Міністерство освіти і науки України Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулюя

Факультет прикладних інформаційних технологій та електроінженерії

(повна назва факультету) Кафедра електричної інженерії

(повна назва кафедри)

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

на здобуття освітнього ступеня

на тему: ПЕРЕХІДНІ ПРОЦЕСИ В ЕЛЕКТРИЧНИХ КОЛАХ ЗІ СВІТЛОДІОДАМИ

Виконав(ла): студен	нт(ка) <u>VI</u>	курсу, групи ЕТмз-62					
спеціальності 141 – Електроенергетика, електротехніка							
	та електромеханіка						
	(шифр і назва спец	іальності)					
		Петровка М. О.					
	(підпис)	(прізвище та ініціали)					
Керівник		Андрійчук В. А.					
-	(підпис)	(прізвище та ініціали)					
Нормоконтроль		Мовчан Л. Т.					
	(підпис)	(прізвище та ініціали)					
Завідувач кафедри		Коваль В. П.					
	(підпис)	(прізвище та ініціали)					
Рецензент		Золотий Р. З.					
	(підпис)	(прізвище та ініціали)					

Міністерство освіти і науки України	
Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулі	юя

Факультет Факультет прикладних інформаційних технологій та електроінженерії

Кафедра Електричної інженерії

(повна назва факультету)

(повна назва кафедри)

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

Коваль В.П.

(прізвище та ініціали)

(підпис) « »

202_p.

ЗАВДАННЯ

НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ

на здобуття освітнього ступеня		магістр			
		(НАЗВА ОСВІТНЬОГО СТУПЕНЯ)			
за спеціальністю	<u> 141 – Електр</u>	ренергетика, електротехніка та електромеханіка			
		(шифр і назва спеціальності)			
студенту		Петровці Михайлу Олександровичу			
		(Прізвище, Ім'я, По Батькові)			
1. Тема роботи	Пер	ехідні процеси в електричних колах зі світлодіодами.			

Керівник роботи Андрійчук Володимир Андрійович, д.т.н., проф.

(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

Затверджені наказом ректора від «<u>10</u>» <u>Листопада</u> <u>2023</u> року № <u>4/7-1040</u> 2. Термін подання студентом завершеної роботи квітень 2025 року 3. Вихідні дані до роботи

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити)

1. Аналітичний розділ

2. Розрахунково-дослідницький розділ

3. Проектно-конструкторський розділ

4. Охорона праці та безпека в надзвичайних ситуаціях

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень, слайдів)

6. Консультанти розділів роботи

		Підпис, дата		
Розділ	прізвище, інщіали та посада	завдання	завдання	
	консультанта	видав	прийняв	
Охорона праці.	Гурик О. Я. к.т.н., доцент			
Безпека в надзвичайних ситуаціях	Клепчик В.М., старший викладач			
Нормоконтроль				

7. Дата видачі

завдання

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ 3/П	Назва етапів роботи	Термін виконання етапів роботи	Примітка
1	Вступ		
2	Аналітичний розділ		
3	Розрахунково-дослідницький розділ		
4	Проектно-конструкторський розділ		
5	Охорона праці та безпека в надзвичайних ситуаціях		
6	Висновки		
7	Оформлення пояснювальної записки		
8	Оформлення графічної частини		

Студент

(підпис)

Петровка М. О. (прізвище та ініціали)

Керівник роботи

Андрійчук В. А.

(підпис)

(прізвище та ініціали)

ΡΕΦΕΡΑΤ

M. Петровка О. Перехідні процеси В електричних зi колах світлодіодами.141-Електроенергетика, електротехніка та електромеханіка; Тернопільський національний університет імені Івана Пулюя. Факультет технологій прикладниїх інформаційних та електроінженерії. Кафедра електричної інженерії, група ЕТмз-62. – Тернопіль : ТНТУ, 2025

сторінок. – 67, рисунків - 31; таблиць -11; джерел – 15.

В кваліфікаційній роботі розглянуто моделювання та верифікацію світлового потоку світлодіода при імпульсному живленні. Особливу увагу приділено вибору фотоприймача — зокрема, фотоелектронного помножувача ФЕУ-85, який має високу чутливість та здатен реєструвати слабкі сигнали. Для верифікації чисельної використовувався метод скінченних різниць. Досліджено амплітудно-частотні характеристики світлового потоку на різних частотах та гармоніках, а також порівняно результати моделювання з експериментальними даними. Виявлено гармонійні спотворення на високих частотах, пов'язані з роботою драйвера. Також змодельовано поведінку світлодіода при імпульсній амплітудній модуляції, що дало змогу оцінити точність моделей та визначити їхню відповідність експерименту.

Ключові слова: світлодіод, світловий потік, моделювання, ефективність.

3MICT

ВСТУП	6
1 АНАЛІТИЧНИЙ РОЗДІЛ	9
1.1 Принцип роботи світлодіода	9
1.2 Поведінка р-п переходу при малому змінному сигналі 1	2
1.3 Перехідні процеси в p-n переході 1	6
1.4 Напівпровідникові матеріали світловипромінювальних діодів 1	8
2 ПРОЕКТНО-КОНСТРУКТОРСЬКИЙ РОЗДІЛ 2	!1
2.1 Динамічна модель випромінювання в p-n переході 2	21
2.2 Характеристика параметрів моделі 2	26
2.3 Вимірювання світлотехнічних характеристик світлодіода 2	29
2.4 Установка для вимірювання перехідних процесів в електричному колі і світлодіодом	.3 31
2.5 Вибір приймача оптичного сигналу 3	64
2.6 Чисельна верифікація моделі 3	8
3 РОЗРАХУНКОВО-ДОСЛІДНИЦЬКИЙ РОЗДІЛ 4	3
3.1 Розрахунок світлового потоку світлодіода 4	-3
3.2 Апроксимація залежностей світлового потоку напівпровідникових джерел світла в імпульсному режимі 4	4
3.3 Розрахунок діючих значень напруги, струму та потужності імпульсного живлення світлодіодів	5 51
4 ОХОРОНА ПРАЦІ ТА БЕЗПЕКА В НАДЗВИЧАЙНИХ СИТУАЦІЯХ 5	<i>i</i> 9
4.1 Засоби безпеки під час роботи з електроустановками 5	<i>i</i> 9
4.2 Норми проектування інженерних систем енергетичних об'єктів 6	53
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ 6	55
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	6

ВСТУП

Актуальність теми роботи. Дослідження світлового потоку світлодіодів в умовах імпульсного живлення зумовлена постійно зростаючими вимогами до енергоефективності та якості освітлення в різноманітних сферах, таких як телекомунікації, медицина, автомобільна промисловість та побутове освітлення. Світлодіоди (СД) завдяки своїй енергоефективності та тривалому терміну служби стали одними з основних джерел світла у сучасних технологіях. Однак, щоб забезпечити стабільну роботу СД в умовах змінного навантаження, важливим є розуміння їхніх характеристик при змінних умовах живлення, зокрема при модуляції напруги.

Імпульсне живлення дає змогу зменшити енергетичні витрати та підвищити точність контролю світлового потоку. Однак для оптимізації роботи СД необхідно точно враховувати вплив параметрів, таких як коефіцієнт заповнення імпульсів і амплітуда напруги. Зокрема, взаємозв'язок між амплітудою імпульсів і коефіцієнтом заповнення дозволяє отримати максимально ефективний світловий потік при мінімальних енергетичних витратах.

Проведення таких досліджень дає можливість визначити діючі параметри, що впливають на ефективність світлодіодів, і розробити методи їх оптимізації. Це надзвичайно важливо для вдосконалення енергозберігаючих технологій, де ефективне управління світловим потоком і мінімізація споживаної потужності є критичними аспектами. Результати таких досліджень можуть бути впроваджені в розвиток сучасних освітлювальних систем, систем зв'язку, а також в медичних пристроях, де точність та надійність роботи світлових елементів має вирішальне значення.

Метою роботи є створення ефективних методів для управління світловим потоком, зокрема через аналіз амплітудно-частотних характеристик та імпульсних параметрів, що дозволяє вдосконалити технічні характеристики світлодіодних освітлювальних систем.

6

Відповідно до поставленої мети були сформульовані такі завдання дослідження:

1. Визначити, вплив амплітуди напруги та коефіцієнта заповнення імпульсів на світловий потік світлодіода.

2. Використовувати математичні методи для апроксимації експериментальних залежностей світлового потоку, зокрема поліномами високих порядків, та оцінити точність апроксимацій за допомогою коефіцієнта детермінації та середньоквадратичної похибки.

3. Оцінити, вплив зміни коефіцієнта заповнення імпульсів на енергоспоживання світлодіода, зокрема на напругу, струм і потужність, що споживаються при заданому світловому потоці.

Об'єкт дослідження: світлотехнічні та електричні характеристики світлодіода при імпульсному живленні

Предмет дослідження: закономірності формування світлового потоку світлодіода при імпульсному та модульованому живленні, а також вплив параметрів живлення на світлову віддачу та ефективність роботи світлодіода.

Наукова новизна отриманих результатів:

1. Запропоновано підхід до моделювання світлового потоку світлодіода в умовах імпульсного та амплітудно-модульованого живлення з використанням чисельного розв'язання рівнянь динаміки носіїв заряду в активній області. Це дозволяє точніше передбачати поведінку світлодіода в динамічних режимах.

2. Проведено порівняння розрахованих і експериментальних АЧХ світлового потоку для кількох гармонік сигналу, що дало змогу виявити межі ефективної частотної модуляції для заданого типу світлодіода.

3. Запропоновано критерії вибору імпульсного параметрів живлення, які забезпечують номінальний світловий потік при мінімальних енергії, шо бути використано витратах може при проектуванні енергоефективних систем освітлення.

7

Практична цінність результатів дослідження: Отримані залежності між параметрами імпульсного живлення (амплітуда, частота, коефіцієнт заповнення) та світловим потоком дозволяють ефективно керувати світловим виходом при мінімальному енергоспоживанні. Це особливо важливо для систем з автономним живленням, таких як мобільні прилади чи освітлення від автономних джерел енергії.

Апробація результатів магістерської роботи. Основні положення роботи і її результати доповідалися на VIII Міжнародній студентській науково-технічній конференції ТНТУ імені Івана Пулюя "Природничі та гуманітарні науки. Актуальні питання" (Тернопіль, 2025)

Структура роботи. Робота складається з розрахунково-пояснювальної записки та графічної частини. Розрахунково-пояснювальна записка складається з вступу, 4 розділів, висновків та переліку посилань.

1 АНАЛІТИЧНИЙ РОЗДІЛ

1.1 Принцип роботи світлодіода

Світловипромінюючими діодами (світлодіодами) називаються напівпровідникові прилади з p-n-переходом, призначені для перетворення електричної енергії на оптичне некогерентне випромінювання. В основі принципу їхньої лії лежить рекомбінаційне випромінювання випромінювання квантів світла (фотонів) при рекомбінації пар електрон – дірка. Для інтенсивної рекомбінації необхідно одночасно мати високу щільність електронів у зоні провідності та високу щільність вільних рівнів (дірок) у валентній зоні. Такі умови створюються за високого рівня інжекції електронів у дірковий напівпровідник.

Зонна діаграма p-n-переходу з емітером електронів представлена на рис. 1.1.



Рисунок 1.1 – Зонна діаграма р-п-переходу в прямому зміщенні

При прямому зміщенні р–п-переходу зовнішнє поле E_{3n} (що виникло за рахунок падіння частини напруги джерела живлення U на р–п-переході) частково компенсує контактне E_{κ} . Енергія електронів в зоні емітера п+-типу збільшується, рівень Фермі W_F піднімається, висота потенційного бар'єру зменшується $q(\varphi_0 - U)$ та спостерігається високий рівень інжекції електронів у базі р-типу. Електрони в базі є неосновними носіями і створюють нерівноважний заряд, зосереджений поблизу межі р-п-переходу, на відстані порядку середньої довжини дифузії електронів на базі L_n. Для збереження електричної нейтральності із глибини бази підтягуються дірки. Таким чином, поблизу межі р-п-переходу створюється надмірна концентрація електронів і дірок, що призводить до їх інтенсивної рекомбінації з випромінюванням квантів світла hv.

Однак через p-n-перехід дифундують не тільки електрони, але і дірки з p-області. Це приводить до посилення рекомбінації електронів та дірок у p–nпереході та в емітері та зниження концентрації електронів у базі. Кванти світла, що виникають у глибині напівпровідника, частково поглинаються в цьому ж напівпровіднику, що зменшує їх вихід у зовнішнє середовище. Тому необхідно зменшувати дірковий струм через p-n-перехід, використовуючи емітери з коефіцієнтом електронної інжекції $\gamma_n = I_n / (I_n + I_p)$ де I_n – електронний, I_p –дірковий струм, близький до одиниці.

Ідеальним емітером ($\gamma = 1$) є гетероперехід. Напівпровідникові матеріали, що утворюють гетероперехід, повинні мати одну й ту саму кристалічну структуру, близькі періоди гратки (відмінність не більше 0,5%) та коефіцієнти температурного розширення. При створенні електричного контакту між низьколегованим вузькозонним ΔW_p напівпровідником р-типу з більшою роботою виходу P_{cp} (рис. 1.2, а) і високолегованим широкозонним ΔW_n напівпровідником п+-типу з меншою роботою виходу P_{cn} (рис. 1.2, б) утворюється випрямляючий гетероперехід емітер електронів (рис. 2.2, в).



Рисунок 1.2 – Зонна діаграма: а – вузькозонний напівпровідник р-типу; б - широкозонний напівпровідника n-типу; в – несиметричного p–nгетеропереходу з емітером електронів у стані термодинамічної рівноваги

При цьому рівні енергії W_c і W_v мають розрив на границі, а потенційні бар'єри для електронів Ψ_n і дірок Ψ_p виявляються різними. Різниця у висоті потенційних бар'єрів $\Delta \Psi = \Psi_p + \Psi_n = \Delta W_n - \Delta W_p$. Контактна різниця потенціалів гетеропереходу φ_0 дорівнює різниці термодинамічних робіт виходу p- та n-напівпровідників, поділеної на величину елементарного заряду:

$$\varphi_0 = [(W_0 - W_{F_0}) - (W_0 - W_{F_0})] / q$$

При прямому зміщенні гетеропереходу (рис. 1.3) при високому рівні інжекції електронів дірковий струм практично дорівнює нулю і $\gamma_n = 1$. У базі поблизу гетеропереходу створиться велика (порівняно з гомопереходом) інверсна заселеність енергетичних рівнів, і квантовий вихід інжекційної

електролюмінесценції збільшується. Тому в сучасних світлодіодах зазвичай використовуються гетеропереходи.



Рисунок 1.3 – Зонна діаграма р-п-гетеропереходу при прямому зміщенні

1.2 Поведінка р-п переходу при малому змінному сигналі.

Частотні властивості та межа застосування за частотою будь-якого електронного приладу обумовлені двома причинами. Перша з них пов'язана з механізмом провідності, а друга - з наявністю реактивних елементів і паразитних параметрів схем.

Межа застосування за частотою за рахунок механізму провідності визначається часом нейтралізації нерівноважного заряду, який переноситься через структуру p-n переходу при проходженні через нього електричного сигналу. При прямому зміщенні відбувається інжекція і повний час нейтралізації нерівноважного заряду τ_n, τ_n .

При високому рівні інжекції час нейтралізації може стати рівним часу прольоту.

Зворотне зміщення характеризується малим рівнем інжекції основних носіїв. Тому так само нейтралізація заряду у p-n області здійснюється з максвелівським часом релаксації $\tau_{relax} = 10^{-12} ... 10^{-13}$ с.

Проходження струму через збіднений шар p-n переходу (якщо нехтувати струмами генерації та рекомбінації) подібно до провідності в діелектрику. Середній час прольоту визначається швидкістю переміщення носіїв в збідненій зоні і становить $\tau_d \approx 10^{-10}...10^{-11}$ с.

Зазвичай $\tau_{relax} < \tau_d$. Тому інерційність p-n переходу являється найбільше при прямому зміщені.

Коли частота зовнішнього сигналу перевищує $f = \frac{1}{2\pi\tau_p}$, провідність р-

n переходу в прямому звіщенні стає комплексною і вираз для ВАХ втрачає зміст. В такому випадку градієнт концентрації неосновних носіїв і як наслідок струм не встигають досягти усталеного значення за період коливань.

При розгляді частотних характеристик вважається, що на p-n перехід подається додатна напруга та мала змінна наруга $U = U_0 + \tilde{U} \exp(i\omega t)$. Причому $\frac{q\tilde{U}}{kT} \ll 1$. Остання умова дає можливість представити усі величини які залежать від часу у вигляді суми постійної та малої гармонічних складових:

$$p = p_0 + \tilde{p} \exp(i\omega t)$$

де, $p_0|_{x=0} = p_0 \exp \frac{qU_0}{kT}$.

$$I = I_0 + \tilde{I} \exp(i\omega t).$$

Тут, I_0 - постійний струм через p-n перехід.

Рішення нестаціонарного рівняння безперервності в даному випадку дозволяє встановити залежність між амплітудами \tilde{I} і \tilde{U} малого змінного сигналу:

$$\tilde{I} = \frac{q}{kT} (I_0 + I_{3M}) (1 + i\omega\tau_p)^{1/2} \tilde{U} = Y\tilde{U}$$

13

де *У* являє собою питому провідність p-n переходу.

Розділивши діючу та уявну частину. Провідність p-n переходу можна представити як Y = G + iB, де:

$$\begin{split} G &= G_0 \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2} + 1} \, - \text{активна провідність}; \\ B &= G_0 \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega \tau_p}{\sqrt{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2} + 1}} \, - \text{реактивна провідність}. \end{split}$$

Такий вигляд провідності дає описати властивості переходу при малому змінному сигналі завдяки паралельному з'єднанні ємності і опору:

$$Y = \frac{1}{R} + i\omega C$$

Порівнявши попередні вирази для У отримаємо:

$$R = \frac{kT}{q} \frac{\sqrt{2}}{(I_0 + I_s)\sqrt{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2} + 1}} - диференціальний опір переходу;$$

$$C_{\partial u\phi} = \frac{q}{kT} \frac{(I_0 + I_s)\tau_p}{\sqrt{2}\sqrt{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2} + 1}} - дифузійна ємність переходу.$$

Дифузійна ємність світлодіода, на противагу бар'єрній, залежить від частоти та спричинена інертністю накопиченням та рекомбінацією нерівноважних носіїв заряду в p- і n-областях. При інжекції, наприклад, дірок в базу n-типу там накопичується заряд неосновних носіїв. Процес встановлення нестаціонарного заряду відбувається за час життя дірок τ_p і ємності C_{dud} та відображає інерційність цього процесу.

Градієнт концентрації дірок у основі не встановиться до того часу поки дифузійна ємність не зарядиться до величини, що відповідає амплітуді \tilde{U} .

Дифузійна ємність зростає при прямому зміщенні пропорційно I_0 . При зворотному зміщенні $C_{\partial u\phi}$ проявляється при малих напругах (0.1...0.2 В) за рахунок екстракції, знижуючись до нуля при $I_0 = -I_s$.

Особливістю дифузійної ємності в порівнянні з бар'єрною є те, що $C_{\partial u\phi}$ характеризує зміну заряду, який повністю скомпенсований основними носієми в кожній точці напівпровідника. У збідненому шарі, як і в плоскому конденсаторі, різноіменні, рівні за величиною заряди зміщені в просторі один щодо одного.

Оскільки запірний шар p-n переходу має, крім того, бар'єрну ємність C_{δ} то повна провідність p-т переходу при змінному струмі, очевидно, становитиме

$$Y = \frac{1}{R} + i\omega(C_{\partial u\phi} + C_{\delta}).$$

Смність запірного шару C_{δ} представляє частотно незалежну величину близьку до $1/\tau_{relax}$.

Вводячи в еквівалентну схему опір r нейтральних областей та омічних контактів, отримаємо повну еквівалентну схему. яка описує частотні властивості реального p-n переходу за малого рівня інжекції у широкому інтервалі частот (рис. 1.4).



Рисунок 1.4 – Еквівалентна схема р-п переходу

З вищенаведених співвідношень випливає, що R і C, зменшуються зі зростанням частоти.

При $\omega < 1/\tau_p$

$$R_0 = \frac{kT}{q(I_0 + I_s)}.$$

що відповідає диференційному опору для постійного струму, при цьому

$$C_{\partial u\phi} = \frac{q}{2kT} (I_0 + I_s) \tau_p.$$

При високих частотах $\omega > 1/\tau_p$

$$R = R_0 \sqrt{\frac{2}{\omega \tau_p}}; C_{\partial u \phi} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{\tau_p}{2\omega}}.$$

тобто, ємність та опір зменшуються обернено пропорційно $\omega^{1/2}$. Стала часу зумовлена дифузійними процесами становить

$$\tau_{\partial u\phi} = C_{\partial u\phi}R = \frac{\tau_p}{1 + \sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2}}$$

З цього виразу випливає, що при $\omega < 1/\tau_p$, час встановлення нерівноважного заряду бази світлодіода визначається лише часом життя:

$$C_{\partial u\phi}R = \frac{\tau_p}{2}$$

На високих частотах, коли $\omega \tau_p > 1$, $C_{\partial u \phi} R = 1/\omega$ тобто постійна часу не залежить від властивостей напівпровідника.

Останнє означає, що на високих частотах за період коливання нерівноважний заряд не встигає встановитися. При чому $C_{\partial u\phi}$ прямує до нуля а активна провідність до безмежності, p-n перехід втрачає свої нелінійні властивості.

1.3 Перехідні процеси в р-п переході

При швидких змінах напруги на напівпровідниковому світлодіоді на основі звичайного р-п переходу значення струму через діод, що відповідає статичній вольт-амперній характеристиці, встановлюється не відразу. Процес

встановлення струму при таких переключеннях називається перехідним процесом.

Перехідні процеси в СД пов'язані з накопиченням неосновних носіїв в базі діода при його прямому включенні та розсмоктуванні в базі при швидкій зміні полярності напруги на СД. Цей випадок відповідає роботі з генератором напруги, коли $R_{\kappa ona} < R_{p-n}$. Так як електричне поле в базі звичайного СД відсутнє, то рух неосновних носіїв в базі визначається законами дифузії і відбувається відносно повільно. В результаті кінетика накопичення носіїв в базі і їх спадання впивають на динамічні властивості світлодіода в режимі переключення.

При перемиканні р-п переходу з прямого в зворотне, відразу після зміни полярності напруги протікає струм, значно більший струму насичення. Протягом часу t_1 йде процес спадання заряду в базі, опір р-п переходу малий і струм в колі I_R визначається зовнішнім омічним опором R. Далі, при $t > t_1$ концентрація носіїв зменшується через вихід через р-п перехід та рекомбінацію в базі. Опір р-п переходу зростає, і з моменту, коли концентрація надлишкових дірок у р-п переходу стане рівною нулю, опір р-п переходу прирівнюється із зовнішнім омічним опором і настає період зменшення струму до I_s . Час відновлення t_{aidu} , зворотного опору визначається як час, за який зворотний струм знижується до 10 % від початкового зворотного струму I_R . Він рівний сумі $t_1 + t_2$, де t_1 - інтервал часу фази постійного струму I_R . t_2 інтервал часу фази спаду струму

$$t_{{}_{6i\partial H}} = t_1 + t_2 = \frac{\tau_p}{2} \left(\frac{I_{nc}}{I_R} \right)$$

Ефект накопичення проявляється також при виключені прямого струму I_{np} через p-n перехід (робота з генератором струму, коли $R_{\kappa ona} > R_{p-n}$)У момент закінчення імпульсу струму омічне падіння напруги на базі стає рівним нулю, а так як за межами p-n переходу залишається накопичений заряд, то

спостерігається деякий залишковий потенціал, що поступово знижується до нуля. Цей потенціал називається післяінжекційною ЕРС. Зменшення цієї ЕРС відбувається по мірі рекомбінації носіїв в базі та описується виразом

$$U_{p-n}(t) = U_{p-n}(0) - \frac{kT}{q} \left(\frac{t}{\tau_p}\right)$$

де
$$U_{p-n}(0) = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_n}{p_{n0}}$$

Зниження нослеінжекційної ЕРС триває протягом часу майже на порядок більшим ніж час відновлення t_{gidh} оскільки воно визначається лише рекомбінацією, а час перемикання, крім того, ще й дифузійним «витягуванням» носіїв з бази через p-n перехід.

1.4 Напівпровідникові матеріали світловипромінювальних діодів

Спектральна характеристика світлодіодів описує, як інтенсивність їх випромінювання змінюється залежно від довжини хвилі світла. Типова ширина цієї характеристики на рівні половини максимальної інтенсивності становить 20–50 нм, що узгоджується із середньою тепловою енергією електронів. Довжина хвилі випромінювання визначається енергетичною різницею ΔЕ між рівнями, між якими відбувається електронний перехід під час рекомбінації:

$\Delta E = hc / \lambda$

де h — стала Планка (6,626 · 10⁻³⁴ Дж·с або 4,14 · 10⁻¹⁵ eB·с),

с — швидкість світла у вакуумі (2,998 · 10⁸ м/с).

Значення ΔE приблизно відповідає ширині забороненої зони напівпровідника ($\Delta E \ge \Delta W$). Щоб випромінювання було у видимому діапазоні (0,4–0,7 мкм), потрібен напівпровідник із шириною забороненої зони понад 1,8 еВ.

Для виготовлення світлодіодів застосовують сполуки типу AIIIBV: — GaAs ($\Delta W = 1,42$ eB) — інфрачервоне випромінювання ($\lambda \approx 0,89$ мкм); - GaP (Δ W = 2,27 eB) — зелений спектральний діапазон ($\lambda \approx 0,55$ мкм);

-GaN (Δ W = 3,4 eB) — синс та фіолетове випромінювання.

Також використовуються інші широкозонні матеріали:

- SiC (AIVBIV) — випромінювання в межах 0,56-0,63 мкм;

- ZnS (AIIBVI) з $\Delta W = 3,74$ eB — максимум на $\lambda \approx 0,38$ мкм.

Для створення гетероструктур застосовують подвійні, потрійні та складніші сполуки, зокрема тверді розчини на основі GaN, AlN, InN. Вони мають прямі міжзонні переходи, спільну кристалічну структуру та подібну гратку. Наприклад, In_xGa_{1-x}N дозволяє змінювати ширину забороненої зони шляхом регулювання складу.

Гетероструктура In_{0,06} Ga_{0,94} N/GaN використовується в синіх світлодіоди.

Гетероструктура In_{0,2} Ga_{0,8} N/GaN – у зелених світлодіодах.

На основі Al_x In_y Ga_{1-x-y} P/GaP створюють світлодіоди жовтого та червоного світла.

В інфрачервоних світлодіодах ($\lambda = 1,0 \div 1,3$ мкм) використовуєся твердий розчин Ga_x In_{1-x} As_y P_{1-y}.

Особливості світлодіодів на основі цих гетероструктур:

1) висока інтенсивність люмінесценції, що досягає 2÷3 кд;

2) високе значення квантового виходу = 5,4 %;

3) перекриття спектрами люмінесценції всієї області видимого спектру.

Гетероструктури виробляють методами епітаксійного нарощування шарів на кристалічних підкладках. Типова структура світлодіода з планарною генерацією випромінювання та нелегованим активним шаром In_x Ga_{1-x} N товщиною до 2÷3 нм показана на рис. 1.5.



Рисунок 1.5 – Структура світлодіода з планарною генерацією випромінювання та нелегованим активним шаром In_xGa_{1-x}N

Активний шар InGaN має меншу ширину забороненої зони, ніж зовнішній шар GaN, тому верхній електрод є прозорим для рекомбінаційного випромінювання в активному шарі.

Висновки до розділу

1. Використання гетеропереходів в конструкції світлодіодів дозволяє значно підвищити ефективність перетворення електричної енергії в світлову завдяки зменшенню діркового струму та кращій інжекції електронів.

2. Частотні властивості p-n переходу при малому змінному сигналі визначаються наявністю інерційних процесів, зумовлених накопиченням та рекомбінацією нерівноважних носіїв заряду. При високих частотах p-n перехід втрачає свої нелінійні властивості через неможливість досягнення усталеного струму.

3. Розуміння фізичних принципів роботи, частотних характеристик та вибору матеріалів є критичним для ефективного проектування світлодіодів із заданими параметрами випромінювання та динамічної поведінки.

2 ПРОЕКТНО-КОНСТРУКТОРСЬКИЙ РОЗДІЛ

2.1 Динамічна модель випромінювання в р-п переході

Архітектура p-n переходу з декількома квантовими ямами (МКЯ) є типовою для сучасних високоефективних світлодіодів. Квантові ями (КЯ) утворюють вузькі області з високою концентрацією електронів і дірок. Ці високі концентрації носіїв полегшують випромінювальну рекомбінацію, забезпечуючи чудову ефективність для випромінювання світла. Усередині p-n переходу МКЯ розміщений між легованими шарами оболонки. Ці шари утворюють область просторового заряду (ОПЗ), як показано на рисунку 2.1, та являє собою область виснаження в легованому напівпровіднику.



Рисунок. 2.1 – Модель p-n переходу. Структура з множинними квантовими ямами позначається як одинична квантова яма.

Рухливі носії заряду в цій області дифундують, у випадку зворотного струму залишаючи іонізовані донорні або акцепторні атоми. В умовах прямого зсуву рухливі носії інжектуються в ОПЗ зі швидкістю I/q, де I - це прямий струм, а q - елементарний заряд. Спочатку, інжектовані носії нейтралізують іони ОПЗ. Це полегшує дифузійний струм I_{diff} у напрямку до МКЯ. Далі МКЯ захоплюють дифузійні носії. Носії, захоплені в пастці МКЯ можуть або рекомбінувати зі швидкістю f_{rec} , або покинути МКЯ, спричиняючи витік носіїв з активної області зі швидкістю розсіювання f_{leak} . Витік спричинений тепловим випромінюванням, перетоком носіїв та іншими механізмами.

Було показано, що техніка аналізу малих сигналів є потужним інструментом для для характеристики напівпровідникових приладів, таких як світлодіоди та лазерні діоди. В роботі показано, що на динамічний оптичний відгук високоефективних світлодіодів на основі InGaN впливає квантова рекомбінація, витік і транспорт носіїв заряду. Аналітичний розв'язок оптичного відгуку малого сигналу, отриманий у цій роботі, містить два компоненти. Перша, низькочастотна, залежить від рекомбінації носіїв і швидкості їх витоку з квантової ями. Друга, високочастотний - визначається процесами переносу (дифузії). Характерна частота першої компоненти зазвичай знаходиться на рівні декількох МГц, а другої - приблизно на рівні сотень МГц. Оптична смуга пропускання 3 дБ пов'язана з низькочастотною компонентною в імпедансі, оскільки обидві компоненти пов'язані з постійними часу процесів рекомбінації та витоку. Явища переносу впливають на оптичний відгук на дуже високих частотах, де відгук оптичного сигналу значно послаблюється першою компонентою і практично не може бути використаний для передачі даних. Іншими словами, транспортні процеси через ОПЗ в напрямку МКЯ відбуваються значно швидше, ніж характерний час рекомбінації носіїв для світлодіодів з внутрішньою структурою GaN/InGaN.

Для опису динаміки носіїв всередині p-n переходу і пов'язаного з ним світловим потоком було використано рівняння швидкості бімолекулярної рекомбінації. Моделювання за допомогою рівняння швидкості зроблено за таких припущень: ми не розглядається явища транспортування неосновних носіїв щоб ввести затримку, спираючись на результати аналізу малих сигналів. Було знехтувано рекомбінацією в шарах ОПЗ і GaN, оскільки ці області містять значно нижчі концентрації носіїв. МКЯ-структуру моделюється як єдину ефективну квантову яму. Це є обґрунтованим, оскільки час перехідних процесів між носіями в GaN МКЯ-структурі становить фемтосекунди у світлодіодах InGaN/GaN. Це значно швидше, ніж характерні часи рекомбінації носіїв і процесів виходу квантової хвилі. Таким чином, ми нехтуємо транспортом носіїв між квантовими ядрами і моделюємо структуру МКЯ як одиничну ефективну квантову яму. Вважається, що розподіл носіїв у цьому квантовому просторі - рівномірний.

Позначивши загальну кількість носіїв в ефективній квантовій ямі як N_{qw} , отримаємо наступне рівняння швидкості для концентрації носіїв в QW:

$$N'_{qw} = \frac{i}{q} - f_{rec} - f_{leak}$$
(2.1)

Носії в КЯ рекомбінують в декількох каналах, тобто f_{rec} складається з кількох доданків. Відповідно до стандартної АВС-моделі позначимо

$$f_{rec} = AN_{qw} + BN_{qw}^{2} + CN_{qw}^{3}, \qquad (2.2)$$

де, А, В і С - коефіцієнти, що характеризують домінуючі канали рекомбінації. Цими каналами є рекомбінація за участю пасток Шоклі-Ріда-Холла (SRH), бімолекулярна випромінювальна рекомбінація та оже-рекомбінація (рис. 2.2.).

Перший доданок – це коефіцієнт SRH. Він пов'язаний з процесом проходження електрона через локалізований енергетичний стан (так звану пастку) між валентною зоною і зоною провідності, та пов'язаний з дефектом у кристалічній решітці. Енергія зазвичай вивільняється у вигляді фонона, тобто коливання кристалічної решітки. Швидкість SRH рекомбінації пропорційна першому порядку концентрації носіїв у КЯ N_{qw} , тому вона є домінуючою при малих струмах інжекції.



Рисунок. 2.2 – Схематична діаграма, що ілюструє основні механізми рекомбінації.

Для бімолекулярної рекомбінації потрібні дві частинки: електрон і дірка. Електрон безпосередньо рекомбінує з діркою, а різниця в енергії випромінюється у вигляді фотона. Цей механізм рекомбінації є єдиним, який призводить до випромінювання світла. Для того, щоб ця рекомбінація відбулася, дві частинки повинні бути присутніми в безпосередній близькості одна від одної. Таким чином, швидкість цього процесу пропорційна N^2_{qw} , і він є домінуючим механізмом при середніх значеннях струму.

Для оже-рекомбінації потрібні три частинки. У випадку ожерекомбінації електрон і фотон рекомбінують, а вивільнена енергія поглинається третім носієм. В результаті третій носій переходить у стан з вищою енергією в тій самій зоні. Таким чином, під час оже-рекомбінації світло не випромінюється. Швидкість оже-рекомбінації стає значною при високих струмах зміщення і вважається однією з основних причин падіння ефективності світлодіодів.

Традиційно в літературі, присвяченій моделюванню динамічного світлового потоку, швидкості рекомбінації, що відповідають цим різним

каналам, оцінюються на основі припущень про товщину КЯ, її об'єм і характерні швидкості рекомбінаційних процесів. Ці фізичні оцінки не є надійними, оскільки жоден з цих параметрів не можна виміряти безпосередньо. Крім того, для моделювання перехідних характеристик не потрібно детальні характеристики властивостей і розмірів структур активної області. Таким чином, замість традиційно використовуваних в літературі концентрації носіїв і об'єму КЯ обмежимося лише загальною кількістю носіїв. Іншими словами, параметри АВС- моделі визначають сумарні швидкості рекомбінації та витоку носіїв у всій активній області.

Максимальна швидкість витоку носіїв в активній області зумовлена багатьма механізмами, такими як термоелектронна емісія, надлишковий потік носіїв, а також багатьма іншими ефектами. У науковій літературі все ще тривають дослідження, і різні механізми розглядаються як домінуючі. Тим не менш, при формальному підході вони можуть бути розкладені в ряд Тейлора для N_{qw}

$$f_{leak} = aN_{qw} + bN_{qw}^2 + cN_{qw}^3 + f'_{leak}(N_{qw}^m).$$
(2.3)

де, $f'_{leak}(N^m_{qw})$ - доданок вищого порядку. Обґрунтування цього підходу базується на емпіричному методі опису тунельного, термоелектронного та прямого струмів в InGaN/GaN світлодіодах за допомогою рівняння діода з більшим коефіцієнтом ідеальності.

Об'єднавши рівняння (2.3) в (2.2), отримаємо;

$$f_{rec} + f_{leak} = A'N_{qw} + B'N_{qw}^2 + C'N_{qw}^2 + f_{leak}'(N_{qw}^m).$$
(2.4)

де, A' == A + a, B' = B + b, і C' = C + c. На відміну від класичної ABC-моделі, модифіковані параметри визначаються не лише процесами рекомбінації, але й явищами витікання зарядів. Тепер, якщо параметри A', B', C' і залежність витікання зарядів від N_{qw} відомі, можна чисельно розв'язати (4.4) для довільного вхідного струму і визначити світловий вихід.

2.2 Характеристика параметрів моделі

Ні швидкість рекомбінації носіїв, ні швидкість витоку з активної області, ні заселеність квантової ями не можуть бути безпосередньо виміряні на практиці. Тому для дослідження параметрів ABC – моделі було використано характеристики ефективності світлодіода. Підхід ґрунтується на стаціонарних вимірюваннях коефіцієнта ефективності світлодіода. Це дає змогу охарактеризувати світловіддачу світлодіода за допомогою низки безрозмірних параметрів. Далі ці параметри можуть бути переведені в інтегральні коефіцієнти A', B' і C', на яких ґрунтується підхід до динамічного моделювання світловіддачі при перехідних процесах.

Внутрішня квантова ефективність (IQE) визначається відношенням інжектованих носіїв, до кількості генерованих фотонів фотони. Тому вона визначається як відношення між коефіцієнтом випромінювальної рекомбінації і коефіцієнтом сумарної рекомбінації.

$$IQE = \frac{BN_{qw}^2}{A'N_{qw} + B'N_{qw}^2 + C'N_{qw}^3 + f'_{leak}(N_{qw}^m)}$$
(2.5)

Чисельник містить коефіцієнт В, тобто лише частку, що генерує світло, тоді як знаменник описує всі типи рекомбінаційних процесів.

Зовнішня квантова ефективність EQE - це відношення кількості фотонів, випромінюваних світлодіодом, до кількості інжектованих в нього носіїв. EQE можна отримати з IQE, скоригувавши її за допомогою коефіцієнта світловіддачі (LEE) EQE = LEE × IQE. Коефіцієнт світловіддачі залежить від властивостей оптики світлодіода, але вважається, що він не залежить від напруги зміщення і температурних умов.

Введемо модифікований коефіцієнт LEE', скоригований на відношення
B/B':
$$LEE' = LEE \frac{B}{B'}$$
. Отже,
 $EQE = LEE' \frac{B'N_{qw}^2}{A'N_{qw} + B'N_{qw}^2 + C'N_{qw}^3 + f'_{leak}(N_{qw}^m)}$
(2.6)

26

Було показано, що ABC модель, без членів витоку високого порядку, ідеально відповідає кривій ефективності GaN світлодіодів при низьких і помірних струмах зміщення, коли члени вищого порядку струму витоку активної області незначні, тобто $f'_{leak} \approx 0$. EQE може бути виражена у вигляді

$$EQE = LEE' \frac{Q}{Q + (p / p_{max})^{0.5} + (p / p_{max})^{-0.5}}$$
(2.7)

де Q - коефіцієнт якості, який є безрозмірним параметром, що визначається як

$$Q = B' / \sqrt{A'C'}, \qquad (2.8)$$

позначаючи *p* як світловий потік, *p*_{max} - це світловий потік, що відповідає максимуму EQE. Фактично, максимальна зовнішня квантова ефективність EQE_{max} дорівнює

$$EQE_{\max} = LEE' \frac{Q}{Q+2}$$
(2.9)

Таким чином, розглядаючи нормалізовану EQE, ми можемо виключити параметр LEE':

$$\frac{EQE}{EQE_{\max}} = \frac{Q+2}{Q + (p / p_{\max})^{0.5} + (p / p_{\max})^{-0.5}}$$
(2.10)

Співвідношення EQE/EQE_{max} і p/p_{max} можна легко отримати з вимірювання світлового потоку від струму.

Коефіцієнт якості Q може бути отриманий або методом найменших квадратів (2.10), або шляхом побудови графіка співвідношення EQE_{max} /EQE в залежності від $(p / p_{max})^{0.5} + (p / p_{max})^{-0.5}$ та апроксимації графіка лінійною функцією до вертикальної осі. Точка перетину визначатиме максимальне значення IQE. Тим не менше, подальший процес визначення параметрів ABC моделі, вимагає знання фізичних розмірів КЯ. Ця інформація, як правило, є комерційною і не може бути отримана у відкритому доступі. Щоб подолати цю проблему і уможливити оцінку, скористаємось альтернативний метод для

визначення параметрів ABC моделі. Для цього поєднуємо концепції інтерпретації ABC моделі та оцінку часу життя диференціальних носіїв.

Згідно з формулою (2.8), коефіцієнт якості Q пов'язує параметри A', B' і С' між собою. Оскільки Q можна оцінити, потрібно знайти ще два незалежні рівняння, які пов'язують ці параметри, щоб оцінити все однозначно.

По-перше необхідно пов'язати значення I_{max}, що відповідає максимальному значенні IQE, з параметрами ABC моделі. Використовуючи інтегральні параметри ABC моделі, отримуємо

$$I_{\max} = q \frac{A'}{C'} \left(B' + 2\sqrt{A'C'} \right)$$
(2.11)

Ще одне незалежне рівняння отримано з аналізу диференціального часу життя носіїв. Диференціальний час життя визначається як $\tau^{-1} = \frac{d(f_{rec} + f_{leak})}{dN_{qw}}$.

Таким чином, згідно з АВС моделлю (2.4),

$$\tau = \frac{1}{A' + 2B'N_{qw} + 3C'N_{qw}^2}.$$
(2.12)

У такому вигляді вираз для часу життя носія залежить від параметрів ABC і N_{qw}. (2.12) далі буде використано в цьому розділі для прямої оцінки ширини смуги пропускання в 3 дБ:

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi\tau}.$$

Однак час життя носіїв не має прямого зв'язку з p_{max} і Q, параметрами, які обговорювалися раніше.

Для того. щоб пов'язали диференційний час життя рекомбінації т з р/р_{max} і Q скористаємося виразом:

$$\tau = \frac{A'^{-1}}{1 + 2Q(p / p_{\text{max}})^{0.5} + 3(p / p_{\text{max}})}$$
(2.13)

Рівняння (2.8), (2.11) і (2.14) утворюють повну замкнену систему з трьома невідомими параметрами А', В' і С'. Систему можна розв'язати, щоб знайти ці параметри, вимірявши ширину оптичної смуги пропускання малого

сигналу f_{3dB} при струмі I_0 , поєднавши її зі стаціонарною залежністю ККД від струму.

По-перше, необхідно оцінити коефіцієнт Q, підставляючи експериментальні дані EQE/EQE_{max} під р/р_{max}, використовуючи (2.10). Для цього підганяємо до I_{max}, щоб уникнути впливу членів високого порядку, зокрема членів 4-го порядку і вище рекомбінаційної моделі. Після чого можна обчислити р/р_{max} при I_0 і знайти параметр А', використовуючи (2.14). Для цього використовуємо рівняння

$$C' = A'^{3} \left[\frac{q}{I_{\text{max}}} (Q+2) \right]^{2}$$
(2.14)

отримані з (2.8) та (2.11) для оцінки параметра С'. Остаточно, В' оцінюється за допомогою (2.8). Члени вищих порядків швидкості витоку f_{leak} можуть бути отримані шляхом підстановки (2.6) у результати вимірювань великих струмів (I > I_{max}) з використанням відомих параметрів A', B' і C'.

2.3 Вимірювання світлотехнічних характеристик світлодіода

Стаціонарну залежність ККД від струму виміряна за допомогою інтегрувальної сфери, також обладнаної термостатом. Попередні вимірювання температури корпусу СД були виконані для забезпечення точного контролю температури переходу при будь-якому струмі зміщення. У всіх експериментах температуру переходу становила 50 °C. Результати нормалізованих вимірювань EQE представлені на рисунку 2.3.

Експериментальні дані використано, щоб підібрати параметри моделі, визначені в (2.5). У процедуру підгонки включено лише точки даних до максимуму EQE, щоб уникнути впливу падіння ефективності. Насправді спад не можна пояснити без членів високого порядку рекомбінації та витоку. Результати підгонки показують, що добротність Q = 7,0 і струм _{Imax} = 15,4 мA, що відповідає максимальному ККД світлодіода.



Рисунок 2.3 – Нормовані результати вимірювань EQE та підгонка моделі рекомбінації.

Вимірювання світлового потоку за слабкого сигналу проводилося при струмах зміщення I = 75 мА та I = 150 мА. Було використано дві умови зміщення для виконання перехресної перевірки. Глибина модуляції була вибрана такою, щоб не виникало значних гармонік, але була достатньою, щоб уникнути проблем із шумом. Результати вимірювання оптичного сигналу представлені на рисунку 2.4.



Рисунок 2.4 – Вимірювання оптичного сигналу та підгонка однополюсного фільтра низьких частот.

Отримані граничні частоти 3 дБ становлять 3,63 МГц і 5,46 МГц відповідно. Це означає, що характерний час життя носія τ , дорівнює 4,4 × 10⁻⁸ та 2,9 × 10⁻⁸ с відповідно.

Інтегральні параметри A', B' і C ' для обох умов зсуву визначалися незалежно один від одного. Отримані параметри практично ідентичні з різницею менше 2%. Отримані усереднені значення: A' = $5,23 \times 10^5$ c⁻¹, B' = $1,81 \times 10^{-4}$ c⁻¹ і C ' = $1,25 \times 10^{-15}$ c⁻¹.

Члени вищого порядку моделі, тобто $f'_{leak}(N^m_{qw})$ з m вище 3, можна оцінити як різницю між виміряною швидкістю інжектування І/q і сумою загальної рекомбінації та швидкості витоку, передбачених модифікованою моделлю ABC. Щоб також зафіксувати залишковий витік $f_{leak}(N^m_{qw})$, було підбрано його до четвертого степеня $D'N^4_{qw}$, хоча це може не представляти єдиний фізичний механізм. Отримуємо D' = 2,2 ×10⁻²⁷ c⁻¹.

Результати моделі «ABC+D» представлена на рисунку 2.6. Результати показують, що поліном четвертого порядку покращує характеристику ефективності світлодіода в режимі падіння. Додаткові члени вищого порядку, які характеризують швидкість витоку, ~ $E'N_{qw}^5$, можна додати до моделі подібним чином. Тим не менш, достатньо обмежитися поліномом четвертого порядку та припустити, що $f_{laek}(N_{qw}^m) = D'N_{qw}^4$.

2.4 Установка для вимірювання перехідних процесів в електричному колі із світлодіодом

Для вимірювання світлового потоку світлодіодів при імпульсному режимі живлення було використано експериментальну установку, схему якої зображено на рисунку 2.5.

Світлове джерело та фотоприймач розміщувалися всередині інтегрального фотометра. Щоб запобігти попаданню прямого світла на фотоприймач, між ним і джерелом встановлювався екран, що блокує світловий потік. Електричний сигнал, який формувався на виході фотоприймача, надходив на цифровий осцилограф. Робочі параметри напівпровідникового джерела світла задавалися через блок живлення. Управління експериментальною установкою, а також обробка й збереження результатів вимірювань здійснювалися за допомогою персонального комп'ютера.



Рисунок 2.5 – Блок-схема установки для вимірювання світлового потоку СД в імпульсному режимі: 1 – фотометрична куля; 2 – напівпровідникове джерело світла; 3 –екран; 4 – фотоприймач; 5 –осцилограф; 6 – БЖ; 7 – ПК

Блок живлення складався з регульованого стабілізованого джерела постійної напруги, генератора сигналів і комутаційного пристрою. Така конфігурація забезпечувала можливість живлення світлодіодного джерела як у режимі постійного струму, так і в імпульсному режимі з частотою 100 кГц та змінним коефіцієнтом заповнення.

Як джерело регульованої постійної напруги було використано лабораторний блок живлення моделі SW3010D від виробника HANDSKIT (рис. 2.6). Основні технічні характеристики цього приладу наведено в таблиці 2.1.

Вхідна напруга	АС 110 В/220 В, 50/60 Гц
Вихідна напруга	0 – 30 B
Вихідний струм	0~3A/5A/10A
Розширення напруги	10/100 мВ
Розширення струму	1 / 10 мА
Ефект навантаження	СV1% + 10мВ
Точність відображення напруги	± 1% + 1 розряд
Точність точного відображення	± 1% + 2 розряду
Габаритні розміри	81 мм×165 мм×220 мм
Maca	1,4

Основні технічні характеристики блоку живлення SW3010D



Рисунок 2.6 – Лабораторний блок живлення SW3010D

Для отримання напруги живлення світлодіодів у вигляді прямокутних імпульсів використано двоканальний генератор сигналів SDG 1050 виробництва Siglent (рисунок 2.7). Технічні характеристики даного генератора наведені в таблиці 2.2.



Рисунок 2.7 – Зовнішній вигляд двоканальний генератор сигналів SDG 1050

Таблиця 2.2

Технічні характеристики Siglent SDG1050

Смуга пропускання	50 ГЦ
Частота дискретизації	125 Мвик./с
Розширення по частоті	1 мкГц
Вертикальне розширення	14 біт
Сигнал	Синусоїда, меандр, трикутник, білий шум, імпульс
Частота сигналу	1 мкГц5 МГц
Амплітудний діапазон	4 мВ20 Впик-пик
Стандартний інтерфейс	Роз'єм USB

2.5 Вибір приймача оптичного сигналу

При виборі фотоприймача для вирішення конкретного завдання перш за все потрібно визначити чи повинен він бути багатоелементним (фотоприймальна лінійка в спектрометрі без механічного сканування або фотоприймальна матриця для дослідження просторово неоднорідного об'єкта) або одноелементний фотоелемент. Для даного випадку слід вибирати фотоприймач з відповідною областю спектральної чутливості і достатнім динамічним діапазоном, тобто областю сигналів, в якій струм приймача пропорційний падаючому потоку випромінювання.

Також слід врахувати можливості приймача реєструвати слабкі сигнали. Ці можливості визначаються двома факторами:

- квантовим виходом η (ймовірністю того, що квант, що потрапивши в приймач "виб'є" електрон);

- рівнем шумів приймача.

Одними з фотореєструючих пристроїв, які б могли забезпечити ці вимоги є фотоелектронні помножувачі (ФЕУ).

Фотоелектроний помножувач – електровакуумний, пристрій, який перетворює випромінювання ультрафіолетової, видимої, інфрачервоної спектральних діапазонів в електричний сигнал, який після цього підсилюється. Перетворення випромінювання в електричний сигнал і його підсилення базується на використанні двох видів електронної емісії: фотоелектронної і вторинної. Фокусування електронів в ФЕУ здійснюється електричним і магнітним полем.

При розгляді кількісних значень параметрів конкретних типів ФЕУ повинні враховуватись дві обставини:

1) величина деяких параметрів ФЕУ залежить від критеріїв їх оцінки і може залежати від методики випробувань і режиму роботи ФЕУ;

2) величина ряду параметрів у різних ФЕУ одного і того ж типу має значний розкид.

При виборі ФЕУ необхідно враховувати:

- гарантовану величину параметра, граничне значення якої задається технічними даними на пристрій;

- номінальне значення параметра, вказане в паспортах на виробі, технічних даних і каталогах;

- розкид параметрів однотипних ФЕУ.

35

При використанні ФЕУ у серійній апаратурі використовуються гарантуючі величини параметрів, так як заміна екземпляру ФЕУ на однотипний не повинна впливати на параметри апаратури у цілому. При проведенні наукових дослідів вибір ФЕУ по необхідному параметрі дозволяє збільшити чутливість і точність вимірювань.

Класифікація параметрів ФЕУ може бути проведена на основі розгляду характеру зареєстрованих сигналів, способу обробки інформації і основних областей їх використання.

Носієм інформації, бути перетворена ФЕУ, яка повинна € випромінювання. Якісною електромагнітне характеристикою випромінювання є його спектральний склад, тобто розподіл електромагнітної енергії по частотам. Кількісною характеристикою є потік – середня потужність , яка переноситься електромагнітним коливанням за час, значно більший періоду коливань.

Інформація, що є у світловому сигналі, може характеризуватися різними параметрами:

- середньою інтенсивністю випромінювання — кількістю фотонів в одиницю часу (квант/с);

- зміною інтенсивності випромінювання в часі (амплітудна модуляція);

- амплітудою імпульсів;

- середньою частотою імпульсів з амплітудою вище заданої;

- формою імпульса (фронт наростання, тривалість);

- часом появи імпульсів.

В залежності від характеру сигналу застосовуються різні схеми реєстрації:

1) підсилення постійного струму при прийомі неперервного випромінювання;

2) вузькосмугове підсилення при прийомі модульованих низькою частотою сигналів;

 широкосмугове підсилення при прийомі імпульсних і модульованих сигналів.

Параметри і характеристики ФЕУ, виміряні при освітленні фотокатода постійним світловим потоком, називаються статичними. Основними характеристиками ФЕУ при реєстрації модулюваних сигналів є пороги чутливості і амплітудно-частотні характеристики.

Імпульсні параметри ФЕУ характеризують їх здатність передавати без спотворень інформацію імпульсів світлових сигналів, що поступають на фотокатод.

По застосуванню ФЕУ можна розділити на дві групи: ФЕУ для безпосередньої реєстрації і вимірювання світлових потоків і для вимірювання іонізуючих випромінювань.

Найкращі характеристики демонструють фотокатоди з негативною спорідненістю до електрона — це напівпровідникові структури, в яких збуджені фотоелектрони можуть вільно виходити у вакуум без подолання додаткового потенціального бар'єру. Загалом спектральна чутливість фотокатодів може мати найрізноманітніші форми, зокрема зі складною структурою, як у випадку оксидних фотокатодів. Тому для кожного конкретного експерименту необхідно ретельно обирати фотопомножувач.

Зазвичай ФЕУ з оксидними катодами використовують лише в специфічних умовах, коли важлива чутливість у довгохвильовій області. Якщо ж дослідження проводяться виключно в ультрафіолетовому діапазоні, то доцільніше використовувати сурм'яно-цезієві або так звані сонячно-сліпі фотокатоди.

Для даної установки було вибрано фотопомножувач ФЕУ-85, який зображено на рисунку 2.8, а його основні технічні характеристики представлено в таблиці 2.3. Криву спектральної чутливості зображено на рисунку 2.9.

37



Рисунок 2.8 – Зображення ФЕУ-85



Рисунок 2.9 – Спектральна чутливість фотопомножувача ФЕУ-85

2.6 Чисельна верифікація моделі

Для чисельного розв'язання рівняння швидкості, що характеризує щільність носіїв в квантовій ямі N_{qw} , та визначення швидкості випромінювальної рекомбінації f_{rad} , пропорційної інтенсивності світла p, застосовано метод скінченних різниць. Використано різницеву схему

$$N_{qw}[t+dt] = N_{qw}[t] + dt(I[t]/q - AN_{qw}[t] - BN_{qw}^{2}[t] - CN_{qw}^{3}[t] - f(N_{qw}^{m}[t])$$
(2.15)

де, t i dt - час i крок y часi вiдповiдно.

Світловий потік моделюється з великою синусоїдальною модуляцією, тобто зі значним відхиленням відносно постійної складової струму.

Використовується ступінчасте моделювання частоти та параметри моделі, отримані в пункті 2.3 Перевіряються перші три гармоніки світлової кожній частоті модуляції. Перевірка результатів характеристики на здійснюється шляхом порівняння експериментальних даних з даними вимірювань. Повний світловий потік світлодіода фізично не може бути зафіксований експериментальною установкою. Тому порівнянні при розрахункових та експериментальних даних усуваємо будь-які розбіжності, спричинені втратами на шляху розповсюдження світлового потоку, що не залежать від модуляції та частоти в установці. Тобто, на рисунку 2.10 амплітуди змодельованого сигналу відповідають світловому виходу на низькій частоті, яка не підпадає під обмеження смуги пропускання світлодіода.



Рисунок 2.10 – АЧХ світлового потоку світлодіода при струмі зміщення 75 мА, та модуляції 100 мА.

На рисунку 2.10 показано Амплітудно-частотну характеристику світлового потоку для ступінчастої модуляції зі струмом зміщення 75 мА і синусоїдальної модуляції з амплітудою від піку до піку - 100 мА.

Рисунок 2.11 відповідає струму зміщення 150 мА і амплітуді модуляції 200 мА.



Рисунок 2.11 – АЧХ світлового потоку світлодіода при струмі зміщення 150 мА, та модуляції 200 мА.

Як видно з рисунків результати розрахунку світлового потоку добре узгоджуються з експериментальними вимірюваннями, принаймні на не надто високих частотах. Відхилення між експериментальними та розрахованими даними для другої, а особливо третьої гармоніки світлового потоку, як показано на рисунку 2.10 на частотах вище 8 МГц, може бути пов'язане з недосконалістю електроніки. Зокрема, вище 8 МГц помітні деякі гармонійні спотворення в струмі живлення. Таким чином, важається, що недосконалість драйвера є причиною невідповідності, що з'явилася вище 70 МГц. Потенційним поясненням може бути нелінійність струму-напруги, яка на високих частотах може бути менш помітною за рахунок реакції зворотного зв'язку через резистор.

При імпульсній амплітудній модуляції (IAM) для опису ефективності світлодіода здебільшого використовують криві наростання і спаду світлового імпульсу. З цією метою змодельовано і виміряно світловий потік СД. В експерименті використано два значення струму: 50 мА і 250 мА, з частотою 3 МГц. Проводилося вимірювання світлового потоку та струму через світлодіод. Порівняння результатів моделювання та вимірювань представлено на рисунку 2.12.



Рисунок 2.12 — Часова залежність світлового потоку та струму світлодіода. Експериментально виміряний струм використовується як вхідний сигнал для моделювання світлового потоку.

Для моделювання світлового потоку використано два варіанти моделі. Перша відповідає (2.16). Друга - це скорочена модель «ВС» без параметрів А' і D'. Бачимо, що як повна, так і скорочена моделі дають практично ідентичні результати.

Висновки до розділу

1. Було розглянуто динамічну модель випромінювання в p-n переході світлодіодів з множинними квантовими ямами (МКЯ). Аналіз показав, що МКЯ суттєво підвищують ефективність випромінювальної рекомбінації за рахунок концентрації носіїв заряду в активній області. Для опису динаміки випромінювання використано модифіковану ABC-модель, яка враховує не лише основні механізми рекомбінації (SRH, бімолекулярна та оже-рекомбінація), але й явища витоку носіїв.

2. Проведено математичне моделювання процесів, що визначають динамічний оптичний відгук світлодіодів. Показано, що оптична смуга пропускання формується двома компонентами: низькочастотною (визначається рекомбінацією та витоком) і високочастотною (визначається транспортними процесами).

3. Для оцінки параметрів ABC-моделі використано вимірювання зовнішньої квантової ефективності (EQE) та метод оцінки диференціального часу життя носіїв. Запропоновано підхід до визначення інтегральних параметрів A', B' і C', що дозволяє моделювати світловіддачу світлодіода без детального знання фізичних характеристик активної області.

4. Результати дослідження підтверджують, що запропонована модель адекватно описує поведінку світлодіодів InGaN/GaN у динамічному режимі, і може бути використана для оптимізації їхніх характеристик у високочастотних застосуваннях, зокрема, для передачі даних на оптичному рівні.

5. Обґрунтовано вибір фотоприймача для дослідження динамічних характеристик світлодіода. Було обрано фотоелектронний помножувач ФЕУ-85. Його параметри забезпечують надійний прийом оптичного сигналу в умовах експерименту.

42

3 РОЗРАХУНКОВО-ДОСЛІДНИЦЬКИЙ РОЗДІЛ

3.1 Розрахунок світлового потоку світлодіода

За допомогою установки яка описана в попередньому розділі було отримано значення світлових потоків світлодіодів різних кольорів свічення при живленні їх П-подібними імпульсами напруги з частотою 100 кГц із різними амплітудами та коефіцієнтами заповнення.

З осцилограм світловий потік розраховували за формулою :

$$\Phi = \frac{W}{T} = \frac{1}{S_{\Phi \in \Pi} \cdot T} \cdot \int_{0}^{T} \dot{i}_{\Phi}(t) \cdot dt, \qquad (3.1)$$

де *W* – світловий потік СД впродовж періоду;

*S*_{ФЕП} – інтегральна чутливість фотоелектронного помножувача;

 $i_{\Phi}(t)$ – струм.

Щоб визначити значення світлового потоку в люменах, потрібно провести порівняння між світловим потоком Φ_e , отриманим із осцилограми фотоструму, і світловим потоком $\Phi_{iнтегp}$, виміряним за допомогою інтегрального фотометра при стабільній напрузі живлення. Це порівняння здійснюється шляхом обчислення коефіцієнта пропорційності k:

$$k = \frac{\Phi_{\text{interp}}}{\Phi_{\text{e}}},\tag{3.2}$$

Звідси, світловий потік Φ_e світлодіода можна визначити за формулою:

$$\Phi_{\rm e} = \frac{k}{S_{\Phi \rm E\Pi}} \cdot \int_{0}^{T} \dot{i}_{\Phi}(t) \cdot dt.$$
(3.3)

У формулі (3.3) значення інтегралу можна розрахувати за допомогою методу трапецій, а саме:

$$\int_{0}^{T} i_{\Phi}(t) \cdot dt = \sum_{i=1}^{i=n-1} \frac{i_{\Phi}(t_{i+1}) - i_{\Phi}(t_{i})}{2} \cdot \Delta t_{i}, \qquad (3.4)$$

де n – число дискретних значень функції $i_{\Phi}(t)$ протягом періоду $T = 10^{-5}$ с. Підставляючи (3.4) в (3.3), отримаємо:

$$\Phi_{\rm e} = \frac{k}{S_{\Phi \rm E\Pi}} \cdot \sum_{i=1}^{i=n-1} \frac{i_{\Phi}(t_{i+1}) - i_{\Phi}(t_i)}{2} \cdot \Delta t_i.$$
(3.5)

На основі формули (3.5) здійснено розрахунок світлового потоку світлодіодів з різними кольорами випромінювання. Розрахунки проводилися для режиму імпульсного живлення прямокутної форми за різних значень амплітуди напруги, струму та коефіцієнтів заповнення. Отримані залежності світлового потоку $\Phi_{\rm e}(U_{\rm m},D)$ наведені на рисунках 3.1 – 3.4.

3.2 Апроксимація залежностей світлового потоку напівпровідникових джерел світла в імпульсному режимі

Для подальшого аналізу кривих світлових потоків представимо їх аналітично у вигляді поліномів, які є залежностями світлового потоку від коефіцієнта заповнення імпульсу у відносних одиницях:

$$\Phi_{\mathrm{e}}(D) = \sum_{k=0}^{k=6} a_k \cdot D^k, \qquad (3.6)$$



де a_k – коефіцієнти полінома;





Рисунок 3.2 – Залежності $\Phi_{\rm e}(U_{\rm m},D)$ для синього світлодіода



даної залежності знайдемо значення коефіцієнтів a_k за допомогою методу найменших квадратів. Даний метод передбачає відшукання таких a_k , що виконується умова:

$$\sum_{i=1}^{i=n} \left(\Phi_{\mathrm{e}}(D_i) - \sum_{k=0}^{k=6} a_k \cdot D_i^k \right)^2 \to \min.$$
(3.7)

Для виконання даної умови забезпечується набором коефіцієнтів a_k таких, що є розв'язками системи рівнянь:

$$\begin{cases} a_{0} \cdot n + a_{1} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i} + a_{2} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{2} + a_{3} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{3} + a_{4} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{4} + a_{5} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{5} + a_{6} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{6} = \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \\ a_{0} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i} + a_{1} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{2} + a_{2} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{3} + a_{3} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{4} + a_{4} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{5} + a_{5} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{6} + a_{6} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{7} = \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \cdot D_{i} \\ a_{0} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{2} + a_{1} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{3} + a_{2} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{4} + a_{3} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{5} + a_{4} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{6} + a_{5} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{7} + a_{6} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{8} = \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \cdot D_{i}^{2} \\ a_{0} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{3} + a_{1} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{4} + a_{2} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{5} + a_{3} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{6} + a_{4} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{7} + a_{5} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{8} + a_{6} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{9} = \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \cdot D_{i}^{3} \\ a_{0} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{4} + a_{1} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{5} + a_{2} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{6} + a_{3} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{7} + a_{4} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{8} + a_{5} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{9} + a_{6} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{10} = \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \cdot D_{i}^{3} \\ a_{0} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{4} + a_{1} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{6} + a_{2} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{7} + a_{3} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{7} + a_{4} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{9} + a_{5} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{9} + a_{6} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{10} = \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \cdot D_{i}^{4} \\ a_{0} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{5} + a_{1} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{7} + a_{2} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{8} + a_{3} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{9} + a_{4} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{10} + a_{5} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{11} + a_{6} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{11} = \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \cdot D_{i}^{5} \\ a_{0} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{6} + a_{1} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{7} + a_{2} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{9} + a_{4} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{10} + a_{5} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} D_{i}^{11} +$$

Дану систему рівнянь можна представити у вигляді матричного добутку:

$$A \cdot B = C, \tag{3.9}$$

$$A = \begin{pmatrix} n & \sum_{i=1}^{i=n} D_i & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^2 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^3 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^4 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^5 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^6 \\ \sum_{i=1}^{i=n} D_i & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^2 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^3 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^4 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^5 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^6 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^7 \\ \sum_{i=1}^{i=n} D_i^2 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^4 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^5 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^6 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^7 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^8 \\ \sum_{i=1}^{i=n} D_i^3 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^4 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^5 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^7 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^8 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^9 \\ \sum_{i=1}^{i=n} D_i^4 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^5 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^6 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^7 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^8 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^9 \\ \sum_{i=1}^{i=n} D_i^5 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^6 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^7 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^8 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^9 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^{10} \\ \sum_{i=1}^{i=n} D_i^6 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^7 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^8 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^9 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^{10} & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^{11} \\ \sum_{i=1}^{i=n} D_i^6 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^7 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^8 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^{10} & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^{11} \\ \sum_{i=1}^{i=n} D_i^6 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^8 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^9 & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^{11} & \sum_{i=1}^{i=n} D_i^{12} \end{pmatrix}$$

$$B = \left(a_0 \quad a_1 \quad a_2 \quad a_3 \quad a_4 \quad a_5 \quad a_6\right)^T, \quad (3.11)$$

$$C = \left(\sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \quad \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \cdot D_i \quad \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \cdot D_i^2 \quad \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \cdot D_i^3 \quad \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \cdot D_i^4 \quad \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \cdot D_i^5 \quad \sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{ei} \cdot D_i^6\right)^T.$$
 (3.12)

Значення елементів матриць (3.8) та (3.10) були розраховані та представлені в програмі MATLAB для кожної із залежностей $\Phi_{\rm e}(U_{\rm m},D)$. Після чого проведено розрахунок елементів матриці *В*. Для одержання апроксимованих кривих було розраховано коефіцієнт детермінації R^2 та середньоквадратичну похибку Δ за формулами:

$$\Delta = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{k=0} \left(\Phi_{e} \left(D_{i} \right) - \sum_{k=0}^{k=0} a_{k} \cdot D_{i}^{k} \right)^{2}}{(n-1)}},$$
(3.13)

$$R^{2} = 1 - \frac{\sum_{i=1}^{i=n} \left(\Phi_{e}(D_{i}) - \sum_{k=0}^{k=6} a_{k} \cdot D_{i}^{k} \right)^{2}}{\sum_{i=1}^{i=n} \left(\Phi_{e}(D_{i}) - \overline{\Phi}_{e} \right)^{2}}, \qquad (3.14)$$

де $\overline{\Phi}_{e} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} \Phi_{e}(D_{i})}{n}.$

Результати розрахунку R^2 та Δ представлено в таблицях 3.1 – 3.4.

Таблиця 3.1

Результати розрахунку коефіцієнтів детермінації, середньоквадратичної похибки та коефіцієнтів полінома апроксимації залежностей світлового потоку для білого світлодіода

U _m , B	a_0	a_1	<i>a</i> ₂	<i>a</i> ₃	<i>a</i> ₄	<i>a</i> ₅	a_6	Δ , лм	R^2
2,9	0,0485	-0,9885	16,5890	-64,8310	123,9600	-109,4800	35,8260	0,0102	0,9974
3,1	-0,0182	1,2999	-2,7859	16,9410	-37,0420	36,2890	-13,2440	0,0041	0,9999
3,3	-0,0068	1,1963	3,6743	-9,5317	18,1170	-18,2550	6,5589	0,0139	0,9993
3,5	-0,0111	1,9715	2,4860	7,0252	-20,2290	12,3420	-1,4228	0,0062	0,9999
3,7	-0,0004	3,0867	7,6207	-8,1348	-6,9775	7,7382	-0,6737	0,0057	1,0000
3,9	-0,1330	8,5713	-24,8630	125,1700	-281,7000	267,0000	-90,9050	0,0090	0,9976

Таблиця 3.2

Результати розрахунку коефіцієнтів детермінації, середньоквадратичної похибки та коефіцієнтів полінома апроксимації залежностей світлового потоку для синього світлодіода

U _m , B	a_0	a_1	a_2	<i>a</i> ₃	<i>a</i> ₄	<i>a</i> ₅	<i>a</i> ₆	Δ , лм	R^2
3,1	-0,0154	0,7930	-2,5314	11,4180	-20,3350	15,3070	-4,2011	0,0058	0,9949
3,3	0,0145	0,2351	5,0795	-11,8150	10,3560	-3,8278	0,4735	0,0092	0,9921
3,5	0,0180	0,4647	9,9688	-35,3240	51,1800	-34,9120	9,2414	0,0062	0,9969
3,7	0,0218	0,6123	12,6050	-47,5980	73,2950	-52,8510	14,6720	0,0125	0,9918
3,9	-0,0107	1,7951	9,4275	-48,6880	89,1460	-74,1700	23,3940	0,0118	0,9940
4,1	-0,0564	3,8124	-2,5792	-12,9550	35,0070	-33,7810	11,5830	0,0151	0,9920

Таблиця 3.3

Результати розрахунку коефіцієнтів детермінації, середньоквадратичної похибки та коефіцієнтів полінома апроксимації залежностей світлового потоку для зеленого світлодіода

$U_{\rm m},{ m B}$	a_0	a_1	a_2	<i>a</i> ₃	a_4	<i>a</i> ₅	a_6	Δ , лм	R^2
3,3	0,0064	0,7337	6,4211	-9,5869	8,5418	-8,9322	4,3254	0,0045	0,9999
3,5	-0,0219	2,7602	-1,8317	32,7970	-94,0530	95,7940	-33,6060	0,0091	0,9998
3,7	0,1316	-0,9481	31,5430	-69,2230	55,0800	-11,6530	-2,8137	0,0161	0,9994
3,9	0,0849	0,1205	28,4950	-66,3980	60,7840	-23,8950	3,1162	0,0100	0,9998

Таблиця 3.3

Результати розрахунку коефіцієнтів детермінації, середньоквадратичної похибки та коефіцієнтів полінома апроксимації залежностей світлового потоку для червоного світлодіода

U _m , B	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	Δ , лм	R^2
2,4	0,0006	0,0855	0,5371	-1,7606	2,8519	-2,2235	0,6389	0,0008	0,9999
2,6	-0,0066	0,6127	-0,9696	3,5353	-5,3863	3,1265	-0,5557	0,0010	0,9999
2,8	-0,0067	0,8883	-1,6046	8,3200	-17,8560	15,5510	-4,8294	0,0014	0,9999
3,0	-0,0067	1,0208	-1,5260	8,5494	-18,8820	16,4680	-5,0654	0,0015	0,9999

На рисунках 3.5 – 3.8 представлено експериментальні залежності світлового потоку світлодіодів від амплітуди прикладеної напруги та коефіцієнта заповнення імпульсу. Дані експерименту позначені маркерами. На основі цих результатів були побудовані відповідні апроксимуючі залежності.

 $\Phi_{e}(D) = \sum_{k=0}^{k=6} a_k \cdot D^k$ (позначені лініями).





Рисунок 3.7 – Апроксимація $\Phi_{e}(U_{m}, D)$ Рисунок 3.8 – Апроксимація для зеленого світлодіода $\Phi_{e}(U_{m}, D)$ для червоного світлодіода

На відповідних графіках також зображені горизонтальні лінії, що відповідають номінальним значенням світлових потоків для білого, синього, червоного та зеленого світлодіодів — відповідно 1,224, 0,377, 0,185 та 1,331 лм. Ці значення визначено при живленні постійним струмом I = 20 мА.

Як видно з графіків (рисунки 3.5–3.8), досягнення номінального світлового потоку можливе як при постійному, так і при імпульсному живленні, за умови, що амплітуда імпульсної напруги не менша за робочу напругу світлодіода.

Для кривих, які задовольняють цю умову, було визначено значення коефіцієнтів заповнення D. Вони відповідають абсцисам точок перетину апроксимованих залежностей $\Phi_e(D)$ із лініями номінального потоку та є розв'язками відповідного рівняння.

$$a_1 \cdot D^6 + a_2 \cdot D^5 + a_3 \cdot D^4 + a_4 \cdot D^3 + a_5 \cdot D^2 + a_6 \cdot D + a_7 = \Phi_{\text{HOM}}$$
(3.15)

Результати розрахунку на основі рівняння (3.14) наведено в таблиці 3.5.

Таблиця 3.5

Результати обчислення значень коефіцієнтів заповнення D що відповідають точкам перетину кривих залежності світлового потоку $\Phi_e(D)$, з прямими, які позначають номінальні значення світлових потоків при живленні світлодіодів постійним струмом I = 20 мА

	U _{роб} , В	Um B										
Тип СД												
		2,4	2,6	2,8	3,0	3,1	3,3	3,5	3,7	3,9	4,1	
Білий	3,1 – 3,6	-	-		-	0,90 5	0,61 6	0,39 8	0,27 2	0,20 0	-	
Синій	3,1 – 3,6	-	-	-	-	0,70 1	0,37 9	0,24 9	0,20 4	0,16 1	0,13 6	відн. од
Зелений	3,2 – 3,6	-	-		-	-	56,9	40,5	32,3	29,8	-	D,
Червони й	2,3 – 2,4	0,79 9	0,36 8	0,24 8	0,20 1	-	-	-	-	-	-	

На основі даних, представлених у таблиці 3.5, побудовано графіки залежності коефіцієнта заповнення імпульсів напруги живлення від амплітудного значення імпульсу, за яких світлодіоди випромінюють номінальний світловий потік (рисунок 3.9).



Рисунок 3.9 – Залежність коефіцієнта заповнення імпульсів напруги живлення від амплітуди імпульсу, за якої досягається номінальний рівень світлового потоку.

Із наведених графіків видно, що зі зростанням амплітуди імпульсної напруги відповідне значення коефіцієнта заповнення *D* зменшується. Отримані залежності дають змогу обирати такий режим імпульсного живлення світлодіодів прямокутними сигналами, за якого забезпечується світловий потік, еквівалентний номінальному.

3.3 Розрахунок струму, напруги та потужності при імпульсному живлені світлодіодів

Для розрахунку діючих значень напруги та струму імпульсного живлення світлодіодів, осцилограми їх імпульсів представимо аналітично у вигляді ряду Фур'є. На рисунку 3.10 представлено імпульс осцилограма імпульсу споживаної напруги на прикладі амплітудного значення напруги $U_{\rm m} = 3,1$ В та D = 0,616.



Рисунок 3.10 – Осцилограма імпульсу напруги живлення світлодіода при

*U*_m = 3,1 В та *D* = 0,616

Дану функцію в загальному вигляді через ряд Фур'є можна представити як:

$$u(t) = U_0 + \sum_{l=1}^{l=\infty} U_l \cdot \sin(l \cdot \omega \cdot t + \psi_l), \qquad (3.16)$$

де U₀ – стала складова ряду Фур'є;

 U_l — амплітуда l-ї гармоніки ряду Фур'є.

Значення ψ_l можна розрахувати, як:

$$\psi_l = \operatorname{arctg}\left(\frac{U_{Cl}}{U_{Bl}}\right),\tag{3.17}$$

де U_{Cl} , U_{Bl} – відповідно косинусні та синусні складові гармонік ряду Фур'є.

Осцилограму імпульсу напруги живлення світло діода, зображено на рисунку 3.10 аналітично можна представити у вигляді:

$$u(t) = \begin{cases} U_{\rm m}, 0 < t \le \tau \\ 0, \tau < t \le T \end{cases}$$
(3.18)

При розкладі в ряд Фур'є функції u(t) сталу складову U_0 та амплітудні значення гармонік U_{lm} можна представити у вигляді:

$$U_0 = \frac{1}{2 \cdot \pi} \int_0^T u(t) \cdot d(\omega \cdot t), \qquad (3.19)$$

$$U_{lm} = \sqrt{U_{Bl}^{2} + U_{Cl}^{2}}, \qquad (3.20)$$

$$U_{Bl} = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{T} u(t) \cdot \sin(l \cdot \omega \cdot t) \cdot d(\omega \cdot t), \qquad (3.21)$$

$$U_{Cl} = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{T} u(t) \cdot \cos(l \cdot \omega \cdot t) \cdot d(\omega \cdot t).$$
(3.22)

Підставляючи (3.17) в (3.18), (3.20), (3.21), і враховуючи, що $\omega = \frac{2 \cdot \pi}{T}$,

отримаємо:

$$U_{0} = \frac{1}{2 \cdot \pi} \int_{0}^{\tau} U_{m} \cdot d\left(\frac{2 \cdot \pi}{T} \cdot t\right) = U_{m} \cdot \frac{\tau}{T}, \qquad (3.23)$$

$$U_{Bl} = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{\tau} U_{\rm m} \cdot \sin\left(l \cdot \frac{2 \cdot \pi}{T} \cdot t\right) \cdot d\left(\frac{2 \cdot \pi}{T} \cdot t\right) = -\frac{U_{\rm m}}{l \cdot \pi} \cdot \left[\cos\left(2 \cdot l \cdot \pi \cdot \frac{\tau}{T}\right) - 1\right], \qquad (3.24)$$

$$U_{Cl} = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{\tau} U_{\rm m} \cdot \cos\left(l \cdot \frac{2 \cdot \pi}{T} \cdot t\right) \cdot d\left(\frac{2 \cdot \pi}{T} \cdot t\right) = \frac{U_{\rm m}}{l \cdot \pi} \cdot \sin\left(2 \cdot l \cdot \pi \cdot \frac{\tau}{T}\right). \tag{3.25}$$

3 (2.23), (2.24) та (2.19) отримаємо:

$$U_{lm} = \frac{2 \cdot U_m}{l \cdot \pi} \cdot \sin\left(l \cdot \pi \cdot \frac{\tau}{T}\right). \tag{3.26}$$

Підставляючи (2.23) та (2.24) в (2.16), отримаємо:

$$\psi_{l} = \operatorname{arctg}\left(\frac{\frac{U_{m}}{l \cdot \pi} \cdot \sin\left(2 \cdot l \cdot \pi \cdot \frac{\tau}{T}\right)}{-\frac{U_{m}}{l \cdot \pi} \cdot \left[\cos\left(2 \cdot l \cdot \pi \cdot \frac{\tau}{T}\right) - 1\right]}\right) = \operatorname{arctg}\left(\frac{\sin\left(2 \cdot l \cdot \pi \cdot \frac{\tau}{T}\right)}{\left[1 - \cos\left(2 \cdot l \cdot \pi \cdot \frac{\tau}{T}\right)\right]}\right) = arctg\left(\frac{2 \cdot \sin\left(l \cdot \pi \cdot \frac{\tau}{T}\right) \cdot \cos\left(l \cdot \pi \cdot \frac{\tau}{T}\right)}{2 \cdot \sin^{2}\left(l \cdot \pi \cdot \frac{\tau}{T}\right)}\right) = \operatorname{arctg}\left(\operatorname{ctd}\left(l \cdot \pi \cdot \frac{\tau}{T}\right)\right) = \frac{\pi}{2} - l \cdot \pi \cdot \frac{\tau}{T}.$$

$$(3.27)$$

На основі рівнянь (3.15), (3.22), (3.25) та (3.26), та враховуючи, що $\frac{\tau}{T} = D$, розклад функції u(t) в ряд Фур'є можна представити у вигляді з кількістю гармонійних складових *N*, яка у відповідності до теореми Котельникова визначалась як $N = \frac{n}{2} - 1$:

$$u(t) = U_{\rm m} \cdot D + \frac{2 \cdot U_{\rm m}}{\pi} \sum_{j=1}^{j=N} \frac{1}{l} \cdot \sin\left(l \cdot \pi \cdot D\right) \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi}{T} \cdot t - l \cdot \pi \cdot D\right).$$
(3.28)

На основі рівняння (3.27) осцилограму напруги, зображену на рис. 2.10, представлено як функцію у вигляді ряду Фур'є. Функція осцилограми напруги представлена на рисунку 3.11.



Рисунок 3.11 – Осцилограма імпульсу напруги живлення світлодіода

при

 $U_m = 3,1$ В та D = 0,616 (1) та її представлення у вигляді функції Фур'є

Аналогічно знаходимо постійну складову I_0 , амплітудні значення I_{lm} гармонійних складових та функцію i(t) розкладу осцилограми струму в ряд Фур'є:

$$I_0 = I_{\rm m} \cdot D, \tag{3.29}$$

$$I_{lm} = \frac{2 \cdot I_m}{l \cdot \pi} \cdot \sin\left(l \cdot \pi \cdot D\right). \tag{3.30}$$

$$i(t) = I_{\rm m} \cdot D + \frac{2 \cdot I_{\rm m}}{\pi} \sum_{j=1}^{j=N} \frac{1}{l} \cdot \sin\left(l \cdot \pi \cdot D\right) \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi}{T} \cdot t - l \cdot \pi \cdot D\right).$$
(3.31)

де $I_{\rm m}$ – амплітудне значення імпульсу струму.

Діючі значення напруг та струмів розрахуємо із формул:

$$U = \sqrt{U_0 + \sum_{l=1}^{l=N} U_l^2}, I = \sqrt{I_0 + \sum_{l=1}^{l=N} I_l^2},$$
(3.32)

де U_l , I_l – амплітудні значення гармонійних складових відповідно напруги та струму, які знаходяться за формулами:

$$U_{l} = \frac{U_{lm}}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{2} \cdot U_{m}}{l \cdot \pi} \cdot \sin(l \cdot \pi \cdot D),$$

$$I_{l} = \frac{I_{lm}}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{2} \cdot I_{m}}{l \cdot \pi} \cdot \sin(l \cdot \pi \cdot D).$$
(3.33)

Оскільки осцилограми струму та напруги збігаються як за формою, так і за фазою, фазовий зсув між відповідними гармонійними складовими дорівнює нулю ($\varphi_1 = 0$), а отже, соз $\varphi_1 = 1$. Відповідно, розрахунок споживаної електричної потужності *P* здійснювався за формулою:

$$P = U_0 \cdot I_0 + \sum_{l=1}^{l=N} U_l \cdot I_l.$$
(3.34)

Скориставшись формули (3.18), (2,25), (3.28), (3.29), (3.31) – (3.33), проведено розрахунок діючих значень споживаних струму, напруги і потужності при імпульсному живленні напівпровідникових джерел світла при коефіцієнтах заповнення та амплітудних значеннях імпульсів напруги, які

забезпечують випромінювання номінального світлового потоку. Результати розрахунків наведено в таблицях (3.6) – (3.9).

Таблиця 3.6

Результати розрахунку діючих значень струму, напруги і потужності для білого світлодіода

Um, B	3,04	3,10	3,30	3,50	3,70	3,90
I _{т, мА}	20,00	23,52	40,68	62,00	87,10	115,61
D, відн. од	1,000	0,905	0,616	0,398	0,272	0,200
U, B	3,04	2,95	2,59	2,21	1,93	1,74
<i>I</i> , _{мА}	20,00	22,37	31,92	39,09	45,39	51,65
Р, мВт	60,88	65,95	82,64	86,28	87,52	89,99

Таблиця 3.7

Результати розрахунку діючих значень споживаних струму, напруги і потужності для синього світлодіода

Um, B	3,04	3,10	3,30	3,50	3,70	3,90	4,10
I _{т, мА}	20,00	23,52	40,68	62,00	87,10	115,61	147,17
D, відн. од	1	0,701	0,379	0,249	0,204	0,161	0,136
U, B	3,04	2,59	2,03	1,75	1,67	1,56	1,51
<i>I</i> , _{мА}	20,00	19,69	25,03	30,91	39,30	46,33	54,19
Р, мВт	60,88	51,08	50,83	53,94	65,61	72,40	81,81

Таблиця 3.8

Результати розрахунку діючих значень споживаних струму, напруги і потужності для зеленого світлодіода

Um, B	3,22	3,30	3,50	3,70	3,90
I _{т, мА}	20,00	35,30	49,40	74,50	104,80
D, відн. од	1	0,569	0,405	0,323	0,298
U, B	3,22	2,49	2,23	2,10	2,13
<i>I</i> , _{мА}	20,00	26,62	31,42	42,31	57,17
Р, мВт	64,37	66,23	69,95	88,92	121,63

Результати розрахунку діючих значень споживаних струму, напруги і потужності для червоного світлодіода

Um, B	2,39	2,40	2,80	3,00
I _{т, мА}	20,00	25,94	76,52	91,00
D, відн. од	1	0,799	0,248	0,201
U, B	2,39	2,14	1,39	1,34
<i>I ,</i> _{мА}	20,00	23,18	38,07	40,76
Р, мВт	47,77	49,72	53,05	54,76

По даним таблиць (3.6) – (3.9) за формулами (3.34) проведено розрахунок відносних діючих значень напруги $U_{\rm B}$, струму $I_{\rm B}$ та потужності $P_{\rm B}$ та побудовано залежності $U_{\rm B}(D)$, $I_{\rm B}(D)$, $P_{\rm B}(D)$ (рисунок 2.12 – 2.14).

$$U_{\rm B} = \frac{U}{U_{\rm nom}} \cdot 100\%, I_{\rm B} = \frac{I}{I_{\rm nom}} \cdot 100\%, P_{\rm B} = \frac{P}{P_{\rm nom}} \cdot 100\%,$$
(3.35)

де U_{nom} , $I_{\text{nom}} = 20$ мА, P_{nom} – відповідно значення напруги, струму та потужності, при яких світлодіод випромінює номінальний світловий потік.



Рисунок 3.12 – Залежності $U_{\rm B}(D)$, при яких світлодіоди випромінюють номінальний світловий потік



Рисунок 3.13 – Залежності *I*_в(*D*), при яких світлодіоди випромінюють номінальний світловий потік



Рисунок 3.14 – Залежності *P*_в(*D*), при яких світлодіоди випромінюють номінальний світловий потік

Як видно із рисунка 3.12 відносні діючі значення напруги, при яких забезпечується випромінювання номінального світлового потоку зростають із зростанням коефіцієнту заповнення імпульсів. Отримані залежності $I_{\rm B}(D)$ (рисунок 3.13) мають характер спадання, незважаючи на те, збільшення амплітуди імпульсу напруги живлення призводить до зменшення коефіцієнта

заповнення імпульсу, при якому випромінюється такий світловий потік, що дорівнює номінальному. Залежності $P_{\rm B}(D)$ для білого, зеленого та червоного світлодіодів спадають зі збільшенням D, а для синього світлодіода $P_{\rm B}(D)$ має мінімум, що потребує додаткових досліджень.

Висновки до розділу

1. Проведено розрахунок і отримано залежності світлового потоку світлодіодів від амплітуди імпульсів живлення та коефіцієнтів заповнення. Ці залежності апроксимовано поліномами шостого порядку з високою точністю: коефіцієнт детермінації становив не менше 0,99, а середньоквадратичне відхилення не перевищувало 0,017 лм.

2. На основі побудованих апроксимованих кривих визначено значення коефіцієнта заповнення імпульсів напруги для різних амплітуд, при яких забезпечується номінальний світловий потік. З'ясовано, що зі збільшенням амплітуди напруги значення коефіцієнта заповнення зменшується.

3. Проведено розрахунок діючих значень напруги, струму та споживаної потужності світлодіода за умов випромінювання номінального світлового потоку. Отримані результати дозволили визначити відносні діючі значення цих параметрів порівняно з режимом постійного живлення. Установлено, що зі зростанням коефіцієнта заповнення збільшується діюча напруга, тоді як струм і потужність зменшуються.

58

4 ОХОРОНА ПРАЦІ ТА БЕЗПЕКА В НАДЗВИЧАЙНИХ СИТУАЦІЯХ

4.1 Засоби безпеки під час роботи з електроустановками

Струмоведучі частини електроустановки повинні бути недоступними для випадкового прямого дотику до них, а доступні для дотику відкриті її частини і сторонні провідні частини не повинні знаходитися під напругою, яка становить небезпеку ураження електричним струмом як у нормальному режимі роботи електроустановки, так і при пошкодженні її ізоляції.

Для захисту від ураження електричним струмом при прямому дотику повинні застосовуватись, окремо або в поєднанні, такі основні заходи захисту:

- основна ізоляція струмоведучих частин;

– огорожі і оболонки;

– бар'єри;

- розміщення поза зоною досяжності;

 – наднизька (мала) напруга. Для додаткового захисту від прямого дотику в електроустановках

напругою до 1 Кв можуть застосовуватись ПЗВ.

Захист від прямого дотику не вимагається, якщо номінальна напруга не перевищує:

- 25 В змінного або 60 В постійного струму при застосуванні

системи БННН, а також системи ЗННН у випадку, коли електрообладнання

експлуатується тільки в сухих приміщеннях і знаходиться в зоні дії системи зрівнювання потенціалів, а ймовірність контакту людини з частинами, які знаходяться під напругою, мала;

- 6 В змінного або 15 В постійного струму у всіх інших випадках.

Для захисту від ураження електричним струмом при непрямому дотику повинні застосовуватись, окремо або в поєднанні, такі заходи захисту:

- захисне заземлення;
- автоматичне вимикання живлення;
- зрівнювання потенціалів;
- вирівнювання потенціалів;
- подвійна або посилена ізоляція;
- захисний електричний поділ кіл;
- ізолюючі (непровідні) приміщення, зони, площадки;

– наднизька (мала) напруга.

Захист від непрямого дотику слід виконувати в усіх випадках, якщо напруга електроустановці перевищує 50 В змінного і 120 В постійного струму. В приміщеннях з підвищеною небезпекою, в особливо небезпечних і в зовнішніх установках виконання захисту від непрямого дотику може знадобитися при більш низьких напругах, наприклад: 25 В змінного і 60 В постійного струму або 12 В змінного і 30 В постійного струму за наявності відповідних вимог до конкретних електроустановок або електроприймачів.

Заходи захисту від ураження електричним струмом повинні бути передбачені в електроустановці чи її частині або застосовані до окремих електроприймачів і можуть бути реалізовані при виготовленні електрообладнання, або в процесі монтажу електроустановки чи в обох випадках. Застосування двох і більше заходів захисту в електроустановці не повинно чинити взаємного впливу, що знижує ефективність кожного з них.

Для захисного заземлення електроустановок можуть бути використані штучні і природні заземлювачі. В першу чергу слід використовувати природні заземлювачі. Якщо при використанні природних заземлювачів опір заземлювальних пристроїв задовольняє пред'явлені до них вимоги, то виконання штучних заземлювачів в електроустановках напругою до 1 кВ не обов'язкове. Використання природних заземлювачів як елементів заземлювальних пристроїв не повинно приводити до їх ушкодження при протіканні по них струмів короткого замикання або до порушення роботи пристроїв, з якими вони зв'язані.

60

Для заземлення в електроустановках різних призначень і напруг, територіально зближених, необхідно, як правило, застосовувати один спільний заземлювальний пристрій.

Заземлювальний пристрій, який використовується для заземлення електроустановок одного або різних призначень і напруг, повинен задовольняти усі вимоги, висунуті до заземлення цих електроустановок: захист людей від ураження електричним струмом при пошкодженні ізоляції; умови режимів роботи мереж; захист електрообладнання від перенапруги; електромагнітну сумісність комп'ютерних і мікропроцесорних систем, РЗА і АСУ ТП, які застосовуються у цих електроустановках, тощо - протягом усього періоду експлуатації. В першу чергу повинні дотримуватись вимоги, висунуті до захисного заземлення.

При виконанні незалежного окремого заземлювача для функціонального заземлення за умовами роботи інформаційного або іншого чутливого до впливу перешкод устаткування повинні бути вжиті спеціальні заходи захисту від ураження електричним струмом, які виключають одночасний дотик до частин, що можуть при ушкодженні ізоляції опинитися під небезпечною різницею потенціалів.

Для об'єднання заземлювальних пристроїв різних електроустановок в один спільний заземлювальний пристрій можуть бути використані природні і штучні заземлювальні провідники при їх кількості не менше двох.

Необхідні значення напруг дотику і опорів заземлювальних пристроїв при стіканні з них струмів замикання на землю і струмів витоку повинні бути забезпечені при найбільш несприятливих умовах у будь-яку пору року.

При визначенні опору заземлювальних пристроїв повинні враховуватися штучні і природні заземлювачі. При визначенні питомого опору землі за розрахункове слід приймати його сезонне значення, яке відповідає найбільш несприятливим умовам. Заземлювальні пристрої повинні бути механічно міцними та динамічно стійкими до струмів замикання на землю і не повинні термічно ушкоджуватись за час їх протікання. Матеріал і переріз заземлювачів повинні забезпечувати їх стійкість до корозії на весь період експлуатації.

Електроустановки напругою до 1 кВ житлових, громадських і промислових будинків, приміщень для утримування тварин і зовнішніх установок повинні, як правило, отримувати живлення від джерела з глухозаземленою нейтраллю із застосуванням системи заземлення TN. Вимоги до вибору системи TN-C, TN-S, TN-C-S для конкретних електроустановок подаються у відповідних главах ПУЕ.

TN-S система заземлення – нульовий робочий та нульовий захисний провідники працюють окремо в усій системі. TN-C-S система заземлення – функції нульового робочого та нульового захисного провідників об`єднані в одному провідникові в частині мережі.

TN-С система заземлення – функції нульового робочого та нульового захисного провідників об'єднані в одному провідникові в усій мережі.

ІТ-система заземлення – мережа живлення системи ІТ не має безпосереднього зв'язку струмовідних частин з землею, а відкриті струмопровідні частин електроустановки заземлені.

L – фазний провідник.

N – нульовий робочий провідник.

РЕ – нульовий захисний провідник.

PEN – об'єднаний нульовий робочий та захисний провідник.

Для захисту від ураження електричним струмом при непрямому дотику в електроустановках із системою TN повинно виконуватися автоматичне вимикання живлення відповідно до підрозділу 1.4. На повітряних лініях мереж з системою TN повинно виконуватись повторне заземлення PEN- провідника відповідно до вимог підрозділу 1.6. Рекомендується також виконувати повторне заземлення PEN (PE) – провідника на вводі в електроустановки будинків згідно з підрозділом 1.6. В середині великих і багатоповерхових будинків аналогічну функцію виконує зрівнювання потенціалів шляхом приєднання нульового захисного провідника до головної заземлювальної шини.

4.2 Норми проектування інженерних систем енергетичних об'єктів.

Заходи щодо підвищення стійкості об'єктів енергетики здійснюють відповідно до вимог Норм проектування інженерно-технічних заходів, які починають діяти після прийняття постанови урядом. Вимоги норм призначені для того, щоб в умовах НС:

 – забезпечити захист населення та знизити масштаби руйнувань (пожеж, затоплень, заражень);

 підвищити стійкість роботи об'єктів господарювання і галузей економіки;

– створити умови для успішного проведення робіт з ліквідації наслідків
 HC.

Вимоги норм проектування реалізують під час проектування та забудови міст, будування нових промислових підприємств, об'єктів енергетики, транспортних систем, систем водо- та газопостачання, а також під час їх реконструкції.

Головним документом, відповідно до якого слід планувати та здійснювати інженерно-технічні заходи цивільного захисту (ІТЗ ЦЗ) є «Будівельні норми і правила» (БН і П 2.00.05-90), а також «Загальні вимоги до розвитку і розміщення потенційно небезпечних виробництв з урахуванням ризику надзвичайних ситуацій техногенного походження» (Київ, НАН України, 1995). Запровадження норм проектування ІТЗ ЦЗ здійснюється диференційовано з урахуванням ролі і важливості міст і об'єктів економіки. Для цього міста поділяють на групи, а об'єкти – на категорії за такою класифікацією: міста: «Особливої групи», І, ІІ та ІІІ груп; об'єкти господарювання: «Особливої важливості», І та ІІ категорій. Об'єкти атомної енергетики виділяють в окрему групу.

Для «категорійних» міст і об'єктів з метою реалізації ІТЗ встановлено дві зони: можливих слабких руйнувань, де очікується (за прогнозом)

63

надмірний тиск у фронті повітряної УХ $P_{\phi} = 10-30$ кПа; можливих сильних руйнувань, у межах якої очікується P_{ϕ} 30 кПа.

Межа зони сильних руйнувань для міст «особливої», І, ІІ, ІІІ груп пролягає в межах проектної забудови міста (ПЗМ), а зони слабких руйнувань – на відстані 7 км від межі проектної забудови міста (ПЗМ приймають відповідно до затвердженого генерального плану забудови на розрахунковий період). Для об'єктів «особливої важливості» межа зони сильних руйнувань пролягає на відстані 3 км від межі проектної забудови об'єкта; слабких – 10 км

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

1. Було розглянуто динамічну модель випромінювання в p-n переході світлодіодів з множинними квантовими ямами (МКЯ). Аналіз показав, що МКЯ суттєво підвищують ефективність випромінювальної рекомбінації за рахунок концентрації носіїв заряду в активній області. Для опису динаміки випромінювання використано модифіковану АВС-модель, яка враховує не лише основні механізми рекомбінації (SRH, бімолекулярна та ожерекомбінація), але й явища витоку носіїв.

2. Проведено математичне моделювання процесів, що визначають динамічний оптичний відгук світлодіодів. Показано, що оптична смуга пропускання формується двома компонентами: низькочастотною (визначається рекомбінацією та витоком) і високочастотною (визначається транспортними процесами).

3. Для оцінки параметрів ABC-моделі використано вимірювання зовнішньої квантової ефективності (EQE) та метод оцінки диференціального часу життя носіїв. Запропоновано підхід до визначення інтегральних параметрів A', B' і C', що дозволяє моделювати світловіддачу світлодіода без детального знання фізичних характеристик активної області.

4. Проведено розрахунок і отримано залежності світлового потоку світлодіодів від амплітуди імпульсів живлення та коефіцієнтів заповнення. Ці залежності апроксимовано поліномами шостого порядку з високою точністю: коефіцієнт детермінації становив не менше 0,99, а середньоквадратичне відхилення не перевищувало 0,017 лм.

5. На основі побудованих апроксимованих кривих визначено значення коефіцієнта заповнення імпульсів напруги для різних амплітуд, при яких забезпечується номінальний світловий потік. З'ясовано, що зі збільшенням амплітуди напруги значення коефіцієнта заповнення зменшується.

65

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. B. Inan, S. C. Lee, S. Randel, I. Neokosmidis, A. M. Koonen, and J. W. Walewski, "Impact of LED nonlinearity on discrete multitone modulation," Journal of Optical Communications and Networking, vol. 1, no. 5, pp. 439–451, 2009

2. S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh, "Candela-class high-brightness InGaN/AlGaN double-heterostructure blue-light-emitting diodes," Applied Physics Letters, vol. 64, pp. 1687–1689, 3 1994.

3. E. F. Schubert, Light-Emitting Diodes. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. (Cited on pages 4, 7, 58, and 133.)

4. G. Li, W. Wang, W. Yang, Y. Lin, H. Wang, Z. Lin, and S. Zhou, "GaNbased light-emitting diodes on various substrates: A critical review,"Reports on Progress in Physics, vol. 79, no. 5, 2016.

5. Андрійчук, В. А., Костик, Л. М., Наконечний, М. С., & Філюк, Я. О. (2024). Кінетика спадання світлового потоку при імпульсному живленні світлодіодів. Матеріали VII Міжнародної науково-технічної конференції "Світлотехніка й електроенергетика: історія, проблеми, перспективи ", 5-6.

6. Електропривід рухомої опромінювальної установки / Андрійчук,
В. А., Наконечний, М. С., Філюк, Я. О, Костик Л. М., Козак І.Р. // Вісник
Хмельницького національного університету: 2023. — №6. —С. 44-48.

7. Андрійчук, В. А., Філюк, Я. О., & Наконечний, М. С. (2020). Кінетика післясвічення світлодіодних джерел світла. Матеріали Міжнародної науково-технічної конференції "Фундаментальні та прикладні проблеми сучасних технологій "до 60-річчя з дня заснування Тернопільського національного технічного університету імені Івана Пулюя та 175-річчя з дня народження Івана Пулюя, 191-193.

8. Андрійчук В.А. Дослідження світлодіодних джерел світла у випадку імпульсного живлення / Андрійчук В.А., Наконечний М.С., Осадца Я.М., Філюк Я,О. // Технічна електродинаміка, 2021. – №1. – Стор. 68-72. https://doi.org/10.15407/techned2021.01.068.

66

9. Kinetics of narrow-spectrum LED glow under pulsed power / Volodymir Andriichuk, Myroslav Nakonechnyi, Yaroslav Filiuk // Semiconductor physics, quantum electronics and optoelectronics, 2023. — Vol 26, P. 230-235. DOI: <u>https://doi.org/10.15407/spqeo26.02.230</u>

10. G. Farkas, S. Haque, F. Wall, P. Martin, A. Poppe, Q. van Voorst Vader, and G. Bognar, "Electric and thermal transient effects in high power optical devices," in Twentieth Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium (IEEE Cat. No.04CH37545), no. Figure 3, pp. 168–176, IEEE, 2004.

 Дослідження кінетики свічення світлодіодних джерел світла / Андрійчук, В. А., Наконечний, М. С., і Філюк, Я. О, Костик Л. М., Осадца, Я. М. // Вісник Хмельницького національного університету: 2023. — Том 1. — №5. —С.

12. Андрійчук, В. А., Костик, Л. М., Філюк, Я. О., & Наконечний, М. С. (2024). Дослідження перехідних процесів в електричному колі з світлодіодами. Technical Electrodynamics/Tekhnichna Elektrodynamika, (2). https://doi.org/10.15407/techned2024.02.087

 Microprocessor Control of the Electric Drive of Variable Radiation Installation and Ensuring of Operation Reliability // Andriychuk V., Kostyk, L., Filiuk Ya., Nakonechnyi M., Babiuk S. (2024). Science and Innovation, 2024.
 20(5). Pp.62–70. ISSN 2409-9066

14. Коваль В.П. Методичні вказівки до виконання кваліфікаційної роботи магістра для здобувачів другого рівня вищої освіти за ОПП Електроенергетика, електротехніка та електромеханіка/ В.П. Коваль, М.Г. Тарасенко, О.А. Буняк, Л.Т. Мовчан – Тернопіль: ТНТУ, 2024. – 51 с.

15. Стручок В.С. Безпека в надзвичайних ситуаціях. Методичний посібник для здобувачів освітнього ступеня «магістр» всіх спеціальностей денної та заочної (дистанційної) форм навчання / В.С.Стручок. — Тернопіль: ФОП Паляниця В. А., 2022. — 156 с.