

Міністерство освіти і науки України  
Житомирський державний університет імені Івана Франка  
Кафедра фізики

## Дипломна робота

на тему: «Ефект концентрування струму в світлодіодах виготовлених на діелектричній основі»

Студентки 4 курсу 43-б групи  
напряму підготовки: 6.040302  
спеціальності: фізика\*  
Горпинич С. В.  
Керівник:  
Кандидат фіз.-мат. наук,  
доцент  
Зіновчук А.В.

Національна шкала \_\_\_\_\_  
Кількість балів: \_\_\_\_\_  
Оцінка: ECTS \_\_\_\_\_  
Члени комісії:

Житомир - 2017

## ЗМІСТ

ВСТУП.....	3
РОЗДІЛ I. Світловипромінюючі структури на основі <i>p-n</i> переходу.....	5
1.1. Випромінюючі структури вишого діапазону. Світлодіоди.....	5
1.2. Нелінійні електрофізичні особливості світлодіодів .....	11
1.3. Механізми розігріву світлодіодних структур. Джоулевий розігрів структури. Безвипромінювальна рекомбінація .....	22
РОЗДІЛ II. Вплив концентрування струму на ефективність роботи світлодіодів .....	30
2.1. Моделювання фізичних процесів в COMSOL .....	30
2.2. Модель світлодіода на діелектричній основі .....	37
2.3. Вплив конфігурації контактних областей на вольт-амперні характеристики світлодіодів. ....	42
ВИСНОВКИ.....	45
СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ .....	46

## ВСТУП

До оптоелектронних приладів відносяться прилади, у яких основні процеси протікають з участю квантів світла — фотонів. Оптоелектронні прилади можна розділити на три групи: 1) прилади, що перетворюють електричну енергію в оптичне випромінювання (світлодіоди, напівпровідникові лазери); 2) прилади, детектуючі оптичні сигнали за рахунок протікання під дією світла електронних процесів (фотодетектори); 3) прилади, що здійснюють перетворення оптичного випромінювання в електричну енергію (сонячні батареї).

Явище електролюмінесценції було відкрито в 1907 р.. Воно полягає в генерації світла в матеріалі, крізь який протікає електричний струм, викликаний електричним полем. Випромінювання електролюмінесценції на відміну від теплового характеризується порівняно вузьким спектром (для світлодіодів спектральна ширина лінії лежить зазвичай в діапазоні довжин хвиль 100-500 Å). Випромінювання може бути практично монохроматичним; наприклад, для лазерного діода спектральна ширина випромінювання лежить в межах 0,1—1 Å.

Після відкриття в 1954 р. мазера і подальшої розробки оптичних та рубінових лазерів було запропоновано використовувати напівпровідники в якості матеріалу для лазерів. У 1961 р. на основі теоретичних розрахунків були знайдені умови, необхідні для здійснення режиму генерації лазерного випромінювання з використанням концепції квазірівнів Фермі. У 1962 р. в роботі було показано, що генерація може бути практично реалізована в прямозонних напівпровідниках, і були знайдені найважливіші критерії для такого режиму. У тому ж 1962 р. три групи авторів майже одночасно повідомили про здійснення режиму лазерної генерації в напівпровідниках. Було отримано імпульсне випромінювання з довжиною хвилі 0,84 мкм в *p-n* - переходах на основі GaAs, зміщених в прямому напрямку і охолоджених до температури рідкого азоту. Незабаром після цього з'явилося повідомлення про отримання генерації випромінювання на довжині хвилі 0,71 мкм в *p-n* - переході на основі потрійної сполуки GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>. У 1970 р. автори роботи

реалізували режим безперервної генерації при кімнатній температурі в лазерах на основі подвійних гетеропереходів.

З часу цих перших відкриттів було знайдено безліч нових матеріалів для лазерів. Діапазон довжин хвиль когерентного випромінювання включає близьку ультрафіолетову, видиму та далеку інфрачервону області спектра (від  $\sim 0,3$  до  $\sim 30$  мкм). Напівпровідникові лазери розглядаються як основні джерела світла для волокно-оптичних систем зв'язку. Вони можуть знайти широке застосування в багатьох областях фундаментальних досліджень, таких, як газова спектроскопія високої роздільної здатності та контроль атмосферних забруднень.

**Мета роботи:** вивчення ефекту концентрування струму в латеральних світлодіодах.

**Завдання:**

1. Вивчення можливостей прикладного математичного пакету COMSOL MULTYPHYSICS для аналізу електродинамічних процесів в світловипромінюючих структурах.
2. Побудова моделі світлодіодів з латеральною геометрією розтікання струму в COMSOL MULTYPHYSICS.
3. Дослідження впливу ефекту концентрування на вольт-амперну характеристику планарних світлодіодів.

**Об'єкт дослідження:** моделі латеральних світлодіодів видимого спектрального діапазону на основі InGaN/GaN квантових ям ( $\lambda=400-550$  нм).

**Предмет дослідження:** ефект концентрування струму в латеральних світлодіодах.

## РОЗДІЛ I

### Світловипромінюючі структури на основі р-п переходу

#### 1.1. Випромінюючі структури вишого діапазону. Світлодіоди.

У 1928 р. Лосев опублікував результати своїх досліджень явища люмінесценції, яке спостерігається в випромінювальних SiC-діодах, використовуваних як демодуляторів в радіосхемах, на переходах метал-напівпровідник. Він встановив, що випромінювання світла в одних діодах виникає тільки при їх зміщенні в зворотному напрямку, а в інших — при зсуві як в прямому, так і зворотному напрямках. Лосев намагався знайти причину появи люмінесценції, для чого він капає на сяючу поверхню зразка рідкий бензол і вимірював швидкість її випаровування. Виходячи з того, що бензол випаровувався дуже повільно, він зробив правильний висновок, що випромінювання світла ніяк не пов'язано з сильним розігрівом поверхні. Він також припустив, що явище люмінесценції «дуже схоже на процес випускнення холодних електронів». Лосев виявив, що поява і зникнення світіння SiC-діодах відбувалося дуже швидко, що робило можливим виготовлення на їх основі так званих світлових реле. Подальший розвиток світлодіодів, аж до 1960-х рр., детально описано в роботі Лебнера.

До кінця 60-х рр. були розроблені технології одержання плівок SiC і виготовлення на їх основі напівпровідникових пристроїв з *p-n*-переходом. Діоди з карбіду кремнію були прабатьками сучасних світлодіодів блакитного світіння, в яких ефективність перетворення електричної енергії в оптичне випромінювання становила 0,005%. У наступні десятиліття не вдалося значно поліпшити характеристики світлодіодів блакитного світіння. Це пояснюється тим, що SiC відноситься до непрямозонних напівпровідників, у яких дуже низька ймовірність міжзонних оптичних переходів. До початку 90-х рр. випуск світлодіодів SiC блакитного світіння був практично припинений, оскільки SiC більше не міг далі конкурувати з напівпровідниками  $A^{III}B^V$ . Кращі світлодіоди SiC випромінювали світло з довжиною хвилі 470 нм і мали к. п. д.  $\sim 0,03\%$ .

До 1950-х рр. напівпровідникові матеріали типу  $A^{III}B^V$ , а також SiC, були вже досить добре вивчені, оскільки ці матеріали зустрічаються в природі. Тому не випадково, що перші світлодіоди були виготовлені з SiC в 1907 р., а в 1936 р. з'явилася публікація про створення французьким ученим Ж. Дестріо світлодіодів на основі кристалів ZnS.

Ера напівпровідникових сполук типу  $A^{III}B^V$  почалася в 50-х рр. після опублікування робіт Велькера. Оскільки напівпровідникові матеріали даного типу створені штучно, їх до цього часу просто не існувало. Сучасні напівпровідники розглянутої групи володіють хорошими оптичними характеристиками, і для виготовлення світлодіодів на їх основі застосовуються багато чого із сучасних технологій.

У 1954 р., коли вже навчилися отримувати з розплавів монокристали GaAs, почався бум досліджень напівпровідникових сполук типу  $A^{III}B^V$ . Монокристали розрізали, а одержувані пластини полірували і використовували в якості підкладок для формування на них методами *рідкофазної епітаксії* (РФЕ) і *газофазної епітаксії* (ГФЕ) напівпровідникових структур з *p-n*-переходом. У 1962 р. з'явилося відразу кілька публікацій про створення інфрачервоних світлодіодів (870-980 нм) і лазерів з GaAs.

На початку 60-х рр. науковий колектив, до складу якого входили відомі вчені з дослідницького центру IBM «Томас Дж. Уотсон» Джеррі Вудалл, Ганс Рупп्रेхт, Манфред Пилкун, Маршалл Натан та ін., провів велику дослідницьку роботу по створенню світлодіодів з GaAs і AlGaAs та вивчення їх характеристик.

У своїй книзі, опублікованій в 2000 р., Вудалл зазначав, що в ті роки він в основному займався проблемою вирощування об'ємних кристалів GaAs, що використовуються в подальшому для створення на половину ізолюючих підкладок для епітаксійних структур германієвих пристроїв, і підкладок *n*-типу для виготовлення інжекційних лазерів методом дифузії цинку. До того часу фірми IBM, GE і лабораторії Лінкольн МТІ вже продемонстрували роботу своїх інжекційних GaAs-лазерів. Рупп्रेхт розробляв теорію введення домішок

методом дифузії і ставив експерименти з застосуванням лазерів з GaAs. Він також входив до групи фізиків, очолювану Маршаллом Натаном, одним з творців першого інжекційного лазера.

Саме в ті роки Вудалл розробив методуку, яка згодом стала застосовуватися для горизонтального вирощування монокристалів GaAs методом Бріджмена, а Руппрехт створив ряд матеріалів для лазерів та визначив їх характеристики. Таке тісне співробітництво вчених швидко принесло свої плоди, що виразилося в розробці лазера GaAs, що працює в безперервному режимі при 77 К. Після застосування методу РФЕ, запропонованого Р. Нельсоном в лабораторії фірми RCA (Прінстон), вдалося виготовити лазер з GaAs, що працює при 300 К, який володів набагато меншою граничною щільністю струму, ніж лазери, отримані методом дифузії цинку. Почерпнувши інформацію з публікацій про дослідження інших вчених, Вудалл зайнявся вирощуванням *p-n*-переходів в GaAs з застосуванням амфотерних легуючих домішок кремнію, в яких атоми Si у вузлах Ga грали роль донорів, а у вузлах As — роль акцепторів. Це була перспективна ідея, оскільки до цього метод РФЕ використовували для вирощування епітаксійних шарів з провідністю тільки одного типу.

Умови отримання *p-n*-переходів методом РФЕ були знайдені досить швидко: для цього розплав Ga-As-Si охолоджувався від 900 °С до 850 °С. При цьому епітоксіальний шар (нижній), вирощений при 900 °С, опинявся шаром *n*-типу, де кремній виконує роль донора, а верхній шар, вирощений при 850 °С — шаром *p*-типу, де кремній є акцептором, що підтвердилося дослідженням поперечного розрізу отриманого переходу. Жодних втрат якості кристала при такому вирощуванні виявлено не було. Більш того, завдяки впливу в забороненій зоні хвостів щільності станів, обумовлених сильним легуванням компенсованій області *p-n*-переходу, світлодіоди з GaAs(Si) стали випромінювати в більш довгохвильовій області (900-980 нм) з енергією фотонів набагато нижче краю смуги поглинання GaAs (870 нм). Тому об'ємна підкладка GaAs та епітаксціальні шари перестали поглинати велику частину випромінюваного світла і стали вести себе як прозоре вікно. Світлодіоди з

GaAs(Si) тримали рекорд за величиною зовнішнього квантового виходу, який становив  $\sim 6\%$ . У 2000 р. Руппрехт писав: «Створені нами високоефективні світлодіоди GaAs(Si) є яскравим досягненням науково-технічного співтовариства». Квантовий вихід світлодіодів з GaAs(Si) в п'ять разів більше, ніж у світлодіодів GaAs, створених методом дифузії цинку. Рівні акцепторів Si глибше рівнів акцепторів Zn, тому випромінювання в компенсованих активних шарах, легованих кремнієм, що відбувається в області більш довгих хвиль, в якій GaAs прозорий.

Роботи вищезгаданого колективу вчених були спрямовані на створення світлодіодів видимого діапазону оптичного спектру. Для цього були вибрані два кандидата: GaAsP і AlGaAs. У той час як Руппрехт намагався методом РФЕ отримати епітоксіальні шари GaAsP, Вудалл застосував епітаксіальну установку для вирощування AlGaAs. Обидва дослідники зіткнулися з серйозними проблемами. Із-за невідповідності параметрів кристалічних ґраток GaP і GaAs, яка становить  $\sim 3,6\%$ , було важко сформувані методом РФЕ якісні шари GaAsP. З AlGaAs виникли інші проблеми. У ті роки існувало переконання, що AlGaAs — поганий матеріал, тому що він легко окислюється: за висловом Вудалла «алюміній любить кисень». Атоми кисню діяли як центри гасіння люмінесценції. Особливо це проявлялося в структурах, вирощених методом ГФЕ; у структурах, отриманих за технологією РФЕ, вплив кисню було дещо слабше.

В даний час світлодіоди з AlGaAs/GaAs інфрачервоного діапазону широко використовують у системах дистанційного керування аудіо - та відеотехнікою, а також у локальних мережах зв'язку, а світлодіоди з AlGaAs/GaAs червоного світіння відносяться до видимого діапазону і при цьому володіють підвищеною яскравістю. До того ж їх квантовий вихід випромінювання такий же, як у світлодіодів з GaAsP/GaAs червоного свічення, але нижче, ніж у AlInGaP/GaAs.

Ісаму Акасаки і його колеги з Нагойи (Японія) в 1989 р. продемонстрували перший світлодіод GaN з шаром *p*-типу, що володіє реальною провідністю *p*-типу. Стійкі акцептори магнію активувалися за допомогою опромінення



електронним пучком. Пізніше було показано, що активувати домішки магнію в шарах GaN можна також в процесі високотемпературного відпалу готових плівок. Додаткове легування дозволяє покращувати ефективність активації глибоких акцепторів. Цей прорив у вирощуванні легованих шарів *p*-типу відкрив шлях до створення світлодіодів з *p-n*-переходом і лазерних діодів. В даний час на основі плівок GaN, легованих магнієм, виготовляють всі світлодіоди та лазерні діоди, які містять нітриди.

У 1992 р. Акасаки опублікував статтю про створення першого світлодіода з GaN з гомогенним *p-n*-переходом. Світлодіод випромінював світло в ультрафіолетовому (УФ) і синьому спектральному діапазонах і був вирощений на сапфіровій підкладці. Він був продемонстрований на конференції з GaAs та інших напівпровідникових матеріалів, що відбулася в 1992 р. в м. Карусава (Японії). К. п. д. даного світлодіода становив  $\sim 1\%$ . Це була дуже велика величина для GaN, вирощеного на сапфіровій підкладці із сильно відмінними параметрами решітки. Було також показано, що на квантовий вихід нітридних світлодіодів не впливає велика концентрація дислокацій, на відміну від світлодіодів, виготовлених з арсенідів і фосфідов.

Назва японської компанії Nichia Chemical Industries Corporation (NCIC) тісно пов'язана з світлодіодами і лазерами з GaN. Її співробітники, включаючи Шуджи Накамуру, внесли великий вклад у розвиток технології вирощування GaN і виготовлення на його основі світлодіодів і лазерів. Вони розробили двухпоточну систему вирощування GaN методом металоорганічного ГФЕ (МОГФЕ), продемонстрували перші світлодіоди InGaN блакитного і зеленого свічення з подвійними гетероструктурами, к. п. д яких досяг - 10%, виготовили перші імпульсні лазери і лазери безперервного випромінювання InGaN/GaN, які працюють при кімнатній температурі в синій області спектру.

Виявилося, що система InGaN/GaN також підходить для отримання світлодіодів білого світіння. Існує кілька підходів до виготовлення таких світлодіодів. Один з них заснований на використанні люмінофорів, що перетворюють довжину хвилі, інший - застосування напівпровідникових

перетворювачів довжин хвиль. Очікується, що в найближчому майбутньому відбудеться великий прорив в області створення і використання світлодіодів білого світіння, оскільки за світлової віддачі вони цілком можуть конкурувати зі звичайними лампами накаливання і люмінесцентними джерелами. У той час як світлова віддача традиційних джерел світла становить 15-100 лм/Вт, у світлодіодів білого світіння вона може досягати 300 лм/Вт.

## 1.2. Нелінійні електрофізичні особливості світлодіодів

У даному пункті обговорюються електричні властивості  $p$ - $n$ -переходів. Розглядаються *різкі*  $p$ - $n$ -переходи з концентраціями донорів  $N_D$  і акцепторів  $N_A$ . Всі домішки вважаються повністю іонізованими, тобто концентрація вільних електронів  $n = N_D$ , а концентрація вільних дірок  $p = N_A$ . Передбачається, що випадкові включення і дефекти *не компенсують* спеціально введені домішки.

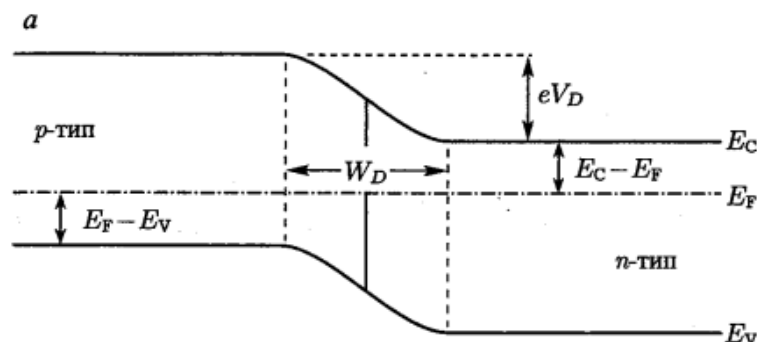
У рівновазі в околиці  $p$ - $n$ -переходу електрони з боку матеріалу  $n$ -типу дифундують від донорів в область  $p$ -типу, де вони, зустрічаючи дірки у великих концентраціях, рекомбінують з ними. Аналогічні процеси відбуваються з дірками, дифундуючими в область  $n$ -типу. Внаслідок цього область в околиці  $p$ - $n$ -переходу виявляється збідненою вільними носіями, тому вона так і називається — *збіднена область*.

При відсутності вільних носіїв у збідненій області єдиними зарядженими центрами в ній є іонізовані донори і акцептори. Ці легуючі домішки утворюють заряджені області, донорну — на боці  $n$ -типу і акцепторну — на боці  $p$ -типу. Така область просторового заряду формує різницю потенціалів, яка називається *контактною різницею потенціалів*  $V_D$ :

$$V_D = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \quad (1.2.1)$$

де  $N_A$  і  $N_D$  — концентрації акцепторів і донорів,  $n_i$  — власна концентрація носіїв в напівпровіднику.

На зонній діаграмі (рис. 1.2.1) показана контактна різниця потенціалів. Це потенційний бар'єр, який повинні подолати вільні носії струму для потрапляння в нейтральну область з провідністю протилежного типу.



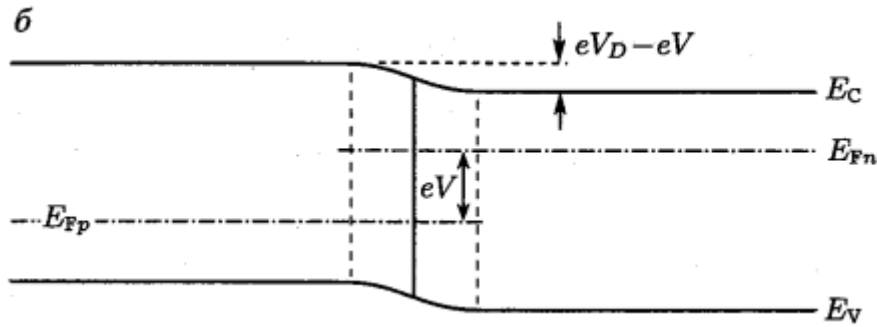


Рис. 1.2.1. Стан р-п-переходу: а —при нульовому зміщенні, б—при прямому зміщенні.

При прямому зміщенні р-п-переходу неосновні носії струму дифундують в нейтральні області, де рекомбінують з основними носіями

Ширина збідненої області, її заряд і контактна різниця потенціалів пов'язані рівнянням Пуассона. Знаючи контактну різницю потенціалів, можна визначити ширину збідненого шару:

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e} (V - V_D) \cdot \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}, \quad (1.2.2)$$

де  $\varepsilon = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0$  — діелектрична проникність напівпровідника, а  $V$  — напруга на діоді.

Збіднена область володіє високим опором, оскільки в ній мало вільних носіїв. Зовнішня напруга в залежності від прикладеної полярності дозволяє або збільшити, або зменшити потенційний бар'єр р-п-переходу. При прямому зміщенні електрони і дірки інжектуються в області з провідностями протилежних типів, що призводить до збільшення струму. Носії дифундують в області з протилежним типом провідності, де вони рекомбінують, випромінюючи фотони (у разі випромінювальної рекомбінації).

Першим вольт-амперну ( $I - V$ ) характеристику р-п-переходу описав Шоклі, тому вираз для  $I - V$  характеристики тонкого різкого р-п-переходу іноді називають *рівнянням Шоклі*. Для діода з площею поперечного перерізу  $A$  воно має вигляд:

$$I = eA \left( \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \right) \cdot \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (1.2.3)$$

де  $D_{n,p}$  та  $\tau_{n,p}$  — коефіцієнти дифузії та часи життя електронів і дірок — неосновних носіїв.

При зворотному зміщенні діод входить в режим насичення струму. Величина струму насичення визначається коефіцієнтом, що стоїть в рівнянні Шоклі перед експоненціальною функцією. Тому вольт-амперна характеристика  $p$ - $n$ -переходу при зворотному зсуві ( $V < 0$ ) має наступний вигляд:

$$I = I_S \cdot \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), I_S = \left( \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \right). \quad (1.2.4)$$

При прямому зміщенні  $p$ - $n$ -переходу напруга  $V$  на діоді зазвичай набагато більше величини  $\frac{kT}{e}$ , тому  $\left[ \exp\left(\frac{eV}{kT} - 1\right) \right] \approx \exp\left(\frac{eV}{kT}\right)$ . Використовуючи вираз (1.2.1), отримуємо рівняння Шоклі для діода при прямому зміщенні у вигляді:

$$I = eA \left( \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot N_A + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot N_D \right) \cdot \left( e^{e(V-V_D)/kT} \right). \quad (1.2.5)$$

Показник експоненційної функції у формулі (1.2.5) свідчить про те, що при наближенні напруги на діоді до контактної різниці потенціалів, тобто при

$V \approx V_D$ , струм через перехід різко зростає. Напруга, при якій відбувається різке збільшення струму, називається *граничною напругою*. Очевидно, що це напруга  $V_{гр.} \approx V_D$ .

На зонній діаграмі невинорожденного  $p$ - $n$ -переходу (див. рис. 1.2.1) показано, що рівень Фермі знаходиться на певній відстані від кордонів валентної зони і зони провідності. Величина різниці енергій між рівнем Фермі та межами цих зон визначається статистикою Больцмана:

$$E_C - E_F = -kT \ln \frac{n}{N_C} \quad \text{зона } n\text{-типу}, \quad (1.2.6)$$

$$E_F - E_V = -kT \ln \frac{p}{N_V} \quad \text{зона } p\text{-типу}. \quad (1.2.7)$$

Зонна діаграма показує, що наступна сума енергій дорівнює нулю:

$$eV_D - E_g + (E_F - E_V) + (E_C - E_F) = 0. \quad (1.2.8)$$

В легованих напівпровідниках відстань між рівнем Фермі та межами відповідних зон набагато менше ширини забороненої зони, тобто з боку області  $n$ -типу

$E_C - E_F \ll E_g$ , і зі сторони області  $p$ -типу  $E_F - E_V \ll E_g$ . Крім того, з виразу (1.2.6) і (1.2.7) випливає, що ці величини майже не залежать від концентрації домішок (логарифмічна залежність). Тому можна знехтувати третім і четвертим доданками в рівнянні (1.2.8), і для оцінки контактної різниці потенціалів (і граничної напруги) використовувати такий вираз:

$$V_{гр.} \approx V_D \approx \frac{E_g}{e}. \quad (1.2.9)$$

На рис. 1.2.2 представлені вольт-амперні характеристики різних напівпровідникових матеріалів, для яких наведені значення ширини забороненої зони. Видно, що для цих матеріалів граничні напруги, отримані з експериментальних залежностей, приблизно дорівнюють значенням  $E_g$ .

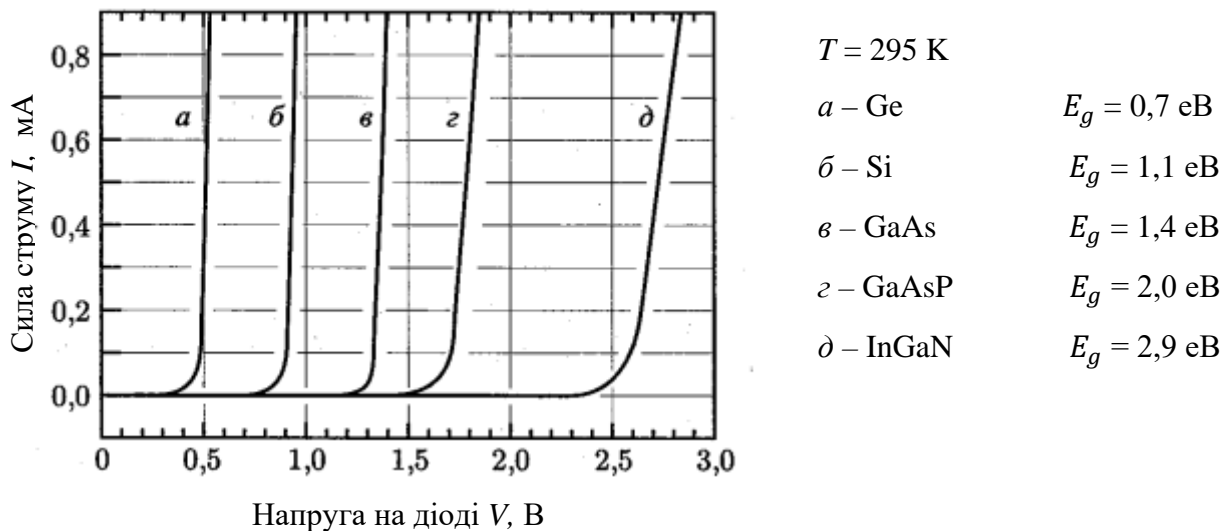


Рис. 1.2.2. Вольт-амперні характеристики  $p$ - $n$ -переходів різних напівпровідникових матеріалів, отримані при кімнатній температурі

На рис. 1.2.3 показана залежність прямої напруги на діоді від ширини забороненої зони при струмі через діод 20 мА для світлодіодів ультрафіолетового, видимого та інфрачервоного діапазонів довжин хвиль. Пряма лінія, побудована за рівнянням (1.2.9), відповідає передбачуваним

значенням прямої напруги. З рис. 1.2.3 випливає, що характеристики більшості напівпровідникових світлодіодів лежать на цій лінії.

Виняток становлять світлодіоди на основі нітридів III групи. Для пояснення цих відхилень є кілька причин:

— для нітридних систем характерні флуктуації ширини забороненої зони, що може призводити до додаткових падінь напруги;

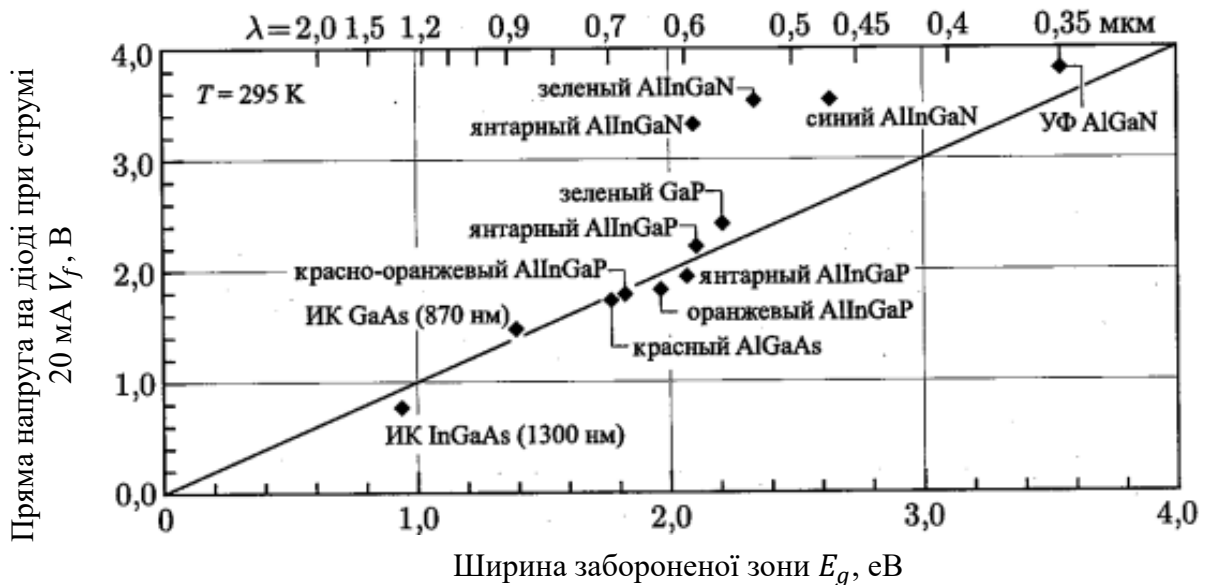


Рис. 1.2.3. Типова залежність прямої напруги на діодах від ширини забороненої зони для різних типів світлодіодів

— для цих систем недостатньо відпрацьована технологія нанесення контактів, що також призводить до підвищення падіння напруги на них;

— матеріали типу GaN зазвичай володіють низькою провідністю  $p$ -типу;

— у буферних шарах  $n$ -типу часто відбувається паразитне падіння напруги.

### Відхилення від ідеальних вольт-амперних характеристик

З рівняння Шоклі випливає теоретичний вираз передбачуваної вольт-амперної характеристики  $p$ - $n$ -переходу. Для опису експериментально спостережуваних характеристик використовують рівняння:

$$I = I_S \cdot e^{eV/(n_{ideal}kT)}, \quad (1.2.10)$$

де  $n_{ideal}$  — коефіцієнт не ідеальності вольт-амперної характеристики діода. Для ідеальних діодів він дорівнює 1. Для реальних діодів величина цього

коефіцієнта лежить в діапазоні 1,1 -1,5. Однак для напівпровідників типу  $A^{III}B^V$  на основі арсенидів і фосфідов коефіцієнт може бути дорівнювати 2, а для GaN/GaInN-діодів  $n_{ideal} = 6$ . Більш докладний аналіз коефіцієнта ідеальності можна знайти в роботі Родріка і Вільямса.

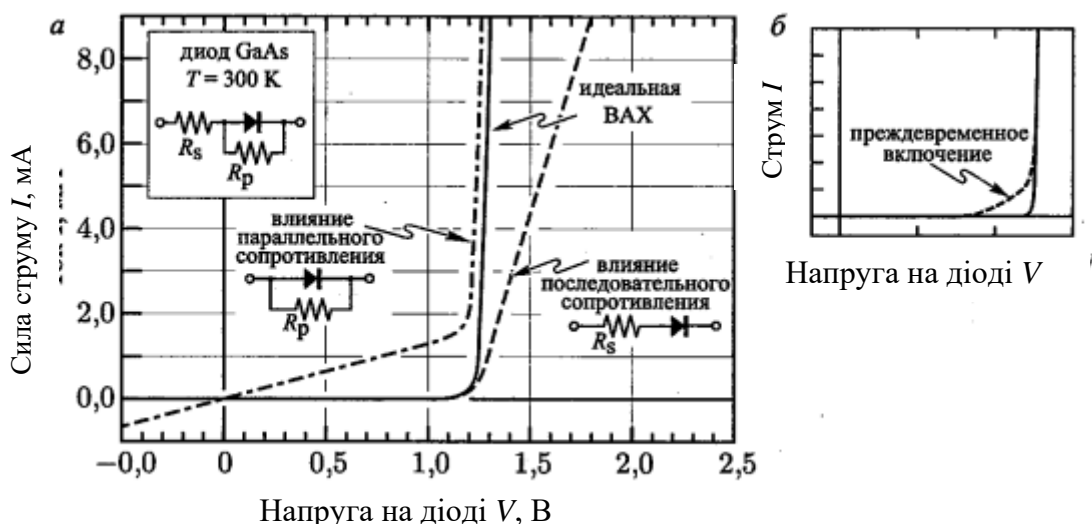


Рис. 1.2.4. Вплив послідовних і паралельних паразитних опорів на ВАХ  $p$ - $n$ -переходу (а). Вольт-амперна характеристика з чітко вираженим передчасним включенням світлодіода, пов'язаного або з дефектами всередині напівпровідника, або з поверхневими струмами витоку (б)

Часто діоди мають небажані або *паразитні опори*. На рис. 1.2.4 показано вплив послідовних і паралельних паразитних опорів на вольт-амперні характеристики (ВАХ)  $p$ - $n$ -переходу. Послідовні опори можуть з'являтися із-за занадто великого опору контактів або із-за опору нейтральної області. Будь-які канали в  $p$ - $n$ -переході, викликані руйнуванням його областей або дефектами на поверхні, призводять до формування паразитних паралельних опорів.

Для врахування паразитних опорів вольт-амперну характеристику діода, обумовлену рівнянням Шоклі, необхідно модифікувати. Вважаючи, що  $R_p$  — опір, що стоїть паралельно ідеальному діоду, а  $R_s$  — опір, що стоїть послідовно з ідеальним діодом і шунтом, вираз для вольт-амперної характеристики  $p$ - $n$ -переходу при прямому зміщенні можна записати у вигляді:



$$I - \frac{(V - IR_s)}{R_p} = I_s \cdot e^{\left(\frac{V - IR_s}{n_{ideal} kT}\right)}. \quad (1.2.11)$$

При  $R_p \rightarrow \infty, R_s \rightarrow 0$  цей вираз прагне до рівняння Шоклі.

Однак іноді включення світлодіода відбувається не миттєво по досягненні граничної напруги, а розтягується на деякий діапазон напруг. На рис. 1.2.4, б показані обидва режими включення діода. Плавне включення світлодіода часто називають *передчасним включенням*. Поява струму через діод до досягнення порогової напруги пояснюється або переносом носіїв через поверхневі стани (поверхневими струмами витоку), або наявністю глибоких домішкових рівнів в обсязі напівпровідника.

Конкретні причини відхилень реальних  $I$ - $V$ -характеристик діодів від ідеальних можуть бути обумовлені наявністю паразитних опорів (послідовних або паралельних), так і передчасним включенням. Для їх з'ясування вольт-амперні характеристики будують в лінійному і логарифмічному масштабах. На рис. 1.2.5

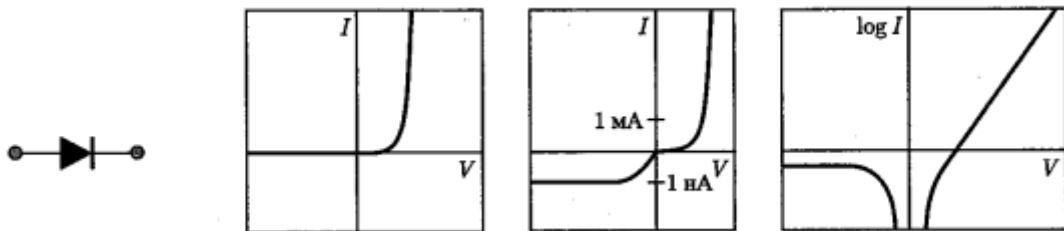


Рис. 1.2.5, а. Ідеальний діод. Ідеальна  $I$ - $V$ -характеристика діода, описувана рівнянням Шоклі

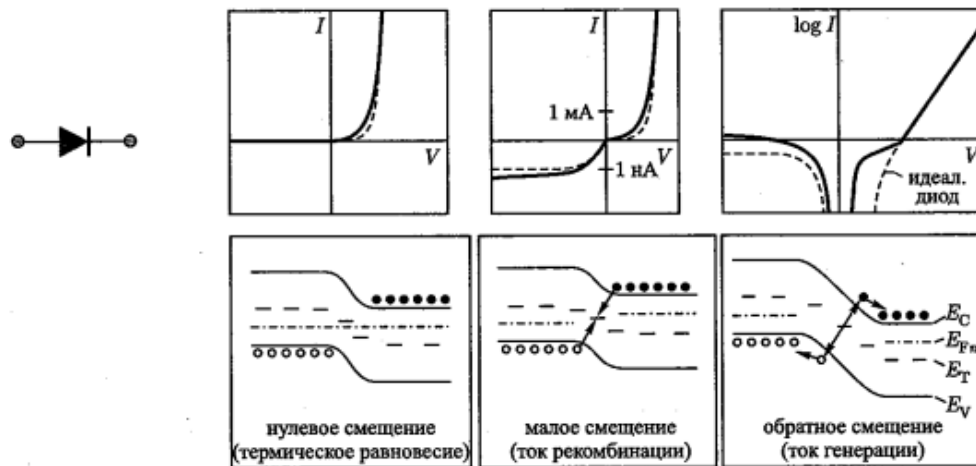


Рис. 1.2.5, б. Процеси генерації і рекомбінації в з'єдненій області.

У рівнянні Шоклі не враховуються акти генерації і рекомбінації носіїв, що відбуваються в збідненій області. Проте в реальних діодах в цій області практично завжди існують домішкові рівні — пастки, що підвищують ймовірність рекомбінації, які призводять до появи надлишкового струму як при прямому, так і при зворотному зміщенні. В режимі прямого зміщення виникнення надлишкового струму пояснюється актами рекомбінації неосновних носіїв в збідненій області. Цей струм позначається, в основному при низьких напругах і призводить до підвищення коефіцієнта ідеальності діода в цій зоні до значення 2. При більш високих напругах домінуючим стає дифузійний струм, що призводить до зниження коефіцієнта ідеальності до 1. У режимі зворотного зміщення надлишковий струм пов'язаний з актами генерації носіїв у розглянутій області. Під впливом прикладеного електричного поля, утворені в результаті генерації носії дрейфують у бік нейтрально заряджених областей. Цей струм посилюється з ростом зворотної напруги, що пов'язано з одночасним розширенням збідненої області.

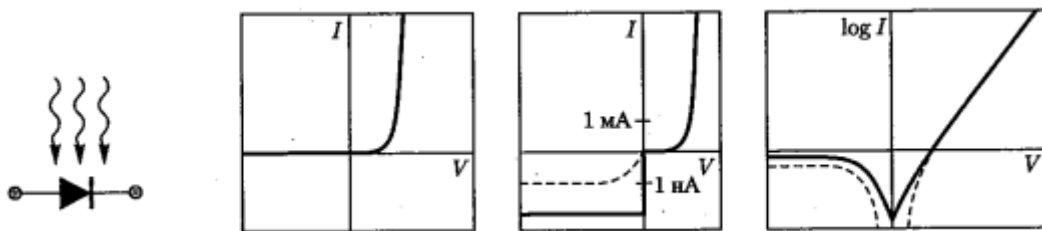


Рис. 1.2.5, в. Фотострум.

При освітленні в діоді, вміщеному в прозорий корпус, буде порушуватися фотострум. Тому всі вимірювання необхідно проводити в темряві. Якщо вимкнути світло або накрити установку щільною тканиною, паразитний фотострум значно знизиться. В темряві, при нульовому зміщенні, струм через світлодіод повинен бути дорівнювати нулю. Однак на практиці вимірювальна апаратура при цьому фіксує невеликий, але не нульовий струм, приблизно дорівнює  $10^{-15}$  А. Цей струм, як правило, не пов'язаний з діодом. Точні вимірювальні прилади при нульовому зсуві і повній темряві будуть показувати струм близько  $10^{-15}$  А ( $10^{-15}$  А =  $10^{-3}$  пА)

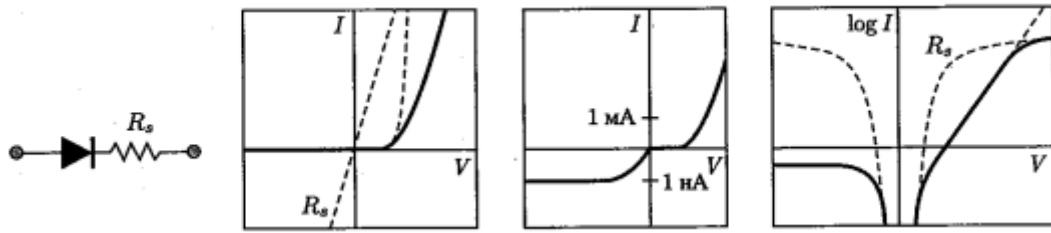


Рис. 1.2.5, г. Діод з паразитним послідовним опором.

Наявність послідовного опору веде до відхилення  $I$ - $V$ -характеристики світлодіода від ідеальної експоненти в області великих значень прямого струму. У відповідності з правилом Кірхгофа значення напруги на діоді і на опорі складаються. Зазначимо, що  $I$ - $V$ -характеристика простого опору є лінійною при побудові на графіку з лінійними шкалами і логарифмічної при побудові у полулогарифмічному масштабі.

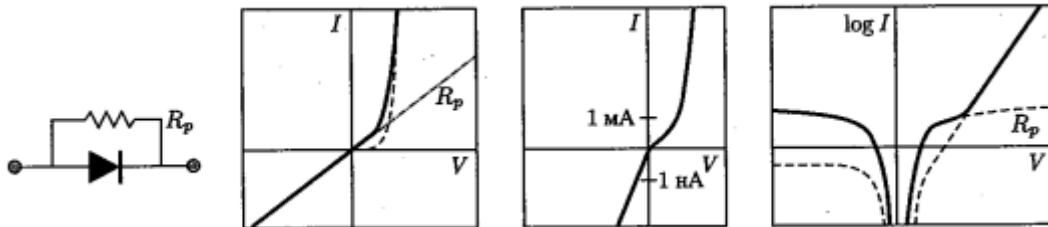


Рис. 4.5, д. Діод з паразитним паралельним опором (шунтом).

У відповідності з правилом Кірхгофа струм через діод і опір складаються. Зазначимо, що форма викривлення характеристики при прямому зміщенні діода, спостережувана на графіку в полулогарифмічному масштабі, приблизно збігається з зворотним струмом насичення. Саме з цієї особливості можна розпізнати наявність паразитного паралельного опору.

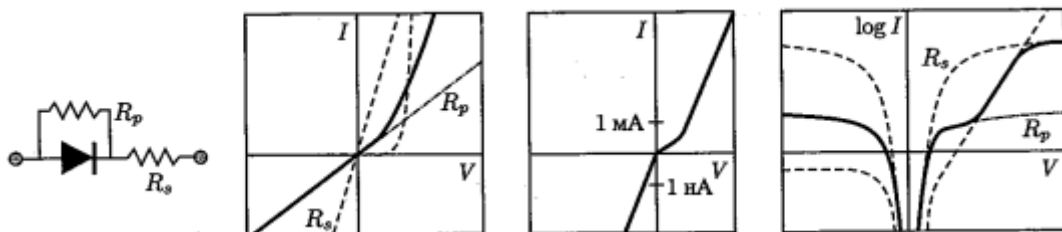


Рис. 1.2.5, е. Діод з паразитними паралельним і послідовним опором.

Наявність таких опорів призводить до спотворень  $I$ - $V$ -характеристики світлодіода, як при малих, так і при великих струмах.

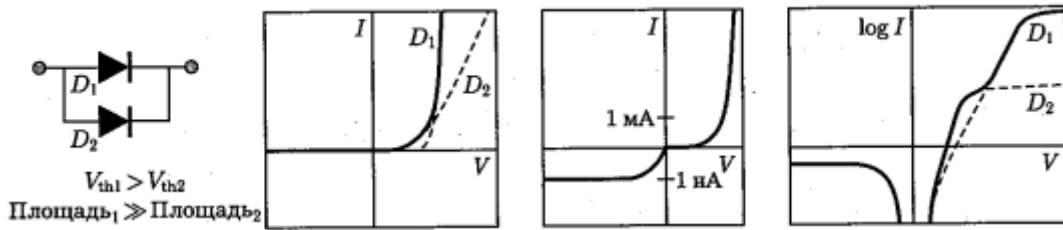


Рис. 1.2.5, е. Діод з паралельним паразитних  $p-n$ -переходом меншої площі і з меншою висотою потенціального бар'єру, ніж основний перехід.

Для таких діодів характерно передчасне включення, пояснюване витоками або через поверхневі стани по периметру кристала, або внутрішніми дефектами, що створюють всередині структури паразитні  $p-n$ -переходи з меншою, ніж у основного діода, висотою потенціального бар'єру. Зазначимо, що в цьому випадку викривлення форми  $I$ - $V$ -характеристики світлодіода на графіку в полулогарифмічному масштабі спостерігається при значно більших струмах прямого зміщення, ніж рівень зворотного струму насичення. Це і є основна відмінність від випадку діода з паралельним паразитних опором.

### Оцінка величини паразитних опорів діода

Паралельний опір діода можна оцінити за допомогою  $I$ - $V$ -характеристики в діапазоні напруг  $V \ll \frac{E_g}{e}$ , тобто поблизу початку координат. У цьому діапазоні напруги струмом через  $p-n$ -перехід можна знехтувати, а паралельний опір знайти з виразу:

$$R_p = \frac{dV}{dI}, \quad (1.2.12)$$

Зазначимо, що для більшості діодів паралельний опір набагато перевищує послідовний, тому при оцінці паралельного опору немає необхідності враховувати послідовний опір.

Послідовний опір слід оцінювати тільки при високих напругах, коли  $V > \frac{E_g}{e}$ . В цих випадках вольт-амперна характеристика діода стає лінійною і тому для оцінки послідовного опору можна використовувати співвідношення:

$$R_s = \frac{dV}{dI}, \quad (1.2.13)$$

Однак іноді з-за нагріву оцінку опорів діода слід проводити по-іншому.

Для діодів з великим паралельним опором ( $R_p \rightarrow \infty$ ) вольт-амперну характеристику (1.2.11) можна записати у вигляді:

$$I = I_s \cdot e^{\left(\frac{V-IR_s}{n_{ideal}kT}\right)}. \quad (1.2.14)$$

Розв'язавши це рівняння відносно  $V$  і продиференціювавши результат за  $I$ , отримуємо вираз:

$$\frac{dV}{dI} = R_s + \frac{n_{ideal}kT}{e} \cdot \frac{1}{I}, \quad (1.2.15)$$

де другий доданок у правій частині рівняння являє собою диференціал опору  $p$ - $n$ -переходу. Помноживши це рівняння на  $I$ , можна знайти послідовний опір діода з нахилу залежності функції  $\frac{dV}{dI}$  від  $I$ , показаної на рис. 1.2.7, б.

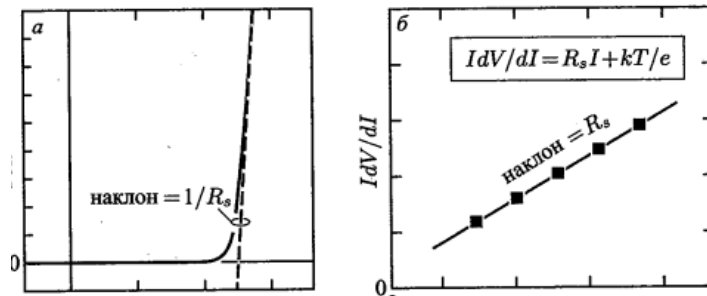


Рис. 1.2.7. Метод оцінки послідовного опору діода: а —  $R_g$  визначається по тангенсу кута нахилу ВАХ світлодіода при  $V > V_{th}$ , б — рівняння в рамці справедливо для діода при

прямому зміщенні, коли  $V \gg \frac{kT}{e}$

### 1.3. Механізми розігріву світлодіодних структур. Джоулевий розігрів структури. Безвипромінювальна рекомбінація

Над електроном, що рухається зі швидкістю  $v$  в однорідному силовому полі, щомиті відбувається робота  $vF = (u + v_G)F$ . При підсумовуванні по всім електронам члени  $v_G F$  дають нуль. Залишається тільки регулярна робота, пов'язана з дрейфовим рухом електронів. Ця робота, чинена над електронами одиниці об'єму металу, дорівнює  $nuF = \frac{jF}{e}$ . В металах вона йде на збільшення внутрішньої (теплової) енергії, оскільки проходження електричного струму не супроводжується змінами внутрішньої структури металу. Таким чином, потужність тепла, що виділяється струмом в одиниці об'єму провідника, дається виразами

$$Q = \frac{I}{e}(jF) = \frac{\lambda}{e^2} F^2, \quad (1.3.1)$$

або

$$Q = \frac{I}{\lambda} j^2. \quad (1.3.2)$$

Остання формула виражає закон Джоуля—Ленца в локальній (диференційованій) формі: потужність тепла в одиниці об'єму  $Q$  пропорційна квадрату густини електричного струму і обернено пропорційна електропровідності середовища. У такій формі закон Джоуля—Ленца носить абсолютно загальний характер, тобто не залежить від природи сил, що збуджують електричний струм. Якщо сила  $F$  чисто електрична ( $F = eE$ ), то

$$Q = (jE) = \lambda E^2. \quad (1.3.3)$$

З викладеного ясно, що вираз (1.3.3) носить менш загальний характер, ніж (1.3.2).

Закон Джоуля—Ленца, як показує досвід, справедливий і для електролітів. Звідси випливає, що робота електричного поля в електролітах не витрачається на утворення іонів. Іони в розчині утворюються в результаті дисоціації молекул при розчиненні (електролітична дисоціація). Прикладене електричне поле до цього процесу не має відношення.

Викладена класична теорія без істотних змін, зберігається і в квантовій фізиці. Проте класична теорія носить кінематичний характер, оскільки вона не визначає рухливості і концентрації носіїв струму. Для цього потрібно динамічна теорія. Спроби створити таку теорію на класичній основі завжди приводили до різких суперечностей з досвідом. Тільки квантова теорія дозволяє (або дозволяє в принципі) побудувати і динамічну теорію електропровідності, що узгоджується з досвідом.

Рекомбінація в напівпровідниках буває в основному двох видів: *випромінювальна* та *безвипромінювальна*. На рис. 1.3.1 показано, що в кожному акті випромінювальної рекомбінації відбувається збудження одного фотона з енергією, що дорівнює ширині забороненої зони. В ході безвипромінювальної рекомбінації енергія електрона витрачається на збудження коливань атомів кристалічної решітки, тобто перетворюється в тепло. З цієї причини в випромінювальних пристроях акти безвипромінювальної рекомбінації вважаються небажаними.

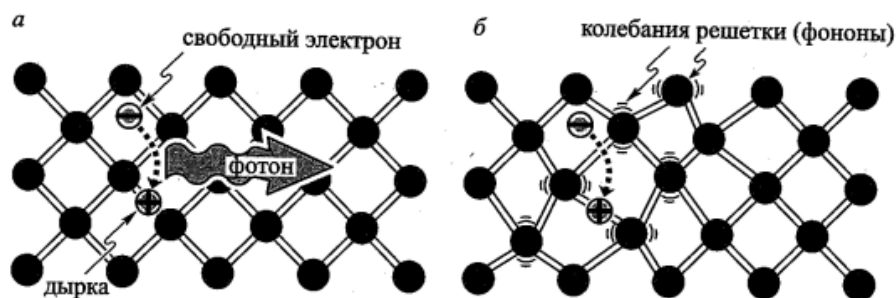


Рис. 1.3.1. Випромінювальна рекомбінація електронно-діркової пари, що супроводжується порушенням фотона з енергією  $h\nu - E_g$  (а). В ході безвипромінювальної рекомбінації енергія, що вивільняється при рекомбінації електронно-діркової пари, передається фононам (б) (Shockley, 1950)

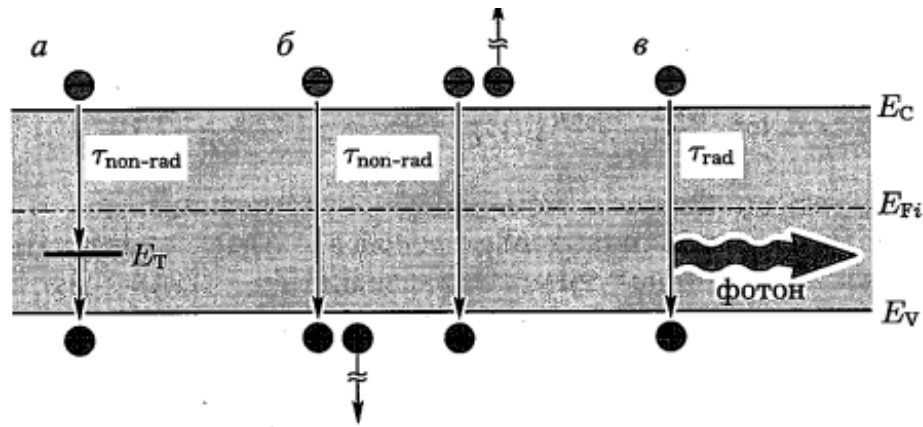


Рис. 1.3.2. Зонні діаграми, що ілюструють різні типи люмінесценції: *a* — безвипромінювальна рекомбінація через домішкові центри, *б* — безвипромінювальна Оже-рекомбінація, *в* — випромінювальна рекомбінація

Існує кілька фізичних механізмів безвипромінювальної рекомбінації. Її причиною часто є наявність в кристалічній решітці різних дефектів — атомів домішок, власних дефектів, дислокацій та їх скупчень. В складних напівпровідниках власними дефектами можуть бути міжвузля і вакансії (Longini, Greene, 1956; Baraff, Schlüter, 1985). По структурі енергетичних рівнів такі дефекти сильно відрізняються від заміщення атомів напівпровідника. Власні дефекти часто утворюють один або кілька енергетичних рівнів всередині забороненої зони напівпровідника.

Енергетичні рівні в забороненій зоні напівпровідника є ефективними центрами безвипромінювальної рекомбінації, особливо якщо ці рівні розташовуються приблизно в середині цієї зони. На рис. 1.3.2 схематично представлена рекомбінація носіїв через домішкові рівні. Такі домішкові рівні часто називають центрами *гасіння люмінесценції*.

Рекомбінацію вільних носіїв через глибокі домішкові рівні першими почали вивчати Шоклі, Рід і Хол, тому її часто так і називають: рекомбінація Шоклі-Ріда-Холу. В роботі Шоклі і Ріда наведено вираз для швидкості безвипромінювальної рекомбінації через центри захоплення (пастки) з енергіями  $E_T$  і концентрацією домішок  $N_T$ :

$$R_{SR} = \frac{p_0 \Delta n + n_0 \Delta p + \Delta n \Delta p}{(N_T v_p \sigma_p)^{-1} (n_0 + n_1 + \Delta n) + (N_T v_n \sigma_n)^{-1} (p_0 + p_1 + \Delta p)}, \quad (1.3.4)$$



де  $\Delta n = \Delta p$ ,  $v_n$  і  $v_p$  — теплові швидкості електронів і дірок,  $\sigma_n$  і  $\sigma_p$  — поперечні перерізи захоплення пасток. Величини  $n_1$  і  $p_1$  визначають концентрації електронів і дірок, для яких виконуються співвідношення:

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_T - E_{Fi}}{kT}\right), \quad p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_T}{kT}\right), \quad (1.3.5)$$

де  $E_{Fi}$  — рівень Фермі власного напівпровідника.

Час життя надлишкових електронів у разі безвипромінювальної рекомбінації можна отримати з рівняння  $R_{SR} = \frac{\Delta n}{\tau}$ :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{p_0 + n_0 + \Delta n}{(N_T v_p \sigma_p)^{-1} (n_0 + n_1 + \Delta n) + (N_T v_n \sigma_n)^{-1} (p_0 + p_1 + \Delta p)}, \quad (1.3.6)$$

Припустимо, що розглянутий напівпровідник є матеріалом  $p$ -типу. З цього випливає, що основні носії — дірки, тобто  $p_0 \gg n_0$ ,  $p_0 \gg p_1$ . При невеликих відхиленнях від рівноважного стану, при яких  $\Delta n \ll p_0$ , час життя неосновних носіїв визначається виразом:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{n_0}} = N_T v_n \sigma_n. \quad (1.3.7)$$

Якщо електрони є основними носіями, для знаходження часу життя неосновних носіїв (дірок) використовується аналогічний вираз:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{p_0}} = N_T v_p \sigma_p. \quad (1.3.8)$$

З цих виразів видно, що швидкість рекомбінації, знайдена за рівняннями Шоклі-Ріда, визначається швидкістю захоплення неосновних носіїв. Припускаючи, що ймовірність захоплення основних носіїв набагато перевищує ймовірність захоплення неосновних носіїв, можемо переписати рівняння (1.3.6) у вигляді:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{p_0 + n_0 + \Delta n}{\tau_{p_0} (n_0 + n_1 + \Delta n) + \tau_{n_0} (p_0 + p_1 + \Delta p)}, \quad (1.3.9)$$

При  $\Delta n \ll p_0$  воно спрощується до

$$\tau = \tau_{n_0} \frac{p_0 + p_1}{p_0 + n_0} + \tau_{p_0} \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{p_0 + n_0} \approx \tau_{n_0} \frac{p_0 + p_1}{p_0 + n_0}, \quad (1.3.10)$$

З останнього рівняння видно, що при невеликих відхиленнях від рівноважного стану час життя неосновних носіїв у власних напівпровідниках практично не змінюється.

Тепер припустимо, що домішкові центри захоплюють дірки і електрони з однаковою швидкістю, тобто  $v_n\sigma_n = v_p\sigma_p$  і  $\tau_{n_0} = \tau_{p_0}$ . Тоді з рівняння (1.3.10) слідує, що

$$\tau = \tau_{n_0} \left( 1 + \frac{p_0 + p_1}{p_0 + n_0} \right), \quad (1.3.11)$$

Для власних напівпровідників, у яких  $n_0 = p_0 = n_i$ , це рівняння спрощується:

$$\tau_i = \tau_{n_0} \left( 1 + \frac{p_1 + n_1}{2n_i} \right) = \tau_{n_0} \left[ 1 + ch \left( \frac{E_T - E_{Fi}}{kT} \right) \right], \quad (1.3.12)$$

де  $E_{Fi}$  — рівень Фермі у власному напівпровіднику, який зазвичай розташований поблизу середини забороненої зони. Коли аргумент функції  $ch$  дорівнює нулю, вона має мінімум. Тому при  $E_T = E_{Fi}$ , тобто коли домішковий рівень розташований поблизу середини забороненої зони, час життя неосновних носіїв при вчиненні актів безвипромінювальної рекомбінації мінімальний. При наявності таких центрів захоплення час життя носіїв визначається виразом

$$\tau = 2\tau_{n_0}.$$

З рівняння (1.3.12) випливає, що глибокі домішкові рівні — ефективні центри безвипромінювальної рекомбінації, якщо вони розташовані поблизу середини забороненої зони.

З виразу (1.3.12) можна також отримати температурну залежність рекомбінації Шоклі-Ріда: при збільшенні температури час життя носіїв у ході безвипромінювальної рекомбінації *скорочується*. В результаті цього при високих температурах ефективність випромінювальної міжзонної рекомбінації *зменшується*. Максимальна інтенсивність випромінювання в *прямозонних напівпровідниках* спостерігається при низьких температурах.

Однак деякі світловипромінюючі пристрої будуються саме на принципі випромінювальної рекомбінації на глибоких домішкових рівнях. Найяскравішим прикладом є системи на основі GaP, легованого азотом. З моделі Шоклі-Ріда випливає, що з ростом температури швидкість рекомбінації через глибокі центри захоплення збільшується.

У *непрямозонних напівпровідниках*, наприклад GaP, посередниками у випромінювальних переходах є фонони. Це означає, що випромінювальна рекомбінація завжди супроводжується поглинанням або випусканням фононів. Оскільки кількість фононів збільшується з ростом температури, одночасно зростає і число актів рекомбінації, пов'язаних з їх поглинанням.

У безпосередній близькості від глибоких домішкових центрів інтенсивність люмінесценції падає. З-за відносно невеликого ефекту вплив *одиночних точкових* дефектів відстежити дуже важко. Однак на практиці дефекти часто групуються, утворюючи кластери або *просторові дефекти*. До них також відносяться протяжні дислокації і дислокації невідповідності, що з'являються при вирощуванні напівпровідників на підложках, постійні решітки яких відрізняються від постійних ґрат епітаксійних шарів. Існує безліч інших просторових дефектів. На рис. 1.3.3 показаний мікрознімок катодолюмінесценції шару GaAs, отриманий при кімнатній температурі, для ілюстрації того, що такі дефекти за своєю природою є центрами гасіння люмінесценції. Видно кілька темних плям, поява яких пов'язано із затуханням люмінесценції в околі дефектів через створення каналів безвипромінювальної рекомбінації. Розмір цих плям залежить від розмірів дефекту та дифузійної довжини неосновних носіїв.

Незважаючи на те, що більшість переходів через глибокі домішкові центри відносяться до безвипромінювальних, деякі з них все ж є випромінювальними. Представлені спектри люмінесценції міжзонних переходів на довжині хвилі 365 нм і переходів через глибокі домішкові рівні в діапазоні довжин хвиль близько 550 нм. Випромінювання при переходах через домішкові центри відповідає

жовтій області видимого спектру, що пояснюється вакансіями атомів галію — найбільш поширеними точковими дефектами в GaN *n*-типу .

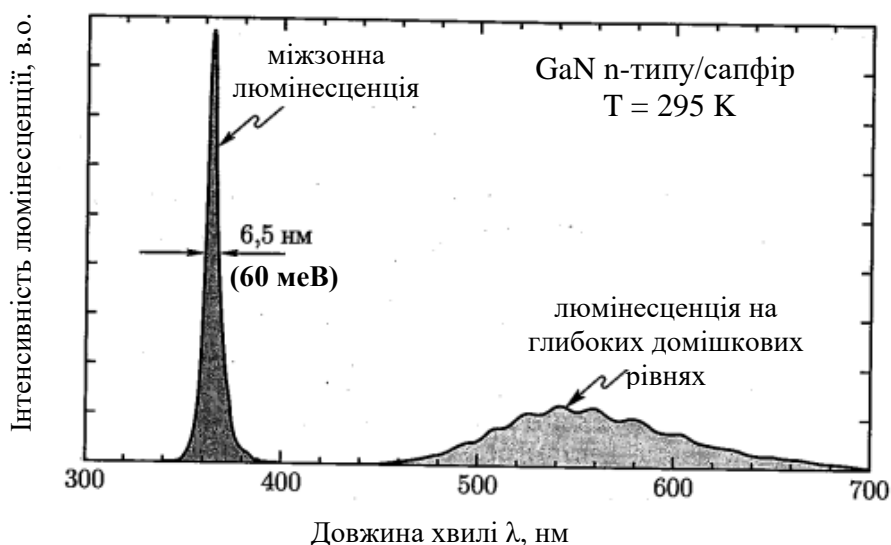


Рис. 1.3.3. Спектри фотолюмінесценції в GaN: перший пік — міжзонні оптичні переходи на довжині хвилі 365 нм, другий пік — переходи через глибокі домішкові центри на довжинах хвиль близько 550 нм

Причинами виникнення глибоких центрів захоплення електронів можуть бути *власні дефекти* — вакансії атомів галію, небажані домішки, дислокації, об'єднання домішка-дефект і комбінації дефектів різних типів. Іноді проходить багато років, перш ніж вдається встановити справжню природу того чи іншого дефекту. В роботі Пантелидеса наведено досить детальний опис різних дефектів.

Іншим механізмом безвипромінювальної рекомбінації є *ударна Оже-рекомбінація*. При її протіканні енергія, що виділяється при рекомбінації пар електрон-дірка, приблизно рівна  $E_g$ , розсіюється на збудження або вільного електрона в зоні провідності, або дірки у валентній зоні. Схематично цей процес показаний на рис. 1.3.2, б. Порушені носії поступово втрачають свою енергію при зіткненні з атомами решітки, виділяючи при цьому фонони, до тих пір поки не повернуться знов на край відповідної зони (провідності або валентної).

Швидкість Оже-рекомбінації визначається наступними співвідношеннями:

$$R_{\text{Оже}} = C_p \cdot n \cdot p^2, \quad (1.3.13)$$

$$R_{\text{Оже}} = C_n \cdot n^2 \cdot p. \quad (1.3.14)$$

Швидкість Оже-рекомбінації пропорційна квадрату концентрації носіїв (електронів або дірок), оскільки в ній беруть участь пари носіїв одного типу (два електрона або дві дірки). Із-за надлишку дірок у напівпровідниках  $p$ -типу Оже-рекомбінація частіше протікає по механізму, описаного рівнянням (1.3.13). У напівпровідниках  $n$ -типу для Оже-рекомбінації справедливо вираз (1.3.14).

В ході Оже-рекомбінації повинні виконуватися закони збереження енергії та імпульсу. Внаслідок відмінностей у структурах валентної зони і зони провідності коефіцієнти  $C_p$  і  $C_n$  в напівпровідниках зазвичай мають різні значення.

При високому рівні збудження нерівноважні концентрації носіїв набагато перевищують рівноважні значення, тому рівняння швидкості Оже-рекомбінації можна спростити до вигляду

$$R_{\text{Оже}} = (C_n + C_p) \cdot n^3 = C \cdot n^3, \quad (1.3.15)$$

де  $C$  — коефіцієнт Оже. Чисельні значення коефіцієнта  $C$  можуть бути знайдені з рівнянь квантової механіки, який враховує зонну структуру напівпровідника. Для напівпровідників типу  $A^{III}B^V$  значення коефіцієнта Оже зазвичай лежать в межах  $10^{-28}$  -  $10^{-29}$  см<sup>6</sup>/с.

В напівпровідниках Оже-рекомбінація знижує інтенсивність люмінесценції лише при дуже високому рівні збудження або при дуже великій інжекції електронів, що пов'язано з кубічної залежністю швидкості рекомбінації від концентрації носіїв (1.3.15). При низьких концентраціях носіїв швидкість Оже-рекомбінації дуже мала, тому в більшості практичних випадків нею можна знехтувати.

## РОЗДІЛ II

### Вплив концентрування струму на ефективність роботи світлодіодів

#### 2.1. Моделювання фізичних процесів в COMSOL

COMSOL Multiphysics - це потужне інтерактивна середовище для моделювання та розрахунків більшості наукових і інженерних задач заснованих на диференціальних рівняннях в частинних похідних (PDE) методом кінцевих елементів. З цим програмним пакетом можна розширювати стандартні моделі використовуючи одне диференціальне рівняння в мультифізичні моделі для розрахунку пов'язаних між собою фізичних явищ. Розрахунок не вимагає глибокого знання математичної фізики і методу кінцевих елементів. Це можливо завдяки вбудованим фізичним режимам, де коефіцієнти PDE задаються у вигляді зрозумілих фізичних властивостей і умов, таких як: теплопровідність, теплоємність, коефіцієнт тепловіддачі, об'ємна потужність і т. п. залежно від обраного фізичного розділу. Перетворення цих параметрів в коефіцієнти математичних рівнянь відбувається автоматично. Взаємодія з програмою можливо стандартним способом – через графічний інтерфейс користувача (GUI), або програмуванням за допомогою скриптів на мові COMSOL Script або мовою MATLAB.

Програма заснована на системі диференціальних рівнянь в приватних похідних. Існує три математичних способу завдання таких систем:

- Коефіцієнтна форма, призначена для лінійних і близьких до лінійних моделей
- Генеральна форма, для нелінійних моделей
- Слабка форма (Weak form), для моделей з PDE на межах, ребрах або для моделей використовують умови зі змішаними і похідними по часу.

Для вирішення PDE, COMSOL Multiphysics використовує метод кінцевих елементів (FEM). Програмне забезпечення запускає кінцевоелементний аналіз разом з сіткою враховує геометричну конфігурацію тіл і контролем помилок з використанням різноманітних чисельних розв'язків. Так як багато фізичних законів виражаються у формі PDE, стає можливим моделювати широкий спектр

наукових і інженерних явищ з багатьох галузях фізики таких як: акустика, хімічні реакції, дифузія, електромагнетизм, гідродинаміка, фільтрування, оптика, квантова механіка, напівпровідникові пристрої та багатьох інших. В тому числі і електродинамічні процеси, що є предметом нашої роботи.

Загальні принципи побудови моделей в COMSOL:Navigator

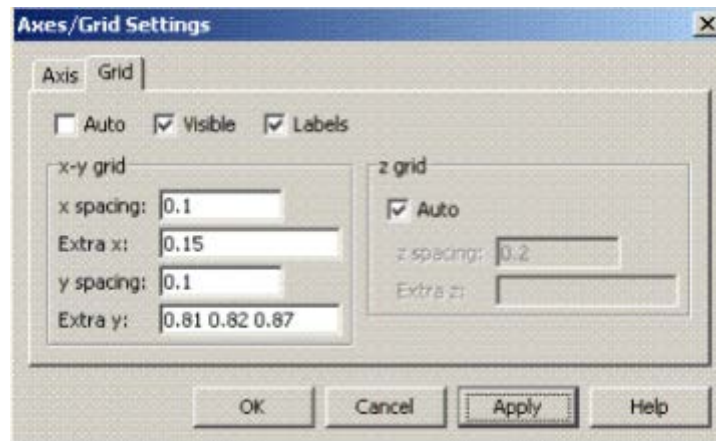
1. Вибираємо розмірність моделі, визначаємо фізичний розділ *Model Navigator* [Навігатор моделей] (кожному розділу відповідає певне диференціальне рівняння) і визначаємо стаціонарний чи нестаціонарний аналіз температурного поля.
2. Визначаємо робочу область і задаємо геометрію
3. Задаємо початкові дані, залежності змінних від координат і часу
4. Вказуємо теплофізичні властивості та початкові умови
5. Вказуємо граничні умови
6. Задаємо параметри і будуємо сітку
7. Визначаємо параметри вирішального пристрою і запускаємо розрахунок.
8. Налаштовуємо режим відображення
9. Отримуємо результати

### **1. Навігатор моделей і головне меню**

Вибираючи розмірність моделі, слід пам'ятати, що просто задання сітки в тривимірній моделі може тривати десятки хвилин навіть на потужному комп'ютері. Для більшості тривимірних задач має сенс спочатку визначити і розрахувати двовимірну модель, а вже потім при необхідності повторити розрахунок для тривимірної моделі. Розмірність моделі вибирається *Model Navigator* [Навігаторі моделей]. Далі вибираємо фізичний розділ: *Heat Transfer* [Теплопередача] , *Fluid Dynamics* [Гідродинаміка] і *Diffusion* [Дифузія] і модуль розширення *General Heat Transfer* [Загальна теплопередача] .

### **2. Робоча область і завдання геометрії**

В першу чергу рекомендується визначити межі відображуваної робочої області *Options* > *Axes/Grid settings* [Опції>Установка осі/решітки]. В вікні



вибираємо вкладку *Axis* [Осі], галочка *Axis equal* означає, що осі будуть рівні, тобто один метр по осі X буде візуально такого ж розміру як по осі Y. У розділі *x - y limits* потрібно задати межі відображення осей, для мінімуму і максимуму відповідних осей. На вкладці *Grid* [Решітка] зняти галочку *Auto* і самим встановити інтервал решітки.

Розкритий список *Style*, пропонує варіанти *Solid* – буде створена ціла фігура –

і *Curve* – буде створена крива-контур фігури. У полі *Name* можна вписати ім'я об'єкта.

### 3. Функції, константи та вирази

У пакеті *Comsol ( Femlab )* існує потужний інструментарій для роботи з константами і функціями. Більшість цих команд знаходиться в меню *Options*.

- *Constants* [Константи] рекомендується всі застосовувані в системі константи винести в цю таблицю, а у всіх формулах, задавати тільки літерне позначення.

- *Expression* [Вираз] містить *Scalar expression* [Скалярні вирази],

- *Subdomain*, *Boundary*, *Edge* (тільки в тривимірному режимі) і *Point expression*. Можна задати залежність теплофізичного параметра від часу  $t$ ;  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ; від безрозмірної координати  $s$  (змінюється від 0 до 1 по довжині кожної кордону) або від будь-яких інших обчислюваних параметрів.

- *Couples Variables* [Зв'язані змінні] за допомогою цих пунктів меню можна

- задавати дуже складні залежності між частинами системи.

Наприклад зв'язати

- граничні умови з інтегралом за обсягом.



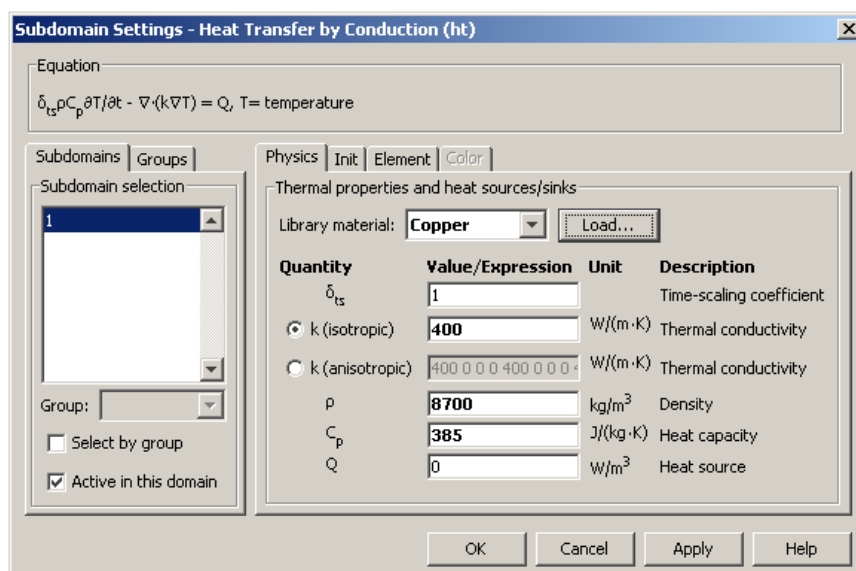
- Functions [Функція] можна задати свою функцію, причому не тільки використовуючи математичні вирази.
- Coordinate systems [Системи координат] можна створити довільну систему
  - координат, з будь-яким розташуванням осей відносно один одного.
- Material / Coefficients Library [Бібліотека матеріалів] в ній є можливість
  - задати будь-які фізичні властивості речовин, і навіть їх залежність від параметрів
  - (температури і тиску).
- Visualization / Selection settings [Установки візуалізації] дозволяють керувати
  - відображенням об'єктів, освітленням і виділенням.
  - Suppress [Приховування] У складних об'єктах для наочності іноді потрібно зробити невидимим який елемент системи.

#### 4. Задання теплофізичних властивостей та початкових умов

Коли геометрія задана і всі константи визначені, можна приступити до задання

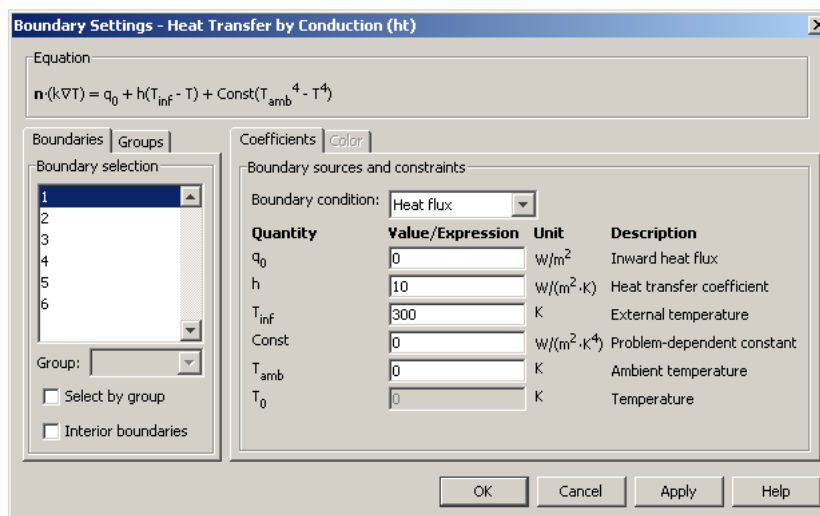
теплофізичних властивостей. Для початку відкриваємо меню *Physics* > *Subdomain Settings* або *F8* : відкриється вікно введення відповідних коефіцієнтів диференціальних рівнянь. В полі *Equation* , вказано поточне рівняння. У полі *Subdomain selection* , необхідно вибрати область, для якої визначаються фізичні властивості.

У вкладці *Physics* треба задати властивості матеріалу. Вкладка *Init* призначена для завдання початкових умов. Вкладка *Element* дозволяє вибрати вид кінцевих елементів і їх коефіцієнти.



## 5. Задання граничних умов і зміна диференціальних рівнянь

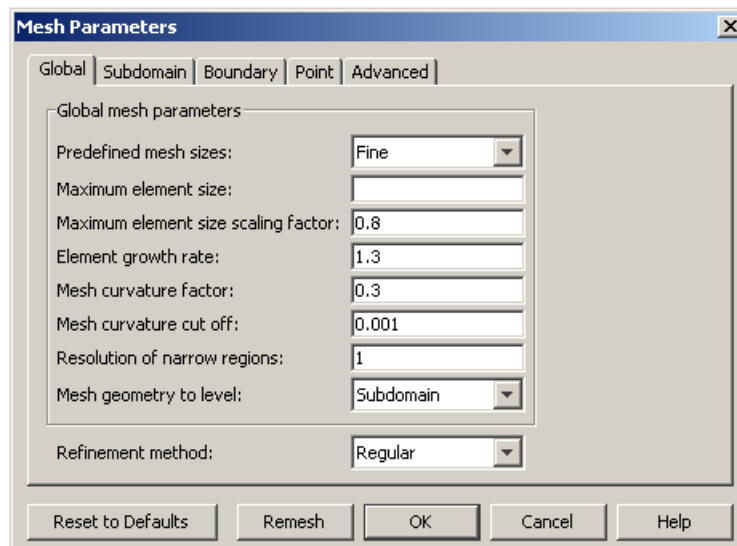
Граничні умови задаються через *Physics > Boundary Settings* або *F7*. В цьому вікні треба вибрати необхідні границі в полі *Boundary selection*. У вкладці *Coefficients* треба вибрати вид граничних умов і вказати у відповідних полях коефіцієнти. Крім умов на границі *Boundary* потрібно задати періодичні властивості для точок *Point* і в деяких режимах для ребер *Edge*.



## 6. Побудова сітки

Після задання всіх властивостей і граничних умов настає черга побудови сітки.

Для найпростіших моделей, на першому етапі оціночного розрахунку можна поставити сітку по замовчуванню *Mesh > Initialize Mesh*.



Для задання параметрів сітки треба вибрати *Mesh > Mesh parameters* або *F9* . Відкриється вікно налаштувань, на вкладці *Global* можна вибрати один з попередньо встановлених режимів. В полях можна задати власні значення параметрів сітки.

## 7. Розв'язуючий пристрій

Вибір розв'язуючого пристрою і його параметрів дуже важливий, так як в основному від нього залежить достовірність обчислень. Кнопка *Solve* або пункт меню *Solve > Solve problem* запускає вирішальний пристрій з поточними налаштуваннями. Кнопка *Restart* або пункт меню *Solve > Restart* перезапускає вирішальний пристрій використовуючи поточні значення як початкові.

Вибираючи розв'язуючий пристрій, треба в першу чергу визначитися стаціонарний або перехідний процес ми вивчаємо.

Після вибору вирішувача в полі *Solver* , задаємо основні властивості. Для *Time Dependent* на вкладці *General* у полі *Times* задаються часові шари. Одиниця виміру часу секунда, вона встановлюється в *Physics > Subdomain Settings* у полі *Time scaling coefficient* .

Для *Eigenvalue* необхідно задати кількість власних чисел рівняння у полі *Desired number of eigenvalues* і близько яких значень шукати власні числа у полі *Search for eigenvalues around* . Після задання властивостей натискаємо кнопку *Solve* або команду *Solve > Solve Problem* .

## Візуалізація результатів

Після завершення рішення автоматично включається режим *Postprocessing mode* в якому можна спостерігати результати обчислення. Після розрахунку найчастіше потрібно отримати розподіл якогось параметра по осі. Параметри візуалізації включаються командою *Postprocessing>Plot parameters* або *F12*. Відкриється вікно *Plot parameters* з чотирма вкладками.

На вкладці *General* в поле *Plot type* треба вибрати які параметри результатів обчислення будуть відображатися. У полі *Solution to use* в режимі перехідного аналізу можна вибрати часовий шар у розкритому списку *Solution at time*. Якщо там вибрати пункт *Interpolated*, то в поле *Time* можна вказати проміжне значення часу.

## 2.2. Модель світлодіода на діелектричній основі

Для світлодіодних мезаструктур, вирощених на діелектричних підкладках, характерне явище обмеження струму. Прикладами світлодіодів з мезаструктурами є світлодіоди InGaN/GaN на сапфірових підкладках. В них контакт *p*-типу зазвичай розміщується на верхній поверхні мезаструктури, а контакт *n*-типу — на буферному шарі *n*-типу, розташованому під мезаструктурою. Це призводить до того, що по краю мезаструктури, на кордоні з контактом *n*-типу, щільність струму стає вище, ніж у сусідніх областях.

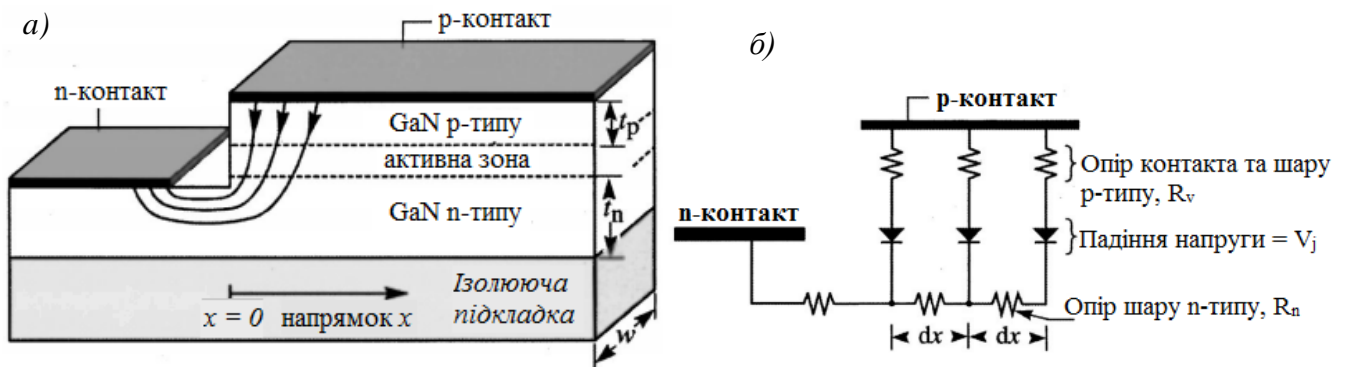


Рис. 2.1.1. Вплив обмеження струму в GaN світлодіоді з мезаструктурою, вирощеному на діелектричній підкладці (а) та еквівалентна схема, що складається з опорів бар'єрних шарів *n*- і *p*-типу, опору контакту *p*-типу і ідеальних діодів, відповідних *p-n*-переходах (б)

На рис. 2.1.1, а подано поперечний переріз мезаструктури світлодіода, вирощеної на діелектричній підкладці. Інтуїтивно можна припустити, що обмеження струму через *p-n*-перехід відбувається по краю мезаструктури, що і зображено. На рис. 2.1.1, б показана еквівалентна схема моделі, що враховує опір контакту *p*-типу і опору бар'єрних шарів *n*- і *p*-типу. У наведеній схемі *p-n*-переходи замінені на ідеальні діоди. У моделі показано кілька вузлів, розташованих на відстані  $dx$  один від одного. Нехай  $V$  — напруга в шарі *n*-типу вздовж напрямку  $x$ , тоді  $dV$  — падіння напруги на опорі *n*-шару довжиною  $dx$ . Величина струму, що йде вниз через один з діодів, визначається виразом  $dI = J_o \cdot [\exp(eV_j/kT) - 1] \cdot w dx$ , де  $J_o$  — густина струму насичення через *p-n*-перехід.

Вважаючи, що електростатичні потенціали всіх точок металевого контакту  $p$ -типу рівні, і застосовуючи правило Кірхгофа для двох сусідніх вузлів, отримуємо

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{\rho_n}{t_n} \cdot J_0 \cdot \left[ \exp\left(\frac{eV_j}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.1.1)$$

Коли опір шару  $p$ -типу близько до нуля,  $dV = dV_j$ . В цьому випадку можна знайти аналітичне рішення рівняння (2.1.1). В роботі Томпсона наведено розрахунки довжини розтікання струму в діодах, вирощених на провідних підкладках. Томпсон у своїх міркуваннях враховував питомий опір верхнього бар'єрного шару  $p$ -типу, але нехтував питомим опором нижнього бар'єрного шару  $n$ -типу. Однак у світлодіодах InGaN/GaN опір шару  $n$ -типу служить однією з причин впливу обмеження струму, тому його можна не враховувати. Опорами шарів  $p$ -типу нехтувати також не можна, оскільки в таких світлодіодах вони досить великі. Далі буде показано, що опори шарів обох типів мають сильний вплив на обмеження струму.

У подальших розрахунках враховуються опір шарів  $n$ -і  $p$ -типу і контакту  $p$ -типу. Падіння напруги на  $p$ - $n$ -переході і резисторах  $p$ -типу можна знайти з виразу:

$$V = R_V \cdot I_0 \cdot \left[ \exp\left(\frac{eV_j}{kT}\right) - 1 \right] + V_j, \quad (2.1.2)$$

де  $R_V$  (опір у вертикальному напрямку) визначається сумою опорів шару  $p$ -типу і контакту  $p$ -типу елемента площі  $w dx$ :

$$R_V = \rho_p \cdot \frac{t_p}{w dx} + \rho_c \cdot \frac{1}{w dx}, \quad (2.1.3)$$

Тут  $\rho_p$  і  $\rho_c$  — питомі опори шару і контакту  $p$ -типу. Двічі диференціюючи вираз (2.1.2) по  $x$  та підставляючи результат у співвідношення (2.1.1), отримуємо наступне диференціальне рівняння:

$$\frac{e}{kT} \cdot (\rho_c + \rho_p \cdot t_p) \cdot J_0 \cdot \exp\left(\frac{eV_j}{kT}\right) \cdot \left[ \frac{d^2V_j}{dx^2} + \frac{e}{kT} \cdot \left(\frac{dV_j}{dx}\right)^2 \right] + \frac{d^2V_j}{dx^2} = \frac{\rho_n}{t_n} \cdot J_0 \cdot \left[ \exp\left(\frac{eV_j}{kT}\right) \right] - 1. \quad (2.1.4)$$

При його вирішенні обмежимося випадком прямого зміщення діода, в якому напруга на  $p$ - $n$ -переході набагато перевищує величину  $kT/e$ . Тоді

$$V_j \gg kT/e \Rightarrow \exp(eV_j/kT) \gg 1, \quad (2.1.5)$$

Далі припустимо, що падіння напруги на послідовному опорі  $p$ -типу і опорі контакту також набагато більше  $kT/e$ , тобто

$$(\rho_c + \rho_p \cdot t_p) \cdot J_0 \cdot \exp\left(\frac{eV_j}{kT}\right) \gg \frac{kT}{e}, \quad (2.1.6)$$

Застосовуючи ці умови до типових світлодіодів InGaN/GaN, спростимо рівняння (2.1.4), використовуючи допущення (2.1.5) і (2.1.6):

$$\frac{d^2V_j}{dx^2} + \frac{e}{kT} \cdot \left(\frac{dV_j}{dx}\right)^2 = \frac{\rho_n}{(\rho_c + \rho_p \cdot t_p)t_n} \cdot \frac{kT}{e}, \quad (2.1.7)$$

Вирішивши рівняння (2.1.7) щодо  $V_j$ , отримаємо  $V_j(x) = V_j(0) - (kT/e)(x/L_s)$ . Підставивши  $V_j$  у вираз  $J = J_0 \exp(eV_j/kT)$ , знайдемо рішення диференціального рівняння:

$$J(x) = J(0) \cdot \exp(-x/L_s), \quad (2.1.8)$$

де  $J(0)$  — щільність струму на краю шару  $p$ -типу,  $L_s$  — довжина розтікання струму, яка визначає відстань, на якій щільність струму зменшується в  $e$  разів порівняно зі щільністю струму на краю шару, тобто  $J(L_s)/J(0) = 1/e$ . Довжину розтікання струму можна знайти з виразу

$$L_s = \sqrt{(\rho_c + \rho_p t_p) \cdot t_n / \rho_n}, \quad (2.1.9)$$

З рівняння (2.1.9) випливає, що розподіл струму залежить від товщини епітаксійного шару і властивостей матеріалу. Для зменшення впливу обмеження струму буферний шар  $n$ -типу повинен володіти низьким питомим опором і досить великою товщиною. З рівняння (8.1.9) можна зробити дивовижний висновок: зменшення питомого опору контакту  $p$ -типу або шару  $p$ -типу посилює вплив обмеження струму. При низьких значеннях опорів контакту і бар'єрного шару  $p$ -типу спостерігається сильний вплив обмеження струму. Цьому може завдати тільки висока провідність буферного шару  $n$ -типу, що призводить до великої величини коефіцієнта  $t_n/\rho_n$ . У світлодіодах InGaN/GaN

сума опорів контакту шару  $p$ -типу може бути більше опору бар'єрного шару, особливо якщо  $t_n$  мало.

На рис. 2.1.2 представлені експериментальні дані, отримані при вивченні ефекту стиснення струму в світлодіодах InGaN/GaN, вирощених на сапфірових підкладках. На рис. 2.1.2. зображені теоретична та експериментальна залежності інтенсивності випромінювання від відстані до краю мезаструктури. Для побудови теоретичної залежності використано вираз (2.1.8), узгоджений з експериментальними даними. Видно, що при довжині розтікання струму 550 мкм виходить гарне узгодження експериментальних і теоретичних результатів.

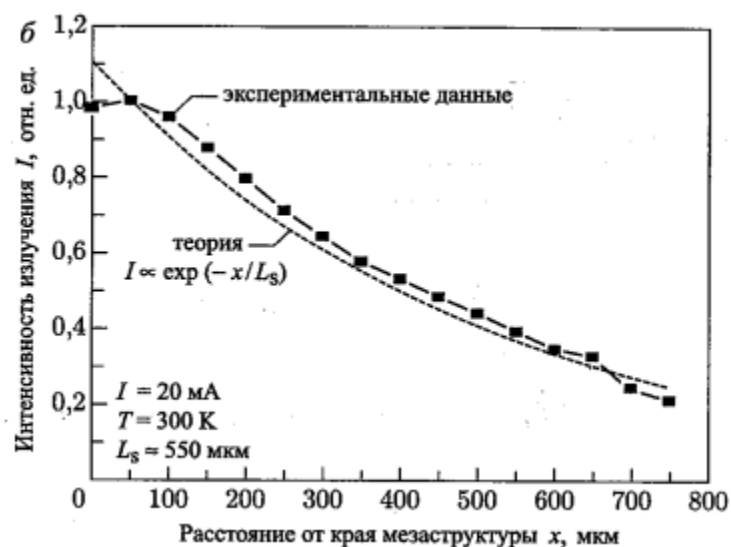


Рис. 2.1.2. Теоретична та експериментальна залежності інтенсивності випромінювання від відстані від краю мезаструктури

Опори контактів і питомі опори шарів GaN  $p$ -типу в потужних світлодіодах не повинні бути високими, оскільки це може призвести до сильного нагрівання діодів. З іншого боку, саме ці опори послаблюють вплив обмеження струму. Слід зазначити, що при розробці нових світлодіодів з великою площею, маючи великі розміри контактів, навіть за умови поліпшення характеристик матеріалів без удосконалення форми контактів *проблеми, пов'язані з впливом обмеження струму, можуть стати дуже гостро*. Так, нові контакти до  $p$ -області можуть мати форму гребінки з шириною зубів менше довжини розтікання струму  $L_s$ .



При розмірах світлодіодів менше  $L_S$  впливом обмеження струму можна знехтувати.

На рис. 2.1.3 показана схема структури і фотографія смужкового контакту гребінцевої форми. Однорідність струму інжекції в активну область досягається за допомогою контакту  $p$ -типу, ширина якого  $W_{p-contact}$ , менше довжини розтікання струму. Для забезпечення низького контактного опору ширина контакту  $n$ -типу,  $W_{n-contact}$ , повинна бути, принаймні, дорівнювати довжині передачі контакту, яка впливає з моделі лінії передачі, що використовується для визначення омичних контактів.

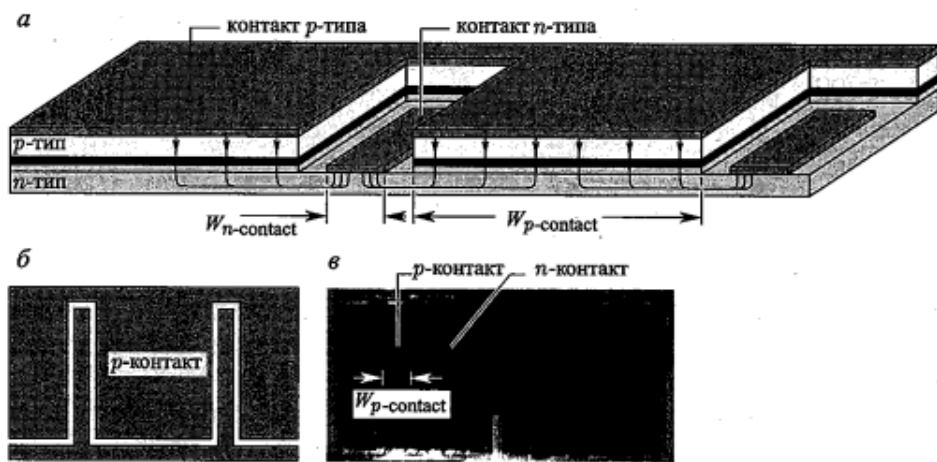


Рис. 2.1.3. Структура смужкового контакту у формі гребінки, що забезпечує однорідність струму (а); вид зверху (б); фотографія світлодіода InGaN, що монтується методом перевернутого кристала (в)

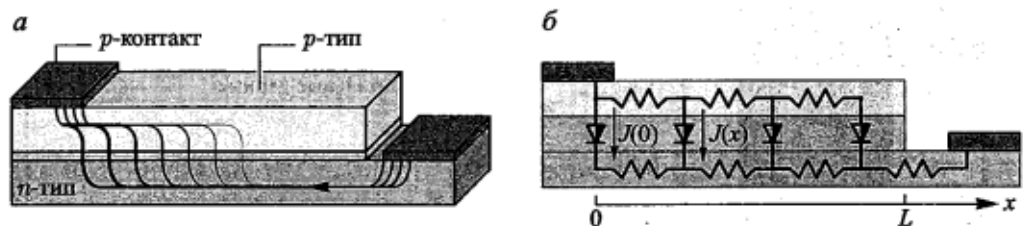


Рис. 2.1.4. Структура світлодіода з поперечною інжекцією носіїв струму і схема розподілу струму при  $\rho_n \ll \rho_p$  (а); еквівалентна схема (б)

### 2.3. Вплив конфігурації контактних областей на вольт-амперні характеристики світлодіодів.

Розрахункова модель латерального світлодіода являє собою структуру з трьох шарів. Не дивлячись на те, що світлодіоди виготовлені на основі подвійних гетероструктур, границі яких можуть бути електрично-заряджені, вважалось, що об'ємні електричні заряди локалізовані тільки в областях безпосередньо прилягаючих до  $p$ - $n$  переходу (область об'ємного заряду). Інші області  $p$ - і  $n$ - типу являються електрично-нейтральними. Нелінійні властивості  $p$ - $n$  переходу враховувались з допомогою введення еквівалентної нелінійної провідності.

$$\sigma(r, z, J_z) = \begin{cases} \sigma_p \\ \sigma_{pn}(J_z) \\ \sigma_n \end{cases}, \quad (2.3.1)$$

де  $\sigma_p$  - питома провідність  $p$ -GaN;  $\sigma_{pn}(J_z)$  - питома провідність  $p$ - $n$  переходу;  $\sigma_n$  - питома провідність  $n$ -GaN.

Нелінійна провідність  $p$ - $n$  переходу буде визначатись за наступною формулою:

$$\sigma_{pn} = \frac{J_z d_{pn}}{V_{pn}} = \frac{J_0 d_{pn} \left( \exp\left(\frac{eV_{pn}}{\beta kT}\right) - 1 \right)}{V_{pn}}, \quad (2.3.2)$$

З урахуванням прийнятих припущень диференціальне рівняння, яке описує розподіл електричного потенціалу і залежний від нього розподіл густини струму в об'ємі світлодіода є узагальнене рівняння Лапласа.

$$\vec{\nabla} \cdot (\sigma(r, z, J_z) \vec{\nabla} \cdot \varphi) = 0, \quad (2.3.3)$$

Рівняння 2.3.3. – це просторовий розподіл потенціалу

$$\vec{j} = -\sigma(r, z, J_z) \vec{\nabla} \cdot \varphi, \quad (2.3.4)$$

Рівняння 2.3.4. – просторовий розподіл густини струму

## Результати розрахунку

На рис. 2.3.1 показаний розподіл потенціалу в повздовжньому перерізі світлодіода. На рис. 2.3.2 – просторовий розподіл густини струму в активній області світлодіодів вздовж поперечного розміру при різних величинах інтегрального струму через діод.

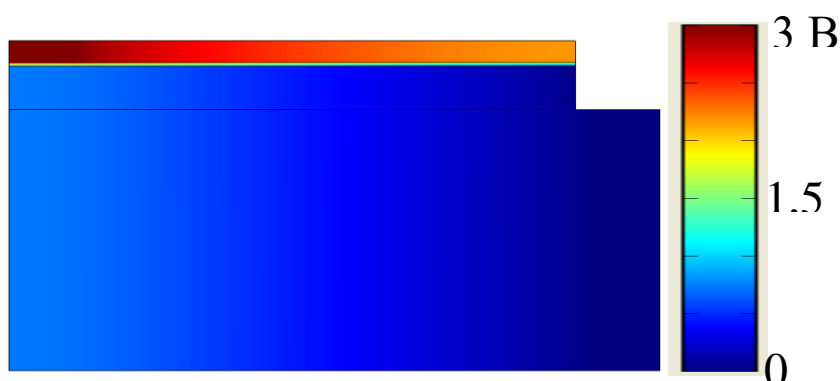


Рис. 2.3.1. Розподіл потенціалу в поперечному перерізі латерального світлодіода при прикладеній напрузі до контактів  $V=3$  В ( $I=250$  мА)

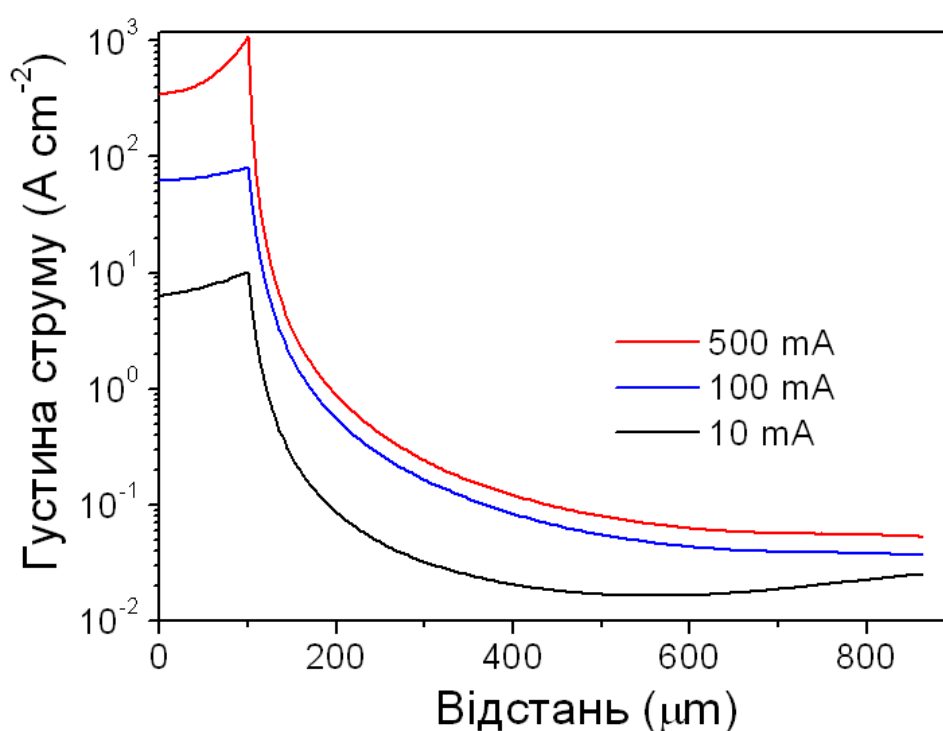


Рис. 2.3.2. Розраховані розподіли густини струму в активній області латерального світлодіода при інтегральному струмі 1)  $I=10$  мА; 2)  $I=100$  мА; 3)  $I=500$  мА.

Як видно, навіть при малих струмах ( $I < 10$  мА) ефект концентрування призводить до локалізації біля  $p$ -контакту. Розрахунок показує, що це є наслідком занадто малої питомої провідності нітридів галію  $p$ -типу. Із зростанням напруги на контактах, провідність  $p$ - $n$  переходу різко зростає і ефект локалізації стає ще більш помітним. Абсолютно аналогічно себе буде вести і просторовий розподіл випромінювання, якщо дослідити його експериментально, тобто більша частина активної області світити майже не буде.

Далі наш розрахунок показав, що ефект концентрування може змійовати вольт-амперну характеристику світлодіодів. Змінюючи розмір  $p$ -контакту від 50 до 900 мікрометрів, як показано на вставці до графіка, ми отримали різні ВАХ при абсолютно однакових всіх інших внутрішніх параметрах світлодіода. Чим більший контакт тим менший вплив локалізації і тим більше вольт-амперна характеристика наближається до ідеальної діодної характеристики.

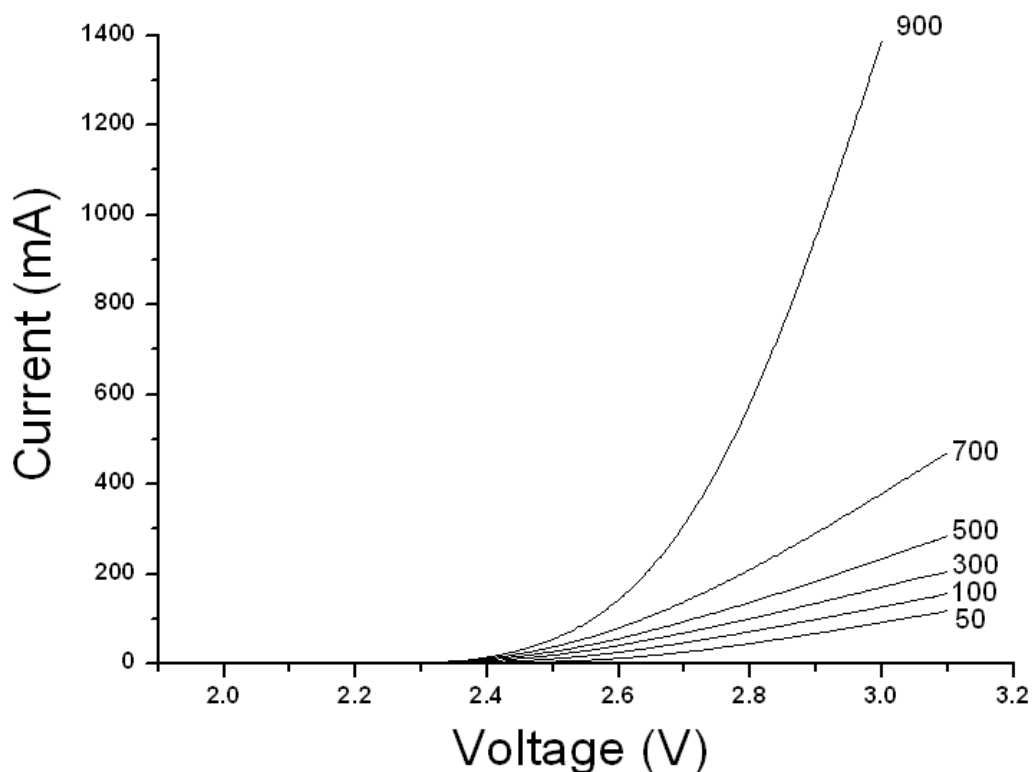


Рис. 2.3.3. Вольт-амперні характеристики латерального світлодіода з різними розмірами ( $L$ )  $p$ -контакту від 50  $\mu\text{m}$  до 900  $\mu\text{m}$ , і незмінній внутрішній структурі складових шарів.

## ВИСНОВКИ

1. Побудована модель для аналізу процесів розтікання струму в латеральних світлодіодах з урахуванням нелінійних електричних властивостей  $p-n$  переходу.
2. Показано, що в світлодіодах видимого спектрального діапазону на основі InGaN сполук, ефект концентрування струму, призводить до утворення великих безвипромінювальних ділянок активної області.
3. Показано, що ефект концентрування деструктивним чином впливає на вольт-амперну характеристику латеральних світлодіодів.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Ф. Е. Шуберт. Светодиоды / Ф. Е. Шуберт. – М.: ФИЗМАЛИТ, 2008. – 496 с.
2. С. М. Зи. Физика полупроводниковых приборов / С. М. Зи. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
3. С. Н. Chen. GHz bandwidth GaAs light-emitting diodes / С. Н. Chen, М. Hagrid, J. М. Woodall, М. R. Melloch, J. S. Reynolds, E. Yablonovitch, W. Wang. – Appl. Phys. Lett., 77, 1999. – p. 3140.
4. Т. Р. Lee. Effect of junction capacitance on the rise time of LEDs and on the turn-on delay of injection lasers / Т. Р. Lee. – Bell Syst. Tech. J., 54, 1975. – p. 53.
5. F. E. Schubert. Temperature and modulation characteristics of resonant-cavity light-emitting diodes / F. E. Schubert, J. R. Malik, M. Micovic, L. D. Miller. – IEEE J. Lightwave Technol., 14, 1996. – p. 1721.
6. D. Wood. Optoelectronic Semiconductor Devices / D. Wood. – N. Y.: Prentice Hall, 1994. – p. 98.
7. J. Zucker. Closed-form calculation of the transient behavior of (AlGa)As double heterojunction LEDs / J. Zucker. – J. Appl. Phys., 49, 1978. – p. 2543.
8. Х. Кейси. Лазеры на героструктурах / Х. Кейси, М. Паниш. – М.: Мир, 1981. – 3 с.
9. А. С. Burrus. InGaAsP p-i-n Photodiodes with Low Dark Current and Small Capacitance / А. С. Burrus, G. A. Dentai, Т. Р. Lee. – Electron. Lett., 15, 1979. – p. 655.
10. К. Ikeda. Design parameters of frequency response of GaAs-AlGaAs DH LEDs for optical communications / К. Ikeda, S. Horiuchi, Т. Tanaka, W. Susaki. – IEEE Trans. Electron Dev. ED-24, 1977. – p. 1001.