

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна  
Факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем  
Кафедра фізичної і біомедичної електроніки та комплексних інформаційних  
технологій

**ЗАТВЕРДЖУЮ**

Завідувач кафедри фізичної і біомедичної  
електроніки та комплексних інформаційних  
технологій

---

“\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2023 р.

**КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА  
МАГІСТРА**

**ДІОДИ ГАННА НА ОСНОВІ ВАРІЗОННИХ СТРУКТУР**

Виконав: студент II курсу магістратури  
групи РЕ – 61  
Спеціальності 176 Мікро та наносистемна техніка

Юрій ШАПОВАЛ

Керівник  
доктор фіз.-мат. наук,  
професор

Юрій АРКУША

Харків 2023

УДК: 621.382.2

### Реферат

Ю. С. Шаповал. Діоди Ганна на основі варизонних структур InBN і GaBN. Дипломна робота зі спеціальності - Мікро та наносистемна техніка. Харків, Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем, кафедра фізичної і біомедичної електроніки та комплексних інформаційних технологій, 2023, 16 рис., 4 табл., 41 сторінка, 12 посилань.

У роботі розглянуті енергетичні характеристики діодів Ганна на основі варизонних структур InBN і GaBN, діоди  $n^+n^-n^+$  структур на основі потрійних варизонних сполук InN-InBN-InN та GaN-GaBN-GaN. За допомогою чисельних експериментів отримано оптимізовані по напрузі залежності ефективності НВЧ-генерації від частоти для різних значень довжин активної області і варизонного шару, а також оптимальний розподіл бінарної складової BN в діодах.

UDK: 621.382.2

### Abstract

Yu. S. Shapoval. Hanna diodes based on InBN and GaBN varison. Thesis on radio physics and electronics. Kharkiv, V.N. Karazin Kharkiv National University, Faculty of Radiophysics, Biomedical Electronics and Computer Systems, Department of Space Radiophysics, 2023, 16 figures, 4 tables, 41 pages, 12 references.

GaN and InN semiconductors of wurtzite modification, diodes of  $n^+n^-n^+$  structures based on triple varison compounds InN-InBN-InN and GaN-GaBN-GaN are considered in the work. With the help of numerical experiments, voltage-optimized dependences of the efficiency of microwave generation on frequency were obtained for different values varison of the lengths of the active region and the varison layer, as well as the optimal distribution of the binary component of BN in diodes.

## ЗМІСТ

ВСТУП .....	4
1 ЕФЕКТ ГАННА .....	5
1.1 Огляд .....	5
1.2 Вимоги до зонної структури напівпровідників .....	5
1.3 Статичний ВАХ арсеніду галію .....	8
1.4 Нестабільність заряду в пристроях з негативним диференціальним опором.....	11
1.5 Генерація НВЧ коливань в діодах Ганна.....	27
2 РОЗРАХУНОК ДІОДІВ НА ОСНОВІ GAN ЗІ СТРУКТУРОЮ $n^+ - n^- - n - n^+$ .....	20
2.1 Загальна процедура моделювання.....	20
2.2 Методи знаходження залежності .....	22
2.2.1 Метод Монте-Карло .....	23
2.2.2 Метод усереднення.....	25
2.3 Трирівнева модель МПЕ у варизонних напівпровідниках .....	26
3 ДІОДИ ГАННА НА ОСНОВІ ВАРИЗОНОННИХ InBN І GaBN.....	29
3.1 Параметри дослідження .....	30
3.2 Методологія дослідження .....	32
3.3 Енергетичні та частотні характеристики.....	34
ВИСНОВКИ.....	40
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	41

## ВСТУП

Нітриди (GaN, AlN, InN) та їх сполуки в даний час широко використовуються в різних твердотільних пристроях, в тому числі в пристроях надвисокої частоти (НВЧ). Нітриди при високих напруженностях електричного поля мають негативну диференціальну провідність (НДП). У GaN НДП виникає при напруженості електричного поля  $E \geq 200$  кВ/см, в InN НДП виникає при  $E \geq 70$  кВ/см, в AlN НДП виникає при  $E \geq 400$  кВ/см.

Однак частотні можливості діодів Ганна обмежені швидкістю міждолинного перенесення електронів. Таким чином, кількість потужності, що виробляється діодом Ганна, різко зменшується при перевищенні частоти 100 ГГц. Тому постає актуальне завдання створення малогабаритних джерел в терагерцовому діапазоні.

Останнім часом розглядається можливість створення діодів з міждолинним перенесенням на основі нітридів (GaN, AlN, GaAlN). Наприклад, прогнозується, що використання GaN, що мають підвищену електричну потужність і короткий час перенесення електронів від центральної долини до бічної, збільшить частоту генерації діодів з негативною диференціальною провідністю і розширить діапазон, що покривається діодами на основі традиційних напівпровідників, до частот терагерцового діапазону (це частоти від 300 ГГц до 1000 ГГц).

Незважаючи на значну кількість публікацій на цю тему, багато питань, пов'язаних із застосуванням GaN, не вивчені, а результати, які публікуються, суперечливі. Значною мірою це стосується і частотних можливостей діодів на основі нітридів.

Метою роботи є дослідження впливу вмісту BN в області катодних контактів на нестабільність струму та вихідні характеристики трьохкомпонентних InN- та GaN-діодів.

# 1 ЕФЕКТ ГАННА

## 1.1 Огляд

Діод Ганна - це напівпровідниковий діод, що складається з однорідного напівпровідника, який генерує мікрохвильові коливання при прикладанні постійного електричного поля.

Фізичною основою реалізації таких властивостей в діоді є ефект Ганна, який полягає в генерації високочастотних коливань електричного струму в однорідному напівпровіднику з  $N$ - подібною вольт-амперною характеристикою.

Ефект Ганна був відкритий американським фізиком Дж. Ганном (J. Gunn) у 1963 році в кристалі арсеніду галію (GaAs). Ганн виявив, що при прикладанні електричного поля  $E$  ( $E_{\text{ПОР}} \geq 2-3$  кВ/см) до однорідних зразків арсеніду галію  $n$ -типу в зразку виникають спонтанні коливання струму. Пізніше він виявив, що якщо  $E > E_{\text{ПОР}}$  у зразку, зазвичай на катоді, виникає невелика область потужного поля - «домен», що дрейфує від катода до анода зі швидкістю  $\sim 10^7$  см/с. і зникає на аноді. Потім на катоді утворюється новий домен, і процес періодично повторюється. Момент виникнення домену відповідає падінню струму, що протікає через зразок. У момент зникнення домену на аноді відновлюється попереднє значення струму. Період коливань струму приблизно дорівнює часу польоту, тобто часу, необхідному для дрейфу домену від катода до анода.

## 1.2 Вимоги до зонної структури напівпровідників

Ефект Ганна спостерігається в багатодолинних (2 - 3) напівпровідниках, зона провідності яких складається з однієї нижньої долини і декількох верхніх долин.

Для того щоб при переході електронів між долинами виник негативний диференціальний опір, повинні бути дотримані наступні вимоги:

- середня теплова енергія електронів повинна бути значно менше

- енергетичної щілини між бічною і нижньою долинами зони провідності, так що при відсутності прикладеного зовнішнього електричного поля велика частина електронів знаходиться в нижній долині зони провідності;
- ефективні маси і рухливість електронів в нижній і верхній долинах повинні бути різними. Електрони нижньої долини повинні мати високу рухливість  $\mu_1$ , малу ефективну масу  $m_1^*$  і низьку щільність станів. У верхніх бічних долинах електрони повинні мати низьку рухливість  $\mu_2$ , велику ефективну масу  $m_2^*$  та високу щільність станів;
  - енергетичний проміжок між долинами повинен бути менше ширини забороненої зони напівпровідника, щоб до переходу електронів у верхні долини не сталося лавинного пробію.

З напівпровідникових матеріалів, що вивчаються і застосовуються, арсенід галію  $n$ -типу найбільше відповідає перерахованим вимогам.

Розглянемо міждолинний перехід електронів в арсеніді галію. Прикладемо електричне поле до однорідного зразка арсеніду галію. Якщо напруженість поля в зразку низька, то всі електрони знаходяться в нижній долині зони провідності (в центрі зони Бріллюена). Оскільки середня теплова енергія електронів значно менше енергетичної щілини між нижньою верхньою і нижньою долинами зони провідності, вони не переходять у верхню долину (рис. 1.2.1).

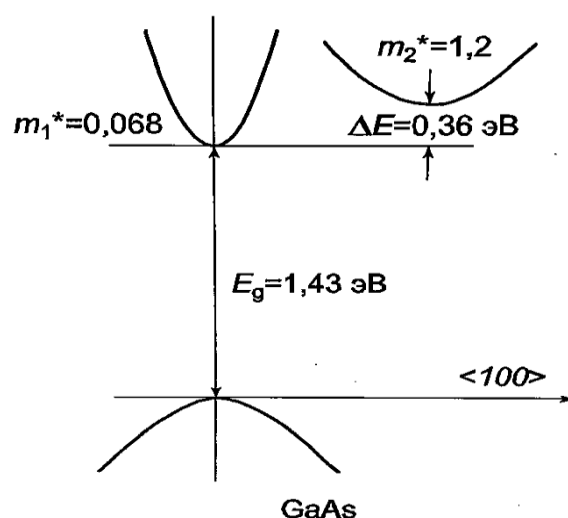


Рис. 1.2.1. Принципова схема, що показує енергію електрона як функцію хвильового числа в області мінімумів зони провідності арсеніду галію  $n$ -типу

Електрони нижньої долини мають малу ефективну масу  $m_1^*$  і високу рухливість  $\mu_1$ . Щільність струму, що протікає через зразок, визначається концентрацією електронів в нижній долині  $n_1$  ( $n_1 = n_0$ , де  $n_0$  – рівноважна концентрація електронів в напівпровіднику):

$$J = en_1 v_D = en\mu_1 E \quad (1.2.1)$$

Збільшимо прикладене електричне поле. Зі зростанням поля швидкість дрейфу електронів зростає. На вільній довжині шляху  $l$  електрони набувають енергію  $eEl$ , віддаючи менше енергії при зіткненні з фононами кристалічної решітки. Коли напруженість поля досягає порогового значення  $E_{\text{п}}$ , з'являються електрони, здатні переходити у верхню долину зони провідності.

Подальше збільшення поля призводить до збільшення концентрації електронів у верхній долині. Перехід від нижньої долини до верхньої супроводжується значним збільшенням ефективної маси і зменшенням рухливості, що призводить до зменшення швидкості дрейфу. При цьому на вольт-амперній характеристиці зразка з'являється область з негативним диференціальним опором (НДО) (рис. 1.2.2).

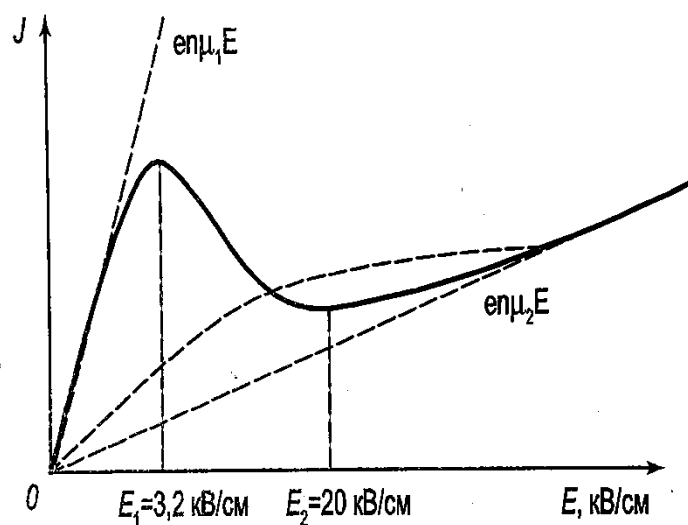


Рис. 1.2.2. *N*-подібна вольт-амперна характеристика:  $E$  - електричне поле, створене прикладеною різницею потенціалів;  $J$  - густина струму

Для того, щоб виник негативний диференціальний опір, необхідно, щоб більшість електронів одночасно переміщалися з центральної долини в бічну долину при пороговій напруженості електричного поля.

### 1.3 Статична ВАХ арсеніду галію

Отримаємо залежність швидкості дрейфу електронів від поля  $v_D(E)$  для випадку негативного диференціального опору.

Диференціюючи рівняння  $J = e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E = en_0v_D(E)$  за напруженістю електричного поля, отримаємо:

$$\frac{dJ}{dE} = en_0 \frac{dv_D}{dE} \quad (1.3.1)$$

Припустимо, що рухливість  $\mu_1$  і  $\mu_2$  не залежать від поля і що локальний розподіл електронів між мінімумами миттєво слідує за змінами поля як в часі, так і в просторі. У арсеніда галію, в якому міждолинні переходи електронів визначаються процесами розсіювання на оптичних фонах, ефективний час розсіювання становить  $10^{-12}$  сек. Тому для робочих частот близько 10 ГГц і нижче міждолинні переходи можна вважати миттєвими.

Для концентрації  $n_1$  і  $n_2$  можна записати:

$$\begin{aligned} n_1 &= n_0(1 + F^k)^{-1}; \\ n_2 &= n_0F^k(1 + F^k)^{-1}, \end{aligned} \quad (1.3.2)$$

де  $n_0 = n_1 + n_2$ .

Середня швидкість при заданій напруженості поля дорівнює:

$$\begin{aligned} v_D(E) &= \frac{J}{en_0} = \frac{e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E}{e(n_1 + n_2)} = \\ &= \frac{(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E}{n_1 + n_2} = \frac{\mu_1 E(1 + BF^k)}{1 + F^k}. \end{aligned} \quad (1.3.3)$$

На рис. 1.3.1 показана швидкість дрейфу як функція напруженості електричного поля, обчислена за співвідношенням (1.3.1) для арсеніду галію.

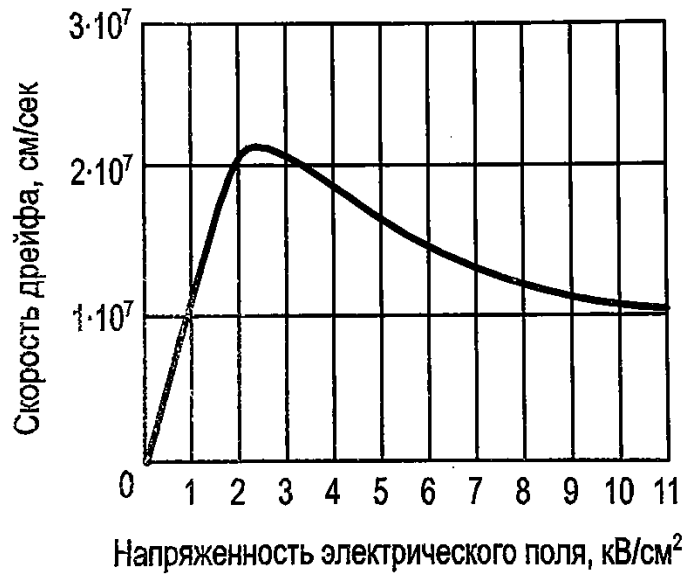


Рис. 1.3.1. Залежність швидкості дрейфу від напруженості поля для GaAs

За експериментальними даними, порогова напруженість поля  $E_{п}$ , при якому починається ділянка НДО, дорівнює  $\sim 3,2$  кВ/см. Величина рухливості при низьких полях дорівнює  $\sim 8000$  см<sup>2</sup>/В·с, початкове значення диференціальної негативної рухливості  $\sim 2400$  см<sup>2</sup>/В·с. Напруженість поля, при якому закінчується ділянка НДО, становить приблизно 20 кВ/см.

Припустимо, що електронна температура ( $T_e$ ) в обох долинах однакова. Тому, використовуючи статистику Максвелла-Больцмана, пишемо:

$$\frac{n_2}{n_1} = \left(\frac{M_2}{M_1}\right) \left(\frac{m_2^*}{m_1^*}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{21}}{kT_e}\right), \quad (1.3.4.)$$

де  $m_1^*$ ,  $m_2^*$  - ефективна маса в долинах,  $n_1$ ,  $n_2$  - концентрації електронів в долинах,  $M_2$  - число верхніх долин,  $M_1$  - число нижніх долин.

$$\left\{ GaAs: M_1 = 1, M_2 = 4, m_1^* = 0,067m_0, m_2^* = 0,55m_0, \left(\frac{M_2}{M_1}\right) \left(\frac{m_2^*}{m_1^*}\right)^{3/2} = 94 \right\}.$$

Тепер маємо:

$$v_D(E) = \frac{(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E}{n_1 + n_2} \cong \frac{\mu_1 E}{1 + \frac{n_2}{n_1}}, (\mu_1 \gg \mu_2); \quad (1.3.5)$$

$$v_D(E) = \frac{\mu_1 E}{1 + \left(\frac{M_2}{M_1}\right) \left(\frac{m_2^*}{m_1^*}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{21}}{kT_e}\right)}. \quad (1.3.6)$$

Отримаємо вираз для температури електрона. Скористаємося умовою балансу енергії, отриманої електронами в електричному полі за одиницю часу і втраченої при цьому внаслідок зіткнень з фононами:

$$eEv_D = \frac{3k(T_e - T)}{(2\tau_e)}, \quad (1.3.7)$$

$\tau_e$  – час енергетичної релаксації ( $\sim 10^{-12}$  с).

$$T_e(E) = T + \frac{2e\tau_e\mu_1 E^2 / (3k)}{1 + \left(\frac{M_2}{M_1}\right) \left(\frac{m_2^*}{m_1^*}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{21}}{kT_e}\right)}. \quad (1.3.8)$$

На рис. 1.3.2 показана розрахункова залежність швидкості дрейфу електронів в GaAs при різних температурах, що ілюструє ефект температурної залежності рухливості в обох мінімумах.

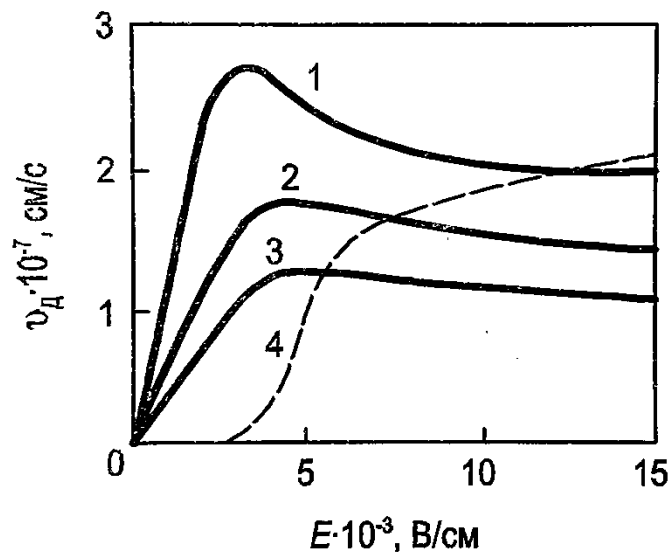


Рис. 1.3.2. Залежність дрейфової швидкості електронів в GaAs від  $E$  при  $T$ , К: 1 - 200, 2 - 300, 3 - 350. Крива 4 - заселенність верхньої долини при 300 К

#### 1. 4. Нестабільність заряду в пристроях з негативним диференціальним опором

Розглянемо одноріднолегований електронний напівпровідник з омичними контактами, до якого прикладена різниця потенціалів (рис. 2.4.1). Створюване в ньому електричне поле буде  $E = E_{\text{п}}$ . Припустимо, що внаслідок теплової флуктуації група електронів змістилася в бік катода щодо нерухомих іонізованих донорів.

Отримана надлишкова концентрація електронів повинна змінюватися в часі відповідно до співвідношення:

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_M}\right), \quad (1.4.1)$$

що є законом релаксації основних носіїв заряду в напівпровіднику.

Якби напруженість електричного поля в результуючій дипольній області була меншою за  $E_{\text{л}}$ , то час релаксації Максвелла дорівнювало б:

$$\tau_M = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\sigma} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{en_0 \mu_1}. \quad (1.4.2)$$

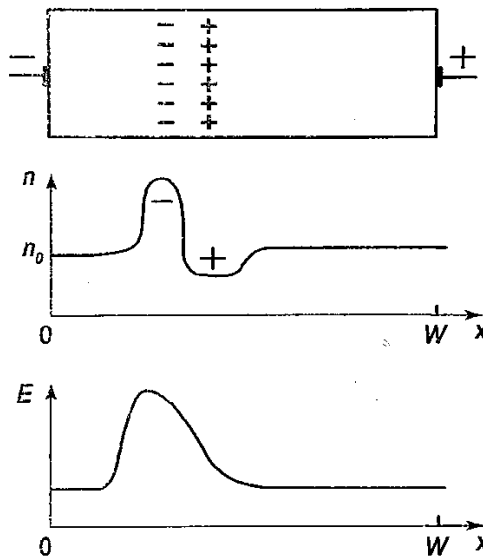


Рис. 1.4.1. Розподіл об'ємного заряду і напруженості поля на зображенні при формуванні області сильного поля

Фактично в області результуючого об'ємного заряду напруженість поля збільшиться і стане більше  $E_{\text{п}}$ . Тому у виразі для  $\tau_M$  позитивної питомої провідності необхідно замінити питомою негативною диференціальною провідністю,  $\tau_M \sigma_- = e n_0 \mu_-$ , де  $\mu_-$  – негативна диференціальна рухливість, відповідна області характеристики напруги з негативною диференціальною провідністю. Таким чином,

$$\tau_M = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{e n_0 \mu_-}. \quad (1.4.3)$$

з формул для  $\Delta n(t)$  та  $\tau_M$  випливає, що в зразку з негативною диференціальною провідністю початкове теплове коливання концентрації електронів не повинно зменшуватися зі збільшенням  $t$ , а повинно збільшуватися, так як  $\mu_- < 0$ .

Цей факт пояснюється наступними обставинами. В області дипольного об'ємного заряду напруженість електричного поля збільшиться і стане більше порогового значення, в той час як в іншій вибірці  $E$  трохи зменшиться і стане менше  $E_{\text{п}}$ , так як напруга, прикладена до зразка, підтримується постійним. В результаті швидкість дрейфу електронів і щільність струму в області об'ємного заряду зменшаться, а в решті вибірки трохи зміниться. Це призведе до подальшого збільшення концентрації електронів в лівій частині об'ємного заряду (за рахунок їх відтікання від катода) і концентрації некомпенсованих донорів з правого боку за рахунок відходу швидких електронів від правої межі до анода. Цей процес припиниться, і дипольний шар досягне стійкої конфігурації, де щільність струму всередині і зовні буде однаковою і буде відповідати точкам вольтамперної характеристики, що лежать за межами області негативною диференціальною провідності (наприклад, точки  $E = E_{\text{В}}$  та  $E = E_{\text{Д}}$ ) (рис. 1.4.2).

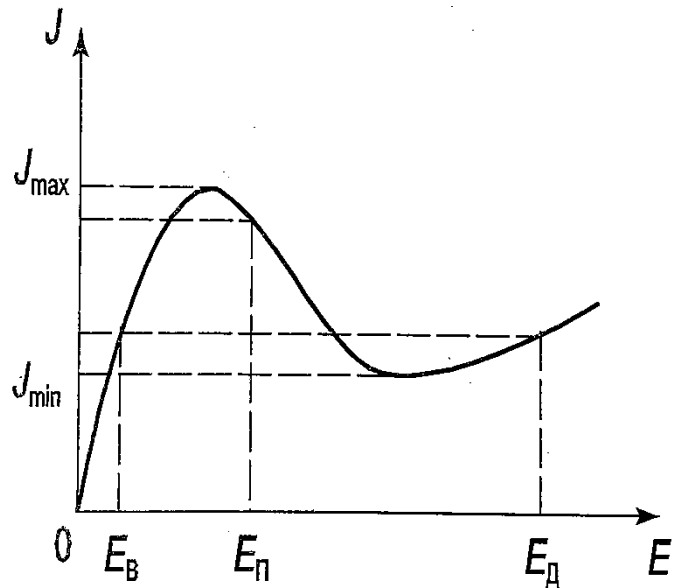


Рис. 1.4.2. ВАХ діода Ганна

Зменшення сили струму в ланцюзі при формуванні домену сильного поля обумовлено різким зменшенням рухливості електронів в ній та, отже, збільшенням опору зразка. Найбільш стійкий стан домену відповідає мінімальній потужності, споживаної зразком від джерела живлення, тобто, коли щільність струму в зразку має мінімально можливе значення -  $J_{\min}$ . Тоді максимальна напруженість поля в межах домену сильного поля дорівнюватиме  $E_{\text{Д}}$ , а поза ним -  $E_{\text{В}}$ . Ширину або товщину домену ( $d_{\text{Д.М.}}$ ) можна оцінити, виходячи з того, що падіння напруги на зразку до та після формування домену однакове,

$$U = E_{\text{И}}W = E_{\text{Д}}d_{\text{Д.М.}} + E_{\text{В}}(W - d_{\text{Д.М.}}), \quad (1.4.4)$$

де початкова напруженість поля  $E_{\text{И}} = E_{\text{П}}$ ,  $W$  - довжина вибірки.

$$d_{\text{Д.М.}} = \frac{E_{\text{И}} - E_{\text{В}}}{E_{\text{Д}} - E_{\text{В}}} W. \quad (1.4.5)$$

Розподіл напруженості електричного поля в області залежить від концентрації електронів у даному зразку. При великому  $n_0$  максимум  $E$

розташовується в центрі домену та залежність  $E$  від  $x$  має симетричний вигляд. Якщо  $n_0$  мала, то крива  $E = f(x)$  приймає форму, близьку до прямокутного трикутника.

У процесі формування та після його завершення дипольний домен дрейфує від катода до анода. Якщо припустити, що домен виникає на катоді через неоднорідність розподілу домішок, то протягом прольоту

$$t_{\text{пр}} = W/\bar{v}_d,$$

де  $\bar{v}_d$  - середня швидкість дрейфу домену, домен досягне анода і зникне. Після цього в зразку відновиться однорідний розподіл поля і вихідне (до формування домену) значення струму. Потім за рахунок теплових коливань на катоді почне утворюватися наступний домен і так далі. Періодично повторювані процеси доменування на катоді і його розсмоктування на аноді приведуть до відповідної зміни опору зразка і сили струму.

Для того щоб початкове теплове коливання концентрації електронів помітно зросло, необхідний інтервал часу більше  $\tau_M$ . Отже, періодична зміна сили струму через зразок буде відбуватися тільки тоді, коли  $t_{\text{пр}} > \tau_M$  або

$$n_0 W > \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \bar{v}_d}{e |\mu_-|}. \quad (1.4.7)$$

Ця невідповідність називається критерієм Кремера.

Для арсеніду галію та фосфіду індію  $\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \bar{v}_d}{e |\mu_-|} \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Режим роботи діода Ганна на ефекті міждолинного переходу електронів, при якому виконується нерівність

$$n_0 W > 10^{12} \text{ см}^{-2}, \quad (1.4.8.)$$

називається режимом прольоту. Для його реалізації необхідно підключити діод до паралельного резонансного контуру, наприклад, до високодобротного НВЧ-генератора, налаштованого на частоту стрибка. ( $f = \bar{v}_d/W$ ) У режимі прольоту на кривій струм-час будуть спостерігатися різкі сплески, якщо довжина вибірки

значно більша за ширину домену (рис. 1.4.3). Для отримання форми струмової хвилі, близької до синусоїдальної, необхідно зменшити довжину вибірки або збільшити ширину домену. Ширину домену можна збільшити, зменшивши концентрацію електронів ( $n_0$ ) у зразку.

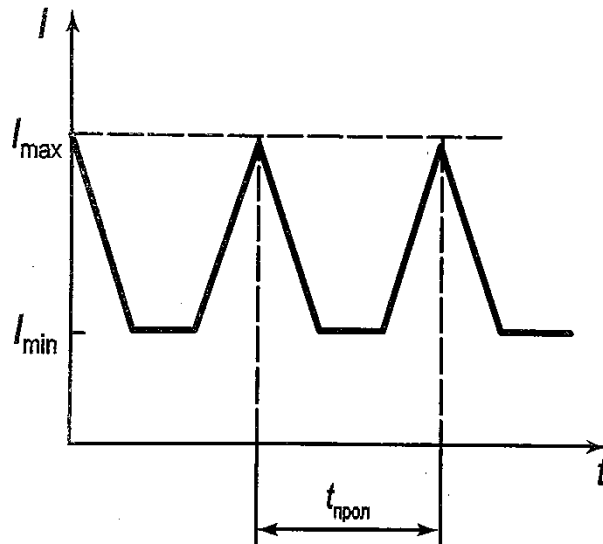


Рис. 1.4.3. Співвідношення струму та часу під час роботи діода Ганна в режимі прольоту

При роботі діода в резонаторі, крім постійного зовнішнього зміщення, на нього подається ще й НВЧ-поле, яке виникає в резонаторі внаслідок коливань струму, що протікає через діод. Припустимо, що НВЧ-поле змінюється в часі відповідно до гармонійного закону, і резонатор налаштований на частоту, вищу за частоту стрибка ( $f > \bar{v}_d/W$ ). Тоді при досить великій амплітуді НВЧ поля дипольний домен в зразку може розчинятися, не доходячи до анода. Для цього необхідно, щоб в напівперіод, коли вектори постійної напруженості НВЧ поля протилежні, сумарна напруженість поля була б менше  $E_{п}$ , а тривалість напівперіоду - більше  $\tau_M$ , що відповідає позитивній рухливості. З точністю до числового коефіцієнта останню умову можна записати так:  $f^{-1} > \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{en_0 \mu_1}$ , або

$$\frac{n_0}{f} > \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{en_0 \mu_1}. \quad (1.4.9)$$

Для GaAs та InP  $\frac{n_0}{f} > 10^4$  с/см<sup>3</sup>. Отримана нерівність є умовою реалізації режиму роботи діода з придушенням домену. У цьому режимі в кожному «позитивному» напівперіоді НВЧ-поля в діоді  $E > E_{\Pi}$  і на катоді генерується домен, а в кожному «негативному» напівперіоді він поглинається на шляху до анода. Таким чином, генерація змінного струму в цьому випадку відбувається з частотою визначаються параметрами резонансного контуру. Якщо зробити так, щоб дві нерівності виникали одночасно:

$$\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{e \mu_1} < \frac{n_0}{f} < \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{e |\mu_-|} \quad (1.4.10)$$

тоді діод Ганна буде працювати в режимі обмеженого об'ємного накопичення заряду (ООНЗ). Для GaAs та InP  $10^4 < \frac{n_0}{f} < 10^5$  с/см<sup>3</sup>. Так як в отриманому нерівності період НВЧ сигналу менше  $\tau_M$ , що відповідає негативної диференціальної рухливості, то в напівперіод, коли  $E > E_{\Pi}$ , сильний польовий домен не встигає повністю сформуватися, а в наступному напівперіоді ( $E < E_{\Pi}$ ) розчиняється повністю. При цьому буде відбуватися збільшення опору вибірки в одному напівперіоді НВЧ-сигналу та його зниження в іншому, що обумовлює ефективну генерацію електроенергії на частоті, що визначається параметрами зовнішнього ланцюга.

## 1. 5 Генерація НВЧ коливань в діодах Ганна

Як і будь-який НВЧ-генератор, генератор Ганна характеризується потужністю, що виробляється, довжиною хвилі або частотою генерованих коливань, коефіцієнтом корисної дії, рівнем шуму та іншими параметрами. Безперервна вихідна потужність генераторів Ганна в режимі прольоту зазвичай становить від десятків до сотень міліват, а в імпульсному режимі досягає сотень ват.

Робоча частота в режимі стрибка обернено пропорційна довжині або товщині високоомної частини кристалу ( $f = v/l$ ). Залежність між виробленою

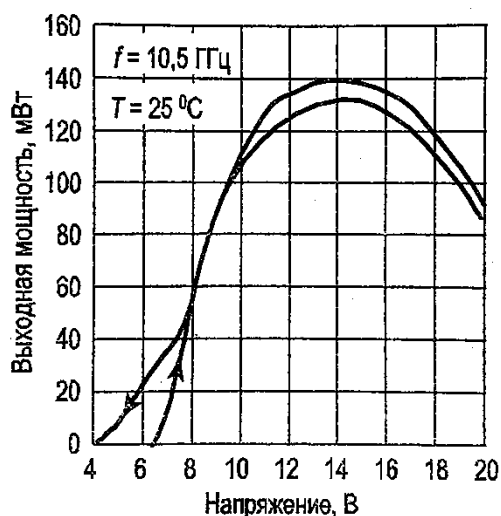
потужністю і частотою можна представити у вигляді:

$$P = \frac{U^2}{z} = \frac{E^2 l^2}{z} = \frac{E^2 v^2}{z f^2} \sim \frac{1}{f^2} \quad (1.5.1)$$

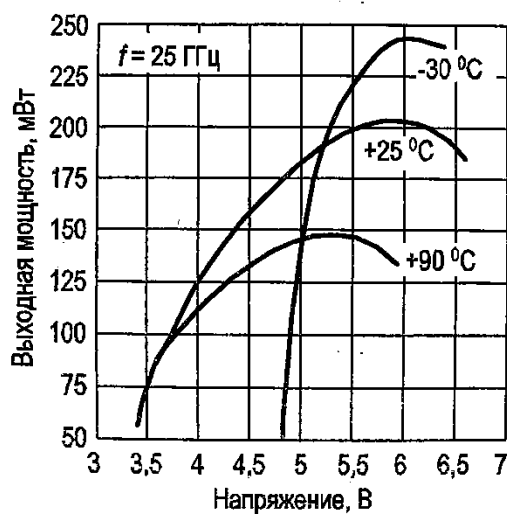
Потужність створюваних НВЧ-коливань залежить від імпедансу  $z$  або від площі робочої частини повноцінного напівпровідникового шару. Наведене співвідношення вказує на те, що очікувана зміна потужності з частотою пропорційна  $1/f^2$ .

Верхня межа робочої частоти діодів Ганна становить сотні гігагерц (рис. 2.5.1). Генератори Ганна з арсеніду галію можуть генерувати мікрохвильові коливання від 1 до 50 ГГц. Деяко вищі частоти були отримані на генераторах Ганна з фосфіду індію через високі значення максимальних швидкостей електронів, але якість приладів з цього матеріалу значно нижче через недостатню розвиненість технології виготовлення матеріалу. Перевагою фосфіду індію перед арсенідом галію є більш високе значення порогової напруженості електричного поля (10,5 і 3,2 кВ/см відповідно). Це повинно дати можливість створити генератор Ганна з більш високою вихідною потужністю. Для створення великих частот генерованих коливань інтерес представляють потрійні сполуки GaInSb, так як вони мають високі дрейфові швидкості електронів.

Типичная зависимость генерируемой диодом Ганна мощности от приложенного напряжения



Зависимость генерируемой диодом Ганна мощности от приложенного напряжения и температуры



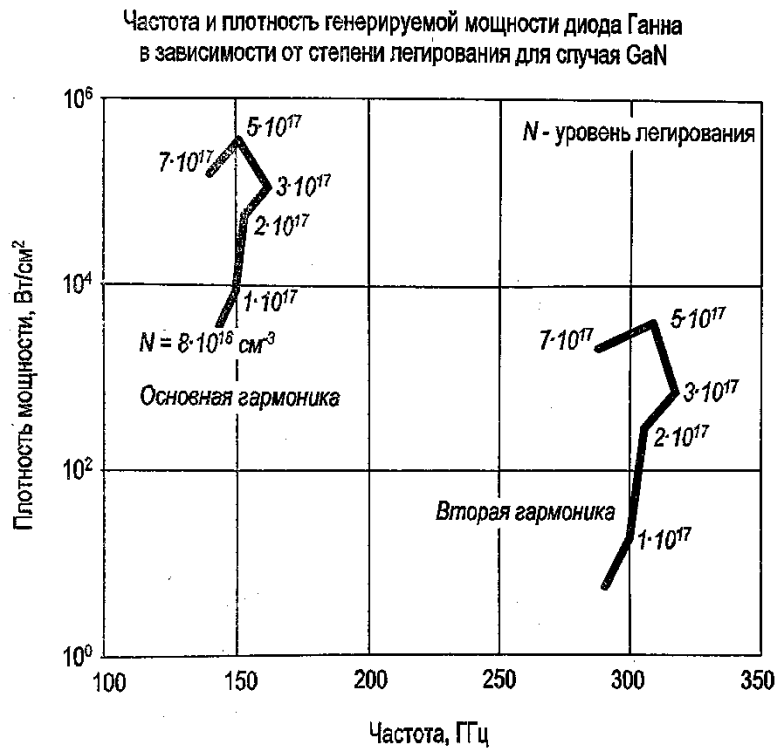


Рис. 1.5.1. Приклады характеристик диодов Ганна

Ефект Ганна спостерігається, крім GaAs і InP, в електронних напівпровідниках CdTe, InSb, InAs, ZnS і ін., а також в Ge з дірковою провідністю.

ККД генераторів Ганна може варіюватися (від 1 до 30%), так як технології виготовлення приладів і якість вихідного напівпровідникового матеріалу істотно відрізняються.

У зв'язку з можливою наявністю декількох неоднорідностей в кристалі генератора Ганна зародження домену може відбуватися в різний час на різних відстанях від анода. Тому частота коливань буде змінюватися, тобто можуть виникати частотні шуми. Крім частотних шумів, в генераторах Ганна існують амплітудні шуми, основною причиною яких є коливання швидкостей електронів. Зазвичай амплітудний шум в генераторах Ганна невеликий, так як швидкість дрейфу в сильних електричних полях, які існують в цих пристроях, насичена і при зміні електричного поля змінюється незначно.

Важливим питанням для практичного застосування генераторів Ганна є можливість їх перебудови частоти в досить широкому діапазоні. З принципу

роботи генератора Ганна зрозуміло, що його частота повинна слабо залежати від прикладеної напруги. Зі збільшенням прикладеної напруги товщина домену трохи збільшується, а швидкість його руху змінюється незначно. В результаті при зміні напруги від порога до пробою частота збільшується лише на десяти частки відсотка. Термін служби генераторів Ганна відносно невеликий, що пов'язано з одночасним впливом таких факторів, як сильне електричне поле і перегрів кристала через потужності, що виділяється в ньому.

## 2.1 Загальна процедура моделювання

Зонна діаграма нітридів, зокрема GaN (вюрцитова решітка) показана на (Рис. 2.1.1). Електрони при нагріванні електричним полем переносяться з  $\Gamma$ -долини, розташованої в центрі зони Бріллюена, в L-M долину і  $\Gamma$ -долину над  $\Gamma_1$ -долиною. Всі ці перенесення електронів враховуються при розрахунку залежностей частоти від швидкісного поля в діапазоні частот. A-долини розташовані вище за енергією над L-M долинами і не були враховані при розрахунках.

При розрахунках враховувалися всі основні механізми розсіювання електронів: акустичний, полярно-оптичний, домішковий, п'єзоелектричний, міждолинний і еквівалентний міждолинний. П'єзоелектричне розсіювання в нітридах істотно впливає на залежності швидкісного поля при постійній напруженості електричного поля і, природно, буде впливати і на частотну межу негативної диференціальної провідності, зменшуючи її. Враховувався і непараболічний характер долин.

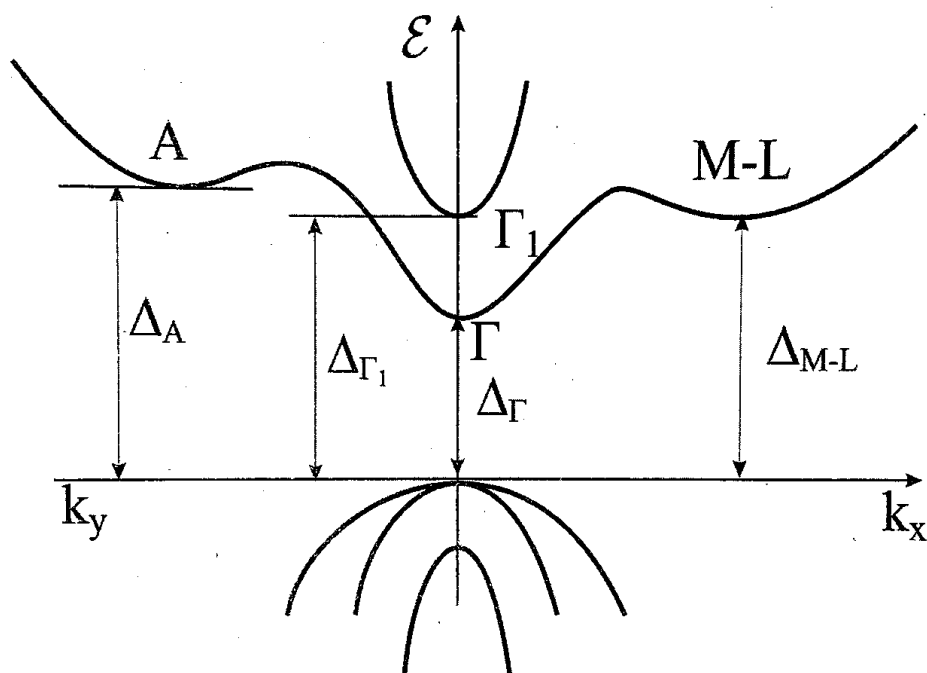


Рис. 2.1.1. Зонна структура GaN.

Всі основні параметри GaN та InN наведені в таблицях 2.1.1 та 2.1.2

Таблиця 2.1.1. Параметри GaN

Параметр			
Постійна решітки, °А	3,189	Енергія оптичного фонона, мВ	91,2
П'єзоелектричні постійні, Кл/м <sup>2</sup>		Швидкість звуку, см/с	4,33·10 <sup>5</sup>
$E_{33}$	0,44	Оптична діелектрична постійна	5,35
$E_{31}$	-0,22	Статична діелектрична постійна	8,9
$E_{15}$	-0,22	Щільність, кг/м <sup>3</sup>	6150
Долинна залежність параметрів			
		Г-Долина	L-М-Долини
Потенціал акустичної деформації (еВ)		10,1	10,1
Ефективна вага ( $m^*/m_0$ )		0,2	0,4
Непараболічність (еВ <sup>-1</sup> )		0,189	0,065
Енергетичний розрив ( $\Delta$ ),(еВ)		3,5	5,59
Оптичний потенціал деформації (еВ/см)		1	1
Оптична фононна енергія (еВ)		91,2	91,2
Міждолинний деформаційний потенціал (10 <sup>9</sup> еВ/см)			
Г		0	1,0
L-М		1,0	1,0
Г <sub>1</sub>		1,0	0
Міждолинна енергія фононів (еВ)			
Г		0	0,06584
L-М		0,06584	0,06584
Г <sub>1</sub>		0,06584	0
Кількість еквівалентних долин		1	6

Таблиця 2.1.2. Параметри InN

Параметр			
Щільність, кг/м <sup>3</sup>	6810	Швидкість звуку, см/с	6,238·10 <sup>5</sup>
Константа електромеханічного зв'язку $K_p^2$	0,255343	Оптична діелектрична постійна Статична діелектрична постійна	8,4 15,3
Долинна залежність параметрів			
		Г-Долина	М-L-Долини
			А-Долина
Потенціал акустичної деформації (eВ)		7,1	7,1
Ефективна вага ( $m^*/m_0$ )		0,11	1,0
Непараболічність (eВ <sup>-1</sup> )		0,419	0
Енергетичний розрив ( $\Delta$ ), (eВ)		1,89	4,09
Міждолинний деформаційний потенціал (10 <sup>9</sup> eВ/см)		1	1
Міждолинна енергія фононів (eВ)		0,0726	0,0726
Кількість еквівалентних долин		1	2

## 2. 2 Методи знаходження залежності.

Найважливішою залежністю напівпровідника з міждолинним переносом електронів є залежність середньої дрейфової швидкості електронів від напруженості електричного поля  $V(E)$ . Ця залежність для GaAs будується шляхом розрахунку. Основним методом, який використовується для знаходження залежності  $V(E)$  – розв'язання кінетичного рівняння Больцмана.

Кінетичне рівняння Больцмана записується для нерівноважної функції розподілу електронів за енергією  $f_i$  в кожній долині у вигляді:

$$\left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right) = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_E + \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_{on} + \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_{ak} + \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_{N_0} + \sum_{i \neq j} \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_{ij} + \sum_{j \neq j'} \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_{jj'} \quad (2.2.1)$$

ліворуч – загальна зміна функції розподілу в часі; праворуч – зміна функції

розподілу в часі під дією електричного поля  $E$  і розсіювання на оптичних, акустичних фонах, розсіювання на домішках, міждолинного й еквівалентного міждолинного розсіювання ( $ij, jj'$ ). Знаходження функції розподілу можливе методом Монте-Карло або методом усереднення за концентрацією, імпульсом та енергією.

### 2. 2. 1 Метод Монте-Карло

Сутність методу – моделювання руху електрона в імпульсному просторі під дією електричного поля й актів розсіювання. Рух електрона в імпульсному просторі та вид розсіювання носять випадковий характер, також як і кінцевий стан електрона після розсіювання за енергією та імпульсом. Після визначення моменту розсіювання, визначення механізму розсіювання й кінцевого стану електрона за  $\varepsilon$  та  $\vec{k}$  та підрахунку часу, що проводить електрон у кожному елементарному об'ємі імпульсного простору, можна визначити функцію розподілу  $f(\vec{k})$  та дрейфову швидкість електрона:

$$V = \int_{\vec{k}} V_k f(\vec{k}) d\vec{k}', \quad (2.2.1.1)$$

де  $V_k$  – швидкість електрона в стані  $\vec{k}$ .

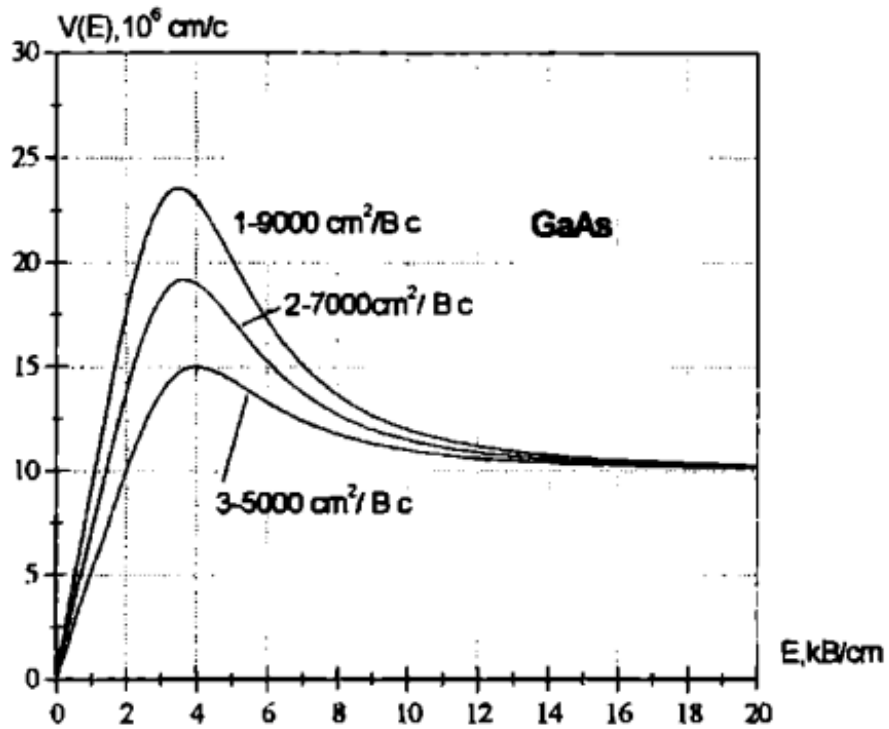


Рис. 2.2.1.1. Залежність дрейфової швидкості електронів від електричного поля в GaAs при різних рухах електронів

Визначена залежність  $V(E)$  для GaAs показана на рис. 2.2.1.1 – граничне поле  $E_{\Pi} = 3,3$  кВ/см, максимальна швидкість дрейфу  $V_{\Pi} = 2,25 \cdot 10^7$  см/с, мінімальна швидкість дрейфу  $V_{min} = 10^7$  см/с, НДП спостерігається на ділянці 3,3...12...12 кВ/см. Аналогічні залежності але з іншими параметрами мають й інші напівпровідники з міждолинним переносом електронів (In, InAs, InSb, Ga та сполуки напівпровідників  $A_3B_5$ ).

На низьких частотах при розрахунках приладів з міждолинним переносом електронів залежність  $V(E)$  може бути представлена у вигляді апроксимації:

$$V(E) = \frac{\mu_0 E + V_S \left(\frac{E}{E_0}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^4}, \quad (2.2.1.2)$$

де  $\mu_0 = 5 \dots 9 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/(В·с),  $V_S = 10^7$  см/с,  $E_0 = 4$  кВ/см для GaAs.

## 2. 2. 2 Метод усереднення.

У цьому методі передбачається, що центральна й бічна долини, в яких йде перенос електронів, сферично симетричні, та функція розподілу електронів має вигляд зміщеного розподілу Максвелла-Больцмана. Ця функція, нормована на концентрацію  $n_i$  (концентрація в  $i$ -долині) записується у вигляді:

$$f_i(\vec{k}) = \frac{n_i}{(2\pi m_i k T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\hbar^2(\vec{k}-\vec{k}_i)^2}{2m_i k T_i}\right), \quad (2.2.2.1)$$

де  $\hbar\vec{k}_i = \vec{p}_i$ ;  $T_i$  – імпульс зміщення й ефективна температура електронів в  $i$ -долині.

У кожній з долин справедливе співвідношення  $\hbar^2\vec{k}^2 \ll 2m_i k T_i$ . Усереднення кінетичного рівняння проводиться у наступний спосіб:

$$\int_i \frac{\partial f_i}{\partial t} \varphi_i(\vec{k}) d\vec{k} = \int_i \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_E \varphi_i(\vec{k}) d\vec{k} + \int_i \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_{CT} \varphi_i(\vec{k}) d\vec{k}. \quad (2.2.2.2)$$

Щоб знайти концентрацію  $n_i$ , імпульс  $p_i$ , та енергію або ефективну температуру  $T_i$ , функції  $\varphi_i(\vec{k})$  надають, відповідно, значення  $1, \vec{k} - \vec{k}_i, \varepsilon(\vec{k})$ . У результаті усереднення для кожної з долин отримаємо рівняння для  $n_i, \vec{k}_i$  та  $T_i$ .

Якщо долини розділені одним інтервалом за енергією й перенос електронів йде тільки між ними, модель називається дворівнева. Якщо в переносі електронів беруть участь і долини іншого напрямку – триврівнева.

Для дворівневої моделі маємо наступну систему рівнянь:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\sum_{i \neq j} n_i A_i(T_i) + \sum_{i \neq j} n_j A_j(T_j), \quad (2.2.2.3)$$

$$\frac{\partial(n_i k_i)}{\partial t} = \alpha_i n_i E - n_i k_i B_i(T_i, T_j), \quad (2.2.2.4)$$

$$\frac{\partial(n_i E_i)}{\partial t} = \beta_i n_i k_i E + \sum_{i \neq j} n_j C_j'(T_j) - n_i C_i'(T_i) \quad (2.2.2.5)$$

Індекси  $i, j$  відносяться, відповідно, до нижньої й верхньої долини, або навпаки, коли запис йде для верхніх долин:  $\alpha_i = e/\hbar, \dots \beta_i = 2e\hbar/3kT_i$ .

Коефіцієнти  $A, B, C$  складаються зі зворотних часів релаксації для розсіювання на оптичних, неполярних оптичних, акустичних фононах, розсіювання на домішках і міждолинного розсіювання.

Таким чином для дворівневої моделі отримуємо 6 рівнянь, для трирівневої – 9 рівнянь.

У стаціонарному випадку ліві частини рівнянь дорівнюють нулю. Система рівнянь спрощується, з неї визначаються концентрації в долинах ті залежність дрейфової швидкості від напруженості електричного поля:

$$V(E) = \frac{\mu_\Gamma n_\Gamma + \mu_L 4n_L}{n_\Gamma + 4n_L}. \quad (2.2.2.6)$$

У  $\Gamma - L$  моделі концентрації множаться на 4 еквівалентні долини. У  $\Gamma - X$  моделі – на 3 еквівалентні долини.

Розв'язання системи рівнянь (2.2.2.3) – (2.2.2.5) можливе лише чисельними методами, що пов'язано зі складністю визначення коефіцієнтів у рівняннях.

## 2. 3 Трирівнева модель МПЕ у варизонних напівпровідниках.

Трирівнева модель МПЕ представляє собою систему рівнянь що складається з: рівняння безперервності (2.3.1); рівняння струму (2.3.2); рівняння балансу енергії (2.3.3) для кожної з трьох нееквівалентних долин зони провідності напівпровідника та рівняння Пуассона (2.3.4). Детально ця модель пояснена у статті [12].

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{\nabla \vec{j}_i}{e} + \frac{n_j}{\tau'_{nji}} + \frac{n_l}{\tau'_{nli}} - \frac{n_i}{\tau_{nij}} - \frac{n_i}{\tau_{nil}}, \quad (2.3.1)$$

$$\vec{j}_i = n_i \mu_i \nabla(x_i - \varphi) - \mu_i k_B [\nabla(n_i T_i) - 1.5 n_i T_i \nabla \ln(m_i)], \quad (2.3.2)$$

$$\frac{3}{2} k_B \frac{\partial n_i T_i}{\partial t} = \frac{\vec{j}_i \nabla(x_i - \varphi)}{e} - \frac{5 k_B}{2e} \nabla(\vec{j}_i T_i) + \frac{3}{2} k_B \left( \frac{n_j T_j}{\tau'_{E,ji}} + \frac{n_l T_l}{\tau'_{E,li}} - \frac{n_i T_i}{\tau_{E,i}} \right), \quad (2.3.3)$$

$$\nabla(\varepsilon \vec{E}) = 4\pi e (n_i + n_j + n_l - n_0), \quad (2.3.4)$$

В цих рівняннях індекси  $i, j$  та  $l$  – три нееквівалентні долини. Рівняння записані для  $\Gamma$ -долини.  $n, \mu, m, j$  та  $T$  – концентрація, рухливість, ефективна маса, щільність струму, температура електронів.  $E$  – напруженість електричного поля,  $n_0$  – концентрація іонізованих донорів,  $\varepsilon$  – діелектрична проникність,  $e$  – заряд електрону,  $k_B$  – стала Больцмана,  $t$  – час;  $\tau_{nij}, \tau_{E,ij}$  – час релаксації концентрації та енергії електронів при  $i$ - $j$  міждолинному розсіюванні;  $\tau_{E,i}$  – час релаксації електронів в  $i$ -долині при урахуванні усіх основних механізмів розсіювання електронів;  $x_i$  – енергія необхідна для перенесення електронів від мінімуму енергії  $i$ -долини на локальний рівень вакууму. Допускаємо дію тільки зовнішнього електричного поля:  $\nabla \varphi = e \vec{E}$ .

Середня щільність струму в пристрої визначається як сума струму зміщення та середніх струмів провідності електронів:

$$\vec{J}(t) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{d\vec{E}}{dt} + \vec{J}_\Gamma(t) + \vec{J}_L(t) + \vec{J}_X(t), \quad (2.3.5)$$

Система рівнянь (2.3.2) – (2.3.4) розв'язується чисельним методом з використанням алгоритму Томаса (для одномірного випадку). Всі процеси вивчаються тільки по  $z$ -координаті. Досліджується спектр середньої потужності. Вхідні данні: параметри напівпровідників; прикладена постійна напруга  $U$ . Вихідні данні: динамічні розподіли концентрації носіїв, їх енергії; щільності струму; напруженості електричного поля; залежності від часу середньої

щільності струму, що протікає через діод; падіння напруги на діоді  $V(t) = \int_0^l E(z, t) dz$ . Середня потужність  $k$  гармоніки  $P_k = 0.5 J_k V_k S \cos(\Delta\theta_k)$ , де  $J_k$  та  $V_k$  – амплітуди коливань щільності струму та падіння напруги;  $\Delta\theta_k$  – різниця фаз між напругою та коливаннями щільності струму,  $k = 1, 2, 3$  номер гармоніки. Середня потужність постійного струму  $P_0 = J_0 V_0$ .

### 3 ДІОДИ ГАННА НА ОСНОВІ ВАРИЗОННИХ InBN I GaBN

Застосування варизонних напівпровідників дозволяє підвищити ККД і вихідну потужність діодів Ганна. У сполуках InBN і GaBN, на відміну від інших потрійних напівпровідникових нітридів, енергетичний проміжок між долинами може бути зведений до нуля, що дозволяє знайти оптимальний розподіл компоненти BN у варизонних сполуках для діодів Ганна. Результати чисельних експериментів з генерації електромагнітних коливань в діапазоні 0,03...0,7 ТГц з використанням  $n^+ - n - n^+$  діодів Ганна на основі варизонних напівпровідникових сполук InBN та GaBN у різних розподілах BN. Показано, що максимальний ККД і вихідна потужність генерації відбувається при піковому вмісті BN на катодному контакті 30% для InBN- і 33% для GaBN Ганн-діодів з довжиною варизонного шару 0,6... 0,8 мкм. При оптимальному розподілі BN варизонні діоди InBN і GaBN Ганн-діодів у 1,07÷3,44 рази перевершують діоди GaN, InN і варизонні діоди AlGaN і AlInN в 0,93÷1,69 рази за ефективністю генерації і вихідною потужністю. Діоди Ганна InBN і GaBN споживають на 11–19% менше, ніж діоди InN, GaN і AlInN.

Отримані результати розширюють знання про фізичні процеси переносу носіїв заряду в складних напівпровідникових структурах і можуть бути Вони використовуються для технологічної розробки нових швидкодіючих приладів на основі напівпровідникових нітридів.

Прилади на основі варизонних напівпровідників, що працюють на ефекті міждолинного перенесення електронів (МПЕ), мають більш високі значення ефективності генерації (ККД) і вихідної потужності при меншому енергоспоживанні в порівнянні з традиційними діодами Ганна (ДГ) [1]. Ця обставина має важливе значення для вирішення проблеми використання напівпровідникових нітридів в приладах, що працюють на ефекті МПЕ. До таких матеріалів відносяться GaN, AlN і InN [2].

Основними проблемами, що перешкоджають генерації НВЧ, є відведення тепла від активної зони приладу [2–4] та ефективний нагрів електронного газу на

катодному контакті. Методи, що дозволяють вирішити цю проблему в генераторах на базі GaAs, виявилися неефективними для напівпровідникових нітридів. Одним з напрямків в області створення ДГ є використання варизонних напівпровідникових сполук, що дозволяють в деякій мірі подолати необхідність нагрівання електронного газу на катоді ДГ.

У публікаціях [3, 5, 6] досліджено роботу діодів Ганна на основі варизонних сполук AlInN, GaInN та AlGaN. Розрахунки показують, що за вихідною потужністю, ефективністю генерації і граничною робочою частотою (0,9÷1,3 ТГц) при оптимальній довжині варизонного шару такі діоди перевершують InN-, GaN- і AlN-ДГ.

Одним з важливих критеріїв, що впливають на роботу варизонних ДГ, є енергетичний розрив між  $\Gamma$ - долиною і найближчою за енергією бічною долиною  $\Delta_{ij}$  в зоні катодного контакту [7]. Наприклад, у варизонному з'єднанні AlN-InN мінімальна енергетична щілина обмежена знизу  $\Delta_{\Gamma U} = 0,7$  еВ, що відповідає AlN, а в GaN-InN -  $\Delta_{\Gamma U} = 1,35$  еВ (GaN). У самому InN мінімальний енергетичний розрив  $\Delta_{\Gamma A} = 1,68$  еВ. Інтерес представляє той випадок, який дозволяє скоротити енергетичний проміжок між долинами аж до теплової енергії електронів. Це можливо при переході InBN-InN для діодів InN і переході GaBN-GaN для GaN [8]. Слід зазначити, що в парах BN-InN і BN-GaN існує значна невідповідність кристалічних решіток, що призводить до додаткових напружень в кристалі [9, 10]. Однак зараз ці сполуки є технологічно доступними [9–11].

### 3. 1 Параметри дослідження

Напівпровідники GaN і InN існують в двох модифікаціях: вюрцит і цинкова обманка. Розглядається тільки вюрцитна (гексагональна кристалічна решітка). При розрахунках враховувалися енергетичні мінімуми G, A і U [1,8] (табл. 3.1.1).



вакууму при відсутності зовнішніх сил;  $\mathcal{E}_l$  – рівень вакууму із зовнішніми силами (локальний);  $\mathcal{E}_c$  – дно зони провідності (енергетичний мінімум  $\Gamma$  - долини);  $\mathcal{E}_F$  – енергетичний рівень Ферми;  $\mathcal{E}_V$  – стеля валентної зони;  $\mathcal{E}_g$  – ширина забороненої зони;  $\Gamma$  – енергетичний мінімум  $\Gamma$ -долини;  $U$  – енергетичний мінімум  $U$ -подібної долини;  $A$  – енергетичний мінімум  $A$ -долини;  $x$  – енергія спорідненості до електрона;  $\varphi$  – потенціал зовнішніх сил;  $z$  – координата;  $l_k$  – довжина катода;  $l_a$  – довжина ядра.

Відсоток BN в  $\text{In}_{1-x(z)}\text{B}_{x(z)}\text{N}$  і  $\text{Ga}_{1-x(z)}\text{B}_{x(z)}\text{N}$  задається розподілом Гаусса

$$x(z) = x_{max} \exp \left\{ -\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (3.1.1)$$

де  $x_{max}$  - максимальний вміст BN в потрійних з'єднаннях (рис. 3.1.1),  $\sigma$  - довжина перехідного (варизонного) шару між різними напівпровідниками;  $z_0$  - координата, яка визначає розташування перехідних шарів в діоді (в даному випадку межа контакту катода);  $z$  - просторова координата.

За допомогою чисельних експериментів необхідно отримати оптимізовані по напрузі залежності ефективності НВЧ-генерації від частоти для різних значень довжин активної області і варизонного шару, а також оптимальний розподіл бінарної складової BN в діодах.

### 3. 2 Методологія дослідження.

Дослідження проведено з використанням трирівневої моделі МПЕ у варизонних напівпровідниках на основі розв'язання кінетичного рівняння Больцмана для випадку зміщеного максвеллівського розподілу електронів [5]. Модель являє собою систему рівнянь, що складається з рівнянь безперервності (3.2.1), густини струму (3.2.2) і енергетичного балансу для кожної з нееквівалентних долин  $\Gamma$ ,  $U$  і  $A$  зони напівпровідникової провідності (3.2.3), а також рівняння Пуассона (3.2.4):

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial j_i}{\partial z} - \frac{n_i}{\tau_{n,ij}} - \frac{n_i}{\tau_{n,ik}} + \frac{n_j}{\tau'_{n,ji}} + \frac{n_k}{\tau'_{n,ki}}; \quad (3.2.1)$$

$$j_i = n_i \mu_i \left( eE + \frac{\partial x_i}{\partial z} \right) + k_b \mu_i \left( \frac{3n_i T_i}{2m_i} \frac{\partial m_i}{\partial z} - \frac{\partial(n_i T_i)}{\partial z} \right); \quad (3.2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} k_b \frac{\partial n_i T_i}{\partial t} = j_i E + \frac{j_i}{e} \frac{\partial x_i}{\partial z} - \frac{5}{2} k_b \frac{1}{e} \frac{\partial(j_i T_i)}{\partial z} - \\ - \frac{3}{2} k_b \left( \frac{n_j T_j}{\tau'_{\varepsilon,ji}} + \frac{n_k T_k}{\tau'_{\varepsilon,ki}} - \frac{n_i T_i}{\tau_{\varepsilon,i}} \right); \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

$$\frac{\partial(\varepsilon E)}{\partial z} = 4\pi e(n_i + n_j + n_k - n_0), \quad (3.2.4)$$

де індекси  $i, j$  та  $k$  визначають три нееквівалентні долини. Рівняння (3.1.1)–(3.2.2) записані для  $i$ -долини. Тут  $n_i, \mu_i, m_i, J_i, T_i$  - відповідно концентрація, рухливість, ефективна маса, густина струму і температура електронів в  $i$ -долині;  $\tau_{n,ij}, \tau_{\varepsilon,ij}$  - час релаксації концентрації і енергії електронів при міждолинному переході від  $i$  до  $j$  долини;  $\tau_{\varepsilon,i}$  - час релаксації енергії електронів в  $i$ -долині;  $x_i$  - енергія, необхідна для перенесення електронів з енергетичного мінімуму  $i$ -ї долини на місцевий вакуумний рівень;  $E$  - напруженість електричного поля;  $n_0$  - концентрація іонізованих донорів;  $\varepsilon$  - індуктивна ємність;  $e$  - модуль заряду електрона;  $k_b$  - постійна Больцмана;  $t$  - час;  $z$  - координата. Середня густина струму в діоді визначається як сума середніх значень в трьох долинах. Систему рівнянь (3.2.1)–(3.2.4) розв'язували чисельно (зустрічний прогін). Моделюється ситуація, коли на діод подається синусоїдальна напруга з постійною складовою, що відповідає розміщенню діода в одноконтурному резонаторі. Вихідні характеристики були оптимізовані для різних частот з точки зору напруги зсуву та амплітуди першої гармоніки. Розрахунки ефективності генерації Діоди проводилися для другого і третього періодів коливань.

### 3. 3 Енергетичні та частотні характеристики.

Важливою особливістю генераторів на основі варизонних напівпровідників є залежність вихідних характеристик від довжини варизонного шару  $\sigma$ . Виникнення коливачь струму в структурах InN і GaN-ДГ  $n^+ - n - n^+$  з активною областю розмірів мікронів пов'язане з утворенням і дрейфом збагачених шарів [2]. Вихідна потужність і ККД пристроїв з доменною нестабільністю, як правило, вище. Для його реалізації необхідно сформувавши область локального зменшення енергетичного проміжку між долинами на катодному контакті [5, 7]. При варизонних InBN-ДГ з однаковим легуючим профілем, навіть при незначному вмісті BN ( $x_{\max}$ ) біля катода в активній області створює дрейфуючі домени, а при  $x_{\max} > 0,32$  утворюється статичний домен.

Причиною доменної нестабільності є висока концентрація електронів в бічних долинах в області катода. Це пов'язано зі зменшенням енергетичного проміжку між долинами в локальній зоні на катодному контакті. Зі збільшенням вмісту BN енергетичний проміжок між L-долиною і бічними долинами зменшується, а концентрація електронів у бічних долинах біля катода зростає. Це, в свою чергу, призводить до перерозподілу електронів в варизонній області і появи електричного домену. Якщо на діод подати постійну напругу, домен почне рости і зміщуватися в бік анода, тобто дрейфувати. Коли енергетична щілина між долинами менша за теплову енергію електронів, область є статичною. Межі між режимами є дещо умовними, оскільки неможливо однозначно класифікувати результуючу нестабільність заряду на межі режимів [8].

Діоди на основі варизонного GaBN не мають відмінних рис в утворенні і дрейфі нестабільності заряду в порівнянні з пристроями InBN.

Доменний тип нестабільності в InBN і GaBN визначає більш високі значення ККД генерації і вихідної потужності в порівнянні з аналогічними  $n^+ - n - n^+$  пристроями на основі InN і GaN (рис. 3.3.1 і 3.3.2). Зі збільшенням вмісту BN пікові значення ефективності генерації і вихідної потужності збільшуються за

рахунок оптимізації формування домену і дрейфу (рис. 3.3.3). Це збільшення призводить до зниження оптимальної частоти генерації. Наприклад, при зміні  $x_{\max}$  від 0 до 0,30 в InBN-ДГ оптимальна частота знижується з 90 до 70 ГГц, а в GaBN-ДГ з 70 до 60 ГГц.

Для всіх типів ДГ максимальна ефективність генерації зменшується зі зменшенням довжини активної області, але значне зниження ККД відбувається, коли  $l_a$  стає менше 0,8 мкм (рис. 3.3.1 і 3.3.2).

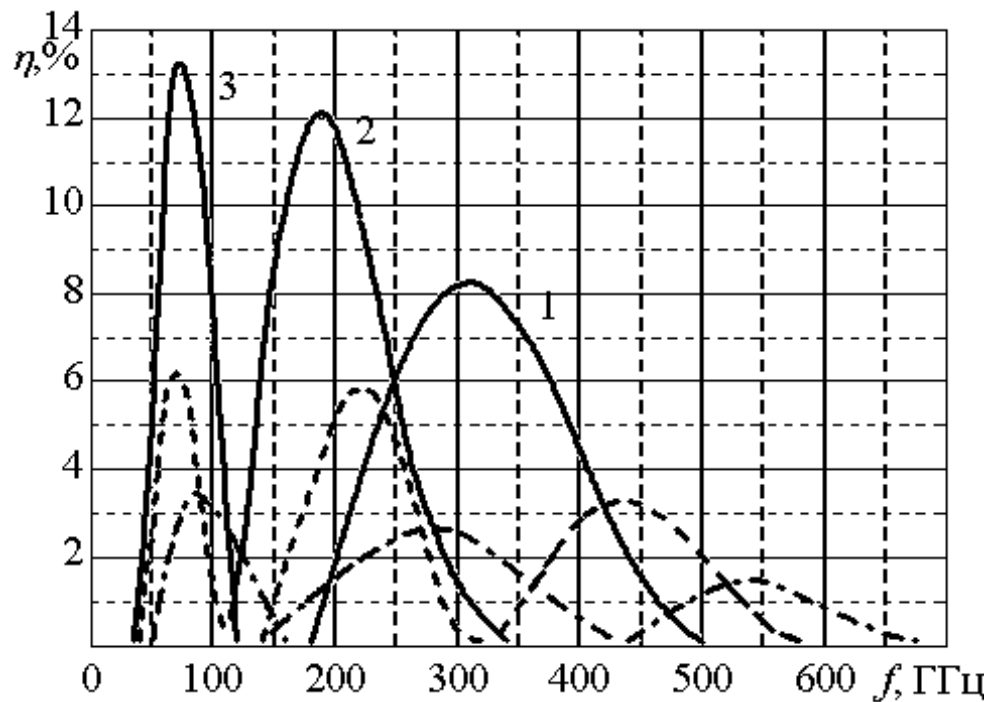


Рис. 3.3.1. Залежність ефективності генерації від частоти при різних довжинах активної області ДГ: 1 – 0,4; 2 – 0,8; 3 – 2,5 мкм. Безперервні лінії – це InBN, пунктирні – AlInN-ДГ та штрихпунктирні лінії – InN-ДГ

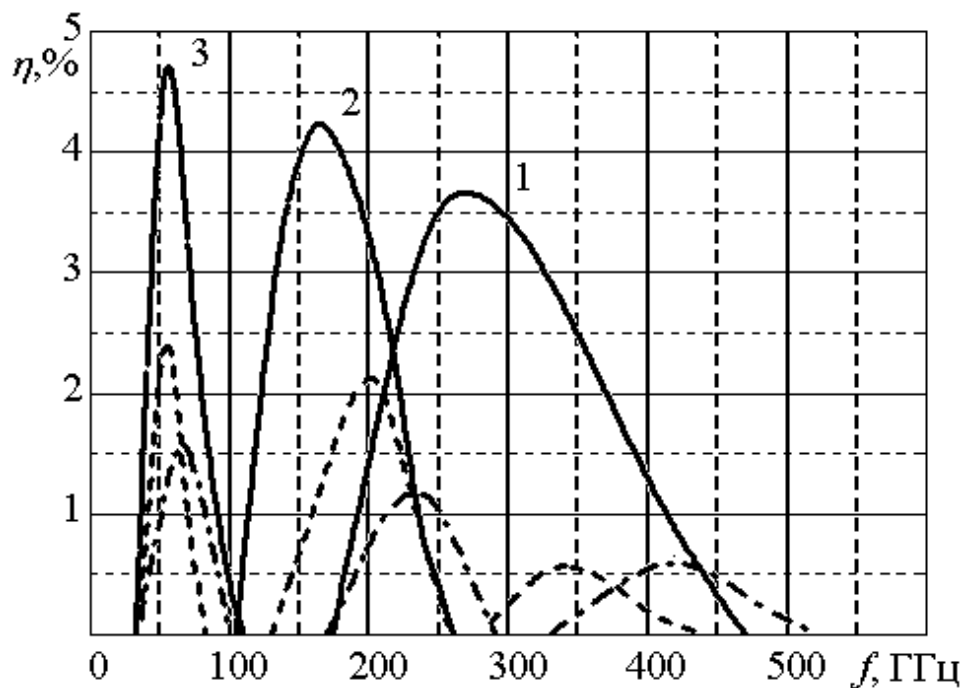


Рис. 3.3.2. Залежність ефективності лазера від частоти при різних довжинах активної області ДГ: 1 – 0,4; 2 – 0,8; 3 – 2,5 мкм. Безперервні лінії – це GaBN, пунктирні – AlGaN, а пунктирні – GaN та штрихпунктирні лінії – GaN -ДГ

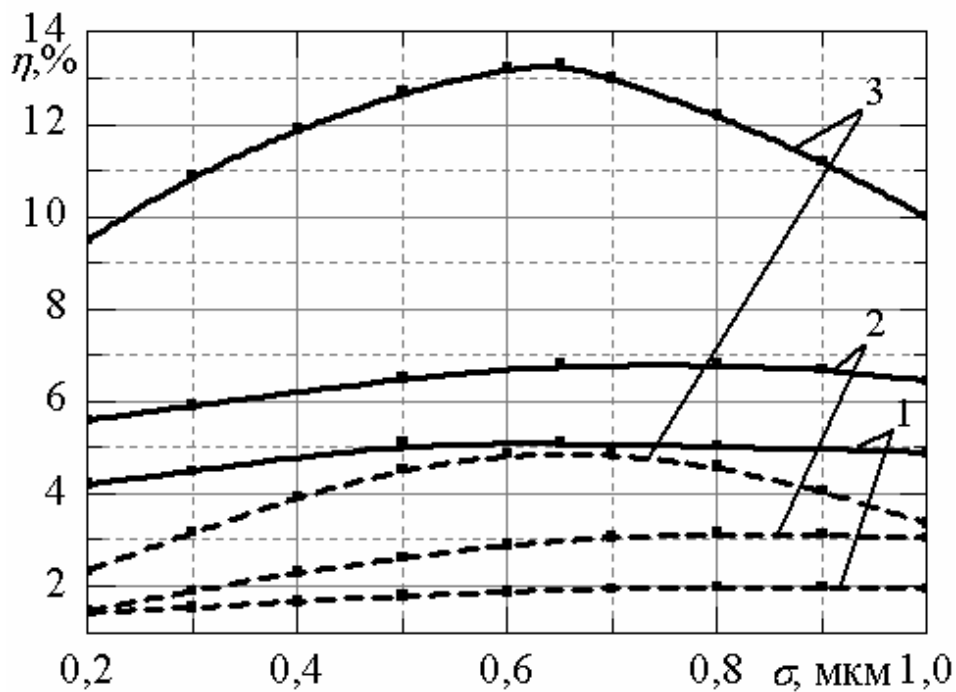


Рис. 3.3.3. Залежність пікових значень ефективності лазера від довжини варизонного шару в ДГ при  $l_a = 2,5$  мкм і різних значеннях  $x_{\text{max}}$ : 1 – 0,10; 2 – 0,20; 3 – 0,30. Безперервні лінії – InBN, пунктирні лінії – GaBN

Пікові значення ККД однотипних пристроїв довжиною 0,8 і 2,5 мкм

практично однакові. Це пов'язано з хорошими інерційними властивостями InN і GaN.

Найвищі пікові значення ККД діодів з  $l_a$ , що дорівнює 2,5 і 0,8 мкм - InBN-ДГ. Наприклад, при  $l_a = 2,5$  мкм ККД в InBN-ДГ становить 13,2%, а в GaBN - 4,9%. Гранична частота InBN-ДГ становить 0,5 ТГц, а GaBN-ДГ - 0,47 ТГц.

Порівняльний аналіз вихідних характеристик (рис. 4.3.1, 4.3.2 і табл. 4.3.1) показує, що досліджувані GaBN- і InBN-ДГ в 3,06÷3,78 рази ефективніше пристроїв GaN і InN в залежності від довжини активної області, і в 2÷2,07 рази ефективніше AlGaN- і AlInN. Енергоспоживання InBN- і GaBN-ДГ на 11-19% менше, ніж у InN, GaN і AlInN-ДГ.

Таблиця 3.3.1

Пікові значення ефективності випромінювання та відповідні частоти діодів на основі різних з'єднань

Довжина активної зони, мкм					
2,5		0,8		0,4	
$W$	$f$	$W$	$f$	$W$	$f$
Вт·см <sup>-2</sup>	ГГц	Вт·см <sup>-2</sup>	ГГц	Вт·см <sup>-2</sup>	ГГц
InBN					
14,1·10 <sup>5</sup>	70	12,2·10 <sup>5</sup>	180	3,2·10 <sup>5</sup>	320
GaBN					
4,5·10 <sup>5</sup>	60	3,9·10 <sup>5</sup>	160	2,8·10 <sup>5</sup>	280
AlInN					
8,3·10 <sup>5</sup>	70	6,3·10 <sup>5</sup>	220	2,0·10 <sup>5</sup>	440
GaInN					
5,6·10 <sup>5</sup>	92	4,3·10 <sup>5</sup>	274	2,4·10 <sup>5</sup>	520
AlGaN					
4,8·10 <sup>5</sup>	55	3,6·10 <sup>5</sup>	200	1,8·10 <sup>5</sup>	340
GaN					
4,2·10 <sup>5</sup>	4,2·10 <sup>5</sup>	4,2·10 <sup>5</sup>	4,2·10 <sup>5</sup>	4,2·10 <sup>5</sup>	4,2·10 <sup>5</sup>
InN					
4,1·10 <sup>5</sup>	4,1·10 <sup>5</sup>	4,1·10 <sup>5</sup>	4,1·10 <sup>5</sup>	4,1·10 <sup>5</sup>	4,1·10 <sup>5</sup>

Оптимальне значення довжини перехідних шарів напівпровідників  $\sigma$  слабо залежить від максимального вмісту BN в  $x_{\max}$ -з'єднаннях (рис. 3.3.3). У InBN-ДГ ( $l_a = 2,5$  мкм) при збільшенні  $x_{\max}$  від 0,1 до 0,3 оптимум  $\sigma$  зменшується з 0,72 до 0,65 мкм. У GaBN-ДГ ( $l_a = 2,5$  мкм) при тому ж збільшенні  $x_{\max}$  оптимум  $\sigma$  знижується з 0,81 до 0,65 мкм.

Для InBN- і GaBN-ДГ оптимальний вміст BN також слабо залежить від довжини перехідних шарів напівпровідників  $\sigma$  (рис. 3.3.4, 3.3.5). Наприклад, оптимальне значення  $x_{\max}$  в InBN-ДГ при збільшенні  $\sigma$  з 0,2 до 1,0 мкм зменшується всього з 0,31 до 0,30. Якщо  $x_{\max}$  стає більшим за оптимальне значення, ефективність швидко знижується, досягаючи 0 при  $x_{\max} = 0,33$ . Припинення НВЧ-генерації пов'язане з утворенням статичних доменів. У GaBN-ДГ статичні домени формуються при дещо більшому вмісті BN –  $x_{\max} = 0,35$

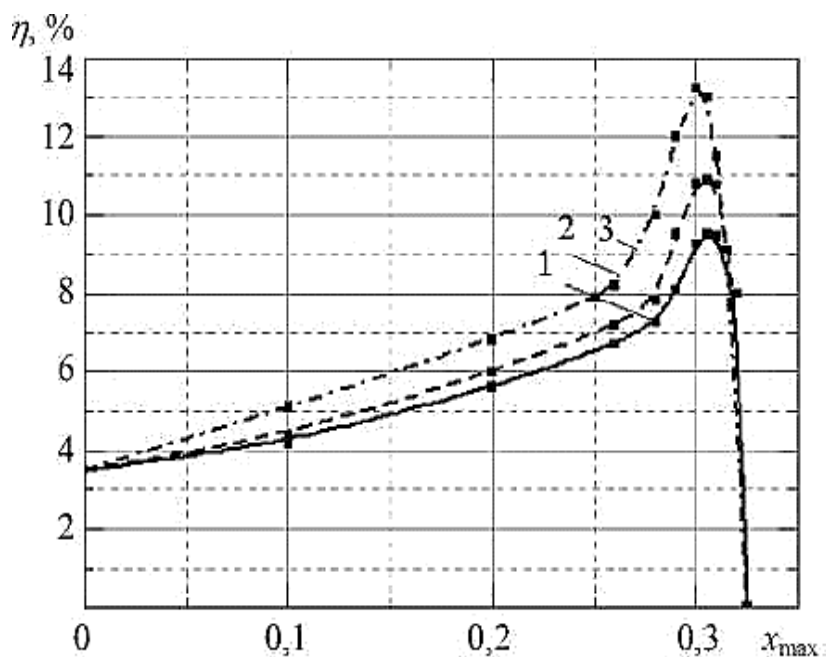


Рис. 3.3.4. Залежність пікових значень ККД генерації від максимального вмісту BN в InBN-ДГ при  $l_a = 2,5$  мкм і різній довжини  $\sigma$ : 1 - 0,2; 2 - 0,3; 3 - 0,65 мкм

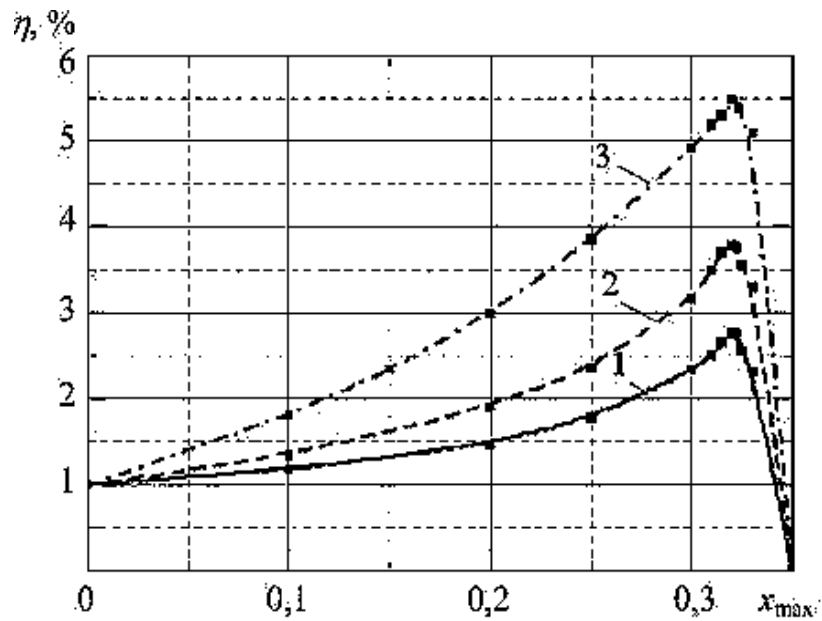


Рис. 3.3.5. Залежність пікових значень ККД генерації від максимального вмісту VN в GaBN-ДГ при  $l_a = 2,5$  мкм і різної довжини  $\sigma$ : 1 - 0,2; 2 - 0,3; 3 - 0,65 мкм

Зі зменшенням довжини активної області  $l_a$  оптимум максимального вмісту VN залишається приблизно постійним, а оптимальна довжина варизонного шару  $\sigma$  зменшується (для  $l_a$ , що дорівнює 2,5, 0,8 і 0,4 мкм, оптимум  $\sigma$  дорівнює 0,65, 0,30 і 0,15 мкм відповідно)

Досягти значного зниження енергоспоживання не вдалося. Наприклад, для оптимального режиму ( $l_a = 2,5$  мкм) споживана потужність InBN-ДГ становить  $1,06 \cdot 10^6$  Вт·см<sup>-2</sup>, GaBN-ДГ –  $0,91 \cdot 10^6$  Вт·см<sup>-2</sup>, InN-ДГ –  $1,18 \cdot 10^6$  Вт·см<sup>-2</sup>, AlInN-ДГ –  $1,30 \cdot 10^6$  Вт·см<sup>-2</sup>, AlGaIn-ДГ –  $1,31 \cdot 10^6$  Вт·см<sup>-2</sup>.

## ВИСНОВКИ

Таким чином, в результаті виконання дипломної роботи було зроблено аналітичний огляд літератури з проблеми електронного транспорту в напівпровідниках. Детально розглянуто можливості отримання граничних швидкостей і збільшення швидкодії напівпровідникових приладів.

У варизонних діодах InBN- і GaBN-діодах Ганна в залежності від вмісту BN можуть утворюватися збагачені шари, рухомі домени і статичні домени.

Оптимальний вміст BN  $x_{\max}$  в InBN-ДГ становить 0,3, причому він постійний при довжині варизонного шару 0,65 мкм ( $l_a = 2,5$  мкм), 0,3 мкм ( $l_a = 0,8$  мкм), 0,15 мкм ( $l_a = 0,4$  мкм). У GaBN –  $x_{\max}$  дорівнює 0,33, і він також є постійним при довжині варизонного шару 0,65 мкм ( $l_a = 2,5$  мкм), 0,3 мкм ( $l_a = 0,8$  мкм), 0,10 мкм ( $l_a = 0,4$  мкм). При зменшенні довжини активної області ефективність лазерного випромінювання знижується, а частотний діапазон ДГ збільшується.

При оптимальному розподілі BN варизонні GaBN- і InBN-ДГ перевершують за ККД і вихідною потужністю однотипні GaN-, InN-ДГ в  $1,07 \div 3,44$  рази і варизонних AlGaN-, AlInN-ДГ в  $0,93 \div 1,69$  рази.

Енергоспоживання варизонних InBN- і GaBN-ДГ трохи менше, ніж у InN-, GaN-ДГ і варизонних AlInN-, AlGaN-ДГ.

Перевага варизону InBN- і GaBN-ДГ перед аналогічними AlInN- і AlGaN-ДГ забезпечується можливістю реалізації оптимального енергетичного розриву між нееквівалентними долинами в області катода у випадку InBN- і GaBN-ДГ.

За результатами виконаної роботи можна зробити наступні висновки.

1. У діодах при роботі на надзвичайно високих частотах виникають нестабільності типу зарядженого шару.

2. Максимальна частота розглянутих діодів при розглянутих параметрах становила близько 500 ГГц.

3. Максимальна ефективність генерації для розглянутого діапазону частот 360 - 500 ГГц склала 4,5%.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Storozhenko I. P. Influence of the Variband-layer thickness on the energy and frequency characteristics of  $\text{In}_{x(z)}\text{Ga}_{1-x(z)}\text{As}$  Gunn diodes / I. P. Storozhenko, Yu. V. Arkusha, E. D. Prokhorov // J. of Communications Technology and Electronics. – 2006. – 51, N 3. – P. 352–358.
2. Стороженко И. П. Перспективы использования диодов Ганна на основе GaN, AlN и InN / И. П. Стороженко, Ю. В. Аркуша // Радиофизика и электрон. – 2011. – 2(16), № 1. – С. 58–63.
3. Temperature effect on the submicron AlGaN/GaN Gunn diodes for terahertz frequency / Lin'an Yang Wei Mao, Qingyang Yao, Qi Liu et al. // J. of Appl. Phys. – 2011. – 109, iss. 2. – P. 109–114 (024503).
4. First Observation of Bias Oscillations in GaN Gunn Diodes on GaN Substrate / O. Yilmazoglu, K. Mutamba, D. Pavlidis, T. Karaduman // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2008. – 55, iss. 7. – P. 1563–1567.
5. Storozhenko I. P. Graded-gap AlInN Gunn Diodes / I. P. Storozhenko, A. N. Yaroshenko, M. V. Kaydash // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. – 2012. – 15, N 2. – P. 176–180.
6. Оценка энергетических характеристик варизонных GaInN диодов Ганна с омическими контактами / И. П. Стороженко, М. В. Кайдаш, А.Н. Ярошенко, Ю. В. Аркуша // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Сер. Радіофізика та електрон. – 2012. – № 1010, вип. 20. – С. 39–43.
7. Стороженко И. П. Особенности возникновения и дрейфа волн объемного заряда в приборах с междолинным переносом электронов на основе варизонного  $\text{GaP}_{x(z)}\text{As}_{1-x(z)}$  / И. П. Стороженко // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2007. – 12, № 1. – С. 243–249.
8. Варизонные GaBN и InBN диоды Ганна / И. П. Стороженко, А. Н. Ярошенко, В. И. Магда, Ю. В. Аркуша // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Сер. Радіофізика та електрон. – 2012. – № 1010, вип. 20. – С. 44–47.
9. Electronic Structure and Related Properties of Tetrahedrally Bonded Wide-

- Band-Gap Materials Containing Early Elements of the Periodic Table / W. R. L. Lambrecht, C. H. Lee, K. Kim et al. // Wide Band Gap Electronic Materials. NATO ASI Series. – 1995. – Vol. 1. – P. 335–372.
10. Desrosiers Growth of GaBN ternary solutions by organometallic vapor phase epitaxy / A. Y. Polyakov, M. Shin, M. Skowronsk et al. // J. of Electronic Materials. – 1997. – 26, iss. 3. – P. 237–242.
  11. Effective mass properties of  $\text{Al}_{1-x}\text{B}_x\text{N}$  ordered alloys: a first- principles study/ R. de Paiva, R. A. Nogueira, S. Azevedo, J. R. Kaschny // Appl. Phys. A. – 2009. – 95, iss. 3. – P. 655–659
  12. I. P. Storozhenko, Telecommunications and Engineering/ – 2008. – 67, – P. 881.