

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

ДЖЕРЕЛА ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Частина 1. Дослідження характеристик теплових і люмінесцентних джерел випромінювання: Лабораторний практикум

Навчальний посібник

Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра за освітньою програмою
«Комп'ютерно-інтегровані оптико-електронні системи та технології»
спеціальності 151 «Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології»

Укладач: В. І. Микитенко

Електронне мережне навчальне видання

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2023

Рецензенти *Цибульський Л. Ю.*, к.т.н., доц., доцент кафедри електронних пристроїв та систем КПП ім. Ігоря Сікорського
Муравйов О. В., к.т.н., ст. викладач кафедри автоматизації та систем неруйнівного контролю КПП ім. Ігоря Сікорського

Відповідальний *Сокурєнко В. М.*, к.т.н., доц.
редактор

*Гриф надано Методичною радою КПП ім. Ігоря Сікорського
(протокол № 3 від 01.12.2022 р.)
за поданням Вченої ради приладобудівного факультету
(протокол № 11/22 від 31.10.2022 р.)*

Навчальний посібник містить опис 4-х робіт лабораторного практикуму курсу «Джерела випромінювання». Перша частина присвячена експериментальним методам визначення основних енергетичних і геометричних характеристик теплових і люмінесцентних джерел випромінювання - ламп розжарювання, напівпровідникових світлодіодів, газових та напівпровідникових лазерів. В кожному підрозділі перед описом лабораторних досліджень наведено стислий теоретичний матеріал за темою роботи. Студенти вчаться складати прості вимірювальні стенди та користуватись фотометричним обладнанням.

Посібник призначений для здобувачів ступеня бакалавра за спеціальністю 151 «Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології», що навчаються за освітньою програмою «Комп'ютерно-інтегровані оптико-електронні системи та технології». Також буде корисним фахівцям виробничих підприємств приладобудівної галузі.

Реєстр. № НП 22/23-235. Обсяг 3,3 авт. арк.
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
проспект Перемоги, 37, м. Київ, 03056
<https://kpi.ua>

Свідectво про внесення до Державного реєстру видавців, виготовлювачів
і розповсюджувачів видавничої продукції ДК № 5354 від 25.05.2017 р.

© В.І. Микитенко
© КПП ім. Ігоря Сікорського, 2023

З М І С Т

Вступ	4
Правила техніки безпеки при проведенні лабораторних робіт	5
Лабораторна робота №1. Дослідження світлових характеристик ламп розжарювання	6
Лабораторна робота №2. Дослідження характеристик світлодіодів ...	18
Лабораторна робота №3. Вивчення характеристик газового лазера	31
Лабораторна робота №4. Дослідження характеристик напівпровідникового лазера	43
Перелік використаних джерел	51
Додаток 1. Інструкція з електробезпеки при виконанні лабораторних робіт	52
Додаток 2. Функція відносної функції видимості $\dot{v}(\lambda)$ людського ока	54

ВСТУП

Програмою курсу «Джерела випромінювання» для студентів спеціальності 151 «Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології» передбачено виконання комплексу лабораторних робіт. В ході виконання лабораторних робіт студенти отримують практичні навички, поглиблюють і конкретизують знання фізичних основ функціонування, особливостей технічної реалізації, методів визначення основних характеристик найбільш вживаних штучних джерел випромінювання – ламп розжарювання, світлодіодів, газових та напівпровідникових лазерів.

При підготовці до лабораторних робіт студенти мають вивчити рекомендовану літературу за списком до кожної роботи та знати відповіді на контрольні запитання.

На першому лабораторному занятті викладач знайомить студентів з правилами поведінки в лабораторії та проводить інструктаж з техніки безпеки.

Перед початком кожної лабораторної роботи студенти проходять перевірку знань і мають показати розуміння мети роботи, теоретичні знання за темою роботи, знання методів вимірювання, котрі використані в даній роботі.

Після виконання роботи проводиться статистична обробка одержаних результатів за рекомендованою формою.

Студенти, що не пройшли інструктаж та не розписалися в журналі з техніки безпеки, до виконання лабораторних робіт не допускаються.

ПРАВИЛА ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ ПРИ ВИКОНАННІ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

1. В ході виконання лабораторних робіт всі студенти проводять самостійну роботу тільки під наглядом викладача.
2. Всі студенти мають дотримуватись правил електробезпеки (Додаток 1).
3. Забороняється без дозволу викладача вмикати або вимикати обладнання, розподільний електричний щиток.

ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ ПРОТОКОЛІВ

Протокол лабораторної роботи складається студентами індивідуально відповідно до діючих стандартів і оформлюється на аркушах паперу формату А4. Схеми та графіки виконуються на міліметровому папері того ж формату. Всі фізичні величини, що зустрічаються в роботі, повинні бути виражені в міжнародній системі одиниць СІ.

У кожному протоколі обов'язково повинні міститись такі дані:

1. Назва лабораторної роботи.
2. Прізвище, ім'я, по батькові, факультет та група студента.
3. Мета роботи.
4. Схема вимірювального стенду, прилади та обладнання, що використовуються.
5. Стислий опис методики проведення вимірювань.
6. Таблиці із заголовками, в яких подаються виміряні або обчислені величини та їх розмірності.
7. Описання методів розрахунку, формули та результати розрахунків.
8. Графіки із зазначенням на координатних осях розмірностей вимірюваних величин.
9. Висновки по проведеній роботі.

Лабораторна робота №1

ДОСЛІДЖЕННЯ СВІТЛОВИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАМП РОЗЖАРЮВАННЯ

Мета роботи: ознайомитись з основними фотометричними залежностями; варіантами конструкцій та основними параметрами ламп розжарювання, що застосовуються в оптикоелектронних приладах; дослідити світлові характеристики ламп розжарювання.

Завдання

1. Виміряти світловий потік ламп розжарювання за допомогою шарового фотометра та еталонної лампи.
2. Обчислити світлову віддачу досліджуваних ламп.
3. Виміряти залежність основних параметрів ламп від значення напруги живлення.
4. Виміряти індикатрису випромінювання ламп розжарювання.

Загальні положення

Основні енергетичні та світлові величини

Електромагнітне випромінювання - одна з форм енергії. В оптоелектроніці використовується оптичне випромінювання, яке займає діапазон спектра від 0,1 мкм (ультрафіолетове випромінювання) до сотень мікрометрів (інфрачервоне випромінювання). Сюди належить і видиме випромінювання, що сприймається оком людини. Воно лежить у порівняно вузькому інтервалі діапазону (0,38 - 0,76) мкм.

Оптичне випромінювання супроводжується перенесенням енергії, що називається енергією випромінювання. Вона позначається буквою Q_e і вимірюється в джоулях (Дж).

Енергія випромінювання, що випускається в одиницю часу, є мірою інтенсивності оптичного випромінювання, або потокотм випромінювання (променистим потокотм)

$$\Phi_e = \frac{dQ_e}{dt}$$

де dQ_e - елементарна кількість енергії, що переноситься за час dt .

Потік випромінювання вимірюється у ватах (Вт).

Спектральний склад випромінювання описується спектральною кривою променистого потоку - графікотм, по осі абсцис якого відкладені довжини

хвиль λ , а по осі ординат – величина $\Phi_{e\lambda}$. Тоді $\Phi_{e\lambda} d\lambda$ визначає потужність, що переноситься потоком в інтервалі довжин хвиль. Отже

$$\Phi_e = \int_0^{\infty} \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda.$$

Інтенсивність потоку випромінювання в певному напрямку характеризується силою випромінювання

$$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\omega},$$

де $d\Phi_e$ – елементарний потік випромінювання, що розповсюджується в межах просторового кута $d\omega$.

Сила випромінювання вимірюється у (Вт/ср).

Просторовий (тілесний) кут ω є частиною простору, обмеженою кінечною поверхнею з вершиною в точці розташування джерела випромінювання. Тілесний кут визначається відношенням площі елементарної сферичної поверхні dA , що вирізується на поверхні сфери довільного радіусу l , до квадрата радіусу

$$d\omega = \frac{dA}{l^2}.$$

Зв'язок між тілесним ω та плоским 2θ кутами при вершині конуса можна записати у вигляді $\omega = 2\pi(1 - \cos\theta)$.

Поняття сили випромінювання відноситься до точкового джерела, розмір якого є малим у порівнянні з відстанню до поверхні, що опромінюється.

Якщо з точки, в якій розташоване джерело, в різних напрямках відкладати значення сили випромінювання I , то поверхня, на якій лежать кінці векторів I , називається фотометричним тілом випромінювача. У довільній площині, що проходить через центр джерела, розподіл значення сили випромінювання характеризується індикатрисою випромінювання (рис. 1.1).

Енергетична світність характеризує поверхневу щільність потоку випромінювання, що випускається поверхнею dA_1 :

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dA_1}.$$

Енергетична світність вимірюється у ватах на квадратний метр [Вт/м²].

Променистість L – це поверхнева щільність сили випромінювання. Променистість в заданому напрямку, що становить кут θ з нормаллю до випромінюючої поверхні, визначається відношенням сили випромінювання

dI_e елемента dA_1 випромінюючої поверхні до площі проекції цього елемента на площину, перпендикулярну до напрямку, що розглядається:

$$L_e = \frac{dI_e}{dA_1 \cos \theta}.$$

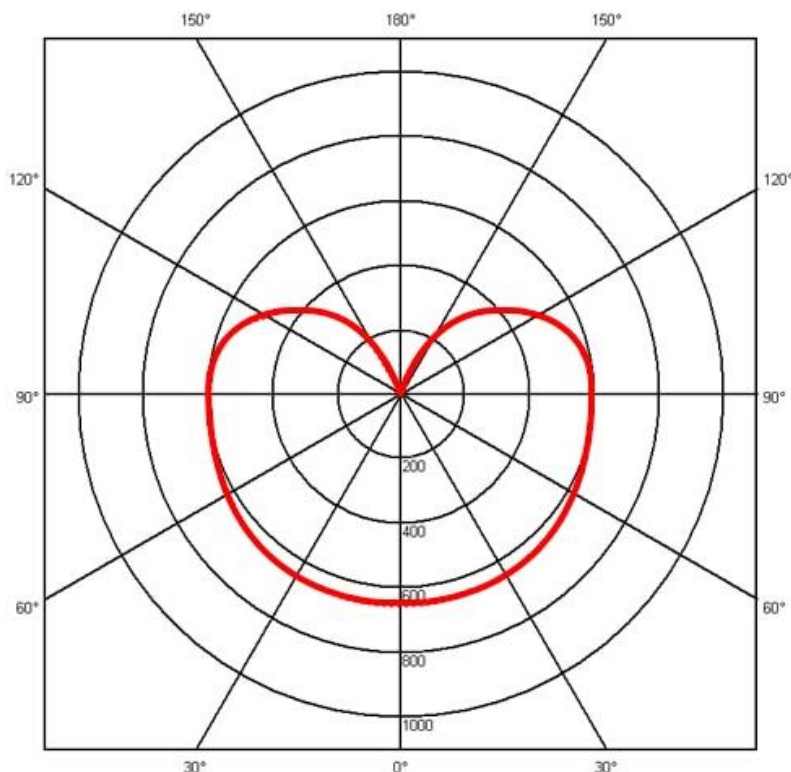


Рис. 1.1. Типова індикатриса випромінювання лампи розжарювання

Променистість вимірюється у ватах на стерadian-квадратний метр $[Вт/ср \cdot м^2]$.

Опроміненість E_e , характеризує поверхневу щільність потоку випромінювання, що падає на поверхню dA_2 :

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dA_2}.$$

Опроміненість вимірюється у ватах на квадратний метр $[Вт/м^2]$.

Людське око неоднаково чутливе до випромінювання різних довжин хвиль. Чутливість ока до випромінювання різного спектрального складу характеризується спектральною світловою ефективністю випромінювання:

$$K(\lambda) = \frac{d\Phi_v(\lambda)}{d\Phi_e(\lambda)}.$$

Вищевказаний коефіцієнт називається спектральним коефіцієнтом видності ока і показує відношення світлового потоку $d\Phi_v(\lambda)$ до енергетичного потоку $d\Phi_e(\lambda)$ в межах вузького інтервалу довжин хвиль.

Для монохроматичного випромінювання з $\lambda = 0,555$ мкм, яке око сприймає з максимальною чутливістю, максимальна спектральна світлова ефективність становить $K_{\lambda max} = 683$ лм/Вт. Цю величину називають світловим еквівалентом променистого потоку.

Відношення K_{λ} для будь-якої довжини хвилі випромінювання до $K_{\lambda max}$ називається відносною спектральною світловою ефективністю

$$V(\lambda) = \frac{K_{\lambda}}{K_{\lambda max}}.$$

Використовуючи поняття світлової ефективності та відносної спектральної світлової ефективності, можна встановити зв'язок між світловим та променистим потоками:

$$\Phi_y = \int_0^{\infty} K_{\lambda} \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda = \int_0^{\infty} V_{\lambda} K_{\lambda max} \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda = K_{\lambda max} \int_{0,38}^{0,76} V_{\lambda} \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda.$$

За аналогією із системою енергетичних величин використовується система світлових величин. Вихідною для її побудови є одиниця сили світла - кандела (кд). Кандела визначається як сила світла в даному напрямку від джерела монохроматичного випромінювання з частотою $540 \cdot 10^{12}$ Гц, що має енергетичну силу світла в цьому напрямку рівну $1/683$ Вт в тілесному куті в один стерadian. Частота випромінювання $540 \cdot 10^{12}$ Гц відповідає довжині хвилі $555,016$ нм в повітрі при стандартних умовах.

Основні світлові та енергетичні величини наведені в табл. 1.1.

До найважливіших параметрів штучних джерел випромінювання, що дозволяють оцінити їх застосування в тій чи іншій схемі ОЕП, відноситься: спектральний склад випромінювання, світловий потік, яскравість, розподіл сили випромінювання в просторі, конструктивні особливості, енергетичний ККД випромінювання, електричні параметри (напруга живлення, споживана потужність), термін служби тощо.

Лампи розжарювання

Найвідомішими і донедавна найпоширенішими штучними тепловими джерелами є лампи розжарювання. В таких лампах корисне випромінювання формується за рахунок теплового випромінювання твердого тіла, що нагрівається до високої температури електричним струмом. Зазвичай таким тілом є вольфрамова нитка (з температурою плавлення 3653 К) розжарювання, яку поміщають в прозорий балон (рис. 1.2).

Фотометричні та світлові одиниці

Величина					
Енергетична			Світлова		
Найменування	Розрахункова формула	Одиниця вимірювання	Найменування	Розрахункова формула	Одиниця вимірювання
Потік випромінювання	$\Phi_e = \frac{dQ_e}{dt}$	Вт	Світловий потік	$\Phi_v = 683 \int_{0.38}^{0.76} V_\lambda \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda$	лм
Енергія випромінювання	$Q_e = \int_0^t \Phi_e(t) dt$	Дж	Світлова енергія	$Q_v = \int_0^t \Phi_v(t) dt$	лм·с
Сила випромінювання	$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\omega}$	Вт/ср	Сила світла	$I_v = \frac{d\Phi_v}{d\omega}$	кд (лм/ср)
Енергетична світність	$M_e = \frac{d\Phi_e}{dA_1}$	Вт/м ²	Світимість	$M_v = \frac{d\Phi_v}{dA_1}$	лм/м ²
Опроміненість	$E_e = \frac{d\Phi_e}{dA_2}$	Вт/м ²	Освітленість	$E_v = \frac{d\Phi_v}{dA_2}$	лк (лм/м ²)
Енергетична яскравість	$L_e = \frac{dI_e}{dA_1 \cos\theta}$	Вт/(ср*м ²)	Яскравість	$L_v = \frac{dI_v}{dA_1 \cos\theta}$	кд/м ²
Примітка: dA_1 – елементарна випромінююча площадка; dA_2 – площадка, яка опромінюється					

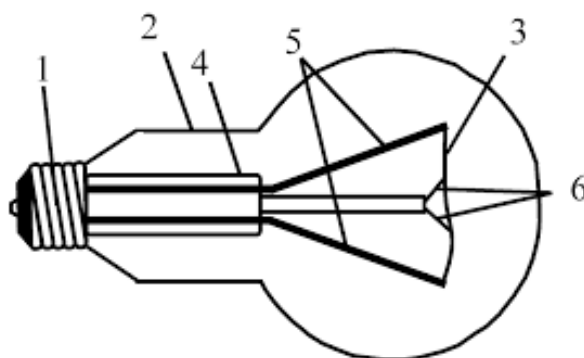


Рис. 1.2. Типова конструкція лампи розжарювання: 1 – цоколь;
2 – прозора колба; 3 – нитка розжарювання; 4 – скляна трубка;
5 – електроди; 6 – тримачі нитки

Для отримання більшої габаритної яскравості, зменшення відносних втрат теплоти в газі скороченням довжини і збільшенням діаметра тіла розжарювання, скорочення швидкості випаровування вольфраму застосовують спіральну форму тіла розжарювання.

Особливості спіральної нитки порівняно з прямою:

а) збільшення яскравості внутрішньої частини спіралі за рахунок відбитих потоків, що випромінюються протилежними витками;

б) зменшення потужності, необхідне для досягнення тієї ж температури, що дозволяє збільшити діаметр нитки при одному і тому ж робочому струмі лампи, що в свою чергу збільшує міцність тіла розжарювання;

в) зменшення термічного розпилення вольфраму;

г) зменшення теплових втрат, зумовлених теплопровідністю при наповненні лампи газом.

Для збільшення світлового потоку застосовують також подвійну та потрійну спіралі.

Лампи бувають вакуумними, газонаповненими та галогенними. Для наповнення ламп використовують суміші $89\% N_2 + 11\% Ar$ при тиску 600 мм рт.ст.

Теплові втрати в газі, що припадають на одиницю поверхні тіла розжарювання для ниток малого діаметра, більші, ніж для ниток великого діаметра. Для суцільних циліндричних ниток однакового діаметра, що працюють за рівних умов, втрати теплоти в газі є пропорційними довжині. Оскільки випромінювання світла розпеченим суцільним циліндричним тілом також є пропорційним його довжині, то світлова віддача нитки, що знаходиться в газі, залежить від її довжини. У разі, коли зменшення ефективної довжини нитки не викликає пропорційного зменшення світлового потоку, що

випромінюється ниткою (як це відбувається при спіральній нитці) світлова віддача зростає за рахунок цього фактору.

Розпилення речовини з поверхні розпеченої нитки є процесом, що впливає на термін служби лампи і викликає зміну її електричних і світлових параметрів. Перенесення частинок металу з поверхні тіла розжарювання на стінки балона супроводжується зменшенням перерізу тіла розжарювання і відповідно збільшенням його опору. Наповнення ламп газом дає змогу підвищити робочу температуру тіла розжарювання без зменшення терміну служби лампи внаслідок зменшення розпилення вольфраму у газовому середовищі порівняно з розпиленням у вакуумі.

Галогенна лампа розжарювання є лампою, в колбу якої вводиться невелика кількість галогену - зазвичай йоду або броду. Вольфрам, який розпорошується ниткою при нагріванні, з'єднується з галогеном, в результаті чого утворюється газоподібна речовина - галогенід вольфраму *HalW*. Ця реакція приєднання відбувається при температурі 573 К, близької до температури колби. При температурі, близькій до температури нагрітої нитки лампи, галогенід вольфраму розпадається на галоген і відновлений вольфрам, який частково осідає на нитку. Таке повернення розпорошеного вольфраму на спіраль лампи усуває його наплення на стінки колби і подовжує термін служби лампи. Лампи розжарювання з галогенним циклом мають термін служби в два-три рази більший, ніж звичайні лампи, а при однаковому терміні служби мають більш високу світлову віддачу і менші розміри тіла розжарення. Температуру нитки можна довести до 3400 К.

Основними світловими та електричними параметрами ламп розжарювання є:

- номінальна напруга - напруга, при якій забезпечується отримання зазначених у паспорті параметрів;
- споживана потужність - потужність, що споживається лампою від мережі при включенні її на номінальну напругу;
- світловий потік - сумарний світловий потік, що випромінюється лампою;
- світлова віддача - відношення світлового потоку до споживаної потужності. Вимірюється у люменах на Ватт (лм/Вт). Є основною характеристикою економічності лампи. При заданих номінальній напрузі та потужності лампи збільшити світлову віддачу можна підвищенням температури тіла розжарювання (зменшенням довжини та діаметра нитки). Це призводить до скорочення терміну служби. Світлова віддача ламп

розжарювання зростає із збільшенням потужності ламп. Для однієї і тієї ж потужності вона зростає зі зменшенням номінальної напруги і до деякого мінімуму, що визначається конструкцією лампи;

- питома потужність - величина, обернена світловій віддачі. Вимірюється у Ваттах на люмен (Вт/лм);

- сила світла – середня сферична сила світла лампи;

- габаритна яскравість - визначається як відношення сили світла лампи в даному напрямку до площі фігури, утвореної огинаючої проекції тіла розжарювання на площу, перпендикулярну до даного напрямку.

Розподіл світлового потоку ламп розжарювання в просторі залежить від форми і розташування тіла розжарювання і від здатності стінок колби розсіювати випромінювання. Розподіл світлового потоку у різних напрямках характеризується двома кривими (індикатрисами) розподілу: в горизонтальній площині та у вертикальній площині. Індикатриси будують в полярних координатах. Величина радіусу індикатрисы є пропорційною силі світла у цьому напрямку.

Зміна напруги в мережі, що живить лампу, супроводжується зміною інших електричних і світлових параметрів: струму, опору нитки розжарювання, температури і яскравості нитки, світлового потоку, світлової віддачі і терміну напрацювання. Ці зміни залежать від матеріалу, робочого режиму та конструкції нитки розжарювання. Ступінь реакції окремих характеристик лампи на зміну напруги неоднакова і може бути виражена графіком як залежність даної характеристики лампи від зміни напруги по відношенню до будь-якої точки, прийнятої за початкову. Зміни напруги та характеристик при цьому зазвичай виражаються у відсотках початкового значення. Як початкове значення найчастіше приймають номінальне значення напруги і відповідне йому нормальне значення характеристичних величин.

На рис. 1.3 показані залежності споживчих характеристик ламп від зміни напруги живлення відносно номінального значення 100%.

Термін служби лампи розжарювання визначається розпорошенням тіла розжарювання. Випаровування вольфраму під час горіння лампи відбувається нерівномірно внаслідок нерівномірності температури вздовж нитки. Це призводить до виходу ламп із ладу внаслідок перегорання нитки. Нерівномірність температури обумовлена неоднаковими умовами охолодження, місцевими звуженнями нитки, неоднорідністю кристалічної структури, провисанням нитки тощо.

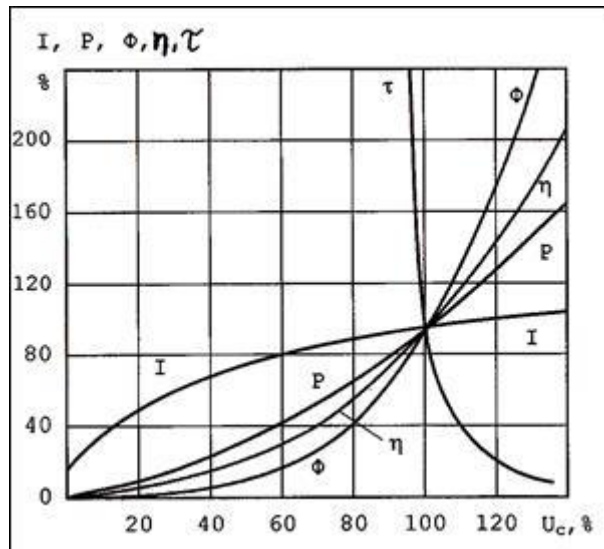


Рис. 1.3. Залежність споживчих характеристик ламп розжарювання від зміни напруги живлення U_c : τ - час горіння; Φ – світловий потік; η – світлова віддача; P – потужність; I – сила струму

Зазвичай для вимірювання світлового потоку використовують фотометричну кулю. Така куля має внутрішню поверхню, пофарбовану матовою фарбою з дифузним відбиттям. В кулі розміщують досліджуване джерело. В результаті цього після багаторазового перевідбиття випромінювання джерела від внутрішніх стінок кулі додаткова освітленість становить

$$E = \Phi \frac{\rho}{(1-\rho)4\pi R^2},$$

де ρ - коефіцієнт відбиття стінки кулі; R - радіус кулі; Φ – світловий потік від джерела.

Оскільки вираз $\frac{\rho}{(1-\rho)4\pi R^2} = C$ – величина постійна для кожної кулі, то

$$E = \Phi C,$$

де C – стала фотометричної кулі.

Освітленість, створювана багаторазовими відбиттями, є однаковою для всієї поверхні сфери та пропорційна потоку джерела світла Φ .

Повна освітленість будь-якої ділянки поверхні сфери становить

$$E_{\text{повн}} = E_0 + E,$$

де E_0 , E – відповідно освітленість, створювана безпосередньо джерелом світла і з допомогою багаторазових відбиттів світлового потоку від стін кулі.

Якщо джерело світла поміщати різних ділянках кулі, функціональна залежність освітленості від світлового потоку порушується. Тому на якійсь

ділянці поверхні сфери вимірюють освітленість тільки від багаторазових відбитків. Для цього в кулі встановлюють невеликий екран, що перешкоджає доступу прямих світлових променів на ділянку поверхні, де вимірюється освітленість. Освітленість елемента поверхні кулі вимірюють за допомогою фотоелемента, що вставляється в отвір у кулі та з'єднаного з люксометром.

Порядок виконання роботи

1. Визначення сталої фотометричної кулі

1.1. В середину кулі помістити еталонну лампу і зібрати схему відповідно до рис. 1.4.

1.2. За допомогою автотрансформатора встановити на лампі номінальну напругу, контролюючи її по вольтметру.

1.3. Визначити освітленість. Значення освітленості визначають за допомогою люкسمетра, що складається з фотоелемента та гальванометра. До гальванометра надається градуовальна крива, що є залежністю $n = f(E)$, де n – відлік за шкалою гальванометра; E – освітленість, лк.

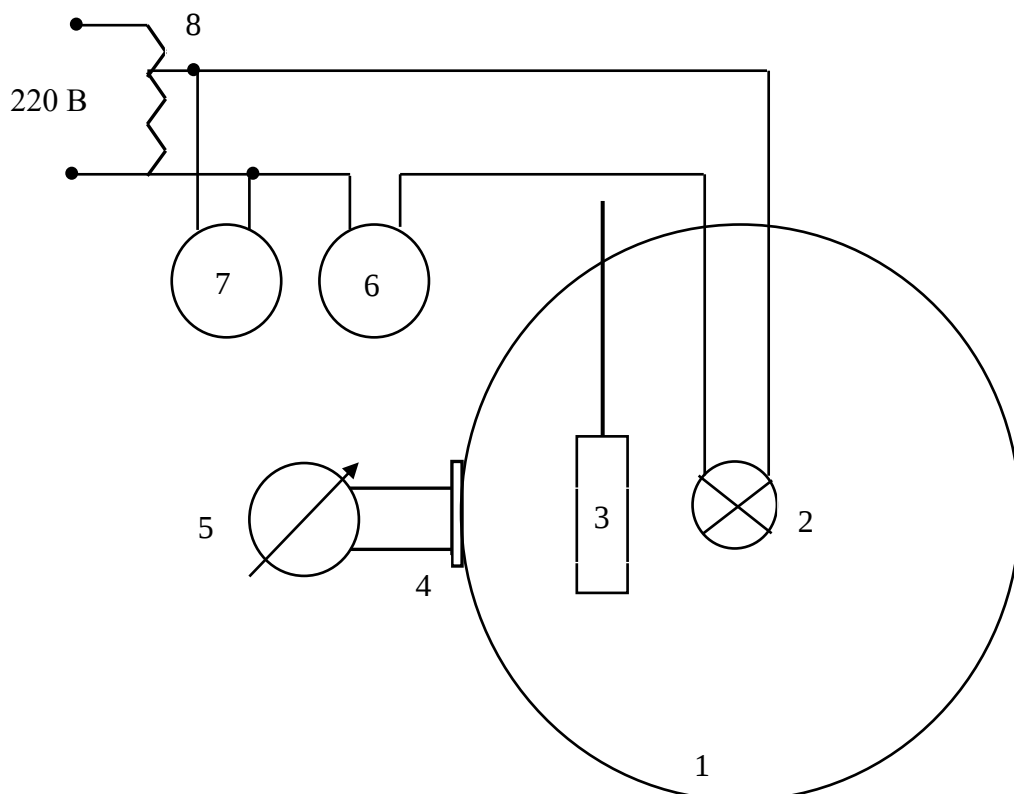


Рис. 1.4. Схема лабораторної установки: 1 – кульовий фотометр; 2 – досліджувана лампа; 3 – екран; 4 – фотоелемент; 5 – гальванометр; 6 – амперметр; 7 – вольтметр; 8 – автотрансформатор

Результати вимірювань занести до табл. 1.2.

Таблиця 1.2

Вимірювання сталої фотометричної кулі

№ п/п	Показники гальвометра, поділлка	$\Phi_{\text{ет}}, \text{ЛМ}$	$E_{\text{ет}}, \text{ЛК}$	$C = \frac{\Phi_{\text{ет}}}{E_{\text{ет}}}$	Середнє значення сталлої кулі $C_{\text{сер}}$
1					
2					
3					

1.4. Обчислити середнє значення постійної кулі за результатами трьох вимірювань.

2. Визначення світлового потоку і світлової віддачі ламп

Світловий потік досліджуваної лампи дорівнює

$$\Phi_{\text{л}} = C * E_{\text{л}},$$

де C – стала кулі; $E_{\text{л}}$ – освітленість, створювана досліджуваною лампою.

2.1. Схема вимірювань залишається без змін.

2.2. Встановивши у фотометр досліджувану лампу, виміряти по люксметру освітленість. Показання приладів занести до табл. 1.3.

Таблиця 1.3

Тип лампи	$U_{\text{ном}},$ В	$I_{\text{ном}},$ А	$P_{\text{ном}},$ Вт	$E_{\text{досл}},$ ЛК	$C,$ ЛМ/ЛК	$\Phi_{\text{досл}},$ ЛМ

2.3. За даними табл. 1.3 обчислити світловий потік і світлову віддачу досліджуваних ламп. Кількість досліджуваних ламп встановлює викладач.

3. Вимірювання залежності основних параметрів лампи розжарювання від напруги живлення

3.1. Схема вимірювань залишається незмінною.

3.2. Змінюючи в межах, що допускаються (але не більше ніж на 110% номінального значення), напругу живлення, виміряти зміну значення струму, споживаної потужності, світлового потоку і світлової віддачі.

Дані вимірювання занести до табл. 1.4.

Таблиця 1.3

Вимірювання впливу напруги живлення на основні параметри лампи розжарювання

№ п/п	$U_{\text{ном}},$ В	$I_{\text{ном}},$ А	$P_{\text{ном}},$ Вт	$E_{\text{л}},$ лк	$C,$ лм/лк	$\Phi_{\text{л}},$ лм	$r_{\text{л}},$ лм/Вт
1							
...	...	...	...	...	...	...	...
10							

3.3. Приймаючи номінальну напругу за 100%, побудувати графіки залежності Φ , I , P , r від значення напруги живлення.

4. Вимірювання індикатриси лампи розжарювання

4.1. Встановивши досліджувану лампу на стенді для вимірювання індикатрис, підключити її через автотрансформатор до мережі.

4.2. Паралельно лампі підключити вольтметр для контролю значення напруги, що подається на лампу.

4.3. Фотоприймач розташувати перпендикулярно до поверхні тіла розжарювання.

4.4. Змінюючи напругу на лампі за допомогою автотрансформатора, але не більше номінального значення, досягти відхилення стрілки гальванометра на всю шкалу.

4.5. Обертаючи фотоприймач навколо лампи, зняти показання гальванометра. Дані вимірювань занести до табл. 1.5 та побудувати індикатрису.

Таблиця 1.5

Вимірювання індикатриси лампи розжарювання

$\varphi, \dots^\circ$												
n , поділки шкали												

Лабораторна робота № 2

ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК СВІТЛОДІОДІВ

Мета роботи - вивчити принцип дії люмінесцентних напівпровідникових випромінювачів, основні характеристики світлодіодів; дослідити основні характеристики світлодіодів.

Завдання

1. Вивчити принцип функціонування напівпровідникових світлодіодів.
2. Дослідити залежність потоку випромінювання світлодіоду від споживаного струму за різних температур.
3. Виміряти спектральний розподіл випромінювання різних типів світлодіодів.
4. Виміряти індикатрису випромінювання світлодіодів у різних умовах.

Загальні положення

Світлодіодом (СД) називається випромінюючий напівпровідниковий прилад з p - n переходом, призначений для безпосереднього перетворення електричної енергії на енергію некогерентного оптичного випромінювання. Принцип дії світлодіоду ґрунтується на явищі електролюмінесценції при протіканні струму в структурах з p - n переходом.

Механізм люмінесценції в напівпровідниках

В електролюмінесцентних випромінювачах люмінесцентне випромінювання утворюється в кристалічних речовинах при їх збудженні електричним струмом. До електролюмінесцентних випромінювачів відносять інжекційні світлодіоди та електролюмінісцентні конденсатори. Ці випромінювачі характеризуються тим, що їх люмінесценція є рекомбінаційною.

На рис. 2.1 показані енергетичні діаграми атомної системи – лінії розділення валентної зони та зони провідності у напівпровідниках.

При люмінесценції можливі різні типи енергетичних переходів електронів: зона – зона, зона – домішковий рівень та переходи між рівнями домішок. При міжзонних переходах можливі два основні випадки, що відповідають прямим та непрямым переходам. Рекомбінація електронів і дірок в напівпровідниках може супроводжуватися випромінюванням фотонів, але може проходити і без випромінювання. Конкуренція випромінювальних і безвипромінювальних процесів складається на користь випромінювальних

тільки в тих напівпровідниках, які мають прямозонну структуру енергетичних зон, зображену на рис. 2.1, а).

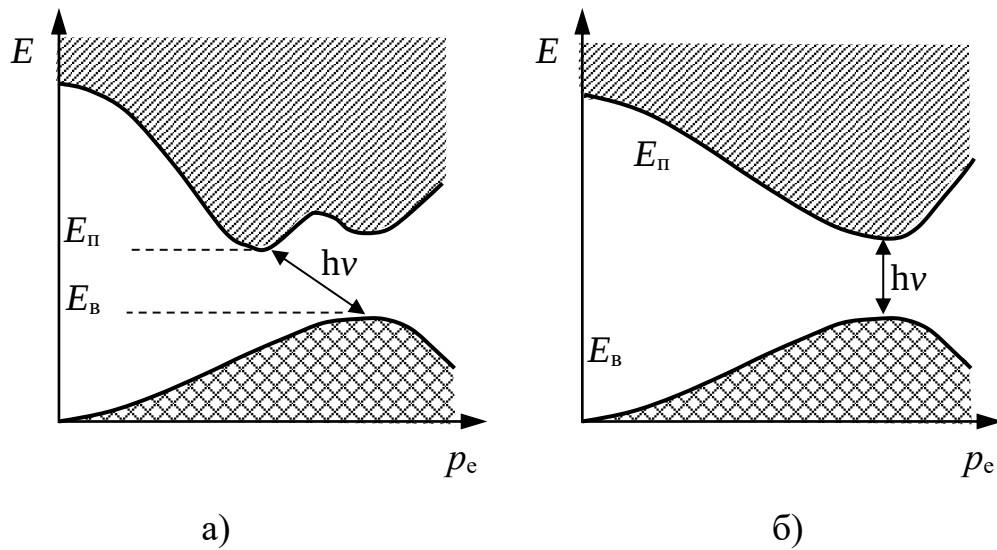


Рис. 2.1. Прямозонний а) та непрямоzonний б) напівпровідник

Наявність прямих та непрямих переходів пояснюється залежністю енергії електрона від його імпульсу (рис. 2.1 а), б)). При випромінюванні або поглинанні фотона за таких переходів загальний імпульс системи електрон-фотон зберігається згідно із законом збереження імпульсу. Імпульс електрона p_e дорівнює добутку його маси m_e на швидкість руху v_e :

$$p_e = m_e \cdot v_e .$$

Прямий перехід - це перехід електрона без зміни імпульсу. Непрямий перехід супроводжується зміною імпульсу електрона випромінюваного або поглинаючого фотона.

За законом збереження імпульсу при випромінюванні або поглинанні фотона має виконуватись рівність $p_{e1} = p_{e2} \pm k_\phi$, де p_{e1}, p_{e2} - відповідно початковий та кінцевий імпульс електрона; k_ϕ - імпульс фотона.

Імпульс фотона $k_\phi = m_\phi c$, де c – швидкість світла; m_ϕ - маса фотона, пов'язана з довжиною хвилі співвідношенням Де-Бройля:

$$m_\phi = \frac{h}{\lambda c} = \frac{h\nu}{c^2}.$$

Тоді

$$k_\phi = m_\phi c = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{\lambda} \approx \frac{E_\gamma}{c},$$

де E_3 - ширина забороненої зони.

Для $E_3 \approx 1\text{eV}$ маємо $k_\phi \ll p_{e2}$, тобто імпульс електрона можна вважати незмінним при прямому переході, що відповідає переходу по вертикалі між максимумом валентної зони та мінімумом зони провідності $p_{e1} = p_{e2}$ (рис. 2.1, а)).

При непрямих переходах електронів із валентної зони до зони провідності зі зміною імпульсу електрона $p_{e1} \neq p_{e2}$. При цьому в процесі поглинання (або виділення) енергії, крім фотона та електрона, повинна брати участь ще третя частка, яка забере частину імпульсу на себе (рис. 2.1, б)). Відповідно закон збереження імпульсу при непрямих переходах має вигляд $p_{e1} = p_{e2} \pm k_\phi \pm k$ де k - імпульс третьої частки (наприклад, фонона).

Основні матеріали напівпровідникових випромінювачів на основі арсеніду галію відносяться до прямозонних напівпровідників. Кожна рекомбінація носія заряду супроводжується випромінюванням фотона на довжині хвилі, нм:

$$\lambda = \frac{1,23}{E_3}, \quad (2.1)$$

де E_3 – ширина забороненої зони (чим більше значення вона має, тим меншою є довжина хвилі випромінювання (рис. 2.2)).

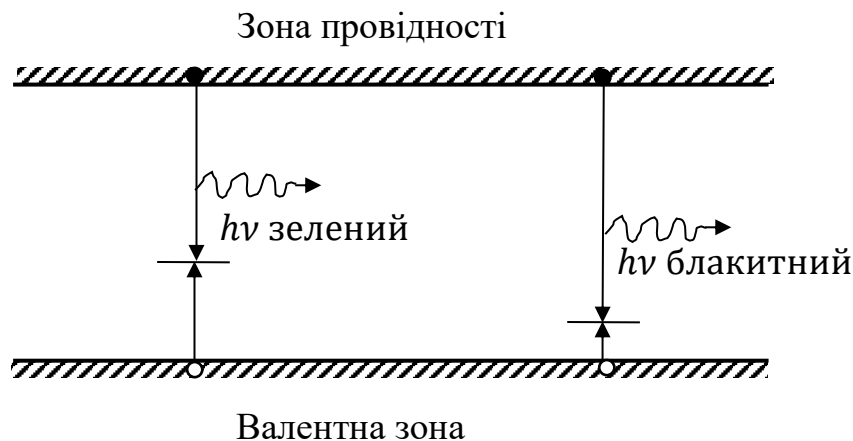


Рис. 2.2. Залежність довжини хвилі випромінювання від ширина забороненої зони

Ймовірність прямих оптичних переходів в прямозонних напівпровідниках є великою і вони є ефективними люмінесцентними матеріалами.

У непрямоzonних напівпровідникових матеріалах потрібна зміна як енергії електрона так і його імпульсу. Через це ймовірність випромінювальної

рекомбінації в напівпровідникових матеріалах з непрямыми міжзонними переходами є малою, а випромінювальна рекомбінація - неефективною. Тому кремній Si і германій Ge, які є непрямозонними напівпровідниками, не підходять для виробництва СД.

Перевагою непрямозонних напівпровідників є значно менше порівняно з прямозонними напівпровідниками поглинання випромінювання.

У напівпровідниках генерація оптичного випромінювання зазвичай забезпечується за допомогою електролюмінесценції, яку поділяють на два види:

- інжекційну – що виникає в $p-n$ переході, що знаходиться під прямою напругою;

- передпробійну - що розвивається в сильних полях, близьких до тих, у яких з'являється електричний пробій $p-n$ переходу.

Найбільше застосування в СД знайшла інжекційна електролюмінесценція.

Інжекційна електролюмінесценція

За наявності контакту однорідних напівпровідників з різними типами електропровідності рівень Фермі E_F матеріалів у рівноважному стані має бути єдиним. Це призводить до викривлення енергетичних зон та утворення потенційного бар'єру. Схему руху електронів та дірок у полі $p-n$ переходу, в якому відсутня інжекція, показано на рис. 2.3.

З рисунку видно, що для основних носіїв заряду виникає потенційний бар'єр, а для неосновних - бар'єру немає. Позитивно заряджені дірки n -області (неосновні носії заряду) легко «спливають» по стелі валентної зони (зправа наліво) незалежно від енергії і утворюють дрейфовий потік зправа наліво. Основна маса дірок з p -області, де їх багато, дифундує зліва направо в область переходу, але не може подолати потенційний бар'єр і, проникнувши в перехід на деяку глибину, знову повертається в p -область. Частина дірок із p -області (основних носіїв заряду), що мають велику енергію та здатні подолати потенційний бар'єр, утворюють дрейфовий потік зліва направо і урівноважують зустрічний потік дірок n -області (неосновних носіїв заряду). Аналогічно рухаються електрони: негативно заряджені електрони p -області (неосновні носії заряду), які рухаються проти поля E , легко скочуються по похилому дну зони провідності (зліва направо) утворюючи дрейфовий струм. Цей електронний потік врівноважується потоком електронів n -області, що мають достатньо велику енергію для проходження потенційного бар'єру.

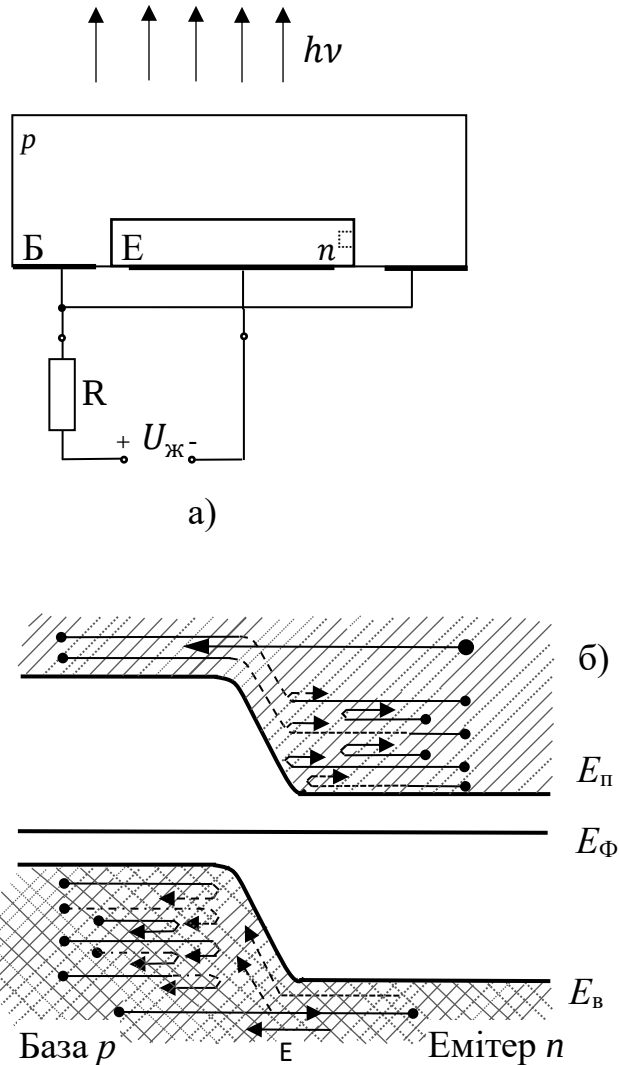


Рис. 2.3. Пряме включення (а) та рух носіїв заряду в p - n переході (б)

При прямому підключенні потенційний бар'єр знижується і виникають дифузійні струми як дірок, так і електронів. Тобто збільшується інжекція неосновних носіїв: дірок – в n -область, електронів – в p -область.

В більшості конструкцій СД випромінює область тільки по один бік від p - n переходу. Тому необхідно, щоб кількість інжекттованих носіїв була максимальною саме у випромінюючій (активній) області. Якщо випромінюючою є p -область, то в n -області вводять більше донорної домішки, ніж у акцепторної – в p -область. Слабо легована p -область має високий опір і називається базою. Сильно легована n -область має низький опір і називається емітером. Таким чином, у випромінюючій структурі інжекція практично одностороння – з емітера до бази – і випромінює базова область.

Матеріали випромінюючих структур повинні мати широку заборонену зону. У таких структурах виявляється значним струм, викликаний процесами

рекомбінації в області об'ємного заряду p - n переходу (рис. 2.4). Чим більша ширина забороненої зони, тим більшим є потенційний бар'єр і тим значніша рекомбінація електронів у p - n переході. Ця рекомбінація відбувається зазвичай на глибоких центрах люмінесценції та закінчується генерацією фотона $h\nu$ (центри 2 на рис. 2.4). Рекомбінаційний струм $I_{\text{рек}}$ при цьому знижує ефективність інжекції.

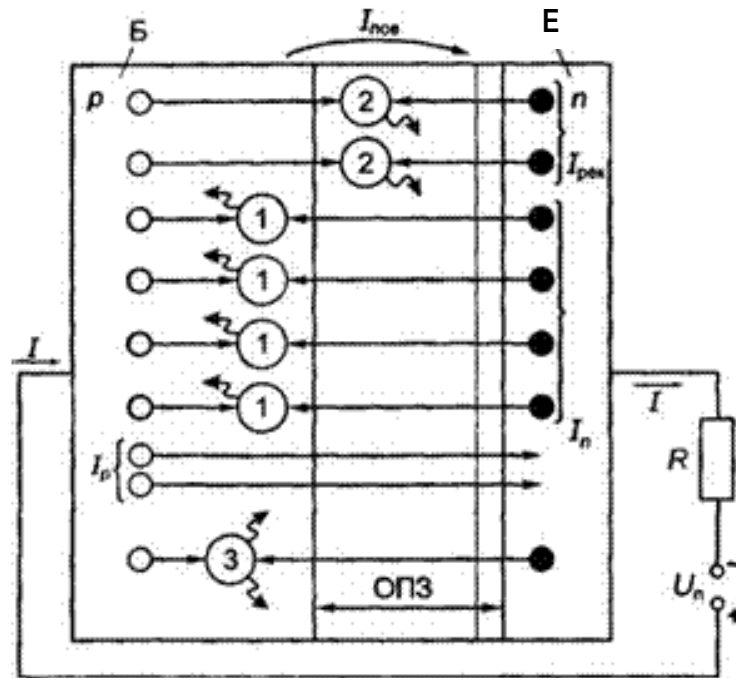


Рис. 2.4. Формування випромінювання в p - n переході: ОПЗ – область поверхневої зони

Корисною складовою струму, що забезпечує випромінювальну рекомбінацію в p -базі, є струм I_n , який виникає за рахунок інжекції з емітера. Ефективність інжекції визначається тим, наскільки струм I_n відрізняється від повного струму I і характеризується коефіцієнтом інжекції

$$\mu = \frac{I_n}{I} = \frac{I_n}{I_n + I_p + I_{\text{рек}} + I_{\text{тун}} + I_{\text{пов}}},$$

де I_p - дірочна складова струму, обумовлена інжекцією дірок в емітер (ця складова є тим меншою, чим сильніше леговано n -емітер порівняно з p - базою); $I_{\text{тун}}$ - струм тунелювання, зумовлений «просочуванням» носіїв, через потенційний бар'єр (він є тим більшим, що вузьчим є p - n перехід, чим сильніше легованою є база і чим більшою є пряма напруга); $I_{\text{пов}}$ - струм витоку зарядів по поверхні p - n переходу.

Інжектвані в p -базу електрони рекомбінують там поблизу p - n переходу. При цьому поряд з рекомбінацією, що забезпечує генерацію оптичного

випромінювання (центри 1 на рис. 2.4), мають місце механізми рекомбінації, що не дають випромінювання. До основних із них належать:

1. Рекомбінація на глибоких центрах люмінесценції. Електрон може переходити у валентну зону не безпосередньо, а через ті чи інші центри рекомбінації, що утворюють енергетичні рівні у забороненій зоні. У цьому випадку енергія рекомбінації частково виділяється у вигляді довгохвильових фотонів і частково переходить у теплові коливання ґрат (центри 3 на рис. 2.4). Як такі центри виступають домішки та структурні дефекти кристалічної ґратки. Особливо шкідливими є домішки, що утворюють енергетичні рівні поблизу середини забороненої зони (глибокі центри). До них відносяться мідь, нікель, кобальт, хром, золото тощо.

2. Ударна чи Оже-рекомбінація. При дуже високих концентраціях вільних носіїв заряду напівпровіднику збільшується ймовірність зіткнення трьох елементів атомної системи, наприклад, двох електронів і дірки. Енергія рекомбінуючої електронно-діркової пари при цьому віддається третьому вільному носію у формі кінетичної енергії, яка поступово втрачається при зіткненні з ґраткою.

Кількісно ефективність рекомбінації при люмінісценції характеризується внутрішнім квантовим виходом η_e , рівним відношенню числа актів випромінювальної рекомбінації до повного числа актів рекомбінації. Іноді η_e визначають відношенням кількості згенерованих фотонів до інжектованих в активну область за той же час неоснованих носіїв заряду (в наведеному прикладі - електронів в *p*- базу).

Таким чином, ефективність інжекційної електролюмінесценції визначається добутком $\mu\eta_e$.

Зовнішній квантовий вихід та втрати випромінювання

Якість СД характеризується зовнішнім квантовим виходом

$$\eta = \mu\eta_e\eta_{\text{опт}},$$

де $\eta_{\text{опт}}$ - оптична ефективність (коефіцієнт виведення випромінювання).

Основні втрати випромінювання в СД виникають за рахунок наступних явищ:

1. Втрати на самопоглинання. При поглинанні напівпровідником фотонів їхня енергія може бути передана електронам валентної зони з переведенням цих електронів у зону провідності. Можливе поглинання енергії фотонів вільними електронами зони провідності або дірками валентної зони.

Спостерігається також домішкове поглинання фотонів, при якому їх енергія йде на збудження домішкових рівнів.

2. Втрати за рахунок повного внутрішнього відбиття. Внаслідок великого показника заломлення матеріалів напівпровідників в СД кути виходу випромінювання із кристалу мають невеликий діапазон. Для зменшення таких втрат напівпровідникові кристали виготовляють неплоскими або споряджують спеціальною лінзою. Наприклад, для СД із арсеніду галію використання пластмасової лінзи збільшує $\eta_{\text{опт}}$ у 3-4 рази.

3. Втрати на зворотне та торцеве випромінювання. Генерація в активній області напівпровідника є спонтанною і характеризується тим, що промені спрямовуються рівномірно на всі боки. Промені, що розповсюджуються у бік емітера, швидко поглинаються. При різних показниках заломлення активної області та інших зон деякі промені внаслідок багаторазових відбиттів фокусуються уздовж активної області, тому інтенсивність торцевого випромінювання може бути вищою, ніж в інших напрямках.

Порядок виконання роботи

1. Дослідження впливу споживаного струму на потік випромінювання СД

Однією з основних характеристик СД є залежність потоку випромінювання Φ від прямого струму $I_{\text{пр}}$, який протікає через p - n перехід. Її називають випромінювальною характеристикою, а також ватт-амперною характеристикою СД. Для СД видимого діапазону випромінювальна характеристика зазвичай визначається залежністю сили світла $I_{\text{в}}$ від прямого струму $I_{\text{пр}}$.

Для СД параметром електричного режиму є прямий струм через СД, а не падіння напруги. Це зв'язано з тим що p - n перехід СД включають у прямому напрямку і електричний опір СД є малим. Прямий струм через СД визначається зовнішнім ланцюгом, змінюється в широкому діапазоні і легко вимірюється. При малих струмах $I_{\text{пр}}$ велика частка рекомбінаційної складової струму та коефіцієнт інжекції відповідно є невеликим. Зі зростанням $I_{\text{пр}}$ потік випромінювання спочатку швидко збільшується до тих пір, поки в струмі діода не переважає дифузійна складова струму. Подальше збільшення $I_{\text{пр}}$ призводить до поступового насичення центрів люмінесценції та зниження випромінювальної здатності СД. Крім того, зі зростанням $I_{\text{пр}}$ збільшується ймовірність ударної рекомбінації, що також зменшує випромінювальну

здатність. Ці явища призводять до того, що випромінювальна характеристика має максимум при певній величині струму. Максимальна сила випромінювання окрім матеріалу також залежить від площі та геометрії випромінюючого p - n переходу, розмірів електричних контактів тощо. На рис. 2.5 для показані порівняльні ватт-амперні характеристики різних типів СД.

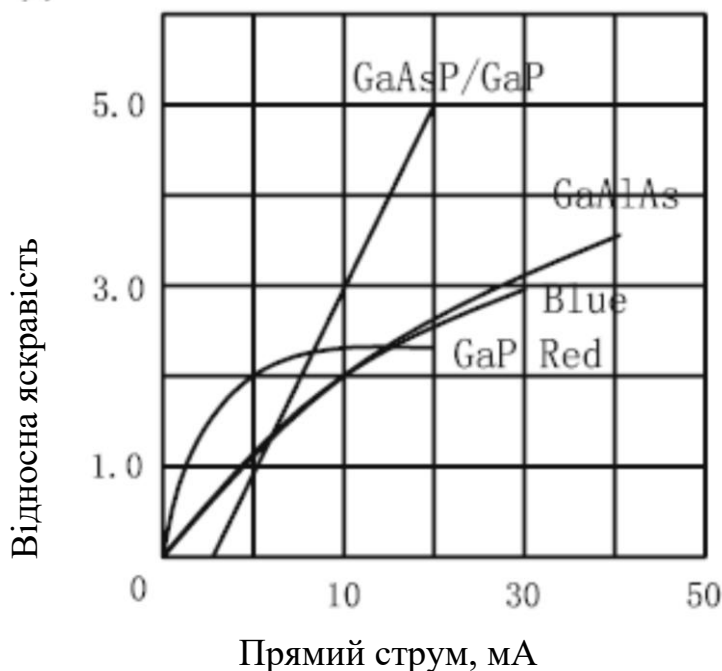


Рис. 2.5. Ватт-амперні характеристики СД [7]

В роботі досліджуються різні типи СД: видимого діапазону (фосфідгалієві АЛ 102А та АЛ 102Д), інфрачервоні (арсенідгалієві АЛ 107А), інфрачервоні безкорпусні типу АЛ 109А тощо. Методика проведення вимірювань є однаковою для всіх типів СД. При дослідженнях обов'язково суворе виконання вимог щодо обмеження граничних значень струмів для кожного СД. Ці значення вказує викладач або вони наведені в таблиці на лабораторному столі.

1.1. Перевірити правильність увімкнення електричної схеми (рис. 2.6). Як джерело живлення постійного струму в установці можуть бути використані джерела типу Б5-48, Б5-49, Б5-50, до яких СД підключаються або прямо або через опір навантаження. Приймач випромінювання (ПВ), встановлений безпосередньо перед СД, підключається до вимірювального приладу (ВП). В

якості ВП можуть бути використані вольтметри В7-22, В7-26, комбіновані прилади типу Щ4300 тощо.

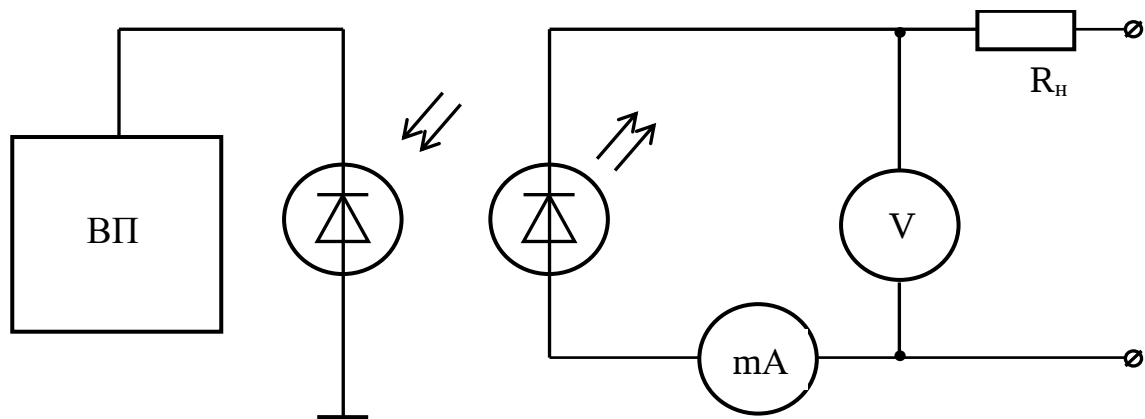


Рис. 2.6. Вимірювальна схема

1.2. Встановити ручки вихідного дільника джерела живлення у положення "0".

1.3. Змінюючи вихідну напругу джерела живлення в межах, що допускаються, вимірювати по міліамперметру прямий струм $I_{\text{пр}}$, що протікає через СД, і знімати показання $u_{\text{ВП}}$ ВП. Щоб уникнути виходу з ладу СД категорично забороняється перевищувати значення струму $I_{\text{пр}}$, зазначене викладачем.

Результати вимірювань занести в табл. 2.1.

Таблиця 2.1

Вплив споживаного струму на потік випромінювання СД

Тип СД	
Струм $I_{\text{пр}}$, мА	
Показання ВП $u_{\text{ВП}}$, мВ	

1.4. За відомою залежністю $\Phi = f(u_{\text{ВП}})$ (наведена в таблиці до лабораторної установки) перерахувати випромінювальну характеристику як залежність $\Phi = g(I_{\text{пр}})$.

1.5. Повторити дослідження інших типів СД. Для цього необхідно встановити ручки дільника на «0», відключити СД, встановити в клема наступний СД і повторити вимірювання, звертаючи увагу на обмеження значення струму $I_{\text{пр}}$.

1.6. Побудувати графіки випромінювальних характеристик для всіх досліджуваних СД.

2. Дослідження спектральних характеристик СД

Довжина хвилі випромінювання СД визначається різницею двох енергетичних рівнів, між якими відбувається перехід електронів в ході люмінесценції. У зв'язку з різною шириною забороненої зони у різних матеріалів довжина хвилі випромінювання є неоднаковою для різних типів СД. Приклади спектральних характеристик СД на основі різних типів матеріалів показано на рис. 2.7.

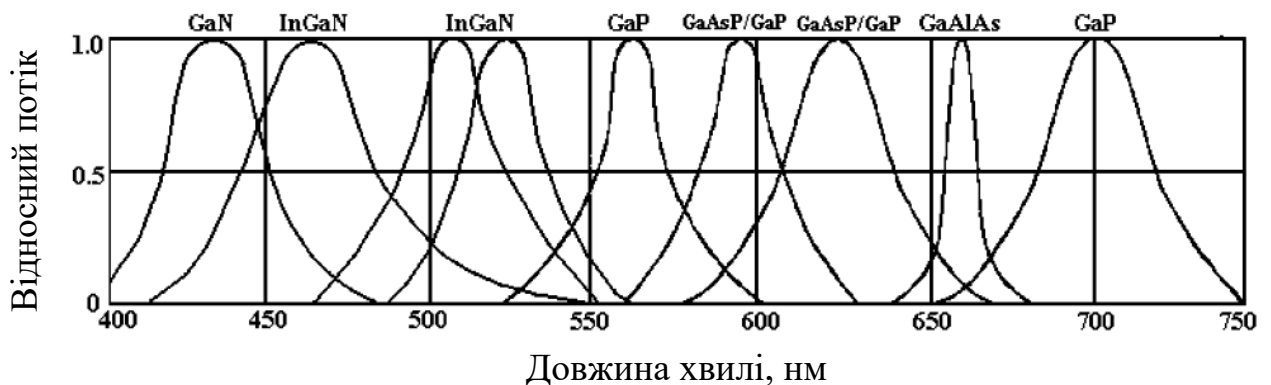


Рис. 2.7. Типові спектральні характеристики СД [8]

Оскільки перехід електронів при рекомбінації носіїв заряду зазвичай відбувається не між двома енергетичними рівнями, а між двома групами енергетичних рівнів, то спектр випромінювання виявляється розмитим. Спектральний діапазон СД характеризують шириною спектра випромінювання $\Delta\lambda_{0,5}$, що вимірюється на висоті 0,5 максимуму характеристики. Випромінювання більшості СД є близьким до монохроматичного, внаслідок чого вимірювання спектральної характеристики СД потребує точних вимірювань та акуратного поводження з приладами.

2.1. Перевірити і налаштувати лабораторну установку, схема якої зображена на рис. 2.8. Для цього, встановивши на місці кріплення лампу розжарювання, від'юстувати на оптичній лаві об'єктив, модулятор. Отримати на виході монохроматора МДР-4 спектра випромінювання лампи розжарювання в площині ФП.

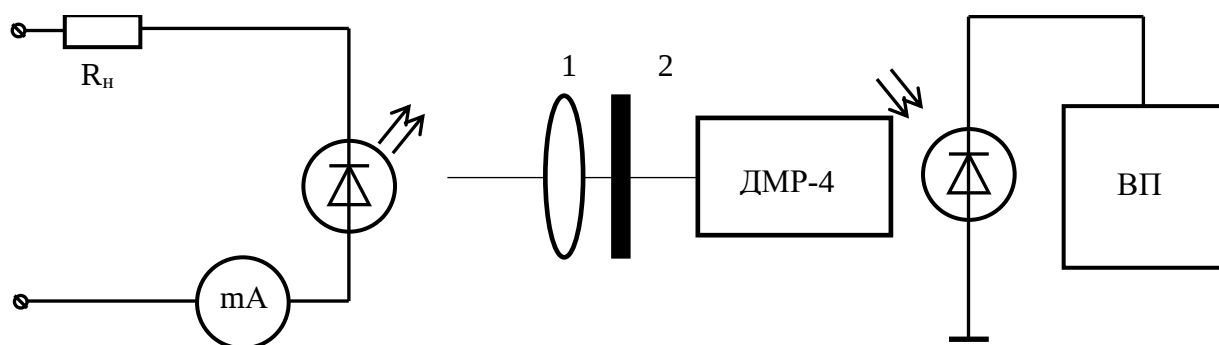


Рис. 2.8. Схема лабораторної установки: 1 – об’єктив; 2 - модулятор

2.2. Встановити замість освітлювача з лампою розжарювання досліджуваний СД.

2.3. Встановити номінальне значення струму живлення.

2.4. Повільно обертаючи барабан монохроматора, зафіксувати показання N на шкалі барабана, за якого сигнал ВП буде максимальним $u_{\max}$.

2.5. Повертаючи барабан у гранично малому діапазоні, виміряти показання ВП для інших значень N . Барабан обертати в діапазоні, при якому відношення $u/u_{\max}$ не буде нижче 0,1.

2.6. Дані вимірювань занести в табл. 2.2.

Таблиця 2.2

Вимірювання спектральних характеристик СД

Тип СД...; $I_{\text{пр}}$, мА...; E_3 , еВ.....									
Значення N									
Значення u на виході ВП									
Відношення $u/u_{\max}$									
Довжина хвилі λ , нм									

2.7. За отриманими значеннями N та градууювальною характеристикою монохроматора перерахувати залежність відношення $u/u_{\max}$ від довжини хвилі випромінювання λ .

2.8. Виміряти відносні спектральні характеристики інших типів СД, зазначених викладачем.

2.9. Відповідно до формули (2.1) за значенням $\lambda_{\max}$ визначити ширину забороненої зони для кожного СД.

2.10. За виміряними даними для СД видимого діапазону розрахувати коефіцієнти світлової ефективності СД

$$\eta = \frac{683 \int_0^\infty \phi(\lambda) \dot{v}(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \phi(\lambda) d\lambda},$$

де $\phi(\lambda)$ - відносна спектральна щільність випромінювання СД (залежність відношення $u/u_{\max}$ від довжини хвилі випромінювання λ); $\dot{v}(\lambda)$ – нормований коефіцієнт видності ока (див. Додаток 2).

3. Вимірювання індикатриси випромінювання СД

Вимірювання виконують на стенді, який містить поворотний стіл із кутовою шкалою та приймач випромінювання.

3.1. Зорієнтувати стіл в якомусь напрямку, наприклад по мітці на тримачі СД.

3.2. Ввімкнути СД на максимальному значенні прямого струму $I_{\text{прmax}}$.

3.3. Повертаючи стіл на 5° , виміряти сигнал ПВ для кожного положення за допомогою ВП. Вимірювання виконати для діапазону повороту $\pm 45^\circ$ відносно оптичної осі СД.

3.4. Зменшити струм живлення до $0,5I_{\text{прmax}}$ і повторити вимірювання за п. 3.

3.5. Повернути тримач СД на 90° навколо оптичної осі.

3.6. Виконати вимірювання за пп. 3, 4 для перпендикулярної площини.

Дані вимірювань занести в табл. 2.3.

Таблиця 2.3

Вимірювання індикатриси випромінювання СД

Тип СД..... $I_{\text{прmax}}$ =мА									
Сагітальна площина									
Кут повороту, град									
Сигнал ПВ, мВ									
Меридіанальна площина									
Кут повороту, град									
Сигнал ПВ, мВ									
Тип СД..... $0,5I_{\text{прmax}}$ =мА									
Сагітальна площина									
Кут повороту, град									
Сигнал ПВ, мВ									
Меридіанальна площина									
Кут повороту, град									
Сигнал ПВ, мВ									

3.7. Побудувати графіки індикатриси випромінювання в полярних координатах для сагітальної та меридіанальної площин у відносних одиницях.

Лабораторна робота №3

ВИВЧЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА

Мета роботи - вивчити конструкцію і принцип дії газового лазера; виміряти характеристики гелій-неонового лазера.

Завдання

1. Виміряти потужність, випромінювану лазером у різних режимах роботи.
2. Виміряти розподіл інтенсивності перерізу лазерного променя.
3. Виміряти розбіжність променя за різних режимів роботи лазера.
4. Дослідити часову когерентність лазерного випромінювання.
5. Дослідити поляризацію випромінювання лазера.

Загальні положення

Принцип роботи лазера

Відповідно до законів квантової механіки, енергія електрона в складі атома, а відповідно, і енергія атома загалом, не може бути будь-якою завгодно. Вона може набувати лише певних дискретних значень ($E_0, E_1, \dots, E_n$), які називаються рівнями енергії. Цей набір допустимих значень енергії складає енергетичний спектр атома. Найнижчий рівень енергії E_0 (рис. 3.1), при якому енергія атома є найменшою, називається основним рівнем (станом). Інші рівні - $E_1, E_2, \dots, E_n$ відповідають більшим значенням енергії атома і називаються збудженими. При переході електрона з одного рівня енергії на інший атом може випромінювати або поглинати електромагнітні хвилі, частоти яких визначаються співвідношенням

$$\nu_{mj} = \frac{E_m - E_j}{h}, \quad (3.1)$$

де h - стала Планка.

Чим більшою є різниця енергій станів, між якими відбувається перехід, тим більшою є частота електромагнітної хвилі, що випускається або поглинається при такому переході.

Випромінювання і поглинання електромагнітної енергії атомною системою відбувається окремими порціями енергії – квантами або фотонами, енергія яких у відповідності до (3.1) дорівнює $h\nu$. При поглинанні фотона енергія атомної системи збільшується на $h\nu$ - він переходить «вгору» - з нижнього рівня E_0 на більш високий рівень E_n , при випромінюванні фотона атомна система втрачає енергію і здійснює зворотній перехід «вниз» (рис. 3.1).

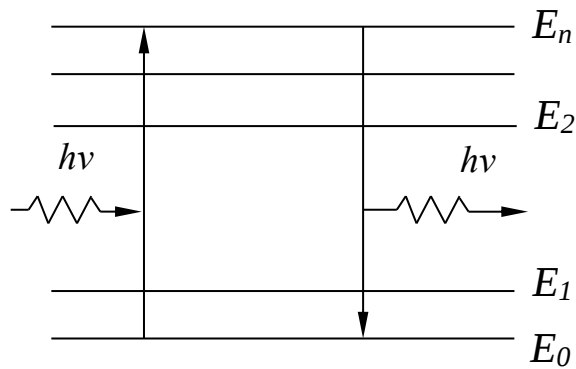


Рис. 3.1. Поглинальні та випромінювальні переходи

Якщо атом в даний момент часу знаходиться в одному із збуджених станів E_2 , то такий стан атома є нестійким, навіть якщо на нього не впливають інші частки. Через дуже короткий термін атом перейде в один із станів з меншою енергією, наприклад E_1 . При цьому атом випромінить фотон $h\nu_{21}$. Такий мимовільний (спонтанний) перехід з одного рівня на інший і супроводжує його спонтанне випромінювання є так само випадковими в часі, як, наприклад, радіоактивний розпад ядра атома. Передбачити точно момент спонтанного переходу принципово неможливо - можна говорити лише про ймовірність того, що перехід відбудеться через певний час

Випадковість спонтанних переходів призводить до того, що різноманітні атоми випромінюють неодноразово і незалежно, тому фази електромагнітних хвиль, випромінюваних окремими атомами, не узгоджені одна з одною. Випадковий характер має не тільки момент випромінювання атомом фотона, але і напрямок розповсюдження випромінюваного фотона і його поляризація. В результаті сумарне спонтанне випромінювання речовини є некогерентним.

Випромінювання всіх звичайних джерел світла (ламп розжарювання, газорозрядних ламп тощо) виникає за рахунок актів спонтанного випромінювання. Саме внаслідок випадкового характеру спонтанних переходів випромінювання цих джерел є монохроматичним, ненаправленим і неполяризованим, тобто некогерентним.

Але в певних умовах атом може перейти з рівня E_2 на E_1 не довільно, а під дією електромагнітної хвилі, якщо тільки частота цієї хвилі ν є досить близькою до частоти переходу атома $\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h}$. Така резонансна хвиля наче «розкачує» електрон і прискорює (збільшує ймовірність) його «падіння» на рівень з меншою енергією. Переходи, які відбуваються під дією зовнішнього електромагнітного поля, називаються вимушеними, або індукованими (стимульованими). Ймовірність вимушеного переходу є пропорційною

інтенсивності випромінювання, яке викликає перехід, тобто, квадрату амплітуди хвилі E^2 або числу фотонів $N_{\text{ф}}$.

Особливість вимушеного випромінювання полягає в тому, що випромінюваний при вимушеному переході фотон не відрізняється від первинних фотонів, які зумовили його появу: він має ту саму частоту і фазу, напрямок руху та стан поляризації. Ця особливість вимушеного випромінювання дозволяє використовувати його для підсилення електромагнітних хвиль і створення генераторів монохроматичного і направленого когерентного випромінювання.

Розглянемо речовину, в якій є достатнє число збуджених атомів з енергією E_2 . Якщо населеність (кількість атомних систем з цим рівнем енергії) N_2 рівня E_2 є більшою населеності N_1 рівня E_1 , розташованого нижче, тобто якщо $N_2 > N_1$, то така речовина називається активною. Якщо на активну речовину падає електромагнітне випромінювання, частота якого становить $\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h}$, то по мірі проходження електромагнітної хвилі через речовину, буде відбуватись підсилення електромагнітної енергії завдяки тому, що кількість вимушених переходів атомів з рівня E_2 на E_1 буде перевищувати число актів поглинання.

Однак в речовинах за звичайних умов рівні з меншою енергією завжди населені більше, ніж рівні з більшою енергією. Існує фундаментальний закон, який показує, яким чином в умовах теплової рівноваги розподілені за енергією частинки атомної системи (рис. 3.2)

$$N_n = C e^{-\frac{E_n}{kT}}, \quad (3.2)$$

де C - стала, що залежить від повного числа часток в одиниці об'єма; K - стала Больцмана; T – абсолютна температура речовини.

Формула (3.2) називається розподіленням Больцмана і дозволяє обрахувати кількість часток з енергією E_n (тобто населеність рівня N_n), при заданій температурі речовини.

З підвищенням температури, населеність верхніх рівнів зростає, але все одно залишається меншою за населеність нижніх рівнів. Із розподілення Больцмана випливає важливий висновок: у рівноважному стані речовини, нижні рівні завжди населені більше верхніх. В результаті в природніх умовах енергія електромагнітної хвилі при проходженні через речовину буде не збільшуватись, а зменшуватись. Отже якщо потрібно, щоб хвиля не послаблювалась при проходженні нею через речовину, а посилювалась, то необхідно штучно змінити населеності рівнів в речовині, а саме – збільшити

населеність верхнього рівня атомів N_2 і зменшити населеність нижнього рівня N_1 . Такий стан речовини з інверсією (оберненням) населеності є активним.

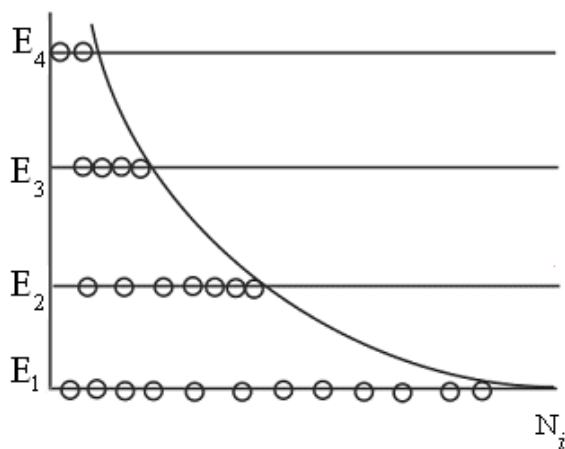


Рис. 3.2. Заселеність енергетичних рівнів

Як правило, коефіцієнт підсилення речовини, який вдається одержати, є невеликим. Для збільшення ефективної довжини квантових підсилювачів застосовується принцип позитивного зворотного зв'язку: частина підсиленого сигналу повертається назад на вхід підсилювача, де вона знову підсилюється. Але якщо підсилення, що досягається за допомогою зворотного зв'язку, перевищить сумарні втрати підсилювача і ланцюга зворотного зв'язку, то підсилювач самозбудиться і почне генерувати коливання незалежно від наявності вхідного сигналу. Таким чином позитивний зворотній зв'язок дозволяє перетворити підсилювач на генератор.

У квантових генераторах світла (лазерах) для створення зворотного зв'язку, робочу речовину розміщують між паралельними дзеркалами. Якщо дзеркала мають достатньо високий коефіцієнт відбиття, то в результаті багаторазового пробігу електромагнітної хвилі через активну речовину підсилення може досягти скільки завгодно великих значень. Тому, якщо навіть на такий підсилювач не подається ззовні жодних сигналів, його власне випадкове випромінювання (неминуче через спонтанні переходи) посилиться за рахунок вимушених переходів, в результаті чого підсилювач перетвориться на генератор світла.

Гелій-неоновий лазер

В гелій-неоновому лазері робочою речовиною є нейтральні атоми Ne. Інверсія населеності в газі здійснюється за допомогою збудження електричним струмом. Якщо до кінців трубки з розрідженою сумішшю газів He та Ne прикласти досить високу напругу, то в ній виникає газовий розряд -

електрони прискорюватимуться електричним полем, зіштовхуватимуться з атомами та іонізуватимуть їх, викликаючи появу вторинних електронів, які в свою чергу будуть прискорюватися і так далі. Частина атомів при зіткненнях з електронами не іонізуватиметься, а збуджуватиметься та переходитиме на вищі збуджені рівні енергії. Світіння газового розряду (наприклад, у газосвітніх лампах) пояснюється переходами з цих збуджених рівнів «вниз».

В електричному розряді частина атомів Ne переходить з основного рівня E_1 на довго живучі збуджені рівні E_5 і E_4 (рис. 3.3).

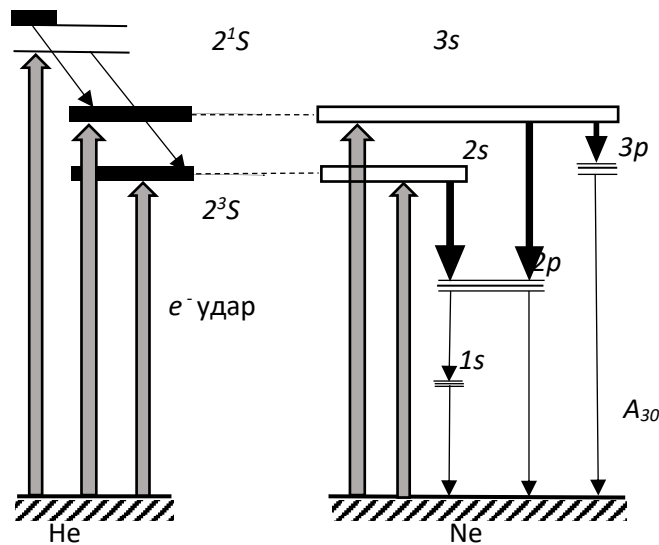


Рис. 3.3. Енергетичні рівні та переходи в HeNe суміші

Генерація здійснюється на переходах атома неону, а гелій додається для підвищення ефективності накачування з допомогою резонансної передачі енергії збудження ($\text{He}^* + \text{Ne} \rightarrow \text{He} + \text{Ne}^*$). Накачування здійснюється шляхом непружних зіткнень атомів He і Ne з електронами, що розганяються високою напругою. При каскадній релаксації збуджених атомів гелію до основного стану багато з них накопичується на довгоживучих метастабільних рівнях 2^3S і 2^1S (час життя 10^{-4} с і $5 \cdot 10^{-6}$ с відповідно, (рис. 3.3)). Ці метастабільні рівні майже збігаються по енергії з рівнями $2s$ і $3s$ неону. Тому при зіткненнях відбувається передача збудження атомів гелію до атомів неону. Конкретний перехід, на якому здійснюватиметься лазерна генерація, визначається довжиною хвилі, при якій коефіцієнт відбиття багат шарового діелектричного дзеркала досягає максимуму. Здійснюючи спектральну селекцію, можна зміною дзеркал резонатора налаштувати гелій-неоновий лазер на одну з трьох довжин хвиль: червону $0,633$ мкм

(перехід $3s-2p$) або інфрачервоні $1,15\text{ мкм}$ (перехід $2s-2p$) та $3,39\text{ мкм}$ (перехід $3s-3p$). За схемою рівнів гелій-неоновий лазер відноситься до трирівневого 2-го роду. Оскільки обидва нижні лазерні рівні ($2p$ і $3p$) розселяються радіаційно (релаксують без випромінювання) з постійною часом близько 10^{-8} с , немає необхідності для отримання інверсії населеності переводити на верхній лазерний рівень більше половини всіх атомів, як у рубіновому лазері. Генерація в таких умовах може здійснюватись у безперервному режимі.

Конструкція гелій-неонового лазера зображена на рис. 3.4.

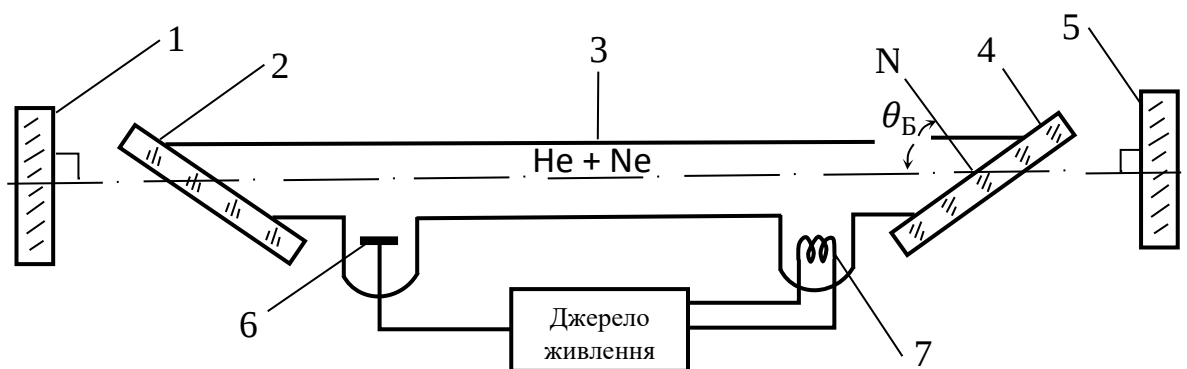


Рис. 3.4. Основні елементи гелій-неонового лазера (розшифровка позначень в тексті)

Кварцова трубка 3 невеликого діаметру заповнюється сумішшю He і Ne. З обох кінців вона закривається кварцовими вікнами 2 і 4. Вони можуть бути перпендикулярними до осі трубки, але з точки зору максимального пропускання краще, якщо вікна утворюють з напрямленням променя кути Брюстера θ_B . Для створення зворотнього зв'язку використовують оптичний резонатор, утворений системою дзеркал 1 і 5. Одне з дзеркал для виведення випромінювання робиться частково прозорим. Інверсія населеності в газі здійснюється з допомогою електричного розряду, для створення якого напруга від джерела живлення підводиться до газової суміші через зовнішні електроди 6 і 7.

Специфічна особливість He-Ne-лазера полягає в тому, що вихідна потужність не збільшується монотонно зі струмом розряду, а досягає максимуму і потім зменшується. Тому кожен He-Ne-лазер забезпечується строго індивідуальним джерелом живлення.

Характеристики лазерного випромінювання

Система паралельних дзеркал, яка використовується для створення позитивного зворотнього зв'язку, функціонально є оптичним резонатором, в порожнині якого може формуватись велика кількість різних типів хвиль. Ці коливання створюють у площині, перпендикулярній до осі системи дзеркал, нерівномірний розподіл електромагнітного поля, утворюючи більш-менш симетричні фігури (моди). Моді легко спостерігати, якщо ввести в хід променю лінзи. При цьому на екрані, розташованому на деякій відстані від лінзи, виходить збільшене зображення розподілу інтенсивності у перерізі лазерного променю. Гелій-неоновий лазер може працювати як в одномодовому, так і в багатомодовому режимах. Режим роботи змінюється нахилом одного з дзеркал за допомогою спеціального юстувального пристрою.

Однією з основних величин, що характеризують лазерне випромінювання, є його потужність. Для гелій-неонових лазерів потужність коливається в межах ($10^{-3} \dots 10^{-1}$) Вт. Схема вимірювання потужності лазера показана на рис. 3.5.

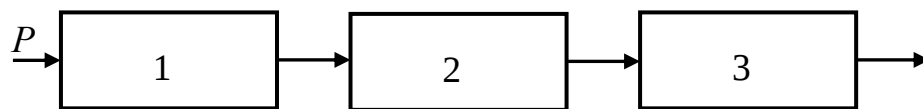


Рис. 3.5. Вимірювальна схема

Вхідний сигнал P потрапляє на інтегратор 1, за яким знаходиться приймач випромінювання 2. Світловий сигнал перетворюється приймачем випромінювання на електричний та реєструється відповідною системою 3. Інтегратор включається до вимірювальної схеми для усунення неоднорідностей зонної характеристики приймача. В якості інтегратора застосовують дифузно розсіювальну пластинку. Лазерне випромінювання зазвичай є поляризованим. При цьому можливі лінійна, кругова та еліптична поляризація, а також комбінація неполяризованого світла з будь-яким з перерахованих видів поляризації. Для аналізу поляризації використовують поляризаційні пристрої - аналізатори, в якості яких застосовують поляризаційні призми та поляроїдні плівки.

Лазерне випромінювання є когерентним. Розрізняють часову та просторову когерентність. Часова когерентність характеризує здатність випромінювання інтерферувати при відповідному зсуві у часі, просторова - ступінь когерентності для двох точок, більше чи менше віддалених від

оптичної осі. Когерентність найчастіше вимірюють інтерференційними методами.

Крім перерахованих параметрів лазерного випромінювання розглядаються довжини хвиль або частоти випромінювання лазера, контури ліній випромінювання (ширина ліній та їх форма), розбіжність променя.

Техніка безпеки під час роботи з лазером

Оскільки лазер живиться високою напругою (до 15 кВ в імпульсі), то перед роботою необхідно обов'язково переконатися в наявності надійного заземлення.

Неприпустима робота з лазером з ознаками несправності (помітним іскрінням при запалюванні, запаху гарі, сильному гудінні та нагріванні блоку живлення тощо).

Слід остерігатися попадання променя лазера в око, тому що внаслідок високої концентрації енергії у промені можливе ушкодження зорової системи.

Якщо прилад не вмикається або працює нестійко, необхідно відключити лазер від мережі та викликати викладача.

Порядок виконання роботи

1. Вимірювання розподілу інтенсивності

1.1. Для вимірювання розподілу інтенсивності випромінювання в межах променя використовується люксометр, зібраний за схемою рис. 3.6, на якому прийнято позначення: БЖ – блок живлення; ПВ - приймач випромінювання; Г - гальванометр.

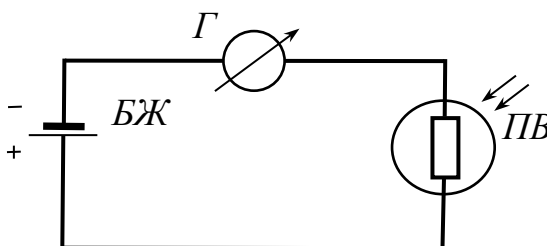


Рис. 3.6. Вимірювальна схема

1.2. Щоб виміряти освітленість в невеликій області, перед приймачем встановлюють невелику діафрагму. Люксометр має градуовальний графік залежності показань гальванометра від освітленості ПВ ($I \text{ мкА} = E \text{ лк}$).

1.3. У промінь лазера вводять лінзу. Якщо тепер на певній відстані від лінзи помістити екран, то на ньому з'явиться збільшена картина розподілу інтенсивності випромінювання (моди).

1.4. Замінивши екран приймачем люксометра і переміщуючи його по перерізу пучка, вимірюють зміну освітленості від координати x .

1.5. Для обліку впливу на показання люксметра стороннього підсвічування слід виміряти освітленість при перекритому промені лазера і надалі віднімати отримане значення фонові підсвітці.

Дані вимірювань занести до табл. 3.1.

1.6. Побудувати графік за даними табл. 3.1. Проаналізувати графік і встановити режим випромінювання лазера – одномодовий чи багатомодовий.

Таблиця 3.1

Вимірювання розподілу інтенсивності лазера

№ п/п	Зміщення, мм	Показання люкс- метра, поділки	Освітленість, лк
1			
2			
3			
4			
5			
...			
N			

2. Вимірювання розбіжності променя лазера

Розбіжність променя лазера вимірюють прямим методом. З рис. 3.7 видно, що кут розбіжності γ залежить від розмірів двох перерізів лазерного променя D , d і відстані L від вихідного вікна лазера до екрана

$$\operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} = \frac{D-d}{2L}.$$

На достатньо великих відстанях L можна використати наближення

$$\gamma = \frac{D-d}{L}.$$

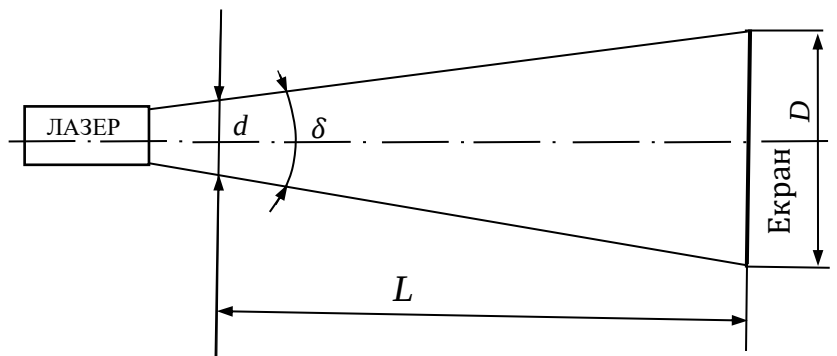


Рис. 3.7. Схема вимірювання розбіжності променя

Очевидно, чим більшим є L , тим точніше можна виміряти значення γ . Для збільшення довжини можна застосувати систему дзеркал. Діаметр пучка вимірюється по екрану з міліметровими поділками.

3. Вимірювання потужності випромінювання

3.1. Потужність випромінювання вимірюють непрямым шляхом, з допомогою обчислень по даним отриманим в п.1. На графіку залежності $E_{\max}$ від x вибирають область з малим змінням освітленості (рис. 3.8) бажано в центральній області променю.

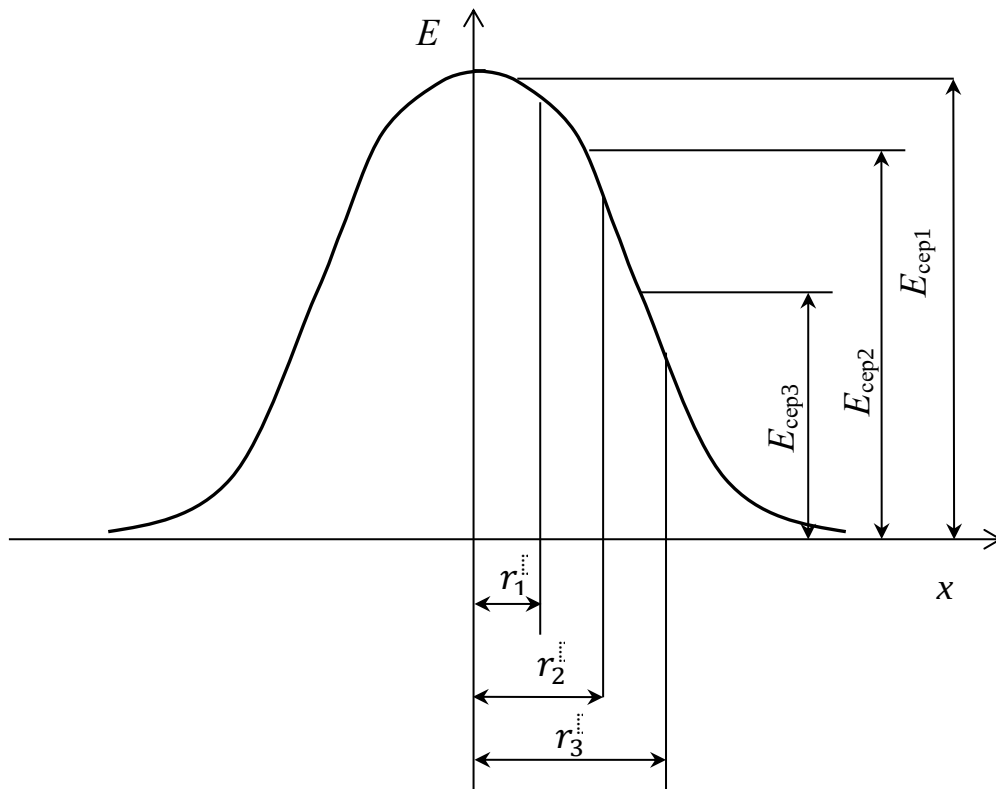


Рис. 3.8. Розподіл енергії в перетині пучка випромінювання

3.2. Добуток середнього значення $E_{\text{сеп}}$ на площу (під кривою), яка відповідає цій освітленості, дорівнює потоку Φ для вибраної зони $\Phi_1 = E_{\text{сеп}} \cdot S_1$.

Для центральної зони графіку площа дорівнює $S_1 = \pi r_1^2$. Для наступних зон $S_i = \pi(r_i^2 - r_{i-1}^2)$, де i – номер зони.

Відповідно, повний потік складає

$$\Phi_{\Sigma} = \pi \sum_1^i E_{\text{сеп}i} (r_i^2 - r_{i-1}^2).$$

3.3. Якщо E виміряно в люксах, а r - в метрах (тобто площа S обрахована в квадратних метрах), то Φ отримаємо в люменах. Знаючи зв'язок світлового потоку з променистим для $\lambda = 632,8$ нм, перевести люмени у Вт.

4. Дослідження поляризації лазерного випромінювання

4.1. Ввести в лазерний промінь полароїд у оправі, що обертається, а за ним встановити фотоприймач люксометра.

4.2. Врахувати вплив фонового підсвічування, як зазначено в п.1.5.

4.3. Обертаючи полароїд, виміряти зміну освітленості. Побудувати графік.

5. Дослідження часової когерентності лазера

Для дослідження часової когерентності світловий пучок, розділений на дві частини, направляють по одному шляху, щоб виключити внесок просторової некогерентності. У найбільш поширеному варіанті вимірювання виконують за допомогою інтерферометра Майкельсона. Схема показана на рис. 3.9.

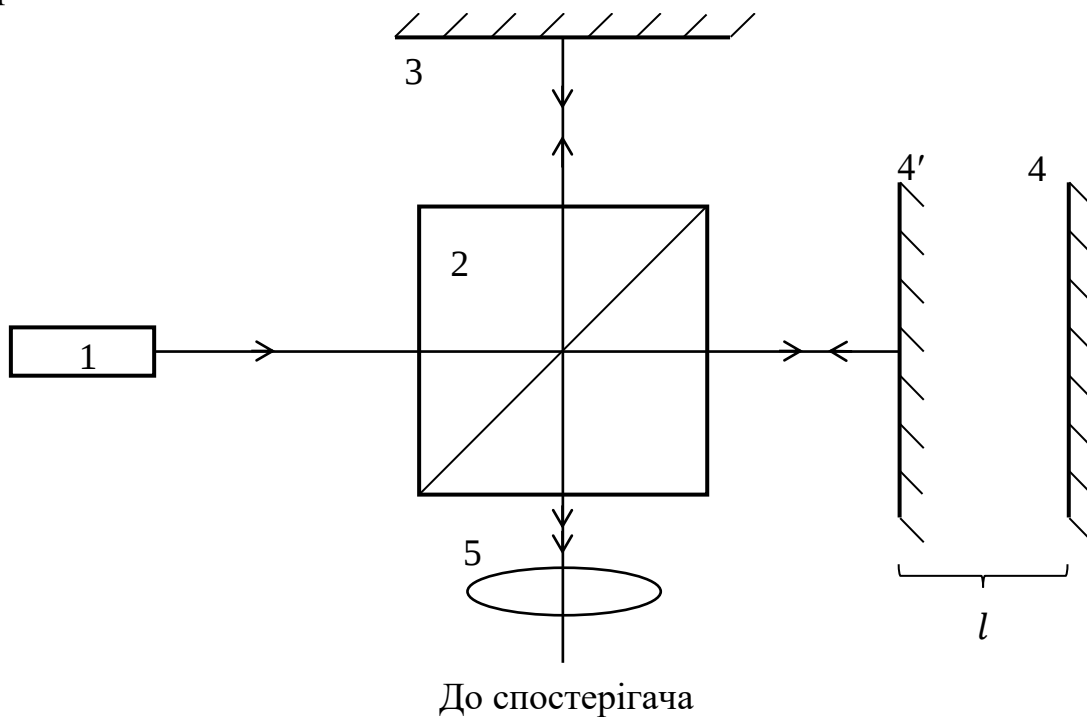


Рис. 3.9. Схема інтерферометра Майкельсона

Промінь лазера прямує на світлоподільну призму 2. В ній світловий потік розділяється на дві частини рівної інтенсивності. Один промінь світла, відбиваючись від світлоподільної внутрішньої грані призми 2, потрапляє на дзеркало 3, відбивається, повторно проходить через призму 2, частково при цьому відбиваючись, і прямує в мікроскоп 5. Другий промінь світла проходить через призму 2, і потрапляє на дзеркало 4, відбивається від нього, потім відбивається від світлоподільної грані призми 2 і також прямує в мікроскоп 4.

Між цими двома променями відбувається інтерференція. Зміна різниці ходу створюється паралельним переміщенням дзеркала 4 із позиції 4 в позицію 4'.

5.1. Встановивши дзеркала 3 і 4 на однаковій відстані від призми, отримати чітку інтерференційну картину. При спостереженні за допомогою мікроскопа перед ним для ослаблення променів необхідно помістити нейтральний фільтр.

5.2. Для отримання більш чіткої інтерференційної картини промінь лазера можна розширити, ввівши між лазером та світлоподільною призмою телескопічну систему.

5.3. Дзеркало 4 переміщують до зникнення картини інтерференції. Виміряти відстань l , на яку перемістилося дзеркало і знайти різницю ходу $\Delta = 2l$. Знайдене значення різниці ходу дозволяє обчислити час когерентності лазера як $\tau = 0,5\Delta$.

Лабораторна робота 4

ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

Мета роботи - вивчити принцип дії напівпровідникового лазера. Виміряти характеристики інжекційних лазерів на основі арсеніду галію

Завдання

1. Вивчити принцип дії напівпровідникового лазера.
2. Виміряти розбіжність лазерного пучка при різних режимах роботи.
3. Виміряти потужність випромінювання лазера у різних режимах роботи.
4. Дослідити часові характеристики лазерного випромінювання.
5. Дослідити поляризацію лазерного випромінювання.
6. Дослідити часову когерентність лазерного випромінювання.

Загальні положення

Лазерне посилення в напівпровідниках

Випромінювання в напівпровідниках характеризується тим, що в процесі взаємодії беруть участь не два енергетичні рівні, а дві зони з кінцевою кількістю рівнів - зона провідності та валентна зона, між якими знаходиться так звана «заборонена» зона. При ширині зони біля 1 еВ відстань між сусідніми рівнями складає близько 10^{-22} еВ, тому зони можна розглядати як суцільні смуги. Генерація фотона можливо тоді, коли в зоні провідності є електрон, а у валентній зоні (одночасно) є дірка.

При термодинамічній рівновазі розподіл електронів в зоні провідності та у валентній зоні описується функцією Фермі – Дірака

$$f_c = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_c - E_{Fn}}{kT}\right)}; \quad (4.1)$$

$$f_v = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_v - E_{Fp}}{kT}\right)}; \quad (4.2)$$

де E_c – рівень мінімуму (дна) зони провідності; E_{Fn} , E_{Fp} - квазірівні Фермі відповідно для електронів і дірок; k - постійна Больцмана; T - абсолютна температура; E_v - рівень максимуму (стелі) валентної зони.

Якщо ввести функції f_c і f_v , які характеризують ймовірності заповнення певного рівня енергії E електронами, то функції $(1-f_c)$ і $(1-f_v)$ визначають ймовірності того, що цей рівень вільний від електрона або, що те ж саме, зайнятий діркою. Отже, ймовірність одночасної наявності електрона в зоні

провідності і дірки у валентній зоні дорівнює добутку $f_c(1-f_v)$. Зворотна подія означає наявність електрона у валентній зоні. Позначимо ймовірність переходу електрону між зонами провідності і валентною зоною в одиницю часу через: $P_{\text{вип}}$ для генерування фотона (перехід «вниз») і $P_{\text{пог}}$ - для поглинання фотона (перехід «вгору»). Тоді швидкості випускання і поглинання фотонів можна визначити як

$$v_{\text{вип}} = AB_{\text{вип}}f_c(1 - f_v)Q; \quad (4.3)$$

$$v_{\text{пог}} = AB_{\text{пог}}f_v(1 - f_c)Q, \quad (4.4)$$

де A - щільність стану в зонах; Q - енергія випромінювання.

Умовою випромінювання є перевищення швидкості випромінювання над швидкістю поглинання: $v_{\text{вип}} > v_{\text{пог}}$.

Таким чином, з формул (4.1) - (4.4) отримуємо умову інверсії населеностей при прямих міжзонних переходах (умова можливості лазерного посилення в напівпровіднику):

$$E_{Fn} - E_{Fp} > E_c - E_v. \quad (4.5)$$

У інжекційних лазерах інверсія населеності досягається при високих рівнях інжекції. При цьому для виконання умови (4.5) матеріал хоч би однієї з областей (p або n) має бути виродженим.

У напівпровідниковому лазері разом з випромінювальною рекомбінацією мають місце і інші механізми рекомбінації, які не дають випромінювання (безвипромінювальна рекомбінація). До них відноситься рекомбінація на дефектах структури і неконтрольованих домішках, ударна Оже-рекомбінація тощо.

Незалежно від механізму рекомбінації довжина хвилі випромінювання визначається як

$$\lambda = \frac{1,24}{E_2 - E_1} = \frac{1,24}{E_3 - \Delta E},$$

де E_3 – ширина забороненої зони; ΔE - енергія активації домішки.

Тоді енергія випромінювання прямозонного напівпровідника дорівнює

$$E_{\text{фот}} = h\nu \approx E_3.$$

Для цього інжектовані у p - n перехід носії (електрони) повинні отримувати від електричного поля достатню енергію:

$$U_{p-n} > E_3/e,$$

де U_{p-n} – пряма напруга на p - n переході; e - заряд електрона.

Існує кілька методів створення інверсної населеності в напівпровідниках:

- 1) метод інжекції нерівноважних носіїв через p - n перехід вироджених напівпровідників;
- 2) оптичне збудження (когерентним або некогерентним випромінюванням);
- 3) збудження пучком швидких електронів;
- 4) збудження однорідних напівпровідників імпульсами електричного поля (лавинна іонізація).

Інжекційний лазер

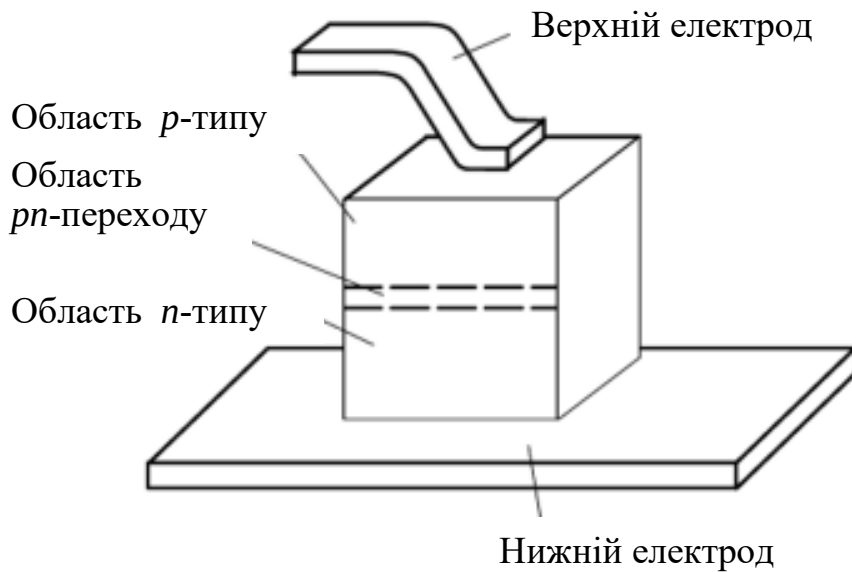
Для того, щоб лазерний підсилювач перетворити на лазер - генератор випромінювання, необхідно ввести позитивний зворотний зв'язок. Параметри елементів зв'язку вибирають так, щоб енергія випромінювання, яка передається з виходу лазерного підсилювача на його вхід, була достатньою для компенсації втрат в замкнутому ланцюзі зворотного зв'язку.

В якості ланки зворотного зв'язку в усіх лазерах використовують оптичні резонатори. У напівпровідниковому лазері роль резонатора грають дзеркальні сколи граней кристала, перпендикулярних до площини p - n переходу.

Найбільше поширення отримали напівпровідникові лазери на основі GaAs. Арсенід галію є прямозонним напівпровідником, в якому найлегше досягається інверсія населеності. Типовий лазер на GaAs виготовляється у формі прямокутного паралелепіпеда з довжинами сторін від частки міліметра до кількох міліметрів (рис. 4.1).

Процес виникнення генерації в лазері залежить від щільності струму інжекції I_J . При поданні на p - n перехід прямої напруги із зростанням I_J зростає різниця між електронним і дірковим квазірівнями Фермі E_{Fn} , E_{Fp} . Фотони, що утворюються при рекомбінації, мають різну енергію і довільний напрям поширення. Серед фотонів є такі, які поширюються в площині p - n переходу. Стикаючись зі збудженими електронами і відбиваючись від дзеркал резонатора, вони викликають вимушене випромінювання. Кількість таких фотонів збільшується із зростанням напруги живлення, а отже - щільності струму через p - n перехід.

а)



б)



Рис. 4.1. Конструкція (а) і загальний вигляд (б) напівпровідникового лазера

Коли I_j досягає деякої порогової щільності струму $I_{j\text{пор}}$, виникає інверсія населеності. В результаті кількісні зміни процесу - зростання вимушеного випромінювання - переходять в нову якість – змінюється режим генерації випромінювання – воно із спонтанного стає вимушеним (рис. 4.2). При цьому різко звужуються спектральна характеристика випромінювання і діаграма направленості випромінювання. Випромінювання стає когерентним. При кімнатній температурі ($T = 300\text{ K}$) для інжекційних лазерів величина $I_{j\text{пор}}$ становить $(10^3 - 10^4)\text{ A/cm}$.

Разом з $I_{j\text{пор}}$ важливими параметрами лазера є квантовий вихід і ККД. Зовнішній квантовий вихід дорівнює відношенню числа фотонів $N_{\text{вип}}$, що випромінюються в одиницю часу в зовнішнє середовище, до числа N_{p-n} електронно-діркових пар, що пройшли за цей час через $p-n$ перехід:

$$\eta = \frac{N_{\text{вип}}}{N_{p-n}} \eta_{\text{опт}} \eta_{\text{вн}},$$

де $\eta_{\text{опт}}$ - оптичний вихід (коефіцієнт виведення випромінювання з кристалу); $\eta_{\text{вн}}$ - внутрішній квантовий вихід (відношення числа актів випромінювальної рекомбінації до повного числа актів рекомбінації, включаючи невивпромінювальні).

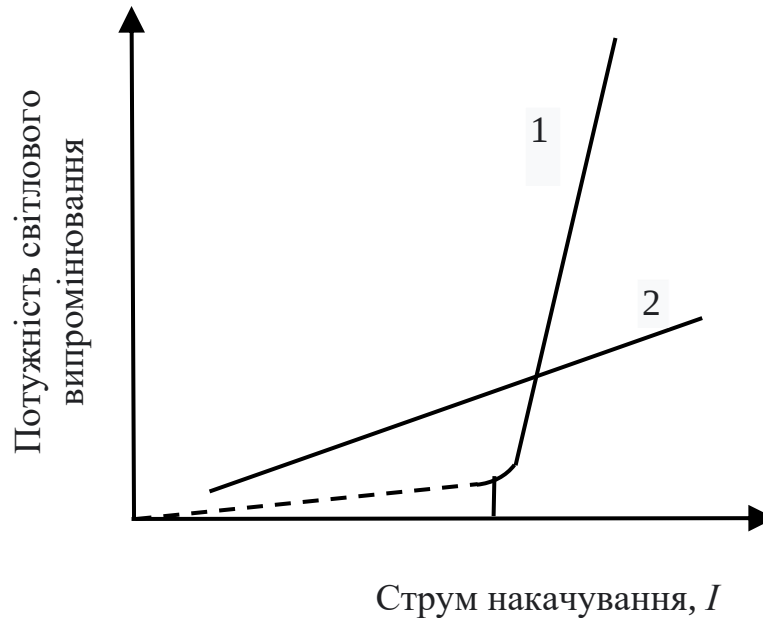


Рис. 4.2. Випромінювальні характеристики СД (2) та напівпровідникового лазера (1)

Залежно від концентрації домішок в однорідному напівпровідниковому матеріалі типів p - n та n в GaAs спостерігаються чотири типи випромінювання (лінії випромінювання), Перший тип обумовлений переходом вільної дірки в зону провідності або на дрібний донорний рівень, другий - переходом вільного електрона на акцепторний рівень, третій - переходом з донорного рівня на акцепторний, четвертий - переходом з донорного рівня у валентну зону. У інжекційних лазерах на GaAs джерелом випромінювання зазвичай є p -область. Третій тип випромінювання є основним в матеріалі p - типу.

Порядок виконання роботи

1. Вимірювання розбіжності лазерного пучка

У роботі досліджуються інжекційні напівпровідникові лазери на основі GaAs безперервного і імпульсного випромінювання (не менше 3 шт.).

Одна з важливих характеристик будь-якого лазера - розбіжність лазерного випромінювання, яка визначається відношенням довжини хвилі λ генерованого випромінювання до лінійного розміру резонатор l_p :

$$\theta_p = \sqrt{\frac{\lambda}{l_p}}. \quad (4.6)$$

Для напівпровідникових лазерів, що характеризуються широкою розбіжністю (при невеликому l_p) формула (4.6) на відміну від газових лазерів, дає лише приблизний результат. Це пояснюється тим, що напівпровідникові лазери випромінюють світло тільки з вузької ділянки p - n переходу. Тому переріз індикатриси випромінювання задають виходячи з дифракції Фраунгофера на одній щілині

$$I = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2, \quad (4.7)$$

- де I_0 - інтенсивність випромінювання уздовж осі лазера ($\theta = 0$); $u = \pi a \sin \frac{\theta}{\lambda}$; a - розмір p - n переходу.

Внаслідок цього розбіжність напівпровідникового лазера слід вимірювати за методикою, що відрізняється від вимірювання розбіжності випромінювання газових лазерів (лабораторна робота № 3).

1.1. Встановити напівпровідниковий лазер на поворотний стіл з шкалою і приймачем випромінювання.

1.2. Відповідно до інструкції до лазера включити живлення (строго стежити за значеннями струму живлення, не допускаючи його перевищення).

1.3. Встановивши поворотний стіл у положення, при якому "0" шкали відповідає орієнтації осі лазера на приймач випромінювання, виміряти значення сигналу приймача по вимірювальному приладу.

1.4. Повертаючи столик періодично на кут 5° , виміряти значення сигналу приймача випромінювання. Дані вимірювань занести до таблиці 4-І. Поворот виконати в діапазоні не менше $\pm 60^\circ$.

1.5. Зменшити струм живлення лазера до значення, при котрому зривається генерація (вказано в інструкції).

1.6. Виконати вимірювання по п.1.3, 1.4. Дані занести до таблиці 4.І.

Таблиця 4.І

Вимірювання розбіжності лазерного пучка

Струм живлення лазера, мА	Сигнал ПВ	Кут повороту θ									
		Вліво					Вправо				
		0°	5°	10°	...	60°	0°	5°	10°	...	60°

1.7. Повернути лазер в тримачі на кут 90° навколо повздовжньої осі.

1.8. Встановити номінальне значення струму живлення лазера і виміряти індикатрису випромінювання лазера аналогічно пп.1.3, 1.4 в цій площині. Дані занести до таблиці 4.1.

1.9. Зменшити струм живлення лазера до значення, при якому зривається генерація, і виконати виміри по пі. 1.3, 1.4. Дані занести до таблиці 4.1.

1.10. За даними вимірювань побудувати графіки індикатрис випромінювання лазера в сагітальній та меридіанальній площинах за наявності та відсутності генерації в декартовій та полярній системах координат.

1.11. За графіками визначити ефективний кут розбіжності Θ_p взявши за критерій рівень половинного зменшення сигналу приймача випромінювання. По формулі (4.6) оцінити довжину резонатора лазера в обох площинах. По формулі (4.7) оцінити лінійні розміри p - n переходу. По розрахованим розмірам p - n переходу розрахувати граничну щільність струму $I_{j\text{ пор}}$.

2. Вимірювання потужності випромінювання лазера

2.1. Для вимірювання потужності випромінювання (променистого потоку) напівпровідникового лазера використовується стандартний вимірювач потужності типу ІМО-2. Для цього досліджуваний лазер встановити перед вимірювальною голівкою ІМО-2 та після калібрування приладу виміряти потужність.

2.2. Вимірювання виконати у всьому допустимому діапазоні струмів живлення. Дані вимірювань занести до таблиці 4.2 для кожного типу лазера.

Таблиця 4.2

Вимірювання потужності випромінювання лазера

Струм живлення, мА								
Потужність, мВт								

2.3. Побудувати графіки залежності потужності випромінювання від струму живлення лазерів.

3. Дослідження часових характеристик лазерного випромінювання

3.1. Встановити перед лазером швидкодіючий приймач випромінювання з попереднім підсилювачем.

3.2. Підсилювач підключити до електронного осцилографа типу С1-91 (С1-117).

3.3. Включити лазер і встановити мінімальний струм живлення, при якому спостерігається генерація.

3.4. Замалювати форму імпульсу з екрану осцилографа. Дослідити, як змінюються частота слідування і шпаруватість імпульсів при зміні струму. Характерні риси подати у вигляді замальованих осцилограм.

4. Дослідження поляризації лазерного випромінювання

4.1. Перед приймачем випромінювання встановити поляроїд в обертовій оправі, при необхідності лазерний промінь сфокусувати за допомогою об'єктива.

4.2. Повертаючи поляроїд через кут $\alpha=10^\circ$, виміряти вихідний сигнал u приймача випромінювання.

4.3. Побудувати графік $u(\alpha)$ у декартових системах координат. Оцінити ступінь поляризації.

4.4. Дослідження провести для всіх типів лазерів, вказаних викладачем.

5. Дослідження часової когерентності лазерного випромінювання

Часову когерентність досліджують на установці, що містить інтерферометр Майкельсона, за методикою, описаною в пп. 5.1 – 5.3.

Для візуалізації зображення при використанні інфрачервоних лазерів використовують телевізійну установку у складі телекамери з ПЗЗ-приймачем або КМОН-приймачем та монітору.

ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу «Оптико-електронні прилади» / Укл. Л.А. Міхеєнко, І.С. Мельник. – К.: КПІ, 1988. – 52 с. – Рос. мовою.
2. Ишанин Г.Г., Козлов В.В. Источники излучения: Учебное пособие. - СПб: СПб ГУ ИТМО, 2005. - 395 с.
3. Гуторов М.М. Основы светотехники и источники света: Учеб. Пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат. – 1983. – 384 с.
4. Джерела світла: навч. посібник / К. І. Суворова, Л. Д. Гуракова; Харків. нац. ун-т міськ. госп-ва ім. О. М. Бекетова. – Харків : ХНУМГ ім. О. М. Бекетова, 2021. – 110 с.
5. Джерела світла і приймачі оптичного випромінювання: навч. посібник / П.Д. Мар'янчук. – Чернівці: Чернівецький нац. ун-т, 2013. – 216 с.
6. Джерела світла і приймачі оптичного випромінювання: навч. посібник / П.Д. Мар'янчук. – Чернівці: Чернівецький нац. ун-т, 2013. – 216 с.
7. FLR-50T04-HW7. [Електронний ресурс]. – Режим доступу: https://components101.com/sites/default/files/component_datasheet/5mm-LED-Datasheet.pdf
8. LED, 10mm. Typical Electro-Optical Characteristics Curves. [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://www.farnell.com/datasheets/1776830.pdf>

Інструкція з електробезпеки при виконанні лабораторних робіт

1. Електричний струм небезпечний тим, що його дія на організм людини може викликати порушення серцевої діяльності, зупинку дихання, шоківий стан, опіки, а нерідко закінчується смертю. Внаслідок цього користування приладами, що живляться електричним струмом, вимагає особливої уваги та обережності від людини.

2. При ураженні електричним струмом розрізняють: електричні удари, коли струмом уражається весь організм, і електротравми, коли отримують місцеві зовнішні та внутрішні ураження тіла – опіки. При електричному ударі, коли струм проходить через тіло людини, у більшості випадків спочатку порушується дихання, а серце продовжує працювати з порушенням свого ритму, після чого може статися його зупинка, а потім і смерть.

Електричні опіки тіла можуть бути отримані, як при проходженні електричного струму через тіло людини, так і від іскор вольтової дуги при різноманітних умовах короткого замикання, наприклад при зміні зіпсованих електрозапобіжників, при випадковому замиканні різних електричних фаз металевими предметами або несправної ізоляції живлячих дротів та інші. При цьому опік може виявлятися почервонінням шкіри та утворенні на ній пухирів, а іноді - викликати глибоке порушення тканин і навіть обвуглення кісток.

3. Для уникнення ураження електричним струмом при користуванні електроприладами під час виконання лабораторної роботи слід дотримуватися правил:

- не вмикати в електромережу електроприлади, шнури живлення яких мають пошкоджену ізоляцію;
- не вмикати в електромережу електроприлади, які мають пошкоджені або ненадійно з'єднані з електричним дротом живлення, вилками, розетками та подовжувачами;
- не користуватися пошкодженими розетками, відгалуджувальними та з'єднувальними коробками, вимикачами та іншою електроарматурою, а також електролампами, скло яких має сліди затемнення або випинання;
- не користуватися саморобними подовжувачами, які не відповідають вимогам ПУЕ, що пред'являються до переносних електропроводок;
- при можливості уникати доторкання руками до металевих частин електроприладів, увімкнених в електромережу;

- не доторкатися руками до обірваних та оголених дротів електромережі, електроприладів;
- не замінювати самостійно зіпсовані електрозапобіжники, електролампи, не проводити ремонт електроприладів, електромережі;

- не залишати без догляду працюючі електроприлади;

- по закінченні роботи вимкнути вимикач на електроприладі та від'єднати дріт живлення від розетки електромережі. При цьому слід пам'ятати, що від'єднуючи вилку електроспоживача від розетки її слід тримати за корпус, а не смикати за дріт живлення, бо можна висмикнути один з дротів і потрапити під дію електричного струму.

4. При ураженні електричним струмом слід негайно звільнити потерпілого від його дії шляхом вимкнення електричного струму або відривання його від джерела струму тримаючись за одяг потерпілого, якщо він сухий, чи ставши на гумову ковдру, суху дошку, картон, фанеру, брезент.

5. Якщо потерпілий опинився в стані непритомності, слід забезпечити йому приплив свіжого повітря, розстібнути тісний одяг, дати нюхати нашатирний спирт, обприскати водою, розтирати і зігрівати тіло. Негайно викликати швидку медичну допомогу.

6. При рідкому та судорожному вдиханні потерпілого, слід робити йому штучне дихання. Допомогу потерпілому повинні надавати дві особи:

- одна з них накладає долоню на нижню третину грудей і створює поштовхи на груди з частковою приблизно 50-ти поштовхів на хвилину;

- друга особа надає допомогу, щільно притуливши свої губи до роту потерпілого і вдуває в його легені повітря. Надавати цю допомогу потерпілому продовжувати до прибуття кваліфікованої медичної допомоги. При отриманні потерпілим опіків, не торкатися руками обпечених місць, обережно накласти на пошкоджені місця стерильну пов'язку і відвести потерпілого до медичного закладу.

Функція відносної видимості $\dot{\nu}(\lambda)$ людського ока

λ , нм	$\dot{\nu}(\lambda)$	λ , нм	$\dot{\nu}(\lambda)$
400	0,004	580	0,870
410	0,0012	590	0,757
420	0,004	600	0,631
430	0,012	610	0,503
440	0,023	620	0,381
450	0,038	630	0,265
460	0,060	640	0,175
470	0,091	650	0,107
480	0,139	660	0,061
490	0,208	670	0,032
500	0,323	680	0,017
510	0,503	690	0,008
520	0,710	700	0,004
530	0,862	710	0,002
540	0,954	720	0,001
550	0,995	730	0,0005
555	1,000	740	0,0002
560	0,995	750	0,0001
570	0,952	760	0,00006