращення частотних властивостей приладів. Часові та просторові обмеження ударної іонізації у сполуках InGaN та InAlN потребують оцінки для визначення перспектив її використання для конструювання приладів у терагерцовому діапазоні.

**Метою** роботи є визначення величин часових та просторових затримок у розвитку ударної іонізації, що ініціюється електронами, у напівпровідникових сполуках InGaN та InAlN на початковому етапі виникнення ударної іонізації.

**Методи і методологія.** З використанням багаточастинкового методу Монте-Карло у наближенні однорідного електричного поля проведено моделювання електронного транспорту з врахуванням актуальних механізмів розсіяння, в тому числі розсіяння на сплавному потенціалі та ударної іонізації. Розглядався матеріал з однорідним розподілом складу та матеріал із залежністю складу від координати. Аналізувалися просторові розподіли актів ударної іонізації для ансамблю носіїв заряду, за якими визначалися характерні довжини локалізації ударної іонізації та затримки в часі її виникнення.

**Результати.** В сполуках InGaN та InAlN при напруженостях електричного поля більших 100 кВ/см часи виникнення ударної іонізації на початковій стадії її розвитку становлять менше 2 пс, а при вмісті відповідно Ga та Al менше 60 % можуть бути на порядок меншими. Довжини, на яких електрон набирає енергію для створення акту ударної іонізації у розглянутому випадку, складають близько 100- 200 нм і зменшуються із зростанням величини напруженості електричного поля. У випадку сполуки InAlN вони можуть стати менше 50 нм. На розміри області початкового набору енергії можна впливати, використовуючи варизонний шар, у якому ширина забороненої зони зменшується в бік аноду, проте найменші величини “мертвої зони” відповідають однорідним за складом матеріалам.

**Висновки.** Таким чином, ударну іонізацію на початковій стадії можна використовувати у надвисокачастотних приладах, зокрема як механізм релаксації енергії в терагерцовому діапазоні.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** сполука, молярна частка, варизонний шар, ударна іонізація, напруженість електричного поля, поріг виникнення ударної іонізації, довжина “мертвої зони”, час затримки, розсіяння, сплавний потенціал.

## FEATURES OF IMPACT IONIZATION OCCURRING IN SEMICONDUCTOR COMPOUNDS InGaN AND InAlN

К. Н. Prykhodko, O. V. Botsula, V. O. Zozulia

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

**Background.** The unique spectral position of terahertz range determines the difficulties of developing compact solid-state sources of terahertz radiation. In most cases, the operating frequencies of existing devices are displaced in the terahertz part of the spectrum. It is known that impact ionization, especially in its initial stage, is a rather fast process that can be used to improve the devices frequency properties. The temporal and spatial restrictions of impact ionization in InGaN and InAlN compounds need to be evaluated to determine the prospects of its use for the terahertz range devices design.

**Purpose of Work.** The aim of this work is to determine the values of time and space delays in the development of electron-initiated impact ionization in the InGaN and InAlN semiconductor compounds at the initial stage of impact ionization.

**Techniques and Methodology.** The modeling of electronic transport was performed using the Ensemble Monte Carlo technique. It takes into account the all actual mechanisms of scattering including the alloy potential scattering and impact ionization. The constant electric field approximation has been considered. The homogeneous materials and the materials with composition depending on coordinate were considered. The spatial distributions of impact ionization acts for a charge carriers ensemble were analyzed to determine a characteristic mean distance a carrier travels before ionizing ("dead space") and a delay time of impact ionization appearing.

**Results.** The delay times of impact ionization in InGaN and InAlN compounds if electric field strengths greater than 100 kV/cm are less than 2 ps. Delay times can be an order of magnitude lower when Ga and Al content less than 60%,

respectively in InGaN and InAlN. The mean distance a carriers acquire enough energy to impact ionize for this case are about 100-200 nm. This distance decrease with increasing electric field strength and may be less than 50 nm in the case of the InAlN. The dead space length can be changed by using a graded band layer in which the band gap decreases towards the anode. But the smallest values of the "dead space" correspond to homogeneous materials.

**Conclusions:** Thus, impact ionization at the initial stage can be used in ultrahigh-frequency devices in the terahertz range, in particular, as a mechanism of energy relaxation.

**KEY WORDS:** compound, molar fraction, graded band layer, impact ionization, electric field strength, impact ionization threshold, dead space length, delay time, scattering, alloy potential.

## ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ InGaN И InAlN

К. Г. Приходько, О. В. Боцула, В. А. Зозуля

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4,  
г. Харьков, 61022, Украина*

**Актуальность.** Уникальное спектральное положение частот терагерцового диапазона определяет трудности развития компактных твердотельных источников терагерцового излучения. В большинстве случаев происходит вытеснение рабочих частот существующих приборов в терагерцовую часть спектра. Известно, что ударная ионизация, особенно в своей начальной стадии, является достаточно быстротекущим процессом, который возможно использовать для улучшения частотных свойств приборов. Временные и пространственные ограничения ударной ионизации в соединениях InGaN и InAlN требуют оценки для определения перспектив ее использования для конструирования приборов в терагерцовом диапазоне.

**Целью** работы является определение величин временных и пространственных задержек в развитие ударной ионизации, которая инициируется электронами в полупроводниковых соединениях InGaN и InAlN на начальном этапе возникновения ударной ионизации.

**Методы и методология.** С использованием многочастичного метода Монте-Карло в приближении однородного электрического поля проведено моделирование электронного транспорта с учетом актуальных механизмов рассеивания, в том числе рассеивания на сплавном потенциале и ударной ионизации. Рассматривался материал с однородным распределением состава и материал с зависимостью состава от координаты. Анализировались пространственные распределения актов ударной ионизации для ансамбля носителей заряда, по которым определялись характерные длины локализации ударной ионизации и задержки ее возникновения во времени.

**Результаты.** В соединениях InGaN и InAlN при напряженностях электрического поля больших 100 кВ/см времена возникновения ударной ионизации на начальной стадии ее развития составляют меньше 2 пс, а при содержании соответственно Ga и Al меньше 60 % могут быть на порядок меньшими. Длины, на которых электрон набирает энергию для создания акта ударной ионизации, для рассмотренного случая составляют порядка 100- 200 нм и уменьшаются с увеличением величины напряженности электрического поля. В случае соединения InAlN они могут стать меньше 50 нм. На размеры области начального набора энергии возможно влиять, используя варизонный слой, в котором ширина запрещенной зоны уменьшается в сторону анода, однако наименьшие размеры "мертвой зоны" соответствуют однородным по составу материалам.

**Выводы.** Таким образом, ударную ионизацию на начальной стадии можно использовать в сверхвысокочастотных приборах, в частности как механизм релаксации энергии в терагерцовом диапазоне.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** соединение, молярная доля, ударная ионизация, напряженность электрического поля, порог возникновения ударной ионизации, длина "мертвой зоны", время задержки, рассеивание, сплавной потенциал.

## ВСТУП

Терагерцова область електромагнітного спектра має ряд суттєвих переваг. Відсутність іонізуючого ефекту, висока інформаційна здатність, здатність проникати крізь непрозорі предмети, можливість спрямованого поширення, які властиві терагерцовому випромінюванню, дали поштовх до розвитку терагерцової технології та пристроїв [1, 2]. Вже сьогодні продемонстровано ряд унікальних систем, що переважають аналоги, які працюють на більш низьких частотах та в оптичному діапазоні. Зокрема великі сподівання пов'язані з реалізацією тривимірної терагерцової візуалізації, терагерцової томографії [3-5] та систем передачі інформації [6].

На сьогодні однією з суттєвих проблем є створення мініатюрних джерел терагерцового випромінювання, що найбільш виражено в довгохвильовій частині терагерцового діапазону (0,3 – 1 ТГц), у якій оптичні методи отримання випромінювання неефективні [7]. Хоча великі успіхи досягнуто з використанням резонансно-тунельних діодів (РТД), величини потужностей, що генеруються РТД є досить малими [8-10]. Певні надії були пов'язані з використанням для генерації квантово-каскадних лазерів [11-13], проте на сьогодні не вдалося створити прилади, які б мали робочу температуру більшу ніж 200 К і, відповідно, не потребували додаткового охолодження. Таким чином, фактично у цій частині терагерцового діапазону домінуючим є підхід, що пов'язаний з розширенням частотного діапазону роботи традиційних приладів в терагерцову область.

Відомо, що робота традиційних малогабаритних приладів, які добре зарекомендували себе як джерела електромагнітного випромінювання на частотах міліметрового діапазону (діоди Гана та лавино-пролітні діоди), обмежена інерційністю механізмів формування негативної диференціальної провідності в них [3]. Для приладів, що працюють на ефекті міждолинного переносу електронів (МПЕ), часові обмеження пов'язані з кінцевими проміжками часу набирання кінетичної енергії (розігрів електронного газу) та кінцевими проміжками часу зворотних переходів електронів з вищих за енергією долин зони провідності в нижню (енергетична релаксація). Фактично всі спроби розширити частотні границі роботи приладів в бік високих частот зводилися до скорочення саме часу розігріву, що забезпечувалося модифікацією структури катодного контакту [14-19]. На сьогодні робоча частота діодів з МПЕ на основній гармоніці становить для діодів на основі GaAs - 200 ГГц та до 300 ГГц для діодів на основі InP [20]. Хороші результати було отримано з використанням у якості матеріалу для діода InGaAs та планарних конструкцій приладів [21]. Експериментальні зразки діодів на основі InGaAs демонструють граничні частоти близько 250 ГГц.

Очевидним рішенням є використання середовища, у якому інерційність процесів набору та релаксації буде більш низькою. Зокрема великі перспективи у цьому напрямку пов'язані з використанням напівпровідникових сполук на основі нітридів [22]. Частоти розсіяння електронів в цих матеріалах на порядок вищі, ніж, наприклад, в GaAs. Комп'ютерне моделювання показало можливість отримати високі робочі частоти приладів з МПЕ та ЛПД на основі цих сполук практично до 1 ТГц [23].

В роботі [24] було запропоновано ідею зменшення часу переходів електронів з вищих долин до основної за рахунок використання ударної іонізації (УІ) за умови, що час її розвитку менший характерних часів міждолинних переходів. Для зменшення впливу дірок, що виникають у цьому процесі, запропоновано використовувати напівпровідникові шари із залежністю вмісту одного із компонентів матеріалу шару від координати (варизонний напівпровідник). Оцінки часів розвитку УІ в варизонних шарах на основі сполуки InGaAs зроблено в [25], де показано, що необхідні вимоги до часів розвитку УІ для варизонного матеріалу на основі InGaAs виконуються.

Метою цієї роботи є отримання аналогічних оцінок для напівпровідникових сполук InGaN, InAlN та варизонних шарів на їх основі.

### МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ

Модель розрахунку передбачає, що електрони з концентрацію  $\Delta n$ , що входять в область діода з катодного контакту в момент часу  $t = t_0$ , рухаються в області просторового заряду наявних електронів, концентрація яких  $n_0$ . За умови, що концентрація надлишкових частинок  $\Delta n \ll n_0$ , введені електрони (первинні) і частинки, які виникають в результаті УІ (вторинні електрони та дірки), не можуть суттєво змінити просторовий розподіл електричного поля. Це дає можливість провести аналіз у наближенні незмінності величини напруженості електричного поля у діоді. Для аналізу процесу розвитку УІ з урахуванням нелокального характеру її розвитку як у часовій, так і просторовій областях, було використано багаточастинковий метод Монте-Карло. Зона провідності у випадку сполуки  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$  була представлена трьохдолинною моделлю зони провідності з урахуванням нижньої -  $\Gamma$  і верхніх  $\Gamma_1$  та M-L-долин. Для аналізу сполуки  $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$  була використана дводолинна модель зони провідності, де було враховано нижню -  $\Gamma$  та верхні M-L-долини. Для нижньої долини зони провідності враховано непараболічність закону дисперсії для кінетичної енергії  $E_k$  у вигляді:

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_k^*(1 + \alpha E_k)}, \quad (1)$$

де  $k$  - модуль хвильового вектору;  $m_k^* = m_0^*(1 + \alpha E_k)$  - ефективна маса,  $\alpha$  - коефіцієнт непараболічності,  $\hbar$  - модифікована стала Планка. Верхні долини вважалися параболическими. Валентна зона в обох випадках враховувалася підзоною важких дірок  $\Gamma_{V1}$ .

Модельна область мала довжину 1,28 мкм та розбивалася на просторові комірки розміром 10 нм. Передбачалася можливість зміни складу напівпровідникової сполуки  $z$  у відповідності до розподілу  $z(x)$ , де  $x$  - вздовжня координата. При цьому параметри матеріалу, що визначають вплив механізмів розсіяння на носії заряду, приймалися незмінними в межах комірки просторової дискретизації і рівними значеннями, що відповідають  $z(x)$  у середині інтервалу, що розглядається.

Рівняння руху для електронів та дірок задавалися у вигляді:

$$\frac{d\vec{p}_e}{dt} = -\nabla E_C(x) + E_{ek} \frac{\nabla m^* + E_{ek} \nabla(m^* \alpha)}{m^*(E_{ek})}, \quad (2)$$

$$\frac{d\vec{p}_p}{dt} = \nabla E_v(x) + E_{pK} \frac{\nabla m_p^*}{m_p^*(E_{pK})}, \quad (3)$$

де  $E_c(x) = e\varphi - \chi(z(x))$  та  $E_v(x) = E_c(x) - E_g(z(x))$  - координатні залежності потенціальної енергії для електронів зони провідності та дірок у валентній зоні відповідно;  $\varphi$  - електростатичний потенціал;  $\chi$  - електронна спорідненість;  $E_g$  - ширина забороненої зони;  $m^*(E_{eK})$ ,  $m_p^*(E_{pK})$  - залежності ефективної маси електрона (дірки) від кінетичної енергії у відповідності до вибраного закону дисперсії.

Всі деталі моделювання відповідають [16,17,26]. Враховано розсіяння на деформаційних потенціалах оптичних та акустичних фононів, міждолинне розсіяння (як між еквівалентними так і нееквівалентними долинами), полярне оптичне розсіяння, розсіяння на іонізованих домішках та сплавному потенціалі. Величина сплавного потенціалу вибиралася рівною різниці електронної спорідненості у бінарних сполуках.

В Таблиці 1 наведені функціональні залежності параметрів напівпровідникових матеріалів від вмісту In.

Апробація моделі з використанням даних, що наведені в Таблиці 1, проводилася шляхом розрахунку залежностей дрейфової швидкості від напруженості електричного поля у вказаних сполуках. Порівняння отриманих залежностей з аналогічними, отриманими в роботах інших авторів [29,32,33], показало їх високе співпадіння, зокрема характерних значень полів, що відповідають максимальним величинам дрейфової швидкості, величинам максимальної швидкості та швидкості насичення.

Таблиця 1. Залежність параметрів сполуки  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$  та  $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$  від молярної частки.

Параметр		$\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$	$\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$
Стала решітки, Å		$3,189+0,356z[27,28,29]$	$3,1+0,445z[27,29,30]$
Густина, $\text{кг}/\text{м}^3$		$(6,15+0,66z) \cdot 1000[28,29,31,32,33]$	$(3,29+3,58z) \cdot 1000[29,30,31,32,33]$
Статична діелектрична стала		$8,9+6,4z[28,31,32,33]$	$8,4+6,9z[31,32,33]$
Високочастотна діелектрична стала		$5,35+3,05z[28,31,32,33]$	$4,77+3,63z[31,32,33]$
Енергія полярних оптичних фононів, eВ		$0,092-0,019z[28,32,33]$	$0,1033-0,0303z[32,33]$
Швидкість звуку, м/с		$5520-350z[28]$	$9060-3890z[28]$
Акустичний деформаційний потенціал, eВ	Г	$10,1-3z[32]$	$10,1-3z[32]$
	$\Gamma_1$	$10,1-3z[32]$	
	M-L	$10,1-3z[32]$	$10,1-3z[32]$
Ефективна маса, $m^*/m_e$	Г	$0,2-0,16z[32]$	$0,33-0,29z[32]$
	$\Gamma_1$	$0,4-0,15z[32]$	
	M-L	$0,6+0,4z[32]$	$0,4+0,6z[32]$
Енергетичні мінімуми долин, eВ	Г	$0,7+1,08(1-z)+1,64(1-z)^2[30,32]$	$0,7+6,2(1-z)+2,5z(1-z)[30,32]$
	$\Gamma_1$	$5,29-2,815z[32]$	
	M-L	$5,49+2,081z[32]$	$6,7-3,291z[32]$
Коефіцієнт непараболічності, $\text{eВ}^{-1}$	Г	$(1-m_\Gamma^*)^2/\varepsilon_\Gamma[32]$	$(1-m_\Gamma^*)^2/\varepsilon_\Gamma[32]$
	$\Gamma_1$	$0[32]$	
	M-L	$0[32]$	$0[32]$
Енергія міждолинних фононів, eВ		$0,092-0,019z[28,32,33]$	$0,1033-0,0303z[32,33]$
Електронна спорідненість, eВ		$4,1+1,7z[33]$	$3,58+2,22z[33]$
Оптичний деформаційний потенціал, eВ/м		0,9	0,9
Енергія оптичних фононів, eВ		$0,092-0,019z[28,32,33]$	$0,1033-0,0303z[32,33]$

### ОЦІНКИ ПАРАМЕТРІВ РОЗВИТКУ УДАРНОЇ ІОНІЗАЦІЇ В $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$

Було оцінено параметри ударної іонізації в  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$  при зміні вмісту індію від 0 до 1 та зміні напруженості електричного поля до 600 кВ/см. Результати розрахунків для однорідних за складом напівпровідників показані на Рис. 1. Зокрема на Рис.1 а) наведені залежності затримки часу розвитку ударної іонізації ( $\tau$ ), а на Рис.1 б) середньої довжини пробігу електронів ( $l_i$ ) до початку ударної іонізації від складу сполуки, що відповідають різним величинам напруженості електричного поля.

Для усіх сполук, що розглядалися, найменші часи розвитку ударної іонізації відповідають сполукам з найбільшим вмістом індію ( $z > 0,6$ ). При цьому найменший час затримки виникнення УІ відповідає  $\text{InN}$  ( $z=1$ ). Його величина складає  $1,75 \cdot 10^{-13}$  с при значенні напруженості електричного поля 100 кВ/см, та зменшується при його подальшому зростанні. Для  $\text{GaN}$  ( $z=0$ ) УІ виникає при напруженості електричного поля близько 500 кВ/см, що приблизно в п'ять разів менше, ніж значення, що відповідає полю пробігу (2-3 МВ/см) [29]. Слід зазначити, що в області значень  $z > 0,6$  довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації становить менше 200 нм. Проведений аналіз обмежений величиною 1,2 мкм, коли носій заряду пролітає через аналізовану область без виникнення УІ.

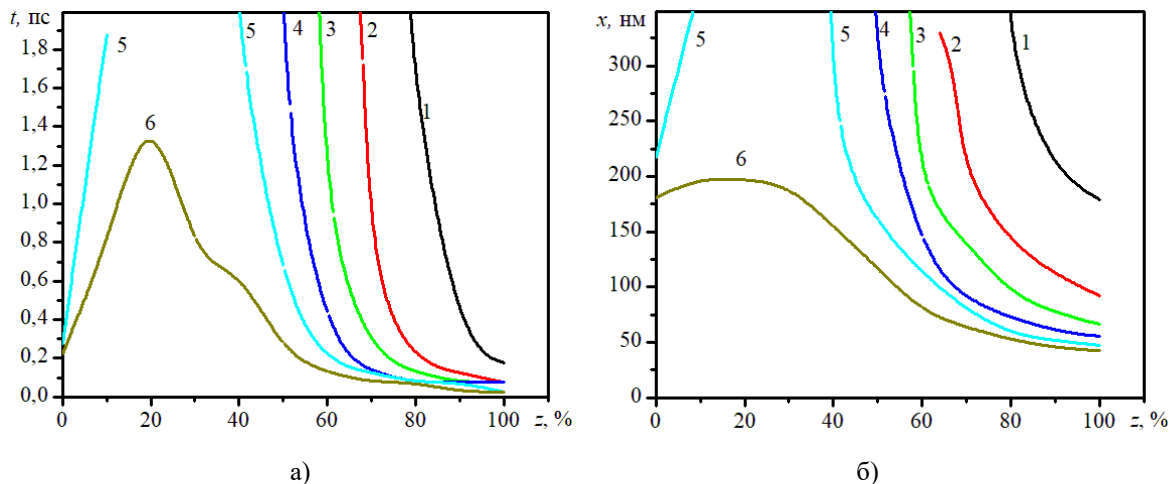


Рис. 1. Час затримки до початку ударної іонізації а) та довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації б) для однорідного за складом напівпровідника на основі  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$  в залежності від молярної частки  $\text{In}$  при різних величинах напруженості електричного поля : 1 – 100 кВ/см; 2 – 200 кВ/см; 3 – 300 кВ/см; 4 – 400 кВ/см; 5 – 500 кВ/см; 6 – 600 кВ/см.

Fig. 1. The delay time before starting of the impact ionization a) and mean free path of electrons before starting of the impact ionization b) for homogeneous semiconductors based on  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$  mole fraction dependencies at different values of electric field strength: 1 – 100 kV/cm; 2 – 200 kV/cm; 3 – 300 kV/cm; 4 – 400 kV/cm; 5 – 500 kV/cm; 6 – 600 kV/cm.

Необхідно відмітити, що зростання  $l_i$ , що спостерігається для сполук  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ , у яких частка  $\text{In}$  складає близько 0,7- 0,8, є більш вираженим, що пояснюється суттєвим впливом розсіяння на сплавному потенціалі і пов'язане з величиною електронної спорідненості  $\text{GaN}$  та  $\text{InN}$ .

Порівняння параметрів  $l_i$  та  $\tau$  в  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$  з аналогічними характеристиками для сполуки  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ , що були проаналізовані в [25], показують, що вони практично співпадають для  $\text{InN}$  та  $\text{InAs}$ , проте, при вмісті  $\text{In}$   $z < 0,5$  довжина “мертвої зони” в  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$  є в 1,5- 2 рази коротша, ніж це має місце для в  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ . Відповідно, час розвитку ударної іонізації у вказаному інтервалі складу практично втричі менший, ніж в сполуках  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ . Таким чином, можна сподіватися, що використовуючи сполуки  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$  для створення високочастотних приладів, в основі роботи яких лежить УІ, можна отримати більш високі робочі частоти. Проте суттєвою перешкодою на шляху використання УІ може стати дуже низька рухливість дірок, величина якої взагалі для усіх нітридних сполук становить менше  $100 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ , що пов'язано зі значною величиною ефективною маси дірок в них. Тому практичне застосування УІ в приладах на основі нітридних сполук потребує нових рішень, що дозволять зменшити час життя дірок у приладі. З цієї точки зору представляє інтерес випадок матеріалу, склад якого змінюється від катоду до аноду (варизонний шар). Оскільки розглядається напівпровідник n – типу, то наявність варизонного шару не впливає на величину напруженості електричного поля, яку в модельній задачі, що розглядається, можна вважати постійною. Проте він суттєво впливає на локалізацію УІ в просторі за рахунок координатної залежності ширини забороненої зони, а також процесів розсіяння, зокрема за рахунок значного впливу

розсіяння на сплавному потенціалі. На Рис.2 показані залежності довжини пробігу електронів до початку ударної іонізації від величини напруженості електричного поля для різних розподілів складу напівпровідника від координати, які було задано у вигляді гаусівського розподілу з різним значенням складу на катоді  $z_K$  і аноді  $z_A$ .

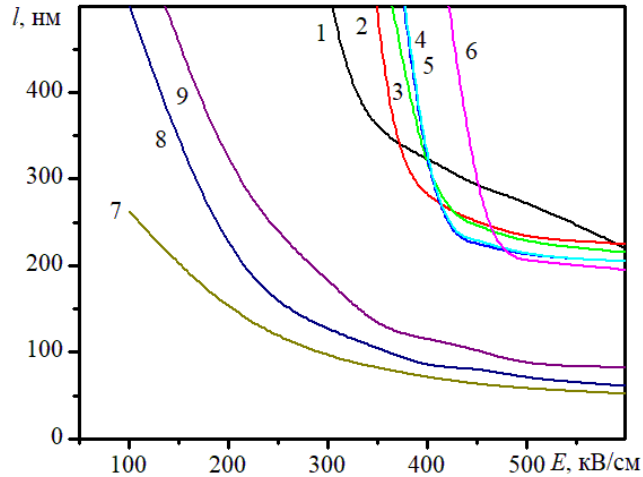


Рис. 2. Залежність довжини пробігу електронів до початку ударної іонізації від величини напруженості електричного поля для випадку варизонного напівпровідникового шару на основі  $\text{In}_2\text{Ga}_{1-z}\text{N}$  з різною часткою In на катоді та аноді ( $z_K - z_A$ ): 1 – 1-0,8; 2 – 1- 0,6; 3 – 1- 0,4; 4 – 1-0,3; 5 – 1-0,2; 6 – 1- 0; 7 – 0,2 -0; 8 – 0,3- 0; 9 – 0,4-0.

Fig. 2 Mean free path electrons dependencies at values of electric field strength for graded band semiconductors layer based  $\text{In}_2\text{Ga}_{1-z}\text{N}$  with different In mole's fraction on cathode d and anode ( $z_K - z_A$ ) before impact ionization starting: 1 – 1-0,8; 2 – 1- 0,6; 3 – 1- 0,4; 4 – 1-0,3; 5 – 1-0,2; 6 – 1- 0; 7 – 0,2 -0; 8 – 0,3- 0; 9 – 0,4-0.

Найменші величини довжини пробігу електронів до початку ударної іонізації спостерігаються у випадку використання  $z_A = 0$  та  $z_K \leq 0,3$ . У цьому випадку УІ виникає при найменших величинах напруженості поля. З іншого боку, за умови, що катодний контакт являє собою GaN, найменші величини  $l_i$  та  $\tau$  відповідають максимальній різниці складу на кінцях розрахункової області, що знаходиться у відповідності до результатів, що отримано для  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ . Для цього випадку час розвитку ударної іонізації за напруженості електричного поля порядку сотень кВ/см складає близько  $10^{-13}$  с і слабо залежить від величини напруженості.

### ОЦІНКИ ЧАСУ РОЗВИТКУ УДАРНОЇ ІОНІЗАЦІЇ В $\text{InAlN}$

Було оцінено параметри ударної іонізації в  $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$  при зміні вмісту індію від 0 до 1 та зміні напруженості електричного поля до 1400 кВ/см. Результати розрахунків для однорідних за складом напівпровідників показані на Рис. 3.

Суттєвою, у порівнянні з попередніми розглянутими сполуками, є більш сильна залежність  $l_i$  та  $\tau$  від напруженості електричного поля та відповідно їх менші величини. Так при значеннях напруженості електричного поля  $E > 200$  кВ/см ударна іонізація розвивається на довжині меншій за 150 нм. При цьому при великому вмісті індію ( $z > 0,7$ ) час розвитку ударної іонізації в цілому не перевищує  $\tau < 5 \cdot 10^{-13}$  с, що є найменшим значенням, якщо розглядати діапазон зміни  $z$ .

Слід зауважити, що наведені результати отримані з використанням дводолинної моделі зони провідності (з врахуванням Г та М-L-долини). Це наближення буде справедливим у випадку, коли міждолинне перенесення електронів спостерігається в напівпровідниковому матеріалі  $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$  з малим вмістом In та у випадку, коли ударна іонізація настає раніше, ніж міждолинне перенесення електронів  $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$  для сполук з малим вмістом Al.

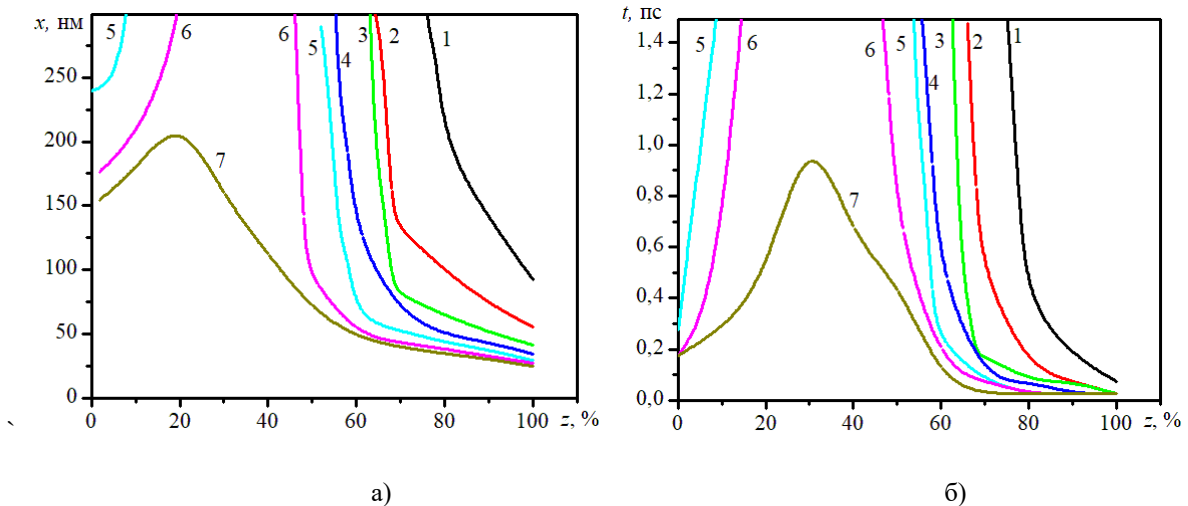


Рис. 3. Час затримки до початку ударної іонізації а) та довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації для однорідного за складом напівпровідника на основі  $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$  в залежності від молярної частки In: 1 – 200 кВ/см; 2 – 400 кВ/см; 3 – 600 кВ/см; 4 – 800 кВ/см; 5 – 1000 кВ/см; 6 – 1200 кВ/см; 7 – 1400 кВ/см.

Fig. 3. The delay time before starting of the impact ionization a) and electron`s mean free path before starting of the impact ionization for homogeneous semiconductors based on  $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$  with different In mole`s fraction: 1 – 200 kV/cm; 2 – 400 kV/cm; 3 – 600 kV/cm; 4 – 800 kV/cm; 5 – 1000 kV/cm; 6 – 1200 kV/cm; 7 – 1400 kV/cm.

### ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. В сполуках  $\text{InGaN}$  та  $\text{InAlN}$  при напруженостях електричного поля більших 100 кВ/см часи виникнення ударної іонізації на початковій стадії її розвитку становлять менше 2 пс, а при вмісті відповідно Ga та Al менше 60 % можуть бути на порядок меншими.

2. Довжини, на яких електрон набирає енергію для створення акту ударної іонізації, для розглянутого випадку складають близько 100-200 нм і зменшуються із зростанням величини напруженості електричного поля. У випадку сполуки  $\text{InAlN}$  вони можуть стати менше 50 нм.

3. На розміри області початкового набору енергії та час розвитку ударної іонізації можна впливати, використовуючи варизонний шар, у якому ширина забороненої зони зменшується в бік аноду, проте найменші величини “мертвої зони” відповідають однорідним за складом матеріалам.

4. Враховуючи, що час розвитку ударної іонізації за певних умов є меншим, ніж характерні часи розсіяння у розглянутих напівпровідникових сполуках, ударну іонізацію на початковій стадії можна використовувати у надвисокочастотних приладах, зокрема в приладах терагерцового діапазону, наприклад, як механізм релаксації енергії.

### ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ

Дослідження Приходька К. Г. та Боцули О. В. виконано в рамках держбюджетної НДР, заданою МОН України (номер держреєстрації 0120U102290).

### КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

### Authors' ORCID ID

К. Н. Prykhodko <https://orcid.org/0000-0001-7627-1171>

О. В. Botsula <https://orcid.org/0000-0002-2809-9482>

В. О. Zozulia <https://orcid.org/0000-0002-7371-5424>

### СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Hangyo M. Development and future prospects of terahertz technology. Japanese Journal of Applied Physics. 2015; 54(12): 120101-1–120101-16. <https://doi.org/10.7567/JJAP.54.120101>
2. Mittleman DM. Perspective: Terahertz science and technology. Journal of Applied Physics. 2017; 122(23):

- 230901-1–230901-12. <https://doi.org/10.1063/1.5007683>
3. Song HJ, Nagatsuma T, editors. Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications. Pan Stanfor, New York; 2015. 606 p.
  4. Isogawa T, Kumashiro T, Song HJ, Ajito K, Kukutsu N, Iwatsuki K, et al. Tomographic Imaging Using Photonically Generated Low-Coherence Terahertz Noise Sources. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2012; 2(5): 485–492. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2012.2208745>
  5. Chan WL, Daniel JA, Mittleman D. Imaging with Terahertz Radiation. Reports on Progress in Physics. 2007; 70(8): 1325–1379. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/70/8/R02>
  6. Ahi K. Review of GaN-based devices for terahertz operation. Optical engineering. 2017; 56(9): 090901-1–090901-14. <https://doi.org/10.1117/1.OE.56.9.090901>
  7. Köhler R, Tredicucci A, Beltram F, Beere H, Linfield E, Davies A, et al. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. Nature. 2002; 417: 156–159. <https://doi.org/10.1038/417156a>
  8. Suzuki S, Asada M, Teranishi A, Sugiyama H, Yokoyama H. Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature. Applied Physics Letters. 2010; 97(24): 242102-1– 242102-3. <https://doi.org/10.1063/1.3525834>
  9. Feiginov M, Sydlo C, Cojocari O, Meissner P. Resonant-tunnelling-diode oscillators operating at frequencies above 1.1 THz. Applied Physics Letters. 2011; 99(3): 233506-1– 233506-3. <https://doi.org/10.1063/1.3667191>
  10. Izumi R, Suzuki S, Asada M. 1.98 THz resonant-tunneling-diode oscillator with reduced conduction loss by thick antenna electrode. 2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves; 2017; Cancun, Mexico. p. 788–791. <https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2017.8066877>
  11. Lyakh A, Maulini R, Tsekoun A, Go R, Pflug C, Diehl L, et al. 3 W continuous-wave room temperature single-facet emission from quantum cascade lasers based on nonresonant extraction design approach. Applied Physics Letters. 2009; 95(14): 141113-1– 141113-3. <https://doi.org/10.1063/1.3238263>
  12. Zhang SY, Revin DG, Cockburn JW, Kennedy K, Krysa AB, and Hopkinson M.  $\lambda \sim 3.1$  mm room temperature InGaAs/AlAsSb/InP quantum cascade lasers. Applied Physics Letters. 2009; 94(3): 031106-1– 031106-3. <https://doi.org/10.1063/1.3073865>
  13. Rochat M, Ajili L, Willenberg H, Faist J, Beere H, Davies G, et al. Low-threshold terahertz quantum-cascade lasers. Applied Physics Letters. 2002; 81(8): 1381– 1383. <https://doi.org/10.1063/1.1498861>
  14. Kal'fa AA, Konoplyannikov SN, Poresch SB, Tager AS. Contact heating of electrons and dynamics of domains in short gunn diodes. Soviet physics. Semiconductors. 1981; 15(7): 784– 786.
  15. Eastman LF. Electron ballistic injection and extraction for very high efficiency, high frequency transferred electron devices. United States patent US 4,649,405. 1987 Mar 10.
  16. Friscourt MR, Rolland PA, Pernisek M. Heterojunction Cathode Contact Transferred Electron Oscillators. IEEE Electron Device Lett. 1985; 6(10): 497– 499. <https://doi.org/10.1109/edl.1985.26207>
  17. Eisele H, Naftaly M, Fletcher JR, Steenson DP, Stone MR. The Study of Harmonic-Mode Operation of GaAs TUNNETT Diodes and InP Gunn Devices Using a Versatile Terahertz Interferometer. Proceedings of the 15th International Symposium on Space Terahertz; 2004; Northampton, United States. p. 336– 400.
  18. Eisele H, Kamoua R. Submillimeter-wave InP Gunn devices. IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 2004; 52(10): 2371 - 2378. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2004.835974>
  19. Eisele H. Third-Harmonic Power Extraction From InP Gunn Devices up to 455 GHz. IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2009; 19(6): 416– 418. <https://doi.org/10.1109/LMWC.2009.2020044>
  20. García S, Pérez S, Íñiguez-De-La-Torre I, Mateos J, González T. Comparative Monte Carlo analysis of InP- and GaN-based Gunn diodes. Journal of Applied Physics. 2014; 115(4): 44510-1– 44510-7. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4863399>
  21. Papageorgiou V, Khalid A, Li C, Cumming DRS. Cofabrication of Planar Gunn Diode and HEMT on InP Substrate. IEEE Transactions on Electron Devices. 2014; 61(8): 2779 – 2784. <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2014.2331368>
  22. Morkoc H, editor. Handbook of Nitride Semiconductors and Devices. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim; 2009. 1311 p.
  23. Barry EA, Sokolov VN, Kim KW, Trew RJ. Terahertz generation in GaN diodes in the limited space-charge accumulation mode. Journal of Applied Physics. 2008; 103(12): 126101-1–126101-3. <https://doi.org/10.1063/1.2946717>
  24. Botsula OV, Prykhodko KH. Generation of electromagnetic oscillations of submillimeter range by GaIn1-zAs diodes using impact ionization. Journal of Nano- and Electronic Physics. 2019; 11(2): 02009-1 - 02009-5.
  25. Боцула ОВ, Приходько КГ, Шевченко ОР. Частотні можливості варизонних структур з ударною іонізацією на основі GaInAs. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія “Радіофізика та електроніка”. 2017; 27: 85–89.
  26. Adachi S. GaAs, AlAs, and AlxGa1-xAs: Material parameters for use in research and device applications.



- Journal of Applied Physics. 1985; 58(3): 1–29. <https://doi.org/10.1063/1.336070>
27. Vurgaftman I, Meyer JR, Ram-Mohan LR. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*. 2001; 89(11): 5815–5875. <https://doi.org/10.1063/1.1368156>
  28. Donmez O, Gunes M, Erol A, Arikan C, Balkan N, Schaff W. The role of dislocation-induced scattering in electronic transport in  $GaxIn1-xN$  alloys. *Nanoscale Research Letters*. 2012; 7: 490–490-6. <https://doi.org/10.1186/1556-276X-7-490>
  29. Piprek J, editor. *Nitride Semiconductor Devices Principles and Simulation*. Weinheim: Wiley-VCH; 2007. 519 p.
  30. Adachi S. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors*. Chichester: Wiley; 2009. 424 p.
  31. Rüdiger Q. *Gallium Nitride Electronics*. Berlin: Springer; 2008. 470 p.
  32. Siddiqua P, Hadi WA, Shur, MS, O’Leary SK. A 2015 perspective on the nature of the steady-state and transient electron transport within the wurtzite phases of gallium nitride, aluminum nitride, indium nitride, and zinc oxide: a critical and retrospective review. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. 2015; 26(7): 4475-4512.
  33. Morkoç H. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices Vol. 1: Materials Properties, Physics and Growth*. Weinheim: Wiley-VCH; 2008. 1257 p.

#### REFERENCES

1. Hangyo M. Development and future prospects of terahertz technology. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2015; 54(12): 120101-1–120101-16. <https://doi.org/10.7567/JJAP.54.120101>
2. Mittleman DM. Perspective: Terahertz science and technology. *Journal of Applied Physics*. 2017; 122(23): 230901-1–230901-12. <https://doi.org/10.1063/1.5007683>
3. Song HJ, Nagatsuma T, editors. *Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications*. Pan Stanfor, New York; 2015. 606 p.
4. Isogawa T, Kumashiro T, Song HJ, Ajito K, Kukutsu N, Iwatsuki K, et al. Tomographic Imaging Using Photonicallly Generated Low-Coherence Terahertz Noise Sources. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2012; 2(5): 485–492. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2012.2208745>
5. Chan WL, Daniel JA, Mittleman D. Imaging with Terahertz Radiation. *Reports on Progress in Physics*. 2007; 70(8): 1325–1379. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/70/8/R02>
6. Ahi K. Review of GaN-based devices for terahertz operation. *Optical engineering*. 2017; 56(9): 090901-1–090901-14. <https://doi.org/10.1117/1.OE.56.9.090901>
7. Köhler R, Tredicucci A, Beltram F, Beere H, Linfield E, Davies A, et al. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*. 2002; 417: 156–159. <https://doi.org/10.1038/417156a>
8. Suzuki S, Asada M, Teranishi A, Sugiyama H, Yokoyama H. Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature. *Applied Physics Letters*. 2010; 97(24): 242102-1– 242102-3. <https://doi.org/10.1063/1.3525834>
9. Feiginov M, Sydlo C, Cojocari O, Meissner P. Resonant-tunnelling-diode oscillators operating at frequencies above 1.1 THz. *Applied Physics Letters*. 2011; 99(3): 233506-1– 233506-3. <https://doi.org/10.1063/1.3667191>
10. Izumi R, Suzuki S, Asada M. 1.98 THz resonant-tunneling-diode oscillator with reduced conduction loss by thick antenna electrode. 2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves; 2017; Cancun, Mexico. p. 788–791. <https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2017.8066877>
11. Lyakh A, Maulini R, Tsekoun A, Go R, Pflug C, Diehl L, et al. 3 W continuous-wave room temperature single-facet emission from quantum cascade lasers based on nonresonant extraction design approach. *Applied Physics Letters*. 2009; 95(14): 141113-1– 141113-3. <https://doi.org/10.1063/1.3238263>
12. Zhang SY, Revin DG, Cockburn JW, Kennedy K, Krysa AB, and Hopkinson M.  $\lambda \sim 3.1$  mm room temperature InGaAs/AlAsSb/InP quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*. 2009; 94(3): 031106-1– 031106-3. <https://doi.org/10.1063/1.3073865>
13. Rochat M, Ajili L, Willenberg H, Faist J, Beere H, Davies G, et al. Low-threshold terahertz quantum-cascade lasers. *Applied Physics Letters*. 2002; 81(8): 1381– 1383. <https://doi.org/10.1063/1.1498861>
14. Kal’fa AA, Konoplyannikov SN, Poresh SB, Tager AS. Contact heating of electrons and dynamics of domains in short gunn diodes. *Soviet physics. Semiconductors*. 1981; 15(7): 784– 786.
15. Eastman LF. Electron ballistc enjection and extraction for very high efficiency, high frequency transferred electron devices. United States patent US 4,649,405. 1987 Mar 10.
16. Friscourt MR, Rolland PA, Pernisek M. Heterojunction Cathode Contact Transferred Electron Oscillators. *IEEE Electron Device Lett*. 1985; 6(10): 497– 499. <https://doi.org/10.1109/edl.1985.26207>
17. Eisele H, Naftaly M, Fletcher JR, Steenson DP, Stone MR. The Study of Harmonic-Mode Operation of GaAs TUNNETT Diodes and InP Gunn Devices Using a Versatile Terahertz Interferometer. *Proceedings of the 15th International Symposium on Space Terahertz*; 2004; Northampto, United States. p. 336– 400.

18. Eisele H, Kamoua R. Submillimeter-wave InP Gunn devices. *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. 2004; 52(10): 2371 - 2378. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2004.835974>
19. Eisele H. Third-Harmonic Power Extraction From InP Gunn Devices up to 455 GHz. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2009; 19(6): 416–418. <https://doi.org/10.1109/LMWC.2009.2020044>
20. García S, Pérez S, Íñiguez-De-La-Torre I, Mateos J, González T. Comparative Monte Carlo analysis of InP- and GaN-based Gunn diodes. *Journal of Applied Physics*. 2014; 115(4): 44510-1–44510-7. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4863399>
21. Papageorgiou V, Khalid A, Li C, Cumming DRS. Cofabrication of Planar Gunn Diode and HEMT on InP Substrate. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2014; 61(8): 2779 – 2784. <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2014.2331368>
22. Morkoc H, editor. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim; 2009. 1311 p.
23. Barry EA, Sokolov VN, Kim KW, Trew RJ. Terahertz generation in GaN diodes in the limited space-charge accumulation mode. *Journal of Applied Physics*. 2008; 103(12): 126101-1–126101-3. <https://doi.org/10.1063/1.2946717>
24. Botsula OV, Prykhodko KH. Generation of electromagnetic oscillations of submillimeter range by GaIn1-zAs diodes using impact ionization. *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2019; 11(2): 02009-1 - 02009-5.
25. Botsula OV, Prykhodko KH, Shevchenko OR. Frequency responses of graded-gap GaInAs-based structure with impact ionization. *Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics”*. 2017; 27: 85–89. [In Ukrainian].
26. Adachi S. GaAs, AlAs, and AlxGa1-xAs: Material parameters for use in research and device applications. *Journal of Applied Physics*. 1985; 58(3): 1–29. <https://doi.org/10.1063/1.336070>
27. Vurgaftman I, Meyer JR, Ram-Mohan LR. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*. 2001; 89(11): 5815–5875. <https://doi.org/10.1063/1.1368156>
28. Donmez O, Gunes M, Erol A, Arikan C, Balkan N, Schaff W. The role of dislocation-induced scattering in electronic transport in GaIn1-xN alloys. *Nanoscale Research Letters*. 2012; 7: 490-1–490-6. <https://doi.org/10.1186/1556-276X-7-490>
29. Piprek J, editor. *Nitride Semiconductor Devices Principles and Simulation*. Weinheim: Wiley-VCH; 2007. 519 p.
30. Adachi S. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors*. Chichester: Wiley; 2009. 424 p.
31. Rüdiger Q. *Gallium Nitride Electronics*. Berlin: Springer; 2008. 470 p.
32. Siddiqua P, Hadi WA, Shur, MS, O’Leary SK. A 2015 perspective on the nature of the steady-state and transient electron transport within the wurtzite phases of gallium nitride, aluminum nitride, indium nitride, and zinc oxide: a critical and retrospective review. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. 2015; 26(7): 4475-4512.
33. Morkoç H. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices Vol. 1: Materials Properties, Physics and Growth*. Weinheim: Wiley-VCH; 2008. 1257 p.