

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра Мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв
(повна назва)

АТЕСТАЦІЙНА РОБОТА

Пояснювальна записка

рівень вищої освіти другий (магістерський)

НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЛАЗЕРИ ІЗ ЗОВНІШНІМ РЕЗОНАТОРОМ
(тема)

Виконав:

студент 2 курсу, групи МНПм – 18 – 1

Чуприна В.Л.

(прізвище, ініціали)

Спеціальність 153 «Мікро- та наносистемна
техніка»

Тип програми освітньо-професійна

Освітня програма «Мікро - та наноелектронні
прилади і пристрої»

Керівник доц. Пащенко О.Г.

(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри

_____ (підпис)

Бондаренко І.М.

(прізвище, ініціали)

2019 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет _____ Електронної та біомедичної інженерії

Кафедра _____ Мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв

Рівень вищої освіти _____ другий (магістерський)

Спеціальність _____ 153 «Мікро- та наносистемна техніка»

Тип програми _____ освітньо-професійна

Освітня програма _____ «Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої»

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри МЕЕПП

_____ І.М. Бондаренко

« _____ » _____ 2019р.

ЗАВДАННЯ НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові _____ Чуприні Володимирі Леонідовичу

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи _____ НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЛАЗЕРИ ІЗ ЗОВНІШНІМ
РЕЗОНАТОРОМ

затверджена наказом по університету від " 04 " 11 2019 року № 1636 Ст

2. Термін подання студентом роботи _____

3. Вихідні дані до роботи _____

- лазерний діод на основі GaAs;

- довжина хвилі випромінювання $\lambda = 0,58$ мкм;

- ширина активної області $d = 23,45$ мкм;

- радіуси кривизни опуклих дзеркал $R_1=3$ м., $R_2=5$ м.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі _____

- Формування лазерного випромінювання відкритим резонатором;

- Розрахунок полів і дифракційних втрат в площиннопаралельному резонаторі з прямокутною апертурою. Метод інтегральних рівнянь;

- Методи математичного описання полів відкритого резонатора напівпровідникового лазера.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій (слайдів)

Презентація (слайди) 14 аркушів

Вітання - 1 слайд; реферат – 1 слайд; актуальність роботи – 1 слайд;
 основні рівняння моделі – 2 слайди; Розподіл інтенсивності випромінювання – 6
 слайдів; стійкість резонатору – 2 слайди; завершення – 1 слайд

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Термін виконання	Примітка
1	Отримання завдання на атестаційну роботу	4.11.2019	
2	Огляд інформаційних джерел за темою роботи	5.11 – 15.11	
3	Вибір та обґрунтування методу дослідження	16.11 – 30.11	
4	Складання і опрацювання математичної моделі досліджуваних процесів	01.12 – 05.12	
5	Опрацювання результатів дослідження та оформлення пояснювальної записки	06.12 – 13.12	
6	Подання роботи на кафедрі	16.12.2019	

Дата видачі завдання _____ 4.11.2019 _____

Студент _____ Чуприна Володимир Леонідович
 (підпис)

Керівник роботи _____ доц. Пащенко О.Г.
 (підпис) (посада, прізвище та ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка до атестаційної роботи містить 50 стор., 25 рис., 2 додатки, 9 використаних джерел.

ТИП КОЛИВАНЬ, ДИФРАКЦІЙНІ ВТРАТИ, КАУСТИКА, ГАУСІВ ПУЧОК, ІНТЕНСИВНІСТЬ ВИПРОМІНЮВАННЯ, ПОПЕРЕЧНА МОДА, ЛАЗЕР, АПЕРТУРА.

Об'єктом дослідження у даній атестаційної роботи є відкритий оптичний резонатор інжекційного напівпровідникового лазера, сформований зовнішнім лазерним резонатором та зовнішнім дзеркалом.

Метою даної атестаційної роботи є дослідження процесів формування лазерного випромінювання за допомогою відкритого резонатора і розрахунок полів і дифракційних втрат в різних видах резонаторів.

Методом дослідження є математичне моделювання процесу формування випромінювання відкритим резонатором на основі класичного електродинамічного підходу з використанням рекурентних формул.

ABSTRACT

The explanatory note to the certification work contains 50 Page 25 Fig., 2 applications 9 Used sources.

OSCILLATION TYPE, DIFFRACTION LOSS, CAUSTIC, GAUSSIAN BEAM, RADIATION INTENSITY, TRANSVERSE MODE, LASER, APERTURE.

The object of the study in this certification work is an open optical cavity of an injection semiconductor laser formed by an external laser resonator and an external mirror.

The purpose of this certification work is to study the processes of laser radiation formation using an open resonator and to calculate the fields and diffraction losses in various types of resonators.

The research method is mathematical modeling of the process of radiation formation by an open resonator based on the classical electrodynamic approach using recurrence formulas.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....	7
ВСТУП	8
1 ФОРМУВАННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІДКРИТИМ РЕЗОНАТОРОМ.....	10
1.1 Призначення відкритого резонатора	10
1.2 Конфігурація відкритого резонатора	11
1.3 Розрахунок полів у відкритому резонаторі.....	17
1.3.1 Метод інтегральних рівнянь.	19
1.3.2 Метод хвильового рівняння.	20
1.4 Розрахунок дифракційних втрат у відкритому резонаторі.....	22
2.1 РОЗРАХУНОК ПОЛІВ І ДИФРАКЦІЙНИХ ВТРАТ В ПЛОЩИННОПАРАЛЕЛЬНОМУ РЕЗОНАТОРІ З ПРЯМОКУТНОЮ АПЕРТУРОЮ. МЕТОД ІНТЕГРАЛЬНИХ РІВНЯНЬ.....	26
2.2 Розрахунок полів і дифракційних втрат конфокального і напівконфокального резонаторів	28
2.3 Оцінка стійкості відкритого резонатора.....	33
2.4 Формування Гаусова пучка	38
2.5 Формування лазерного пучка відкритого резонатор напівпровідникових лазерів	46
ВИСНОВКИ.....	49
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ	50
ДОДАТОК А.....	51
ДОДАТОК Б	52

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

ВР – відкритий резонатор;

ОКГ – оптичний квантовий генератор;

ТЕМ – Transverse Electro-Magnetic;

ІНЛ – інжекційний напівпровідниковий лазер.

ВСТУП

Виникнення і розвиток нових галузей техніки, таких як інформатика, аерокосмічна техніка, сучасна біомедицина неможливо без застосування принципово нових технологій, в яких використовуються квантові пристрої, особливо лазери. Унікальні фізичні особливості лазерного випромінювання, висока ступінь когерентності, монохроматичності, можливість досягнення великої інтенсивності сприяють поширенню лазерів в різних сферах людської діяльності.

Підготовка фахівців високої кваліфікації в галузі квантової електроніки. Лазерної техніки і технології, створення лазерів нових типів, розробка методів і пристроїв управління лазерним випромінюванням неможливо без глибокого розуміння принципу дії лазерів і особливостей лазерного випромінювання.

Найважливішою невід'ємною частиною будь-якого оптичного квантового генератора є резонатор. Вперше резонатори були застосовані для збудження коливань в радіотехніці. При цьому використовувалися об'ємні резонатори. В оптичному діапазоні використовуються відкриті резонатори, тому що закриті резонатори для оптичних частот важко виготовити, оскільки довжина хвилі λ дуже мала, і, крім того, в такий резонатор поміщається в активне середовище малого обсягу, що ускладнює отримання значної вихідної потужності.

Відкритий резонатор використовується для створення позитивного зворотного зв'язку в генераторах оптичного діапазону довжин хвиль.

Відкритий резонатор в оптичних квантових генераторах є коливальну систему і складається з двох дзеркал, розташованих один навпроти одного. Відмінною особливістю відкритого резонатора є те, що всі його розміри набагато більше довжини хвилі, а спектр їх власних частот розріджений в порівнянні зі спектром частот закритих резонансних обсягів. Втрати на випромінювання власних коливань відкритого резонатора можуть бути досить малими, тому що цей резонатор має високу добротність, яка часто перевищує добротність коливань в закритих резонаторах.

Відкритий оптичний резонатор, який використовується в лазерах, відрізняється тим, що його характерні розміри - відстань між дзеркалами, радіус кривизни дзеркал і апертурні розміри дзеркал - багато більше довжини хвилі випромінювання.

З урахуванням всіх конструктивних особливостей відкритого оптичного резонатора в ньому формується монохроматичності, когерентне, високоспрямоване випромінювання великої яскравості.

Метою даної атестаційної роботи є вивчення впливу, який чинить поле відкритого резонатора на формування лазерного випромінювання в інжекційних напівпровідниковому лазері на основі схеми Барраса.

1 ФОРМУВАННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІДКРИТИМ РЕЗОНАТОРОМ

1.1 Призначення відкритого резонатора

Резонатором оптичного квантового генератора (ОКГ) називається система з двох звернених один до одного поверхонь, що відбивають, між якими розташовується активну (робоче) речовина генератора. Оскільки поширення електромагнітного випромінювання в генераторі обмежена двома торцевими поверхнями, а бічні поверхні, що відбивають відсутні, то такий резонатор прийнято називати відкритим оптичним резонатором.

Відкритий резонатор призначений для формування когерентного, монохроматичного і спрямованого випромінювання. Власні розміри оптичного резонатора зазвичай на кілька порядків перевищують довжину хвилі випромінювання, що дозволяє встановити в них великий обсяг активного середовища.

Основним призначенням відкритого резонатора (накопичувача енергії) є створення умов, при яких виникає всередині нього вимушене випромінювання багаторазово проходить через активне середовище. Іншими словами, завданням резонатора є здійснення позитивного зворотного зв'язку за рахунок повернення деякої частини поширюється між відбивають світло випромінювання в активне середовище (якби випромінювання проходило через активне середовище один раз, то потужність виходить випромінювання була б невеликою, крім того, вона не мала б переважного напрямку поширення) [1].

Резонатор в значній мірі визначає основні властивості виходить випромінювання: монохроматичність, когерентність, спрямованість. Сама назва «резонатор» показує, що вимушене випромінювання поширюються в протилежних напрямках у вигляді біжучих хвиль, резонує в ньому, утворюючи стоячі хвилі. В оптичному діапазоні спектра недоцільно мати резонатор,

налаштований на одну-єдину частоту, так як в цьому випадку його довжина L повинна бути дорівнює $\lambda/2$. Однак завдяки освіті стоячих хвиль в резонаторі, що має розміри, у багато разів перевищують довжину хвилі, генерація може відбуватися тільки на певних частотах.

Випромінювання лазера виходить досить потужним завдяки тому, що воно багаторазово проходить через інверсійне середовище, кожен раз посилюючись. При цьому зберігається фаза проходить випромінювання, в результаті чого воно буде когерентним.

Процес посилення тісно пов'язаний зі спрямованістю виходить випромінювання. Найбільше число раз через активне середовище пройде випромінювання, що розповсюджується під дуже невеликими кутами до осі резонатора. Випромінювання, що розповсюджується під відносно великими кутами до осі резонатора, при кожному відбитті від дзеркал буде все сильніше відхилятися від цієї осі і вийде через бічні поверхні активного середовища, не отримавши достатнього посилення, потужність його буде незначна.

Таким чином, резонатор виконує в ОКГ найважливіші функції, визначаючи як саме існування генерації, так і основні властивості виходить випромінювання.

1.2 Конфігурація відкритого резонатора

Найпростіший відкритий резонатор (його називають також резонатор Фабрі-Перо) складається з двох плоских паралельних дзеркал, розташованих на деякій відстані один від одного, перпендикулярно до осі, що з'єднує дзеркала [2].

Схема такого резонатора показана на рисунку 1.1.



Рисунок 1.1 – Схема інтерферометра Фабрі-Перо

Якщо випромінювання підводиться ззовні, то резонатор є пасивним; в активному резонаторі електромагнітні коливання виникають всередині робочого тіла, що знаходиться всередині нього. Використовуваний в якості резонатора лазера інтерферометр може бути тільки активним.

Відображають поверхні можуть являти собою дзеркала різної форми (плоскі, сферичні, параболічні), межі призми повного внутрішнього відбиття або кордону розділу середовищ з різними показниками заломлення (рисунок 1.2).

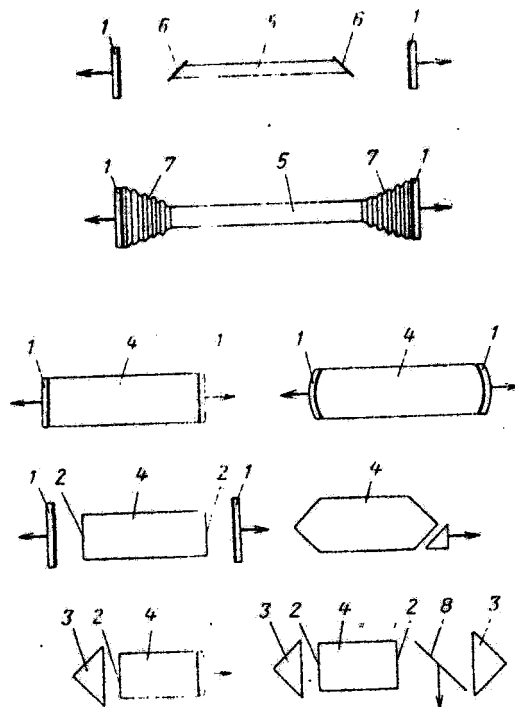


Рисунок 1.2 – Різновиди активних резонаторів

Відстань між відбивають світло визначається в основному розмірами застосовуваної активної середовища і може коливатися від десятих часток

міліметра (в напівпровідникових ОКГ) до декількох метрів (у деяких газових лазерах). Активне середовище може займати або частина обсягу порожнини резонатора, або весь обсяг (в цьому випадку в твердотільних і напівпровідникових лазерах відображають поверхні утворюються на торцях активного речовини). Особливе місце серед оптичних резонаторів ОКГ займає «кільцевої» резонатор, утворений відбивають світло, розташованими по периметру деякого замкнутого контуру.

Для виведення з резонатора корисного випромінювання відображають поверхні робляться або частково відображають, або одна - повністю, а друга - частково відображає. Щоб отримати генерацію, необхідно мати відображають поверхні з великим показником заломлення і мінімальними втратами на поглинання. Такі поверхні створюються за допомогою покриттів, що складаються з декількох шарів діелектричних матеріалів (кріоліт, сірчистий цинк, германій та ін.), Число їх може досягати 13 і більше. За допомогою багат шарових діелектричних покриттів вдається отримати коефіцієнт відбиття більше 99% на робочій довжини хвилі.

У квантовій електроніці широко використовується резонатори інших конструкцій. На рисунку 1.3 зображена схема загального сферичного резонатора, створеного двома сферичними дзеркалами з радіусами кривизни R_1 і R_2 , які розташовані на деякій відстані L один від одного. Більшість резонаторів можна розглядати як окремі випадки узагальненого сферичного резонатора.

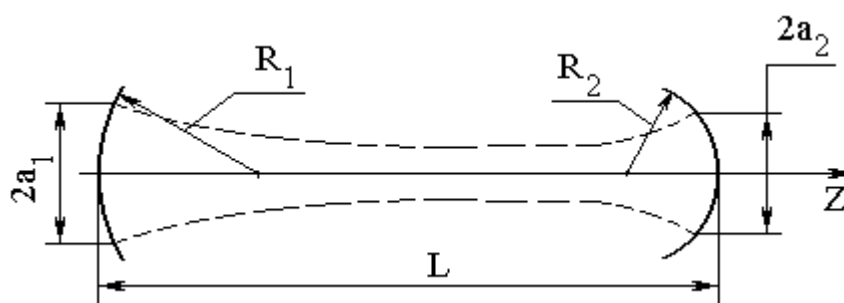


Рисунок 1.3 – Схема узагальненого сферичного резонатора

Характеристики оптичного резонатора визначають три комбінації параметрів g_1 , g_2 , $2 \cdot \pi \cdot N_{f1}/g_1$, $2 \cdot \pi \cdot N_{f2}/g_2$, де g_1 і g_2 - узагальнені параметри резонаторів, пов'язані з його довжиною L і радіусами кривизни дзеркал співвідношеннями:

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}; \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}.$$

Числа Френеля N_{f1} , N_{f2} визначаються як $N_{fI} = a_i^2 / (L \cdot \lambda)$, $I = 1, 2, 3 \dots$, де L - довжина (база резонатора), λ - довжина хвилі, a_i^2 - апертурний розмір дзеркала.

Для площиннопаралельного резонатора, який використовують в твердотільних і напівпровідникових лазерах, $R_1 = R_2 = \infty$, $g_1 = g_2 = 1$. Такий резонатор використовується не дуже часто, тому що технічно дуже важко встановити дзеркала паралельно один одному з великою точністю (кілька кутових секунд), прийнятої для оптичних систем. Але в останні роки разом з розвитком напівпровідникових лазерів, площиннопаралельний резонатор використовується частіше, тому що в цьому випадку висока паралельність дзеркал досягається за рахунок сколювання напівпровідникового кристала лазерного діода по кристалографічних площинах, паралельність яких в монокристалах є найвищою і, навпаки, використання інших типів резонаторів ускладнює загальну конструкцію напівпровідникової лазерної системи і робить її складніше у виробництві і дорожче.

На рисунку 1.4 а зображена схема конфокального резонатора який складається з двох сферичних дзеркал з однаковими радіусами кривизни $R = R_1 = R_2$, розташованих на відстані L один від іншого таким чином, що їх фокуси F_1 і F_2 збігаються.

Це можливо в тому випадку, коли центр кривизни O_1 одного з дзеркал лежить на поверхні другого, тобто коли L одно R .

Для конфокального резонатора узагальнені параметри g_1 і g_2 дорівнюють нулю ($g_1 = 0$, $g_2 = 0$).

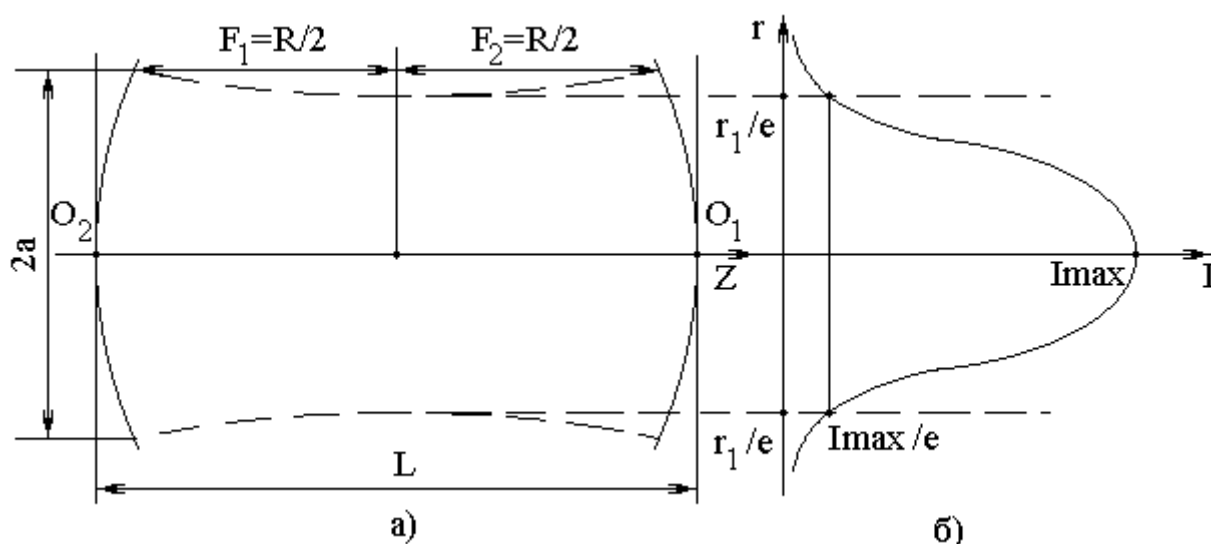


Рисунок 1.4 - Схема конфокального резонатора

У порівнянні з площиннопаралельними резонаторами поле в ньому сконцентровано біля осі і швидко падає по краях дзеркал. Концентрація поля за рахунок фокусування дії дзеркал уздовж осі резонатора, з одного боку, забезпечує мінімальні дифракційні втрати, але, з іншого боку, це заважає повністю використовувати обсяг робочої речовини в резонаторі.

Концентричний (або сферичний) резонатор складається з двох сферичних дзеркал, які мають однакові радіуси $R = R_1 = R_2$ і розташовані на відстані L один від одного (Рисунок 1.5).

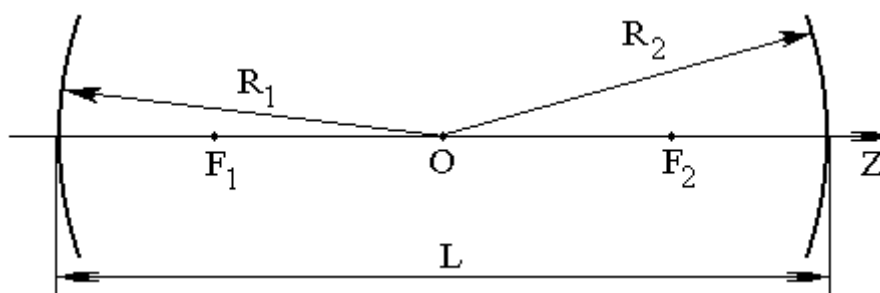


Рисунок 1.5 - Схема сферичного резонатора

Центри кривизни дзеркал O_1 і O_2 збігаються, тому що $L = 2 \cdot R$. Для концентричного резонатора $g_1 = g_2 = -1$, Дифракційні втрати в ньому швидко збільшуються зі збільшенням m і n .

В лазерній техніці використовуються резонатори з плоским і сферичним дзеркалами: напівконфокальний (рисунок 1.6), в якому $R_1 = \infty$, $R_2 = 2 \cdot L$, $g_1 = 1$, $g_2 = 1/2$ і напівконцентричний (рисунок 1.7), в якому $R_1 = \infty$, $R_2 = L$, $g_1 = 1,1$.

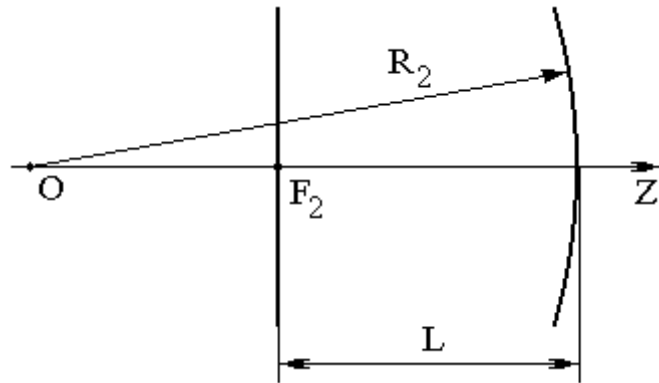


Рисунок 1.6 – Схема напівконфокального резонатора

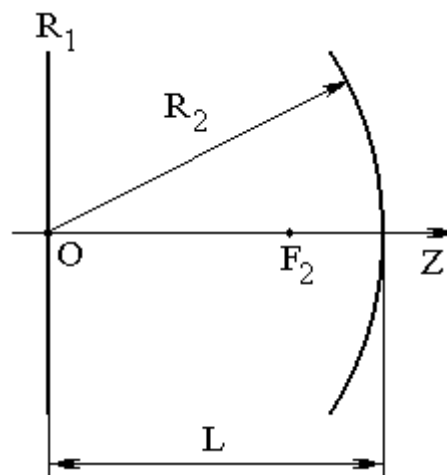


Рисунок 1.7 – Схема напівконцентричного резонатора

1.3 Розрахунок полів у відкритому резонаторі

Суворе дослідження електромагнітного поля у відкритому резонаторі ґрунтується на розгляді неоднорідної системи тимчасових рівнянь Максвелла з нульовими початковими умовами і граничними умовами на дзеркалах. Якщо припустити, що поле дуже близько до поперечного електромагнітного поля, то для опису властивостей такого резонатора досить скористатися принципом Гюйгенса-Френеля. Вивчення поля в резонаторі на підставі цього принципу вперше було проведено Фоксом і Лі.

В роботі [5] визначалися умови існування в відкритому (що не обмежується бічні панелі) резонаторі стаціонарних розподілів поля і відповідних їм втрат.

Під стаціонарним розподілом розуміється такий розподіл поля, яке після деякої кількості проходжень променя між дзеркалами (250-300 разів) залишається майже незмінним. В роботі [5] був застосований метод послідовних наближень.

Нормальні типи коливань інтерферометра характеризуються певним розподілом амплітуд і фаз по поверхнях дзеркал і певним набором частот, причому кожній частоті відповідає певне число півхвиль, що укладаються на довжині резонатора.

Нормальні типи коливань прийнято називати модами. Мода оптичного резонатора характеризується певною конфігурацією поля на поверхні дзеркал і певним числом півхвиль, що укладаються на довжині резонатора.

Моди прийнято позначати як TEM_{mnp} , де m і n - цілі числа, рівні 0,1,2 ... і що позначають число змін знаку поля на поверхнях дзеркал; q дорівнює числу півхвиль, що укладаються на довжині резонатора. Індекси m і n називають поперечними, а q - поздовжнім або аксіальним індексом. Відповідно до цього моди, що характеризуються одними і тими ж індексами m і n , але різними q , об'єднуються під загальною назвою поперечної моди. Коливання з певною

частотою (певне значення q) при цьому називаються позовжньою або аксіальною модою, що відноситься до даної поперечної моди [6].

Обчислення показали, що запізнювання фази у країв дзеркала становить кілька десятків градусів у порівнянні з центром дзеркала, що відповідає часткам довжини хвилі. Це дуже невелика величина в порівнянні з числом довжин хвиль, що укладаються на діаметрі дзеркала, тому кривизна фронту хвилі дуже мала і електромагнітне поле має дуже малу позовжню складову. Отже, можна вважати, що в резонаторі існують тільки поперечні коливання. Це послужило причиною назви типів коливання, як ТИМ - типи (ТЕМ - Transverse Electro-Magnetic).

Для прямокутних дзеркал перша буква (m) означає число змін напрямку поля уздовж великої боку дзеркал осі x , а друга (n) - вздовж меншої сторони. Для круглих дзеркал буква n означає число змін знаку поля по куту (для одного і того ж радіуса), а m - уздовж радіуса. Щоб краще зрозуміти систему позначень різних нормальних типів коливань, можна звернутися до рисунку 1.8 і порівняти показані тут конфігурації поля з їх позначенням. Ця система класифікації типів коливань може бути застосована як до плоских, так і до сферичним дзеркалам. Число q дуже велика в порівнянні з m і n .

Кожному типу коливань відповідає певний загасання. Це означає, що умови збудження різних мод не однакові. В першу чергу порушуються моди з найменшими втратами.

Для розрахунку полів відкритого резонатора існують кілька методів.

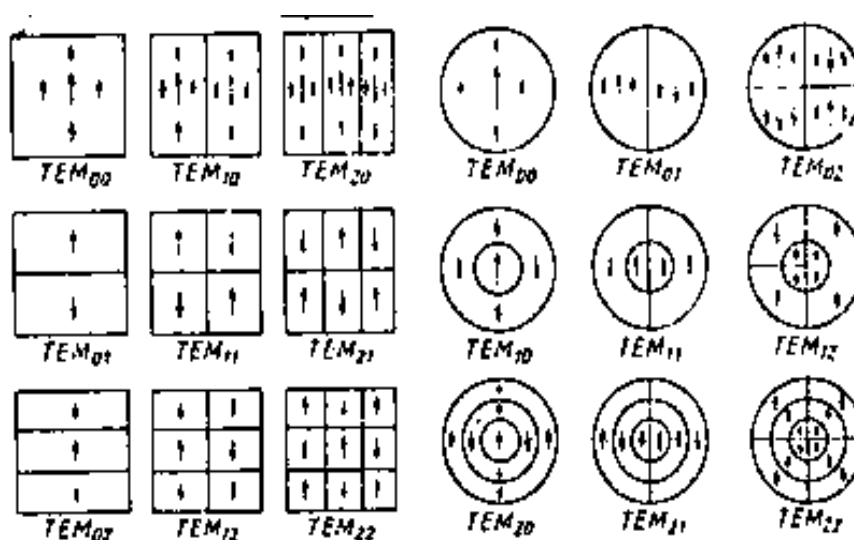


Рисунок 1.8 - Зміни поля нормальних типів коливань для квадратних і круглих дзеркал

1.3.1 Метод інтегральних рівнянь. У цьому методі розглядають хвилі, які розповсюджуються між двома дзеркальними відбивають світло Рисунок 1.9.

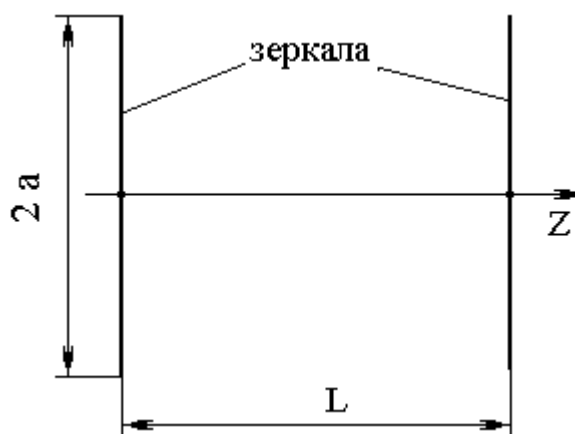


Рисунок 1.9 – Схема відкритого резонатора

В якості першого наближення приймається довільне початкове розподіл на поверхні першого дзеркала і обчислюється розподіл поля, яке виникає на поверхні другого дзеркала в результаті першого проходження хвилі.

Ці обчислення повторюються багаторазово для наступних проходжень.

Для розрахунку електромагнітного поля на поверхні дзеркала у вигляді інтеграла від поля на поверхні іншого дзеркала використовують принцип Гюйгенса-Френеля, який формується таким чином:

кожна точка хвильового фронту може розглядатися як елементарний джерело хвиль. Хвилі, які створюються елементарними джерелами, називаються вторинними і передбачається, що становище основної (або первинної) хвилі в більш пізній момент часу визначається обвідної вторинних хвиль.

Це допустимо, якщо розміри дзеркала більше в порівнянні довжиною хвилі і якщо поле дуже близько до поперечного електромагнітного поля і однорідно поляризоване в одному напрямку (тобто вектор напруженості електричного поля не змінює свого напрямку з часом).

Кількісний опис принципу Гюйгенса-Френеля дається інтегралом Кірхгоффа:

$$U_p = \frac{i \cdot k}{4 \cdot \pi} \cdot \int_A \left(U_a \cdot \frac{e^{-i \cdot k \cdot r}}{r} (1 + \cos(\Theta)) \right) dS, \quad (1.1)$$

де U_p - поле в зоні Френеля, обумовлене освітленим отвором А;

U_a - поле на отворі;

$k = 2\pi / \lambda$ - хвильове число (постійна поширення) в середовищі;

r - відстань від точки на площині отвору до точки спостереження;

Θ - кут, який r утворює з нормаллю до поверхні отвору (аналог області, виділеної на поверхні будь-якого дзеркала в разі резонатора з плоскими паралельними дзеркалами з прямокутною або круглою апертурою).

1.3.2 Метод хвильового рівняння. Цей метод був запропонований Л.А. Вайнштейном і заснований на вирішенні хвильового рівняння Гельмгольца, яке має вигляд [3]:

$$\nabla^2 \phi + k^2 \cdot \phi = 0, \quad (1.2)$$

при граничних умовах

$$-a < x < +a, \quad -b < y < +b, \quad z = \pm L/2, \quad (1.3)$$

і $\phi = 0$ на дзеркалах резонатора.

Рішення рівняння (1.2) можна записати так:

$$\phi = W(x, y, z) \cdot e^{i \cdot k \cdot z} - (-1)^q \cdot W(x, y, -z) \cdot e^{-i \cdot k \cdot z}. \quad (1.4)$$

Необхідною умовою є те, що кожний доданок в першій частині (1.4) задовольняло (1.2).

Підстановка рішення (1.4) в рівняння (1.2) дає:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 W(x, y, z)}{\partial x^2} \cdot e^{i \cdot k \cdot z} + \frac{\partial^2 W(x, y, z)}{\partial y^2} \cdot e^{i \cdot k \cdot z} + \frac{\partial^2 W(x, y, z)}{\partial z^2} \cdot e^{i \cdot k \cdot z} + \\ & + i \cdot k \cdot e^{i \cdot k \cdot z} \cdot \frac{\partial W(x, y, z)}{\partial z} \cdot e^{i \cdot k \cdot z} - k^2 \cdot e^{i \cdot k \cdot z} \cdot W(x, y, z) + \\ & + i \cdot k \cdot e^{i \cdot k \cdot z} \cdot \frac{\partial W(x, y, z)}{\partial z} \cdot e^{i \cdot k \cdot z} + k^2 \cdot e^{i \cdot k \cdot z} \cdot W(x, y, z) = 0 \end{aligned}$$

оскільки $W(x, y, z)$ вздовж осі x змінюється повільно, то можна знехтувати, приводячи останній вираз до виду:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 W(x, y, z)}{\partial x^2} \cdot e^{i \cdot k \cdot z} + \frac{\partial^2 W(x, y, z)}{\partial y^2} \cdot e^{i \cdot k \cdot z} + \frac{\partial^2 W(x, y, z)}{\partial z^2} \cdot e^{i \cdot k \cdot z} + \\ & + 2 \cdot i \cdot k \cdot \frac{\partial W(x, y, z)}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

Рівняння (1.5) є параболічним, для нього граничні умови можна переписати.

$$W(x, y, -1) = 0 \text{ при } |x| > a \text{ і } |y| > b,$$

$$W(x, y, -1) = e^{i \cdot (2 \cdot k \cdot 1 - \pi \cdot q)} \cdot W(x, y, 1) \text{ при } |x| < a \text{ і } |y| < b, \quad (1.6)$$

Рівняння (1.5) допускає рішення у вигляді:

$$W(x, y, z) = W_a(x, z) \cdot W_b(y, z), \quad (1.7)$$

де $W_a(x, z)$ і $W_b(y, z)$ задовольняють рівнянням:

$$\frac{\partial^2 W_a(x,z)}{\partial x^2} + 2 \cdot i \cdot k \cdot \frac{\partial W_a(x,z)}{\partial z} = 0 \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial^2 W_b(y,z)}{\partial y^2} + 2 \cdot i \cdot k \cdot \frac{\partial W_b(y,z)}{\partial z} = 0 \quad (1.9)$$

і граничні умови:

$$W_a(x,-1) = 0 \text{ при } |x| > a, \quad (1.10)$$

$$W_b(y,-1) = 0 \text{ при } |y| > b, \quad (1.11)$$

$$W_a(x,-1) = e^{i \cdot \pi \cdot P_a} \cdot W_a(x,1) \text{ при } |x| < a, \quad (1.12)$$

$$W_b(y,-1) = e^{i \cdot \pi \cdot P_b} \cdot W_b(y,1) \text{ при } |y| < b. \quad (1.13)$$

1.4 Розрахунок дифракційних втрат у відкритому резонаторі

У закритому резонаторі можливе існування поперечних типів коливань з великими значеннями m та n . При видаленні бічних стінок ці типи коливань відчують на краях дзеркал значні дифракційні втрати і не можуть існувати у відкритому резонаторі.

Таким чином, дифракційні втрати грають важливу роль в відкритих резонаторах, зменшуючи число типів коливань в порівнянні з тим, які можуть порушуватися в закритих резонаторах. Для тих же типів коливань, які збуджуються в відкритих резонаторах, дифракційні втрати також важливі. Якщо амплітуда поля в типі коливань максимальна в середній області дзеркала і падає до країв, то такі типи коливань мають найменшими дифракційними втратами, ці типи коливань називаються основними і позначаються TEM₀₀.

При відображенні плоскої хвилі від дзеркала в результаті дифракції відбувається поширення хвилі в межах деякого малого кута φ . дифракційний кут φ визначається за формулою:

$$\varphi = \frac{m \cdot \lambda}{D}, \quad (1.14)$$

де $m = 1$ для квадратного дзеркала зі стороною D ;

$m = 1,22$ для круглого дзеркала з діаметром D .

Для оцінки резонатора з точки зору внесених ними втрат застосовується поняття добротності резонатора.

$$Q = 2 \cdot \pi \cdot \nu \cdot \frac{\text{запасённая энергия}}{\text{енергия, потерянная за 1 сек.}}, \quad (1.15)$$

При малих дифракційних втрати добротність резонатора приблизно виражається формулою:

$$Q = \frac{2 \cdot \pi \cdot L}{\alpha \cdot \lambda}, \quad (1.16)$$

де α - коефіцієнт сумарних втрат за прохід резонатора;

L - довжина резонатора.

Цікаво порівняти цей вислів з роздільною здатністю інтерферометра Фабрі-Перо:

$$R = \frac{\lambda}{\delta \cdot \lambda} = \frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot \sqrt{\rho}}{\lambda \cdot (1 - \rho)} \cdot \cos(i), \quad (1.17)$$

де ρ - коефіцієнт відбиття від дзеркал;

i - кут між віссю і напрямком на інтерференційний максимум.

При малих дифракційних втрати добротність резонатора приблизно дорівнює роздільної здатності використовуваного в якості резонатора інтерферометра. При цьому, чим більше відстань між дзеркалами, тим вище добротність. Однак це справедливо лише до того моменту, коли дифракційні втрати менше втрат на відбиття. Останні не залежать від L , в той час як дифракційні втрати збільшуються зі збільшенням L . Тому, починаючи з деякого моменту, що характеризується рівністю дифракційних втрат і втрат на відбиття, подальше збільшення відстані між дзеркалами веде до зменшення Q .

Втрати в резонаторі складаються з дифракційних втрат і втрат на торцях активного середовища. Всі втрати, крім дифракційних, майже не залежать від поперечної структури поля. Дифракційні втрати збільшуються зі збільшенням поперечних індексів мод m і n . Як показали дослідження, дифракційні втрати залежать від числа Френеля:

$$N_{\Phi} = \frac{a^2}{\lambda \cdot L}, \quad (1.18)$$

де a - апертурний розмір дзеркала;

L - довжина резонатора;

λ - довжина хвилі, яка генерується.

1.5 Відкритий резонатор для напівпровідникових лазерів

Перші напівпровідникові лазери були створені в 1962 р майже одночасно декількома групами дослідників на основі p - n переходу арсеніду галію (GaAs).

Відмінними рисами напівпровідникових інжекційних лазерів є малі розміри, високий ККД перетворення енергії накачування в енергію випромінювання і швидкодія. Під швидкодією розуміється не тільки здійснення модуляції випромінювання лазера з великою частотою, але і можливість створення швидкодіючих логічних елементів для електронно-обчислювальної техніки.

Високий ККД інжекційних напівпровідникових ОКГ пояснюється безпосереднім перетворенням електричного струму в оптичне випромінювання, минаючи інші процеси.

Наступним перевагою є простота здійснення модуляції випромінювання шляхом зміни струму накачування. Так як часи життя носіїв зарядка дуже малі (до 10^{-11} сек), то можна отримати частоту модуляції близько 10^{11} Гц.

На рисунку 1.10 схематично зображено лазер на арсеніді галію.

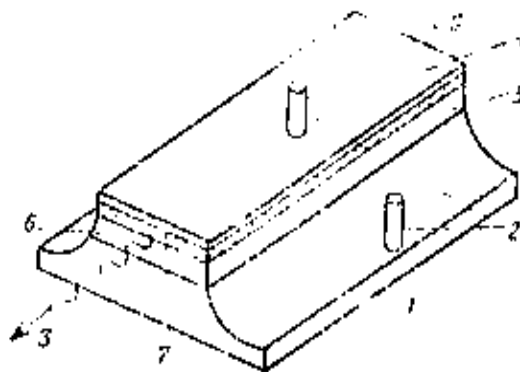


Рисунок 1.10 – Схематичне зображення ОКГ на арсеніді галію

Арсенід галію з'явився першим напівпровідниковим матеріалом, на якому був запущений інжекційні лазер (λ близько 0,84 мкм). Зараз напівпровідникові лазери на GaAs, або, як їх ще називають, напівпровідникові лазерні діоди на GaAs теж широко поширені.

Дві бічні грані (торці), перпендикулярні до площини р-п переходу, ретельно поліруються і служать дзеркалами відкритого резонатора лазера. Це можливо тому, що показник заломлення GaAs досить великий і від полірованих торців без будь-якого додаткового покриття відбивається приблизно 35% падаючого випромінювання. Дві інші грані, перпендикулярні до площини р-п переходу на рисунку 1.10 трохи скошені, щоб генерація між цими гранями не виникла. Показана на рисунку 1.10 форма лазера не єдина. Виготовляються лазери з інших форм, наприклад, циліндрична і т.д.

При низьких температурах інжекційні лазери на GaAs можуть працювати як в імпульсному, так і безперервному режимі, а при кімнатній температурі - тільки в імпульсному режимі. Для інжекції носіїв використовуються імпульси струму різної тривалості (від часткою мікросекунд до декількох мікросекунд) з різною частотою повторення до сотень кілогерц.

Метою даної дипломної роботи є вивчення формування лазерного випромінювання за допомогою відкритого резонатора і розрахунок полів і дифракційних втрат в різних видах резонаторів.

2 ФОРМУВАННЯ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІДКРИТИМ РЕЗОНАТОРОМ В НАПІВПРОВІДНИКОВОМУ ЛАЗЕРІ

У даній дипломній роботі досліджуються процеси формування лазерного випромінювання в інжекційних напівпровідниковому лазері з площиннопаралельними дзеркалами з плоским і напівсферичними дзеркалами. Розглядаються питання впливу форми дзеркала на формування каустик і гаусова пучка, розраховується розподіл інтенсивності випромінювання і полів мод по поверхні дзеркал.

2.1 Розрахунок полів і дифракційних втрат в площиннопаралельному резонаторі з прямокутною апертурою. Метод інтегральних рівнянь.

Однією з найбільш поширених конфігурацій відкритого резонатора в напівпровідникових лазерах є резонатор з площиннопаралельними дзеркалами. Схема такого резонатора наведена на рисунку 2.1

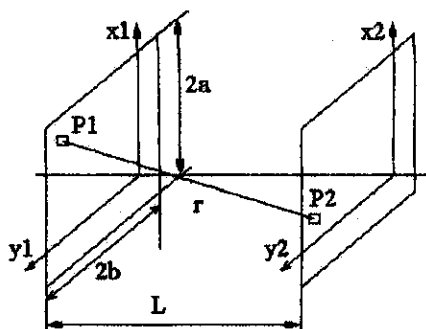


Рисунок 2.1 – Схема розподілу початкового розподілу фронту хвилі між дзеркалами оптичного резонатора

Дифракційні втрати для основної моди TEM₀₀ можна отримати за формулою:

$$\alpha_{\text{TEM}_{00}} \approx 0,207 \cdot (N_{\Phi})^{-1,4}, \quad (2.1)$$

Для визначення дифракційних втрат зручно використовувати криві, які показані на рисунку 2.2.

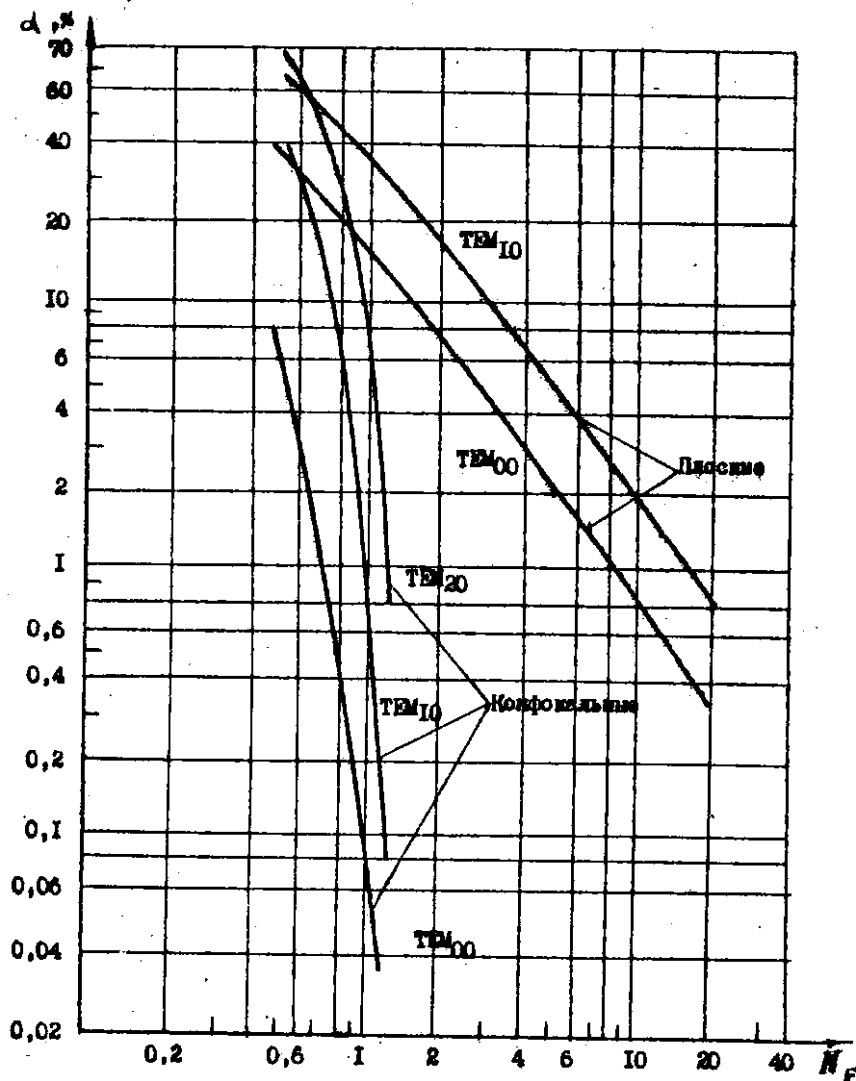


Рисунок 2.2 – Залежність втрат потужності за одне проходження від числа Френеля

Якщо величина N_{Φ} більше 10, то можна використовувати аналогічне співвідношення

$$\alpha_{\text{TEM}_{mn}} \approx 5,23 \cdot 10^{-2} \cdot \Lambda_{n(m+1)}^2 \cdot (N_{\Phi})^{-3/2}, \quad (2.2)$$

де $\Lambda_{n(m+1)}$ $n(m+1)$ корінь функції Бесселя першого роду n -го порядку.

У таблиці 2.1 наведені значення коефіцієнтів при $\Lambda_{n(m+1)}$ в натуральному вираженні (2.2) для деяких індексів m і n .

Таблиця 2.1 Коріння функції Бесселя для деяких значень індексів мод

$5,23 \cdot 10^{-2} \cdot \Lambda_{n(m+1)}^2$				
m, n	0	1	2	3
0	0,3	0,767	1,38	2,13
1	1,59	2,57	3,70	4,96
2	3,92	5,40	7,05	8,86
3	7,28	9,30	11,40	13,70

У додатку А 5 приведена програма визначення коренів функції Бесселя першого роду для будь-якого порядку, там же наведені розрахунки дифракційних втрат в неконфокальному резонаторі (резонаторі

2.2 Розрахунок полів і дифракційних втрат конфокального і напівконфокального резонаторів

При використанні методу хвильового рівняння нормований розподіл щільності потоку випромінювання по поверхні дзеркал площиннопаралельного відкритого резонатора може бути отримано з хвильового рівняння виду:

$$\frac{\partial^2 W_a(x,z)}{\partial x^2} + 2 \cdot i \cdot k \cdot \frac{\partial W_a(x,z)}{\partial z} = 0, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial^2 W_b(y,z)}{\partial y^2} + 2 \cdot i \cdot k \cdot \frac{\partial W_b(y,z)}{\partial z} = 0. \quad (2.4)$$

З граничними умовами:

$$W_a(x, -1) = 0 \text{ при } |x| > a, \quad (2.5)$$

$$W_b(y, -1) = 0 \text{ при } |y| > b, \quad (2.6)$$

$$W_a(x, -1) = e^{i \cdot \pi \cdot P_a} \cdot W_a(x, 1) \text{ при } |x| < a, \quad (2.7)$$

$$W_b(y, -1) = e^{i \cdot \pi \cdot P_b} \cdot W_b(y, 1) \text{ при } |y| < b. \quad (2.8)$$

Вирішуючи рівняння (2.3.) і (2.4) з граничними умовами (2.3.) - (2.8) отримаємо:

- для прямокутного дзеркала:

$$U_{mn}(x, y) = \left\{ \begin{array}{l} \cos^2 \\ \sin^2 \end{array} \left[\frac{\pi \cdot (m+1) \cdot x}{2 \cdot a \cdot \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{8 \cdot \pi \cdot N_a}} \right)} \right] \right\} \times \\ \times \left\{ \begin{array}{l} \cos^2 \\ \sin^2 \end{array} \left[\frac{\pi \cdot (n+1) \cdot y}{2 \cdot b \cdot \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{8 \cdot \pi \cdot N_b}} \right)} \right] \right\}, \quad (2.9)$$

де x, y - змінні прямокутні координати в площині дзеркала;

a й b - розмір апертури по осях x та y ;

N_a, N_b - числа Френеля. Відповідні характерним розмірами апертури.

$$N_a = \frac{a^2}{\lambda \cdot L}, \quad N_b = \frac{b^2}{\lambda \cdot L}, \quad (2.10)$$

β - параметр Вайнштейна.

Функція косинус відноситься до парних значень індексів мод, а функція синус - до непарних;

- для круглого дзеркала:

$$M_{pl}(r, \varphi) = \left\{ J_p \left[\frac{V_p^2 (l+1)}{a \cdot \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{8 \cdot \pi \cdot N}} \right)} \right] \right\}^2 \cdot (\cos(l \cdot \varphi))^2, \quad (2.11)$$

де p, l - радіальний і кутовий індекс моди;

r і φ - змінні полярні координати в перетині пучка;

a - радіус перерізу апертури резонатора;

$J_p(x)$ - функція Бесселя першого роду p -го порядку;

V_p - $(l+1)$ -й корінь функції Бесселя першого роду p -го порядку.

Розподілу (2.9) і (2.11) для кожної окремої моди залишаються постійними в будь-якому перетині пучка. Але між модами є зсув по фазі, залежить від відстані. Тому, якщо лазер працює багатомодовому режимі, картина розподілу може змінюватися від перетину до перетину.

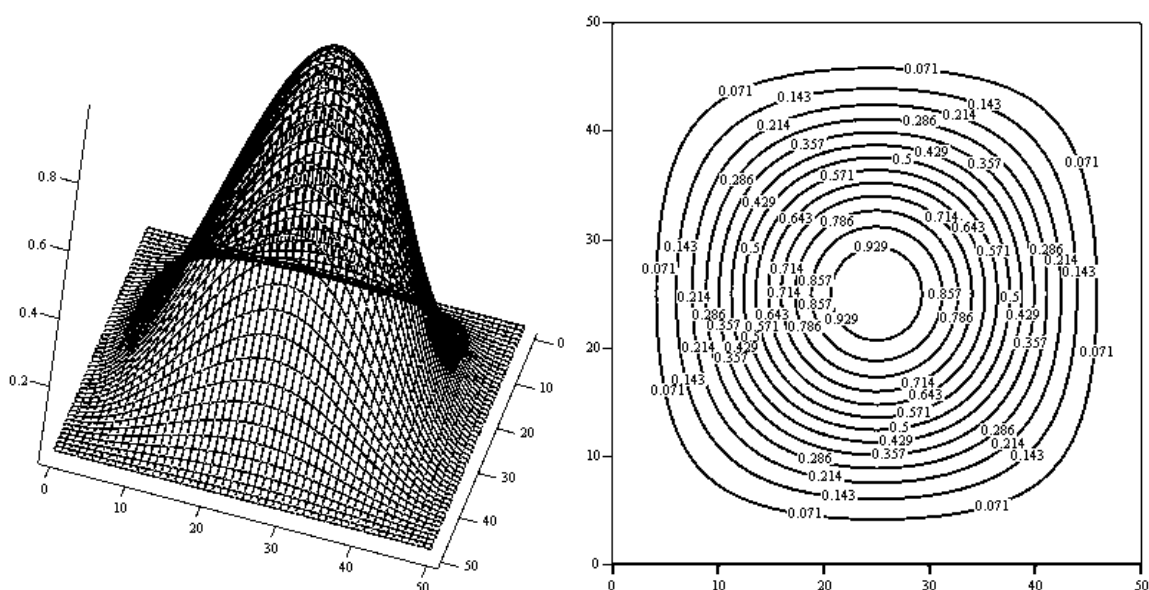


Рисунок 2.3 - Картина нормованого розподілу щільності потоку випромінювання для моди TEM₀₀ на поверхні площинно-паралельного дзеркала з прямокутними дзеркалами

Зі збільшенням відстані величина зсуву фаз зменшується і, починаючи з деякої відстані, картина розподілу інтенсивності в перерізі пучка практично не змінюється. На рисунках 2.3 і 2.4 приведені картини нормованого розподілу щільності потоку випромінювання для моди TEM₀₀ на поверхні площинно-паралельного резонатора з прямокутними і круглими дзеркалами.

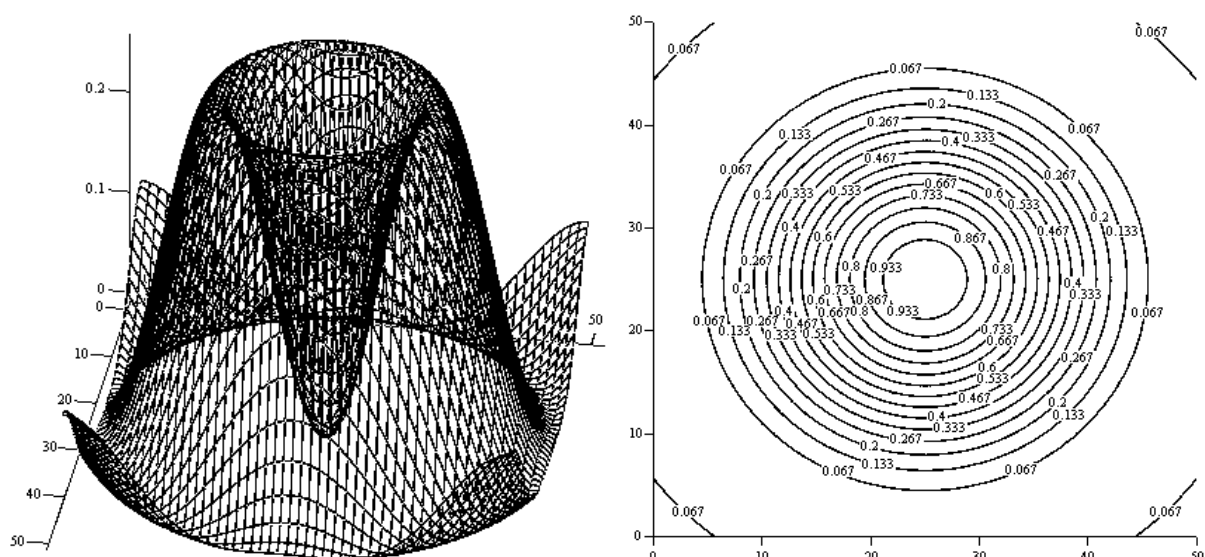


Рисунок 2.4 – Картина нормованого розподілу щільності потоку для моди TEM₀₁ на поверхні площинно-паралельного круглого дзеркала

Розглянемо резонатор, що складається з сферичних або з сферичного і плоского дзеркал. Відмінною особливістю розподілу щільності потоку випромінювання є незалежність його поперечного розміру від розміру перетину резонатора. У разі двовісний симетрії перетину резонатора вираз, що описує розподіл щільності потоку випромінювання в плямі для даної моди, має вигляд:

$$M_{mn}(x, y) = H_m^2\left(\sqrt{2} \cdot \frac{x}{w}\right) \cdot H_n^2\left(\sqrt{2} \cdot \frac{y}{w}\right) \cdot \exp\left(-2 \cdot \frac{x^2 + y^2}{w^2}\right), \quad (2.12)$$

де x і y - змінні прямокутні координати в перетині пучка;

w - параметр, що характеризує масштаб перетину пучка;

H_m і H_n - поліноми Ерміта порядку, який відповідає індексу поздовжньої моди.

Розподіл інтенсивності при циліндричній симетрії резонатора можна записати, використовуючи циліндричну систему координат:

$$M_{pl}(r, \varphi) = \left(\sqrt{2} \cdot \frac{x}{w} \right)^{2 \cdot l} \cdot \left[L_p^l \left(2 \cdot \frac{r^2}{w^2} \right) \right] \cdot \exp \left(-2 \cdot \frac{r^2}{w^2} \right) \cdot (\cos(l \cdot \varphi))^2, \quad (2.13)$$

де p, l - радіальний і кутовий індекс моди;

$L_p^l(x)$ - поліноми Лагерра.

Як випливає з співвідношень (2.11) і (2.12), розподіл щільності випромінювання в основній моді при циліндричній симетрії резонатора описується функцією Гауса. Для типів коливання вищих порядків розподіл інтенсивності має більш складний характер з періодичною черговістю екстремумів.

Масштаб розподілу як і в разі прямокутної, так і циліндричній симетрії резонатора визначається параметром w . Величина w дорівнює відстані від осі пучка до точки, де інтенсивність в перетині основної моди падає в e^2 раз (амплітуда в e раз). Параметр w називається розміром плями в залежності від конфігурації резонатора і перетину пучка.

Дифракційні втрати для основної моди конфокального резонатора можуть бути визначені за формулою:

$$\alpha_{TEM_{00}} \cong 10,9 \cdot 10^{-4,94 \cdot N_{\Phi}}. \quad (2.14)$$

Для дифракційних втрат у разі $N_{\Phi} \gg 1$ при будь-яких значеннях m і n справедливо співвідношення:

$$\alpha_{TEM_{00}} = \frac{4 \cdot \pi \cdot (8 \cdot \pi \cdot N_{\Phi})^{2n+m+1}}{n!(n+m+1)!} \cdot \exp(-4 \cdot \pi \cdot N_{\Phi}). \quad (2.15)$$

2.3 Оцінка стійкості відкритого резонатора

Відкритий резонатор буде стійким, якщо виконується умова:

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1, \quad (2.16)$$

де R_1, R_2 - радіуси дзеркал резонатора.

Розглянемо умови стійкості деяких видів відкритих резонаторів, показаних на малюнках 1.1 - 1.7

Якщо обидва дзеркала резонатора плоскі (рисунок 1.1) $R_1 = R_2 = \infty$, то, згідно з (2.14) система стійка.

Якщо одне дзеркало плоске $R_1 = \infty$ або $R_2 = \infty$, а інше сферичне (рисунок 1.6, 1.7), то умова стійкості має вигляд:

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_{1,2}}\right) \leq 1, \quad (2.17)$$

тобто система стійка в області значень $L / R_{1,2} < 1$. Оптимальний режим відповідає середині області $L = R_{1,2}/2$.

У разі, коли центри обох дзеркал лежать за резонатором, система стійка при:

$$\frac{L}{R_1} > 1 \text{ і } \frac{L}{R_2} > 1. \quad (2.18)$$

Коли центри дзеркал лежать в середині резонатора, система стійка при виконанні додаткового умови:

$$R_{1,2} \leq L \leq R_1 + R_2, \quad (2.19)$$

На рисунку 2.5 показана діаграма яка дозволяє оцінити стійкість відкритих резонаторів різних конфігурацій.

Вільна від штрихування область на діаграмі - це область значення $g_1 = 1 - L/R_1$ і $g_2 = 1 - L/R_2$, які відповідають резонатору стійкої конфігурації. Навпаки, коли координати g_1 і g_2 резонатора потрапляють в заштриховану область, то такий резонатор є нестійким. Зауважимо, що при обчисленнях значення g_1 і g_2 знак радіуса кривизни дзеркала береться позитивним, якщо дзеркало увігнуте і негативним, якщо дзеркало опукле.

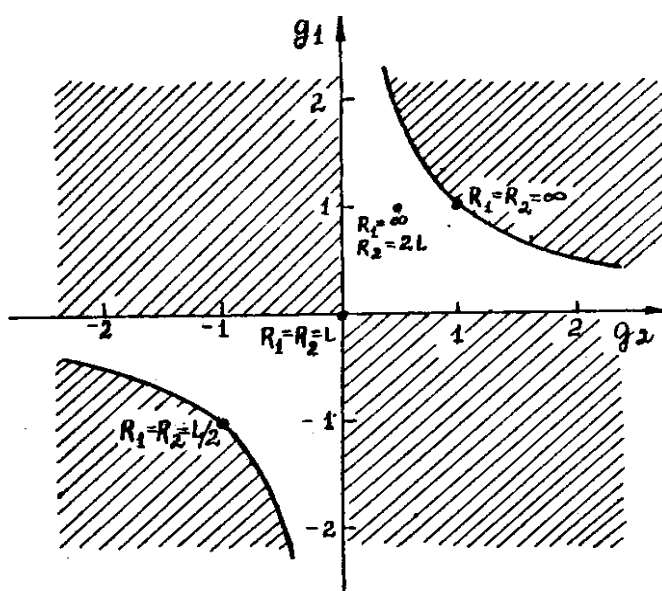


Рисунок 2.5 - Діаграма стійкості відкритих резонаторів (G-діаграма)

В усталеному резонаторі світлова хвиля поширюється від периферії до осі, створюючи обмежену каустичну поверхню. Радіус апертури світлової хвилі на дзеркалах резонатора для основної поперечної моди TEM₀₀ в загальному записується у вигляді:

$$w_{1,2}^4 = \left(\frac{\lambda \cdot R_{1,2}}{\pi} \right) \cdot \frac{L \cdot (R_{1,2} - L)}{(R_{1,2} - L) \cdot (R_1 + R_2 - L)}, \quad (2.20)$$

де L - довжина резонатора;

R₁, R₂ - радіуси кривизни дзеркал.

Радіус світлової плями в перетягуванні моди TEM₀₀ - $w_0 = \sqrt{\lambda \cdot L / \pi}$, А для мод вищого порядку TEM_{mnp}:

$$w_{mn} = w_0 \cdot \left\{ 2 \cdot m + n + 1 + [(2 \cdot m + 1) \cdot (2 \cdot m + 2 \cdot n + 1)]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (2.21)$$

Вихід випромінювання зі стійкого положення резонатора здійснюється за допомогою напівпрозорого плоского дзеркала. В цьому випадку перетяжка каустичної поверхні (w_0) розміщується в площині вихідного дзеркала (полуконфокальний) резонатор.

Розбіжність випромінювання, що виходить зі стійкого резонатора в загальному випадку складається з геометричної складової Θ_r , Яка може бути компенсована, наприклад, лінзою і дифракційної складової Θ_D . Для моди TEM₀₀ дифракційна складова розбіжності випромінювання мінімальна і становить:

$$\Theta_D = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi \cdot L}}. \quad (2.22)$$

Для дзеркал з радіусом $r_0 > w_{1,2}$ максимальний номер моди сталого резонатора:

$$m_{\max} = \frac{r_0^2}{w_1^2} \approx \frac{\pi}{2} \cdot \frac{r_0^2}{\pi \cdot L} = \frac{\pi}{2} \cdot N_{\Phi}. \quad (2.23)$$

де N_{Φ} - число Френеля.

Кутова розбіжність моди TEM_{mn} зростає зі збільшенням номера моди (в допущенні $m = n$) при $m > 1$:

$$Q_m = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_m} \approx \frac{\lambda}{\pi \cdot w_2} \cdot \sqrt{m}. \quad (2.24)$$

$$Q_{m_{\max}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{r_0^2}{L}. \quad (2.25)$$

Розбіжність багатомодового випромінювання:

$$Q_D = \frac{K \cdot \lambda}{2 \cdot a},$$

де $K = 1,5 \cdot a \cdot \sqrt[3]{\delta_0 \cdot L + \ln(\rho_2^{-1})} / \sqrt{\lambda \cdot L}$;

δ_0 - коефіцієнт втрат,

ρ_2 - коефіцієнт відображення вихідного дзеркала.

Надійне виділення моди TEM₀₀ залежить і від ступеня рівномірності збудження активного середовища в поперечному розрізі резонатора.

Зв'язок апертури стійкого резонатора з його довжиною обмежує його використання в лазерах великої потужності.

У нестійких резонаторах також можуть існувати різні конфігурації світлового поля (моди резонатора).

2.4 Формування Гаусова пучка

В теорії оптичних резонаторів особливу роль відіграє конфокальний резонатор. Це пояснюється тим, що симетрична конфокальна конфігурація ($g_1 = g_2 = 0$) дозволяє отримати аналітичний розв'язок вихідного хвильового рівняння.

В усталеному оптичному резонаторі хвильові поверхні пучка близькі до сферичним, поперечна структура задається в першому наближенні поліномами Ерміта-Гаусса при прямокутній симетрії перетину. Такого роду пучки називаються гауссовими.

Форма поля в радіальному напрямку визначається розподілом Гаусса:

$$f(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right).$$

Амплітуда напруженості поля у відкритому резонаторі для основної моди TEM₀₀, яка може бути отримана з використанням дифракційних формул Кірхгофа при вирішенні хвильового рівняння $\nabla E + k^2 \cdot E = 0$, має вигляд:

$$F(x, y, z) = E_0 \cdot \frac{w_0}{w} \cdot \exp\left(-i \cdot p(z) - \frac{i \cdot k}{2 \cdot q(z)} \cdot r^2\right) \cdot \exp(-i \cdot k \cdot z), \quad (2.26)$$

тут $q(z)$ і $p(z)$ - комплексні параметри пучка.

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i \cdot \lambda}{\pi \cdot w^2(z)},$$

$$p(z) = -\arctg\left(z \cdot \lambda / (\pi \cdot w_0^2)\right) - i \cdot \ln(w(z)/w_0), \quad (2.27)$$

де $R(z)$ - радіус кривизни поверхні рівної фази або хвильовий фронт в точці z ;

$2 \cdot w(z)$ - діаметр пучка;

$2 \cdot w_0$ - діаметр пучка в перетягуванні.

Кожне поперечний переріз z резонансного пучка характеризується радіусом кривизни сферичного хвильового фронту R і відстанню w від осі, на якому амплітуда основної моди зменшується в e^2 раз. Пучок може бути однозначно заданий зазначенням місця розташування найменшого перетину (перетяжка) і розміру плями в цьому перетині w_0 .

Для конфокального резонатора (рисунок 1.6) розмір пучка:

$$w(z) = w_0 \cdot \left[1 + \left(\frac{2 \cdot z}{L} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.28)$$

де w_0 - розмір плями в центрі резонатора,

$$w_0 = w(0) = \sqrt{\frac{L \cdot \lambda}{2 \cdot \pi}}, \quad (2.29)$$

величину w_0 називають розміром плями в перетягуванні.

Розмір плями на дзеркалах при $z_0 = \pm L/2$ з урахуванням (2.28):

$$w_{зep.} = \sqrt{\frac{L \cdot \lambda}{\pi}}, \quad (2.30)$$

У конфокальному резонаторі перетяжка збігається з центральним перетином резонатора.

Радіус кривизни сферичного хвильового фронту (поверхні постійної фази) в точці перетину з віссю z :

$$R(z) = z \cdot \left[1 + \left(\frac{L}{2 \cdot z} \right)^2 \right]. \quad (2.31)$$

Ці поверхні на рисунку 2.6 зображені пунктирними лініями.

В результаті ефекту дифракції гаусів пучок при поширенні у вільному просторі повільно розширюється, так що радіус плями - $w(z)$ і радіус кривизни хвильового фронту - $R(z)$ повільно змінюється функції координати z . На рисунку 2.6 показано поведінку цих величин в площині Yz , а в таблиці 2.2 наведені значення різних параметрів і відповідні формули.

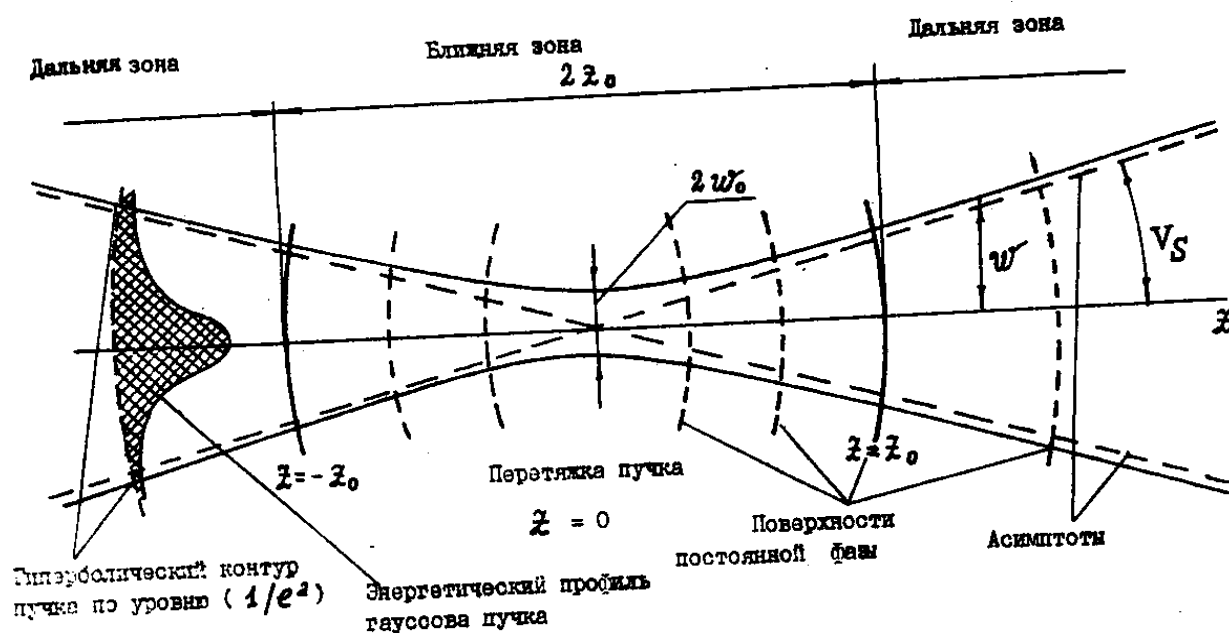


Рисунок 2.6 - Параметры Гауссова пучка

Таблиця 2.2 - Значення основних параметрів Гауссова пучка

параметр	Найменування параметру	Формула
$\omega_0(0)$	Радіус пучка в перетягуванні	$\omega_0(0) = \sqrt{2 \cdot \lambda / 2 \cdot \pi}$
$\omega_0(z)$	Радіус пучка, який визначається за рівнем	$\omega(z) = \omega_0 \left(1 + \left(\frac{\lambda \cdot z}{\pi \cdot \omega_0^2} \right)^2 \right)^{1/2}$
$R(z)$	Радіус кривизни поверхонь постійної фази	$R(z) = z \cdot \left(1 + \left(\frac{\pi \cdot \omega_0^2}{\lambda \cdot z} \right)^2 \right)$
$q(z)$	Комплексний параметр кривизни	$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i \cdot \lambda}{\pi \cdot (\omega(z))^2}$
z_0	Радіус дифракційної розбіжності пучка	$z_0 = \frac{\pi \cdot \omega_0^2}{\lambda}$
V_S	Асимптотичний кут розходження пучка	$V_S = \pm \frac{\lambda}{\pi \cdot \omega_0}$

Крива, яка визначає рівень постійної інтенсивності пучка або його радіус, на якому квадрат амплітуди зменшується в e^2 раз, являє собою гіперболу. У точці $z = 0$ (Перетяжка пучка) вона має мінімальну відстань ω_0 від осі z . Її асимптоти розташовані під кутом $V_S = \pm \frac{\lambda}{\pi \cdot \omega_0}$ до осі z .

Поблизу перетяжки гауссова пучка поверхні постійної фази є плоскими, а в точках $z = \pi \cdot \omega / \lambda$ (На поверхні дзеркал) їх кривизна досягає максимуму. Центральну область довжиною $2 \cdot z$, в якій перетин пучка залишається практично постійним, називають «ближньої зоною» («ближнім полем»), а область, в якій відбувається асимптотичне розширення - «далекої зоною».

параметр ω_0/ω , Що стоїть у натуральному вираженні (2.26) для амплітуди перед експонентою, показує, що поблизу перетяжки (або фокуса) пучка спряженість електричного поля більше, ніж в далекій зоні, де пучок істотно розширюється. Однак повна енергія, що переноситься пучком,

залишається постійною для всіх значень z (за умови, що навколишнє середовище не є поглинає або підсилює). У радіальному інтервалі, обмеженому гіперболічної поверхнею, на якому інтенсивність пучка зменшується в e^2 раз.

Щоб одночасно стежити за зміною параметрів $\omega_0(z)$ і $R(z)$ їх можна комбінувати і утворити нову величину, яку називають комплексним параметром кривизни $g(z)$. Зі співвідношення (2.27) випливає, що дійсна частина $1/q$ визначає розбіжність поверхні постійної фази, а уявна частина, пропорційна $1/\omega^2$, характеризує ступінь концентрації енергії в приосевої області пучка.

Для резонатора, утвореного плоскими і сферичними дзеркалами (рисунок 2.7), розмір плями на увігнутому і плоскому дзеркалах відповідно:

$$(w_1)_{\text{вогн}} = \sqrt{\frac{\lambda \cdot R}{\pi}} \cdot \sqrt[4]{L \cdot (R - L)}, \quad (2.32)$$

$$(w_1)_{\text{пл}} = \sqrt{\frac{\lambda \cdot L}{\pi}} \cdot \sqrt[4]{\frac{R - L}{L}}. \quad (2.33)$$

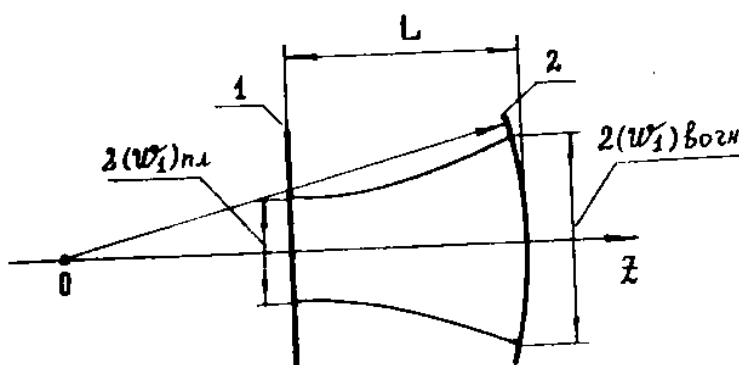


Рисунок 2.7 – Резонатор, утворений плоскими і сферичними дзеркалами

В цьому випадку перетяжка збігається з плоским дзеркалом, отже, розмір плями на увігнутому дзеркалі більше розміру плями на плоскому.

За аналогією з симетричним резонатором визначаються параметри мод несиметричного резонатора (рисунок 2.8). Але при цьому слід виконати обчислення еквівалентного конфокального резонатора.

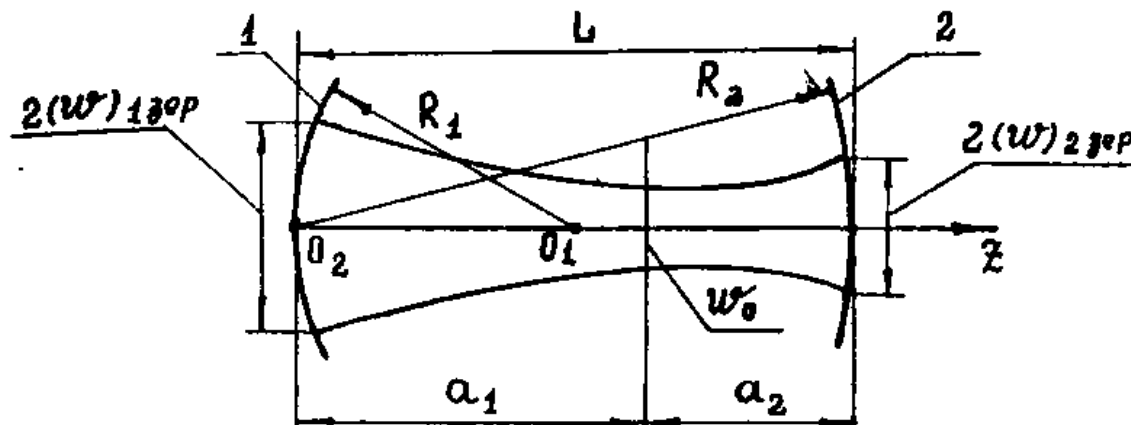


Рисунок 2.8 - Несиметричний резонатор

Тоді розміри на дзеркалах і в перетягуванні можуть бути розраховані за формулами:

$$w_{1 \text{ зер}} = \sqrt{\frac{\lambda \cdot R_1}{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{L \cdot (R_2 - L)}{(R_1 - L) \cdot (R_1 + R_2 - L)}}, \quad (2.34)$$

$$w_{2 \text{ зер}} = \sqrt{\frac{\lambda \cdot R_2}{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{L \cdot (R_1 - L)}{(R_2 - L) \cdot (R_1 + R_2 - L)}}, \quad (2.35)$$

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{L \cdot (R_1 - L) \cdot (R_2 - L) \cdot (R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2 \cdot L)^2}}, \quad (2.36)$$

Для відстані перетяжки від дзеркал маємо:

$$d_1 = \frac{L \cdot (R_2 - L)}{R_1 + R_2 - 2 \cdot L}, \quad (2.37)$$

$$d_2 = \frac{L \cdot (R_1 - L)}{R_1 + R_2 - 2 \cdot L}, \quad (2.38)$$

тут R_1 , R_2 - радіуси дзеркал, L - відстань між дзеркалами.

У несиметричному резонаторі перетяжка може перебувати як усередині, так і поза резонатора, і зміщена від центрального перетину в сторону дзеркала меншою кривизни.

Розподіл амплітуди по всьому фронту гауссова пучка має осьову симетрію шириною w і справедливо для будь-якого z , в тому числі і для $Z \geq L/2$, Тобто поза резонатора (рисунок 2.9)

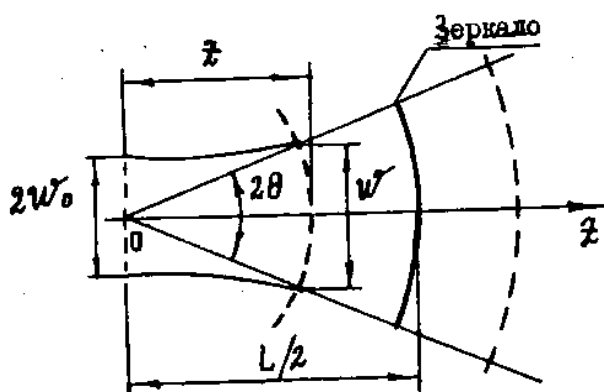


Рисунок 2.9 - Розподіл амплітуди в гауссова пучку

Зі збільшенням відстані до перетяжки розмір плями збільшується. при $z \gg L$ (Малюнки 2.8, 2.9) розмір плями зростає лінійно, що дозволяє ввести кут розходження лазерного пучка як межа відношення розміру плями w до видалення z , які прагнуть до нескінченності:

$$2 \cdot \theta = 2 \cdot \lim_{z \rightarrow 0} \left(\frac{w}{z} \right). \quad (2.39)$$

Конкретна розбіжність залежить від типу резонатора, поперечного індексу m і рівня, на якому вона змінюється. Так, випромінювання, відповідне основний моді конфокального резонатора TEM₀₂ на рівні $1/e^2$ за інтенсивністю має розбіжність

$$\left(2 \cdot \theta_{1/e^2} \right)_{02} = 2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \lambda}{\pi \cdot L}}. \quad (2.40)$$

Моди вищих порядків характеризуються великими кутами розходження. Для відшукання розбіжність вищих поперечних мод можна скористатися коефіцієнтом K_m , що визначає збільшення розміру плями вищої поперечної моді (на рівні $1/e$ в порівнянні з основною):

$$K_m = \frac{(\omega_{1/e})_{m0}}{(\omega_{1/e})_{00}}. \quad (2.41)$$

У таблиці 2.3 наведені значення коефіцієнтів K_m для симетричного конфокального резонатора з круглими і квадратними дзеркалами.

Таблиця 2.3 - Значення коефіцієнтів K_m

Поперечний індекс m	0	1	2	3	4
Круглі дзеркала	1	1,52	1,86	2,13	2,32
Квадратні дзеркала	1	1,49	1,79		

Кут розходження для вищих мод TEM_m n конфокального резонатора:

$$\left(2 \cdot \theta_{1/e^2}\right)_{m0} = K_m \cdot 2 \cdot \left(\theta_{1/e^2}\right)_{00} = 2 \cdot K_m \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \lambda}{\pi \cdot L}}. \quad (2.42)$$

Кут розходження випромінювання основної моди TEM₀₀ неконфокального резонатора визначається, якщо відомий параметр еквівалентного конфокального резонатора (ЕКР) $L_{\mathcal{G}}$:

$$L_{\mathcal{G}}^2 = \frac{4 \cdot L \cdot (R_1 - L) \cdot (R_2 - L) \cdot (R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2 \cdot L)^2}. \quad (2.43)$$

тут R_1 і R_2 - радіуси кривизни дзеркал, L - довжина неконфокального резонатора.

Вираз для розрахунку кута розходження неконфокального резонатора з урахуванням (2.40) і (2.43) запишемо так:

$$\left(2 \cdot \theta_{1/e^2}\right)_{00} = 2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \lambda}{\pi \cdot L_{\text{Э}}}} = \frac{2 \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \cdot \sqrt{R_1 + R_2 - 2 \cdot L}}{\sqrt[4]{4 \cdot L \cdot (R_1 - L) \cdot (R_2 - L) \cdot (R_1 + R_2 - L)}}. \quad (2.44)$$

Для практичних випадків вираз (2.44) спрощується. при $R_1 = R_2 = R$ з (2.44) маємо:

$$\left(2 \cdot \theta_{1/e^2}\right)_{00} = 2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \lambda}{L}} \cdot \sqrt[4]{\frac{L}{2 \cdot R - L}} \Big|_{R \gg L} \cong 2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \lambda}{L}} \cdot \sqrt[4]{\frac{L}{2 \cdot R}}. \quad (2.45)$$

при $R_1 = R$, $R_2 = \infty$, Кут розходження:

$$\left(2 \cdot \theta_{1/e^2}\right)_{00} = 2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \lambda}{L}} \cdot \sqrt[4]{\frac{L}{R - L}} \Big|_{R \gg L} \cong 2 \cdot \sqrt{2 \cdot N} \cdot \left(\frac{\pi}{2 \cdot L}\right) \cdot \sqrt[4]{\frac{2 \cdot L}{2 \cdot R}}. \quad (2.46)$$

При великій довжині резонатора L або $L_{\text{Э}}$ в розрахункових формулах для $\left(2 \cdot \theta_{1/e^2}\right)_{00}$ необхідно враховувати дифракційне розбіжність, викликане дифракцією на апертурними діафрагми резонатора.

2.5 Формування лазерного пучка відкритого резонатор напівпровідникових лазерів

Часто підкреслюється чіткий напрямок лазерного променя. При цьому не враховується, що малий кут розходження не є невід'ємною властивістю випромінювання, яке генерується. При багатомодовою генерації тілесний кут, в якому поширюється випромінювання, може бути досить великим. Лазери з чотирехбоковим резонатором генерують практично у всіх напрямках. Малим кутом розходження характеризуються, як правило, тільки одномодовий режим генерації або сукупність аксіальних мод. Але така властивість відсутня в інжекційних лазерах навіть при одномодової генерації. Це пов'язано з малими розмірами робоче середовище.

Нижньою межею кута розходження є дифракційну кут, обумовлений хвильової природою світла і не залежить від джерела випромінювання.

Наприклад, при дифракції плоскої хвилі на круглому отворі діаметром d першої темної кільце, відповідне мінімуму випромінювання і обмежує центральний промінь, задовольняє умові:

$$\sin(\nu_d) = \frac{1,22}{\lambda \cdot d}, \quad (2.47)$$

де ν_d - кут, за якими видно з отвору радіус першого кільця.

Для малих значень ν кут розходження центрального променя (на половині його інтенсивності) приблизно дорівнює ($1 \text{ рад} = 57,297$):

$$\Delta\nu_d = \frac{1,22}{\lambda \cdot d_{\text{рад}}} = \frac{69,9}{\lambda \cdot d^0}. \quad (2.48)$$

В інжекційних лазерах спостерігається інша ситуація: основна причина великої розбіжності випромінювання, яке генерується - це його дифракція при його виході з активної середовища. Для довжини хвилі випромінювання лазерного діода на основі GaAs і $\lambda = 0,58 \text{ мкм}$ і $d = 23,45 \text{ мкм}$ з (2.47) слід $\nu = 31,20,15^\circ$ відповідно.

Неоднорідності активної середовища призводять до додаткового розширення променя, але в цілому вони грають другорядну роль в порівнянні з дифракцією світла.

Ширина активного середовища лазерного діода звичайно становить десятки або сотні мікрон, тому кут дифракції випромінювання в площині рп переходу на один - два порядки менше, ніж ν в площині, перпендикулярній до неї. Досліди показують, що для високоякісних діодів, що працюють в одномодовому режимі ν близько 1.

При багатомодовою генерації промінь стає широким і в цій площині. Індикатриса випромінювання складається з багатьох пелюсток. У площині, перпендикулярній до площини рп переходу, кут розходження становить приблизно 10° і більше. У деяких діодах індикатриса випромінювання відхилена від площини рп переходу в сторону n-типу.

Теоретичні та експериментальні дослідження картин ближніх і дальніх полів випромінювання гетеролазери показують, що з достатнім ступенем точності активне середовище можна моделювати плоским металевим хвилеводом, заповненим діелектриком, а кутовий розподіл у вертикальній площині (рисунки 2.11), як і в гомолазерах, визначається дифракцією хвилеводної хвилі на відкритому кінці хвилеводу.

Інжекційні лазери за своїми розмірами близькі до точкових джерела випромінювання. Тому кут розходження лазерного променя за допомогою оптичних систем можна різко зменшувати або сфокусувати промінь на маленький майданчик.

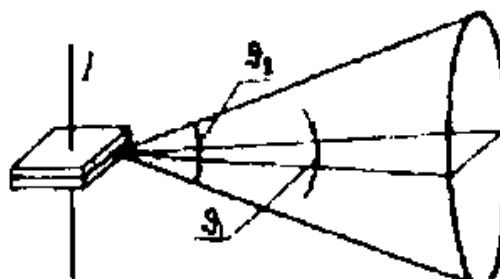


Рисунок 2.11 - Розбіжність випромінювання інжекційного лазера

ВИСНОВКИ

Як впливає з аналізу наведених розподілів на плоских дзеркалах, інтенсивність випромінювання розподіляється по всій поверхні дзеркала згідно індексам того чи іншого типу коливань (тієї чи іншої моди), тобто мода займає весь обсяг активної речовини аж до країв дзеркала. Для моди TEM₀₀ максимум інтенсивності знаходиться в центрі дзеркала, рівномірно спадаючи до країв, з ростом чисельних значень індексів моди кількість максимумів збільшується, одночасно віддаляючись від центру дзеркала до його периферії. В резонаторах з дзеркалами сферичної форми - володіють кінцевим радіусом кривизни, розподіл інтенсивності по поверхні дзеркала, як і будь-якому поперечному перерізі пучка, підпорядковується розподілу Гаусса. Це означає, що просторова структура моди наближається до каустики - формується Гаусів пучок, обсяг моди менше обсягу активної речовини, а на дзеркалах резонатора інтенсивність випромінювання сконцентрована в області вузької плями, площа якої менше ніж площа самого дзеркала.

Залежно від параметрів відкритого резонатора - радіусів кривизни дзеркал і довжини (бази) резонатора, а так само від співвідношення між цими параметрами, що виникають в резонаторі коливання можуть як стійкими, так і нестійкими. У дипломній роботі розраховані точки стійкості відкритого резонатора з плоскими дзеркалами круглої апертури і розглянуто неконфокальний резонатор довільної форми в залежності від зміни його геометричних параметрів.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Пащенко О.Г., Галат О.Б., Бабиченко О.Ю. Напівпровідникові квантові генератори з наноструктурами . – Харків: ХНУРЕ, 2019. – 236 с.
2. Биков М.М., Пащенко О.Г. Прилади та пристрої квантової електроніки з використанням ЕОМ для дослідження і аналізу. – ХНУРЕ, 2002. – 388 с.
3. Тугов В.М. Полупроводниковые приборы. – М.: Высш. шк., 1973. – 400 с.
4. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. – М.: Высш. шк., 1982. – 608 с.
5. Пасынков В.В., Чирикин Л.К. Полупроводниковые приборы. – М.: Высш. шк., 1987. – 480 с.
6. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Кн.2. М.: Мир, 1984.
7. Шиляев П.А., Павлов Д.А. Полупроводниковые гетероструктуры: гетеропереход. Учебно-методическое пособие. Н. Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2009.
8. Ильин В.И., Мусихин С.Ф., Шик А.Я. Варизонные полупроводники и гетероструктуры. СПб.: Наука, 2000.
9. Кардона Ю.П. Основы физики полупроводников / Пер. с англ. И.И. Решиной. / Под ред. Б.П. Захарчени. – 3-е изд. М.: Физматлит, 2002.